



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Thèse en vue de l'obtention du grade de
Docteur de L'Université de Lorraine

Spécialité : Mécanique et Energie

Ecole doctorale : SIMPPE

Présentée par

Juan David PEÑA CARRILLO

Etude expérimentale du transfert paroi/fluide dans le cas d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire

Soutenue publiquement le 10 décembre 2018 devant le jury :

Rapporteurs :	Nathalie MARIE Lounes TADRIST	Ingénieur-chercheur, CEA Cadarache Professeur, Aix Marseille Université
Examineurs :	Patricia ERN Jérôme BELLETTRE Céline CARUYER Michel GRADECK (Directeur de thèse) Alexandre LABERGUE (Co-directeur de thèse)	DR CNRS, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse Professeur, Université de Nantes Ingénieur-chercheur, EDF Professeur, Université de Lorraine Maitre de conférences, Université de Lorraine
Invités :	Tony GLANTZ (Co-encadrant de thèse) Georges REPETTO Pierre RUYER Gaétan GUILLARD	Ingénieur, IRSN Ingénieur-chercheur, IRSN Ingénieur-chercheur, IRSN Ingénieur-chercheur, IRSN

Laboratoire Energies, Mécanique Théorique et Appliquée, LEMTA

2, avenue de la Forêt de Haye – BP 90161

54505 Vandoeuvre lès Nancy

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Michel Gradeck, professeur à l'Université de Lorraine et Alexandre Labergue, maître de conférences à l'Université de Lorraine, mes encadrants lors de ces trois années de thèse et lors de mon stage de fin d'études, pour m'avoir fait confiance, pour leur conseil, leur amitié et leur expérience. Je remercie également Tony Glantz, ingénieur à l'IRSN, le co-encadrant de ma thèse pour sa forte collaboration, son soutien et sa gentillesse.

Je remercie également tous les membres du jury pour avoir accepté de présider: Nathalie Marie et Lounes Tadrst, pour avoir contribué en tant que rapporteur à ce travail de thèse ; Patricia Ern, Jérôme Bellettre et Céline Caruyer pour l'avoir examiné. Je les remercie tous d'avoir apporté leur expertise à ce travail de thèse.

Un grand merci aux membres de l'équipe de conception et de réalisation mécanique et en particulier à Jean-Yves Morel, Jeremy Bianchi, Franck Demeurie et Erik Blaise par leur forte implication dans la conception et la mise en place du banc expérimental COLIBRI. Je tiens également à remercier aux membres de l'équipe Electronique/instrumentation/méetrologie Mathieu Weber, Jamal Ouhajjou, Hadrien Chaynes et Simon Becker pour le soutien technique. De même, un grand merci au responsable informatique du laboratoire Ludovic Buhler pour son efficacité en résolution de problèmes informatiques.

Un grand merci à l'équipe du laboratoire LIMAR de l'IRSN et en particulier Georges Reppeto, Pierre Ruyer, Gaétan Guillard pour sa gentillesse, sa forte collaboration et amabilité.

Je tiens à remercier également aux secrétaires du laboratoire, en particulier à Irène, Valérie et Fatiha. Merci pour votre précieuse aide sur le plan logistique ainsi que pour votre disponibilité, amabilité et votre sourire de tous les jours.

Je dois également remercier mes collègues doctorants, post-doctorants et « masters » avec qui j'ai évolué et j'ai partagé une bonne partie de ma vie académique et personnelle : Giuseppe, Julian, Diana, Caroline, Mylène, Olivier, Salah, Saïd, Axel, Romain, Mehdi, Lucas, Thomas V, Thomas G, Maxime, Naïma, Morgan, Waseem, Miloud, Farhad, William, Sebastian. Je remercie également Mathilde, qui a partagé une grande partie de ma vie en France avec moi ; je te remercie d'avoir rendu mes journées meilleures avec ton bonheur et compagnie.

Un grand merci à mes collègues de bureau : Ahmad, Thomas L, Arthur, Jamal, Syed. Notre bureau international était excellent (Liban, France, Brésil, Libye, Australie et Colombie), merci pour les bonnes histoires, les discussions et les cafés bus ensemble.

Enfin, je remercie tous mes proches et en particulier mes parents ainsi que ma petite sœur, Sofia. Vous avez été ma source de motivation pour arriver jusqu'ici. Je vous aime.

A mes parents, à Sofia.

Sommaire

1. CONTEXTE.....	15
1.1 Réacteur à Eau Pressurisée (REP)	17
1.1.1 Circuit primaire	17
1.1.2 Circuit secondaire	19
1.1.3 Circuit tertiaire	20
1.2 Accident de perte de réfrigérant primaire (APRP)	20
1.2.1 Généralités	20
1.2.2 Thermohydraulique du renoyage	22
1.3 Position du problème.....	23
2. ETUDE DES REGIMES D’EBULLITION	27
2.1 Ebullition en vase	29
2.2 Ebullition convective dans un tube vertical.....	30
2.2.1 Ebullition sous-saturée.....	30
2.2.2 Ebullition saturée.....	32
2.2.3 Flux critique	34
2.2.4 Flux thermique en aval du flux critique	34
2.3 Mécanismes de transfert thermique en écoulement dispersé vapeur/goutte	36
2.3.1 Convection forcée vapeur/paroi	37
2.3.2 Convection interfaciale vapeur/gouttes	38
2.3.3 Rayonnement	40
2.3.4 Impacts paroi/goutte	44
2.4 Conclusions	51
3. INSTALLATION EXPERIMENTALE COLIBRI	53
3.1 Description de l’assemblage.....	55
3.2 Installation expérimentale thermohydraulique COLIBRI	56
3.2.1 Géométrie.....	57
3.2.2 Réseau de vapeur	59
3.2.3 Réseau d’eau.....	60
3.2.4 Système de chauffage	62
3.3 Conclusions	62

4. ESTIMATION DU FLUX THERMIQUE EXTRAIT PAR L'ÉCOULEMENT DE VAPEUR/GOUTTES	63
4.1 Mesure de la température du tube.....	65
4.1.1 Etalonnage de la caméra IR.....	67
4.2 Flux thermique	69
4.2.1 Bilan d'énergie thermique.....	69
4.2.2 Estimation des pertes thermiques externes (φ_{pertes}).....	71
4.2.3 Estimation du flux thermique extrait par l'écoulement interne	75
4.2.4 Incertitudes	79
5. MESURE DES PROPRIETES DE L'ÉCOULEMENT DE GOUTTES	81
5.1 Anémométrie par phase Doppler	83
5.1.1 Mesure de la vitesse des gouttes par LDA.....	83
5.1.2 Mesure de la taille des gouttes.....	84
5.1.3 Description du dispositif PDA utilisé	87
5.1.4 Incertitudes	88
5.2 Fluorescence induite par laser à 3 couleurs	88
5.2.1 Principe de la thermométrie par Fluorescence induite par laser.....	88
5.2.2 La sulforhodamine-B.....	92
5.2.3 Description du dispositif expérimental.....	95
5.2.4 Calibration en température.....	97
5.2.5 Calibration dynamique	99
5.2.6 Incertitudes de la LIF	101
6. RESULTATS EXPERIMENTAUX	103
6.1 Protocole expérimental.....	105
6.2 Influence de la géométrie de la section d'essais	108
6.2.1 Influence du taux de bouchage	109
6.2.2 Influence de la longueur de bouchage	121
6.3 Etude de l'influence du flux massique de vapeur.....	125
6.3.1 Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne	126
6.3.2 Mesures de la dynamique des gouttes par PDA	127
6.3.3 Mesure de la température moyenne des gouttes	128
6.4 Etude de l'influence du maintien de la puissance lors du refroidissement	128
6.4.1 Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne	129
6.4.2 Mesures de la dynamique des gouttes par PDA	130
6.4.3 Mesure de la température moyenne des gouttes	131
6.5 Conclusions	133

7. MODELISATION MECANISTE	135
7.1 Description du modèle NECTAR.....	137
7.1.1 Equations de conservation	139
7.1.2 Distribution en taille des gouttes.....	141
7.2 Application du modèle.....	143
7.3 Comparaison expériences/modèle	146
7.3.1 Influence du taux de bouchage	147
7.3.2 Influence du flux massique de vapeur	156
7.4 Conclusions	161
 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	 165
 BIBLIOGRAPHIE	 171
 ANNEXES	 179
I. Photographies de l'installation expérimentale	181
II. Plans de l'installation expérimentale	185
III. Résultats du code NECTAR : Comparaison aux expériences COLIBRI.....	190
III.A Influence de la longueur de bouchage.....	190
III.B Influence du maintien de la puissance de chauffage lors du refroidissement.....	195

Nomenclature

Symboles latins

a	Diffusivité thermique (m^2s^{-1})
A	Surface (m^2)
C_o	Concentration du fluorescent (mol.l^{-1})
C_p	Capacité calorifique ($\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$)
C_d	Coefficient de traînée (-)
D,d	Diamètre (m)
d_{10}	Diamètre statistique moyen (m)
d_{32}	Diamètre de Sauter (m)
d_g	Diamètre d'une goutte (m)
D_h	Diamètre hydraulique (m)
DL	Niveaux digitaux du signal
e	Epaisseur (m)
f	Fréquence (Hz)
f_f	Facteur de frottement (-)
g	Accélération gravitationnelle (ms^{-2})
G	Flux massique ($\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
h	Coefficient de transfert thermique ($\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$)
h_{lv}	Enthalpie de changement de phase (J.kg^{-1})
I	Courant électrique (A)
I_f	Intensité de fluorescence (u.a)
I_{laser}	Intensité laser (W)
k	Conductivité thermique ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
L	Longueur (m)
L°_λ	Luminance d'un corps noir à la longueur d'onde λ
m	Masse (kg)

\dot{m}	Débit massique (kg.s^{-1})
N	Bruit dans le noir (u.a)
N_g	Densité en gouttes (m^{-3})
p	Pression (Pa)
P	Puissance générée (Effet Joule) (W)
Q	Energie thermique (J)
R	Rayon (m)
R	Résistance électrique (Ω)
R,r	Rayon (m)
S	Section de passage (m^2)
T	Température ($^{\circ}\text{C}$) (K)
t	Temps (s)
u	Vitesse (m.s^{-1})
V	Potentiel électrique (V)
V	Volume (m^3)
V_c	Volume de collection de signal LIF ou PDA (m^3)
x	Titre thermodynamique (-)
z,r,ϕ	Coordonnées cylindriques

Symboles grecs

α_g	Fraction volumique (-)
δ	Epaisseur du film de vapeur (m)
ε	Emissivité (-)
ϑ,β	Position azimutale
λ	Longueur d'onde (m)
ρ	Masse volumique (kgm^{-3})
ρ_o	Résistivité électrique ($\Omega.m$)
σ	Tension de surface (Nm^{-1})
	Constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67051.10^{-8} \text{ Wm}^{-2}$)

τ_b	Taux de bouchage (%)
τ_g	Temps de relaxation(s) : ($\tau_g = 8m_g/(\pi d_g^2 \rho_v C_d(u_v - u_g))$)
Φ / L	Puissance thermique linéique (Wm^{-1})
φ	Densité de flux thermique (Wm^{-2})
Φ	Flux thermique (W)
β	Coefficient d'expansion volumique (K^{-1})
μ	Viscosité dynamique (Pas^{-1})
ϑ	Viscosité cinématique (m^2s^{-1})

Indices et exposants

∞	Environnement
air	Air
b	bouchage
c	Convection
	Vitesse de la lumière dans le vide ($c = 2.99792 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$)
cor	Corrigé
cr	Critique
cra	Crayon
dffb	Dispersed flow film boiling
ebull	Ebullition
exp	Expérimental
ext	Externe
g	gouttes
h	hydraulique
	Constante de Planck ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ Js}$)
Inj	Injection
int	Interne

k_B	Constante de Boltzmann ($k_B=1,380 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$)
l	liquide
mod	Modèle
moy	moyen
n	Normal
o	Initial, de référence
p	Paroi
r	Rayonnement
ref	Reference
s	Séjour
sat	Saturation
theor	Théorique
v	vapeur
~	Moyenne arithmétique
—	Moyenne longitudinale

Nombres adimensionnels

Bi	Nombre de Biot ($Bi=hL/k$)
Gr	Nombre de Grashof ($Gr=2/3\beta gL\Delta T\nu$)
K	Nombre de Mundo ($K=We.Oh^{0.4}$)
Oh	Nombre de Ohnesorge ($Oh=We^{0.5}Re^{-1}$)
Nu	Nombre de Nusselt ($Nu=hL/k_f$)
Pr	Nombre de Prandtl ($Pr = \mu C_p/k$)
Ra	Nombre de Rayleigh ($Ra=GrPr$)
Re	Nombre de Reynolds ($Re=\rho uL/\mu$)
St	Nombre de Stokes ($St=ut/L$)
We	Nombre de Weber ($We=u^2\rho L/\sigma$)

1. Contexte

1.1	Réacteur à Eau Pressurisée (REP)	17
1.1.1	Circuit primaire	17
1.1.2	Circuit secondaire	19
1.1.3	Circuit tertiaire	20
1.2	Accident de perte de réfrigérant primaire (APRP)	20
1.2.1	Généralités	20
1.2.2	Thermohydraulique du renoyage	22
1.3	Position du problème	23

1.1 Réacteur à Eau Pressurisée (REP)

Une centrale nucléaire produit de l'énergie électrique à partir de la chaleur dégagée par la fission d'un combustible nucléaire. Pour cela, il est nécessaire de produire, contrôler et maîtriser la réaction de fission qui s'effectue dans le réacteur. Une des technologies de réacteurs nucléaires est le Réacteur à Eau Pressurisée dit REP (ou PWR en anglais) qui est la technologie la plus répandue dans le monde et largement répandue en France. L'ensemble des centrales nucléaires françaises fournissent actuellement environ 72% des besoins électriques avec une puissance électrique installée de l'ordre de 68 GW provenant de 54 réacteurs répartis sur l'ensemble du territoire français. Dans de tels réacteurs, 3 circuits indépendants sont nécessaires pour assurer la conversion d'énergie thermique en énergie électrique et une représentation est donnée en Figure 1.1.

1.1.1 Circuit primaire

Le circuit primaire comprend tout le système situé dans l'enceinte du réacteur. Le réacteur interagit avec l'eau qui transporte l'énergie issue de la réaction de fission nucléaire sous forme de chaleur. Le combustible est présent sous forme de pastilles cylindriques d'oxydes d'uranium ou de MOX (mélange d'oxydes d'uranium et de plutonium) d'environ 8 mm de diamètre et 13 mm de hauteur empilées les unes sur les autres dans des tubes (alliage de zirconium ou Zircaloy) d'environ 4m de longueur. Ces tubes forment la première barrière de confinement d'un réacteur. Le zirconium est utilisé parce qu'il offre une transparence neutronique, une bonne résistance à la corrosion à haute température, une faible dilatation thermique et un point de fusion (1855°C) supérieur aux températures d'opérations normales d'un réacteur. L'arrangement de pastilles et tubes constitue un crayon de combustible. Dans un réacteur à eau pressurisée français, les assemblages combustibles sont constitués de 289 éléments (arrangement carré de 17x17 éléments), parmi lesquels on peut compter typiquement 264 crayons de combustible, 24 tubes guides donnant de la rigidité à l'assemblage de combustible, et 1 tube d'instrumentation. La hauteur des assemblages de combustible est d'environ 4,8 m, avec des grilles de maintien ou de mélange tous les 50 cm qui assurent la rigidité de l'assemblage. Plusieurs assemblages, en fonction de la puissance demandée, constituent un réacteur typique. A titre d'exemple, un réacteur de 900 MWe (puissance électrique) contient 157 assemblages de 264 crayons.

Ces assemblages, formant le cœur du réacteur, sont plongés dans l'eau sous pression du circuit primaire. La chaleur dégagée par la fission nucléaire est transmise à l'eau mise en mouvement via des pompes centrifuges. La température de l'eau du circuit primaire évolue entre 290°C et 330 °C et pour éviter l'évaporation, la pression à l'intérieur du circuit doit donc dépasser la pression de saturation. La plupart des réacteurs travaillent avec des pressions de l'ordre de 155 bar (pression qui correspond à une température de saturation de 345°C). Ce niveau de pression impose donc de fortes contraintes technologiques à tous les niveaux. Ainsi, pour garantir de bonnes conditions de fonctionnement et maintenir une température optimale du cœur, le débit d'eau du circuit primaire doit être important (compris entre 60000 et 110000 m³/h).

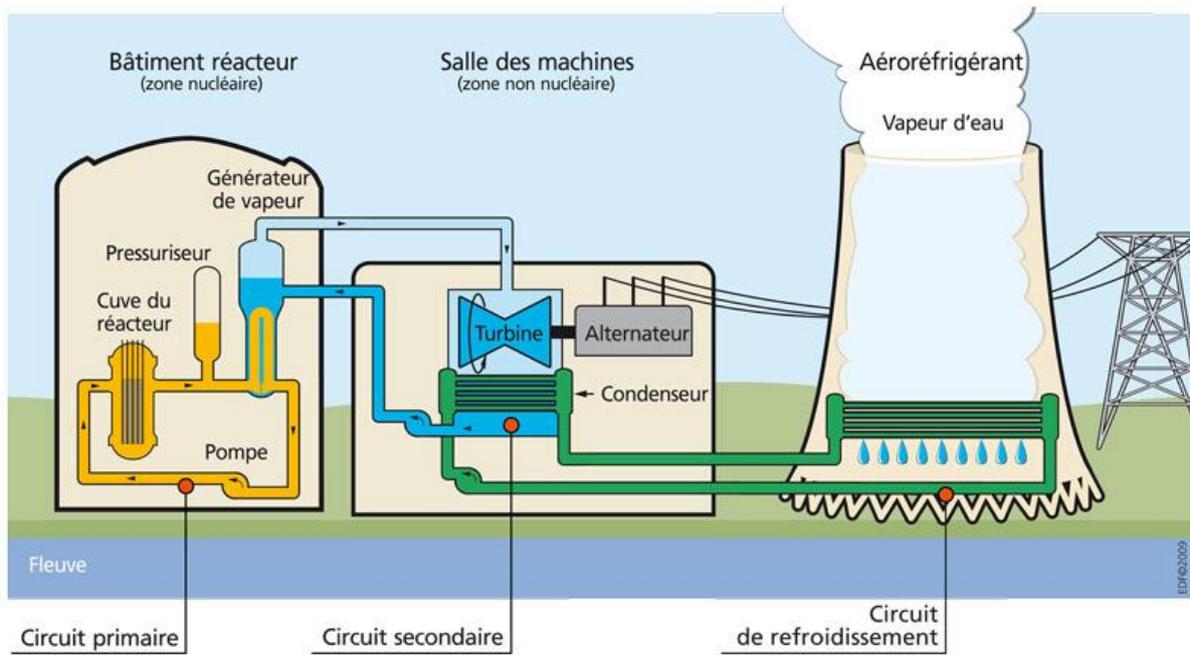


Figure 1.1. Schéma simplifié d'une centrale nucléaire REP (IRS) [1].

La fission nucléaire est déclenchée lorsqu'un neutron cause la division d'un noyau d'atome de combustible. Ce processus est suivi d'une émission de neutrons et d'un dégagement d'énergie très important. L'émission des neutrons active des noyaux voisins et produit une réaction en chaîne. Pour pouvoir contrôler une telle réaction, trois moyens sont utilisés :

- Les **grappes de commande**, constituées par des barres de contrôle qui absorbent une partie des neutrons issus de la réaction en chaîne et de cette façon contrôlent la réactivité en fonctionnement ; elles sont également conçues pour pouvoir arrêter le réacteur en cas d'accident. Elles sont constituées soit d'un alliage Argent-Indium-Cadmium soit de carbure de bore en raison de leurs bonnes propriétés d'absorption neutronique.
- Le contrôle de la **concentration en bore de l'eau**, qui permet de compléter le réglage de la réactivité des grappes de commande. Lors des opérations de changement de combustible, la concentration en bore est fortement augmentée par mesure de sécurité.
- Des **crayons de poison consommables** (pastilles de silicate de bore, ou de gadolinium) qui sont placées dans le cœur en cas d'un excès de réactivité.

Le circuit primaire est entièrement confiné dans un bâtiment formé d'une enveloppe de béton de 0,9 m d'épaisseur pour les réacteurs de 900 MWe ; pour les réacteurs de 1300 et 1450 MWe, deux enceintes de béton sont utilisées : la plus interne de 1,2 m d'épaisseur et la plus externe de 0,55 m. L'enceinte en béton a été conçue pour protéger l'ensemble du réacteur en cas d'une augmentation indésirable de la pression lors d'un accident.

Il faut préciser que, à part les éléments déjà énoncés, d'autres systèmes liés au circuit primaire existent :

- Un système de contrôle volumique et chimique (Concentration de bore et pH)
- Un système de refroidissement du réacteur à l'arrêt afin d'évacuer la puissance résiduelle du combustible présent dans le cœur du réacteur.

D'autres systèmes liés au circuit primaire existent dont l'un intervient en cas d'Accident de Perte de réfrigérant primaire (APRP). Ces systèmes d'injection de sécurité (RIS) noient les assemblages de combustible avec de l'eau borée sous pression afin d'assurer le refroidissement du cœur et d'étouffer la réaction nucléaire.

1.1.2 Circuit secondaire

Le circuit secondaire comprend toute la boucle qui suit le cycle thermodynamique liée à la production d'électricité en profitant de la chaleur produite par le circuit primaire.

Pour pouvoir transférer la chaleur du circuit primaire au secondaire, un générateur de vapeur (GV) est utilisé. Cet appareil est constitué d'un faisceau de tubes en U dans lequel l'eau du circuit primaire circule. L'eau d'alimentation du circuit secondaire est échauffée au contact de ces tubes et éventuellement vaporisée. Un séparateur centrifuge permet d'extraire la vapeur du mélange eau vapeur-eau à la sortie du faisceau de tubes et un sécheur limite à 0.25% le taux d'humidité de la vapeur afin de ne pas endommager les ailettes de la turbine par érosion. L'eau du circuit primaire est maintenue sous pression à environ 155 bar et la pression au secondaire de l'ordre de 70 bar, conduisant à une température de la vapeur en sortie du GV côté circuit secondaire de l'ordre de 275°C.

Détendre toute la vapeur issue du GV pénaliserait le rendement global de la centrale. Pour améliorer la performance du cycle thermodynamique, un séparateur-surchauffeur est placé dans le circuit. La détente au niveau de la turbine est donc fractionnée : Une première fraction (environ 85%) est détendue dans une turbine haute pression (HP) jusqu'à une pression d'environ 11 bar ; le débit massique d'eau sortant de la turbine HP va alors se réchauffer en utilisant la vapeur restante (15%) à l'intérieur du séparateur-surchauffeur pour ensuite être détendue dans une turbine basse pression. Le fluide sortant est condensé et mélangé avec de l'eau retenue dans le séparateur-surchauffeur dans la bache alimentaire pour être ensuite remise en pression pour alimenter le générateur de vapeur et boucler le cycle thermodynamique. La puissance en sortie des turbines de haute et de basse pression est enfin utilisée pour entraîner l'alternateur électrique.

Le rendement du cycle thermodynamique pour une centrale nucléaire REP typique française est de l'ordre de 33%. A titre de comparaison, le rendement théorique de Carnot d'une centrale nucléaire REP serait d'environ 50%.

1.1.3 Circuit tertiaire

Le circuit tertiaire comprend le circuit d'eau de refroidissement servant à condenser la vapeur du circuit secondaire. Elle est prélevée d'une source naturelle proche de la centrale (fleuve, rivière ou océan, mer). Deux types de refroidissement existent :

- En circuit fermé : Dans ce cas, une tour aéroréfrigérante est utilisée. De l'eau chaude en sortie du condenseur est atomisée dans la tour (un meilleur rendement en raison de l'augmentation de la surface d'échange) pour se refroidir avec un courant d'air. Pendant ce procédé, une partie de l'eau est nécessairement évaporée, provoquant le panache de vapeur au-dessus des tours de refroidissement, et l'autre est renvoyée vers le condenseur. Pour compenser l'évaporation, un prélèvement modéré d'eau de la source est fait.
- En circuit ouvert : Après avoir traversé le condenseur, l'eau est intégralement rejetée vers sa source. Pour faire le retour de cette eau vers la source naturelle, il est indispensable de la remettre à une température proche de l'ambient.

Bien que les REP présentent des systèmes fiables et sûrs, des accidents peuvent avoir lieu endommageant les différents composants du réacteur et ayant des conséquences catastrophiques. Ces potentialités sont étudiées depuis de nombreuses années et en particulier, l'IRSN développe depuis sa création une expertise sur les risques liés au nucléaire et notamment les risques de fusion du cœur lié à un APRP. Suite à la catastrophe de Fukushima de mars 2011 qui a conduit à la fusion de plusieurs réacteurs, de nombreux travaux de recherche ont été initiés à l'échelle mondiale et notamment en France afin de mieux comprendre pour mieux cerner les conditions accidentelles et ainsi mieux concevoir les systèmes de prévention et sécurité des installations. Parmi ces accidents, on trouve l'accident de perte de réfrigérant primaire ou APRP, qui est l'objet d'étude du présent travail et sera présenté ci-après.

1.2 Accident de perte de réfrigérant primaire (APRP)

1.2.1 Généralités

Un des accidents de dimensionnement d'un réacteur REP est l'accident de perte de réfrigérant primaire (APRP). Bien que la probabilité d'occurrence d'un tel accident soit très faible, ses conséquences sont potentiellement dangereuses et pour cela, il doit être maîtrisé. Il a notamment été étudié pour dimensionner les systèmes d'injection d'eau de sécurité du circuit primaire.

L'APRP se produit lorsqu'il y a une fuite d'eau au circuit primaire due soit à une rupture de tuyauterie (brèche), soit à une défaillance d'un élément secondaire du circuit (Perte d'un joint d'étanchéité d'une pompe par exemple). Un tel accident a déjà fait l'objet de nombreuses études et essais dont l'essai PHEBUS-LOCA [1]. Le déroulement accidentel dépend fortement de la taille de la brèche. Dans le cas d'une grosse brèche (diamètre

équivalent supérieur à 12"), l'accident peut se décomposer en plusieurs phases distinctes lesquelles sont schématisées sur la Figure 1.2 et résumée ci-dessous :

- Phase 1 dite de dépressurisation : Suite à l'ouverture de la brèche, une violente chute de pression se produit accompagnée d'une forte évaporation de l'eau du circuit primaire. Cette évaporation massive ainsi que la perte en eau à la brèche entraînent une vidange rapide et quasi-complète du circuit primaire et un assèchement des assemblages combustibles. Le cœur du réacteur n'est plus refroidi. La réaction nucléaire est stoppée via la chute des barres de contrôle mais également par le fait qu'il n'y a plus d'eau pour modérer les neutrons issus de la réaction en chaîne. Par contre, les assemblages combustibles dégagent une chaleur résiduelle (d'environ 7% de la puissance thermique du réacteur au début de l'accident juste après l'arrêt automatique du réacteur) qui n'est plus évacuée. Par conséquent, une augmentation de la température des crayons combustibles se produit. La pressurisation de ces crayons peut alors conduire à un gonflement des gaines du combustible (Figure 1.3), puis à leur rupture. De même, cette augmentation de température entraîne un changement de phase du zircaloy, l'oxydation externe de la gaine, la production d'hydrogène et le relâchement de produits radioactifs dans le circuit primaire (notamment des isotopes du xénon et du krypton) en cas de la rupture du crayon.
- Phase 2 dite de remplissage : afin d'évacuer la chaleur résiduelle et garantir l'état du réacteur, les systèmes d'injection d'eau de sécurité se déclenchent automatiquement. Dans un premier temps, les accumulateurs (système passif composé de grands réservoirs d'eau pressurisée à environ 45 bar) vont se déverser dans le circuit primaire et vont permettre de remplir une partie de la cuve du réacteur et éventuellement refroidir les crayons combustibles.
- Phase 3 dite de renoyage : les injections de sécurité se mettent en route et de l'eau est injectée dans le circuit primaire via des pompes. C'est ce système qui doit assurer le renoyage du cœur du réacteur nucléaire où sont situés les assemblages combustibles et assurer à plus long terme le refroidissement de ce dernier.

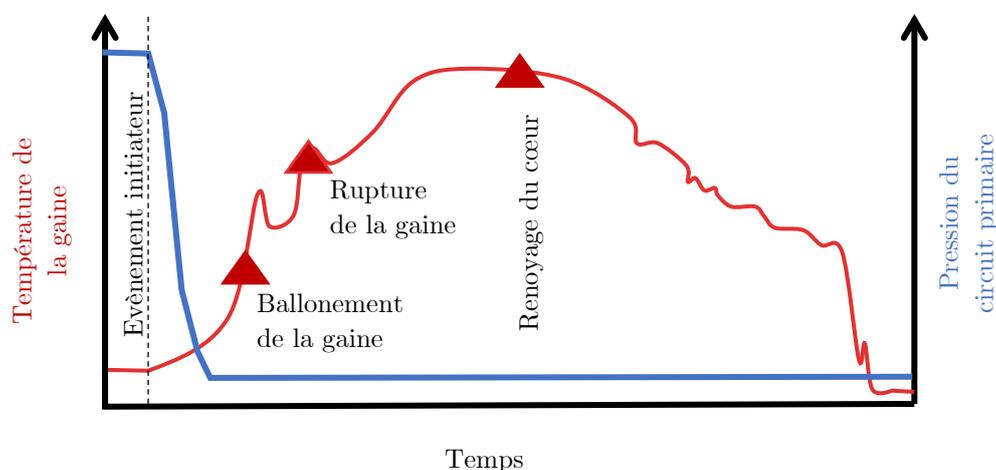


Figure 1.2 Schéma d'un transitoire de température de gaine et de pression lors d'un APRP.

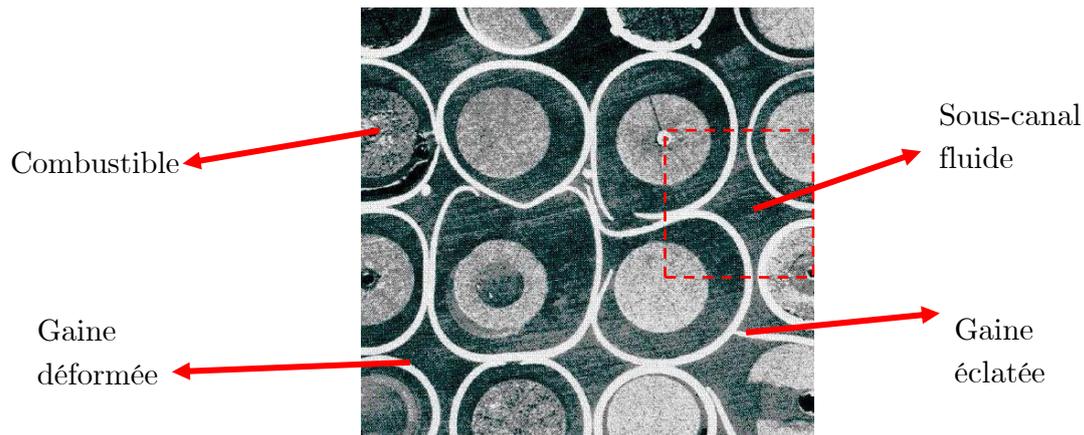


Figure 1.3. Crayons de combustible déformés et éclatés. Expérience Phébus-LOCA [2].

1.2.2 Thermohydraulique du renoyage

Trois zones, caractérisées par des écoulements de nature différentes, sont identifiées lors de la phase de renoyage (Figure 1.4) :

Zone d'eau sous-saturée et saturée : Dans cette zone, l'eau est majoritairement monophasique liquide. Cependant plusieurs mécanismes d'ébullition apparaissent. Tout d'abord apparaît l'ébullition nucléée dans la zone la plus basse avec la formation de bulles de vapeur. Plus haut, l'eau qui entoure les gaines subit un changement dans son régime d'ébullition et le phénomène d'ébullition en film a lieu. A ce niveau, un film de vapeur commence à se former dans les assemblages autour des crayons et une forte évaporation se produit due aux échanges convectif et radiatif entre la couche de vapeur et les crayons soumis à de hautes températures (permettant d'arracher des gouttes d'eau qui seront transportées dans l'écoulement de vapeur). La limite supérieure de cette zone est appelée front de trempe.

Zone diphasique vapeur/gouttes : Au-delà du front de trempe, un écoulement dispersé de vapeur et de gouttes d'eau apparaît. Les gouttes sont transportées par la vapeur d'eau à une température proche de la saturation. Dans cette zone, les transferts thermiques sont liés principalement à la convection forcée entre les gaines et la vapeur d'eau, le rayonnement et les impacts gouttes-paroi. D'après quelques références bibliographiques [3][4][5], les ordres de grandeur des paramètres thermohydrauliques de l'écoulement diphasique au-delà du front de trempe sont :

- Gouttes d'eau
 - ✓ Température : $T_g \leq T_{sat}$
 - ✓ Diamètre: $50 \mu m < d_g < 1000 \mu m$
 - ✓ Fraction volumique (α_g) : $10^{-4} m_{eau}^3/m^3$ et $10^{-2} m_{eau}^3/m^3$
- Vapeur
 - ✓ Température : $T_{sat} < T_v < 800^\circ C$
 - ✓ Pression $P_v < 3$ bar

- Crayons
 - ✓ Température : $300^{\circ}\text{C} < T_c < 1200^{\circ}\text{C}$
 - ✓ Emissivité: $0.5 < \epsilon_c < 0.8$

Zone de vapeur surchauffée: Loin de la zone du front de trempe, un écoulement purement monophasique, de vapeur surchauffée, domine. Les échanges thermiques avec les crayons se font principalement par convection forcée et rayonnement.

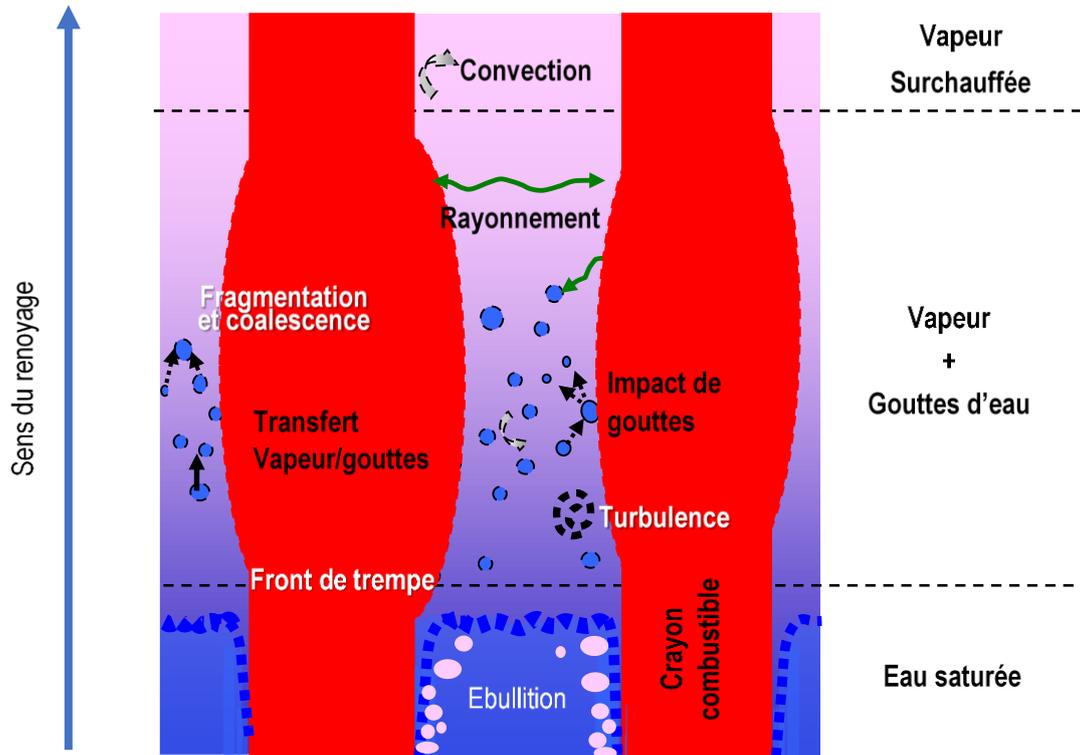


Figure 1.4. Principaux phénomènes physiques intervenant lors de la phase renouage d'un APRP jouant un rôle dans la thermohydraulique du canal bouché.

Le renouage le long des assemblages combustibles est un phénomène thermohydraulique complexe influencé par la déformation des gaines combustibles : le gonflement des tubes en zircaloy peut produire un bouchage significatif de la section de passage fluide modifiant la structure de l'écoulement et donc la dynamique de refroidissement. La hauteur axiale maximale de ces gonflements est limitée par la distance inter-grilles, qui est de 50 cm environ.

1.3 Position du problème

Un des enjeux de sûreté nucléaire vise à évaluer la capacité de refroidissement des assemblages combustibles lors du renouage en conditions d'un ARPR et plus précisément la capacité de l'écoulement vapeur/gouttes à refroidir les gaines au niveau des sous-canaux bouchés. Dans ce contexte, l'IRSN, qui l'a initié, coordonne depuis 2014 le projet ANR RSNR PERFROI.

Celui-ci s'articule autour de deux axes à caractère fortement expérimental :

- L'étude de la déformation thermomécanique et la rupture des crayons de combustibles en condition d'APRP
- L'étude thermohydraulique du renoyage du cœur d'un réacteur nucléaire de type REP.

Concernant le premier axe expérimental (Figure 1.5), la section d'essais COCAGNE (COmportement d'un Crayon en APRP soumis à un GradieNt de températurE) développée à l'IRSN a été conçue afin d'analyser le gonflement et la rupture d'un tronçon de gaine lors d'un APRP en environnement représentatif. Cet axe comporte également des travaux de recherche réalisés à l'INSA de Lyon [6] qui ont apporté des informations concernant les lois de fluage des éprouvettes de gaine sous conditions thermomécaniques d'un APRP.

Concernant le deuxième axe du projet, l'installation expérimentale COAL (COolability of a fuel Assembly during Loca) [7] est en cours de développement: il s'agit d'un banc thermohydraulique réalisé avec des crayons à chauffage électrique selon une géométrie de type grappe 7x7 (d'une hauteur d'environ 3 m) comportant une série de crayons déformés ; le but de cette expérience est d'étudier le transitoire de renoyage et d'analyser l'influence de la déformation des crayons sur le refroidissement (taux de bouchage et longueur des ballons).



Figure 1.5. (a) Banc expérimental (COCAGNE) et (b) expérience de fluage des éprouvettes de Zircaloy-4.[2].

Afin de contribuer à l'étude thermohydraulique du projet PERFROI, le présent travail s'intéresse à évaluer la capacité de refroidissement des crayons de combustible partiellement déformés par un écoulement de vapeur et de gouttes d'eau dans des conditions caractéristiques d'un APRP à l'échelle d'un sous-canal ainsi que la

caractérisation thermohydraulique des gouttes lors du refroidissement. Les résultats de la présente étude permettront ainsi de compléter les expériences COAL.

Cette étude s'articule autour de deux axes principaux :

- Un axe expérimental permettant d'évaluer les transferts de chaleur et de masse pour un écoulement vapeur/gouttes. Pour cela, un dispositif expérimental à l'échelle d'un sous-canal a été spécialement conçu ; il s'agit de COLIBRI (**CO**o**L**I**ng** of a **B**lockage **R**egion **I**nside a **P**WR **R**eactor), qui sera décrite au chapitre 3 du manuscrit.
- Un axe de modélisation mécaniste de la phénoménologie. Le rôle de cette modélisation est double : d'une part, elle permet de faire une évaluation simple mais réaliste des transferts de chaleur et de masse pour le cas d'un écoulement dispersé et d'autre part, elle permet l'évaluation des modèles choisis pour le calcul des transferts par une comparaison avec l'expérience. Le code NECTAR (**N**ew **E**xperimental **C**ode for **T**hermal-hydraulic **A**nalysis in a **R**epresentative geometry) a donc été développé à ces fins.

Ainsi, dans un premier temps, une étude bibliographique des transferts thermiques rencontrés en APRP et particulièrement les mécanismes de transferts thermiques pour un écoulement dispersé de vapeur et de gouttes seront introduits et présentés. Le but du troisième chapitre est de présenter l'installation expérimentale thermohydraulique COLIBRI qui a été conçue afin de reproduire les conditions de refroidissement d'une région bouchée d'un assemblage combustible. Pour ce faire, une tubulure équivalente est utilisée dans laquelle un écoulement de vapeur et de gouttes caractéristique d'un APRP assure le « refroidissement ». Ensuite, l'ensemble des techniques de mesure utilisées pour caractériser les transferts ainsi que les résultats expérimentaux seront détaillés dans les chapitres 4 et 5. Enfin, les derniers chapitres seront consacrés à l'analyse des résultats expérimentaux ainsi qu'à la présentation de la modélisation mécaniste des échanges thermiques vapeur/gouttes et paroi ; des résultats de simulations en utilisant le code NECTAR seront présentés et comparés avec les résultats expérimentaux.

Les résultats de ce travail de recherche seront utilisés par l'IRSN avec les résultats des autres recherches du projet PERFROI pour la validation du logiciel DRACCAR (Déformation et Renoyage d'un Assemblage de Crayons Combustibles pendant un Accident de Refroidissement), développé par l'IRSN et utilisé pour simuler le comportement du combustible nucléaire, la thermohydraulique et la phase de refroidissement des crayons lors d'un accident de perte de refroidissement.

2. Etude des régimes d'ébullition

2.1	Ebullition en vase	29
2.2	Ebullition convective dans un tube vertical.....	30
2.2.1	Ebullition sous-saturée.....	30
2.2.2	Ebullition saturée.....	32
2.2.3	Flux critique	34
2.2.4	Flux thermique en aval du flux critique	34
2.3	Mécanismes de transfert thermique en écoulement dispersé vapeur/goutte	36
2.3.1	Convection forcée vapeur/paroi.....	37
2.3.2	Convection interfaciale vapeur/gouttes	38
2.3.3	Rayonnement	40
2.3.3.1	Propriétés radiatives des gouttes	41
2.3.3.2	Propriétés radiatives de la vapeur	42
2.3.4	Impacts paroi/goutte	44
2.3.4.1	Cas d'une goutte sessile	44
2.3.4.2	Régimes d'impact goutte/paroi en régime de Leidenfrost	45
2.3.4.3	Aspects dynamiques du rebond d'une goutte en régime de Leidenfrost	46
2.3.4.4	Transfert thermique goutte/paroi en régime de rebond	47
2.3.4.5	Transfert thermique par impact entre une population de gouttes et une paroi	49
2.4	Conclusions	51

L'objectif de la présente thèse est de caractériser un écoulement dispersé, vapeur/gouttes représentatif de la phase de renoyage d'un REP. Même si le cœur de l'étude s'intéresse à un écoulement vapeur/gouttes donc un écoulement dispersé, il nous apparait important de rappeler quelques notions concernant également la formation de cet écoulement. Aussi, dans ce chapitre, une étude des différents phénomènes mis en jeu lors de cette phase de renoyage et donc du refroidissement d'un cœur de REP seront introduits. Pour chaque phénomène, les transferts thermiques et massiques seront caractérisés et nous ferons également une étude critique des différents modèles qui permettra le choix de ceux qui seront éventuellement implémentés dans le code de calcul mécaniste NECTAR développé pendant la présente thèse et présenté au dernier chapitre.

2.1 Ebullition en vase

Avant de passer à l'ébullition convective, l'ébullition en vase sera traitée. Même si ces phénomènes qui interviennent pendant ce type d'ébullition ont été beaucoup étudiés, il nous semble important de les rappeler brièvement. L'expérience de Nukiyama [8], a permis d'étudier l'échange thermique entre un fil métallique chauffé électriquement par effet Joule et plongé dans de l'eau ; l'expérience s'est donc déroulée à flux thermique imposé. Trois ans plus tard, en 1937, Drew et Muller [9] ont effectué la même expérience mais à température de surface imposée. Ces résultats ont permis la caractérisation des régimes d'ébullition lesquels sont fonction de la surchauffe pariétale (différence entre la température de la surface T_p et la température de saturation du fluide T_{sat} à la pression considérée), ainsi que de la densité du flux thermique, ϕ . Ces résultats sont souvent présentés sous forme d'une courbe dite « Courbe d'ébullition » représentée dans la Figure 2.1.

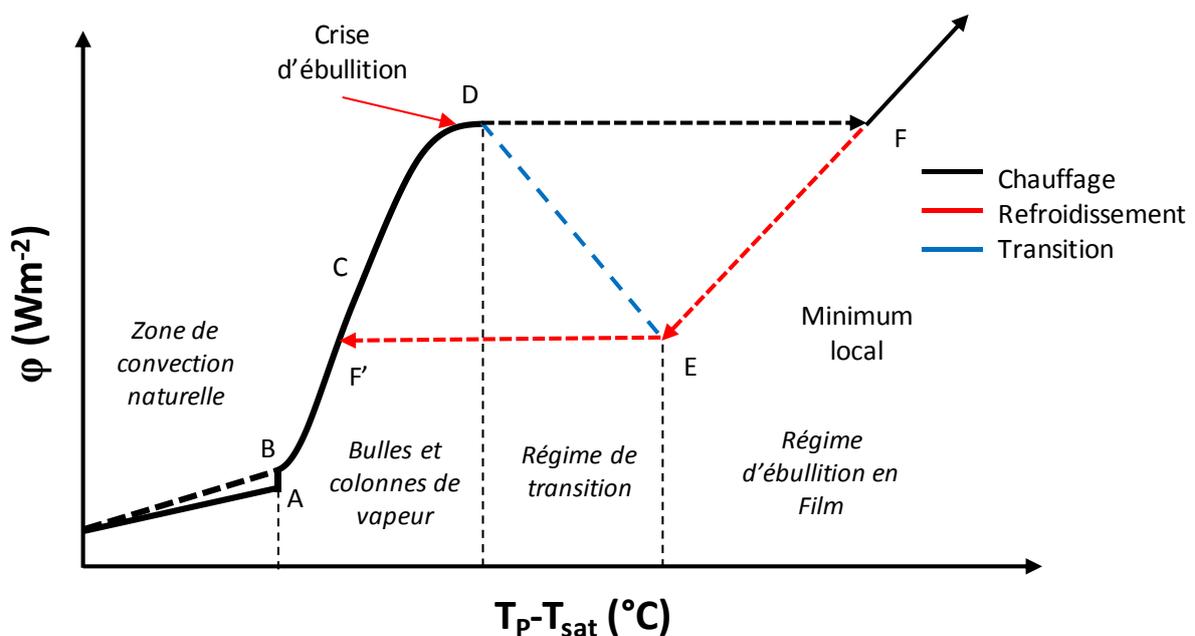


Figure 2.1. Courbe d'ébullition.

La première zone de la Figure 2.1, étendue jusqu'au point A, correspond à la zone de convection naturelle où les échanges thermiques entre la paroi et le fluide se font principalement par conduction et convection naturelle dans le fluide. Le point A, pour lequel on constate l'apparition des premières bulles de vapeur au niveau des sites de nucléation sur la paroi, ne correspond pas exactement à la température de saturation du liquide parce qu'atteindre T_{sat} n'est pas une condition suffisante pour déclencher la nucléation (Activer les sites de nucléation). La nucléation et le détachement des premières bulles de vapeur améliorent le transfert thermique raison pour laquelle il y a une augmentation du flux thermique à température constante (Ligne AB, Figure 2.1).

Ensuite, une augmentation progressive de la fréquence de nucléation conduit à la formation de colonnes et poches de vapeur à partir du point C ; le flux thermique s'accroît encore jusqu'à atteindre une limite appelée « crise d'ébullition » (ou CHF pour critical heat flux). En ce point, le remouillage de la paroi par le fluide n'est plus garanti et au-delà, l'évolution de la courbe est gouvernée par la condition imposée à la paroi. En cas de chauffage par flux imposé (Courbe noire), il y a une augmentation brutale de la température et donc un passage direct en régime d'ébullition en film (Ligne DF, Figure 2.1). Dans ces conditions, l'élément chauffant risque d'atteindre des températures telles que sa destruction par fusion est à craindre. Si le flux thermique est réduit en partant de la zone d'ébullition en film (Courbe rouge), un comportement différent est observé : quand le minimum d'ébullition en film (MFB) est atteint, une diminution importante de la température est observée et donc un passage direct à un régime d'ébullition nucléé (Ligne EF', Figure 2.1). En cas de chauffage par température imposée une zone dite de transition apparaît (Courbe bleue pointillée). Dans cette zone, un film de vapeur instable apparaît entre la surface et le liquide. En augmentant la température de surface, le flux diminue jusqu'au point E où le film de vapeur devient stable. Ce point est connu comme le minimum local d'ébullition en film.

2.2 Ebullition convective dans un tube vertical

Pour un écoulement traversant un tube vertical dont la paroi est chauffée à flux thermique constant, ce qui est typiquement le cas rencontré lors du renoyage des assemblages de combustible lors d'un APRP (Crayons de combustible chauffés par la puissance résiduelle dégagée par les pastilles de combustible), différents régimes d'écoulement sont observables ; ces régimes conditionnent les transferts thermiques à la paroi et donc le processus de refroidissement des crayons de combustible. Ces différentes configurations d'écoulement sont connues et sont représentées sur la Figure 2.2. Par la suite, nous décrivons les transferts thermiques et de masse associés à ces différents régimes.

2.2.1 Ebullition sous-saturée

Dans cette zone, la température du liquide est maintenue en dessous de la température de saturation, T_{sat} . Trois zones sont identifiées :

Zone liquide monophasique : Dans cette zone (Jusqu'au point A) les échanges thermiques avec la paroi sont gouvernés par convection forcée. Il y a de nombreuses

corrélations pour calculer le coefficient d'échange convectif. Par exemple, la corrélation de Dittus-Boelter [10], valable pour $Re > 10^4$ permet d'estimer ce coefficient:

$$Nu = 0.023Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2.1)$$

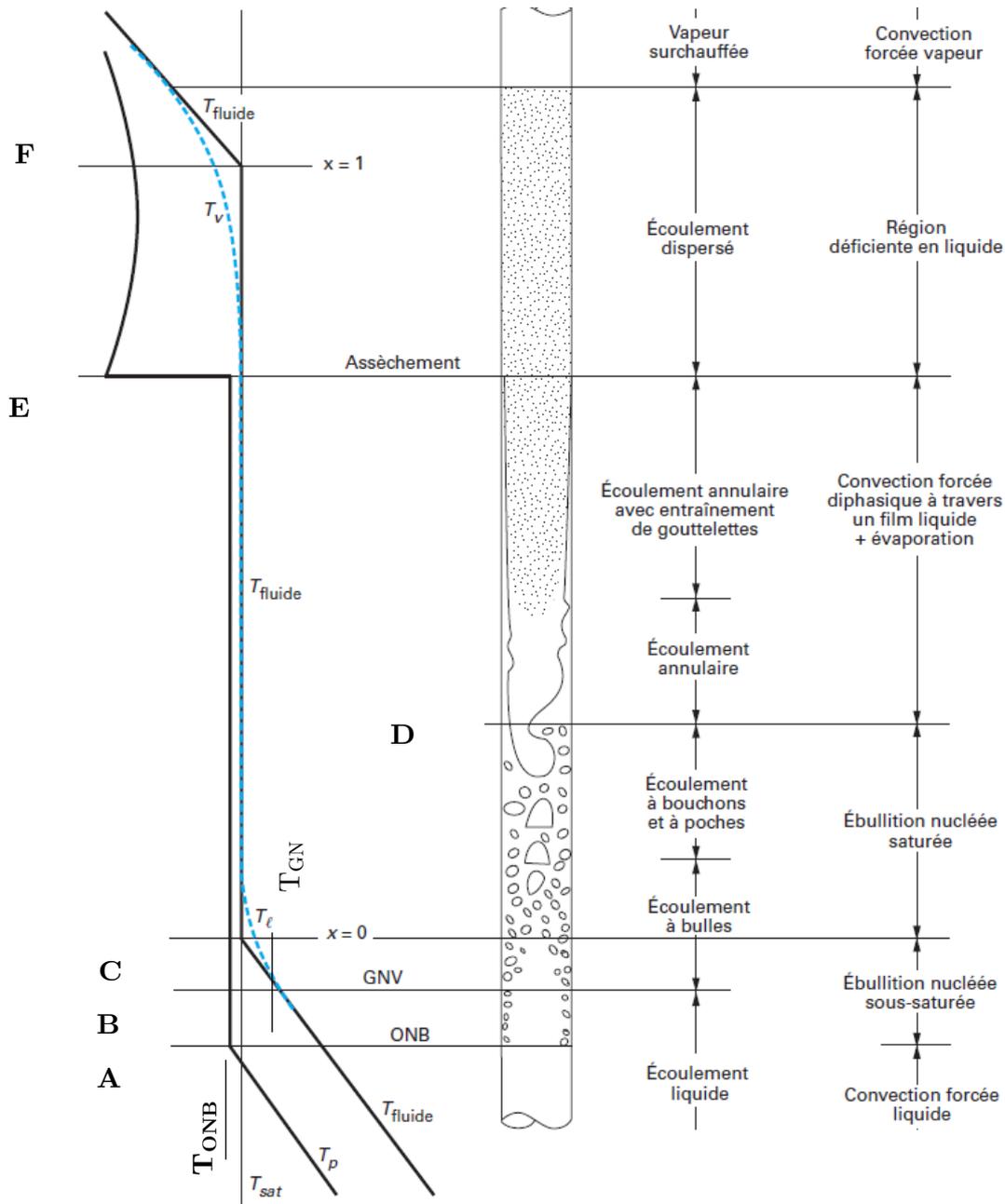


Figure 2.2 Configurations d'écoulements dans un tube vertical chauffé à flux thermique constant [11]

La température de la paroi et du fluide augmentent progressivement ; pour le cas particulier du chauffage uniforme, l'évolution de la température du fluide f s'écrit :

$$T_f(z) = T_{l,o} + \frac{4z \phi_p}{GCp_l D_h} \quad (2.2)$$

Quand la paroi atteint la température de saturation, l'ébullition n'apparaît pas parce que les conditions pour activer des sites de nucléation ne sont pas suffisantes.

Zone d'ébullition sous-saturée partielle : A partir du point B, les premières bulles apparaissent dans le fluide. Ce point correspond au début de l'ébullition sous-saturée, ONB (*Onset of nucleate boiling* en anglais); la température de paroi ne change pratiquement pas à partir de ce point. La température au point ONB peut être estimée pour un écoulement d'eau en utilisant la corrélation de Bergles-Rohsenow [12]:

$$T_{ONB} = T_{sat} + 0.556 \left(\frac{\varphi_p}{1082 \left(\frac{p}{10^5} \right)^{1.156}} \right)^{0.463 \left(\frac{p}{10^5} \right)^{0.0234}} \quad (2.3)$$

La corrélation de Frost et al. [13] permet de travailler avec un grand nombre de fluides, dont l'eau :

$$T_{ONB} = T_{sat} + \left(\frac{\mu_{l,sat} C p_{l,sat}}{k_{l,sat}} \right) \left(\frac{8\sigma\varphi_p(T_{sat} + 273.15)}{h_{lv}k_{l,sat}\rho_{l,sat}} \right)^{0.5} \quad (2.4)$$

Dans cette zone les transferts thermiques se font principalement par convection forcée et par ébullition.

Zone d'ébullition sous-saturée complètement développée: Au-delà du point B, la contribution de la convection forcée devient négligeable et l'ébullition sous-saturée pleinement développée apparaît. Les bulles peuvent quitter la paroi, cela étant possible parce que la température du fluide est suffisamment importante afin d'éviter la condensation des bulles de vapeur. Dans cette zone, la vapeur est à la température de saturation tandis que le liquide est sous-saturé, donnant lieu à un écoulement hors-équilibre thermodynamique. De plus, une augmentation significative du taux de vide est mise en évidence dans cette zone. Plusieurs corrélations sont données dans la littérature pour estimer la température du fluide au point B. A titre d'exemple, la corrélation de Saha et Zuber [14] est présentée ci-dessous :

$$\begin{aligned} T_{GNV} &= T_{sat} - 0.0022 \frac{\varphi_p D h}{k_l} && \text{Si } Re.Pr < 70000 \\ T_{GNV} &= T_{sat} - 153.8 \frac{\varphi_p}{G C p_l} && \text{Si } Re.Pr > 70000 \end{aligned} \quad (2.5)$$

2.2.2 Ebullition saturée

L'ébullition est dite saturée (Zone CE, Figure 2.2) à partir du point où le titre thermodynamique, x (Rapport entre la masse de vapeur et la masse totale), vaut 0 en supposant les conditions d'équilibre thermodynamique. Dans ces conditions, la température moyenne du fluide est considérée à la température de saturation. Cette zone est caractérisée par une succession de différents régimes d'écoulement qui sont respectivement : écoulement

à bulles, à poches, annulaire et dispersé. Différentes approches sont utilisées dans la littérature afin d'estimer le flux thermique dans cette zone, la méthode de superposition de Chen [15] étant la plus utilisée. Le flux thermique peut être modélisé par la somme d'une contribution par convection forcée et par ébullition. Le coefficient de transfert thermique peut donc s'écrire :

$$h = Ah_{conv} + Bh_{ébull} \quad (2.6)$$

A est le facteur d'amélioration convectif ($A > 1$) et B le facteur de suppression d'ébullition nucléée ($0 < B < 1$). Dans cette approche, le coefficient de transfert thermique convectif peut être estimé de la façon suivante si l'écoulement est turbulent :

$$h_{conv} = 0.023 \left(\frac{G(1-x)D_h}{\mu_l} \right)^{0.8} Pr_l^{0.4} \quad (2.7)$$

Le coefficient d'ébullition est donné par Forster et Zuber [16] :

$$h_{ébull} = 0.00122 \left(\frac{k_l^{0.79} C p_l^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{lv}^{0.24} \rho_v^{0.24}} \right) (T_p - T_{sat})^{0.24} \Delta p_{sat}^{0.75} \quad (2.8)$$

Où l'écart de pression est calculé à partir de la relation de Clapeyron :

$$\Delta p_{sat} = \frac{h_{lv}(T_p - T_{sat})}{T_{sat} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right)} \quad (2.9)$$

Les facteurs A et B sont calculés en fonction du paramètre de Lockhart-Martinelli, χ donné par :

$$\chi = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.1} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \quad (2.10)$$

Pour $\chi < 0.1$, $A=1$; pour $\chi > 0.1$:

$$A = 2.35 \left(0.213 + \frac{1}{\chi} \right)^{0.736} \quad (2.11)$$

Le facteur B est déterminé en fonction du facteur A :

$$B = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} \left(\frac{G(1-x)D_h}{\mu_l} A^{1.25} \right)^{1.17}} \quad (2.12)$$

2.2.3 Flux critique

Le début du flux critique, ou CHF, est marqué par une dégradation des transferts thermiques et accompagné par une augmentation presque instantanée de la température de la paroi dans les systèmes à flux imposé (ou bien à une diminution du coefficient d'échange dans les systèmes à température imposée) : l'apparition du flux critique se manifeste selon deux types de condition :

- En ébullition sous-saturée ou saturée à faibles titres (Haut flux massique) : Caractérisé par une formation d'une couche de vapeur sur la paroi chauffée.
- En ébullition saturée aux forts titres (Bas flux massique): Cas le plus probable en APRP vu les ordres de grandeur des flux massiques de renoyage. D'abord, une couche annulaire de liquide apparaît. L'épaisseur de cette couche se réduit progressivement jusqu'à atteindre un assèchement de la paroi, phénomène connu comme *dry-out* (*Point E*, Figure 2.2).

La prédiction du flux critique est à ce jour très empirique, ceci est dû à la complexité des mécanismes mis en jeu. Expérimentalement, il a été démontré que les principaux paramètres qui influent pour la détermination du flux critique sont : le niveau de sous-saturation du fluide, le flux massique, la pression ainsi que la géométrie du canal (Longueur et diamètre hydraulique).

2.2.4 Flux thermique en aval du flux critique

En aval du flux critique, deux importants domaines peuvent être identifiés :

Ébullition de transition : Dans cette zone, qui apparaît dans les systèmes à température imposée, le flux thermique surfacique décroît du fait de l'apparition des premières zones de vapeur près de la paroi. De la même façon que pour le cas du flux critique, les corrélations existantes dans la littérature pour estimer le flux en ébullition en transition sont purement expérimentales du fait de la complexité des mécanismes mis en jeu. La plupart de ces corrélations montrent que le flux thermique dans cette zone dépend fortement du titre thermodynamique, de la température de paroi ainsi que de la valeur du flux critique.

Ébullition en écoulement dispersé (Dispersed Flow Film Boiling, DFFB, en anglais) : En aval du point d'assèchement (il n'y a plus de liquide en contact avec la paroi), un écoulement dispersé de gouttes dans un cœur de vapeur gouverne les transferts thermiques. Ces gouttelettes, qui ont des diamètres de quelques microns, sont arrachées par l'écoulement de vapeur par des mécanismes d'instabilités hydrodynamiques de type Taylor en écoulement annulaire dues aux différences de vitesse des deux phases au niveau de l'interface ainsi qu'aux éventuels éclatements des bulles de vapeur à l'interface avec le liquide. Dans cette zone, les titres thermodynamiques deviennent importants. Plusieurs mécanismes de transferts thermiques ont lieu dans cette zone et dépendent fortement de la thermohydraulique de chaque phase, comme il sera présenté par la suite. La plupart des corrélations dans cette zone sont empiriques et permettent d'estimer le nombre de Nusselt [17].

La corrélation de Bishop et al. [18] permet d'estimer le nombre de Nusselt:

$$Nu_{DFFB} = 0.0193 \left(\frac{GD_h}{\mu_v} \right)^{0.8} (Pr_v)^{1.2} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{l,sat}} \right)^{0.068} \quad (2.13)$$

Les propriétés sont calculées à la température de film $(T_p + T_v)/2$.

L'une des corrélations empiriques les plus précises et utilisée est celle de Groeneveld, qui pour le cas d'une géométrie tubulaire s'écrit [19][20] :

$$Nu_{DFFB} = 0.00109 \left(\frac{GxD_h}{\mu_v} \left(x + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1-x) \right) \right)^{0.98} (Pr_v)^{1.4} \left(1 - 0.1 \left(\frac{\rho_g - \rho_v}{\rho_v} (1-x) \right)^{0.4} \right)^{-1.15} \quad (2.14)$$

Les propriétés de la vapeur sont calculées à la température de la paroi. Cette corrélation, qui présente une erreur quadratique moyenne par rapport aux expériences d'environ 20%, est basée sur des données expérimentales avec de l'eau dans les conditions suivantes :

- $0.1 < x < 0.9$
- $0.25 \text{ cm} < D_h < 2,5 \text{ cm}$
- $800 \text{ kg.m}^{-2}\text{s}^{-1} < G < 4100 \text{ kg.m}^{-2}\text{s}^{-1}$
- $38 \text{ bar} < p < 100 \text{ bar}$
- $0.88 < Pr_v < 2.21$

Bien que les corrélations couramment utilisées dans cette zone permettent d'estimer de façon plus ou moins précise les échanges thermiques avec un écoulement dispersé en gouttes dans une conduite, elles restent purement empiriques et valables que sous certaines conditions ; la plupart de ces corrélations sont valables à hautes pressions, tandis que pour le cas précis d'un APRP grosse-brèche cela n'est plus le cas. De même, elles ne font pas intervenir les caractéristiques de l'écoulement de gouttes (Diamètre, fraction volumique, vitesse, température, distribution de l'écoulement de gouttes) en considérant le caractère diphasique à minima. Afin de mieux comprendre ce qui se passe dans cette zone, sachant que ce type d'écoulement sera celui à étudier et à reproduire expérimentalement pendant la présente étude, les différents mécanismes de transfert thermiques potentiellement rencontrés seront présentés dans la prochaine section et les différentes corrélations retrouvées dans la littérature et liées à chaque mécanisme seront énoncées également.

2.3 Mécanismes de transfert thermique en écoulement dispersé vapeur/goutte

Pendant le renoyage du cœur d'un réacteur nucléaire en situation d'APRP, une partie importante des assemblages combustibles est refroidie grâce aux échanges thermiques avec un écoulement diphasique dispersé de gouttes et vapeur (*Dispersed Flow Film Boiling, DFFB*). Cet écoulement est caractérisé par un non-équilibre thermodynamique ($T_v \neq T_g$) et dynamique ($u_v \neq u_g$) entre les deux phases. Les caractéristiques de ce type d'écoulement sont fortement dépendantes de la nature du renoyage et les échanges thermiques sont liés à la thermohydraulique de chacune des phases présentes. La compréhension des mécanismes de transferts thermiques d'un tel écoulement de vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire est donc un enjeu important de sûreté nucléaire qui permet d'évaluer la capacité de refroidissement des systèmes d'injection de sécurité lors d'un APRP.

Plusieurs auteurs proposent d'étudier le problème d'un point de vue mécaniste, c'est-à-dire comme la contribution d'une somme de mécanismes de transferts thermiques entre une paroi chaude à refroidir et un écoulement de vapeur surchauffée avec une phase dispersée de gouttes [21]–[26]. Ces mécanismes de transfert thermique et de masse sont (Figure 2.3):

- Transfert thermique entre la paroi et la vapeur.
- Transfert thermique entre la paroi et les gouttes.
- Transfert thermique entre la vapeur et les gouttes.
- Transfert de masse entre les deux phases.

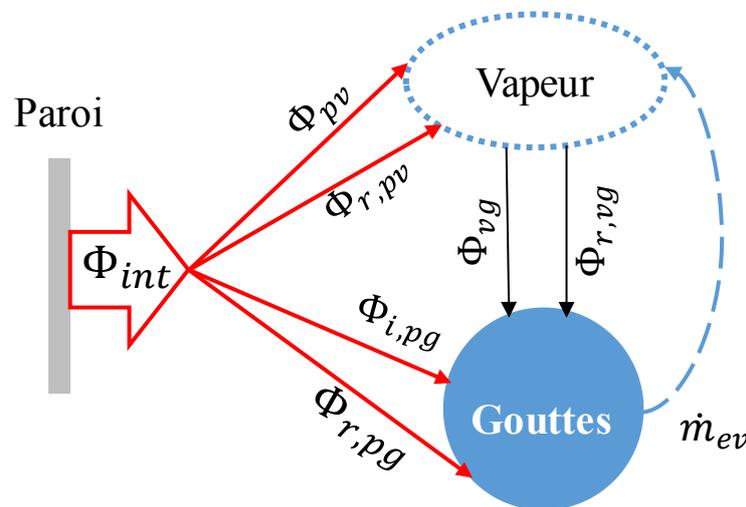


Figure 2.3. Transferts thermiques en écoulement dispersé vapeur/gouttes dans un tube.

Ces contributions peuvent être exprimées en fonctions des 6 mécanismes de transfert thermiques suivants (Figure 2.3) :

- Convection forcée interne paroi/vapeur (Φ_{pv}).
- Rayonnement paroi/vapeur ($\Phi_{r,pv}$).

- Rayonnement paroi/gouttes ($\Phi_{r,pg}$).
- Impacts paroi/gouttes (Φ_{ipg}).
- Convection vapeur/gouttes (Φ_{vg}).
- Rayonnement vapeur/gouttes ($\Phi_{r,vg}$).

L'ensemble de ces mécanismes thermiques conditionne le refroidissement des assemblages combustibles lors d'un APRP ainsi que l'évolution des paramètres thermohydrauliques de chaque milieu le long des assemblages.

2.3.1 Convection forcée vapeur/paroi

Plusieurs corrélations existent dans la littérature afin d'estimer le transfert thermique par convection forcée turbulente interne. La plupart de ces corrélations permettent d'estimer le nombre de Nusselt (Nu) en fonction des nombres de Reynolds (Re) et de Prandtl (Pr). Ces nombres sont déterminés à partir du diamètre hydraulique et de la vitesse débitante de la vapeur sous la forme suivante:

$$Nu = aRe^b Pr^c \quad (2.15)$$

L'une des corrélations la plus utilisée est celle de Dittus-Boelter [27], valable pour $Re > 10^4$ et $0.7 < Pr < 160$:

$$Nu = 0.023Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2.16)$$

L'utilisation de cette corrélation peut être cependant une source d'erreurs allant jusqu'à 25% par rapport aux expériences. Les corrélations suivantes permettent de réduire considérablement, jusqu'à moins de 10%, l'erreur sur l'estimation du nombre de Nusselt.

