



HAL
open science

Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal

Juan Esteban Luna Valencia

► **To cite this version:**

Juan Esteban Luna Valencia. Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal. Milieux fluides et réactifs. Université de Lorraine, 2023. Français. NNT : 2023LORR0041 . tel-04157713

HAL Id: tel-04157713

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-04157713>

Submitted on 10 Jul 2023

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

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



**UNIVERSITÉ
DE LORRAINE**

**BIBLIOTHÈQUES
UNIVERSITAIRES**

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 bibliothèque : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr
(Cette adresse ne permet pas de contacter les auteurs)

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>



UNIVERSITÉ
DE LORRAINE

SIMPPE



Laboratoire Énergies &
Mécanique Théorique et Appliquée



INSTITUT DE RADIOPROTECTION
ET DE SÛRETÉ NUCLÉAIRE

Thèse

Présentée et soutenue publiquement le 24 mars 2023 pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

Mention : Énergie et Mécanique

Ecole doctorale : SIMPPE

par **Juan Esteban LUNA VALENCIA**

Sous la direction de **Michel GRADECK** et **Alexandre LABERGUE**

Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal

Membres du jury :

Directeur de thèse :	Michel GRADECK	Professeur, Université de Lorraine, Nancy
Co-directeur de thèse :	Alexandre LABERGUE	Maitre de conférences HDR, Université de Lorraine, Nancy
Président de jury :	Nathalie Seiler	DR, CEA Cadarache
Rapporteurs :	Jérôme Bellettre	Professeur, Université de Nantes, LTEN
	Romuald Rullière	Maitre de conférences HDR, INSA Lyon, CETHIL
Examineurs :	Irina Panfilova	Maitre de conférences HDR, Université de Lorraine, Nancy
	Françoise Bataille	Professeure, Université de Perpignan, PROMES
	Claire Laurent	Dr. Ingénieure, ONERA Toulouse
Membres invités :	Nicolas Sobiecki	Dr. Ingénieur, EDF
	Tony Glantz	Ingénieur, IRSN Cadarache
	Pierre Ruyer	Dr. Ingénieur HDR, IRSN Cadarache

SOMMAIRE

1.	CONTEXTE.....	13
1.1.	Réacteur à Eau Pressurisée (REP).....	13
1.1.1.	Circuit Primaire	14
1.1.2.	Circuit Secondaire	14
1.1.3.	Circuit de refroidissement	15
1.1.4.	Enceinte de confinement	15
1.1.5.	Circuits auxiliaires et circuits de sauvegarde	15
1.2.	ACCIDENT DE PERTE DE REFRIGERANT PRIMAIRE (APRP).....	17
1.2.1.	Généralités.....	17
1.2.2.	Risques encourus par les crayons combustibles lors de l'APRP	19
1.2.3.	Thermo-hydraulique du renoyage	20
1.2.4.	Redistribution de débit	23
1.3.	Position du Problème.....	25
1.3.1.	Résultats expérimentaux de la première campagne expérimentale	26
1.3.2.	Objectifs de la thèse	28
2.	TRANSFERT DE CHALEUR EN ECOULEMENT MULTIPHASIQUE POUR LE REGIME D'EBULLITION EN FILM	31
2.1.	Modélisation de l'écoulement dispersé via une corrélation globale.....	32
2.2.	Approche mécaniste	33
2.2.1.	Convection forcée vapeur/paroi	34
2.2.1.1.	Écoulement laminaire.....	35
2.2.1.2.	Écoulement transitoire.....	35
2.2.1.3.	Régime turbulent	36
2.2.2.	Transfert paroi vapeur en présence des gouttes dans la phase continue.....	37
2.2.3.	Convection entre les gouttes et la vapeur	38
2.2.4.	Transfert par impacts de gouttes vers la paroi	42
2.2.4.1.	Modèle d'énergie prélevée par l'impact de gouttes.....	42
2.2.4.2.	Calcul du transfert de chaleur par impact d'une population des gouttes	49

2.3.	Transfert de chaleur par rayonnement.....	53
2.4.	Conclusions	56
3.	BOUCLE EXPERIMENTALE COLIBRI.....	59
3.1.	Assemblage combustible représentatif.....	59
3.2.	Installation expérimentale thermo-hydraulique COLIBRI 1.....	61
3.2.1.	Description générale.....	61
3.2.2.	Géométrie des tubes représentatifs d'un sous-canal fluide COLIBRI 1.....	62
3.2.3.	Système d'injection de la vapeur surchauffée et de gouttes.....	63
3.2.4.	Conclusions	63
3.3.	Installation expérimentale thermo-hydraulique COLIBRI 2.....	64
3.3.1.	Section d'essai.....	64
3.3.2.	Géométrie des tubes représentatifs d'un sous-canal fluide	65
3.3.3.	Réseau de Vapeur.....	66
3.3.4.	Réseau d'eau.....	66
3.3.5.	Condenseur de vapeur	67
3.3.6.	Système de chauffage.....	69
3.4.	Conclusions	70
4.	TECHNIQUES EXPERIMENTALES.....	71
4.1.	Estimation de la température de la paroi.....	71
4.1.1.	Mesures par caméra IR.....	71
4.1.2.	Etalonnage de la caméra IR.....	73
4.2.	Estimation du flux interne dégagé par l'écoulement.....	75
4.2.1.	Formulation du flux de chaleur	75
4.2.2.	Section du tube évaluée.....	76
4.2.3.	Filtrage des données de température	79
4.2.4.	Estimation des pertes.....	81
4.2.5.	Estimation du flux thermique extrait par l'écoulement interne.....	84
4.2.6.	Incertitudes	84
4.3.	Anémométrie par Phase Doppler (PDA).....	86

4.3.1.	Mesure de la vitesse de gouttes	86
4.3.2.	Mesure de la taille des gouttes.....	87
4.3.3.	Résultats obtenus avec la PDA.....	89
4.3.4.	Description du dispositif PDA utilisé en COLIBRI	90
4.3.5.	Incertitudes PDA.....	91
4.4.	Conclusions	91
5.	Résultats Expérimentaux.....	93
5.1.	Protocole expérimental.....	93
5.2.	Répétabilité des expériences.....	97
5.3.	Effet du débit de vapeur	97
5.4.	Influence du taux de bouchage.....	101
5.5.	Influence du débit de gouttes.....	105
5.6.	Influence de la puissance résiduelle	108
5.7.	Influence de la redistribution du débit massique de vapeur	111
5.8.	Influence conjuguée de la puissance résiduelle et du débit de gouttes.....	115
5.9.	Influence conjuguée du taux de bouchage et du débit de gouttes.....	115
5.10.	Influence conjuguée de la puissance résiduelle et la redistribution du débit de vapeur 119	
5.11.	Conclusions	124
6.	Codes de simulation NECTAR et DRACCAR	125
6.1.	Code NECTAR.....	125
6.1.1.	Description du modèle.....	125
6.1.2.	Equations de conservation.....	126
6.1.3.	Caractérisation de l'écoulement polydisperse	128
6.1.4.	Calcul du transfert de chaleur.....	129
6.1.5.	Fragmentation des gouttes.....	131
6.1.6.	Algorithme de résolution.....	133
6.1.7.	Sensibilité au maillage.....	135
6.2.	Code DRACCAR	135

6.2.1.	Modélisation des tubes d'essai COLIBRI	136
6.2.2.	Module thermique	137
6.2.3.	Code thermo-hydraulique CESAR	138
6.3.	Conclusions	139
7.	COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES SIMULATIONS 141	
7.1.	Choix des corrélations sur NECTAR	141
7.1.1.	Corrélations convection paroi/vapeur.....	142
7.1.2.	Corrélations impacts paroi/gouttes	144
7.2.	Comparaison NECTAR/COLIBRI.....	150
7.3.	Comparaison DRACCAR/ NECTAR/COLIBRI	154
7.4.	Conclusions	157
8.	CONCLUSIONS	159
	Références.....	163
	Annexes.....	171

Nomenclature

Symboles latins

a	Accélération [m/s ²]	j	Vitesse superficielle [m/s]
a _b	Coefficient d'absorption	k	Conductivité thermique [W/mK]
A _{eff}	Aire effectif de transfert [m ²]	k _B	Constante de Boltzmann [J/K]
C	Concentration	k _D	Coefficient de transfert de masse
c	Vitesse de la lumière dans le vide	L	Longueur [m]
C _p	Capacité thermique massique à pression constante [J/kgK]	L _m	Longueur moyenne du faisceau
d	Diamètre [m]	m	Masse [kg]
D _e	Diamètre externe du tube [m]	\dot{m}	Débit massique [kg/s]
D _h	Diamètre hydraulique [m]	\dot{m}_d	Flux massique des gouttes impactant la paroi [kg/m ² s]
D _i	Diamètre interne du tube [m]	P	Puissance [W]
DL	Niveau digital	\dot{q}	Flux de chaleur [W/ m ²]
D _m	Coefficient de diffusion massique [m ² /s]	R	Résistance thermique [K/W ou m ² K/W]
e	Effusivité thermique [J/m ² Ks ^{0.5}]	r	Rayon [m]
E _{1g}	Energie prélevée par l'impact d'une goutte [J]	r _s	Rayon de la goutte pendant l'impact [m]
f	Coefficient de frottement [-]	s	Coefficient de diffusion
F _{ij}	Facteur de corps gris entre le phases i et j	S	Section transversale de passage [m ²]
f _d	Fréquence de Doppler [s ⁻¹]	S _s	Section transversale du tube [m ²]
g	Constante de gravité (9.81 m/s ²)	T	Température [K]
h	Enthalpie [J/kg]	T _∞	Température ambient [K]
h _c	Coefficient de convection thermique [W/Km ²]	t	Temps [s]
h _{fg}	Enthalpie de vaporisation [J/kg]	t _R	Temps de résidence d'une goutte pendant l'impact [s]
h _p	Constante de Planck [J/s]	u	Vitesse [m/s]
I	Courant électrique [A]	x	Distance [m]

Symboles grecs

α	Fraction volumique [-]	ρ	Densité [kg/m ³]
β	Coefficient de dilatation volumétrique [K ⁻¹]	ρ_o	Résistivité électrique [Ω m]
δ	Épaisseur de la couche de vapeur [m]	σ	Tension superficielle [N/m]
ϵ	Emissivité	σ_B	Coefficient de Stefan Boltzmann (5.67x10 ⁻⁸ W/m ² K ⁴)
ε	Diffusivité thermique [m ² /s]	σ	Tension superficielle [N/m]
η_b	Rapport des vitesses de fluctuation	τ_b	Taux de bouchage [-]
λ	Longueur d'onde [m]	τ_g	Épaisseur optique des gouttes
λ_l	Longueur d'onde du laser [m ou μ m]	τ^+	Temps de relaxation adimensionnelle des particules
μ	Viscosité dynamique [Pa.s]	τ_v	Épaisseur optique de la vapeur
N	Viscosité cinématique [m ² /s]	φ	Flux de chaleur (W/m ²)

Indices et exposants

0	Intact	n	Normal
B	Bouché	p	Paroi
cond	Conduction	pertes	Pertes
Ev	Évaporé	r	Rayonnement
G	Gouttes	s	Saturation
Int	Interne	v	Vapeur

Nombres Adimensionnels

Nu	Nombre de Nusselt, $Nu = h_c d / k$
We	Nombre de Weber, $We = \rho d_g (u_v - u_g)^2 / \sigma$
Gr	Nombre de Grashof, $Gr = \frac{g \beta (T_p - T_\infty) D^3}{\nu^2}$
Fr	Nombre de Froude, $Fr = u (d_g g)^{-0.5}$
B	Nombre de transfert de masse, $B = (h_v - h_g) / h_{fg}$
Re	Nombre de Reynolds, $Re = u D_h / \nu$
Sc	Nombre de Schmidth, $Sc = \nu / D_m$
Pr	Nombre de Prandtl, $Pr = \mu C_p / k$
Oh	Nombre de Ohnesorge, $Oh = \mu / (\rho \sigma d_g)^{0.5}$
u^*	Vitesse de frottement, $u^* = u \sqrt{f/2}$
y_0^+	Rayon hydraulique adimensionnel, $y_0^+ = Re \sqrt{f/8}$

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse, Michel Gradeck et mon co-directeur de thèse Alexandre Labergue pour leur soutien durant cette période. Je me considère sincèrement privilégié d'avoir pu travailler avec vous. Merci Michel pour tout ton soutien, sur le plan administratif et sur le plan scientifique, même lorsque le temps n'était pas de notre côté. Merci Alex d'avoir été si méticuleux dans l'évaluation du travail, cela m'a permis de me poser les bonnes questions, également merci pour ton soutien moral. Je tiens également à remercier Tony Glantz, mon tuteur à l'IRSN. Merci Tony pour tout le soutien que tu m'as apporté pendant cette période, toujours prêt à répondre à mes questions et pour avoir enrichi mon travail grâce à ta grande connaissance du secteur.

Aussi, j'aimerais remercier Jérôme Bellettre et Romuald Rullière qui ont accepté d'être rapporteur de ce travail de thèse. Également je tiens à remercier Irina Panfilova, Françoise Bataille, Nathalie Seiler et Claire Laurent pour avoir examiné ce document. Merci d'avoir contribué à l'amélioration de ce travail grâce à votre expertise.

D'autre part, je tiens à remercier de façon toute particulière Arthur Oliveira, le docteur-ingénieur le plus souriant que j'ai jamais rencontré. Merci d'avoir partagé tes compétences techniques et scientifiques et d'être toujours prêt à m'aider. Une grande partie de ce travail est possible grâce à toi mon ami, je n'ai pas assez de mots pour te remercier, même à plus de 9509 km (+/- 7km) de distance et quelques degrés Celsius aussi.

Également, je veux remercier ceux qui ont permis la réalisation du banc d'essai COLIBRI. Notamment, le service de conception et fabrication mécanique : Jean Yves, Jérémie et Sébastien. Je tiens sincèrement à vous remercier non seulement d'avoir mis le banc d'essai en fonctionnement, mais aussi d'avoir répondu rapidement à toutes mes demandes. Merci aussi au service électronique et instrumentation : Mathieu, Jamal et Simon. Je vous remercie de m'avoir apporté votre soutien en termes d'instrumentation et d'acquisition des données expérimentales. Votre soutien et vos conseils ont été précieux. Je voudrais également remercier Ludovic pour l'assistance technique IT et pour son entière volonté de m'aider. Enfin, à Virginie Grandemange, merci de m'avoir soutenu dans toutes les démarches administratives.

Je tiens aussi à remercier mes collègues de bureau, Mateus et Arlindo. Merci Arlindo pour tes « mèmes » et merci Mateus pour ta gentillesse. Merci à Rémy Bligny pour tout le soutien, pour m'avoir aidé dans toutes mes démarches administratives gouvernementales et surtout merci d'être mon ami. Merci aussi à Giuseppe Sdanghi, merci Peppe pour ta spontanéité, ton amitié et ta volonté constante d'aider. Merci à Alice pour m'avoir écouté et pour avoir apprécié mes blagues. Également, merci à Axel pour ta réactivité aux messages et pour ton amitié. Finalement, merci à Bruno et Bianca pour votre aide pour le temps qu'on a pu passer ensemble avec ma petite famille.

Enfin, merci à ma famille, toujours prête à me soutenir de toutes les manières possibles, et à m'encourager quand j'en avais besoin malgré la distance ; merci maman, merci petite (pas si petite) sœur et merci papa. Merci à mon épouse Natalia pour m'avoir fait comprendre que même si les expériences ne marchaient pas, cela ne voulait pas dire qu'elles n'étaient pas utiles. Enfin, merci à mon fils Samuel, ceci est aussi à toi, tu es ma plus grande motivation (peut-être qu'un jour tu seras encouragé à lire au moins cette page de la thèse de ton père).

1.CONTEXTE

1.1. Réacteur à Eau Pressurisée (REP)

Un réacteur nucléaire est une installation industrielle servant à produire de l'électricité suivant un cycle thermodynamique conventionnel utilisé dans les centrales thermiques. La particularité des réacteurs nucléaires actuels est qu'ils utilisent le principe de la fission comme source de chaleur, principe qui vise à casser des noyaux d'atomes lourds (généralement de l'uranium 235) sous l'impact d'un neutron. Cette réaction de fission dégage une grande quantité de chaleur et libère deux à trois neutrons, qui pourront casser d'autres atomes lourds, dégager de l'énergie et d'autres neutrons. Cette réaction en chaîne contrôlée permet une production continue d'énergie thermique.

En France, plus de 70% de l'électricité est produite grâce à l'énergie nucléaire, une production assurée par 56 Réacteurs à Eau Pressurisée (REP), (4 de 1450 MWe, 20 de 1300 MWe, 32 de 900MWe). Ce type de réacteur utilise de l'eau liquide comme fluide caloporteur à une pression très élevée (environ 155 bars et $T \sim 300^{\circ}\text{C}$) afin de refroidir le cœur du réacteur où se produit la réaction de fission. A cette pression, l'eau est à l'état liquide et sert aussi de modérateur de neutrons afin d'entretenir une réaction en chaîne stable. Le REP a la particularité de comporter trois circuits indépendants remplis d'eau où s'opèrent les échanges thermiques permettant la production électrique (Figure 1.1). L'eau du circuit primaire, au contact des crayons combustibles transfère son énergie au circuit secondaire via les générateurs de vapeur (GV). La vapeur générée permet d'entraîner les turbines qui sont couplées à des alternateurs qui produisent l'électricité. Finalement, le dernier circuit sert à refroidir la vapeur du secondaire pour fermer le cycle de Rankine. Ces circuits sont décrits en détail dans les sections qui suivent.

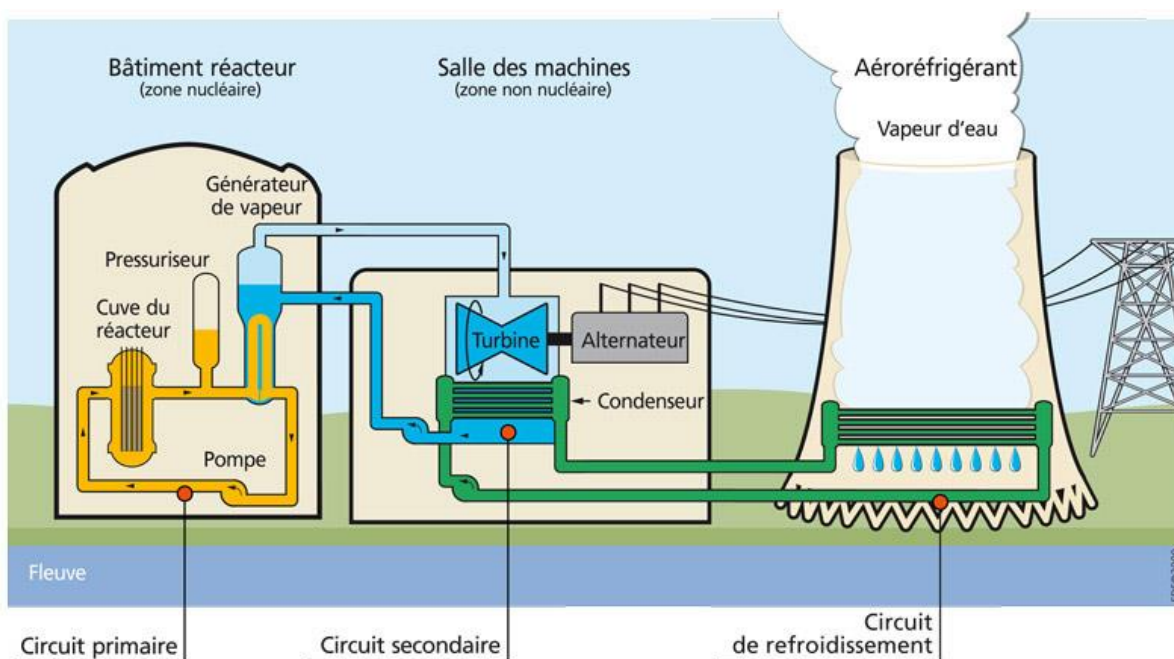


Figure 1.1. Principe de fonctionnement d'une centrale nucléaire avec aéroréfrigérant [1].

1.1.1. Circuit Primaire

Le circuit primaire (en jaune figure 1.1) est composé d'une cuve où se produit la réaction de fission et de tuyauteries formant à partir de cette cuve trois ou quatre boucles (nombre dépendant de la puissance du réacteur). La circulation de l'eau liquide dans ce circuit est assurée par des pompes d'environ 5,6MW de puissance [2]. En fonctionnement normal, ces pompes permettent d'envoyer un débit d'eau compris entre 21000 et 24500 m³/h à une température d'environ 290°C vers le cœur du réacteur où elle s'échauffe jusqu'à une température maximale de 330°C. Cette limite est fixée afin d'éviter l'ébullition de l'eau qui, à une pression de 155 bars, se produit à 345 °C. Après le passage dans le cœur, l'eau passe dans des échangeurs de chaleur, les générateurs de vapeur (GV) où elle transfère une partie de son énergie thermique à l'eau du circuit secondaire. Les GV sont des échangeurs qui se composent de 3500 à 5600 tubes en forme d'U, dans lesquels circule l'eau primaire [3]. Ces tubes sont immergés dans l'eau du circuit secondaire sous pression (environ 70 bars) qui peut ainsi être portée à ébullition. La pression d'eau dans le circuit primaire est maintenue à la valeur de 155 bars grâce à un pressuriseur, un réservoir rempli de vapeur d'eau et de l'eau liquide connectée à une des boucles du circuit primaire.

