



Etude expérimentale d'une interaction thermique au sein d'un fluide

Adrien Abbate

► To cite this version:

Adrien Abbate. Etude expérimentale d'une interaction thermique au sein d'un fluide. Thermique [physics.class-ph]. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSEI001 . tel-02063316

HAL Id: tel-02063316

<https://theses.hal.science/tel-02063316>

Submitted on 11 Mar 2019

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

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



N°d'ordre : 2018LYSEI001

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de
L'INSA LYON

Ecole Doctorale N° 162
Mécanique-Energétique-Génie Civil-Acoustique

Spécialité de doctorat : Thermique et Energétique

Soutenue publiquement le 08/01/2018, par :
Adrien Abbate

**Etude expérimentale d'une interaction
thermique au sein d'un fluide**

Devant le jury composé de :

Gradeck, Michel Professeur des Universités Université de Lorraine	Président
Duluc, Marie-Christine Maître de Conférences HDR CNAM Paris	Rapporteuse
Lafon, Philippe Ingénieur de Recherche, HDR EDF	Rapporteur
Clausse, Marc Professeur des Universités INSA Lyon	Examineur
Haberschill, Philippe Maître de Conférences émérite INSA Lyon	Directeur de thèse
Rulière, Romuald Maître de conférences INSA Lyon	Encadrant
Ruyer, Pierre Docteur IRSN	Invité

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3^e etage secretariat@edchimie-lyon.fr Insa : R. GOURDON	M. Stéphane DANIELE Institut de Recherches sur la Catalyse et l'Environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Equipe CDFA 2 avenue Albert Einstein 69626 Villeurbanne cedex directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN Ecole-Doctorale.eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec : Sylvie ROBERJOT Bât Atrium - UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : H. CHARLES secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	M. Fabrice CORDEY CNRS UMR 5276 Lab. de géologie de Lyon Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Géode 2 rue Raphaël Dubois 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 06.07.53.89.13 cordey@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTE http://www.edisslyon.fr Sec : Sylvie ROBERJOT Bât Atrium - UCB Lyon 1 04.72.44.83.62 Insa : M. LAGARDE secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax :04 72 68 49 16 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal, 3^e étage Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax : 04.72.43.16.87 infomaths@univ-lyon1.fr	M. Luca ZAMBONI Bâtiment Braconnier 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél :04 26 23 45 52 zamboni@maths.univ-lyon1.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec : Marion COMBE Tél:04-72-43-71-70 –Fax : 87.12 Bat. Direction ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 Ed.materiaux@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://edmega.universite-lyon.fr/ Sec : Marion COMBE Tél:04-72-43-71-70 –Fax : 87.12 Bat. Direction mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://ed483.univ-lyon2.fr/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04 78 69 72 76 viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr	M. Christian MONTES Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Christian.montes@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Résumé : Etude expérimentale d'une interaction thermique au sein d'un fluide

Un accident d'insertion de réactivité (RIA) dans un cœur nucléaire pourrait provoquer la rupture d'une gaine et l'éjection d'une fine poudre de combustible chaud dans le caloporteur. La réponse du fluide peut être violente. L'étude de cette interaction (Fuel/Coolant Interaction FCI) est importante pour la sûreté nucléaire. Plusieurs études et expériences ont été menées avec de l'eau ou du sodium ou sont prévues dans le cadre des essais intégraux du programme international dans le réacteur CABRI. Cependant, les conditions complexes ne permettent pas la mesure des grandeurs locales nécessaires à l'étude de la dynamique de vaporisation.

En effet, effectuer des expériences de vaporisation violente avec de l'eau requiert beaucoup d'énergie et des équipements résistant aux hautes pressions, notamment pour reproduire les conditions de fonctionnement d'une centrale nucléaire de type REP. Il est ainsi intéressant d'utiliser un autre fluide, tel que le dioxyde de carbone, dont les propriétés thermodynamiques (pression critique, enthalpie de vaporisation...) réduisent ces contraintes. Néanmoins, afin de pouvoir comparer et utiliser les observations de l'expérience, il est indispensable d'établir et de vérifier des lois de similitudes entre les deux fluides. L'étude de ces similarités entre l'eau et le dioxyde de carbone a établi qu'en conservant la pression réduite ainsi que le titre thermodynamique, on obtient des rendements similaires pour la conversion de l'énergie thermique en travail avec des énergies mises en jeu divisées par cinq. Ceci a permis d'envisager la conception et la réalisation d'un banc d'essais pour provoquer l'interaction thermique violente au sein d'un fluide.

Afin de reproduire la cinétique de l'interaction, la géométrie du système a été adaptée. L'impulsion d'énergie au sein du fluide est générée à l'aide d'un filament de tungstène subissant la décharge d'une batterie de condensateurs à l'extrémité basse d'un cylindre. Au-dessus de ce cylindre, un réservoir de grand volume offre une source de compressibilité. L'enceinte contenant le CO₂ liquide aux conditions thermodynamiques adaptables est instrumentée à l'aide de capteurs de pression le long du tube et des sondes optiques pour repérer la phase vapeur.

Ce banc expérimental a permis d'acquérir des observations locales de la réaction telle que la montée en pression du liquide. Un pic de pression franc a été observé pour des impulsions d'énergie relativement faible, de l'ordre de 0,2 kJ. Plusieurs études sur les paramètres d'influences ont été menées. Notamment, l'influence de l'énergie, du diamètre du fil et du sous-refroidissement.

Mots-Clés: Interaction fluide combustible, Transfer de chaleur transitoire, Similarités entre fluides, Vaporisation, Onde de pression

Abstract: Experimental study of a solid/liquid thermal interaction

During a reactivity insertion accident, the temperature and the pressure rapidly increase inside the rod and can lead to the rupture of the clad and the ejection of fuel toward the coolant. Since the fuel could be finely fragmented, the thermal interaction between fuel and coolant (FCI) could create a pressure wave as well as a large vapor volume. Safety-related consequences of the FCI may be related to both phenomena.

Past experimental studies concerning such a RIA related FCI are in-pile experiments in thermal hydraulics conditions that differ from PWR conditions. Therefore validation of a simulation tool from these data and extrapolation to reactors conditions is subject to uncertainties.

This experimental study is devoted to the violent thermal interaction between a hot material and a fluid. An experimental bench has been designed. It is mainly a cylindrical tube, where the interaction takes place, connected to a larger vessel as a compressibility tank. To reduce the required level of energy as well as temperature and pressure conditions, liquid carbon dioxide has been chosen to simulate water in PWR conditions. Respect of thermodynamics similarity criteria allows to lower pressure by a factor 3 and energy per unit mass fluid by a factor 5. To produce the energy pulse, a tungsten wire is heated by Joule effect from the discharge of a 27 mF capacity. Design of the tank allows for a relatively long mechanical relaxation of the coolant with regards to the heat transfer kinetics.

The pressure wave is recorded thanks to four dynamic pressure sensors along the tube. Two dual tip fiber optical probes allow characterizing the kinetics of vapor formation near the wire. The data acquisition system operates with a required frequency of the MHz range.

This test bench allows to record the local behavior of the fluid such as the pressurization of the liquid. A very clear pressure wave have been recorded just after weak energy pulse around 0.2 kJ. The influence of some major parameters on these quantities have been studied. For example, the liquid level in the tank is increased between two tests up to be totally full, so, the influence of the compressibility is highlighted. Also, three different wire diameters have been used to modify the heat transfer kinetics. Finally, several intensities of the energy pulse have been considered. All these studies help to improve the understanding on the thermal interaction potentially involved in the nuclear reactor safety context.

Keywords: fuel coolant interaction, heat transfer, fluid-to-fluid similarity, vaporization, pressure wave

Remerciements

Je remercie l'INSA et, particulièrement, le laboratoire CETHIL et son directeur Jocelyn Bonjour pour l'accueil dans leurs locaux. J'ai pu vivre cette expérience de thèse dans de bonnes conditions matérielles et sans contraintes.

Je suis aussi très reconnaissant envers l'IRSN et EDF qui grâce à leur co-financement ont permis la naissance et l'existence de ce projet de recherche ambitieux. Les efforts mutualisés de tous les acteurs du nucléaire sont importants pour améliorer en continu la sûreté nucléaire qui est une des missions principales de l'IRSN.

Je remercie très chaleureusement mon directeur de thèse, Philippe Haberschill ainsi que mes encadrants, Romuald Rullière pour le CETHIL et Pierre Ruyer pour l'IRSN. Vous avez formé une équipe complémentaire et efficace aussi bien scientifiquement qu'humainement. Vous avez toujours eu confiance en mon travail ce qui m'a permis de surmonter les imprévus de la recherche expérimentale. J'ai apprécié l'équilibre entre le soutien que vous m'avez apporté et l'autonomie dont je disposais.

Je remercie les membres du jury pour avoir accepté de consacrer du temps à la lecture du manuscrit. Je suis très reconnaissant envers M^{me} Marie-Christine Duluc et M Philippe Lafon pour l'intérêt qu'ils ont témoigné en acceptant d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie M. Michel Gradeck ainsi que M. Marc Clauss pour l'attention et la curiosité qu'ils ont exprimées. Je remercie l'ensemble du Jury pour leur remarques et questions qui ont permis un débat constructif à l'issue de la soutenance.

Les nombreuses collaborations que j'ai effectuées lors de ce travail m'ont permis d'acquérir toutes les compétences nécessaires à l'élaboration de ce banc d'essais. Ainsi, je remercie Quentin Grando et l'équipe du SEREX pour le dimensionnement de l'enceinte pressurisée. Je suis particulièrement reconnaissant envers Dominique Tournier de Caly Technologies et Pascal Bevilacqua du laboratoire Ampère pour l'aide précieuse dans la conception du système électrique.

Je remercie le personnel administratif et technique du CETHIL pour le travail quotidien qu'ils effectuent ce qui permet de travailler dans de bonnes conditions. Merci à Antoine pour la fabrication et le montage du banc électrique. Merci à Serge pour l'instrumentation et Anthony pour les systèmes électroniques mais aussi pour son soutien, sa bonne humeur et sa patience.

Je remercie les collègues du LIMAR et de l'IRSN, plus généralement, que j'ai pu rencontrer lors des séminaires et des journées des thèses. J'ai apprécié leur sympathie et les échanges enrichissants.

L'ensemble des doctorants du CETHIL forme une équipe formidable, je suis très heureux d'avoir travaillé à vos côtés. Je remercie les plus anciens pour l'accueil tels que Damien, Olivier et Aurélia. Je remercie l'équipe de Claude Chappe : Sandra, Damien, Rémi pour leur aide ponctuelle et toujours bienvenue. Je remercie spécialement Nicolas pour ses talents de photographes. Je complète avec Eloïse, Thibaut, Quentin et l'ensemble des doctorants grâce à vous l'ambiance est extraordinaire. C'est avec entrain qu'on vient travailler au laboratoire.

Je remercie intimement Anaïs, ma compagne, pour son amour qui se traduit par de nombreux aspects et, ici, par son soutien, ses encouragements et son écoute. Je lui suis entièrement reconnaissant pour sa relecture attentive et complète de ce manuscrit. Grâce à son travail, peu de fautes d'orthographe demeurent.

Je remercie aussi ma famille pour leur soutien. Je remercie mes parents qui m'ont permis d'arriver jusqu'à ce niveau. Mes frères et sœurs pour leurs encouragements.

Enfin, je remercie mes amis, Evan, Lucas, Paul, Gallian et Jérémy pour tous les moments de rires et de détente.

Table des matières

RESUME : ETUDE EXPERIMENTALE D'UNE INTERACTION THERMIQUE AU SEIN D'UN FLUIDE.....	5
ABSTRACT: EXPERIMENTAL STUDY OF A SOLID/LIQUID THERMAL INTERACTION	7
REMERCIEMENTS	9
TABLE DES MATIERES	11
NOMENCLATURE.....	15
INTRODUCTION	19
CHAPITRE 1 : ETAT DE L'ART DE L'INTERACTION THERMIQUE SOLIDE/LIQUIDE ET APPROCHE PAR SIMILITUDES.....	29
1.1 Introduction	29
1.2 Etudes antérieures sur l'interaction combustible et caloporteur.....	30
1.2.1 Analyses des essais TK-2 et JMH-5 du réacteur NSRR.....	33
1.2.2 Présentation du modèle de Hall.....	36
1.3 Analogie avec d'autres phénomènes physiques pertinents.....	40
1.3.1 Etude des ondes de pression	40
1.3.2 Evaporation rapide d'un liquide	44
1.3.3 Trempe d'un solide.....	46
1.4 Etude des similitudes entre deux fluides du point de vue de la thermodynamique .	51
1.4.1 Cas d'une transformation isobare	54
1.4.2 Cas d'une transformation isochore	56
1.5 Etude des similitudes entre deux fluides du point de vue de la cinétique.....	58
1.5.1 Temps caractéristique de compression	59
1.5.2 Temps caractéristique des transferts thermiques	61
1.6 Conclusion.....	62
CHAPITRE 2 : CONCEPTION ET REALISATION D'UN BANC D'ESSAI	65
2.1 Introduction	65
2.2 Production d'une impulsion de chaleur	66
2.2.1 Chauffage par laser	66
2.2.2 Chauffage par un arc électrique.....	69
2.2.3 Chauffage par effet Joule	70
2.2.4 Chauffage par trempe	71

2.2.5	Choix du système	72
2.3	Dimensionnement du système électrique	73
2.3.1	Diagramme tension capacité.....	75
2.3.2	Limitation des sources de dissipation au sein du circuit électrique.....	78
2.3.3	Composants du circuit électrique	80
2.4	Dimensionnement de l'enceinte	81
2.4.1	Avec ciel de gaz	83
2.4.2	Sans ciel de gaz.....	86
2.4.3	Variation des paramètres thermodynamiques initiaux	86
2.4.4	Volume d'expansion de sécurité	88
2.5	Instrumentation	88
2.5.1	Les différents capteurs	89
2.5.2	Le système d'acquisition	92
2.6	Présentation du système final.....	94
2.6.1	Calibration du système électrique	95
2.6.2	Caractérisation du circuit électrique	96
2.7	Conclusion.....	98
CHAPITRE 3 : RESULTATS EXPERIMENTAUX		99
3.1	Introduction	99
3.2	Présentation des signaux types.....	99
3.2.1	Signal de tension	99
3.2.2	Signal de courant.....	100
3.2.3	Signal de pression.....	101
3.2.4	Signal des sondes optiques	103
3.2.5	Estimation des incertitudes de mesure.....	104
3.3	Problèmes et limites rencontrés	105
3.3.1	La mesure du courant	105
3.3.2	La rupture du fil.....	108
3.3.3	Assombrissement des sondes optiques	109
3.4	Vue d'ensemble des campagnes d'essais	109
3.5	Etude de l'influence de l'énergie sur le pic de pression.....	110
3.5.1	Résultats et observations.....	110
3.5.2	Analyses des résultats	113
3.5.3	Estimation du flux de chaleur.....	116
3.6	Influence du diamètre du fil de tungstène.....	119
3.6.1	Influence du diamètre du fil	120
3.6.2	Analyse des résultats.....	121

3.7	Influence du volume de ciel de gaz.....	122
3.7.1	Observations	123
3.7.2	Analyse des résultats.....	125
3.8	Essais avec le fluide sous refroidi	126
3.8.1	Essais sous-refroidis avec la présence d'un ciel de gaz	127
3.8.2	Essais sous-refroidis sans présence de ciel de gaz	129
3.9	Influence de la température de saturation initiale.....	131
3.9.1	Observations	131
3.9.2	Analyses des observations expérimentales.....	133
3.10	Conclusion et perspectives	134
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	137
	ANNEXE A : DECHARGE LIBRE D'UN CIRCUIT RLC	141
	ANNEXE B : CARACTERISTIQUES TECHNIQUES DES COMPOSANTS ELECTRIQUES.....	145
	ANNEXE C : PROTOCOLES EXPERIMENTAUX.....	147
1.	Procédure de remplissage.....	147
2.	Conditionnement de l'état thermodynamique	149
3.	Procédure de changement de fil	150
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	153

Nomenclature

Lettres latines

A	1 ^{er} coefficient pour la solution de l'équation différentielle	A
a	Absorbance	-
B	2 ^{ème} coefficient pour la solution de l'équation différentielle	A
$\vec{B}$	Champs magnétique	$\text{kg.s}^{-2}.\text{A}^{-1}$
C	Capacité	F
c_v	Capacité thermique massique à volume constant	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
c_p	Capacité thermique massique à pression constante	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
c	Célérité d'une onde	m.s^{-1}
D	Diamètre	m
d	Diamètre	m
d	Distance	m
E	Energie	J
E_p	Rigidité diélectrique	V.m^{-1}
e	Epaisseur	m
f	Fraction	-
f	Fréquence	Hz
g	Accélération de la pesanteur	m.s^{-2}
H	Enthalpie	J
h	Enthalpie massique	J.kg^{-1}
h	Coefficient d'échange thermique	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
I	Courant	A
i	Courant	A
L	Inductance	H
L	Longueur	m
L_b	Longueur capillaire	m
M	Point de l'espace	-
m	Masse	kg
P	Puissance	W
P	Pression	Pa
p	surpression	Pa
Q	Energie thermique	J
q	Energie thermique massique	J.kg^{-1}
R	Résistance	Ω
r_1	1 ^{er} pôle de l'équation différentielle	s^{-1}
r_2	2 ^{ème} pôle de l'équation différentielle	s^{-1}
r	Réfectivité	-
r	Rayon	m
$\vec{r}$	Vecteur position	m
S	Surface	m^2
T	Température	K
t	Variable temporelle	s
t	transmissivité	-
U	Tension	V

U	Energie interne	J
u	Energie interne massique	J.kg ⁻¹
u	Tension	V
V	Volume	m ³
v	vitesse	m.s ⁻¹
W	Travail	J
x	Titre thermodynamique	-
Z	Impédance acoustique	kg.m ² .s ⁻¹
z	Variable d'espace	m

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique	m ² .s ⁻¹
Δ	Ecart	-
Δ	Discriminant	-
δ	Epaisseur	m
ϵ	Dérivée de la pression par rapport à la température à volume constant	Pa.K ⁻¹
γ	Coefficient de Laplace adiabatique	-
λ	Conductivité thermique	W.K ⁻¹ .m ⁻¹
λ	Facteur d'amortissement	s ⁻¹
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	H.m ⁻¹
ρ	Masse volumique	kg.m ⁻³
σ	Conductivité électrique	S.m ⁻¹
σ_s	Tension de surface	J.m ⁻²
τ	Temps caractéristique	s
$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses	Pa
Φ	Flux thermique	W
Φ	Flux magnétique	V.s
χ_T	Compressibilité isotherme	Pa ⁻¹
χ_S	Compressibilité isentropique	Pa ⁻¹
ω_0	Pulsation réduite	rad.s ⁻¹

Indices

0	Situation au repos : à froid et sans surpression
1	Relatif au milieu 1
2	Relatif au milieu 2
adia	Adiabatique
atm	Atmosphérique
C	Condensateur
CG	Ciel de gaz
CO ₂	Relatif au dioxyde de carbone
c	Combustible
c	Valeur au point critique
ch	Chargement
elec	Electrique

f	Final
fil	Relatif au fil de tungstène
fus	Fusion
gaz	Relatif à la phase gazeuse
H_2O	Relatif à l'eau
i	Initiale
i	Incident
int	interface
Joule	Relatif à l'effet Joule
L	Inductance
LE	Liquide environnant
lat	Latéral
liq	Relatif à la phase liquide
lim	limit
m	Mélange
max	Valeur maximale
mec	Mécanique
mes	Mesuré
moy	Moyen
onde	Relatif à l'onde de pression
p	Pointe
pic	Relatif au pic de pression
pulse	A l'instant de l'impulsion
R	Résistance
r	Réfléchie
sat	Valeur à saturation
self	Relatif à elle-même : propre
t	Transmise
th	Thermique
total	Total
verre	Relatif au verre
W	Tungstène
ZI	Zone en interaction

Exposant

* Corrigé

Nombre adimensionnel

Ja Nombre de Jacob

Introduction

La consommation d'énergie en France s'est élevée à 162,2 Mtep en 2015 selon les chiffres du ministère de l'environnement, de l'énergie et de la mer (Service de l'observation et des statistiques, 2017). Cette énergie a été consommée par les utilisateurs sous diverses formes telles que le gaz, le pétrole, et l'électricité, le détail est visible dans la Figure 1. La part de l'électricité dans cette consommation est de 23 % soit 37,2 Mtep. Or, l'électricité n'est pas une source primaire d'énergie comme le pétrole ou le gaz, elle est produite à partir de plusieurs sources telles que le pétrole, l'énergie hydraulique ou encore le nucléaire. La Figure 2 montre la répartition de cette production d'électricité selon les sources en France, en 2015. L'énergie nucléaire permet de produire 76 % de l'électricité en France à l'aide de 58 réacteurs à eau pressurisée.

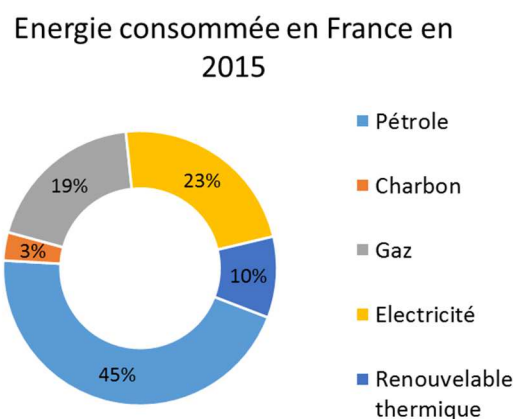


Figure 1 : Répartition de l'énergie consommée en France en 2015 selon le type d'énergie (Service de l'observation et des statistiques, 2017)

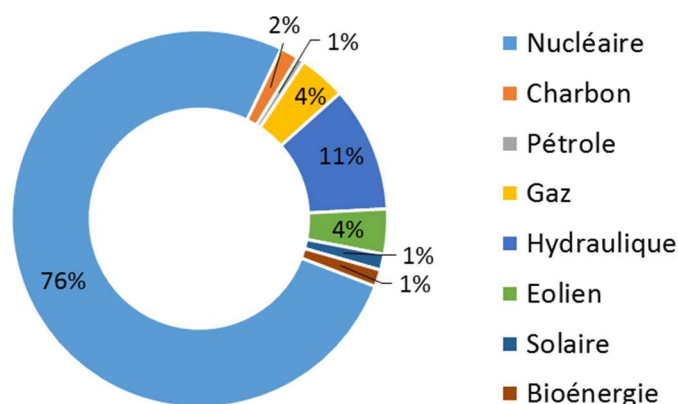


Figure 2 : Répartition de la production d'énergie électrique selon l'énergie primaire utilisée (Service de l'observation et des statistiques, 2017)

Les centrales nucléaires utilisent l'énergie dégagée par la fission des atomes d'Uranium pour produire de l'électricité. La cuve de ces centrales qui contient le combustible nucléaire, constitue la source chaude d'un cycle thermodynamique de Rankine. Cependant, la fission engendre des produits hautement radioactifs. L'utilisation d'une telle source d'énergie implique un niveau de sûreté adéquat afin d'interdire toute fuite de radionucléide dans l'environnement.

Un principe essentiel de la sûreté nucléaire est le confinement des matières radioactives à l'aide de trois barrières. Le schéma de la Figure 3 illustre ces trois remparts. Le combustible nucléaire se présente sous la forme de longs crayons enveloppés d'une gaine en alliage de Zirconium constituant la première barrière. Ensuite, la cuve et les tuyaux en acier contenant l'eau sous pression du circuit primaire de refroidissement constituent la deuxième. Enfin, l'enceinte en béton du bâtiment contenant le réacteur constitue la troisième barrière. L'intégrité de ces barrières doit être assurée afin de garantir une sûreté optimale.

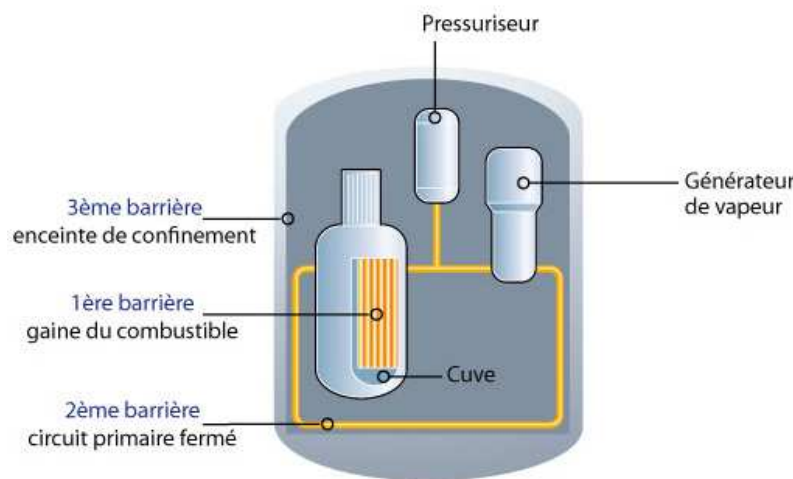


Figure 3 : Confinement des matières radioactives

L'institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) a pour mission d'améliorer la sûreté nucléaire en acquérant des connaissances par la recherche. Un des enjeux prioritaires de ces recherches est l'intégrité de la première barrière et les conséquences d'une éventuelle rupture de la gaine en zirconium en situation normale et accidentelle. Pour cela, le comportement d'un crayon de combustible est étudié tout au long des différentes étapes de sa vie. L'institut, ainsi que les différents acteurs de l'industrie nucléaire, effectuent des recherches aussi bien sur la fragmentation du combustible que sur l'interaction entre le combustible et la gaine, ainsi que les modifications chimiques et mécaniques de cette gaine, les conditions thermiques imposées au crayon, etc.

L'un des scénarios d'accidents retenus pour le dimensionnement des centrales nucléaires est l'accident d'insertion de réactivité (RIA pour Reactivity Initiated Accident). Il constitue l'accident enveloppe, c'est-à-dire le pire accident possible, pour ce qui est de l'augmentation incontrôlée de la réaction nucléaire. La réactivité est le rapport entre le nombre de neutrons

engendrant une fission et le nombre de neutrons absorbés. Une réactivité égale à un signifie que la puissance thermique est maintenue. Si elle est inférieure à un, la puissance diminue et si elle est supérieure à un, la puissance augmente. Dans un cœur nucléaire, la réactivité est maîtrisée à l'aide de grappes de contrôle composées de barres absorbantes introduites plus ou moins profondément dans le cœur. La défaillance d'un mécanisme de déplacement de grappe peut entraîner l'éjection d'une d'entre elle due à la différence de pression entre la cuve à 15,5 MPa et l'extérieur à la pression atmosphérique. Cette éjection engendre une insertion de réactivité qui provoque une augmentation rapide, intense et locale de la puissance, comme l'illustre la Figure 4. Cette augmentation de la puissance thermique est rapidement annulée par l'arrêt automatique du réacteur.

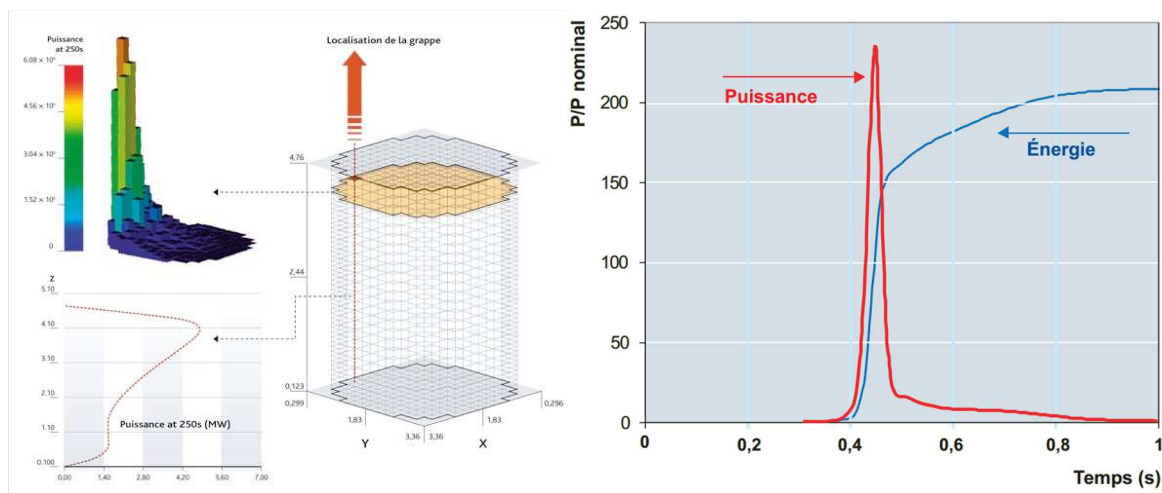


Figure 4 : Evolution de la puissance lors d'un RIA, calcul IRSN/CEA (à gauche)(IRSN, 2007), calcul CEA (à droite) (CEA, 2012)

Cette montée de la puissance augmente la température et la pression interne des crayons de combustibles au niveau de l'assemblage concerné. La pression interne peut atteindre 100 MPa et la température peut dépasser 2000 K (Ishikawa and Shiozawa, 1980; Tanzawa and Fujishiro, 1987) comme illustré par le graphique de la Figure 5. Cette montée en pression peut provoquer la rupture de la gaine en zirconium et la mise en contact du combustible chaud avec le liquide froid (caloporteur) contenu dans le circuit primaire. Bien que des critères de sûreté aient été définis pour démontrer l'intégrité de la première barrière lors d'un RIA, l'augmentation du taux d'utilisation des crayons et les défauts potentiels de la gaine ont motivé le développement de programme de recherche sur les conséquences d'une rupture de gaine suite à un RIA. La France via les tests sur le réacteur CABRI et le Japon via le NSRR (Nuclear Safety Research Reactor) ont étudié le comportement d'un crayon de combustible suite à un RIA et ont observé l'interaction entre le combustible et le caloporteur (FCI pour Fuel Coolant Interaction).

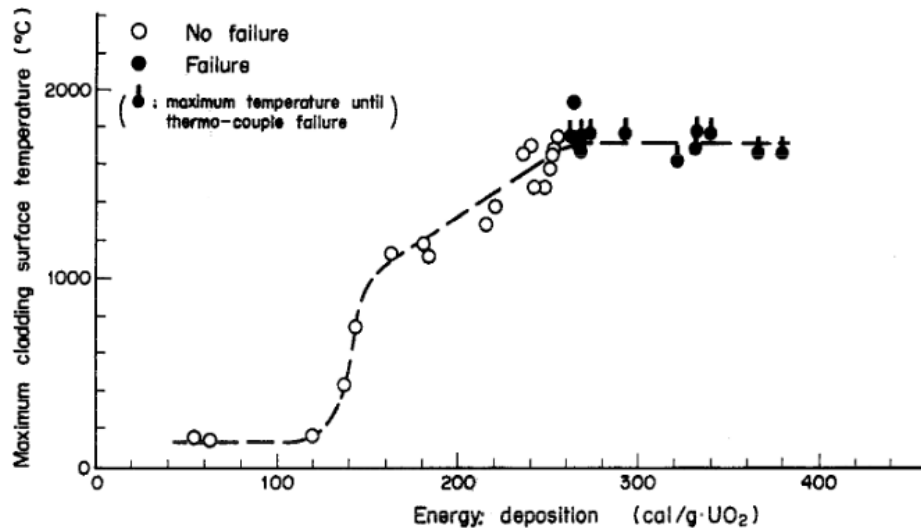


Figure 5 : Température maximale de la gaine en fonction de l'énergie déposée par une insertion de réactivité (Ishikawa and Shiozawa, 1980)

Initialement, le combustible est sous forme de pastilles solides d'oxyde d'Uranium de 1 cm de diamètre et de 1,3 cm de hauteur. Lors de son utilisation, la pastille est soumise à un intense gradient thermique, de l'ordre de $100 \text{ K}\cdot\text{mm}^{-1}$ (Coindreau et al., 2013), avec une température élevée au centre. Ce gradient thermique implique de fortes contraintes thermomécaniques qui engendrent une fragmentation du combustible. Des fragments d'un diamètre de l'ordre de la dizaine de micromètres se forment en périphérie de la pastille (cf. Figure 6 et Figure 7). De plus, la fragmentation augmente avec le taux d'utilisation du combustible et l'accumulation des gaz de fission aux joints de grains de l'oxyde d'Uranium.

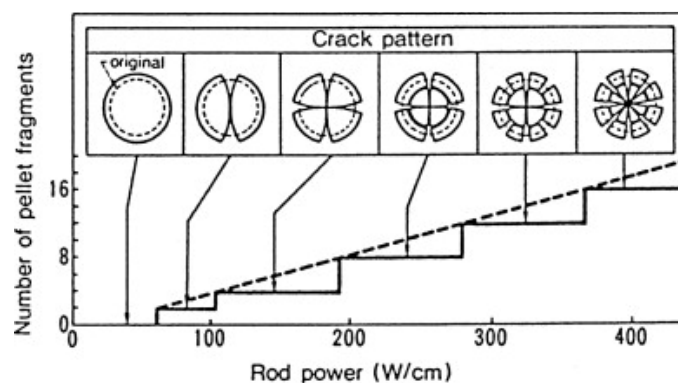


Figure 6 : Fragmentation du combustible en fonction de la puissance (Coindreau et al., 2013)

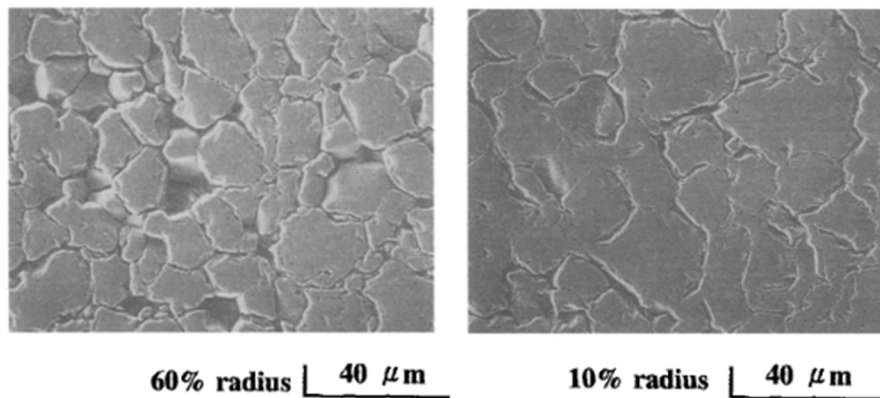


Figure 7 : Fragmentation du combustible proche du centre (droite), en périphérie (gauche) observé au MEB (Fuketa et al., 1997)

Les propriétés chimiques et mécaniques de la gaine évoluent au cours du séjour de celle-ci dans le cœur nucléaire. Le zirconium peut s'oxyder en présence d'eau à haute température, ainsi, une couche d'oxyde se forme sur la face extérieure de la gaine. Cette couche d'oxyde de zirconium est visible sur la Figure 8. De plus, les atomes d'hydrogènes se relocalisent plus en profondeur sous forme d'hydrure. La couche d'oxyde et les inclusions fragilisent la gaine et facilitent l'apparition de fissures et augmentent les risques de rupture de la gaine (Fuketa et al., 1997). Enfin, la plus forte dilatation thermique du combustible par rapport à la gaine en Zirconium associée à sa température plus élevée, provoque le contact entre la gaine et les pastilles de combustible dû aux gonflements de celles-ci. Ce contact engendre une déformation ainsi qu'une fragilisation de la gaine (Alam et al., 2011). Du point de vue de la sûreté nucléaire, il est alors nécessaire de s'assurer que les conditions hypothétiques d'un accident sur un réacteur n'entraînent pas une telle rupture. Cependant, dans une démarche de recherche approfondie de la sûreté, ou en considérant la présence de quelques crayons fragilisés au sein du réacteur, il est aussi nécessaire d'étudier les conséquences d'une rupture de gaine.

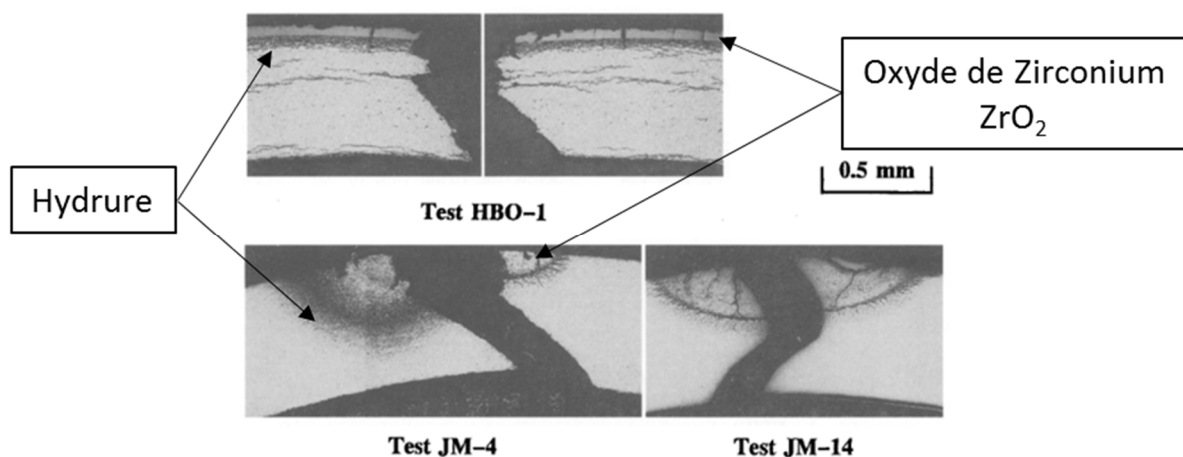


Figure 8 : Brèche de la gaine lors des tests du NSRR (Fuketa et al., 1997)

La forte montée en puissance provoque une pressurisation du crayon par les gaz de fission. La rupture de la gaine engendre l'éjection de ces gaz, emportant avec eux des fragments de combustible. L'état des pastilles après une rupture de la gaine est visible sur la Figure 9, les petits fragments situés en périphérie ont été expulsés. Cette éjection met en contact le combustible à haute température avec l'eau à basse température provoquant une interaction thermique avec le liquide avoisinant la brèche. La taille micrométrique des fragments leur fournit une grande surface de contact avec le liquide. La grande différence de température entre le solide et le liquide combinée avec cette grande surface d'échange engendre le transfert d'un flux de chaleur important. Cet apport soudain d'énergie dans un volume restreint de liquide en interaction pressurise puis vaporise ce volume en un temps relativement court, ceci est illustré par la Figure 10. Afin d'évaluer les risques engendrés par une telle interaction, il est nécessaire d'en étudier la phénoménologie. Le pic de pression, le volume de vapeur formé ainsi que l'énergie mécanique créée sont autant de paramètres importants à connaître pour évaluer les dégradations possibles des structures avoisinantes.

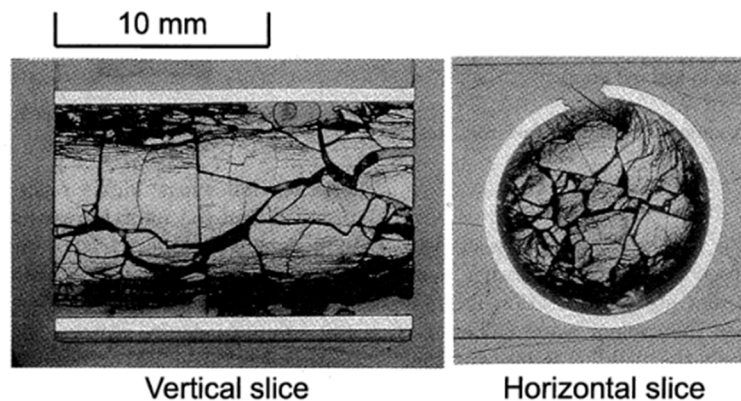


Figure 9 : Photo des pastilles après un test de RIA (Sugiyama and Fuketa, 2000)

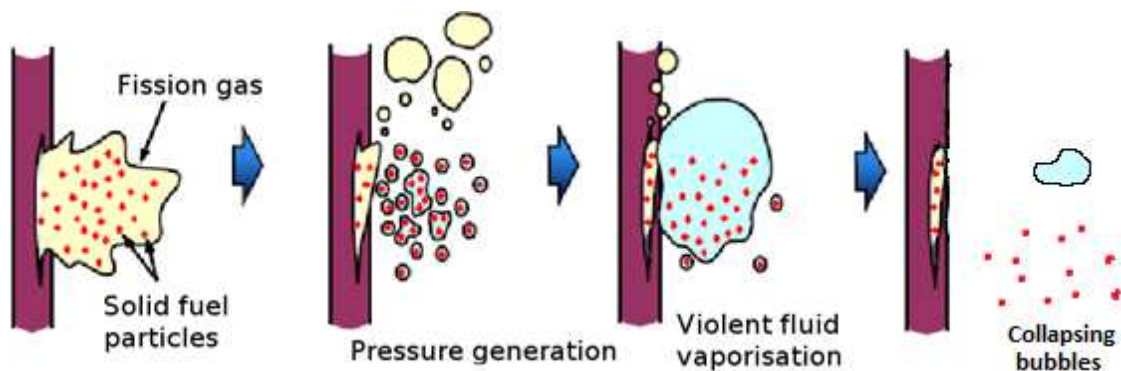


Figure 10 : Schéma de la phénoménologie de l'interaction entre le combustible et le caloporteur

Plusieurs expériences de rupture de gaine suite à un RIA ont été menées par le passé afin de mesurer le seuil de rupture de la gaine et la conversion de l'énergie thermique en énergie mécanique. Les tests effectués dans le NSRR par exemple ont observé plusieurs cas d'interaction entre le combustible et le caloporteur. Sugiyama et Fuketa (2000) se sont

particulièrement intéressés aux expériences JMH-5 et TK-2 durant lesquelles une rupture de gaine et un pic de pression dus à une violente interaction thermique ont été observés. Ils ont estimé les flux thermiques et les énergies mis en jeu durant ces FCI. La Figure 11 illustre l'évolution de la pression juste après le RIA, où l'on y voit clairement deux pics de pression. Le retard du second pic par rapport à la rupture de la brèche prouve que c'est bien un phénomène thermique qui est à l'origine de ce pic de pression et non la détente des gaz de fission. Les données expérimentales ainsi que les estimations effectuées par les auteurs sont reportées dans le Tableau 1. Ainsi, une dizaine de grammes de combustible est éjectée avec une énergie massique de l'ordre de 100 J.g^{-1} . La masse volumique de l'oxyde d'Uranium étant de 11 g/cm^3 , l'énergie contenue dans le combustible éjecté est de l'ordre de 10^3 J . De plus, en supposant que les grains sont sphériques, la surface totale d'échange s'élève à 10 m^2 . Enfin, en considérant que le temps d'interaction thermique est de l'ordre de la milliseconde, le flux thermique est de 1 MW et le flux surfacique de 10^5 W/m^2 . Le coefficient d'échange moyen est alors de $100 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, pour un écart de température ΔT de 10^3 K . Cependant, le coefficient d'échange instantané peut atteindre $10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, comme il a pu être estimé dans des expériences de trempe entre du combustible et de l'eau (Ruyer, 2013a) et entre un métal et de l'eau (Zhou et al., 2012).

Tableau 1: Mesures expérimentales (Sugiyama and Fuketa, 2000)

	JMH-5	TK-2
Diamètre moyen des fragments (μm)	10	17
Masse éjectée (g)	16.7	4.9
Température du combustible (K)	2940	1890
Enthalpie du combustible (J.g^{-1})	910	450
Pic de pression (MPa)	2	2.8
Ratio de conversion (%)	0.34	0.76
Flux de chaleur estimé (W.m^{-2})	$9,2 \times 10^4$	$4,1 \times 10^5$
Temps de l'interaction (ms)	1	1

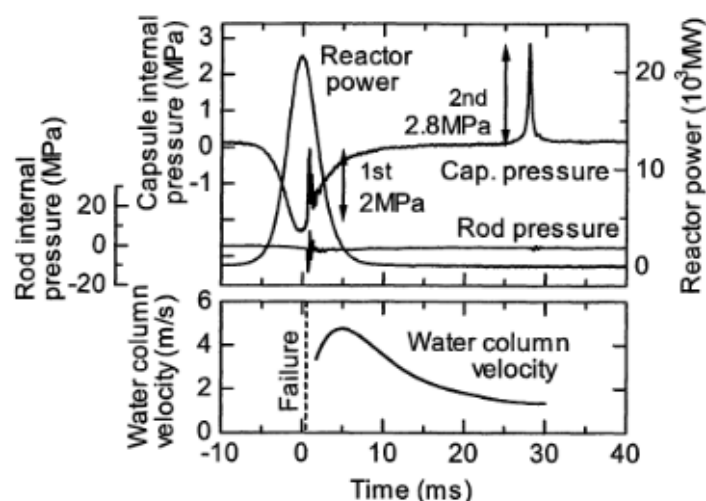


Figure 11 : Evolution de la pression pour le test TK-2 (Sugiyama and Fuketa, 2000)

Ces études menées au Japon mais aussi en France ont permis d'évaluer les énergies mises en jeu lors d'un FCI suite à un RIA et de montrer que, dans certaines conditions, une réaction violente est possible. Cependant, les expériences ont été effectuées dans des capsules d'essai comme celle visible sur la Figure 12. Ces capsules contiennent un crayon de combustible noyé dans de l'eau. Elles sont ensuite insérées dans un réacteur de recherche qui leur fait subir un RIA. Or, l'eau dans la capsule est à 0,1 MPa et à 350 K qui sont des conditions thermodynamiques éloignées de celles d'un réacteur à eau pressurisée où l'eau est à 15,5 MPa et 650 K. Plusieurs différences peuvent être attendues entre ce qui a été observé durant ces essais et ce qui peut se produire en cas de rupture de gaine dans un réacteur réel. En effet, les propriétés du fluide changent, la chaleur latente, le rapport des masses volumiques entre la vapeur et le liquide ainsi que la distance avec le point critique sont plus faibles. En outre, le fluide ne peut que se comprimer car le pressuriseur est très éloigné. A cause de ces conditions, le pic de pression peut être différent et la dynamique de vaporisation plus rapide. Le fluide peut entrer dans le domaine supercritique suite à ces pics de pression (Ruyer, 2013a). Ce sont ces différences qui motivent la création d'un nouveau banc d'essais avec des conditions thermodynamiques similaires à celles présentes dans un réacteur à eau pressurisée.

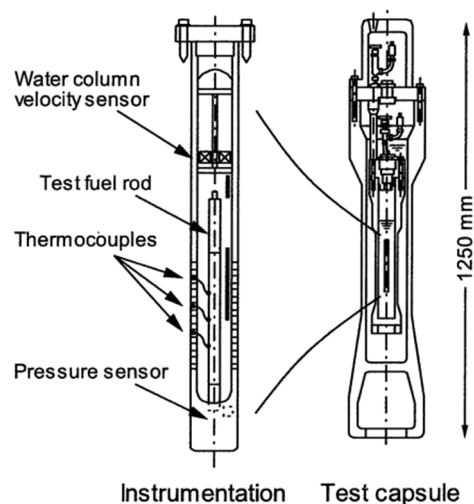


Figure 12 : Capsule d'essai pour les expériences au Japon

Reproduire en laboratoire les conditions thermodynamiques d'un REP est compliqué à cause des niveaux de pression et de température requis. De plus, les énergies transférées entre le combustible et l'eau sont élevées. L'utilisation d'un fluide de similitude avec des propriétés thermodynamiques plus abordables (une pression critique, une température critique et une chaleur latente plus faible) permettrait de réduire ces contraintes. Le fluide envisagé est le dioxyde de carbone. Enfin, créer une impulsion d'énergie au sein d'un fluide dans un banc d'essais spécialement conçu offrira l'opportunité d'instrumenter efficacement la zone en interaction afin d'accéder aux grandeurs locales de pression et celles liées à la génération de la vapeur.

L'objectif principal de la thèse est ainsi de concevoir un banc d'essais capable de reproduire la phénoménologie de l'interaction thermique entre un solide chaud et un liquide froid et de mesurer les évolutions temporelles de la pression et des grandeurs liées à la formation de la vapeur. Le dispositif doit être capable de transférer localement et rapidement une énergie importante à un volume restreint de fluide. Ainsi, il induira une réponse du fluide au temps courts, les premiers dixièmes de seconde de l'interaction, entraînant une montée violente en pression. L'enjeu des mesures expérimentales est d'enregistrer les variations des grandeurs d'intérêts aux échelles de temps considérées. Pour cela, l'instrumentation et le système d'acquisition doivent fonctionner à une fréquence élevée de l'ordre du mégahertz. Les données expérimentales récoltées seront nécessaires pour valider les modèles de simulation numérique des FCI utilisés à l'IRSN.

Le premier chapitre de ce travail décrit l'interaction thermique entre le solide et le liquide attendue lors d'un FCI et présente l'état de l'art sur cette interaction thermique. Une étude des similitudes entre l'eau liquide et le CO₂ liquide est effectuée afin de produire une interaction similaire permettant l'étude du phénomène. Cette étude donne les clés de conception pour le futur banc d'essais tels que le niveau de pression et la taille du système à respecter.

Le deuxième chapitre s'intéresse au système expérimental développé durant cette thèse. Il expose le cahier des charges et les choix technologiques effectués pour répondre aux objectifs. Les différentes parties du banc d'essais sont présentées ainsi que l'instrumentation mise en place. Enfin, les potentialités du banc réalisé sont démontrées.

Le troisième et dernier chapitre analyse les résultats obtenus lors de différentes campagnes d'essais. Les observations effectuées sont étudiées en fonction des différents paramètres d'intérêts que sont l'énergie, le flux de chaleur et la compressibilité du milieu.

Enfin, une conclusion synthétise les principaux résultats et donne les perspectives offertes par ce travail de thèse.

Chapitre 1 : Etat de l'art de l'interaction thermique solide/liquide et approche par similitudes

1.1 Introduction

A la suite d'un accident d'insertion de réactivité (RIA), une rupture de gaine peut subvenir à cause de l'augmentation interne des contraintes sur la gaine des crayons de combustible. Cette brèche dans la gaine en zirconium conduit à la dépressurisation du crayon et à l'expulsion du combustible fragmenté dans l'eau. L'interaction entre le fluide et le combustible (FCI) qui s'ensuit est un phénomène physique complexe faisant intervenir une multitude de paramètres dont la masse de combustible éjecté, la vitesse d'éjection, la fragmentation du combustible et sa température. Afin de simplifier l'étude des phénomènes physiques intervenants, le problème peut être découpé en sous parties. Les travaux décrits dans ce manuscrit s'intéressent à l'interaction thermique entre le solide chaud et le liquide froid. La dynamique d'expulsion des fragments et la dépressurisation du crayon sont ignorées, ces mécanismes sont notamment étudiés en parallèle dans la thèse de Yixian Zhou (2016).

Lors d'expériences imposant un RIA à un crayon de combustible test, plusieurs cas de rupture de gaine ont été observés entraînant une interaction thermique (Fuketa et al., 1997). Des pics de pression, imputés à cette interaction thermique, ont été mesurés suite à l'expulsion du combustible dans l'eau. En effet, la grande surface d'échange entre le combustible et le fluide caloporteur (due à la fragmentation du combustible) associée à la température élevée du combustible engendre un transfert rapide de la chaleur vers un volume restreint de liquide. Or, la cinétique de détente volumique du liquide étant plus lente que celle du transfert thermique, le liquide en interaction monte en pression.