Petukhov [28] propose la corrélation suivante valable pour $10^4 < Re < 5.10^6$ et $0.5 < Pr < 2000$:

$$Nu = \frac{(f_f/8)RePr}{1.07 + 12.7 \left(\frac{f_f}{8}\right)^{0.5} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \quad (2.17)$$

Avec f_f le facteur de frottement. Dans le cas d'un écoulement turbulent dans des tubes lisses, Petukhov propose la corrélation suivante ($3000 < Re < 5.10^6$) [28] :

$$f_f = (0.790 \ln(Re) - 1.64)^{-2} \quad (2.18)$$

Gnielinski [29] apporte une modification à la corrélation précédente afin d'augmenter la gamme de Reynolds ($3.10^3 < Re < 5.10^6$):

$$Nu = \frac{\left(\frac{f_f}{8}\right)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7 \left(\frac{f_f}{8}\right)^{0.5} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \quad (2.19)$$

Dans les situations où la différence de température entre la paroi et la température moyenne de vapeur est importante, Kays et Crawford [30] recommande de modifier le nombre de

Nusselt en utilisant la corrélation suivante pour le chauffage d'un écoulement de gaz ou de vapeur turbulent:

$$Nu_{cor} = Nu \left(\frac{T_v}{T_p} \right)^n \quad (2.20)$$

Où T est exprimée en Kelvin et n=0.14 pour la vapeur et n=0.5 pour les gaz. Gnielinski modifie sa propre corrélation et propose d'utiliser la valeur de n=0.45 pour les gaz:

$$Nu_{cor} = \frac{\left(\frac{f_f}{8} \right) (Re - 1000) Pr}{1 + 12.7 \left(\frac{f_f}{8} \right)^{0.5} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \left(\frac{T_v}{T_p} \right)^{0.45} \quad (2.21)$$

Les propriétés du fluide sont calculées à la température de film pour l'ensemble des corrélations précédentes. Afin de comparer les corrélations précédentes, la Figure 2.4 présente l'évolution du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds; Pour des valeurs de $Re > 2 \cdot 10^4$ il est possible de constater que la corrélation de Dittus-Boelter conduit à un nombre de Nusselt plus important que pour les deux autres corrélations. Pour des valeurs de $Re < 2 \cdot 10^4$, on observe que l'écart entre les corrélations devient important.

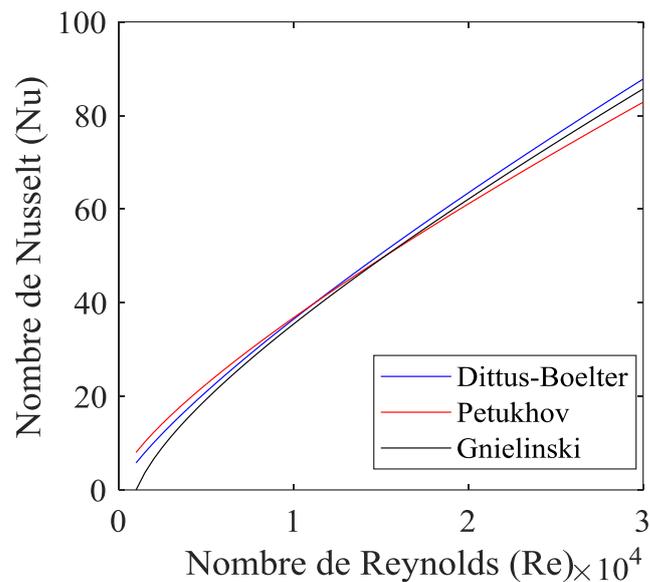


Figure 2.4. Comparaison des corrélations précédentes pour $Pr=1$; Tube lisse.

2.3.2 Convection interfaciale vapeur/gouttes

Le transfert thermique par convection entre la vapeur et les gouttes est également déterminé à partir d'une série de corrélations du nombre de Nusselt toujours basées sur les nombres de Reynolds et de Prandtl. Contrairement aux expressions précédentes, ces nombres adimensionnels sont fonction du diamètre des gouttes d_g et de la vitesse relative entre la vapeur et les gouttes, $u_v - u_g$.

Lee et Ryley [31], à partir d'une série d'expériences d'évaporation de gouttes d'eau dans un environnement de vapeur surchauffée, ont obtenu la corrélation suivante valable pour $64 < Re < 250$, $d_g < 1000 \mu\text{m}$ et $P < 2 \text{ bar}$:

$$Nu = 2 + 0.74Re^{0.5}Pr^{0.33} \quad (2.22)$$

Rowe et al. [32] ont réalisé des expériences avec de l'air ou de la vapeur surchauffée. Ces résultats sont représentés en utilisant la corrélation suivante ($Re < 2000$) :

$$Nu = 2 + 0.79Re^{0.5}Pr^{0.33} \quad (2.23)$$

Ranz et Marshall [33] ont corrélé des expériences pour des gouttes d'eau et de méthanol dans un environnement d'air surchauffé en utilisant l'expression suivante ($Re < 4.10^4$):

$$Nu = 2 + 0.6Re^{0.5}Pr^{0.33} \quad (2.24)$$

Les propriétés sont calculées à la température du film pour l'ensemble des corrélations précédentes. On constate également dans la Figure 2.5 que ces corrélations sont assez proches et qu'elles diffèrent uniquement dans la valeur de la constante multipliant le groupement de nombres adimensionnels. Les écarts entre les corrélations précédentes sont plus marqués pour des hauts nombres de Reynolds.

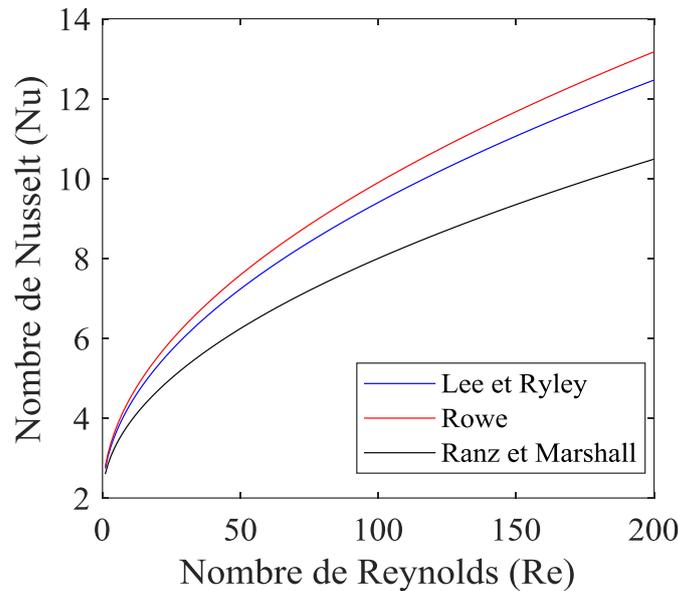


Figure 2.5. Comparaison des corrélations précédentes pour $Pr=1$.

Yuen et Chen [33] ont constaté que l'évaporation des gouttes réduit directement le transfert thermique à hautes températures en raison de l'apparition d'une couche de vapeur à l'interface des gouttes. Ils proposent un facteur de correction pour prendre en compte ce phénomène:

$$Nu_c = \frac{Nu_m}{1 + B} \quad (2.25)$$

Nu_m est déterminé à partir des équations (2.22),(2.23) ou (2.24). Dans ce cas, les propriétés sont évaluées à la température de film à l'exception de la masse volumique du nombre de Reynolds, qui est calculée à la température du fluide. Le nombre B (« Blowing factor » en anglais), est défini par :

$$B = \frac{h_v(T_v) - h_v(T_g)}{L_v(T_g)} \approx \frac{Cp(T_v - T_g)}{L_v(T_g)} \quad (2.26)$$

2.3.3 Rayonnement

Dans les conditions d'un APRP, les forts gradients de température entre les crayons et le fluide font apparaître une série de mécanismes de transferts thermiques radiatifs qui jouent un rôle important dans le refroidissement des crayons combustibles. Le flux thermique échangé par rayonnement est un phénomène complexe qui prend en compte les propriétés optiques, géométriques et thermiques de chaque milieu participant.

Les récents travaux de Gérardin et al. [34][35][36], qui a modélisé les propriétés radiatives d'un milieu de vapeur et de gouttes et qui a résolu l'équation du transfert radiatif par plusieurs méthodes numériques (Monte Carlo, méthode P1, méthode des volumes finis), ont montré que le transfert radiatif lors d'un APRP a une influence non négligeable sur le flux extrait à la paroi et peut ainsi avoir une influence sur l'évaporation des gouttelettes.

D'autres travaux ont étudié le rayonnement en condition d'un APRP d'une façon simplifiée sans passer par la résolution des équations de transfert radiatif (ce qui peut être très coûteux en temps de calcul) : l'une des approches les plus utilisées pour l'estimation simplifiée mais précise des transferts radiatifs en APRP est la méthode type nodale de Sun et al. [37]; Ce modèle présente un bon accord avec les résultats obtenus par Gérardin et al. [34]. Ce modèle est basé sur les hypothèses suivantes:

- Pas de dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde (Corps gris)
- Emission isotrope
- Ecoulement dans le régime optiquement mince. $(k_v D_h < 1; (k_g + \tau_g) D_h < 1$, avec k le coefficient d'absorption et τ le coefficient de diffusion)

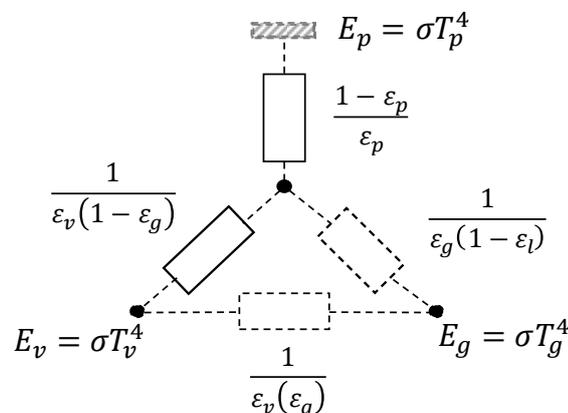


Figure 2.6.Schéma équivalent des échanges thermiques par rayonnement.

Ainsi, les échanges thermiques peuvent donc être caractérisés en considérant un réseau thermique à trois nœuds, chaque nœud représentant un milieu différent (Figure 2.6). Les flux thermiques par rayonnement entre chaque milieu s'expriment :

$$\begin{aligned}\varphi_{r,pv} &= \omega_{p \rightarrow v} \sigma (T_p^4 - T_v^4) \\ \varphi_{r,pv} &= \omega_{p \rightarrow g} \sigma (T_p^4 - T_g^4) \\ \varphi_{r,vv} &= \omega_{v \rightarrow g} \sigma (T_v^4 - T_g^4)\end{aligned}\tag{2.27}$$

Les facteurs de forme $\omega_{i \rightarrow j}$ dépendent notamment des émissivités de chaque phase :

$$\omega_{i \rightarrow j} = \frac{1}{\left(R_i + R_j + \frac{R_i R_j}{R_k} \right)}\tag{2.28}$$

Où les R_i sont les résistances thermiques de chaque milieu :

$$\begin{aligned}R_p &= \frac{1}{(1 - \varepsilon_v \varepsilon_g)} + \frac{1 - \varepsilon_p}{\varepsilon_p} \\ R_v &= \frac{1 - \varepsilon_v}{\varepsilon_v (1 - \varepsilon_v \varepsilon_g)} \\ R_g &= \frac{1 - \varepsilon_g}{\varepsilon_g (1 - \varepsilon_v \varepsilon_g)}\end{aligned}\tag{2.29}$$

Chaque contribution thermique peut être estimée en connaissant la température de chaque milieu ainsi que les émissivités totales (intégration de l'émissivité sur toute l'étendue du spectre). La démarche à suivre, afin d'estimer l'émissivité de la vapeur et de l'écoulement de gouttes, est illustrée ci-dessous.

2.3.3.1 Propriétés radiatives des gouttes

Le rayonnement thermique à travers un nuage de gouttes est absorbé et/ou diffusé. Chacun de ces mécanismes est caractérisé par des coefficients représentant la fraction d'énergie par unité de longueur. On parle alors du coefficient d'absorption (k) et de diffusion (τ). La somme de k et de τ est le coefficient d'extinction β :

$$\begin{aligned}k_g &= \frac{\pi d_g^2}{4} N_g X_{k,g} \\ \tau_g &= \frac{\pi d_g^2}{4} N_g X_{\tau,g} \\ \beta_g &= k_g + \tau_g = \frac{\pi d_g^2}{4} N_g X_{\beta,g}\end{aligned}\tag{2.30}$$

Avec N_g le nombre de gouttes par unité de volume tel que :

$$N_g = \frac{6\alpha_g}{\pi d_g^3} \quad (2.31)$$

Et X les facteurs d'efficacité de chaque mécanisme. Ces paramètres sont nécessaires afin d'estimer l'émissivité totale d'un nuage de gouttes et sont fonction du paramètre de taille x :

$$x = \pi d_g / \lambda \quad (2.32)$$

Avec λ la longueur d'onde du rayon incident. La théorie de Mie permet d'estimer ces coefficients pour des sphères de même taille et isotropes quelle que soit la valeur de x . Le paramètre de taille de l'écoulement de gouttes lors d'un APRP est très grand ($x \gg 1$). Dans les conditions d'un APRP, étant donné que la fraction volumique de gouttes en écoulement dispersé reste inférieure à $10^{-2} \text{ m}^3\text{eau}/\text{m}^3$, la diffusion reste indépendante comme on le constate dans la Figure 2.7. Pour des valeurs de x très supérieures à 1 en régime de diffusion indépendante ($a/\lambda \gg 1$ avec a , la distance moyenne entre gouttes), le coefficient d'extinction $X_{\beta,g}$ vaut environ 2 [37]–[39].

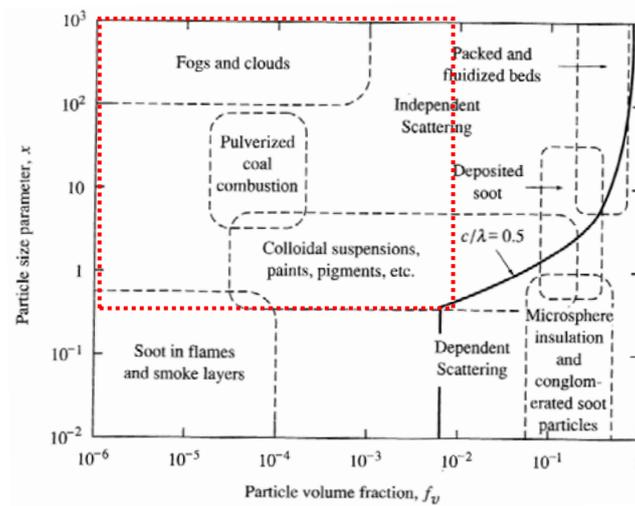


Figure 2.7. Carte des régimes de diffusion et domaine de diffusion lors d'un APRP (pointillé rouge) [38].

En sachant que $X_{\beta,g} = X_{\tau,g} + X_{k,g}$ et que $X_{\tau,g} \approx 1.7 X_{k,g}$ d'après la théorie de Mie, les facteurs d'efficacité d'absorption et de diffusion valent respectivement :

$$X_{\tau,g} = 1.26 ; X_{k,g} = 0.74 \quad (2.33)$$

Ainsi, le coefficient d'absorption (k_g) peut être déterminé à partir de l'équation (2.30) et l'émissivité totale du nuage de gouttes peut être estimée de la façon suivante :

$$\varepsilon_g = 1 - e^{-k_g D h} \quad (2.34)$$

2.3.3.2 Propriétés radiatives de la vapeur

La vapeur d'eau est un milieu qui contribue à l'atténuation du rayonnement thermique provenant des parois chaudes en l'absorbant. Contrairement au rayonnement thermique

diffusant au travers d'une population de gouttes, il n'y a pas de phénomène de diffusion dans la vapeur.

Dans la littérature, plusieurs travaux ont été menés afin de simplifier les calculs et obtenir directement l'émissivité totale en utilisant des diagrammes ou corrélations. Les cartes de Hottel [40], *Figure 2.8*, sont souvent utilisées afin d'estimer l'émissivité totale de la vapeur d'eau à pression atmosphérique en fonction de la température de la vapeur, de la pression partielle de la vapeur et de la longueur d'onde caractéristique du rayonnement (Pour le cas d'un cylindre, $L_c=D_h$) ; Pour des pressions différentes de l'atmosphère, Hottel [40] propose également des facteurs de correction. Plus de détails sur ces cartes sont donnés par Modest [38] , Siegel [39] ou Cengel [40].

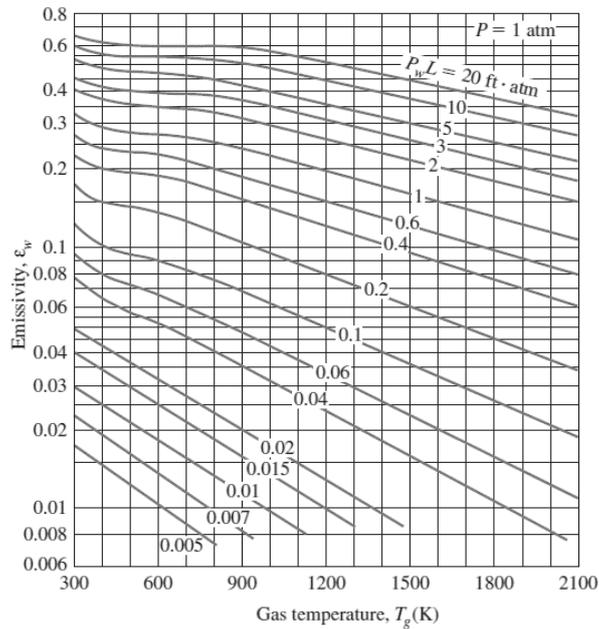


Figure 2.8. Emissivité totale de la vapeur d'eau en fonction de la température à pression atmosphérique [40].

Des corrélations analytiques de la carte précédente permettent d'obtenir également l'émissivité totale. Siegel et Howel [39] proposent d'utiliser l'expression suivante :

$$\varepsilon_v = j_o [1 - \exp(-j_1 \sqrt{J})] \quad (2.35)$$

Avec $J = p_v D_h P (300/T)$, avec T en K, et j_o et j_1 coefficients qui sont fonction de la température et qui sont donnés dans le *Tableau 2.1*.

T(K)	j_o (-)	j_1 ($m^{-1/2}atm^{-1}$)
300	0.683	1.17
600	0.674	1.32
900	0.700	1.27
1200	0.673	1.21
1500	0.624	1.15

Tableau 2.1. Coefficients j_o et j_1 pour le calcul de l'émissivité de la vapeur.

2.3.4 Impacts paroi/goutte

Dans les conditions d'un APRP, la dynamique du refroidissement des crayons de combustible peut être fortement affectée par les impacts de gouttes d'eau avec les parois à haute température. Andreani [41] estime que ce transfert thermique, sous certaines conditions, pourrait être du même ordre que celui dû à la convection paroi/vapeur et c'est pour cela qu'il ne doit pas être négligé. Afin d'évaluer les transferts thermiques par impact entre une population de gouttes et une paroi chaude, l'analyse d'une seule goutte impactant une surface chaude sera d'abord considéré ainsi que les différents modèles de transfert thermique. Ensuite, le modèle sera généralisé à une population de gouttes impactantes.

2.3.4.1 Cas d'une goutte sessile

Le cas d'une goutte sessile déposée sur une paroi a été étudiée expérimentalement par plusieurs auteurs [42]–[44]. Ces résultats, illustrés sur la Figure 2.9, permettent de distinguer 4 régimes caractérisés par le temps d'évaporation de la goutte:

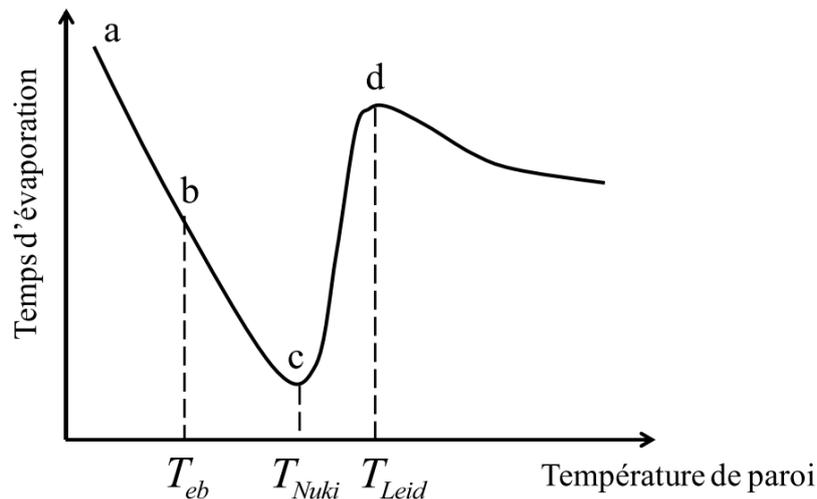


Figure 2.9. Temps d'évaporation d'une goutte sessile en fonction de la température de paroi [45].

- Pour une température de paroi inférieure à la température d'ébullition de la goutte (point b), le transfert thermique s'effectue par convection naturelle et on constate une diminution du temps d'évaporation en augmentant T_p .
- A partir de la température d'ébullition, le temps d'évaporation diminue de plus en plus jusqu'à un minimum pour une température de paroi dite « *Température de Nukiyama* ». Dans ce régime, les transferts thermiques se font principalement par ébullition nucléée.
- A partir du point c, une couche de vapeur instable apparaît entre la goutte et la paroi diminuant progressivement le transfert thermique paroi/goutte et par conséquent, le temps d'évaporation augmente jusqu'au point où la température dite de Leidenfrost (T_{Leid}) est atteinte. La valeur de cette température dépend de la pression du milieu environnant, de la rugosité de la paroi, de la nature de la goutte et des conditions d'injection pour le cas où la goutte n'est pas déposée mais arrive à une vitesse normale à la paroi.

- Au-delà du point d, un film de vapeur stable se forme entre la paroi et le goutte. Le temps d'évaporation diminue au fur et à mesure que la température de paroi augmente. Ce régime est appelé régime de *Leidenfrost*.

Etant donné que la température des crayons combustibles est largement supérieure à T_{Leid} , les échanges paroi/gouttes ne se font qu'en régime de Leidenfrost lors d'un APRP. Par la suite, nous nous intéressons uniquement à ce régime.

2.3.4.2 Régimes d'impact goutte/paroi en régime de Leidenfrost

Afin de comprendre les mécanismes de transfert thermique goutte/paroi, une étude dynamique des régimes d'impact est proposée ci-dessous. Ces régimes d'impact sont liés aux caractéristiques dynamiques des gouttes mais aussi aux caractéristiques thermiques de la paroi impactée. Parmi les régimes d'impact, on peut distinguer le dépôt, qui est un régime « mouillant », les régimes de rebond et de désintégration de gouttes. Afin de délimiter thermiquement ces régimes, la température adimensionnelle (T^*) suivante est classiquement utilisée :

$$T^* = \frac{T_p - T_{sat}}{T_{Leid} - T_{sat}} \quad (2.36)$$

Ainsi, pour $T^* < 1$ le régime d'impact mis en évidence est le dépôt. Pour des températures de paroi supérieures à la température de Leidenfrost, $T^* > 1$, uniquement les régimes de rebond et désintégration peuvent avoir lieu.

Pour $T^* > 1$, la frontière entre les régimes de rebond et de désintégration est liée aux forces inertielles, visqueuses et de tension de surface de la goutte incidente. Ainsi, à partir de résultats expérimentaux, certains auteurs proposent une classification des régimes d'impact en fonction du nombre de Weber (We_n) calculé à partir de la vitesse normale d'impact et du diamètre de la goutte.

Watchers et Westerling [46], en étudiant l'impact d'une goutte d'eau sur une surface chaude d'aluminium, arrivent à la classification suivante :

- $We_n < 5$: le choc est dit élastique.
- $5 < We_n < 30$: la goutte rebondit sans subir de déformations importantes.
- $30 < We_n < 80$: des déformations importantes de la goutte sont mises en évidence mais pas de désintégration. Des gouttes satellites peuvent apparaitre.
- $We_n > 80$: la goutte se désintègre.

Afin de prendre en compte la dépendance de la viscosité dans la caractérisation des impacts, le nombre de Mundo est également adopté:

$$K = \sqrt{We} \cdot Re^{0.25} \quad (2.37)$$

De nombreuses figures cartographiant l'impact d'une goutte en fonction des nombres adimensionnels K et T^* ont été obtenues. Castanet et al. [47], à partir d'une série de points expérimentaux, proposent le cartogramme (Figure 2.10) et fixent la frontière dynamique entre les régimes de rebond et désintégration à $K=400$.

Le diamètre, la vitesse normale à la paroi, la température de paroi et la pression caractéristique des gouttes en écoulement dispersé correspondent à des nombres K toujours inférieurs à 400. Ainsi, le régime d'impact prédominant lors d'un APRP est le régime de rebond.

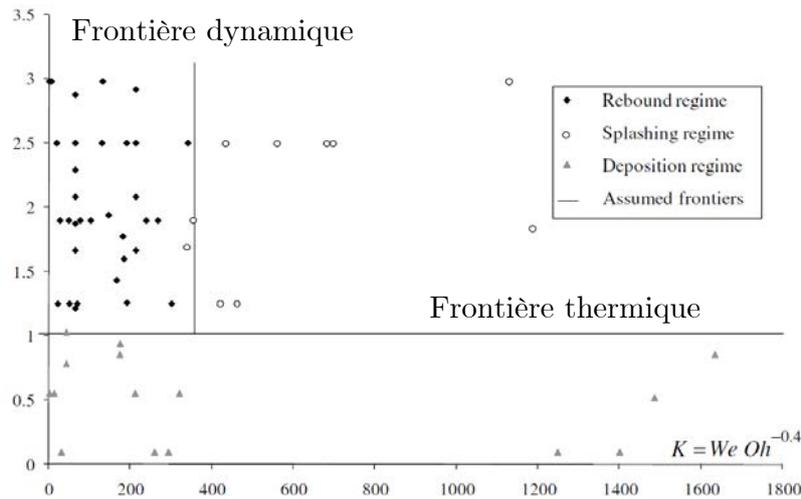


Figure 2.10. Cartogramme d'impact d'une goutte en fonction de K et T^* [47].

2.3.4.3 Aspects dynamiques du rebond d'une goutte en régime de Leidenfrost

Deux paramètres jouent un rôle important dans la caractérisation des phénomènes d'interaction goutte/paroi : le temps de séjour et le diamètre d'étalement de la goutte.

Temps de séjour : Ce paramètre détermine la durée du contact entre la goutte et la paroi lors de l'impact. Ce temps de séjour est exprimé de la façon suivante :

$$t_s = C \sqrt{\frac{\rho_g d_g^3}{\sigma}} \quad (2.38)$$

D'après la théorie de Rayleigh [48], la constante C vaut $\pi/4$. D'après certains auteurs, la valeur de C proposée par Rayleigh n'est pas représentative des résultats expérimentaux et afin d'avoir un meilleur accord avec les expériences, Biance et al. [49] proposent une valeur de 2.65.

Diamètre d'étalement : Caractérisant la surface de la goutte en regard de la paroi, le diamètre d'étalement est un paramètre important pour estimer l'échange thermique. Ce paramètre évolue en fonction du temps de séjour. Cependant, la plupart des corrélations trouvées dans la littérature, basées sur des résultats expérimentaux, permettent d'estimer le ratio entre le diamètre maximal d'étalement et le diamètre initial de la goutte. Dans tous les cas, les corrélations sont définies en fonction du nombre de Weber (We_n).

Hatta [50] propose la corrélation suivante, valable pour $0 < We_n < 30$:

$$\frac{d_{Max}}{d_o} = 0.093We_n^{0.74} + 1 \quad (2.39)$$

La corrélation de Bianco et al. [49] permet également d'estimer ce ratio ($10 < We_n < 100$):

$$\frac{d_{Max}}{d_o} = We_n^{0.25} \quad (2.40)$$

2.3.4.4 Transfert thermique goutte/paroi en régime de rebond

De nombreuses études expérimentales et théoriques ont permis de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu d'une goutte impactant une paroi chaude, notamment en régime de Leidenfrost : écoulement interne, épaisseur de la couche de vapeur, échauffement des gouttes pendant l'impact, puissance thermique extraite par les impacts [3], [44], [51], [52], [53], [54]. Ces résultats ont donné lieu à des corrélations mécanistes permettant d'estimer le transfert thermique. L'objectif principal de cette partie est de présenter quelques corrélations existantes afin d'estimer les échanges thermiques d'une goutte impactant une paroi chaude et qui tiennent compte des paramètres décrits précédemment.

Corrélation de Guo : Guo et Mishima [21] ont développé un modèle mécaniste afin d'estimer l'énergie prélevée par une goutte. Ils modélisent l'échange goutte/paroi comme un flux conductif entre la paroi et la goutte (supposée à T_{sat}) à travers la couche de vapeur. Son intégration sur le temps de séjour permet d'obtenir l'énergie prélevée à la paroi:

$$Q_{ipg} = \int_0^{t_s} \frac{\pi d_e(t)^2}{4} \frac{k_v(T_p - T_{sat})}{\delta_v(t)} dt \quad (2.41)$$

Les auteurs considèrent les hypothèses suivantes :

- L'épaisseur de la couche de vapeur est constante le long du rayon d'étalement.
- Le transfert thermique par rayonnement à travers la couche de vapeur est négligeable.
- La déformation de la goutte est quasi-stationnaire.

Ainsi, ils dérivent une expression pour l'épaisseur de la couche de vapeur :

$$\delta_v(t) = \left(\frac{9\mu_v k_v (T_v - T_{sat}) t_s d_o}{32 h_{lv}^* \rho_g u_{g,n}} \right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{d_e(t)}{d_g} \right) \quad (2.42)$$

Avec, h_{lv}^* l'enthalpie de changement d'état modifiée ($h_{lv}^* = h_{lv} + C_{pv}(T_v - T_{sat})$) et $d_e(t)$ l'évolution du diamètre d'étalement en fonction du temps :

$$d_e(t) = 6.97 d_g \left(\left(\frac{t}{t_s} \right) - \left(\frac{t}{t_s} \right)^2 \right) \quad (2.43)$$

Finalement, en utilisant les équations précédentes, ils aboutissent à l'expression suivante permettant d'estimer l'énergie prélevée par une goutte:

$$Q_{ipg} = \frac{\pi k_v (T_p - T_{sat}) t_s d_g^2}{4} \left(\frac{32 \rho_l \rho_v h_{lv} u_{g,n}}{9 \mu_v k_v (T_p - T_{sat}) t_s d_g} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.44)$$

Corrélation de Gradeck et Lelong: Récemment, Lelong et Gradeck [55] ont expérimentalement montré que la corrélation précédente sous-estime l'énergie extraite par une goutte. Cela a été également confirmé également par Park et al. [53]. De ce fait une nouvelle corrélation tenant compte des transferts thermiques par convection et par rayonnement est proposée:

$$Q_{ipg} = \int_0^{t_s} h_{ipg} (T_p - \bar{T}_v) \frac{\pi d_e(t)^2}{4} dt + \int_0^{t_s} \varepsilon_p \sigma (T_p^4 - T_g^4) \frac{\pi d_e(t)^2}{4} dt \quad (2.45)$$

Pour décrire la dynamique de l'impact, une analogie avec un système masse/ressort est faite. La solution de l'équation dynamique de ce système permet d'exprimer l'évolution du diamètre d'étalement :

$$d_e(t) = \sqrt{2R_{og}^3} \left(\frac{g}{\omega_o} e^{-\left(\frac{\eta}{m_g}\right)t} \left[\cos(\omega_1 t) - \frac{\omega_o}{\omega_1} \left(2 \frac{u_{g,n} \omega_o}{2\pi g} + \frac{\eta}{m_g \omega_o} \right) \sin(\omega_1 t) \right] - \frac{g}{\omega_o^2} + 2R_{og} \right)^{-1/2} \quad (2.46)$$

Avec

$$\begin{aligned} \omega_o^2 &= \frac{2k_{eq}}{m_g} \\ \omega_1 &= \sqrt{\omega_o^2 - \left(\frac{\eta}{m_g}\right)^2} \end{aligned} \quad (2.47)$$

Les paramètres k_{eq} et η représentant respectivement la constante de raideur et d'amortissement du système sont exprimés en fonction de la dynamique de la goutte (We_n et Re_n):

$$\begin{aligned} k_{eq} &= 0.8\pi\sigma[0.92We_n + 1.25] \\ \eta &= 0.1\mu d_g Re_n^{0.9} \end{aligned} \quad (2.48)$$

En connaissant le coefficient de transfert thermique h_{ipg} il est possible d'estimer l'énergie prélevée par l'impact d'une goutte. En utilisant des données expérimentales, Gradeck et al. [56] arrivent à estimer ce coefficient et concluent qu'il est fortement dépendant de la température de la paroi et peu du nombre de Weber. Pour des températures de paroi comprises entre 350°C et 450°C, ce coefficient augmente rapidement de 20000 à 80000 W.m⁻².K⁻¹; entre 450°C et 700°C, h_{ipg} augmente seulement de 50%.

La Figure 2.11 permet de comparer les corrélations de Guo et de Gradeck. Pour les mêmes conditions d'impact de goutte, on observe que les ordres de grandeurs de la corrélation de Guo sont beaucoup plus petits que ceux de la corrélation de Gradeck. Pour les deux corrélations, on observe une augmentation de l'énergie extraite de la paroi avec la température.

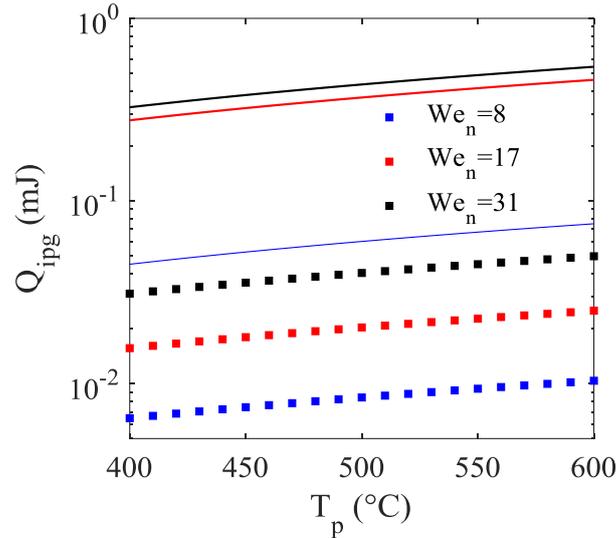


Figure 2.11. Comparaison entre les modèles de Guo et de Gradeck : $d_g=150 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $250 \mu\text{m}$ ($V_n=2 \text{ m/s}$, 2.5 m/s , 3 m/s , $h_{ipg}=50000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$). Carrés : Guo ; lignes continues : Gradeck.

2.3.4.5 Transfert thermique par impact entre une population de gouttes et une paroi

Les modèles de transfert thermique présentés précédemment ont été obtenus dans le cas d'une seule goutte impactant une surface horizontale en régime de Leidenfrost dans le cas d'un rebond. Dans les applications industrielles, et en particulier dans le cas du refroidissement d'un assemblage combustible en situation accidentelle, ce n'est plus le cas. C'est pour cela qu'il faut généraliser les corrélations précédentes au cas d'une population de gouttes impactant des surfaces à haute température verticales ou inclinées.

L'échange thermique est gouverné principalement par la dynamique de l'impact. Par rapport à une surface horizontale, l'effet de la gravité est le seul paramètre pouvant jouer un rôle dans l'évolution de la dynamique de la goutte et donc dans l'estimation des transferts thermiques. Castanet et al. [47] ont pu affirmer, d'après une série d'expériences (Figure 2.12), que la dynamique de l'inclinaison semble ne pas avoir une forte influence sur le diamètre d'étalement de la goutte. En reprenant l'analogie masse-ressort, et modifiant le terme de gravité égale à $g \cdot \cos(\phi)$ dans l'équation (2.46) avec l'angle d'inclinaison de la paroi, il est possible de montrer que l'influence de la gravité sur le diamètre d'étalement est effectivement faible (Figure 2.13). Ainsi, les corrélations précédentes peuvent être utilisées a priori dans le cas d'un APRP ou les impacts ont lieu avec des crayons verticaux ($\phi=90^\circ$).

Afin d'estimer le flux thermique échangé par une population de gouttes impactant une surface chaude en régime de Leidenfrost, l'équation suivante est proposée en introduisant le taux de déposition de gouttes \dot{m}_d ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$), défini comme la quantité de masse sous forme de goutte migrant vers la paroi :

$$\varphi_{ipg} = \frac{\dot{m}_d}{m_g} Q_{ipg} \quad (2.49)$$

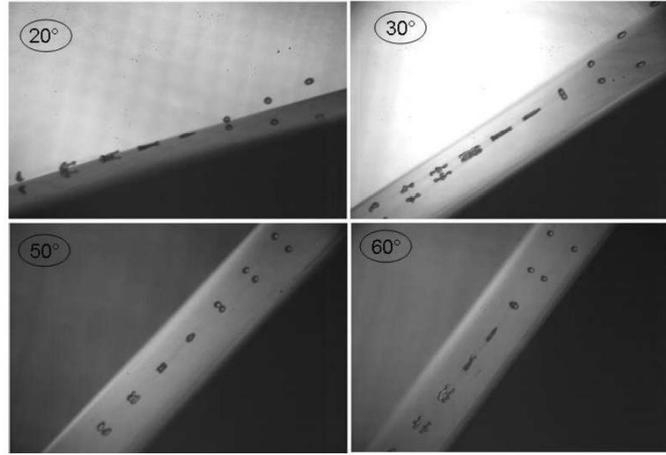
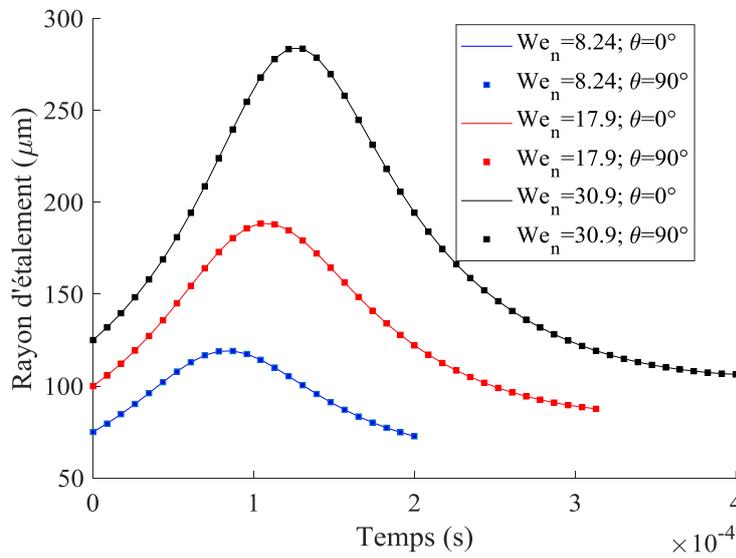


Figure 2.12. Impact d'un train de gouttes sur une surface inclinée [47].


 Figure 2.13. Diamètre d'étalement pour une surface horizontale et verticale ($d_g=150 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$, $250 \mu\text{m}$; $V_n=2 \text{ m/s}$, 2.5 m/s , 3 m/s).

Plusieurs études expérimentales ont été menées afin d'estimer le taux de déposition des gouttes dans une conduite tubulaire en faisant varier le diamètre de la conduite ainsi que les conditions d'injection de l'écoulement. Paleev [57] a développé une corrélation pour \dot{m}_d valable pour un mélange eau/air, $P=1 \text{ bar}$ et $3 \cdot 10^4 < \text{Re}_g < 8 \cdot 10^4$:

$$\dot{m}_d = 0.022 \rho_v u_v \left(\frac{u_v \rho_v D_h}{\mu_v} \right)^{-0.25} \left(\frac{\alpha_g \rho_g}{\alpha_v \rho_v} \right)^{0.74} \quad (2.50)$$

Sugawara [58] propose d'utiliser la corrélation suivante afin d'estimer le taux de déposition, valable pour un mélange eau/vapeur et $10^4 < \text{Re}_v < 10^6$:

$$\dot{m}_d = 0.009 \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} u_v \left(\frac{u_v \rho_v D_h}{\mu_v} \right)^{-0.20} \left(\frac{\rho_g}{\rho_v} \right)^{-0.5} \alpha_g \rho_g \quad (2.51)$$

De même, Owen et Hewitt [59] ont développé une corrélation valable pour un mélange vapeur/eau et pour $P < 100$ bar :

$$\dot{m}_d = \begin{cases} \frac{0.18}{\sqrt{\frac{\rho_v D_h}{\sigma}}} \alpha_g \rho_g & \text{si } \frac{\alpha_g \rho_g}{\rho_v} < 0.3 \\ \frac{0.083}{\sqrt{\frac{\rho_v D_h}{\sigma}}} (\alpha_g \rho_g)^{0.35} \rho_v^{0.65} & \text{si } \frac{\alpha_g \rho_g}{\rho_v} \geq 0.3 \end{cases} \quad (2.52)$$

Afin d'estimer l'énergie prélevée par l'impact d'une seule goutte, il est nécessaire de connaître la vitesse normale d'impact moyenne de la population de gouttes migrant vers la paroi. D'après [21], [59], l'approximation suivante peut être appliquée:

$$u_{g,n} \approx \frac{\dot{m}_d}{m_g} \approx \frac{6\dot{m}_d}{\pi d_g^3} \quad (2.53)$$

Ainsi, il est possible de modéliser le transfert thermique dû à l'interaction d'une population de gouttes migrant vers la paroi en régime de Leidenfrost en connaissant l'énergie prélevée par un seul impact.

2.4 Conclusions

Le refroidissement des crayons de combustible lors d'un APRP est ainsi un phénomène thermohydraulique complexe où différents régimes d'écoulement sont observables ; ces régimes conditionnent les transferts thermiques et donc le processus de refroidissement des crayons de combustible. L'un de ces régimes est formé par une phase de vapeur continue avec une population des gouttes en non-équilibre thermique et dynamique ; certaines corrélations existant pour cette zone permettent d'avoir des résultats plus ou moins en bon accord avec les expériences mais elles ne font pas intervenir les caractéristiques de l'écoulement de gouttes (diamètre, fraction volumique, vitesse, température, distribution de l'écoulement de gouttes) en considérant le caractère diphasique à minima. Afin d'aborder la thermohydraulique de cette zone d'une façon plus détaillée, une approche dite mécaniste a été présentée ainsi qu'un état de l'art concernant les différents mécanismes de transfert thermique rencontrés dans cette zone.

Il n'existe pas, dans la littérature, d'études métrologiques précises à petite échelle permettant d'estimer à la fois le flux thermique extrait par l'écoulement diphasique et les propriétés de l'écoulement des gouttes traversant des gaines de combustible en conditions d'APRP. Ainsi, un banc expérimental a été développé afin d'étudier le refroidissement, d'une région tubulaire représentative, par un écoulement vertical de vapeur et de gouttes. Des techniques de métrologie permettront d'avoir accès aux grandeurs thermohydrauliques d'intérêt (flux thermique, vitesse et diamètre des gouttes). Ces résultats seront par la suite comparés à des résultats de simulations numériques en utilisant une approche mécaniste. C'est l'objectif du travail qui est décrit par la suite.

3. Installation expérimentale COLIBRI

3.1	Description de l'assemblage.....	55
3.2	Installation expérimentale thermohydraulique COLIBRI	56
3.2.1	Géométrie.....	57
3.2.2	Réseau de vapeur.....	59
3.2.3	Réseau d'eau.....	60
3.2.4	Système de chauffage.....	62
3.3	Conclusions	62

3.1 Description de l'assemblage

Dans cette première partie, la géométrie des assemblages sera décrite afin de justifier le choix de la conception de la veine d'essais du banc expérimental.

La Figure 3.1 présente la coupe radiale d'un assemblage de combustible partiellement déformé. Dans des conditions normales d'opération, le diamètre d'un crayon de combustible est de 9.5 mm et la distance entre crayons est de 12.6 mm, distance imposée par les grilles de maintien disposées tous les 50 cm environ. Comme vu au chapitre 1, lors d'un APRP les gaines en zircaloy peuvent se déformer suite aux contraintes thermomécaniques et le bouchage des sous-canaux peut se produire. Un sous-canal fluide est défini comme le volume fluide compris entre 4 crayons de combustible adjacents (Figure 3.1).

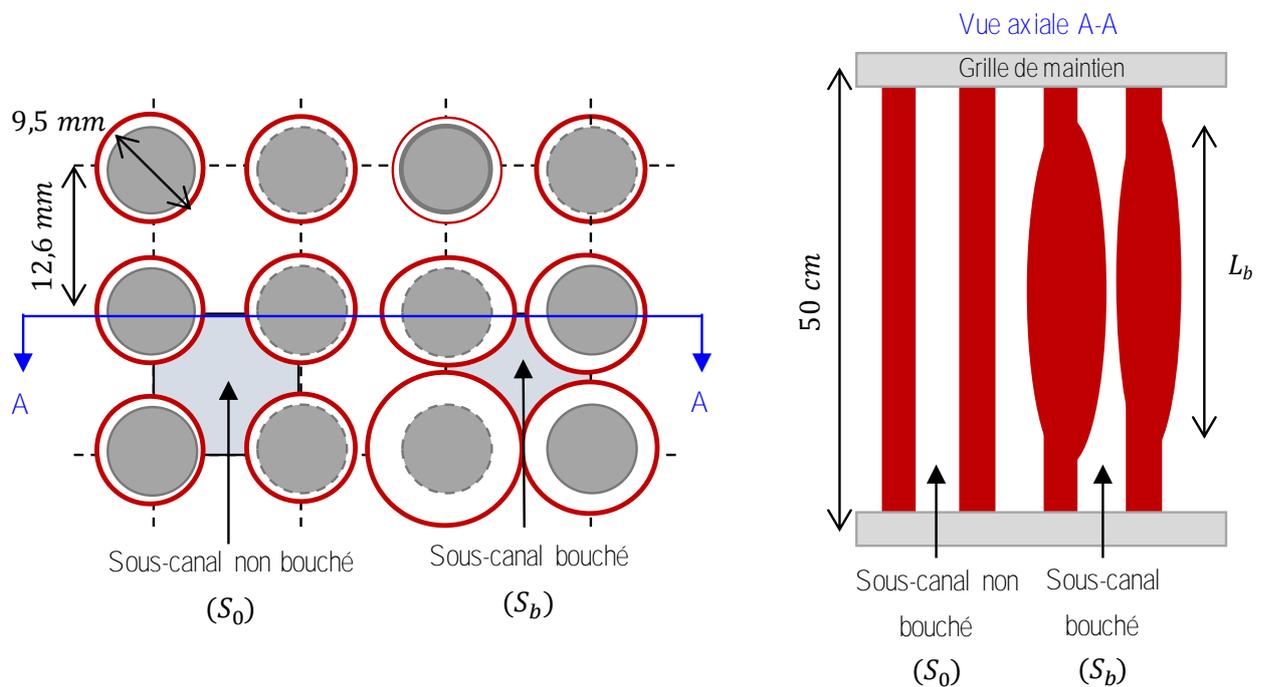


Figure 3.1. Schéma d'une coupe radiale et axiale d'un assemblage combustible REP partiellement déformé.

Les aspects qui déterminent la déformation des assemblages combustibles sont les suivants :

Taux de bouchage (τ_b) : Représente le degré de bouchage de la section de passage d'un sous-canal fluide. Par définition, le taux de bouchage est défini de la façon suivante (Avec S_b et S_0 les sections de passage d'un sous-canal fluide bouché et non-bouché respectivement) :

$$\tau_b = 1 - \frac{S_b}{S_0} \quad (3.1)$$

Longueur axiale de bouchage (L_b) : Représente la longueur de déformation suivant l'axe des crayons de combustibles. Lors d'un APRP, la longueur axiale de déformation

axiale est limitée au maximum à la distance entre grilles. La déformation axiale peut avoir lieu de façon coplanaire ou non-coplanaire.

En respectant le cahier des charges imposé par l'IRSN, l'étude de la présente thèse portera sur la caractérisation de la capacité de refroidissement d'un sous-canal fluide pour :

- Trois taux de bouchage : 0%, 61% et 90%.
- Deux longueurs axiales de déformation : 100 mm et 300 mm.
- Une déformation axiale coplanaire.

Réaliser des expériences avec des géométrie réelles (déformées ou non) telles celles décrites précédemment est difficile si on envisage de faire des diagnostics précis. Nous avons opté pour une géométrie plus simple et donc tubulaire respectant les diamètres hydrauliques des sous-canaux bouchés ou non. De ce fait et dans un premier temps, la possibilité d'un débit de by-pass avec les sous-canaux adjacents ne sera pas testé. Le diamètre hydraulique est par définition :

$$D_h = 4S_b/P_m \quad (3.2)$$

Avec S_b , la section de passage du sous-canal et P_m le périmètre mouillé de cette section. En appliquant cette relation à un sous-canal non bouché, il est possible de déduire un diamètre hydraulique de $D_h=11.78$ mm. En utilisant l'équation 3.1, il est alors possible de calculer le diamètre hydraulique pour n'importe quel taux de bouchage :

$$D_h(\tau_b) = 11.78\sqrt{1 - \tau_b} \quad (3.3)$$

Ainsi, on a pour un taux de bouchage de 61% et de 90% un diamètre hydraulique équivalent de 7.35 mm et 3.72 mm respectivement.

3.2 Installation expérimentale thermohydraulique COLIBRI

L'objectif de cette seconde partie est de présenter de façon détaillée le banc expérimental de thermohydraulique, à l'échelle d'un sous-canal, qui a été développé et dénommé COLIBRI (**CO**o**L**Ing of a **B**lockage **R**egion **I**nside a **P**WR **R**eactor). La Figure 3.1 présente une vue générale du banc expérimental qui comporte 4 parties principales:

- Région tubulaire représentative.
- Réseau d'injection de vapeur surchauffée.
- Réseau d'injection de gouttes.
- Système de chauffage.

Le suivi des propriétés thermohydrauliques d'intérêt pendant les expériences est réalisé à l'aide d'une série de techniques non intrusives permettant d'accéder à des mesures de températures (paroi et gouttes) ainsi qu'aux caractéristiques dynamiques des gouttes:

- Thermographie infrarouge : Permettant la mesure de la température de la surface externe du tube et permettant l'estimation du flux thermique extrait par l'écoulement interne entre les brides de chauffage.
- Anémométrie par phase Doppler (PDA): Permettant la mesure de la taille et de la vitesse des gouttes en amont et en aval de la partie bouchée.
- Fluorescence induite par laser (LIF) : permettant la mesure de la température moyenne des gouttes en amont et en avant de la partie bouchée.

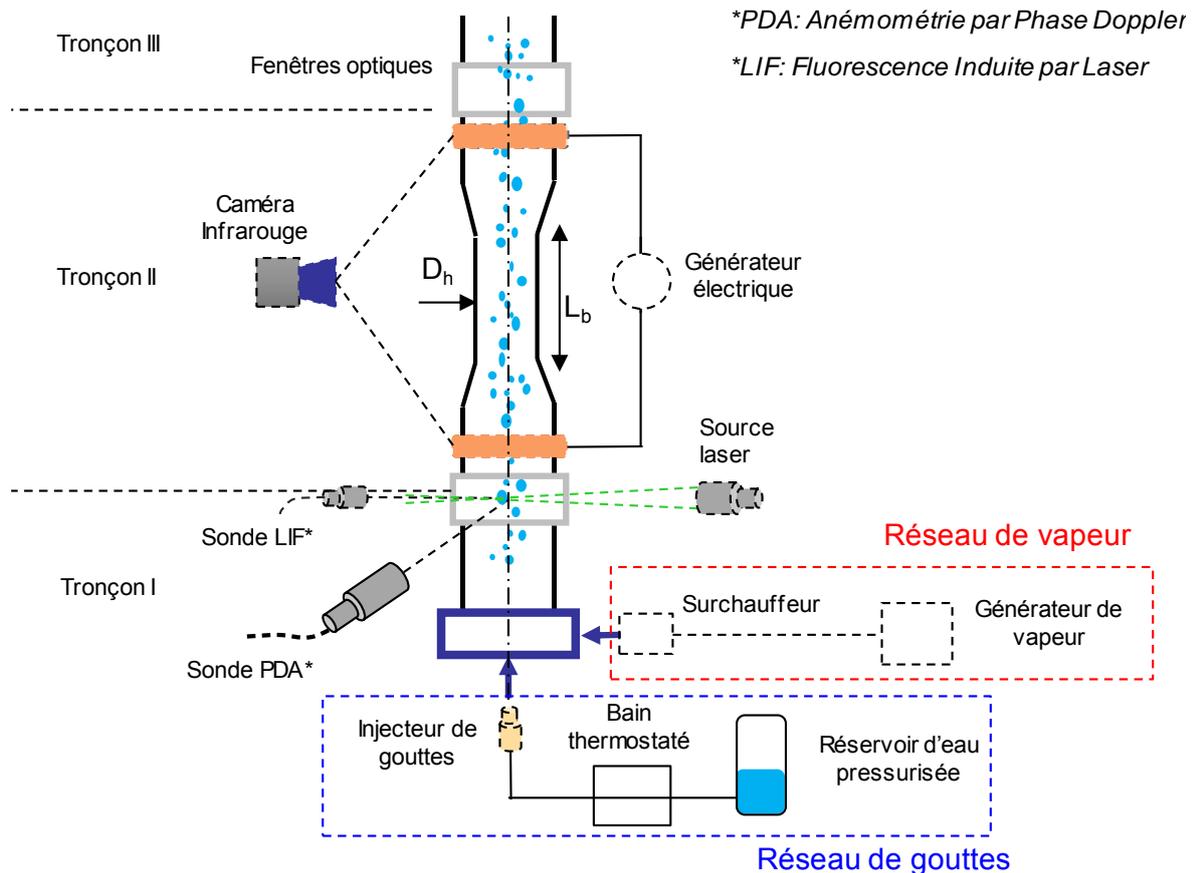


Figure 3.2. Banc expérimental COLIBRI.

Ainsi, le banc expérimental permettra d'évaluer le flux thermique extrait par l'écoulement diphasique de vapeur et de gouttes lors du refroidissement ainsi que d'estimer les propriétés des gouttes (vitesse, taille et température). L'ensemble de ces techniques sera décrit en détails dans les chapitres 4 et 5. Plus de détails concernant le banc expérimental (photographies et plans techniques) peuvent être retrouvés dans les annexes.

3.2.1 Géométrie

Afin de représenter un sous-canal partiellement bouché, une géométrie tubulaire de type Venturi vertical est utilisée. Ici, l'alliage utilisé est l'inconel-625 : alliage métallique de nickel et chrome résistant à la corrosion à chaud et utilisé dans des applications nucléaires. Les propriétés physiques de ce métal dépendent de la température et sont données dans le Tableau 3.1.

T (°C)	C _p (Jkg ⁻¹ K ⁻¹)	ρ _o (μΩm)	λ (Wm ⁻¹ K ⁻¹)	ρ (kgm ⁻³)
21	410	1.29	9.8	8440
93	427	1.32	10.8	
204	456	1.34	15	
316	481	1.35	15.6	
427	511	1.36	15.7	
538	536	1.38	17.5	
649	565	1.38	19	
760	590	1.37	20.8	
871	620	1.36	28	

Tableau 3.1. Propriétés physiques de l'Inconel-625 [60].

La section d'essais est ainsi composée de trois tronçons (Figure 3.1): le premier et troisième tronçon sont de diamètre constant et égale au diamètre hydraulique d'un sous-canal non bouché (D_h=11.78 mm). L'épaisseur du tube est de 0.57 mm, correspondant à l'épaisseur des gaines de combustible d'un REP français. La longueur axiale de la première partie, L_I, est de 30 cm (L/D_h=25) permettant l'établissement dynamique de l'écoulement à la sortie de cette partie.

Le deuxième tronçon représente un sous-canal partiellement bouché (Figure 3.3). De même, il comporte une zone qui représente deux parties coniques avec un angle de 6° représentant une entrée et une sortie graduelle de la zone bouchée. Afin de pouvoir étudier plusieurs géométries, cette partie est amovible. L'épaisseur de chaque configuration a été choisie pour garder la même section droite que celle des parties I et III afin que la puissance dissipée par effet Joule soit identique le long du tube. Ainsi, on a une puissance linéique identique dans chaque partie. Il est à noter que les zones convergentes et divergentes ont des épaisseurs qui varient longitudinalement. Ainsi, l'épaisseur de la partie de la zone bouchée est de 0.86 mm et 1.38 mm pour les configurations à 61% et à 90% respectivement.

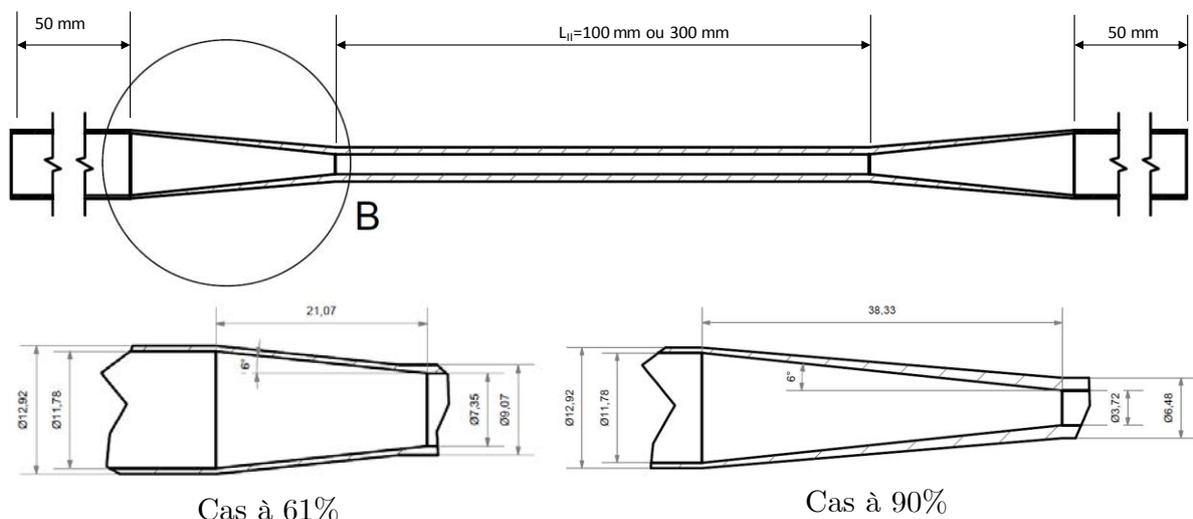


Figure 3.3. Géométrie du venturi, configurations à 61% et à 90%.

Les configurations géométriques à étudier de la partie II sont présentées dans le Tableau 3.2.

	Config n°1	Config. n°2	Config. n°3	Config. n°4	Config. n°5
Taux de bouchage (τ_b)	0%	61%	61%	90%	90%
Diamètre hydraulique (D_h) (mm)	11.78	7.35	7.35	3.72	3.72
Longueur (L_b) (mm)	-	100	300	100	300
Épaisseur du tube (mm)	0.57	0.86	0.86	1.38	1.38

Tableau 3.2. Configurations géométriques de la partie II.

Les parties I et III sont maintenues en position en utilisant des brides. La partie II est liée aux parties I et III par des pièces cylindriques en borosilicate permettant les mesures des propriétés de l'écoulement dispersé par les techniques optiques de LIF et PDA. Cette pièce a un diamètre interne de 11.78 mm donc identique aux tubes non déformés, un diamètre externe de 20 mm et une longueur axiale de 10 mm. L'arrivée de l'écoulement de vapeur et de gouttes se fait grâce à une pièce conique en amont de la partie I, conçue spécialement pour l'injection de l'écoulement diphasique. Sur la Figure 3.4, la pièce en rouge est soudée à la partie I et la pièce en bleu est bridée au diffuseur en rouge. La vapeur circule dans l'espace compris entre les deux pièces et arrive à la partie I par la périphérie. Les gouttes sont injectées au centre du tube.

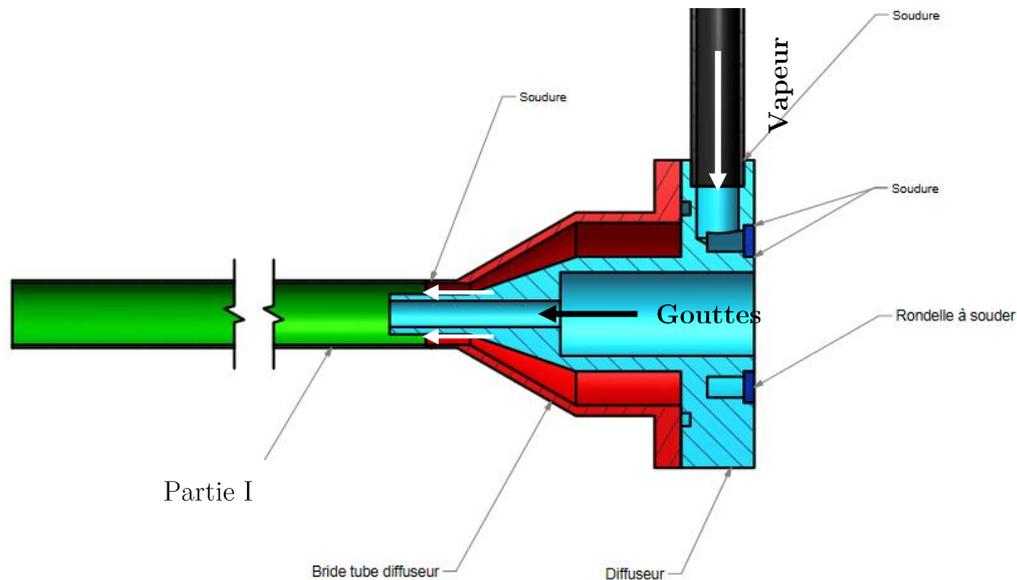


Figure 3.4. Système d'injection vapeur/gouttes.

3.2.2 Réseau de vapeur

La vapeur est produite par un générateur de vapeur (AURA M6®): de l'eau adoucie alimente une cuve en inox chauffée par des résistances d'une puissance totale de 6kW. C'est dans cette cuve que le changement de phase liquide/vapeur a lieu. Le système est autorégulé grâce à un contrôle de niveau d'eau assuré par un flotteur sphérique dans la cuve. Ainsi, une vapeur à une pression de 6 bar et une température d'environ 160 °C est

produite avec des débits massiques maximaux de 12 kg/h. Ce générateur fonctionne avec de l'eau ayant un faible taux de calcaire, raison pour laquelle un adoucisseur d'eau est installé en amont (BWT 5000 SC). En sortie du générateur, un détendeur à simple détente est installé afin de faire chuter la pression jusqu'à environ 1.5 bar. Une fois la vapeur détendue, elle traverse un surchauffeur de 2kW (AURA S2000®) permettant d'augmenter sa température jusqu'à 250 °C et ainsi obtenir une vapeur 100% sèche et surchauffée.

Entre le surchauffeur et l'entrée du tube, un débitmètre massique à orifice (ROSEMOUNT 3051SFP®) permet de mesurer des débits jusqu'à 10 kg/h. Ce dispositif mesure instantanément le débit massique de vapeur. Son incertitude nominale est de 0,90 % du débit massique. Un thermocouple type K ainsi qu'un capteur de pression KELLER® sont installés à l'entrée du tube permettant de mesurer la température et la pression absolue de la vapeur. L'acquisition digitale du débit massique, température et pression de vapeur se fait par un boîtier d'acquisition. Une interface graphique des données a été développée sous LabVIEW. Une vanne de dérivation est installée également en amont de la section d'essais au cas où la vapeur devrait être déviée de la section d'essais sans avoir besoin d'arrêter le générateur de vapeur.

Un schéma du réseau de vapeur est présenté sur la Figure 3.5. Le circuit de vapeur compris entre le surchauffeur et l'arrivée à la section d'essais est isolé avec un ruban d'isolant minéral afin de réduire les pertes thermiques avec l'environnement et éviter aussi les risques de brûlures pendant les essais.

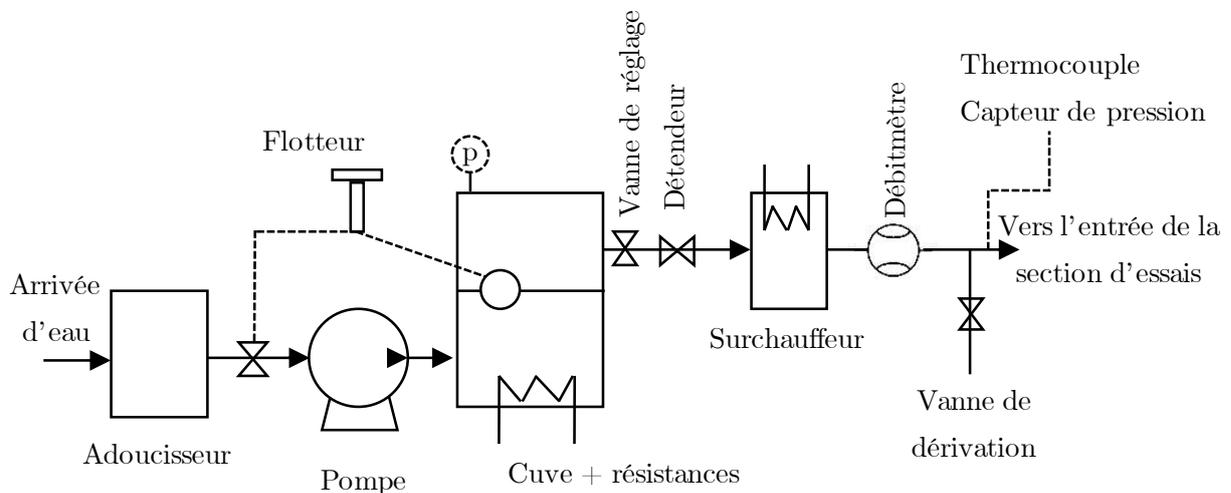


Figure 3.5. Schéma du réseau de vapeur.

3.2.3 Réseau d'eau

L'écoulement de gouttes est injecté dans le tube en utilisant un générateur de gouttes piézoélectrique FMP TECHNOLOGY ® (réf : MTG-01-G) (Figure 3.6). Une piézocéramique, alimentée par un générateur de tension alternative TOE 7402 (fréquence modulable jusque 10 MHz), sert à exciter à fréquence constante le corps de l'injecteur. A la sortie du corps de

l'injecteur se situe une membrane interchangeable permettant de contrôler le diamètre des gouttes à l'injection. Les instabilités de type Rayleigh induites par les vibrations vont alors entraîner la fragmentation du liquide en un train de gouttes régulier.

L'alimentation en eau du générateur de gouttes s'effectue à partir d'un réservoir pressurisé par air comprimé. Un détendeur permet ainsi de réguler le débit en liquide. L'eau circule ensuite dans un serpentin immergé dans un bain d'eau régulé en température (LAUDA) afin d'ajuster la température de l'eau injectée. La Figure 3.7 présente un schéma du réseau d'eau. Un thermocouple type K installé à l'arrivée de l'injecteur permet de mesurer la température de l'eau juste avant son injection dans la veine. Le circuit d'eau entre la sortie du bain thermostaté et l'injecteur est également isolé afin de réduire les pertes thermiques avec l'environnement.

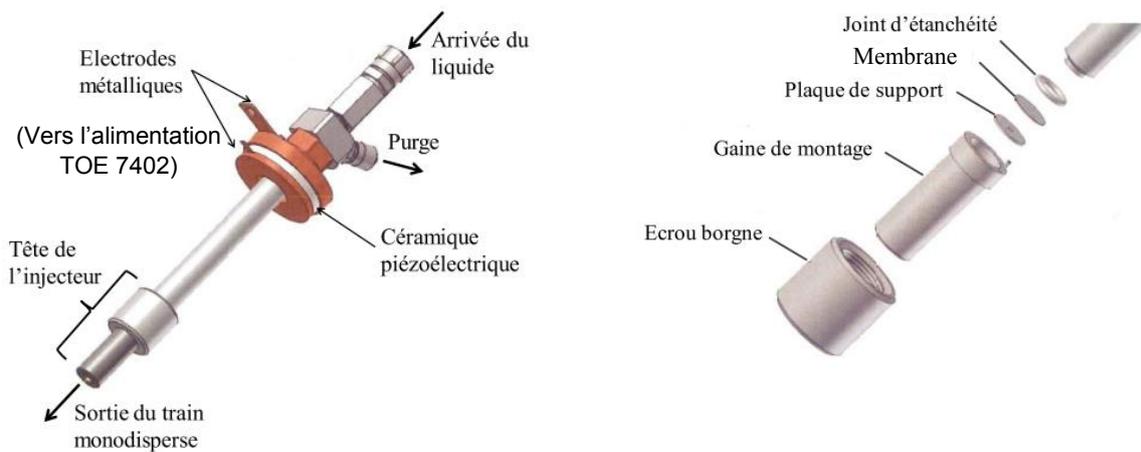


Figure 3.6. Injecteur de gouttes piézoélectrique [45].

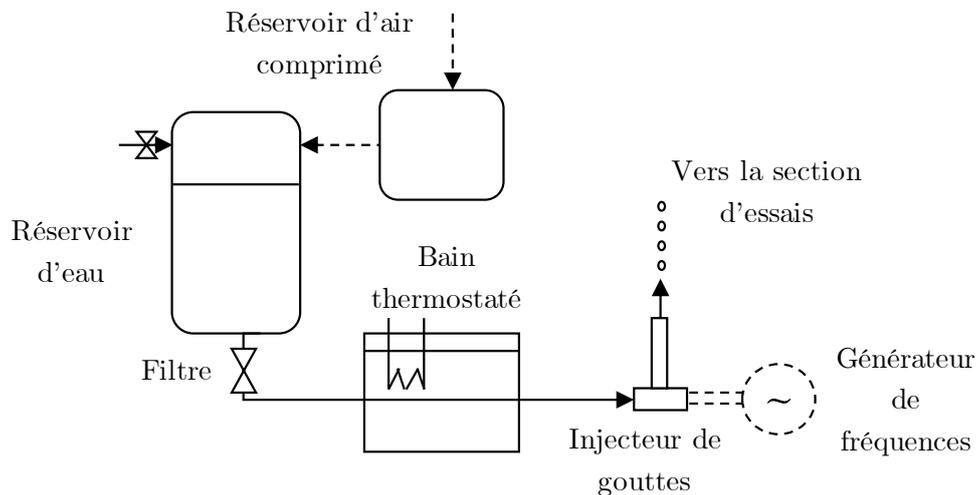


Figure 3.7. Schéma du réseau d'eau.