La réaction de fission se produit dans le cœur du réacteur contenu dans la cuve. Le combustible utilisé dans les REP français peut être de deux types : à base d'uranium enrichi¹, l'uranium enrichi étant principalement de l'UO₂ ou d'un mélange d'oxydes d'uranium appauvri et de plutonium qu'on appelle MOX. Dans le cœur, le combustible se présente sous forme de pastilles qui sont empilées dans une gaine métallique en zircaloy (alliage comportant 98% de zirconium, transparent aux neutrons et résistant à la corrosion). Ces gaines servent à confiner les produits de fission, retenir les pastilles en place et évacuer la chaleur produite par la réaction en chaîne vers le fluide caloporteur. L'ensemble ainsi formé (pastilles et gaine) est bouché aux extrémités de manière étanche et est alors appelé crayons de combustible ; ces crayons sont remplis d'hélium à une pression d'environ 25 bar, de manière à compenser partiellement la pression extérieure. Dans un cœur de réacteur, plus de 40000 crayons sont rassemblés en section carré, appelée assemblage de combustible. Chaque assemblage contient 264 crayons, 24 tubes pouvant accueillir une grappe de commande permettant de contrôler la réaction nucléaire, et un tube d'instrumentation. Sur les tubes guides, des grilles de maintien des crayons combustibles et de mélange du caloporteur sont soudées. Les grilles maintiennent l'espacement des crayons combustible et permettent d'améliorer le mélange fluide, et donc d'améliorer les performances thermo-hydrauliques de l'assemblage [4]. Le chargement d'un réacteur nucléaire de 900 MW nécessite 157 assemblages contenant en tout 11 millions de pastilles [2], [5].

1.1.2. Circuit Secondaire

C'est dans ce circuit que l'énergie électrique est produite à partir de l'énergie thermique générée par le cœur du réacteur. L'échange de chaleur entre le circuit primaire et le circuit secondaire se fait au niveau des tubes du générateur de vapeur. L'eau du circuit primaire circule à l'intérieur des tubes. A l'extérieur des tubes, comme dans une centrale thermique classique, l'eau liquide du circuit secondaire est vaporisée et transite alors vers des turbines couplées à un alternateur électrique, qui va transformer l'énergie mécanique des turbines en énergie électrique. La vapeur sera ensuite condensée via son passage dans un condenseur où circule de l'eau froide du troisième circuit de la

¹ L'uranium naturel contient environ 99,3% d'uranium 238 et 0,7% d'uranium 235 fissile. Après raffinage du minerai, on obtient de la poudre d'uranium composée principalement d'U238 (l'U235 ne représentant qu'entre 3 et 5%). Il faut donc enrichir en U235, seul isotope fissile. Cette opération nécessite des centrifugeuses tournant à très hautes vitesses.

centrale (i.e. le circuit de refroidissement). Enfin, le liquide condensé est réinjecté dans le générateur de vapeur grâce à des pompes placées après le condenseur, fermant ainsi le circuit secondaire.

1.1.3. Circuit de refroidissement

La fonction du circuit de refroidissement consiste à condenser la vapeur sortant de la turbine du circuit secondaire et sert donc de source froide au circuit secondaire. Il est constitué d'un échangeur de chaleur composé de milliers de tubes dans lesquels circule de l'eau froide. Selon le modèle du réacteur, il y a deux types de circuits :

- Circuit ouvert : l'eau est prélevée d'une source d'eau proche de la centrale (rivière ou mer) et est rejetée dans la même source avec une légère augmentation de la température.
- Circuit fermé : l'eau est refroidie par des tours aéroréfrigérantes afin d'éviter un impact thermique trop important sur le milieu ou en raison d'un faible débit d'eau de la rivière.

L'échangeur doit évacuer la part d'énergie thermique non transformée en énergie mécanique, environ 1800 MWth pour une centrale nucléaire de 900 MWe. Pour cela, il faut disposer d'eau en quantité suffisante, de 38 à 61 m³/s dans un circuit ouvert ou de 2 à 4.6 m³/s dans un circuit fermé (pour compenser l'eau évaporée par les tours aéroréfrigérantes). Pour le circuit fermé, entre 96 % à 98 % de la puissance thermique est évacuée via les tours qui refroidissent l'eau grâce au contact de l'eau pulvérisée à leur sommet sous forme de gouttelettes avec de l'air, avec un taux d'évaporation de l'eau d'environ 2 à 4% [6].

1.1.4. Enceinte de confinement

Tous les composants du circuit primaire, et une certaine partie du circuit secondaire et des composants auxiliaires de sécurité se trouvent dans l'enceinte de confinement du bâtiment réacteur, constitué d'un cylindre et d'un dôme en béton. Ces structures assurent une haute résistance et une étanchéité spécifique, de façon à résister à une pression comprise entre 4 et 6,5 bars absolus pour les REP. Cette pression est susceptible d'être obtenue lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP avec rupture complète d'une conduite primaire principale) ou après une rupture d'une tuyauterie vapeur du circuit secondaire à l'intérieur de l'enceinte de confinement. Lors de tels accidents, des substances radioactives peuvent être relâchées dans l'enceinte qui doit assurer leur confinement. D'autre part, cette enceinte assure la protection du réacteur contre des agressions extérieures [2].

1.1.5. Circuits auxiliaires et circuits de sauvegarde

Les circuits auxiliaires contribuent à l'exercice des fonctions fondamentales de la centrale, notamment pendant le fonctionnement normal du réacteur et aussi pendant son redémarrage et son arrêt (Figure 1.2). On peut citer les deux principaux :

- **Le circuit de contrôle chimique et volumétrique du réacteur (RCV)** : Sa fonction est de réguler la composition chimique du fluide caloporteur primaire (principalement en contrôlant la concentration en bore qui est un absorbeur de neutrons), de le purifier (en éliminant les substances radioactives en circulation), de réduire sa concentration en produits de corrosion par injection de substances chimiques et de réguler la quantité totale de masse d'eau présente dans le circuit primaire.
- **Circuit de refroidissement du réacteur à l'arrêt (RRA)** : Le circuit assure l'évacuation de la puissance résiduelle dégagée par le combustible, lorsqu'il est encore à l'intérieur de la cuve pendant les périodes d'arrêt.

Le rôle des circuits de sauvegarde est de maîtriser les situations accidentelles et d'en limiter les conséquences. Les principaux circuits de sauvegarde sont :

- **Le circuit d'injection de sécurité (RIS)** : il permet, en cas d'une perte de réfrigérant importante au niveau du circuit primaire, d'introduire de l'eau borée sous pression dans celui-ci, afin de maintenir une masse d'eau suffisante dans le circuit, notamment dans le cœur du réacteur et d'arrêter la réaction nucléaire.
- **Le système d'aspersion d'eau (EAS)** : il permet, en cas d'accident conduisant à une augmentation de la pression dans le bâtiment du réacteur, de faire décroître la pression et ainsi préserver l'intégrité de l'enceinte de confinement en cas d'accident. Ce système permet également de rabattre les aérosols radioactifs éventuellement disséminés dans l'enceinte en situation accidentelle.
- **Le circuit d'alimentation de secours en eau des générateurs de vapeur (ASG)** : il permet d'alimenter les générateurs de vapeur pour évacuer la chaleur du circuit primaire lorsque l'alimentation normale en eau est défaillante. Cela se fait à l'aide de turbopompes ou de motopompes qui permettent la circulation de l'eau à partir d'un réservoir de stockage d'eau déminéralisée.

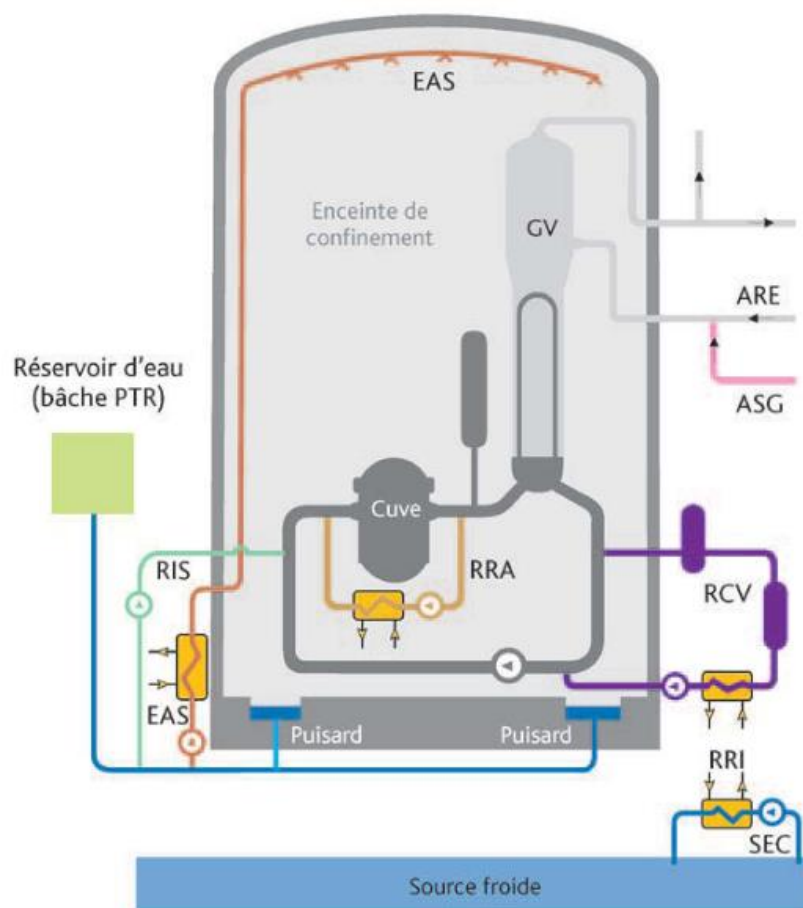


Figure 1.2. Schéma des principaux circuits auxiliaires et des circuits de sauvegarde (réacteurs en exploitation) [2].

1.2. ACCIDENT DE PERTE DE REFRIGERANT PRIMAIRE (APRP)

1.2.1. Généralités

L'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP ou LOCA en anglais²) est un accident hypothétique pouvant survenir dans un REP. Il est causé par une brèche sur une tuyauterie du circuit primaire ou une fuite au niveau des pompes qui entraîne une perte du refroidissement du cœur. Cette brèche provoque donc la perte d'inventaire en eau et une dépressurisation du circuit (la pression dans l'enceinte étant proche de la pression atmosphérique). Lors de cet accident, le réacteur est mis à l'arrêt automatiquement, i.e. la réaction en chaîne est arrêtée via la chute des barres de contrôle, absorbant les neutrons, dans le cœur du réacteur. Cependant, à l'intérieur des crayons combustibles, des produits radioactifs se sont formés pendant le fonctionnement normal du réacteur. La désintégration de ces produits de fission continue à libérer de l'énergie sous forme de chaleur même lorsque la réaction en chaîne est arrêtée. Ce dégagement de chaleur porte le nom de « puissance résiduelle », elle décroît en fonction du temps mais représente environ 7% de la puissance nominale immédiatement après l'arrêt du réacteur et 1,5 % une heure après l'arrêt du réacteur [2]. Cette puissance non négligeable doit donc impérativement être évacuée afin d'éviter la fusion du cœur. Par conséquent, plusieurs systèmes de sûreté démarrent automatiquement ; notamment le système d'injection de sécurité (RIS) qui va permettre de renvoyer le cœur (s'il a été découvert) et de le maintenir sous eau.

Le scénario d'un APRP dépend de la taille de brèche ou de la fuite et de sa localisation sur le circuit primaire. Une des situations les plus critiques étudiées survient quand une brèche guillotine (rupture totale de la tuyauterie) est considérée. La figure illustre schématiquement l'évolution de la pression et de la température des gaines de combustible lors d'un tel APRP. Cette figure comporte des indications de temps, pression et température volontairement approximatives car variables en fonction de la taille de brèche, entre autres paramètres. Ce transitoire peut être décrit en trois phases thermo-hydrauliques bien identifiables (Figure 1.3) :

- Dépressurisation : Lorsque la taille de brèche est importante, le transitoire d'APRP est caractérisé par une dépressurisation très rapide puisque la pression dans le circuit primaire passe de 155 bars à quelques bars en une vingtaine de secondes. Tout le circuit se vidange très rapidement, en particulier le cœur. De plus, ce dernier se vide à la fois par le haut et par le bas et il existe donc une position axiale où la vitesse du fluide est nulle : c'est le point de stagnation. A cet endroit, le régime de transfert de chaleur est l'ébullition en film et la température des gaines des crayons combustibles augmente très rapidement à une vitesse de quelques dizaines de degrés Celsius par seconde (1). En environ 10 s, tout le circuit primaire est en phase vapeur. La possible déformation des gaines de crayon (ballonnement) ainsi que les événements qui en découlent (limitation de la section de passage du réfrigérant, contacts entre crayon, relocalisation possible du combustible dans le ballon – cf paragraphe 1.2.2) peuvent affecter les échanges thermiques autour de la gaine. L'eau des parties hautes de la cuve qui s'est vaporisée vient alors balayer les crayons combustibles dans le sens descendant, contribuant à la diminution de la température des gaines (2). La pression primaire devenant inférieure au seuil de pression des hydro-accumulateurs (éléments du système de sûreté RIS), ces derniers commencent à injecter de l'eau dans le circuit primaire vers la cuve contenant le cœur du réacteur. Cette eau va réussir à pénétrer dans les parties basses de cuve (4) et c'est le début de la phase de remplissage.

² LOCA: Lost of Cooling Accident.

- Remplissage : le niveau liquide augmente dans le fond de la cuve jusqu'au bas des assemblages. Pendant cette phase, le cœur est parcouru par un faible débit de vapeur surchauffée ; les échanges thermiques sont donc très faibles et la température de gaine augmente (5).
- Renoyage : Lorsque l'eau provenant des systèmes de secours (RIS) entre en contact avec les crayons combustibles, elle se vaporise violemment, créant ainsi une surpression qui repousse le débit d'eau entrant. Celui-ci remouille à nouveau les crayons et on assiste à une succession de surpressions/renoyages : c'est la phase de renoyage oscillant, dont la résultante est un refroidissement des gaines (6). Ces oscillations s'amortissent rapidement et il y a l'apparition d'un front de trempe. La température des gaines augmente alors (7) tant que le front trempe n'est pas suffisamment proche du point de remouillage : le renoyage est dit stabilisé. A proximité du front de trempe, la gaine se refroidit par conduction (entre sa partie froide sous le front de trempe et sa partie chaude au-dessus) et par convection avec le fluide (8). Lorsque le front de trempe arrive au droit du point considéré, il y a remouillage et la température de gaine chute brutalement (9). De nombreux phénomènes thermo-hydrauliques se produisent juste au-dessus du front de trempe et sont détaillés dans le paragraphe 1.2.2.

L'ensemble de ce transitoire dure environ 5 minutes. Cette durée est indicative et peut varier sensiblement suivant plusieurs paramètres du scénario APRP (comme la taille de brèche).

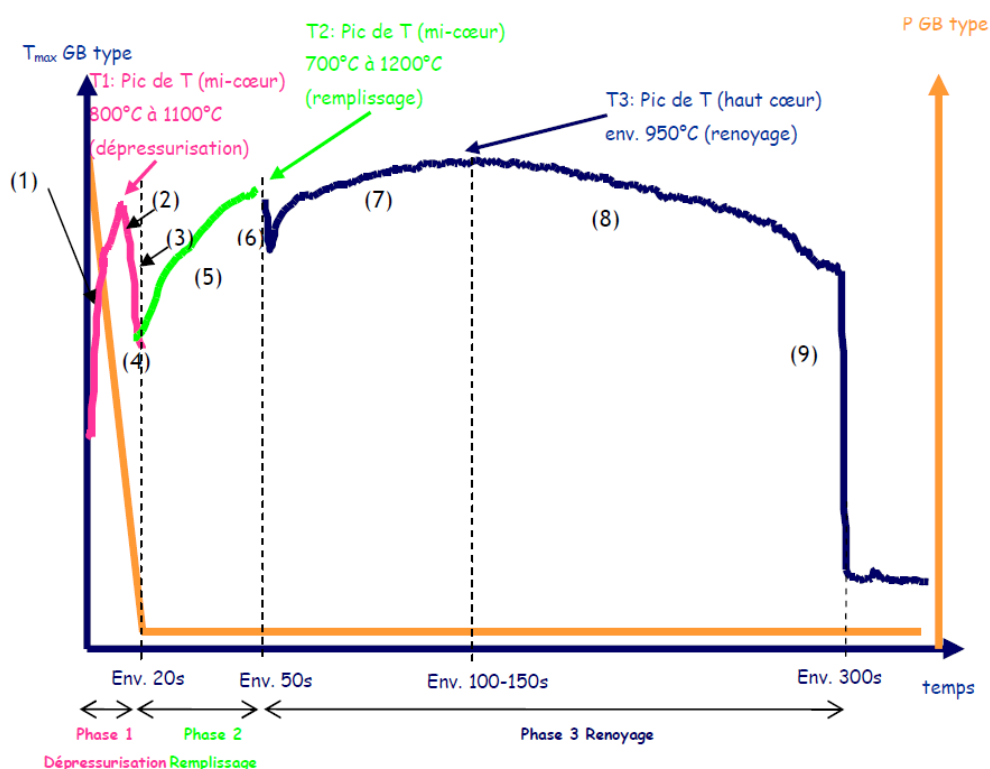


Figure 1.3. Transitoire de l'assemblage du point de vue thermo-hydraulique.

1.2.2. Risques encourus par les crayons combustibles lors de l'APRP

La figure suivante indique les possibles conséquences de l'APRP sur certains des crayons, notamment les plus chauds. Certaines de ces conséquences peuvent avoir un impact non négligeable sur la thermohydraulique de l'accident, notamment lors de la phase de renoyage.

Dans la première phase du transitoire, le risque d'éclatement du crayon par ballonnement de la gaine est rendu possible car les deux conditions suivantes sont réunies (Figure 1.4) :

- Une température élevée (au-delà de 800°C pour les alliages de zirconium), due au déstockage dans la gaine de l'énergie contenue dans le combustible et au mauvais refroidissement,
- Un gradient de pression positif entre l'intérieur du crayon et l'extérieur, dû à la dépressurisation très rapide du circuit primaire.

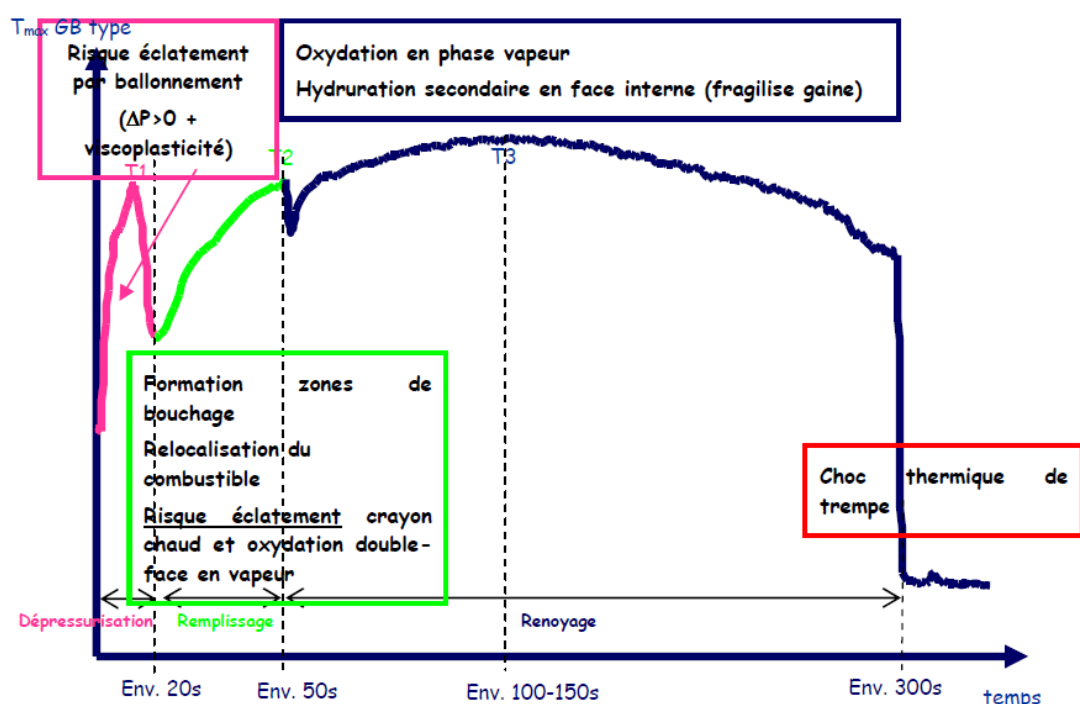


Figure 1.4. Transitoire du point de vue thermomécanique.

Ce risque est toutefois plus faible dans la première phase du transitoire car la température décroît rapidement après le premier pic de température, alors que dans les phases suivantes, le maintien plus long à haute température peut provoquer des déformations beaucoup plus marquées.

Ce risque est également accru dans les phases de remplissage et de renoyage car la déformation des crayons induit des zones de bouchages dans les canaux fluides, ce qui pénalise le refroidissement de la gaine.

Ces déformations vont limiter le passage de l'eau à travers l'assemblage et par conséquent elles peuvent affecter le refroidissement de ces sections bouchées (Figure 1.5). De la même manière, du fait de la déformation des gaines, les pastilles combustibles, qui sont fragmentées à cause de leur irradiation lors du fonctionnement normal du réacteur, peuvent bouger (phénomène de relocalisation) et générer des points chauds localisés dans certaines gaines à cause de la surpuissance apportée par ces fragments de combustible. D'un autre côté, dans le cas de rupture des gaines, une partie de ces produits radioactifs disponibles dans le crayon sera peut-être relâchée dans le circuit primaire.