L'objectif de la thèse est d'étudier expérimentalement cette interaction thermique entre un solide chaud et un liquide froid dans des conditions thermodynamiques similaires à celles d'un REP. Pour cela, il est nécessaire de concevoir un banc d'essais avec des conditions de pression, des températures et des niveaux de puissance réalisables en laboratoire grâce à l'utilisation d'un fluide simulant. La conception d'un système expérimental en similitude nécessite une étude approfondie du phénomène physique que l'on souhaite reproduire afin de conserver les paramètres importants.

Le but de ce premier chapitre est d'étudier la phénoménologie de l'interaction thermique et d'effectuer l'état de l'art sur ce sujet. La première partie se consacre à l'analyse des expériences antérieures reproduisant un FCI. Dans une deuxième partie, l'interaction

thermique hors du contexte de la sûreté nucléaire est étudiée en s'appuyant sur une recherche bibliographique. Notamment, les phénomènes physiques présentant des analogies pertinentes sont présentés avec leur modélisation. Enfin, une étude des similitudes entre deux fluides est présentée dans la troisième partie afin de guider la conception du banc d'essais.

1.2 Etudes antérieures sur l'interaction combustible et caloporteur

De nombreuses expériences ont été réalisées pour étudier le comportement d'un crayon de combustible lors d'un RIA. En effet, comme souligné dans l'introduction générale, le RIA est un scénario d'accident retenu pour les études de sûreté. Ces tests ont été effectués dans deux principaux réacteurs nucléaires de recherche, l'installation CABRI en France et le réacteur « Nuclear Safety Research Reactor » (NSRR) au Japon.

L'installation CABRI est un réacteur nucléaire en piscine (Figure 1.1). Le cœur nucléaire est plongé dans une piscine d'eau qui le refroidit par convection naturelle. L'eau de la piscine sert aussi de modérateur pour le flux neutronique. La puissance nominale maximale du cœur est de 25 MW mais le système peut produire une impulsion de puissance de l'ordre de 20 GW avec un transitoire de 10 à 100 ms ce qui peut augmenter l'énergie dans le combustible de 200 MJ au maximum. Le RIA est provoqué en dépressurant de l'Hélium-3 qui est un élément neutrophage hors du cœur. Le réacteur était initialement équipé d'une boucle test de sodium afin d'étudier le comportement de ce caloporteur envisagé pour les réacteurs à neutron rapide.

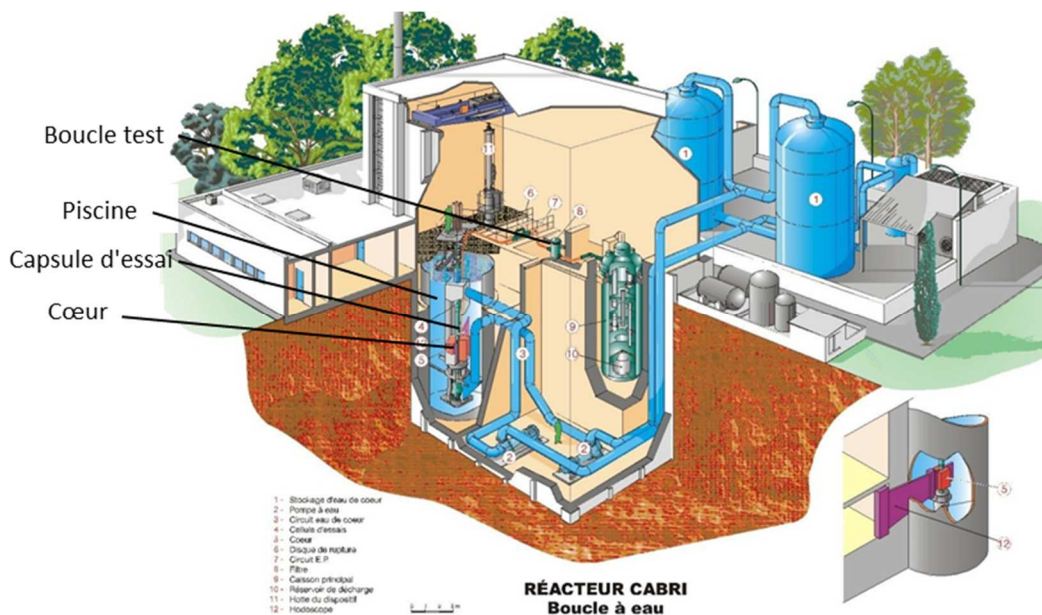


Figure 1.1 : Réacteur CABRI (IRSN, 2017)

Le réacteur NSRR (Figure 1.2) est aussi un réacteur de type piscine mais sans boucle de circuit primaire. Le combustible utilisé est de l'uranium mélangé avec de l'hydru de Zirconium qui sera le modérateur neutronique. Cette installation permet des pics de puissance jusqu'à 23 GW en 4 ms et d'accroître l'énergie dans le combustible de 130 MJ au maximum. Pour les deux réacteurs (CABRI et NSRR), le crayon testé est placé dans une capsule d'essai instrumentée située au centre du cœur nucléaire. Ce crayon test est immergé dans de l'eau pour le réacteur NSRR.

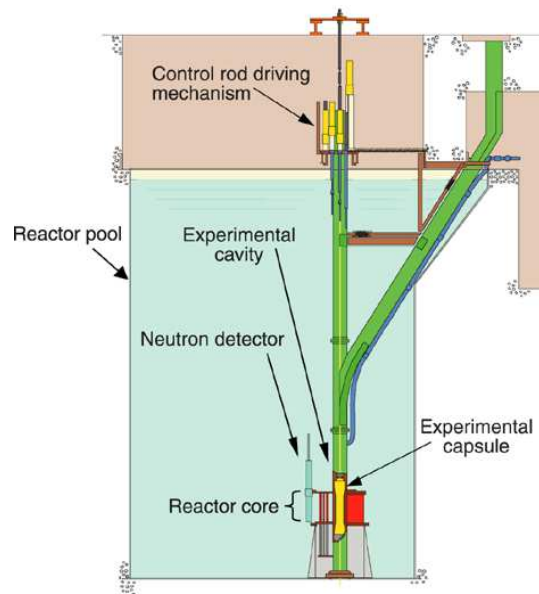


Figure 1.2 : Réacteur NSRR (JAEA, 2017)

Les premiers tests ont été lancés durant les années 1960 en France et 1970 au Japon. Un crayon test neuf et non irradié subissait une insertion de réactivité. Ces essais ont permis de définir les critères de tenue des crayons soumis à un RIA utilisés dans les études de sûreté. À titre d'exemple, la limite absolue de l'énergie déposée dans le combustible par un RIA a été fixée à 230 cal.g^{-1} de combustible au Japon et cette limite peut diminuer entre 65 cal.g^{-1} et 170 cal.g^{-1} en fonctionnement selon la pression (Fuketa et al., 1995). Cette limite assure la tenue mécanique de la gaine pour des crayons faiblement irradiés.

Comme cela a été abordé en introduction, la gaine évolue au cours de son utilisation. Elle s'oxyde et interagit avec le combustible ce qui modifie ses propriétés mécaniques. Or, dans les années 1990, la durée d'exploitation du combustible nucléaire a été augmentée afin d'optimiser l'utilisation des ressources. De nouveaux tests ont donc été réalisés sur des crayons pré-irradiés afin d'ajuster les limites de sûreté à ces nouvelles conditions d'utilisation. Ces tests ont dévoilé un seuil de rupture de la gaine de l'ordre de 50 cal/g , bien inférieur à celui observé pour des crayons neufs (NEA, 2010; Suzuki and Umeda, 2007). De plus, l'interaction entre le combustible éjecté et le fluide noyant le crayon test a pu être observée, menant notamment à des pics de pression élevés.

Ces tests fournissent beaucoup de données expérimentales aidant à la compréhension des mécanismes mis en jeu lors d'un RIA, sur le comportement de la gaine, la fragmentation du combustible et la production de gaz de fission, par exemple. Néanmoins, ils sont limités pour l'étude d'un FCI à cause des conditions thermodynamiques de l'eau à l'intérieur des capsules d'essais. En effet, dans un réacteur à eau pressurisée (REP), l'eau est à 15,5 MPa et à 600 K contre 0,1 MPa pour la capsule d'essai du NSRR. Les essais CABRI, quant à eux, ont été effectués dans du sodium (modérateur initial du réacteur). Ces différences rendent difficilement transposables les résultats obtenus aux cas réels.

Le prochain programme de recherche CABRI CIP effectuera des tests de RIA avec une boucle d'essai d'eau pressurisée telle que les REP (2 essais par an à partir de 2018 pour un total de 10 essais). Ces tests permettront d'étudier le comportement du crayon mais aussi du caloporteur lors d'un RIA. Cependant, les tests intégreront toute la complexité du phénomène et seront peu nombreux car très complexes et onéreux. En outre, l'instrumentation est nécessairement limitée dans la capsule.

Les tests réalisés au Japon dans les années 1990 sont particulièrement intéressants car ils ont permis d'observer une interaction thermique entre le combustible et l'eau suite à la rupture de la gaine dans de nombreux tests. De plus, la capsule d'essais était instrumentée à l'aide de thermocouples, d'un capteur de pression et d'un capteur de niveau de liquide, comme le montre la Figure 1.3. La capsule est partiellement remplie avec une eau à 0,1 MPa et 350 K. Le volume de gaz au-dessus du liquide permet à la colonne d'eau de se déplacer verticalement en le comprimant. Bien que ces tests ne permettent pas de mesurer les grandeurs physiques dans la zone d'interaction, ils fournissent des informations importantes pour évaluer les ordres de grandeurs des différents phénomènes.

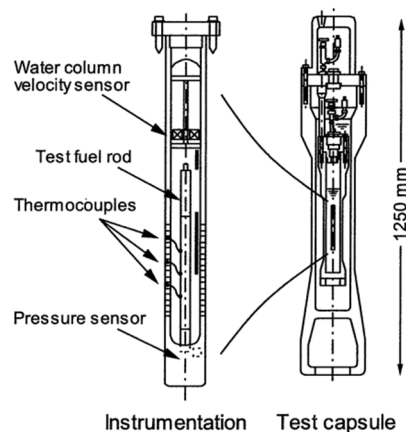


Figure 1.3 : Capsule d'essai pour les tests du NSRR (Sugiyama and Fuketa, 2000)

1.2.1 Analyses des essais TK-2 et JMH-5 du réacteur NSRR

Dans leur article sur les conséquences d'une rupture de gaine, Sugiyama et Fuketa (2000) estiment les flux thermiques échangés et l'énergie mécanique produite par l'interaction thermique. Ils se sont particulièrement intéressés aux expériences TK-2 et JMH-5 durant lesquelles une rupture de gaine et un pic de pression ont été observés. Les principales mesures expérimentales sont données dans le Tableau 1.1. La Figure 1.4 présente les différents enregistrements lors de ces deux tests. Le signal de pression à l'intérieur de la capsule montre un ou plusieurs pics de pression de l'ordre de 2 MPa au moment de la rupture et avec un retard de plusieurs dizaines de millisecondes. Ce délai du pic de pression par rapport à l'ouverture de la gaine oriente vers un phénomène thermique plus qu'à un phénomène mécanique dû à la dépressurisation du crayon car celle-ci intervient au moment de la rupture de la gaine. Sur la Figure 1.5, le profil radial de la température du crayon est représenté au moment de la rupture. La température maximale du combustible est de 3000 K pour le test JMH-5. Or, la température de fusion de l'oxyde d'uranium est de 3110 K. Les particules de combustible éjectées sont donc solides. L'interaction thermique s'effectue entre un solide et un liquide avec une surface d'échange constante.

Tableau 1.1: Mesures expérimentales(Sugiyama and Fuketa, 2000)

	JMH-5	TK-2
Diamètre moyen des fragments (μm)	10	17
Masse éjectée (g)	16,7	4,9
Surface d'échange (m^2)	0,9	0,15
Température du combustible (K)	2940	1890
Enthalpie du combustible (J/g)	910	450
Pic de pression (MPa)	2	2,8
Flux surfacique (W.m^2)	$9,2 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^5$
Energie mécanique (J)	68	22
Rapport de conversion (%)	0,34	0,76

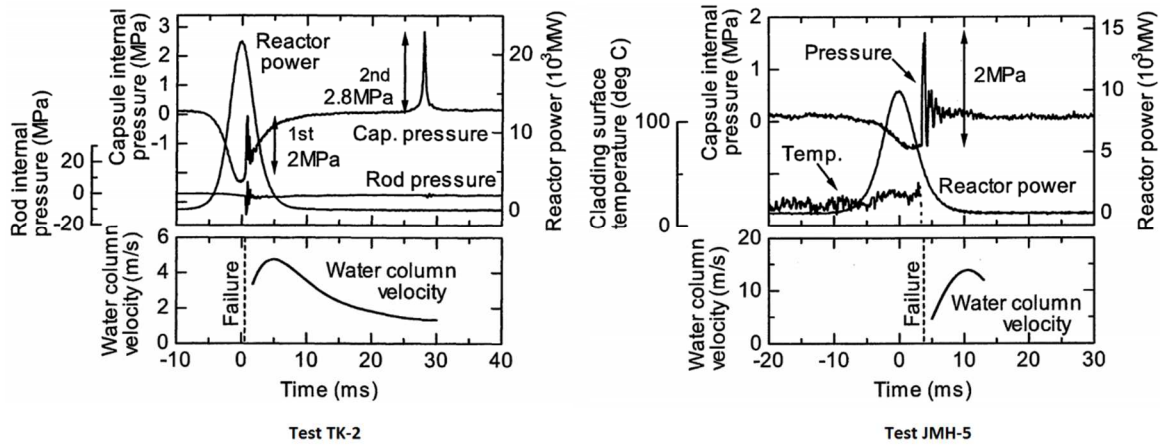


Figure 1.4 : Enregistrement des tests TK-2 et JMH-5 (Sugiyama and Fuketa, 2000)

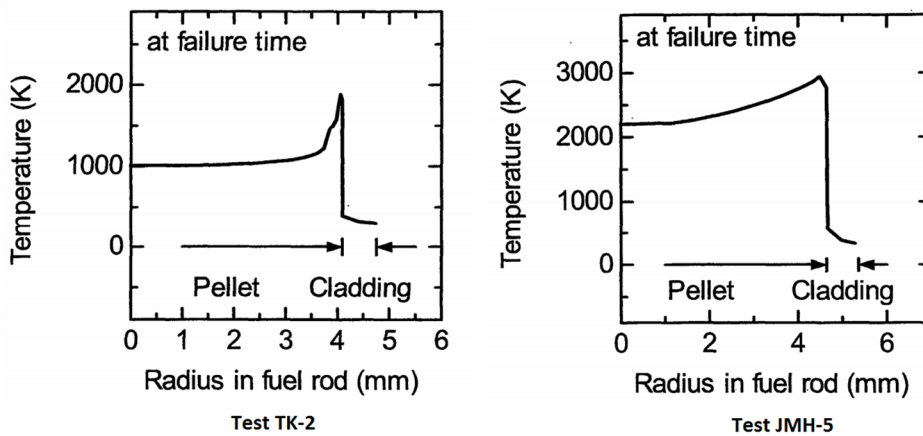


Figure 1.5 : Profil radial de température des crayons au moment de la rupture pour les tests TK-2 et JMH-5 (Sugiyama and Fuketa, 2000)

Afin d'estimer la surface d'échange pour le flux thermique, les fragments éjectés ont été recueillis à l'issue des essais. La Figure 1.6 montre les photos prises au microscope des échantillons récoltés. Le diamètre moyen des fragments est de l'ordre de la dizaine de micromètres, pour des masses éjectées de l'ordre de la dizaine de grammes. En supposant des fragments sphériques, la surface d'échange totale est de l'ordre de 1 m^2 ($0,15 \text{ m}^2$ pour le test TK-2 et $0,9 \text{ m}^2$ pour le test JMH-5), soit environ $0,04 \text{ m}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Cette grande surface d'échange caractéristique a aussi été observée pour les autres tests effectués dans le NSRR (Fuketa and Fujishiro, 1994).

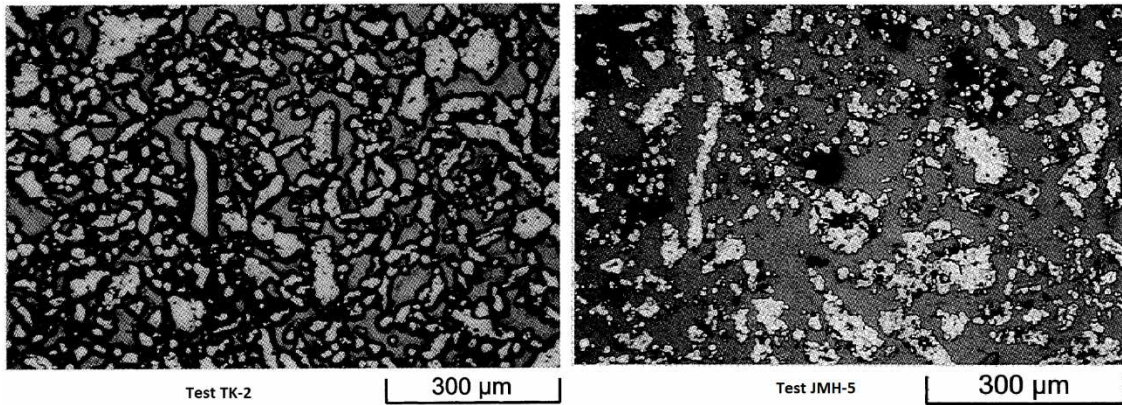


Figure 1.6 : fragments de combustible récupérés après les tests TK-2 et JMH-5

Le volume de vapeur générée est calculé grâce aux mesures du capteur de niveau d'eau en supposant que la vapeur produite soulève la colonne de liquide tel un piston et comprime le ciel de gaz au-dessus du liquide. Ce volume de vapeur permet d'obtenir l'énergie mécanique transmise par le volume de vapeur en expansion au ciel de gaz. La durée de l'interaction est évaluée grâce aux mêmes données, soit environ 30 ms pour le test TK-2 et 15 ms pour le test JMH-5. Ainsi, les auteurs ont pu estimer des flux thermiques moyens de $4,5 \cdot 10^5 \text{ W.m}^{-2}$ et de $9,2 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2}$, respectivement pour TK-2 et JMH-5. L'énergie mécanique développée est déterminée grâce à l'énergie cinétique maximale de la colonne d'eau (cf. Tableau 1.1). Cette énergie cinétique est calculée grâce à la vitesse de déplacement de la surface liquide donnée par le capteur de niveau de liquide et en supposant que toute la colonne d'eau au-dessus de la brèche est déplacée par la vaporisation. Cette énergie mécanique est supérieure à celle que peut produire la détente des gaz de fission qui est de l'ordre d'une dizaine de Joules. Cette énergie mécanique est fournie par l'interaction thermique et la génération de vapeur. Il est alors possible de calculer un rapport de conversion de l'énergie thermique en énergie mécanique qui est de l'ordre de 0,5 %.

Comme il a été montré par l'étude précédente de Sugiyama et Fuketa, l'interaction thermique mène à la vaporisation rapide et transitoire du liquide froid. L'expansion qui en résulte fournit du travail au fluide de la capsule. Ce phénomène de transition rapide de phase est souvent rencontré dans des domaines où un liquide chaud peut rentrer en contact avec un liquide froid tels que l'industrie pétrolière, la métallurgie, les accidents graves nucléaires ou encore les éruptions volcaniques sous-marines. Lorsque l'interaction thermique entre un liquide chaud et un liquide froid engendre une énergie mécanique, le terme d'explosion de vapeur est utilisé. Afin d'estimer les risques d'une telle explosion, plusieurs auteurs ont développé des modèles thermodynamiques de l'interaction. Leur but est d'évaluer le travail fourni, ΔW , et de calculer le rendement de la transformation, η , le rapport entre le travail et l'énergie thermique échangée. Brayer et Berthoud (1991) ont effectué une analyse des différents modèles dans leur étude sur les explosions de vapeur, celui de Hicks et Menzies (1965) ainsi que celui de Hall (1988).

1.2.2 Présentation du modèle de Hall

Pour modéliser la situation observée lors des essais NSRR, le modèle de Hall peut être utilisé bien que l'interaction thermique est entre un solide chaud et un liquide froid (Hall, 1988). Le choix de ce modèle est justifié car il considère l'échange de chaleur entre un corps chaud et liquide froid dans une enceinte fermée rigide, cette situation est similaire à la capsule d'essai utilisée. La géométrie du modèle est présentée sur la Figure 1.7. Une zone en interaction est définie, seul le liquide de cette zone échange de la chaleur avec le combustible de manière adiabatique. Le liquide environnant agit comme un piston et peut comprimer le ciel de gaz.

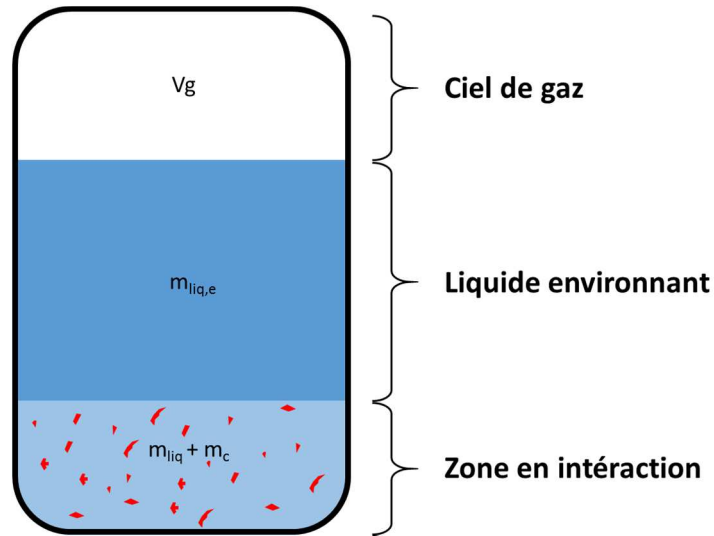


Figure 1.7 : Géométrie du modèle de Hall

L'interaction est décomposée en deux phases consécutives. Une phase de mélange instantané à volume constant. Le combustible est dispersé dans la zone en interaction (ZI) de manière homogène en cédant sa chaleur si rapidement que le liquide n'a pas le temps de se vaporiser. A la fin de cette étape, le liquide et le combustible sont à l'équilibre thermique. La seconde phase correspond à la vaporisation et la détente du liquide. Comme le système est isochore, lorsque la ZI se détend, le piston de liquide environnant se soulève et comprime le ciel de gaz. La détente de la ZI est considérée irréversible tandis que la compression du ciel de gaz est considérée réversible.

I. Phase de mélange

La variation de l'énergie interne du système (combustible et liquide en interaction), ΔU , s'écrit :

$$\Delta U = W + Q \quad (1.1)$$

Avec W le travail et Q l'échange de chaleur vers l'extérieur.

Or, la transformation est supposée adiabatique et à volume constant donc le travail et les échanges thermiques sont nuls. De plus, en fin de mélange, le système est à l'équilibre thermique à la température de mélange T_m et à la pression de mélange P_m . Il est donc possible d'écrire :

$$\Delta U = m_{liq}(u_{liq}(T_m, P_m) - u_{liq}(T_{liq}, P_{liq})) + m_c(u_c(T_m, P_m) - u_c(T_c, P_c)) = 0 \quad (1.2)$$

Le combustible est à l'état solide, son énergie interne ne dépend que de sa température et, en supposant sa capacité thermique constante, sa variation peut s'écrire :

$$m_c(u_c(T_m, P_m) - u_c(T_c, P_c)) = m_c c_{v,c}(T_m - T_c) \quad (1.3)$$

Ainsi, grâce à l'équation (1.2) et (1.3), le gain d'énergie interne pour le liquide peut être déterminé et en suivant l'isochore passant par l'état thermodynamique du liquide défini par le couple (T_{liq}, P_{liq}) , la température et la pression en fin de mélange peuvent être calculées.

II. Phase de détente

En se vaporisant, le liquide en interaction déplace le liquide environnant. Or, l'enceinte étant rigide, la détente du volume en interaction comprime le volume de gaz via le piston d'eau. L'équation (1.4) traduit la conservation du volume total, $V_{liq,f}$, $V_{gaz,f}$, $V_{liq,i}$ et $V_{gaz,i}$ sont respectivement les volumes finaux et initiaux du liquide et du ciel de gaz.

$$V_{liq,f} - V_{liq,i} = V_{gaz,i} - V_{gaz,f} \quad (1.4)$$

La compression du ciel de gaz est considérée adiabatique et réversible, l'application de la loi de Laplace permet d'écrire l'équation (1.5).

$$V_{gaz,i} - V_{gaz,f} = V_{gaz,i} \left(1 - \left(\frac{P_i}{P_f} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right) \quad (1.5)$$

De plus, le volume de liquide est fonction de sa température et de la pression via son volume massique, équation (1.6).

$$V_{liq,f} - V_{liq,i} = m_{liq} (v_{liq}(T_f, P_f) - v_{liq}(T_i, P_i)) \quad (1.6)$$

En combinant les équations de (1.4) à (1.6), l'équation (1.7) en est déduite. Les inconnues sont la température finale et la pression finale, T_f et P_f .

$$m_{liq} (v_{liq}(T_f, P_f) - v_{liq}(T_i, P_i)) = V_{gaz,i} \left(1 - \left(\frac{P_i}{P_f} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right) \quad (1.7)$$

La variation de l'énergie interne du système complet est nulle car il est fermé et adiabatique. De plus, il n'y a pas d'échange de chaleur ni de matière entre les trois zones, le ciel de gaz (CG), le liquide environnant (LE) et la zone en interaction (ZI).

$$\Delta U_{total} = \Delta W_{CG} + \Delta W_{ZI} + \Delta W_{LE} = 0 \quad (1.8)$$

Or, le liquide environnant ne peut pas fournir de travail car il est incompressible, d'où :

$$\Delta W_{CG} = -\Delta W_{ZI} \quad (1.9)$$

Le travail du ciel de gaz est :

$$\Delta W_{CG} = - \int_{V_i}^{V_f} P dV \quad (1.10)$$

En appliquant encore une fois la loi de Laplace, l'équation suivante est obtenue pour le travail ΔW_{CG} :

$$\Delta W_{CG} = \frac{P_i V_{gaz,i}}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{P_f}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \quad (1.11)$$

Pour la zone en interaction, le travail est donné grâce à la variation de l'énergie interne :

$$\begin{aligned} \Delta W_{ZI} = m_{liq} (u_{liq}(T_{liq,f}, P_f) - u_{liq}(T_{liq,i}, P_i)) \\ + m_c (u_c(T_{c,f}, P_f) - u_c(T_{c,i}, P_i)) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Les équations (1.9), (1.11) et (1.12) permettent d'écrire l'équation (1.13).

$$- \frac{P_i V_{gaz,i}}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{P_f}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) = m_{liq} (u_{liq}(T_{liq,f}, P_f) - u_{liq}(T_{liq,i}, P_i)) + m_c (u_c(T_{c,f}, P_f) - u_c(T_{c,i}, P_i)) \quad (1.13)$$

Le système formé par les équations (1.7) et (1.13) a pour inconnues les variables $T_{liq,f}$, P_f et $T_{c,f}$. Afin de modéliser la température du combustible pendant la détente, Hall propose deux hypothèses. Soit, le combustible cesse d'échanger son énergie avec le liquide pendant la détente. Dans ce cas, la température $T_{c,f}$ est égale à la température en fin de mélange, T_m . Soit, il continue à céder son énergie au liquide en conservant l'équilibre thermique durant toute la détente. Dans ce cas, $T_{c,f}$ est égale à $T_{liq,f}$.

Enfin, il est nécessaire de définir la frontière entre le liquide en interaction et le liquide environnant. Le volume en interaction doit être suffisamment grand pour respecter autant que possible l'hypothèse d'adiabaticité entre les deux zones mais suffisamment faible pour respecter l'hypothèse d'une température homogène dans tout le volume. Hall choisit de fixer la limite de telle sorte qu'en fin de détente, la zone en interaction soit composée uniquement de vapeur à saturation.

Il est possible de comparer le travail et le rendement estimés expérimentalement avec ceux calculés par le modèle de Hall pour les tests JMH-5 et TK-2. Sur la Figure 1.8, les résultats du modèle numérique sont tracés pour les deux tests en fonction du volume d'eau en interaction. Les énergies mécaniques obtenues sont du même ordre de grandeur que celles observées lors des essais et le test JMH-5 en produit d'avantage que le test TK-2. Pour les rendements, le calcul donne des valeurs similaires et respecte l'ordre de grandeur entre 2% et 3% pour JMH-5 et entre 6% et 7% pour TK-2. Cependant, la définition du rendement est différente dans les deux études. Dans le modèle de Hall, celui-ci est calculé en divisant le travail par l'énergie interne disponible dans le combustible tandis que, dans leur article, Sugiyama et Fuketa (2000) calculent le travail en considérant uniquement l'énergie thermique transmise au fluide. En modifiant la formule du rendement dans le modèle pour concilier les deux définitions du rendement, le rendement calculé devient plus fort que celui estimé en atteignant 15% pour une masse de liquide de 1 mg.

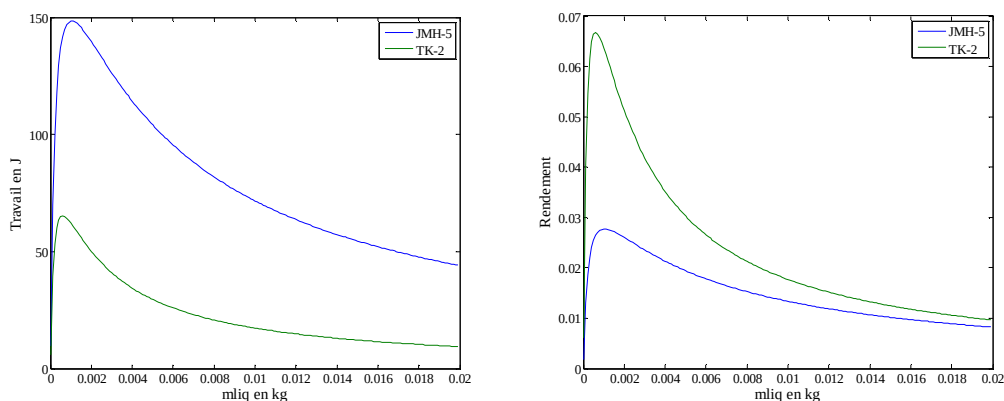


Figure 1.8 : Travail (gauche) et rendement (droite) donnés par le modèle de Hall

Le modèle permet de bien estimer le travail produit par l'interaction. Cependant, seule la thermodynamique est prise en compte. Les phénomènes provoqués par la cinétique de l'interaction tels que le pic de pression sont mal représentés. Des modèles prenant en compte cette cinétique existent tels que celui intégré dans les logiciels TEXAS développés par l'université de Waseda (Chen et al., 2017) et dans MC3D développé à l'IRSN (Meignen et al., 2014). Cependant, les données expérimentales pour les valider sont rares.

Afin d'élargir le champ des observations, il est intéressant de chercher d'autres domaines où des phénomènes de transition de phase rapide apparaissent ainsi que des transferts rapides de chaleur entre deux corps.

1.3 Analogie avec d'autres phénomènes physiques pertinents

Lors de l'éjection du combustible suite à la rupture de la gaine, le contact des particules solides de combustible avec le liquide provoque une onde de pression et une vaporisation rapide du liquide. Afin d'aider à la compréhension du phénomène, il est intéressant d'étudier la formation et la propagation des ondes de pression et de choc, les changements rapides de phase de l'état liquide à gazeux et l'échange de chaleur lors de trempe.

1.3.1 Etude des ondes de pression

Le transfert thermique entre les particules solides et le liquide s'effectue en un temps, t_0 , si court que seul un volume, V_0 , restreint de liquide interagit. Le faible temps d'interaction ne permet pas au fluide d'augmenter de volume. L'énergie transmise engendre une augmentation locale de la température et de la pression. Le gradient de pression ainsi créé propage cette perturbation dans le milieu par une onde de pression. Ce phénomène peut être assimilé à une explosion. En effet, un phénomène est dit explosif si l'énergie est libérée en un temps suffisamment court et dans un volume suffisamment faible pour générer une onde de pression se propageant dans le milieu environnant depuis la source. Les explosions ont été étudiées par de nombreux auteurs et l'étude de ce paragraphe s'appuie sur la synthèse de A. Strehlow (1976) reprenant les études de R.H. Cole (1948), et de G.F. Kinney (1962).

La variation de masse volumique du liquide due à la surpression de l'onde est faible, de l'ordre de 7% pour une surpression de 15 MPa, passant de 650 kg.m⁻³ à 13 MPa à 700 kg.m⁻³ à 30 MPa. Il est alors possible d'utiliser le modèle acoustique pour étudier cette onde de pression. Pour une particule fluide située au point M hors de la zone en interaction et à l'instant t, la pression s'écrit $P(M, t) = P_0 + p(M, t)$ avec P_0 la pression moyenne et $p(M, t)$ la surpression provoquée par l'onde. La variation locale de la masse volumique, $\Delta\rho$, due à la surpression est supposée isentropique et peut s'exprimer à l'aide de la compressibilité du fluide, χ_s , de la masse volumique moyenne, ρ_0 et de la surpression via l'équation (1.14).

$$\Delta\rho(M, t) = \chi_s \rho_0 p(M, t) \quad (1.14)$$

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement appliquées à cette particule s'écrivent, avec ρ la masse volumique et $\vec{v}$ la vitesse du fluide en négligeant les forces de viscosité du fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(M, t) = -\text{div}(\rho \vec{v}(M, t)) \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}(M, t) = -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}}(\vec{p}(M, t)) \quad (1.16)$$

En appliquant, l'équation (1.14) et en négligeant la variation de la masse volumique au premier ordre, ces équations deviennent :

$$\chi_s \rho_0 \frac{\partial p}{\partial t}(M, t) = -\rho_0 \operatorname{div}(\vec{v}(M, t)) \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}(M, t) = -\frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\operatorname{grad}}(\vec{p}(M, t)) \quad (1.18)$$

Dans notre cas, une onde plane est considérée, ce qui correspond à une idéalisation de la situation cohérente avec la géométrie de notre cellule d'essai ainsi que des essais en capsule (cf. Figure 1.3) dont les rayons sont faibles devant les longueurs. Les équations précédentes se simplifient.

$$\frac{1}{c_{son}^2} \frac{\partial p}{\partial t}(z, t) = -\rho_0 \frac{\partial v}{\partial z}(z, t) \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}(z, t) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z}(z, t) \quad (1.20)$$

Avec $c_{son} = \sqrt{\frac{1}{\chi_s \rho_0}}$ la vitesse du son dans le fluide.

En dérivant la première équation par rapport au temps et la deuxième par rapport à l'espace puis en combinant les deux, l'équation d'onde pour la pression obtenue est :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}(z, t) - \frac{1}{c_{son}^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}(z, t) = 0 \quad (1.21)$$

Le modèle idéal d'une onde de choc est montré sur la Figure 1.9. Avant l'arrivée de l'onde, la pression est à la pression initiale P_0 . L'onde arrive à l'instant t_a par un brutal front montant jusqu'à la pression maximale $P_{max} + P_0$ (une discontinuité de la pression dans le modèle idéal). Puis, la pression diminue en oscillant une fois avant de revenir à la pression initiale. Deux phases sont distinguables, une positive et une négative du point de vue de la surpression. Sur la Figure 1.9, l'évolution temporelle de la surpression est donnée pour une position fixe de l'espace. Il est aussi possible de représenter l'évolution spatiale de la suppression pour un temps fixe avec la même structure idéale.

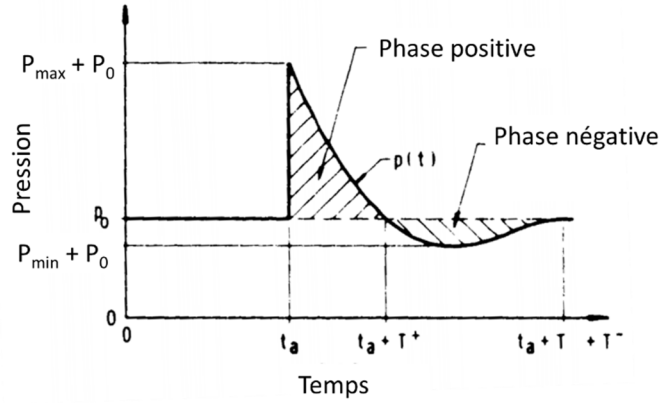


Figure 1.9 : Modèle idéal d'une onde de choc (Strehlow and Baker, 1976)

La densité volumique de l'énergie transportée par l'onde est donnée par l'équation suivante :

$$E_{vol} = \frac{p^2(M, t)}{\rho c_{son}^2} \quad (1.22)$$

La Figure 1.10 schématise la propagation de l'onde créée par l'interaction thermique dans un volume V_0 . La capsule est symbolisée par un long tube de section S . A l'instant t_0 , la pression dans le volume V_0 s'élève jusqu'à une pression maximale P_{max} . L'onde est représentée soit par une vague en rouge sur la Figure 1.10, soit par un créneau en noir. En négligeant tous les phénomènes d'atténuation et de déformation de l'onde, pour un temps supérieur à t_0 , la pression s'est déplacée d'une certaine longueur mais occupe toujours le même volume $V_0 = S\Delta z$. L'énergie portée par l'onde s'exprime par l'équation suivante :

$$E = S \int_0^L E_{vol}(z) dz = \frac{S}{\rho c_{son}^2} \int_0^L p^2(z, t) dz \quad (1.23)$$

Pour une représentation de l'onde en créneau de largeur $\frac{\Delta z}{2}$, l'équation précédente se simplifie :

$$E = \frac{S \Delta z}{2 \rho c_{son}^2} p_{max}^2 = \frac{V_0}{2 \rho c_{son}^2} p_{max}^2 \quad (1.24)$$

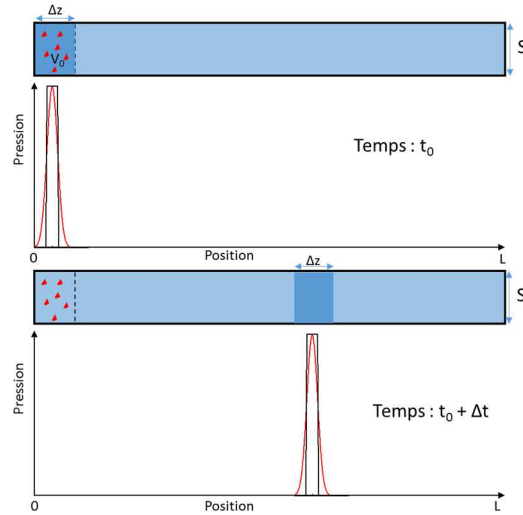


Figure 1.10 : Schéma de propagation de l'onde de pression

Lorsqu'une onde rencontre une discontinuité telle qu'une interface entre un liquide et un gaz, l'onde incidente se sépare en une onde transmise et une onde réfléchie comme schématisé dans la Figure 1.11. Les amplitudes des ondes réfléchies et transmises dépendent de l'amplitude de l'onde incidente et de l'impédance acoustique des différents milieux, $Z = \rho c_{son}$, elles sont liées par les relations suivantes.

$$P_t = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} P_i \quad (1.25)$$

$$P_r = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} P_i \quad (1.26)$$

Pour le cas où le milieu 1 est un liquide et le milieu 2 est un gaz, les impédances acoustiques sont très différentes avec $Z_2 \ll Z_1$ et l'amplitude de l'onde transmise est négligeable tandis que l'amplitude de l'onde réfléchie est l'opposée de l'amplitude de l'onde incidente, $P_r = -P_i$.

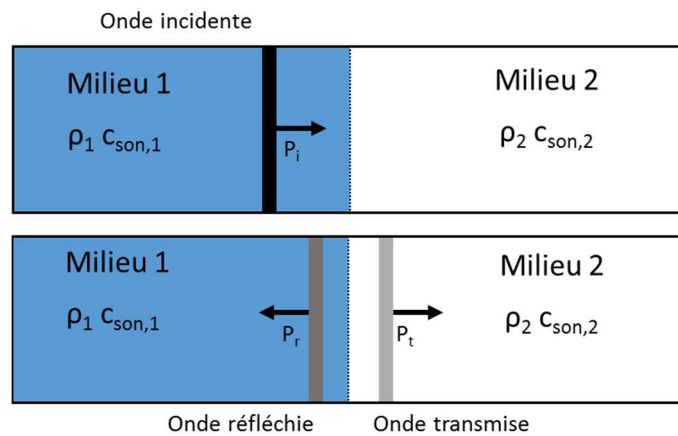


Figure 1.11 : Transmission et réflexion d'une onde de pression par une interface

Grâce à cette étude, les propriétés physiques des ondes de pression ont été établies telles que leur propagation, l'énergie que l'onde transporte ou encore leur comportement lors d'une rencontre avec une interface. Ces propriétés seront utiles pour l'exploitation des résultats de mesure de pression lors de nos essais sur l'interaction thermique.

De plus, au début de l'interaction thermique, la vitesse de détente de la zone en interaction (ZI) définie dans le modèle de Hall (cf. Figure 1.7) est limitée par les contraintes acoustiques de l'onde de pression. La durée de cette phase acoustique correspond au temps mis par les ondes de pression émises depuis la ZI pour atteindre la surface libre. Ensuite, ce sont les contraintes inertielles du piston d'eau et la différence de pression entre le ciel de gaz et la ZI qui limitent la vitesse de détente de la ZI.

Pendant la phase acoustique, la vitesse de détente v_{ZI} est donnée par l'équation d'Euler (1.27) avec P_{ZI} la pression dans la ZI. Or, le gradient de la pression au niveau de l'interface est lié à l'équation d'onde (1.21).

$$\rho_0 \frac{dv_{ZI}}{dt} = -\overrightarrow{grad}(P_{ZI}(t)) \quad (1.27)$$

1.3.2 Evaporation rapide d'un liquide

Dans l'industrie, les gaz sont stockés dans des réservoirs à haute pression. A l'intérieur de ceux-ci, le gaz est à l'équilibre diphasique liquide-vapeur à la température ambiante et à la pression de saturation du fluide. Une dépressurisation soudaine de l'enceinte via une rupture de la paroi ou une ouverture brutale d'une vanne provoque l'ébullition spontanée et homogène du liquide. En s'évaporant rapidement, le liquide engendre une onde de pression et produit un travail mécanique. Ce phénomène s'appelle BLEVE pour « Boiling-Liquid Expanding-Vapor Explosion » en anglais. Ce sujet a beaucoup été étudié car il présente un danger important lié à l'onde de choc et aux projections de fragments. Dans leur étude, T. Abbasi et S.A. Abbasi (2007) recensent trois méthodes pour calculer l'énergie produite par une BLEVE, celui de Prugh (1991) de Planas-Cuchi (2004) et celui du centre de sûreté pour l'industrie chimique américain (Center for Chemical Process Safety) (1994).

Initialement, le gaz et le liquide sont à l'équilibre thermodynamique à l'intérieur de l'enceinte. Lorsque la pression chute, le liquide devient alors surchauffé. Pour qu'il y ait une ébullition spontanée et homogène, la température du liquide doit dépasser sa température limite de surchauffe théorique (TLST) qui dépend du fluide et de la température. Il existe deux manières d'atteindre cette température limite de surchauffe. Soit la pression est constante et la température augmente jusqu'à dépasser cette limite, soit la température est constante et la pression baisse. La chute de pression abaisse dans le même temps la température limite de surchauffe qui devient inférieure à la température du liquide.

Afin d'estimer le danger potentiel du BLEVE sur un réservoir donné, il est nécessaire de déterminer l'énergie produite par une telle explosion. L'énergie libérée par l'expansion d'un gaz pressurisé suite à la rupture de son réservoir est donnée par l'expression suivante, en considérant que le gaz est parfait et que la détente est isentropique. Dans cette expression, P_i est la pression initiale du gaz, V_{gaz} est le volume de gaz dans le réservoir et P_{atm} est la pression atmosphérique.

$$\Delta W = \frac{P_i V_g}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{P_{atm}}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \quad (1.28)$$

Cependant, le réservoir contient aussi du liquide dont une partie s'est évaporée suite à la dépressurisation. L'énergie produite se calcule en remplaçant le volume de gaz V_g par V^* tel que :

$$V^* = V_{gaz} + V_{liq} f \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}} \right) \quad (1.29)$$

Dans cette équation, V_{liq} est le volume de liquide total dans le réservoir, $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}}$ le rapport des masses volumiques entre le liquide et le gaz et f la fraction de liquide qui s'évapore.

Pour déterminer la fraction de liquide qui s'évapore, un bilan d'énergie est effectué sur le liquide à température T_i et à la pression P_{atm} (V.J. Clancey, 1974). Dans ce bilan, seules les énergies d'évaporation et interne du liquide sont considérées, l'énergie interne de la vapeur est négligée. De plus, la chaleur latente, Δh_{vap} , et la chaleur massique, c_p , du liquide sont supposées constantes et égales à leurs valeurs à saturation. Donc, lorsqu'un faible volume de liquide, dV , s'évapore, il puise l'énergie nécessaire dans le liquide surchauffée par rapport à la TLST et la température du liquide diminue. Ceci se traduit par l'expression ci-dessous où V est le volume de liquide et dT la diminution de la température.

$$\Delta h_{vap} \rho_{liq} dV = c_p \rho_l V dT \quad (1.30)$$

À l'état initial, le liquide a un volume V_i et une température T_i supérieure à sa température de saturation, T_{sat} , à la pression atmosphérique. À l'état final, le liquide a un volume V_f plus faible que son volume initial et sa température est la température de saturation. En intégrant l'équation (1.30) entre l'état initial et l'état final du système :

$$\int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{V} = \frac{c_p}{\Delta h_{vap}} \int_{T_i}^{T_{sat}} dT \quad (1.31)$$

$$\frac{V_f}{V_i} = \exp \left(\frac{c_p}{\Delta h_{vap}} (T_{sat} - T_i) \right) \quad (1.32)$$

Donc, la fraction de volume de liquide qui s'évapore est donnée par l'équation :

$$f = 1 - \frac{V_f}{V_i} = 1 - \exp\left(-\frac{c_p}{\Delta h_{vap}}(T_i - T_{sat})\right) \quad (1.33)$$

Pour une température T_i trop élevée, $T_i > \frac{T_c - T_{sat}}{2}$, les hypothèses sur la chaleur latente et la chaleur massique ne sont plus acceptables. Il est nécessaire de corriger l'expression ci-dessus à l'aide des corrélations de Watson (Allen et al., 1988; Watson, 1943). Ces corrélations permettent d'évaluer les valeurs de la chaleur latente et de la chaleur massique en fonction de la température.

$$\Delta h_{vap}(T) = \Delta h_{vap}(T_{sat}) \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_{sat}}\right)^{0,38} \quad (1.34)$$

$$c_p(T) = c_p(T_{sat}) \left(\frac{T_c - T_{sat}}{T_c - T}\right)^{0,24} \quad (1.35)$$

En utilisant les équations précédentes pour l'intégrale de l'équation (1.27), la nouvelle expression de f est :

$$f = 1 - \exp\left(-\Omega \frac{c_p}{\Delta h_{vap}}(T_c - T_{sat})\right) \quad (1.36)$$

$$\Omega = 2,63 \left(1 - \left(\frac{T_c - T_i}{T_c - T_{sat}}\right)^{0,38}\right) \quad (1.37)$$

Donc, l'expression du travail fournit par la BLEVE peut s'écrire grâce à l'équation (1.38) :

$$\Delta W = \frac{P_i}{\gamma - 1} \left(V_{gaz} + V_l \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}} \right) \left(1 - \exp\left(-\Omega \frac{c_p}{\Delta h_{vap}}(T_c - T_{sat})\right) \right) \right) \left(1 - \left(\frac{P_{atm}}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \quad (1.38)$$

L'étude des BLEVEs a permis d'établir le travail libéré par une évaporation rapide suite à une dépressurisation. Cela fournit des points de comparaison pour le travail libéré par l'évaporation rapide produite par l'interaction thermique cette fois-ci.

1.3.3 Trempe d'un solide

Suite à la rupture de la gaine, les particules de combustibles chaudes sont éjectées dans l'eau froide environnante. Les particules subissent donc une trempe qui les refroidit. Les échanges de chaleur sont difficilement prévisibles à cause des différents régimes d'ébullition mis en jeu. Ces différents régimes d'ébullition dépendent de nombreux paramètres tels que la température du solide, l'état de surface du solide chaud ou encore sa taille. De plus, les phénomènes transitoires liés aux changements brusques de température du solide influent considérablement sur le flux de chaleur.

L'étude de l'ébullition en régime stationnaire a été étudiée notamment par Nukiyama en 1934. Ces études ont permis la compréhension du phénomène d'ébullition pour le cas où le solide chauffé est grand devant la longueur capillaire du liquide et pour le cas où le liquide mouille la surface du solide chauffé (Carey, 1992). La longueur capillaire, L_b , pilote la taille des bulles de vapeur. Elle est donnée par la relation suivante avec σ la tension de surface du liquide et g l'accélération de la pesanteur.

$$L_b = \sqrt{\frac{\sigma_s}{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})}} \quad (1.39)$$

L'expérience de Nukiyama consiste à chauffer électriquement un fil épais plongé dans un bain d'eau à sa température de saturation. Quatre régimes d'ébullition ont été observés pendant l'expérience (Figure 1.12). Le premier régime est la convection naturelle. Il apparaît dès que la température du solide est légèrement supérieure à la température de saturation du fluide. Le transfert de chaleur se fait par convection. Ensuite le deuxième régime commence lorsque la surface est suffisamment surchauffée pour permettre la naissance de petites bulles isolées se détachant de la surface à intervalles de temps réguliers créant des chapelets de bulles. Ce régime s'appelle l'ébullition nucléée isolée. Le changement de phase absorbe beaucoup de chaleur ce qui provoque un saut du flux thermique à l'apparition des premières bulles (le point A sur la Figure 1.12). Plus la température augmente, plus la taille et la fréquence des bulles augmentent améliorant le transfert de chaleur. C'est le régime d'ébullition nucléée développée (à partir du point C sur la figure). Le flux thermique atteint son maximum lorsque les colonnes de vapeur sont suffisamment proches et intenses pour empêcher le remouillage total de la surface, atteignant ainsi le flux critique (CHF). A partir de ce point, le comportement du système diffère selon que le flux thermique est imposé ou que la température du solide est imposée. Lorsque le flux est imposé et qu'il dépasse le flux critique, les colonnes de vapeur s'assemblent pour former un film de vapeur isolant autour du solide. La température augmente brutalement et le système passe du point D à F sur la Figure 1.12. Puis, la température augmente avec le flux jusqu'à la fusion du solide imposé par le matériau. Si le flux thermique est diminué à partir du point F, une hystérésis est observée, le régime d'ébullition en film subsiste et une fois atteint le flux minimum (le point E sur la figure) la température chute rapidement et le régime d'ébullition nucléée isolée apparaît (le point F' sur la figure). Lorsque la température est imposée, le système suit la courbe noire. Un régime de transition entre l'ébullition nucléée et l'ébullition en film est observé. Les colonnes coalescent de plus en plus entre elle dégradant le flux thermique jusqu'à un minimum. Une fois toutes les colonnes assemblées, le régime en film commence.