L'injecteur est monté sur des platines de déplacement micrométrique de rotation et de translation permettant d'orienter avec précision la tête de l'injecteur dans la pièce conique d'injection.

Le Tableau 3.3 présente une plage de variation des conditions d'injection de gouttes.

Fréquence d'excitation	Diamètre de membrane	Température d'injection	Pression du liquide
0 Hz < f < 10 MHz	50 μm < D < 200 μm	20°C < T _{inj} < 80°C	0.5 bar < P < 5 bar

Tableau 3.3. Plage de paramètres d'injection de gouttes.

3.2.4 Système de chauffage

La zone II de la section d'essais est chauffée par effet Joule. Deux brides en cuivre sont installées avant le convergent et après le divergent du tronçon II. L'alimentation en courant est assurée par un générateur électrique TDK LAMBDA 2U-3300® : puissance électrique maximale de 3,3 kW, gamme de courant entre 0 et 330 A et gamme de tension de 0 à 10 V. Ce système permet d'induire une température de paroi maximale de 800°C environ. Le générateur est piloté par un PC en utilisant une interface graphique LabVIEW, qui permet d'ajuster le courant ou la tension de sortie du générateur souhaitée. En raison des pertes en ligne, il n'est pas possible de lier directement la puissance du générateur à la puissance par effet Joule du venturi. Cependant, en connaissant la valeur de la résistance, il est possible de déduire la puissance puisque le courant électrique est connu et reste constant le long du circuit car il s'agit d'un branchement en série avec le tube. Ainsi, la puissance par effet Joule peut être calculée de la façon suivante :

$$P = I^2 R = \rho_o L I^2 / S_s \quad (3.4)$$

Avec ρ_o la résistivité électrique du tube, L la longueur axiale d'analyse et S_s la section droite du tube. Comme on l'a vu précédemment, la section droite est connue et reste la même pour toutes les configurations à analyser. De même, la résistivité électrique de l'inconel-625 variant très peu avec la température, il est possible de conclure que la puissance par effet Joule peut être connue et ne dépend que du courant électrique. Ce système de contrôle ne permet pas, cependant, de contrôler la température du tube ; comme on le verra plus tard, la puissance nécessaire pour porter le tube à une température donnée est ajustée de manière précise en utilisant en parallèle les mesures par thermographie infrarouge.

3.3 Conclusions

Le banc expérimental COLIBRI, spécialement conçu pour la présente étude, permettra de faire des expériences de refroidissement d'une géométrie tubulaire représentative d'un sous-canal REP bouché par un écoulement diphasique de vapeur surchauffée et des gouttes. Le tube peut atteindre des températures maximales initiales d'expérience de l'ordre de 800°C, en reproduisant les conditions d'un APRP. Le suivi des propriétés permettant caractériser le refroidissement (température du tube, diamètre, vitesse, et température des gouttes) sera réalisé à l'aide d'une série des techniques de métrologie qui seront décrites dans les chapitres suivants.

4. Estimation du flux thermique extrait par l'écoulement de vapeur/gouttes

4.1	Mesure de la température du tube.....	65
4.1.1	Etalonnage de la caméra IR.....	67
4.2	Flux thermique	69
4.2.1	Bilan d'énergie thermique.....	69
4.2.2	Estimation des pertes thermiques externes (φ_{pertes})	71
4.2.2.1	Rayonnement thermique (φ_r).....	71
4.2.2.2	Convection naturelle (φ_c)	73
4.2.2.3	Pertes conductives entre les brides et le tube (φ_{cond}).....	74
4.2.2.4	Estimation des flux conductifs dans le tube ($\varphi_{\text{cond},z}$)	74
4.2.3	Estimation du flux thermique extrait par l'écoulement interne	75
4.2.3.1	Expérience de relaxation: validation des pertes thermiques	77
4.2.3.2	Exemple d'application : Estimation du flux thermique de l'écoulement interne.....	77
4.2.4	Incertitudes	79

L'estimation du flux thermique extrait par l'écoulement de vapeur et de gouttes repose sur la mesure de la température de surface externe du tube à l'aide d'une caméra infrarouge (IR). Celle-ci visualise directement la face externe du tube permettant ainsi une mesure de la température longitudinale du tube sur toute la longueur chauffée. L'objectif de ce chapitre est de présenter la technique de mesure de la température du tube par thermographie infrarouge et connaissant la température, on montrera comment estimer le flux thermique extrait à la paroi. Le dispositif expérimental ainsi que le modèle permettant l'estimation des flux thermiques seront décrits dans ce chapitre.

4.1 Mesure de la température du tube

Tout objet ayant une température supérieure au zéro absolu émet un flux thermique par rayonnement. Ce mécanisme de transfert thermique est décrit par la loi de Stephan-Boltzmann :

$$\varphi = \varepsilon\sigma T_p^4 \quad (4.1)$$

Avec ε l'émissivité totale (corps gris), σ la constante de Stephan-Boltzmann et T_p la température de l'objet. Pour des températures inférieures à 600°C environ, le maximum du rayonnement est majoritairement dans les longueurs d'ondes correspondant à l'infrarouge. Ainsi, la mesure du flux radiatif d'un corps dans l'infrarouge permet de remonter à sa température : c'est sur ce principe que la mesure de température se fera en utilisant une caméra infrarouge.

La caméra infrarouge utilisée est une caméra CEDIP® JADE III matricielle à détection quantique de type InSb (Antimoniure d'Indium). Elle a une résolution de 320x240 pixels fonctionnant dans la bande spectrale [3,7 μm – 5.1 μm]. De plus, cette caméra est équipée d'un filtre monochromatique permettant de réduire cette bande à [3,97 μm - 4,01 μm]. Ce type de caméra dispose d'une fréquence d'acquisition allant jusqu'à 60 images/seconde mais nécessite d'être refroidie constamment (système de refroidissement par cycle de Stirling) afin de minimiser le bruit thermique. Un objectif de 50 mm ou de 25 mm est monté sur la caméra pour le tube de 100 mm et 300 mm de longueur respectivement. La distance focale de 1m environ permet de placer la caméra à une bonne distance du tube.

Afin d'augmenter l'émissivité de la surface externe du tube, et ainsi améliorer le signal mesuré par la caméra IR, le tube est revêtu d'une peinture « noire » résistante aux hautes températures (STUV ANTHRACITE-930®). La surface a ainsi une émissivité totale d'environ 0.84, mesurée par sphère intégrante (Comme on le verra à la Figure 4.5), qui est supérieure à l'émissivité de l'inconel-625 (qui est d'environ 0.5 d'après la littérature). Cette couche de peinture permet aussi de prévenir l'oxydation surfacique du métal, effet indésirable dans la mesure de température par caméra infra-rouge puisque cela est à l'origine de sources d'erreur dues à l'apparition de valeurs d'émissivité différentes sur la surface du tube.

Afin d'éviter des erreurs de mesure par l'effet de courbure du tube, la mesure par caméra IR s'effectue en prenant en compte les pixels qui sont dans la zone centrale du tube.

Les caméras IR quantiques ne mesurent pas directement la température de l'objet mais un signal digital DL (Digital Level) qui dépend du flux de photons arrivant sur la matrice du détecteur durant le temps d'intégration de la caméra. Le temps d'intégration correspond au temps d'ouverture du capteur. Ce paramètre vient impacter directement la dynamique ainsi que la température maximale mesurable : pour un long temps d'intégration, une bonne dynamique à basse température est mise en évidence mais le détecteur risque vite de saturer pour les hautes températures. Pour un temps d'intégration faible, il sera possible de mesurer des hautes températures mais la dynamique à basses températures sera perdue. Le choix du temps d'intégration dépendra de la plage des températures à mesurer lors du refroidissement: une bonne dynamique de mesure entre 200°C et 700°C est le critère à prendre en compte pour la présente étude.

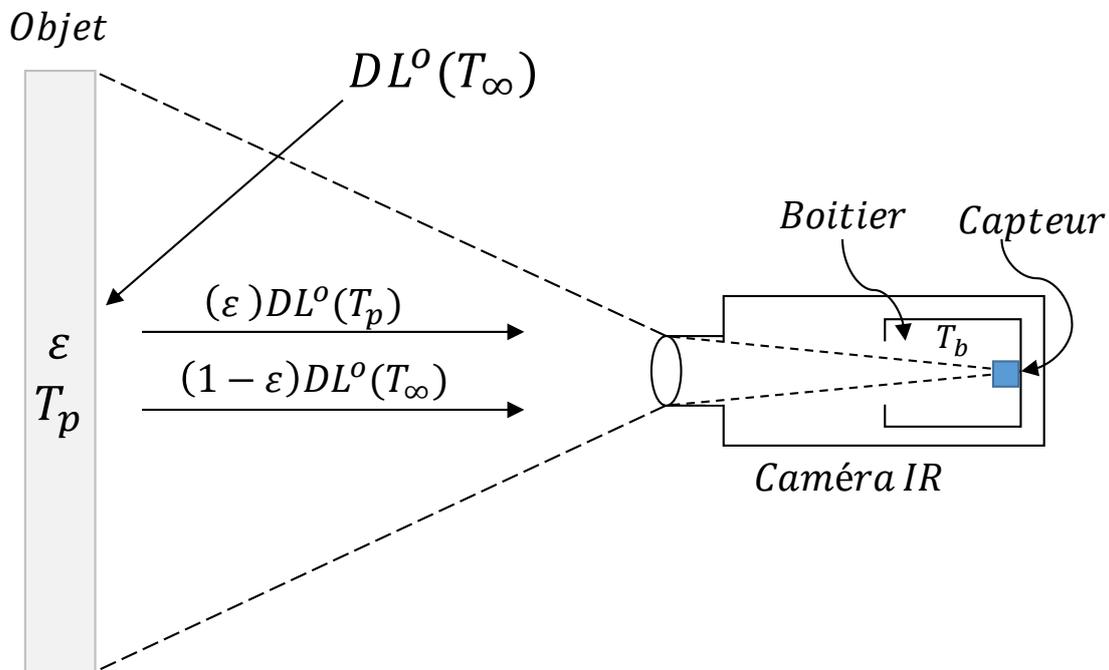


Figure 4.1. Bilan des flux intervenant dans la mesure du tube par thermographie infrarouge.

Le flux de photons capté par la caméra IR (DL_{vu}) peut être décomposé de la façon suivante :

$$DL_{vu} = DL_{sc} + DL_b \quad (4.2)$$

Avec DL_{sc} le flux de photons de la scène thermique et DL_b l'émission propre du boîtier. La contribution DL_b peut être modélisée à partir de l'émission propre du boîtier, de la température du boîtier T_b et d'une constante b correspondant à l'offset de l'électronique :

$$DL_b = aT_b + b \quad (4.3)$$

On considère une surface opaque (transmissivité $\tau=0$), grise et diffuse d'émissivité ε et de réflectivité $\rho=1-\varepsilon$. Le flux venant de la scène thermique visualisée (DL_{sc}) peut être estimé comme la somme des contributions suivantes (Figure 4.1) :

- L'émission propre du tube $\varepsilon DL^o(T_p)$.
- L'émission de l'environnement réfléchi par le tube $(1 - \varepsilon)DL^o(T_\infty)$.

De cette manière, le flux total vu par la caméra IR s'écrit :

$$DL_{vu} = \varepsilon DL^o(T_p) + (1 - \varepsilon)DL^o(T_\infty) + aT_b + b \quad (4.4)$$

Le terme DL^o décrit l'évolution du flux de photons capté par la caméra si le tube était un corps noir. Ce terme, est proportionnel au flux de photons et donc à la luminance énergétique monochromatique du corps noir $L_\lambda^o(T, \lambda)$ définie par la loi de Planck :

$$L_\lambda^o(T, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_p}\right) - 1 \right)^{-1} = C_1 \left(\exp\left(\frac{C_2}{T_p}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (4.5)$$

Ici h la constante de Planck ($h= 6,626 \times 10^{-34}$ Js), k_B , la constante de Boltzmann ($k_B=1,380 \times 10^{-23}$ JK⁻¹), c , la vitesse de la lumière dans le vide et λ , la longueur d'onde du rayonnement du corps noir dans le vide. En sachant que la caméra IR est équipée d'un filtre monochromatique, une proportionnalité entre la luminance énergétique monochromatique $L_\lambda^o(T, \lambda)$ et le signal $DL^o(T)$ est établie. Ainsi l'équation 4.4 peut être réécrite de la façon suivante :

$$DL_{vu} = \varepsilon C_1 \left(\exp\left(\frac{C_2}{T_p}\right) - 1 \right)^{-1} + (1 - \varepsilon) C_1 \left(\exp\left(\frac{C_2}{T_p}\right) - 1 \right)^{-1} + aT_b + b \quad (4.6)$$

Ainsi, afin d'estimer la température de paroi par thermographie infrarouge en fonction du signal reçu par le détecteur, les coefficients C_1 , C_2 , a , et b doivent être déterminées par étalonnage.

4.1.1 Etalonnage de la caméra IR

L'étalonnage permet d'estimer les valeurs des coefficients de l'équation (4.6). De façon générale, la démarche est la suivante : à partir de mesures de température et de caméra IR d'un « corps noir » de référence, il est possible d'estimer les paramètres C_1 , C_2 , a et b par la méthode des moindres carrés. De cette façon, en connaissant la température de l'environnement, ainsi que l'émissivité de l'objet, il est possible de remonter à la température de l'objet.

Une autre méthode utilisée afin d'estimer ces paramètres est la calibration in-situ, méthode utilisée pendant la présente thèse : en considérant que les valeurs de la température du boîtier, la température de l'environnement et l'émissivité du tube sont constantes (ie en s'assurant que la caméra IR a atteint une température constante et identique à chaque mesure), les deux derniers termes de l'équation 4.6 deviennent constants et peuvent être

groupés en un seul terme, C_3 . De même, on peut dire que le produit $C'_1 = \varepsilon C_1$ est constant. De cette manière l'équation 4.6 devient :

$$DL_{vu} = C'_1 \left(\exp\left(\frac{C_2}{T_p}\right) - 1 \right)^{-1} + C_3 \quad (4.7)$$

Pour réaliser cette calibration in-situ, la température de la paroi est mesurée par une autre technique. Pour cela, une mesure synchronisée, du flux de photons (DL_{vu}) et de la température du tube (T_p) par un thermocouple soudé sur la surface externe du tube, est réalisée. De cette manière, il est possible d'ajuster les points expérimentaux à l'équation 4.7 et estimer les paramètres C'_1 , C_2 et C_3 par une méthode de moindres carrés (Figure 4.2a).

Ainsi, il est possible d'accéder au champs de température de la surface externe du tube grâce aux mesures de DL par caméra IR en utilisant l'équation suivante :

$$T_p(K) = \frac{C_2}{\ln\left(\frac{C'_1}{DL_{vu} - C_3} + 1\right)} \quad (4.8)$$

Cette méthode d'étalonnage permet d'obtenir des erreurs relatives maximales ne dépassant jamais 1.5% par rapport aux mesures par thermocouple, ce qui se traduit par une différence en température thermocouple-camera IR maximale d'environ 10°C dans le pire des cas (Figure 4.2b). Il faut préciser que l'étalonnage in-situ n'est valable que pour la configuration à étudier. Les paramètres obtenus par l'étalonnage dépendent de la nature du tube, raison pour laquelle il doit être réalisé pour chaque configuration à étudier. De même, ces coefficients sont valables pour une seule température du boîtier. Il faut veiller à ce que les valeurs de la température des expériences soient égales à celle enregistrées lors de la phase d'étalonnage afin de minimiser les erreurs de mesure.

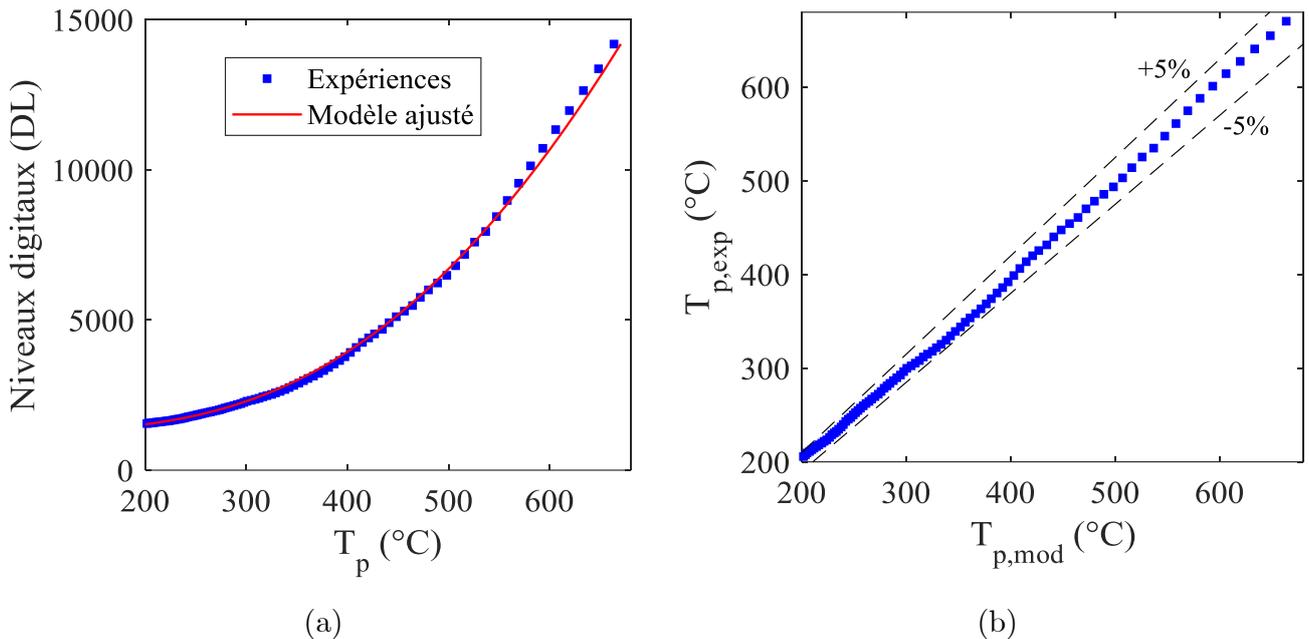


Figure 4.2. (a) Evolution du signal mesuré par la caméra en fonction de la température du tube lors de la relaxation ; (b) comparaison température par thermocouple (T_{exp}) et température par caméra infrarouge (T_{mod}).

4.2 Flux thermique

La mesure du flux thermique repose sur la mesure de la température de la surface externe du tube par thermographie infrarouge. Cependant, pour estimer le flux thermique extrait par l'écoulement de vapeur et de gouttes, il est nécessaire de connaître la température de la surface interne du tube. L'évaluation du nombre de Biot est donc essentielle pour savoir si la température de paroi peut être considérée uniforme dans l'épaisseur du tube ou bien s'il faut implémenter une méthode inverse.

Le nombre de Biot compare la résistance thermique de la paroi par rapport à la résistance thermique du fluide. Dans notre cas, il faut tenir compte de l'écoulement interne et des pertes vers l'environnement externe. Par définition, le nombre de Biot s'écrit :

$$Bi = \frac{he}{k_p} \quad (4.9)$$

Avec e l'épaisseur du tube, k_p la conductivité thermique de l'inconel-625 et h le coefficient de transfert thermique entre la paroi et le fluide, correspondant à la somme des coefficients de chaque contribution thermique (écoulement interne et pertes thermiques). A ce stade le coefficient de transfert thermique interne totale h_i avec l'écoulement interne et le tube reste inconnu. Néanmoins, il s'agit d'un transfert thermique principalement par convection forcée avec un flux de vapeur à haute vitesse (de l'ordre de plusieurs m/s) et à haute température ($>200^\circ\text{C}$). On peut alors raisonnablement prendre une valeur de h de quelques centaines en appliquant l'équation de Dittus-Boelter. En utilisant une épaisseur de 1.38 mm (correspondant au tube utilisé pour un taux de bouchage de 90%), une conductivité thermique de k_p de 20 W/mK, en prenant h à 500 W/m²K (cette valeur sera justifiée par la suite), le nombre maximal de Biot est :

$$Bi = \frac{(500)(0.00138)}{20} = 0.03 \quad (4.10)$$

Lorsque le nombre de Biot est inférieur à 0.1, il est possible de dire que le gradient de température suivant l'épaisseur est très faible et ainsi considérer la température externe du tube comme égale à la température de la surface interne. Ainsi $T_p(R,\alpha,z,t) = T_p(R+e,\alpha,z,t) = T_p(\alpha,z,t)$ avec R le rayon interne.

4.2.1 Bilan d'énergie thermique

Considérons un élément différentiel angulaire du tube (Figure 4.3) et décrivons les différents flux thermiques mis en jeu:

- Flux thermique par conduction axiale, $\varphi_{\text{cond},z}$.
- Flux thermique par conduction angulaire, $\varphi_{\text{cond},\phi}$
- Flux thermique externe, qu'on appellera pertes thermiques φ_{pertes}
- Flux thermique interne extrait par l'écoulement interne, φ_{int}

- Puissance générée par effet Joule, P

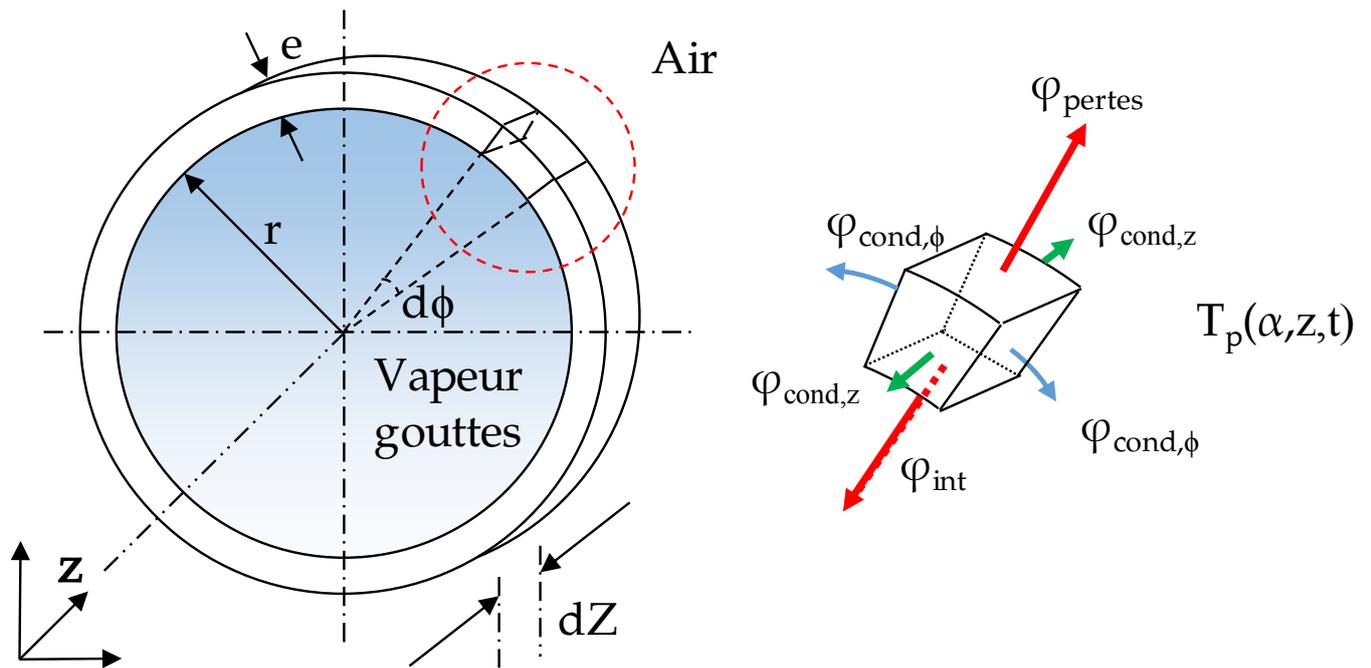


Figure 4.3. Schéma des transferts thermiques pour le calcul du flux extrait par l'écoulement interne.

Par conservation de l'énergie, le bilan thermique pour un élément différentiel du tube s'écrit :

$$dP_{gen} - (d\Phi_{int} + d\Phi_{pertes} + d\Phi_{cond,z} + d\Phi_{cond,\theta}) = m_p c_p \frac{dT_p(\alpha, z, t)}{dt} \quad (4.11)$$

En considérant le problème axisymétrique, on aura $T_p(\vartheta, z, t) = T_p(z, t)$. De cette manière, les flux thermiques azimutaux n'interviennent pas dans l'équation précédente et le problème peut être analysé uniquement par des tranches d'épaisseur dz .

L'équation 4.11 peut donc s'écrire pour un élément différentiel dz :

$$dP_{gen} - (dS_{int}\varphi_{int}(z, t) + dS_{ext}\varphi_{pertes}(z, t) + S_s\varphi_{cond,z}(z, t)) = m_p c_p \frac{dT_p(z, t)}{dt} \quad (4.12)$$

Avec S_s l'aire de la section de passage solide du tube ($S_s = \pi((R + e)^2 - R^2)$), dS_{int} et dS_{ext} la surface interne et externe de la tranche d'analyse ($dS_{int} = 2\pi R dz$, $dS_{ext} = 2\pi(R + e) dz$) et dP_{gen} la puissance générée par effet Joule dans une tranche de longueur dz ($dP_{gen} = \frac{\rho_0 I^2}{S_s} dz$).

De cette manière, une équation de bilan est établie en faisant apparaître le flux interne qui est fonction de la dérivée temporelle de la température de paroi, des pertes thermiques externes, de la puissance générée par effet Joule et des flux thermiques par conduction dans le tube.

4.2.2 Estimation des pertes thermiques externes (φ_{pertes})

Afin d'estimer correctement le flux thermique interne, les pertes thermiques doivent être connues. L'ensemble des transferts thermiques subis par le tube, dans la longueur axiale d'analyse, sont les suivants (schématisé sur la Figure 4.4) :

- Le flux extrait du tube par l'écoulement interne de vapeur et de gouttes, qui correspond à la quantité à estimer.
- Le flux dû au rayonnement entre le tube et l'environnement.
- Le flux dû à la convection naturelle entre le tube et l'environnement.
- Le flux dû à la conduction entre les brides et le tube.

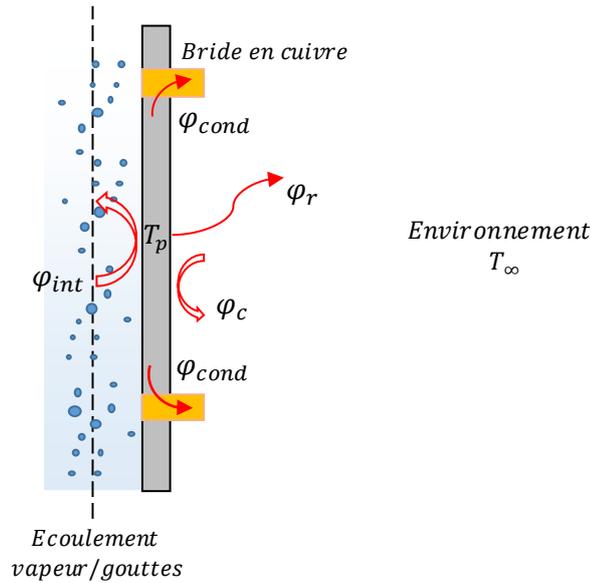


Figure 4.4. Schéma illustrant les transferts thermiques entre le tube et l'environnement.

4.2.2.1 Rayonnement thermique (φ_r)

Le flux thermique échangé par rayonnement entre le tube et l'environnement s'écrit sous la forme suivante :

$$\varphi_r = \varepsilon\sigma(T_p^4 - T_\infty^4) \quad (4.13)$$

Avec T_p et T_∞ , les températures du tube et de l'environnement respectivement. L'expression précédente peut s'écrire en faisant apparaître un coefficient de transfert thermique par rayonnement (coefficient dépendant de la température de paroi) :

$$\varphi_r = \varepsilon\sigma(T_p^2 + T_\infty^2)(T_p + T_\infty)(T_p - T_\infty) = h_r(T_p - T_\infty) \quad (4.14)$$

La température du tube T_p , est connue grâce aux mesures de thermographie infrarouge, et la température de l'environnement T_∞ est supposée égale à 20°C. Ainsi, en connaissant l'émissivité de la surface du tube (Figure 4.5), il est possible d'estimer les transferts thermiques par rayonnement. Cette valeur a été mesurée au laboratoire en utilisant une sphère intégrante : un échantillon du tube peint est placé à température ambiante dans la

sphère et, en fonction de la lumière réfléchi par celui-ci, l'émissivité spectrale de l'échantillon peut être estimée à température ambiante.

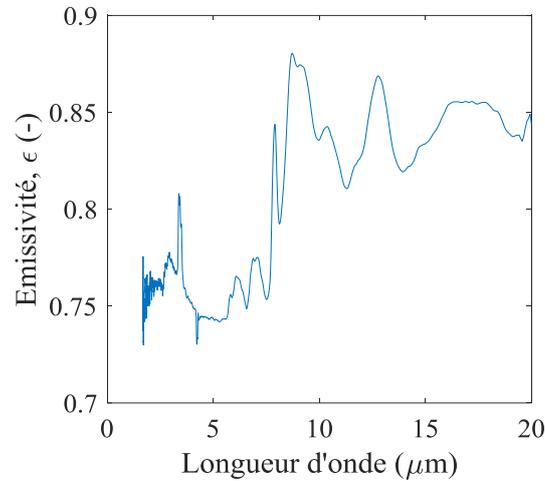


Figure 4.5. Emissivité spectrale expérimentale de la surface du tube peint à température ambiante.

En combinant ces résultats à l'équation de la luminance du corps noir spectrale (Equation 4.5), il est possible d'estimer une valeur de l'émissivité totale en utilisant la relation suivante :

$$\varepsilon(T) = \frac{\int \varepsilon(\lambda, T) L^o(\lambda, T)}{\int L^o(\lambda, T)} \quad (4.15)$$

Ainsi, une valeur de 0.83 est obtenue pour l'émissivité totale de la surface du tube peint. Cette valeur sera utilisée pour estimer les transferts thermiques par rayonnement et sera supposée indépendante de la température du tube. La Figure 4.6 présente l'évolution du coefficient de transfert thermique par rayonnement équivalent en fonction de la température de paroi. Il est possible de constater qu'il y a une forte dépendance de la valeur de h_r avec la température et que cette valeur devient importante pour des hautes températures.

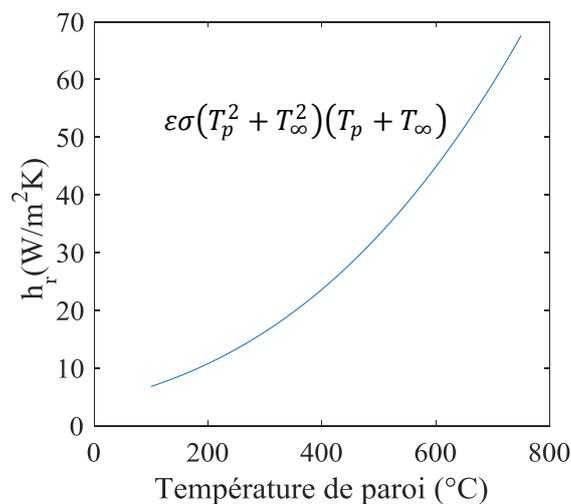


Figure 4.6. Evolution du coefficient du transfert thermique par rayonnement avec la température de paroi.

4.2.2.2 Convection naturelle (φ_c)

Le transfert thermique par convection naturelle entre le tube et l'environnement peut s'écrire de la façon suivante :

$$\varphi_c = h_c(T_p - T_\infty) \quad (4.16)$$

Avec h_c le coefficient de transfert thermique par convection naturelle. Ce coefficient est fonction des dimensions du tube ainsi que des propriétés physiques de l'air. Dans l'analyse de la convection naturelle autour d'un cylindre vertical de diamètre externe D et de longueur L , le paramètre de forme D/L permet d'établir la procédure afin d'estimer le coefficient h_c . D'après [61], les corrélations pour une plaque verticale peuvent être appliquées à la géométrie cylindrique si :

$$\frac{D}{L} > Ra_L^{-\frac{1}{4}} \quad (4.17)$$

Avec Ra_L , le nombre de Raleigh, défini par :

$$Ra_L = \frac{g\beta(T_p - T_\infty)L^3}{\vartheta_{air}a_{air}} \quad (4.18)$$

Avec g la constante gravitationnelle, β le coefficient d'expansion thermique volumique, ϑ la viscosité cinématique et a_{air} la diffusivité thermique de l'air. Pour toutes les configurations à analyser, le ratio D/L obéit à l'équation 4.17, ainsi :

$$Nu = \frac{h_c L}{k_{air}} = 0.59 Ra_L^{1/4} \quad (4.19)$$

Les propriétés de l'air dans les équations précédentes sont calculées en fonction de la température de film ($T_f = (T_p + T_\infty)/2$). Ainsi, il est possible d'estimer le coefficient de transfert thermique par convection naturelle h_c autour d'un cylindre.

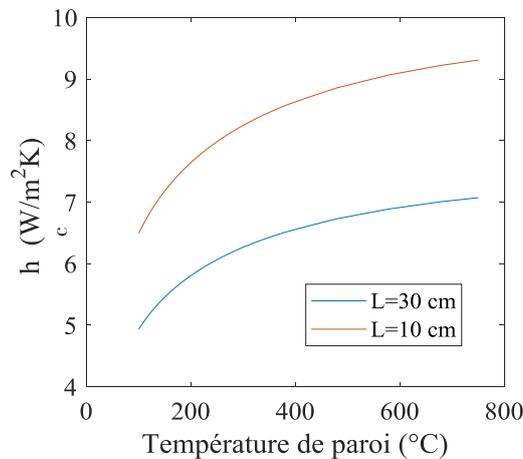


Figure 4.7. Coefficients de transfert thermique par convection naturelle pour 2 longueurs de tube différents.

La Figure 4.7 présente l'évolution des coefficients de transfert thermique avec la température de paroi pour un tube de $L=300$ mm et $L=100$ mm. Contrairement aux coefficients de transfert par rayonnement, les coefficients de transfert thermique convectifs dépendent peu de la température de paroi et sont plus faibles, mais significatifs.

4.2.2.3 Pertes conductives entre les brides et le tube (φ_{cond})

Le tube en inconel est chauffé par effet Joule en utilisant des brides en cuivre. Ces éléments sont la cause des pertes thermiques par conduction et une résistance de contact apparaît. Modéliser ces pertes thermiques d'une façon théorique est possible mais l'estimation serait imprécise parce qu'elles dépendent du contact entre les brides et le tube, dont les paramètres ne sont pas connus (Rugosité, pression de contact, nature du contact). Pour s'affranchir de l'estimation de ce terme, on définit plusieurs zones pour le tube chauffé : deux zones fortement influencées par la conduction avec les brides (on observe un fort gradient de température) et une zone où le gradient thermique est plus faible (zone d'analyse). Bien que la longueur de mesure par thermographie infrarouge corresponde à la distance entre brides (L), seulement la zone comprise entre environ $30\text{mm} < L_{\text{an}} < L-30\text{mm}$ est utilisée pour l'estimation du flux thermique afin de minimiser les erreurs sur l'estimation du flux thermique (Figure 4.8).

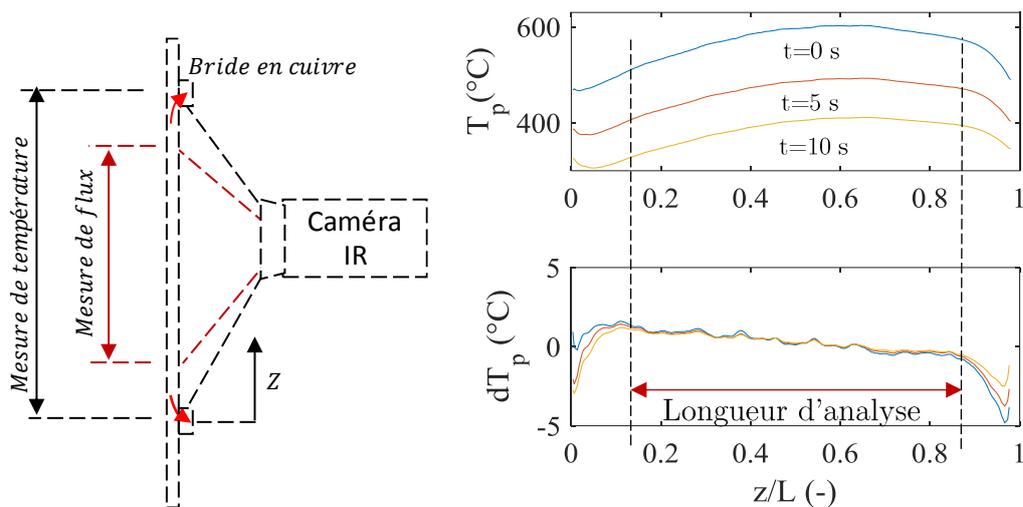


Figure 4.8. Profils axiaux et gradients axiaux de température de la surface externe du tube lors d'une expérience de refroidissement par un écoulement interne de vapeur et de gouttes à trois instants de temps donnés. Tube non bouché (0% taux de bouchage), $L=170$ mm.

4.2.2.4 Estimation des flux conductifs dans le tube ($\varphi_{\text{cond},z}$)

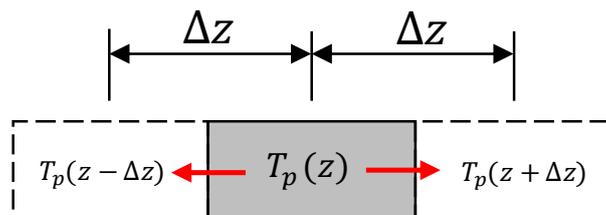


Figure 4.9. Schéma des flux thermiques par conduction axial d'une tranche du tube de longueur Δz .

En utilisant la loi de Fourier et en se basant sur le schéma de la Figure 4.9, les flux par conduction axiale sont calculés:

$$\varphi_{cond,z} = k_p \frac{dT_p}{dz} \approx \frac{k_p (2T_p(z) - T_p(z - \Delta z) - T_p(z + \Delta z))}{\Delta z} \quad (4.20)$$

Grace aux mesures par thermographie infrarouge, il est possible d'avoir accès aux profils longitudinaux de température et donc d'estimer les flux thermiques par conduction. Un exemple des profils de température pour une expérience donnée est présenté à la Figure 4.8 pour 3 instants différents. L'analyse des profils longitudinaux de température nous a permis de constater que ces flux thermiques par conduction axiale dans le tube restent faibles et seront donc négligés. Les flux conductifs peuvent devenir éventuellement plus significatifs dans le cas où les gradients longitudinaux de température sont plus importants, notamment lors de la phase de remouillage où les écarts de température deviennent importants en raison de l'avancement du front de remouillage dans le tube (des zones froides et des zones chaudes en amont et en aval du front respectivement apparaissent). Cependant, lors du remouillage, les flux thermiques extraits par l'écoulement interne deviennent aussi très importants (jusqu'à plusieurs fois la valeur du flux extrait au-delà du remouillage) et la contribution de la conduction axiale reste toujours faible par rapport au flux total extrait du tube permettant de négliger ce terme.

4.2.3 Estimation du flux thermique extrait par l'écoulement interne

En fonction des profils de température obtenus à chaque instant par caméra IR, il est possible de remonter au flux extrait par l'écoulement interne de vapeur et de gouttes. A titre d'exemple, des champs de température du tube à différents instants sont présentés sur la Figure 4.10 pour les conditions suivantes (taux de bouchage à 0% et écoulement interne gouttes/vapeur, $\dot{m}_v = 4.3$ kg/h ; $T_{vap} = 170^\circ\text{C}$; $\dot{m}_g = 0.75$ kg/h ; $T_g = 65^\circ\text{C}$, $P = 0.1$ bar).

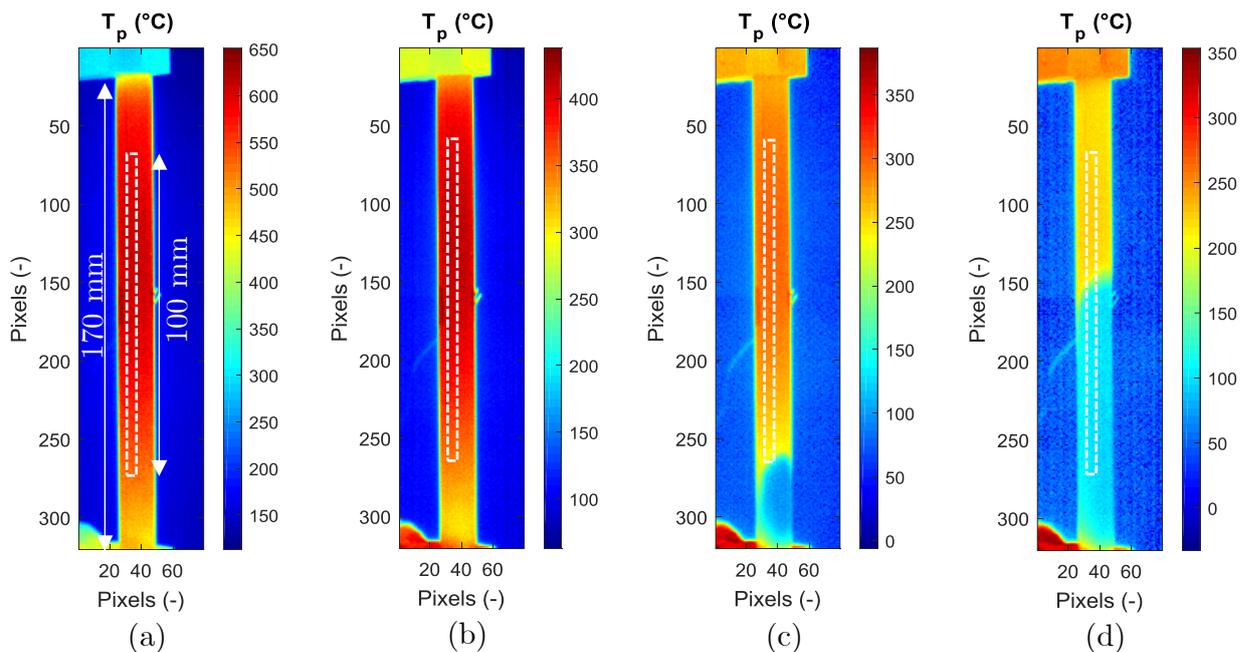


Figure 4.10. Evolution du champ de température du tube lors d'un essai de refroidissement par un écoulement interne de vapeur et de gouttes : (a) $t=0\text{s}$; (b) $t=10\text{s}$; (c) $t=20\text{s}$; (d) $t=30\text{s}$.

Les profils longitudinaux de température bruts sont alors discrétisés : seuls les pixels se trouvant au voisinage du centre du tube seront utilisés afin d'éviter les effets de courbure du tube. De même, une discrétisation axiale est faite afin d'exclure les pixels se trouvant près des brides de chauffage et ainsi limiter les incertitudes liées à la conduction axiale comme l'on a vu précédemment (Voir Figure 4.10a). La température de chaque position est alors calculée en utilisant l'équation (4.8) en prenant comme valeur de DL_{vu} la moyenne des pixels radiaux compris dans la zone discrétisée. Ce traitement est réalisé pour chaque image infrarouge. De cette manière, il est possible d'obtenir la température de la face externe du tube en fonction de la position axiale à chaque instant.

Afin de filtrer le bruit sur le signal de température, une moyenne glissante sur l'évolution temporelle de la température de chaque position axiale est appliquée (Figure 4.11a). Le profil de température résultant de ce filtrage est ensuite dérivé (dT/dt) et de nouveau filtré par moyenne glissante. De cette manière, le bruit sur la dérivée temporelle est considérablement réduit (Figure 4.11b).

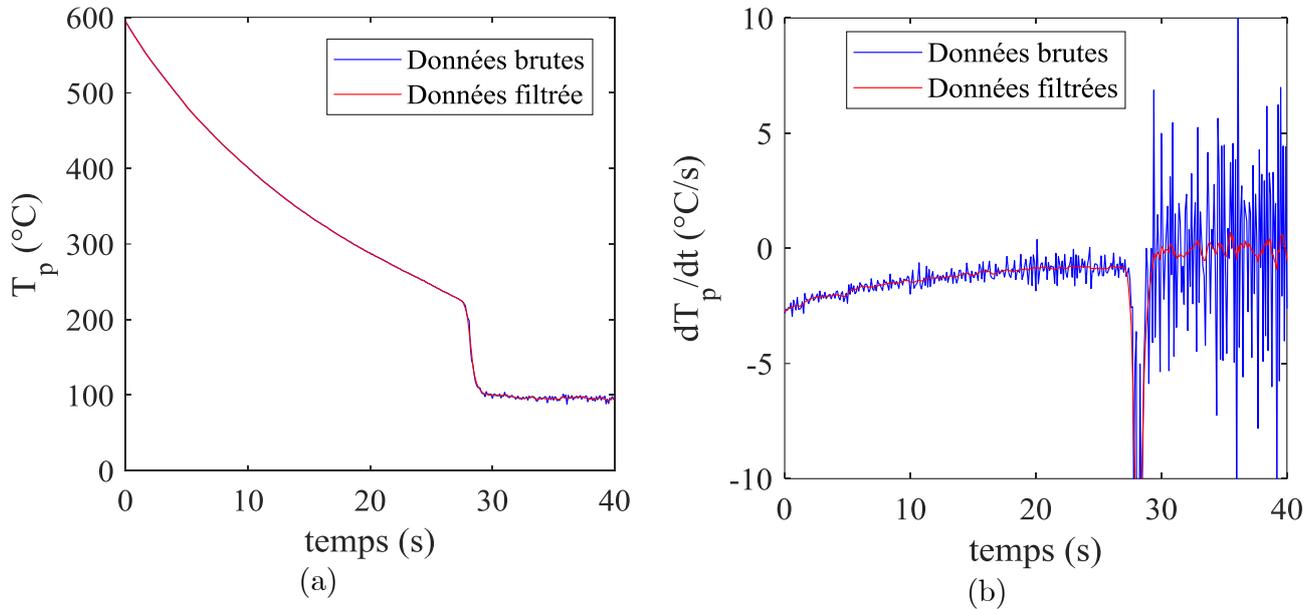


Figure 4.11. Evolution au centre du tube ($z/L=0.5$) de: (a) Température ; (b) Dérivée temporelle de la température. $\dot{m}_v=4.3$ kg/h ; $T_{vap}=170^\circ\text{C}$; $\dot{m}_g=0.75$ kg/h ; $T_g=65^\circ\text{C}$.

En utilisant l'expression suivante, le flux thermique extrait par l'écoulement interne peut alors être estimé à partir de l'équation suivante:

$$\varphi_{int}(z, t) = -\left(\frac{S_s}{2\pi R}\rho_p C p_p(T_p)\frac{dT_p(z, t)}{dt}\right) - \left(\left(\frac{R+e}{R}\right)(\varphi_{pertes}(z, t))\right) + \left(\frac{\rho_o I^2}{2\pi R S_s}\right) \quad (4.21)$$

Le flux thermique interne est ainsi estimé à partir de la dérivée de la température filtrée (dT_p/dt), à partir des corrélations des pertes thermiques externes (φ_{pertes}) et tenant compte de la puissance générée par effet Joule.

4.2.3.1 Expérience de relaxation: validation des pertes thermiques

Afin de confronter le modèle des pertes thermiques décrit précédemment et ainsi valider ce calcul, une expérience de relaxation, c'est à dire sans écoulement diphasique interne, est effectuée. Le tube est chauffé par effet Joule, le chauffage est ensuite coupé et l'évolution de la température du tube est relevée en fonction du temps. De cette façon, le tube est seulement refroidi naturellement par l'ensemble des pertes externes. En reprenant l'équation (4.21) avec $dP = 0$ et $\varphi_{\text{int}} = 0$, on obtient:

$$\varphi_{\text{pertes,exp}}(z, t) = -\frac{S_s \rho_p C p_p(T_p)}{\pi(R + e)} \left(\frac{dT_p(z, t)}{dt} \right) \quad (4.22)$$

Cette équation permettra d'estimer expérimentalement les pertes thermiques. Ces pertes peuvent être modélisées comme la somme des pertes thermiques par rayonnement et par convection naturelle avec l'environnement:

$$\varphi_{\text{pertes,theor}}(z, t) = \varepsilon \sigma (T_p^4(z, t) - T_\infty^4) + h_c (T_p(z, t) - T_\infty) \quad (4.23)$$

Grâce aux mesures de thermographie IR, la température de paroi à chaque position axiale et à chaque intervalle de temps est mesurée ainsi que la dérivée de la température en fonction du temps. De cette manière, les pertes thermiques expérimentales et théoriques peuvent être comparées.

La Figure 4.12a présente la courbe d'ébullition pour une expérience de relaxation d'un tube non-bouché avec une distance entre brides de 170 mm et une longueur axiale d'analyse de 100 mm. On montre ainsi que les expressions des pertes par convection naturelle et par rayonnement définies précédemment donnent des résultats comparables à l'expérience et permettent ainsi d'estimer les pertes thermiques. Dans la plage de température analysée, une erreur relative moyenne d'environ 5% entre les expériences et le calcul est observée. L'erreur maximale ne dépasse jamais 20% (Figure 4.12b). De cette manière, le modèle des pertes thermique est validé et peut être utilisé pour le calcul du flux thermique extrait par l'écoulement interne.

4.2.3.2 Exemple d'application : Estimation du flux thermique de l'écoulement interne

Après avoir réussi à évaluer les pertes externes avec l'environnement, il est possible d'estimer le flux thermique $\varphi_{\text{int}}(z, t)$ d'une expérience quelconque. La Figure 4.13 présente les courbes d'ébullition des expériences de refroidissement pour deux types d'écoulement interne :

- Ecoulement monophasique : vapeur pure.
- Ecoulement diphasique : vapeur/goutte.

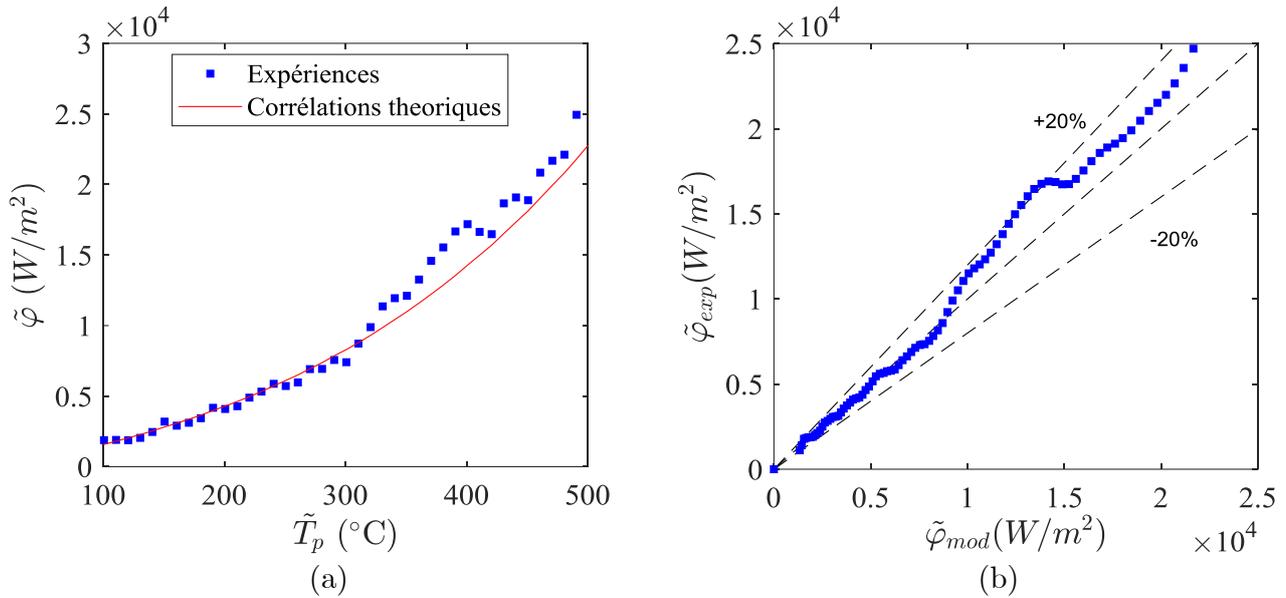


Figure 4.12. (a) Flux thermique extrait du tube lors d'une expérience de relaxation (sans écoulement interne). (b) Comparaison expériences et modèle des pertes thermiques externes. Tube à 0% de bouchage.

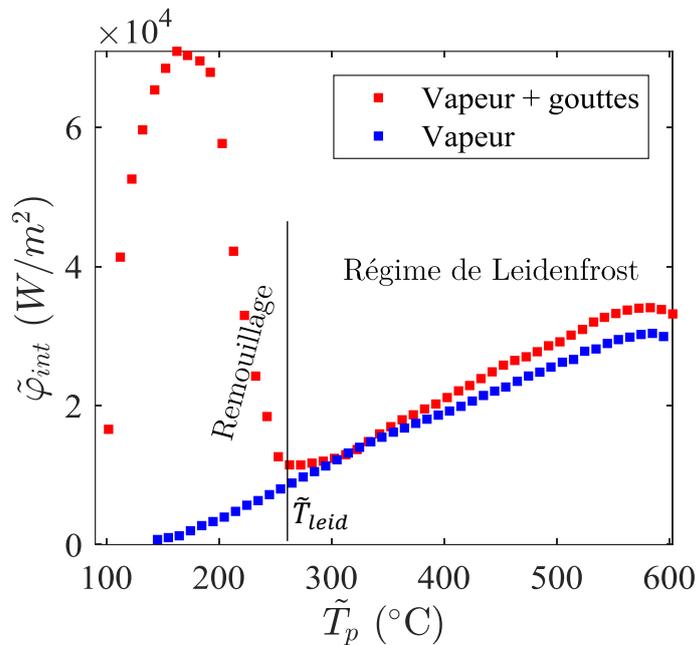


Figure 4.13. Evolution du flux interne extrait à la paroi en fonction de la température de paroi, pour deux types d'écoulement différents. ($\dot{m}_v = 4.3$ kg/h ; $T_v = 170^{\circ}C$; $\dot{m}_g = 0.75$ kg/h ; $T_g = 65^{\circ}C$).

Pour le cas de la vapeur pure, on voit que le flux thermique diminue d'une façon homogène avec la température de la paroi. Pour le cas de l'écoulement diphasique, une dynamique différente est mise en évidence : à mesure que la température de paroi diminue, le flux extrait à la paroi diminue jusqu'à ce que la température de Leidenfrost soit atteinte où il y a un minimum local du flux extrait à la paroi. A partir de ce point, le remouillage de la paroi a lieu dans le tube accompagné de transferts thermiques plus importants. En deçà du point de Leidenfrost, on constate une amélioration des transferts thermiques pour l'écoulement diphasique par rapport au cas monophasique dû à un remouillage de la paroi par les gouttes.

4.2.4 Incertitudes

La mesure du flux thermique repose sur la mesure par thermographie infrarouge de l'évolution temporelle de la température de paroi. Les principales sources d'incertitude sont présentées ci-dessous :

- Phase d'étalonnage de la caméra IR : D'après toutes les étapes d'étalonnage réalisées, on a estimé que la mesure de la température de paroi a une incertitude de 5°C en température et 0.4 °C/s en dérivée temporelle (dT_p/dt).
- Modèle des pertes thermiques : Comme vu sur la Figure 4.12, le modèle des pertes reproduit plutôt bien les expériences, cependant une incertitude relative moyenne de 5% a été constatée lors des expériences. On utilisera cette valeur pour estimer l'incertitude sur la mesure du flux thermique interne.
- L'état de surface du tube : il doit être le même sur toute la surface du tube pour garantir une bonne mesure de la température externe du tube. Cependant, quand le tube est utilisé intensivement, des traces de non-uniformité surfacique peuvent apparaître (des craquelures principalement) induisant alors des sources d'erreur sur la mesure de la température du tube que nous ne pouvons malheureusement pas maîtriser. Afin de réduire cet effet, les tubes sont repeints régulièrement.
- Paramètres géométriques: en regardant l'équation (4.21), il est possible de constater que le calcul du flux thermique dépend de la géométrie du tube. Les incertitudes géométriques, ainsi que les éventuelles dilatations et contractions que l'inconel subit lors des expériences, rajoutent une certaine incertitude au résultat. D'après l'information du fournisseur des tubes en Inconel, les tolérances en diamètre et en longueur sont d'environ ± 0.05 mm, donnant des incertitudes relatives maximales géométriques inférieures à 0.5% et de ce fait, cela sera négligé dans le calcul. Le coefficient de dilatation thermique de l'inconel étant d'environ $13 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, les dilatations relatives restent inférieures à 0.8% pour une température d'analyse de 700°C ; ainsi l'effet de dilatation peut être également négligé.
- Paramètres physiques du tube: La valeur de la masse volumique ainsi que la capacité massique sont importantes pour estimer le flux extrait par l'écoulement interne. Cependant, les incertitudes concernant les paramètres physiques seront négligées.

En supposant comme constantes les paramètres physiques et géométriques du tube, l'estimation de l'incertitude sur la mesure du flux thermique s'écrit en reprenant l'équation (4.21) :

$$\frac{\Delta\varphi_{int}}{\varphi_{int}} = \frac{S_s}{2\pi R} \rho_p C p_p \left(\frac{\Delta dT_p/dt}{\varphi_{int}} \right) + \left(\frac{\Delta\varphi_{pertes}}{\varphi_{pertes}} \right) \left(\frac{\varphi_{pertes}}{\varphi_{int}} \right) + \left(\frac{\Delta\varphi_{gen}}{\varphi_{gen}} \right) \left(\frac{\varphi_{gen}}{\varphi_{int}} \right) \quad (4.24)$$

L'incertitude absolue maximale de la dérivée en température est d'environ $\Delta dT_p/dt = 0.5 \text{ °C/s}$ et les incertitudes relatives dans le calcul des pertes thermiques sont de l'ordre de 5% ; l'incertitude sur l'estimation de la puissance générée par effet Joule repose sur la mesure d'intensité I (incertitude de cette grandeur est inférieure à 0.1% d'après la

notice du générateur électrique, donc sa contribution à l'incertitude du flux thermique est minime et sera négligée). L'incertitude dépendra bien évidemment des contributions des pertes externes et internes. Sachant que le flux extrait par l'écoulement interne (de l'ordre de 10^4 W/m^2) est plus important que le flux des pertes thermiques ($\varphi_{\text{pertes}}/\varphi_{\text{int}} < 1$), et que l'incertitude du premier terme de la partie droite de l'équation 4.24 est dans le pire des cas 10% en régime de Leidenfrost, l'incertitude absolue maximale sur la mesure du flux thermique reste inférieure à 15%.

De même, plusieurs expériences identiques ont été faites (même température initiale de paroi, mêmes conditions d'injection vapeur/gouttes) afin d'analyser la répétabilité des mesures ; à titre d'exemple, la Figure 4.14 présente le flux thermique interne en fonction de la température de paroi pour 3 expériences identiques. La valeur du flux thermique obtenue est reproductible pour toutes les expériences avec une erreur maximale inférieure à 10% par rapport à la moyenne de ces mesures dans le pire des cas.

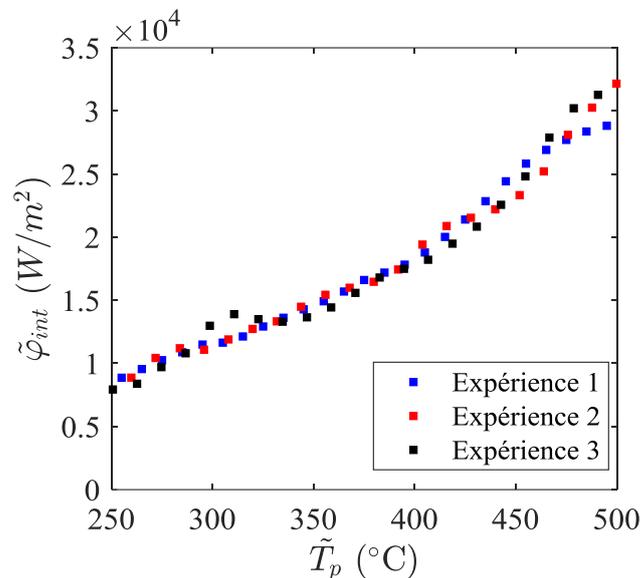


Figure 4.14. Reproductibilité des expériences : Flux interne extrait par l'écoulement interne ; tube à 0% de bouchage ($\dot{m}_v = 4.3 \text{ kg/h}$; $T_v = 170^\circ\text{C}$; $\dot{m}_g = 0.75 \text{ kg/h}$; $T_g = 65^\circ\text{C}$).

5. Mesure des propriétés de l'écoulement de gouttes

5.1	Anémométrie par phase Doppler	83
5.1.1	Mesure de la vitesse des gouttes par LDA.....	83
5.1.2	Mesure de la taille des gouttes.....	84
5.1.3	Description du dispositif PDA utilisé	87
5.1.4	Incertitudes	88
5.2	Fluorescence induite par laser à 3 couleurs	88
5.2.1	Principe de la thermométrie par Fluorescence induite par laser.....	88
5.2.1.1	Fluorescence induite par laser à deux couleurs.....	89
5.2.1.2	Fluorescence induite par laser à trois couleurs	89
5.2.2	La sulforhodamine-B.....	92
5.2.2.1	Spectres d'émission et d'absorption.....	92
5.2.2.2	Effet de la température sur l'intensité de fluorescence	93
5.2.3	Description du dispositif expérimental.....	95
5.2.3.1	Sonde de collection.....	95
5.2.3.2	Séparateur spectral	95
5.2.3.3	Signal de fluorescence d'une goutte	96
5.2.4	Calibration en température.....	97
5.2.5	Calibration dynamique	99
5.2.6	Incertitudes de la LIF	101

Afin d'avoir accès aux propriétés dynamiques et thermiques des gouttes en amont et en aval de la section d'analyse tubulaire, les techniques d'Anémométrie par Phase Doppler (PDA) et de Fluorescence Induite par Laser (LIF) seront utilisées. Ce sont des techniques optiques ponctuelles, et donc non-intrusives, qui permettront d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes thermohydrauliques lors du refroidissement du tube. Ainsi, les principes généraux de ces types de mesures ainsi que leur intégration au banc expérimental COLIBRI seront présentés dans ce chapitre.

5.1 Anémométrie par phase Doppler

Le système d'anémométrie par phase Doppler (PDA) permet d'avoir accès à la distribution locale du diamètre et de la vitesse des gouttes. La chaîne de mesure est constituée d'une source laser, d'une sonde d'émission, d'une optique de collection et d'un processeur de traitement du signal.

5.1.1 Mesure de la vitesse des gouttes par LDA

La mesure de vitesse de particule peut être obtenue par LDA (Laser Doppler Anémométrie). Les montages de LDA utilisent généralement une source laser où le faisceau est divisé en deux, séparés d'une distance e , avant d'être focalisés en un point à l'aide d'une lentille (Figure 5.1.a). Les deux faisceaux se croisent ainsi au point focal et forment un volume dit illuminé V_i et ayant la forme d'un ellipsoïde de dimension a_0 , b_0 et c_0 (Figure 5.1.b). Du fait de la cohérence de la source lumineuse, le volume illuminé est constitué d'un réseau de plans successivement lumineux et sombres et distants de δ .

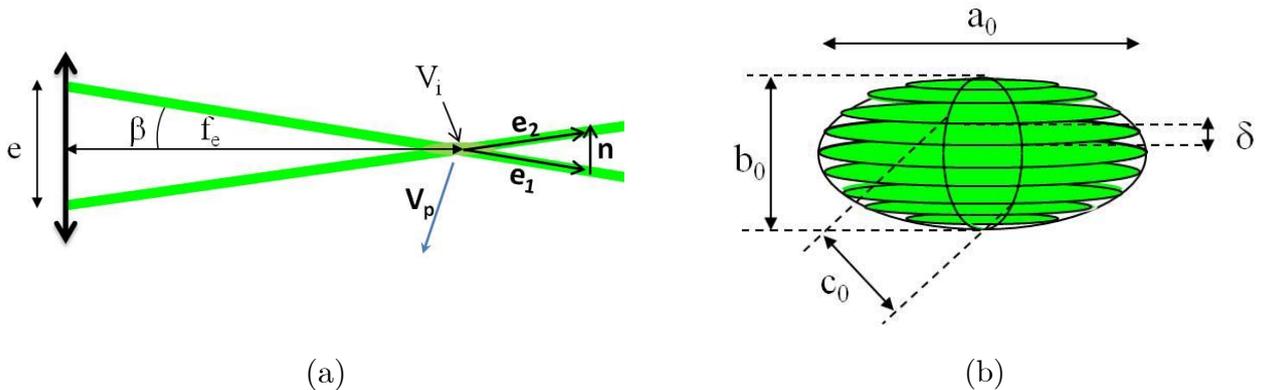


Figure 5.1 (a) Configuration d'un montage LDA à deux faisceaux ; (b). Détails du volume illuminé [62].

Lorsqu'une goutte traverse le volume illuminé, la lumière diffusée décrit alors un signal modulé (bouffée Doppler) dont la fréquence, appelée fréquence Doppler f_D , dépend de la vitesse de la goutte selon l'équation suivante :

$$f_D = \frac{2\sin(\beta)}{\lambda_{laser}} u_n \quad (5.1)$$

Avec u_n la composante suivant la direction n de la vitesse de la goutte u_g , orthogonale aux plans d'interférence et appartenant au plan des deux faisceaux. En utilisant une autre source laser de longueur d'onde différente, il est possible de mesurer une seconde composante de la vitesse en orientant les faisceaux de telle manière que le second volume illuminé soit orthogonal au premier. Ici, seule une composante de vitesse sera mesurée (vitesse suivant l'axe z du tube); nous utilisons une source laser à 514,5 nm. Les bouffées Doppler sont détectées par un photo-détecteur inséré dans une sonde de réception. Le signal électrique généré par le photo-détecteur est amplifié via une haute tension HT (de l'ordre du kV) avant d'être enregistré par le processeur qui calcule la valeur de la fréquence Doppler f_D . Un exemple d'une bouffée Doppler est illustré à la Figure 5.2.

De cette manière, il est possible de déterminer la valeur de l'amplitude de la vitesse mais pas son signe. Pour lever l'ambiguïté de deux particules de même composante, mais de sens opposé, il suffit de faire défiler les franges d'interférences en décalant légèrement la fréquence de l'un des faisceaux par rapport à l'autre. Ce décalage est réalisé par une cellule de Bragg placée dans le chemin optique de l'un des deux faisceaux. Cette cellule est un modulateur acousto-optique composé d'un matériau piézo-électrique et excité par un signal électrique de fréquence de plusieurs centaines de kHz. Des ondes acoustiques vont être générées à l'intérieur de la cellule et vont modifier la densité du matériau piézo-électrique. Cela se traduit par une modification de l'indice de réfraction. Ainsi, lorsqu'une onde lumineuse traverse la cellule, elle est diffractée et subit un décalage en fréquence.

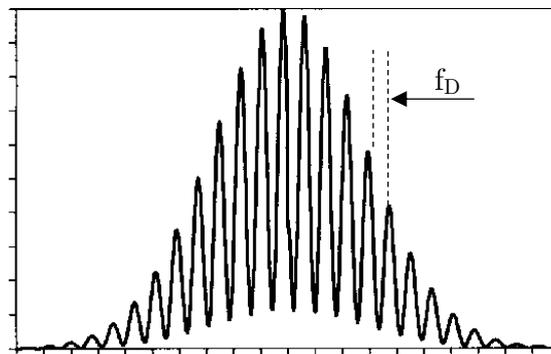


Figure 5.2. Schéma d'un signal filtré d'une bouffée Doppler.

Ainsi, la nouvelle valeur de la fréquence Doppler mesurée s'écrit :

$$f_D = f_{decal} + \frac{2u_n \sin(\beta)}{\lambda_{laser}} \quad (5.2)$$

De cette manière, si $f_D > f_{decal}$ le signe de la vitesse est positif, dans le cas contraire il est négatif.

5.1.2 Mesure de la taille des gouttes

La technique de PDA pour mesurer la taille de gouttes est une extension de la LDA. Le principe consiste à analyser les bouffées Doppler en utilisant 2 détecteurs disposés à deux

endroits différents de l'espace, provoquant un déphasage entre les deux signaux. Ce déphasage est directement lié au diamètre de la goutte d_g

$$\Delta\phi_{12} = d_g H_{12} \quad (5.3)$$

Le paramètre H_{12} désigne le facteur de phase entre les photo-détecteurs PM1 et PM2 et ne dépend que de la configuration expérimentale: indices de réfractions des gouttes n_g et du milieu ambiant n_m , demi-angle des faisceaux incidents β , l'angle de diffusion φ (position de l'optique de réception par rapport au plan défini par les deux faisceaux lasers) et angle d'élévation des deux photo-détecteurs, ψ_1 et ψ_2 par rapport au plan de diffusion (Figure 5.3).