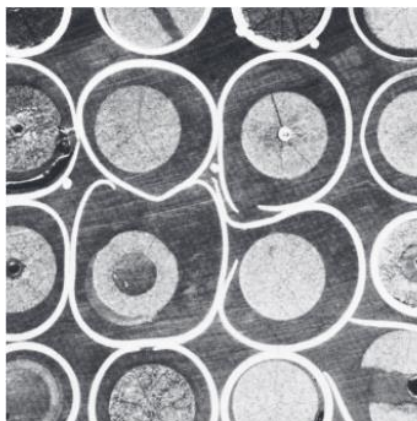


Figure 1.5. Assemblage de crayon combustible déformé, expériences Phebus LOCA (1983)[7].

La fragilisation de la gaine due à l'oxydation en phase vapeur en face externe est amplifiée en cas de rupture de la gaine car alors, elle se produit également en face interne, et est associée à une hydratation dite secondaire de la gaine, elle aussi en face interne. Cette fragilisation peut conduire à la rupture brutale de la gaine au moment de la trempe en raison des fortes contraintes s'exerçant sur la gaine à ce moment-là.

1.2.3. Thermo-hydraulique du renoyage

Pendant la phase dit de renoyage de l'APRP, il est possible d'identifier trois zones dans le cœur caractérisées par des écoulements de nature différentes (Figure 1.6).

Sous le front de la trempe se trouve une **zone dans laquelle l'eau est majoritairement sous forme liquide. Les échanges paroi fluide se font par ébullition nucléée (juste sous le front de trempe) et par convection liquide.** Juste au-dessus du front de trempe, les crayons combustibles ont une température bien au-dessus du point de Leidenfrost (i.e. où un film de vapeur est formé entre le liquide et la paroi chaude). Au niveau du front, le processus de refroidissement de la gaine est caractérisé par un important transfert de chaleur entre la gaine et l'eau, ce qui entraîne une vigoureuse génération de vapeur entraînant des gouttes d'eau [8]. La quantité totale de gouttes générées dans le cœur pendant la phase de renoyage est comprise entre 10 et 40% du liquide de refroidissement injecté [9].

En aval du front du trempe se trouve une **zone diphasique vapeur/gouttes, l'écoulement étant majoritairement vapeur et emportant la phase dispersée de gouttes ; ce régime est appelé en anglais DFFB (dispersed film flow boiling).** La formation de cet écoulement dans la zone du front de trempe est complexe et est conditionné par la fragmentation du liquide par la vapeur formée, conduisant à la formation des gouttes [9]. Cet écoulement permet de refroidir la zone supérieure des assemblages combustibles qui ne sont pas encore en contact avec de l'eau en phase liquide. Le refroidissement des gaines est dû principalement au transfert par convection entre la vapeur et la paroi [10]. Néanmoins, les gouttes jouent aussi un rôle très important dans le refroidissement, car elles échangent de la chaleur et de la masse avec la vapeur permettant de réduire sa température et augmenter son débit. De plus, les gouttes transfèrent de la chaleur avec la paroi quand elles l'impactent, transfert qui est possible même en régime d'ébullition en film [10]–[12]. Enfin, quand la température de paroi est suffisamment faible, les gouttes peuvent remouiller la paroi et la refroidir considérablement [13].

Au-dessus de cette zone diphasique, lorsque toutes les gouttes se sont évaporées, on trouve une **zone monophasique de vapeur surchauffée.** Dans cette zone, le refroidissement se fait essentiellement par convection entre la vapeur surchauffée et la gaine combustible.

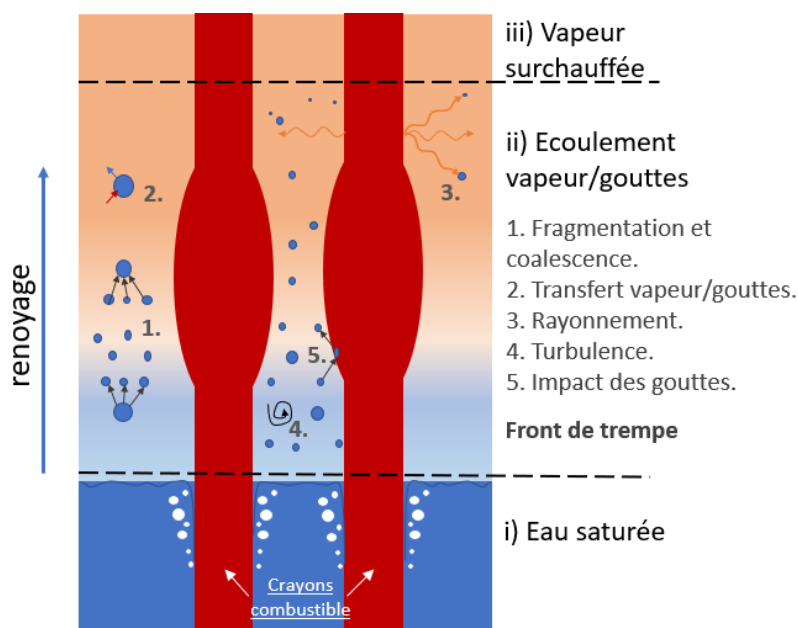


Figure 1.6. Phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans un APRP.

Dans la première et dernière zone, le refroidissement de la paroi se produit principalement grâce à la convection entre la paroi et le fluide monophasique (soit de l'eau liquide ou de la vapeur surchauffée). La caractérisation des échanges thermiques entre l'écoulement de vapeur et de gouttes avec la paroi dans la zone deux est plus complexe. Le présent travail se concentre exclusivement sur cette seconde zone. Notons que la fin de la première zone est la zone de trempe où une ébullition intense a lieu permettant d'alimenter en vapeur et gouttes la zone en aval.

Afin de caractériser le refroidissement produit par l'écoulement en aval du front de trempe il faut également caractériser l'écoulement de vapeur et de gouttes qui se produit dans cette zone. Cependant, à la connaissance de l'auteur, lors des travaux expérimentaux de renoyage, cet écoulement n'a pas été complètement caractérisé, et seule une gamme de valeurs est disponible.

Dans cette zone, il existe deux régimes d'écoulement qui sont différents suivant la vitesse de renoyage (

Figure 1.7) [11]:

- Vitesses de renoyage élevées : généralement supérieure à 0,15 m/s, un régime d'écoulement annulaire inverse est observé dans la région aval front de trempe où une fine couche de vapeur sépare la paroi chauffée du flux de liquide sous-refroidi qui remplit presque tout le sous-canal. Une longue région d'ébullition en film inversé peut également exister au-dessus du front de trempe. Au fur et à mesure que l'on progresse vers le haut du faisceau de crayons combustibles, le cœur liquide de l'écoulement devient saturé et commence à se fragmenter. La longueur des zones où règnent ces régimes dépend de la vitesse de renoyage, du sous-refroidissement initial du liquide, de la pression du système, de la température et du niveau de puissance résiduelle initiale des crayons combustibles.
- Faibles vitesses de renoyage : il n'y a pas de région d'ébullition en film annulaire inversé sous-refroidi. En raison du faible débit d'injection, le liquide atteint rapidement la saturation et il y a une ébullition massive du fluide sous le front de trempe. Au niveau du front de trempe, et au-dessus, l'échange paroi fluide se fait majoritairement par convection

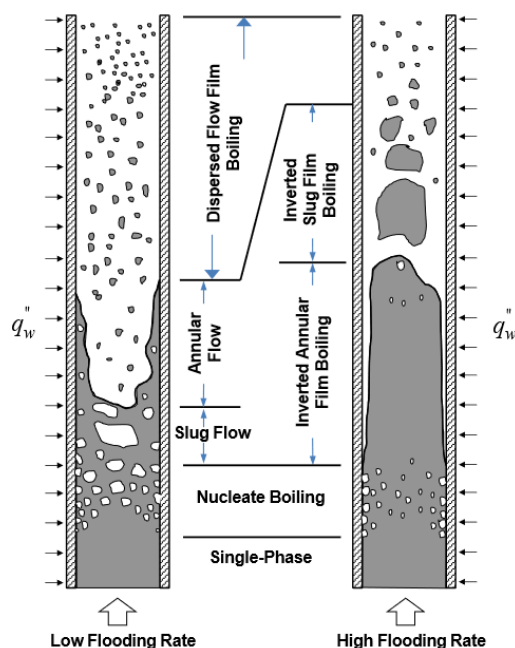


Figure 1.7. Régimes de transfert de chaleur observés pendant le renouage après un APRP [14].

Dans la plupart des études APRP en réacteur, des hypothèses pénalisantes dans le déroulement du transitoire sont considérées parce qu'elles conduisent à des sollicitations plus importantes sur les crayons combustibles. Dans ces cas de figure, les vitesses de renouage les plus souvent obtenues sont très faibles, généralement inférieures ou égales à 0,025 m/s. Ainsi, le régime d'écoulement dominant d'intérêt au-dessus du front de trempe est celui d'ébullition en film dans lequel la phase vapeur est prédominante et entraîne une phase dispersée de gouttes. Dans cette configuration, les transferts de chaleur paroi/fluide sont faibles et la gaine atteint sa température maximale [11], [15]. Par conséquent, la température maximale atteinte par la gaine lors d'un scénario d'APRP dépendra de l'efficacité de ces mécanismes de refroidissement. Il est donc de la plus haute importance de les modéliser correctement afin d'évaluer et de vérifier la sûreté d'un réacteur nucléaire lors d'un tel accident [16].

Les gouttes entraînées par la vapeur se forment au niveau du front de trempe à une température proche de la saturation. Elles sont créées soit par les instabilités à l'interface entre le liquide et la vapeur ou en raison de l'ébullition intense permettant à une grande quantité de liquide d'être arrachée par l'écoulement de vapeur. Ensuite, ces fragments liquides s'atomisent pour former des gouttes plus fines [17], [18]. Ce processus est complexe et n'a pourtant pas fait l'objet d'études approfondies. Cependant, différentes études indiquent que la taille des gouttes dans le régime d'ébullition en film peut être représentée de manière adéquate par une distribution log-normale [12], [15]. De même, la distribution des gouttes varie en fonction de multiples paramètres tels la vitesse du renouage, la puissance résiduelle des crayons et la distance des gouttes au front de trempe, entre autres [8]. De manière générale, les gouttes ont tendance à avoir un diamètre plus important près du front de trempe [8], [11], [19]. De même, les gouttes ont un diamètre plus faible en aval d'une grille de mélange sèche, car elles se fragmentent en l'impactant. Néanmoins, quand la grille est mouillée, la taille des gouttes peut augmenter principalement du fait du cisaillement et de la rupture de ligaments liquides au bord de la grille. Ainsi, le liquide déposé sur les grilles sert de source pour la génération de gouttes en aval [8], [19], [20].

La vitesse de la vapeur est toujours supérieure ou égale aux vitesses des gouttes. La vitesse des plus petites gouttes est très proche de la vitesse vapeur. Par contre, pour les grosses gouttes, la différence

de vitesse peut-être significative [21], [22]. Le Tableau 1.1 indique les valeurs typiques des principaux paramètres thermo-hydrauliques de cet écoulement aval front de trempe [8], [11], [23], [24].

Tableau 1.1. Valeurs typiques des principaux paramètres thermo hydrauliques en aval du front de trempe.

Paramètres	Valeurs typiques cas APRP
Diamètre des gouttes (d_g)	<2000 μm
Vitesse axiale des gouttes (u_g)	4 m/s -16 m/s
Fraction volumique des gouttes (α_g)	$0.2 - 10^{-4}$
Température de la vapeur (T_v)	120°C - 800°C
Température de la paroi (T_p)	300 °C - 1200 °C

1.2.4. Redistribution de débit

Comme mentionné auparavant, selon la gravité de l'accident, les crayons combustibles peuvent se déformer et donc influencer sur la distribution de gouttes et de la vapeur dans certaines zones en aval du front de trempe. Dans ces sections déformées, la déformation des crayons entraîne une diminution du diamètre hydraulique. Pour caractériser le degré de déformation, on utilise un paramètre appelé taux de bouchage (τ_b), défini comme :

$$\tau_b = 1 - \frac{S_b}{S_0} \quad (1.1)$$

Où S_b et S_0 sont, respectivement, l'aire de la section transversale d'un sous-canal bouché et d'un sous-canal intact, un sous-canal étant l'espace compris entre quatre crayons de combustible. Par ailleurs, les déformations peuvent se présenter à différentes cotes sur les crayons : on parle d'un ballonnement coplanaire quand plusieurs crayons voisins présentent des déformations localisées à la même cote et créent une seule zone ballonnée. A contrario, une zone ballonnée non coplanaire est formée par des déformations de crayons voisins à des cotes différentes.

Le refroidissement des gaines combustibles déformées est plus compliqué à étudier. En effet, ces blocages ont un effet sur l'hydraulique générale du cœur dans la mesure où ils entraînent une déviation de l'écoulement (principalement la vapeur) des zones bloquées vers les zones intactes et la création de zones de faibles vitesses juste en aval des ballons. L'impact de ces zones sur la thermique des crayons est plus difficilement appréciable du fait des nombreux phénomènes intervenant sur le crayon : relocalisation du combustible, oxydation de la gaine, variation de la surface d'échange gaine fluide, rôle des gouttelettes qui ne sont pas toutes déviées en amont et peuvent retomber sur les ballons en aval du fait de la faible vitesse vapeur.

De nombreux programmes expérimentaux ont été consacrés à l'évaluation de l'impact de la déformation des crayons sur son refroidissement pendant un transitoire d'APRP comme par exemple, les programmes FEBA et SEFLEX [25], dont le but était de quantifier la « refroidissabilité » d'un assemblage 5x5 avec une zone bouchée (90% de taux bouchage sur une section de 3x3) pendant une phase de renoyage. Les résultats ont montré qu'en aval et à l'intérieur des zones bouchées les échanges thermiques étaient plus importants avec un remouillage de la gaine plus précoce par rapport aux sous-canaux voisins ou en comparaison avec les crayons sans bouchage [26]. Néanmoins, il faut noter que ces programmes n'ont pas tenu compte de l'effet de relocalisation du combustible dans les zones bouchées, phénomène qui engendre une augmentation de la puissance résiduelle locale dans la zone bouchée. Un résultat similaire a été trouvé dans le programme FLECHT-SEASET [27], où il a été constaté

que les effets bénéfiques liés à l'augmentation du taux de bouchage sur le transfert thermique étaient plus importants que les effets négatifs liés à la réduction du flux massique de vapeur. D'autre part, l'importance des gouttes dans ces zones bouchées a été identifiée, car en contact avec les surfaces ballonnées, les gouttes peuvent se fragmenter et de cette manière s'évaporer plus rapidement, contribuant à réduire la température de la vapeur dans la zone bouchée [26]. Cependant, les expériences de renoyage sont très compliquées à interpréter étant donné qu'essentiellement des mesures de température ont été faites. Par conséquent, il n'est pas possible d'extrapoler ces résultats à d'autres configurations, notamment à cause du manque de mesures caractérisant l'écoulement.

Malgré l'importance de la compréhension de ce phénomène, peu d'expériences mesurant précisément les champs de vitesse dans un assemblage avec des sections bouchées ont été réalisées. Cela est principalement dû à la difficulté technique de mesurer les vitesses axiales et transversales en présence des sous-canaux bouchés. C'est pourquoi l'IRSN a mené une étude expérimentale afin de mesurer les champs de vitesse 3D dans un assemblage combustible présentant divers taux de bouchage. Afin de réaliser ces mesures, la technique de vélocimétrie par résonance magnétique, disponible au LEMTA, a été utilisée [28]–[30]. L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'une part de mesurer les champs de vitesse sans affecter l'écoulement et d'autre part d'accéder à des zones où il est optiquement impossible de réaliser des mesures par PIV ou LDV.

Les champs de vitesses ont été obtenus à l'aide d'une boucle expérimentale appelée MASCARA, dont la section d'essais est un assemblage de 7x7 crayons, représentative d'une partie d'un assemblage de réacteur REP français. En raison de la technique de mesure utilisée, MASCARA utilise de l'eau liquide à température ambiante et sans échanges thermiques. En effet, l'utilisation de la vapeur n'est pas adaptée puisque l'intensité du signal serait beaucoup trop faible (la technique RMN nécessite la présence de protons moins nombreux dans la vapeur d'eau que dans l'eau liquide) qu'avec l'utilisation de liquide et n'aurait pas permis de mesurer les vitesses avec confiance. Afin d'être représentatif d'un écoulement aval front de trempe en situation d'APRP, une similitude en nombre de Reynolds a été utilisée. La boucle MASCARA a permis d'évaluer l'influence de différents taux de bouchage (0%, 61%, 80% et 90%) sur les écoulements 3D dans la grappe, de la longueur de bouchage (100 mm et 240 mm) et l'influence de différentes configurations des crayons déformés (coplanaires et non coplanaires).

Dans son étude, Oliveira et al. [30] ont constaté que la redistribution de débit est plus intense lorsqu'il y a plusieurs sous-canaux voisins bouchés, alors qu'elle n'est pas observable s'il y a un ballonnement de la gaine mais pas de bouchage de sous-canal. De sorte que, le ballonnement des gaines devient problématique d'un point de vue thermohydraulique lorsqu'il y a un contact entre des gaines voisines formant un sous-canal bouché, ce qui entraîne des réductions substantielles de la vitesse du fluide porteur en amont et en aval des gaines. De plus, dans les deux configurations non-coplanaires évaluées, ces types de bouchage semblent moins critiques que les bouchages coplanaires pour le refroidissement des assemblages de combustible pendant un APRP. Néanmoins, une zone ballonnée en aval peut affecter la redistribution du flux causée par un ballonnement en amont et peut donc changer le point le plus critique à refroidir pendant la phase de renoyage.

Pour les sous-canaux bouchés formés par des déformations coplanaires, il a été observé que le fluide se dévie fortement en amont des zones bouchées, la vitesse axiale du fluide dans le sous-canal bouché diminuant fortement à cause de la déviation du fluide. En aval des zones bouchées, un minimum de vitesse axiale est également mesuré du fait d'une part de l'élargissement de l'aire de passage du fluide (passage d'une zone bouchée à une zone non bouchée) et d'autre part à la faible redistribution des débits à cet endroit. Concernant la redistribution du fluide, Oliveira et al. [30] ont constaté que ni la longueur de bouchage ni l'intensité du débit liquide injecté n'avaient une influence importante sur la quantité de fluide déviée d'une zone bouchée vers une zone non bouchée. Oliveira et al [28], [30] ont finalement mis en évidence que le paramètre déterminant dans la quantité de fluide dévié est le taux de bouchage et que cette déviation est précisément quasi-proportionnelle au taux de

bouchage du sous-canal. Par conséquent, la vitesse axiale débitante du fluide dans la section bouchée maximale est proche de la vitesse axiale dans une section non bouchée [26].

En termes de transferts thermiques, on pourrait s'attendre à une variation significative des flux thermiques par unité de longueur de sous-canal dans la zone bouchée par rapport au sous-canaux moins bouchés. Mais l'évaluation des différents facteurs associés indique que ce n'est pas le cas, tant pour l'écoulement turbulent que laminaire. Ceci peut s'expliquer par la quasi-compensation des effets liés à la diminution du diamètre hydraulique : augmentation du coefficient de transfert de chaleur surfacique et diminution de la surface effective de transfert [26]. De même, Ruyer et al. [31] ont trouvé que les gouttes d'un plus grand diamètre ($St > 1$) sont inertielles et ne dévient pas avec la vapeur en amont des zones, de sorte que les gouttes peuvent intervenir positivement sur le refroidissement des sous-canaux bouchés.

1.3. Position du Problème

Comme mentionné précédemment, lors d'un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP), une augmentation de la température du combustible ainsi que la chute de la pression dans le cœur peut survenir et éventuellement conduire à des déformations importantes voire à la rupture des gaines des crayons de combustible. Par conséquent, les accidents LOCA ont fait et font encore l'objet de recherches afin d'assurer la sûreté nucléaire. Les performances des systèmes de secours doivent être conformes aux critères d'acceptation concernant la température maximale de la gaine (PCT), l'oxydation maximale de la gaine, la génération d'hydrogène, la capacité de refroidissement de la géométrie et le refroidissement à long terme.

De ce fait, la compréhension de l'ensemble des phénomènes en jeu lors d'un APRP constitue un enjeu de sûreté important. C'est pourquoi, L'IRSN a décidé de lancer un programme de Recherche et Développement composé de deux volets, le premier dédié à la collecte et à l'interprétation de nouvelles données expérimentales concernant le renoyage et le comportement thermomécanique des crayons combustibles. La seconde partie est dédiée au développement et à la validation d'un outil de simulation, nommé DRACCAR, capable de simuler l'ensemble des phénomènes mécaniques, chimiques et thermo-hydrauliques d'un APRP [32].

DRACCAR est dédié à l'analyse du comportement des assemblages de combustibles en conditions d'APRP. De cette façon, il décrit :

- Le comportement thermomécanique des crayons combustibles : le fluage et l'éclatement de la gaine, la relocalisation du combustible à l'intérieur du ballon
- La thermo-hydraulique dans les grappes de combustible : en 3D dans le cœur du réacteur pour prendre en compte les conséquences sur l'écoulement des déformations des crayons et en 1D dans les circuits primaire et secondaire du réacteur
- La thermochimie : l'oxydation du Zircaloy par la vapeur ou l'air

Avec le développement de DRACCAR, un projet de recherche pluridisciplinaire, nommé PERFROI, a été lancé par l'IRSN. Un des objectifs de PERFROI est de consolider la validation du code DRACCAR par sa comparaison avec des résultats expérimentaux. Le projet inclut les aspects thermomécaniques et thermo-hydrauliques du comportement du combustible nucléaire en conditions APRP.

Du point de vue thermo-hydraulique, le projet PERFROI consiste en l'étude du renoyage d'assemblages de 7x7 crayons combustible dans lesquels certains sont pré-déformés pour former une zone bouchée. De plus, une surpuissance est appliquée dans les crayons au niveau de cette zone bouchée pour simuler la relocalisation du combustible [7]. Les essais réalisés sur ces différentes

grappes sont dénommés COAL (**CO**olability of a fuel **A**ssembly during **L**oca). Les influences antagonistes dues à la présence d'un bouchage seront donc évaluées au moyen de ces essais semi-intégraux.