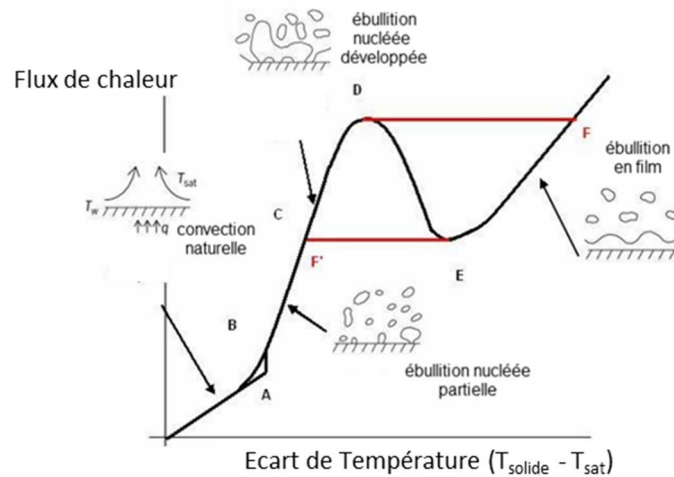


Figure 1.12 : Courbe de Nukiyama (Extrait de la thèse de Visentini (2012))

La description de l'ébullition faite par Nukiyama n'est plus valable lorsque la taille caractéristique de l'élément chauffant est petite devant la longueur capillaire du liquide. En effet, il a été montré que lors de leur formation, les bulles naissent sur un site de nucléation puis grandissent jusqu'à atteindre une taille critique de décrochage, d_d (Carey, 1992). Cette taille critique est du même ordre de grandeur que la distance capillaire pour la plupart des systèmes. Donc, lorsqu'une bulle se forme sur un solide de dimension proche ou plus faible que la longueur capillaire, elle grandit jusqu'à une taille égale à celle du solide tout en étant accroché à celui-ci. La bulle finit par envelopper le solide. Ainsi, dès que la nucléation est enclenchée, le système passe rapidement dans le régime d'ébullition en film. Les régimes d'ébullition nucléée ne sont plus observés, ni le flux critique. Sur la Figure 1.13, les résultats d'une des expériences de Bakhru et Lienhard (1972) ont été reportés. Ils ont chauffé un fil de platine de 12 μm de rayon dans un bain de benzène. Dès le début de l'ébullition, la bulle enveloppe une partie du fil puis s'étale le long du fil en grandissant tandis que d'autres naissent à côté. Il y a un régime en film partiel de transition, puis, la totalité du fil est recouvert de vapeur.

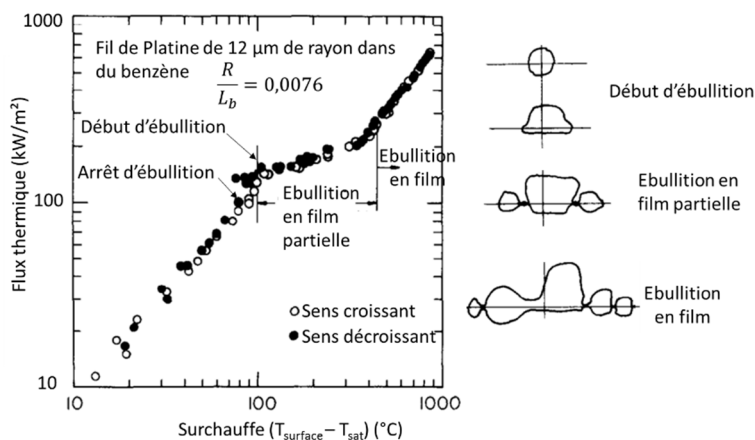


Figure 1.13 : Courbe d'ébullition sur fil fin (Bakhru and Lienhard, 1972)

Lorsqu'un solide subit une trempe, le transfert de chaleur est fortement influencé par les phénomènes décrits précédemment mais en transitoire. Le flux thermique dépend de la température initiale du solide, de sa taille et de son état de surface. La trempe de matériaux est un procédé particulièrement étudié du fait de son utilisation répandue dans l'industrie pour refroidir les métaux et les céramiques et figer leur microstructure. Lors des expériences de trempe, le flux de chaleur et le coefficient d'échange thermique sont déterminés par méthode inverse (Lu et al., 2013; Zhou et al., 2012). Plusieurs thermocouples sont insérés à différentes profondeurs dans le solide, ces mesures de température permettent de remonter aux échanges de chaleur. En effet, le gradient de température à la surface du solide donne le flux de chaleur entre le solide et le liquide. Six expériences de trempe ont été conduites par Zhou et al. (2012). Pour chaque tests, un cylindre en céramique de 6 cm de diamètre est chauffé jusqu'à une température élevée comprise entre 200 °C et 800 °C puis rapidement immergé dans un bain d'eau à 20 °C. Sur la Figure 1.14, le coefficient d'échange mesuré lors de ces expériences est reporté en fonction de l'évolution de la température de l'échantillon durant la trempe. Le coefficient d'échange évolue au cours de la trempe et présente un maximum ce qui montre que différents régimes d'ébullition se succèdent. De plus, le coefficient d'échange varie en fonction de la température initiale de l'échantillon.

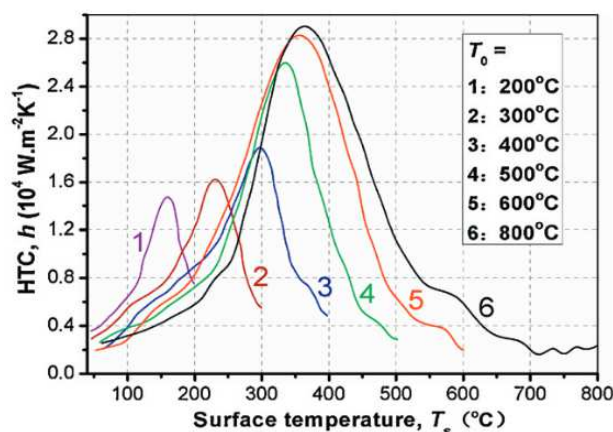


Figure 1.14 : Coefficient d'échange thermique observé lors différentes trempes d'un cylindre en céramique Al_2O_3 (Zhou et al., 2012)

Les différents régimes d'ébullition lors des trempes ont été observés par Lee et Kim (2017) lors de leurs études expérimentales. Ils ont plongé des cylindres en Zirconium à 600 °C dans de l'eau à saturation ou sous-refroidie de 75 °C en filmant à l'aide d'une caméra rapide l'ébullition et en mesurant la température des cylindres. Pour la trempe dans de l'eau à saturation (en rouge sur la Figure 1.15), ils ont observé un film de vapeur enveloppant le cylindre pendant les 30 premières secondes accompagné par une baisse lente de la température. Ensuite, une fois la température trop faible pour maintenir le film de vapeur, l'ébullition nucléée est apparue favorisant la chute rapide des températures, donc de forts échanges de chaleur. Enfin, lorsque la température est proche de la température de saturation, le régime de convection naturelle finit de refroidir le solide. Pour la trempe dans de l'eau sous-refroidie, l'ébullition commence directement par de l'ébullition nucléée avec

des bulles plus petites que celles observées dans le premier cas. Les échanges de chaleur sont plus efficaces et la température diminue très rapidement.

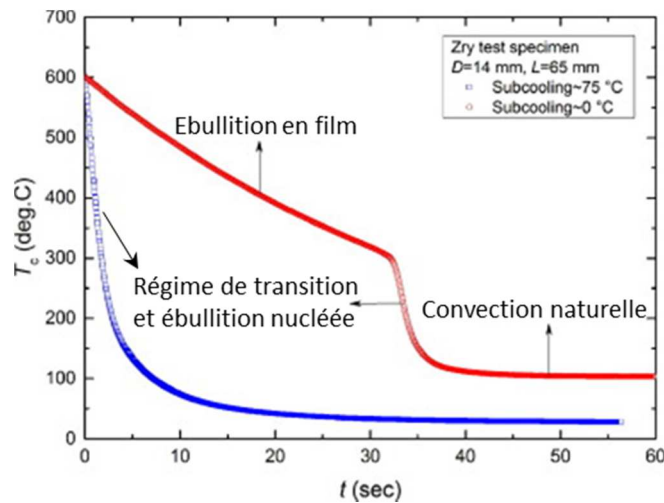


Figure 1.15 : Evolution temporelle de la température d'un cylindre en alliage de Zirconium (Lee and Kim, 2017) (Dans de l'eau sous-refroidie en bleu et dans de l'eau à saturation en rouge)

Lors de trempes, les échanges de chaleurs sont très intenses avec des coefficients de l'ordre de $10^4 \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$ mais varient fortement durant le phénomène. De plus, les régimes d'ébullition dépendent du solide subissant la trempe (sa rugosité, sa température et sa taille). De manière générale, il a été constaté que plus le solide était petit, plus le coefficient d'échange était important (Sherman and Schlumm, 2000). Pour les plus petits spécimens comme des fils avec un rayon de $100 \mu\text{m}$ par exemple, des régimes d'ébullition particuliers ont été observés dans les travaux de J.F Lu et al. (2006) tels que des petites bulles explosives visibles sur la Figure 1.16.

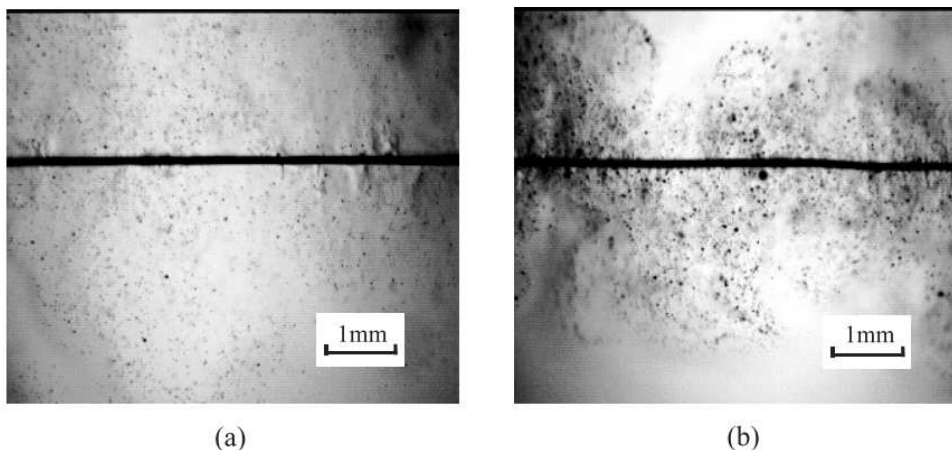


Figure 1.16 : Petites bulles explosives observées par J.F. Lu et al. pour des flux de chaleur surfacique de $2,54 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-2}$ (a) et $6,02 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-2}$ (b)

Dans le cas de l'éjection de combustible, la taille des particules est faible et leur température est très élevée ce qui explique les flux de chaleur particulièrement importants, de l'ordre de 10^5 W.m^{-2} (Sugiyama and Fuketa, 2000). De plus, le sous-refroidissement de l'eau dont le titre

thermodynamique est de -0,3 favorise les échanges de chaleur (cf. Figure 1.15) grâce à l'ébullition nucléée. Le titre thermodynamique est donc un paramètre important et devra être conservé lors des futurs essais expérimentaux.

1.4 Etude des similitudes entre deux fluides du point de vue de la thermodynamique

Dans un réacteur à eau pressurisée (REP), l'état thermodynamique de l'eau est élevé : la température est de 600 K et la pression est de 15,5 MPa pour une pression critique de 22 MPa. De plus, le milieu est très peu compressible car l'eau est à l'état liquide et le pressuriseur est éloigné du cœur nucléaire où il y a le combustible. Les pics de pressions sont favorisés avec de telles conditions de fonctionnement et des excursions dans le domaine supercritique sont possibles (cf. Figure 1.17). Pendant l'interaction thermique étudiée, deux principaux phénomènes sont attendus. Premièrement, l'énergie est si rapidement transférée au fluide que celui-ci n'a pas le temps de se vaporiser. L'apport soudain de cette énergie provoque une montée en pression fortement dépendante de la pression initiale et de la proximité avec le point critique. Ce pic de pression est borné par la pression maximale lors d'une transformation isochore, comme dans le modèle de Hall pendant la phase de mélange (cf. paragraphe 1.2). Ensuite, le liquide s'évapore et augmente de volume ce qui fait chuter la pression à une valeur proche de celle initiale. La quantité de vapeur créée dépend du rapport entre l'énergie reçue par le fluide et sa chaleur latente tandis que son volume est lié au rapport entre les masses volumiques du liquide et de la vapeur. Ce rapport des masses volumiques dépend de la distance au point critique (cf. Figure 1.17 de droite). De plus, le volume est borné par le volume de vapeur créé lors d'une transformation isobare.

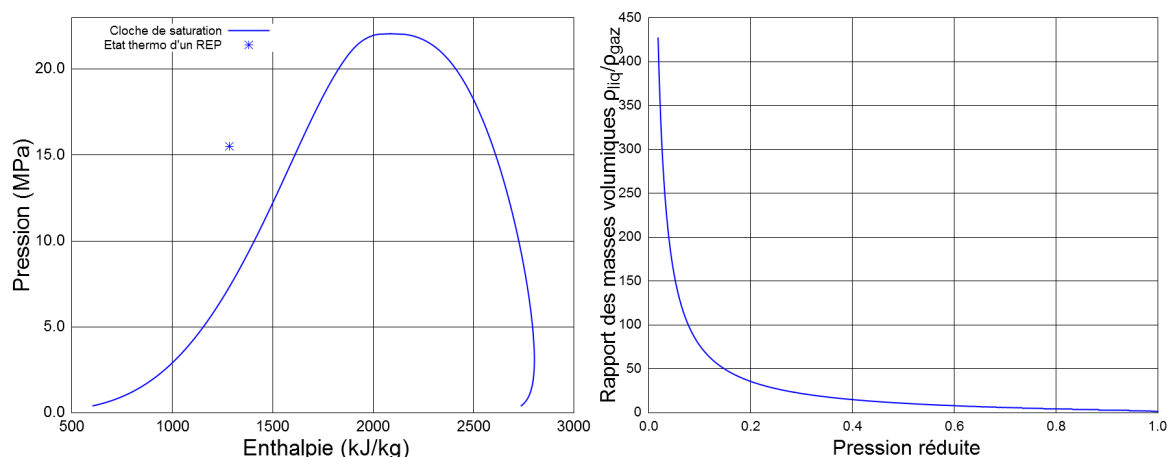


Figure 1.17 : Courbe de saturation pour l'eau (gauche) et rapport des masses volumiques (droite)

Cette description de la phénoménologie de l'interaction permet d'encadrer l'interaction thermique entre deux transformations théoriques extrêmes comme illustré sur la Figure 1.18 :

- Une transformation isochore pour les premiers instants de l'interaction lorsque la rigidité de la capsule et la faible compressibilité du fluide empêchent l'expansion du fluide provoquant l'augmentation rapide de la pression.
- Une transformation isobare lorsque le liquide en interaction se dilate et se vaporise en grande partie.

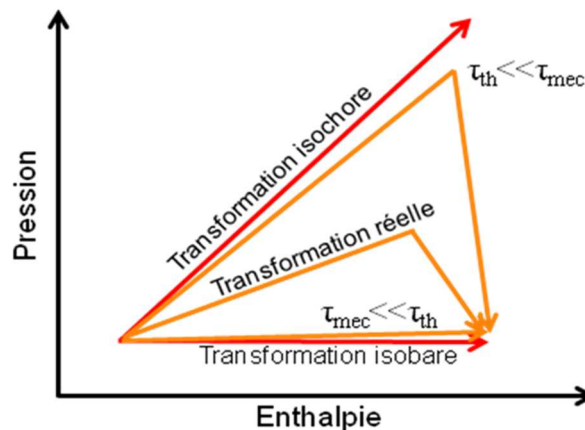


Figure 1.18 : Encadrement de la transformation réelle

Reproduire un tel phénomène expérimentalement avec de l'eau est très complexe et coûteux. En effet, à cause de la pression critique élevée de l'eau et des températures importantes mises en jeu (supérieures à 350 °C), les équipements doivent supporter d'énormes pressions qui les rendent chers à construire. De plus, la grande chaleur latente de l'eau qui est un avantage pour son utilisation en tant que caloporteur dans les centrales électriques est pénalisant ici car l'installation demande une puissance de chauffe importante. Il est donc intéressant d'envisager un autre fluide pour étudier expérimentalement l'interaction thermique afin de réduire les contraintes de conceptions et d'exploitations et faciliter l'instrumentation. Le fluide test doit avoir une pression critique et une chaleur latente plus faible que l'eau. Il ne doit pas être inflammable et ne pas se dégrader chimiquement suite à l'apport intense de chaleur. Un fluide non toxique et facilement manipulable est souhaitable. Enfin, pour pouvoir comprendre son comportement lors de l'expérience, il faut une bonne connaissance de ses propriétés thermodynamiques. Ces conditions guident vers l'utilisation du dioxyde de carbone comme fluide simulant. Il a déjà été choisi comme fluide modèle lors d'études expérimentales sur les fluides supercritiques (Cheng et al., 2011; Zahlan et al., 2014).

Les grandeurs physiques locales que l'on souhaite acquérir sont la pression et le volume de vapeur générée par l'interaction thermique. Ces deux mesures sont essentielles afin d'estimer le travail fourni par l'interaction. Il est donc important de définir des critères qui assurent les similitudes pour ces grandeurs physiques. Pour la production de vapeur, le titre thermodynamique est un paramètre important car il indique quelle proportion de l'énergie

transmise au liquide va effectivement le vaporiser. Son expression est $\frac{h_i - h_{liq}}{\Delta h_{vap}}$ où h_i est l'enthalpie massique initiale, h_{liq} l'enthalpie massique à saturation pour le liquide et Δh_{vap} la chaleur latente. De plus, le sous refroidissement influe sur le régime d'ébullition comme montré dans la partie précédente 1.3.3. Le rapport des masses volumiques $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}$ influe sur le volume occupé par la vapeur et donc sur le travail créé. Ce rapport dépend de la distance au point critique, $\frac{P}{P_c}$ (pression réduite). De plus, cette distance avec le point critique traduit les possibilités d'entrer dans le domaine supercritique. Finalement, les critères de similitudes choisis sont le titre thermodynamique et la pression réduite afin d'assurer une réaction du fluide similaire (Kocamustafaogullari and Ishii, 1987).

Ces deux critères ne sont pas uniques (Mayinger, 1981), d'autres rapports tels que la température réduite ou la densité réduite sont possibles. Néanmoins, la pression réduite, outre la distance avec le point critique, est plus apte à transmettre les similitudes entre les deux fluides, comme le montre la Figure 1.19, avec l'évolution du rapport des densités $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}$. L'eau d'un REP à une pression réduite de 0,7 et une température réduite de 0,87. En égalisant la température réduite pour le CO₂ et l'eau, l'écart du rapport des masses volumiques entre l'eau et le CO₂ est de 30% tandis qu'il n'est que de 16% en égalisant le critère $\frac{P}{P_c}$ (cf. barre verticale noire sur les graphiques de la Figure 1.19). Or, ce ratio influe sur la facilité du fluide à changer d'état. En effet, plus ce rapport est faible, plus la vapeur occupe un volume important et donc plus le fluide alentour est comprimé ou déplacé par le changement de phase. Cette propriété modifie la quantité d'énergie mécanique produite. Il est donc intéressant de la conserver au mieux. Ce qui n'était pas le cas dans les expériences présentées dans le paragraphe 1.2. En effet, à 0,1 MPa, la vapeur est 1000 fois moins dense que le liquide alors qu'à 15,5 MPa, ce n'est plus que 6 fois moins dense. Le volume de vapeur créé lors des essais en capsule est 160 fois plus important que le volume qui serait créé avec une pression de 15,5 MPa.

Les conditions initiales équivalentes pour les deux fluides sont données dans le Tableau 1.2.

Tableau 1.2 : Description de l'état initial des deux fluides

	Eau	CO₂
Titre thermodynamique	-0,36	-0,36
Pression réduite	0,70	0,70
Pression P (Mpa)	15,50	5,20
Température (K)	563,00	266,00
Température de saturation à P (K)	617,00	289,06
Enthalpie initiale (kJ/kg)	1283,60	180,83
Enthalpie de saturation (kJ/kg)	1629,90	242,74
Masse volumique (kg/m³)	746,00	982,96
chaleur latente (kJ/kg)	966,30	172,50

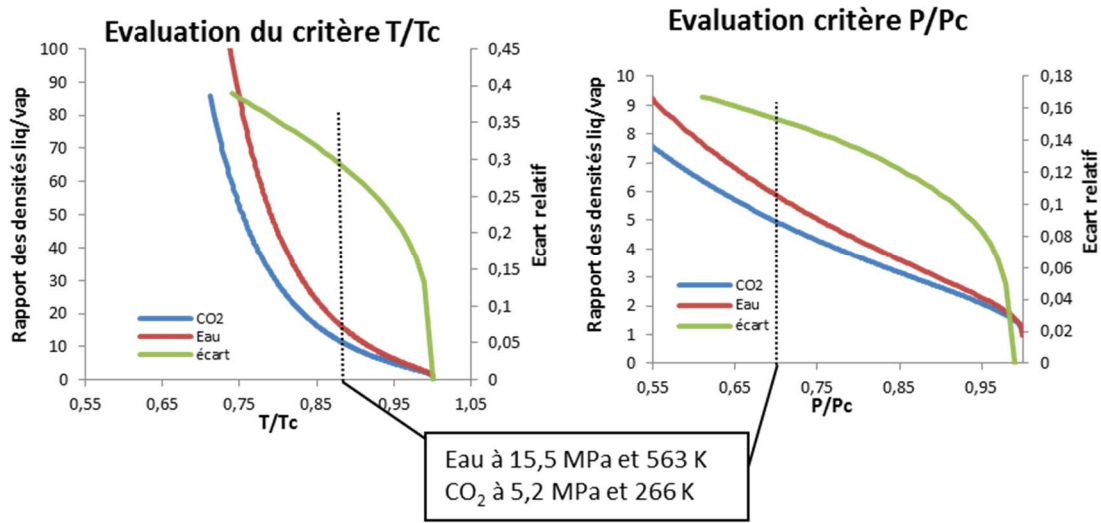


Figure 1.19 : Illustration de la pertinence des critères de similitude entre les deux fluides, pour l'évolution des densités

En plus de borner l'interaction, les deux transformations théoriques se décrivent analytiquement. Ainsi, il est possible de quantifier l'impact des critères de similitudes et de calculer le niveau d'énergie à apporter au CO₂ pour avoir un rendement (rapport entre l'énergie mécanique et l'énergie thermique) similaire à celui de la réaction dans l'eau.

1.4.1 Cas d'une transformation isobare

Lors d'une transformation isobare, l'énergie Q transmise augmente l'enthalpie du fluide de ΔH :

$$Q = \Delta H \quad (1.40)$$

De plus, le volume en interaction est un système fermé, on peut donc diviser l'égalité par la masse qui est constante :

$$q = \Delta h \quad (1.41)$$

Ainsi, le titre final, x_f s'écrit en fonction de l'enthalpie massique initiale h_i et de la chaleur latente massique Δh_{sat} :

$$x_f = \frac{h_f - h_{liq,sat}}{\Delta h_{sat}} = \frac{h_i + q - h_{liq,sat}}{\Delta h_{sat}} = \frac{q}{\Delta h_{sat}} + x_i \quad (1.42)$$

L'équation (1.43) traduit la conservation du titre thermodynamique final pour les deux fluides.

$$\frac{q_{H_2O}}{\Delta h_{sat,H_2O}} + x_{i,H_2O} = \frac{q_{CO_2}}{\Delta h_{sat,CO_2}} + x_{i,CO_2} \quad (1.43)$$

L'égalisation de la pression réduite assure une certaine équivalence entre les rapports des masses volumiques $\left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right)_{H_2O}$ et $\left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right)_{CO_2}$ qui influe sur le rendement de la réaction. Ainsi, pour obtenir une variation de titre thermodynamique égale et avoir une production de vapeur similaire, il est suffisant de conserver le titre thermodynamique initiale et de déposer un niveau d'énergie proportionné à la chaleur latente du fluide, équation (1.44).

$$\frac{q_{H_2O}}{\Delta h_{sat,H_2O}} = \frac{q_{CO_2}}{\Delta h_{sat,CO_2}} \quad (1.44)$$

Soit, avec les valeurs issues du Tableau 1.2,

$$q_{CO_2} = \frac{\Delta h_{sat,CO_2}}{\Delta h_{sat,H_2O}} \cdot q_{H_2O} = 0.18 q_{H_2O} \quad (1.45)$$

Ainsi, comme la pression est la même que la pression initiale, les deux critères de similitude sont validés en respectant l'équation ci-dessus.

La vaporisation du fluide est accompagnée d'une expansion du volume. Il y a donc production de travail dont l'expression est donnée par l'équation suivante selon la masse de liquide en interaction.

$$W = -P \Delta V = -P (\rho_{gaz} - \rho_{liq})m \quad (1.46)$$

Or, ce travail convertit l'énergie thermique en énergie mécanique. Il est intéressant d'étudier la différence de ce rendement selon le fluide. Les rendements ont été reportés sur la Figure 1.20 selon le volume initial en interaction. On y voit que le rendement du CO_2 est toujours supérieur de l'ordre de 10% à celui obtenu pour l'eau. Cette différence peut s'expliquer en comparant les nombre de Jakob, apparaissant dans l'équation (1.47). En effet, si le nombre de Jakob est fortement négatif, une grande partie de l'énergie thermique est utilisée pour chauffer le fluide jusqu'à saturation tandis que s'il est proche de zéro, une grande partie de cette énergie est utilisée pour vaporiser le fluide. Or, le nombre de Jakob est 24% plus élevé en valeur absolue pour l'eau que pour le CO_2 . Pour obtenir le même rendement, le volume en interaction doit augmenter afin de dissiper la chaleur dans plus de fluide et baisser le taux de vide.

$$Ja = \frac{(h_i - h_{liq})\rho_{liq}}{\rho_{gaz}\Delta h_{sat}} \quad (1.47)$$

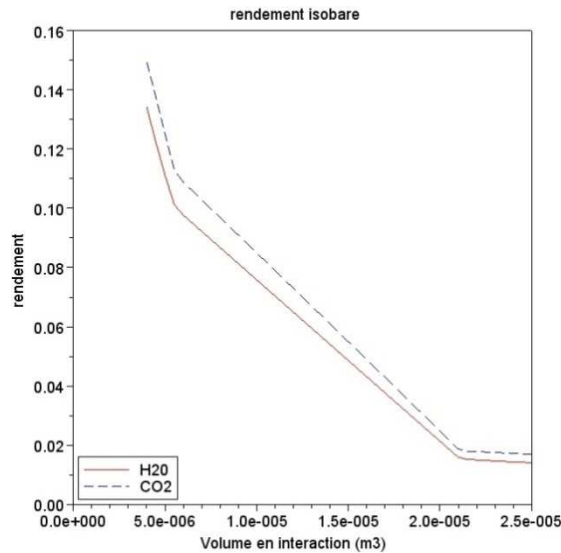


Figure 1.20 : Rendement de la conversion de l'énergie thermique en travail

L'étude sur le rendement de la transformation montre une des limites des critères de similitude pour les phénomènes à changement de phase (Mayinger, 1981). Il est impossible de respecter toutes les similitudes simultanément et des choix sont obligatoires. Dans le cas développé dans ce chapitre, pour conserver le rendement, deux solutions sont possibles pour égaliser le nombre de Jacob : soit le titre thermodynamique initial est modifié, soit le rapport des masses volumiques entre les deux phases est égalé pour les deux fluides mais ceci modifierait la pression réduite.

1.4.2 Cas d'une transformation isochore

Pour étudier le cas isochore, l'énergie équivalente qui provoquerait un pic de pression similaire au-delà du point critique est recherchée. Les pressions et températures des points critiques pour l'eau et le CO₂ sont données dans le Tableau 1.3. Cette transformation représente les premiers instants de l'interaction, lorsque le fluide n'a pas eu le temps d'augmenter son volume. Le cas isochore constitue la limite supérieure pour la pression, comme schématisé dans la Figure 1.18.

La méthode consiste à déterminer les états initiaux et finaux pour l'eau, puis ces états sont retranscrits pour le CO₂ selon les critères de similitude afin d'en déduire l'énergie à apporter grâce à l'écart d'énergie interne (d'enthalpie pour l'isobare), cf. Figure 1.21.

Les titres thermodynamiques et les pressions réduites sont bien identiques comme le montre la Figure 1.22. Les ratios d'énergie sont visibles sur la Figure 1.23. On voit que pour une transformation isobare, on retrouve la même valeur que précédemment. Cependant, pour la transformation isochore, le rapport est inférieur. A nouveau, il est impossible de satisfaire les deux critères en même temps. Si l'énergie injectée est adaptée pour conserver l'énergie mécanique produite alors le pic de pression au-delà de la pression critique sera plus important.

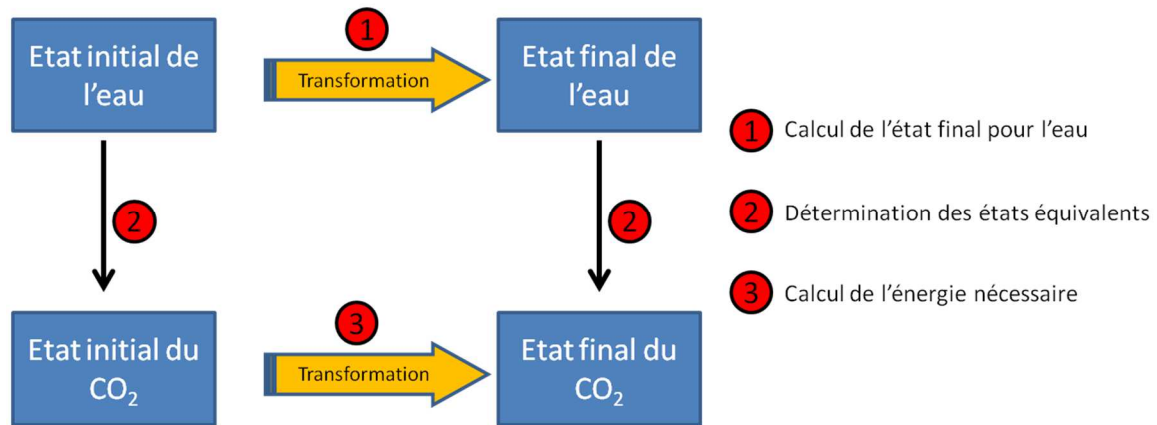


Figure 1.21 : Schéma de la méthode

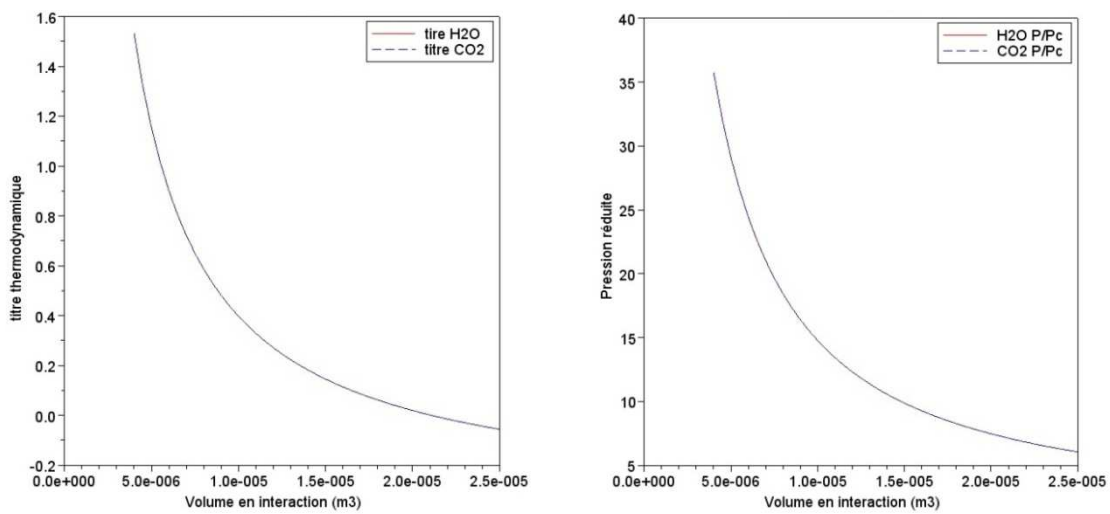


Figure 1.22 : Comparaison des titres à gauche et de la pression réduite à droite

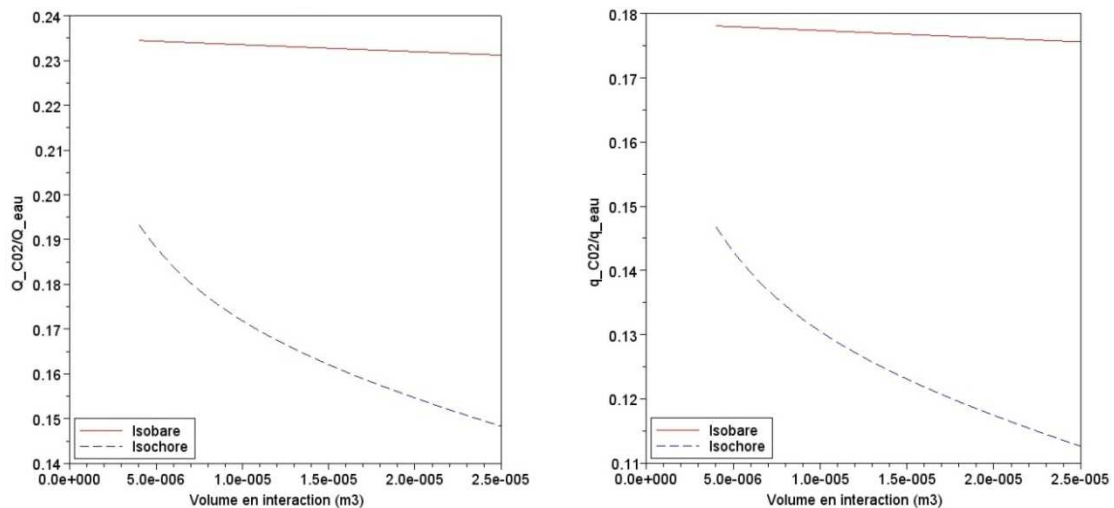


Figure 1.23 : Rapport des énergies à gauche et des énergies massiques à droite

Tableau 1.3 : Point critique pour l'eau et le CO₂

pression critique (Mpa)	22,00	7,38
Température critique (K)	647,00	304,00

L'utilisation du CO₂ permet de réduire le besoin en énergie de l'expérience par 5. En effet, il faut entre 14% et 23% de l'énergie apportée à l'eau pour des transformations thermodynamiques similaires. La transformation réelle n'est ni une transformation isobare ni une transformation isochore mais se situe entre les deux (Figure 1.18). En optant pour un système chauffant ajustable dans cette gamme d'énergie, il sera possible de produire une réaction dans le CO₂ similaire à celle observée dans l'eau. De plus, la notion de similitude entre les deux transformations est partielle. En effet, si le titre thermodynamique est conservé alors le rendement ne le sera pas.

Grâce à l'étude des deux transformations encadrant la transformation réelle, deux critères de similitudes du point de vue de la thermodynamique ont pu être établis ainsi que l'énergie nécessaire à fournir aux fluides. Cependant, lors de la description de la phénoménologie, un des facteurs importants influençant l'interaction thermique est la cinétique. En effet, plus la chaleur des particules solides est transmise rapidement au liquide plus la transformation tend vers une isochore et la montée en pression est importante. Donc, en plus d'assurer les similitudes thermodynamiques, il faut que les réponses temporelles des deux fluides soient aussi respectées.

1.5 Etude des similitudes entre deux fluides du point de vue de la cinétique

Lors de l'interaction thermique entre le combustible et l'eau, deux phénomènes en parallèle se produisent : le transfert thermique et la dilatation du fluide. Ainsi, deux temps caractéristiques sont en compétition ; le temps de transfert thermique (τ_{th}) et le temps mécanique de dilatation du volume en interaction lié au temps de compression du fluide environnant (τ_{mec}).

Si le τ_{th} est très petit devant τ_{mec} , alors le volume n'a pas le temps de se dilater. On est très proche d'une transformation isochore. A l'inverse, si le τ_{th} est très grand devant τ_{mec} , alors l'équilibre des pressions se fait très rapidement et on est très proche d'une transformation isobare.

Il est donc nécessaire de conserver le rapport entre ces deux temps : $\frac{\tau_{mec}}{\tau_{th}}$.

1.5.1 Temps caractéristique de compression

Pour l'étude du temps caractéristique de compression, deux situations possibles suivant la configuration de l'installation sont considérées. Une première situation avec un ciel de gaz qui procure une source de compressibilité. Dans ce cas, le volume de fluide environnant réagit comme un piston entre le ciel de gaz et le volume en interaction (Brayer and Berthoud, 1991). Une deuxième situation sans ciel de gaz. Dans ce cas, le volume environnant doit se comprimer pour permettre la dilatation du volume en interaction.

En présence d'un ciel de gaz, la vitesse de l'interface entre le volume en interaction et le volume environnant (v) peut-être décrite par l'équation de Navier-Stokes de conservation de la quantité de mouvement (Ruyer, 2013b):

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\nabla P + \nabla \cdot \bar{\tau} \quad (1.48)$$

Où $\nabla \cdot \bar{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses, P la pression et ρ la masse volumique. En négligeant la viscosité :

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\nabla P \quad (1.49)$$

Comme abordé dans le paragraphe sur les ondes de pression 1.3.1, l'onde de pression créée au sein du volume en interaction se propage dans l'eau environnante à la vitesse du son pour les premiers instants (inférieurs à la milliseconde), ce qui donne l'équation suivante.

$$\frac{\partial P}{\partial t} = c_{son} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (1.50)$$

Les équations 1.49 et 1.50 permettent de relier la vitesse de déplacement de l'interface en fonction de la variation temporelle de la pression, équation (1.51) en supposant que l'onde se propage avec une direction privilégiée. Puis, en intégrant cette équation entre le début de l'interaction et l'instant où la pression est maximale, la vitesse maximale atteinte est déduite, équation (1.52). Cette vitesse diminuera très rapidement avec la chute de pression.

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{c_{son}} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (1.51)$$

$$v_{max} = \frac{P_{max} - P_0}{\rho c_{son}} \quad (1.52)$$

Le temps caractéristique mécanique est donc :

$$\tau_{mec} = \frac{L}{v_{max}} = \frac{\rho c_{son} L}{P_{max} - P_i} \quad (1.53)$$

Où L est une distance caractéristique, la longueur de déplacement de l'interface, c'est-à-dire le rayon de la bulle maximale. Dans un cylindre, ce sera le déplacement de la colonne d'eau poussée par la formation de la vapeur.

Les équations ci-dessus font intervenir la pression maximale atteinte durant l'interaction thermique. Le pic de pression est de l'ordre de 2 MPa, comme il a été observé dans les expériences JMH-5 et TK-2 (Tableau 1.1). Pour le CO_2 , le pic de pression est estimé, en première approximation, en égalisant la pression réduite.

Le Tableau 1.4 donne des ordres de grandeur des paramètres liés à cette situation.

Tableau 1.4 : Ordres de grandeur pour la dilatation avec ciel de gaz

	Eau	CO_2
Pression P_0 (MPa)	15,5	5,2
Pression max $P_{\max}$ (MPa) (Sugiyama and Fuketa, 2000)	17,5	5,86 (en égalisant P/P_c)
Vitesse du son (m/s)	1024	636
Compressibilité β (nPa^{-1})	1,27	2,51
Viscosité η ($\mu\text{Pa s}$)	92,5	117,7
Longueur (m)	0,07	0,06
Vitesse colonne d'eau (m/s)	2,6	0,9
τ_{mec} (s)	0,027	0,062

Sans ciel de gaz, le volume environnant doit se comprimer suffisamment pour permettre au volume en interaction de se vaporiser, c'est-à-dire multiplier son volume par $\frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{gaz}}}$. Le volume libéré par l'eau environnante s'exprime en fonction du facteur de compressibilité du fluide, χ_s .

$$-\frac{1}{V_0} \frac{(V_{\text{final}} - V_0)}{P_{\max} - P_0} = \chi_s \quad (1.54)$$

Soit V_{ZI} le volume de liquide en interaction, pour permettre l'évaporation V_{final} doit satisfaire :

$$V_{\text{final}} = V_0 - \left(\frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}} - 1 \right) V_{\text{ZI}} \quad (1.55)$$

Donc, le volume initial d'eau à comprimer est donné par la relation ci-dessous.

$$V_0 = \left(\frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}} - 1 \right) \frac{V_{\text{ZI}}}{\chi_s \Delta P} \quad (1.56)$$

Le temps de compression de ce volume correspond au temps nécessaire à l'onde de pression pour parcourir ce volume. Si l'on considère que le volume est une sphère de rayon r :

$$\tau_{\text{mec}} = \frac{r}{c_{\text{son}}} \quad (1.57)$$

Tableau 1.5 : Ordres de grandeur pour la dilatation sans ciel de gaz

	Eau	CO ₂
Pression P_0 (MPa)	15,5	5,2
Pression max P_{max} (MPa)	17,5	5,86 (en égalisant P/P_c)
Vitesse du son (m/s)	1024	636
Rapport $\frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}} \frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}}$	5,8	4,9
Compressibilité χ_s (nPa⁻¹)	1,27	2,51
V_0 (m³)	$1,9 \cdot 10^3 V_1$	$2,6 \cdot 10^3 V_1$

Il faut donc comprimer un volume de CO₂ 1,37 fois plus grand que pour l'eau pour libérer un même volume permettant le changement d'état du volume de liquide initialement en interaction.

1.5.2 Temps caractéristique des transferts thermiques

Les transferts thermiques sont fortement dépendants de la géométrie et donc du moyen mis en œuvre pour apporter l'énergie au CO₂. Pour la situation réelle, le diamètre D des particules est estimé à 10 μm et le coefficient d'échange thermique h à $5 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (Ruyer, 2013b). Ainsi, l'évolution temporelle de la température des débris est donnée par la relation suivante.

$$\rho \frac{\pi D^3}{6} c_p \frac{\partial T}{\partial t} = -h \pi D^2 (T - T_{\text{liq}}) \quad (1.58)$$

Pour une température initiale des débris de 2000 K et de l'eau à 565 K, le temps caractéristique du transfert est :

$$\tau_{th} = \rho c_p \frac{D}{6h} = 10^{-6} \text{ s} \quad (1.59)$$

Sur le banc d'essais, l'énergie thermique est transmise au CO₂ par l'intermédiaire d'un filament en tungstène. Le temps caractéristique des transferts thermiques est donné par l'équation (1.54). On remarque qu'en adaptant le diamètre du fil, d , on peut modifier ce temps caractéristique.

$$\tau_{th} = \rho c_p \frac{d}{4h} \quad (1.60)$$

Donc, les deux temps caractéristiques dépendent d'un paramètre géométrique. Ainsi, il est possible d'adapter la géométrie du banc d'essais afin de respecter l'égalité des rapports de l'équation (1.61). De plus, le temps caractéristique des transferts thermiques dans les expériences avec ciel de gaz effectuées au Japon est de l'ordre de 0,01s (cf le paragraphe 1.2), c'est-à-dire du même ordre que le temps mécanique (Tableau 1.4). Le rapport ci-dessous est donc proche de 1. En l'absence de ciel de gaz, le temps caractéristique des transferts thermiques est de l'ordre de 10^{-3} seconde en considérant un coefficient de transfert $h = 5 \cdot 10^3$ W/m²/K. La réponse mécanique est plus rapide, il faut 10^{-4} s pour comprimer le volume de fluide environnant permettant la vaporisation. Le rapport est alors proche de 10.

$$\left(\frac{\tau_{th}}{\tau_{mec}}\right)_{H_2O} = \left(\frac{\tau_{th}}{\tau_{mec}}\right)_{CO_2} \quad (1.61)$$

L'étude sur les similitudes thermodynamiques et cinétiques ont permis d'établir l'énergie volumique nécessaire à transmettre au CO₂ pour avoir une réaction similaire à celle observée dans l'eau. Cependant, l'énergie seule ne suffit pas pour caractériser la réaction, il faut aussi respecter la cinétique. Or, dans cette partie, la cinétique de la réaction a été reliée à des caractéristiques géométriques importantes permettant de dimensionner le système. Notamment sa taille via la longueur L (liée à la cinétique mécanique) et le volume (lié à l'énergie disponible). Il est donc désormais possible d'imaginer un système accueillant cette interaction.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la phénoménologie de l'interaction thermique lors de l'éjection de combustible nucléaire chaud dans le caloporteur froid a été étudiée avec trois approches et objectifs différents. Dans une première partie, les expériences antérieures ont été analysées et la pertinence de déduire un rendement entre l'énergie thermique échangée et l'énergie mécanique produite a été démontrée. Cependant, ces études ne fournissent pas toutes les données nécessaires à la validation des codes numériques et ne sont pas dans les conditions thermodynamiques de REP. Ensuite, dans une deuxième partie, les mécanismes physiques mis en jeu sont décrits tels que les ondes de pression, l'évaporation rapide d'un liquide sous pression et les régimes d'ébullitions lors d'une trempe. Enfin, dans une dernière partie, les similitudes entre deux fluides sont étudiées du point de vue de l'interaction thermique, les aspects thermodynamiques et cinétiques sont pris en compte. Le choix du fluide simulant s'est porté sur le CO₂ ce qui a permis de réduire les pressions par trois et les niveaux d'énergie requis par cinq.

Grâce à ce travail, l'interaction thermique est mieux définie, les points d'intérêts ont été soulignés. De plus, l'analyse des similitudes a donné des pistes pour la création d'un banc d'essais. L'objectif du chapitre suivant est d'exposer la conception de ce système expérimental

reproduisant les caractéristiques essentielles pour l'étude d'une interaction thermique entre un solide chaud et un liquide froid.

Chapitre 2 : Conception et réalisation d'un banc d'essais

2.1 Introduction

Le premier chapitre a montré que l'utilisation du CO₂, en tant que fluide simulant le comportement de l'eau au sein d'un réacteur à eau pressurisée, permet d'obtenir des propriétés thermodynamiques réduites équivalentes du point de vue d'une interaction thermique pour des niveaux de température et de pression plus bas. De plus, l'énergie requise pour obtenir un rendement de conversion en énergie mécanique équivalent est cinq fois moindre dans le CO₂ que dans l'eau grâce à sa chaleur latente plus faible. Il est donc plus aisé de construire un banc d'essais avec ce fluide pour générer une interaction thermique entre un solide et un liquide reproduisant celle entre le combustible et le caloporteur (FCI) lors d'une rupture de gaine suite à une insertion de réactivité.

Lors d'une rupture de gaine, les fragments de combustible chaud sont dispersés dans un faible volume de fluide froid. La grande surface d'échange couplée avec l'important gradient de température engendre un flux de chaleur élevé pendant un temps très court. Or, le temps caractéristique de vaporisation du liquide est comparable à celui des échanges thermiques ce qui provoque une pressurisation du liquide, suivant la phénoménologie détaillée dans le chapitre 1. Le banc d'essais doit reproduire cette interaction en conservant ces caractéristiques : une densité de flux de chaleur élevée de l'ordre de 10^2 kW.m^{-2} , un volume en interaction restreint de l'ordre de 10 cm^3 et un temps de vaporisation relativement long (0,01 s environ). De plus, la variation de pression et la cinétique de vaporisation du fluide doivent être mesurées au plus proche de l'interaction. L'énergie transmise au fluide doit aussi être mesurée afin de comprendre la cinétique du transfert thermique. Le faible temps des échanges thermiques oblige à disposer d'appareils à dynamique rapide.

Afin de concevoir un système expérimental répondant à ces critères, plusieurs axes de recherche ont été envisagés, notamment pour la création de l'impulsion d'énergie. À la fin du chapitre 1, la relation entre les dimensions de l'enceinte, l'énergie volumique transmise au fluide et la cinétique de l'interaction a été mise en évidence. Le dimensionnement de l'enceinte a donc constitué la première étape de conception avec en parallèle la recherche d'un moyen efficace pour transmettre au fluide l'énergie volumique adéquate. Ensuite, il a fallu concevoir un système électrique fournissant la puissance nécessaire à l'impulsion énergétique. Enfin, l'instrumentation a été définie avec des capteurs de taille appropriée, des

temps de réponse suffisamment faibles et un système d'acquisition dont la fréquence d'échantillonnage suit la dynamique des capteurs.

Dans ce chapitre, les différentes étapes de cette démarche sont explicitées dans les quatre premiers paragraphes. Puis, le système complet tel que retenu *in fine* est présenté. Enfin, le dernier paragraphe est consacré à la caractérisation de ce banc d'essais.

2.2 Production d'une impulsion de chaleur

L'étude des similitudes a montré que l'injection d'énergie dans le fluide devait être suffisamment locale pour vaporiser le volume en interaction. De plus, le lien entre la cinétique de l'interaction et la taille de l'enceinte a été mis en évidence. Ainsi, quel que soit le système qui transmet l'énergie au fluide, celui-ci doit être capable de produire une énergie volumique proche de $1,7 \cdot 10^5 \text{ kJ/m}^3$ et de la transmettre au fluide sur un temps suffisamment court afin de vaporiser le CO_2 . Ensuite, la taille de l'enceinte est adaptée pour respecter le critère cinétique. Cependant, le volume de fluide recevant l'énergie doit être suffisamment grand pour être instrumenté. De plus, quelle que soit la méthode choisie, il faut qu'elle soit reproductible et qu'elle permette de contrôler l'énergie transmise ainsi que le temps de l'impulsion.

Plusieurs méthodes sont envisageables pour produire l'impulsion de puissance recherchée. Quatre de ces méthodes ont été étudiées. Deux méthodes de dépôt d'énergie sont directes : le chauffage par laser et la création d'un arc électrique, tandis que deux méthodes sont indirectes : le chauffage par effet Joule d'un fil et la trempe de billes. Les résultats de l'investigation sur ces différentes méthodes sont reportés dans ce paragraphe afin de justifier le choix qui a été fait.