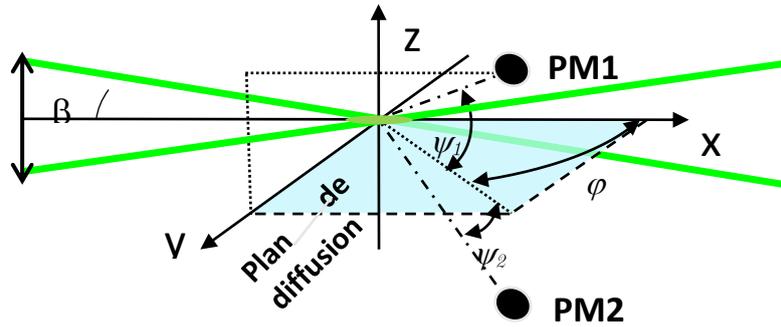


Figure 5.3. Schéma de principe de mesure du PDA.

Plus les photo-détecteurs sont proches (ψ_1 et ψ_2 petits), plus le diamètre maximum détectable $d_{g,max}$ sera important. Cependant, la précision sur le calcul du diamètre sera modifiée. Il est à noter que $d_{g,max}$ dépend également de la configuration optique utilisée (dimension du volume illuminé, focale des optiques de réception et d'émission, de l'angle de diffusion) et des indices de réfraction des particules et du milieu ambiant. Le déphasage $\Delta\phi_{12}$ est une fonction périodique de période 2π où la valeur 2π correspond à $d_{g,max}$. Ainsi, pour une goutte ayant un diamètre supérieur à $d_{g,max}$, le calcul du déphasage conduira à un diamètre plus petit. Une solution pour s'affranchir de cette ambiguïté est d'utiliser un troisième photo-détecteur. On obtient un second déphasage ϕ_{13} dont la combinaison avec ϕ_{12} permet de relever l'ambiguïté

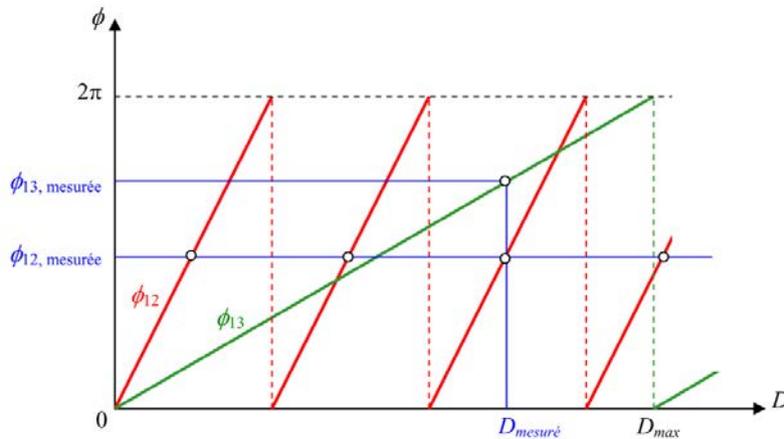


Figure 5.4. Principe de déphasage de la mesure de ϕ_{12} et ϕ_{13} [63].

La mesure du diamètre est sensible à la position des photomultiplicateurs. En effet, suivant l'angle de positionnement des photo-détecteurs φ , un mode de diffusion de lumière sera privilégié : réflexion et réfraction d'ordres 1 et 2 étant les modes les plus intenses (Figure 5.5). La sensibilité sur le calcul du diamètre dépend également de la qualité des photo-détecteurs et de son amplification (haute tension *HT*) mais aussi du gain électronique du dispositif de traitement du signal.

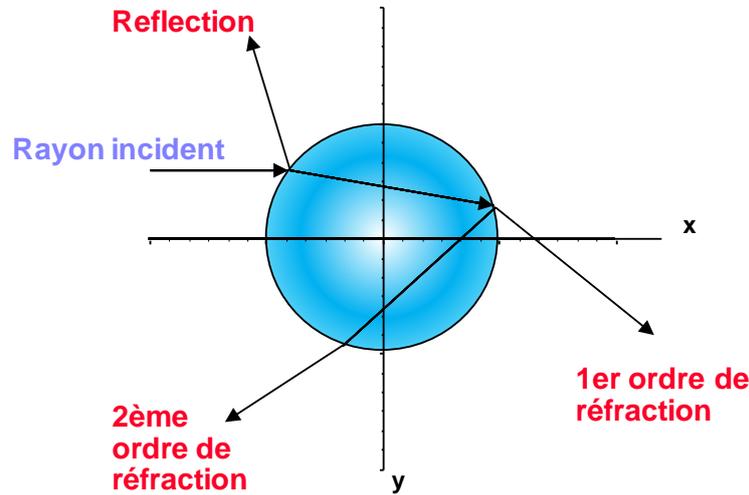


Figure 5.5. Principaux mode de diffusion de lumière incidente sur une goutte.

La sonde de réception d'un dispositif PDA contient les trois photomultiplicateurs et dispose d'une fente servant de filtre spatial afin de définir un volume de détection V_d précis. Le volume de détection est le résultat de la projection de la fente de largeur L_f sur le volume illuminé V_i . Ses dimensions dépendent de L_f , du grandissement du doublet Γ_r et de la distance focale de la lentille frontale f_r . Typiquement, ce volume peut être approximé par un cylindre de diamètre l_s , d'axe principal confondu avec l'axe de la sonde de réception. La Figure 5.6 présente un schéma du volume de mesure de la technique.

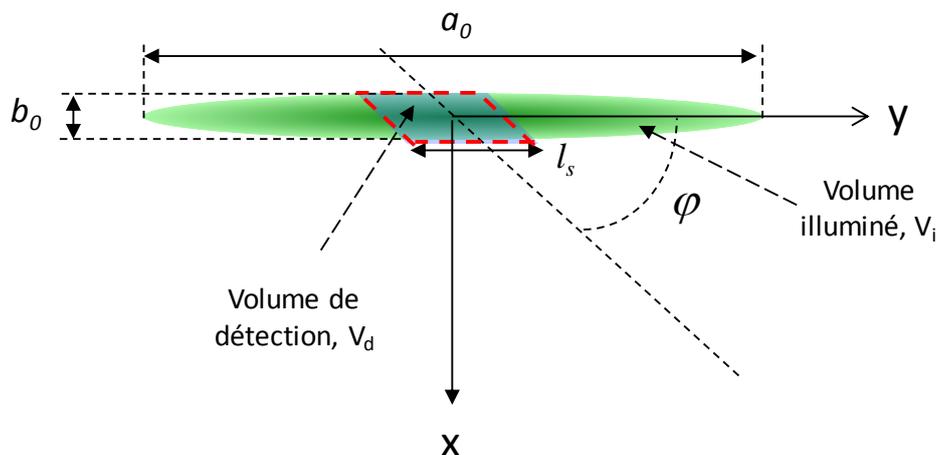


Figure 5.6. Définition du volume de détection du PDA.

5.1.3 Description du dispositif PDA utilisé

Le système PDA utilisé est commercialisé par la société DANTEC-DYNAMICS®. La source laser est un laser à argon (longueur d'onde 514.5 nm ; puissance maximale de 4W). Le faisceau incident (1.35 mm de diamètre) est ensuite divisé en deux par un transmetteur/coupleur de fibres optiques. Ce transmetteur est également équipé d'une cellule de Bragg (déphasage de 40 MHz). La fibre optique est connectée à une sonde d'émission (Dantec FiberFlow) dont la face avant permet de changer la lentille convergente et ainsi contrôler la taille du volume illuminé. Ici, la configuration optique de la sonde d'émission est la suivante : écartement des faisceaux $e=60$ mm, focale de la lentille d'émission $f_e=1200$ mm, conduisant à un demi-angle d'émission $\beta=1.5^\circ$. Par ailleurs, la puissance lumineuse après couplage au niveau du volume illuminé est de l'ordre de 400 mW.

L'optique de collection Dantec 57X10 est équipée d'une lentille de distance focale f_c égale à 310 mm. L'optique de collection du PDA est positionnée à un angle de $\varphi=60^\circ$ par rapport aux faisceaux incidents, privilégiant ainsi le premier mode de réfraction de la lumière. Cette optique est aussi équipée d'une fente de largeur 120 μm qui sert de filtre spatial et permet de définir le volume de mesure. Dans ces conditions, le diamètre maximal mesurable est d'environ 300 μm . Les valeurs des hautes tensions des photomultiplicateurs sont fixées afin d'optimiser les mesures ; les critères d'optimisation préconisés pendant l'ajustement des hautes tensions sont le taux d'acquisition et le taux de validation des gouttes.

Le signal collecté est traité via un processeur BSA-P80 et les données sont enregistrées sur un PC en utilisant un logiciel développé par DANTEC Dynamics (BSA Flow Software). La Figure 5.7 présente un schéma du dispositif PDA utilisé pendant la présente thèse.

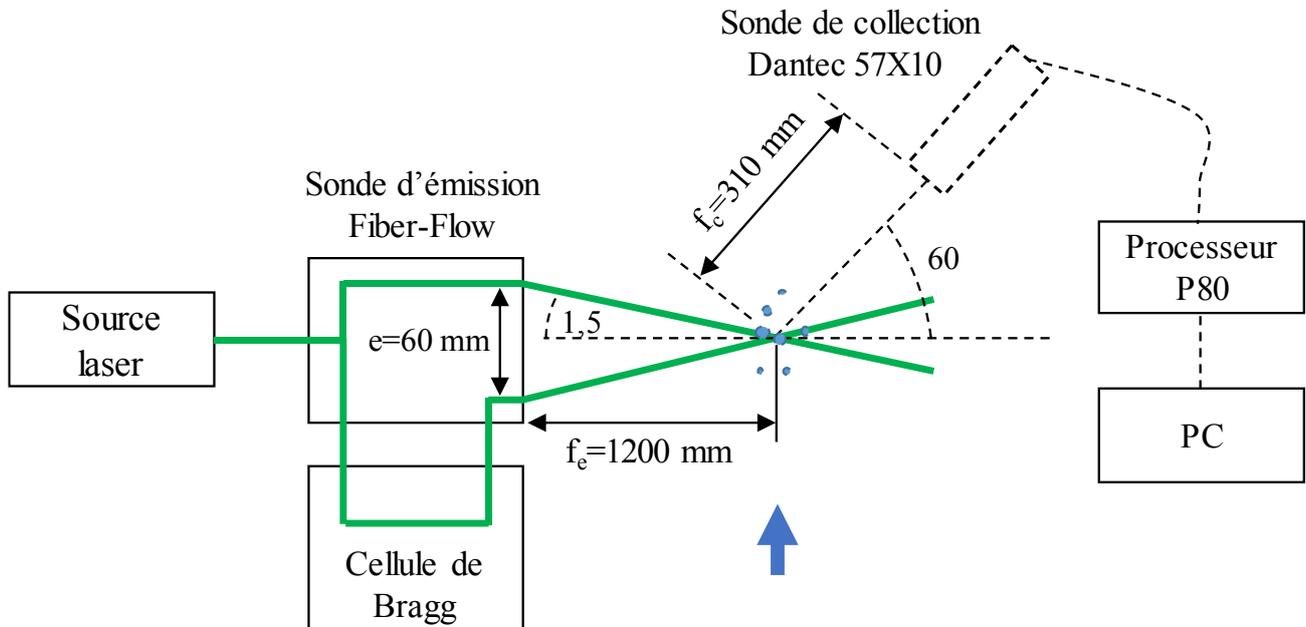


Figure 5.7. Schéma du dispositif expérimental PDA.

La sonde d'émission ainsi que la sonde de collection du PDA sont installées sur un système de déplacement 3D piloté par le PC, permettant ainsi de contrôler le positionnement des faisceaux laser dans la section d'essais.

5.1.4 Incertitudes

L'incertitude sur la mesure du diamètre et de la vitesse des gouttes par PDA est difficile à mesurer et dépend de la configuration de la chaîne optique de collection et de réception (Distances focales, angle de collection) ainsi que des valeurs de haut voltage associées au signal collecté par chaque voie du PDA et aux rapports signal sur bruit. Cependant, sans modifier ces paramètres, il est possible d'estimer une erreur relative en effectuant des mesures répétitives à une même position de la section d'essais et en conservant les mêmes conditions de l'écoulement de vapeur et de gouttes. Ainsi, cette erreur est dans le pire des cas d'environ 10% pour le diamètre moyen de gouttes et de 5% pour la vitesse moyenne des gouttes.

5.2 Fluorescence induite par laser à 3 couleurs

La fluorescence induite par laser (LIF) est une technique optique non intrusive qui permet d'estimer la température d'un fluide. Le LEMTA dispose d'une solide expérience concernant le développement de la LIF pour la mesure de température de gouttes en forte évaporation (Lavielle et al. [64], [65]; Castanet et al. [66] et Perrin [67]) ou impactant des surfaces portées à hautes températures (Dunand et al. [51] ; Labergue et al. [68] ; Chaze [44]). Dans cette partie, les grandes lignes du principe de la fluorescence induite par laser ainsi que son intégration au banc expérimental COLIBRI seront décrites

5.2.1 Principe de la thermométrie par Fluorescence induite par laser

Le principe de mesure de la température des gouttes par LIF consiste en la mesure de l'intensité de fluorescence d'un traceur fluorescent thermo-dépendant préalablement dilué dans le liquide à caractériser. Le signal de fluorescence, qui se traduit par un spectre continu dans le visible, est collecté par une sonde de collection spectrale. L'intensité de fluorescence, à une bande spectrale i donnée, s'écrit [68]:

$$I_{fi}(T) = K_{spec,i} K_{opt,i} I_{laser} V_{col} C_o e^{\frac{\beta_i}{T}} \quad (5.4)$$

Avec V_{col} le volume de collection de la fluorescence, C_o la concentration du traceur fluorescente et I_{laser} l'intensité du rayonnement laser. K_{opt} et K_{spec} des constantes dépendant de la chaîne optique de mesure et de la bande spectrale de mesure de la fluorescence.

L'étude de l'évolution de la température des gouttes portées par un écoulement turbulent de vapeur surchauffée dans un tube à haute température implique des phénomènes d'évaporation de gouttes, faisant varier la concentration du traceur fluorescent C_o ; de même, les éventuelles déformations de gouttes dues aux impacts avec le tube et aux instabilités hydrodynamiques impliquent que le volume de mesure soit très difficile à

maîtriser. De plus, les phénomènes de fragmentation et/ou coalescence qui peuvent avoir lieu dans le tube risquent aussi de modifier le nombre de molécules fluorescentes dans le volume d'excitation.

L'ensemble de ces phénomènes fait que les paramètres V_{col} , C_o , et I_{laser} sont très difficiles à estimer. C'est pour cela qu'une technique de fluorescence induite avec des mesures simultanées d'une série de bandes spectrales a été développée au sein du laboratoire LEMTA [64], [65].

5.2.1.1 Fluorescence induite par laser à deux couleurs

La fluorescence induite par laser à deux bandes (appelée aussi à deux couleurs) consiste à collecter simultanément l'intensité de fluorescence sur deux bandes spectrales 1 et 2 :

$$I_{f1}(T) = K_{spec,1} K_{opt,1} I_{laser} V_{col} C_o e^{\frac{\beta_1}{T}} \quad (5.5)$$

$$I_{f2}(T) = K_{spec,2} K_{opt,2} I_{laser} V_{col} C_o e^{\frac{\beta_2}{T}} \quad (5.6)$$

En faisant le rapport entre ces deux intensités, il est possible de s'affranchir des termes tels que la concentration du traceur fluorescent, le volume de collection de la fluorescence et l'intensité locale laser :

$$R_{12} = \frac{I_{f1}}{I_{f2}} = \frac{K_{opt,1} K_{spec,1}}{K_{opt,2} K_{spec,2}} \exp\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{T}\right) \quad (5.7)$$

Les rapports entre les constantes optiques et spectroscopiques restent cependant inconnus. Afin de s'affranchir de cela, une mesure de référence est faite : en mesurant le rapport de fluorescence R_{120} à une température T_o connue, il est possible de faire un deuxième rapport en normalisant le rapport de fluorescence par rapport au R_{120} afin de faire disparaître les constantes K_{opt} et K_{spec} :

$$\frac{R_{12}}{R_{120}} = \exp\left(\beta_{12} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o}\right)\right) \quad (5.8)$$

Le terme $\beta_{12} = \beta_1 - \beta_2$, caractérisant la sensibilité à la température du rapport de fluorescence, dépend du traceur fluorescent, du solvant utilisé et des bandes spectrales choisies. Afin d'estimer la température du fluide, le terme β_{12} doit être déterminé. Ce terme est normalement obtenu en faisant une calibration en température (qui sera décrite par la suite). En connaissant ainsi l'intensité de fluorescence de chaque bande spectrale, la constante de sensibilité β_{12} et les valeurs de référence (T_o et R_{120}) il est possible d'estimer la température du fluide.

5.2.1.2 Fluorescence induite par laser à trois couleurs

La fluorescence à deux bandes présente de bons résultats pour la mesure de la température d'un écoulement monophasique ou bien pour une population de gouttes ayant la même taille en évaporation ou combustion [64]. Cependant, les travaux de Laberge et al. [69] ont permis de constater une dépendance du rapport de fluorescence à la taille de gouttes dans

des conditions isothermes. La *Figure 5.8* présente l'évolution du rapport de fluorescence normalisé avec la taille de gouttes pour la sulforhodamine-B à une concentration de 5.10^{-6} mol/l. Pour ce cas en particulier, les variations du rapport normalisé de fluorescence peuvent atteindre jusqu'à 30% lorsque le diamètre de la goutte passe de 50 μm à 300 μm . De même, d'après les travaux de Delconte [63], cette dépendance se manifeste aussi avec un décalage spectral de l'intensité de fluorescence : les spectres de fluorescence pour les petites gouttes sont légèrement décalés vers la gauche par rapport au spectre de fluorescence mesuré dans les mêmes conditions en utilisant une cuve de référence.

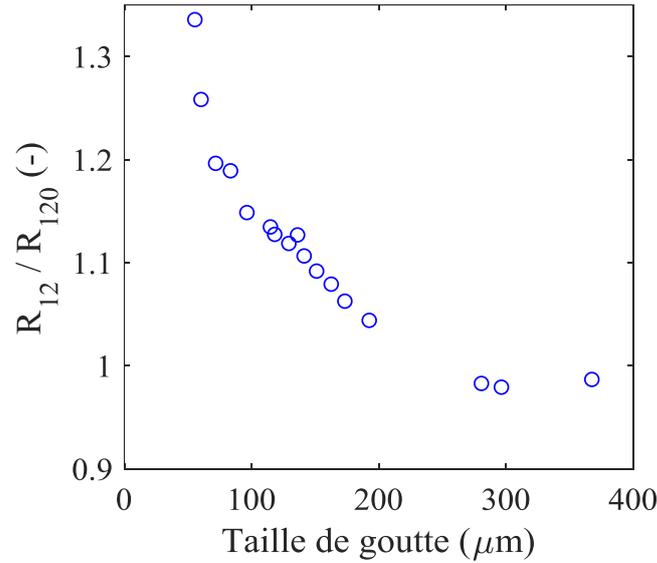


Figure 5.8. : Evolution du rapport normalisé de fluorescence en fonction de la taille de gouttes, avec une solution d'eau et de sulforhodamine-B à une concentration de 5.10^{-6} mol/l.

Afin de prendre en compte l'effet de la taille de gouttes, la fluorescence est collectée simultanément sur 3 bandes spectrales. Ensuite, des rapports de fluorescence R_{12} et R_{32} sont faits afin de s'affranchir des constantes (V_{col} , C_o , et I_{laser}). Ces rapports sont ensuite normalisés par rapport à des valeurs de références (R_{120} et R_{320}) obtenues à une température T_o connue afin de s'affranchir des constantes optiques et spectroscopiques K_{opt} et K_{spec} . Les équations normalisées font intervenir une nouvelle équation $G_{ij}(d_g)$ permettant de lier la dépendance de l'intensité de fluorescence à la taille de goutte. Les rapports de fluorescence normalisés s'écrivent :

$$\frac{R_{12}}{R_{120}} = \exp\left(\beta_{12} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o}\right)\right) G_{12}(d_g) \quad (5.9)$$

$$\frac{R_{32}}{R_{320}} = \exp\left(\beta_{32} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o}\right)\right) G_{32}(d_g) \quad (5.10)$$

Les termes β_{12} et β_{32} représentent la sensibilité à la température et sont obtenus au préalable par une phase de calibration. $G_{12}(d_g)$ et $G_{32}(d_g)$ sont des fonctions uniques qui dépendent des bandes spectrales ainsi que de la nature du traceur fluorescent. Ces fonctions

peuvent être obtenues expérimentalement en faisant des mesures des rapports R_{12}/R_{120} et R_{32}/R_{320} pour différentes valeurs de taille de goutte dans des conditions isothermes (température T connue et constante) :

$$G_{12}(d_g) = \frac{R_{12}}{R_{120}} \exp\left(-\beta_{12}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (5.11)$$

$$G_{32}(d_g) = \frac{R_{32}}{R_{320}} \exp\left(-\beta_{32}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (5.12)$$

Labergue et al. [68] proposent de corréliser ces deux fonctions par un polynôme d'ordre 2 :

$$G_{12}(d_g) = \alpha \left(G_{32}(d_g)\right)^2 + \omega \left(G_{32}(d_g)\right) + \gamma$$

Les paramètres dynamiques α , ω et γ sont obtenus en utilisant une méthode de moindres carrés en fonction des données expérimentales. Ainsi, en combinant les équations précédentes, une équation globale est établie:

$$\frac{R_{12}}{R_{120}} \exp\left(\beta_{12}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right) = \alpha \left(\frac{R_{32}}{R_{320}} \exp\left(\beta_{32}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right)\right)^2 + \omega \left(\frac{R_{32}}{R_{320}} \exp\left(\beta_{32}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right)\right) + \gamma \quad (5.13)$$

En connaissant les paramètres dynamiques α , ω et γ ainsi que les coefficients de sensibilité β_{12} et β_{32} il est possible d'estimer la température des gouttes dans un environnement polydisperse en fonction de l'intensité de fluorescence collectée sur trois bandes spectrales simultanément par résolution de l'équation (5.13).

Cette dépendance de la fluorescence avec la taille de goutte reste toujours inexpliquée. Quelques hypothèses sont données par les auteurs :

- Pour des petites gouttes, une partie de la lumière incidente peut rester piégée au voisinage de sa surface au-delà de l'angle de réflexion de la lumière. Ainsi, il peut se produire une émission stimulée du traceur fluorescent conduisant à l'apparition de pics sur le spectre de fluorescence. Ce phénomène est connu comme MDR (Morphology Dependent Resonance) et dépend de la longueur d'onde excitatrice, de la taille de goutte et de la nature du traceur fluorescent. Cependant, les mesures spectroscopiques faites par Delconte [63] sur des gouttes de différentes tailles n'ont pas montré de pics sur le spectre de fluorescence.
- Une augmentation de la densité énergétique locale excitatrice peut avoir lieu dans certaines zones de la goutte, en particulière pour les petites gouttes. Ces zones peuvent influencer les mécanismes de désexcitation non radiatifs et donc conduire à un décalage du spectre de fluorescence vers la gauche. Ce phénomène a été observé lors des mesures menées par Delconte [63] dans des conditions statiques. Cependant cette hypothèse n'est pas très probante puisque les gouttes sont en mouvement, conduisant à un faible temps d'exposition aux faisceaux laser.

5.2.2 La sulforhodamine-B

La technique de fluorescence induite par laser repose sur la mesure de l'intensité de fluorescence d'un traceur fluorescent ensemencé dans le fluide à caractériser. Ce traceur fluorescent doit présenter certaines caractéristiques :

- Très bonne dépendance à la température afin de réaliser une mesure précise de la température du fluide.
- Variation importante de la sensibilité à la température avec la longueur d'onde, c'est grâce à cela qu'il sera possible de choisir les bandes spectrales de collection de la fluorescence.
- Très bonne solubilité du traceur fluorescent dans le fluide à ensemencer.
- Bon rendement quantique de désexcitation par fluorescence, cela permet de collecter un signal intense par le photo-détecteur.
- Compatibilité du spectre d'absorption avec la longueur d'onde d'excitation laser.

Les travaux menés précédemment au sein du laboratoire LEMTA [44][70][45][68][71][72] ont montré que la sulforhodamine-B (de formule chimique $C_{27}H_{30}N_2O_7S_2$) est un traceur présentant les caractéristiques décrites précédemment et déjà employé pour la mesure de la température de gouttes dans une population polydisperse. Ainsi, le choix du traceur pendant la présente étude s'est orienté naturellement vers la sulforhodamine-B à une concentration de $5 \cdot 10^{-6}$ mol/l ; la fluorescence est induite par des faisceaux laser à une longueur d'onde de 514,5 nm (Les mêmes faisceaux utilisés pour la technique de PDA) et les caractéristiques principales du traceur retenu sont décrites dans les paragraphes suivants.

5.2.2.1 Spectres d'émission et d'absorption

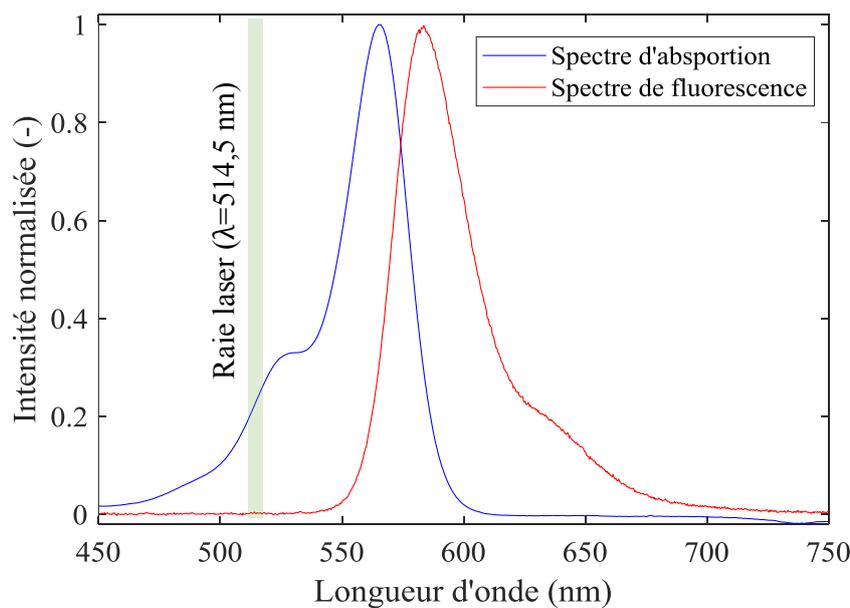


Figure 5.9. Spectres d'absorption et de fluorescence de la sulforhodamine-B dissoute en eau à une concentration de $5 \cdot 10^{-6}$ mol/l. Source laser de 514,5 nm.

La solution (Eau+Sulforhodamine-B) est placée dans une cellule en verre borosilicate et illuminée avec des faisceaux laser. A l'aide des spectromètres couvrant une large gamme de longueurs d'onde, il est possible d'avoir accès aux spectres d'émission et d'absorption (fluorescence) de la sulforhodamine-B. La Figure 5.9 présente les différents spectres obtenus à une température d'environ 20°C. Le spectre de fluorescence, décalé vers la droite par rapport au spectre d'absorption, est compris majoritairement entre 550 nm et 700 nm avec un pic d'intensité à environ 585 nm. Le pic du spectre d'absorption est atteint à environ 565 nm.

5.2.2.2 Effet de la température sur l'intensité de fluorescence

Comme on l'a vu précédemment, l'intensité de fluorescence est fortement liée à la température du fluide. C'est pour cela que des spectres de fluorescence à différentes températures sont présentés afin de montrer la dépendance d'intensité de fluorescence de la sulforhodamine-B à la température. Pour cela, un système de chauffage de la solution est ajoutée à la cellule en verre borosilicate afin d'effectuer des mesures à différentes températures mesurées avec un thermocouple de type-K. Les spectres de fluorescence normalisés par rapport à la valeur maximale du spectre à 20°C sont présentés sur la Figure 5.10, où il est possible de constater une diminution de l'intensité de fluorescence avec la température pour la sulforhodamine-B.

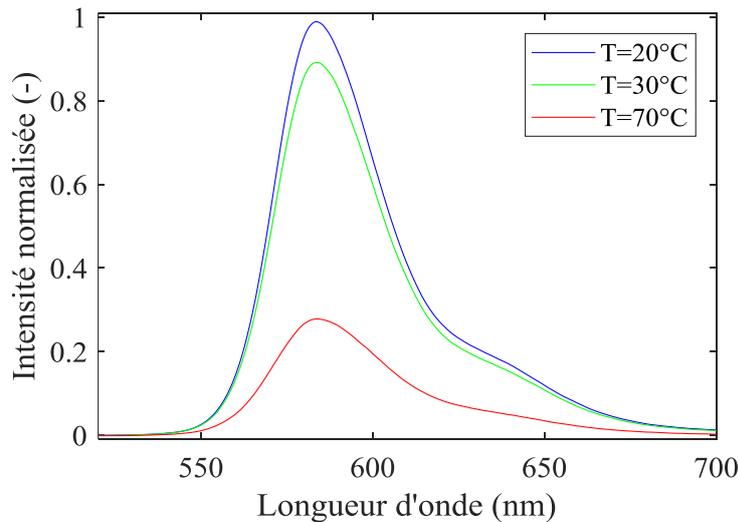


Figure 5.10. Spectre d'émission de la sulforhodamine-B pour trois différentes températures. $C=5.10^{-6}$ mol/l.

Afin de caractériser la dépendance spectrale en température, le coefficient de sensibilité spectrale est calculé. L'analyse de ce coefficient nous permettra par la suite de choisir les bandes spectrales pour la présente étude. En prenant deux températures T_1 et T_2 et leurs spectres de fluorescence correspondants $I_f(T_1)$ et $I_f(T_2)$, il est possible de déterminer la sensibilité spectrale en température de la façon suivante:

$$\beta(\lambda) = \ln \left(\frac{I_f(T_1)}{I_f(T_2)} \right) \left(\frac{1}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \right) \quad (5.14)$$

Ainsi, d'après les mesures d'intensité de fluorescence, l'évolution de $\beta(\lambda)$ est présentée pour les températures $T_1=20^\circ\text{C}$ et $T_2=70^\circ\text{C}$ sur la *Figure 5.11*. On constate une variation importante de β dans le spectre de fluorescence.

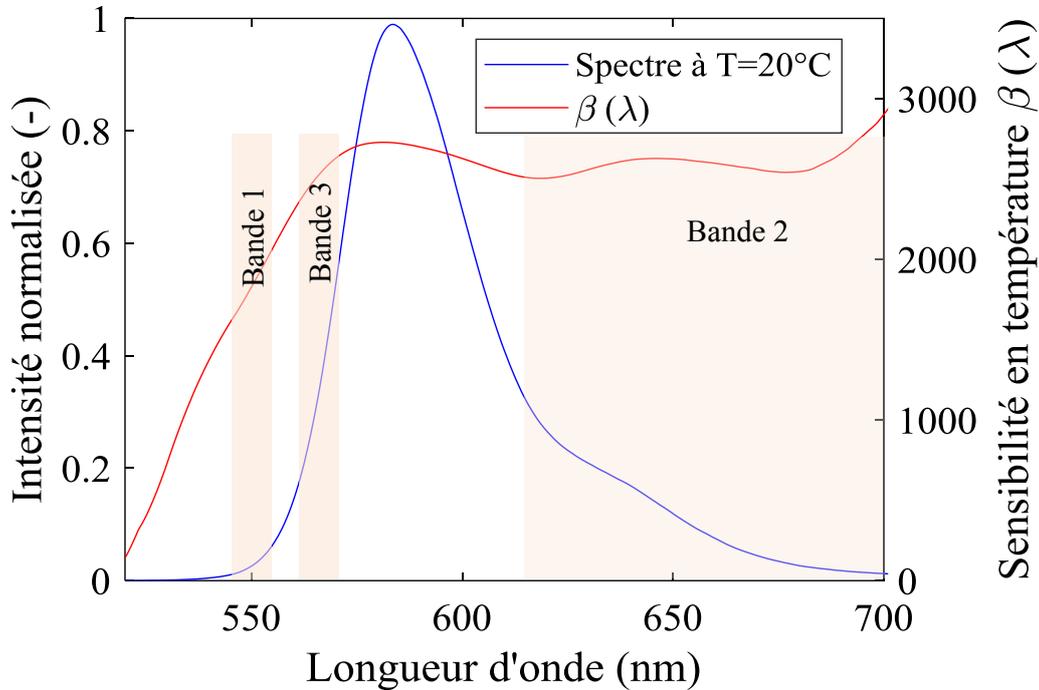


Figure 5.11. Sensibilité spectrale en température et bandes spectrales utilisées pendant la présente étude.

L'évaluation de la sensibilité spectrale permet ainsi de choisir les bandes spectrales suivantes :

- Bande 1 [535 nm – 545 nm] : peu sensible à la température.
- Bande 2 [615 nm – 700 nm] : sensible à la température.

Ces deux bandes étant très sensibles à l'effet de la variation de l'intensité de fluorescence avec la taille des gouttes, une troisième bande est choisie afin de s'affranchir de cela (d'après les travaux de Delconte [63]):

- Bande 3 [555 nm – 570 nm] : relativement sensible à la température, et peu sensible à la variation de l'intensité de fluorescence avec la taille de la goutte.

Sur chacune de ces bandes spectrales, un bon signal est collecté d'après les expériences. Ainsi deux rapports de fluorescence pourront être calculés :

- $R_{12}=I_1/I_2$, rapport sensible à la température et très sensible à l'effet de la taille des gouttes.
- $R_{32}=I_3/I_2$, rapport très peu sensible à la température et sensible à l'effet de la taille des gouttes.

5.2.3 Description du dispositif expérimental

Le système de fluorescence induite par laser (LIF) est composé d'une sonde d'émission, d'une sonde de collection du signal, d'un séparateur spectral ainsi que d'une carte d'acquisition de données installée sur un PC. La sonde de collection est la même utilisée que celle pour le système PDA (Dantec FiberFlow, $\lambda=514\text{nm}$).

5.2.3.1 Sonde de collection

La sonde de collection du signal est composée d'un doublet achromatique lié à une fibre optique. Le doublet permet de former l'image du cœur de la fibre optique, d'un diamètre de $70\ \mu\text{m}$, sur le volume illuminé. Le doublet utilisé pour la présente thèse est composé d'une lentille fixe de $100\ \text{mm}$ et d'une lentille frontale d'une distance focale de $300\ \text{mm}$. Ainsi, le grandissement de la sonde est de 3, permettant aussi d'avoir une image du cœur de la fibre sur le volume d'excitation de $210\ \mu\text{m}$. La Figure 5.12 schématise l'optique de collection de la fluorescence :

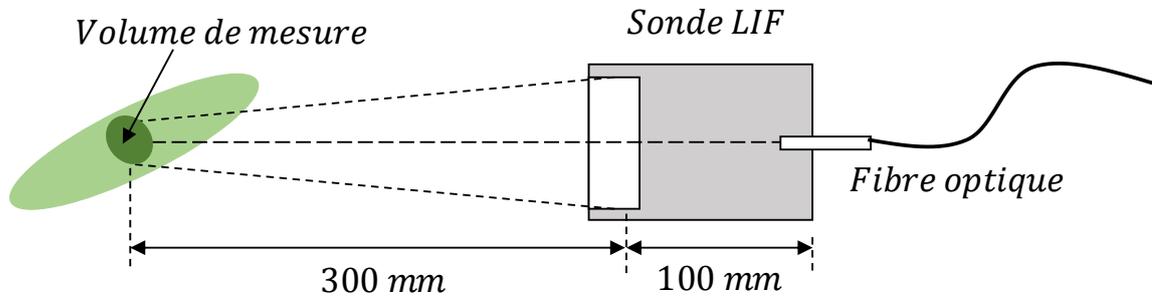


Figure 5.12. Sonde de collection de la LIF.

5.2.3.2 Séparateur spectral

Le signal collecté par la fibre optique est composé du spectre de fluorescence mais aussi de la lumière diffusée par les gouttes à la longueur d'onde d'excitation laser. Un filtre holographique est alors placé à la sortie de la fibre optique afin d'éliminer le signal rayonnant à la longueur d'onde de $514,5\ \text{nm}$. Une fois le signal filtré, il traverse un système de séparateur spectral qui a pour but de le séparer en trois bandes spectrales. Ce dispositif est en réalité composé de deux séparateurs dichroïques afin de réaliser une première séparation spectrale robuste. Des filtres interférentiels sont ajoutés à la sortie de chacune des voies de mesure pour affiner le filtrage en fonction des bandes spectrales de l'étude. Le système de séparation et de filtrage spectral du signal de fluorescence est présenté à la Figure 5.13.

Chacune des sorties du séparateur est reliée à un photomultiplicateur (Hamamatsu H7422-40). Ce type de photomultiplicateur est refroidi par une cellule de type Peltier afin d'améliorer le rapport signal/bruit, permettant ainsi la détection de faibles rayonnements de lumière dans le domaine spectral d'utilisation. Le courant électrique issu de chacun des photomultiplicateurs (qui est faible, d'environ $2\ \mu\text{A}$) est amplifié en utilisant des amplificateurs électroniques spécialement conçus pour cette étude. Ces derniers transforment ce courant en une tension mesurable maximale de $\pm 1\text{V}$. Le signal amplifié est acquis sur une carte d'acquisition ADlink 9812, permettant d'échantillonner

indépendamment sur 4 voies le signal de fluorescence à une fréquence maximale 1 MHz. Un logiciel spécialement développé sur LabVIEW permet d'enregistrer et de piloter les fonctionnalités de l'acquisition des données via un PC.

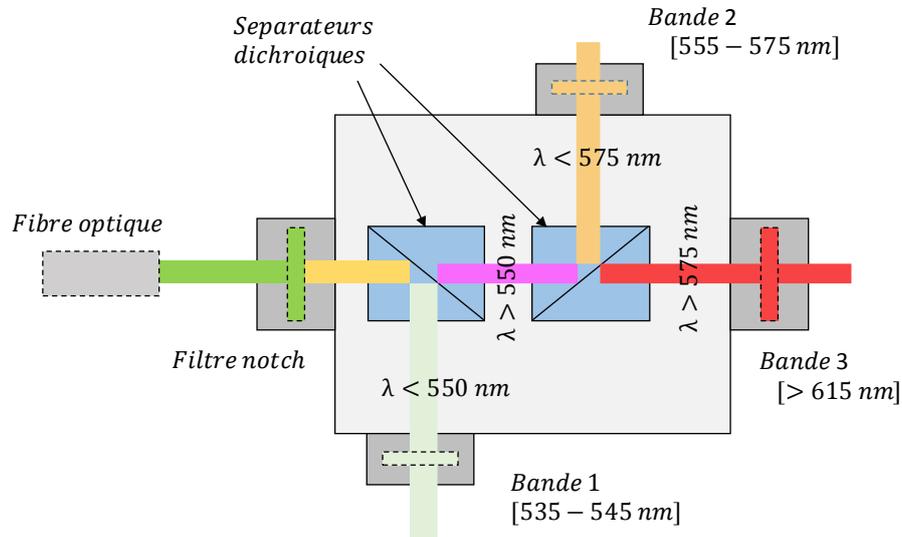


Figure 5.13. Schématisation du séparateur de couleurs du signal de fluorescence.

5.2.3.3 Signal de fluorescence d'une goutte

Afin de tester la chaîne de mesure LIF et d'expliquer la démarche pour estimer la valeur de l'intensité de fluorescence d'une goutte, une première mesure est faite afin de montrer les signaux typiques d'une goutte traversant le volume de mesure ainsi que le bruit dans le « noir » (N_i).

Une fois l'intensité du bruit dans le noir de chaque bande identifiée, il est possible de traiter le signal de fluorescence d'une goutte traversant le volume de mesure. Un exemple du signal temporel de fluorescence issu d'une goutte est présenté sur la Figure 5.14. La forme du signal correspond à une courbe de type gaussienne, propre à la distribution de l'intensité laser des faisceaux : à l'instant où la goutte se trouve au centre du volume d'excitation, le signal de fluorescence atteint un maximum (t_b). L'instant où la goutte arrive au volume de détection et où le signal sort du bruit est nommé temps d'arrivée (t_a) et celui où elle quitte le volume de collection est noté t_c . Le temps de transit de la goutte est la différence $t_c - t_a$.

Le traitement de la fluorescence adoptée pendant la présente thèse comporte une série d'étapes qui sont décrites ci-dessous :

- La détection de gouttes est effectuée en fixant une valeur de seuil appliqué sur la voie 2 au-dessus du niveau du bruit moyen N_2 . Cette bande présente le meilleur rapport signal/bruit.
- Le signal est ensuite intégré sur tous les échantillons ayant une intensité supérieure ou égale à la valeur du seuil d'acquisition. Ainsi pour chaque goutte traversant le volume de mesure, l'intensité de fluorescence intégrée sur la voie i s'écrit :

$$I_i = \int_{t'_a}^{t'_c} (I_i(t) - N_i) dt \approx \Delta t \sum_{n=1}^k I_{i,n} - (t'_c - t'_a)(N_i) \quad (5.15)$$

Avec Δt la période d'échantillonnage du signal ($t'_a - t'_c$), et N le bruit sur chaque bande spectrale i .

- Le rapport de fluorescence de chaque goutte s'écrit :

$$R_{ij} = \frac{I_i}{I_j} \quad (5.16)$$

- Enfin, la valeur moyenne du rapport de fluorescence pour une expérience comportant k gouttes analysées est obtenue de la façon suivante :

$$\widetilde{R}_{ij} = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k R_{ij,n} \quad (5.17)$$

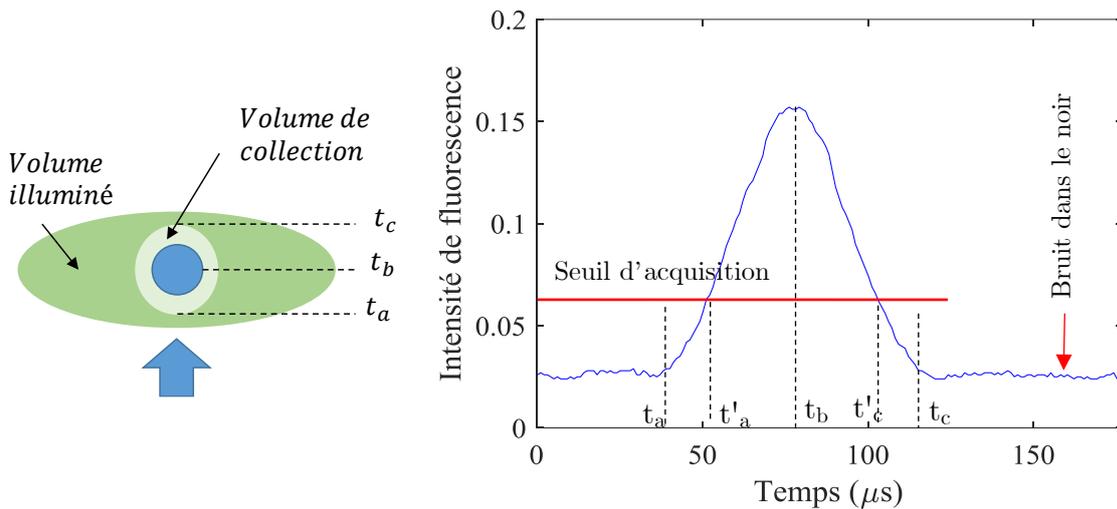


Figure 5.14. Signal de fluorescence d'une goutte traversant le volume de collection (Voie-2).

Ces rapports de fluorescence seront utilisés dans l'équation (5.13) afin d'estimer la température moyenne des gouttes (\widetilde{T}_g) traversant le volume de collection pendant l'expérience. Pour cela, les coefficients en sensibilité β_{12} et β_{32} ainsi que les paramètres doivent être estimés à partir d'une expérience d'étalonnage. La calibration en température et la calibration dynamique permettront d'estimer expérimentalement ces coefficients.

5.2.4 Calibration en température

Une calibration en température est effectuée afin d'estimer les coefficients de sensibilité β_{12} et β_{32} . Cette calibration est réalisée dans une cuve transparente en borosilicate contenant de la solution fluorescente. La cuve est placée dans un système métallique qui est branché à un système hydraulique lié à un bain thermostaté (Lauda), permettant de varier la température du fluide circulant dans la pièce métallique afin de chauffer d'une façon contrôlée la température de la solution. Un thermocouple type K est inséré dans la cuve

afin de mesurer la température du fluide. Ainsi, le rapport d'intensité de fluorescence entre chaque bande utilisée peut être estimé pour chaque température de la solution à caractériser. Afin de limiter la réabsorption de la fluorescence, le faisceau laser est placé le plus près de la paroi de la cuve situé dans le chemin de la collection. La Figure 5.15 présente l'installation expérimentale utilisée pour la calibration en température.

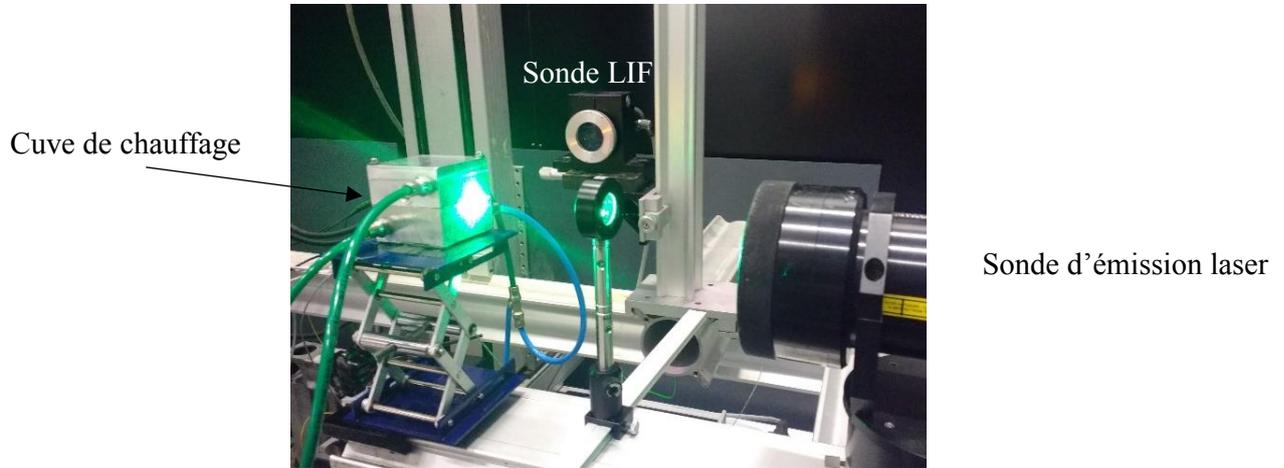


Figure 5.15. Installation expérimentale pour la calibration en température.

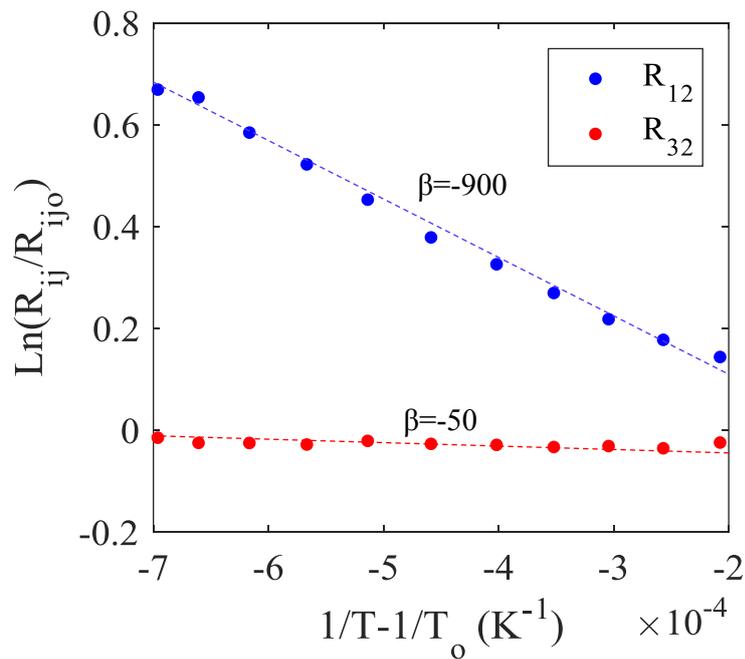


Figure 5.16. Evolution logarithmique du rapport de fluorescence normalisé en fonction de l'inverse de la température mesurée en cuve.

L'équation (5.8) peut être réécrite de la façon suivante :

$$\ln\left(\frac{R_{ij}}{R_{ij0}}\right) = \beta_{ij} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) \quad (5.18)$$

La valeur de β peut être estimée en ajustant aux valeurs expérimentales une droite par la méthode des moindres carrées ($y=\beta x+m$, avec $y=\ln(R_{ij}/R_{ij0})$ et $x=(1/T-1/T_0)$). L'évolution du rapport logarithmique de fluorescence R_{12}/R_{120} et R_{32}/R_{320} de la sulforhodamine-B à une concentration de 5.10^{-6} mol/l en fonction du terme $(1/T-1/T_0)$ pour la présente calibration est présentée dans la Figure 5.16. Ainsi, les valeurs de sensibilité $\beta_{12}=-900$ et $\beta_{32}=-50$ sont obtenues. On constate une sensibilité importante en température pour le rapport R_{12} , tandis que la sensibilité R_{32} est très faible. Comme on l'a précisé précédemment, le rapport R_{32} permettra de s'affranchir de l'effet taille et donc, c'est principalement le rapport R_{12} qui nous permettra d'avoir la dépendance à la température. Pour la valeur de $\beta_{12}=-900$, une variation du rapport normalisé R_{12}/R_{120} de 1% correspond à une variation en température d'environ 0.8°C .

5.2.5 Calibration dynamique

La calibration dynamique est réalisée dans des conditions isothermes afin de prendre en compte la dépendance de la fluorescence à la taille des gouttes. Le dispositif expérimental utilisé pour l'estimation des paramètres dynamiques α , ω et γ est présenté dans la Figure 5.17. Il comprend un injecteur conique (Danfoss $0.5-30^\circ$) qui est alimenté en eau par un réservoir pressurisé. La taille des gouttes à la sortie de l'injecteur peut se contrôler en faisant varier la pression d'injection. Ainsi, pour plusieurs valeurs de pression du réservoir, l'intensité de fluorescence est collectée avec la sonde de collection à une position axiale de 10 mm à partir de la sortie de l'injecteur. Un thermocouple type K placé avant l'injecteur conique permet de mesurer la température de l'expérience, qui dans le cas présent est de 17°C .

Pour ce type d'injecteurs, la taille de gouttes est inversement proportionnelle à la pression d'injection. Ainsi, plus la pression du réservoir est importante, plus la taille de gouttes de l'injecteur est petite. La Figure 5.18 présente l'évolution du rapport de fluorescence R_{12} et R_{32} avec la taille. Cela permet de mettre en évidence l'effet de l'intensité de fluorescence avec la taille des gouttes ; le rapport R_{12} est plus sensible à l'effet taille que le rapport R_{32} et pour les deux cas le rapport augmente avec la pression d'injection.

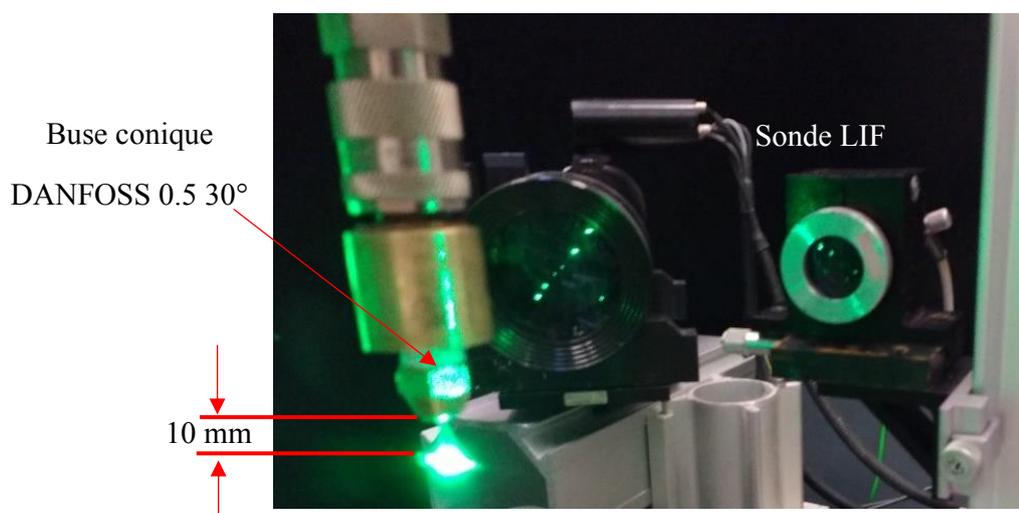


Figure 5.17. Montage pour la calibration dynamique de la LIF.

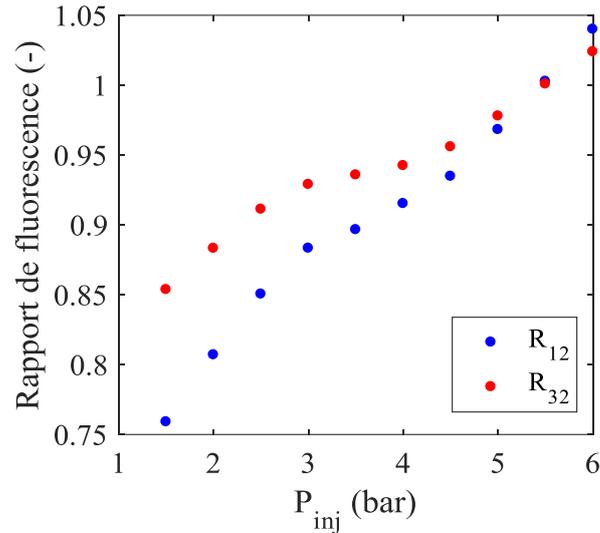


Figure 5.18. Evolution du rapport de fluorescence avec la pression d'injection à température constante ($T_{inj}=17^{\circ}\text{C}$).

En prenant comme référence les valeurs à une pression de 1.5 bar, les rapports normalisés peuvent être obtenus. Dans des conditions isothermes, $T=T_o$, de ce fait les équations 5.26 et 5.27 peuvent se simplifier et les courbes G_{ij} dépendantes de la taille de la goutte peuvent être estimées:

$$\frac{R_{ij}}{R_{ij0}} = \exp\left(\beta_{ij}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o}\right)\right) G_{ij}(d_g) = G_{ij}(d_g) \quad (5.19)$$

Comme on l'a vu précédemment, une courbe polynomiale d'ordre 2 permet de corrélérer les fonctions G_{12} et G_{32} en fonction des points expérimentaux par une méthode de moindres carrés. Ainsi, les coefficients du polynôme ajusté seront les coefficients α , ω et γ . La Figure 5.19 présente l'évolution de G_{12} en fonction de G_{32} . Pour la présente étude les valeurs obtenues sont $\alpha=1.84$, $\omega=-2.2$ et $\gamma=1.33$.

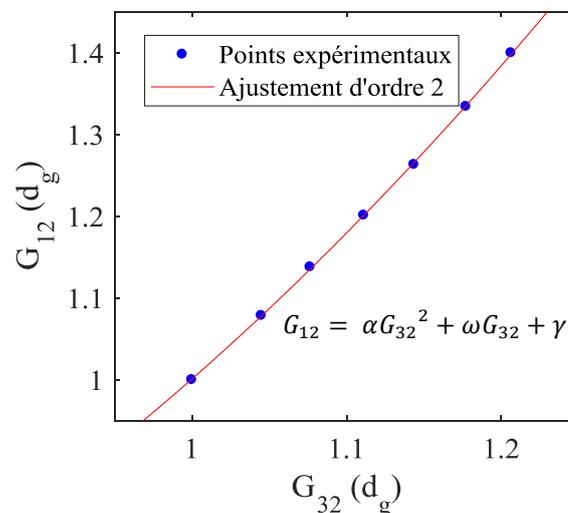


Figure 5.19. G_{12} en fonction de G_{32} dans des conditions isothermes à $T=17^{\circ}\text{C}$.

Cette calibration est effectuée une seule fois et considérée valable pour la sulforhodamine-B à une concentration de $5 \cdot 10^{-6}$ mol/l, pour une unique valeur des hautes tensions et pour une même configuration optique. Ces paramètres devront donc être respectés et maintenus constants lors des expériences afin de garantir de bonnes mesures.

5.2.6 Incertitudes de la LIF

La technique de la fluorescence induite par laser à trois couleurs repose sur une série d'étapes d'étalonnage qui sont la source d'une série d'incertitudes (notamment dans le calcul des coefficients de sensibilité et dynamiques). De même, le rapport de fluorescence utilisé pour estimer la température de gouttes est calculé comme le rapport entre les intensités de fluorescences moyennes ; cela rajoute donc une autre série d'incertitudes. De même, il est évident que la convergence statistique et donc la fiabilité de la mesure dépend du nombre de gouttes traitées puisque le calcul repose sur la moyenne du nombre total de gouttes. Comme on le verra dans le chapitre suivant, le nombre de gouttes acquises reste faible, de l'ordre de 500, dû à la difficulté de l'expérience en elle-même (vitesses élevées des gouttes, défaillances des accès optiques, etc) et cela ne peut pas garantir une très bonne convergence statistique, rajoutant ainsi une autre source d'incertitude. Pour une acquisition de 500 gouttes d'un écoulement polydisperse (nombre de gouttes moyenne acquises pendant les mesures de LIF), l'incertitude relative statistique des rapports de fluorescence R_{12} et R_{32} est d'environ 1.2% et 0.8% respectivement. Cela se traduit par une incertitude en température d'environ $\pm 5^\circ\text{C}$. Ce résultat est en bon accord avec l'analyse d'incertitudes effectuée par Labergue et al [69].

6. Résultats expérimentaux

6.1	Protocole expérimental.....	105
6.2	Influence de la géométrie de la section d'essai.....	108
6.2.1	Influence du taux de bouchage	109
6.2.1.1	Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne	109
6.2.1.2	Mesures de la dynamique des gouttes par PDA	113
6.2.1.3	Mesure de la température moyenne des gouttes	119
6.2.2	Influence de la longueur de bouchage	121
6.2.2.1	Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne	122
6.2.2.2	Mesures de la dynamique des gouttes par PDA	123
6.2.2.3	Mesure de la température moyenne des gouttes	124
6.3	Etude de l'influence du flux massique de vapeur.....	125
6.3.1	Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne	126
6.3.2	Mesures de la dynamique des gouttes par PDA	127
6.3.3	Mesure de la température moyenne des gouttes	128
6.4	Etude de l'influence du maintien de la puissance lors du refroidissement	128
6.4.1	Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne	129
6.4.2	Mesures de la dynamique des gouttes par PDA	130
6.4.3	Mesure de la température moyenne des gouttes	131
6.5	Conclusions	133

L'ensemble des techniques expérimentales développées pendant la présente thèse a permis l'étude de la phase transitoire du refroidissement d'une section d'essais tubulaire par un écoulement diphasique de vapeur et de gouttes. Les résultats expérimentaux conduisent à l'estimation de trois grandeurs physiques en régime de Leidenfrost :

- Le flux thermique extrait par l'écoulement interne.
- La distribution en taille et en vitesse des gouttes.
- La température moyenne des gouttes.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les résultats expérimentaux pour analyser l'influence du diamètre et de la longueur axiale de la section d'essais, ce qui revient à analyser l'influence de différents taux et longueurs de bouchage représentatifs d'un APRP. De même, l'influence du débit massique de vapeur et de la puissance générée par effet Joule lors du refroidissement a été évaluée.

6.1 Protocole expérimental

Le protocole expérimental choisi pour les expériences qui seront présentées par la suite est schématisé dans la *Figure 6.1*, il se déroule comme indiqué ci-après :

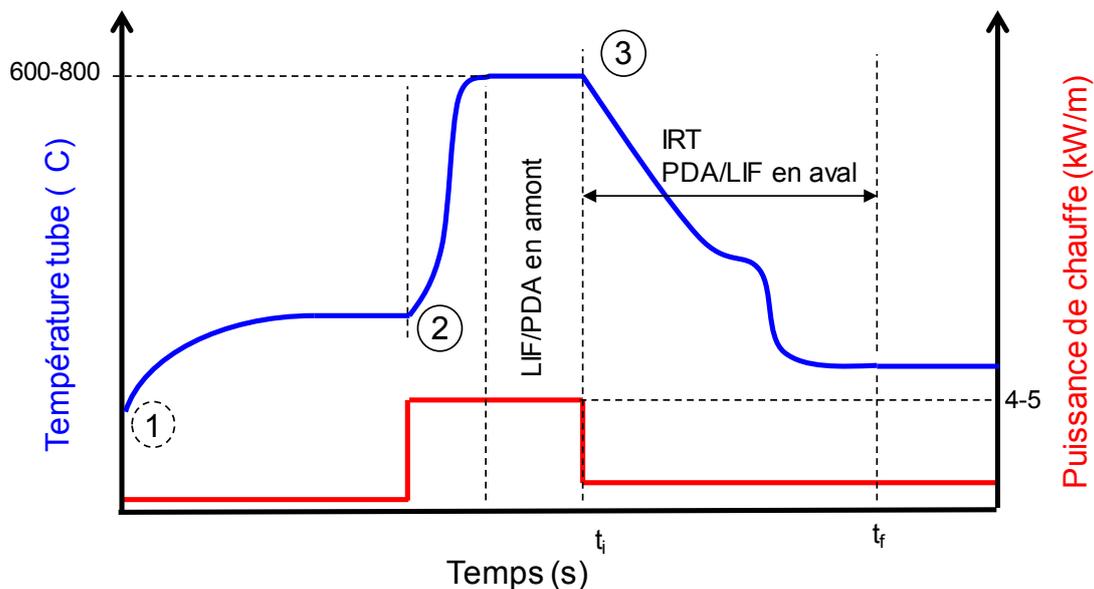


Figure 6.1. Schématisation du protocole expérimental: (1) injection de la vapeur; (2) injection de l'écoulement de gouttes et chauffage du tube par effet Joule; (3) refroidissement du tube.

- **Injection de l'écoulement de vapeur :** La vapeur surchauffée est injectée dans la section d'essais. Vu que le banc expérimental est initialement « à froid », l'injection de vapeur doit être maintenue au moins pendant 1 heure afin de chauffer l'installation et ainsi minimiser les éventuels phénomènes de condensation.
- **Injection des gouttes :** une fois le régime thermique stationnaire atteint, les gouttes sont injectées dans la section d'essais.

- **Chauffage du tube :** Le générateur électrique est mis en route en même temps que l'injection des gouttes afin de chauffer le tube par effet Joule au-delà d'une température de 600°C (température représentative d'un APRP). Cette phase de chauffage transitoire est relativement courte (pas plus de 10 secondes dans la plupart des cas).
- **Refroidissement :** Une fois que la température de paroi a atteint un régime stationnaire désiré, l'expérience de refroidissement démarre (à l'instant t_i) : la puissance de chauffage générée par effet Joule est basculée à une valeur plus faible que celle du chauffage ou bien est complètement coupée. Dans ces conditions, la température du tube évolue au cours de temps jusqu'à atteindre une valeur stationnaire (à l'instant t_f). Le refroidissement est relativement court et peut prendre de quelques secondes à quelques minutes en fonction des conditions des expériences (conditions d'injection de l'écoulement, géométrie analysée, puissance de maintien générée par effet Joule).

Lors de l'étape de refroidissement, des mesures par caméra IR le long de la partie chaude du tube ainsi que des mesures de PDA en aval de la section d'essais (au niveau de la pièce en borosilicate) permettront de suivre le transitoire du flux thermique ainsi que les propriétés des gouttes (taille et vitesse). En raison du faible taux d'acquisition de gouttes par la méthode de LIF, il ne sera pas possible de faire des mesures transitoires de la température moyenne de gouttes. Ainsi, une mesure de LIF avant la phase de refroidissement est faite en aval de la section d'essais. Même si cela n'est pas une mesure transitoire, la température avant le refroidissement nous permettra d'évaluer l'échauffement des gouttes par rapport aux mesures en amont de la section d'essais.

Afin d'analyser l'évolution des caractéristiques dynamiques et thermiques des gouttes en fonction du rayon du tube et ainsi définir la position des mesures optiques, une expérience est réalisée : des mesures PDA et LIF sont faites en aval de la section d'essais avant le refroidissement dans 6 positions radiales différentes et pour une configuration à 0% de taux de bouchage (*Figure 6.2*).

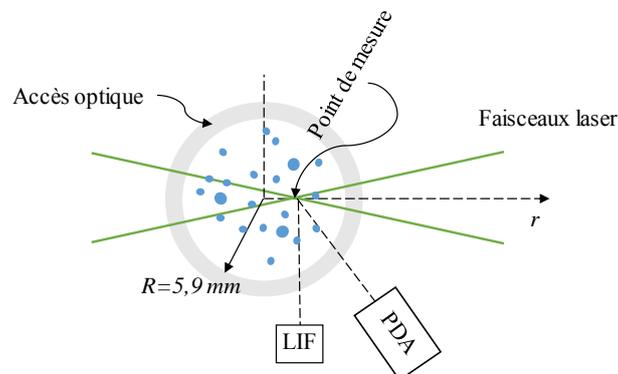


Figure 6.2. Vu d'au-dessus de l'accès optique. Mesures PDA et LIF suivant le rayon r .

La *Figure 6.3* présente la distribution en taille de gouttes ainsi que la corrélation taille et vitesse pour chaque position radiale, obtenues par PDA. On observe que la poly dispersion

en gouttes varie peu en fonction de la position radiale, ainsi les gouttes obéissent à une distribution quasi homogène en taille le long du rayon (*Figure 6.3a*). En regardant la *Figure 6.3b*, on peut observer que les vitesses des gouttes dépendent du rayon. On observe également que les mesures des vitesses de gouttes semblent ne pas trop varier entre la plage radiale de $0 \text{ mm} < r < 3 \text{ mm}$. Au-delà de 4 mm, on observe que les vitesses des gouttes décroissent au fur et à mesure que l'on s'approche de la paroi, comportement qui est lié au profil de vitesse de l'écoulement de vapeur. On observe que cette diminution de vitesse est plus importante pour les petites gouttes ; pour les grosses gouttes, la vitesse présente des variations moins importantes suivant le rayon.

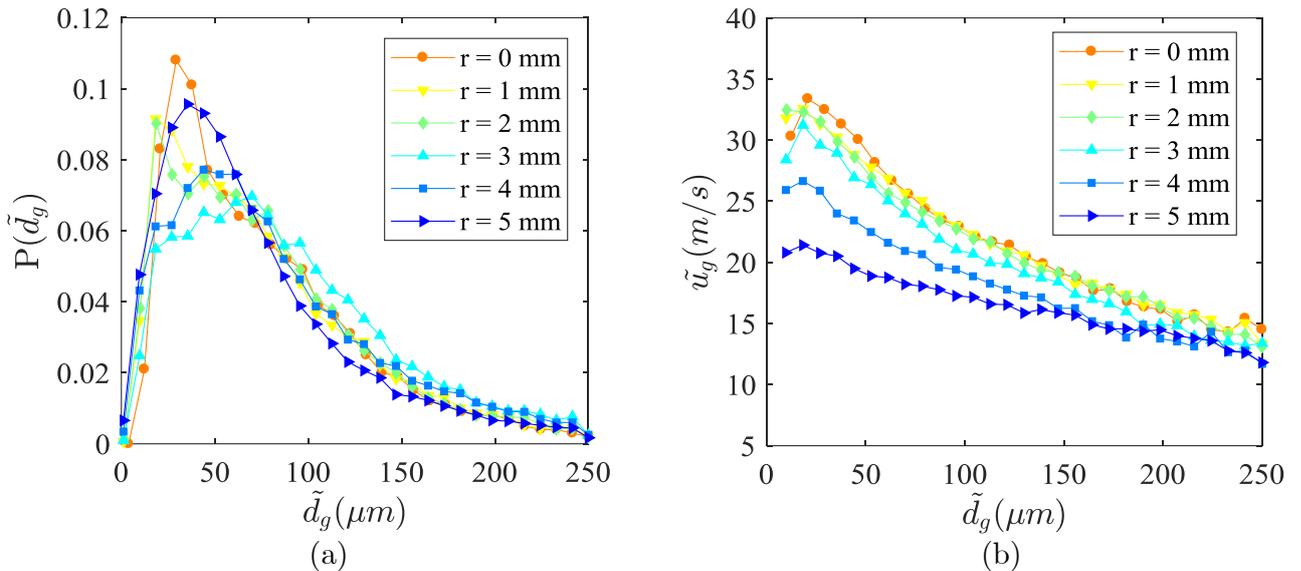


Figure 6.3. Dynamique des gouttes en fonction du rayon du tube (a) Distribution en taille ; (b) corrélation diamètre/vitesse. Tube à 0%, conditions d'injection: $\dot{m}_v = 4.25 \text{ kg/h}$, $\dot{m}_g = 0.8 \text{ kg/h}$, $T_v = 170^\circ\text{C}$, $T_g = 70^\circ\text{C}$.

La Figure 6.4 représente la température moyenne des gouttes en fonction de la position radiale par LIF. Il est possible de constater que la température moyenne des gouttes ne présente pas de variations très importantes pour une plage de rayon allant jusqu'à 4 mm. Une température plus importante est observée proche de la paroi à $r = 5 \text{ mm}$. La température moyenne des gouttes suivant le rayon est d'environ 72°C .