Cependant les conditions des essais COAL ne permettent pas de caractériser précisément l'écoulement, notamment les distributions spatiales de débit de vapeur et de gouttes au sein de la grappe. Or ces données sont essentielles pour interpréter l'évolution de la température au sein d'une géométrie déformée. C'est pourquoi en complément de l'installation COAL, l'installation COLIBRI (**CO**oLing of **B**lockage **R**egion Inside a PWR **R**eactor) a été développée au LEMTA, afin de pouvoir interpréter les résultats obtenus lors des essais COAL [21]. En particulier, l'installation COLIBRI permet de caractériser plus précisément la thermo-hydraulique de l'écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées au sein d'une zone bouchée d'un sous-canal d'un assemblage combustible. La conception, l'instrumentation et la validation de cette installation sont les principaux résultats de la précédente thèse de Juan David Peña Carrillo [21].

1.3.1. Résultats expérimentaux de la première campagne expérimentale

Le banc expérimental COLIBRI dont la section d'essai est un tube de type venturi a permis l'évaluation du refroidissement d'une géométrie pouvant simuler trois valeurs de taux de bouchage (0%, 61% et 90%) ainsi que deux valeurs de longueur axiale de bouchage (100 mm et 300 mm). Un écoulement de vapeur surchauffée et de gouttes est injecté en entrée de la section d'essai qui était préalablement chauffée à haute température (jusqu'à 800°C). Les caractéristiques des conditions d'injection et de température sont dans la gamme de celles attendues en APRP.

La boucle COLIBRI 1 a permis d'obtenir un suivi spatiotemporel de la température du tube lors du refroidissement. Cette information, couplée à un modèle thermique 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. Également, COLIBRI a permis la caractérisation de l'écoulement vapeur et gouttes, grâce aux techniques non-intrusives permettant de mesurer la vitesse, le diamètre et la température des gouttes. Les expériences réalisées ont eu pour but d'analyser en particulier l'influence de trois facteurs sur le refroidissement du tube : la géométrie, les conditions d'injection et la puissance thermique injectée dans le tube.

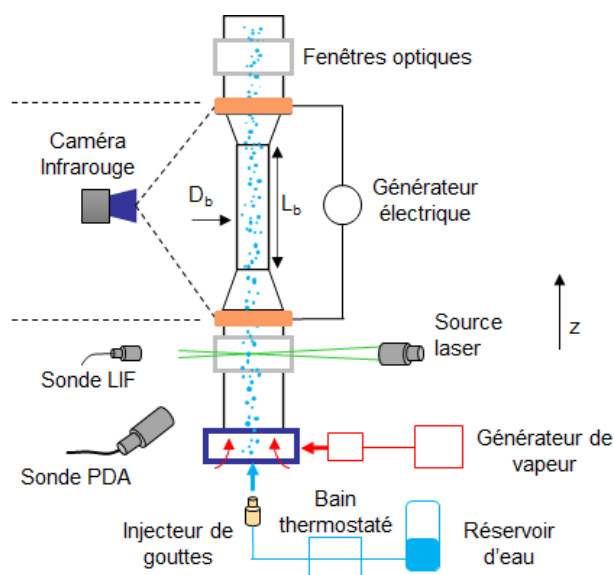


Figure 1.8. Schéma de la boucle COLIBRI 1 [21].

Les résultats obtenus lors de cette première campagne ont permis d'identifier que les débits des gouttes et du débit de vapeur jouent un rôle très important sur le refroidissement de la paroi en régime d'ébullition en film. Également, dans ces travaux, Peña Carrillo [21] a constaté qu'en régime d'ébullition en film le flux moyen extrait par l'écoulement interne augmentait avec le taux de bouchage, comme le montre Figure 1.9. Sur cette dernière, le flux moyen par longueur du tube est tracé en fonction de la température moyenne de la paroi et pour trois taux de bouchage différents ($\tau_b = 0\%$, 61% et 90%). Ces expériences sur l'influence du taux de bouchage ont été faites avec des mêmes paramètres thermo-hydrauliques similaires (débit et température des gouttes et de la vapeur). On constate que plus le taux de bouchage est grand, plus le refroidissement du tube est efficace. En fait, l'augmentation du flux est dû à l'accélération de la vitesse de la vapeur au niveau Venturi des tubes qui représentaient les sous-canaux bouchés. Ce phénomène diffère du cas réel 3D en assemblage. En effet, en présence des sous-canaux bouchés, la vapeur est déviée vers les régions moins bouchées comme expliqué précédemment.

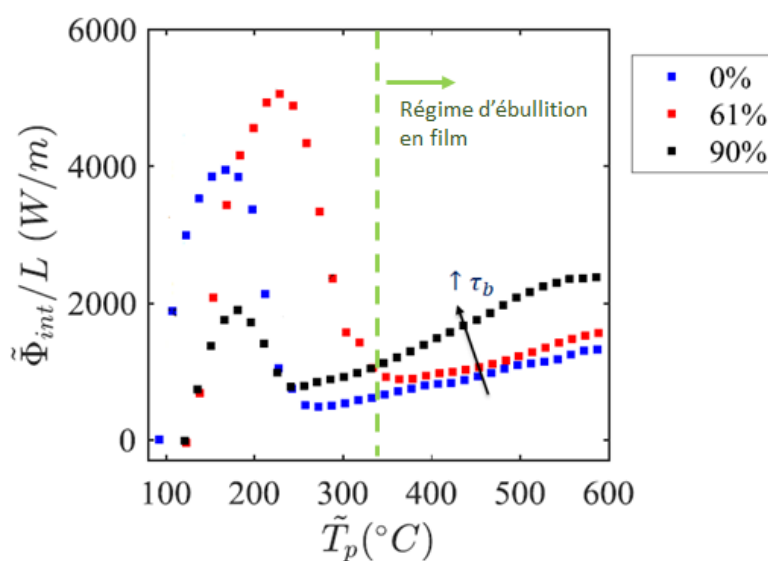


Figure 1.9. Influence du taux de bouchage dans le flux moyen de chaleur extrait par l'écoulement interne vapeur/gouttes mesure

Par ailleurs, les données issues des premiers essais sur COLIBRI 1 ont permis de valider un code appelé NECTAR (*New Experimental Code for Thermal-hydraulic Analysis in a Representative geometry*) dans la plage de fonctionnement de la boucle, code dédié à la modélisation des phénomènes couplés de transfert de chaleur et de masse, ainsi qu'à la dynamique des gouttes dans la section d'essais COLIBRI. Ce code permet donc d'analyser les résultats issus de COLIBRI mais aussi de tester différents modèles physiques avant d'éventuellement les intégrer dans le code DRACCAR.

Enfin, il est à noter que le domaine de fonctionnement de COLIBRI 1 n'a permis que l'étude des écoulements présentant une faible fraction volumique des gouttes (10^{-4} - 4.10^{-4}) et une faible température de vapeur d'injection (<180 °C), ne couvrant qu'une faible partie de la gamme attendue pour un APRP, telles qu'il est montré dans le Tableau 1.2.

Tableau 1.2. Paramètres thermo-hydrauliques de la boucle COLIBRI [21].

Paramètre	Valeur APRP	Valeurs COLIBRI
Température de vapeur (T_v)	$T_{sat} \leq T_v \leq 800 \text{ °C}$	$T_{sat} \leq T_v \leq 180 \text{ °C}$
Température de gouttes (T_g)	$T_{sat} \approx T_g$	$T_g \leq 70 \text{ °C}$
Température de paroi (T_p)	$T_p \leq 700 \text{ °C}$	$T_p \leq 700 \text{ °C}$
Diamètre des goutte (d_g)	$d_g \leq 1300 \text{ }\mu\text{m}$	$d_g \leq 300 \text{ }\mu\text{m}$
Fraction volumique des gouttes (α_g)	$10^{-4} \leq \alpha_g \leq 0.2$	$10^{-4} \leq \alpha_g \leq 5.10^{-4}$
Pression de travail (p)	$p \leq 4 \text{ bar}$	$p \leq 1.2 \text{ bar}$

1.3.2. Objectifs de la thèse

Il est essentiel que DRACCAR puisse simuler de manière précise les différents mécanismes de transfert de chaleur et de masse se produisant au niveau d'un sous-canal d'un assemblage dans toute la plage des paramètres thermo-hydrauliques attendues en APRP. Par conséquent, l'installation expérimentale COLIBRI a été modifiée afin de se rapprocher davantage des conditions réelles d'un APRP. Ces modifications ont visé en l'augmentation de la température de la vapeur, l'augmentation de la taille des gouttes et l'augmentation de la fraction volumique des gouttes injectées dans la boucle COLIBRI. Les valeurs modifiées de ces paramètres sont résumées dans le Tableau 1.3.

Tableau 1.3. Conditions thermo-hydrauliques de la boucle expérimentale COLIBRI version 2.

Paramètre	Valeurs COLIBRI 1	Valeurs COLIBRI 2
Température de vapeur (T_v)	$T_{sat} \leq T_v \leq 180 \text{ °C}$	$T_{sat} \leq T_v \leq 480 \text{ °C}$
Diamètre des goutte (d_g)	$d_g \leq 300 \text{ }\mu\text{m}$	$d_g \leq 600 \text{ }\mu\text{m}$
Fraction volumique des gouttes (α_g)	$10^{-4} \leq \alpha_g \leq 5.10^{-4}$	$10^{-4} \leq \alpha_g \leq 10^{-2}$

Similairement, COLIBRI a été modifiée afin de tenir compte des conclusions sur la redistribution du débit de vapeur en présence des zones bouchées. Par conséquent, une ligne de bypass de la section d'essai a été ajoutée afin de dévier une portion de la vapeur avant qu'elle rentre sur la section d'essai, cela a permis une déviation allant jusqu'à 95% du débit total de vapeur injectée.

Les objectifs de la présente étude sont :

1. Compléter la base de données expérimentales commencée par Pena Carrillo [21]: la nouvelle configuration de la boucle COLIBRI permet d'étudier l'influence des paramètres thermo-hydrauliques de l'écoulement dans une gamme plus large de valeurs des paramètres mentionnées dans le Tableau 1.3. De plus, la nouvelle configuration de la boucle permet l'étude de l'influence de la déviation de la vapeur des sous-canaux bouchées vers ceux intacts dans différentes conditions typiques d'un APRP.
2. Comparer les différents modèles de transfert de chaleur avec l'outil numérique NECTAR afin d'identifier de possibles candidats à intégrer dans DRACCAR : différents modèles pour l'estimation du transfert de chaleur en régime d'ébullition en film sont évalués avec

- NECTAR afin d'identifier les modèles permettant de prédire au mieux les résultats expérimentaux ;
3. Analyser les écarts entre les résultats de simulations DRACCAR d'essais COLIBRI et les résultats expérimentaux, d'en identifier la ou les origines et de proposer des modifications afin de contribuer à l'amélioration des modèles de DRACCAR et à la validation du logiciel.

Dans le chapitre suivant du manuscrit, il est donné une description détaillée des différents modèles pour l'estimation du transfert de chaleur entre une paroi chaude et un écoulement de vapeur et de gouttes, dans les conditions typiques d'un APRP. Ensuite, la boucle expérimentale COLIBRI ainsi que les modifications apportées à l'installation seront décrites dans le chapitre 3. Les techniques expérimentales utilisées dans la boucle COLIBRI pour la mesure et l'estimation des grandeurs physiques d'intérêt sont détaillées dans le chapitre 4. Des exemples typiques de résultats expérimentaux obtenus seront également donnés dans ce chapitre. Par la suite, dans le chapitre 5, la campagne expérimentale réalisée sur la nouvelle configuration de l'installation COLIBRI ainsi que les principaux résultats expérimentaux obtenus sont présentées et analysés. Le code NECTAR et DRACCAR seront décrits en détail dans le chapitre 6. Finalement, la validation des différents modèles physiques à partir de la confrontation entre le code NECTAR et les résultats expérimentaux est résumé dans le chapitre 7. Dans ce chapitre, la confrontation des résultats numériques du code DRACCAR de l'IRSN et du code NECTAR aux résultats expérimentaux est également présentée.

2. TRANSFERT DE CHALEUR EN ECOULEMENT MULTIPHASIQUE POUR LE REGIME D'EBULLITION EN FILM

Dans un tube vertical à flux imposé, les coefficients d'échange ainsi que les températures de la paroi et du fluide varient tout au long du tube en fonction des configurations d'écoulement et des conditions imposées (Figure 2.1). Suivant l'intensité du flux imposé et la longueur du tube, si de l'eau sous-refroidie est injectée en bas du tube, de la vapeur surchauffée sortira en haut. Dans la partie basse du tube, la paroi va chauffer l'eau jusqu'à la saturation. Lorsque cette température est atteinte, des bulles commencent à apparaître à la paroi ($T_p > T_{sat}$). Lorsque l'eau est à saturation, les bulles vont se détacher de la paroi et rejoignent le cœur de l'écoulement. Dans cette région d'ébullition nucléée, le liquide reste en contact avec la paroi, ce qui entraîne un bon transfert de chaleur entre la paroi et le fluide. De ce fait, la température de la paroi reste peu élevée. En montant dans le tube, plus de vapeur est générée, vapeur qui s'accumule au centre du tube et qui est entourée d'un film liquide en contact avec la paroi : un écoulement annulaire inverse se forme. La vitesse de la vapeur étant beaucoup plus grande que la vitesse de liquide, des instabilités naissent à l'interface liquide-vapeur et provoquent un arrachement de gouttes du film liquide qui sont entraînées dans le cœur de vapeur. Ce phénomène associé à l'évaporation du film liquide conduit à sa disparition et l'assèchement du tube se produit (Dryout ou Burnout en anglais) [33]. Le coefficient d'échange paroi/fluide diminue d'un ou deux ordres de grandeur par rapport aux valeurs obtenues en ébullition nucléée et convective diphasique, ce qui entraîne (dans le cas du flux imposé) une augmentation brusque de la température de la paroi [34].

Après l'assèchement à la paroi, il existe une région d'ébullition en film instable où le contact humide entre la paroi et les gouttes est encore possible. Néanmoins, quand la température de la paroi est suffisamment élevée et dépasse la température de Leidenfrost, les gouttes proches de la paroi s'évaporent rapidement et les impacts des gouttes avec la paroi sont moins fréquents [35]. La température de Leidenfrost dynamique (*minimum film boiling temperature* en anglais) peut être beaucoup plus élevée que la température de saturation du liquide. Dans ces conditions, la chaleur est transférée majoritairement à la vapeur, ce qui entraîne une augmentation de sa température. Par ailleurs, comme seulement une partie de cette chaleur est transférée aux gouttes, il y aura une différence très marquée entre la température des deux phases. Cette différence induit un déséquilibre thermique [33], [35]. Dans cette situation, le liquide n'est que sous forme de gouttes dispersées, généralement rencontrées à une fraction de vide supérieure à 80 %, appelé régime à écoulement dispersé (*Dispersed Flow Film Boiling, DFFB*, en anglais).

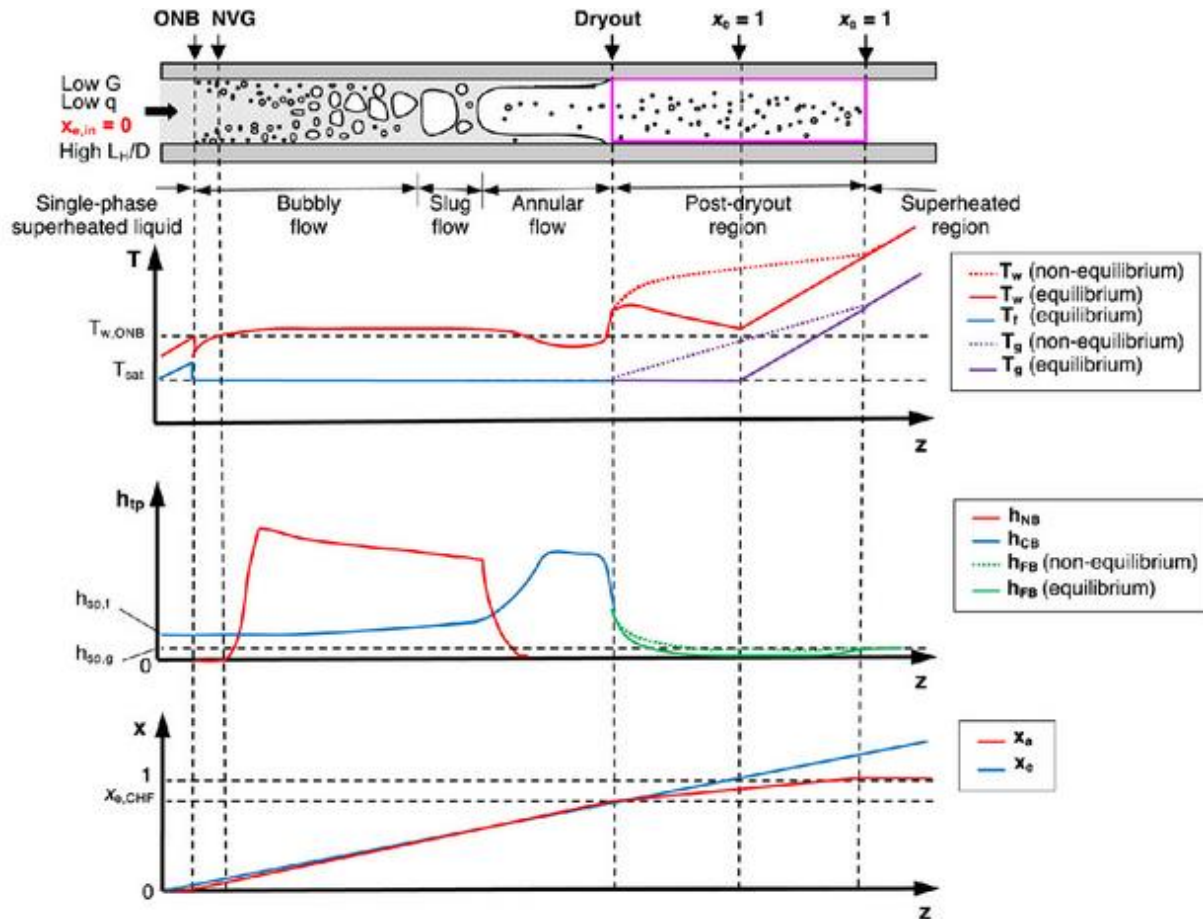


Figure 2.1. Variation de la température de la paroi et du coefficient de transfert de chaleur dans les différents régimes d'écoulement générés dans un tube à flux imposé [36].

Notre étude s'intéresse à la caractérisation physique d'un écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées, écoulement généré en aval du front de trempe lors de la phase de renoyage à l'échelle d'un sous-canal fluide et plus particulièrement la caractérisation des échanges thermiques entre les crayons à haute température et l'écoulement. Il y a plusieurs façons d'estimer le transfert de cet écoulement avec la paroi. Dans cette étude, on s'intéresse à deux méthodes fréquemment utilisées : la première utilise une corrélation globale de transfert en régime d'ébullition et la seconde une approche mécaniste.

2.1. Modélisation de l'écoulement dispersé via une corrélation globale

Le refroidissement par un écoulement vapeur/gouttes a fait l'objet de plusieurs études qui ont visé à caractériser le flux thermique entre l'écoulement et la paroi chaude à partir des corrélations empiriques où à partir des modèles analytiques plus complexes. Les corrélations empiriques sont généralement des modifications de la corrélation de Dittus-Boelter pour le calcul du coefficient convective monophasique, où les coefficients ont été adaptés afin de tenir compte de la présence de la phase dispersée [35], [37], [38]. De plus, ces corrélations ont été développées à partir de différents résultats expérimentaux, de sorte qu'elles sont valables dans une large gamme de conditions expérimentales.

Parmi ces corrélations, on trouve les corrélations de Dougall et Rohsenow [39], Groeneveld et Delorme [40], et Shah [41]. La corrélation de Dougall et Rohsenow [39] est couramment utilisée par l'industrie nucléaire, mais elle suppose un équilibre thermodynamique et un écoulement homogène

des phases liquide et vapeur, cas contraire à l'écoulement typique en APRP. De plus, l'estimation du coefficient de transfert de chaleur est plus précis dans le cas d'un écoulement à haute pression et un débit massique élevé de vapeur [42], [43]. La corrélation de Groeneveld et Delorme, quant-à-elle, [40] prend en compte le non-équilibre entre phases mais il a été constaté qu'elle donne des résultats peu précis [44], [45].

Récemment, Shah [41] a publié une modification de sa corrélation pour le calcul du transfert de chaleur en ébullition en film pour un écoulement dispersé. Son modèle prend en compte la différence de température entre les gouttes et aussi le refroidissement de la vapeur à cause des gouttes, mais estime que les gouttes vont à la même vitesse que la vapeur. Il a vérifié cette nouvelle corrélation avec des données provenant de différentes sources expérimentales, pour 10 fluides (y compris l'eau) en écoulement horizontal et vertical ascendant. L'écart absolu moyen entre la prédiction du modèle proposé par Shah et les données expérimentales est de l'ordre de 20%. L'avantage de la méthode est sa simplicité. L'inconvénient provient de son degré de précision et de son extrapolation. En effet, si ces corrélations empiriques calculent de façon satisfaisante la température de la paroi dans les conditions thermo-hydrauliques utilisée pour leur mise au point, des erreurs de prédiction notables et des tendances asymptotiques incorrectes peuvent être observées lorsqu'on extrapole à des conditions bien au-delà de celles dans lesquelles elles ont été établies.