2.2.1 Chauffage par laser

Les lasers pulsés émettent un rayon monochromatique avec des puissances élevées de l'ordre de la centaine de watts (William Steen and Jyotirmoy Mazumder, 2010). Ils sont très utilisés pour appliquer de hautes densités d'énergie sur des petites surfaces de matériaux, de l'ordre du centimètre carré (Lia et al., 2017; Pal and Agarwal, 2016). Lorsqu'un rayon lumineux rencontre la surface d'un matériau solide ou liquide d'une épaisseur donnée, une partie du rayonnement est réfléchi, une autre est absorbée et une partie est transmise comme illustré par la Figure 2.1. La réflectivité, r , l'absorbance, α , et la transmissivité, t , sont définies par les fractions de l'énergie totale incidente respectivement réfléchi, absorbée et transmise (cf. équation (2.1) à (2.3)). La conservation de l'énergie impose la relation (2.4). Ces trois grandeurs sont des propriétés du matériau et dépendent de la longueur d'onde du rayonnement, de l'angle d'incidence, de la température et de la pression et, pour les solides, de la rugosité de la surface (Holman, 1989). Pour chauffer un matériau par laser, il faut donc

une bonne adéquation entre l'émetteur et le récepteur pour que la majeure partie du rayonnement soit absorbée par le matériau (Modest, 2013c). Ainsi, pour chauffer efficacement un fluide, il faut que la longueur d'onde d'émission du laser corresponde à une bande d'absorption du fluide.

$$r = \frac{\text{Energie réfléchie}}{\text{Energie totale}} \quad (2.1)$$

$$a = \frac{\text{Energie absorbée}}{\text{Energie totale}} \quad (2.2)$$

$$t = \frac{\text{Energie transmise}}{\text{Energie totale}} \quad (2.3)$$

$$r + a + t = 1 \quad (2.4)$$

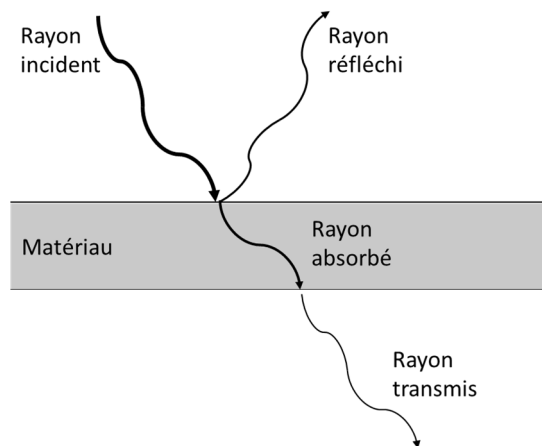


Figure 2.1 : Réflexion, absorption et transmission d'un rayon par un matériau (Modest, 2013a)

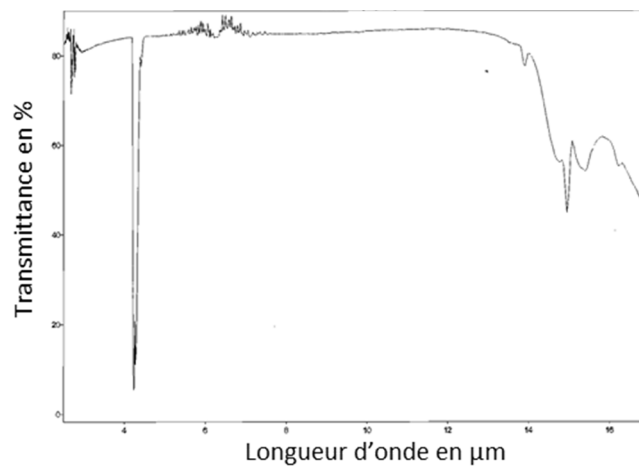


Figure 2.2 : Spectre d'absorption du CO2 gazeux

Le CO₂ possède deux bandes de forte absorption dans l'infrarouge (Fahrenfort et al., 1954; Legras et al., 2000; Modest, 2013b) à l'état gazeux, ces deux bandes sont visibles sur la Figure 2.2. La longueur d'onde de ces bandes d'absorption est de 4,2 µm et de 15 µm. Notons que, à l'état liquide, l'absorbance est accrue au niveau des bandes d'absorption. Les liquides peuvent être considérés comme des solides opaques (Modest, 2013c). Il est donc envisageable de transmettre une impulsion de puissance avec un laser pulsé à un volume de CO₂ liquide. La puissance d'une impulsion d'un laser de puissance moyenne, P_{moy} , avec des impulsions de durée, τ , émis avec une fréquence, f , est obtenue grâce à l'équation (2.5), puis, en multipliant par la durée d'une impulsion, l'énergie de celle-ci est déterminée par l'équation (2.6).

$$P_{moy} = f \tau P_{pulse} \quad (2.5)$$

$$E_{pulse} = \frac{P_{moy}}{f} \quad (2.6)$$

En considérant que la totalité du rayonnement est absorbée dans une certaine épaisseur de liquide, un laser commercial de puissance moyenne 500 W avec des impulsions de 10 ns à une fréquence de 10 Hz permettrait de déposer 50 J dans le fluide par impulsion. Pour atteindre l'énergie volumique souhaitée, il faut que le volume chauffé (le volume en interaction) soit de 0,3 mL. Il est possible, à l'aide d'un dispositif similaire à celui de la Figure 2.3, d'étaler le rayon laser sur une surface circulaire telle que le volume soit de 0,3 mL (Ortiz-Díaz et al., 2017). La technique de chauffage par laser permet donc de déposer l'énergie volumique souhaitée en un temps très court. Cependant, les énergies atteintes étant relativement faibles, le volume en interaction serait faible aussi. Or, l'un des objectifs de cette thèse est de mesurer les grandeurs locales au plus proche de l'interaction. Avec des dimensions si restreintes, il serait très difficile d'insérer des capteurs dans la zone d'interaction.

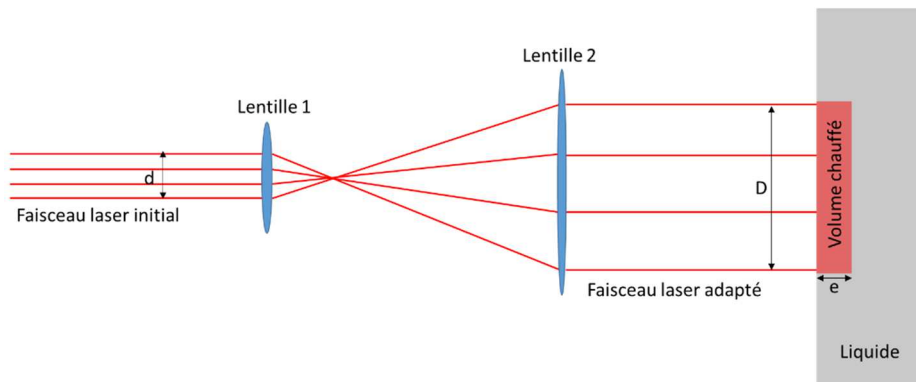


Figure 2.3 : Adaptation de la largeur d'un faisceau laser

2.2.2 Chauffage par un arc électrique

Lorsque deux électrodes sont séparées par une épaisseur de fluide, e , ce dernier ne peut rester isolant que tant que la tension, U , entre les électrodes est inférieure à une tension maximale caractérisée par sa rigidité électrique, E_p , de l'ordre de 1 MV.cm^{-1} et définie par la relation (2.7) (Qotba, 2005) :

$$E_p = \frac{U}{e} \quad (2.7)$$

La configuration pointe-plan schématisée dans la Figure 2.4 permet de créer des champs électriques élevés. Le modèle de Coelho et Debeau (1971) donne une expression du champs électrique sur l'axe pointe-plan grâce à l'équation (2.8) :

$$E_p = \frac{2U}{r_p \ln\left(\frac{4d}{r_p}\right)} \quad (2.8)$$

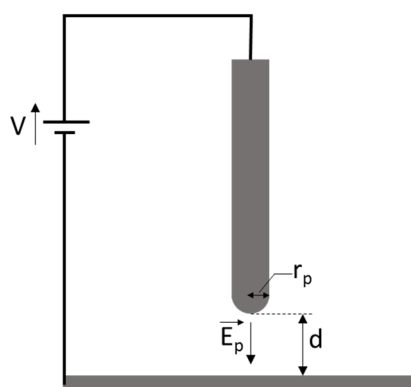


Figure 2.4 : Configuration pointe-plan

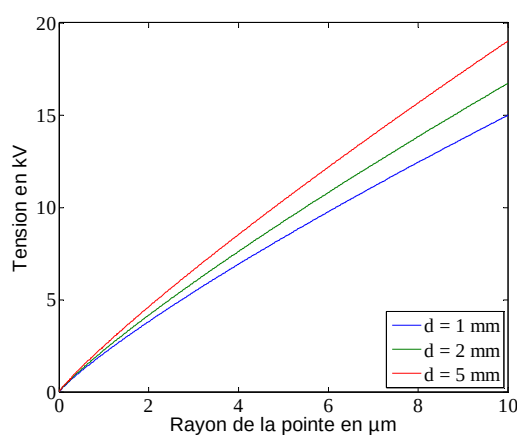


Figure 2.5 : Tension minimale en fonction du rayon de la pointe pour avoir un champ électrique supérieur à 5 MV.cm^{-1}

La tension à fournir pour créer un champ électrique suffisant en fonction du rayon de courbure de la pointe, r_p , et de la distance entre la pointe et le plan, d , est tracée sur le graphique de la Figure 2.5. Lorsque la tension dépasse la valeur limite, une avalanche électronique se produit entre les deux électrodes se manifestant par un arc électrique. Ce phénomène s'appelle le claquage. L'avalanche électronique entraîne une densité de puissance de l'ordre 10^{18} W/m³ durant quelques nanosecondes. Ainsi, l'énergie volumique atteinte est de l'ordre de $5 \cdot 10^6$ kJ/m³ ce qui est dix fois supérieur à celle recherchée. Cette puissance est dissipée dans un volume de fluide de l'ordre de r_p^3 autour de la pointe. Pour une pointe de 1 μ m, le volume est de 10^{-18} m³.

Générer un arc électrique entre deux électrodes produit une impulsion d'énergie très localisée et largement suffisante pour notre application. Cependant, le volume recevant une énergie importante est très restreint. Pour augmenter le volume, il faudrait augmenter la taille de la pointe mais la tension nécessaire augmente aussi. De plus, le phénomène de claquage induit des altérations du fluide qui diminuent sa rigidité diélectrique. Ainsi, le fluide ne pourra plus supporter de tels niveaux de tension, l'avalanche électronique surviendra plus tôt et transmettra moins d'énergie au fluide.

Finalement, malgré des niveaux élevés de puissance déposés localement, les niveaux d'énergie cédés au fluide restent relativement faibles. Ces niveaux d'énergie ne peuvent être contrôlés par des paramètres extérieurs au système car pour un même niveau de tension, la réponse du fluide n'est pas reproductible. Enfin, le niveau d'énergie ne peut pas être calibré. Ceci rend difficilement exploitable des essais d'interaction thermique à partir de ce système. C'est pourquoi ce système n'a pas été retenu pour la suite de ce travail.

2.2.3 Chauffage par effet Joule

Lorsqu'un matériau conducteur de résistance, R , est traversé par un courant, i , une puissance thermique, P_{th} , est déposée en son sein : c'est le classique effet Joule qui peut être modélisé par l'équation (2.9) :

$$P_{th} = Ri^2 \quad (2.9)$$

La température du matériau peut donc s'élever si cette puissance est supérieure à ses échanges avec le milieu environnant. Ce matériau constitue alors un média de transfert d'énergie vers le fluide. Cet échange thermique vers le fluide est principalement piloté par la température du matériau et sa surface d'échange. Pour atteindre de forts niveaux de flux thermiques vers le fluide, il est nécessaire que le matériau atteigne et résiste à des températures élevées. Ainsi, le conducteur électrique envisagé est le tungstène car sa température de fusion est élevée (3695 K). La quantité d'énergie stockée dans le matériau ainsi chauffé dépend de sa masse et de sa capacité thermique (eq. (2.10)). Avec le choix du tungstène, il est possible d'emmagasiner une énergie, E , de 1 kJ par exemple dans une masse, m , de 2,5 g de tungstène en augmentant sa température de 3000 K. La géométrie filaire est

envisagée. Ainsi, le diamètre du fil influe directement sur la cinétique des échanges thermiques ce qui offre un paramètre intéressant à faire varier. En considérant un fil de 0,5 mm de diamètre, la masse de tungstène correspond à 56 cm de fil pour une résistance de 0,27 Ω , d'après l'équation (2.11) avec L_{fil} la longueur du fil, d son diamètre et σ la conductivité électrique du tungstène.

$$E = mc_p \Delta T \quad (2.10)$$

$$R_{fil} = \frac{4L_{fil}}{\sigma \pi d^2} \quad (2.11)$$

Pour atteindre l'énergie volumique nécessaire, l'énergie de 1 kJ doit être transmise à un volume de fluide de l'ordre de 5 mL, soit un cube de 1,7 cm de côté. Il est donc indispensable de bobiner la longueur du fil. À titre d'exemple illustratif, le bobinage du filament dans une ampoule à incandescence permet de réduire 1 m de fil en une bobine de 3 cm de long.

L'échauffement du fil doit être quasi-instantané par rapport à la cinétique de transfert au sein du fluide. Ainsi le courant doit s'établir rapidement et pour une durée courte. La durée de l'impulsion doit être de l'ordre de la milliseconde ce qui implique une puissance de l'ordre du mégawatt et un courant de l'ordre de 2000 A. Ces ordres de grandeur illustrent qu'il est nécessaire de concevoir un montage électrique ad-hoc pour ce besoin. En particulier, le bobinage du fil introduit une inductance électrique qui retardera l'établissement du courant. De plus, les forts courants impliqués nécessitent des précautions particulières. Ces points seront développés par la suite.

Le chauffage par effet Joule permet d'atteindre des énergies élevées comparées à celles atteintes avec le laser par exemple et ainsi des volumes plus importants. Il est donc plus facile d'instrumenter la zone en interaction.

2.2.4 Chauffage par trempe

Une solution envisageable pour créer un transfert rapide de chaleur au sein du fluide est de chauffer des billes en métal à l'extérieur puis de les tremper dans le liquide. Cette mise en contact d'un solide chaud avec un liquide froid permettrait de transférer une quantité d'énergie contrôlée au fluide, grâce à l'équation (2.10). De plus, la vitesse des transferts thermiques est ajustable en modifiant le diamètre des billes. En effet, si ρ est la masse volumique, c_p sa capacité calorifique, h le coefficient d'échange thermique et d le diamètre des billes, alors l'équation (2.12) donne le temps caractéristique des échanges thermiques, τ_{th} .

$$\tau_{th} = \frac{\rho c_p d}{6 h} \quad (2.12)$$

De même que pour le chauffage par effet Joule, l'utilisation du tungstène permet d'atteindre des énergies de l'ordre du kilojoule et des volumes en interaction de l'ordre du millilitre. De plus, la trempe reproduit le phénomène réel lors de la rupture de gaine et la mise en contact direct entre le combustible et le caloporteur. Cependant, l'inconvénient majeur de cette méthode de chauffage est la méthode d'insertion du solide dans le liquide. En effet il faut concevoir un système mécanique permettant d'imposer une mise en contact rapide des deux corps et ce avec un contrôle ou une caractérisation fiable. Enfin, cette insertion doit le moins possible perturber l'interaction (en générant par exemple un apport de matière tierce ou en générant une perturbation mécanique). En effet il est primordial de pouvoir analyser la réponse du fluide du fait de l'apport de la seule énergie thermique et ainsi dé-corréler l'interaction mécanique de l'interaction thermique. Un tel système n'a pas pu être trouvé lors de nos travaux.

2.2.5 Choix du système

Le choix final s'est porté sur le chauffage par effet Joule car il présente les avantages suivants : D'une part, les énergies disponibles sont suffisamment élevées pour permettre d'instrumenter la zone en interaction. D'autre part, une large gamme d'énergie est accessible en maîtrisant le courant qui traverse le fil. En mesurant la tension à ses bornes et le courant le traversant, la puissance de l'effet Joule, P_{Joule} , transmise au fil est déterminée. La résistance du fil varie avec la température du fil ce qui fournit une information sur la température du fil, T_{fil} (cf. paragraphe 2.5.1). Ainsi, grâce à un bilan thermique sur le fil, équation (2.7), le flux thermique transmis au fluide, ϕ_{fluide} , en est déduit.

$$\rho_W c_{p,w} \frac{\partial T_{fil}}{\partial t} = P_{Joule} - \phi_{fluide} \quad (2.7)$$

Ensuite, le diamètre du fil est une variable supplémentaire pour ajuster le temps caractéristique des échanges thermiques. Ainsi, le temps caractéristique mécanique étant fixé par les dimensions de l'enceinte, grâce aux relations explicitées dans le chapitre 1, le rapport entre ces deux temps peut être modifié afin d'être dans une situation représentative des essais avec ciel de gaz (NSSR et CABRI) et la situation d'un REP sans ciel de gaz. Enfin, la quantité d'énergie déposée étant directement liée au courant imposé au sein du fil, elle est facilement contrôlable. Il est a priori envisageable de maîtriser et de reproduire les conditions en termes de puissance thermique d'une interaction, tout en faisant varier d'autres paramètres comme l'état du fluide.

Cependant, chauffer par effet Joule pour atteindre les niveaux d'énergie souhaités dans le temps faible imposé par le transfert thermique implique des courants importants. En effet, le temps caractéristique des échanges thermiques est de l'ordre de grandeur de la dizaine de millisecondes. Or, il est nécessaire de chauffer le fil plus rapidement que le transfert thermique avec le fluide afin de s'assurer que ce ne sont pas les phénomènes électriques qui imposent leur cinétique. Ainsi le fil s'échauffe quasi instantanément sous l'effet de l'impulsion

de puissance électrique, puis le fil transfère son énergie vers le fluide avec des échanges thermiques d'intensité proche de celle d'une trempe.

Pour y parvenir, un circuit électrique capable de délivrer une puissance instantanée de l'ordre du mégawatt et d'y résister doit être dimensionné. Des condensateurs peuvent permettre d'emmagasinier de l'énergie puis de se décharger rapidement dans le fil. Le dimensionnement de ce circuit est détaillé dans le paragraphe suivant.

Maintenant que le système de création de l'impulsion de chaleur est déterminé, les niveaux d'énergie et le temps du transfert thermique sont connus. Il est donc possible de dimensionner l'enceinte en respectant les critères de similitudes établis dans le chapitre 1.

2.3 Dimensionnement du système électrique

La fonction du système électrique est de transmettre une impulsion de puissance au fluide via le fil chauffé par effet Joule. Le principe utilisé pour répondre à ce besoin est la charge puis la décharge de condensateurs. Ce système doit répondre aux contraintes suivantes :

- L'énergie transmise au fluide doit être de l'ordre du kilojoule.
- La constante de temps de la décharge doit être faible vis-à-vis de la constante de temps des transferts thermiques, ainsi le fil s'échauffera plus rapidement qu'il se refroidira et ce seront bien les échanges thermiques entre le solide et le liquide qui piloteront le phénomène.
- Enfin, il faut que les résistances du circuit, autres que celles du fil, soient les plus faibles possibles afin de limiter la dissipation d'énergie.

Le schéma de principe de ce circuit est représenté sur la Figure 2.6. L'alimentation permet d'adapter la tension du réseau à la tension de charge souhaitée des condensateurs. La batterie de condensateurs accumule l'énergie qui se décharge dans le filament lorsque le commutateur GTO change de position. La branche de décharge est constituée du fil en tungstène et d'une résistance en parallèle qui assure la poursuite de la décharge en cas de rupture du fil. De plus, l'ampèremètre et le voltmètre permettent la mesure de l'énergie transmise au fil.

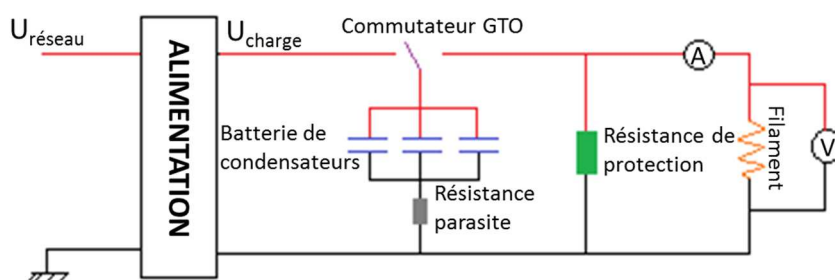


Figure 2.6 : Schéma de principe du système électrique

Imposer un temps court pour la décharge implique un fort courant pour atteindre l'énergie de 1 kJ. Cependant, l'intégrité des composants et surtout celle du fil en tungstène de diamètre 0,5 mm limite le courant maximal. Pour s'assurer que le fil ne cède pas en atteignant son point de fusion, le chauffage par effet Joule est considéré adiabatique comme dans la théorie de pré-arc sur les fusibles de Meyer expliquée dans la thèse de Memiaghe (2010). L'hypothèse adiabatique est justifiée par la rapidité de la décharge comparée à la vitesse des échanges thermiques. De plus, cette hypothèse est conservative car elle maximise la température du fil. Le modèle de Meyer considère que l'énergie (E_{Joule}) apportée par le courant pour rompre le fusible (le filament dans notre cas) doit être égale à la somme de l'énergie sensible jusqu'à la température de fusion, de l'enthalpie de fusion (Δh_{fus}), de l'énergie sensible entre la température de fusion et d'évaporation et de l'enthalpie de vaporisation (Δh_{vap}) comme montré dans l'équation (2.8). Dans le cas du fil dans le CO₂, le cas le plus pessimiste est envisagé en le considérant rompu dès que sa température atteint la température de fusion (équation (2.9)). En exprimant la masse du fil grâce à la masse volumique ρ_w et la résistance grâce à la conductivité électrique σ , on obtient l'équation de Meyer (2.10). Où K_{Meyer} est la constante de Meyer et S la section du fil.

$$E_{Joule} = mc_{p,w}(T_{fus} - T_i) + m\Delta h_{fus} + mc_{p,w,liq}(T_{vap} - T_{fus}) + m\Delta h_{vap} \quad (2.8)$$

$$E_{Joule} = mc_{p,w}(T_{fus} - T_i) = \int_0^{t_{rup}} R_{fil} i^2 dt \quad (2.9)$$

$$K_{Meyer} S^2 = \int_0^{t_{rup}} i^2 dt \quad (2.10)$$

$$K_{Meyer} = \rho_w c_{p,w} \sigma (T_{fus} - T_i) \quad (2.11)$$

À l'aide d'un calcul numérique qui tient compte de la variation de la conductivité thermique du tungstène en fonction de la température illustrée par la courbe de la Figure 2.7 (HandBook, 1986), le temps de rupture théorique est déterminé. La Figure 2.8 donne ce temps en fonction du courant maximal en début de décharge. Pour un courant maximal inférieur à 2000 A environ, le calcul ne donne pas de temps de rupture car le fil ne rompt pas. Le coefficient de Meyer théorique est de $2,6 \cdot 10^4 \text{ A}^2\text{s/m}^4$ ce qui est cohérent avec les ordres de grandeur du coefficient de Meyer trouvé dans la littérature (Coulbois, 2015; Memiaghe, 2010). Ainsi, si le courant est limité à 2000 A, l'impulsion de courant ne devrait pas provoquer la rupture du fil.

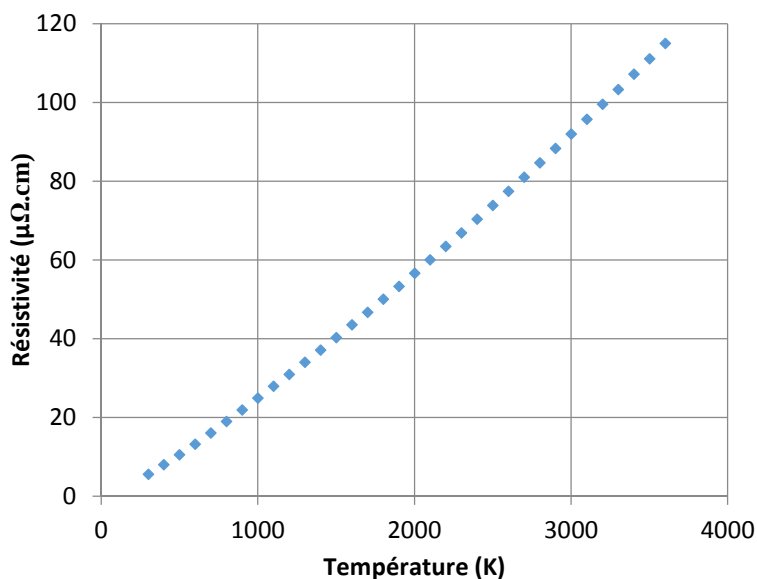


Figure 2.7 : Résistivité du tungstène en fonction de la température [6]

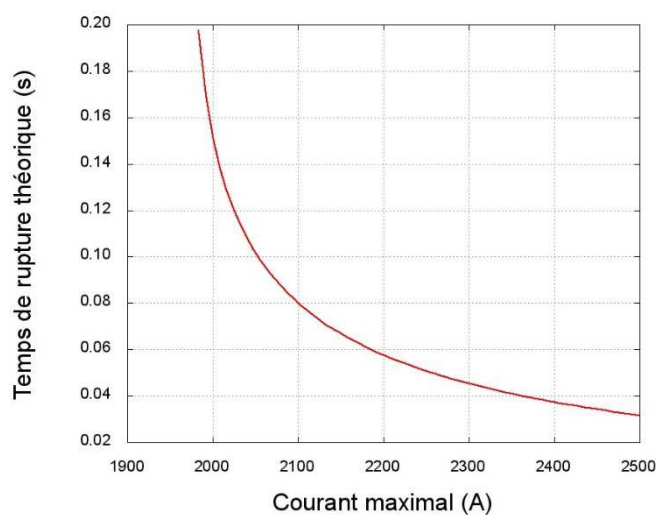


Figure 2.8 : Temps de rupture théorique en fonction du courant maximale

2.3.1 Diagramme tension capacité

Afin de dimensionner la capacité des condensateurs, un diagramme tension-capacité est tracé en suivant les étapes de l'organigramme de la Figure 2.9. Chaque étape de calcul, symbolisée par une barre horizontale, correspond à une équation de la liste ci-dessous. La première étape consiste à calculer l'énergie, E , accumulée dans les condensateurs en fonction de la tension de charge, U , et de la capacité, C , équation (2.12). Ensuite, en supposant que toute l'énergie est transmise au fil qui chauffe de manière adiabatique, la montée en température, ΔT , de celui-ci est déterminée grâce à l'équation (2.13) avec ρ_W la masse volumique du tungstène, $c_{p,W}$ la capacité thermique du tungstène, S la section du fil et L_{fil} sa longueur. La résistance à froid du fil est calculée à l'aide de la conductivité électrique du tungstène, σ , de la longueur du fil et de sa section, équation (2.14). Enfin, le courant maximal, I_{maxi} , est calculé par

l'équation (2.15) et la constante de temps électrique de la décharge des condensateurs grâce à l'équation (2.16).

$$E = \frac{1}{2}CU^2 \quad (2.12)$$

$$E = \rho_w SL_{fil} C_{p,w} \Delta T \quad (2.13)$$

$$R(L) = \frac{1}{\sigma} \frac{L_{fil}}{S} \quad (2.14)$$

$$I_{maxi} = \frac{U}{R(L_{fil})} \quad (2.15)$$

$$\tau_{elec} = R(L_{fil})C \quad (2.16)$$

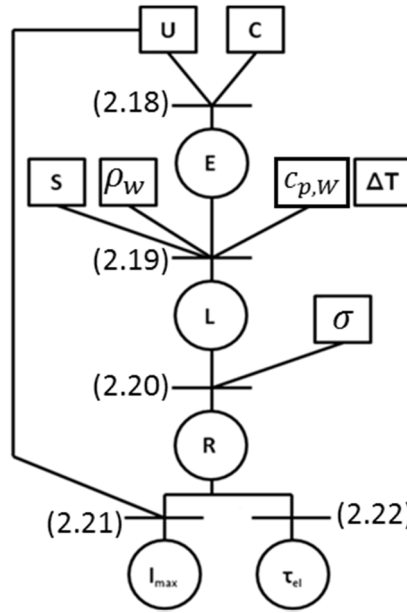


Figure 2.9 : Organigramme de calcul pour le diagramme Tension-Capacité

En chaque point du diagramme, représenté sur la Figure 2.10, on peut définir l'énergie disponible, le temps de décharge, le courant maximal et la résistance du fil nécessaire. De plus, les contraintes du circuit y ont été reportées pour guider la prise de décision.



Pour une décharge de 1 kJ, la longueur du fil est de 50 cm pour un diamètre de 0,6 mm, d'après l'équation (2.13). Cette longueur de fil est bobinée en un solénoïde de diamètre intérieur, D_{int} , de 7 mm et une longueur, L_{bob} , de 23 mm. Une photo de ce fil est visible sur la Figure 2.11. Pour éviter le changement d'échantillon pour chaque essai, cette longueur de fil sera utilisée pour des énergies envisagées autour du kJ. Dans ce cas, la température maximale dépendra de l'énergie cédée au fil et cette température peut être limitante. En effet, avec une énergie de 1,8 kJ, le fil de 50 cm dépasserait la température de fusion. La gamme d'énergie accessible n'est plus que de 0,6 kJ à 1,4 kJ en gardant la même longueur de fil.



2.3.2 Limitation des sources de dissipation au sein du circuit électrique

La résistance du fil qui est de l'ordre de $0,2 \Omega$ permet de chauffer par effet Joule et ainsi de transmettre l'énergie au fluide. Cependant, les autres composants du circuit sont aussi résistifs et pour que l'énergie emmagasinée dans les condensateurs ne soit pas dissipée ailleurs que dans le fluide, il faut minimiser ces résistances parasites. Pour cela, la technologie des « busbars » a été utilisée afin de maximiser les sections de passage du courant. Comme schématisé sur la Figure 2.12, les « busbars » sont des éléments conducteurs en cuivre de forme rectangulaire. Cela permet de diminuer l'inductance du circuit, qui est pénalisante pour le temps de décharge, en minimisant les boucles de courant. Le montage est représenté sur la Figure 2.12. Il est constitué de 9 condensateurs de 3 mF, d'un thyristor, des électrodes et d'un shunt. Le thyristor est un composant électrique commandé par une faible impulsion de courant (250 mA) via une gâchette. Ainsi, la décharge est déclenchée au moment souhaité. La mesure du courant parcourant la branche de décharge s'effectue en mesurant la tension aux bornes du shunt qui est une faible résistance calibrée qui impose une chute de tension de 100 mV pour 1500 A la traversant. Le fil de tungstène est connecté au niveau des électrodes qui sont des passages étanches afin de traverser la paroi de l'enceinte.

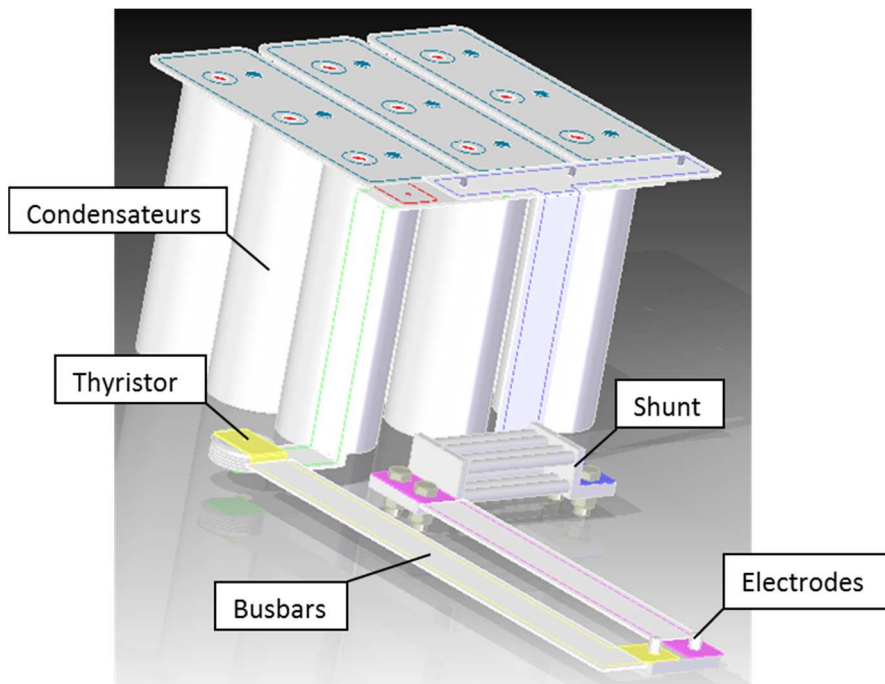


Figure 2.12 : Dessin 3D de la partie décharge du circuit électrique

Pour évaluer les résistances parasites, l'équation (2.17) est utilisée pour les « busbars » tandis que les données des fabricants fournissent les résistances des autres composants (voir Annexe B). Une résistance de $3 \text{ m}\Omega$ est obtenue pour l'ensemble du circuit, excepté le fil, ce qui est négligeable face à la résistance de l'élément chauffant qui est de l'ordre de $100 \text{ m}\Omega$.

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} \quad (2.17)$$

Un autre paramètre physique important est l'inductance du circuit électrique. L'inductance influence la dynamique de la décharge des condensateurs en retardant la mise en place du courant et peut rendre le système oscillant si elle n'est pas faible devant la résistance (voir Annexe A). L'inductance apparaît suite à la création d'une boucle de courant. En effet, la circulation d'un courant crée un champ magnétique qui peut être calculé à l'aide de la formule de Biot et Savart, équation (2.18). De plus, lorsque ce champ magnétique traverse la surface interne de la boucle de courant, il y crée un courant induit, via la tension donnée par la loi de Faraday de l'équation (2.19), qui s'oppose au courant initial. L'inductance, L_{self} , est définie comme le rapport du flux du champ magnétique à travers la boucle de courant et le courant total parcourant cette boucle, équation (2.20). Il est possible de déterminer ces self-inductances à l'aide de formules et d'abaques telles que celles proposées par Nagaoka (1909) ou à l'aide d'un logiciel multi physique. La technologie des « busbars » permet de réduire les boucles de courant. Les seules sources d'inductance dans le circuit électrique sont la boucle du circuit principal et le fil bobiné. Ainsi, l'inductance du circuit est évaluée à 1 μH et celle du fil à 4 μH . Cette valeur d'inductance permet au système de ne pas être oscillant, l'amortissement dû à la résistance étant grand.

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{4\pi}{\mu_0} \oint_C \frac{I(t) d\vec{l} \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (2.18)$$

Où B est le champ magnétique en $\vec{r}$ et à l'instant t . L'intégrale s'effectue le long du conducteur C . $d\vec{l}$ est une portion du conducteur parcourue par le courant et à la position $\vec{r}'$ (cf. schéma de la Figure 2.13). μ_0 est la perméabilité du vide.

$$U(t) = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (2.19)$$

Où, $U(t)$ est la tension induite et Φ_B le flux du champ magnétique à travers la surface de la boucle.

$$L_{self} = \frac{\Phi_B}{I} \quad (2.20)$$

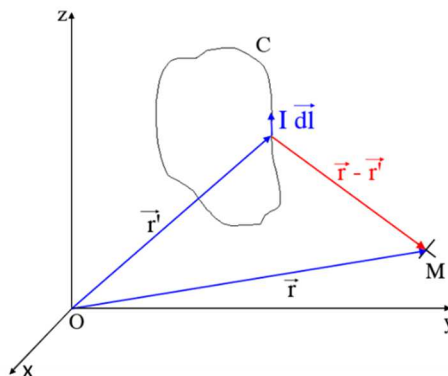


Figure 2.13 : Notation pour la formule de Biot et Savart

2.3.3 Composants du circuit électrique

Le circuit électrique complet est représenté sur la Figure 2.14. La branche commune aux deux boucles est celle avec la batterie de condensateur. Dans la boucle de décharge se trouve le fil, les « busbars », le shunt et le thyristor permettant de déclencher l'impulsion électrique. La boucle de chargement est composée d'un transformateur, d'un pont redresseur et d'un interrupteur afin d'isoler la boucle lors de la décharge des condensateurs.

Le shunt est un composant passif de mesure de courant dont la résistance est calibrée à $67 \mu\Omega$. La résistance est négligeable vis-à-vis de celle du circuit. En mesurant la tension aux bornes du shunt, la mesure du courant est possible. Le thyristor est un composant actif dont la commande est pilotée par le micro contrôleur. Afin de limiter ses perturbations sur la décharge des condensateurs, sa résistance doit être faible et son temps de fermeture le plus faible possible. D'après les données du constructeur, sa résistance est de $0,3 \text{ m}\Omega$ et la rampe maximale de montée du courant est de $200 \text{ A}\cdot\mu\text{s}^{-1}$, soit une pente 300 fois plus forte que celle imposée par la décharge des condensateurs.

D'autres éléments de sécurité y sont visibles tels que la branche de décharge lente et continue des condensateurs et la branche de décharge rapide qui est déclenchée en cas de remise à zéro du système. Le tout est commandé à l'aide d'un micro contrôleur qui permet de fixer une consigne de charge et de déclencher la charge puis la décharge des condensateurs.

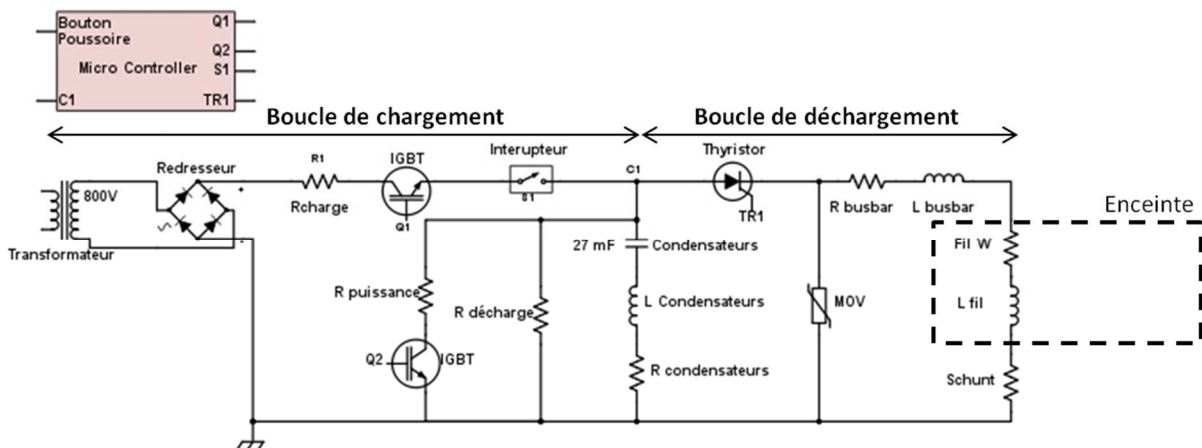


Figure 2.14 : Schéma complet du circuit électrique de charge et de décharge

Dans cette partie, le système électrique a été dimensionné pour permettre d'imposer l'impulsion d'énergie désirée. Dans la partie suivante, l'enceinte est dimensionnée en respectant les critères de similitudes.

2.4 Dimensionnement de l'enceinte

Lors des études de similitudes, il a été démontré que les dimensions de l'enceinte et la cinétique de l'interaction sont liées. Le volume et la longueur de l'enceinte, notamment, influent sur le temps caractéristique mécanique. Le choix d'utiliser la décharge de condensateur détermine l'ensemble d'un système d'équations avec l'énergie en entrée et les différentes dimensions du système en sortie. Le Tableau 2.1 liste les différentes variables du système et la Figure 2.15 classe les variables d'entrée et de sortie.

Tableau 2.1 : Variables du système

Variables	Symboles	Unités
Energie apportée au fluide	E	J
Tension de charge	U	V
Température de fluide	T_{liq}	K
Capacité thermique du tungstène	C_p	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Température de fusion du tungstène	T_w	K
Masse volumique du liquide	ρ_{liq}	$kg.m^{-3}$
Masse volumique du tungstène	ρ_w	$kg.m^{-3}$
Masse volumique du gaz	ρ_{gaz}	$kg.m^{-3}$
Conductivité électrique du tungstène	σ_w	$S.m^{-1}$
Coefficient de transfert thermique	h	$W.K^{-1}.m^{-2}$
Rapport temporel $\frac{\tau_{th}}{\tau_{elec}}$	α	-
Compressibilité du liquide	χ_s	Pa^{-1}
Vitesse du son	c_{son}	$m.s^{-1}$
Enthalpie de vaporisation	Δh_{sat}	$J.kg^{-1}$
Pic de pression	ΔP	Pa
Diamètre du fil	d_w	m
Longueur du fil	L_w	m
Masse du fil	m_w	kg
Capacité du condensateur	C	F
Diamètre de l'enceinte	D	m
Longueur de déplacement de l'interface	L	m
Volume d'interaction	V_0	m^3
Volume de chargement	V_{ch}	m^3
Temps caractéristique mécanique	τ_{mec}	s
Temps caractéristique thermique	τ_{th}	s

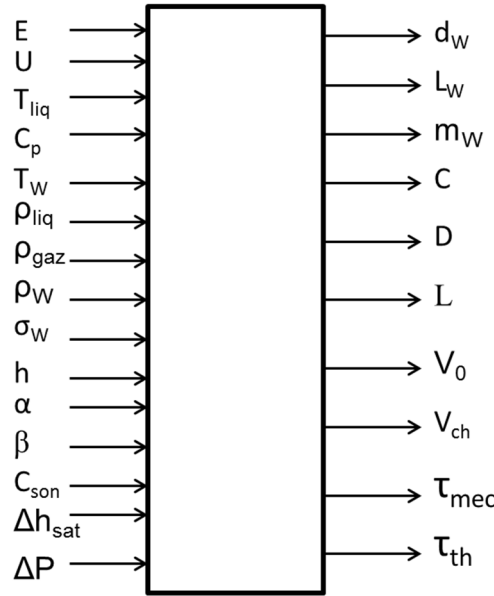


Figure 2.15 : Variables d'entrées et de sorties du calcul

Le schéma de principe de l'enceinte au sein de laquelle on souhaite observer l'interaction thermique est représentée sur la Figure 2.16. Elle est constituée d'un tube cylindrique de diamètre D et de longueur L' connecté à un volume plus large. L'insertion d'énergie est effectuée à l'extrémité inférieure du cylindre. Le niveau d'énergie est tel qu'il peut transformer une masse, m_{liq} , de CO_2 initialement liquide et sous-refroidi en vapeur à saturation. Cette vapeur occuperait alors un volume V_{vap} , qui au sein du tube occuperait une longueur $L = \frac{4V}{\pi D^2}$. Ce volume maximal de vapeur est ainsi défini en supposant que toute l'énergie transmise vaporise le fluide, hypothèse également faite dans certains modèles d'explosion de vapeur comme celui de Hall (Brayer and Berthoud, 1991; Hall, 1988). La longueur L' est 10 fois plus longue que la longueur L . Le fait de localiser ainsi l'interaction impose une propagation des phénomènes le long du tube ce qui facilite leur caractérisation (modélisation et instrumentation). Ainsi la propagation des ondes de pression ainsi que le développement de la bulle de vapeur peuvent être assimilés avec une interface plane ($L \gg D$). A l'extrémité opposée de ce cylindre, le réservoir de grande dimension offre une source de compressibilité. Lorsque le CO_2 liquide ne remplit que partiellement ce réservoir, le CO_2 vapeur occupe un volume appelé ciel de gaz. Lorsqu'il est totalement plein, son volume compose le volume de chargement. Ainsi, plusieurs essais pourront être réalisés avec la même enceinte afin d'étudier le phénomène en variant le volume du ciel de gaz. Pour dimensionner la taille, L' , le cas avec ciel de gaz est considéré, puis le volume du réservoir est déterminé pour le cas sans ciel de gaz.

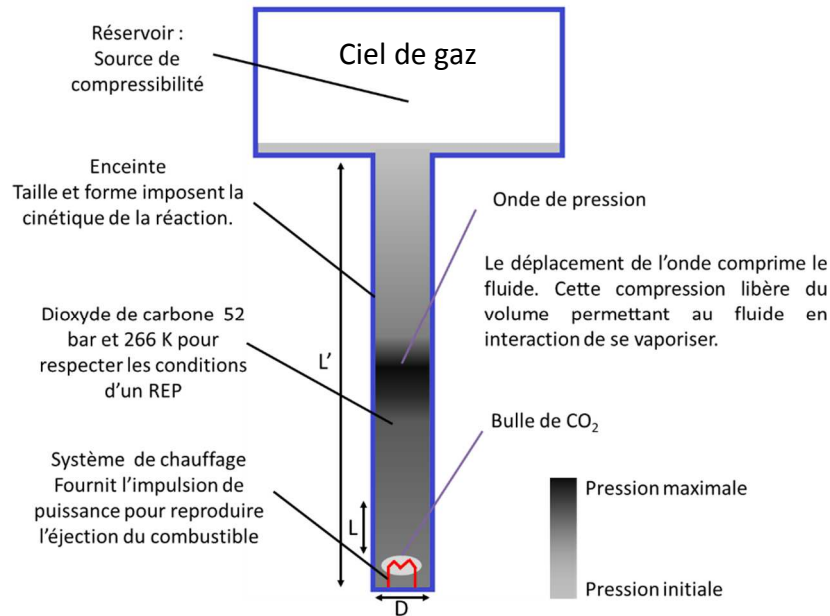


Figure 2.16 : Schéma de principe de l'enceinte

2.4.1 Avec ciel de gaz

Les différents paramètres géométriques du système sont liés aux choix des matériaux et à la méthode de chauffe ainsi qu'aux contraintes définies dans le premier chapitre. Afin d'étudier les différentes configurations possibles et de dimensionner le système, une mise en équations couplées de l'ensemble du système est présentée dans cette partie. La Figure 2.17 schématise les différentes étapes du calcul. Chaque rectangle est une variable d'entrée et chaque cercle une variable de sortie issue d'une étape symbolisée par la barre numérotée au-dessus de ces derniers.

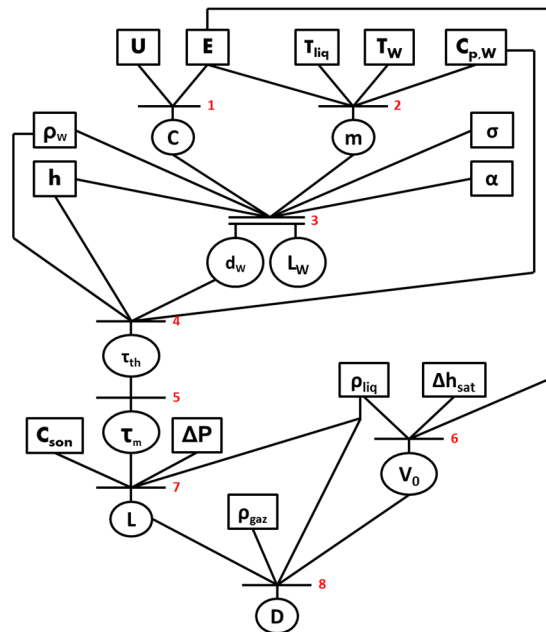


Figure 2.17 : Diagramme de calcul dans le cas d'un ciel de gaz

Étape 1 : La valeur de la capacité C du condensateur est déterminée grâce à l'équation (2.21) qui traduit le fait que l'énergie provient uniquement de la décharge du condensateur chargé grâce à la tension U .

$$E = \frac{1}{2} C U^2 \quad (2.21)$$

Étape 2 : En parallèle, si toute l'énergie électrique se transforme par effet Joule en énergie sensible au sein du tungstène, la masse de tungstène est déterminée en imposant une température maximale du filament à 75% de sa température de fusion, T_{fus} , afin que celui-ci reste solide, T_i étant la température initiale.

$$E = m c_p (0,75 T_{fus} - T_i) \quad (2.22)$$

Étape 3 : Deux équations sont nécessaires pour estimer la longueur et le diamètre du fil. La première donne la masse du fil en fonction de sa longueur et de son diamètre tandis que la seconde introduit un coefficient α correspondant au ratio entre les temps caractéristiques thermique $\tau_{th} = \frac{\rho_W c_{p,W} d_W}{4 h}$ et électrique $\tau_{el} = \frac{4 L_W}{\sigma \pi d_W^2}$. En choisissant α suffisamment grand devant 1, on s'assure que c'est bien le transfert de chaleur avec le fluide qui impose la thermique du fil, ce dernier étant chauffé très rapidement par le système capacitif.

$$m = \frac{\rho_W L_W \pi d_W^2}{4} \quad (2.23)$$

$$\frac{\rho_W c_{p,W} d_W}{4 h} = \alpha \frac{4 L_W}{\sigma \pi d_W^2} C \quad (2.24)$$

Étape 4 et 5 : L'équation (2.25) permet de calculer le temps du transfert thermique. Puis, grâce au critère de similitude cinétique de l'équation (2.26), le temps mécanique peut être évalué. Dans le cas avec ciel de gaz, les deux temps caractéristiques sont du même ordre de grandeur (cf. Chapitre 1).

$$\tau_{th} = \rho_W c_{p,W} \frac{d_W}{4 h} \quad (2.25)$$

$$\left(\frac{\tau_{th}}{\tau_{mec}} \right)_{H_2O} = \left(\frac{\tau_{th}}{\tau_{mec}} \right)_{CO_2} \quad (2.26)$$

Étape 6 : En supposant que le volume en interaction est celui que peut vaporiser l'énergie transmise au fluide, l'équation (2.27) est obtenue.

$$E = \rho_{liq} V_0 \Delta h_{sat} \quad (2.27)$$

Étape 7 : La longueur L de déplacement de l'interface liquide/vapeur, parcourue pendant le temps mécanique, est issue de l'équation (2.28).

$$\tau_{\text{mec}} = \frac{L}{v_{\text{max}}} = \frac{\rho_{\text{liq}} c_{\text{son}} L}{P_{\text{max}} - P_0} \quad (2.28)$$

Étape 8 : Enfin, on détermine le diamètre de l'enceinte au niveau de la zone d'interaction en maximisant le volume de la bulle de gaz, équation (2.29).

$$\frac{L\pi D^2}{4} = \frac{\rho_{\text{liq}} V_0}{\rho_{\text{gaz}}} \quad (2.29)$$

Les résultats types issus de ce calcul sont illustrés sur la Figure 2.18 et la Figure 2.19. Toutes les grandeurs sont liées à l'énergie et si une des variables est fixée alors toutes les autres le sont aussi. Par exemple, en optant pour un filament de 0,6 mm de diamètre, l'énergie injectée sera alors de 0,725 kJ, la longueur du fil sera de 36 cm et il faudra un ensemble de condensateurs d'une capacité de 30 mF (chargé avec une tension de 220 V). De plus, le rayon de l'enceinte sera alors de 13 mm et la longueur, L' , devra être supérieure à 45 cm (10 fois la longueur de déplacement de l'interface liquide/vapeur, L).