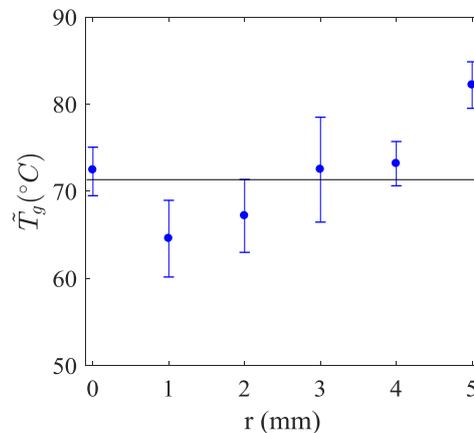


Figure 6.4. Température moyenne des gouttes par LIF en fonction du rayon du tube en aval. Tube à 0%, conditions d'injection: $\dot{m}_v = 4.25 \text{ kg/h}$, $\dot{m}_g = 0.8 \text{ kg/h}$, $T_v = 170^\circ\text{C}$, $T_g = 70^\circ\text{C}$.

Ces mesures radiales permettent de conclure qu'il y a peu de dépendance de la distribution en taille de gouttes (PDF) et de la température moyenne des gouttes (\tilde{T}_g) avec le rayon du tube. Concernant la vitesse de gouttes, bien qu'il y ait une différence pour des rayons proches à la paroi, la dynamique des gouttes semble ne pas être très influencée par la position radiale entre $0 < r < 4$ mm. De plus, les mesures faites proches de la paroi sont plus difficiles à réaliser puisque des phénomènes de réflexion de la lumière laser avec la pièce en borosilicate peuvent dégrader les résultats. Ainsi, les mesures par LIF et PDA en aval seront faites uniquement au centre du tube en aval de la section d'essais lors du refroidissement du tube ($r=0$).

Enfin, les propriétés de la vapeur et de gouttes à l'entrée de la région tubulaire (débit massique, température de vapeur, température de gouttes) sont mesurées lors du refroidissement.

6.2 Influence de la géométrie de la section d'essais

Afin d'analyser l'influence de la géométrie de la section d'essais lors du refroidissement, deux paramètres seront étudiés (*Tableau 6.1*) :

- Diamètre du tube : trois diamètres seront analysés : 11.78 mm, 7.35 mm et 3.72 mm représentant un taux de bouchage de 0%, 61% et 90% respectivement.
- Longueur axiale du tube : pour chaque diamètre, deux longueurs seront analysées : 100 mm et 300 mm.

Dans les paragraphes suivants, les expériences présentées ont été réalisées sans chauffage du tube lors de la phase de refroidissement (Puissance générée par effet Joule égale à zéro lors du refroidissement). Cela nous permettra d'étudier le phénomène de refroidissement sur une plage plus importante de température ainsi que de diminuer l'incertitude sur l'estimation du flux thermique extrait à la paroi. Les conditions d'injection seront les mêmes pour chaque expérience afin de bien comparer les résultats. Le *Tableau 6.2* présente les paramètres d'injection de l'écoulement de vapeur et de gouttes adoptés pour l'analyse de l'influence de la géométrie.

Paramètres à étudier		Taux de bouchage (%)	Longueur de bouchage (mm)
<i>Influence du taux de bouchage</i>	Expérience 1	0	100
	Expérience 2	61	
	Expérience 3	90	
<i>Influence de la longueur de bouchage</i>	Expérience 4	0	100
	Expérience 5		300
	Expérience 6	61	100
	Expérience 7		300
	Expérience 8	90	100
	Expérience 9		300

Tableau 6.1. Paramètres géométriques des expériences: Influence de la géométrie de la section d'essais.

<i>Paramètres d'injection des gouttes</i>	
Diamètre de la membrane de l'injecteur (μm)	150
Pression d'injection de gouttes (bar)	1,2
Fréquence d'excitation de la membrane (Hz)	10600
Température de l'eau à l'injection ($^{\circ}\text{C}$)	62,5
Flux massique d'eau (kg/h)	0,75
<i>Paramètres d'injection de la vapeur surchauffée</i>	
Température de vapeur à l'injection ($^{\circ}\text{C}$)	170
Flux massique de vapeur (kg/h)	4,3

Tableau 6.2. Conditions d'injection, analyse du taux et de la longueur de bouchage.

6.2.1 Influence du taux de bouchage

Dans un premier temps, l'influence du taux de bouchage est analysée. La méthodologie adoptée pour l'analyse des résultats est présentée en détail ci-dessous et sera la même pour les expériences d'analyse de l'influence de la longueur de bouchage.

6.2.1.1 Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne

Les mesures de température par thermographie permettent d'obtenir les cartogrammes de température le long du tube. Cette mesure axiale de température est effectuée entre les brides de chauffage. Pour estimer le flux thermique extrait par l'écoulement interne, seule une région axiale du cartogramme est utilisée correspondant à la longueur axiale de la partie bouchée des tubes. Ce choix est fait afin de limiter l'influence des pertes par conduction aux brides, contribution qui pourrait biaiser le calcul du flux thermique comme on l'a vu au chapitre 4 (*Figure 6.5*).

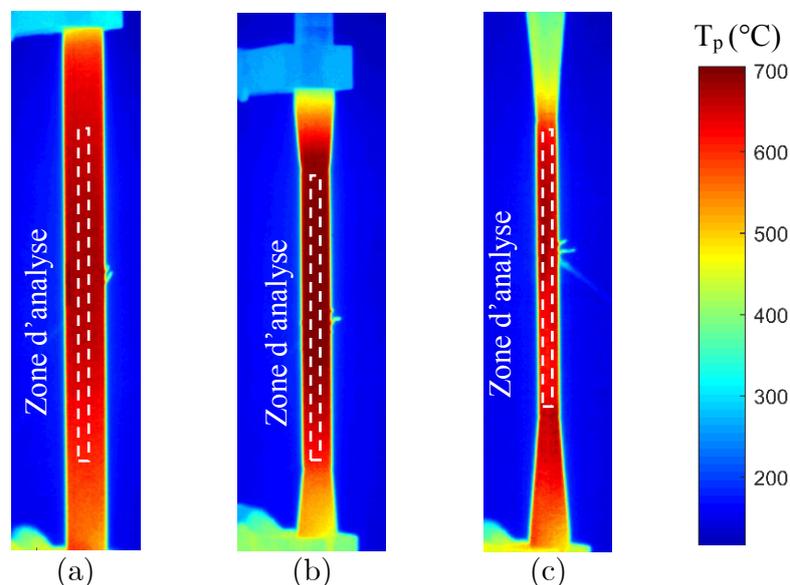


Figure 6.5. Définition des zones d'analyse pour calcul du flux thermique à partir des images obtenues par thermographie infrarouge. (a) 0%, (b) 61% et (c) 90%.

La *Figure 6.6* présente les cartogrammes spatio-temporelles de la température entre brides et la puissance par unité de longueur ($\Phi/L = \pi D_h q_{\text{int}}$) extrait par l'écoulement interne dans la zone d'analyse pour les trois taux de bouchage. En regardant ces cartogrammes, il est possible de constater le caractère non uniforme du refroidissement dû au remouillage de la paroi qui

conditionne les échanges thermiques et donc la dynamique du refroidissement du tube. Les flux thermiques maximaux se trouvent à la côte du remouillage de la paroi. Avant le remouillage de la paroi, une diminution des transferts thermiques en fonction du temps est mise en évidence pour les trois taux de bouchage. Il est également possible de constater que la durée du refroidissement ne dépasse pas les 60 secondes, donc c'est un phénomène relativement rapide.

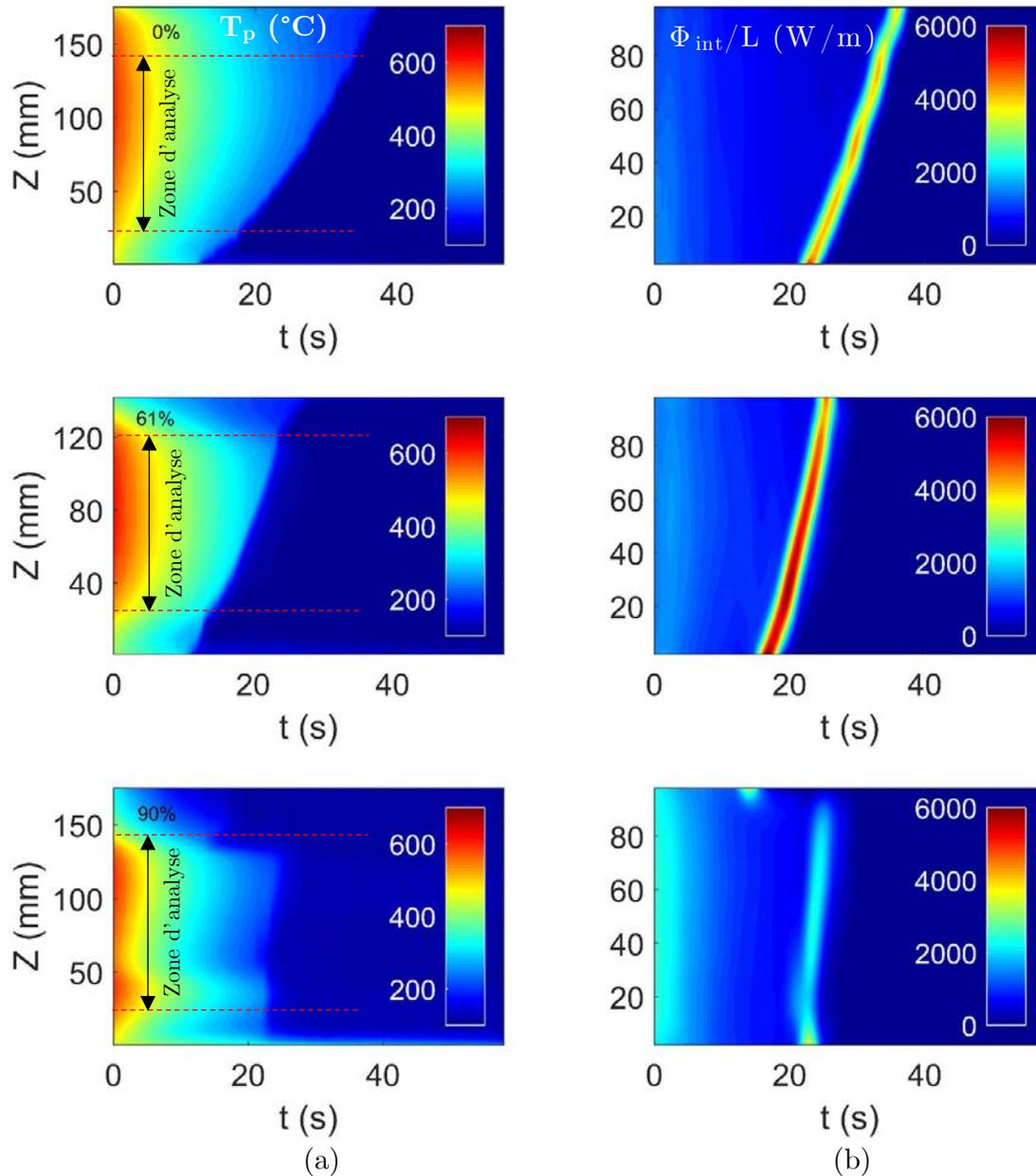


Figure 6.6. Cartogrammes de (a) température le long de la distance entre brides et (b) de puissance thermique par unité de longueur (ϕ_{int}/L) dans la zone bouchée (100 mm) pour les trois taux de bouchage.

La connaissance de l'avancement du front de remouillage est très importante puisque cela limite et conditionne les régimes de refroidissement. En fonction des cartogrammes précédents, il est possible de tracer l'évolution axiale du remouillage ainsi que du flux critique. Pour estimer les points de remouillage, le critère adopté est celui de Xu [73] qui consiste à trouver le minimum de la dérivée seconde de la température ($\min(d^2T/dt^2)$). Pour localiser les points critiques (CHF), il suffit de trouver le point où la valeur absolue de la dérivée temporelle de la température est

maximale ($\max(dT/dt)$). L'avancement du front de remouillage est représenté sur la *Figure 6.7*.

La dynamique de l'avancement du front de remouillage varie en fonction du taux de bouchage : ainsi, pour le cas de 90%, le front de remouillage parcourt d'une façon quasi-instantanée la longueur totale axiale d'analyse tandis que pour les cas de 0% et 61% le front prend quelques secondes pour remonter dans le tube. Une discontinuité de l'avancement du front est observée à la sortie du tube pour le cas de 90%, au niveau du divergent conique (lignes pointillées *Figure 6.7*), phénomène qui serait produit par l'effet divergent en aval. En effet, en raison de l'incrément de la section par le divergent, il pourrait avoir un décollement des lignes de l'écoulement de vapeur et de ce fait des gouttes pourraient être piégées dans ces zones en améliorant ainsi les transferts thermiques par contact paroi/gouttes. De même, les tourbillons se formant dans ces zones pourraient améliorer localement les coefficients de convection paroi/vapeur. L'amélioration des transferts thermiques dans cette zones d'expansion a été également observée par [74], [75].

De façon générale, on observe que le front de remouillage avance du bas vers le haut du tube pour les trois géométries dans la zone d'analyse et que le temps d'avancement du front dans la conduite diminue avec le taux de bouchage.

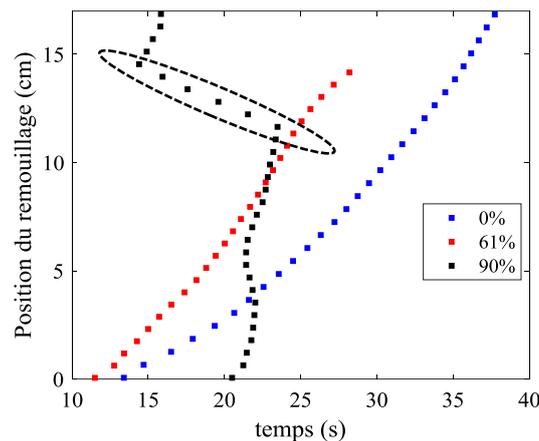


Figure 6.7. Avancement du front de remouillage pour les trois géométries analysées.

Afin d'analyser globalement le flux thermique extrait par l'écoulement diphasique, et ainsi pouvoir comparer les expériences, une courbe d'ébullition moyenne est tracée. Deux approches peuvent être utilisées. Dans la première, le flux et la température peuvent être intégrés le long du tube afin de reconstruire une courbe moyenne d'ébullition. Cependant, étant donné que ni le flux thermique ni la température ne sont uniformes suivant la longueur du tube de par l'apparition du front de remouillage, cette méthode peut représenter incorrectement l'expérience.

La seconde approche consiste à filtrer le cartogramme de température dans la zone d'analyse afin de trouver les points ayant la même température. ; Ensuite, la valeur du flux est obtenue comme la moyenne arithmétique du flux thermique de chacun de ces points. De cette manière, il est possible de reconstruire la courbe d'ébullition moyenne de chaque expérience. Cette approche a été retenue pour tracer les courbes d'ébullition dans notre étude. La *Figure 6.8* présente les courbes d'ébullition moyennes pour les trois taux de bouchage. Ainsi, il est possible d'observer les différents régimes de refroidissement du tube.

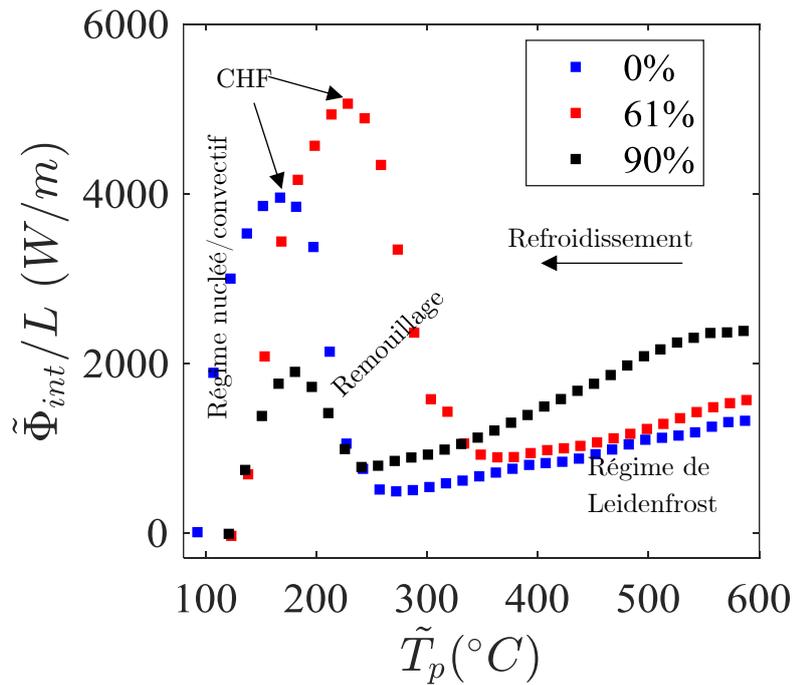


Figure 6.8. Courbe d'ébullition moyenne pour les trois taux de bouchage.

- Régime de Leidenfrost : dans ce régime, on observe une diminution du flux thermique avec la température de paroi. Les échanges thermiques dans cette zone augmentent avec le taux de bouchage, cela est dû principalement à l'accélération du fluide au rétrécissement de la section de passage, améliorant ainsi les transferts thermiques convectifs entre la paroi et l'écoulement interne. Le flux thermique dans cette zone diminue jusqu'à atteindre un minimum local, ce point correspond au point de Leidenfrost. La température moyenne de Leidenfrost est de 260°C , 360°C et 240°C pour un taux de bouchage de 0%, 61% et 90% respectivement. On constate une « anomalie » car la température de Leidenfrost est plus faible pour un taux de bouchage de 90%, ceci pourrait s'expliquer par la taille des gouttes rencontrées (on verra plus tard qu'un phénomène de fragmentation s'opère pour ce taux de bouchage) : l'énergie extraite par l'impact de petites gouttes est plus faible que celle extraite par des gouttes de tailles plus importantes.
- Régime de transition: ce régime est caractérisé par une augmentation des transferts puisqu'ici le remouillage a lieu. Le flux thermique dépend fortement de la nature et de la dynamique de remouillage. On observe des valeurs plus importantes des flux dans ce régime pour le cas 61% que pour les autres cas ; de même, c'est dans cette configuration où le remouillage se fait à une température plus élevée. Ceci peut être dû au fait qu'il y ait des interactions dynamiques plus importantes entre la paroi et les gouttes (augmentation des vitesses normales d'impact paroi/goutte). Comme il a été constaté par [76][51] lors des expériences avec des gouttes impactant des surfaces chaudes, la température de remouillage semble augmenter avec l'énergie cinétique des gouttes incidentes.
- Régime nucléé/convectif : à partir du moment où le flux thermique maximal est atteint (CHF), une diminution des transferts thermiques est observée. La température CHF moyenne est d'environ 165°C , 230°C et 180°C pour un taux de bouchage de 0%, 61% et 90% respectivement.

6.2.1.2 Mesures de la dynamique des gouttes par PDA

Mesures en amont du tube : la *Figure 6.9* présente la distribution en diamètre de gouttes en amont de la section d'essais ainsi que l'évolution de la vitesse en fonction du diamètre des gouttes (corrélation taille/vitesse). Même s'il y a quelques différences entre chaque taux de bouchage, les conditions d'entrée de la population de gouttes sont presque identiques pour toutes les expériences considérées. Pour les trois cas, une population de gouttes polydisperse est observée avec un pic aux alentours de 80-90 μm . Au-delà de la zone d'injection de gouttes, les instabilités hydrodynamiques, les phénomènes de turbulences et les éventuels impacts avec les parois du dispositif de mélange sont les causes de la formation d'un écoulement polydisperse malgré l'utilisation d'un injecteur monodisperse. Par ailleurs, on peut constater un caractère non-uniforme de la vitesse avec la taille des gouttes : les petites gouttes semblent avoir une vitesse plus importante, proche de la vitesse moyenne de l'écoulement de vapeur d'injection ; Il y a une légère diminution de la vitesse avec le taux de bouchage pour les gouttes ayant un diamètre inférieur à 200 μm . Le calcul du nombre de Stokes, en fonction des mesures par PDA, montre que ce dernier est supérieur à 1 pour toutes les classes de taille et cette valeur augmente avec le diamètre des gouttes, expliquant ainsi le caractère inertiel des gouttes.

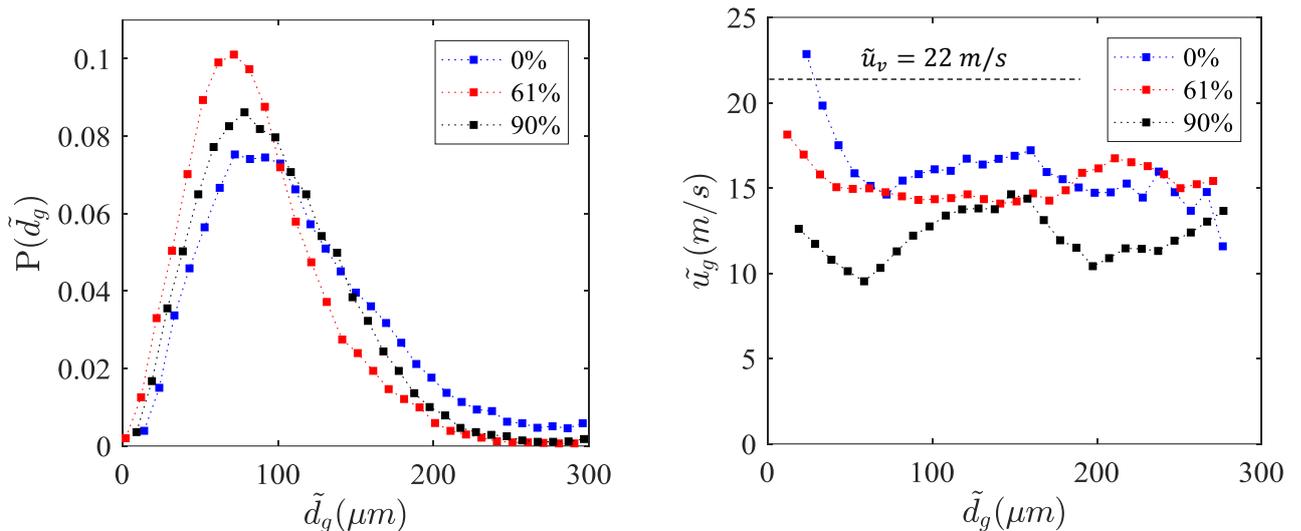


Figure 6.9. Distribution en diamètre de gouttes et corrélation diamètre/vitesse de gouttes pour les trois taux de bouchage.

La vitesse moyenne (\bar{u}_g) ainsi que le diamètre statistique moyen (d_{10}) pour chaque configuration sont présentés dans le *Tableau 6.3*. Le diamètre moyen en amont de la section d'essais est d'environ 100 μm pour les trois cas et la vitesse moyenne, de l'ordre de 14 m/s.

Taux de bouchage	Diamètre moyen (d_{10}), μm	Vitesse moyenne (\bar{u}_g), m/s
0%	110	16
61%	86	14.8
90%	98	13

Tableau 6.3. Valeurs moyennes de vitesse et diamètre pour chaque configuration étudiée.

Le nombre de gouttes acquises par la méthode PDA en amont est relativement faible dû à l'apparition d'eau qui se dépose sur les parois d'accès optiques. Le rapport signal sur bruit ainsi que l'incertitude statistique de la mesure sont dégradés.

Mesures en aval du tube : Les mesures en aval de la section d'essais sont réalisées une fois que le chauffage du tube est coupé et sont synchronisées avec la thermographie infrarouge. Vu que les propriétés des gouttes vont changer au cours du temps en aval de la section d'essais en raison du transitoire du refroidissement, l'analyse sera décomposée en une série de pas temporels donnés. La méthode utilisée pour la représentation des résultats est décrite ci-dessous :

- Le nombre de pas temporels n_t est défini et choisi par l'utilisateur. Cela devra respecter un critère qui sera décrit par la suite.
- Le temps de mesure est divisé et analysé en pas temporels de durée de $\Delta t_i = (t_f - t_o) / n_t$ (Voir Figure 6.1).
- Dans chaque intervalle de temps, il est possible de tracer les distributions en taille, les corrélations taille/vitesse ainsi que les valeurs moyennes de vitesse (\widetilde{u}_g) et diamètre des gouttes (d_{10}).

La qualité des résultats de cette méthode par discrétisation dépendra notamment du nombre de gouttes traitées (N) à chaque intervalle de temps Δt_i . Plus il y aura de gouttes, mieux sera assurée la convergence statistique et moins importante sera l'incertitude sur la mesure. Afin d'analyser statistiquement cette méthode, les valeurs moyennes de la vitesse et du diamètre moyen de gouttes à chaque pas de temps sont estimées de la façon suivante :

$$\tilde{x} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n \quad (6.1)$$

L'incertitude sur la mesure des valeurs moyennes, qui donne une idée de la dispersion des mesures, peut s'écrire de la façon suivante:

$$I = \frac{s}{\sqrt{N}} \quad (6.2)$$

Avec s l'écart type expérimentale, qui s'écrit :

$$s = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_n - \tilde{x})^2} \quad (6.3)$$

Ainsi, l'incertitude relative de la valeur moyenne x (pour notre cas, d_{10} et \widetilde{u}_g) s'écrit :

$$I_{err} = \frac{s}{\tilde{x}\sqrt{N}} \quad (6.4)$$

Les pas de temps utilisés pour l'analyse sont sélectionnés afin d'avoir des incertitudes relatives sur les valeurs moyennes de d_{10} et de vitesse inférieures à 5%. Cette valeur nous permettra d'avoir un nombre suffisamment important de gouttes pour représenter les distributions en diamètre ainsi que les corrélations taille/vitesse à chaque pas de temps.

Les données des mesures par PDA seront traitées jusqu'à l'instant où le remouillage atteint le haut de la section d'essais. En effet, au-delà de cette zone, le liquide se dépose davantage sur les parois de l'accès optique et donc diminue le nombre de gouttes détectées. Afin d'illustrer cela, le nombre de gouttes acquises pour un cas à 0% et 61% ainsi que l'avancement du front de remouillage sont présentés à la *Figure 6.10* en fonction du temps pour un pas de temps de 2 secondes. Il est possible d'observer que lorsque le remouillage atteint le haut de la section d'essais, le nombre de gouttes acquises diminue rapidement.

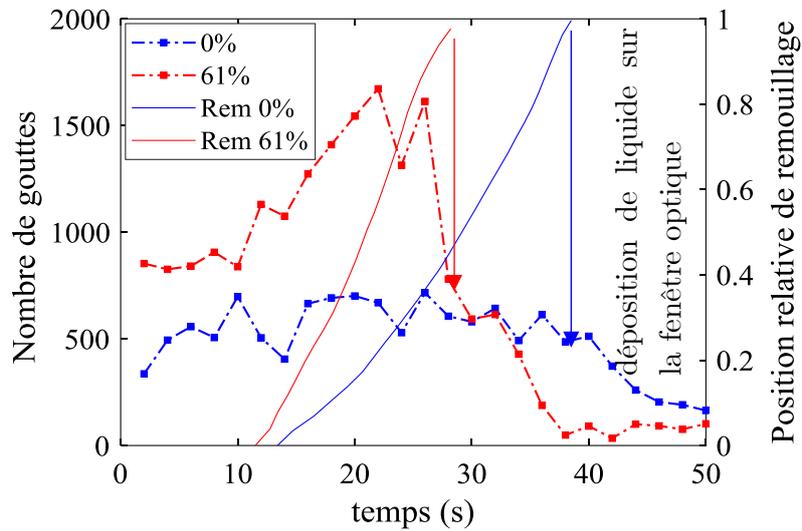


Figure 6.10. Nombre de gouttes acquises par PDA en aval et propagation du front de remouillage dans la section d'essais lors du refroidissement ; configurations à 0% et 61% de taux de bouchage.

La *Figure 6.11* présente les distributions en diamètre de gouttes ainsi que les corrélations diamètre/vitesse pour la configuration à 0% pour un pas de temps d'analyse de 4 s et une durée d'acquisition de 40 s avec les barres d'erreur liées à l'incertitude relative de la vitesse moyenne par classe.

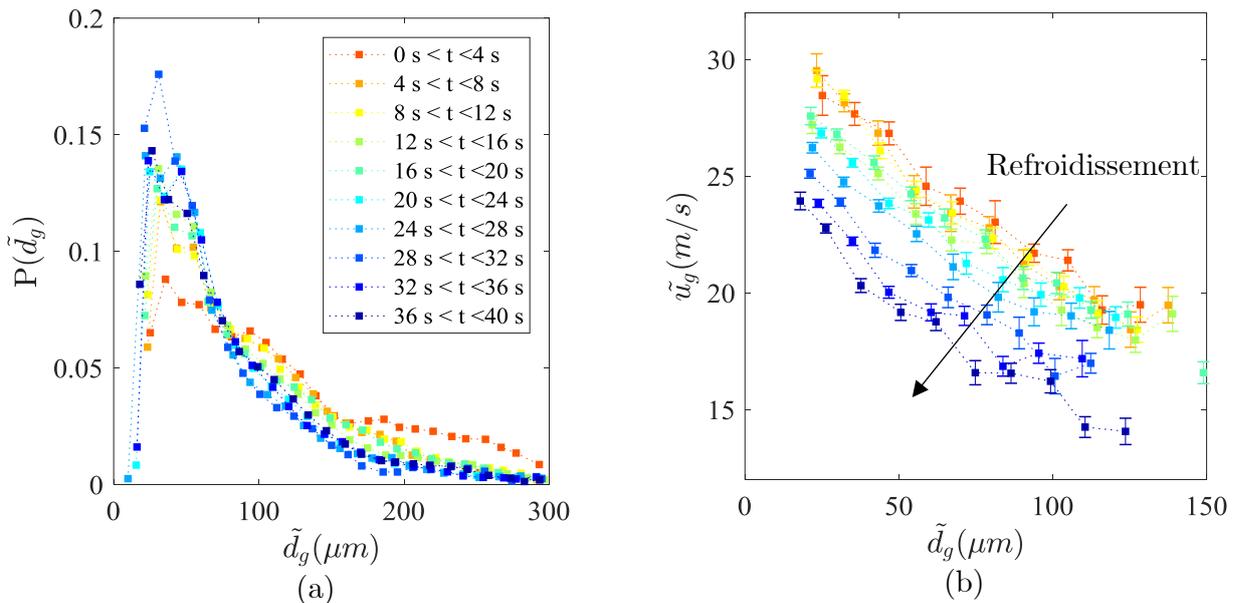


Figure 6.11. Distribution du diamètre de gouttes et corrélation diamètre/vitesse pour un tube à 0% de bouchage. Analyse toutes les 4 secondes.

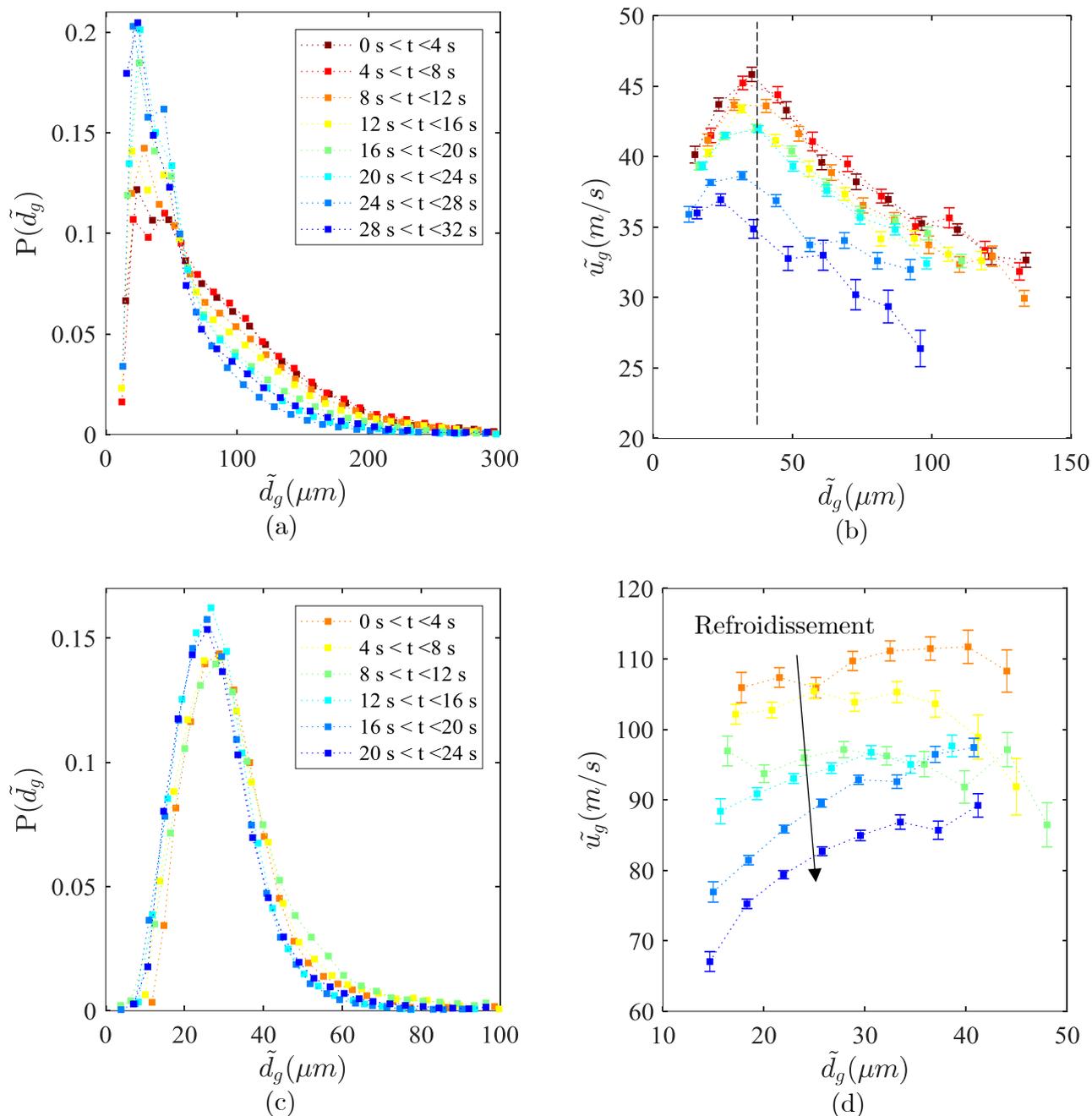


Figure 6.12. Distribution du diamètre des gouttes et corrélation diamètre/vitesse pour une configuration à (a-b) 61% et (c-d) 90% de bouchage.

La *Figure 6.11* permet d'observer une distribution polydisperse de l'écoulement de gouttes en aval de la section d'essais. On observe également un léger décalage des courbes de distribution vers la gauche, traduisant une diminution de la taille des gouttes acquises avec le temps. Cela est dû au fait que les gouttes s'évaporent en traversant la section d'essais et aussi aux éventuelles interactions gouttes-paroi induisant la désintégration de gouttes. De même, il est possible d'observer que la vitesse diminue avec la taille des gouttes ; ainsi les petites gouttes ont des vitesses plus importantes que les grosses gouttes mettant en évidence le caractère inertiel de ces gouttes. Le temps de relaxation (τ_p), qui est défini comme le temps de réponse dynamique d'une particule dans un fluide, permet de caractériser l'inertie des gouttes. La valeur du temps de relaxation augmente avec la taille

de gouttes, cela signifie que les petites gouttes suivront plus rapidement l'écoulement de vapeur que les grosses gouttes, ce qui a été constaté expérimentalement.

On observe de même un décalage des courbes diamètre/vitesse vers des valeurs plus faibles. Ceci se traduit par une diminution de la vitesse des gouttes avec le temps. Ce comportement est physiquement cohérent puisque la vapeur est un fluide thermo-dépendant et en particulier, sa masse volumique diminue avec la température. Ainsi, afin de conserver le flux massique dans la conduite, la vitesse doit augmenter avec la température et c'est pour cela qu'on observe des gouttes qui vont plus vite au début de l'expérience quand le tube est plus chaud.

La *Figure 6.12* présente les distributions en diamètre de gouttes ainsi que les corrélations diamètre/vitesse pour des taux de bouchage de 61% et 90% avec un pas de temps d'analyse de 4 s et une durée totale de 32 s et 24 s respectivement.

On constate (également que pour le cas de 0%) un décalage de la distribution en taille vers la gauche. Par ailleurs, en regardant les corrélations taille/vitesse, on observe une diminution de la vitesse avec la taille des gouttes à partir de 35 μm pour le cas à 61% ; pour les petites gouttes, par contre, on observe l'effet contraire. Ce comportement est aussi observé pour la configuration à 90%. En effet, vu que ces mesures PDA sont faites en aval de la partie divergente du venturi, une décélération de la vapeur se produit due à l'élargissement de la section. Le comportement inertiel de la phase dispersée fait que les petites gouttes suivent préférentiellement les lignes de courant de la phase continue.

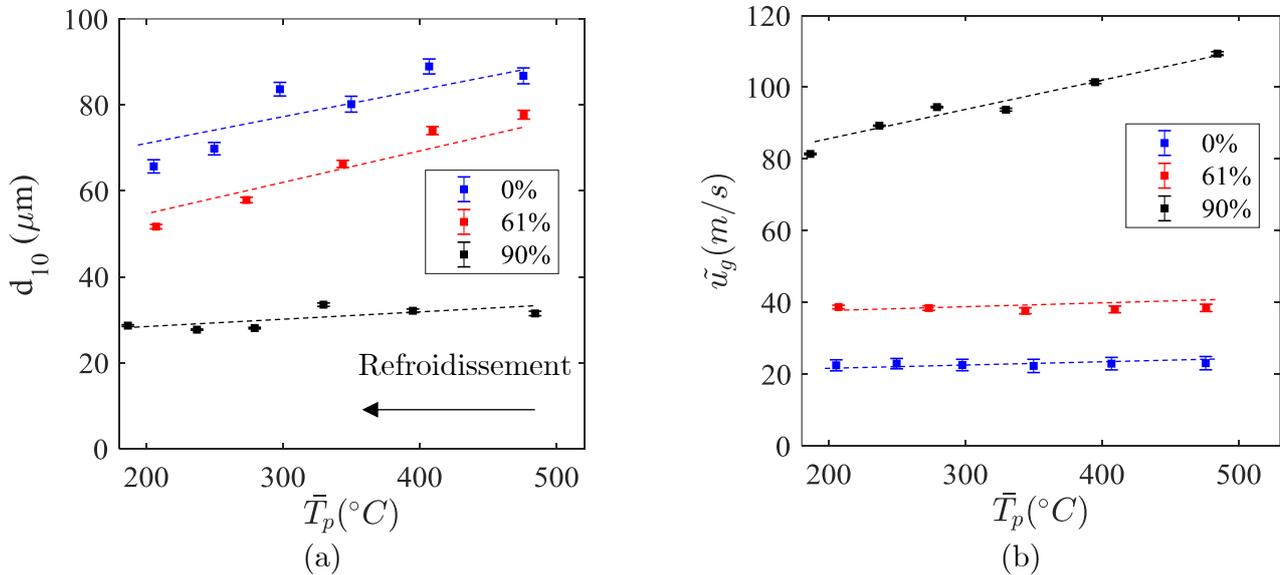


Figure 6.13. Evolution des valeurs moyennes normalisées par rapport aux mesures en amont de la section d'essais en fonction de la température moyenne du tube. (a) Diamètre arithmétique, (b) vitesse.

Afin de comparer les trois expériences, il est possible de tracer l'évolution des diamètres et vitesse moyennes, d_{10} et \bar{u}_g . Puisque les mesures de PDA et de caméra IR sont synchronisées, l'évolution des grandeurs moyennes est tracée en fonction de la température moyenne longitudinale du tube (\bar{T}_p) dans la *Figure 6.13*. Chaque valeur moyenne est tracée avec les barres d'erreur liées à l'incertitude relative de la vitesse moyenne de chaque classe

temporelle. Pour les trois cas, on observe que la vitesse et le diamètre des gouttes augmentent avec la température du tube. Le diamètre des gouttes diminue avec le taux de bouchage tandis que la vitesse augmente considérablement avec ce paramètre, ceci est dû au rétrécissement (effet venturi).

Pour le cas à 90% de bouchage, on observe des diamètres de gouttes beaucoup plus petits par rapport aux deux autres configurations. Cela peut être dû à un phénomène de fragmentation des gouttes par des instabilités hydrodynamiques de type Kelvin-Helmoltz produites par l'occurrence d'une vitesse relative importante entre les deux phases ; la vapeur s'accélère énormément dans la conduite. Les gouttes, ayant un comportement inertiel, ne vont pas suivre instantanément l'écoulement de vapeur et cela cause un décalage important entre les vitesses des deux phases. Ainsi la vitesse relative vapeur/gouttes augmente également, favorisant alors la fragmentation des gouttes.

Afin d'estimer l'effet de la fragmentation des gouttes, un calcul du nombre de Weber des gouttes s'impose :

$$We = \frac{\rho_v (u_v - u_g)^2 d_g}{\sigma} = \frac{\rho_v \left(\left(\frac{11.78}{D_h} \right)^2 u_{v,i} - u_{g,PDA}(d_g) \right)^2 d_g}{\sigma} \quad (6.5)$$

Le calcul est réalisé à l'entrée de la partie bouchée du tube. Etant donnée qu'on ne connaît les propriétés des gouttes qu'en amont de la section d'essais, le calcul est fait en prenant en compte la masse volumique de la vapeur à la température d'injection et la vitesse des gouttes à cet endroit (u_g , voir *Figure 6.9b*) et la vitesse de la vapeur à l'entrée de la partie bouchée peut être estimée par conservation du débit en connaissant la vitesse en amont et le rapport entre les sections de passage.

Plusieurs études expérimentales de la littérature affirment que la fragmentation a lieu à partir d'une valeur critique du nombre de Weber (We_{cr}) de 12. Quelques auteurs suggèrent une dépendance de cette valeur critique avec le nombre de Reynolds de la goutte. Brauer [77] propose la corrélation suivante afin d'estimer la valeur du nombre de Weber critique en fonction du nombre de Reynolds de la goutte ($Re_g = \rho_v (u_v - u_g) d_g / \mu_v$) :

$$We_c = 55 \left(\frac{24}{Re_d} + \frac{20.2}{Re_d^{0.615}} - \frac{16}{Re_d^{2/3}} \right) \quad (6.6)$$

La *Figure 6.14* représente le nombre de Weber en fonction du nombre de Reynolds pour les trois taux de bouchage ainsi que le seuil de fragmentation ($We=12$ et calculé avec l'équation (6.6)). Pour les configurations de 0% et de 61%, le critère de fragmentation n'est pas atteint. Pour le cas à 90%, le seuil de fragmentation est franchi pour des diamètres de gouttes supérieurs à 70 μ m. Des valeurs de We peuvent atteindre une valeur de 100, ainsi les modes de fragmentation prédominants qui peuvent apparaître le long du tube sont « en sac » et « multimode » [78][79]. Cela peut expliquer la forte diminution du diamètre des gouttes en aval pour cette configuration et nous permet de conclure que la diminution du

diamètre des gouttes pour les configurations de 0% et de 61% serait liée uniquement à l'évaporation dans la section d'essais.

Sachant que le nombre de Stokes des gouttes au niveau du convergent est strictement supérieur à 1, les gouttes ne vont pas suivre instantanément les variations de l'écoulement de vapeur et quelques gouttes peuvent impacter les parois du convergent du venturi avant d'entrer dans la partie bouchée ; afin d'analyser la possible fragmentation par les impacts des gouttes avec les parois du convergent, le nombre de Weber normal est estimé :

$$We_n = \frac{\rho_g (u_{g,n})^2 d_g}{\sigma} \quad (6.7)$$

Avec $u_{g,n}$ la vitesse normale des gouttes impactant les parois du convergent ($u_{g,n} = u_{g,PDA}(d_g)\sin(\theta)$) sachant que l'angle θ du convergent-divergent est de 6° . D'après les calculs, les nombres de Weber par impact restent toujours inférieurs à la valeur limite de 30. D'après les travaux de [80][55], pour ces nombres de Weber, les gouttes vont principalement rebondir sans se fragmenter. Ainsi, la fragmentation est causée principalement par les différences de vitesse entre les deux phases et uniquement pour un taux de bouchage de 90%.

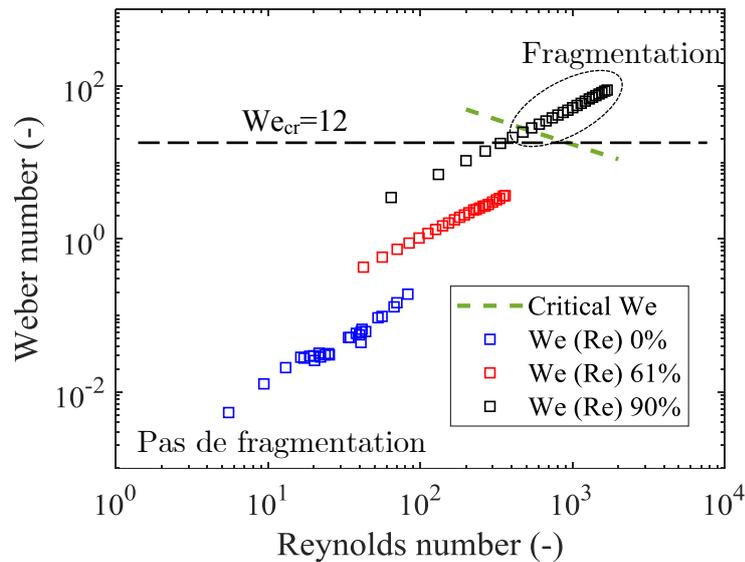


Figure 6.14. Nombre de Weber en fonction du nombre de Reynolds pour les trois taux de bouchage. Corrélation critique de Brauer, équation (6.6).

6.2.1.3 Mesure de la température moyenne des gouttes

Afin d'investiguer la température moyenne des gouttes en amont et en aval de la section d'essais, des mesures de fluorescence induite par laser ont été réalisées. D'après les mesures expérimentales, on constate que le nombre de gouttes acquises reste très faible pour faire un suivi temporel de la température des gouttes pendant le refroidissement (environ une dizaine de gouttes par minute alors que les expériences de refroidissement ne dépassent pas 1 minute). Ainsi, la méthodologie adoptée pour les mesures de LIF consiste à estimer la température des gouttes avant le

refroidissement en amont et en aval du tube (i.e. chauffage par effet Joule maintenu) pour un nombre de gouttes de l'ordre de 500 environ ; cela permet de garantir une bonne convergence statistique de la mesure. La *Figure 6.15* présente la température moyenne des gouttes en amont et en aval pour les trois configurations analysées avec des intervalles de confiance à 95%. On observe que la température de gouttes en amont est relativement similaire pour les trois taux de bouchage (de l'ordre de 80°C-90°C) ; pour les configurations à 0% et à 61% on constate que l'échauffement/refroidissement des gouttes en traversant le tube est minimale. Comme on l'a observé avec les mesures PDA, les vitesses des gouttes en aval de la section d'essais pour le tube à 90% de bouchage sont très élevées et les diamètres sont très petits dû aux phénomènes de fragmentation. Le temps de séjour de certaines gouttes dans le volume de mesure étant extrêmement court et le diamètre des gouttes très petit fait qu'elles ne peuvent pas être détectées par la chaîne LIF ayant une bande passante sans doute insuffisante dans ces conditions.

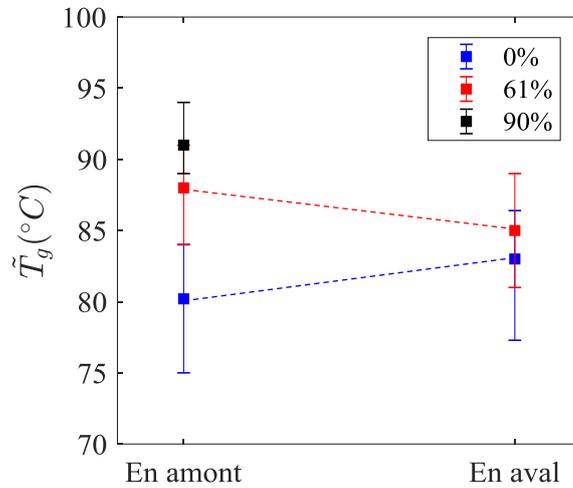


Figure 6.15. Température moyenne des gouttes en amont et en aval du tube pour les trois de bouchage.

D'après les expériences, on observe que la température moyenne des gouttes se situe entre 80°C et 90°C à l'entrée de la section d'essai. Il faut noter que la température d'injection d'eau avant mélange avec la vapeur est de 62.5°C (Voir *Tableau 6.2*) ; les gouttes s'échauffent grâce aux échanges convectifs avec la vapeur le long de la zone tubulaire avant d'arriver à la section d'essais. Afin d'étudier l'échauffement des gouttes, on va considérer un modèle thermohydraulique simplifié pour une goutte isolée. Le système d'équations différentielles à résoudre inclut l'équation de la chaleur (modèle du petit corps sans prendre en compte l'évaporation) et l'équation de la quantité de mouvement des gouttes (en prenant en compte uniquement la force de traînée) :

$$\begin{aligned} \frac{dT_g}{dt} &= \frac{6Nu k_v}{d_g^2 \rho_g C p_g} (T_v - T_g) \\ \frac{dV_g}{dt} &= \frac{g(\rho_v - \rho_g)}{\rho_g} + \frac{3}{4d_g} \frac{\rho_v}{\rho_g} C_d (u_v - u_g)^2 \\ \frac{dx}{dt} &= u_g \end{aligned} \quad (6.8)$$

où le nombre de Nusselt Nu est obtenu en utilisant la corrélation de Ranz et Marshall [31] et où le coefficient de traînée est calculé en fonction du nombre de Reynolds de la goutte ($Re_g = \rho(u_v - u_g)d_g/\mu_g$). On suppose également une température de vapeur homogène et égale à 170°C ainsi qu'une vitesse de vapeur de 21 m/s (obtenue par conservation de débit). Les conditions initiales du problème sont les suivantes : $T_g(t=0)=62.5^\circ\text{C}$, $V_g(t=0)=12\text{ m/s}$ et $z(t=0)=0$. La *Figure 6.16* présente l'évolution de la température des gouttes en fonction de la position axiale pour différentes tailles de goutte et présente également la plage de mesures LIF. Les mesures par LIF donnent des valeurs de température comparables aux résultats du modèle simplifié.

Les plus petites gouttes s'échauffent plus vite que les plus grosses et les gouttes ayant un diamètre inférieur à $100\ \mu\text{m}$ atteignent la température de saturation avant la position de mesure par LIF ($z=0.3\text{ m}$). Cette analyse permet de montrer que l'évolution de la température des gouttes dépend fortement de leur diamètre dans le cadre de notre expérience. Comme on a pu le constater lors de mesures PDA, la distribution en diamètre présente un caractère polydisperse en amont pour les trois taux de bouchage. C'est cela qui explique les différences de la valeur de la température mesurée par LIF puisqu'on mesure uniquement une valeur de température moyenne des gouttes acquises et représentatives de la distribution polydisperse.

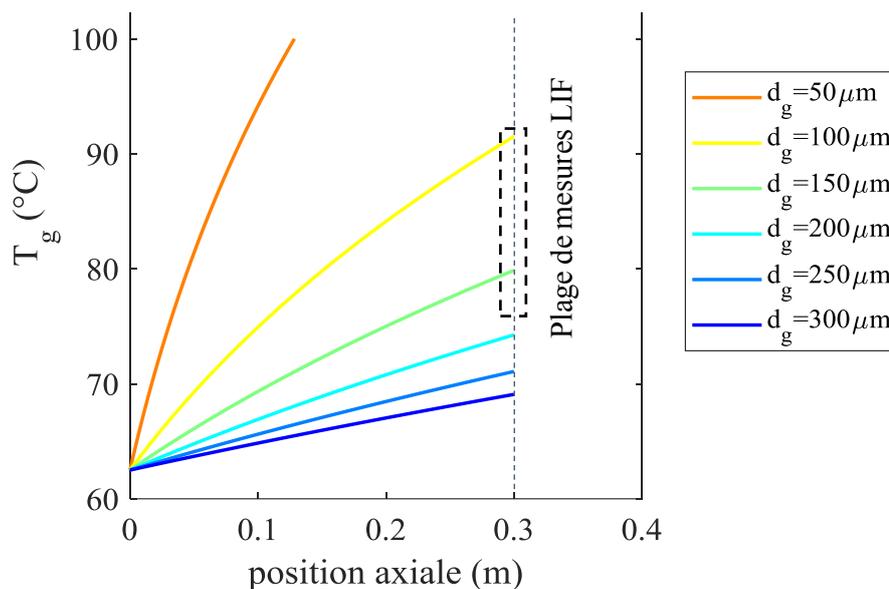


Figure 6.16. Evolution de la température des gouttes en fonction de la position axiale. Modèle simplifié sans évaporation.

L'effet de l'évaporation des gouttes n'a pas été pris en compte dans le système (6.8) alors qu'il pourrait être du premier ordre. L'analyse de l'évaporation de gouttes sera discutée dans le chapitre suivant consacré à la modélisation mécaniste du problème.

6.2.2 Influence de la longueur de bouchage

Afin d'analyser l'influence de la longueur de bouchage, deux longueurs sont étudiées : 100 mm et 300 mm . Ces deux longueurs sont analysées pour chacun des taux de bouchage

précédent. Ainsi, 6 expériences sont comparées. Les conditions d'injection sont les mêmes que celles précédentes (*Tableau 6.2*).

6.2.2.1 Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne

La *Figure 6.17* présente la courbe d'ébullition moyenne pour les 6 expériences analysées. En régime de Leidenfrost, le flux diminue avec la température dans tous les cas et ce phénomène est plus important pour les taux de bouchage les plus significatifs. Par ailleurs, dans ce régime, le flux prélevé est plus important pour des longueurs de 100 mm. Ceci peut être expliqué par le fait que la vapeur s'échauffe et à mesure qu'elle progresse dans le tube les transferts thermiques vont être moins efficaces puisque la différence de température entre la paroi et la vapeur devient plus faible.

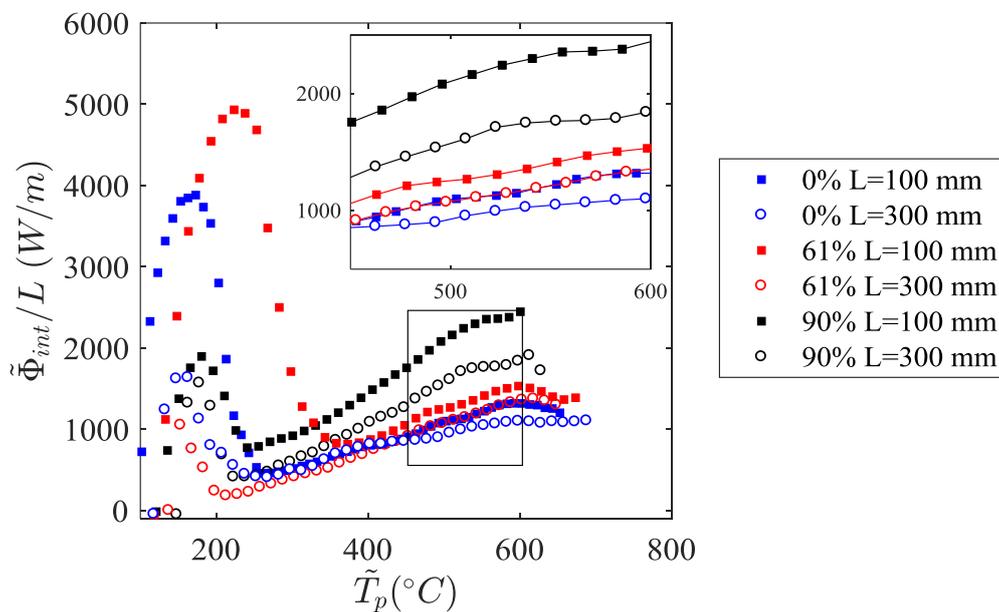


Figure 6.17. Courbe d'ébullition moyenne pour trois taux de bouchage et pour deux longueur de bouchage.

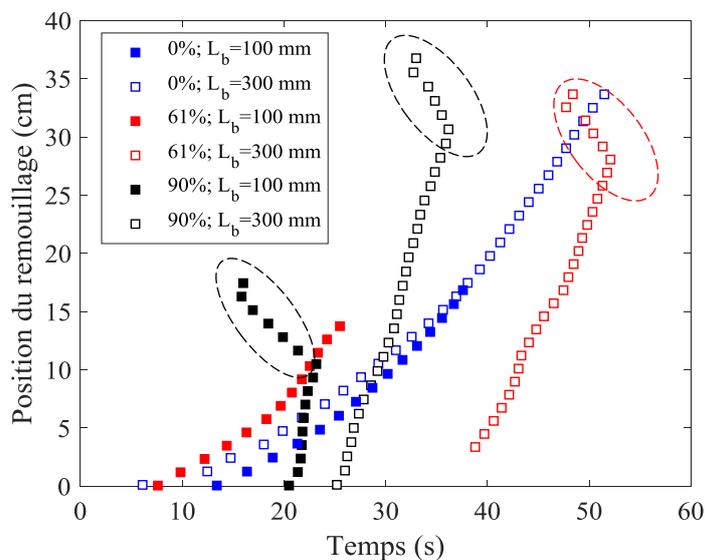


Figure 6.18. Avancement du front de remouillage pour toutes les configurations analysées.

La *Figure 6.18* présente l'évolution temporelle de la position axiale du front de remouillage. Bien que les conditions d'injection présentées dans le *Tableau 6.2* aient été maintenues pour toutes les expériences, on observe des différences notamment au niveau du temps initial de remouillage pour chaque expérience (Entre 10 et 35 s), cela pourrait être liée au fait que le profil initial de température le long du tube est différent pour chaque expérience ainsi qu'aux différences de propriétés des gouttes en amont de la section d'essais comme on le verra par la suite (*Tableau 6.4*). On observe une dynamique similaire pour toutes les expériences : une progression du front du bas vers le haut du tube qui est plus rapide pour des taux de bouchage plus importants pour les deux longueurs de bouchage analysées. Egalement, un décrochement de l'avancement du front est observé dans les derniers centimètres (correspondant à la zone divergente conique du venturi, cercles pointillés) pour les expériences à taux de bouchage de 90% et à 61% pour une longueur de 300 mm. Comme expliqué précédemment, ceci est probablement la conséquence d'une accumulation d'eau en sortie de la zone bouchée.

6.2.2.2 Mesures de la dynamique des gouttes par PDA

Les mesures moyennes de PDA en amont du tube pour les configurations se trouvent dans le *Tableau 6.4* :

	0%		61%		90%	
	100 mm	300 mm	100 mm	300 mm	100 mm	300 mm
Diamètre moyen (d_{10})	98	104	87	84	98	103
Vitesse moyenne (\widetilde{u}_g)	16.1	15.7	13.5	14.3	13	11

Tableau 6.4. Valeurs moyennes des propriétés des gouttes en amont de la section d'essais.

Bien qu'il y ait certaines différences, les valeurs moyennes de vitesse et de diamètre sont du même ordre de grandeurs pour toutes les configurations. Pour toutes les géométries analysées, la distribution en gouttes est bien polydisperse et la vitesse des gouttes est fonction de la taille des gouttes de la même façon qu'illustré dans la *Figure 6.9*.

Concernant les mesures en aval du tube, la distribution en diamètre ainsi que les corrélations diamètre/vitesse pour un tube de 300 mm suivent la même dynamique que pour le cas de 100 mm présentés précédemment (*Figure 6.11*, *Figure 6.12*) : un décalage de la distribution du diamètre des gouttes vers la gauche et la mise en évidence du caractère inertiel des gouttes (les petites gouttes ayant des vitesses plus importantes que les grosses gouttes). Afin de comparer globalement les expériences, les diamètres et les vitesses moyennes sont représentés dans la *Figure 6.19* avec des intervalles de confiance respectifs de 95%. D'après l'évolution du diamètre des gouttes, on constate une diminution du diamètre statistique pour les cas de 0% et 61% et pour les deux longueurs analysées lors du refroidissement. Pour le cas de 90%, une réduction beaucoup plus importante du diamètre des gouttes est observée et plus marquée pour le cas de 300 mm de longueur ; cela est dû aux effets de fragmentation par des instabilités hydrodynamiques vapeur/gouttes, de la même façon que pour le cas à 90% et 100 mm de longueur de

bouchage. Pour ce taux de bouchage on observe également une légère diminution de la taille des gouttes lors du refroidissement.

D'après l'évolution de la vitesse des gouttes, on observe que pour tous les taux de bouchage, la vitesse est plus importante en aval pour les tubes ayant une longueur de bouchage de 300 mm par rapport au cas de 100 mm de longueur. En effet, la vapeur va s'accélérer sur une distance plus importante et va donc entraîner avec elle davantage de gouttes. Dans tous les cas, on observe à nouveau une diminution de la vitesse avec la température due au fort caractère thermo-dépendant de la vapeur surchauffée.

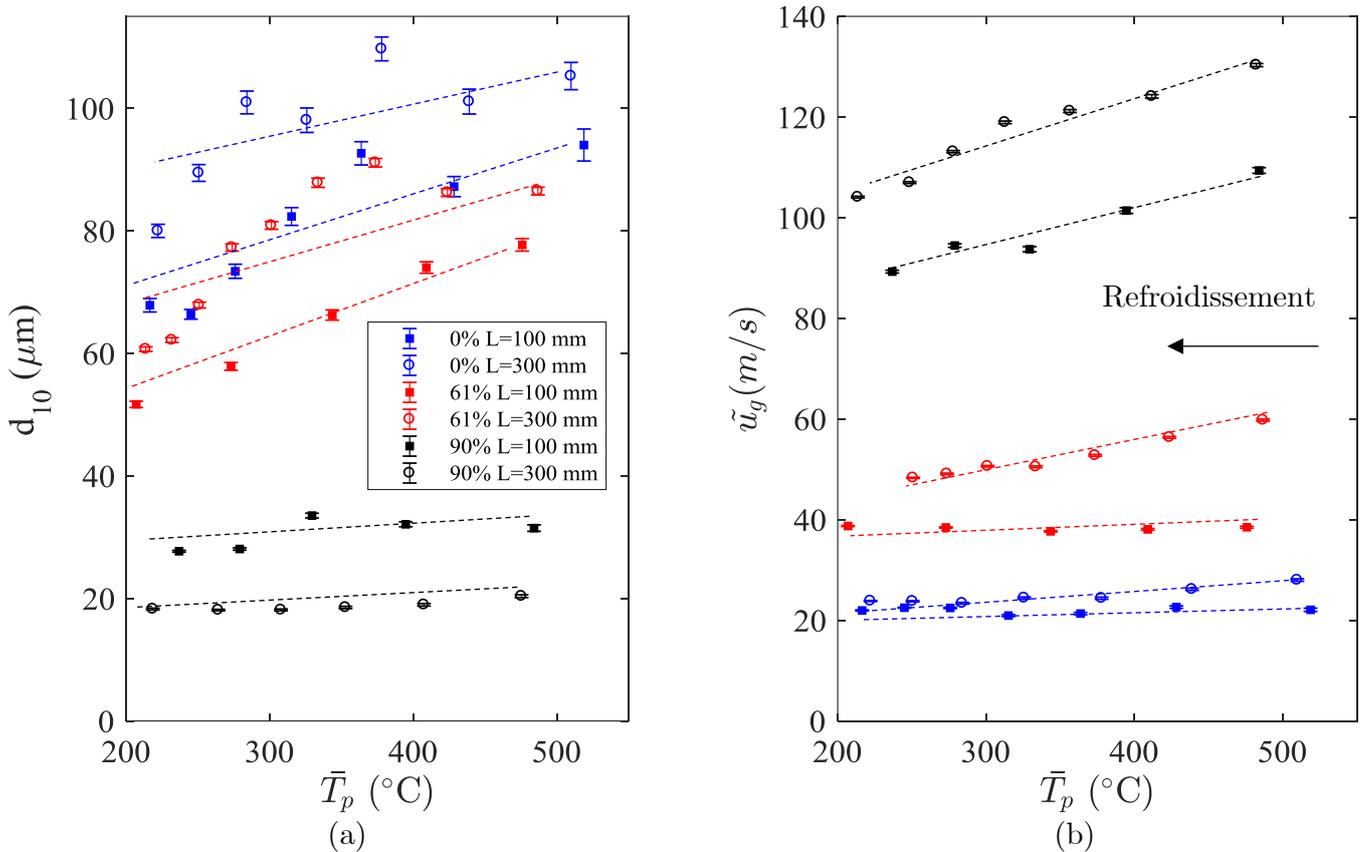


Figure 6.19. Valeurs moyennes en amont en fonction de la température moyenne du tube pour toutes les configurations analysées : (a) diamètre des gouttes, (b) Vitesse des gouttes.

6.2.2.3 Mesure de la température moyenne des gouttes

Comme constaté lors de mesures PDA, la vitesse des gouttes en aval des tubes de 300 mm de long est plus importante par rapport au cas de 100 mm. C'est pour cela que les mesures de LIF n'ont pas été possibles pour les taux de bouchage à 90%. Le nombre de gouttes acquises est trop faible pour garantir une convergence statistique correcte. Ainsi, seules les mesures de LIF en amont pour toutes les configurations et les mesures de LIF en aval pour le tube à 0% et à 61% pour une longueur de 100 mm sont présentées et discutées. La *Figure 6.20* représente les mesures LIF en amont et en aval (les intervalles de confiance n'ont pas été représentés pour permettre une meilleure visibilité des résultats).

D'après les résultats de LIF, on observe que dans toutes les expériences, la température moyenne des gouttes en aval ne varie pas considérablement d'une expérience à une autre et cette valeur se situe aux alentours de 85°C. Les résultats de LIF en aval permettent de constater que l'échauffement des gouttes en traversant la section d'essais est minime. De plus, il y a une légère augmentation de la température moyenne des gouttes en amont et en aval pour les expériences avec une longueur de bouchage de 300 mm par rapport à celles à 100 mm. Une telle dispersion de la mesure de LIF en amont et en aval est due au caractère polydisperse de l'écoulement puisque la dynamique de l'échauffement dépend du diamètre des gouttes comme indiqué dans la *Figure 6.16*.

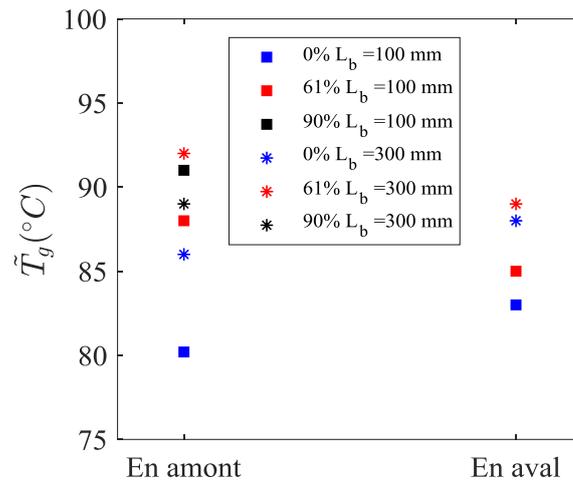


Figure 6.20. Température moyenne des gouttes en amont et en aval du tube pour les deux longueurs de bouchage.

6.3 Etude de l'influence du flux massique de vapeur

Afin d'analyser l'influence du débit vapeur sur le refroidissement, 4 expériences ont été réalisées en faisant varier ce paramètre (Tableau 6.5).

	Flux massique d'injection (kg/h)	Température d'injection de vapeur (°C)	Flux massique d'injection de gouttes (kg/h)	Température d'injection des gouttes (°C)
Expérience 1	2.5	150	0.75	62.5
Expérience 2	4	165		
Expérience 3	6	190		
Expérience 4	7.5	195		

Tableau 6.5. Conditions d'injection des expériences à analyser.

En raison des pertes thermiques, il n'était malheureusement pas possible d'avoir la même température de vapeur à l'injection. La géométrie de la section d'essais pour toutes les expériences correspond à un tube non bouché (0%) avec une longueur de bouchage de 100 mm.

6.3.1 Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne

La *Figure 6.21* présente la courbe d'ébullition moyenne pour les 4 expériences analysées. Etant donné que toutes les expériences ont été faites pour la même géométrie, les résultats ne seront pas présentés sous la forme de puissance thermique linéique (W/m) mais sous la forme de flux thermique (W/m^2). On observe que, en régime de Leidenfrost, le flux diminue avec la température pour tous les cas considérés et celui-ci est bien sûr plus important avec le flux massique de vapeur. En effet, l'augmentation du flux massique de vapeur conduit à une augmentation de la vitesse moyenne de l'écoulement de vapeur dans la conduite ce qui améliore les échanges thermiques par convection forcée entre la paroi et l'écoulement interne. Il est possible de constater également que la température de Leidenfrost augmente avec le flux massique de vapeur. En effet, comme on le verra par la suite, les gouttes ont des vitesses plus importantes quand le flux massique est élevé. De ce fait l'énergie cinétique des éventuelles interactions paroi/goutte est plus élevée et par conséquent le remouillage est atteint à des températures plus importantes.