Plus récemment, Groeneveld et al. [46] ont proposé l'utilisation d'une table d'ébullition en film comme alternative aux nombreux modèles. Cette table est en fait une banque de données normalisée de coefficients de transfert de chaleur pour des valeurs discrètes de pression, de flux massiques, de qualité et de flux de chaleur ou de températures de surface. Le coefficient de transfert de chaleur dans une configuration donnée est alors obtenu par interpolation dans cette table. Elle est composée de 20785 points de données d'ébullition en film, issues de plusieurs programmes expérimentaux. La détermination des coefficients de transfert de chaleur en ébullition en film via cette table conduit à une erreur efficace globale sur le transfert de chaleur de 10,58 % et une erreur moyenne de 1,71 %.

2.2. Approche mécaniste

Afin d'améliorer la précision du calcul, il est préférable d'aborder le phénomène d'une façon mécaniste, c'est-à-dire, considérer que le transfert en ébullition en film est une somme de contribution de mécanismes de transferts thermiques entre une paroi chaude et un écoulement de vapeur surchauffée avec une phase dispersée de gouttes. Cette approche est applicable dans une large gamme de conditions physiques de l'écoulement (dispersé) et aussi aux codes de sûreté nucléaire. En régime d'ébullition en film, plusieurs mécanismes physiques jouent un rôle important dans la dissipation de la chaleur (Figure 2.2), à savoir :

- Transfert thermique entre la paroi et la vapeur : par convection forcée paroi/vapeur (Φ_{pv}) et par rayonnement paroi/vapeur ($\Phi_{r,pv}$).
- Transfert thermique entre la paroi et les gouttes : par impacts des gouttes sur la paroi ($\Phi_{i,pg}$) et par rayonnement paroi/gouttes ($\Phi_{r,pg}$).
- Transfert thermique entre la vapeur et les gouttes : par convection entre les gouttes et la vapeur (Φ_{vg}) et par rayonnement vapeur/gouttes ($\Phi_{r,vg}$).
- Transfert de masse entre les deux phases : due à l'évaporation des gouttes (\dot{m}_{ev}).

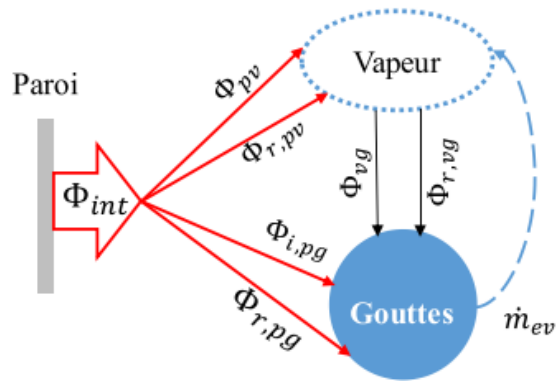


Figure 2.2. Transferts thermiques en écoulement dispersé vapeur/gouttes dans un tube [21].

Le calcul de chaque mécanisme de transfert de chaleur peut se faire à partir de corrélations empiriques. Par la suite, les différentes corrélations empiriques utilisées pour le calcul de chaque mécanisme seront décrites.

2.2.1. Convection forcée vapeur/paroi

Ce type de transfert a été amplement étudié dans le cas d'un écoulement dans une conduite circulaire. Les corrélations issues de ces études dépendent principalement des nombres de Reynolds et de Prandtl. Les corrélations empiriques peuvent être classées selon les trois cas possibles d'écoulement : laminaire, transitoire et turbulent. Le changement entre régimes d'écoulement dépend d'un nombre conséquent de paramètres à savoir du nombre de Reynolds, de la géométrie et de la disposition du tube, de la longueur du tube, du nombre de Grashof, du nombre de Prandtl et des conditions limites.

Pour un tube vertical, le changement d'un écoulement laminaire au régime transitoire a lieu entre un nombre de Reynolds de 2300 et 3000 ([47], [48]). Généralement, on considère un nombre de Reynolds critique (Reynolds limite entre le régime laminaire et transitoire) de 2300. De la même façon, la transition vers le régime turbulent n'est pas clairement établie, mais il est généralement admis que le régime pleinement turbulent est atteint à partir d'un nombre de Reynolds de 10000. Néanmoins, différentes études ont constaté que cette transition de régime pouvait survenir à des nombres de Reynolds inférieurs. Par exemple, Abraham et al. [49] ont constaté que le changement se produit dans une plage de Reynolds entre 3000 et 4000. De même, Gnielinski [50] propose que le régime turbulent pour l'application de sa corrélation soit considérée à partir d'un nombre de Reynolds de 4000. Bertsche et al. [51] ont trouvé que le régime d'écoulement turbulent complet commençait dans une plage de Reynolds entre 4100 et 5400. Enfin, il faut noter que dans le cas d'un écoulement diphasique (présence de gouttes dans l'écoulement), la transition du régime laminaire à turbulent peut se produire pour des nombres de Reynolds plus faibles [41], [52]. Plusieurs corrélations récentes sont données dans les paragraphes suivants pour les différents régimes d'écoulement.

2.2.1.1. Ecoulement laminaire

Pour l'écoulement laminaire, Gnielinski [50] propose deux équations qui dépendent des conditions limites appliquées à la paroi. Dans le cas où une température constante est imposée à la paroi, la corrélation prend la forme :

$$Nu_T = \left\{ 49.371 + \left(1.615 \sqrt[3]{\frac{RePrD}{x}} - 0.7 \right)^3 + \left(\left(\frac{2}{1 + 22Pr} \right)^{1/6} \left(\frac{RePrD}{x} \right)^{1/2} \right)^3 \right\}^{1/3} \quad (2.1)$$

Cette corrélation est valable pour toutes les longueurs de tuyaux pendant le développement thermique et hydrodynamique de l'écoulement. Dans l'équation, la variable x et D correspondent à la longueur de développement de la couche limite thermique de l'écoulement (x est mesuré à partir du point où le chauffage commence) et le diamètre hydraulique du tube respectivement. Dans le cas d'un flux de chaleur constant appliqué en paroi, l'équation prends la forme suivante :

$$Nu_q = \left\{ 82.756 + \left(1.953 \sqrt[3]{RePrD/x} - 0.6 \right)^3 + \left(0.924 \sqrt[3]{Pr} \sqrt{ReD/x} \right)^3 \right\}^{1/3} \quad (2.2)$$

De la même façon, Lienhard and Lienhard [53] proposent deux modèles pour le calcul du nombre de Nusselt, un applicable dans le cas où la température est imposée en paroi et l'autre quand un flux est imposé. Ces modèles permettent d'avoir une bonne estimation du flux de chaleur, les erreurs entre les valeurs expérimentales et données par les modèles étant inférieures à 1%. Dans le cas d'une température imposée en paroi, le nombre de Nusselt est calculé avec l'équation suivante :

$$Nu_T = 3.657 + 0.2362 \left(\frac{RePrD}{x} \right)^{0.488} e^{-57.2/RePrD} \quad (2.3)$$

Et avec l'équation ci-dessous dans le cas d'un flux de chaleur imposé en paroi :

$$Nu_q = 4.364 + 0.263 \left(\frac{RePrD}{x} \right)^{0.506} e^{-41/RePrD} \quad (2.4)$$

Où D et x sont le diamètre du tube et la longueur de développement de la couche limite thermique de l'écoulement (x est mesuré à partir du point où le chauffage commence).

2.2.1.2. Ecoulement transitoire

Pour le régime de transition, Gnielinski [50] propose d'utiliser une interpolation linéaire entre le nombre de Nusselt calculé en régime laminaire avec un nombre de Reynolds de 2300 et le nombre de Nusselt calculé en régime turbulent avec un nombre de Reynolds de 4000. Dans ce cas de figure, le nombre de Nusselt est donné par l'équation 2.6 :

$$Nu = \left(\frac{4000 - Re}{4000 - 2300} \right) Nu_{lam@Re=2300} + \frac{Re - 2300}{4000 - 2300} Nu_{turb@Re=4000} \quad (2.5)$$

Pour le calcul du Nu_{lam} , il est possible d'utiliser les équations 2.2 ou 2.3 dépendant des conditions limites imposées en paroi et avec un Re de 2300. Le Nu_{turb} correspond au calcul de nombre de Nusselt dans le régime turbulent (équation 2.11 exposée dans le paragraphe suivant) en utilisant un Re de 4000.

2.2.1.3. Régime turbulent

Pour le calcul du Nusselt convectif en régime turbulent, Petukhov [53] propose une corrélation tenant compte du facteur de frottement f du tube et valable pour des Reynolds entre 10^4 et 5.10^6 et des nombres de Prandlt entre 0.5 et 2000 :

$$Nu = \frac{(f/8)RePr}{1 + 3.4f + (11.7 + 1.8Pr^{-1/3})(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.6)$$

Une version simplifiée de cette corrélation est également proposée par Petukhov. Elle est donnée par l'équation 2.10.

$$Nu = \frac{(f/8)RePr}{1.07 + 12.7(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.7)$$

D'après la littérature, cette corrélation donne une bonne estimation du coefficient de transfert de chaleur avec un écart entre résultats expérimentaux et résultats du modèle de l'ordre de 5-6% pour les faibles valeurs de nombre de Prandlt (entre 0,5 et 200). Dans les équations, f correspond au facteur de frottement, Petukhov [54] propose la corrélation de Filonenko pour son estimation:

$$f = (1.82 \log Re - 1.64)^{-2} \quad (2.8)$$

Gnielinski [50] propose une extension de l'équation de Petukhov (2.10) applicable à une plus large gamme de nombres de Prandlt ($0.6 - 10^5$) et de Reynolds (2300 et 10^6) :

$$Nu = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} (T/T_p)^n (1 + (d/L)^{2/3}) \quad (2.9)$$

Le facteur $(T/T_p)^n$ prend en compte l'effet des variations de propriétés des gaz avec la température, ainsi que les effets dus à l'évolution de sa température (chauffage ou refroidissement) [55]. Si le gaz se refroidit, l'exposant n est nul. S'il est chauffé, l'exposant dépend de la nature du gaz. Gnielinski [56] utilise une valeur de 0,45 quand le rapport de T_v/T_w est compris entre 0.5 et 1. Le terme $[1 + (D/L)^{2/3}]$ permet de prendre en compte l'augmentation de la valeur du coefficient de transfert de chaleur pour un écoulement en développement par rapport à un écoulement complètement développé. L'application de cette corrélation pour la prédiction du flux de chaleur permet d'encadrer 95% des points expérimentaux avec une marge de 10%. Pour le calcul du coefficient de frottement, Gnielinski [56] propose la corrélation de Konakov [57] :

$$f = (1.8 \log Re - 1.5)^{-2} \quad (2.10)$$

Plus récemment, Taler [58] a proposé une corrélation utilisant ces deux facteurs. Le nombre de Nusselt est ainsi déterminé par l'équation 2.8 :

$$Nu = Nu_{Re=2300} + \frac{f/8(Re - 2300)Pr^{1.008}}{1.08 + 12.39\sqrt{f/8}(Pr^{2/3} - 1)} \left(\frac{T}{T_p}\right)^n \left[1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{2/3}\right] \quad (2.11)$$

Cette corrélation est valable pour une plage de Reynolds allant de 2300 à 10^6 et une plage du nombre de Prandlt allant de 0.1 et 1000. Le nombre de Reynolds critique est fixée à 2300, qui correspond à la valeur du Nusselt calculé en régime laminaire avec un Reynolds de 2300.

Également, Taler [58] a proposé d'utiliser la corrélation suivante pour l'estimation du facteur de frottement :

$$f = (1.2776 \log Re - 0.406)^{-2.246} \quad (2.12)$$

Meyer et al. [59] ont proposé une corrélation pour le régime quasi-turbulent et turbulent, avec un nombre de Reynolds compris entre 2445 et $4 \cdot 10^5$ et valable pour un nombre de Prandtl entre 0.5 et 276 :

$$Nu = 0.018Re^{-0.25}(Re - 500)^{1.07}Pr^{0.42} \left(\frac{T}{T_p} \right)^n \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right] \quad (2.13)$$

Meyer et al [59] ont comparé les différentes corrélations avec des données issues de leurs programmes expérimentaux et obtenues pour des tubes lisses pour un nombre de Reynolds entre 2445 et $22 \cdot 10^4$ et un nombre de Prandtl entre 3 et 10. Ils ont trouvé une déviation moyenne de 8% pour la corrélation de Gnielinski [50], et elle était capable de prédire 92% des données expérimentales avec une marge d'erreur de 20%. La déviation moyenne est de 8.5% pour la corrélation de Petukhov [54], qui est capable de prédire 89% des données avec une marge d'erreur de 20%. Meyer et al [59] ont également comparé ces deux corrélations avec des données expérimentales issues de la littérature et ils ont trouvé que la corrélation de Petukhov était légèrement plus précise que celle de Gnielinski, étant donné que la déviation moyenne avec les données trouvées dans la littérature était de 13% et 15% respectivement. Dans la comparaison de sa corrélation, Meyer et al [59] ont trouvé que la déviation moyenne avec les données expérimentales de leur étude était de 4.4% et de 9.5% comparé avec les données expérimentales de la littérature.

Meyer et al [59] ont aussi comparé les différentes corrélations servant à estimer le facteur de friction et généralement utilisées pour le calcul de transfert de chaleur. Ils ont conclu que les résultats expérimentaux sont très bien corrélés en utilisant le modèle proposé par Blasius (équation 2.14), avec une déviation moyenne de seulement 1.4 % :

$$f = 0.316Re^{-0.25} \quad (2.14)$$

2.2.2. Transfert paroi vapeur en présence des gouttes dans la phase continue

Il faut noter que les corrélations de convection forcée entre la vapeur et la paroi établies hors régime d'ébullition en film ne sont pas directement applicable à ce régime. En effet, en régime d'ébullition en film, les gouttes modifient le profil de température de la vapeur, sa vitesse et donc aussi la couche limite thermique. La dissipation thermique est mise en évidence dans le fait que les gouttes près de la paroi vont s'évaporer avec la vapeur chaude. Il en résulte une forte réduction de la température de vapeur dans la sous-couche visqueuse, modifiant le profil habituel de température [37]. Les gouttes vont également modifier l'épaisseur de la sous-couche visqueuse et le profil de vitesse de la vapeur, éléments qui contrôlent le transfert de chaleur dans l'écoulement convectif. En effet, la structure de la turbulence est fortement affectée par la phase dispersée, comme il est montré expérimentalement dans les références [35], [37].

Afin de prendre en compte l'intervention des gouttes dans le transfert convectif, Yoo et al. [60] utilisent un facteur d'amélioration du transfert convectif paroi/vapeur, développé pour le code TRACE [61]. Pour la détermination de ce coefficient, ils ont utilisé des données expérimentales où le coefficient convectif mesuré entre la paroi et la vapeur avec des gouttes était supérieur au coefficient calculé à partir des corrélations pour la convection forcée monophasique. Ce coefficient est donné par :

$$f_{2\Phi} = \min \left[5, \left(1 + 25 \frac{\alpha_g Gr_{2\Phi}}{Re^2} \right)^{0.5} \right] \quad (2.15)$$

Où

$$Gr_{2\Phi} = \frac{\rho_v g \Delta \rho D_h^3}{\mu_v^2} \quad (2.16)$$

La Figure 2.3 présente les valeurs du facteur de correction convective développé pour TRACE [61], calculées en considérant de la vapeur à 300°C dans un tube ayant un diamètre hydraulique de 12 mm (représentatif d'un diamètre hydraulique dans un cœur de REP). Il est possible de constater que ce facteur est d'autant plus important que le nombre de Reynolds est faible et que la fraction volumique de gouttes est élevée.

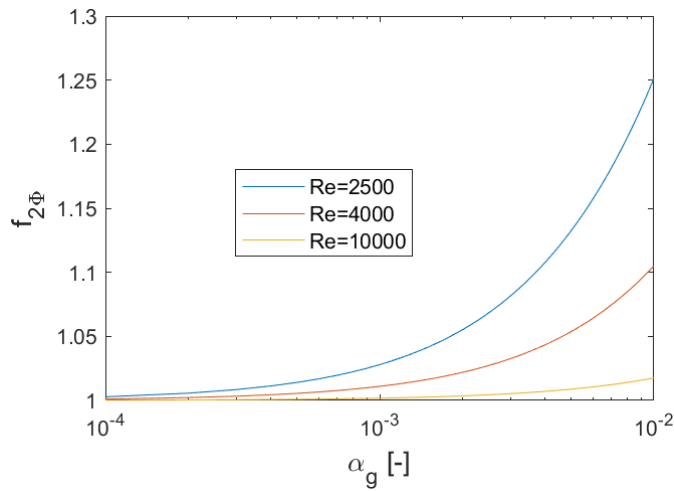


Figure 2.3. Facteur d'amélioration diphasique convective en fonction de la fraction volumique de gouttes.

2.2.3. Convection entre les gouttes et la vapeur

Comme pour la convection vapeur paroi, il existe plusieurs corrélations semi-empiriques permettant d'estimer le transfert de chaleur entre une goutte et son environnement. Ces corrélations prennent toutes la forme suivante :

$$Nu = C_1 + C_2 Re_g^{C_3} Pr_v^{C_4}$$

Avec $Re_g = \rho_v |u_v - u_g| d_g / \mu_v$ et $Pr_v = Cp \mu_v / k_v$. La première constante C_1 représente la valeur du nombre de Nusselt pour des gouttes ayant la même vitesse que la phase continue. Le deuxième terme représente le terme convectif de l'équation liée à la différence de vitesse entre les gouttes et la vapeur.

Beard et Pruppacher [62] ont proposé l'équation suivante, à partir d'une étude du transfert de chaleur pour des gouttes qui tombent dans de l'air :

$$Nu = 1.56 + 0.616 Re_g^{0.5} Pr_v^{1/3} \quad (2.17)$$

Lee et Ryley [63] ont proposé une corrélation, à partir des résultats expérimentaux de l'évaporation des gouttes avec de la vapeur surchauffée :

$$Nu = 2 + 0.74Re_g^{0.5}Pr_v^{1/3} \quad (2.18)$$

Une autre corrélation qui est beaucoup utilisée pour déterminer le transfert de chaleur par convection entre une goutte et son environnement est celle de Ranz et Marshall [64] :

$$Nu = 2 + 0.6Re_g^{0.5}Pr_v^{1/3} \quad (2.19)$$

Dans le cas écoulement dispersé en ébullition en film, les gouttes sont évaporées par convection avec la vapeur et par rayonnement avec la paroi chaude. Ainsi, la vapeur quittant la surface des gouttes provoque la rupture de la couche limite autour de la goutte. Par conséquent, le transfert de chaleur interfacial résultant est réduit. Yuen et Chen [65] ont ajouté un terme, en utilisant le nombre de transfert de masse B , dans la corrélation de Ranz et Marshall [64] pour tenir compte de cet effet,

$$Nu(1 + B)^{1.4} = 2 + 0.6Re_g^{0.5}Pr_v^{1/3} \quad (2.20)$$

Avec

$$B = (h_v - h_g)/h_{fg} \quad (2.21)$$

Renksizbulut et Yuen [66] ont ensuite présenté une extension de ses travaux applicable dans une gamme plus large de nombres de transfert de masse et de nombres de Reynolds, et une tentative de corrélation générale pour incorporer toutes les données disponibles existantes:

$$Nu \left(1 + \frac{(h_v - h_g)}{h_{fg}} \left(1 - \frac{\dot{q}_r}{\dot{q}_c} \right) \right)^{0.7} = 2 + 0.57Re_M^{0.5}Pr_v^{1/3} \quad (2.22)$$

Avec $Re_M = \rho_{v@T_v} |u_v - u_g| d_g / \mu_{v@T_f}$, où T_f est la température du film $((T_v + T_{sat})/2)$ et T_v , la température de la vapeur. \dot{q}_r et \dot{q}_c sont le flux de chaleur transmis aux gouttes par rayonnement et par convection.

Kuznetsov et al. [67] ont évalué la corrélation de Ranz et Marshall [64] avec des données expérimentales pour le cas d'échange thermique entre les gouttes et un gaz environnant à très haute température. Ils ont trouvé que l'équation 2.20 sous-estime le nombre de Nusselt pour des nombres de Reynolds inférieurs à 100, ils proposent donc deux corrélations, la première utilisant le coefficient B :

$$Nu(1 + B)^{1.4} = 2 + 0.6Re_g^{0.55}Pr_v^{1/3} \quad (2.23)$$

Et la deuxième en introduisant un terme qui prend en compte la température d'ébullition du liquide, la température de la surface et la température du gaz environnante :

$$Nu(1 - T_s/T_v)^{T_s/T_e} = 2 + 0.6Re_g^{0.5}Pr_v^{1/3} \quad (2.24)$$

Néanmoins, les auteurs recommandent de comparer la corrélation avec différents liquides pour estimer les conditions de validité de l'approche proposée.