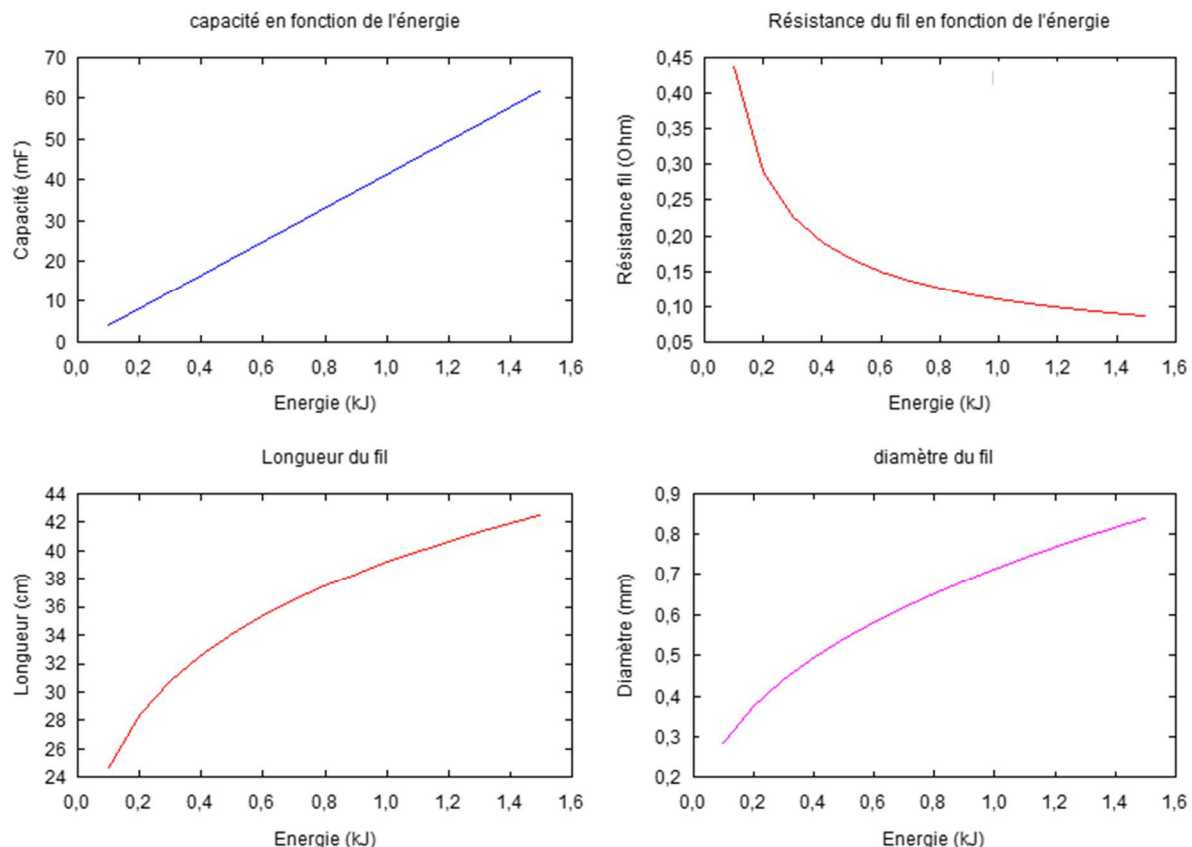


Figure 2.18 : Dimension du circuit électrique pour un fil de tungstène

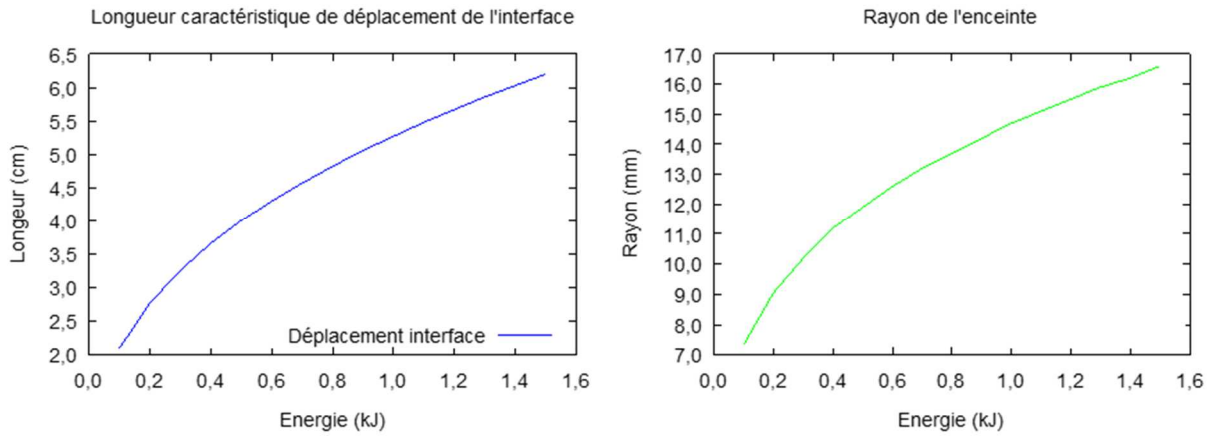


Figure 2.19: Taille de l'enceinte en fonction de l'énergie injectée

2.4.2 Sans ciel de gaz

Le volume de chargement, V_{ch} , est défini comme le volume libérant suffisamment d'espace, lorsqu'il sera comprimé par l'onde de pression, pour permettre la vaporisation du volume, $V_0 = \pi L \frac{D^2}{4}$, dans la zone en interaction. Ainsi, afin de s'assurer que l'enceinte peut convenir pour une interaction sans ciel de gaz, le volume du réservoir est égalé au volume de chargement du fluide donné par l'équation (2.30), où χ_s est la compressibilité du liquide.

$$V_{ch} = \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gaz}} - 1 \right) \frac{\pi L D^2}{4 \chi_s \Delta P} \quad (2.30)$$

De plus, le temps mécanique n'est plus contrôlé par le déplacement de la colonne de liquide mais par le déplacement de l'onde de pression le long de la colonne de liquide, L' . En effet, le volume de chargement se pressurise grâce au déplacement de l'onde de pression. Plus la longueur du cylindre est importante plus le temps caractéristique de la compression augmente, comme le montre l'équation (2.31).

$$\tau_{mec} = \frac{L'}{c_{son}} \quad (2.31)$$

Ainsi, comme le critère de similitude cinétique $\left(\frac{\tau_{th}}{\tau_{mec}} \right)_{H_2O} = \left(\frac{\tau_{th}}{\tau_{mec}} \right)_{CO_2}$ n'est plus proche de 1 mais de 10 (cf. chapitre 1) en l'absence de ciel de gaz, la longueur de l'enceinte est ajustée afin de respecter ce critère. Avec les choix effectués dans le paragraphe précédent qui permettent de transmettre 0,725 kJ, il faut un volume de 13 L pour le réservoir et une longueur de 600 mm.

2.4.3 Variation des paramètres thermodynamiques initiaux

Afin d'étudier les différentes conditions de l'interaction thermique, il est intéressant d'explorer une large zone autour d'un point de référence qui serait la réaction à 0,7 kJ avec

un fil de 0,6 mm avec du CO₂ liquide sous-refroidi. Pour cela, le dispositif permet de faire varier plusieurs paramètres comme l'énergie en changeant la tension de charge des condensateurs. Le flux thermique peut être adapté en modifiant le diamètre du fil. Le dernier paramètre possible est le volume de ciel de gaz en remplissant plus ou moins le réservoir.

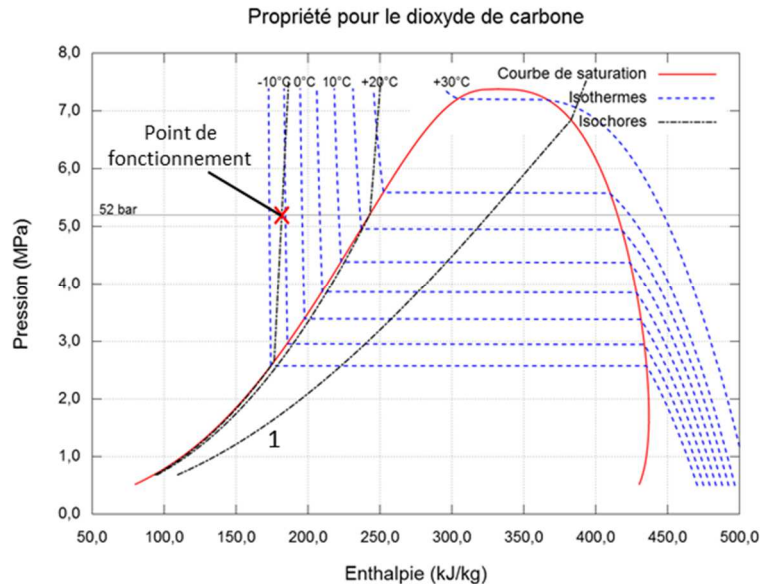


Figure 2.20 : Propriétés thermodynamiques du CO₂

Pour les essais avec un ciel de gaz, il est impossible d'avoir uniquement du CO₂ (et donc un ciel de gaz composé de vapeur de CO₂) dans l'enceinte et d'être à 52 bar et -6°C. En effet, la condition d'équilibre d'un tel système diphasique est donnée par la courbe de saturation. La température étant imposée par la chambre froide, pour une température de -6°C, la pression de saturation du CO₂ serait de 28,7 bar. Pour parvenir à une pression supérieure, et ainsi obtenir des conditions de liquide sous-refroidi, il est nécessaire de pressuriser avec un gaz neutre supplémentaire tel que l'azote (cf. Annexe C).

Pour les essais sans ciel de gaz, l'enceinte est remplie de liquide à saturation à -10°C puis réchauffée. Ainsi, le liquide suit une isochoire qui croise le point de fonctionnement comme cela est visible sur la Figure 2.20.

Les conditions thermodynamiques de l'enceinte sont déterminées à l'aide de trois instruments de mesure. Les deux premiers sont un capteur de pression afin de vérifier la pression dans l'enceinte et une sonde de température PT100, ainsi l'état thermodynamique est bien identifié. Le dernier est un indicateur de niveau magnétique à flotteur pour connaître le volume du ciel de gaz.

2.4.4 Volume d'expansion de sécurité

Une caractéristique importante de l'enceinte est qu'elle doit accueillir le CO_2 dans des conditions thermodynamiques similaires à celles de l'eau dans un REP. La croix rouge sur la Figure 2.20 indique les conditions nominales du fluide au sein de l'enceinte. Il est donc à 52 bar et -6°C . Pour atteindre la température de -6°C , l'enceinte est placée dans une chambre froide négative. La seconde contrainte sur l'enceinte est la pression relativement élevée. Avec un volume de 13 L et une pression de service de 75 bar (en ajoutant une marge de sécurité à 52 bar), l'enceinte est de catégorie 2 pour respecter la directive européenne des équipements sous pression (DESP) dont les différentes catégories sont visibles sur la Figure 2.21. Afin de s'assurer que la pression reste toujours inférieure à 75 bar même à température ambiante, un volume supplémentaire de 50 L est ajouté. Les conditions thermodynamiques du fluide sont alors imposées par l'isochore repérée par le numéro 1 sur la Figure 2.20. Ainsi, même à 30°C , avec un tel volume additionnel la pression est inférieure à 75 bar.

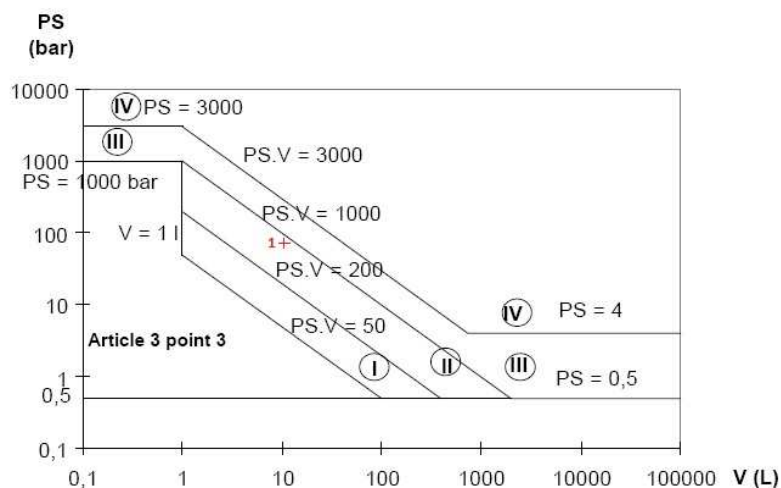


Figure 2.21: Graphique définissant les catégories pour les normes DESP (Parlement Européen and Conseil de l'union européenne, 1997)

Le système est désormais totalement dimensionné. Afin de pouvoir observer et analyser la réponse du fluide à l'impulsion de puissance créée, il faut instrumenter le banc d'essais avec des capteurs adéquats.

2.5 Instrumentation

L'un des objectifs de la thèse est d'acquérir des données expérimentales locales et aux temps courts de l'interaction thermique au sein d'un fluide. En effet, comme cela a été détaillé dans l'introduction, les essais expérimentaux en pile menés dans les réacteurs de recherche NSRR et CABRI ne permettent pas d'accéder à la dynamique de vaporisation. Grâce à l'utilisation du CO_2 et à la conception du banc d'essais, les grandeurs d'intérêts de l'étude de cette dynamique de vaporisation telles que la pression et le volume de vapeur générée sont accessibles.

Afin d'étudier la phénoménologie de l'interaction thermique, certaines simplifications et hypothèses sont faites lors de la conception du banc d'essais. L'interaction a lieu à l'extrémité d'un cylindre de 26 mm de diamètre interne dans un liquide immobile. Ce choix permet de privilégier une direction pour l'onde de pression et de l'assimiler à une onde plane. De plus, l'hypothèse d'une bulle cylindrique occupant toute la section du tube et avec une interface liquide vapeur plane est plausible.

2.5.1 Les différents capteurs

La première grandeur à déterminer est l'énergie transférée au fluide et la température du fil. Pour cela, deux mesures sont effectuées en parallèle. La tension aux bornes du fil est mesurée à l'aide d'un capteur de haute tension de gamme 500 V et avec un temps de réponse de 0,3 μ s. L'intensité qui traverse le fil, quant à elle, est mesurée à l'aide d'un capteur à effet Hall englobant le shunt qui produit une tension de 4 V pour un courant de 1000 A traversant le shunt. Grâce à ces deux données, la puissance au cours du temps peut être déterminée et l'énergie fournie au fil calculée. Enfin, avec l'intensité et la tension, il est possible d'évaluer la résistance du fil qui est liée à sa température. En effet, la résistivité du tungstène, ρ_w , peut être approchée au premier ordre par une loi linéaire de type de l'équation (2.32) (cf. Figure 2.7). La résistance du fil est liée à la température par l'équation (2.33), où R_0 est la résistance à la température ambiante. Par exemple, une surchauffe de 500 °C implique une augmentation de 150 % de la résistance R_0 (cf. paragraphe 2.5.2).

$$\rho_w(T) = a(T - T_0) + \rho_0 \quad (2.32)$$

$$R(T) = \frac{L_{fil}}{S} a (T - T_0) + R_0 \quad (2.33)$$

La mesure de la pression est une donnée essentielle pour répondre aux objectifs de ces travaux. En effet, de forts pics de pression ont été observés lors des essais de simulation de RIA effectués dans les réacteurs CABRI et NSRR. De plus, le pic de pression engendre une onde de pression qui fournit du travail mécanique et peut endommager les structures. Afin d'évaluer l'amplitude de l'onde de pression, sa vitesse et son atténuation, trois capteurs sont disposés le long du cylindre affleurant la surface interne du tube. Le capteur choisi est le capteur 113b21 de la marque PCB (Figure 2.22). Il a un temps de réponse inférieur à la microseconde et une gamme de mesure de 13 bar en pression dynamique. De plus, grâce à ses faibles dimensions, son diamètre est de 5 mm, il peut être inséré au plus près de l'interaction thermique.

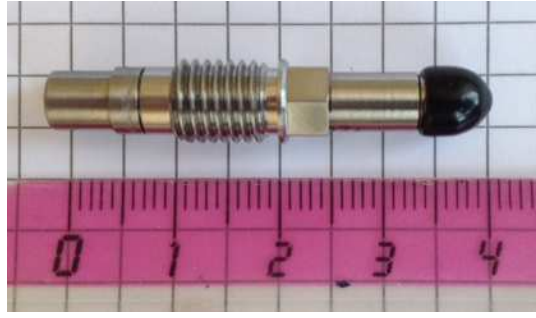


Figure 2.22 : Photo du capteur de pression

La dernière grandeur essentielle à mesurer est le volume de vapeur engendré. Pour cela, il faut réussir à connaître la taille de la bulle c'est-à-dire la position de l'interface liquide/vapeur. Comme la pression de service est de 52 bar, il n'est pas possible d'envisager une zone transparente au niveau de la zone d'interaction et de visualiser directement la croissance de la bulle. Afin de déterminer la position de l'interface malgré l'opacité de la paroi, des sondes à fibre optique sont utilisées. Ce sont des pointes en saphir micrométrique (diamètre 30 μm) qui renvoient un signal égal à 0 dans le liquide et à 1 dans le gaz, comme illustré sur le schéma de la Figure 2.23 (Bowden and Yang, 2017; Delhay et al., 1983; Rossi et al., 2017). En effet, lorsqu'un rayon lumineux rencontre une interface entre deux milieux d'indice optique, n_{milieu} différent, il se réfracte suivant la loi de Descartes, équation (2.34). Si l'indice optique du milieu en aval de l'interface est inférieur à l'indice optique en amont, il existe un angle θ_{lim} pour lequel le rayon se reflète sur l'interface, comme illustré sur la Figure 2.24. Or, l'indice optique de la fibre optique est supérieur à l'indice optique du gaz mais inférieur à celui du liquide, ainsi, il n'y a un signal lumineux retour à l'entrée de la fibre uniquement lorsque la pointe est dans le gaz.

$$n_{\text{verre}} \sin(\theta_i) = n_{(\text{liq ou gaz})} \sin(\theta_r) \quad (2.34)$$

$$\theta_{\text{lim}} = \arcsin\left(\frac{n_{\text{gaz}}}{n_{\text{verre}}}\right) \quad (2.35)$$

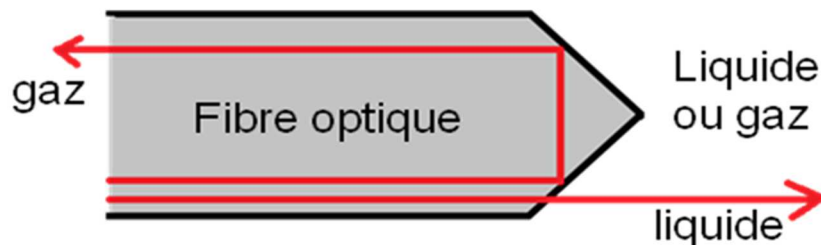


Figure 2.23 : Schéma de principe de la sonde optique

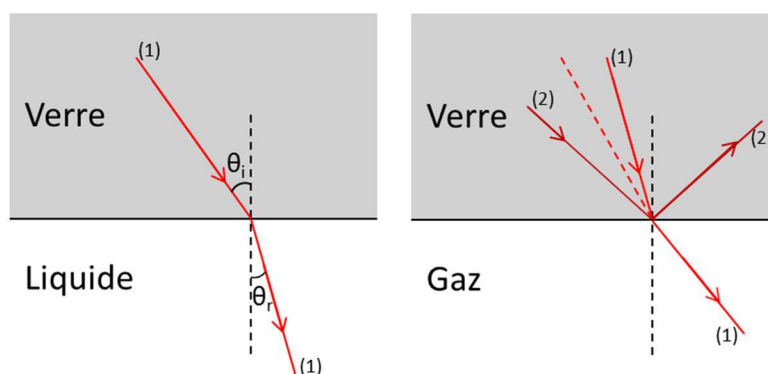


Figure 2.24 : Schéma d'un rayon lumineux réfracté ou réfléchi au niveau d'une interface

Le capteur à fibre optique est faiblement intrusif et ne permet de déterminer l'état liquide ou gazeux qu'à l'emplacement de la sonde. Le choix s'est donc porté sur l'utilisation de deux capteurs « bisondes ». Elles sont positionnées au centre du cylindre, donc quatre fibres optiques à quatre hauteurs différentes. Ainsi, il est possible de suivre l'avancement puis le retrait de l'interface et de déterminer sa vitesse grâce à l'équation (2.36) d'après le principe de la Figure 2.25. Pour cela, il faut toutefois s'appuyer sur deux hypothèses. La première est qu'il y ait une bulle unique dont l'interface est plane. La deuxième est qu'il y ait suffisamment de vapeur produite pour être détectée par la première fibre optique. L'emplacement des différents capteurs est représenté sur la Figure 2.26. De plus, l'emplacement du fil y est repéré.

$$V_{int} = \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (2.36)$$

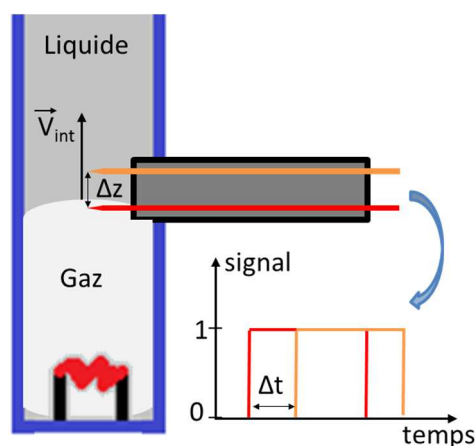


Figure 2.25 : Schéma de principe des bisondes à fibre optique

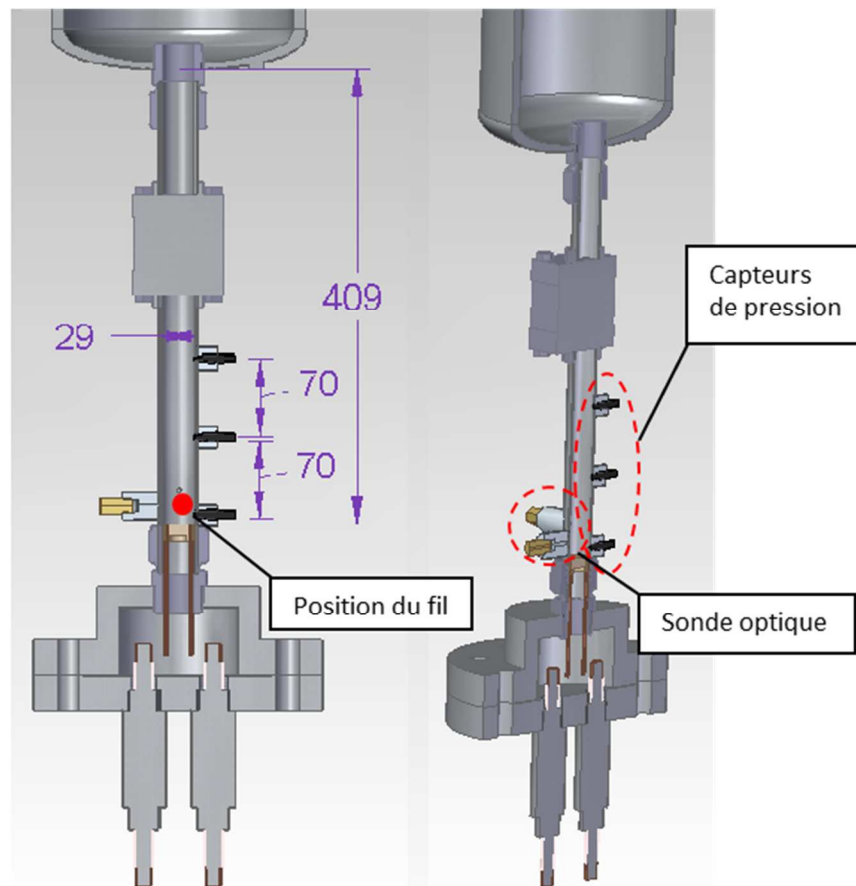


Figure 2.26 : Emplacement des différents capteurs

2.5.2 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition joue un rôle essentiel dans le processus de mesure car il permet de convertir les sorties analogiques des capteurs en valeurs numériques exploitables. Pour le système, il est important d'avoir une haute fréquence d'échantillonnage et une précision suffisante pour suivre les performances des instruments de mesure. La fréquence d'échantillonnage cible est de 1 MHz afin d'accéder aux premières millisecondes de l'interaction.

La technologie NI-DAQ de National Instrument a été choisie pour effectuer cette conversion. Les caractéristiques du système global sont récapitulées dans le Tableau 2.2. La fréquence du MHz est atteinte mais ce sont les modules d'acquisition qui imposent leur précision. Pour la pression par exemple, la précision n'est plus que de 80 Pa pour une résolution du capteur de 7 Pa. Néanmoins, cette précision est largement suffisante pour notre application.

Tableau 2.2 : Caractéristiques des capteurs et des modules d'acquisition

Capteur					Acquisition				
Grandeur	Type	Précision	Tps	Nb	Nom	Voie	Entrée	Définition	fréquence
Température	PT100	0,1 K		1	NI-9203	8	20 mA	16 bits	200 kech/s
Niveau	Flotteur	1 cm		1					
Pression statique	Transmetteur	0,1 bar		1					
Pression dynamique	Membrane	3,6 mV/kPa	1 μ s	4	NI-9223	4	+/-10 V	16 bits	1 Mech/s
Interface gaz/liquide	Sonde optique		1 ms	4	NI-9401	8	tout ou rien		100 ns
Courant	Shunt	cl 0,5		1	NI-9223	4	+/-10 V	16 bits	1 Mech/s
Tension	Voltmètre	+/-10 mV	0,3 μ s	1					

L'ensemble de ces données de mesures permettent d'évaluer indirectement plusieurs grandeurs intéressantes tels que le travail produit, le rendement et le coefficient d'échange thermique.

Le travail, W , fourni par la transformation est l'opposé de l'intégrale du produit de la pression et de la variation de volume, équation (2.37). Donc, en mesurant la vapeur produite et la pression au cours de l'essai, on en déduit l'énergie mécanique produite. En présence d'un ciel de gaz, il est possible de déterminer le travail produit en mesurant la pression dans le ciel de gaz de volume initiale, V_{CG} . En effet, en supposant que la colonne de liquide incompressible agit comme un piston, la masse de ciel de gaz constante et sa compression adiabatique alors le travail est donné par l'équation (2.38). De plus, le rendement, η , est le rapport de ce travail sur l'énergie totale transférée au fil que l'on connaît grâce aux mesures de courant et de tension, équation (2.39) et (2.40).

$$W = - \int_0^{V_{vap}} P dV \quad (2.37)$$

$$W = \frac{P_i V_{CG}}{\gamma - 1} \left(1 - \left(\frac{P_{maxi}}{P_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \quad (2.38)$$

$$E = \int_0^{\infty} U(t)I(t)dt \quad (2.39)$$

$$\eta = \frac{W}{E} \quad (2.40)$$

Enfin, le coefficient d'échange thermique global, entre le solide et le liquide est estimé grâce à un bilan thermique appliqué au fil qui se traduit par l'équation différentielle (2.41). Sur la Figure 2.27, la solution de cette équation calculée numériquement est tracée, à droite, pour un coefficient d'échange de $5000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$. A gauche, l'évolution de la résistance associée est représentée. Ainsi, si la résistance au cours du temps est connue, il est possible à l'aide d'un programme numérique d'affiner le coefficient d'échange thermique afin de faire correspondre la solution numérique avec l'observation expérimentale.

$$\rho_W c_{p,W} \frac{\partial T}{\partial t} = U(t)I(t) - \pi D_{fil} L_{fil} h (T(t) - T_{liq}) \quad (2.41)$$

Où T est la température du fil, T_{liq} la température du liquide, U la tension et I l'intensité. Les propriétés du fil sont ρ_W la masse volumique, $c_{p,W}$ la capacité thermique, D_{fil} le diamètre et L_{fil} la longueur. Enfin, h est le coefficient d'échange.

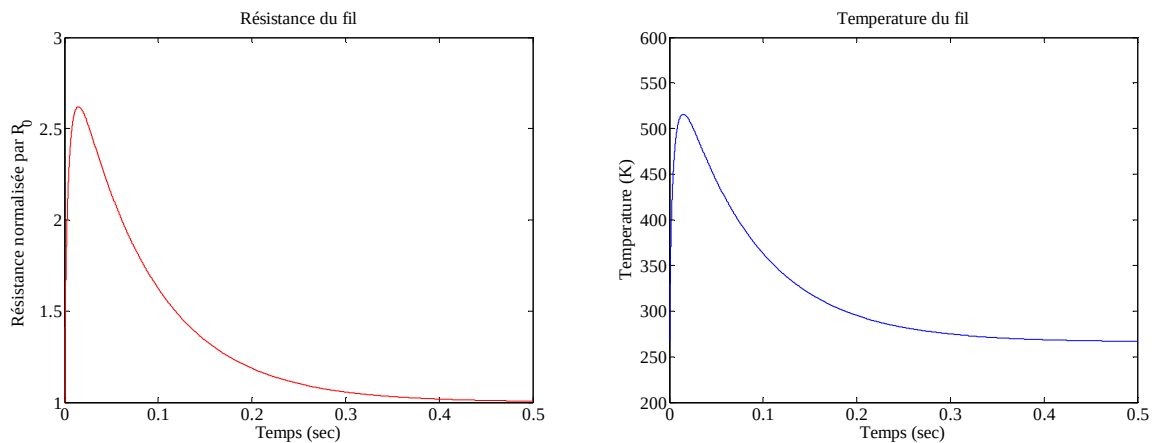


Figure 2.27 : Evolution de la résistance et de la température pour $H=5000 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et une tension de 110 V

Le système (capteurs et acquisition) répond aux exigences temporelles grâce à la fréquence élevée de l'ordre du MHz. De plus, la taille des capteurs permet d'instrumenter la zone en interaction et ainsi obtenir les données expérimentales nécessaires à la validation des logiciels de simulation.

2.6 Présentation du système final

Le banc expérimental final est constitué de deux parties principales : l'enceinte contenant le dioxyde de carbone liquide et le système électrique fournissant la puissance nécessaire.

L'enceinte est située dans une chambre froide afin d'être à la température souhaitée. Le système électrique est adjacent à la chambre froide. Une photo de l'ensemble est visible sur la Figure 2.28.



Figure 2.28 : Photo du banc d'essais avec la chambre froide à droite, le PC relié au système d'acquisition en haut sur l'étagère et le banc électrique au centre en arrière-plan.

Afin de bien identifier les paramètres du système tels que la tension de charge ou la résistance de la boucle de décharge, une calibration et une caractérisation du système électrique sont réalisées.

2.6.1 Calibration du système électrique

Pour effectuer une impulsion d'énergie au fluide, une décharge des condensateurs est créée dans le fil. L'énergie de cette impulsion est liée à la capacité des condensateurs, fixée à 27 mF, et à la tension de charge réglable. Le réglage de la tension de charge se pilote à l'aide d'un tableau de commande visible sur la Figure 2.29.



Figure 2.29 : Tableau de commande du système électrique

Une calibration du système est réalisée afin de relier la tension de consigne et la tension réelle aux bornes des condensateurs. Les résultats de cette calibration sont tracés sur la Figure 2.30.

Ainsi, le système électrique permet bien d'effectuer une décharge jusqu'à 500 V qui équivaut à une impulsion d'énergie jusqu'à 3,4 kJ.

Consigne	Tension
50	43
100	89
150	135
200	205
250	251
300	295
350	365
400	411
450	457
500	525

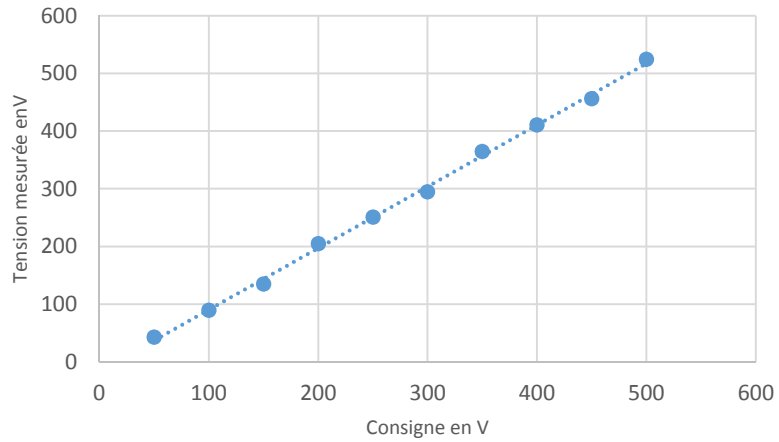


Figure 2.30 : Courbe de calibration tension réelle en fonction de la tension de consigne

2.6.2 Caractérisation du circuit électrique

La caractérisation du circuit électrique consiste à déterminer la résistance du circuit ainsi que son inductance. De plus, la capacité des condensateurs est vérifiée dans le même temps. Pour cela, les condensateurs sont chargés à une faible tension, 20 V, puis déchargés dans le fil en tungstène. La tension et le courant de décharge sont mesurés. Le courant, $i(t)$, est la solution de l'équation différentielle (2.42), où R est la résistance du circuit, L l'inductance et C la capacité des condensateurs (voir annexe "décharge libre d'un circuit RLC"). La tension, $u(t)$ est liée au courant par l'équation (2.43).

$$\frac{d^2 i}{dt^2}(t) + \frac{R}{L} \frac{di}{dt}(t) + \frac{1}{LC} i(t) = 0 \quad (2.42)$$

$$i(t) = C \frac{du}{dt}(t) \quad (2.43)$$

L'équation (2.43) donne la forme de la solution de l'équation différentielle dont les coefficients, A , B , r_1 et r_2 sont liés aux caractéristiques du circuit par les équation (2.44) à (2.46). Ces coefficients sont déterminés grâce à un ajustement numérique de la solution avec la mesure du courant. Le résultat de cette opération est représenté sur la Figure 2.31.

$$i(t) = A e^{r_1 t} + B e^{r_2 t} \quad (2.44)$$

$$r_1 = -\frac{R}{2L} + \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{(LC)^2}} \quad (2.45)$$

$$r_2 = -\frac{R}{2L} - \sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{(LC)^2}} \quad (2.46)$$

$$R = \frac{u(t)}{i(t)} \quad (2.47)$$

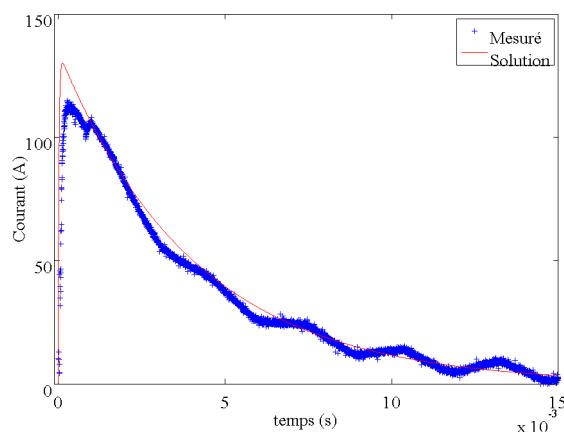


Figure 2.31 : Courant mesuré et solution de l'équation 2.40 superposés

Cette mesure, reproduite 9 fois en commençant avec un condensateur, puis deux condensateurs jusqu'à neuf, a permis d'évaluer la résistance du circuit (avec un fil de 0,5 mm de diamètre et 55 cm de longueur) à 160 mΩ et l'inductance du circuit à 4 μH. La valeur de la capacité d'un condensateur est évaluée à 3 mF comme annoncé par le fabricant (cf. Figure 2.32).

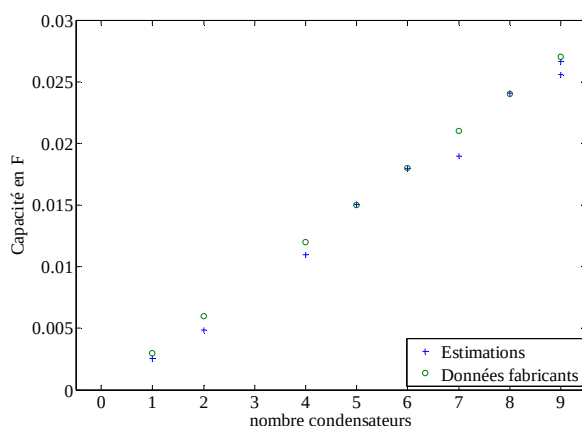


Figure 2.32 : Capacité mesurée des condensateurs et valeur de la capacité fournit par le fabricant

2.7 Conclusion

Un banc d'essais original dédié à l'étude de l'interaction thermique au sein d'un fluide a été développé. Il permet de créer une impulsion énergétique similaire à celle produite par l'éjection du combustible lors de la rupture de gaine. Afin de produire l'impulsion de chaleur souhaitée, plusieurs systèmes ont été envisagés et détaillés. Le choix s'est porté sur le chauffage d'un fil en tungstène par effet Joule à l'aide de la décharge de condensateurs. Le système électrique fournissant la puissance nécessaire est l'objet d'une conception spéciale pour déterminer la valeur de la capacité tout en assurant la sécurité des personnes et des composants électriques. L'enceinte pressurisée est dimensionnée en veillant à respecter les critères de similitudes établis dans le chapitre 1. Son diamètre, sa longueur et son volume imposent une cinétique similaire à celle de l'interaction que l'on souhaite étudier. De plus, le banc d'essais est instrumenté en ciblant les grandeurs d'intérêt telles que l'énergie transférée, la pression et la taille de la bulle. Afin d'acquérir des données expérimentales au plus près de l'interaction et aux premiers instants de celle-ci, les capteurs sont placés dans la zone d'interaction et le système d'acquisition à une vitesse d'échantillonnage proche du mégahertz.

Finalement, le banc d'essais permet de provoquer une impulsion d'énergie jusqu'à 3 kJ dans du CO₂ liquide. Plusieurs conditions thermodynamiques sont possibles pour le fluide. Il peut être à saturation ou sous-refroidi, avec un ciel de gaz ou sans ciel de gaz. Autant de configurations qui seront testées dans le chapitre 3.

Chapitre 3 : Résultats expérimentaux

3.1 Introduction

Le dimensionnement du banc d'essais est détaillé dans le chapitre 2. Grâce à cet équipement, il est possible de créer une impulsion d'énergie au sein d'un liquide. Le banc d'essais est instrumenté afin d'enregistrer la réaction du fluide aux premiers instants de la réaction et au plus près de celle-ci.

La première partie de ce chapitre présente les signaux obtenus lors d'un essai type. L'analyse de ces signaux permet de vérifier que la phénoménologie recherchée est bien reproduite et, plus particulièrement, une réponse du fluide aux temps courts est enregistrée. Cette première partie est ainsi une validation du banc d'essai ce qui motive son exploitation pour plusieurs campagnes expérimentales. Par ailleurs, cette présentation met en évidence les dysfonctionnements et les limites du banc d'essais qui font l'objet de la deuxième partie.

Plusieurs campagnes d'essais ont été menées lors de cette thèse afin d'explorer la gamme offerte par le système expérimental. Une étude d'influence est proposée pour chaque paramètre possible du système. L'influence du niveau d'énergie de l'impulsion est étudiée ainsi que l'influence du diamètre du fil et de sa longueur. Les sensibilités au volume de ciel de gaz et aux conditions thermodynamiques initiales du liquide sont également analysées. Chaque étude fait l'objet d'une partie de ce chapitre.

Enfin, la conclusion rappelle les principaux résultats et donne quelques perspectives à ce travail.

3.2 Présentation des signaux types

Les différents signaux obtenus grâce aux capteurs sont présentés dans cette partie. L'essai de référence choisi est une décharge de neuf condensateurs, soit 27 mF, chargés à 130 V dans un fil de 0,5 mm de diamètre. Le CO₂ est à saturation à -6°C et à 3,0 MPa avec un ciel de gaz d'un volume de 10 L.

3.2.1 Signal de tension

La Figure 3.1 est l'enregistrement de la mesure de tension aux bornes des condensateurs lors de la décharge. La tension initiale est de 130 V et chute à 0 V en moins 40 ms. Cette décharge

fournit une impulsion d'énergie de 235 J, calculée grâce à l'équation (3.1). Cette énergie correspond à une montée en température de 1300 K du fil dans l'hypothèse d'un échauffement adiabatique. La dynamique de la décharge est bien enregistrée par le capteur et la mesure est peu bruitée. L'absence d'oscillations du signal de tension confirme que le système est très amorti par la résistance du fil qui reste élevée vis-à-vis de l'inductance du circuit.

$$E = \frac{1}{2} C (U_f - U_i)^2 \quad (3.1)$$

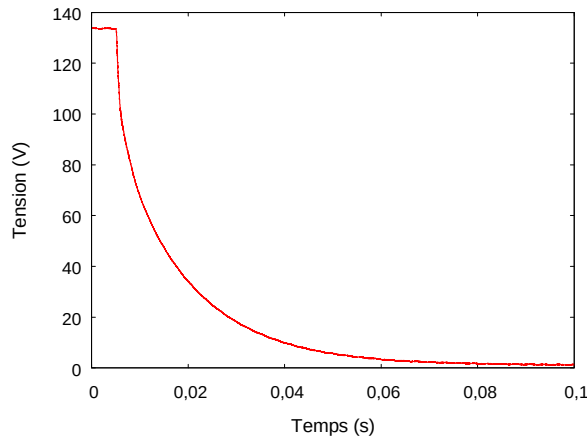


Figure 3.1 : Mesure de tension

3.2.2 Signal de courant

La courbe de gauche de la Figure 3.2 montre l'enregistrement du courant lors de la décharge mesurée par la sonde de courant à effet Hall. Le courant est initialement nul, il augmente jusqu'à un maximum de 1470 A puis chute rapidement à zéro avec la chute de la tension. L'association de la mesure du courant et de la tension permet aussi d'estimer l'énergie transmise au fluide grâce à l'équation (3.2) avec U, la tension et I, le courant. Cette énergie est de 233 J comme cela est visible sur le graphique de droite de la Figure 3.2. Cette valeur est la même, à 1 % près, que précédemment ce qui confirme la capacité des condensateurs.

$$E = \int_{t_0}^{t_{\infty}} U(t)I(t)dt \quad (3.2)$$

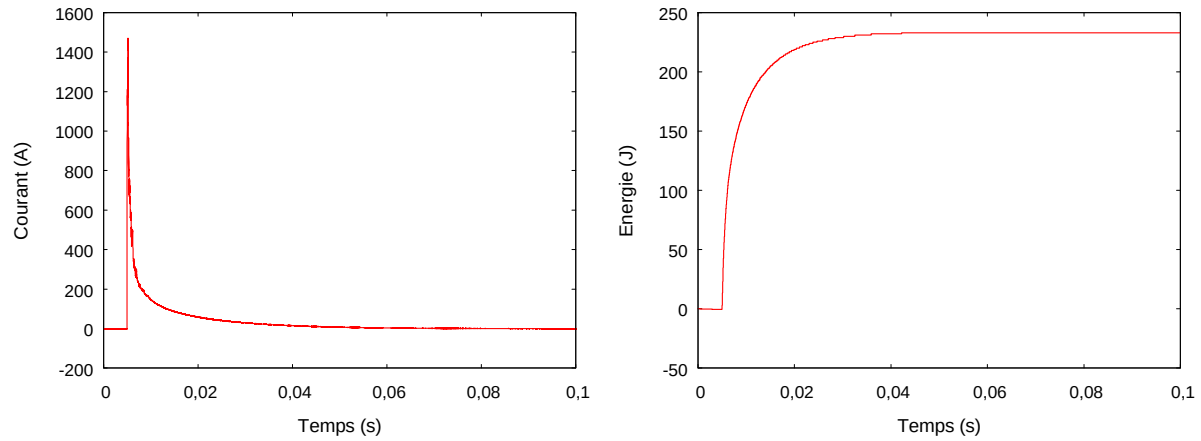


Figure 3.2 : Mesure de courant (gauche) et Energie de la décharge à partir de l'équation (3.2) (droite)

3.2.3 Signal de pression

Dans les instants qui suivent le début de l'impulsion énergétique, les capteurs de pression enregistrent une onde de pression rapidement amortie. Lors de cet essai, le pic de pression est de 0,15 MPa comme le montre la Figure 3.3. Grâce aux différents capteurs positionnés le long du tube, il est possible de suivre l'évolution de l'onde. Les deux signaux issus de deux capteurs successifs sont tracés sur la Figure 3.4 (droite). Leur décalage temporel, Δt , permet d'estimer la vitesse de l'onde, c_{onde} , à 470 m.s^{-1} , grâce à l'équation (3.3), avec d la distance séparant les capteurs (70 mm). La mesure de l'écart temporel est effectuée grâce à la détection du front montant des signaux de pression. Les propriétés thermodynamiques du CO_2 à saturation à -6°C indiquent une vitesse du son dans le liquide de 600 m.s^{-1} (McLinden et al., 2007) soit un écart de 23%. Donc, l'ordre de grandeur de la mesure de la vitesse de l'onde est cohérent mais l'écart reste élevé. Cet écart peut s'expliquer par rusticité de la mesure et l'onde ne respecte pas parfaitement l'hypothèse d'une onde plane progressive.

$$c_{onde} = \frac{d}{\Delta t} \quad (3.3)$$

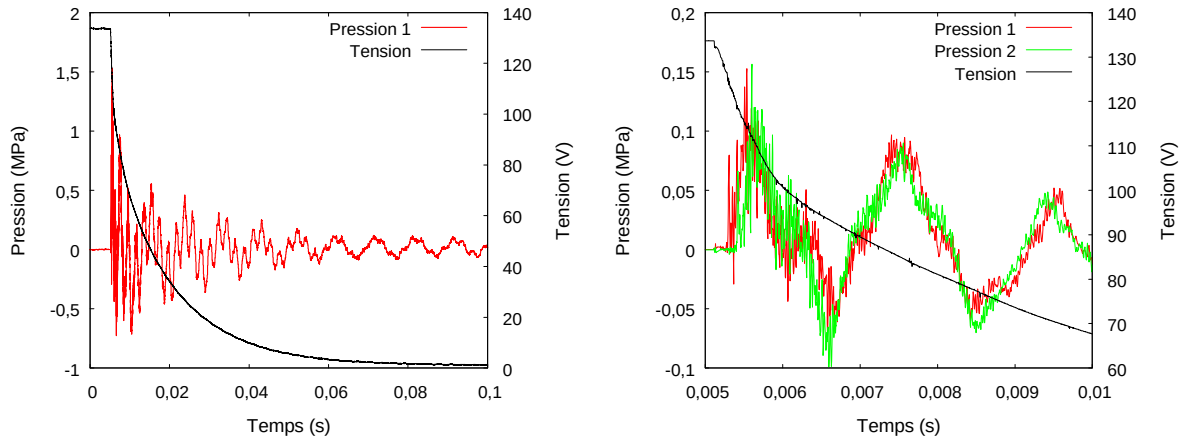


Figure 3.3 : Mesure de la surpression pour le capteur le plus proche de l'interaction « Pression 1 » (gauche) et pour deux capteurs successifs « Pression 1 » et « Pression 2 » agrandi entre 5 ms et 10 ms (droite)

Le signal enregistré par le capteur situé dans le ciel de gaz (« Pression CG ») est plus faible : seule une faible partie de l'onde est transmise au ciel de gaz, comme le montre la Figure 3.4 avec un maximum 0,005 MPa en valeur absolue. La majorité de l'onde de pression se réfléchit sur l'interface liquide/gaz du fait de la grande différence d'impédance acoustique entre le liquide et le gaz (cf. partie sur les ondes du chapitre 1). Cette réflexion de l'onde engendre les oscillations de la pression visible sur la Figure 3.3. Une analyse spectrale de ce signal « Pression 1 » estime une fréquence propre à 250 Hz (Figure 3.5). Cette fréquence correspond à l'oscillation d'une onde dans un tube de 90 cm de long qui correspond à la hauteur de liquide dans l'enceinte.

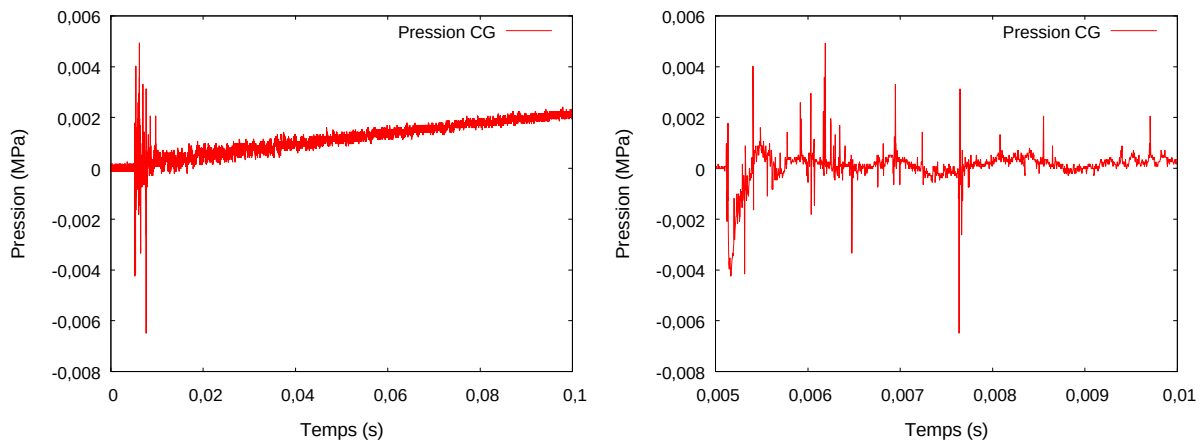


Figure 3.4 : Signal de pression du capteur de pression dans le ciel de gaz : sur 0,1 s à gauche et un agrandissement sur 5 ms après le déclenchement de la décharge à droite.

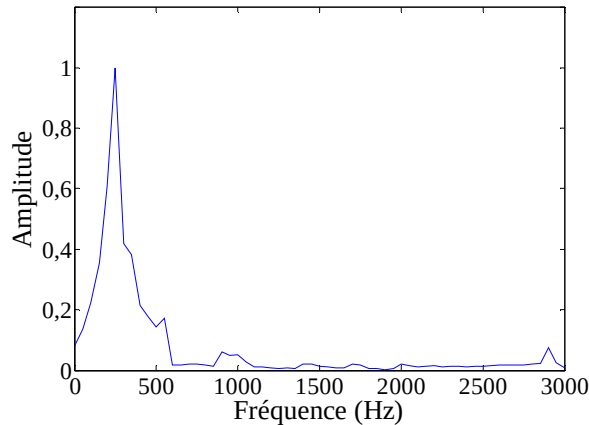


Figure 3.5 : Analyse spectrale du signal de pression

3.2.4 Signal des sondes optiques

L'impulsion d'énergie du test de référence choisi n'est que de 150 J. En considérant que toute l'énergie est transmise au fluide, 0,6 g de liquide s'évapore formant un volume de 7,5 mL de vapeur. Les sondes optiques émettent un signal discontinu qui est tracé sur la Figure 3.6. Ce signal semble traduire la présence de petites bulles de vapeur. L'agrandissement du graphique entre 0,5056 s et 0,5064 s montre que les bulles sont détectées majoritairement par la sonde numéro 2 et qu'il n'y a peu de corrélation entre les deux signaux. Cette absence de corrélation peut avoir plusieurs origines : un déplacement non vertical des bulles, une condensation de la vapeur ou une défaillance des sondes. Le nombre de bulles détectées est trop faible pour avoir un échantillon statistique suffisant. Les mesures des sondes optiques sont exploitables seulement pour une impulsion d'énergie assez importante pour créer une poche de vapeur occupant tout le diamètre du tube.

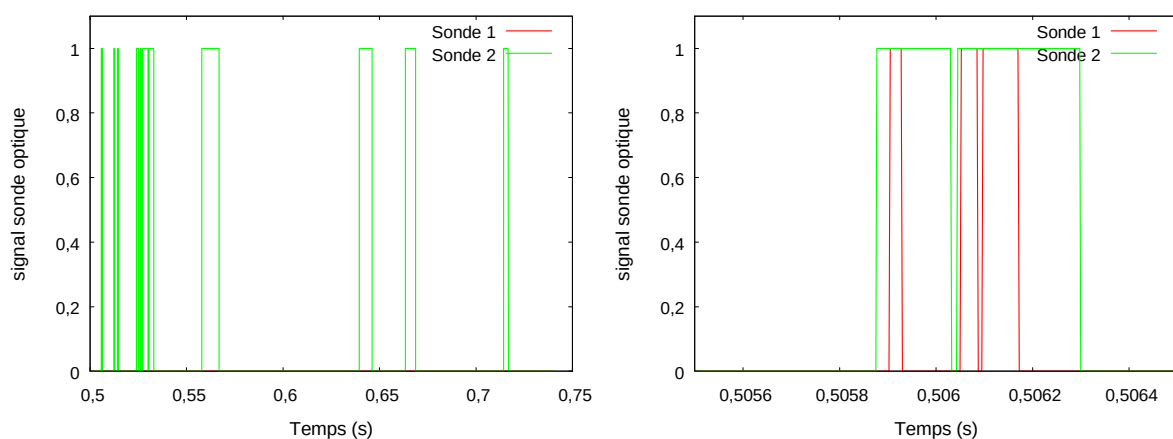


Figure 3.6 : Signaux issus de la première bi-sonde optique (gauche) et agrandissement de ce signal (droite)

3.2.5 Estimation des incertitudes de mesure

Les incertitudes associées aux différentes mesures ont plusieurs sources. La première source d'incertitudes est celle liée aux capteurs. Chaque capteur a sa précision propre et son temps de réponse. La deuxième source d'incertitudes est la discrétisation des signaux analogiques effectué par la carte d'acquisition sur 16 bits. Enfin, la dernière source d'incertitudes est une incertitude liée à la lecture du signal. Cette source intervient surtout pour l'estimation du pic de pression. Les incertitudes sur les mesures de tension, de courant et de pression sont détaillées dans ce paragraphe. Les incertitudes de la mesure optique sont négligées car c'est un signal binaire.