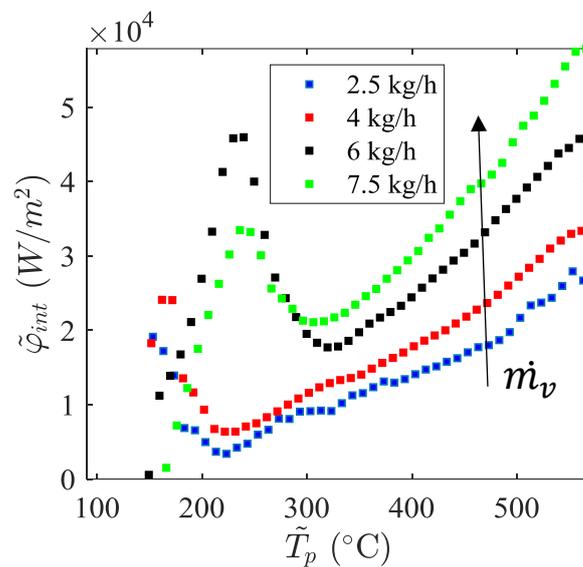


Figure 6.21. Courbe d'ébullition pour chaque flux massique de vapeur.

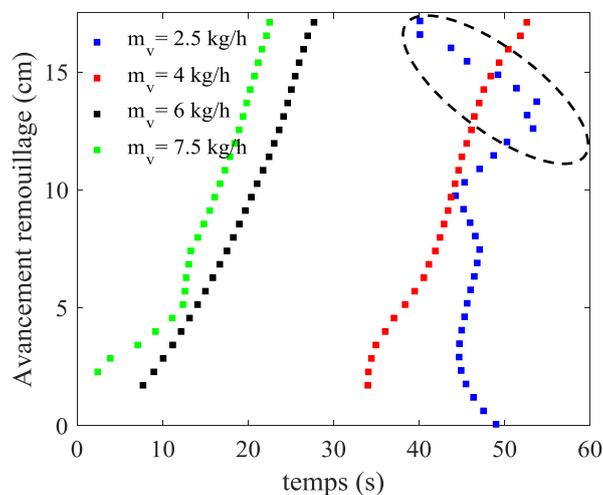


Figure 6.22. Avancement du front de remouillage pour chaque flux massique de vapeur.

La Figure 6.22 présente l'évolution temporelle de la position axiale du front de remouillage. Pour les 4 flux massiques de vapeur analysés, on observe que le front de remouillage avance du bas vers le haut de la section d'essais et que ce phénomène est atteint plus rapidement quand le flux massique de vapeur est plus élevé. Pour le cas de 2.5 kg/h, un décrochement est observé aux derniers centimètres du tube. Ce comportement peut être expliqué puisque la vitesse moyenne de l'écoulement de vapeur n'est pas suffisamment élevée pour emporter l'écoulement des gouttes ; de cette manière, les gouttes peuvent éventuellement tomber par des effets de gravité et se déposer ou impacter le tube.

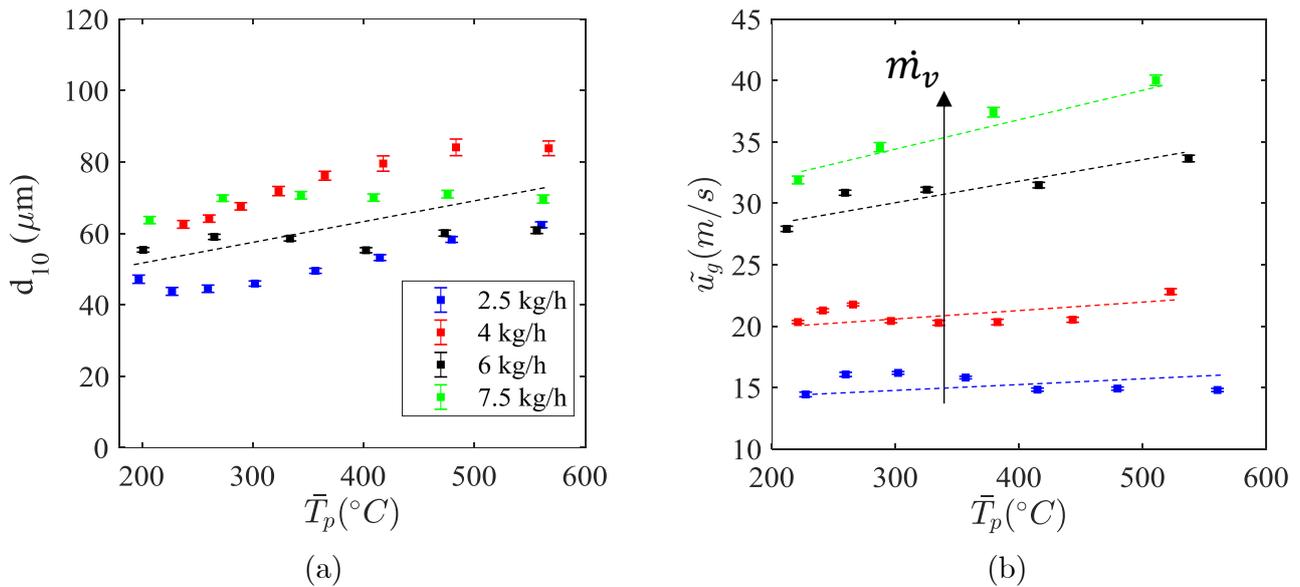
6.3.2 Mesures de la dynamique des gouttes par PDA

Les mesures moyennes de PDA en amont du tube pour les configurations sont présentées dans le *Tableau 6.6* :

	Flux massique de vapeur			
	2.4 kg/h	4 kg/h	6 kg/h	7.5 kg/h
Diamètre moyen (d_{10}), μm	83	105	98	101
Vitesse moyenne (\tilde{u}_g), m/s	11.5	14.5	23	29.5

Tableau 6.6. Valeurs moyennes des propriétés des gouttes en amont de la section d'essais

Les valeurs moyennes du diamètre des gouttes en amont sont du même ordre de grandeur pour toutes les configurations analysées. Par contre, en regardant les valeurs de vitesse moyenne des gouttes, on observe une augmentation avec le flux massique de vapeur en amont de la section d'essais. Cela est dû au fait que la vitesse moyenne de l'écoulement de vapeur augmente avec le flux massique, influençant de cette manière la dynamique des gouttes. Pour toutes les configurations analysées, la distribution en diamètre de gouttes est bien polydispersée et la vitesse des gouttes diminue avec la taille des gouttes.



Afin de comparer globalement les expériences, les diamètres et les vitesses moyennes en fonction de la température moyenne de paroi entre brides sont représentées dans la *Figure 6.23* avec les barres d'erreurs liées à l'incertitude relative de la vitesse moyenne de chaque classe temporelle. D'après l'évolution du diamètre des gouttes, une diminution du diamètre statistique pour toutes les configurations analysées est constatée. D'après l'évolution de la vitesse des gouttes, on observe que pour tous les flux massiques, la vitesse des gouttes est plus importante en aval du tube par rapport aux valeurs en amont principalement en raison de l'échauffement de l'écoulement de vapeur qui s'accélère.

6.3.3 Mesure de la température moyenne des gouttes

Les mesures de LIF ont été effectuées avant le refroidissement du tube, en maintenant le chauffage électrique par effet Joule. 500 gouttes environ ont été traitées pendant les expériences afin d'estimer la température moyenne des gouttes en amont et en aval de la section d'essais. D'après les résultats de LIF, on observe que pour toutes les expériences, la température moyenne des gouttes en amont ne varie pas considérablement d'une expérience à une autre. Ainsi, la température des gouttes passe de 62.5°C au niveau de l'injection à environ 80°C en amont de la section d'essais. Les résultats de LIF en aval permettent également de constater que la température moyenne des gouttes évolue peu dans la section d'essais. On observe ainsi une légère augmentation de la température moyenne des gouttes de quelques degrés en traversant la section d'essais (échauffement moyen d'environ 3°C).

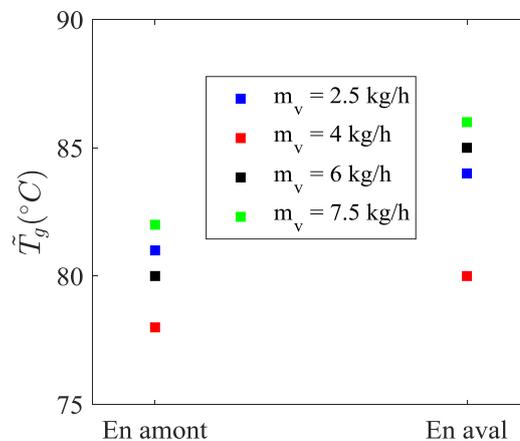


Figure 6.24. Mesures LIF pour chaque flux massique de vapeur en amont et en aval de la section d'essais avant refroidissement.

6.4 Etude de l'influence du maintien de la puissance lors du refroidissement

Afin d'analyser l'influence du maintien de la puissance de chauffage lors du refroidissement, cas qui est plus proche de la réalité d'un APRP (chaleur résiduelle de la réaction nucléaire présente lors du renoyage), le générateur électrique n'a pas été arrêté lors du

refroidissement comme dans les expériences précédentes mais maintenue à une valeur constante. Différentes valeurs de puissance par effet Joule générée par un générateur électrique ont été imposées. La puissance initiale délivrée par le générateur avant la phase de refroidissement est identique dans chacun des cas et est égale à 3.5 kW/m. Ainsi, 5 expériences de refroidissement ont été menées à différentes valeurs de puissance électrique pour un tube droit (0% de bouchage), une longueur axiale d'analyse de $L_b=100$ mm et avec les conditions suivantes d'injection de l'écoulement données dans le Tableau 6.7:

	Puissance par Effet Joule (kW/m)	Flux massique d'injection de vapeur (kg/h)	Température d'injection de vapeur (°C)	Flux d'injection de gouttes (kg/h)	Température d'injection des gouttes (°C)
Expérience 1	0	4.1	165	0.75	62.5
Expérience 2	0.5				
Expérience 3	1				
Expérience 4	1.5				
Expérience 5	2				

Tableau 6.7. Conditions d'injection des expériences à analyser.

6.4.1 Température et flux thermique extrait par l'écoulement interne

La *Figure 6.25* présente la courbe d'ébullition moyenne pour les 5 expériences analysées.

- On observe qu'en régime de Leidenfrost la valeur du flux extrait par l'écoulement interne est très similaire. Il est possible de constater cependant une légère augmentation du flux extrait par l'écoulement interne avec la puissance générée par effet Joule lors du refroidissement, mais cette différence est de moins de 10%.
- La température de Leidenfrost augmente avec la puissance générée par effet Joule.
- On n'observe pas de remouillage de paroi pour les expériences à une puissance de chauffage supérieure à 1.5 kW/m.
- En général, l'allure des courbes présentant le phénomène de remouillage est similaire : pendant les premières secondes du refroidissement le flux thermique diminue avec la température de paroi en régime de Leidenfrost. Les échanges thermiques deviennent très importants avec l'apparition du front de remouillage dans le tube. Au-delà du front de remouillage et du point CHF, une diminution du flux thermique est observée jusqu'à atteindre un régime quasi-stationnaire où l'évolution de la température de paroi est presque nulle et donc les échanges thermiques entre la paroi et l'écoulement interne deviennent minimaux voir négligeables.

En regardant la *Figure 6.26*, il est possible de constater que la vitesse de remontée du front de remouillage diminue avec la puissance générée par effet Joule. En effet, la durée de remontée de remouillage est d'environ 10s, 28s, et 42 s pour une puissance de 0 kW/m, 0.5 kW/m et 1 kW/m respectivement. Pour les cas où le refroidissement est fait avec une puissance supérieure à 1.5 kW/m, le remouillage n'apparaît pas dans le tube pendant la durée de l'expérience (environ 120s).

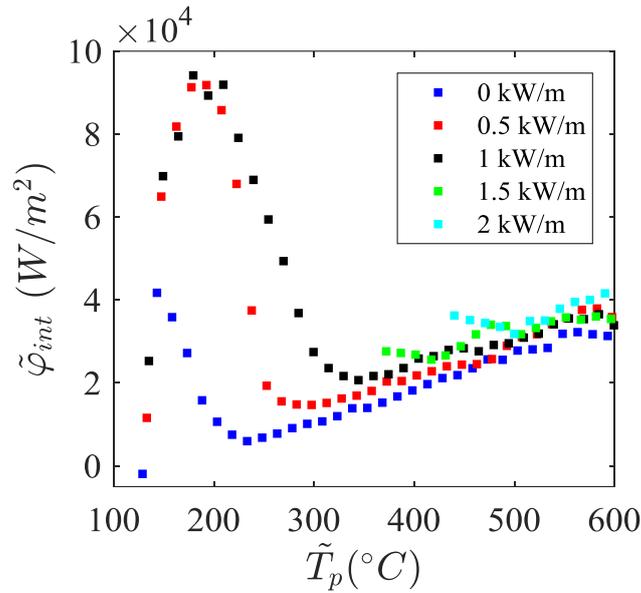


Figure 6.25. Courbes d'ébullition moyenne pour différentes puissances générées par effet Joule lors du refroidissement.

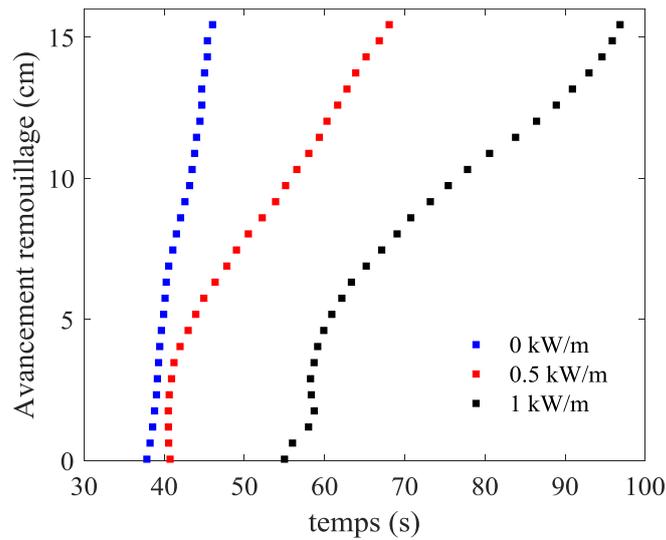


Figure 6.26. Avancement du front de remouillage en fonction du temps pour différentes puissances par effet Joule.

6.4.2 Mesures de la dynamique des gouttes par PDA

Les mesures moyennes de PDA en amont du tube pour les différentes puissances générées par effet Joule analysées se trouvent dans le Tableau 6.8.

	Puissance générée par effet Joule				
	0 kW/m	0.5 kW/m	1 kW/m	1.5 kW/m	2 kW/m
Diamètre moyen (d_{10}), μm	89	90	92	86	94
Vitesse moyenne (\bar{u}_g), m/s	15.6	15	15.4	15.5	16

Tableau 6.8. Valeurs moyennes des propriétés des gouttes en amont de la section d'essais.

Toutes les expériences présentent une distribution en diamètre de gouttes polydisperse avec un diamètre statistique moyen d'environ 90 μm . La vitesse moyenne des gouttes en amont de la section d'essais varie peu d'une expérience à une autre et une valeur d'environ 15 m/s est observée pour toutes les expériences. Comme attendu dans cette situation où ni la géométrie de la section d'essais ni les conditions d'injection de l'écoulement de vapeur et de gouttes ne sont modifiées, on observe des valeurs moyennes très proches d'une expérience à une autre.

Dans la *Figure 6.27*, les diamètres et les vitesses moyennes en fonction de la température moyenne de paroi en sortie de la section d'essais sont représentées pour chacune des expériences de refroidissement faites à différentes valeurs de puissance dissipée. En regardant l'évolution du diamètre des gouttes, on constate une légère diminution du diamètre statistique pour toutes les configurations analysées, qui décroît avec la température moyenne axiale du tube entre brides. En regardant l'évolution de la vitesse des gouttes, on observe que les valeurs moyennes de vitesse diminuent avec la température moyenne du tube, phénomène observé dans les expériences précédentes.

L'allure des courbes moyennes de diamètre et de vitesse en fonction de la température pour toutes les puissances de chauffage analysées est la même et les valeurs semblent ne pas trop changer d'une expérience à une autre ; Ainsi, la puissance de chauffage ne conditionne pas les propriétés moyennes des gouttes mais c'est plutôt la température de paroi.

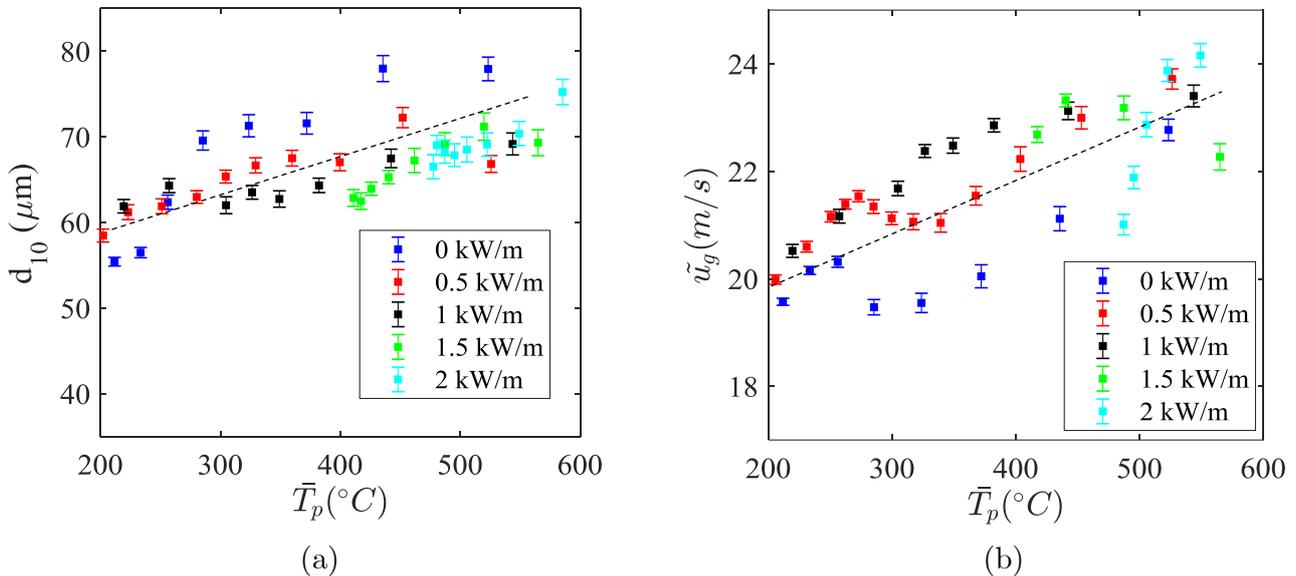


Figure 6.27. Valeurs moyennes en aval en fonction de la température moyenne du tube pour chaque puissance générée par effet Joule lors du refroidissement : (a) diamètre des gouttes, (b) Vitesse des gouttes.

6.4.3 Mesure de la température moyenne des gouttes

500 gouttes environ ont été traitées pendant les expériences afin d'estimer la température moyenne des gouttes en amont et en aval de la section d'essais. La température moyenne

des gouttes en amont de la section d'essais est d'environ 78°C . Cette valeur est la même pour toutes les expériences analysées.

Les mesures de LIF en aval ont été effectuées à la fin du refroidissement pour les expériences ayant une puissance générée par effet Joule non nulle. Également, une mesure de LIF est faite avant le refroidissement. Sachant que la puissance générée par effet Joule fait que la température moyenne du tube à la fin du refroidissement est différente d'une expérience à une autre, la température moyenne des gouttes est tracée en fonction de la température moyenne axiale de paroi entre les brides dans la *Figure 6.28*.

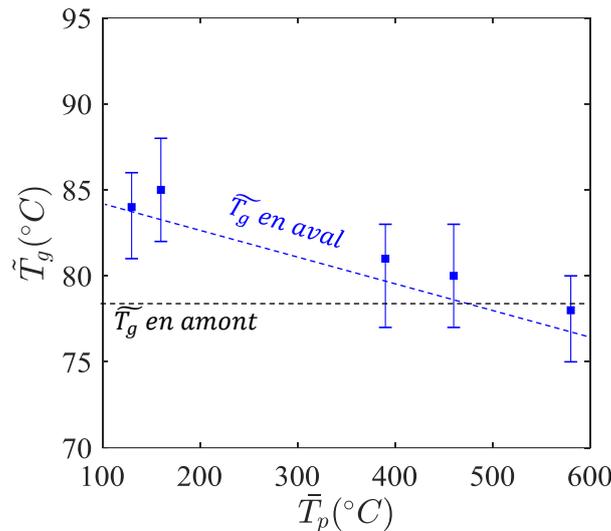


Figure 6.28. Evolution de la température moyenne des gouttes en aval de la section d'essais en fonction de la température moyenne axiale du tube.

Il est possible de constater qu'un échauffement de la température des gouttes a lieu pour toutes les températures du tube analysées. On observe également que l'échauffement des gouttes diminue avec la température moyenne axiale du tube entre brides. Les considérations suivantes permettent d'expliquer ce phénomène:

- Comme l'on a présenté dans la *Figure 6.27b*, la vitesse moyenne des gouttes diminue avec la température du tube. Par conséquent, le temps de séjour des gouttes dans la conduite diminue quand la température du tube augmente. Les échanges thermiques entre les gouttes et la vapeur et donc l'échauffement des gouttes dans la conduite seront plus importantes pour des faibles valeurs de température de paroi puisque les gouttes restent plus longtemps dans la conduite.
- Dans le cas où il y a une évaporation de gouttes, une partie des transferts thermiques vers les gouttes sert à chauffer la goutte (chaleur sensible) et une autre partie contribuera à l'évaporation de gouttes (chaleur latente). Quand l'évaporation devient importante, l'échauffement est plus petit et il peut même avoir un refroidissement des gouttes. Si l'évaporation des gouttes est plus importante avec la température, hypothèse qui est logique, l'échauffement est donc plus petit comme on l'a observé lors des expériences.

6.5 Conclusions

Les différentes techniques de métrologie thermique et fluide utilisées dans le banc expérimental COLIBRI ont permis la caractérisation du refroidissement d'une géométrie tubulaire représentative d'un sous-canal de combustible par un écoulement de vapeur et de gouttes. Ainsi, trois grandes analyses ont été effectuées :

- **Influence de la géométrie de la section d'essais :** Trois différents diamètres du venturi, représentant trois différents taux de bouchage ont été analysés. Pour chacun des diamètres du venturi, deux longueurs axiales ont été également analysées (100 mm et 300 mm).
- **Influence du débit massique d'injection :** 4 débits massiques d'injection de vapeur surchauffée ont été testés en gardant, pour tous les cas, les mêmes conditions d'injection de gouttes.
- **Influence de la puissance générée par effet Joule lors du refroidissement:** 5 valeurs de puissances générées par effet Joule ont été testées lors du refroidissement.

Quelques conclusions générales ont été obtenues d'après les résultats expérimentaux pour chacune des techniques de métrologie:

Caméra infrarouge :

- ✓ Le refroidissement commence en régime de Leidenfrost et termine en régime d'ébullition nucléée et d'ébullition convective.
- ✓ Le flux thermique en régime de Leidenfrost diminue avec la température de paroi jusqu'à atteindre un point minimal ou le remouillage du tube se produit.
- ✓ Le remouillage du tube avance du bas vers le haut.
- ✓ En gardant les mêmes condition d'injection, les échanges thermiques en régime de Leidenfrost augmentent avec le taux de bouchage.
- ✓ Les échanges thermiques en régime de Leidenfrost augmentent avec le flux massique de vapeur.
- ✓ En régime de Leidenfrost, le flux thermique ne semble pas changer avec la puissance de maintien dissipée par effet joule. Cependant, la durée de refroidissement ainsi que la vitesse du front de remouillage sont plus importantes avec la puissance dissipée par effet Joule.

PDA :

- ✓ L'écoulement de gouttes présente un caractère polydisperse en amont et en aval de la section d'essais.
- ✓ La corrélation taille/vitesse en aval de la section d'essais montre que la vitesse des gouttes est inversement proportionnelle à la taille des gouttes : ainsi, les petites gouttes présentent des vitesses plus importantes que les grosses gouttes.

- ✓ En aval de la section d'essais, le diamètre statistique moyen diminue au cours du temps ainsi que la vitesse moyenne.
- ✓ La vitesse des gouttes est plus importante en aval de la section d'essais avec le taux de bouchage.

LIF :

- ✓ La température moyenne des gouttes en amont de la section d'essais se situe aux alentours de 80°C – 90°C, proche de la température de saturation. Ces résultats ont été confrontés à un modèle thermohydraulique simplifié et les valeurs expériences-calcul semblent être en bon accord.
- ✓ En regardant les mesures en aval, l'échauffement/refroidissement des gouttes en traversant la section d'essais est minime.

Ces résultats constitueront une base de données expérimentales afin de valider la modélisation mécaniste de l'expérience qui sera décrite dans le chapitre suivant.

7. Modélisation mécaniste

7.1	Description du modèle NECTAR.....	137
7.1.1	Equations de conservation	139
7.1.2	Distribution en taille des gouttes.....	141
7.2	Application du modèle.....	143
7.3	Comparaison expériences/modèle	146
7.3.1	Influence du taux de bouchage	147
7.3.1.1	Écoulement monophasique.....	148
7.3.1.2	Écoulement vapeur/gouttes	149
7.3.1.2.1	Flux thermique extrait par l'écoulement interne.....	149
7.3.1.2.2	Aspects dynamiques de chaque phase.....	152
7.3.1.2.3	Transferts entre les deux phases : évaporation des gouttes	155
7.3.2	Influence du flux massique de vapeur	156
7.3.2.1	Écoulement monophasique.....	156
7.3.2.2	Écoulement vapeur/gouttes	157
7.3.2.2.1	Flux thermique extrait par l'écoulement interne.....	157
7.3.2.2.2	Aspects dynamiques de chaque phase.....	158
7.3.2.2.3	Transferts entre les deux phases : évaporation des gouttes	159
7.4	Conclusions	161

Les résultats expérimentaux obtenus dans le chapitre précédent ont permis l'étude du refroidissement d'une section d'essais tubulaire par un écoulement diphasique de vapeur et de gouttes. Ces résultats ont permis une meilleure compréhension du phénomène de renoyage.

Afin de compléter les expériences et aider à leur analyse plus complète, une modélisation mécaniste du refroidissement du tube est réalisée. Aussi, l'objectif de ce chapitre est, dans un premier temps, de présenter le code mécaniste (NECTAR) qui permet de caractériser la thermohydraulique de l'écoulement de vapeur et de gouttes lors du refroidissement et en particulier d'estimer le flux thermique total extrait par l'écoulement diphasique qui résulte d'une somme de mécanismes de transferts thermiques et massiques. Ensuite, les résultats obtenus avec NECTAR seront comparés aux résultats expérimentaux obtenus sur COLIBRI.

7.1 Description du modèle NECTAR

Le modèle thermohydraulique NECTAR (**N**ew **E**xperimental **C**ode for **T**hermal-hydraulic **A**nalysis in a **R**epresentative geometry) permettra :

- Avoir une approche théorique du comportement de l'écoulement de vapeur et de gouttes dans une section d'essais tubulaire lors de son refroidissement.
- Estimer les transferts thermiques internes mis en jeu.

La démarche de modélisation est décrite à la Figure 7.1 : Il s'agit d'une modélisation utilisant les résultats expérimentaux de l'expérience COLIBRI comme conditions initiales de simulation grâce aux mesures par thermographie infrarouge, PDA, LIF, débitmètres massiques et thermocouples. Les résultats de simulation seront comparés aux résultats obtenus expérimentalement, notamment le flux thermique total et la dynamique des gouttes en aval de la section d'essais lors du refroidissement.

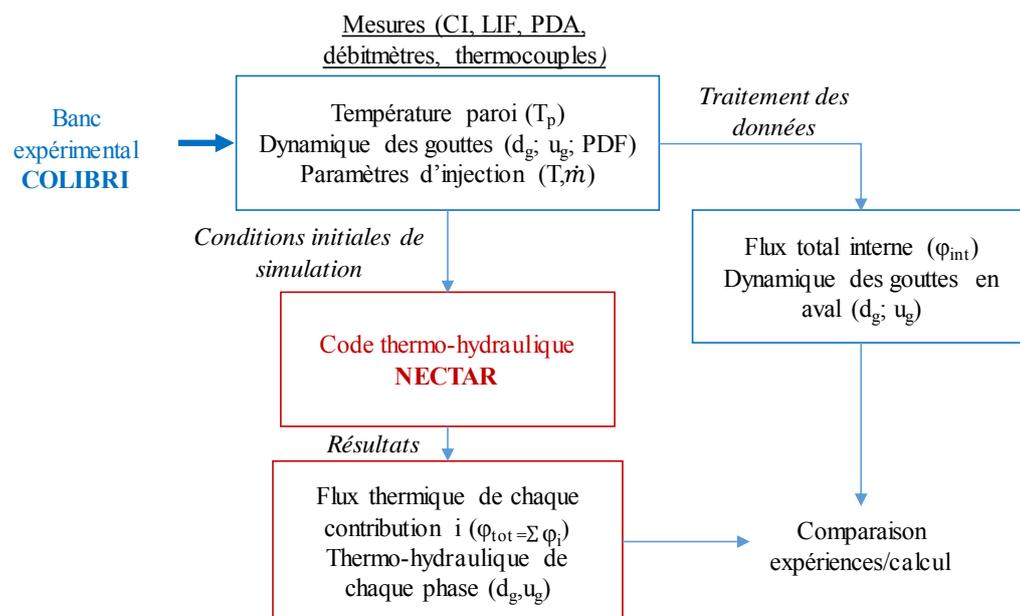


Figure 7.1. Démarche de modélisation : Couplage des données expérimentales dans NECTAR.

Les lignes suivantes seront consacrées à la description de la modélisation mécaniste développée et implémentée dans le code NECTAR. On considère un écoulement dispersé de vapeur et de gouttes hors équilibre dynamique et thermique ($T_v \neq T_g$; $u_v \neq u_g$) ; la vapeur surchauffée étant la phase continue et les gouttes, la phase dispersée. Six mécanismes de transfert thermique seront simulés (Figure 7.2), décrits au chapitre 2.

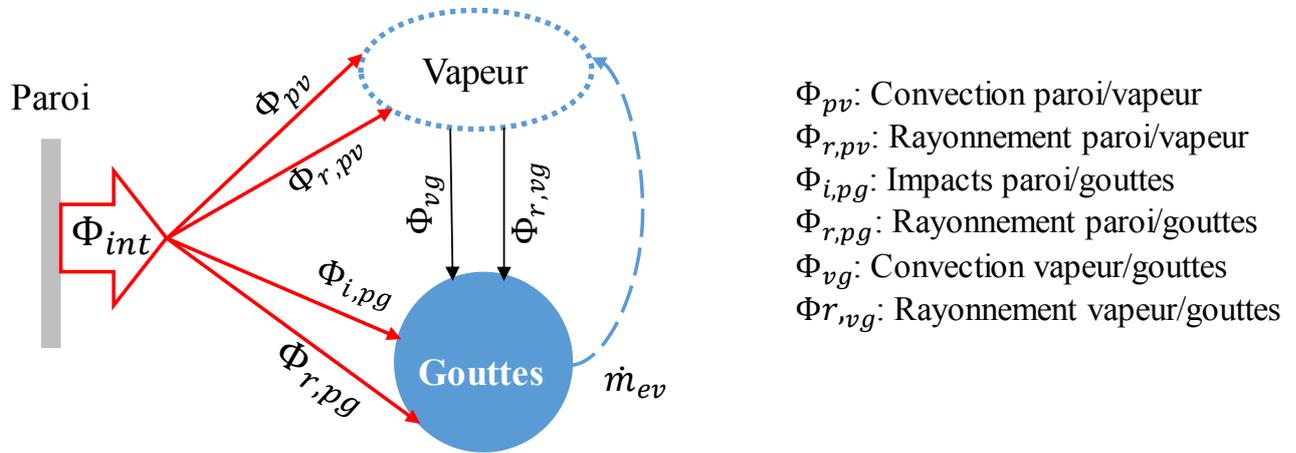


Figure 7.2. Mécanismes de transfert thermique pris en compte pour la modélisation mécaniste.

Le modèle s'appuie sur la résolution des équations de conservation suivantes pour chacune des phases :

- Conservation de la masse.
- Conservation de l'énergie.
- Conservation de la quantité de mouvement.

De même, un système d'équations de transport de moments est utilisé afin d'établir l'évolution longitudinale des propriétés volumiques de la phase dispersée (ie les gouttes) telles que la fraction volumique, la densité d'aire interfaciale et la densité de gouttes.

Les hypothèses suivantes sont également utilisées :

- Modèle 1D axial à deux fluides (vapeur et gouttes) en non-équilibre thermique et dynamique.
- Pas de variation de la température des gouttes (pas d'échauffement par chaleur sensible). Comme on l'a vu au chapitre 6, les gouttes ont une température moyenne proche de la température de saturation et nous avons décidé de ne pas modéliser leur échauffement. Dans NECTAR, les transferts thermiques entre le milieu et la phase dispersée contribuent totalement à l'évaporation des gouttes (chaleur latente).
- Les gouttes ont une forme sphérique.
- La coalescence et la fragmentation de gouttes ne sont pas considérées même si on pourra en trouver dans certains cas.
- Le décollement des lignes de courant de la vapeur au niveau du divergent est négligé.

7.1.1 Equations de conservation

Conservation de la masse

En traversant le tube, la taille des gouttes diminue par l'évaporation d'une partie de leur masse, en raison des échanges thermiques avec l'environnement.

L'incrément en masse de la phase de vapeur est égal à la masse évaporée des gouttes:

$$\frac{dm_v}{dt} = \frac{dm_{ev}}{dt} \quad (7.1)$$

Conservation de la quantité de mouvement de gouttes

Les gouttes sont accélérées dans la conduite, principalement par l'effet combiné des forces de traînée et de pesanteur. Les forces de portance, de masse ajoutée et d'évaporation en proche paroi sont négligées dans cette étude. Ainsi, le bilan de quantité de mouvement pour une goutte isolée s'écrit de la façon suivante ; elle permet d'obtenir l'évolution axiale de la vitesse des gouttes [81] :

$$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{\vartheta C_d}{(1+B_T)} \rho_v (u_g - u_v) |u_g - u_v| + (\rho_v - \rho_g)g \quad (7.2)$$

Avec C_d , le coefficient de traînée pour une goutte isolée. La corrélation de Morsi [81] est utilisée pour estimer ce coefficient :

$$C_d = \frac{A_1}{Re_g} + \frac{A_2}{Re_g^2} + A_3 \quad (7.3)$$

A_1 , A_2 , et A_3 sont des constantes qui dépendent du nombre de Reynolds des gouttes, basé sur leurs vitesses relatives et leurs diamètres.

Le coefficient de traînée est réduit par l'effet de l'évaporation des gouttes par le facteur $1/(1+B_T)$ (B_T étant le « Blowing factor ») ; de même, le coefficient ϑ prend en compte l'effet de l'influence de la concentration volumique dans le calcul de C_d :

$$\vartheta = \frac{1}{1 - 6.55\alpha_g} \quad (7.4)$$

Conservation de l'énergie

Vapeur

Afin d'estimer l'évolution de la température de la vapeur, un bilan d'énergie est réalisé sur un élément différentiel de hauteur dz en prenant en compte les mécanismes de transfert thermique suivants:

- La convection forcée paroi/vapeur (Q_{pv}).
- Le rayonnement vapeur/gouttes ($Q_{r,vg}$) et paroi/vapeur ($Q_{r,pv}$).
- La convection forcée vapeur/gouttes (Q_{vg}).

Ainsi, la température de la vapeur à la sortie de l'élément analysé ($z+dz$) est donnée par l'expression suivante :

$$T_v(z + dz) = \frac{[\Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} - \Phi_{vg} - \Phi_{r,vg}] + \dot{m}_v(z)Cp_v T_v(z)}{\left(\dot{m}_v(z) + \frac{dm_v}{dt}(z)\right) Cp_v} \quad (7.5)$$

Conservation de l'énergie de gouttes

Les échanges vapeur/gouttes et paroi/gouttes contribuent à l'évaporation d'une partie de la masse des gouttes. Les mécanismes de transferts thermiques interagissant avec les gouttes sont:

- Convection forcée vapeur/gouttes (Φ_{vg}).
- Rayonnement vapeur/gouttes ($\Phi_{r,vg}$).
- Rayonnement paroi/gouttes ($\Phi_{r,pg}$).
- Impacts goutte/paroi ($\Phi_{i,pg}$).

Le bilan permettant d'estimer le flux d'évaporation des gouttes est le suivant :

$$\frac{dm_{ev}}{dt} = \frac{\Phi_{vg} + \Phi_{r,vg} + \Phi_{r,pg} + \Phi_{i,pg}}{h_{lv}} \quad (7.6)$$

Equations de transport

Afin d'estimer l'évolution axiale des grandeurs volumiques importantes de la phase dispersée; l'équation suivante est utilisée [82]–[84][85] :

$$\frac{d(S_\eta(z)u_{d,\eta}(z))}{dz} = \eta S_{\eta-1}(z)G_{\eta-1}(z) + \omega_\eta(z) \quad (7.7)$$

Le premier terme de la partie droite de l'équation (7.7) correspond au changement en volume des gouttes (par des phénomènes d'évaporation pour notre cas) qui est directement lié à la vitesse d'évaporation ; le second terme $\omega_\eta(z)$, lié à la coalescence et à la fragmentation des gouttes, est ici négligé. S_η , $u_{d,\eta}$ et G_η sont donnés par Morel et al.[84]

$$\begin{aligned} S_\eta(z) &= n(z) \int_0^\infty P(d,z) d^\eta dd \\ u_{d,\eta}(z) &= \frac{\int_0^\infty P(d,z) u_d(d,z) d^\eta dd}{\int_0^\infty P(d,z) d^\eta dd} \\ G_\eta(z) &= \frac{\int_0^\infty P(d,z) \dot{G}(d,z) d^\eta dd}{\int_0^\infty P(d,z) d^\eta dd} \end{aligned} \quad (7.8)$$

$S_\eta(z)$ est le moment d'ordre η ; $P(d,z)$, la distribution en taille des gouttes à une position axiale z donnée, n représentant la densité de gouttes (nombre de gouttes par unité de volume),

$u_d(d,z)$ la distribution en vitesse des gouttes à une position axiale z donnée, et $\hat{G}(d,z)$, la distribution en changement de diamètre des gouttes due à l'évaporation des gouttes (dd_g/dt).

En prenant $\eta=0,1,2,3$, il est possible d'obtenir S_0, S_1, S_2 , et S_3 et donc obtenir les grandeurs volumiques d'intérêt le long de la conduite pour une distribution de probabilité en taille et en vitesse de goutte quelconque de la façon suivante :

$$\begin{aligned} n(z) &= S_0(z) \\ a_i(z) &= \pi S_2(z) \\ \alpha_g(z) &= \pi S_3(z)/6 \end{aligned} \tag{7.9}$$

7.1.2 Distribution en taille des gouttes

Représentation de la poly dispersion: En observant les mesures de distribution en taille obtenues par PDA lors des expériences de refroidissement sur l'expérience COLIBRI, on observe que les gouttes se distribuent d'une façon polydisperse. Une distribution en taille des gouttes de type log-normale sera utilisée. Cette distribution, qui est adoptée par plusieurs études précédentes, notamment pour l'analyse des écoulements de bulles et de sprays [83][84][62][86], est donnée par l'expression suivante :

$$P(d,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(z)d_g} e^{\left(-\frac{\left(\ln\left(\frac{d_g}{d_{oo}(z)}\right)\right)^2}{2\sigma(z)^2}\right)} \tag{7.10}$$

Avec d_{oo} le diamètre moyen et σ l'écart type caractéristique de la distribution log-normale. Le $\eta^{\text{ème}}$ moment peut être estimé en fonction de ces deux paramètres :

$$S_\eta = \frac{6\alpha_g}{\pi} d_{oo}^{\eta-3} \exp\left(\frac{\sigma^2(\eta^2 - 9)}{2}\right) \tag{7.11}$$

En utilisant les équations (7.8) et (7.9) il est possible de déterminer les grandeurs typiques de la distribution log-normale en fonction des deux premiers moments S_1 et S_2 [87] :

$$\begin{aligned} \sigma &= \sqrt{\ln\left(\frac{6\alpha_g S_1}{\pi S_2^2}\right)} \\ d_{oo} &= \frac{6\alpha_g}{\pi S_2^2} e^{-\frac{5}{2}\sigma^2} \end{aligned} \tag{7.12}$$

C'est de cette manière qu'il est possible d'obtenir les grandeurs typiques localement et donc estimer l'évolution axiale de la distribution en taille de goutte suivant une loi log-normale. A titre d'exemple, une comparaison expérience/ajustement est faite : en fonction des grandeurs expérimentales obtenues par PDA, un ajustement, en utilisant une loi de type log-normale (équation (7.10)), est effectué. Cet ajustement représente les expériences de manière très satisfaisante (Figure 7.3).

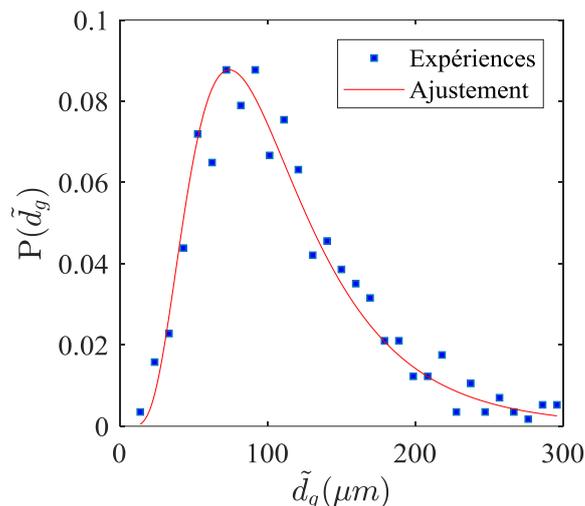


Figure 7.3. Distribution en taille des gouttes, comparaison expériences et ajustement par loi log-normale. Mesures en amont de la section d'essais, tube à 0% de bouchage.

Discrétisation de la distribution en taille : Comme il est possible de le constater, la plupart de corrélations utilisées dans la modélisation mécaniste dépendent du diamètre des gouttes (notamment les corrélations permettant d'estimer les transferts thermiques ainsi que l'équation de la quantité de mouvement des gouttes). Une approche, couramment utilisée dans le cas des écoulements dispersés, consiste à estimer un diamètre moyen représentatif de la distribution, en général le diamètre de Sauter d_{32} , défini comme le diamètre présentant le même rapport volume/surface de toute la population :

$$d_{32} = \frac{\int_0^{\infty} P(d, z) d^3 dd_g}{\int_0^{\infty} P(d, z) d^2 dd_g} \quad (7.13)$$

Dans NECTAR, nous avons opté pour une approche différente (voir référence [23], [24]). Elle consiste à diviser la distribution en classes de taille i ; ensuite, pour chaque classe i , le diamètre de Sauter est calculé (d_{32i}). La Figure 7.4 illustre la discrétisation d'une distribution de type Log-normale pour 10 classes de taille.

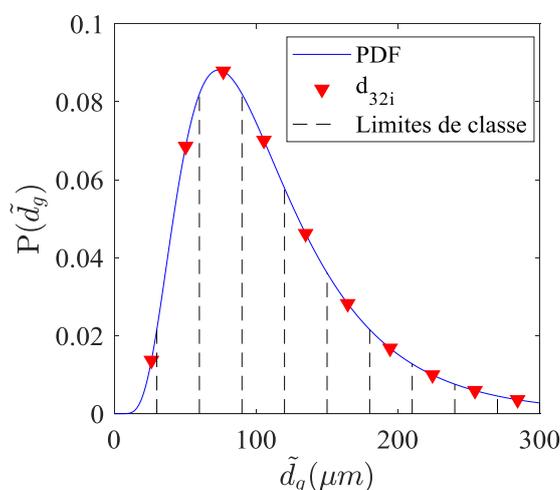


Figure 7.4. Discrétisation de la distribution. 10 classes de taille ($N=10$).

Afin d'estimer les différents mécanismes de transfert thermique, la fraction volumique ainsi que l'aire interfaciale de chaque classe de taille sont calculées. De cette façon, N équations de quantité de mouvement sont résolues pour chaque diamètre associé à une classe de taille. Puis, pour une position axiale donnée, les transferts thermiques pour chaque mécanisme sont calculés comme la somme des transferts thermiques associés à chaque classe de taille:

$$\begin{aligned}\Phi_{r,pg}(z) &= S \sum_{n=1}^{N_{classe}} \omega_{p \rightarrow g,n} \sigma (T_p^4(z) - T_{sat}^4) \\ \Phi_{r,vg}(z) &= S \sum_{n=1}^{N_{classe}} \omega_{v \rightarrow g,n} \sigma (T_p^4(z) - T_{sat}^4) \\ \Phi_{vg}(z) &= \sum_{n=1}^{N_{classe}} a_{i,n} \left(\frac{k_v}{d_{g,n}} \right) (Nu_{vg,n}) (T_v(z) - T_{sat}) \\ \Phi_{i,pg}(z) &= \sum_{n=1}^{N_{classe}} Q_{ipg,n}\end{aligned}\tag{7.14}$$

7.2 Application du modèle

Représentation de la géométrie : Le domaine de modélisation comprend la partie de l'installation COLIBRI comprise entre les deux accès optiques en borosilicate (Tronçon II, Figure 3.2). Les différents diamètres et longueurs de la section d'essais considérés dans COLIBRI peuvent être modélisés avec NECTAR.

Le domaine correspondant est discrétisé axialement en N mailles fluides de hauteur dz ; les parties convergentes et divergentes sont discrétisées par une méthode approximative de disques Figure 7.5. Une discrétisation des parois du tube est également faite, permettant d'associer une valeur de température de paroi à chaque volume fluide.

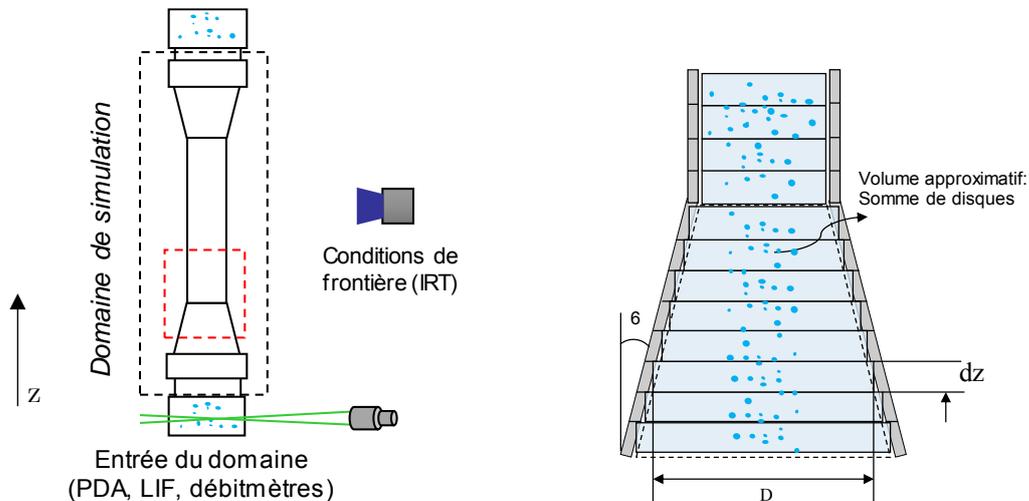


Figure 7.5. Discretisation de la géométrie de la section d'essais COLIBRI.

Conditions initiales de simulation : La modélisation mécaniste précédemment décrite est utilisée tant pour simuler la thermohydraulique de l'écoulement interne que pour l'estimation des flux thermiques lors du refroidissement de la section d'essais COLIBRI. Ainsi, certaines données issues des expériences permettent de définir les conditions initiales de simulation et aux limites :

- **Température de paroi :** La température de paroi, connue axialement à chaque pas de temps, est une condition limite dans la simulation.
- **Débit massique de vapeur et de gouttes :** Les débits massiques sont mesurés expérimentalement à l'entrée du tube. La vitesse moyenne de la vapeur est estimée en connaissant le débit massique ($u_v = 4\dot{m}_v / (\pi\rho_v D_h^2)$) et est imposée en entrée du domaine modélisé; de même la vitesse des gouttes est déterminée grâce aux mesures de PDA : celle-ci sera considérée identique pour toutes les classes de taille et a pour valeur la moyenne arithmétique des vitesses des gouttes enregistrées par PDA en amont.
- **Fonction de distribution en taille des gouttes :** Les mesures de PDA en amont de la section d'essais sont utilisées pour déduire la distribution polydisperse des gouttes imposées en entrée du modèle.
- **Température de vapeur et de gouttes :** La température de vapeur est obtenue grâce à des mesures par thermocouple en entrée ; la température des gouttes est obtenue par des mesures de LIF. Comme on a constaté dans le chapitre précédent sur les résultats expérimentaux, la température des gouttes est proche de la température de saturation (aux alentours de $85^\circ\text{C} \pm 5^\circ\text{C}$). Cette température mesurée par LIF est une température volumique moyenne des gouttes. Seule la surface de la goutte est à la température de saturation, assurant ainsi l'évaporation. Par conséquent, une température de saturation pour les gouttes est utilisée comme condition d'entrée.

Afin de pouvoir utiliser la modélisation mécaniste précédente, la fraction volumique doit être connue. Il est possible de déduire la fraction volumique initiale moyenne de gouttes, définie comme le volume de gouttes par rapport au volume total de mélange (vapeur + gouttes) de la façon suivante:

$$\alpha = \frac{\rho_v(1-x)}{\frac{1}{A}\rho_g x - \rho_v(1-x)} \quad (7.15)$$

Avec x , le titre massique de vapeur et A , le rapport entre les vitesses moyennes de chaque phase :

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_v + \dot{m}_g} \quad (7.16)$$

$$A = \frac{u_v}{u_g}$$

Algorithme de résolution : L'algorithme utilisé pour la résolution du problème permet d'estimer l'évolution spatiale de la thermohydraulique de chaque phase lors du

refroidissement en fonction des conditions d'entrée. L'algorithme est schématisée à la Figure 7.6.

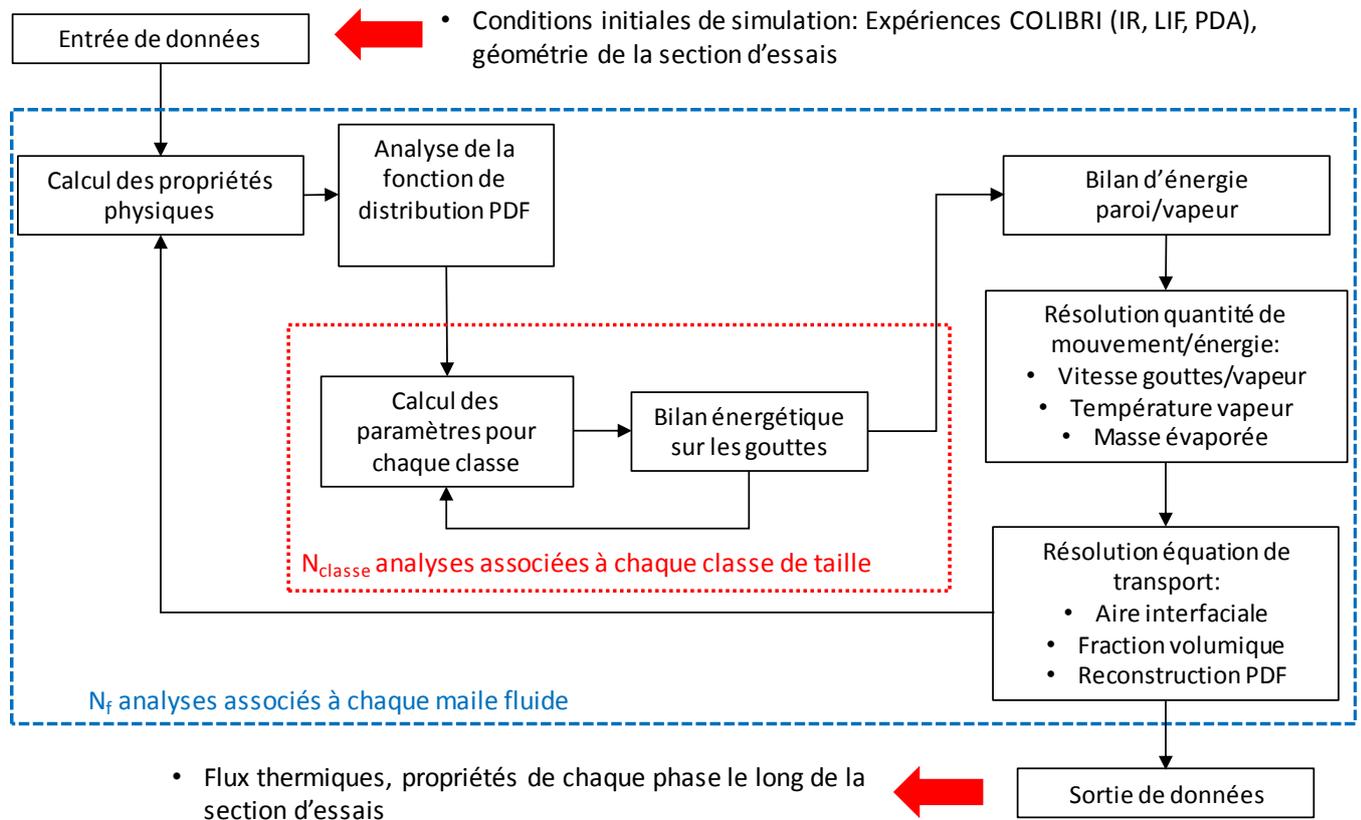


Figure 7.6. Schématisation de l'algorithme de résolution du code NECTAR.

En fonction des conditions aux limites (température de paroi, conditions d'injection vapeur/gouttes), la résolution du problème commence par le calcul des propriétés de la vapeur dans la maille d'analyse j ; cela est fait en utilisant les données de l'IAPWS (International Association for the Properties of Water and Steam) ; ensuite, la distribution en taille de gouttes de type log-normale est discrétisée en N_g classes de taille et un diamètre représentatif est attribué à chaque classe. Les équations de bilan sont résolues et les transferts thermiques goutte/vapeur et goutte/paroi sont calculés (Equations (7.14)). Cette étape (pointillés rouges, Figure 7.6) est effectuée N_g fois, avec N_g le nombre de classes de taille.

Les résultats précédents sont ensuite utilisés pour la résolution des équations de bilan pour la phase de vapeur. La résolution des équations de bilan axial permet d'obtenir ainsi les conditions initiales de la maille axiale suivante $j+1$. Cette étape (pointillés Bleus, Figure 7.6) est effectuée N_f fois, avec N_f le nombre de mailles axiales fluides.

L'algorithme précédent est lancé N_t fois, avec N_t le nombre de pas de temps à analyser pendant le refroidissement. Ainsi, pour chaque pas de temps, de nouvelles conditions limites sont utilisées (température de paroi et conditions d'injection de l'écoulement, obtenues expérimentalement). Ce modèle permet d'estimer ainsi l'évolution spatio-temporelle de la thermohydraulique de chacune des phases (vitesses, températures, fraction volumique) ainsi que les transferts thermiques extraits par l'écoulement de vapeur et de gouttes lors du refroidissement.

Les différentes équations de conservation sont résolues en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK-4).

Corrélations des mécanismes de transfert thermique : Comme l'on a vu dans la Figure 7.2 six mécanismes de transferts thermiques sont utilisés dans la modélisation mécaniste afin d'estimer la thermohydraulique lors du refroidissement de la section d'essais. Différentes corrélations permettant d'estimer soit le nombre de Nusselt, soit le flux thermique peuvent être directement trouvées dans la littérature, (voir chapitre 2). Les corrélations utilisées dans le modèle NECTAR sont présentées dans Tableau 7.1.

Transfert thermique	Corrélation	
Convection forcée paroi/vapeur (φ_{pv})	Gnielinski [29]	$Nu = \frac{(f_f/8)RePr}{1.07 + 12.7\left(\frac{f_f}{8}\right)^{0.5}(Pr^{\frac{2}{3}} - 1)}$
Convection forcée vapeur/gouttes (φ_{vg})	Lee et Ryley [31]	$Nu = \frac{2 + 0.74Re^{0.5}Pr^{0.33}}{1 + B}$
Rayonnement Paroi/vapeur/gouttes ($\varphi_{r,pv}, \varphi_{r,pg}, \varphi_{r,vg}$)	Sun [37]	Voir chapitre 2 ; Emissivité de paroi $\varepsilon=0.5$ (Inconel-625, littérature)
Impacts paroi/gouttes ($\varphi_{i,pg}$)	Gradeck [56] ; Hewitt [88] (dépôt de gouttes)	Voir chapitre 2

Tableau 7.1. Corrélations des mécanismes de transfert thermique utilisées dans NECTAR.

Ces corrélations ont été retenues puisqu'elles ont été obtenues dans des conditions proches de nos expériences, en utilisant les mêmes types de fluides que dans notre cas (Vapeur, gouttes). La corrélation de Gnielinski [29] est adoptée puisqu'elle présente un bon degré de prédiction dans la plage du nombre de Reynolds des expériences analysées ici (Faiblement turbulents, de l'ordre de 10^4). D'après la littérature, la corrélation de Guo sous-estime les transferts thermiques par impact de gouttes [53][56], raison pour laquelle la corrélation de Gradeck [3] est utilisée ici avec le modèle de déposition de gouttes de Hewitt [88]. Plus de détails par rapport à ces corrélations sont trouvés dans le chapitre 2 ; une comparaison des corrélations Guo et Gradeck est donnée dans les conclusions de ce chapitre.

7.3 Comparaison expériences/modèle

La modélisation mécaniste est évaluée et comparée aux résultats expérimentaux obtenus au chapitre précédent. Dans un premier temps, on compare une expérience de refroidissement sous l'effet unique d'un écoulement monophasique de vapeur surchauffée afin de vérifier les corrélations utilisées pour ce cas. Par la suite, des expériences de refroidissement diphasiques vapeur/gouttes sont simulées et comparées aux expériences.

Le Tableau 7.2 présente la matrice des essais utilisée dans le chapitre précédent. Les essais qui seront simulés et analysés avec NECTAR concernent l'influence du *taux de bouchage* (essais 1.1, 1.2 et 1.3) et l'influence du *débit massique de vapeur* (essais 3.1, 3.2, 3.3 et 3.4) pour la longueur de 100 mm. Ces expériences ont été choisies afin d'analyser le degré de prédiction du code en faisant varier 2 paramètres : géométrie de modélisation et conditions d'injection. Les résultats concernant l'influence de *la longueur de bouchage* et de *la puissance de chauffage maintenue lors du refroidissement* peuvent être retrouvés dans les annexes de la présente thèse.

Paramètre à étudier	N° Exp	Taux de bouchage (%)	Longueur de bouchage (mm)	Débit massique de vapeur (kg/h)	Puissance de chauffage (W/m)
<i>Influence du taux de bouchage</i>	1.1	0	100	4.3	0
	1.2	61			
	1.3	90			
<i>Influence de la longueur de bouchage</i>	2.1	0	300	4.3	0
	2.2	61			
	2.3	90			
<i>Influence du débit massique de vapeur</i>	3.1	0	100	2.5	0
	3.2			4	
	3.3			6.5	
	3.4			7	
<i>Influence de la puissance de chauffage</i>	4.1	0	100	4.3	0
	4.2				0.5
	4.3				1
	4.4				1.5
	4.5				2

Tableau 7.2. Matrice d'essais réalisés pendant la présente étude.

7.3.1 Influence du taux de bouchage

Conditions initiales de la simulation

Dans ce chapitre, les résultats issus de simulations numériques (code NECTAR) permettant d'analyser l'influence du taux de bouchage pour une longueur bouchée de 100 mm sont présentés. Les conditions d'injection de l'écoulement de vapeur et de gouttes, qui ont été obtenues lors des expériences, sont données dans le Tableau 7.3. Des mesures de PDA permettent d'estimer la vitesse moyenne des gouttes à l'entrée du domaine (de l'ordre de 14 m/s) et les mesures LIF, la température moyenne des gouttes (proche de la saturation, comme il a été constaté dans le chapitre précédent).

N° Exp	Taux de bouchage (%)	Longueur de bouchage (mm)	\dot{m}_v (kg/h)	\dot{m}_g (kg/h)	T_v (°C)	\bar{T}_g (°C)
1.1	0	100	4.3	0.8	170	100
1.2	61					
1.3	90					

Tableau 7.3. Paramètres d'injection et géométriques pour simulation.

De plus, les mesures PDA donnent la granulométrie des gouttes à l'entrée de la section d'essais. La *Figure 7.3* présente la distribution en taille des gouttes des expériences à analyser dans cette partie. En faisant un ajustement des points expérimentaux par une fonction de type Log-normale (équation (7.10)), on peut définir une fonction de distribution en entrée de la section d'essais ; on obtient une valeur pour l'écart type du logarithme de $\sigma = 0.54$ et une moyenne log-normale de $d_{oo} = 98 \mu m$. Cette distribution est discrétisée en 10 classes de taille, entre $0 < d_g < 300 \mu m$ (Figure 7.4).

Les mesures de thermographie infrarouge permettent d'obtenir les profils axiaux de température à chaque instant : cela constitue donc une condition limite de la modélisation mécaniste. La géométrie de chaque tube venturi étant connue (diamètres, longueurs, angles du convergent/divergent), il est possible de lancer des simulations et de comparer les résultats avec les expériences.

7.3.1.1 Écoulement monophasique

Afin de valider les corrélations des transferts thermiques paroi/vapeur, une première simulation est faite pour le refroidissement avec un écoulement de vapeur seulement. Dans ce cas, le débit massique d'injection de gouttes est égal à zéro. Trois expériences sont simulées, pour chacun des taux de bouchage analysés (0%, 61% et 90%). Les conditions d'injection sont identiques pour chaque expérience (voir conditions d'injection de vapeur, Tableau 7.3). Pour comparer les résultats issus de la simulation avec les expériences, on utilisera les courbes d'ébullition moyennes, comme présenté au chapitre précédent: au préalable, un filtre est appliqué afin de trouver les points ayant la même température de paroi ; ensuite, la valeur du flux thermique est obtenue comme la moyenne arithmétique associée à tous ces points. De cette manière, il est possible de reconstruire la courbe d'ébullition moyenne de chaque expérience.

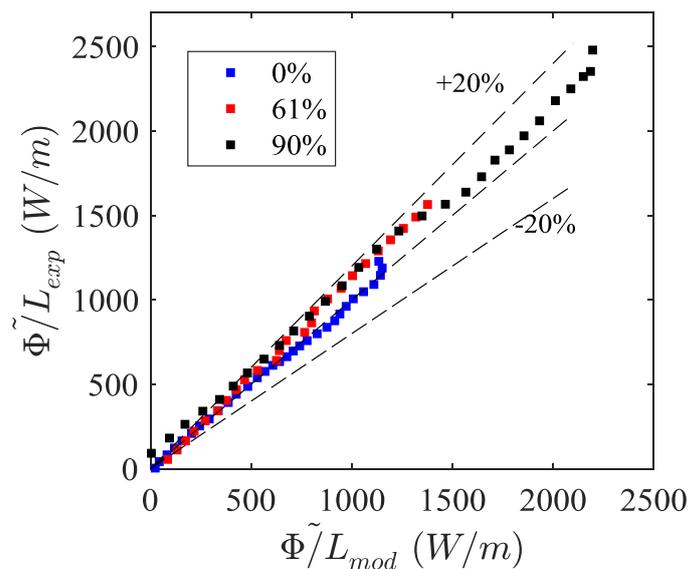


Figure 7.7. Comparaison des puissances linéiques expériences/modélisation : Refroidissement par un écoulement monophasique de vapeur surchauffée pour trois taux de bouchage différents.

La Figure 7.7 présente un récapitulatif des trois expériences analysées sous la forme de puissance thermique expérimentale en fonction de la puissance thermique obtenue par simulation (par unité de longueur, Φ/L). Des différences entre les expériences et le calcul sont observées. Elles sont probablement dues d'une part à la phase d'étalonnage de la caméra infrarouge et à la méthode utilisée pour l'estimation des transferts thermiques expérimentaux, qui est de l'ordre de 15% maximale d'après l'analyse effectuée dans le chapitre 2. D'autre part, ces différences peuvent provenir des incertitudes des corrélations thermiques intégrées dans le modèle qui sont de l'ordre de 10% maximale pour la corrélation de Gnielinski en convection forcée paroi/vapeur [29], [40]. Les valeurs de moyenne quadratique (RMS) pour les configurations de 0%, 61% et 90% sont 3%, 8% et 9% respectivement. Une augmentation de la valeur RMS avec le taux de bouchage est observée. Plus de 95% des points expérimentaux sont prédits en utilisant la modélisation mécaniste avec une incertitude de $\pm 20\%$. Ces corrélations seront utilisées par la suite afin de simuler le refroidissement pour un écoulement vapeur/gouttes en régime de Leidenfrost.

7.3.1.2 Écoulement vapeur/gouttes

Les conditions d'injection sont toujours identiques à celles données dans le *Tableau 7.3*. Comme précédemment et pour chaque géométrie, les flux thermiques en régime de Leidenfrost sont analysés et comparés aux résultats obtenus expérimentalement. De même, la contribution de chacun des mécanismes de transfert thermique issus de la modélisation sera discutée.

7.3.1.2.1 Flux thermique extrait par l'écoulement interne

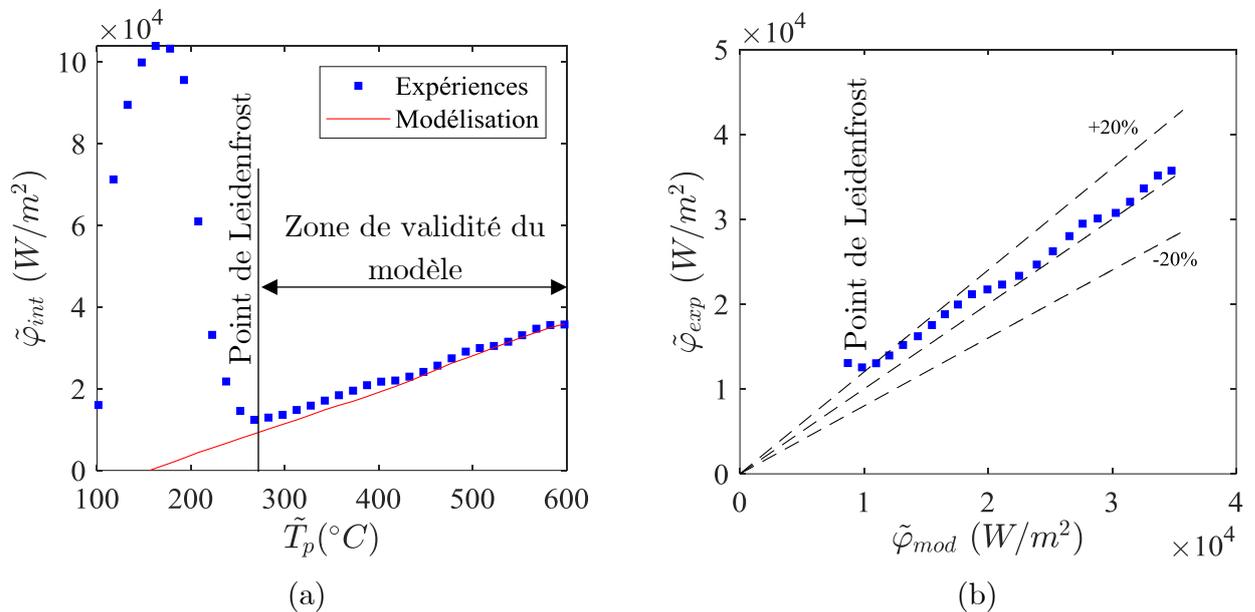


Figure 7.8. (a) courbe d'ébullition expériences et modélisation; (b) comparaison entre les flux thermiques expérimentaux et calculés en régime de Leidenfrost.

La Figure 7.8a présente la courbe d'ébullition pour une expérience de refroidissement avec un écoulement de vapeur et de gouttes (à 0% de taux de bouchage). On constate que le flux thermique peut être prédit correctement dès le début de l'expérience jusqu'au point de Leidenfrost ; en deçà de ce point, le remouillage de la paroi est atteint et d'autres

mécanismes interviennent et ils ne sont pas pris en compte dans la modélisation (film liquide en ébullition ou non, dû au remouillage de la paroi par les gouttes). La Figure 7.8b présente le flux thermique expérimental en fonction du flux thermique calculé par le modèle mécaniste. Il peut être noté que les points au-delà du point de Leidenfrost sont bien prédits. Plus de 98% des points expérimentaux sont prédits avec une incertitude de $\pm 20\%$; la valeurs RMS est de 8%.

Le flux thermique extrait total, calculé par modélisation, correspond à la somme de 4 contributions thermiques interagissant avec la paroi : convection forcée paroi/vapeur, impacts paroi/goutte et rayonnement paroi/vapeur et paroi/gouttes : $\varphi_{int} = \varphi_{pv} + \varphi_{r,pv} + \varphi_{ipg} + \varphi_{r,pg}$.

La Figure 7.9 présente la contribution de chacun des transferts thermiques (en pourcentage) avec la température de paroi. Le transfert thermique qui contribue le plus au refroidissement de la section d'essais est la convection forcée paroi/vapeur, de l'ordre de 85% du flux total extrait. Il faut également souligner que les impacts paroi/gouttes contribuent à hauteur de 10% dans le refroidissement de la paroi et jouent un rôle significatif dans le refroidissement de la section d'essais. Cette contribution est légèrement plus importante pour des températures de paroi faibles. Les transferts thermiques par rayonnement paroi/vapeur et paroi/gouttes représentent environ 4% et 1% respectivement et restent les contributions les plus faibles. D'après les résultats, on peut observer que la contribution de chaque mécanisme de transfert thermique ne varie pas significativement pour la plage de température analysée.