Zhifu et al [68] proposent une autre corrélation qui est valable pour des taux d'évaporation faibles (comme l'étude de Ranz et Marshall [64]) et pour les taux importants d'évaporation :

$$Nu \left(1 + \frac{Cp_g(T_v - T_e)}{h_{fg}} \right)^{2/3} = 2 + 0.552Re_g^{0.5}Pr_v^{1/3} \quad (2.25)$$

Finalement, Abramzon et Sirignano [69] ont proposé une corrélation plus complexe, développé en utilisant la théorie dite du "film". L'hypothèse de base de cette théorie est que le taux d'un transport purement moléculaire par conduction thermique à travers un film doit être égal à l'intensité du transfert convective entre la surface de la goutte et l'écoulement externe. Son modèle inclut les effets des propriétés thermo-physiques variables, l'effet du flux de Stefan sur le transfert de chaleur entre la goutte et le gaz, et l'effet de la circulation interne et du chauffage transitoire du liquide.

$$Nu^* = 2 + \frac{0.57Re_M^{0.5}Pr_v^{1/3}}{(1 + B_T)^{0.7} \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}} \quad (2.26)$$

Avec

$$B_T = \frac{(h_v - h_g)}{h_{fg} - \dot{q}_g / \dot{m}_{ev}} \quad (2.27)$$

Enfin, en présence d'une population des gouttes dans un gaz, plusieurs auteurs [70]–[72] ont constaté qu'une concentration en gouttes suffisamment élevée entraîne une diminution du transfert entre les gouttes et le gaz en raison des interactions entre les gouttes. Ces études ont montré que les champs de température et de vitesse autour des gouttes sont fortement perturbés lorsque la distance entre elles diminue ; il en résulte que la force de traînée est augmentée et que le taux de transfert de chaleur est réduit. Ainsi, une réduction du transfert de chaleur interfacial, plutôt qu'une amélioration, caractérise les écoulements dispersés en écoulement dense en gouttes [73]. Un paramètre de distance (C) a été défini afin d'évaluer les effets de la concentration en gouttes sur le transfert de chaleur et de masse :

$$C = L/d_g \quad (2.28)$$

Ces études ont été faites avec des gouttes du même diamètre et avec la même distance entre gouttes (L). Pour le transposer au cas polydisperse, il est possible de calculer la valeur moyenne du paramètre \bar{C} en fonction de la fraction volumique de gouttes dans l'écoulement. Cela en faisant l'hypothèse que la fraction volumique d'une goutte est égale à la fraction volumique de tout l'écoulement dispersé :

$$\bar{C} = (\pi/6\alpha_g)^{1/3} \quad (2.29)$$

Castanet et al. [74] ont constaté que le nombre de Nusselt n'est pas sensible au paramètre C quand ce dernier est supérieur à 9 ($\alpha_g < 7.2 \cdot 10^{-4}$). Néanmoins, en condition APRP, la concentration des gouttes peut être plus élevée. Dans cette gamme, la variation du paramètre C est donnée par la Figure 2.4.

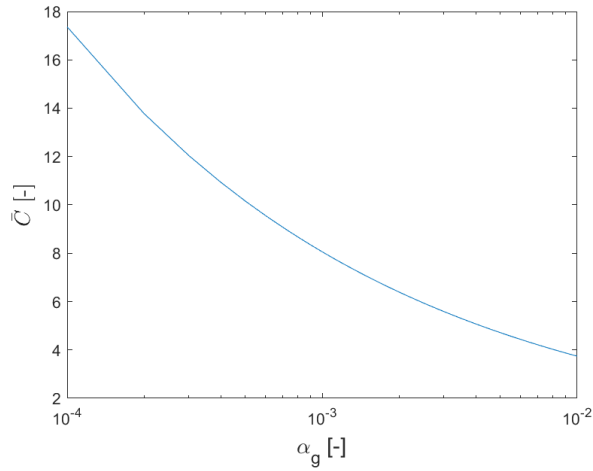


Figure 2.4. Valeur du paramètre C en fonction de la fraction volumique de gouttes.

Une fonction $\eta(C)$ est alors définie pour calculer le nombre de Nusselt donnant le transfert de chaleur gouttes/gaz à partir du nombre de Nusselt donnant le transfert de chaleur goutte isolée / gaz :

$$\eta(C) = Nu/Nu_{iso} \quad (2.30)$$

Le Tableau 2.1 présente différentes corrélations pour calculer ce paramètre de réduction $\eta(C)$ dans la littérature. La Figure 2.5 montre la variation de ces corrélations en fonction de la fraction volumique de gouttes.

Tableau 2.1. Corrélations dans la littérature pour définir $\eta(C)$.

Corrélation	Référence
$\eta(C) = 0.04(0.5 + C)$	Ankudinov et Klenov [75]
$\eta(C) = \tanh(0.36C - 0.82)$	Castanet et al.[74]
$\eta(C) = 1 - 0.57 \left(1 - \frac{1 - e^{-0.13(C-6)}}{1 + e^{-0.13(C-6)}} \right)$	Atthasit et al. [76]

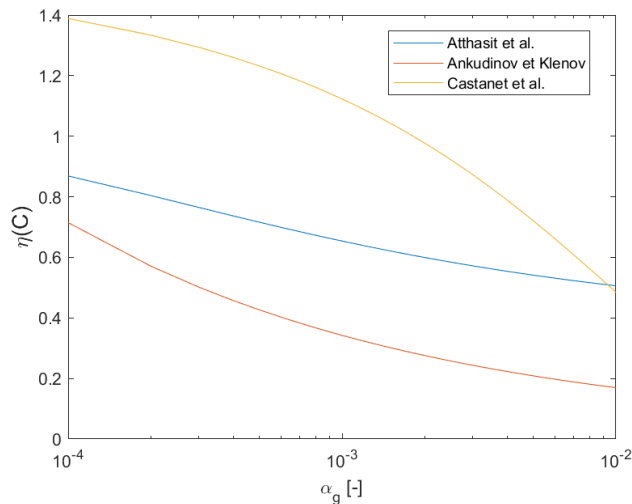


Figure 2.5. Variation de la valeur de $\eta(C)$ en fonction de la fraction volumique de gouttes.

2.2.4. Transfert par impacts de gouttes vers la paroi

L'estimation du transfert par les impacts de gouttes vers la paroi requiert deux calculs indépendants : le flux de gouttes impactant la paroi ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$) et l'énergie prélevée par les gouttes qui impactent la paroi. Dans un premier temps, les corrélations utilisées pour l'estimation de l'énergie prélevée par l'impact d'une goutte sur une paroi en régime d'ébullition en film sont résumées. Dans un second temps, les corrélations pour le calcul du flux de gouttes vers la paroi sont détaillées.

2.2.4.1. Modèle d'énergie prélevée par l'impact de gouttes

En régime d'ébullition en film, la paroi des assemblages combustible dépasse la température de Leidenfrost. Par conséquent, une couche de vapeur est formée entre les gouttes et la paroi, i.e. il n'y a pas de contact direct entre la phase liquide et la paroi. Néanmoins, le transfert thermique à travers la couche de vapeur formée entre les gouttes qui impactent la paroi et la paroi ne doit pas être négligé [10], [77]. Également, étant donné que le nombre de Weber des gouttes est faible, les gouttes vont rebondir sans se fragmenter pendant l'impact [21], [38]. Pour l'estimation de ce transfert thermique, différents modèles de transfert de chaleur lors de la collision d'une goutte avec une paroi chauffée en régime d'ébullition en film ont été développés [78]–[85].

Un des modèles fréquemment utilisé auparavant dans l'industrie nucléaire est le modèle de Forslund et Rohsenow [78]. Cependant, plusieurs des modèles suggérés par ces auteurs adoptent des facteurs de correction empiriques qui ne permettent pas une représentation précise des phénomènes physiques réels en raison d'une simplification excessive [86]. Le modèle en question est également indépendant de l'écoulement, mais les fluctuations turbulentes au sein de l'écoulement peuvent forcer les gouttes vers la paroi en écoulement vertical : plus le nombre de Reynolds est élevé, plus des gouttes peuvent impacter la paroi [38]. Le modèle de Forslund et Rohsenow [78] néglige cet effet. Également, le modèle proposé par Bajorek et Young [79] contient des termes qui sont physiquement inexacts, comme l'usage d'un coefficient de transfert de chaleur en régime d'ébullition trouvé quand des gouttes s'évaporent au contact avec une paroi chaude où la seule force entraînant les gouttes dispersées vers le mur est la gravité [86].

Un des modèles le plus connu a été proposé par Guo et Mishima [80]. Ce modèle considère que toute la chaleur évacuée de la paroi conduit à l'évaporation d'une partie de la goutte. Également, ils ne considèrent que de la conduction à travers le film de vapeur généré par l'évaporation de la goutte au contact de la surface. La chaleur dégagée pendant l'impact de la goutte peut être estimée à partir de l'intégration de l'équation suivante :

$$E_{1g} = \int_0^{t_R} \frac{k_v(T_p - T_v)}{\delta_v(t)} A_{eff}(t) dt \quad (2.31)$$

Guo et Mishima [80] estiment l'épaisseur de la couche de vapeur (δ_v) à partir du calcul du flux massique de la vapeur et un bilan de masse (en supposant que toute la chaleur transférée est utile à l'évaporation de la goutte).

$$\delta_v(t) = \left[\frac{9}{32} \frac{\mu_v d_g k_v (T_p - T_s)}{\rho_v \rho_g (h_{fg} + C_{p_v} (T_v - T_s)) [u_n / t_R]} \right]^{1/4} \frac{d_s(t)}{d_d} \quad (2.32)$$

Pour l'estimation de la variation du diamètre de la goutte pendant l'impact, Guo et Mishima [80] ont utilisé le modèle de Bolle [87], exprimé comme :

$$\frac{d_s(t)}{d_d} = \sqrt{6.97 \left(\frac{t}{t_R} - \left(\frac{t}{t_R} \right)^2 \right)} \quad (2.33)$$

où le temps de résidence t_R est calculé à partir du modèle de Rayleigh [88] ($t_R = 0.25\pi(\rho_g d_g^3 / \sigma)^{0.5}$).

Finalement, l'énergie totale transférée par une seule goutte E_{1D} est donnée par :

$$E_{1g} = \frac{\pi k_v (T_p - T_s) d_g^2 t_R}{4} \left[\frac{32 \rho_v \rho_g (h_{fg} + C_{p_v} (T_v - T_s)) u_n}{9 \mu_v k_v (T_p - T_s) d_g} \right]^{1/4} \quad (2.34)$$

Lelong et al [81] ont mené des expériences afin de mesurer le transfert de chaleur associé à l'impact des gouttes sur une paroi horizontale chauffée et ils ont proposé un modèle mécaniste de transfert de chaleur par contact direct gouttes-paroi qui tient compte de la gravité (Figure 2.6).

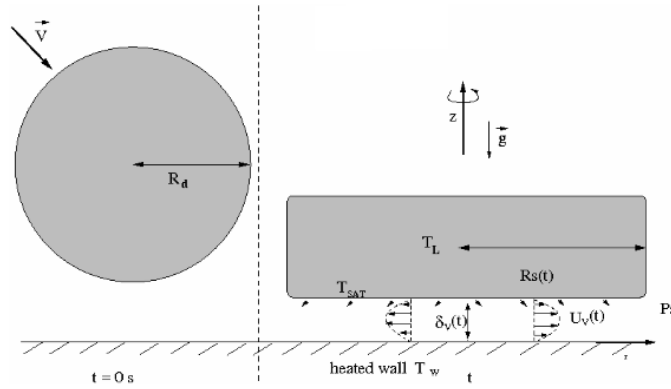


Figure 2.6. Représentation schématique de la goutte pendant la déformation [81].

L'énergie transférée a été définie comme la somme du transfert convectif et par rayonnement pendant le temps d'impact (temps de résidence, t_R) de la goutte.

$$E_{1g} = \int_0^{t_R} Nu \frac{k_v (T_p - T_v)}{\delta_v(t)} \pi r_s^2(t) dt + \int_0^{t_R} \epsilon_p \sigma_B (T_p^4 - T_g^4) \pi r_s^2(t) dt \quad (2.35)$$

L'épaisseur de la couche de vapeur en fonction du temps ($\delta_v(t)$) est définie à partir d'une relation de conservation de la masse de vapeur générée et dépend également de la vitesse de la vapeur et du gradient de pression radiale.

$$\delta_v(t) = \left[\frac{9 \mu_v R_g N u k_v (T_p - T_s)}{8 \rho_v \rho_g h_{LV}^* [g + a_n]} \right]^{1/4} \frac{r_s(t)}{r_d} \quad (2.36)$$

Avec

$$h_{LV}^* = h_{fg} + C_{p_g} (T_s - T_g) \quad (2.37)$$

Et l'accélération normale estimée par

$$a_n = 2u_n/t_R \quad (2.38)$$

Pour le calcul du temps de résidence, Lelong et al. [81] ont utilisé le modèle proposé par Biance [89] ($t_R = 2.65(\rho_g d_g^3 / \sigma)^{0.5}$). Ils proposent également d'utiliser $Nu=5.38$, qui correspond au Nusselt en convection forcée pour un écoulement laminaire confiné et complètement développé entre une surface chauffée uniformément et une surface isolée. Finalement, ils ont défini l'expression suivante pour le calcul de l'énergie transférée par une goutte pendant l'impact avec une paroi en régime d'ébullition en film :

$$E_{1g} = \pi \left[\frac{8}{9} (Nuk_v (T_p - T_s) r_g)^3 \frac{\rho_v \rho_g h_{LV}^* [g + a_n]}{\mu_v} \right]^{1/4} \int_0^{t_R} r_s(t) dt + \epsilon_p \sigma_B (T_p^4 - T_g^4) \pi \int_0^{t_R} r_s^2(t) dt \quad (2.39)$$

Pour l'estimation du rayon d'étalement de la goutte ($R_s(t)$), Lelong et al. [81] ont développé une expression qui décrit l'évolution du rayon pendant l'impact avec la paroi. Pour cela, la goutte est considérée se comportant comme un système composée de deux masses reliées par un ressort amorti, modèle proposé initialement par Biance [89].

$$R_s(t) = (2r_g^3)^{1/2} \left(\frac{g}{w_0^2} e^{-\lambda t} \left[\cos(w_1 t) - \frac{w_0}{w_1} (2\pi r_t + r_g) \sin(w_1 t) \right] - \frac{g}{w_0^2} + d_g \right)^{-1/2} \quad (2.40)$$

Avec $\lambda = \eta / (m_g)$; la pulsation du système d'Eigen, $w_0 = \sqrt{k/m_1}$; la pulsation propre du système amorti, $w_1 = \sqrt{w_0^2 - \lambda^2}$; $r_g = \lambda / w_0$; le facteur d'amortissement, $r_t = u_n w_0 / (2\pi g)$ et le coefficient d'amortissement comme

$$\eta = 0.23 \mu_g d_g Re^{0.9} \quad (2.41)$$

La raideur équivalente est donnée par :

$$k = \left[\frac{2\pi}{5} + \frac{\pi We}{24 \left(\frac{6}{12 + We} - 1 \right)^2} \right] \sigma \quad (2.42)$$

Également, il faut noter que le terme lié à la gravité ne devrait pas être pris en compte pour un tube vertical. Dans ce cas, la gravité devrait être remplacée par l'accélération de la goutte pendant l'impact (a_n).

Postérieurement, à partir des travaux de Lelong et al. [81], Gradeck et al. [82] ont proposé le modèle suivant pour le calcul de l'énergie prélevée d'une paroi chaude ($T_p > T_{leid}$) pendant l'impact d'une goutte :

$$E_{1g} = \int_0^{t_R} h_{pv} (T_p - T_v) \pi r_s^2(t) dt + \int_0^{t_R} \epsilon_p \sigma_B (T_p^4 - T_g^4) \pi r_s^2(t) dt \quad (2.43)$$

Ils proposent de prendre la même fonction utilisée par Lelong et al. [81] pour le calcul du changement du diamètre de la goutte pendant l'impact ($R_s(t)$, équation 2.36) et pour le calcul du temps

de résidence (t_R). Nonobstant, ils ont proposé d'utiliser l'équation suivante pour le calcul du coefficient d'amortissement :

$$\eta = 0.1\mu_g d_g Re^{0.8} \quad (2.44)$$

Également, ils ont utilisé l'expression suivante pour le calcul de la raideur équivalente :

$$k = \frac{4}{5}\sigma\pi(0.92We + 1.25) \quad (2.45)$$

Le seul terme qui reste inconnu est le coefficient de transfert de chaleur h_{pv} . Ils ont alors proposé d'utiliser des données expérimentales pour l'estimation du coefficient de transfert, selon l'équation suivante :

$$h_{pv,exp} = \frac{E_{1D}}{(T_p - T_v) \int_0^{t_R} r_s^2(t) dt} \quad (2.46)$$

L'équation 2.43 devient donc :

$$E_{1g} = h_{pv,exp}(T_p - T_v)\pi \int_0^{t_R} r_s^2(t) dt \quad (2.47)$$

Il faut noter que ces expériences ont été faites avec des gouttes à température ambiante. Lee et al. [90] ont constaté que le sous-refroidissement liquide affectait remarquablement le degré du transfert de chaleur par impact de gouttes pendant l'ébullition du film au-dessus de la température de Leidenfrost. Pour évaluer l'impact du sous-refroidissement, Lee et al. [90] ont mesuré expérimentalement la chaleur prélevée pendant l'impact sur une paroi chaude (au-dessus de la température de Leidenfrost) d'une goutte avec différents niveaux de sous-refroidissement. Pour pouvoir comparer ces résultats avec les résultats expérimentaux trouvés dans la littérature, ils ont utilisé un paramètre appelé efficacité du transfert de chaleur (ε), défini comme :

$$\varepsilon = \frac{E_{1g}}{\rho_g \frac{\pi d_g^3}{6} (h_{fg} + Cp_g(T_{sat} - T_g))} \quad (2.48)$$

Les résultats de ces mesures sont représentés dans la Figure 2.7 où ils ont comparé les résultats obtenus par Gradeck et al. [82] avec ceux de Park et Kim [91] avec des gouttes à température ambiante.

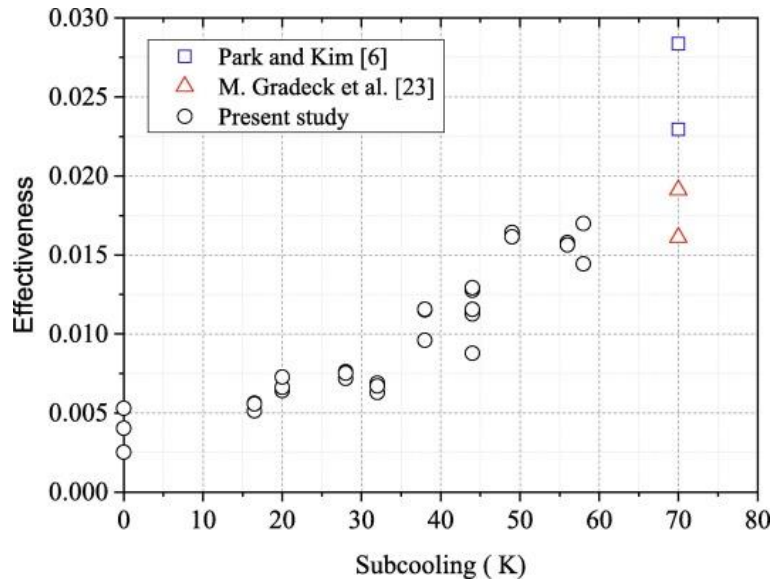


Figure 2.7. Efficacité du transfert de chaleur mesurée par Lee et al. [90] en fonction du degré de sous-refroidissement de la goutte [90].

Lee et al. [90] estiment qu'à l'interface liquide-vapeur d'une goutte sous-refroidie, le flux de chaleur total de la paroi chauffée est divisible en flux de chaleur d'évaporation, qui génère de la vapeur à l'interface, et en flux de chaleur de conduction dans le liquide sous-refroidi, ce dernier augmentant nettement avec le sous-refroidissement.

A partir du travail précédent, Park et Kim [86] ont étudié les caractéristiques de transfert de chaleur par contact direct de gouttes individuelles dans des conditions de DFFB au cours d'une phase de nettoyage d'un APRP. Dans leur étude, les gouttes ont un diamètre de 1.75 mm et sont à saturation. Par ailleurs, ils ont fait varier le nombre de Weber entre 5 et 30 ; la température de la paroi où les gouttes ont impacté a été maintenue à 506 °C (au-dessus de la température de Leidenfrost). Un des buts était de comparer les modèles d'impact des gouttes proposés par Lelong et al. [81] et par Guo et Mishima [80] afin d'évaluer leur validité avec des résultats expérimentaux. Pour cette comparaison, ils ont utilisé l'efficacité du transfert de chaleur (ϵ) utilisé par Lee et al [90] (équation (2.48)). Les résultats sont montrés dans la Figure 2.8.

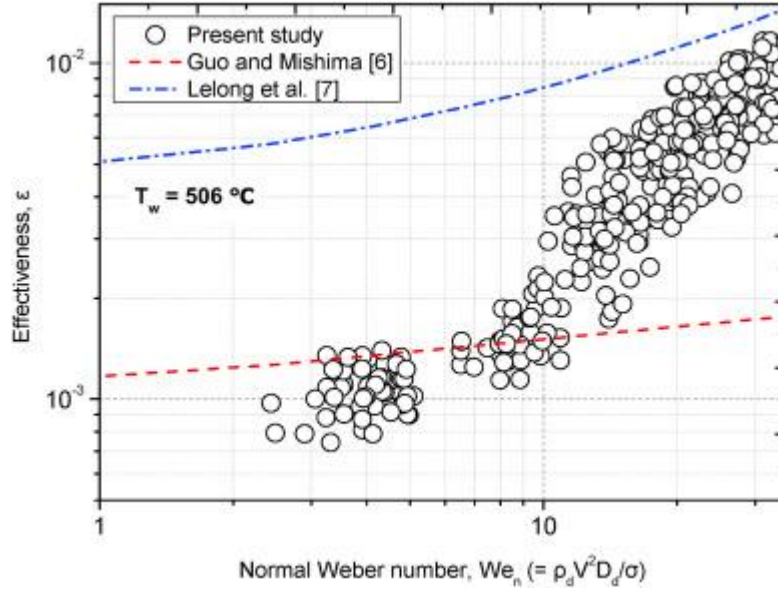


Figure 2.8. Efficacité en fonction du nombre de Weber [86].

On constate que le model de Guo et Mishima estime relativement bien les résultats expérimentaux de Park et Kim [86] pour des valeurs du nombre de Weber inferieures à 10.