Le capteur de tension et celui de courant sont des capteurs d'une grande précision avec une erreur inférieure à 0,5 % et un temps de réponse inférieure à la microseconde. Ceci reste très rapide devant la constante de temps des signaux électriques même pour le temps de montée du courant au début de la décharge. L'incertitude due à la discrétisation du signal sur 16 bit est de 0,3 mV. En effet, la gamme de la carte d'acquisition est de +/- 10 V, soit une discrétisation en tension, ΔU , de 0,3 mV calculée avec l'équation (3.4). Cette discrétisation équivaut à une erreur absolue de 15 mV pour la mesure de tension et de 0,075 A pour le courant. Finalement, pour des mesures nominales de 350 V et de 1 000 A, l'erreur est inférieure à 2 V et inférieure à 5 A, respectivement. Ces incertitudes sur les mesures de tension et de courant impliquent les mêmes incertitudes de 0,5% sur l'estimation de l'énergie.

$$\Delta U = \frac{20}{2^{16}} \quad (3.4)$$

Pour la mesure de la pression dynamique, les capteurs utilisés ont une résolution de 0,007 kPa, une précision sur le gain de 1 % qui est de 3,6 mV/kPa et un temps de réponse de 1 μ s. La discrétisation est la même que pour la mesure de la tension soit 0,3 mV qui équivaut à une erreur sur la mesure de la pression de 0,08 kPa. La source principale d'incertitude est donc la numérisation du signal. Cependant, le signal de pression varie rapidement lors du pic de pression avec une montée en pression de 0,1 MPa en 0,5 ms, soit une pente de 200 MPa.s⁻¹. Cette grande vitesse de variation implique des difficultés de lecture du signal. Sur la Figure 3.7, les mesures de surpression sont tracées à l'instant du pic de pression sur une plage de 2 ms. Pour estimer l'amplitude de ce pic de pression, plusieurs méthodes sont possibles : soit la valeur maximale est considérée, soit la moyenne des 10 maximums est considérée, par exemple. Pour l'exemple de la Figure 3.7, la première méthode estime un pic de pression à 0,1 MPa tandis que la deuxième l'estime à 0,09 MPa. Le pic de pression est donc entre 0,1 MPa et 0,09 MPa soit une erreur de 10 %.

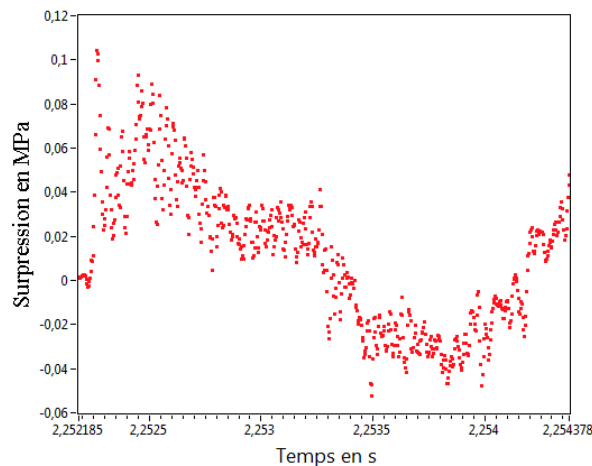


Figure 3.7 : Signal de pression au moment du pic de pression, agrandissement sur 2 ms environ

La dernière source d'incertitude est l'erreur sur le temps. La fréquence d'acquisition maximale supportée par la carte d'acquisition est de 1 Mhz ce qui implique un écart temporel entre les points de mesure de 1 μ s. Pour les expériences effectuées dans ce chapitre, la fréquence d'acquisition était de 300 kHz, soit un écart temporel de 3,6 μ s.

En conclusion, les capteurs fournissent une grande précision sur les différentes mesures effectuées et la rapidité de l'acquisition assure l'enregistrement des phénomènes les plus rapides. Néanmoins, une incertitude non négligeable est présente sur la lecture du signal de pression qui comporte beaucoup de fréquences élevées bruitant le signal.

3.3 Problèmes et limites rencontrés

L'utilisation du banc d'essais a dévoilé quelques défauts imprévus qui restreignent l'exploitation complète des résultats. Trois problèmes majeurs ont été repérés : la mesure de courant est impossible avec le shunt, le fil rompt prématurément et les sondes optique perdent leur signal.

3.3.1 La mesure du courant

Initialement, la mesure du courant devait s'effectuer à l'aide d'un shunt provoquant une chute de tension de 100 mV pour 1500 A le traversant. Afin de protéger le système d'acquisition d'éventuelles surtensions, la carte d'acquisition est isolée du shunt grâce à une carte électronique d'isolement alimentée avec une tension de 12 V (cf. Figure 3.8). Cependant, le shunt étant directement incorporé dans la boucle de décharge des condensateurs, la tension mesurée varie sans relation avec la circulation d'un courant électrique. La mesure effectuée par le shunt est tracée sur la Figure 3.9 (les ordonnées sont en tension de mesure entre -10 V et +10V). Sur le graphique en haut à gauche en bleu, la tension aux bornes des condensateurs est visible. L'étape de charge lente de 0 V à 20 V se distingue entre les temps $t = 1,5$ s et

$t = 2,5$ s ainsi que la décharge rapide jusqu'à 0V pour $t > 3,5$ s. Sur le graphique en bas à gauche figure l'enregistrement du signal émis par le shunt en rouge. Ce signal est totalement incohérent. Il existe un courant dans cette branche du circuit uniquement lors de la décharge, or le signal est non nul hors de cette période. Bien que la mesure soit isolée, il semblerait qu'il y ait un défaut de masse à cause de la référence flottante. Un pic est bien remarquable lors de la décharge mais il ne correspond pas au courant car, comme cela est visible sur le graphique de droite, la constante de temps du pic est identique quel que soit le nombre de condensateurs branchés. Or, la constante de temps d'une décharge de condensateurs est liée à la résistance R et à la capacité C qui varie de 9 mF pour l'essai avec trois condensateurs (3C) à 27 mF pour l'essai avec neuf condensateurs (9C). Le signal fourni par le shunt n'est donc pas exploitable. Une autre solution doit être envisagée.

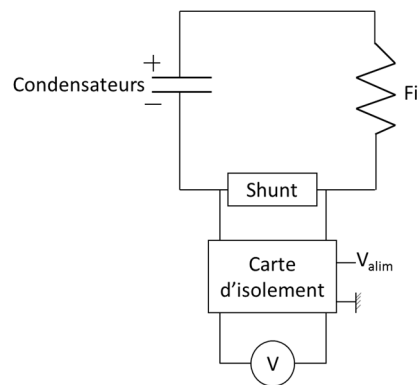


Figure 3.8 : Schéma de principe de la mesure de courant avec le shunt

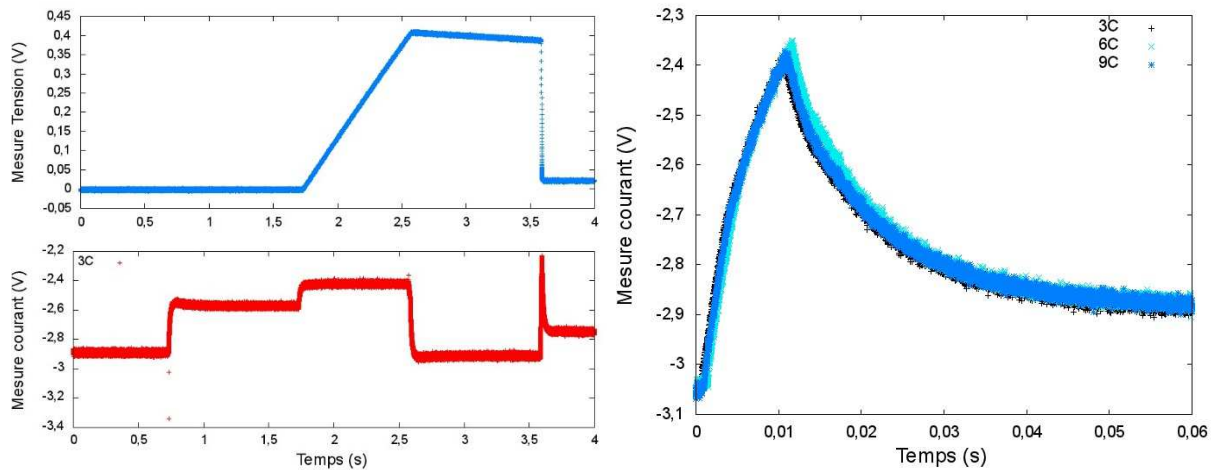


Figure 3.9 : Mesure du courant avec le shunt

Afin de mesurer le courant sans subir les perturbations du circuit, un capteur de courant magnétique à effet Hall est installé sur la branche de décharge des condensateurs. Le capteur a un temps de réponse inférieur à 1 μ s et une gamme de mesure jusqu'à 2700 A. Deux mesures de courant issues de ce capteur sont visibles sur la Figure 3.10. Le pic de courant est bien enregistré par le capteur lors de la décharge des condensateurs. Cependant, le capteur sature sur le graphique de droite lorsque le diamètre du fil est de 0,6 mm. En effet, la résistance du fil de 0,6 mm de diamètre est trop faible pour limiter le courant à 2700 A. Ce capteur est

efficace pour la mesure du courant lors des essais avec un fil de 0,5 mm de diamètre ou à faible tension.

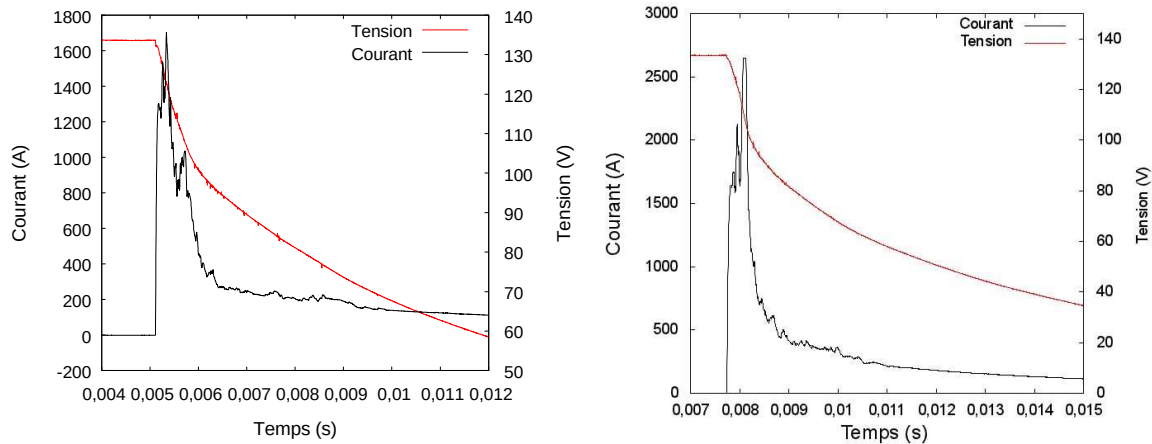


Figure 3.10 : Mesure du courant avec la sonde magnétique pour un essai avec un fil de diamètre 0,5 mm (gauche) et de diamètre 0,6 mm (droite)

Pour pouvoir utiliser la sonde de courant sans la saturer avec les fils moins résistants (ceux avec un diamètre de 0,6 mm et de 0,75 mm), un diviseur de courant est mis en place comme illustré sur la Figure 3.11. La sonde ne mesure alors que le courant passant dans la petite branche de 3,5 mm de diamètre, l'autre branche ayant un diamètre de 5 mm. D'après les résultats obtenus pour une décharge de 20 V dans un fil de 0,6 mm de diamètre (Figure 3.12), 20 % du courant total circule dans la branche de dérivation lors du pic de courant. Malheureusement, ce rapport de 20 % n'est pas constant lors de la décharge ce qui est mis en évidence par la Figure 3.12. Une troisième solution a été envisagée pour déterminer le courant. Il s'agit de le calculer à partir de la mesure de tension grâce à l'équation (3.5). La Figure 3.13 compare l'évolution temporelle du courant lors de la décharge dans les mêmes conditions que précédemment. La courbe rouge (Total) représente le courant total mesuré par la sonde englobant les deux branches, la courbe verte (Mes) représente le courant dans la branche de dérivation et en fin, la courbe bleue (Rec) représente le courant calculé à partir de la dérivée de la tension. Cette méthode fournit une bonne estimation du courant et peut être utilisée lorsque le courant est trop élevé.

$$i(t) = C \frac{du}{dt}(t) \quad (3.5)$$

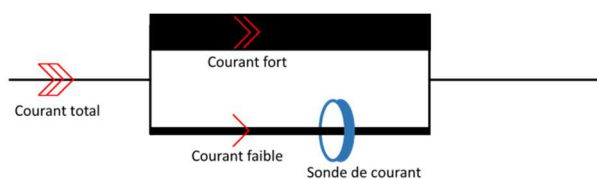


Figure 3.11 : Schéma de principe du diviseur de courant

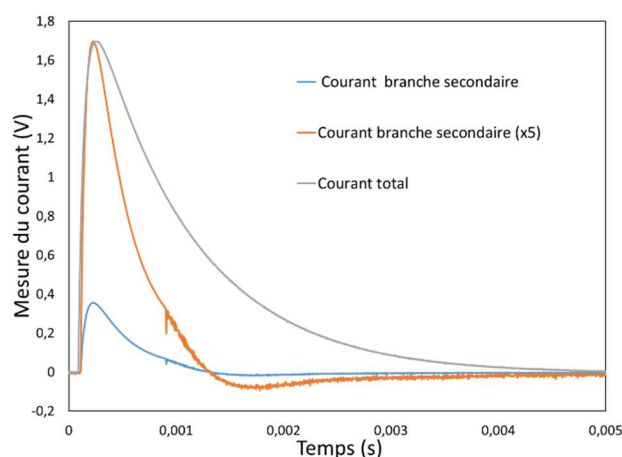


Figure 3.12 : Mesure du courant avec la sonde magnétique

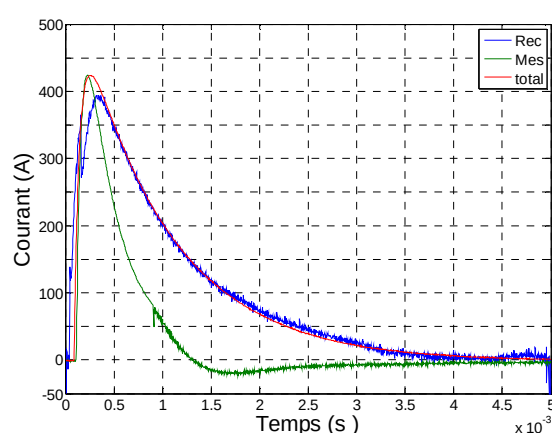


Figure 3.13 : Courant mesuré et estimé à l'aide de la dérivée de la tension

Le shunt n'a pas permis de mesurer efficacement le courant à cause de la fluctuation de la masse des condensateurs. Une sonde magnétique a donc été mise en place sur la branche de décharge et mesure l'intensité du courant lorsque celle-ci est inférieure à 2700 A (pour les fils de 0,5 mm et 0,6 mm de diamètre). Lorsque cela n'est plus possible, le courant est reconstruit à l'aide de la dérivée de la tension mais cette méthode utilise la valeur de la capacité qui n'est connue qu'avec 10 % de précision.

3.3.2 La rupture du fil

Le banc d'essais est prévu pour créer une impulsion d'énergie au sein du liquide supérieure à 1 kJ (jusqu'à 3 kJ). Cependant, le fil de tungstène rompt prématurément au niveau des extrémités. L'énergie maximale atteinte est de 0,6 kJ pour un fil de 0,75 mm de diamètre. Sur la Figure 3.14, une photo du fil rompu montre l'apparition de points chauds proche des tiges en cuivre. À cause de ces points chauds, le fil entre en fusion localement et partiellement. Des traces de fusion sont visibles sur les photos. De plus, les contraintes mécaniques dues à la dilatation favorisent la rupture du fil. Le fil se casse sous l'effet de ces deux phénomènes. La montée en température fragilise le fil et les contraintes mécaniques finissent par le sectionner.



Figure 3.14 : Photos du fil rompu sur support en cuivre (à gauche) et observé à la loupe binoculaire (à droite)

3.3.3 Assombrissement des sondes optiques

La mesure du volume de vapeur formée par l'interaction se fait à l'aide de sondes à fibre optique présentées dans le chapitre 2. Ces sondes ont mesuré très peu de vapeur lors des premiers essais à cause de la faible énergie injectée. De plus, lors des essais, une poudre noire se forme et se dépose autour du fil, sur les tiges en cuivre et sur les pointes des sondes optiques. Celles-ci s'assombrissent progressivement et finissent par ne plus envoyer de signal. Il est possible de les nettoyer avec un solvant et un pinceau sans pour autant récupérer toute leur transparence.

La poudre noire est sûrement due à l'oxydation du tungstène. Lorsque le CO_2 est chauffé à haute température, une partie peut se dissocier et former de l'oxygène et du carbone ou du monoxyde de carbone et de l'oxygène (Li et al., 2017). Cette réaction de dissociation peut être catalysée par certains métaux réducteurs tels que le cuivre (Yu et al., 2017). Ensuite, l'oxygène formé peut éventuellement oxyder le tungstène, notamment si ce dernier atteint de hautes températures.

A cause de ces problèmes techniques, la mesure de la formation de vapeur est donc aléatoire et peu de signaux ont été enregistrés. De plus, la fragilité des pointes en saphir rend leur manipulation très difficile et une pointe a été cassée.

3.4 Vue d'ensemble des campagnes d'essais

Le Tableau 3.1 énumère les différentes campagnes expérimentales effectuées. Il donne les plages de variation pour les différents paramètres testés et les conditions fixes des essais tels que le diamètre du fil et la température. Cinq paramètres ont été étudiés en tout, pour un nombre de tests supérieur à cinquante.

Tableau 3.1 : Liste des différentes campagnes d'essai

	Paramètres d'influence				
	Impulsion énergétique	Diamètre du fil	Volume du ciel de gaz	Sous-refroidissement	Température de saturation
Valeur maximale	160 J	0,75 mm	10 L	0 (3 MPa)	-6 °C
Valeur minimale	0 J	0,6 mm	0 L	-0,56 (6 MPa)	-18°C
Nombre de tests	28	40	7	4	4
Diamètre du fil	0,5 mm		0,75 mm	0,75	0,75 mm
Température	-6°C	-6°C	-6°C	- 6°C	
Ciel de gaz	10 L	10 L		1,5 L	1,5 L
Niveau d'énergie		De 0 J à 650 J	230 J	230 J	230 J

3.5 Etude de l'influence de l'énergie sur le pic de pression

La première étude qui a été réalisée à l'aide du banc d'essais est l'étude de l'influence de l'énergie sur le pic de pression. Lors de ces tests expérimentaux, 6 des 9 condensateurs étaient utilisés. L'énergie de l'impulsion a été augmentée étape par étape jusqu'à rupture du fil de 0,5 mm de diamètre. Lorsque le fil se rompt, il est remplacé par un nouveau. L'énergie maximale atteinte est de 0,16 kJ avec un fil de 0,5 mm de diamètre. Deux longueurs de fil ont été utilisées, les premiers essais ont été effectués avec un fil de 50 cm, les derniers essais avec une longueur de 25 cm.

Le CO₂ est à saturation avec une température de -6°C et une pression de 2,8 MPa. L'enceinte est partiellement remplie. La colonne de liquide est de 60 cm (hauteur maximale de 100 cm) et le volume de ciel de gaz de 10 L.

3.5.1 Résultats et observations

Afin d'analyser l'influence de l'énergie sur le pic de pression, les signaux de pression et de tension des condensateurs sont analysés. La surpression maximale enregistrée par le capteur le plus proche de l'interaction et l'énergie totale délivrée par les condensateurs sont mesurées. L'écart de temps Δt entre le début de la décharge et le pic de pression et la portion de l'énergie libérée ΔE à l'instant de la pression maximale sont relevés, comme indiqué sur la Figure 3.15. La valeur maximale du pic de pression est déterminée en relevant le maximum du signal, son abscisse temporelle aussi est repérée (cf paragraphe sur les incertitudes 3.2.5). Les

différents signaux de tension, de pression et de courant sont synchronisés ce qui permet de déterminer l'écart temporel, Δt , depuis le début de la décharge et d'en déduire l'énergie au moment du pic, ΔE .

Les résultats des essais sont reportés sur la Figure 3.16 (gauche) qui illustre le pic de pression en fonction du niveau d'énergie pour deux fils différents. La première observation est que les essais sont reproductibles puisque, pour une énergie donnée, l'intensité du pic de pression varie peu d'un essai à l'autre. Cependant, la dispersion augmente avec l'énergie injectée. La longueur du fil (et donc sa masse) influe peu sur l'intensité du pic pression. Enfin, l'intensité de ce pic de pression augmente avec l'énergie de l'impulsion et il suffit d'une faible énergie transmise au fluide pour que celui-ci monte en pression. Par exemple, la surpression est de 0,03 MPa pour une énergie de 0,02 kJ et de 0,16 MPa pour une énergie de 0,16 kJ. La portion de l'énergie disponible transmise au fluide au moment de la montée en pression est faible, inférieure à 10 % comme cela est visible sur la Figure 3.17. Cependant, la Figure 3.16 (droite) montre qu'une énergie faible (au moment du pic) peut engendrer un pic de pression plus intense que ceux provoqués par des énergies plus fortes. L'énergie n'est donc pas le seul paramètre à prendre en compte. Enfin, bien que l'énergie maximale de l'impulsion ne soit que de 0,16 kJ (la cible étant de 1 kJ), un net pic de pression est observé.

Le décalage temporel du pic de pression par rapport au début de la décharge des condensateurs est reporté sur la Figure 3.18. Ce temps de réaction du fluide est très court, inférieur à la milliseconde sauf pour les essais à faible énergie où ce temps de réaction est de l'ordre de 10 ms (non visible sur le graphique). Ce temps de réaction du fluide équivaut à une vitesse de pressurisation, $\frac{dP}{dt}$, élevée de l'ordre de 250 MPa.s⁻¹ et une vitesse de pressurisation maximale observée de 800 MPa.s⁻¹. Plus ce temps de réaction est faible plus, plus le pic de pression semble important.

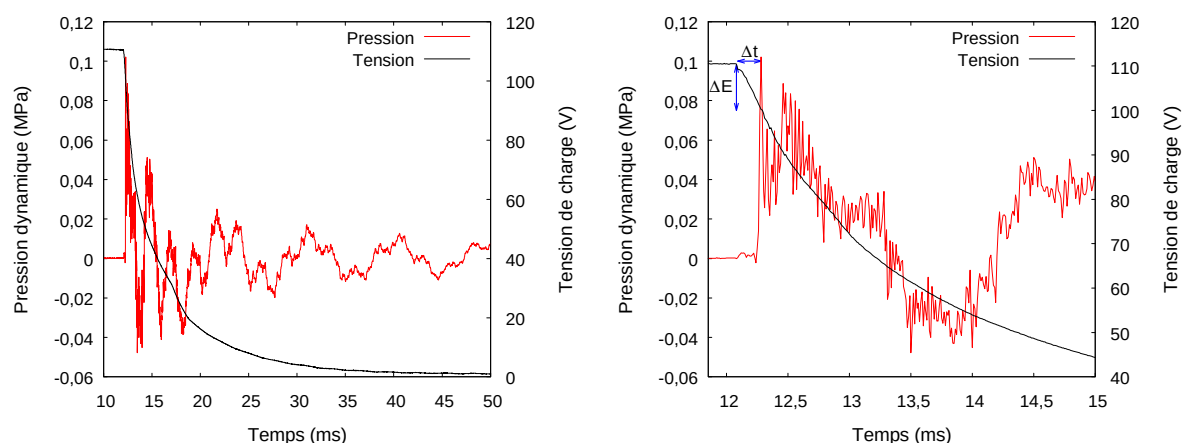


Figure 3.15 : Signal pour une décharge de 0,1 kJ

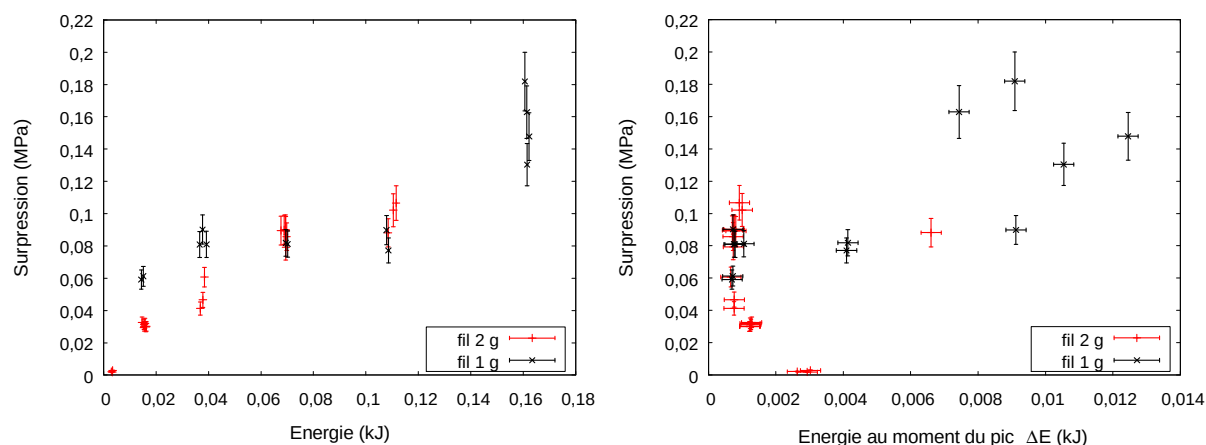


Figure 3.16 : Pic de pression en fonction de l'énergie transmise au fil

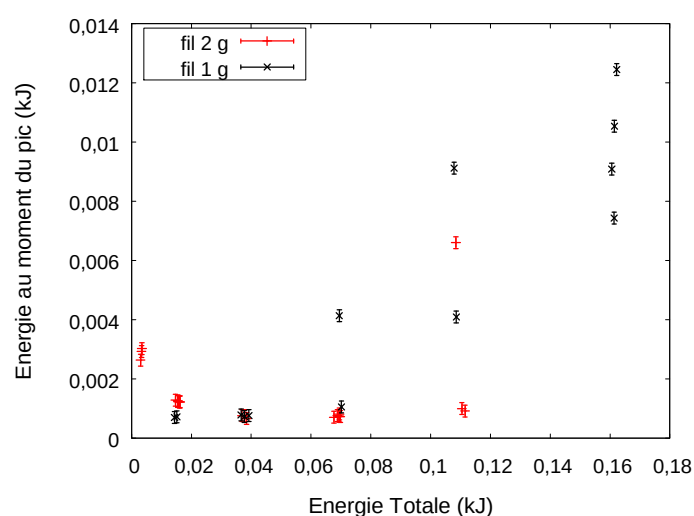


Figure 3.17 : Portion de l'énergie au moment du pic de pression

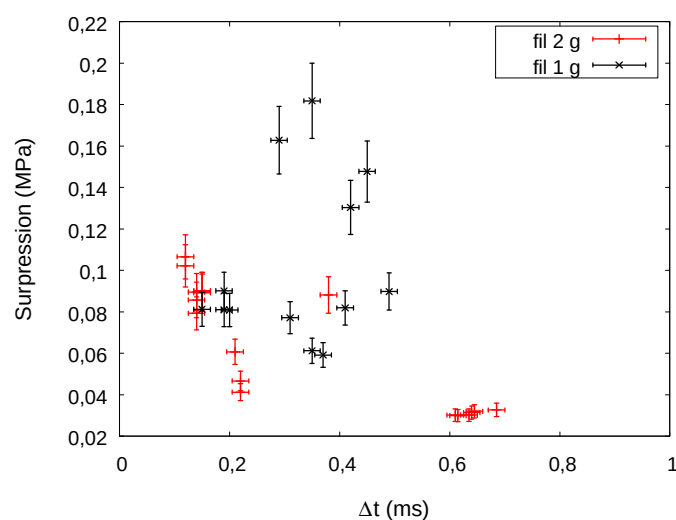


Figure 3.18 : Décalage temporel entre le début de l'impulsion et le pic de pression

Afin de comprendre ces observations un modèle physique est développé dans la partie suivante.

3.5.2 Analyses des résultats

Lorsque le fil chauffe, un flux de chaleur, Φ_0 , transfère une fraction de l'énergie au liquide via la surface du fil. La Figure 3.19 est une coupe transversale du fil schématisant en 2D la situation. A une distance, r , la température du liquide, T , s'élève en fonction du flux de chaleur, $\Phi(r)$, qui le traverse. La montée en température du liquide est donnée par l'équation (3.6). Dans cette équation, S est la surface de la couronne de fluide d'épaisseur dr et V son volume. c_p est la capacité thermique du liquide et ρ sa masse volumique. Le flux de chaleur est lié au champ de température par l'équation (3.7) où λ est la conductivité thermique du liquide. Ainsi, en supposant que la température ne dépend que de la distance au fil et que seule la conduction transporte la chaleur dans les premiers instants. L'équation 3.6 peut se simplifier par l'équation (3.8) où la diffusivité thermique du milieu apparait $\alpha = \frac{\lambda}{c_p \rho}$.

$$c_p \rho V(r) \frac{\partial T}{\partial t} = S(r) \Phi(r) - S(r + dr) \Phi(r + dr) \quad (3.6)$$

$$\Phi(r) = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad (3.7)$$

$$\frac{c_p \rho}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \quad (3.8)$$

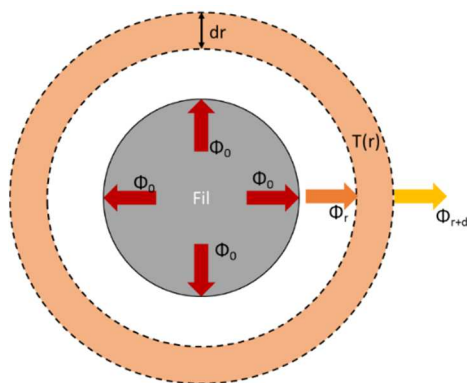


Figure 3.19 : Schéma de propagation de la chaleur issue du fil

La solution numérique de ce bilan thermique est illustrée sur le graphique de gauche de la Figure 3.20. La température réduite est $\frac{T-T_{liq}}{T_{fil}-T_{liq}}$ avec T_{liq} la température initiale du liquide et T_{fil} la température du fil. Ainsi, l'épaisseur, δ_{th} , de la couche de liquide autour du fil qui s'échauffe est évaluée, Figure 3.20 (droite) ce qui permet de calculer le volume en interaction, V_{ZI} grâce à l'équation (3.9) avec S_{fil} la surface latérale du fil et d_{fil} le diamètre du fil.

$$V_{ZI} = S_{fil}\delta_{th} + \frac{S_{fil}}{d_{fil}}\delta_{th}^2 \quad (3.9)$$

Pour estimer la montée en pression, l'hypothèse d'une transformation isochore sur ce volume est effectuée. Soit Q l'énergie transmise au fil au moment du pic de pression et t_{pic} l'instant de ce pic de pression. La surpression est calculée à l'aide de l'augmentation de l'énergie interne du volume en interaction, équation (3.10) à (3.13). L'hypothèse d'une transformation isochore permet l'utilisation de la capacité thermique à volume constant, c_v , et le coefficient ϵ qui est la dérivée de la pression par rapport à la température en isochore.

$$Q = \Delta U \quad (3.10)$$

$$Q = \rho V_{ZI}(t_{pic})c_v\Delta T \quad (3.11)$$

$$\epsilon = \left(\frac{dP}{dT}\right)_{v=cte} \quad (3.12)$$

$$\Delta P = \frac{\epsilon Q}{\rho c_v V_{ZI}(t_{pic})} \quad (3.13)$$

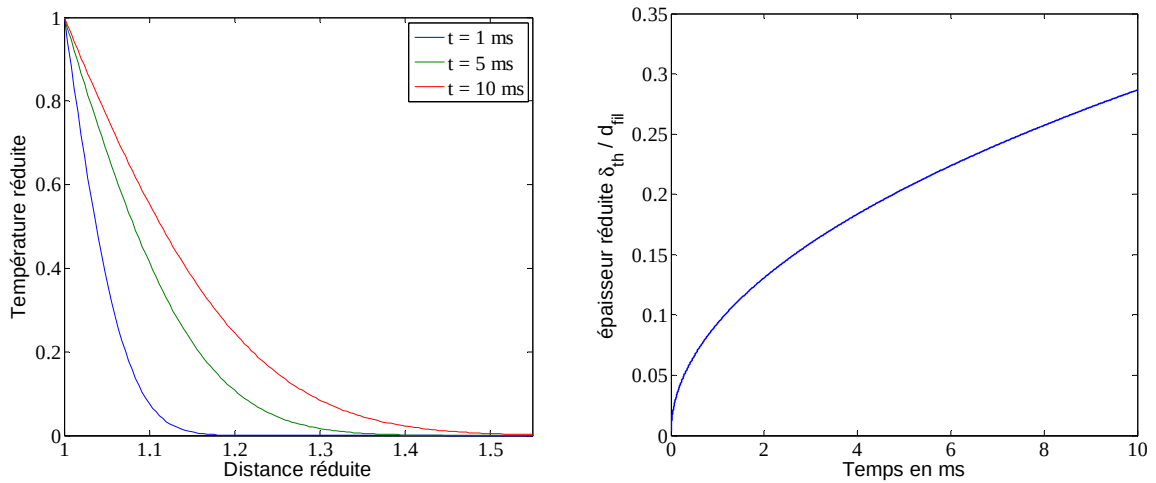


Figure 3.20 : Evolution de la température autour du fil (gauche) et épaisseur de la couche de liquide (droite)

D'après cette analyse physique, le pic de pression dépend de l'énergie et de l'instant de son apparition. La pression maximale atteinte dans le volume en interaction a été tracée sur la Figure 3.21 en fonction de l'énergie transférée au volume pour plusieurs instants du pic de pression. La valeur de la pression maximale est de l'ordre de la dizaine de MPa. Elle est donc bien plus élevée que celle observée expérimentalement. Cette surestimation est due principalement à l'hypothèse de transformation isochore et au fait de considérer uniquement la conduction qui minimise le volume en interaction. De plus, l'énergie disponible à l'instant du pic de pression n'est pas l'énergie fournie au fil car celui-ci en retient une grande partie sous forme de chaleur spécifique (cf. paragraphe 3.5.3). Cependant, cette analyse permet de distinguer quelques tendances : l'augmentation de la valeur du pic de pression avec l'énergie, l'influence du retard du pic par rapport au début de la décharge. Plus ce temps d'attente est court, plus la montée en pression sera forte. En effet, pour une même énergie transmise au fluide, le volume sera faible lorsque le pic survient tôt. Ces tendances se retrouvent aussi sur les mesures expérimentales. Sur la Figure 3.22, les pics de pression observés ont été tracés en fonction de l'énergie au moment du pic et un code couleur a été appliqué en fonction du décalage temporel par rapport au début de la décharge. Ainsi, pour une même énergie au moment du pic, les points sont regroupés par décalage temporel (cf. énergie autour de 1 J) et lorsque les énergies augmentent mais que les décalages temporels restent proches, l'augmentation du pic de pression est régulière (cf. série de 0,4 ms). Les forts pics de pressions ont été mesurés lorsque le pic de pression est survenu tôt même pour des énergies libérées relativement faibles au moment du pic.

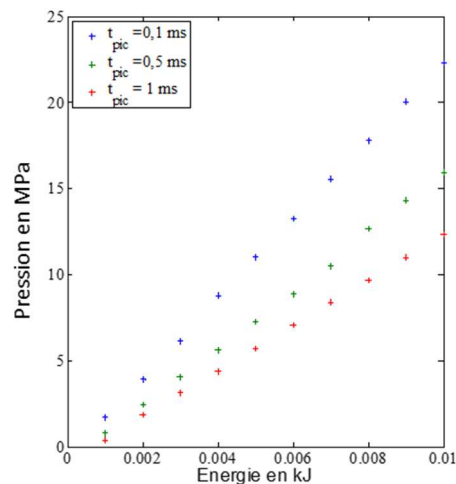


Figure 3.21 : Pression maximale dans le volume en interaction donnée par le modèle

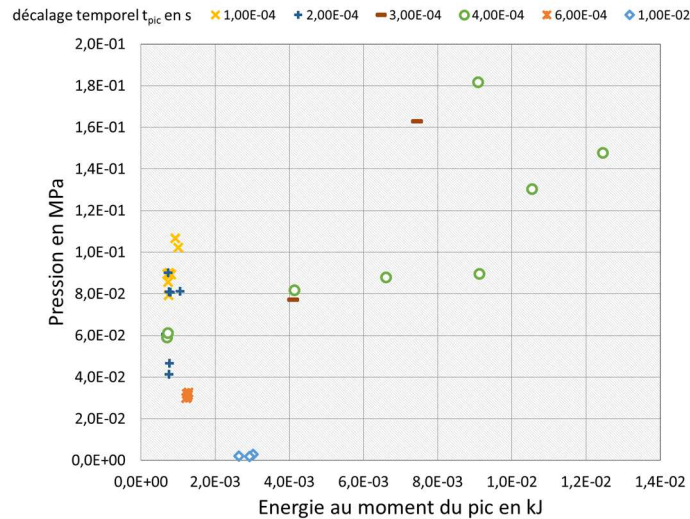


Figure 3.22 : Mesures du pic de pression en fonction de l'énergie et avec visualisation du décalage temporel

L'intensité du pic de pression qui se produit lors de l'interaction thermique entre le fil et le CO₂ liquide est fortement influencée par la quantité d'énergie transmise au fil puis au fluide. Cependant, l'énergie ne suffit pas à justifier l'intensité du pic de pression. L'instant d'apparition de ce pic est aussi important car il modifie le volume en interaction. Le modèle physique développé dans cette partie ne prédit pas la pression maximale qui est atteinte mais aide à comprendre les résultats observés. De plus, dans les essais expérimentaux, le pic de pression survient à un instant qui semble aléatoire à ce niveau d'interprétation.

3.5.3 Estimation du flux de chaleur

Lors de leur décharge, les condensateurs transmettent de l'énergie au fil par effet Joule. Cette énergie augmente la température du fil qui la transfère plus ou moins rapidement au fluide. Afin de connaître la part de l'énergie effectivement transmise au fluide, l'énergie emmagasinée dans le fil en chaleur spécifique est déduite de l'estimation de la température du fil grâce à la mesure de résistance. L'écart entre l'énergie totale fournie par les condensateurs et l'augmentation de la chaleur spécifique du fil correspond à l'énergie transmise au fluide.

Les mesures de tension et de courant permettent d'évaluer l'évolution de la résistance au cours de la décharge grâce à l'équation (3.14). Cette évolution est visible sur la Figure 3.23 pour une tension de charge initiale de 64 V (gauche) et une 130 V (droite). L'estimation de la résistance par l'équation (3.14) n'est pas valable pour les premiers instants de la décharge à cause de l'effet de l'inductance qui impose un courant nul à l'instant $t = 0$ s. De plus, en fin de décharge, lorsque le courant est trop faible, la valeur estimée de la résistance diverge. Cependant, cette méthode est utilisable pour le début de la décharge comme cela est visible sur la Figure 3.23. Grâce à cette évaluation de la résistance, il est possible d'estimer la température du fil en supposant que seul le fil chauffe lors de la décharge qu'il est donc responsable de la variation de résistance mesurée. Cette hypothèse est vraisemblable car la

résistance du fil est grande vis-à-vis des autres composants (cf. chapitre 2). Ainsi, grâce à l'équation (3.15) obtenue à l'aide de l'évolution de la résistivité du tungstène donnée dans le chapitre 2, la température du fil est déduite. R_0 est la résistance du fil à froid, T_0 est la température froide et α est le coefficient de variation linéaire dû à la température. La Figure 3.24 représente l'évolution de la température du fil au cours de la décharge. La courbe rouge est la température estimée à l'aide de la mesure de la résistance, la courbe en pointillé bleu est la température calculée à l'aide d'un modèle adiabatique. La courbe bleue est donc une limite supérieure théorique pour la température. Lorsque la température mesurée est supérieure, c'est que la mesure commence à diverger à cause du courant qui tend vers zéro. La courbe de gauche permet de voir que pour la décharge de 64 V, peu de chaleur est échangée vu que la température du fil suit quasiment l'évolution adiabatique. Pour la décharge de 130 V, un échange non négligeable a lieu à partir de 3 ms vu que la température s'écarte de la température adiabatique.

$$R(t) = \frac{U(t)}{I(t)} \quad (3.14)$$

$$R(T) = \frac{L_{\text{fil}}}{S} \alpha (T - T_0) + R_0 \quad (3.15)$$

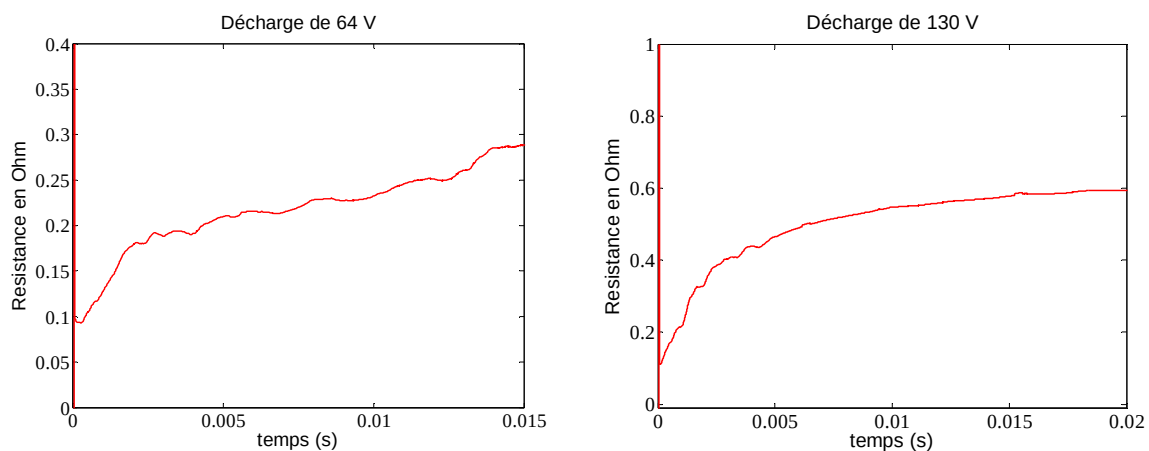


Figure 3.23 : Evolution de la résistance du fil pendant l'impulsion de courant

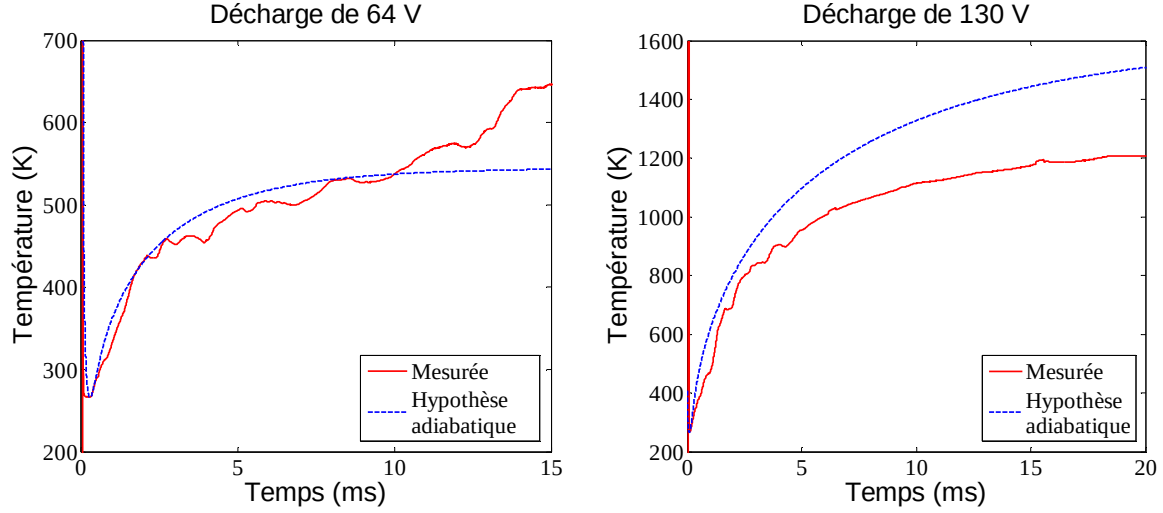


Figure 3.24 : Evolution de la température pendant l'impulsion de courant

L'écart entre la température mesurée, T_{mes} , et la température avec le modèle adiabatique, T_{adia} , permet d'estimer le flux thermique, ϕ_{th} , échangé entre le solide et le fluide grâce à l'équation (3.16) avec m la masse du fil et $c_{p,w}$ la capacité thermique du tungstène. Le coefficient d'échange de chaleur, h , est déduit du flux thermique grâce à l'équation (3.17) où S_{lat} est la surface d'échange et T_0 la température du liquide supposée constante. La Figure 3.25 représente la répartition de l'énergie au cours de la décharge avec une tension initiale de 130 V. En début de décharge, peu de chaleur est échangée et toute la puissance électrique chauffe le fil. C'est à ce moment qu'intervient le pic de pression dont l'instant, t_{pic} , est représenté par la barre verticale rouge. Ensuite, le fil commence à céder de l'énergie au fluide. Au bout de 20 ms, près de 40 % de l'énergie aura été transmise au fluide. Le flux thermique surfacique est tracé sur le graphique de gauche de la Figure 3.26 et le coefficient d'échange est tracé sur le graphique de droite. Le flux thermique surfacique est de l'ordre de 10^6 W.m^{-2} ce qui est deux ordres de grandeurs au-dessus du flux estimé par Fuketa et al. (2000) dont l'étude est détaillée dans le chapitre 1. Le coefficient d'échange de chaleur est de l'ordre $10^4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ce qui est du même ordre de grandeur que ceux observés lors de trempes (Zhou et al., 2012).

$$m c_{p,w} \frac{\partial(T_{adia} - T_{mes})}{\partial t} = \phi_{th} \quad (3.16)$$

$$\phi_{th} = h S_{lat} (T_{mes} - T_0) \quad (3.17)$$

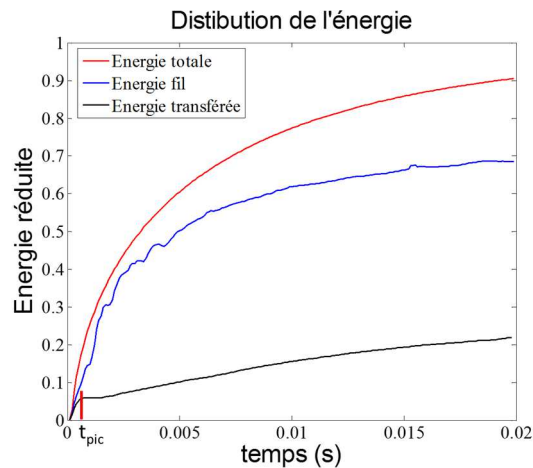


Figure 3.25 : Répartition de l'énergie au cours du temps entre la montée en température du fil et l'échange de chaleur (l'instant du pic de pression est symbolisé par la barre verticale rouge)

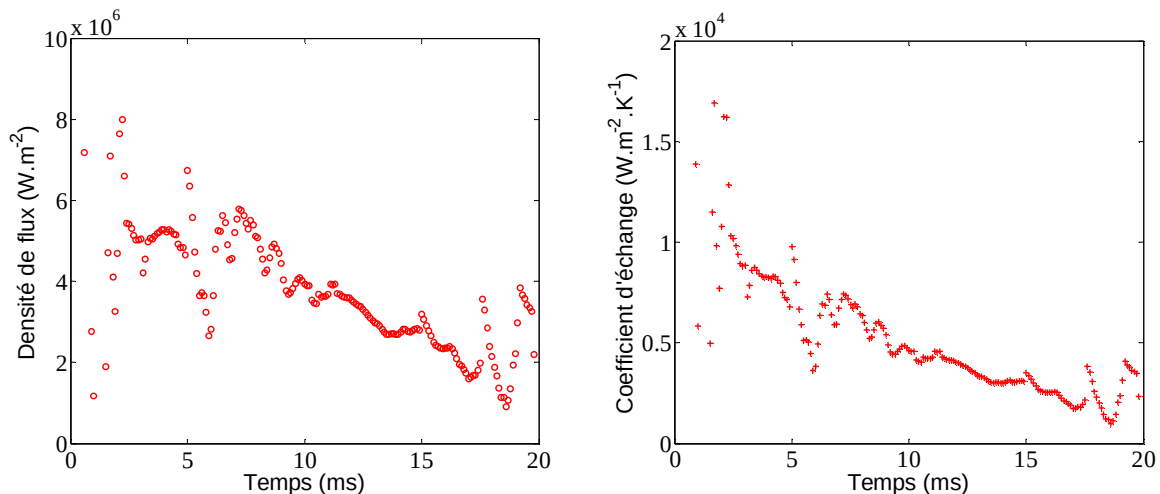


Figure 3.26 : Flux thermique surfacique instantanée (gauche) et coefficient d'échange de chaleur (droite)

Finalement, le bilan thermique effectué dans ce paragraphe permet d'affirmer que très peu d'énergie est transmise au fluide pendant la première milliseconde. Or le pic de pression apparaît pendant cette première milliseconde ce qui confirme qu'une énergie faible suffit pour provoquer une onde de pression. Ensuite, un flux de chaleur important est observé, sûrement lorsque l'ébullition se déclenche, ce qui n'est pas instantané. Ce flux de chaleur est suffisant pour produire de l'ébullition en film comme lors des trempes de solide chaud dans un liquide froid.

3.6 Influence du diamètre du fil de tungstène

Le diamètre du fil est un paramètre important car il modifie son comportement thermique. Un fil avec un diamètre important a une masse linéique plus grande, son inertie thermique est donc plus grande. Mais il a une surface plus grande ce qui favorise les échanges thermiques. Les quantités d'énergie échangée entre le solide et le liquide risquent d'être modifiées. Il est

donc intéressant d'étudier l'influence de ce paramètre. Pour effectuer cette étude, trois diamètres de fil sont disponibles, un fil de diamètre 0,5 mm, un de 0,6 mm et un troisième de 0,75 mm. Pour chaque diamètre de fil, l'impulsion énergétique est augmentée progressivement jusqu'à la rupture du fil. Plus le fil est épais, plus l'impulsion d'énergie maximale est importante. Ainsi, pour le fil de 0,75 mm de diamètre, une impulsion de 0,65 kJ a pu être réalisée.