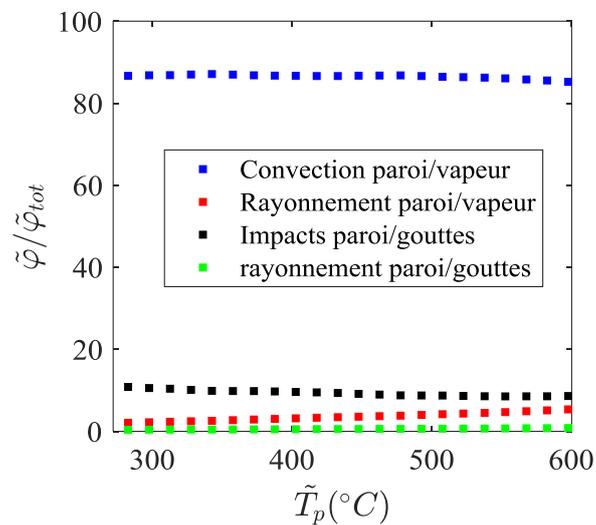


Figure 7.9. Contribution de chaque mécanisme de transfert thermique par rapport au flux total extrait en fonction de la température de paroi. Cas à 0% de taux de bouchage, 100 mm longueur axiale de bouchage.

La Figure 7.10a présente la courbe d'ébullition moyenne le long de la section d'essais pour une plage de température en régime de Leidenfrost comprise entre $350^{\circ}\text{C} < T_p < 600^{\circ}\text{C}$ pour les trois taux de bouchage analysés. Les résultats sont présentés en puissance thermique par unité de longueur. Le flux thermique prédit par la modélisation mécaniste est en bon accord avec les expériences sur toute la plage de température analysée.

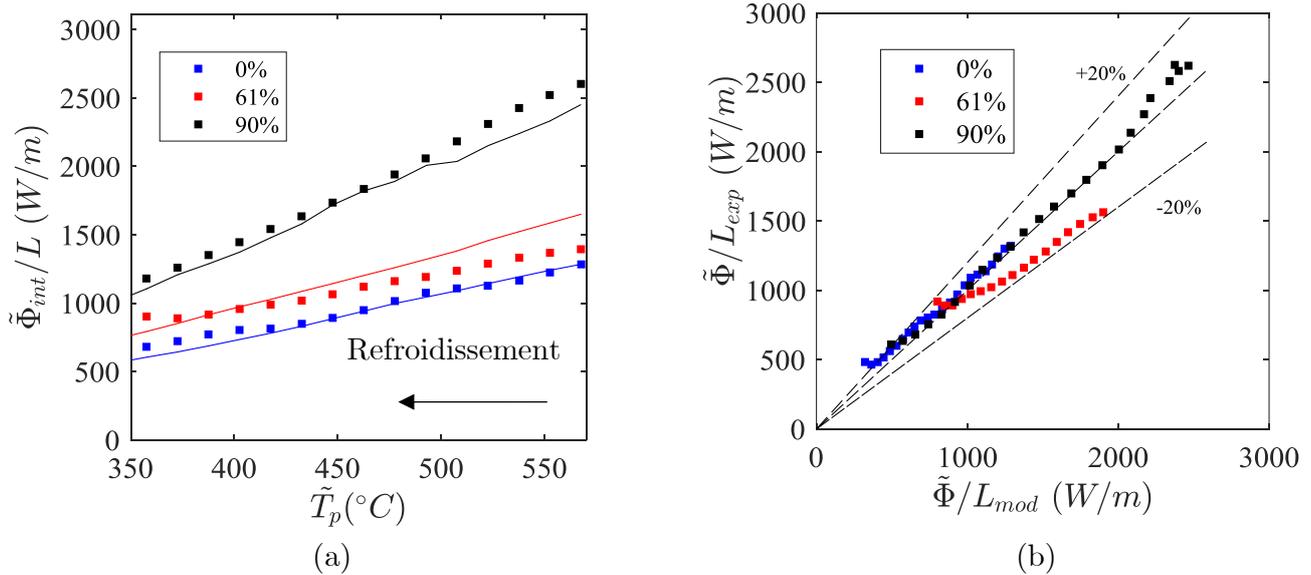


Figure 7.10. Comparaison expériences/calcul pour trois expériences de refroidissement vapeur/gouttes à différents taux de bouchage (a) Courbe d'ébullition moyenne (Carrés : expériences ; lignes : modélisation mécaniste) (b) flux expérimental en fonction du flux prédit.

Afin de comparer le degré de prédiction du code, la Figure 7.10b présente le flux thermique expérimental en fonction du flux thermique prédit par le modèle pour chaque température de paroi analysée. Plus de 90% des points peuvent être prédits avec une incertitude de $\pm 20\%$. Les valeurs de RMS calculées sont 7%, 15% et 7% pour un taux de bouchage de 0%, 61% et 90% respectivement.

Afin d'analyser la contribution de chaque transfert thermique lors du refroidissement, la Figure 7.11 présente les différentes contributions (en pourcentage par rapport au flux total extrait) pour chaque taux de bouchage et pour une plage de température comprise entre $350^\circ\text{C} < T_p < 600^\circ\text{C}$.

Pour toutes les configurations analysées, la contribution la plus importante pour le refroidissement du tube en régime de Leidenfrost est la convection forcée paroi/vapeur (Figure 7.11a). Celle-ci représente plus de 85% du flux total extrait du tube et devient plus importante pour des taux de bouchage plus importants (87%, 92% et 95% pour un taux de bouchage de 0%, 61% et 90% respectivement). Cela est dû à l'effet venturi qui accélère la vapeur dans la partie contractée en augmentant le nombre de Reynolds et par conséquent les échanges convectifs.

La contribution des transferts thermiques par rayonnement paroi/vapeur et paroi/gouttes est présentée aux Figure 7.11 b et d respectivement. On peut observer que ces contributions diminuent avec la température de paroi ainsi qu'avec le taux de bouchage. Pour le cas du rayonnement paroi/vapeur, on observe que sa contribution reste inférieure à 5% du flux total. Le rayonnement paroi/gouttes est très faible et représente dans tous les cas moins de 1%.

La figure 7.11c présente la contribution des transferts thermiques par impacts paroi/gouttes. Bien que cette contribution reste relativement faible, elle représente tout de même 9%, 7% et 4% pour un taux de bouchage de 0%, 61% et de 90% respectivement. Cette contribution devient plus importante pour des basses températures pour les trois taux de bouchage puisque les contributions thermiques par rayonnement décroissent (Figure 7.11b).

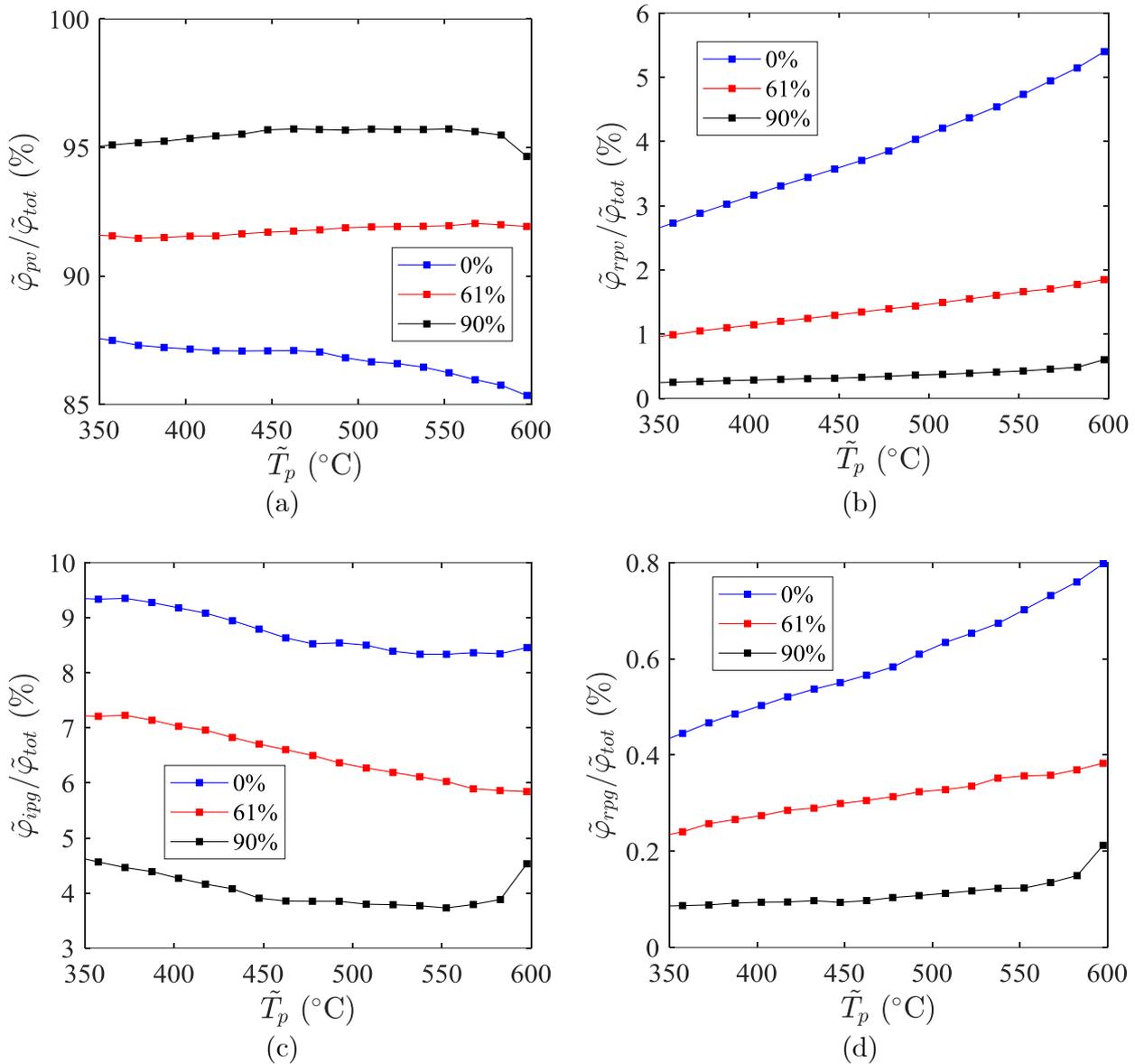


Figure 7.11. Contribution de chacun des mécanismes de transfert thermique lors du refroidissement pour les trois taux de bouchage analysés: (a) Convection forcée paroi/vapeur, (b) Rayonnement paroi/vapeur, (c) Impacts paroi/gouttes, (d) rayonnement paroi/gouttes.

7.3.1.2.2 Aspects dynamiques de chaque phase

La modélisation mécaniste permet également de prédire l'évolution de la dynamique de chaque phase dans la section d'essais lors du refroidissement. Afin de pouvoir comparer les résultats aux mesures expérimentales par PDA, les Figure 7.12 et Figure 7.13 présentent la

corrélation vitesse-taille en aval de la section d'essais lors du refroidissement en régime de Leidenfrost pour les trois taux de bouchage.

Il est possible de constater sur la Figure 7.12, que la dynamique des gouttes est globalement bien prédite en aval de la section d'essais pour chaque intervalle de temps analysé. Le caractère inertiel est bien reproduit avec le modèle : les petites gouttes ont des vitesses plus importantes puisqu'elles suivent plus facilement les lignes de courant de l'écoulement de vapeur. En regardant les résultats à 61% (Figure 7.12b), on peut également constater que la simulation prend bien en compte l'effet divergent à la sortie de la section d'essais : Les petites gouttes, qui suivent plus facilement l'écoulement de vapeur, ont des vitesses moins importantes puisque la vapeur décélère en raison du changement de section; on observe un pic aux alentours de 40 μm . Il est possible de constater que la prédiction de la dynamique des grosses gouttes est meilleure que celle des petites. L'erreur statistique de mesure expérimentale par PDA, qui est liée au nombre de gouttes acquises, peut devenir importante pour les classes de taille ayant un faible nombre de gouttes acquises (les barres d'erreur ne sont affichées que pour les premiers instants de temps pour ne pas surcharger les images).

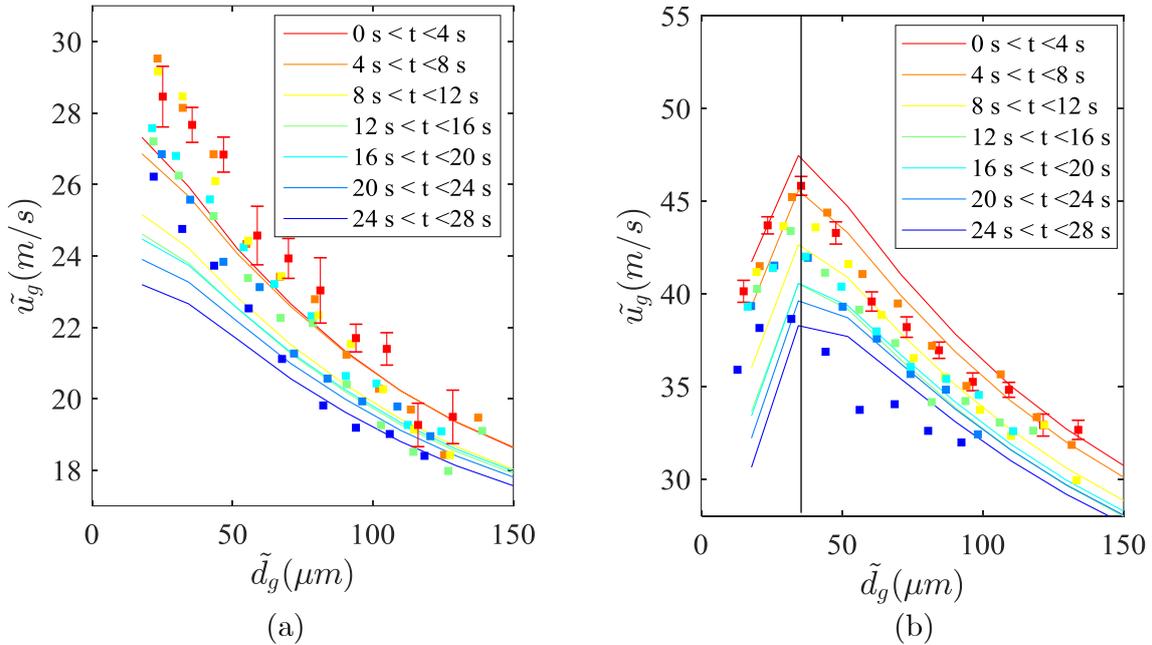


Figure 7.12. Corrélation taille/vitesse en aval de la section d'essais lors du refroidissement pour différents intervalles de temps (a) 0% de bouchage (b) 61% de bouchage. Carrés : expériences ; lignes : modélisation mécaniste.

La Figure 7.13 présente la corrélation taille-vitesse en aval de la section d'essais pour la configuration à 90%. Dans ce cas, on observe des différences plus importantes que celles à 0% et 61% de bouchage. En effet, dans cette configuration, les gouttes se fragmentent en raison des différences de vitesse vapeur/gouttes très élevées dans la partie bouchée. La fragmentation serait à l'origine des petites gouttes le long de la section d'essais et cela fait augmenter considérablement la surface d'échange des gouttes qui viendraient refroidir d'une façon plus efficace l'écoulement de vapeur ; de ce fait, il y aurait une diminution de la vitesse de la vapeur due aux propriétés thermo-dépendantes de celle-ci. La modélisation actuelle ne prend pas en compte ce phénomène de fragmentation et cela peut expliquer ces

différences. Bien que la fragmentation ne soit pas prise en compte, les résultats issus de simulation représentent plutôt bien les ordres de grandeur des vitesses de gouttes dans la section d'essais (aux alentours de 100 m/s).

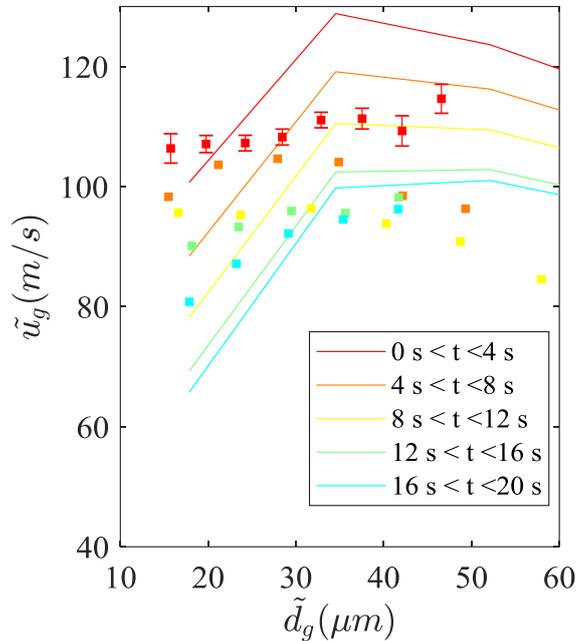


Figure 7.13. Corrélation taille/vitesse en aval de la section d'essais pour un tube à 90% de bouchage.

Enfin, afin d'illustrer la thermo dépendance de la vitesse de la vapeur dans la section d'essais, la Figure 7.14 présente le rapport entre la vitesse en aval et celle en amont ainsi que de la température de la vapeur en fonction de la température de paroi. Dans cette figure, la température de paroi est la moyenne axiale suivant la section chauffée.

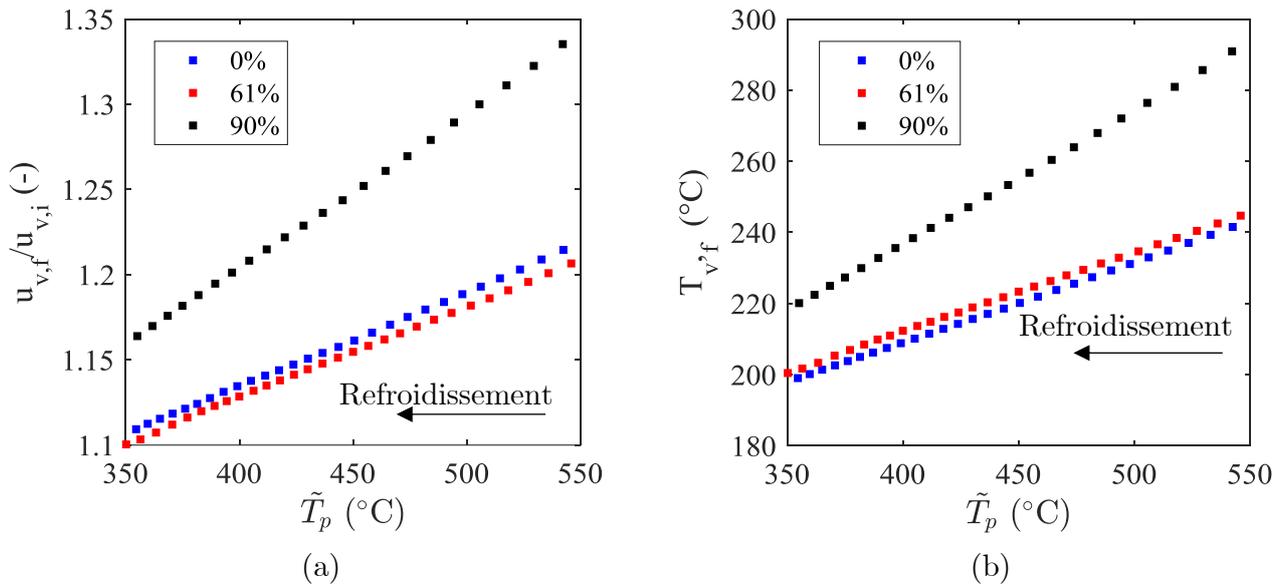


Figure 7.14. Propriétés de l'écoulement de vapeur en aval de la section d'essais en fonction de la température moyenne axiale entre brides (a) Vitesse normalisée par rapport à la vitesse en amont (b) Température.

On peut constater que la vitesse en aval de la section d'essais augmente avec la température de paroi. En effet, la masse volumique de la vapeur dépend fortement de la température du fluide (inversement proportionnelle à la température). La vapeur s'échauffant le long de la section d'essais, sa masse volumique sera plus petite et, en conséquence de la conservation du débit, les vitesses sont plus importantes en sortie du tube. Cela illustre bien la thermo dépendance de la vapeur dans la dynamique de l'écoulement lors du refroidissement. La vitesse est plus importante pour le cas à 90% de bouchage puisque les échanges thermiques paroi/vapeur sont plus importants dans la partie contractée et cela fait augmenter la température de vapeur et par conséquent la vitesse de l'écoulement. Il est possible également de constater qu'il n'y a pas de différences considérables entre les cas 0% et 61%.

7.3.1.2.3 Transferts entre les deux phases : évaporation des gouttes

Les transferts thermiques analysés précédemment concernent ceux extraits de la paroi par l'écoulement interne. La modélisation mécaniste permet également d'estimer les échanges interfaciaux vapeur/gouttes, à savoir convection forcée et rayonnement. Ces échanges ont une influence sur la thermique de chaque phase ; d'une part, ils sont responsables de l'évaporation des gouttes et d'autre part du refroidissement de la vapeur (phase continue). Afin d'analyser globalement l'impact des échanges vapeur/gouttes sur le refroidissement, l'évolution de la masse de liquide évaporée est illustrée sur la Figure 7.15 via le tracé de la variation en pourcentage de la masse des gouttes en aval sur celle en amont de la section d'essais en fonction de la température moyenne axiale.

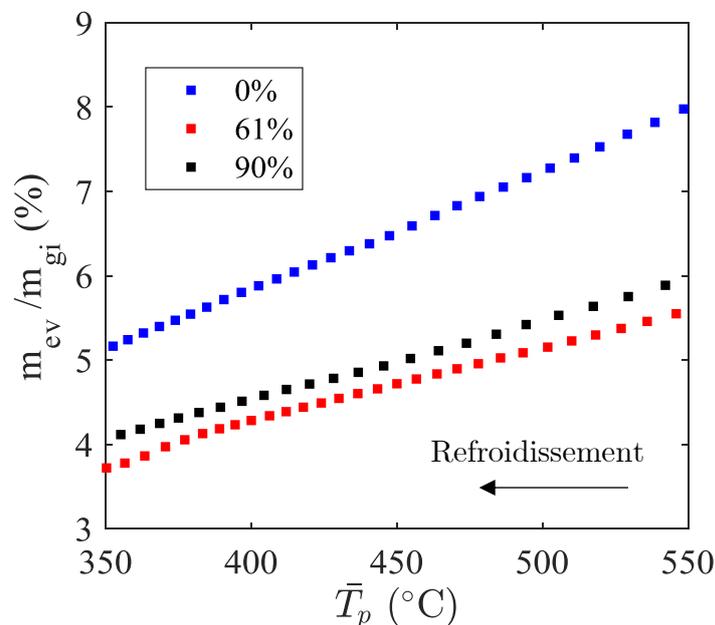


Figure 7.15. Débit massique de gouttes évaporée aval (Par rapport au débit massique de gouttes injectée en amont) en fonction de la température moyenne axiale entre brides pour les trois taux de bouchage analysés.

Il apparaît que la configuration à 0% présente l'évaporation la plus importante lors du refroidissement. En effet, l'évaporation est liée non seulement à l'intensité des échanges

thermiques mais aussi au temps de séjour des gouttes dans la section d'essais : les gouttes ont des vitesses d'autant plus importantes que le taux de bouchage est important comme on l'a vu précédemment. Ainsi, le temps de séjour diminue lorsque le taux de bouchage augmente. Cependant, en s'intéressant au cas à 61% et 90%, on peut constater que la masse évaporée est légèrement plus importante pour le cas de 90%, bien que le temps de séjour des gouttes dans cette configuration soit moins important que pour la configuration à 61%. Ceci peut s'expliquer par le fait que les échanges thermiques vapeur/gouttes sont amplifiés dans le cas du bouchage à 90% en raison des différences de vitesses entre les deux phases dans la section bouchée. Cela peut donc expliquer pourquoi la masse évaporée est plus importante à 90%. Pour toutes les configurations, on peut constater également que la masse évaporée diminue avec la température moyenne de paroi.

7.3.2 Influence du flux massique de vapeur

Conditions initiales de la simulation

La modélisation mécaniste permet de bien prédire les transferts thermiques paroi/fluide ainsi que les différents paramètres thermohydrauliques d'intérêt lors du refroidissement pour chacun des taux de bouchage analysés et une longueur de bouchage de 100 mm. Afin d'évaluer la capacité de prédiction du code dans d'autres conditions, les expériences faites en variant le flux massique de vapeur seront simulées en conservant la même géométrie (tube à 0% de taux de bouchage). Le Tableau 7.4 présente les conditions d'injection étudiées dans ce paragraphe, les valeurs de σ et de d_{oo} de la distribution polydisperse de gouttes de type log-normale sont obtenues par ajustement des points expérimentaux de PDA en amont de la section d'essais. Dans cette expérience, la valeur de débit massique d'injection de gouttes est constante et vaut 0.8 kg/h.

Expérience	\dot{m}_v (kg/h)	T_v (°C)	σ	d_{oo} (µm)	\overline{u}_g (m/s)
3.1	2.5	150	0.77	56	11
3.2	4	165	0.71	59	16
3.3	6	190	0.67	64	24
3.4	7.5	195	0.70	67	30

Tableau 7.4. Conditions d'injection de l'écoulement de vapeur et de gouttes pour chaque flux massique à analyser.

7.3.2.1 Écoulement monophasique

Tout d'abord, des expériences avec seulement un écoulement de vapeur sont représentées afin d'analyser la capacité de prédiction des corrélations thermiques en variant le flux massique d'injection de vapeur.

En regardant les résultats de la Figure 7.16a on observe que le flux thermique extrait pour chacun des flux massiques analysés sont en adéquation avec les résultats expérimentaux, la décroissance des transferts thermiques avec la température de paroi est bien prédite. Tous les points analysés sont prédits avec une incertitude de $\pm 20\%$ avec une valeur moyenne d'incertitude globale d'environ 6% (Figure 7.16b). Les valeurs RMS sont de 6%, 3%, 7% et 4% pour un débit massique de 2.5 kg/h, 4 kg/h, 6.5 kg/h et 7.5 kg/h respectivement.

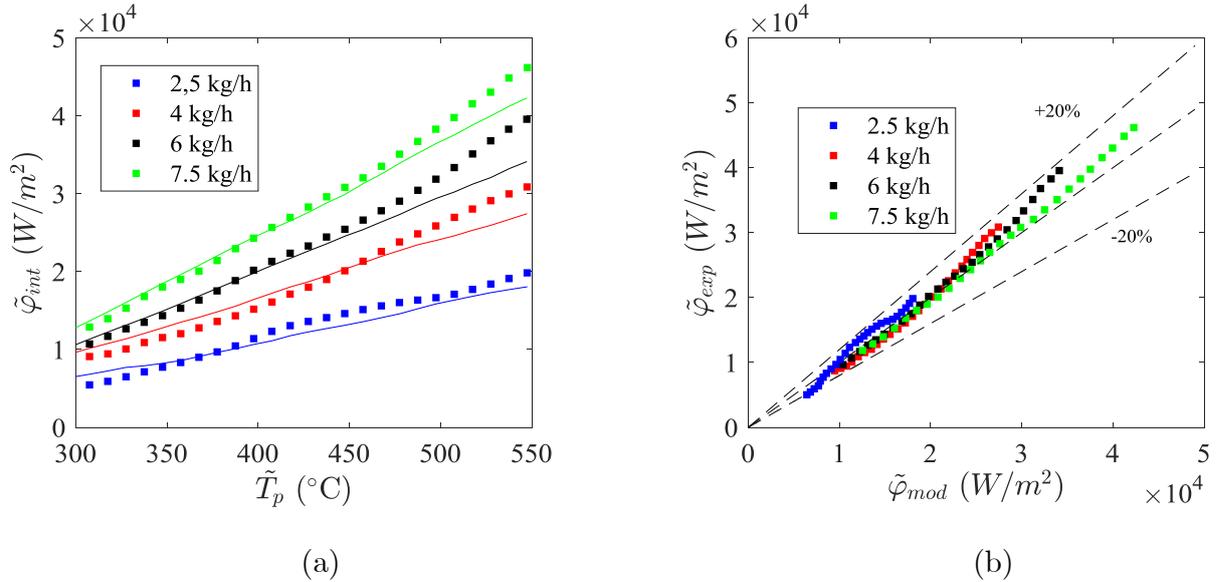


Figure 7.16. Comparaison expériences/calcul pour 5 expériences de refroidissement à différents flux massiques de vapeur sans gouttes (a) Courbe d'ébullition moyenne (Carrés : expériences, lignes : modélisation mécaniste) ; (b) flux expérimental en fonction du flux prédit.

7.3.2.2 Ecoulement vapeur/gouttes

7.3.2.2.1 Flux thermique extrait par l'écoulement interne

La Figure 7.17a présente la courbe d'ébullition pour chaque expérience et la Figure 7.17b présente le flux thermique expérimental en fonction du flux prédit par modélisation mécaniste. Une des premières remarques est que les tendances expérimentales sont bien reproduites. Plus la température de paroi est importante, plus le flux thermique extrait est important d'une part et plus le flux massique est élevé, plus le flux thermique est important, ce qui est normal étant donné la large contribution de l'échange par convection forcée dans l'échange total.

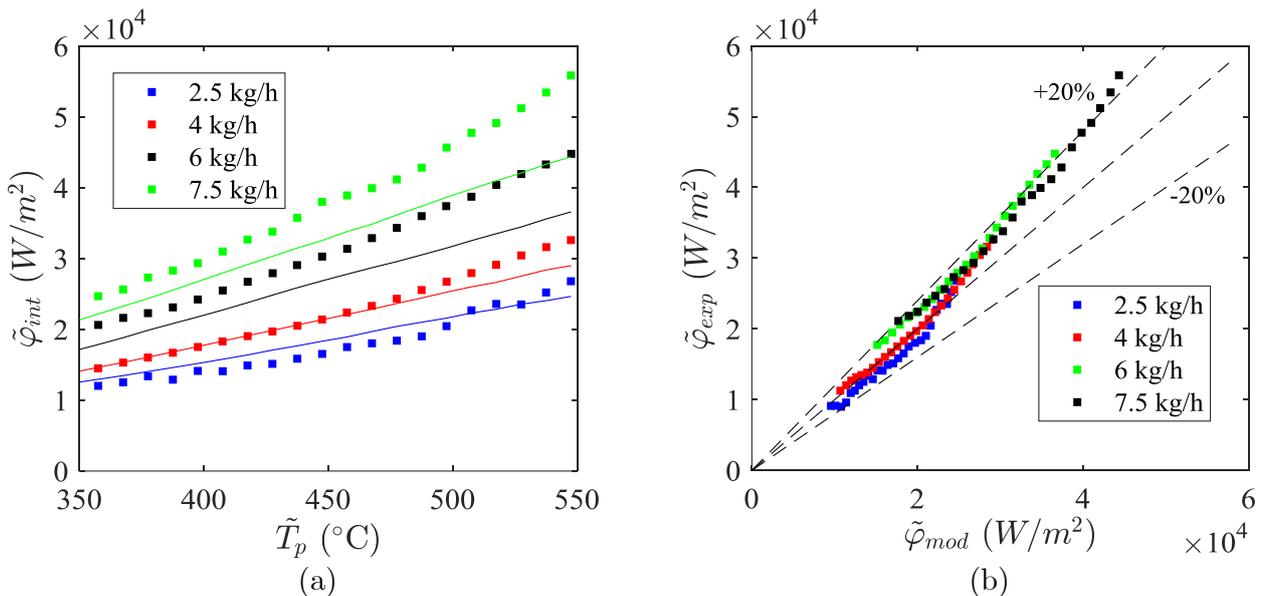


Figure 7.17. Comparaison expériences/calcul pour trois expériences de refroidissement à différents flux massiques de vapeur avec gouttes (a) Courbe d'ébullition moyenne (Carrés : expériences, lignes : modélisation mécaniste) ; (b) flux expérimental en fonction du flux prédit.

Ensuite, le modèle prédit relativement bien l'évolution des transferts thermiques. Cependant, il est à noter que la prédiction est plus précise pour les faibles flux massiques alors que le modèle sous-estime les transferts thermiques pour les plus forts flux massiques. Malgré cette différence, plus de 90% des points analysés peuvent être prédits en utilisant la modélisation avec une erreur de $\pm 20\%$. L'erreur relative maximale prédite a une valeur de 23% (point appartenant à l'expérience à 7.5 kg/h). Pour la plage de température de paroi analysée, les valeurs RMS sont 8%, 5%, 13% et 15% pour un flux massique de 2.5 kg/h, 4 kg/h, 6 kg/h et 7.5 kg/h respectivement.

La contribution de chacun des mécanismes de transferts thermique participant au refroidissement du tube est présentée dans le Tableau 7.5. Ces valeurs sont la moyenne dans la plage de température analysée (350°C-550°C). On observe que la contribution thermique la plus importante pour tous les cas est la convection forcée paroi/vapeur ; elle augmente avec le flux massique de vapeur, ce qui est évident puisqu'il y a une augmentation de la fraction massique de la vapeur et donc de la vitesse de la vapeur entraînant une amélioration des transferts thermiques paroi/vapeur. La deuxième contribution la plus importante est liée aux transferts thermiques par impacts paroi/gouttes ; on constate qu'à faible flux massique, cette contribution est plus importante puisque la fraction massique de gouttes est plus importante dans la section d'essais. La contribution par rayonnement thermique entre la paroi et la vapeur reste faible et diminue avec le flux massique de gouttes. Le rayonnement thermique entre la paroi et les gouttes est la contribution la moins significative pour la présente étude et représente moins de 1% pour toutes les expériences analysées.

\dot{m}_v (kg/h)	ϕ_{pv} / ϕ_t (%)	$\phi_{r,pv} / \phi_t$ (%)	ϕ_{ipg} / ϕ_t (%)	$\phi_{r,pg} / \phi_t$ (%)
2.5	83	5	11	1
4	88	3	8	1
6	92	3.5	4	0.5
7.5	95	2	2.5	0.5

Tableau 7.5. Contribution (en pourcentage) de chacun des mécanismes de transferts thermique participant au refroidissement du tube lors du refroidissement pour une plage de température de paroi entre 350°C et 550°C.

7.3.2.2.2 Aspects dynamiques de chaque phase

La corrélation taille/vitesse fonction de la taille des gouttes en sortie de section d'essais pour les expériences à un flux massique de vapeur de 2.5 kg/h et 7.5 kg/h est présentée sur la Figure 7.18 pour les premières 12 secondes de refroidissement et pour 4 intervalles de temps de 4s chacun. Les barres d'erreurs statistiques sont estimées en fonction du nombre de gouttes acquises dans chaque classe de taille.

Pour les deux cas analysés, on observe que, malgré la bonne prédiction qualitative du comportement inertiel, l'aspect dynamique des gouttes n'est pas correctement prédit d'un point de vue quantitative, cela peut expliquer en partie les différences dans l'estimation du flux thermique expérience-calcul observées dans la Figure 7.17. En effet, cela pourrait être dû au fait que l'on ne prend pas en compte la dépendance de la vitesse avec le diamètre à

l'entrée de la section d'essai et que l'on utilise une vitesse arithmétique constante pour toutes les classes de taille analysées. Pour chaque intervalle de temps analysé, les petites gouttes ont des vitesses plus élevées que les grosses gouttes du fait du caractère plus inertiel de celles-ci. Il est également constaté que les vitesses des gouttes en aval sont plus importantes pour des flux massiques importants, ce qui est logique puisque la vitesse moyenne de l'écoulement dépend de ce paramètre et la vitesse des gouttes est fortement influencée par la vitesse de l'écoulement de la phase continue. L'erreur relative statistique des mesures par PDA, qui dépend du nombre de gouttes acquises pour chaque classe de taille à chaque intervalle de temps analysé, peut atteindre 10% dans le pire des cas pour cette expérience, ajoutant une incertitude aux valeurs de vitesse obtenues par PDA.

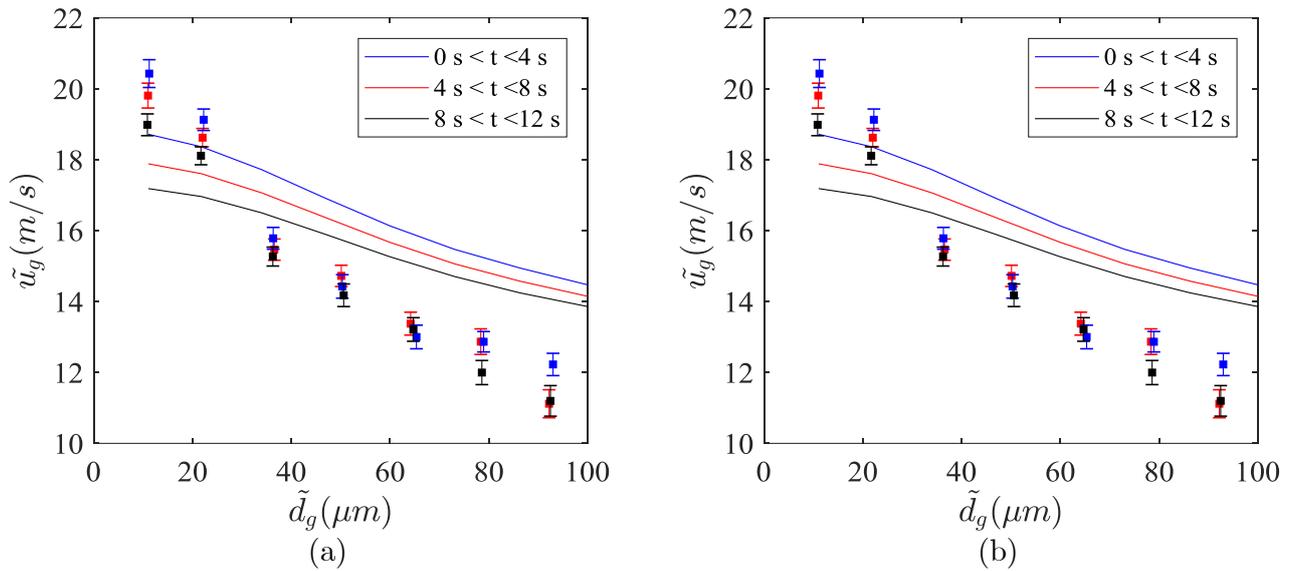


Figure 7.18. Corrélation taille/vitesse en aval de la section d'essais lors du refroidissement pour différents intervalles de temps (a) 2.5 kg/h (b) 7.5 kg/h. Carrés : expériences ; lignes continues : modélisation mécaniste.

Afin d'analyser l'évolution de la vitesse de la vapeur dans la section d'essais, la Figure 7.19a présente la variation en pourcentage de la vitesse en aval par rapport à celle en amont ainsi que de la variation de la température de la vapeur en fonction de la température moyenne axiale de paroi. On peut constater que la vitesse en aval de la section d'essais est plus importante avec la température de paroi. Lors du refroidissement, la vitesse de la vapeur diminuera progressivement en aval de la section d'essais quel que soit le cas analysé. La variation de température de vapeur dans la section d'essais (Figure 7.19b) est plus importante pour le cas de 2.5 kg/h et diminue avec le flux massique de vapeur injecté. La variation de température de la vapeur en aval, proportionnelle à la température de paroi, diminue pendant le refroidissement pour tous les cas analysés.

7.3.2.2.3 Transferts entre les deux phases : évaporation des gouttes

L'une des hypothèses de la modélisation mécaniste actuelle est que les gouttes à l'entrée de la section d'essais sont à la température de saturation. Ainsi, les transferts thermiques entre les gouttes et la vapeur ainsi qu'avec la paroi servent à évaporer l'écoulement dispersé

(chaleur latente de vaporisation). La Figure 7.20 présente la masse de gouttes évaporée dans la section d'essais (en pourcentage) en fonction de la température moyenne axiale de paroi pour les quatre flux massiques étudiés. On peut observer que l'évaporation de gouttes diminue lors du refroidissement du tube et que l'évaporation diminue avec le flux massique de vapeur. En effet, la vitesse des gouttes dans la conduite augmente avec le flux massique et cela se traduit par une diminution du temps de séjour des gouttes dans la section d'essais avec le flux massique de vapeur. Le temps de séjour est ainsi plus important pour la configuration à 2.5 kg/h, raison pour laquelle il y a plus d'échanges avec les gouttes et de ce fait une évaporation plus importante. Dans tous les cas, l'évaporation des gouttes reste inférieure à 10% pour la plage de températures analysée.

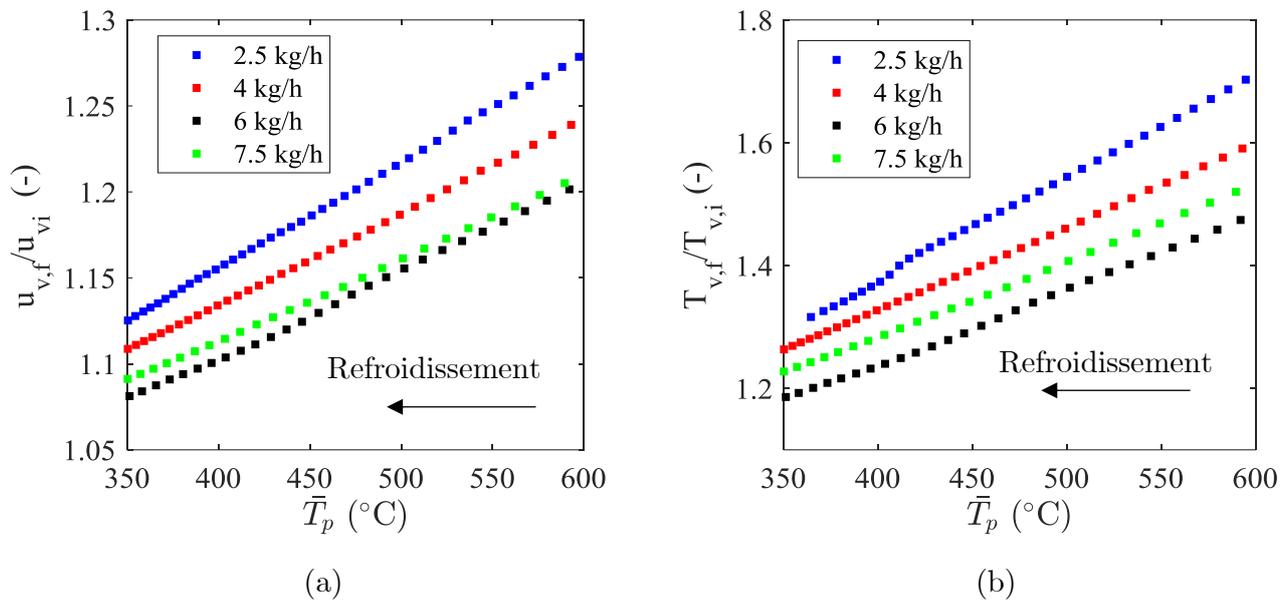


Figure 7.19. Propriétés de l'écoulement de vapeur en aval de la section d'essais en fonction de la température moyenne axiale entre brides (a) Vitesse normalisée par rapport à la vitesse en amont (b) Température.

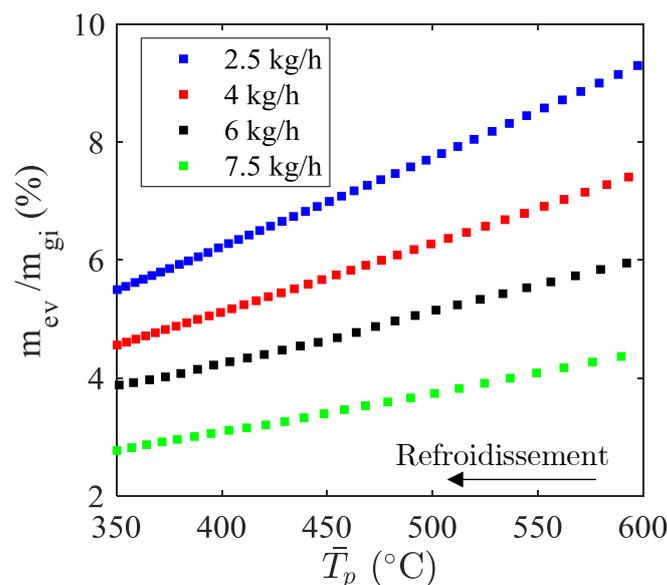


Figure 7.20. Masse évaporée de gouttes en aval (Par rapport à la masse de gouttes injectée en amont) en fonction de la température moyenne axiale entre brides pour les trois taux de bouchage analysés.

7.4 Conclusions

La modélisation mécaniste 1D, intégrée dans le code NECTAR, a pour but de simuler l'expérience de refroidissement en fonction de conditions d'entrée de chaque phase (flux massique, température) ainsi que des conditions limites (température de paroi) en régime de Leidenfrost en considérant 6 mécanismes de transfert thermique. Les résultats permettent d'estimer le flux total extrait à la paroi du tube par l'écoulement interne ainsi que la contribution de chacun des mécanismes de transferts thermique qui interviennent dans le refroidissement :

- Convection forcée paroi/vapeur.
- Impacts paroi/gouttes.
- Rayonnement paroi/vapeur.
- Rayonnement paroi/gouttes.

De même, la modélisation actuelle permet de prédire la thermohydraulique de chaque phase (température et vitesse de chaque phase), ainsi que d'évaluer la masse évaporée des gouttes dans la section d'essais due à la contribution des transferts thermiques interfaciaux convectifs. La modélisation actuelle prend en compte le caractère polydisperse des gouttes, ce qui permet d'analyser l'écoulement de gouttes par classe de taille.

Dans un premier temps, des expériences avec de la vapeur seule (pas de gouttes) ont été faites afin de vérifier les corrélations utilisées pour prédire les transferts paroi/vapeur : la corrélation de Gnielinski, couplée à un modèle simplifié de transfert radiatif paroi/vapeur, permet de prédire correctement le flux thermique extrait à la paroi par la vapeur surchauffée avec des valeurs de moyennes quadratiques inférieures à 10% dans le pire des cas (Figure 7.7, Figure 7.16). Dans un deuxième temps, une simulation avec un écoulement de vapeur et de gouttes est faite afin d'étudier les deux corrélations mécanistes retrouvées dans la littérature et présentées au chapitre 2 afin d'estimer le transfert thermique dû aux impacts paroi/gouttes. Comme il a été constaté dans la littérature [3][54][26], le modèle mécaniste de Guo et al. [21] sous-estimerait la contribution de transfert thermiques par impact ; le flux thermique total prédit par la modélisation mécaniste en utilisant cette corrélation et celle de Gradeck et al. [56] est présentée à la Figure 7.21 ; on observe bien que le modèle de Gradeck améliore la prédiction du flux extrait total obtenue expérimentalement pour les conditions de la présente étude, la corrélation de Guo et al. [21] sous-estime les transferts thermiques. Ainsi, la corrélation de Gradeck et al. [56] est utilisée dans l'estimation de ce transfert thermique dans NECTAR.

Une fois l'analyse des corrélations thermiques faite, permettant ainsi le choix de corrélations à utiliser, des expériences ont été simulées à l'aide du code NECTAR. Les résultats des simulations ont été comparés à ceux obtenus expérimentalement en analysant deux aspects : le taux de bouchage, qui prend en compte l'influence de la géométrie de la section d'essais, et le flux massique, qui prend en compte l'influence des conditions d'injection.

D'après les résultats, il est possible de constater que la plupart des flux thermiques totaux extraits par l'écoulement interne peuvent être prédits avec une incertitude de $\pm 20\%$ en utilisant le code NECTAR. Pour tous les cas analysés on a pu constater que le transfert thermique prédominant en régime de Leidenfrost est la convection forcée paroi/vapeur avec une contribution supérieure ou égale à 80% du flux total extrait. D'après les résultats, le transfert thermique par impact paroi/gouttes est le deuxième mécanisme le plus important, avec une contribution qui peut atteindre les 10-15% dans certains cas. Bien que cette contribution soit souvent négligée dans les simulations en écoulements dispersés, sa contribution est bien significative et joue un rôle important dans le refroidissement de la paroi et donc dans le flux total extrait à la paroi par l'écoulement de vapeur et de gouttes.

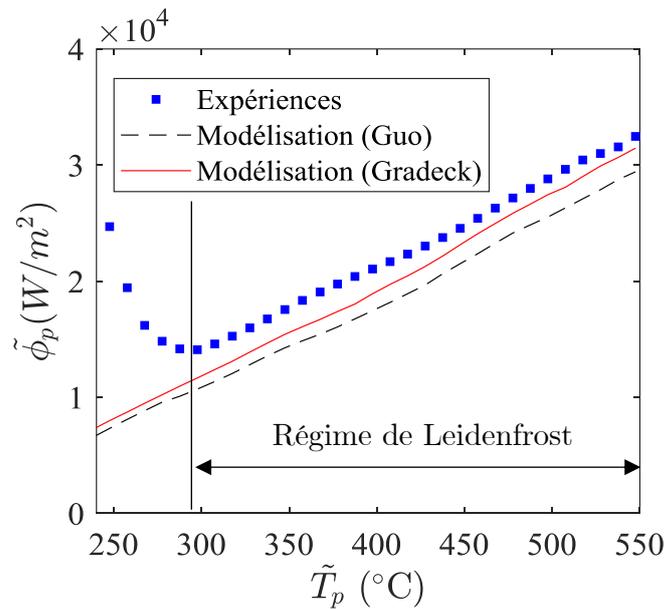


Figure 7.21. Flux thermique total prédit par la modélisation mécaniste en utilisant deux corrélations (Guo et Gradeck). : tube à 0% de bouchage, $L=180$ mm, $\dot{m}_v = 4.2$ kg/h, $\dot{m}_g = 0.8$ kg/h, $T_v = 165^\circ\text{C}$, $T_g = 70^\circ\text{C}$.

Les résultats concernant la dynamique des gouttes en aval de la section d'essais lors du refroidissement ont été comparés aux corrélations taille/vitesse en aval de la section d'essais obtenues par les mesures de PDA. Bien qu'il s'agisse d'un modèle 1D simplifié ne prenant pas en compte la fragmentation et la coalescence, il est possible de prédire l'allure de la dynamique des gouttes avec la modélisation actuelle. Pour les configurations à 0% de taux de bouchage on observe que la vitesse des gouttes diminue avec la taille des gouttes ; pour les configurations à 61% la partie divergente du venturi vient influencer la dynamique des gouttes à la sortie, caractérisée par une augmentation de la vitesse des petites gouttes. Ces dernières caractéristiques dynamiques observées dans les expériences sont reproduites en assez bon accord d'un point de vue qualitatif. La prédiction de la dynamique pourrait être améliorée en utilisant une corrélation de la vitesse en fonction de la taille des gouttes à l'entrée de la simulation et non une vitesse constante et égale pour toutes les classes de tailles.

Une grande partie du flux thermique de la paroi est extrait par l'écoulement de vapeur surchauffée. De ce fait, la vapeur augmente sa température en traversant la section d'essais et par conséquent des températures de vapeur plus importantes en aval de la section d'essais sont obtenues. La vapeur d'eau est un fluide dont les propriétés dépendent fortement de la température, en particulier sa masse volumique qui diminue avec la température ; c'est pour cela que la vitesse en aval augmente afin de garantir la conservation du débit massique de vapeur.

Enfin, les résultats de simulation permettent également d'obtenir la masse de gouttes évaporée dans la section d'essais lors du refroidissement. L'évaporation des gouttes reste faible et peut atteindre des valeurs maximales de l'ordre de 10% de la valeur du débit des gouttes injectées. Cependant, dans les cas d'une plus grande longueur axiale chauffée ou de débit de gouttes d'injection plus important, l'évaporation peut éventuellement devenir plus importante.

Conclusions et perspectives

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet ANR PERFROI (PERte de reFROIDissement), piloté par l'IRSN, qui vise à compléter les connaissances sur les aspects thermohydrauliques et thermomécaniques du refroidissement du cœur d'un réacteur nucléaire dans le cas d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP) et en particulier à analyser la capacité de refroidissement d'un sous-canal (Volume fluide comprise entre 4 crayons de combustible adjacents) d'un assemblage de combustible partiellement déformé par l'effet d'un écoulement de vapeur et de gouttes.

Pour apporter des connaissances en ce qui concerne la thermohydraulique de PERFROI, cette étude s'articule autour de deux axes: un premier axe expérimental permettant d'évaluer les transferts de chaleur et de masse pour un écoulement vapeur/gouttes et un deuxième axe de modélisation mécaniste de la phénoménologie permettant, d'une part, l'acquisition de connaissance concernant le refroidissement de crayons de combustible partiellement déformés et d'autre part, de valider et d'affiner les mécanismes de transfert thermique participant à l'extraction de transferts thermiques de la paroi des crayons de combustible.

Concernant le premier axe, le développement d'une installation expérimentale permettant la caractérisation du refroidissement a été réalisé. L'installation expérimentale COLIBRI a été conçue en respectant le cahier des charges imposé par l'IRSN. Ce banc expérimental comporte 3 aspects clés en termes de dimensionnement :

- Aspect géométrique : une géométrie tubulaire de type venturi vertical est considérée comportant trois tronçons. Le tronçon intermédiaire (région d'analyse) ayant une longueur et un diamètre représentatifs d'un sous-canal bouché ; les autres tronçons ayant un diamètre représentatif d'un sous-canal non bouché. Les deux aspects géométriques à étudier sont la longueur axiale et le taux de bouchage. Trois valeurs de taux de bouchage (0%, 61% et 90%) ainsi que deux valeurs de longueur axiale de bouchage (100 mm et 300 mm) ont été imposées par l'IRSN.
- Aspect fluide : Un écoulement de vapeur et de gouttes représentatif d'un APRP doit être créé, pour cela un système d'injection diphasique de vapeur surchauffée et de gouttes est mis en place permettant l'injection contrôlée en débit massique et en température de chaque phase tout en assurant un bon mélange.
- Aspect thermique : Un système de chauffage électrique par effet joule permettant d'obtenir des températures de paroi le long de la région d'analyse allant jusqu'à 800°C, valeur représentative d'un APRP

L'instrumentation du banc expérimental, partie indispensable pour le suivi des expériences, a été conçue afin de pouvoir mesurer la température de paroi du venturi ainsi que les

caractéristiques dynamiques de l'écoulement de gouttes lors du refroidissement. Ainsi, trois techniques originales de mesure non intrusives ont été mises en œuvre :

- Thermographie infrarouge : Cette technique permet d'avoir un suivi spatio-temporelle de la température du tube lors du refroidissement. Cette information, couplée à un modèle thermique en prenant en compte les pertes thermiques avec l'environnement, permet d'accéder au flux thermique interne prélevé à la paroi par l'écoulement de vapeur et de gouttes
- L'Anémométrie à Phase Doppler (PDA) : cette technique permet de mesurer la vitesse et diamètre des gouttes en amont de la région d'analyse. Il est également possible de faire un suivi temporel des propriétés des gouttes en aval de la section d'analyse lors du refroidissement ; l'acquisition par PDA étant synchronisée à la caméra IR permet de coupler les aspects dynamiques de la phase dispersée aux aspects thermiques du tube.
- Fluorescence Induite par Laser (LIF) : cette technique est appliquée à la mesure de la température moyenne des gouttes en amont et en aval de la région d'analyse.

Les expériences faites pendant la présente thèse ont eu pour but d'analyser en particulier l'influence de trois aspects : l'influence de la géométrie, l'influence des conditions d'injection et l'influence de la puissance thermique dissipée par effet Joule lors du refroidissement.

Les mesures par thermographie infrarouge permettent d'observer différents mécanismes de transfert thermique le long du tube, conditionnées par l'apparition d'un front de remouillage qui avance du bas vers le haut de la géométrie tubulaire. Ces mécanismes peuvent être classifiés en trois grands groupes : régime de Leidenfrost, correspondants aux endroits du tube qui sont refroidis avant le point de remouillage ; régime de transition, caractérisé par l'augmentation considérable des transferts thermiques en raison du phénomène de remouillage, et régime de convection-nucléée caractérisé par une diminution du flux extrait de la paroi une fois les flux maximaux (CHF) atteints et jusqu'à la fin du refroidissement.

En regardant les mesures dynamiques concernant les gouttes, mesures issues de la PDA, on a observé que l'écoulement de gouttes est polydisperse ; cette polydispersion peut être décrite en utilisant une loi de distribution de type log-normale. En regardant les mesures de gouttes en aval de la section d'essais, on constate également que les gouttes présentent un comportement inertiel lié au temps de relaxation : les plus petites gouttes ont des vitesses plus importantes que les grosses gouttes. De plus, d'après les mesures transitoires en aval de la section d'essais, on peut observer que la vitesse moyenne des gouttes diminue lors du refroidissement du tube, ce qui peut s'expliquer du fait que la vitesse de vapeur, paramètre influençant les vitesses des gouttes, diminue lors du refroidissement parce que sa masse volumique augmente.

Les mesures de LIF ont montré que la température moyenne des gouttes se situe aux alentours de 80°C - 90°C en amont de la section d'essais, valeur proche de la saturation.

Pour toutes les expériences analysées, la température moyenne en aval présente le même ordre de grandeur, cela nous a permis de conclure que l'échauffement des gouttes en traversant le tube est minime voir négligeable.

Concernant le deuxième axe, le code de calcul thermohydraulique NECTAR a été développé en ayant pour but de simuler les expériences réalisées pendant l'exploitation du banc COLIBRI en particulier le comportement thermohydraulique de chacune des phases ainsi que le flux total extrait à la paroi par l'écoulement interne lors du refroidissement. Il s'agit d'un code intégrant un modèle mécaniste 1D axial qui considère un écoulement diphasique de vapeur surchauffée et des gouttes hors équilibres dynamique et thermique dans une géométrie tubulaire ; il prend en compte une série de mécanismes de transferts thermiques entre chacune des phases (Convection, rayonnement et impacts de gouttes) en régime de Leidenfrost. Le modèle s'appuie sur la résolution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour chacune des phases, ainsi que sur la résolution des équations de moments afin d'établir l'évolution des propriétés volumiques de la phase dispersée. Le caractère polydisperse de l'écoulement de goutte est pris en compte par une loi de type log-normale.

Les résultats des simulations ont été comparés à ceux obtenus expérimentalement en analysant deux aspects : le taux de bouchage, qui prend en compte l'influence de la géométrie de la section d'essais, et le flux massique, qui prend en compte l'influence des conditions d'injection. Les résultats du code NECTAR sont en adéquation avec les résultats expérimentaux. Le code permet donc de prédire avec bonne confiance les flux thermiques extraits à la paroi (incertitude de $\pm 20\%$ par rapport aux expériences). Le transfert thermique prédominant en régime de Leidenfrost est la convection forcée paroi/vapeur avec une contribution supérieure ou égale à 80% du flux total extrait. Le transfert thermique par impact paroi/gouttes est le deuxième mécanisme le plus important (En utilisant la corrélation de Gradeck et al. [56]), avec une contribution qui peut atteindre les 15% dans certains cas, ce qui n'est pas négligeable. La corrélation de Guo et al. [21] sous-estime les transferts thermiques par impact des gouttes et ainsi une mauvaise prédiction du flux total extrait à la paroi pourrait avoir lieu. Concernant la dynamique de la phase dispersée, les résultats du code permettent de reproduire qualitativement le comportement inertiel des gouttes (les petites gouttes ayant des vitesses plus importantes que les grosses gouttes).

Les résultats de simulation ont permis également d'obtenir la masse de gouttes évaporée dans la section d'essais lors du refroidissement. L'évaporation des gouttes reste faible et peut atteindre des valeurs maximales de l'ordre de 10% de la valeur du débit des gouttes injectées. Cependant, dans les cas d'une plus grande longueur axiale chauffée ou de débit de gouttes d'injection plus important, l'évaporation peut éventuellement devenir plus importante.

Ce travail de thèse a permis d'apporter une meilleure compréhension du refroidissement d'une géométrie tubulaire par un écoulement de vapeur et de gouttes dans des conditions proches d'un APRP.

Les perspectives qui font suite à ce travail sont :

- Simulation des expériences de refroidissement de COLIBRI en utilisant le code de thermohydraulique DRACCAR développé par l'IRSN afin de pouvoir analyser la capacité de prédiction du code et ainsi de proposer des améliorations en tenant compte des mécanismes de transfert thermique implémentés et validés dans le code NECTAR

- Amélioration du banc expérimental COLIBRI :
 - ✓ Afin de prendre en compte l'effet by-pass, caractérisé par la déviation de l'écoulement de vapeur réel vers les régions non bouchées lors d'un APRP. En effet, les pertes de charge sont plus faibles dans ces parties que dans les parties déformées et l'installation d'une ligne de dérivation avant l'entrée de la partie contractée de la section d'essais permettrait de se rapprocher plus des conditions réelles.
 - ✓ La fréquence d'acquisition de la technique de la LIF ne permet pas d'acquérir le signal des gouttes à haute vitesse, comme il a été constaté lors des expériences. Afin de pouvoir acquérir plus de signal et de pouvoir effectuer des mesures de gouttes à hautes vitesses, un système de collection LIF à une fréquence plus importante devrait être installé (de l'ordre de 10^7 Hz).
 - ✓ Afin de se rapprocher plus des conditions d'un APRP, un système de chauffage de l'écoulement de vapeur avant l'injection dans la section d'essai est proposé. Ainsi, il serait possible d'augmenter la température de vapeur pour atteindre des valeurs de l'ordre de 400°C .
 - ✓ Afin de mieux comprendre les mécanismes de génération de gouttes au niveau du front de trempe, une expérience de chauffage d'une colonne d'eau liquide dans une géométrie tubulaire est proposée. De cette manière, il serait possible d'analyser la dynamique des gouttes se formant en aval du front de trempe et de faire des futures essais COLIBRI en prenant en compte les caractéristiques de ces gouttes et ainsi s'approcher plus des conditions réelles d'un APRP.

- Amélioration du code de calcul NECTAR:
 - ✓ L'hypothèse d'une vitesse de gouttes constante à l'entrée de la section d'essais pourrait conduire à des erreurs de prédiction de la dynamique de gouttes. Comme on l'a constaté lors des expériences, la vitesse des gouttes décroît avec leur taille. Ainsi, une amélioration du code serait d'utiliser une corrélation permettant de lier la vitesse au diamètre des gouttes.
 - ✓ La fragmentation des gouttes n'est pas prise en compte. Comme il a été constaté expérimentalement, la fragmentation peut avoir lieu par l'effet des instabilités hydrodynamiques quand la vitesse relative entre les phases devient importante. Les gouttes issues de ce processus peuvent avoir un rôle

important lors du refroidissement (Amélioration des transferts thermiques due à l'augmentation de l'aire interfaciale). C'est pour cela que ce phénomène devrait d'être intégré au code afin d'obtenir des résultats un peu moins biaisés.

- ✓ Il est proposé également d'intégrer une deuxième dimension au modèle (axiale et radiale), cela permettrait d'évaluer plus en profondeur la dynamique des gouttes ainsi que de mieux comprendre les mécanismes de migration des gouttes vers la paroi.
- ✓ Le couplage du module thermohydraulique à un modèle thermique de la paroi du tube permettrait d'estimer et prédire l'évolution de la température de la paroi du tube. Ce modèle, prenant en compte les pertes avec l'environnement. Il est en phase d'implémentation dans le code NECTAR

D'autres modification mineurs sont proposées, concernant le banc expérimental COLIBRI :

- ✓ Des expériences en remplaçant la vapeur surchauffée par un écoulement d'air permettrait de compléter les connaissances concernant la thermohydraulique et d'analyser l'impact du fluide de travail dans l'évaporation et dans la dynamique des gouttes. Ces expériences permettraient également de valider le degré de prédiction de la modélisation mécaniste en faisant varier le fluide de travail.
- ✓ Afin de réduire les pertes thermiques sur chaque système d'injection (Vapeur, gouttes) et pouvoir ainsi faire des expériences avec des températures d'injection plus importantes, une isolation thermique devrait être réalisée.
- ✓ L'accès optique en amont de la section d'essai est souvent « mouillé » et une couche de liquide peut éventuellement se déposer en ayant un impact sur les résultats des mesures par PDA et LIF. Afin de limiter ce phénomène, un système de chauffage quelques centimètres en-dessous de cette pièce pourrait réduire considérablement ce problème.

Bibliographie

- [1] IRSN, “Médiathèque. Le parc des réacteurs nucléaires français en exploitation.” [Online]. Available: <https://www.irsn.fr/FR/connaissances/Mediatheque>. [Accessed: 10-Oct-2018].
- [2] G. Repetto *et al.*, “The R&D PERFROI project on thermal mechanical and thermal hydraulics behaviors of a fuel rod assembly during a loss of coolant accident,” in *NURETH 2015*, 2015, vol. 1, pp. 1–14.
- [3] F. Lelong, “Expérimentation, modélisation et simulation de l’impact de gouttes d’eau sur le gainage gonflé des assemblages d’un cœur de REP en situation d’APRP,” Université de Lorraine, 2010.
- [4] R. Lee, J. N. Reyes, and K. Almenas, “Size and number density change of droplet populations above a quench front during reflood,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 27, no. 4, pp. 573–585, 1984.
- [5] K. Kim, B. Kim, Y. Youn, H. Choi, S. Moon, and C. Song, “Effect of Flow Blockage on the Coolability during Reflood in a 2 2 Rod Bundle,” *Sci. Technol. Nucl. Install.*, vol. 2014, 2014.
- [6] D. Campello, “Développement d’essais de ballonnement instrumentés pour la caractérisation et la simulation du fluage secondaire de gaines en Zr-4 dans des conditions thermomécaniques représentatives d’un APRP,” INSA Lyon, 2016.
- [7] G. Repetto, M. Ch, B. Bruyère, T. Glantz, and S. Paul, “Core Coolability in Loss of Coolant Accident: the Coal Experiments,” *WRFPM-TopFuel14, Sendai, Japan*, pp. 24–37, 2015.
- [8] N. Shiro, “The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 9, pp. 1419–1436, 1966.
- [9] N. Baudin, “Étude expérimentale et modélisation de l’ébullition transitoire,” Université de Toulouse, 2012.
- [10] F. Incropera, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer (4th edition)*. 2000.
- [11] C. Herer and D. Gallori, “Thermohydraulique des réacteurs à eau sous pression,” *Tech. l’Ingénieur*, p. BN3050, 2010.
- [12] M. Lallemand, “Transferts en changement de phase - Ébullition libre,” *Tech. l’Ingénieur*, vol. 33, no. 0, p. BE 8235-1-BE 8235-22, 2012.
- [13] W. Frost, G. S. Dzakowic, and A. S. of M. Engineers., *An extension of the method for predicting incipient boiling on commercially finished surfaces*. New York,

- N.Y.: ASME, 1967.
- [14] P. Saha and N. Zuber, “Point of net vapor generation and vapor void fraction in subcooled boiling.” 1974.
- [15] J. C. Chen, “Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow,” *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, vol. 5, no. 3, pp. 322–329, Jul. 1966.
- [16] H. K. Forster and N. Zuber, “Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer,” *AIChE J.*, vol. 1, no. 4, pp. 531–535, Dec. 1955.
- [17] J. C. Chen, “A short review of dispersed flow heat transfer in post-dryout boiling,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 95, no. C, pp. 375–383, 1986.
- [18] A. A. Bishop, R. O. Sandberg, L. S. Tong, and A. S. of M. Engineers., *Forced convection heat transfer at high pressure after the critical heat flux*. New York, N.Y.: ASME, 1965.
- [19] D. C. Groeneveld and J. C. Rousseau, “CHF and Post-CHF Heat Transfer: An Assessment of Prediction Methods and Recommendations for Reactor Safety Codes,” in *Advances in Two-Phase Flow and Heat Transfer: Fundamentals and Applications Volume 1*, S. Kakaç and M. Ishii, Eds. Dordrecht: Springer Netherlands, 1983, pp. 203–237.
- [20] S. Chen, Z. Hu, Y. Xiao, and H. Gu, “Experimental investigation of subcooled flow boiling heat transfer in helical coils,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 327, pp. 187–197, 2018.
- [21] Y. Guo and K. Mishima, “A non-equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 26, no. 6–7, pp. 861–869, 2002.
- [22] Y. J. Wang, C. Pan, and C. Energy, “Development of a post-dryout heat transfer model,” in *NURETH-16*, 2015, pp. 6890–6903.
- [23] M. J. Meholic, D. L. Aumiller, and F. B. Cheung, “A comprehensive, mechanistic heat transfer modeling package for dispersed flow film boiling - Part 2 - Implementation and assessment,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 291, pp. 302–311, 2015.
- [24] M. J. Meholic, D. L. Aumiller, and F. B. Cheung, “A comprehensive, mechanistic heat transfer modeling package for dispersed flow film boiling - Part 1 - Development,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 291, pp. 302–311, 2015.
- [25] Y. J. Wang and C. Pan, “A one-dimensional semi-empirical model considering transition boiling effect for dispersed flow film boiling,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 316, pp. 99–111, 2017.
- [26] H. Anglart, H. Li, and G. Niewinski, “Mechanistic modelling of dryout and post-dryout heat transfer,” *Energy*, vol. 161, pp. 352–360, 2018.