Plus récemment, Breitenbach et al. [83] ont proposé un autre modèle basé sur le contact transitoire et unidirectionnel (1D) entre la paroi, la vapeur et la goutte. Ce modèle néglige le transfert par rayonnement mais il prend en compte l'énergie de vaporisation du liquide. De cette façon, il exprime l'énergie transférée de la paroi à la goutte comme étant :

$$E_{1g} \approx \int_0^{t_R} \pi \dot{q}_1(t) r_s^2(t) dt \quad (2.49)$$

Où $\dot{q}_1(t)$ est le flux de chaleur 1D dans couche de vapeur, estimé comme :

$$\dot{q}_1(t) = \frac{k_v}{\delta_v(t)} (T_c - T_s) \quad (2.50)$$

La principale différence entre ce modèle et les autres réside dans la prise en compte de la température de contact T_c dans l'interface solide/liquide à la place de la température de la vapeur. Également, ils ont défini T_c et $\delta_v(t)$ par un bilan énergétique entre la paroi, la vapeur et la goutte. L'épaisseur a été définie comme :

$$\delta_v(t) = K \frac{e_p (T_p - T_s) \sqrt{t}}{\rho_g h_{fg}} \quad (2.51)$$

Et T_c comme :

$$T_c = \frac{2GT_s + KT_p}{2G + K} \quad (2.52)$$

Avec

$$K = \sqrt{(B - G)^2 + \frac{4G}{\sqrt{\pi}}} - B - G \quad (2.53)$$

Où

$$G = \frac{\sqrt{\pi} \lambda_v \rho_g L}{2(T_{p0} - T_{sat}) e_w^2} \quad (2.54)$$

$$B = \frac{\sqrt{5}(T_{sat} - T_{g0}) e_f}{\sqrt{\pi} 2(T_{p0} - T_{sat}) e_w} \quad (2.55)$$

Finalement Breitenbach et al. [83] ont résolu l'équation (2.49) en prenant le temps de résidence comme $t_R = 4d_g/u_n$ et la variation du rayon de la goutte comme $R_s^2(t) = 1.4d_g \sqrt{tu_n/d_g}$.

$$E_{1g} = \frac{4.63d_0^{5/2} G e_w (T_{p0} - T_{sat})}{u_0^{1/2} (K + 2G)} \quad (2.56)$$

Les principales différences entre les modèles cités ci-dessus sont les approches utilisées pour prédire la surface effective du transfert de chaleur (avec différentes façons d'estimer $D_s(t)$), la présence d'un facteur de correction (Nu) dans le cas de Lelong et al.[81] et le sous-modèle utilisés pour déterminer t_R .

Différents auteurs ont constaté que la corrélation proposé par Rayleigh n'estime pas bien le temps de résidence mesuré dans ces expériences [89], [92]–[94] . Pour cela, ils ont proposé d'autres corrélations pour l'estimation du t_R ; un résumé de ces corrélations est proposé dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2. Résumé des corrélations pour le calcul du temps de résidence t_R .

Auteurs	Fluide	Matériau de la paroi	Conditions des tests	Corrélation
Biance et al.[89]	Eau	Acier	$d_g=0-4$ mm $u_n=0-1.5$ m/s	$t_R = 0.937 \left(\frac{\rho_g d_g^3}{\sigma} \right)^{0.5}$
Chen et al.[92]	Diesel	Acier inoxydable poli	$d_g=0-4$ mm $u_n=0-1.5$ m/s Angle = 20-60°	$t_R = 1.12 \left(\frac{\rho_g d_g^3}{\sigma} \right)^{0.5}$
Hatta et al.[93]	Eau	Inconel 625, Acier inoxydable et silicone	$d_g=0.3-0.6$ mm We=10-65	$t_R = 1.25 \frac{d_g}{u_n} \left(\frac{\rho_g u_n^2 d_g}{\sigma} \right)^{0.37}$
Liang et al.[94]	Eau, éthanol et du butanol	Acier inoxydable poli	$d_g=1.56-2.06$ mm $u_n=0.24-2.13$ m/s	$t_R = 1.032 \frac{d_g}{u_n} \left(\frac{\rho_g u_n^2 d_g}{\sigma} \right)^{0.494}$

La Figure 2.9 compare les résultats du nombre adimensionnel du temps de résidence, τ_R , pour les différentes corrélations données dans le Tableau 2.2 en fonction du nombre de Weber. Le nombre adimensionnel du temps de résidence, τ_R , est défini comme :

$$\tau_R = \frac{u_n t_R}{d_g} \quad (2.57)$$

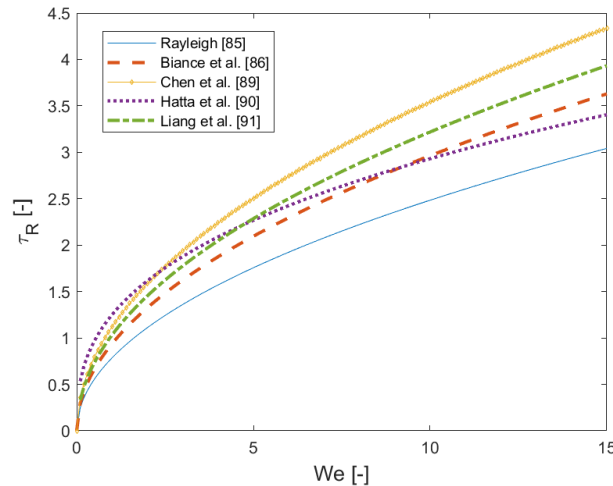


Figure 2.9. Nombre adimensionnel du temps de résidence en fonction du We pour les corrélations proposées dans le Tableau 2.2.

L'analyse de la figure montre que la variation entre les temps de résidence peut être important ($\sim \pm 20\%$). De sorte que le calcul de l'énergie prélevée d'une goutte pendant l'impact peut énormément changer ; étant donné que le calcul de l'énergie est très sensible à la valeur de t_R .

2.2.4.2. Calcul du transfert de chaleur par impact d'une population des gouttes

Le flux de chaleur transféré par la paroi chaude aux gouttes qui l'impactent peut être calculé avec l'équation suivante :

$$\dot{q}_{i,p,g} = \frac{6E_{1,g}\dot{m}_d}{d_g^3\pi\rho_g} \quad (2.58)$$

Où \dot{m}_d est le flux massique des gouttes qui impactent la paroi. De nombreuses études ont estimé le flux massique des gouttes qui se déposent à la paroi dans un écoulement annulaire inverse (présence d'un film liquide à la paroi). Le flux massique a été mesuré en éliminant le film liquide annulaire, puis en observant la vitesse à laquelle un nouveau film s'accumule. Pour les écoulements vapeur-eau, le taux de dépôt a été déduit des données de flux de chaleur critique pour les tubes chauffés de manière non uniforme. Dans les deux cas, la paroi du tube était mouillée et les gouttes ne devaient pas rebondir sur la paroi comme elles le feraient dans le cas considéré dans cette thèse où la paroi du tube est au-dessus de la température de Leidenfrost. Néanmoins, on estime que la corrélation donnera un ordre de grandeur raisonnable de la vitesse à laquelle les gouttes s'approcheront de la paroi dans le cas d'un renoyage.

Grâce à ces études expérimentales, il a été constaté que le dépôt de gouttes est similaire à une diffusion. Le flux massique de gouttes vers la paroi \dot{m}_d ($\text{kg}/\text{m}^2 \text{ s}$) est lié à la concentration massique

de gouttes dans le cœur de gaz (kg/m³) et s'exprime comme suit :

$$\dot{m}_d = k_D \bar{C} \quad (2.59)$$

Où k_D est le coefficient de transfert de masse et \bar{C} est la concentration des gouttes, calculé en supposant un mélange homogène des gouttes du gaz (vapeur). Les différentes corrélations pour l'estimation de k_D sont résumées dans le Tableau 2.3.

Tableau 2.3. Corrélations pour le calcul du k_D .

Auteur	Corrélation
Kataoka et al. [95]	$k_d = \frac{\rho_d j_d}{C} 0.022 Re_v^{-0.25} \left(\frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_v} \frac{j_g}{j_v} \right)^{0.74} \left(\frac{j_v}{j_d} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_d} \right)^{0.26} \quad (2.60)$
Hewitt et al. [96]	$k_d \sqrt{\frac{\rho_v D_h}{\sigma}} = \begin{cases} 0.18 & \text{pour } \frac{C}{\rho_v} \leq 0.3 \\ 0.083 \left(\frac{C}{\rho_v} \right)^{-0.65} & \text{pour } \frac{C}{\rho_v} > 0.3 \end{cases} \quad (2.61)$
Okawa et al. [97]	$k_d \sqrt{\frac{\rho_v D_h}{\sigma}} = 0.0632 \left(\frac{C}{\rho_v} \right)^{-0.5} \quad (2.62)$
Sugawara [98]	$k_d = u_v 0.009 \left(\frac{C}{\rho_v} \right)^{-0.5} Re_v^{-0.2} Sc^{-2.3} \quad (2.63)$

La concentration des gouttes est estimée à partir de l'équation suivante :

$$\bar{C} = \frac{\dot{m}_g}{\frac{\dot{m}_g}{\rho_g} + \frac{\dot{m}_v u_g}{\rho_v u_v}} = \frac{\rho_g \alpha_g u_g}{\alpha_g u_g + (1 - \alpha_g) u_v} \quad (2.64)$$

Si la vitesse de vapeur est considérée égale à la vitesse de gouttes, la concentration des gouttes peut être estimée comme $\bar{C} \approx \alpha_d \rho_d$.

Une autre approche pour estimer les flux de gouttes impactant la paroi consiste en l'estimation de la vitesse transverse (i.e. normale à la paroi) conférée par la turbulence dans le flux de vapeur. Yang et Lee [99] ont proposé un modèle de dépôt des gouttes qui est basé sur la diffusivité turbulente et le gradient de concentration des gouttes, le modèle tient compte de la turbulence dans l'écoulement de vapeur en déterminant l'énergie turbulente moyenne à travers le spectre de turbulence et les fluctuations des vitesses au bord de la couche limite.

Sur la base du modèle de diffusion des particules, k_D (qu'on appellera maintenant vitesse de dépôt des gouttes) est estimé en termes de diffusivité et du gradient de concentration :

$$k_D = \frac{\dot{m}_d}{\bar{C}} = \frac{(D + \varepsilon_p) dC}{\bar{C} dy} \quad (2.65)$$

Où D et ε_p sont la diffusivité moléculaire et la diffusivité des gouttes. A partir des modèles développés pour l'estimation de diffusivité de la particule et de la diffusivité de la vapeur,

Yang et Lee [99] ont développé l'équation suivante pour le calcul de k_D :

$$k_D = \frac{u^* \frac{C_c}{\bar{C}} \eta_b}{1.33 + 2.44 \eta_b \ln \left[\frac{1 + 2 \left(1 - \frac{30}{y_0^+}\right)^2}{1 - \left(1 - \frac{30}{y_0^+}\right)^2} \right]} \quad (2.66)$$

Où C_c/\bar{C} , η_b , u^* , y_0^+ sont respectivement le rapport entre la concentration au centre du tube avec la moyenne du tube, le rapport entre la vitesse de fluctuation des gouttes et celle du fluide, la vitesse de frottement et le rayon hydraulique adimensionnel. Yang et Lee [99] proposent de prendre $C_c/\bar{C} = 1.224$. La vitesse de frottement est calculée par :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_v}} = u_v \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (2.67)$$

Avec $f = 0.0791 Re^{-0.25}$.

Le rayon hydraulique adimensionnel est calculé comme :

$$y_0^+ = \frac{\rho_v r_H u^*}{\mu_v} = Re \sqrt{\frac{f}{8}} \quad (2.68)$$

Finalement, le rapport entre la vitesse de fluctuation des gouttes et celle du fluide est estimé à partir de l'équation suivante [100]:

$$\eta_b = \sqrt{(1 + f_1(\omega_e))^2 + (f_2(\omega_e))^2} \quad (2.69)$$

Où $f_1(\omega_e)$ et $f_2(\omega_e)$ sont exprimées comme suit :

$$f_1(\omega_e) = \frac{\omega_e \left[\omega_e + \tilde{c} \left(\frac{\pi \omega_e}{2} \right)^{1/2} \right] (b-1)}{\left[\tilde{a} + \tilde{c} \left(\frac{\pi \omega_e}{2} \right)^{1/2} \right]^2 + \left[\omega_e + \tilde{c} \left(\frac{\pi \omega_e}{2} \right)^{1/2} \right]^2} \quad (2.70)$$

$$f_2(\omega_e) = \frac{\omega_e \left[\tilde{a} + \tilde{c} \left(\frac{\pi \omega_e}{2} \right)^{1/2} \right] (b-1)}{\left[\tilde{a} + \tilde{c} \left(\frac{\pi \omega_e}{2} \right)^{1/2} \right]^2 + \left[\omega_e + \tilde{c} \left(\frac{\pi \omega_e}{2} \right)^{1/2} \right]^2} \quad (2.71)$$

Avec

$$\tilde{a} = \frac{36 \tilde{\mu}_v}{(2\rho_g + \rho_v) d_g^2} \quad (2.72)$$

$$b = \frac{3\rho_v}{(2\rho_g + \rho_v)} \quad (2.73)$$

$$\tilde{c} = 18 \frac{(\rho_v \tilde{\mu}_v)^{1/2}}{(2\rho_g + \rho_v)d_g} \quad (2.74)$$

Où $\tilde{\mu}_v$ est la viscosité turbulente apparente du fluide, définie par Lee [101] comme :

$$\tilde{\mu}_v = \mu_v 100 \alpha_g^{0.5} Fr^{-2.33} Re^{0.86} (\rho_g/\rho_v)^{0.3} \quad \text{pour} \quad \frac{|u_v - u_g| d_g \rho_v}{\tilde{\mu}_v} > 10 \quad (2.75)$$

$$\tilde{\mu}_v = \mu_v \quad \text{pour} \quad \frac{|u_v - u_g| d_g \rho_v}{\tilde{\mu}_v} < 10 \quad (2.76)$$

Où Fr est le nombre de Froude ($Fr \equiv u_v (d_g g)^{-0.5}$). La corrélation a été validée pour les gammes suivantes :

$$6.10^{-4} < \alpha_g < 8.10^{-3}$$

$$50 < Fr < 333$$

$$12000 < Re < 31000$$

$$800 < \rho_g/\rho_v < 1900$$

Finalement, la fréquence associée à l'énergie moyenne à travers le spectre, ω_e , est estimée selon la corrélation proposée par Lee et Börner [102] :

$$\omega_e = 67.6 Re^{0.43} \quad (2.77)$$

Ganic et Mastanaiah [103] ont aussi proposé un modèle pour le calcul du dépôt de gouttes dans un écoulement diphasique turbulent à l'intérieur d'un tube. Néanmoins, le modèle est valide pour le régime de Stokes, de sorte qu'il est moins précis quand $Re_g = d_g |u_v - u_g| \rho_v \mu_v^{-1} > 1$. Ensuite, El-Kassaby et Ganic [104] ont étendu la théorie de Ganic et Mastanaiah [103] en tenant compte du régime d'Oseen ($Re_g < 5$). Des études théoriques et expérimentales ont été réalisées pour le dépôt de gouttes sur un tube vertical lisse. Malheureusement, ce modèle reste encore limité, car l'écoulement formé dans la phase de renoyage est lié à la différence de vitesse entre les gouttes et la vapeur qui augmente avec le diamètre de goutte. En fixant la température de vapeur à 300°C (typique d'une expérience d'APRP), on peut constater à l'aide de la Figure 2.10. que pour les gouttes ayant un diamètre supérieur à 200µm, la différence maximale de vitesse entre les phases ($u_v - u_g$) ne peut pas dépasser 1 m/s pour que la corrélation de Ganic et Mastanaiah [103] reste dans la gamme de validité.

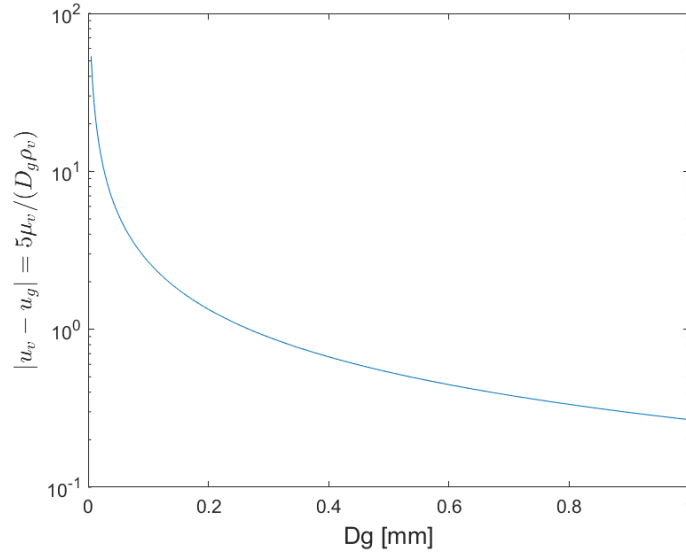


Figure 2.10. Différence de vitesse ($u_v - u_g$) maximal pour l'application du modèle de Ganic et Mastanaiah [103].

Finalement, la vitesse normale des gouttes qui impactent la paroi (u_n) peut être calculée avec l'approximation suivante :

$$u_n \approx \frac{\dot{m}_d}{\rho_g \alpha_g} \quad (2.78)$$

Également, Liu et Ilori [105] ont proposé l'utilisation du temps de relaxation des particules, τ^+ , calculé à partir de l'équation (2.79), pour l'estimation de la vitesse normal des gouttes impactant la paroi.

$$\tau^+ = \frac{2\rho_g \rho_v d_g^2 u^{*2}}{9\mu_v^2} \quad (2.79)$$

$$u_n = \begin{cases} 6.10^{-4} \tau^{+2} u^* & \text{pour } \tau^+ < 10 \\ u^* \left(\frac{0.15 - 6.10^{-4} \tau^{+2}}{20(\tau^+ - 10)^{-1}} + 6.10^{-4} \tau^{+2} \right) & \text{pour } 10 \leq \tau^+ < 30 \\ 0.15 u^* & \text{pour } \tau^+ > 30 \end{cases} \quad (2.80)$$

2.3. Transfert de chaleur par rayonnement

Comme mentionné précédemment, la température de la paroi après l'assèchement peut être très élevée. De sorte que, le transfert thermique par rayonnement entre la paroi et la vapeur et les gouttes peut devenir non-négligeable. Pourtant, ce problème est encore difficile à résoudre car le transfert se produit dans un environnement absorbant, émetteur, diffusant de manière non isotrope, avec un milieu non homogène et non gris qui pourrait être à la fois, à des endroits différents, optiquement épais ou mince [106]. Cela implique que pour la résolution des équations du transfert par rayonnement soit nécessaire l'utilisation de différentes méthodes numériques. Ce processus est certainement très couteux en temps de calcul, si on veut faire ce calcul dans un assemblage combustible.

C'est pourquoi Sun et al. [107] ont proposé un modèle simplifié pour l'estimation du flux de chaleur radiatif entre la paroi, la vapeur et les gouttes. Dans son modèle, Sun et al. [107] ont considéré que la

vapeur et les gouttes sont optiquement minces ($\tau_v = L_m a_{b,v} < 1$, $\tau_g = L_m (a_{b,g} + s_g) < 1$). Cette approche permet de considérer chaque élément par un seul nœud et le transfert radiatif peut être caractérisé à l'aide d'une analogie électrique (Figure 2.11). Comme la paroi est considérée comme un corps gris, une résistance supplémentaire est ajoutée en haut de la figure.

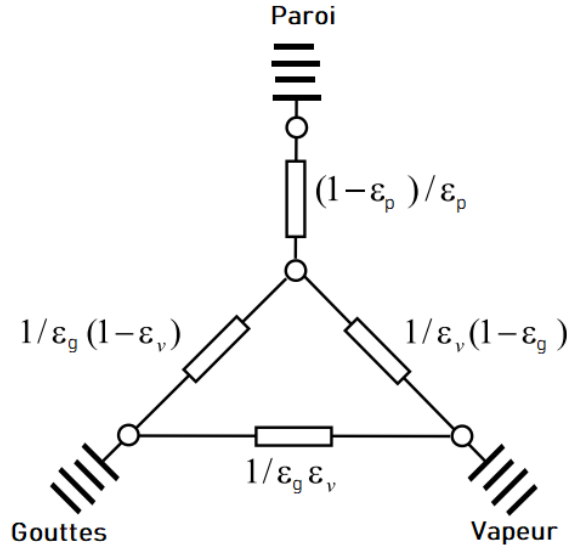


Figure 2.11. Analogie électrique pour le calcul radiatif.