3.6.1 Influence du diamètre du fil

Les pics de pression observés pour les trois diamètres de fil sont tracés sur les Figure 3.27 et Figure 3.28 en fonction de l'énergie, ΔE , au moment du pic. Pour les tests avec des fils de diamètre 0,5 et 0,6 mm, l'intensité des pic de pression est similaire pour des niveaux d'énergie similaires. De même, le décalage temporel entre le début de l'impulsion et l'apparition de la montée en pression sont proches pour les deux diamètres de fil. Pour les essais avec un diamètre de 0,75 mm en revanche, l'intensité du pic de pression est faible pour des niveaux d'énergie disponible pourtant plus élevés. Le pic de pression survient plus tard pour le fil de 0,75 mm de diamètre avec une moyenne de 0,7 ms après le début de la décharge des condensateurs pour une moyenne de 0,4 ms pour les deux autres diamètres de fil. De plus, la résistance du fil étant 2,25 fois plus faible pour le fil de 0,75 mm de diamètre que pour celui de 0,5 mm, la constante de temps de décharge des condensateurs, $R_{fil}C$, est 2,25 fois plus rapide.

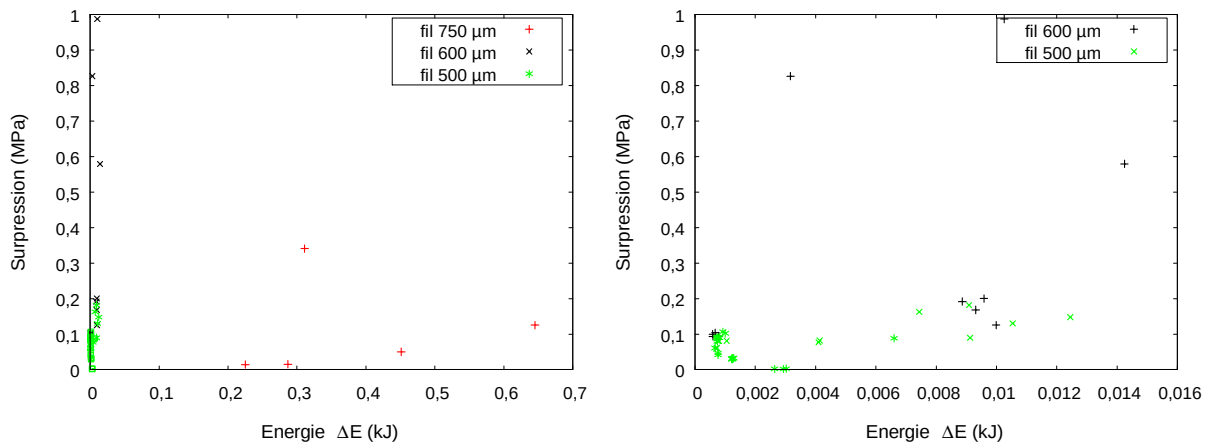


Figure 3.27 : Pic de pression en fonction de l'énergie au moment du pic pour plusieurs diamètres de fil

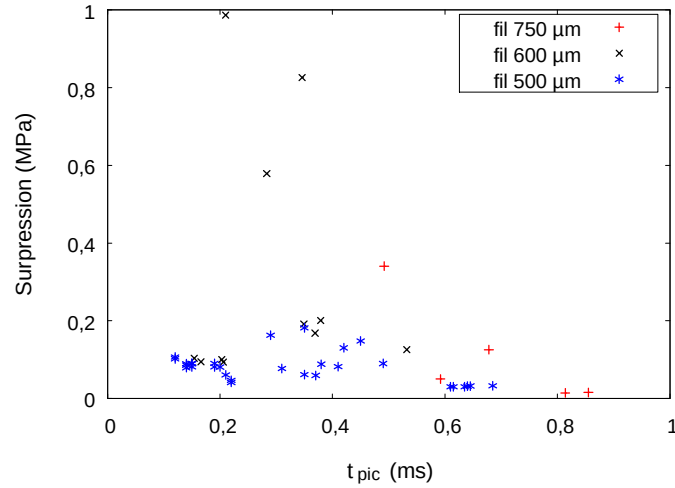


Figure 3.28 : Décalage temporel entre le début de l'impulsion et le pic de pression pour plusieurs diamètres de fil

Pour l'ensemble des essais, la surpression maximale est inférieure à 0,5 MPa sauf pour trois essais dont le pic de pression est bien plus élevé, jusqu'à 1 MPa. L'apparition de pic de pression élevé par rapport à la moyenne des essais semble indiquer que dans certains cas, le flux thermique est plus important entre le solide et le liquide.

3.6.2 Analyse des résultats

Le modèle physique développé dans le paragraphe 3.5.2 prévoit l'influence du diamètre du fil. Le diamètre du fil est pris en compte de deux manières dans le modèle. Le volume en interaction augmente lorsque le diamètre augmente par l'équation (3.9). De plus, l'énergie transmise au fluide, ΔU_{liq} est plus faible car la portion de l'énergie conservée par le fil augmente avec la masse du fil. Cette influence de la masse du fil, m_{fil} , est prise en compte en corrigeant l'énergie Q de l'équation (3.10) par l'équation (3.18), en considérant l'équilibre thermique entre le fil et le liquide en interaction.

$$Q = \Delta U_{liq} + m_{fil} c_{p,fil} \Delta T_{fil} \quad (3.18)$$

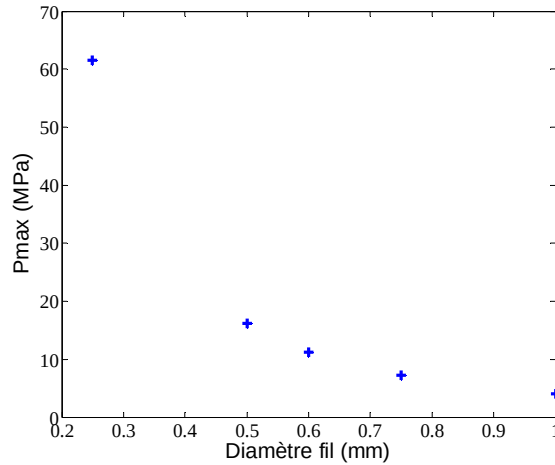


Figure 3.29 : Influence du diamètre sur le pic de pression selon le modèle pour une énergie de 5 J et un décalage temporel de 0,4 ms.

La montée en pression envisagée par le modèle est inversement proportionnelle avec le diamètre du fil. Cette affirmation est difficilement vérifiable avec les résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe précédent. Bien que pour le fil le plus épais, le pic de pression est plus faible, ce n'est pas clairement le cas pour le fil intermédiaire. De plus, les niveaux d'énergie sont différents. Il aurait fallu que tous les fils couvrent une gamme d'énergie jusqu'au kJ mais ils cassent prématurément comme expliqué dans le paragraphe 3.3.2.

Le modèle proposé ne prend pas en compte les échanges thermiques via un coefficient d'échange, il ignore donc l'influence de l'augmentation de la surface d'échange sur les transferts thermiques et le pic de pression. L'expérience ne montre pas de tendance franche de l'influence du diamètre du fil sur le pic de pression. Cependant, les diamètres de fil sont proche et le pic de pression faible. Une tendance serait peut-être plus visible avec des niveaux d'énergie plus élevées.

3.7 Influence du volume de ciel de gaz

Le réservoir de 13 L au-dessus de la colonne de liquide offre une source de compressibilité au système. Lorsque ce réservoir est partiellement rempli, le ciel de gaz fournit une grande compressibilité. Lorsque le réservoir est totalement rempli de liquide, la compressibilité chute de plusieurs ordres de grandeurs. En effet, en considérant le ciel de gaz comme un gaz parfait, la compressibilité est de 330 nPa^{-1} pour une pression de 3,0 MPa, d'après l'équation (3.19) tandis que la compressibilité du CO_2 liquide est de $2,5 \text{ nPa}^{-1}$.

$$\chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dP} \right)_T = \frac{1}{P} \quad (3.19)$$

Bien que la compressibilité ne varie pas avec le volume de ciel de gaz, la valeur absolue de la compression augmente avec la diminution du volume de ciel de gaz pour une variation de volume donnée. Donc, en supposant que l'interaction thermique au niveau du fil engendre un volume de vapeur similaire entre deux essais de même niveau d'énergie, la diminution du ciel de gaz modifie la montée en pression du système. Afin de vérifier cette hypothèse, une étude sur l'influence du ciel de gaz a été menée. Pour cette étude, un fil de 0,75 mm de diamètre a été utilisé subissant une décharge des condensateurs de 130 V, ce qui correspond à une impulsion d'énergie de 0,23 kJ. Les essais ont été effectués pour un volume de ciel de gaz allant de 10 L jusqu'à son annulation.

Tableau 3.2 : Volume de ciel de gaz pour les différents tests

	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4	Essai 5	Essai 6	Essai 7	Essai 8
Volume de ciel de gaz	10 L	9 L	6 L	5 L	4 L	1 L	0 L	0 L

3.7.1 Observations

L'enceinte dispose de plusieurs capteurs de pression, trois le long du tube en bas duquel a lieu l'interaction et un dans le réservoir au niveau du ciel de gaz. Le capteur, « Pression 1 », le plus proche de l'interaction, fournit des informations sur l'intensité de l'onde de pression tandis que le capteur, « Pression 3 », est dans le ciel de gaz et fournit des informations sur la compression globale du système.

La Figure 3.30 montre les signaux issus du capteur « Pression 1 » pour trois volumes de ciel de gaz différents (9 L, 4 L et 1 L). L'intensité du pic de pression ne change pas quel que soit le volume de ciel de gaz. Cependant, l'onde est de plus en plus bruitée par les multiples réflexions sur les parois du réservoir, comme le montre les spectres de la Figure 3.31.

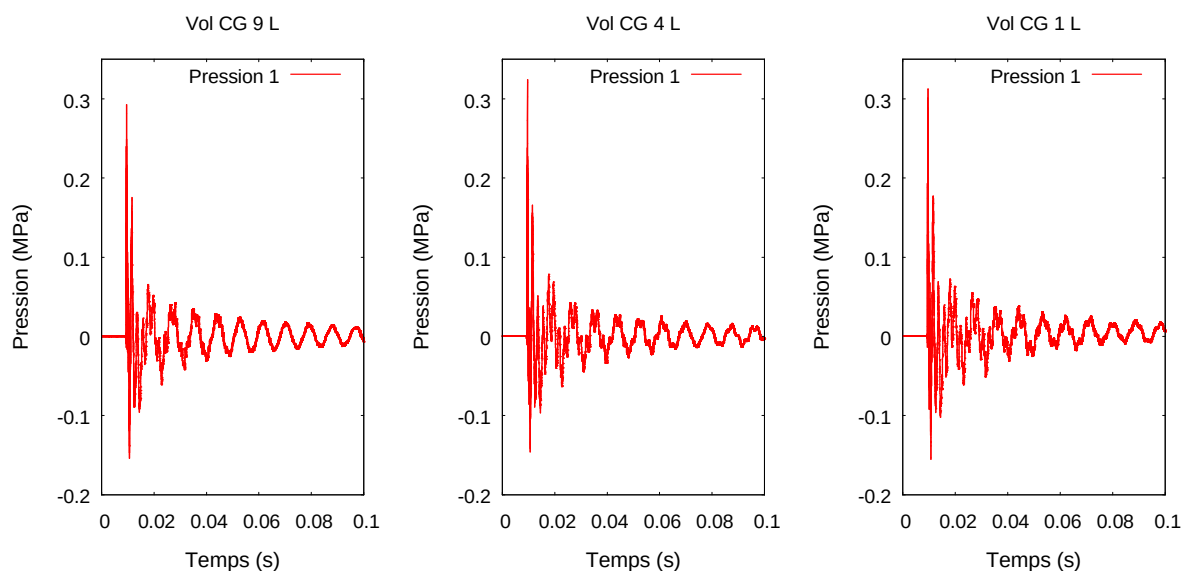


Figure 3.30 : Signal de pression pour le capteur proche du fil pour trois niveaux de ciel de gaz

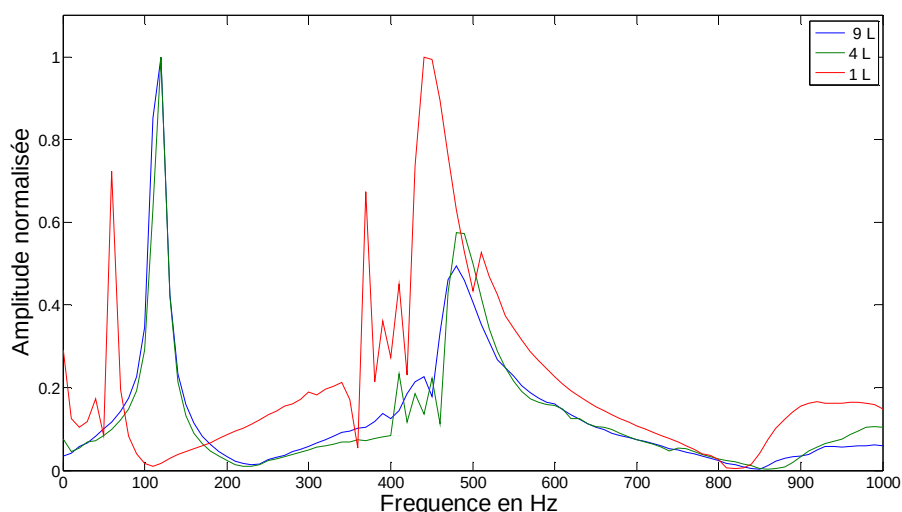


Figure 3.31 : Spectre des signaux du capteur « pression 1 »

Les signaux de compression du ciel de gaz sont reportés sur la Figure 3.32. Après le pic de pression qui survient juste après le déclenchement de l'impulsion énergétique, le système se comprime. La compression est d'autant plus forte que le volume de ciel de gaz est faible.

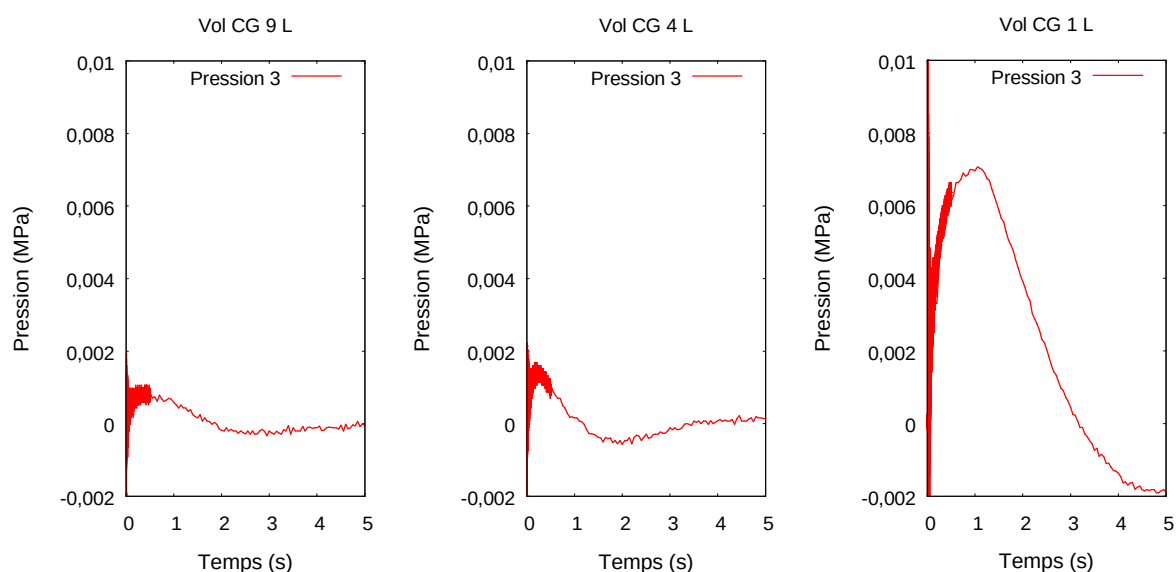


Figure 3.32 : Signal de pression dans le ciel gaz

Les résultats du test sans ciel de gaz sont visibles sur la Figure 3.33. L'annulation du ciel de gaz ne modifie pas l'intensité de l'onde de pression. Par contre, la forte diminution de la compressibilité influe grandement sur la compression du système : elle est presque dix fois plus forte dans le réservoir.

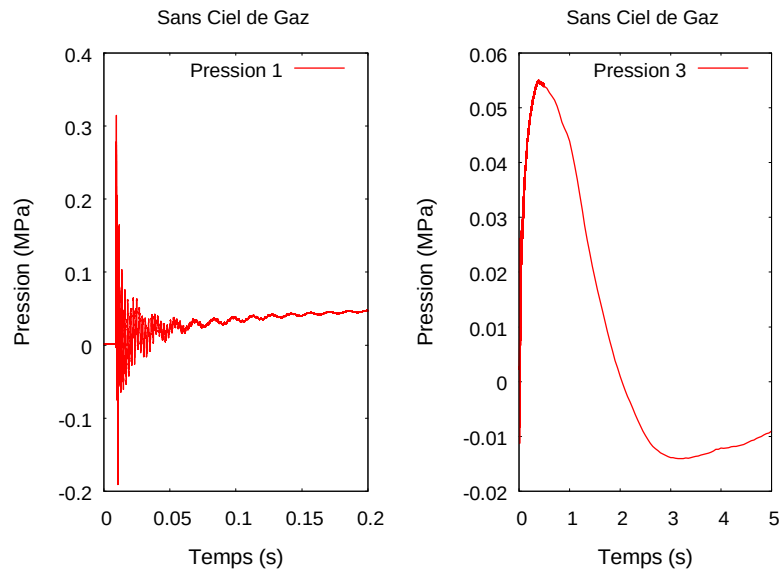


Figure 3.33 : Signaux de pression pour le test sans ciel de gaz

La variation du ciel de gaz modifie peu l'amplitude de l'onde de pression mais influe sur la montée en pression lente du système en intensifiant son effet sur les faibles volumes de ciel de gaz comme le montre la Figure 3.34.

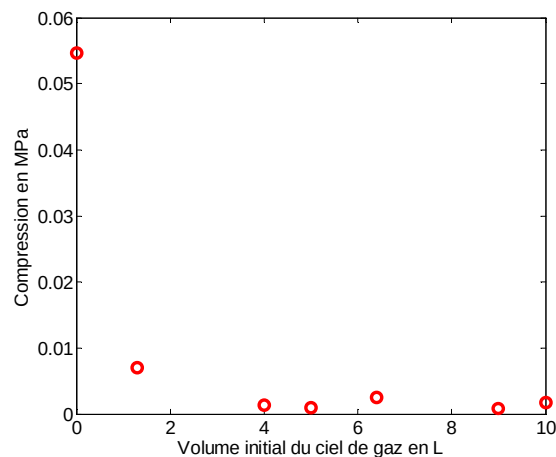


Figure 3.34 : Compression du ciel de gaz

3.7.2 Analyse des résultats

Les résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe précédent indiquent un effet de seuil. La diminution du volume de ciel de gaz a une forte influence sur sa compression lorsque celui-ci devient faible. Le deuxième point identifiable grâce à cette étude est que l'amplitude de l'onde de pression n'est pas influencée par le volume de ciel de gaz.

La compression du ciel de gaz correspond à une diminution du volume de celui-ci. Cette variation de volume est calculée à l'aide la compressibilité du gaz, χ_T , du volume initial comprimé, V_0 , et de la variation de pression, ΔP grâce à l'équation (3.20). Ainsi, la

compression du ciel de gaz équivaut à une variation du volume de quelques millilitres quel que soit le volume initial de ciel de gaz. Lorsque que le système est totalement liquide, la compression du liquide libère un volume du même ordre de grandeur. La Figure 3.35 montre cette variation de volume absolu pour les différents essais à gauche et relative à droite. Tous les tests ont été effectués avec une impulsion d'énergie de 230 J (cette énergie produit un volume de vapeur de 12 mL au maximum)

$$\Delta V = -\chi_T V_0 \Delta P \quad (3.20)$$

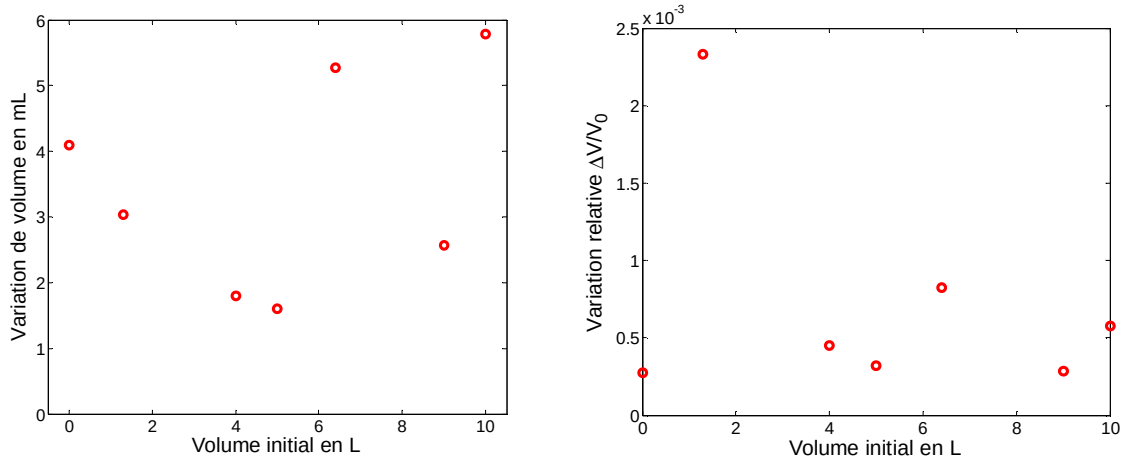


Figure 3.35 : Variation du volume absolu (gauche) et relatif (droite)

L'absence de variation de l'amplitude de l'onde de pression conforte sur l'approche locale faite jusqu'à présent pour expliquer l'apparition de ce pic de pression. Le volume en interaction n'est pas influencé par les changements lointains. Bien que les signaux des sondes optiques ne soient pas exploitables, la compression du ciel de gaz au temps long semble indiquer qu'il y a bien une génération de vapeur non négligeable.

3.8 Essais avec le fluide sous refroidi

Pour les études expérimentales précédentes, le fluide était à saturation avec une température de -6°C et une pression de 3,0 MPa. Comme cela a été vu dans le chapitre 1, dans un réacteur à eau pressurisée (REP), l'eau est sous refroidie à une pression de 15,5 MPa et une température de 300°C , soit un titre thermodynamique de -0,3. Pour avoir le même titre thermodynamique avec une température de -6°C , le CO_2 liquide doit être à une pression de 5,2 MPa. Il est donc intéressant que le banc d'essais puisse fonctionner dans ces conditions similaires aux conditions d'un REP.

Le banc expérimental permet le sous-refroidissement du liquide de deux manières différentes. La première méthode est d'ajouter de l'azote dans le ciel de gaz afin d'augmenter la pression de celui-ci sur le liquide, ainsi, le système est sous refroidi en présence d'un ciel de gaz. La

seconde méthode est de remplir totalement l'enceinte de liquide à une température de -9°C , puis d'augmenter la température jusqu'à -6°C . Le système suit le chemin thermodynamique isochore des conditions -9°C et 2,7 MPa jusqu'aux conditions -6°C et 5,2 MPa (cf. Annexe C).

3.8.1 Essais sous-refroidis avec la présence d'un ciel de gaz

Pour cette étude expérimentale, la température est de -6°C et le réservoir est partiellement rempli avec un volume de ciel de gaz de 1,5 L. Quatre essais ont été effectués avec un fil de 0,75 mm de diamètre subissant une impulsion d'énergie de 0,230 kJ. L'enceinte est pressurisée de 3,0 MPa (saturation) jusqu'à 6,0 MPa par addition d'azote ce qui correspond à des titres thermodynamiques de 0 à -0,56, en passant par -0,33, le titre thermodynamique de l'eau dans un REP.

Les signaux de pression pour l'essai à saturation et l'essai à 5,2 MPa sont présentés sur les Figure 3.36 et Figure 3.37. Sur chaque figure, le graphique de gauche représente l'onde de pression enregistrée par le capteur proche de l'interaction et le graphique de droite représente l'évolution de la pression dans le ciel de gaz. Les différences sont nettes entre ces deux essais. L'amplitude de l'onde de pression observée dans le cas d'une surpression est plus faible que dans le cas où le fluide est à saturation. Le ciel de gaz se comprime moins lorsque la pression est plus forte. Cette diminution dans la variation des signaux de pression est visible sur l'ensemble des tests dont les observations ont été synthétisées sur la Figure 3.38. Dans les deux cas, la baisse de l'amplitude semble être linéaire en fonction de la pression initiale du ciel de gaz.

La pressurisation du ciel de gaz influe sur l'amplitude du pic de pression. La compression du ciel de gaz diminue sa compressibilité. Pour les essais à forte pression, supérieure à 5 MPa, le volume libéré par la compression perd un ordre de grandeur à cause de la surpression. Le volume libéré lors de la compression calculé par l'équation (3.20) est tracé en rond rouge pour les différents essais sur la Figure 3.39, en fonction de la pression initiale à gauche et en fonction du titre thermodynamique à droite. Les carrés bleus représentent le volume de vapeur qui serait créé au maximum si toute l'énergie vaporise le liquide. L'effet du refroidissement est visible : plus le titre thermodynamique diminue, moins il y a de vapeur créée car la part de l'énergie utilisée pour chauffer le liquide avant de le vaporiser augmente.

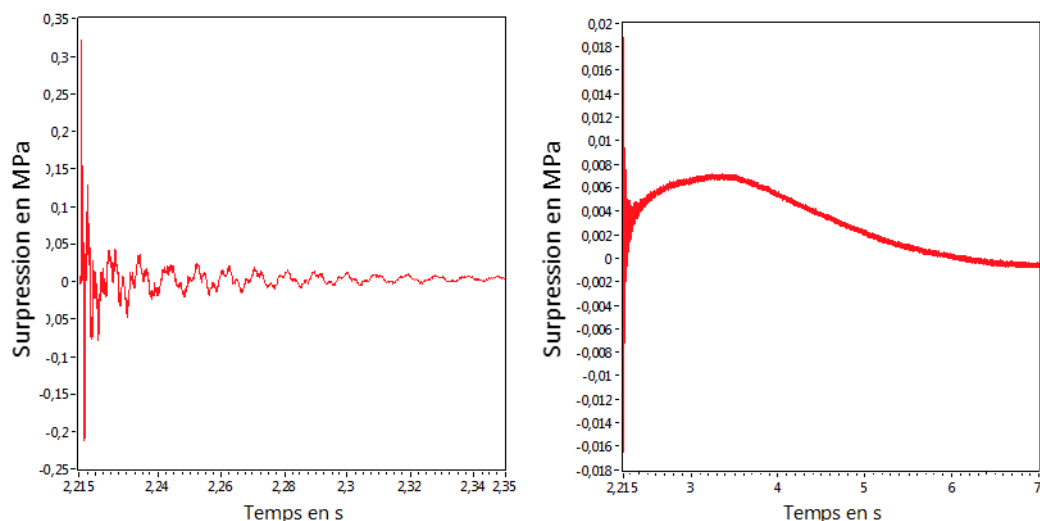


Figure 3.36 : Signaux des capteurs « pression 1 » et « pression 3 » pour une pression de 3,0 MPa (saturation)

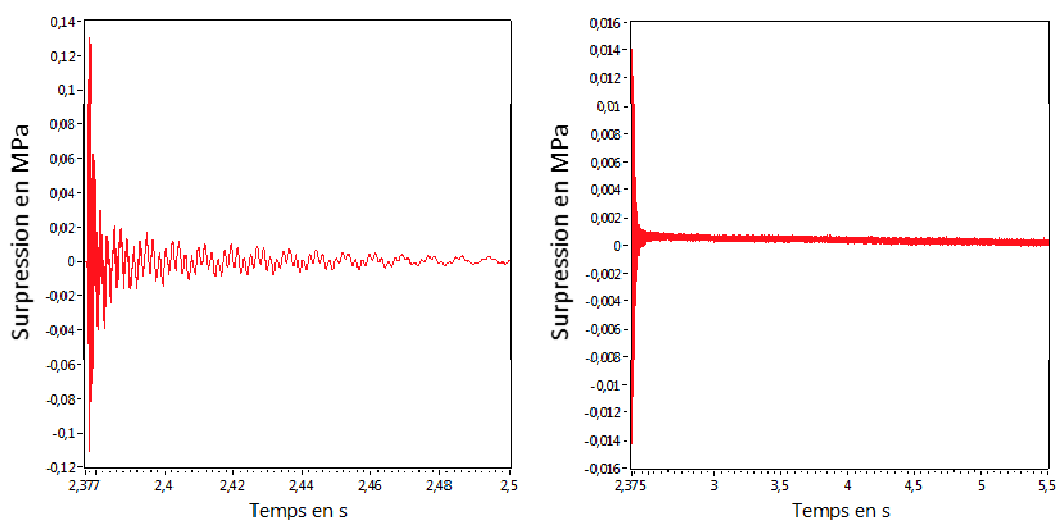


Figure 3.37 : Signaux des capteurs « pression 1 » et « pression 3 » pour une pression de 5,2 MPa

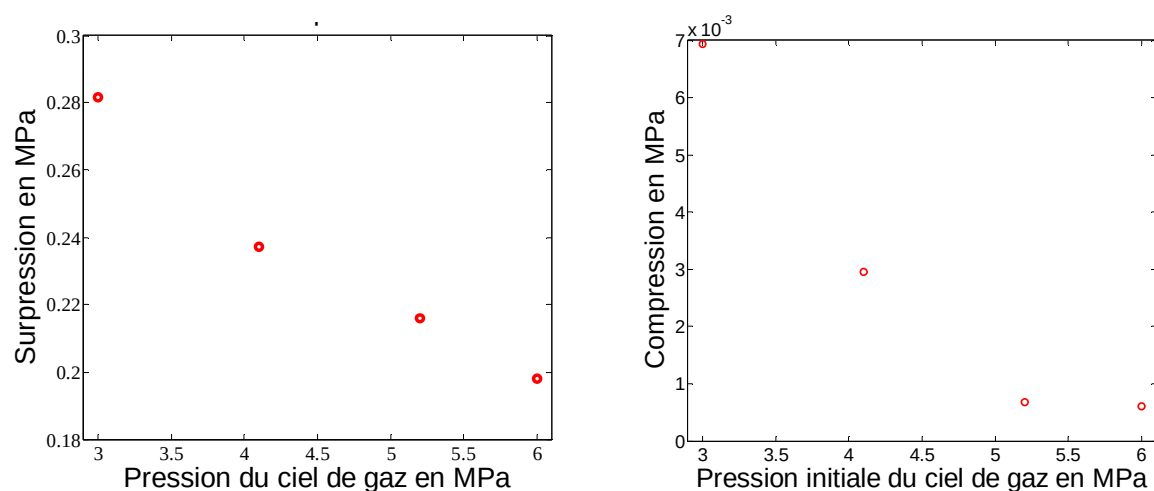


Figure 3.38 : Amplitude du pic de pression (gauche) et pression maximale du ciel de gaz (droite)

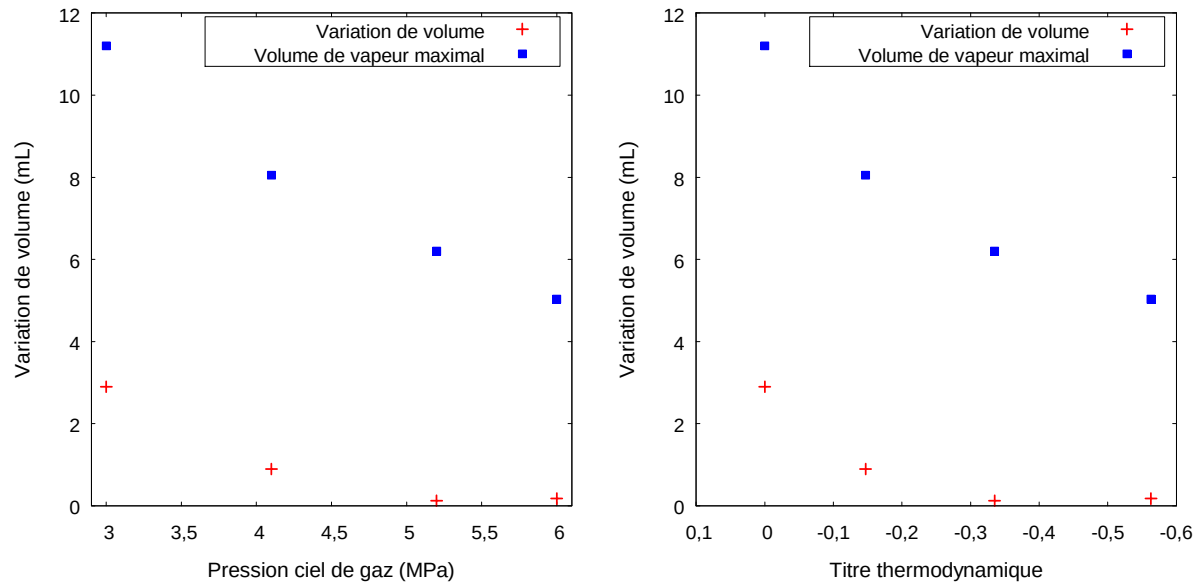


Figure 3.39 : Variation de volume calculée par la compression du ciel de gaz en fonction de la pression initiale (gauche) et du titre thermodynamique (droite)

3.8.2 Essais sous-refroidis sans présence de ciel de gaz

Afin de prouver la faisabilité d'essais sous-refroidis sans ciel de gaz, un test a été effectué dans ces conditions. La température est de -8°C et la pression de 4,2 MPa. Il n'a pas été possible d'effectuer le test à -6°C et 5,2 MPa car le fil a rompu lors de l'essai à -8°C . La rupture du fil implique un pic de pression plus important car il y a la création d'un arc électrique qui dépose de l'énergie très localement et les effets mécaniques de la rupture. De plus, la rupture a arrêté la décharge qui n'était plus que de 130 V à 50 V soit une énergie de 0.09 kJ. Cette onde de pression est tracée sur la Figure 3.40.

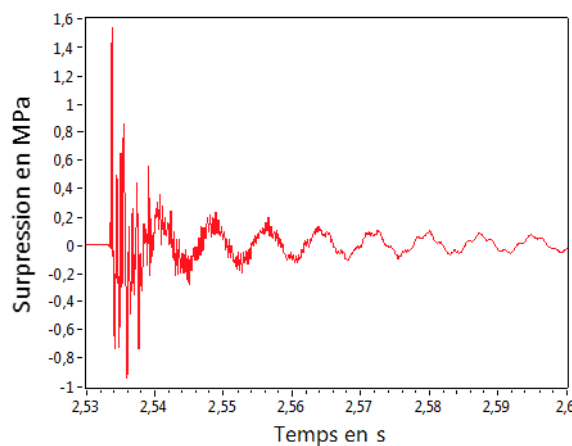


Figure 3.40 : Signal capteur « pression 1 » au temps court

Le signal de pression enregistré lors de cet essai est visible sur le graphique de gauche de la Figure 3.41. L'intensité du pic de pression masque les éventuelles variations de la pression dont la cinétique est plus lente. Afin de visualiser ces variations un filtrage du signal est

effectué sur le graphique de droite de la Figure 3.41. Ainsi, il y a une variation lente de la pression cent fois plus faible que les variations induites par le pic de pression. Ces variations lentes de pression sont enregistrées par tous les capteurs de façon quasi synchrone (cf. Figure 3.42). Ceci est visible pour l'ensemble des tests sans ciel de gaz. Avec ciel de gaz, la compression est plus forte dans le liquide mais a lieu en même temps dans le liquide et le gaz. C'est une compression globale du système.

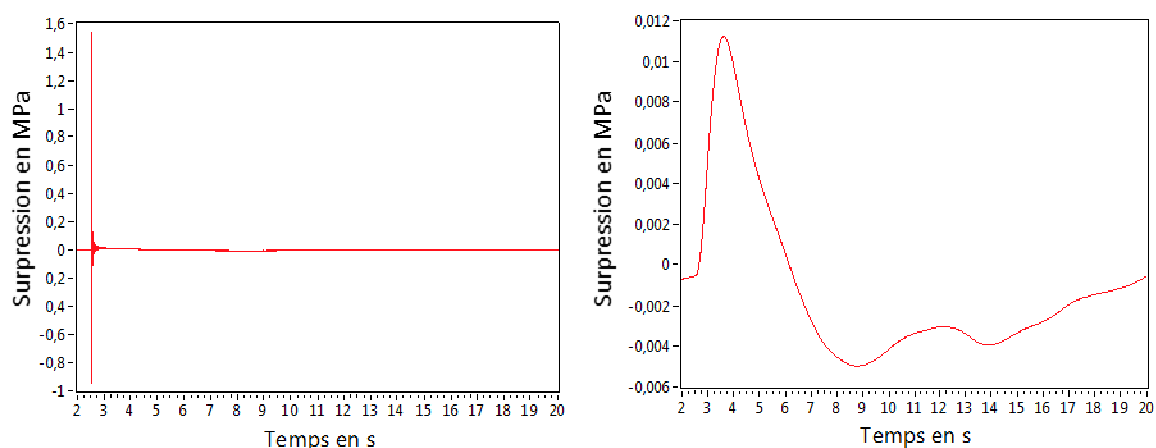


Figure 3.41 : Filtrage du signal du capteur « pression 1 » pour visualiser la variation de pression au temps long

Il est possible de comparer ce tests sous refroidi avec le test à saturation sans ciel de gaz effectué lors de l'étude sur l'influence du ciel de gaz. Cependant, les pics de pression ne sont pas comparables à cause de la rupture du fil. Pour ce qui de la compression lente du système, le phénomène est moins accentué pour le test sous-refroidi avec une compression cinq fois plus faible pour une énergie de décharge 2 fois plus faible. La surpression induite par le sous-refroidissement influencerait dans le même sens que dans le cas précédent (paragraphe 3.8.1).

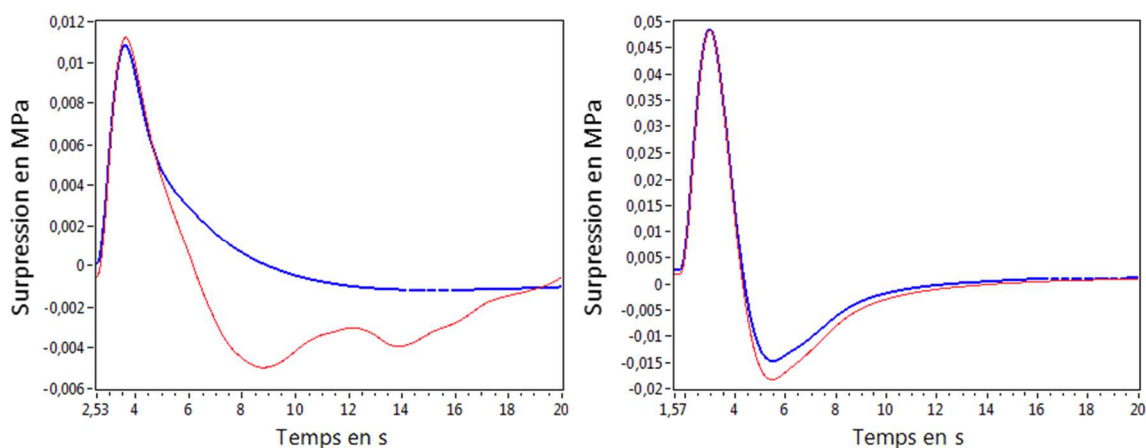


Figure 3.42 : Signaux de pression au temps long pour le capteur 1 en rouge et le capteur 3 en bleu. Essai sous refroidi à gauche et à saturation à droite.

Ainsi, le banc d'essai est efficace pour étudier l'influence du sous-refroidissement que ce soit avec ou sans ciel de gaz. Cependant, une étude complète exigerait un nombre de tests plus important et une analyse plus approfondie.

3.9 Influence de la température de saturation initiale

La dernière étude effectuée est l'influence de la température de saturation sur l'interaction thermique. La température de saturation modifie le rapport des masses volumiques entre les phases liquide et gazeuse du fluide. Plus ce rapport est élevé, plus le fluide occupera un volume important en se vaporisant par rapport à celui qu'il occupait à l'état liquide. Dans cette étude, quatre tests ont été réalisés en fixant la température de saturation de -6°C à -18°C , correspondant à une variation du rapport des masse volumique de 12 à 19.

3.9.1 Observations

Lors de ces essais, le fluide est à saturation et le réservoir est partiellement rempli avec un volume de ciel de gaz de 1,5 L. Le banc de tests est équipé d'un fil de 0,75 mm de diamètre et subit une impulsion énergétique de 230 J.

Les signaux de pression sont tracés sur les Figure 3.43 et Figure 3.44 pour les premiers instants sur le graphique de gauche et pour les temps longs suivants l'impulsion sur le graphique de droite. La première figure est issu du test avec une température de -6°C et le second du test à -13°C . Entre les deux tests, il n'y a pas de différence d'intensité pour le pic de pression qui est de l'ordre de 0,3 MPa. Cette amplitude d'onde de pression a aussi été observée pour les autres tests (cf. Figure 3.45) sauf pour le test à -10°C où le pic enregistré est plus intense. Des différences apparaissent aux temps longs : la compression du système est plus faible pour les températures de saturation plus basses. De plus, une oscillation de deux hertz apparait pour une température de saturation inférieure à -13°C . La compression du ciel de gaz pour les différents essais, Figure 3.46 à gauche, met en évidence la diminution de la pression avec la baisse des températures qui est bien visible. Sur le graphique de droite de la Figure 3.46, la variation de volume déduite de la compression du ciel de gaz est tracée.

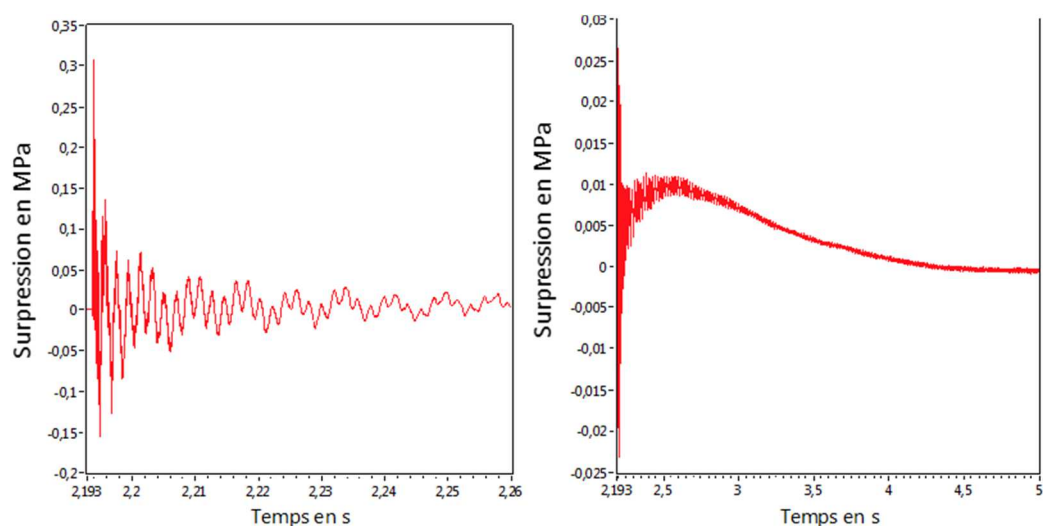


Figure 3.43 : Signaux des capteurs de « pression 1 » et « pression 3 » pour une température de -6°C

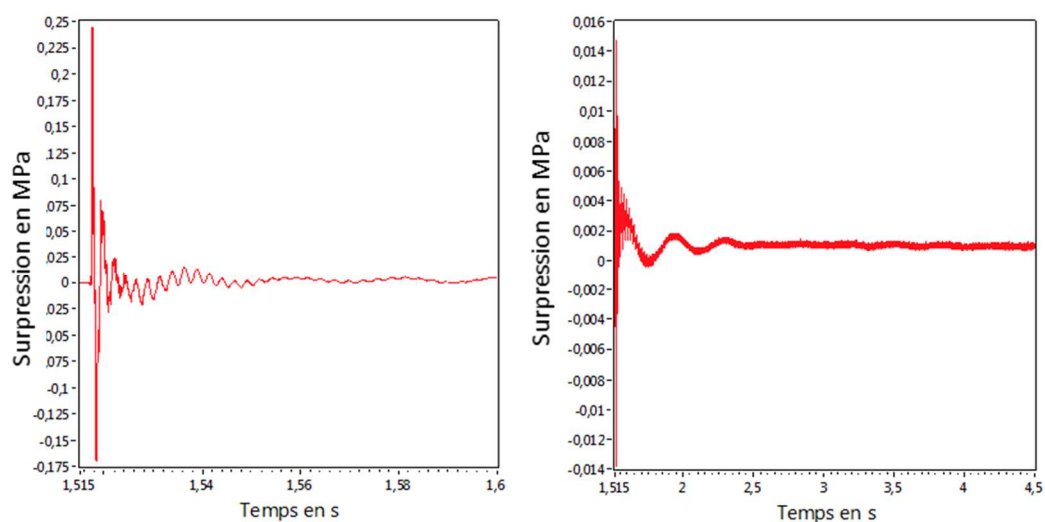


Figure 3.44 : Signaux des capteurs de « pression 1 » et « pression 3 » pour une température de -13°C

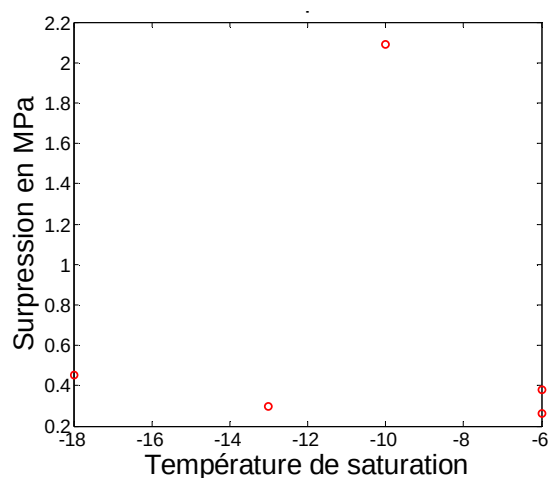


Figure 3.45 : Amplitude du pic de pression en fonction de la température de saturation

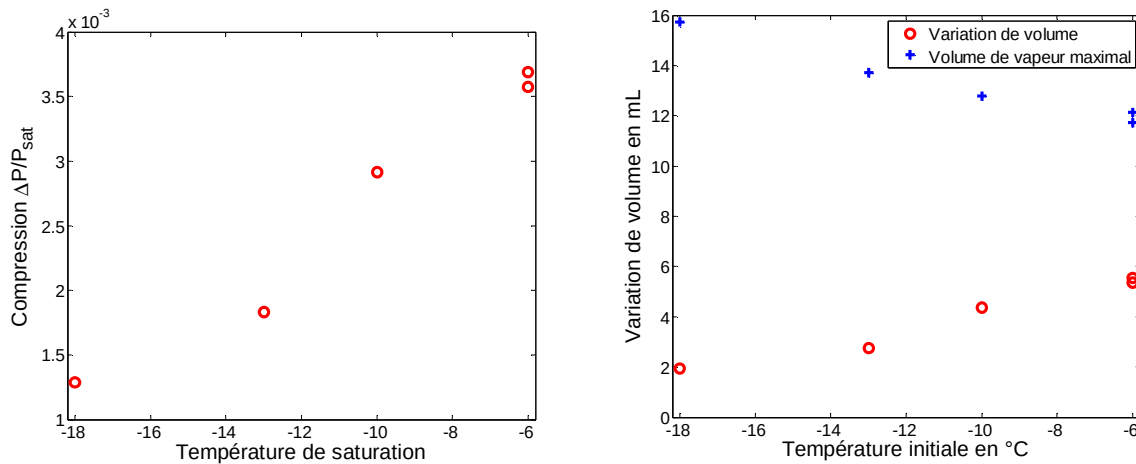


Figure 3.46 : Compression du ciel de gaz (gauche) et variation de volume (droite)

Les sondes optiques ont émis un signal seulement pour l'essai à -10°C . Un créneau est visible sur les sondes 1 et 2 à 3 s, soit environ 1,5 s après l'impulsion d'énergie. La chronologie des enregistrements est visible sur le graphique de gauche de la Figure 3.47. Les sondes 1 et 2 sont les pointes de la bi-sonde très proche du fil, elles sont espacées de 0,5 mm. Elles ont envoyé un signal pendant environ 1 ms indiquant la présence de vapeur.

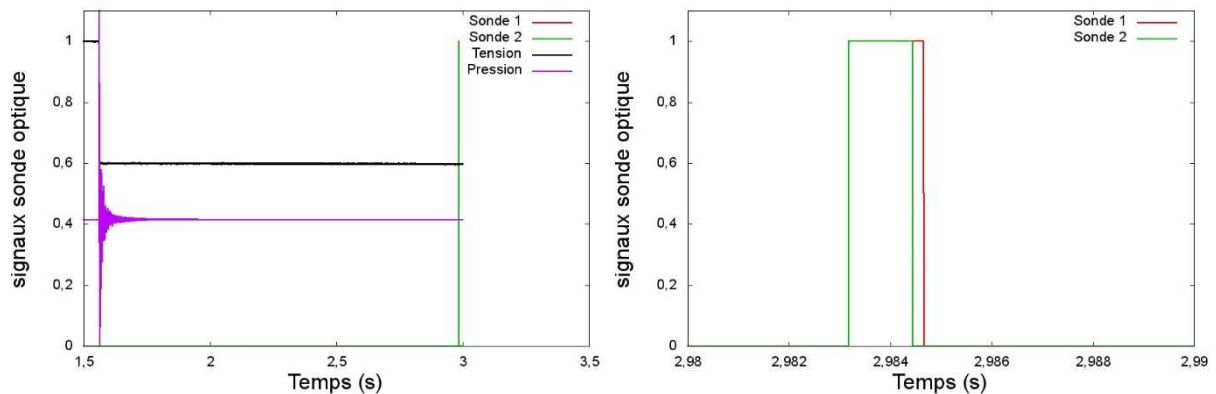


Figure 3.47 : Signaux des sondes optiques pour l'essai avec $T_{sat} = -10^{\circ}\text{C}$

3.9.2 Analyses des observations expérimentales

La diminution de la température de saturation modifie plusieurs paramètres thermodynamiques simultanément. Le rapport des masses volumiques augmente ainsi que la chaleur latente de vaporisation, la pression de saturation diminue avec la température. Ces modifications ont des effets sur la dynamique de l'évaporation : des oscillations apparaissent. Le volume de vapeur diminue contrairement à ce que prévoit le calcul théorique (cf. Figure 3.46). Le calcul prévoit une augmentation du volume avec la diminution de la température car le rapport des masses volumiques $\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}$ augmente.

Le pic de pression n'est que peu modifié par la diminution de la température de saturation. Au premier instant de l'interaction, le modèle isochore est toujours justifié et l'échange de chaleur par conduction au liquide produit le pic de pression.

Cependant, il est difficile d'interpréter les résultats à cause du manque d'information apporté par la défaillance des sondes optiques. Un seul signal a été détecté pour un essai où le pic de pression a été plus important que les autres. Les deux phénomènes sont peut-être liés.

3.10 Conclusion et perspectives

Les résultats exposés dans ce chapitre ont démontré l'étendue des essais possibles et les configurations réalisables. En effet, le fluide peut être à saturation ou sous-refroidi de deux manières différentes avec ou sans ciel de gaz. De plus, le banc d'essais a montré qu'il pouvait reproduire les conditions thermodynamiques similaires d'un réacteur à eau pressurisée (REP) avec du CO₂ liquide. Enfin, le diamètre de fil peut être adapté à la situation et à l'énergie souhaitée. L'impulsion énergétique soumise au fil a été variée jusqu'à 650 J.