-
- [27] F. W. Dittus and L. M. K. Boelter, "Heat transfer in automobile radiators of the tubular type," *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 12, no. 1, pp. 3–22, Jan. 1985.
- [28] B. S. Petukhov, "Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties," *Adv. Heat Transf.*, vol. 6, pp. 503–564, 1970.
- [29] V. Gnielinski, "New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow," *Int. Chem. Eng.*, vol. 16, pp. 359–368, 1976.
- [30] W. M. Kays and M. E. Crawford, *Convective heat and mass transfer*. McGraw-Hill Ryerson, Limited, 1980.
- [31] K. Lee and D. J. Ryley, "The Evaporation of Water Droplets in Superheated Steam," *J. Heat Transfer*, vol. 90, no. 4, p. 445, Nov. 1968.
- [32] P. N. Rowe, K. T. Claxton, and J. B. Lewis, *Heat and Mass Transfer from a Single Sphere in an Extensive Flowing Fluid at Reynolds Numbers Less Than 2,000*. UK Atomic Energy Authority Research Group, 1964.
- [33] M. C. Yuen and L. W. Chen, "Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 21, no. 5, pp. 537–542, 1978.
- [34] J. Gerardin, P. Boulet, P. Ruyer, and N. Seiler, "Évaluation du transfert radiatif dans un cœur de Réacteur à Eau Pressurisée (REP) lors de la phase de renoyage d ' un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP)," in *SFT 2013*, 2013, no. January.
- [35] J. Gerardin, N. Seiler, P. Ruyer, and P. Boulet, "Radiative transfer during the reflooding step of a LOCA," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 128, pp. 43–51, 2013.
- [36] J. Gerardin, N. Seiler, P. Ruyer, L. Trovalet, and P. Boulet, "P1 approximation, MDA and IDA for the simulation of radiative transfer in a 3D geometry for an absorbing scattering medium," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, vol. 113, no. 2, pp. 140–149, 2012.
- [37] K. H. Sun, J. M. Gonzales-Santalo, and C. L. Tien, "Calculation of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions," *J. Heat Transfer*, vol. 98, no. 3, pp. 414–420, 1976.
- [38] M. F. Modest, *Radiative Heat Transfer*. Elsevier Science, 2013.
- [39] R. Siegel and J. R. Howell, *Thermal Radiation Heat Transfer, 3rd edition*. 1992.
- [40] Yunus Cengel and A. Ghajar, *Heat and Mass Transfer: Fundamentals and Applications*. McGraw-Hill Science, 2010.
- [41] M. Andreani and G. Yadigaroglu, "Difficulties in modeling dispersed-flow film boiling *," vol. 49, pp. 37–49, 1992.

- [42] V. E. Nakoryakov, S. Y. Misyura, and S. L. Elistratov, “The behavior of water droplets on the heated surface,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 55, no. 23–24, pp. 6609–6617, 2012.
- [43] N. Shiro, “The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 27, no. 7, pp. 959–970, Jul. 1984.
- [44] W. Chaze, “Transferts de chaleur et de masse lors de l ’impact d ’une goutte sur une paroi chaude en régime d ’ébullition en film - Application de diagnostics optiques et modélisation,” Université de Lorraine, 2017.
- [45] P. Dunand, “Etude de l ’impact de goutte sur une paroi chaude en régime de Leidenfrost.,” Université de Lorraine, 2012.
- [46] L. H. Wachters and N. A. J. Westerling, “The Heat Transfer from a Hot Wall to Impinging Water Drops in the Spherical State,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 21, pp. 1047–1056, 1966.
- [47] G. Castanet, T. Liénart, and F. Lemoine, “Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 3–4, pp. 670–679, 2009.
- [48] L. Rayleigh, “On the capillary phenomena of jets,” *Proc. R. Soc. London*, vol. 29, 1879.
- [49] A.-L. Biance, F. Chevy, C. Clanet, G. Lagubeau, and D. Quéré, “On the elasticity of an inertial liquid shock,” *J. Fluid Mech.*, vol. 554, no. 1, p. 47, 2006.
- [50] N. Hatta, H. Fujimoto, H. Takuda, K. Kinoshita, and O. Takahashi, “Collision Dynamics of a Water Droplet Impinging on a Rigid Surface above the Leidenfrost Temperature,” *ISIJ Int.*, vol. 35, no. 1, pp. 50–55, 1995.
- [51] P. Dunand, G. Castanet, M. Gradeck, F. Lemoine, and D. Maillet, “Energy balance of droplets impinging onto a wall heated above the Leidenfrost temperature,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 44, pp. 170–180, 2013.
- [52] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet, and F. Lemoine, “Spatially and temporally resolved measurements of the temperature inside droplets impinging on a hot solid surface,” *Exp. Fluids*, vol. 58, no. 8, p. 96, 2017.
- [53] J. Park and H. Kim, “An experimental investigation on dynamics and heat transfer associated with a single droplet impacting on a hot surface above the Leidenfrost point temperature,” *Kerntechnik*, vol. 81, no. 3, pp. 233–243, 2016.
- [54] J. Park and H. Kim, “An experimental investigation on dynamics and heat transfer associated with a single droplet impacting on a hot surface above the Leidenfrost point temperature,” *KERNTECHNIK*, vol. 81, pp. 233–243, 2016.
- [55] F. Lelong, M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer, G. Castanet, and P. Dunand,

- “Behaviour of liquid droplets bouncing onto a hot slab,” *ILASS - Eur. 2010, 23rd Annu. Conf. Liq. At. Spray Syst.*, no. September, pp. 1–11, 2010.
- [56] M. Gradeck, N. Seiler, P. Ruyer, and D. Maillet, “Heat transfer for Leidenfrost drops bouncing onto a hot surface,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 47, no. October 2016, pp. 14–25, 2013.
- [57] I. Paleev and B. S. Filippovich, “Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, 1966.
- [58] S. Sugawara, “Droplet deposition and entrainment modeling based on the three-fluid model,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 122, no. 1–3, pp. 67–84, 1990.
- [59] N. I. Kolev, *Multiphase Flow Dynamics 2*. 2005.
- [60] S. M. Corporation, “INCONEL alloy 625,” 2013. [Online]. Available: <http://www.specialmetals.com/assets/smc/documents/alloys/inconel/inconel-alloy-625.pdf>. [Accessed: 20-Sep-2018].
- [61] A. Bejan and D. Kraus, *Heat Transfer Handbook*. Wiley, 2003.
- [62] C. Baillard, “Simulation numérique du refroidissement par spray en régime de Leidenfrost,” Université de Lorraine, 2013.
- [63] A. Delconte, “Fluorescence induite par laser multibande appliquée à la mesure de température dans les milieux complexes,” Université de Lorraine, 2009.
- [64] P. Lavieille, F. Lemoine, G. Lavergne, and M. Lebouché, “Evaporating and combusting droplet temperature measurements using two-color laser-induced fluorescence,” *Exp. Fluids*, vol. 31, no. 1, pp. 45–55, 2001.
- [65] P. Lavieille, “Etude expérimentale du comportement aérothermique de gouttes en écoulement réactif ou non par utilisation de la fluorescence induite par laser à deux couleurs,” Université de Lorraine, 2001.
- [66] G. Castanet, P. Lavieille, M. Lebouché, and F. Lemoine, “Measurement of the temperature distribution within monodisperse combusting droplets in linear streams using two-color laser-induced fluorescence,” *Exp. Fluids*, vol. 35, no. 6, pp. 563–571, 2003.
- [67] L. Perrin, “Etude expérimentale de l ’ évaporation à haute température de gouttes de combustible en régime de fortes interactions à l ’ aide de méthodes optiques,” 2014.
- [68] A. Labergue, J.-D. Pena-Carillo, M. Gradeck, and F. Lemoine, “Combined three-color LIF-PDA measurements and infrared thermography applied to the study of the spray impingement on a heated surface above the Leidenfrost regime,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 104, 2017.
- [69] A. Labergue, A. Delconte, G. Castanet, and F. Lemoine, “Study of the droplet size effect coupled with the laser light scattering in sprays for two-color LIF

- thermometry measurements,” *Exp. Fluids*, vol. 52, pp. 1121–1132, 2012.
- [70] V. Deprédurand, P. Miron, A. Labergue, M. Wolff, G. Castanet, and F. Lemoine, “A temperature-sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating fuel droplets,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 10, 2008.
- [71] A. Labergue, A. Delconte, and F. Lemoine, “Study of the thermal mixing between two non-isothermal sprays using combined three-color LIF thermometry and phase Doppler analyzer,” *Exp. Fluids*, vol. 54, pp. 1–15, 2013.
- [72] A. Labergue, V. Deprédurand, A. Delconte, G. Castanet, and F. Lemoine, “New insight into two-color LIF thermometry applied to temperature measurements of droplets,” *Exp. Fluids*, vol. 49, pp. 547–556, 2010.
- [73] J.J Xu, “Flow boiling heat transfer in the quenching of a hot surface under reduced gravity conditions,” University of Toronto, 1998.
- [74] K. Hishida, T. Nagayasu, and M. Maeda, “Augmentation of convective heat transfer by an effective utilization of droplet inertia,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 38, no. 10, pp. 1773–1785, 1995.
- [75] N. H. Nguyen, S. H. Kim, J. R. Kim, and S. Moon, “Visualization and analysis of flow redistribution in a 5×5 rod bundle containing 3×3 partial blockage,” *Nuthos-11*, pp. 1–11, 2016.
- [76] A. L. N. Moreira, A. S. Moita, and M. R. Panão, “Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful?,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 36, no. 5, pp. 554–580, 2010.
- [77] H. Brauer, “Umströmung beschleunigter und verzögerter Partikeln,” *Wärme - und Stoffübertragung*, vol. 27, no. 5, pp. 321–329, 1992.
- [78] D. R. GuILDENBECHER, C. López-Rivera, and P. E. Sojka, “Secondary atomization,” *Exp. Fluids*, vol. 46, no. 3, pp. 371–402, 2009.
- [79] S. Castrillon-Escobar, “Instabilité et dispersion de jets de corium liquides: Analyse des processus physiques et modélisation dans le logiciel MC3D,” 2017.
- [80] L. H. J. Wachters and N. a. J. Westerling, “The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state,” *Chem. Eng. Sci.*, vol. 21, no. 11, pp. 1047–1056, 1966.
- [81] B. Oesterlé, *Écoulements multiphasiques: des fondements aux méthodes d’ingénierie*. Lavoisier, 2006.
- [82] P. Ruyer, “Modélisation de la polydispersion en taille: Méthode des moments appliquée aux écoulements adiabatiques à bulles,” *Note Tech. IRSN*, 2008.
- [83] C. Morel, *Mathematical Modeling of Disperse Two- Phase Flows*. 2015.

- [84] C. Morel, P. Ruyer, N. Seiler, and J. Laviéville, “Comparison of several models for multi-size bubbly flows on an adiabatic experiment,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 36, no. 1, pp. 25–39, 2010.
- [85] S. D. Włodzimierz Wróblewski, “Two- fluid model with droplet size distribution for condensing steam flows.,” *Energy*, vol. 106, pp. 112–120, 2016.
- [86] Y. Jin *et al.*, “Uncertainty analysis on droplet size measurement in dispersed flow film boiling regime during reflood using image processing technique,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 326, no. November 2017, pp. 202–219, 2018.
- [87] A. M. Kamp, A. K. Chesters, C. Colin, and J. Fabre, “Bubble coalescence in turbulent flows: A mechanistic model for turbulence-induced coalescence applied to microgravity bubbly pipe flow,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 27, no. 8, pp. 1363–1396, 2001.
- [88] G. F. Hewitt and A. H. Govan, “Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 33, no. 2, pp. 229–242, Feb. 1990.

A. Annexes

I.	Photographies de l'installation expérimentale.....	181
II.	Plans de l'installation expérimentale.....	185
III.	Résultats du code NECTAR : Comparaison aux expériences COLIBRI..	190
	III.A Influence de la longueur de bouchage	190
	III.B Influence du maintien de la puissance de chauffage lors du refroidissement	195

I. Photographies de l'installation expérimentale

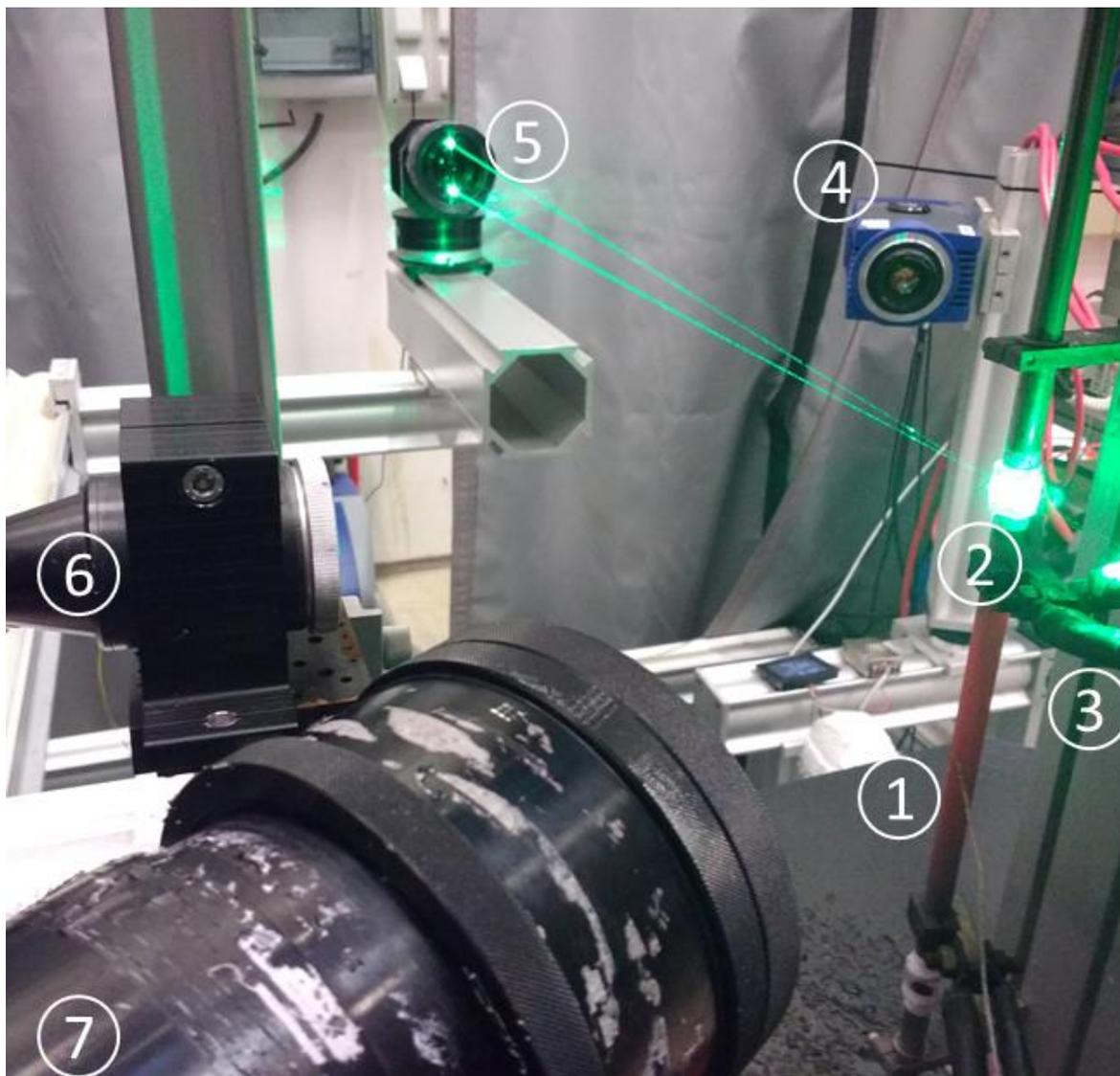


Figure A.1. Photographie de l'installation expérimentale : (1) section d'essais, (2) accès optiques en aval, (3) alimentation électrique, (4) Caméra IR, (5) sonde d'émission laser, (6) sonde de collection LIF, (7) sonde de collection PDA

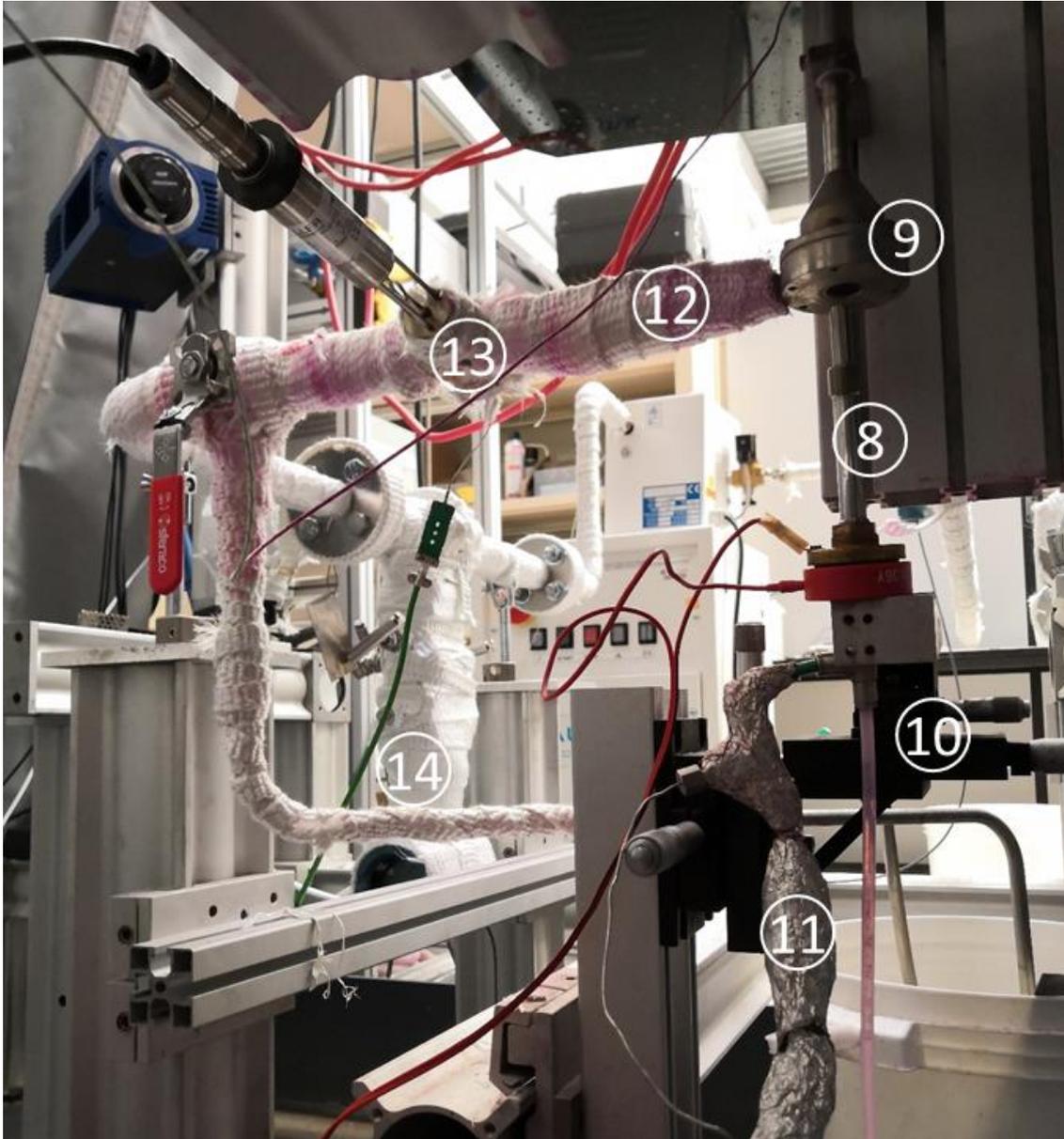


Figure A.2. Photographie de l'installation expérimentale : (8) Injecteur de gouttes, (9) zone de mélange vapeur/gouttes, (10) système de déplacement micrométrique, (11) réseau d'eau d'injection, (12) réseau d'injection de vapeur, (13) capteur de pression et de température



Figure A.3. Photographie de l'installation expérimentale : (15) générateur de vapeur, (16) surchauffeur de vapeur, (17) générateur électrique, (18) générateur de fréquences d'injecteur de gouttes, (19) laser.

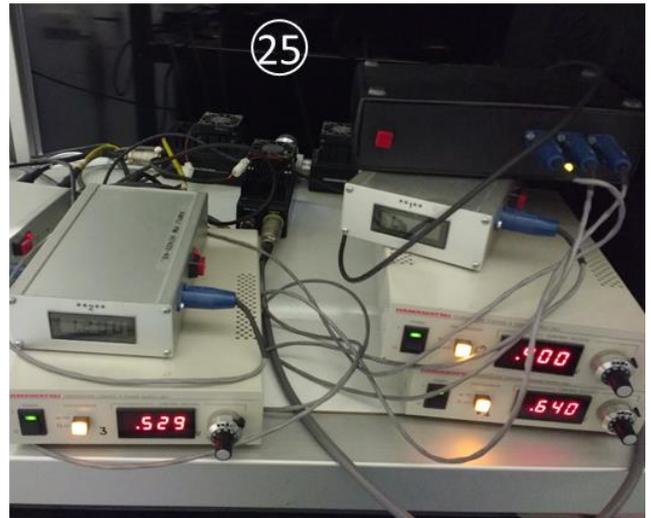
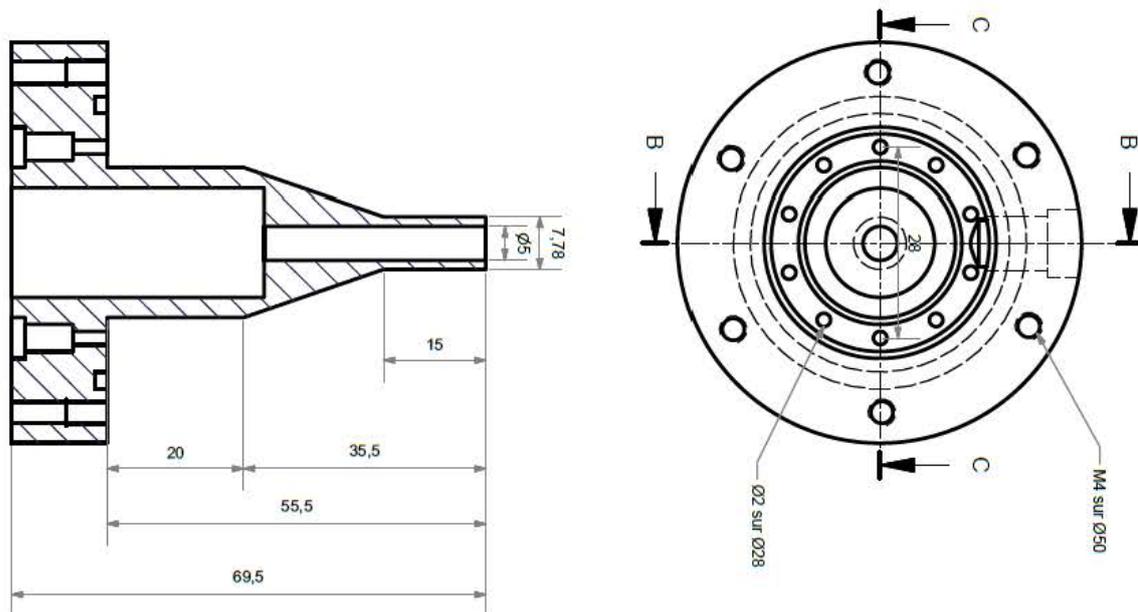
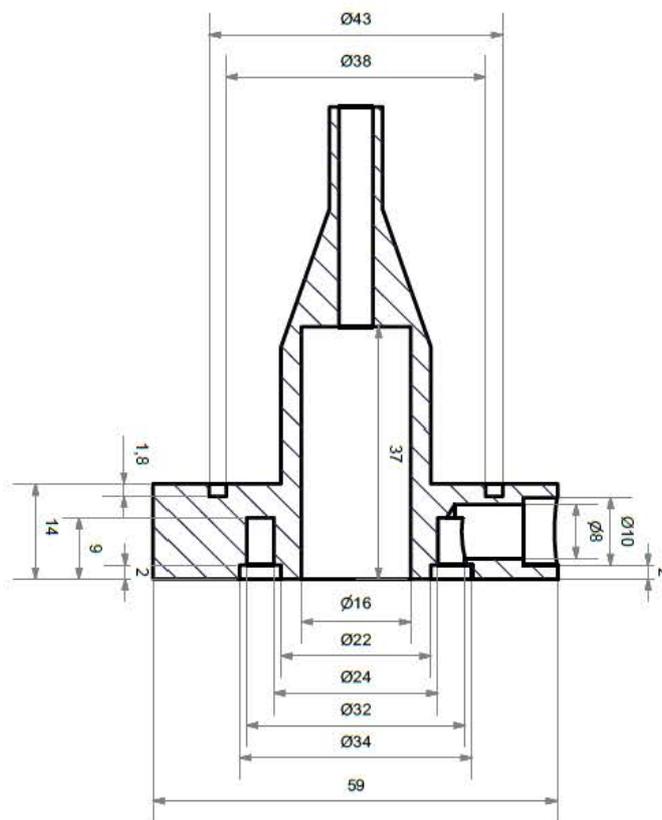
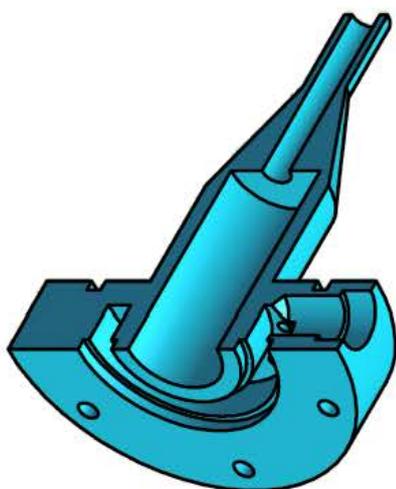


Figure A.4. Photographie de l'installation expérimentale : (20) système de déplacement 3D, (21) processeur P80 (PDA), (22) CPU de pilotage de caméra infrarouge, (23) CPU de pilotage de PDA (24) CPU de pilotage de LIF, (25) Chaîne d'acquisition de signal LIF

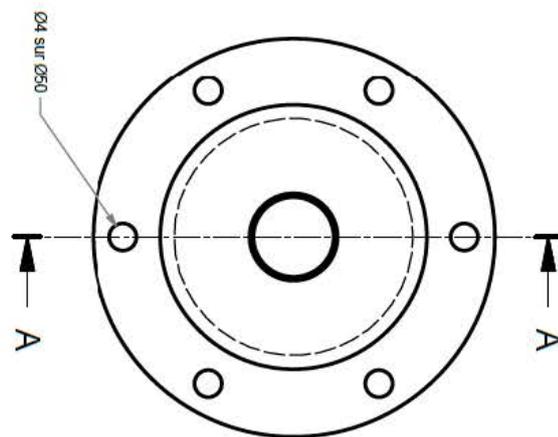
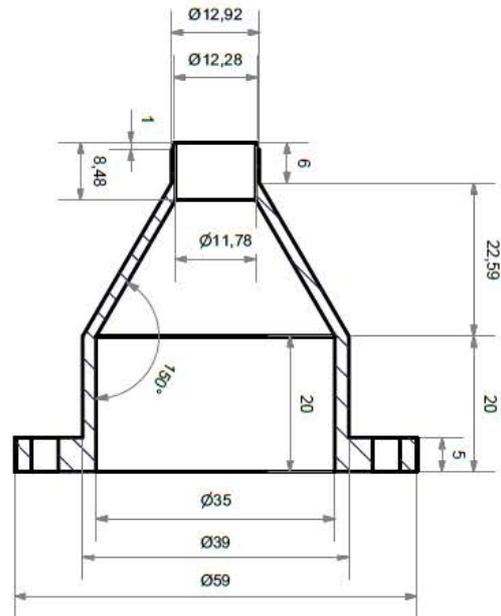
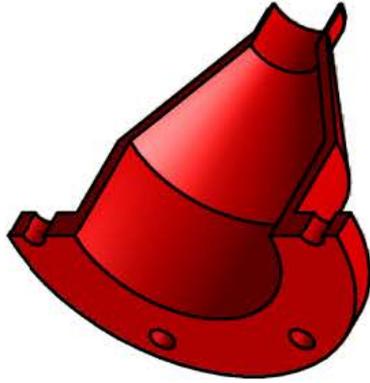
II. Plans de l'installation expérimentale



Tolérances générales : +/- 0.1

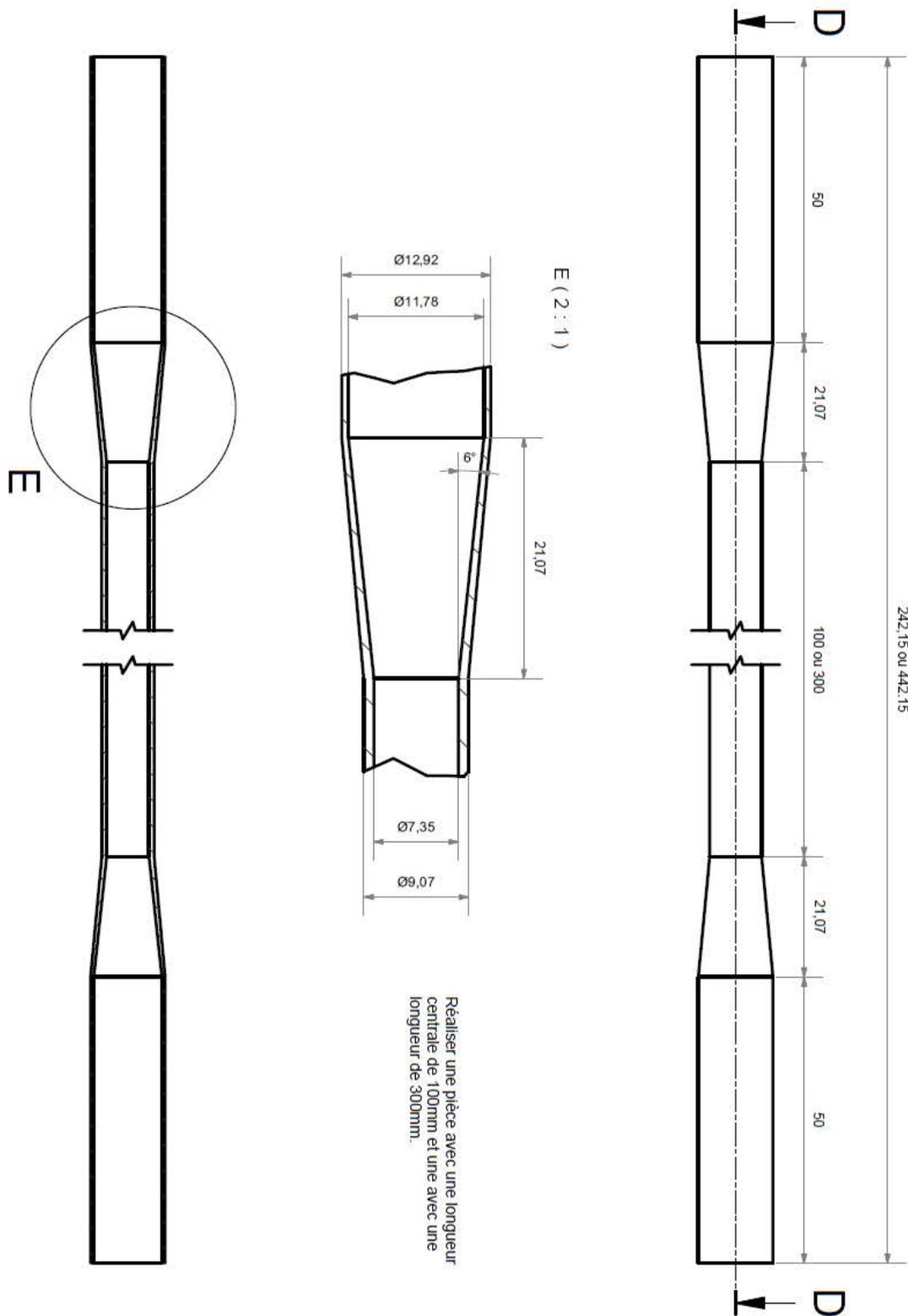


diffuseurt		date	Nombre
		27/05/2016	1
Dessiné par: Jean-Yves MOREL	Matiere: Inox	Echelle: 1	U:\BOULOT\inventor\LEMTA\gradeck\Thèse Juan\diffuseur.ipt

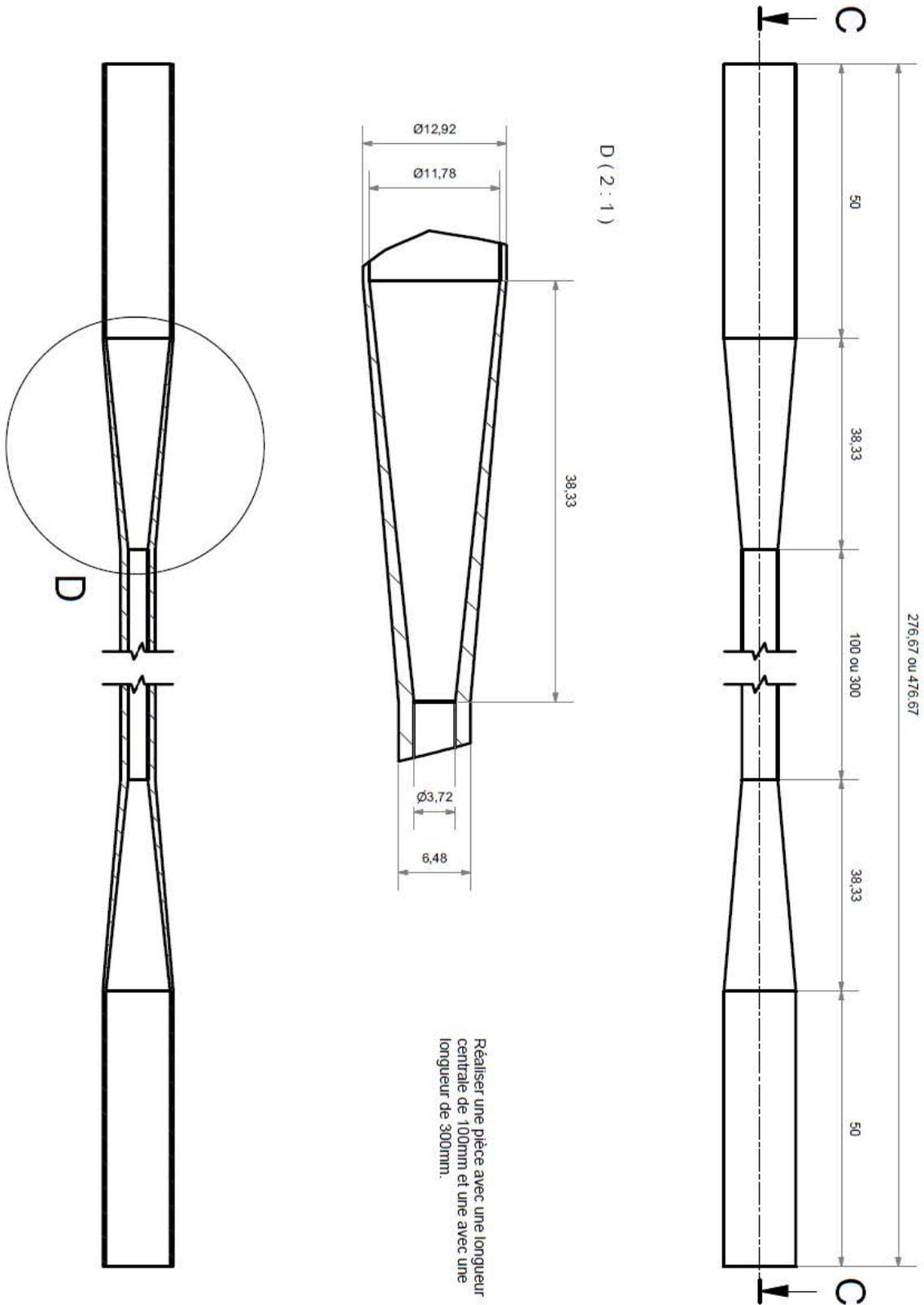


Tolérances générales : +/-0.1 sauf pour les cotés de 12.92 et de 12.28 qui seront ajustées avec le tube de base.

bride tube-diffuseur		date	Nombre
		27/05/2016	1
Dessiné par: Jean-Yves MOREL	Matiere: Inconel	Echelle: 1	U:\BOULOT\inventor\LEMTA\gradeck\Thèse Juan\bride tube-diffuseur.ipt

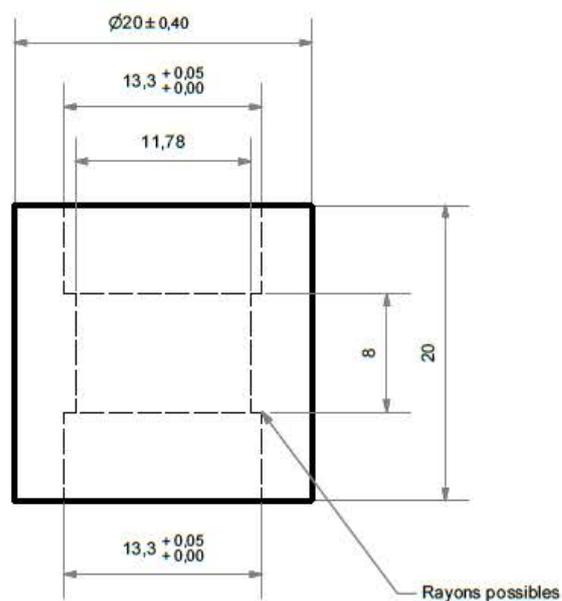
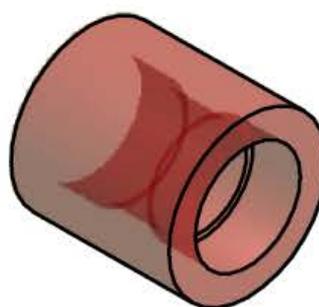
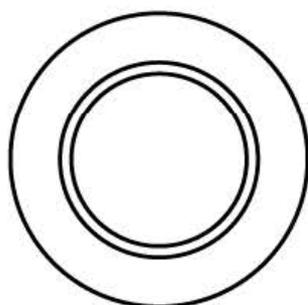


tube 61%-100		date	Nombre
		23/05/2016	2
Dessiné par: Jean-Yves MOREL	Matiere: Inconel	Echelle: 0.5	U:\BOULOT\inventor\LEMTA\gradeck\Thèse Juan\tube 61%-100.ipt



tube 90%	date	Nombre
	23/05/2016	2
Dessiné par: Jean-Yves MOREL	Matiere: Inconel	Echelle: 1
U:\BOULOT\inventor\LEMTA\gradeck\Thès Juan\tube 90%-100.ipt		

Accès optique



Matiere : Verre borosilicaté
Nombre : 2
Tolérances générales : +/- 0.2
Echelle : 2

III. Résultats du code NECTAR : Comparaison aux expériences COLIBRI

III.A Influence de la longueur de bouchage

Expérience	τ_b	L_b (mm)	d_{oo} (μm)	σ (-)	V_{moy} (m/s)	m_v (kg/h)	m_g (kg/h)	T_v ($^{\circ}\text{C}$)
2.1	0%	100	82	0.58	15	4.3	0.8	170
2.2	0%	300	70	0.58	14.5			
2.3	61%	100	68	0.59	13.6			
2.4	61%	300	72	0.59	13.4			
2.5	90%	100	70	0.74	12.5			
2.6	90%	300	75	0.82	11.6			

Tableau 6. Conditions d'injection et géométriques pour chaque expérience. Influence de la longueur de bouchage $L_b=300$ mm.

Flux thermique

Comparaison puissance linéique : Tube à 0%

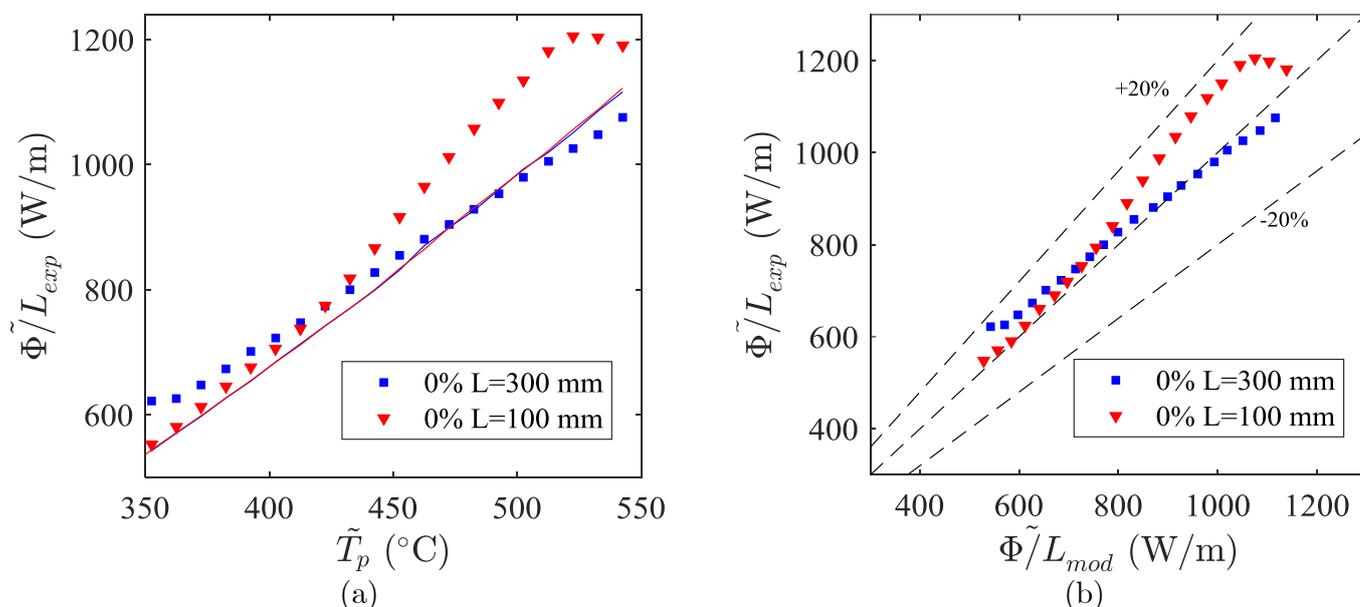


Figure A.5. Influence de la longueur de bouchage pour un tube à 0% de longueur de bouchage. (a) courbe d'ébullition, (b) Comparaison des puissances linéiques expériences/modélisation.

- Valeurs RMS : 9% (100 mm), 6% (300 mm)

Comparaison puissance linéique : Tube à 61%

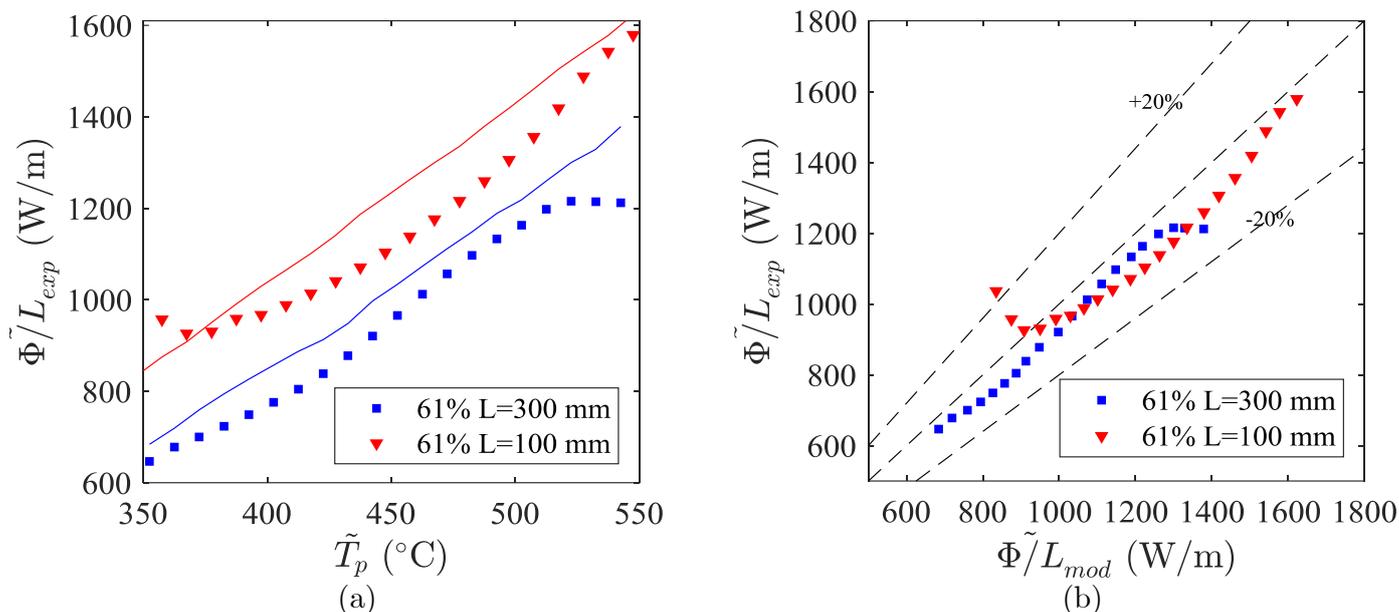


Figure A.6. Influence de la longueur de bouchage pour un tube à 61% de longueur de bouchage. (a) courbe d'ébullition, (b) Comparaison des puissances linéiques expériences/modélisation.

- Valeurs RMS : 11% (100 mm), 9% (300 mm)

Comparaison puissance linéique : Tube à 90%

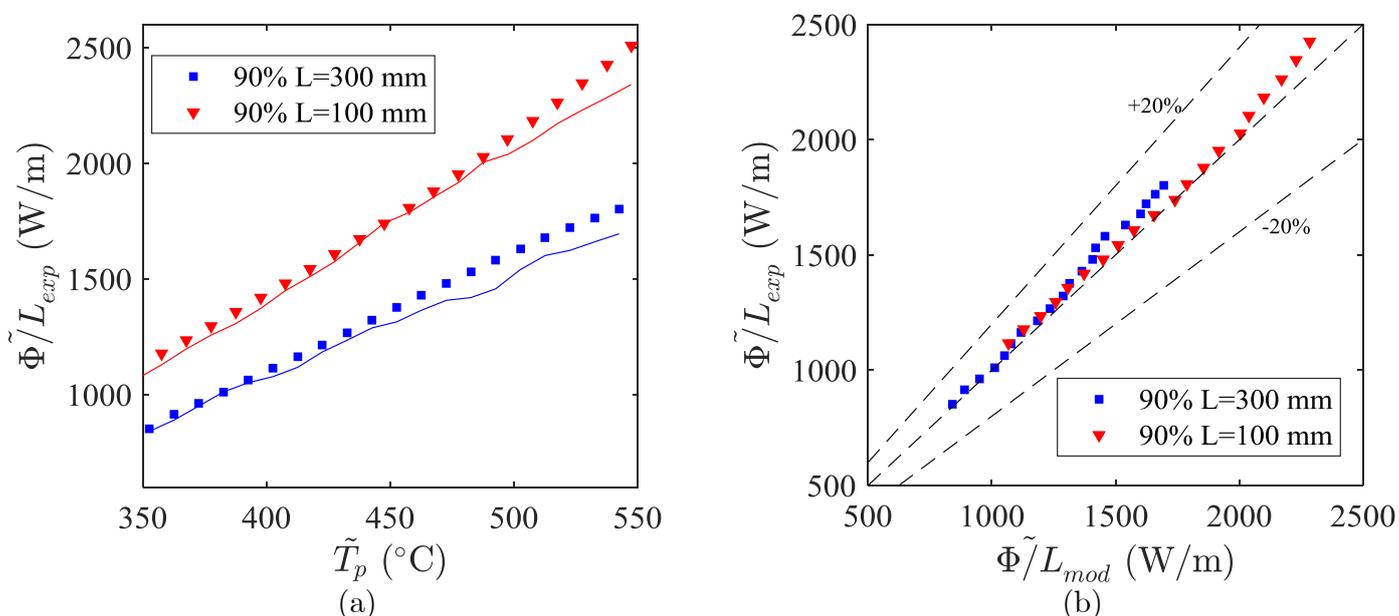


Figure A.7. Influence de la longueur de bouchage pour un tube à 90% de longueur de bouchage. (a) courbe d'ébullition, (b) Comparaison des puissances linéiques expériences/modélisation.

- Valeurs RMS : 5.5% (100 mm), 4% (300 mm)

Dynamique des gouttes

Comparaison dynamique des gouttes en aval : Tube à 0%

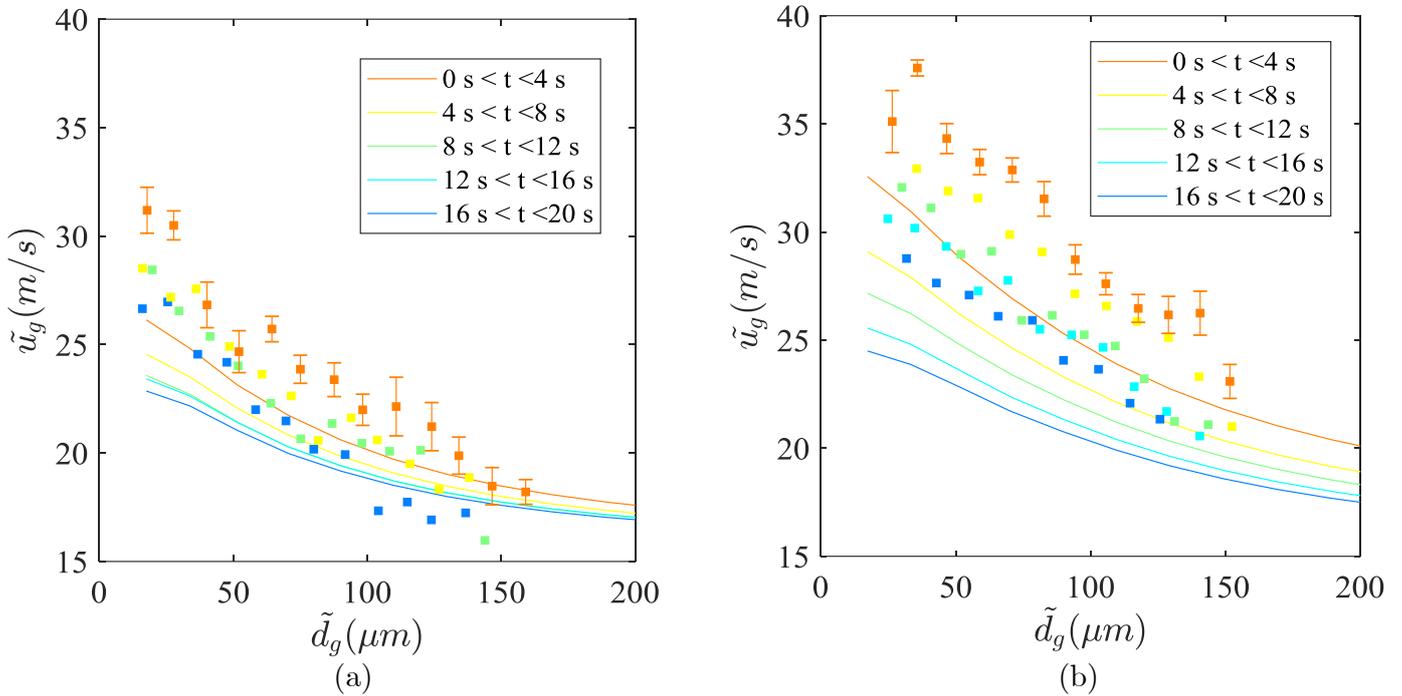


Figure A.8.. Corrélation taille/vitesse en aval de la section d'essais lors du refroidissement pour différents intervalles de temps. Tube à 0% de bouchage (a) $L=100 \text{ mm}$ (b) $L=300 \text{ mm}$

Comparaison dynamique des gouttes en aval : Tube à 61%

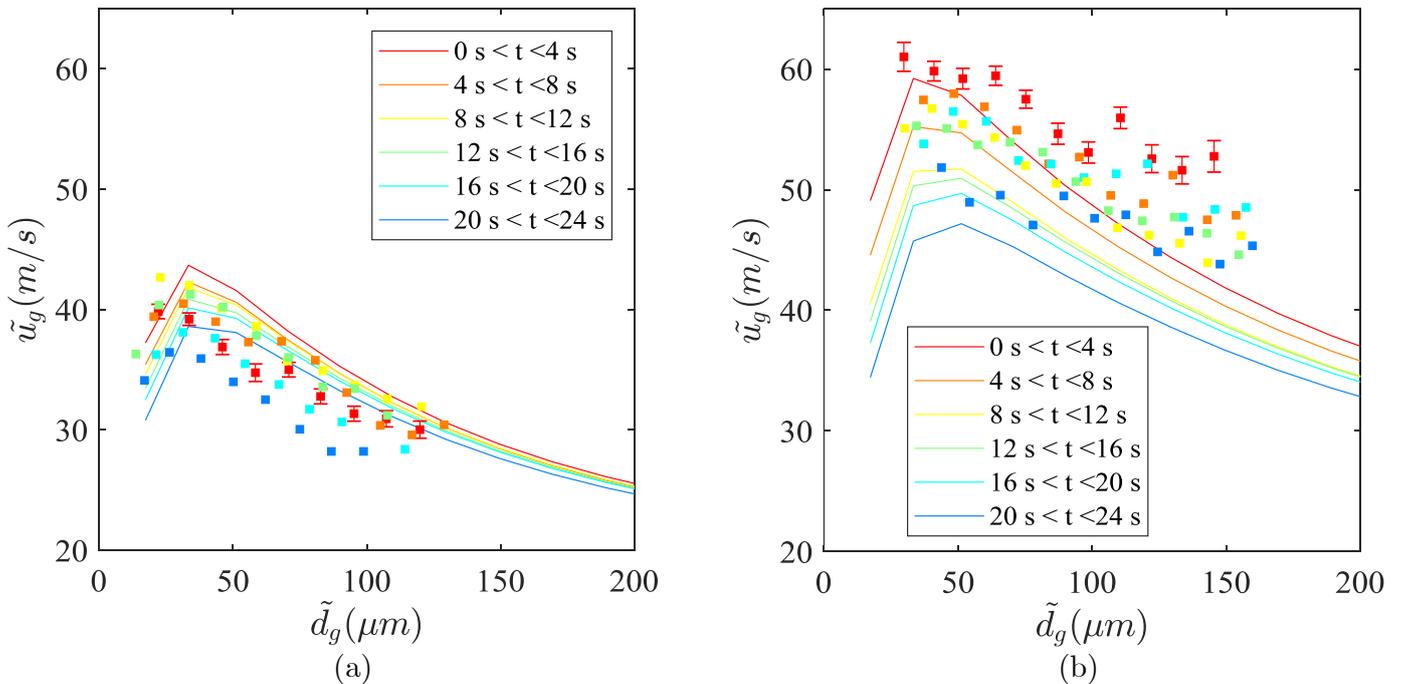
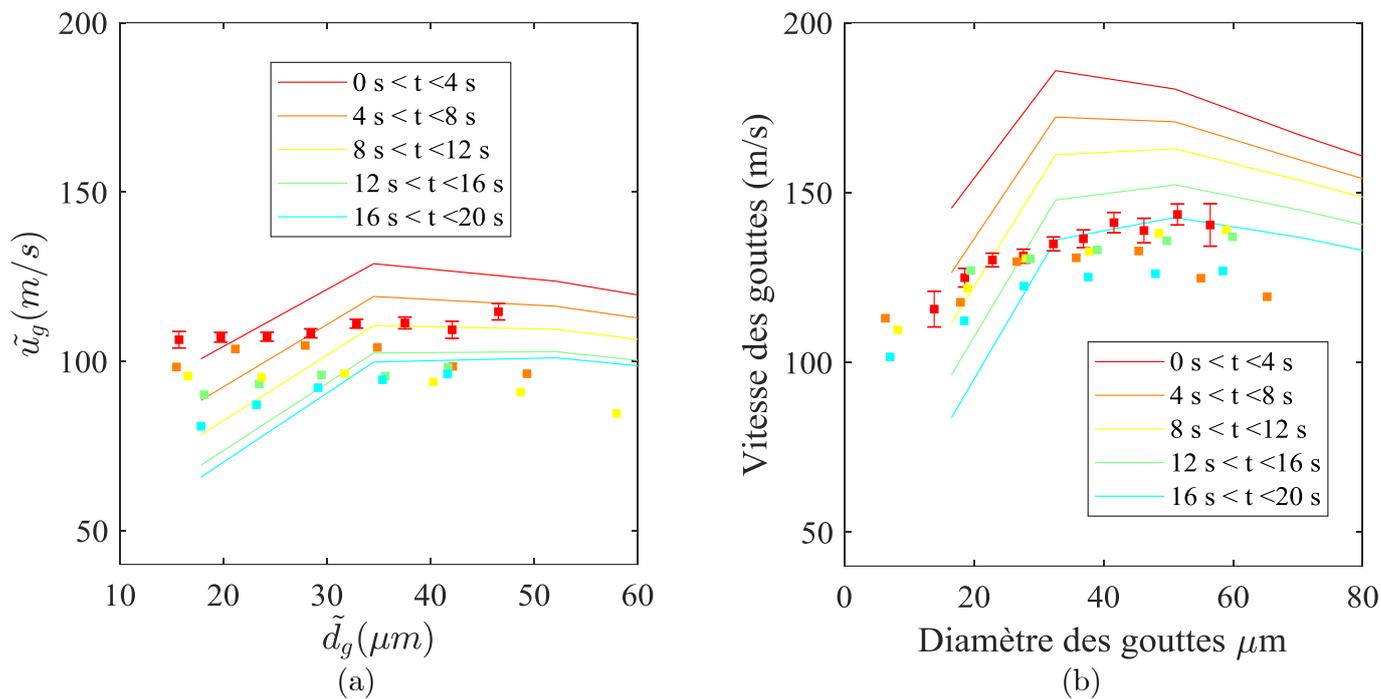


Figure A.9. Corrélation taille/vitesse en aval de la section d'essais lors du refroidissement pour différents intervalles de temps. Tube à 61% de bouchage (a) $L=100 \text{ mm}$ (b) $L=300 \text{ mm}$

Comparaison dynamique des gouttes en aval : Tube à 90%



Température et vitesse de vapeur en aval

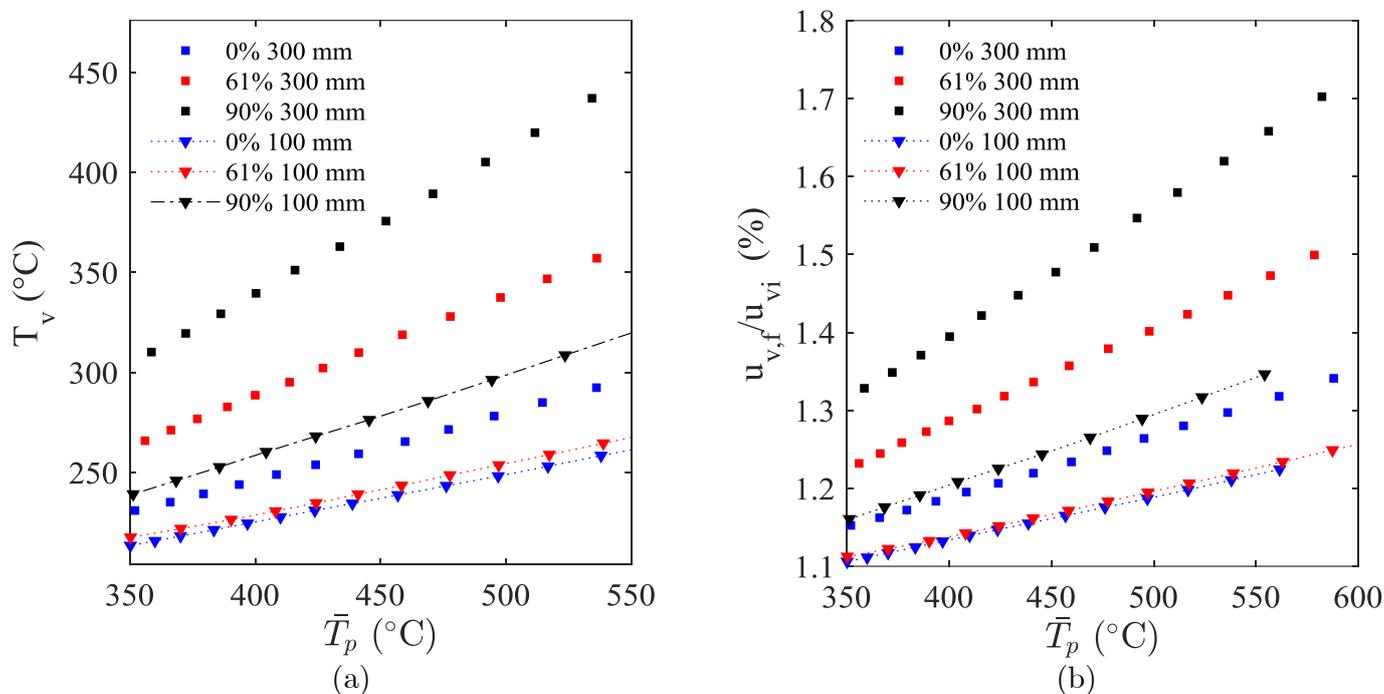


Figure A.10. (a) Température de la vapeur en sortie de la section d'essais, (b) Vitesse en aval de la section d'essais par rapport à la vitesse en amont

Evaporation des gouttes

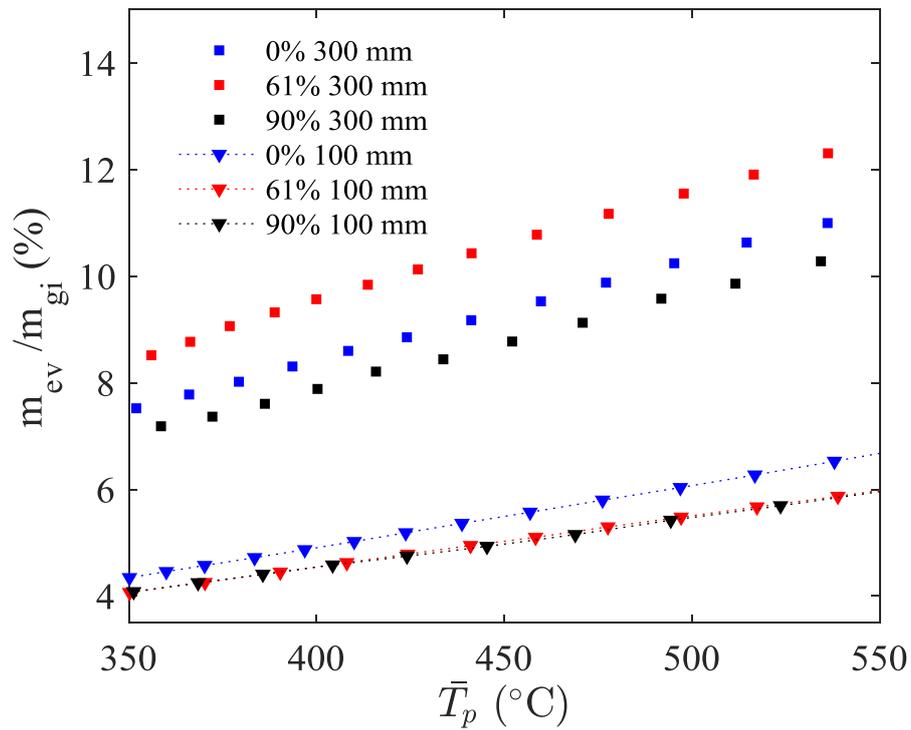


Figure A.11. Débit massique de gouttes évaporée en aval (Par rapport au débit massique de gouttes injectée en amont) en fonction de la température moyenne axiale du tube pour trois taux de bouchage et deux longueurs de bouchage.

III.B Influence du maintien de la puissance de chauffage lors du refroidissement

Expérience	P (W/m)	d_{oo} (μm)	σ (-)	V_{moy} (m/s)	m_v (kg/h)	m_g (kg/h)	T_v ($^{\circ}\text{C}$)
4.1	0	70	0.68	15.4	4.3	0.8	165
4.2	500						
4.3	1000						
4.4	1500						
4.5	2000						

Tableau 7. Conditions d'injection et géométriques pour chaque expérience. Influence de la puissance de chauffage lors du refroidissement.

Flux thermique

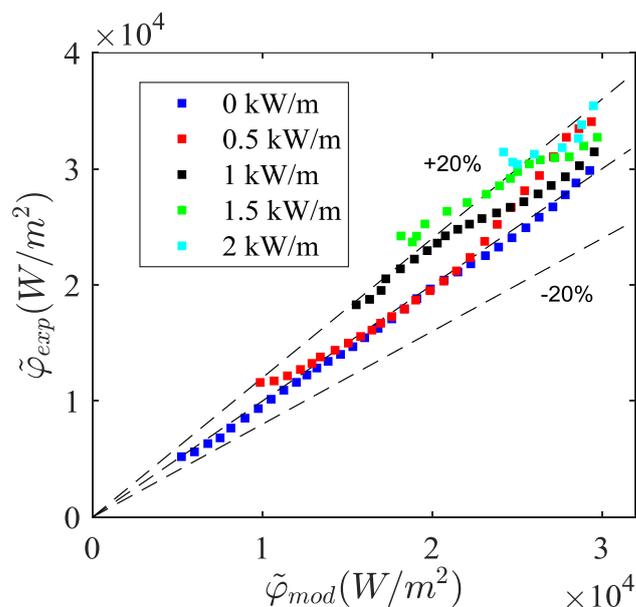


Figure A.12. Comparaison flux thermique expériences/modélisation pour 5 puissances de chauffage maintenues lors du refroidissement.

Expérience	P (kW/m)	RMS (%)
4.1	0	7
4.2	0.5	8.5
4.3	1	11.5
4.4	1.5	15
4.5	2	16

Tableau 8. Valeurs RMS pour chaque simulée avec NECTAR

Étude expérimentale du transfert pari/fluide dans le cas d'un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire

L'un des accidents de dimensionnement d'un réacteur à eau pressurisée est l'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP). L'évènement initiateur d'un tel accident est une brèche sur le circuit primaire du réacteur entraînant une perte d'inventaire en eau, et de ce fait conduit à un assèchement des assemblages combustibles. En conséquence, une augmentation considérable de la température surviendrait à l'intérieur du cœur du réacteur. Ainsi, les gaines de combustible peuvent éventuellement se déformer et des zones dites ballonnées apparaissent. Ces zones vont avoir un fort impact sur l'efficacité du refroidissement du cœur du réacteur.

Pour contribuer à l'étude thermohydraulique d'un APRP, la présente thèse a pour but la caractérisation expérimentale des interactions entre un écoulement diphasique de vapeur/gouttes et une zone partiellement bouchée. Afin de reproduire un tel scénario, le banc expérimental thermohydraulique COLIBRI a été conçu. Plusieurs configurations géométriques de la zone ballonnée, caractéristiques d'un APRP, sont analysées (longueur et taux de bouchage associés au ballonnement). Afin de caractériser les échanges thermiques pari/fluide ainsi que la dynamique des gouttes, des diagnostics optiques et thermiques sont utilisés : l'Anémométrie Phase Doppler (PDA) pour mesurer le diamètre et la vitesse des gouttes, la Fluorescence Induite par Laser (LIF) pour mesurer la température des gouttes et la Thermographie Infrarouge (IR) afin d'estimer le flux de chaleur extrait du tube par l'écoulement. En parallèle, une modélisation du problème a été développée afin d'obtenir une approche théorique de la capacité de refroidissement de l'écoulement diphasique. Le système d'équations décrivant la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie permettra d'estimer l'impact respectif des différents mécanismes de transferts thermiques mis en jeu ainsi que l'évolution spatio-temporelle des paramètres thermohydrauliques.

Mots-clés : Ecoulement diphasique, Accident de Perte de Réfrigérant Primaire, thermohydraulique, PDA, LIF, thermographie infrarouge, réacteur à eau pressurisée, sûreté nucléaire.

Experimental study of wall-to-fluid heat transfer in the case of a steam-droplets flow inside a vertical pipe

During a Loss of Coolant Accident (LOCA) in a Pressurized Water Reactor (PWR), caused by a break or a leakage on the primary circuit, partial or even complete drying of the fuel assemblies may occur. In these conditions, the fuel temperature increases, leading to a significant deformation and rupture of the fuel rod cladding. The cooling flow might be impaired, according to the size and distribution of the deformed zones within the fuel assemblies during the emergency cooling phase (Reflooding phase).

To contribute to the thermohydraulic study of the reflooding phase, this study aims to characterize experimentally the coolability of a representative deformed sub-channel by a steam-droplets flow under LOCA conditions. In order to reproduce such a scenario, the experimental thermal-hydraulic set-up COLIBRI was designed. Several geometrical blockage configurations are analyzed (Blockage ratios and axial lengths). Three measurement techniques are set up to follow the cooling transient phase of each experience: Phase Doppler Anemometry (PDA) in order to obtain both velocity and diameter of droplets, Laser Induced Fluorescence (LIF) to measure the mean droplet temperature and Infrared thermography to estimate the heat flux removed by the two-phase flow. Additionally, a one-dimensional mechanistic model, taking into account of the heat transfers mechanisms in the post-dry out region, is developed in order to analyze the experimental data and identify each one of the wall-to-fluid heat transfers (radiation with vapor and droplets, convection with vapor, evaporation, and droplet impact).

Keywords: Two-phase flow, Loss of Coolant Accident, thermohydraulics, PDA, LIF, infrared thermography, pressurized water reactor, nuclear safety.