La première étude accomplie à l'aide de ce banc d'essais est l'étude sur l'influence de l'impulsion énergétique sur l'interaction thermique. Cette étude a permis de montrer qu'il y avait bien une réaction violente du fluide au temps court. L'instrumentation rapide enregistre les montées en pression rapides du liquide proche du fil chauffé. Grâce à ces résultats, un modèle physique a été développé pour tenter d'expliquer ces pics de pression qui apparaissent même pour des niveaux d'énergies relativement bas vis-à-vis de ceux mis en jeu dans un REP. Ce modèle a identifié deux paramètres importants influençant l'amplitude de l'onde de pression : le niveau d'énergie transmis au fluide et le temps de réaction du fluide.

L'échauffement du fil lors de la décharge des condensateurs est estimé à l'aide de la mesure de l'évolution de sa résistance. L'écart entre la température mesurée et la température prédite par le modèle adiabatique permet de calculer le flux de chaleur entre le solide et le liquide. Les flux thermiques surfaciques et les coefficients d'échange de chaleur estimés sont du même ordre de grandeur que ceux mis en jeu lors de trempe de métaux.

D'autres paramètres tels que le diamètre du fil, le volume de ciel de gaz, le sous refroidissement et la température de saturation du liquide, ont été étudiés afin d'observer leurs influences sur l'interaction thermique. Ces études ont permis d'identifier les paramètres les plus influant et ceux qui réduisaient l'intensité de l'interaction.

En plus de l'onde de pression nettement visible lors des essais, une compression lente et globale du système a été observée. Cette compression est sûrement liée à une vaporisation du liquide formant quelques millilitres de vapeur car la dilatation du liquide associée à une élévation en température du système globale est trop faible pour engendrer une telle compression. De plus, des oscillations lentes de la pression sont visibles lorsque la

température de saturation du fluide est basse qui pourrait être liées à une ébullition plus rapide.

Pour pouvoir comprendre plus finement ces observations et confirmer ou infirmer les hypothèses, il est nécessaire d'améliorer l'instrumentation afin de visualiser la formation de la vapeur qui n'est pas possible avec les sondes optiques et de disposer de la mesure de courant pour tous les types de fil afin de boucler les bilans thermiques. Grâce à ces mesures supplémentaires et des essais plus nombreux, il sera possible d'approfondir les études présentées dans ce chapitre en confirmant les tendances observées.

Conclusion et perspectives

Les travaux effectués durant cette thèse s'inscrivent dans l'étude de l'interaction entre le combustible et le caloporteur lors d'une rupture de gaine suite à un accident d'insertion de réactivité. L'accident d'insertion de réactivité est un des scénarios d'accident retenus pour le dimensionnement des centrales nucléaires. Le pic de puissance provoqué par l'augmentation locale et rapide de la réactivité induit une élévation forte de la température et de la pression à l'intérieur des gaines de combustible. Cette augmentation de la pression interne et de la température peut engendrer une rupture de la gaine provoquant l'éjection du combustible fragmenté dans l'eau. Cette mise en contact soudaine des fragments micrométriques de combustible avec un faible volume de liquide froid crée des échanges thermiques intenses à cause de la grande surface d'échange et de l'importante différence de température. La réaction du fluide peut engendrer des ondes de pression et une poche de vapeur pouvant dégrader les structures avoisinantes. Ce sont ces enjeux de sûreté qui motivent l'institut de radioprotection et de sûreté nucléaire (IRSN) à développer ce programme de recherche pour améliorer la défense en profondeur contre un tel accident.

Afin d'étudier les conséquences d'une rupture de gaine, l'interaction entre le combustible et le caloporteur est scindée en deux sous-parties. L'aspect dynamique de l'éjection du combustible est étudié en parallèle dans la thèse de Yixian Zhou (2016). Cette présente thèse s'intéresse aux aspects thermiques du phénomène. L'interaction thermique entre le combustible et l'eau est étudiée expérimentalement afin d'observer les grandeurs locales telles que la pression et la vaporisation du liquide. Pour cela, un banc d'essais en similitude utilisant du dioxyde de carbone a été conçu.

L'étude des similitudes entre les deux fluides a été effectuée afin d'assurer une réaction similaire du CO_2 à celle observée dans l'eau. Deux critères thermodynamiques ont été définis. Le premier est la pression réduite, $\frac{P}{P_c}$, qui traduit les possibilités d'entrée dans le domaine supercritique lors du pic de pression. Ce critère permet aussi d'assurer une certaine similarité entre les rapports des masses volumiques, $\frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}}$, pour les deux fluides. Ce rapport influe sur le rendement de la réaction en modifiant le volume de vapeur créé. Le deuxième critère est le titre thermodynamique qui assure un sous-refroidissement équivalent des deux fluides. Le sous refroidissement modifie aussi le rendement de l'interaction en modifiant la proportion d'énergie qui vaporise le liquide. Ensuite, deux transformations enveloppes pour l'interaction thermique réelle ont été étudiées : une transformation isochore et une transformation isobare. Cela a été fait afin de déterminer le niveau d'énergie similaire à transmettre au CO_2 pour avoir des états initiaux et finaux similaires vis à vis des critères définis précédemment. Ainsi, l'utilisation du CO_2 comme fluide simulant l'eau au sein du réacteur nucléaire a permis

de réduire les niveaux d'énergie requis par cinq et de pression par trois pour un rendement similaire dans les deux fluides. Un troisième critère de similitude a été défini du point de vue de la cinétique cette fois-ci grâce à deux temps caractéristiques de l'interaction : le temps caractéristique mécanique, τ_{mec} , lié à la dilatation du volume en interaction et le temps caractéristique des transferts thermiques, τ_{th} , lié aux échanges de chaleur entre le solide et le liquide. En conservant le même rapport entre ces deux temps caractéristiques, la montée en pression due à la cinétique de la réaction est préservée. Or, ces deux temps caractéristiques sont liés à des dimensions physiques de l'enceinte guidant ainsi son dimensionnement.

Grâce à l'étude des similitudes, un banc d'essais original a été conçu reproduisant l'interaction thermique entre un solide chaud et un liquide froid. Le CO₂ liquide simulant l'eau d'un réacteur nucléaire est à 5,2 MPa et à 266 K, dans les conditions représentatives d'un réacteur à eau pressurisée (REP) où l'eau est à 15,5 MPa et 300 °C. L'interaction a lieu à l'extrémité inférieure d'un cylindre afin de favoriser une direction (écoulement 1D). De plus, le diamètre de 36 mm et la longueur de 90 cm du cylindre sont calculés afin de respecter les similitudes cinétiques et d'imposer le volume en interaction. Un réservoir de 13 L est placé à l'extrémité supérieure de ce cylindre. Ce réservoir offre deux possibilités. Soit il est partiellement rempli et le ciel de gaz ainsi formé fournit une grande source de compressibilité. Cette situation est représentative des essais en capsule effectués au Japon dans le réacteur de recherche NSRR. Soit il est totalement rempli de liquide, le système est alors très peu compressible. Cette situation est représentative de celle des REP. Pour créer l'impulsion locale d'énergie recherchée, une technique de chauffe par effet Joule a été développée. Un fil en tungstène de 250 mm de longueur avec un diamètre compris entre 500 μ m et 750 μ m est bobiné et inséré dans l'enceinte. Suite à une impulsion de courant dans le fil de quelques milliers d'Ampères pendant 2 à 3 ms, sa température augmente d'un millier de degrés. Pour produire une telle impulsion de courant, l'énergie nécessaire est emmagasinée dans 9 condensateurs formant une capacité de 27 mF. La tension des condensateurs peut atteindre 500 V correspondant à une énergie de 3 kJ. La décharge des condensateurs permet de créer l'impulsion d'énergie avec un temps électrique caractéristique de l'ordre de la milliseconde. Cette constante de temps est bien plus faible que le temps thermique caractéristique qui est de l'ordre de la dixième de seconde. Ainsi, ce sont bien les échanges de chaleur qui pilotent l'interaction thermique. Le banc électrique peut produire une interaction thermique avec une impulsion d'énergie variable autour de 1 kJ et pour plusieurs conditions thermodynamiques du fluide. Le fluide peut être à saturation ou sous refroidi, avec ou sans la présence d'un ciel de gaz et pour plusieurs volumes de ciel de gaz. Cette large gamme d'exploitation offre l'opportunité d'une étude approfondie de l'interaction thermique.

Le banc d'essais est instrumenté par de nombreux capteurs afin d'enregistrer les variations des grandeurs locales telles que la pression ainsi que le volume de vapeur au plus près de l'interaction et au début de l'interaction thermique. Trois capteurs de pression dynamique positionnés le long du cylindre suivent l'évolution de l'onde de pression générée par le volume en interaction lors de l'impulsion d'énergie. Un capteur de pression supplémentaire est situé

dans le réservoir pour enregistrer la compression du ciel de gaz. Deux bi-sondes optiques sont positionnées au-dessus du fil en tungstène pour repérer le passage de l'interface liquide/vapeur. Enfin, un voltmètre et une sonde de courant sont placés sur la branche de décharge des condensateurs afin de mesurer l'évolution de la tension du fil et du courant le traversant. Cette mesure permet d'évaluer la résistance du fil à chaque instant de la décharge. La température modifie la résistance qui peut être multipliée par trois lors de la montée en température du fil. Ainsi, la mesure de l'évolution de la résistance du fil est une image de l'évolution de la température. Tous ces capteurs sont reliés à une carte d'acquisition dont la vitesse d'échantillonnage peut atteindre le mégahertz par voie. Ainsi, la réaction du fluide est enregistrée pour les premiers instants de l'interaction thermique.

Lors de ce travail de thèse, le banc d'essais a démontré son fonctionnement pour l'ensemble des conditions d'essais annoncées. Cinq campagnes d'essais ont été menées afin d'observer l'influence de plusieurs paramètres tels que l'énergie, le diamètre du fil, le volume de ciel de gaz, la température de saturation et le sous-refroidissement du liquide. Ces différents tests ont permis de montrer qu'il y avait bien une réaction violente du fluide aux temps courts. L'instrumentation enregistre les montées en pression rapides du liquide proche du fil chauffé.

Le pic de pression produit aux premiers instants de l'interaction est largement influencé par le niveau d'énergie de l'impulsion. Des pics de pression sont observés même pour des impulsions d'énergie faibles comparées à celles engendrées lors d'une éjection de combustible dans un réacteur. L'étude menée sur l'influence de l'énergie sur le pic de pression a permis de proposer un modèle isochore local pour le début de l'interaction. L'absence d'influence sur le pic de pression de la variation du ciel de gaz a conforté cette approche locale isochore de l'interaction thermique pour les premiers instants. De plus, grâce à la mesure de la résistance du fil au cours de l'impulsion d'énergie, la température du fil est estimée, ce qui permet à l'aide d'un bilan d'énergie sur le fil d'évaluer le flux de chaleur transmis au liquide. Les densités de flux surfacique calculées sont de l'ordre de 10^6 W.m^{-2} , le même ordre de grandeur que les densités de flux surfacique observées lors des trempes. Cette estimation du flux montre que le pic de pression intervient très tôt, alors qu'une faible partie de l'énergie est transmise au liquide.

Ce travail n'est qu'une première étape dans l'étude expérimentale de l'interaction thermique entre un solide chaud et un liquide froid. Le banc d'essais conçu offre de multiples possibilités qui n'ont été que partiellement exploitées, notamment l'étude du sous refroidissement et de la température de saturation. Des études plus développées doivent être menées afin de mieux comprendre l'influence de ces paramètres et développer un modèle physique plus complet.

Afin de continuer et d'améliorer cette étude, il faudra résoudre les limites du banc d'essais soulignées lors de ces premiers tests. En effet, les niveaux d'énergie atteints ont été faibles à cause de la rupture prématurée du fil. L'impulsion maximale était de 0,65 kJ avec un fil de 750 μm de diamètre. Or, pour atteindre des niveaux d'énergie similaires à ceux observés dans l'eau lors d'une interaction entre le combustible et le caloporteur, l'énergie transmise au fluide doit

être supérieure à 1 kJ. Ces faibles niveaux d'énergie n'ont pas permis de détecter la poche de vapeur produite à l'aide des sondes optiques. Le volume de vapeur produit n'a pu être déduit que de la compression du ciel de gaz.

Pour acquérir des données expérimentales plus complètes lors des futures campagnes d'essais, il est intéressant de développer une mesure efficace des courants forts supérieurs à 2700 A. Ainsi, même pour le fil de 750 μm de diamètre dont la résistance électrique est faible, les estimations de flux thermique pourront être faites. Ces données permettront d'enrichir notre compréhension du phénomène et de valider les modèles numériques développés en parallèle ou par la suite à l'IRSN.

Annexe A : Décharge libre d'un circuit RLC

Lorsqu'un condensateur se décharge librement dans une résistance et une bobine, le courant de décharge dépend des propriétés du circuit et peut être amorti, critique ou oscillant. Dans cette annexe, le courant de décharge est étudié afin de d'identifier le caractère oscillant ou non d'un circuit RLC.

Le schéma électrique d'un circuit RLC est présenté sur la Figure A.1. Les trois composants sont : le condensateur de capacité C à gauche, la résistance de valeur R en haut et la bobine d'inductance L à droite. La tension aux bornes de chaque composant est symbolisée par une flèche (en convention récepteur). Le courant est représenté par la flèche rouge.

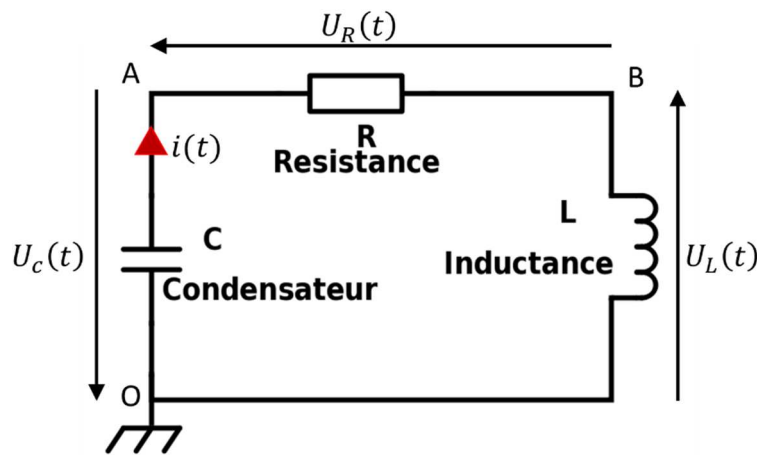


Figure A.1 : Schéma électrique d'un circuit RLC

Pour déterminer l'équation différentielle qui régit le système, la loi des mailles est appliquée au niveau du point O sur le circuit (équation (2.1)).

$$U_C(t) + U_R(t) + U_L(t) = 0 \quad (3.21)$$

Chaque tension peut être reliée au courant grâce aux caractéristiques des composants. La résistance respecte la loi d'Ohm, la tension à ses bornes et le courant qui la traverse sont liés par l'équation (3.22). La tension aux bornes de la bobine est liée à la dérivée du courant, équation (3.23). Enfin, la dérivée de la tension du condensateur est liée au courant par l'équation (3.24).

$$U_R(t) = R i(t) \quad (3.22)$$

$$U_L(t) = L \frac{d i(t)}{dt} \quad (3.23)$$

$$i(t) = C \frac{d U_C(t)}{dt} \quad (3.24)$$

Ces trois équations permettent d'écrire l'équation différentielle (3.25) pour le courant à partir de l'équation (2.1) après l'avoir dérivée par rapport au temps. Il est possible d'arranger cette équation sous forme canonique en posant $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ la pulsation réduite et $\lambda = \frac{R}{2L}$ le facteur d'amortissement. Ainsi, l'équation (3.26) est obtenue.

$$\frac{i(t)}{C} + R \frac{d i(t)}{dt} + L \frac{d^2 i(t)}{dt^2} = 0 \quad (3.25)$$

$$\frac{d^2 i(t)}{dt^2} + 2 \lambda \frac{d i(t)}{dt} + \omega_0^2 i(t) = 0 \quad (3.26)$$

L'équation caractéristique de l'équation différentielle (3.26) est l'équation (3.27) dont le discriminant est donné par l'équation (3.28).

$$r^2 + 2 \lambda r + \omega_0^2 = 0 \quad (3.27)$$

$$\Delta = 4 (\lambda^2 - \omega_0^2) \quad (3.28)$$

Ainsi, 3 régimes sont possibles selon si Δ est positif, nul ou négatif.

Le régime est dit apériodique amorti lorsque Δ est positif, c'est-à-dire lorsque $\lambda > \omega_0$. Le courant suit alors la courbe bleue en pointillé serré de la Figure A.2. Un facteur d'amortissement λ grand équivaut à une résistance élevée vis-à-vis de l'inductance. La situation est alors proche de la décharge d'un circuit RC.

Le régime est dit critique lorsque Δ est nul, c'est-à-dire $\lambda = \omega_0$. Le courant suit alors la courbe continue verte de la Figure A.2.

Le régime est dit oscillant lorsque Δ est négatif, c'est-à-dire $\lambda < \omega_0$. Le courant suit alors la courbe rouge en pointillé de la Figure A.2. L'inductance n'est alors plus négligeable vis-à-vis de la résistance.

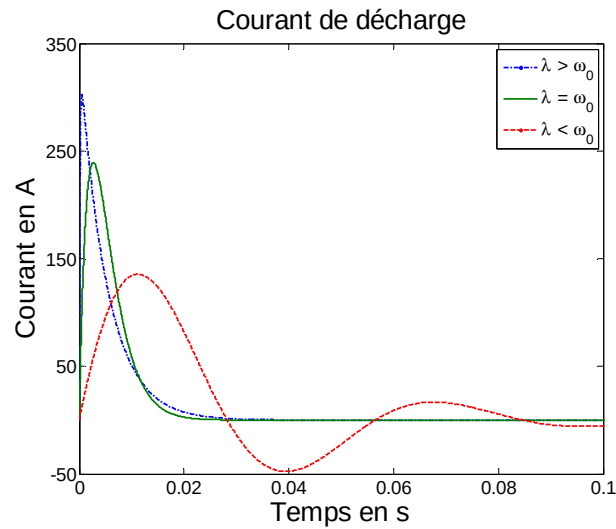


Figure A.2 : Courant de décharge pour trois régimes différents (amortie, critique et oscillant)

L'inductance du circuit est un facteur important à prendre en compte afin de s'assurer que le régime de la décharge ne soit pas oscillant. De plus, l'inductance retarde la mise en place du courant et diminue la valeur du maximum même lorsque le système est amorti. Lors de la conception du circuit électrique, des efforts particuliers ont été fournis pour limiter cette inductance.

Annexe B : Caractéristiques techniques des composants électriques

Le but du système électrique est de transmettre une impulsion de puissance au fluide via un fil chauffé par effet Joule. Pour cela, des condensateurs se déchargent dans le fil via un circuit électrique comportant un thyristor, un schunt, les « busbars », le fil et les condensateurs. Afin de s'assurer que le fil constitue la plus haute résistance (100 mΩ environ), il faut connaître les résistances des autres composants. Les caractéristiques des différents composants sont reportées dans le Tableau B.1.

Tableau B.1 : Caractéristiques des composants

	Résistance en mΩ	Courant maximal en A sur 0,01 s
Condensateur	1,4	200
Thyristor	0,7	30 000
Schunt	0,06	7 500
Busbar	1	10 000

Le courant maximal pour les condensateurs semble faible mais il y a neuf condensateurs en parallèle. De plus, le courant n'est pas constant sur les 0,01 s, il chute rapidement. La valeur considérée dans les calculs de dimensionnement n'est donc pas ce courant maximal mais l'énergie correspondant à l'intégrale $\int_0^t R_c i^2(t) dt$ admissible par le condensateur. Le constructeur donne la valeur de 320 A²s avec la résistance interne de 1,4 mΩ.

La somme des résistances parasites des composants est de 3,16 mΩ ce qui est bien négligeable face à la résistance du fil. Cependant, il faut ajouter aux résistances parasites, les résistances de contact. Ces résistances ne sont pas estimables en amont mais sont évaluées une fois le système électrique complet et monté (cf. Chapitre 2).

En plus des résistances parasites, il est nécessaire de regarder la dynamique d'établissement du courant des composants afin de s'assurer qu'aucun composant impose sa vitesse et ralentisse le système. En effet, le décharge doit être plus rapide que les transferts thermiques. La constante de temps électrique cible est de 1 ms contre 10 ms pour le temps caractéristique des transferts thermiques. Le seul composant ayant un temps de réponse pour l'établissement du courant est le thyristor car c'est un composant actif commandé. La pente maximale en courant que peut suivre le thyristor est de 200 A.μs⁻¹. La montée en courant (limité par l'inductance) lors de la décharge est de l'ordre de 20 A.μs⁻¹.

Annexe C : Protocoles expérimentaux

1. Procédure de remplissage

Dans le commerce, le CO₂ est conditionné dans des bouteilles de 25 kg. Ces bouteilles contiennent le CO₂ sous forme diphasique à la pression de saturation. Les bouteilles sont équipées d'un tube plongeur. Dans notre système, le dioxyde de carbone est diphasique (liquide et gazeux) à une température comprise entre -10°C et -5°C. La marche à suivre ci-dessous permet de remplir l'enceinte en CO₂ grâce à une bouteille du commerce.

La première étape est de faire le vide dans l'ensemble du système qui va accueillir le dioxyde de carbone. Pour cela, toutes les vannes étant fermées, on connecte une pompe à vide à la sortie de la vanne numéro 1 (cf. Figure C.1). Puis, on ouvre les vannes 1, 2, 3, 4, 5 et 8. On démarre la pompe à vide jusqu'à atteindre le niveau de vide souhaité puis on ferme les vannes 1 et 8 avant d'éteindre la pompe.

Deuxième étape, on refroidit à -10°C les enceintes se trouvant à l'intérieur de la chambre froide, représentée par la frontière en pointillée sur la Figure C.1.

Troisième étape, on connecte la sortie du tube plongeur de la bouteille à la vanne 1. On ouvre le robinet de la bouteille, on purge le tuyau en créant une légère fuite pendant une ou deux secondes, puis on ouvre la vanne 1. La bouteille de CO₂ est à l'extérieur de la chambre froide à la température ambiante et positionnée sur une balance. Ainsi, le liquide remplit la cuve de 13 L. C'est cette différence de température qui est le moteur au transfert de matière. On surveille le niveau de liquide à l'aide de l'indicateur de niveau et la masse transférée à l'aide de la balance. Une fois le taux de remplissage souhaité atteint, on ferme la vanne 1.

A l'issue de ces trois étapes, l'enceinte est remplie avec une masse donnée de CO₂ (cf. Figure C.2) mais dans les conditions thermodynamiques de saturation, -10°C et 26,5 bar (cf. Figure C.3). Pour avoir les conditions thermodynamiques de l'essai, il faut suivre les indications du paragraphe suivant.

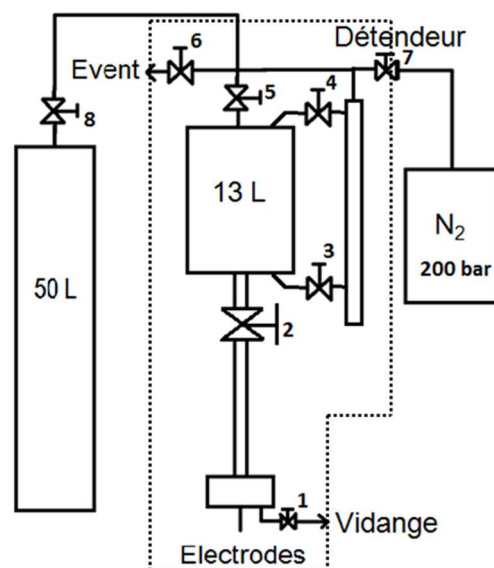


Figure C.1 : Schéma du système

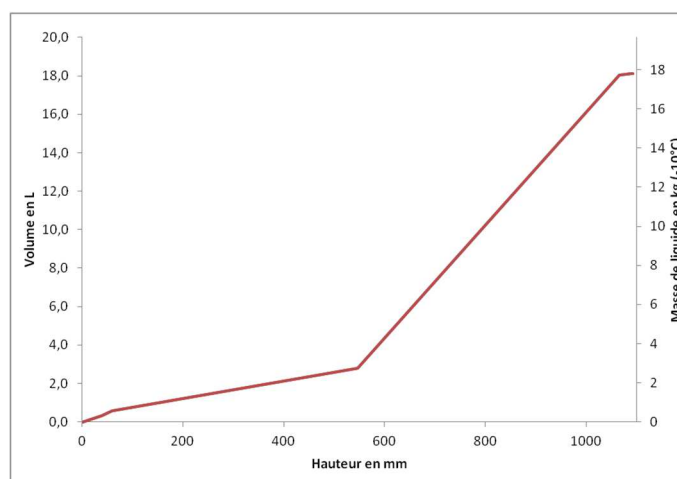


Figure C.2 : Volume de liquide en fonction de la hauteur de l'interface

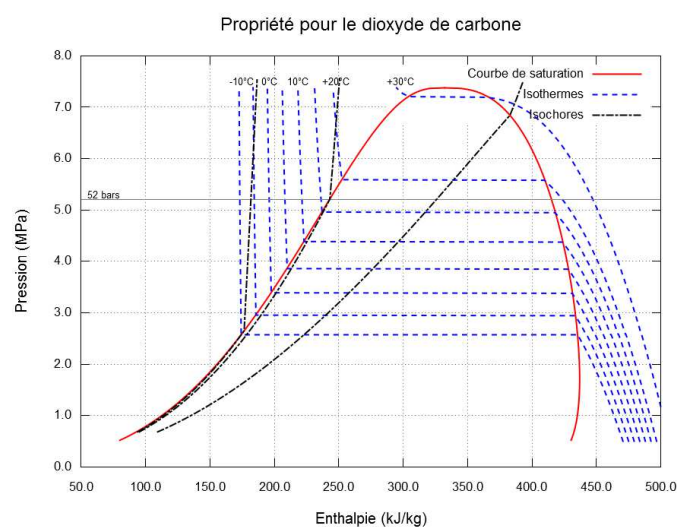


Figure C.3 : Diagramme du CO₂

2. Conditionnement de l'état thermodynamique

Pour les essais, nous souhaitons que le système liquide-gazeux soit dans un certain état thermodynamique qui correspond à une pression de 52 bar et une température de -6°C . La méthode pour parvenir à cet état est différente selon la configuration, avec ciel de gaz ou sans ciel de gaz.

Cette étape peut être effectuée juste après le remplissage. Dans ce cas, l'enceinte contient une certaine masse de CO_2 à -10°C et 26,5 bar. Cependant, il se peut que le système soit à la température ambiante avec la vanne 8 ouverte. Dans ce cas, une étape préliminaire est nécessaire.

En effet, lorsque le système contient une masse comprise entre 5 kg et 22 kg dans le système entier (vanne 8 ouverte), le CO_2 est alors complètement gazeux. En refroidissant la cuve d'essai de 13 L à -10°C , le gaz se condense jusqu'à atteindre un certain volume de liquide à l'équilibre donnée par la Figure C.4. A ce stade, on ferme la vanne 8 et la situation est alors la même qu'à l'issue de la phase de remplissage : le mélange diphasique est dans les conditions de saturation à -10°C .

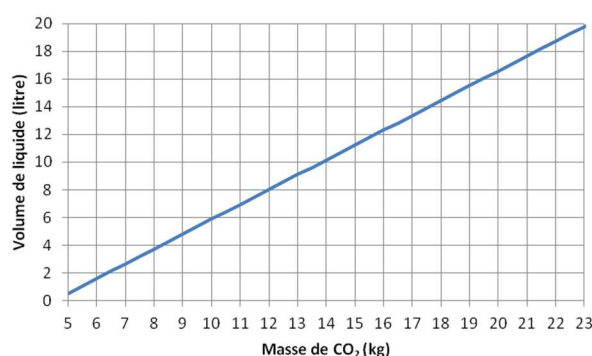


Figure C.4 : Volume de liquide à -10°C en fonction de la masse de CO_2 présente dans le système

a. Avec ciel de gaz

Pour atteindre les conditions thermodynamiques des essais, on rehausse la température de la chambre froide à -6°C . L'équilibre thermodynamique modifie la pression à 28,7 bar. Afin d'augmenter la pression dans l'enceinte jusqu'à 52 bar, on ouvre le détendeur 7. Une fois la pression cible atteinte, on ferme le détendeur et la vanne 5. A 52 bar et -6°C , la proportion massique de diazote dans le ciel de gaz est de 17,3%. La masse de diazote correspondant à cette proportion massique a été reportée sur la Figure C.5, en fonction du volume de liquide.

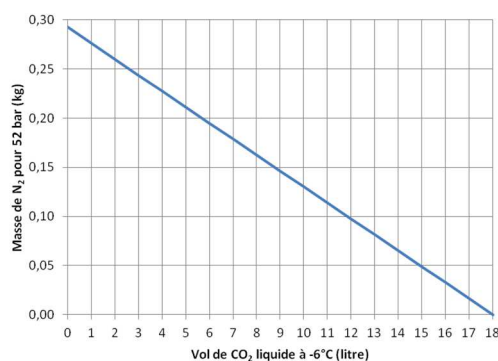


Figure C.5 : Masse de diazote à ajouté pour atteindre 52 bar en fonction du niveau de liquide

b. Sans ciel de gaz

Pour supprimer le ciel de gaz dans la cuve de 13 L, il faut remplir l'enceinte à une température de -9°C jusqu'à que le niveau de liquide soit au dessus de la vanne 5 qui est suffisamment basse pour être comprise dans la zone de mesure de l'indicateur de niveau. Ensuite, on ferme la vanne 5. Le liquide est alors isolé du gaz, l'évolution se fera en suivant l'isochore qui passe par l'état thermodynamique souhaité, -6°C et 52 bar. Pour cela, le liquide est réchauffé lentement jusqu'à -6°C.

Ces essais sans ciel de gaz sont les plus sensibles car la pression augmente rapidement avec la température. En effet, il ne faut surtout pas que la température soit supérieure à -3°C car la pression serait alors supérieure à 75 bar.

3. Procédure de changement de fil

Pour changer le fil, il faut vider l'enceinte au niveau du fil pour pouvoir l'ouvrir. Pour cela, on ouvre les vannes 2, 5 et 8 (Figure C.1), on éteint la chambre froide puis, on attend que la température remonte à la température ambiante. Ensuite, on isole la zone du fil en fermant la vanne 2 puis on vidange cette partie en ouvrant la vanne 1.

La zone de l'enceinte comprenant le fil est fermée à l'aide de 8 écrous et boulons, comme on peut le voir sur la Figure C.6. A cause de l'encombrement de la chambre froide, il est impossible d'accéder à tous les écrous, seul les trois en face de la porte sont dévissables. Donc, dans un premier temps, on desserre le raccord 0 (visible sur la vue de côté. Attention : Ne pas le dévisser totalement, juste de quoi faire pivoter le socle avec les écrous.

Maintenant que tous les écrous sont accessibles, on peut les desserrer en suivant l'ordre (1 5 4 3 puis 2 6 4 8). Une fois qu'ils sont tous desserrer, on dévisse complètement les écrous et boulons sauf les écrous 7 et 3. Ainsi, seuls les écrous et boulons 3 et 7 supportent le socle.

On place le plateau élévateur percé sous le socle de manière à ce que les passages étanches soient au niveau du trou dans le plateau supérieur. On monte le plateau de manière à ce que le socle soit supporté par le plateau élévateur. On dévisse totalement les écrous 3 et 7 (les boulons restent en place). Enfin, on redescend le plateau élévateur, le couvercle du socle avec les passages étanches s'ouvre libérant l'accès au fil.

Pour changer le fil, on retire l'ensemble : tige en cuivre et fil.

Pour remonter le fil, la procédure inverse est effectuée.

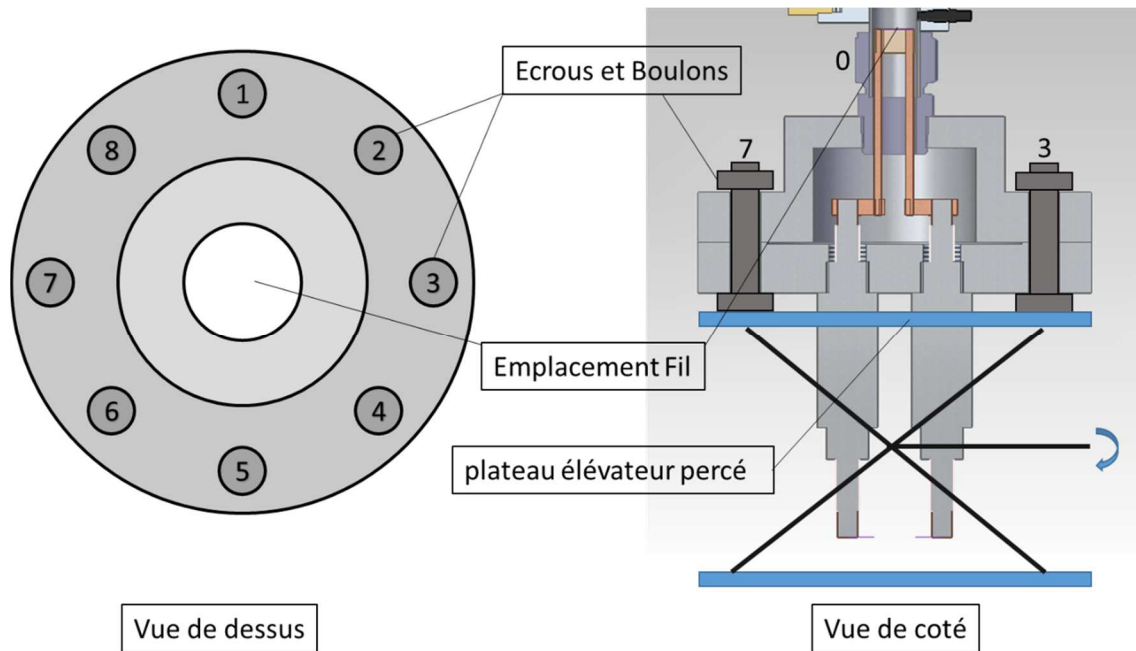


Figure C.6 : Schéma de montage du fil

Références bibliographiques

- Abbasi, T. and Abbasi, S. A.: The boiling liquid expanding vapour explosion (BLEVE): Mechanism, consequence assessment, management, *J. Hazard. Mater.*, 141(3), 489–519, 2007.
- Alam, T., Khan, M. K., Pathak, M., Ravi, K., Singh, R. and Gupta, S. K.: A review on the clad failure studies, *Nucl. Eng. Des.*, 241(9), 3658–3677, doi:10.1016/j.nucengdes.2011.08.009, 2011.
- Allen, D. T., Behmanesh, N., Eatough, D. J. and White, C. M.: Narrow-boiling distillates of coal liquefaction products: 2. Heat capacities, *Fuel*, 67(1), 127–133, doi:10.1016/0016-2361(88)90024-5, 1988.
- Bakhru, N. and Lienhard, J. H.: Boiling from small cylinders, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15(11), 2011–2025, doi:10.1016/0017-9310(72)90028-2, 1972.
- Bowden, R. C. and Yang, S.: Experimental investigation of local two-phase parameters in horizontal bubbly flows using a fiber optic probe, Xi'an (China), 2017.
- Brayer, C. and Berthoud, G.: Approches thermodynamiques de l'interaction thermique, Technical Report, Centre d'Energie Atomique, Grenoble, France., 1991.
- Carey, V. P.: Liquid-vapor phase-change phenomena, Hemisphere, New York., 1992.
- CCPS (Center for Chemical Process Safety): Guidelines for Vapor Cloud Explosion, Pressure Vessel Burst, BLEVE and Flash Fire Hazards., 1994.
- CEA: Étudier les situations accidentelles., 2012.
- Chen, R., Li, C., Wang, J., Su, G. H., Qiu, S. and Corradini, M. L.: Analysis of the dynamic pressure from ex-vessel steam explosion for pressurized water reactor, *Prog. Nucl. Energy*, 100(Supplement C), 266–275, doi:10.1016/j.pnucene.2017.06.019, 2017.
- Cheng, X., Liu, X. J. and Gu, H. Y.: Fluid-to-fluid scaling of heat transfer in circular tubes cooled with supercritical fluids, *Nucl. Eng. Des.*, 241(2), 498–508, 2011.
- Coelho, R. and Debeau, J.: Properties of the tip-plane configuration, *J. Phys. Appl. Phys.*, 4(9), 1266, doi:10.1088/0022-3727/4/9/305, 1971.
- Coindreau, O., Fichot, F. and Fleurot, J.: Nuclear fuel rod fragmentation under accidental conditions, *Nucl. Eng. Des.*, 255, 68–76, doi:10.1016/j.nucengdes.2012.09.021, 2013.
- Coulbois, A.: Etude de la transition préarc-arc dans les éléments fusibles, Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II. [online] Available from: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01339672/> (Accessed 8 February 2017), 2015.

Delhaye, J. M., Charlot, R., Danel, F. and Arnault, J.: An optical probe for interface detection at HPHT, *Therm.-Hydraul. Nucl. React.*, 2, 1983.

Fahrenfort, J., De Kluiver, H. and Babeliowsky, T. P. J. H.: Sur l'absorption infrarouge induite de CO₂ sous pression, *J. Phys. Radium*, 15, 617, 1954.

Fuketa, T. and Fujishiro, T.: Generation of destructive forces during fuel/coolant interactions under severe reactivity initiated accident conditions, *Nucl. Eng. Des.*, 146(1), 181–194, 1994.

Fuketa, T., Ishijima, K., Mori, Y., Sasajima, H. and Fujishiro, T.: New Results from the NSRR Experiments with High Burnup Fuel, Bethesda, USA., 1995.

Fuketa, T., Sasajima, H., Mori, Y. and Ishijima, K.: Fuel failure and fission gas release in high burnup PWR fuels under RIA conditions, *J. Nucl. Mater.*, 248, 249–256, 1997.

Gilbert Ford Kinney and Kenneth Judson Graham: Explosive shocks in air, McMillan, New-York., 1962.

Hall, A. N.: Outline of a new thermodynamic model of energetic fuel-coolant interactions, *Nucl. Eng. Des.*, 109(3), 407–415, doi:10.1016/0029-5493(88)90286-5, 1988.

HandBook: CRC Handbook of Chemistry and Physics, 67th edition., 1986.

Hicks, E. P. and Menzies, D. C.: Theoretical studies on the fast reactor maximum accident, in *Proc. Conf. on Safety, Fuels and Core Design in Large Fast Power Reactors*, p. ANL-7130. [online] Available from: <http://ci.nii.ac.jp/naid/10008835565/> (Accessed 30 August 2017), 1965.

Holman, J. P.: Heat transfer, McGraw-Hill., 1989.

IRSN: La chaîne de calcul HEMERA, [online] Available from: <http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/outils-scientifiques/Codes-de-calcul/Pages/La-chaîne-de-calcul-HEMERA-4659.aspx#.WPop2rg68dU> (Accessed 21 April 2017), 2007.

IRSN: Le programme international Cabri (CIP), [online] Available from: <http://www.irsn.fr/FR/Larecherche/Organisation/Programmes/CABRI/Pages/programme-international-CABRI.aspx#.We8AuLVpEdU> (Accessed 24 October 2017), 2017.

Ishikawa, M. and Shiozawa, S.: A study of fuel behavior under reactivity initiated accident conditions — review, *J. Nucl. Mater.*, 95(1–2), 1–30, doi:10.1016/0022-3115(80)90076-8, 1980.

JAEA: Research reactors and Accelerators / Japan Atomic Energy Agency / Nuclear Science Research Institute, [online] Available from: https://www.jaea.go.jp/english/04/ntokai/kasokuki/kasokuki_03.html (Accessed 24 October 2017), 2017.

Kocamustafaogullari, G. and Ishii, M.: Scaling of two-phase flow transients using reduced pressure system and simulant fluid, *Nucl. Eng. Des.*, 104(2), 121–132, 1987.

- Lee, C. Y. and Kim, S.: Parametric investigation on transient boiling heat transfer of metal rod cooled rapidly in water pool, *Nucl. Eng. Des.*, 313, 118–128, doi:10.1016/j.nucengdes.2016.12.005, 2017.
- Legras, B., Dufresne, J.-L. and Megie, G.: Les propriétés communes des gaz à effet de serre — Planet-Terre, [online] Available from: <http://planet-terre.ens-lyon.fr/article/gaz-effet-serre.xml> (Accessed 13 September 2017), 2000.
- Li, J., Zhang, X., Shen, J., Ran, T., Chen, P. and Yin, Y.: Dissociation of CO₂ by thermal plasma with contracting nozzle quenching, *J. CO₂ Util.*, 21(Supplement C), 72–76, doi:10.1016/j.jcou.2017.04.003, 2017.
- Lia, F., Park, J., Tressler, J. and Martukanitz, R.: Partitioning of laser energy during directed energy deposition, *Addit. Manuf.*, 18(Supplement C), 31–39, doi:10.1016/j.addma.2017.08.012, 2017.
- Lu, F., Peng, X. F. and Bourouga, B.: Nucleate boiling modes of subcooled water on fine wires submerged in a pool, *Exp. Heat Transf.*, 19(2), 95–111, 2006.
- Lu, J. F., Bourouga, B. and Ding, J.: Transient boiling heat transfer performances of subcooled water during quenching process, *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, 48, 15–21, doi:10.1016/j.icheatmasstransfer.2013.08.016, 2013.
- Mayinger, F.: Scaling and modelling laws in two-phase flow and boiling heat transfer, [online] Available from: http://www.td.mw.tum.de/tum-td/de/forschung/pub/CD_Mayinger/074.pdf (Accessed 8 January 2015), 1981.
- McLinden, M. ., Klein, S. ., Lemmon, E. . and Peskin, A. .: NIST standard reference database 23, NIST thermodynamic and transport properties of refrigerants and refrigerant mixture., National Institute of Standards and Technology., 2007.
- Meignen, R., Raverdy, B., Picchi, S. and Lamome, J.: The challenge of modeling fuel–coolant interaction: Part II – Steam explosion, *Nucl. Eng. Des.*, 280(Supplement C), 528–541, doi:10.1016/j.nucengdes.2014.08.028, 2014.
- Memiaghe, S. A.: Modélisation du régime préarc dans les fusibles, Thèse de l’université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II., 2010.
- Modest, M. F.: Chapter 1 - Fundamentals of Thermal Radiation, in *Radiative Heat Transfer* (Third Edition), pp. 1–30, Academic Press, Boston., 2013a.
- Modest, M. F.: Chapter 11 - Radiative Properties of Molecular Gases, in *Radiative Heat Transfer* (Third Edition), pp. 303–386, Academic Press, Boston., 2013b.
- Modest, M. F.: Chapter 13 - Radiative Properties of Semitransparent Media, in *Radiative Heat Transfer* (Third Edition), pp. 440–453, Academic Press, Boston. [online] Available from: [//www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123869449500133](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780123869449500133) (Accessed 26 January 2017c), 2013.

Nagaoka, H.: The inductance coefficients of solenoids, J. Coll. Sci., XXVII(6) [online] Available from: <http://repository.dl.itc.u-tokyo.ac.jp/dspace/bitstream/2261/32855/1/jcs027006.pdf> (Accessed 18 September 2017), 1909.

NEA: Nuclear Fuel Behaviour Under Reactivity-initiated Accident (RIA) Conditions, Nuclear Energy Agency., 2010.

Ortiz-Díaz, K., Oviedo-Tolentino, F., Romero-Méndez, R., Pérez-Gutiérrez, F. G. and Martínez-Suástegui, L. A.: Effect of light penetration depth during laminar mixed convection in a discretely, asymmetrically and volumetrically laser-heated vertical channel of finite length, Exp. Therm. Fluid Sci., 86, 117–129, doi:10.1016/j.expthermflusci.2017.03.027, 2017.

Pal, A. and Agarwal, A. K.: Effect of laser pulse energy on laser ignition of port fuel injected hydrogen engine, Int. J. Hydrog. Energy, 41(1), 675–682, doi:10.1016/j.ijhydene.2015.10.012, 2016.

Parlement Européen et Conseil de l'union européenne: Directive Européenne pour les équipements sous pression, 1997.

Planas-Cuchi, E., Salla, J. M. and Casal, J.: Calculating overpressure from BLEVE explosions, J. Loss Prev. Process Ind., 17(6), 431–436, doi:10.1016/j.jlp.2004.08.002, 2004.

Prugh, R. W.: Quantitative Evaluation of "Bleve" Hazards, J. Fire Prot. Eng., 3(1), 9–24, 1991.

Qotba, R.: Etude expérimentale des phénomènes induits dans un liquide par une injection fortement localisée d'énergie, Thèse de l'Université Joseph Fourier (Grenoble). [online] Available from: <http://www.theses.fr/2005GRE10270> (Accessed 27 January 2017), 2005.

R. H. Cole: Underwater explosions, Princeton Univ. Press., 1948.

Rossi, L., Fayard, R. D. and Tomassian, R.: Evolution of the distribution of void fraction and bubble size for different flow regimes along a horizontal pipe, Xi'an (China)., 2017.

Ruyer, P.: Interaction combustible réfrigérant suite à une rupture de gaine lors d'un accident d'insertion de réactivité, Technique, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Cadarache., 2013a.

Ruyer, P.: Interaction combustible réfrigérant suite à une rupture de gaine lors d'un accident d'insertion de réactivité, Technique, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, Cadarache., 2013b.

Service de l'observation et des statistiques: Chiffres clés de l'énergie - Edition 2016, 2017.

Sherman, D. and Schlumm, D.: Thickness effect in thermal shock of alumina ceramics, Scr. Mater., 42(8), 819–825, doi:10.1016/S1359-6462(99)00371-1, 2000.

Strehlow, R. A. and Baker, W. E.: The characterization and evaluation of accidental explosions, Prog. Energy Combust. Sci., 2(1), 27–60, 1976.

- Sugiyama, T. and Fuketa, T.: Mechanical energy generation during high burnup fuel failure under reactivity initiated accident conditions, *J. Nucl. Sci. Technol.*, 37(10), 877–886, 2000.
- Suzuki, T. and Umeda, M.: Development of high temperature capsule for RIA-simulating experiment with high burnup fuel, [online] Available from: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:39023413 (Accessed 7 July 2017), 2007.
- Tanzawa, S. and Fujishiro, T.: Effects of waterlogged fuel rod rupture on adjacent fuel rods and channel box under RIA conditions, *J. Nucl. Sci. Technol.*, 24(1), 23–32, 1987.
- Visentini, R.: Étude expérimentale des transferts thermiques en ébullition transitoire, Thèse de l'Université de Toulouse, INPT, 26 October. [online] Available from: <http://www.theses.fr/2012INPT0106> (Accessed 28 August 2017), 2012.
- V.J. Clancey: The evaporation and dispersion of Flammable Liquid Spillages, p. 80., 1974.
- Watson, K. M.: Thermodynamics of the Liquid State, *Ind. Eng. Chem.*, 35(4), 398–406, doi:10.1021/ie50400a004, 1943.
- William Steen and Jyotirmoy Mazumder: Laser Material Processing | William Steen | Springer, Springer. [online] Available from: <http://www.springer.com/la/book/9781849960618> (Accessed 12 September 2017), 2010.
- Yu, H., Cao, D., Fisher, A., Johnston, R. L. and Cheng, D.: Size effect on the adsorption and dissociation of CO₂ on Co nanoclusters, *Appl. Surf. Sci.*, 396(Supplement C), 539–546, doi:10.1016/j.apsusc.2016.10.192, 2017.
- Zahlan, H., Groeneveld, D. C. and Tavoularis, S.: Fluid-to-fluid scaling for convective heat transfer in tubes at supercritical and high subcritical pressures, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 73, 274–283, 2014.
- Zhou, Y.: Éjection de gaz et de grains suite à la rupture d'un crayon de combustible nucléaire : modélisation de la dynamique, Thèse de l'Université d'Aix-Marseille., 2016.
- Zhou, Z., Song, F., Shao, Y., Meng, S., Jiang, C. and Li, J.: Characteristics of the surface heat transfer coefficient for Al₂O₃ ceramic in water quench, *J. Eur. Ceram. Soc.*, 32(12), 3029–3034, doi:10.1016/j.jeurceramsoc.2012.04.027, 2012.



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : ABBATE

DATE de SOUTENANCE : 8 janvier 2018

Prénoms : Adrien

TITRE : Etude expérimentale d'une interaction thermique au sein d'un fluide

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2018LYSEI001

Ecole doctorale : Ecole Doctorale N° 162 : Mécanique-Energétique-Génie Civil-Acoustique

Spécialité : Thermique et énergétique

RESUME :

Un accident d'insertion de réactivité (RIA) dans un cœur nucléaire pourrait provoquer la rupture d'une gaine et l'éjection d'une fine poudre de combustible chaud dans le caloporteur. La réponse du fluide peut être violente. L'étude de cette interaction (Fuel/Coolant Interaction FCI) est importante pour la sûreté nucléaire. Plusieurs études et expériences ont été menées avec de l'eau ou du sodium ou sont prévues dans le cadre des essais intégraux du programme international dans le réacteur CABRI. Cependant, les conditions complexes ne permettent pas la mesure de certaines grandeurs locales nécessaires à l'étude de la dynamique de vaporisation.

En effet, effectuer des expériences de vaporisation violente avec de l'eau requiert beaucoup d'énergie et des équipements résistant aux hautes pressions, notamment pour reproduire les conditions de fonctionnement d'une centrale nucléaire de type REP. Il est ainsi intéressant d'utiliser un autre fluide, tel que le dioxyde de carbone, dont les propriétés thermodynamiques (pression critique, enthalpie de vaporisation...) réduisent ces contraintes. Néanmoins, afin de pouvoir comparer et utiliser les observations de l'expérience, il est indispensable d'établir et de vérifier des lois de similitudes entre les deux fluides. L'étude de ces similarités entre l'eau et le dioxyde de carbone a établi qu'en conservant la pression réduite ainsi que le titre thermodynamique, on obtient des rendements similaires pour la conversion de l'énergie thermique en travail avec des énergies mises en jeu divisées par cinq. Ceci a permis d'envisager la conception et la réalisation d'un banc d'essais pour provoquer l'interaction thermique violente au sein d'un fluide.

Afin de reproduire la cinétique de l'interaction, il a été nécessaire d'adapter la géométrie du système. L'impulsion d'énergie au sein du fluide est générée à l'aide d'un filament de tungstène subissant la décharge d'une batterie de condensateurs à l'extrémité basse d'un cylindre. Au-dessus de ce cylindre, un réservoir de grand volume offre une source de compressibilité. L'enceinte contenant le CO₂ liquide aux conditions thermodynamique adaptable est instrumentée à l'aide de capteur de pression le long du tube et des sondes optiques pour repérer la phase vapeur.

Ce banc expérimental a permis d'acquérir des observations locales de la réaction telle que la montée en pression du liquide. Un pic de pression franc a été observé pour des impulsions d'énergie relativement faible, de l'ordre de 0,2 kJ. Plusieurs études sur les paramètres d'influences ont été menées. Notamment, l'influence de l'énergie, du diamètre du fil et du sous-refroidissement.

MOTS-CLÉS :

Laboratoire (s) de recherche : Centre énergétique et thermique de Lyon (CETHIL)

Directeur de thèse: Philippe Haberschill

Président de jury : Michel Gradeck

Composition du jury : Marie-Christine Duluc – Philippe Lafon – Michel Gradeck – Marc Clausse