A partir de cette analogie, Sun et al [107] proposent l'utilisation des équations suivantes pour le calcul du flux de chaleur radiatif entre les trois milieux :

$$\varphi_{r,pg} = F_{pg} \sigma_B (T_p^4 - T_s^4) \quad (2.81)$$

$$\varphi_{r,pv} = F_{pv} \sigma_B (T_p^4 - T_v^4) \quad (2.82)$$

$$\varphi_{r,vg} = F_{vg} \sigma_B (T_v^4 - T_s^4) \quad (2.83)$$

Où F_{ij} est le facteur de forme gris et σ_{SB} est la constant de Stefan-Boltzmann ($5.670 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$). Les facteurs de forme donnés par Sun et al. [107] sont :

$$F_{pg} = \frac{1}{R_p + R_g + \frac{R_p R_g}{R_v}} \quad (2.84)$$

$$F_{pv} = \frac{1}{R_p + R_v + \frac{R_p R_v}{R_g}} \quad (2.85)$$

$$F_{vg} = \frac{1}{R_v + R_g + \frac{R_v R_g}{R_p}} \quad (2.86)$$

Où :

$$R_v = \frac{1 - \varepsilon_v}{\varepsilon_v (1 - \varepsilon_v \varepsilon_g)} \quad (2.87)$$

$$R_g = \frac{1 - \varepsilon_g}{\varepsilon_g(1 - \varepsilon_v \varepsilon_g)} \quad (2.88)$$

$$R_p = \frac{1}{1 - \varepsilon_v \varepsilon_g} + \frac{1 - \varepsilon_p}{\varepsilon_p} \quad (2.89)$$

Où ε est l'émissivité de chaque milieu. Ces valeurs sont estimées comme :

$$\varepsilon_g = 1 - e^{-a_{b,g}L_m} \quad (2.90)$$

$$\varepsilon_v = 1 - e^{-a_{b,v}L_m} \quad (2.91)$$

Dans laquelle a est le coefficient d'absorption. Pour le calcul du coefficient d'absorption des gouttes, Sun et al. [107] ont utilisé le nombre de densité de gouttes et les valeurs des facteurs d'efficacité d'absorption et de diffusion des gouttes [108].

$$a_{b,g} = 0.74 \frac{3\alpha_g}{2d_g} \quad (2.92)$$

Pour le calcul du coefficient d'absorption de la vapeur, Ransom et al. [109] proposent la corrélation suivante :

$$a_{b,v} = 1.84 \times 10^{-4}(P) \left(\frac{555.56}{T_v}\right)^2 \left[1 - 0.054 \left(\frac{555.56}{T_v}\right)^2\right] \quad (2.93)$$

Finalement, La longueur moyenne du faisceau L_m pour un cylindre circulaire avec un gaz rayonnant à l'intérieur est calculé comme [110] :

$$L_m = 0.95D_h \quad (2.94)$$

Une simplification supplémentaire est proposée pour le calcul du flux radiatif de la paroi par Chan et Grolmes [111] en considérant la vapeur comme transparente. Dans son modèle, le flux radiatif est calculé comme :

$$\varphi_{r,pg} = \varepsilon_p \varepsilon_g \sigma_{SB} (T_p^4 - T_s^4) \quad (2.95)$$

En estimant l'émissivité des gouttes comme

$$\varepsilon_g = 1 + \varepsilon_p \frac{(1 + \eta)(C_1 + C_2 e^{-\gamma L_m}) + (1 - \eta)(C_2 + C_1 e^{\gamma L_m})}{C_1^2 e^{\gamma L_m} - C_2^2 e^{-\gamma L_m}} \quad (2.96)$$

Avec

$$\gamma = \sqrt{a_{b,g}(a_{b,g} + 2s_g)} \quad (2.97)$$

$$\eta = \sqrt{a_{b,g}(a_{b,g} + 2s_g)^{-1}} \quad (2.98)$$

$$C_1 = (1 - \varepsilon_p)(1 - \eta) - 1 - \eta \quad (2.99)$$

$$C_2 = (\varepsilon_p - 1)(1 + \eta) + 1 - \eta \quad (2.100)$$

$$s_g = 1.26 \frac{3\alpha_g}{2d_g} \quad (2.101)$$

2.4. Conclusions

La caractérisation du refroidissement d'une paroi chaude par un écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées est un phénomène assez complexe, ce qui ne permet pas l'utilisation de corrélations trop simplifiées si on cherche une estimation précise des transferts thermiques. L'utilisation des corrélations basées sur l'hypothèse d'un équilibre thermique est facile à implémenter et à utiliser. En effet, ces corrélations conduisent à des erreurs conséquentes sur les transferts dans les cas où le non-équilibre thermique est élevé.

Les modèles mécanistes (i.e. à partition de flux) sont susceptibles d'apporter une plus grande précision dans le calcul des transferts thermiques et massiques. Cependant, bien que les modèles mécanistes prennent en compte le non-équilibre entre les gouttes et la vapeur, il y a un terme qui reste encore difficile à modéliser, surtout pour les modèles 1D, qui est la concentration des gouttes et en particulier sa variation radiale dans le sous-canal. Les modèles 1D ont généralement adopté l'hypothèse d'une distribution uniforme des gouttes ; cette hypothèse peut entraîner des estimations erronées du transfert de chaleur interfacial vapeur-gouttes et du transfert par impact de gouttes. Une plus grande capacité prédictive pourrait donc être obtenue en utilisant un code CFD multidimensionnel. Cependant, de telles simulations sont coûteuses en temps de calcul, et les modèles appliqués dans la CFD nécessitent une connaissance encore plus approfondie des phénomènes physiques pour améliorer la prédiction. La dynamique des gouttes polydispersées et son influence sur le transfert de chaleur entre la paroi-gouttes et les interactions vapeur/gouttes ne sont encore connues avec suffisamment de détails. Par conséquent, les différentes approches de CFD multidimensionnels n'ont reçu qu'une évaluation limitée, comprenant généralement que quelques comparaisons à des tests expérimentaux [35].

Dans le secteur de la sûreté nucléaire, différentes codes thermo-hydrauliques ont été développés pour l'analyse du refroidissement d'un réacteur pendant la phase de renoyage. La plupart de ces codes ont été développés sur la base d'un schéma de modélisation à deux fluides et à deux champs (liquide et vapeur), chaque champ ayant son propre système d'équations de conservation. Le Tableau 2.4 résume les différents codes dédiés à ces études dans le domaine du nucléaire et les modèles thermiques de fermeture pour l'estimation du refroidissement des gaines combustibles par un écoulement de type DFFB.

Tableau 2.4. Corrélations utilisées pour le calcul des différents mécanismes de transfert de chaleur pour un DFFB.

	Mécanismes de transferts modélisés						Architecture
	Φ_{pv}	$\Phi_{i,pg}$	Φ_{vg}	$\Phi_{r,pv}$	$\Phi_{r,pg}$	$\Phi_{r,vg}$	
SPACE [112]–[114]	Dittus-Boelter [115]	Bajorek [79]	Pasamehme toglu [116]	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	3D, Deux phases
TRACE [61]	Gnielinski[50]	X	Renksizbulut et Yuen [66]	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	3D, Deux phases
RELAP5 [114], [117]	Dittus-Boelter [115] modifié avec le facteur de Kays [118]	Forslund-Rohesenow [78]	RELAP model	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	1D, Deux Phases
COBRA-TF [38], [119]	Gnielinski [50]	Forslund-Rohesenow [78]	Yuen et chen [65]	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	Sun et al. [107]	3D, Deux phases
MARS [120]	Bromley [121]	X	Lee et Ryley [63]	X	Bromley [121]	X	1D et 3D modules, deux phases
DRACCAR [32], [122]	Groeneveld et Delorme [40]	Berenson[123]	DRACCAR model	DRACCAR model	Sun et al. [107]	X	3D, deux phases

A noter que pour le code COBRA-TF, Meholic [38] propose d'utiliser la corrélation de Guo et Mishima [80] pour le calcul du transfert par impact des gouttes.

3. BOUCLE EXPERIMENTALE COLIBRI

La boucle conçue et exploitée au cours de la précédente thèse a dû être largement modifiée pour pouvoir atteindre les conditions de fonctionnement que nous nous sommes fixés dans cette thèse. Seuls la veine d'essais (sous-canal et fenêtres optiques) et son dispositif de chauffage ont été conservés ; les dispositifs de mesure tels la sonde PDA et la caméra IR sont conservés pour l'étude. Nous allons maintenant décrire dans le détail le dispositif dans son ensemble.

3.1. Assemblage combustible représentatif

La géométrie d'un assemblage combustible avec des crayons déformés sera décrite par la suite. Comme vu précédemment, le but de la partie expérimentale de cette thèse est de mesurer le transfert de chaleur dans un sous-canal d'un assemblage combustible d'un réacteur REP à la suite d'un accident du type APRP. La Figure 3.1 montre une section de 16 crayons combustibles avec la représentation d'un sous-canal fluide, défini comme le volume fluide compris entre 4 crayons de combustible adjacents.

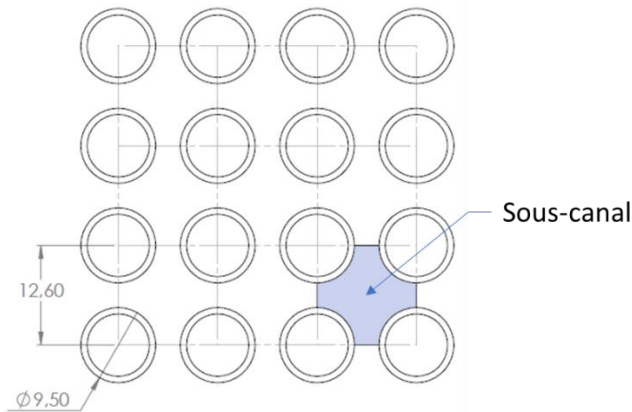


Figure 3.1. Schéma d'un sous-canal d'un assemblage combustible d'un REP (en mm)

Comme mentionné dans le chapitre 1, lors d'un APRP les crayons combustibles peuvent se déformer et de cette façon modifier la géométrie normale d'un sous-canal fluide. La Figure 3.2 montre une représentation d'une section bouchée et non bouchée via des coupes radiales et axiales d'un assemblage combustible. La géométrie résultante d'un sous-canal fluide bouché est très complexe. Afin de caractériser les sous-canaux fluides bouchés, on utilise les deux paramètres suivants :

- **Taux de bouchage (τ_b)** : il représente le pourcentage de réduction de l'aire de passage du fluide caloporteur dans un sous-canal bouché, définie dans le chapitre 1, comme :

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

Où S_b et S_0 sont les valeurs d'aire de passage après et avant le bouchage respectivement. De sorte que si le taux de bouchage (τ_b) est 0, il n'y a pas de déformation des crayons donc le sous-canal est intact ($S_b = S_0$). Au contraire, si le taux de bouchage (τ_b) est égal à 1, le sous-canal est complètement bouché ($S_b = 0$).

- **Longueur axiale de bouchage (L_b)** : elle représente la distance axiale déformée du sous-canal (Figure 3.2). En pratique, la longueur de bouchage est limitée par les grilles de maintien du cœur et est donc au maximum d'environ 550 mm.

Pour la présente thèse, on a maintenu le même cahier de charge en termes de géométrie que pour la thèse précédente [21], dans laquelle il avait été choisi de caractériser le refroidissement d'un sous canal pouvant avoir trois taux de bouchage 0%, 61% et 90% par un écoulement vapeur gouttes. Mais contrairement à la thèse précédente, seule une longueur de bouchage de 100 mm sera étudiée ; en effet, il a été montré que la longueur de bouchage n'a pas une influence notable sur les transferts [21], [124]. La valeur de 61% correspond au cas où les 4 tubes adjacents entrent en contact en considérant une déformation identique.

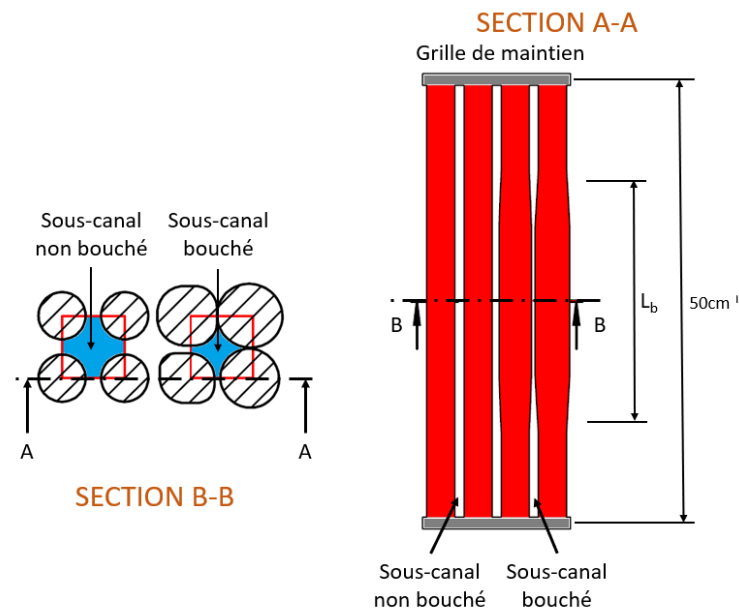


Figure 3.2. Schéma d'une coupe radiale et axiale d'un assemblage combustible REP partiellement déformé.

Une géométrie tubulaire est utilisée pour représenter le sous-canal bouché et non bouché sur l'installation expérimentale COLIBRI. Cette géométrie est une simplification du cas réel car établir des diagnostics précis avec une géométrie réelle (déformée ou non) serait une gageure [21]. De ce fait, un tube de type venturi sert à représenter un sous-canal bouché, en gardant le même diamètre hydraulique dans la section non-bouchée (aux extrémités) et dans la région bouchée (au milieu du tube) que celui d'une géométrie réelle. Le seul inconvénient de ce choix est qu'il interdit les écoulements vers les autres sous-canaux dans les parties intactes (i.e. $\tau_b = 0$) et dans les zones de transition ($\tau_b < 61\%$). Pour le cas des réacteurs français à eau pressurisée, le diamètre hydraulique pour la section sans déformation est de $D_h=11.78$ mm. Le diamètre hydraulique équivalent est de 7.35 mm et 3.72 mm pour un taux de bouchage de 61% et de 90% respectivement [21]. De cette façon, on arrive à simplifier la géométrie d'un sous canal bouché, selon la représentation de la Figure 3.3.

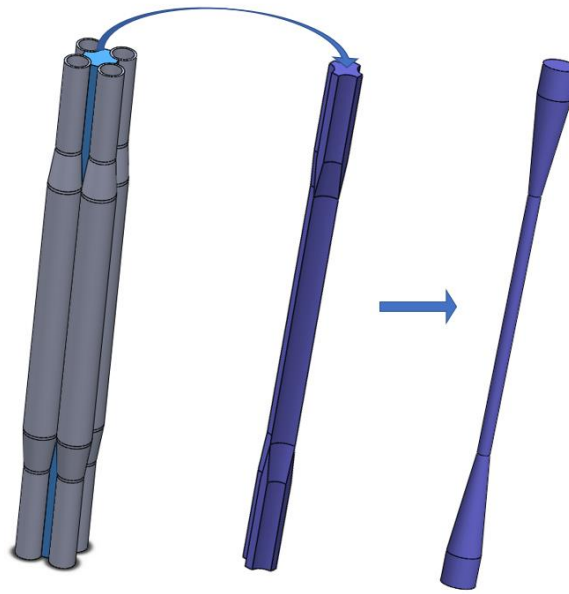


Figure 3.3. Simplification d'un sous-canal fluide par conservation du diamètre hydraulique.

3.2. Installation expérimentale thermo-hydraulique COLIBRI 1

3.2.1. Description générale

La boucle expérimentale utilisée dans la précédente campagne expérimentale de Peña Carrillo [21] est schématisée dans la Figure 3.4. La boucle expérimentale COLIBRI 1 était composée d'un système d'injection de vapeur surchauffée, d'un système d'injection de gouttes, de la section d'essai avec la région tubulaire représentative chauffée par un générateur électrique.

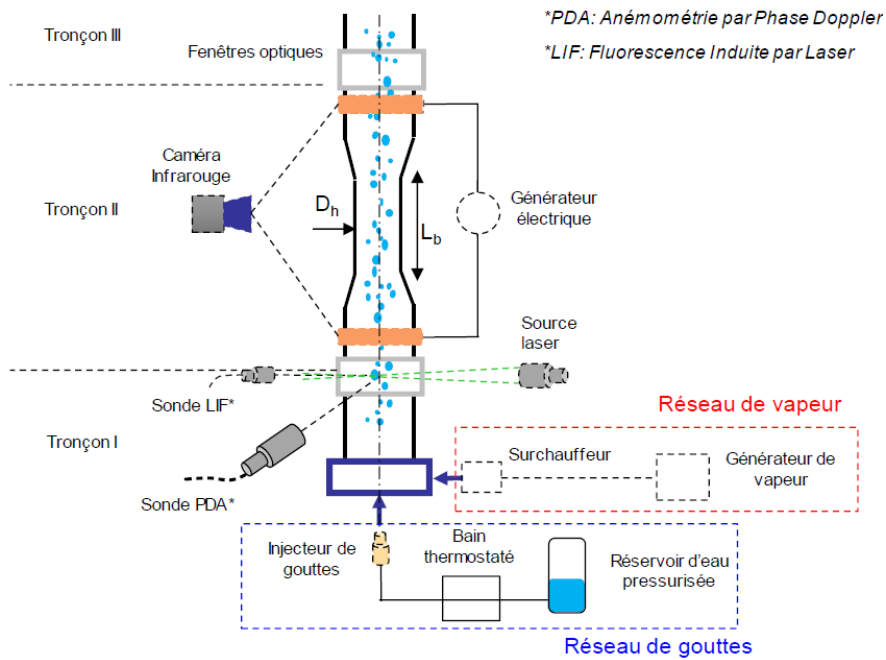


Figure 3.4 Banc expérimental COLIBRI 1 [21].

La mesure spatio-temporelle de la température au cours du refroidissement par l'écoulement interne était effectuée par une caméra infrarouge (CEDIP Jade 3). D'autre part, la caractérisation de l'écoulement était assurée par les mesures classiques de pression et température de la vapeur et par les mesures de la température, vitesse et distribution en taille des gouttes en utilisant des techniques optiques. Pour la mesure de la température moyenne des gouttes, COLIBRI utilisait la méthode de Fluorescence Induite par Laser (LIF) à 3 couleurs, technique développée au LEMTA [125]. La technique d'Anémométrie par phase Doppler (PDA) a été utilisée pour les mesures simultanées de la vitesse et la distribution en taille des gouttes. Pour permettre les mesures laser, deux fenêtres optiques étaient présentes dans l'installation, une en entrée de la section d'essai et l'autre en sortie.

3.2.2. Géométrie des tubes représentatifs d'un sous-canal fluide COLIBRI 1

La Figure 3.5 montre la géométrie des tubes qui représentent des sous-canaux bouchés avec un taux de bouchage de 61% et 90%. Un tube de diamètre constant a été utilisé pour représenter un sous-canal intact ($\tau_b=0\%$). Le diamètre interne du tube intact est identique au diamètre hydraulique d'un sous-canal de réacteur à eau pressurisée français ($D_h = 11.78\text{mm}$). La géométrie de type venturi simulant le blocage partiel d'un sous-canal a deux extrémités avec un diamètre égal au cas intact, suivi d'une section conique de 6° reliant les extrémités à une section centrale (dit bouchée) ayant un diamètre interne égal au diamètre hydraulique des sous-canaux partiellement bouchés étudiés (7.35mm pour un $\tau_b=61\%$ et 3.72mm pour $\tau_b=90\%$). De plus, l'épaisseur du tube est variable afin que la puissance dissipée par effet Joule soit identique tout le long du tube. Pour le tube sans déformation l'épaisseur est de 0.57 mm, similaire à l'épaisseur des gaines de combustible d'un REP français [21]. Ces pièces amovibles ont été réalisées en Inconel-625 (propriétés présentées dans les Annexes), un alliage métallique de nickel et chrome résistant à la corrosion à chaud et utilisé dans des applications nucléaires.

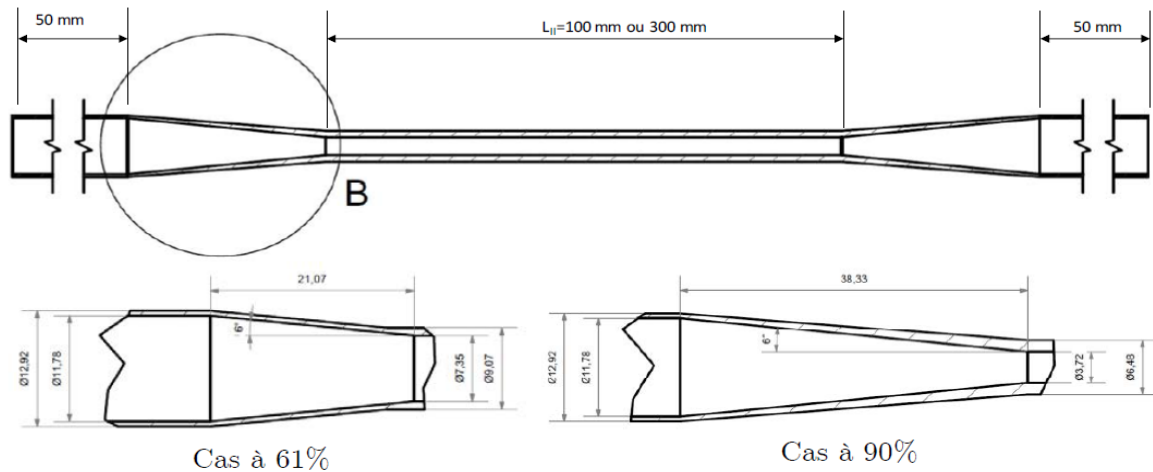


Figure 3.5. Géométrie du venturi, configurations à 61% et à 90% [21].

Les caractéristiques géométriques des différents tubes d'essai sont résumées dans le Tableau 3.1.

Tableau 3.1. Configuration géométriques du tube d'essai [21].

	Config. 1	Config. 2	Config. 3
Taux de bouchage (τ_b)	0%	61%	90%
Longueur de bouchage (mm)	-	100	100
Epaisseur du tube (mm)	0.57	0.95	1.45
Diamètre hydraulique (mm)	11.78	7.35	3.72

3.2.3. Système d'injection de la vapeur surchauffée et de gouttes

Dans la boucle expérimentale COLIBRI 1, les gouttes et la vapeur sont formées de façon séparée. Ensuite, l'écoulement dispersé vapeur/gouttes est généré par le mélange de la vapeur surchauffée et des gouttes injectées en amont de la section d'essai. Pour la création de l'écoulement dispersé, la boucle utilisait le système d'injection représenté sur la Figure 3.6 associé à un générateur de gouttes monodisperses de la société FMP Technologie.

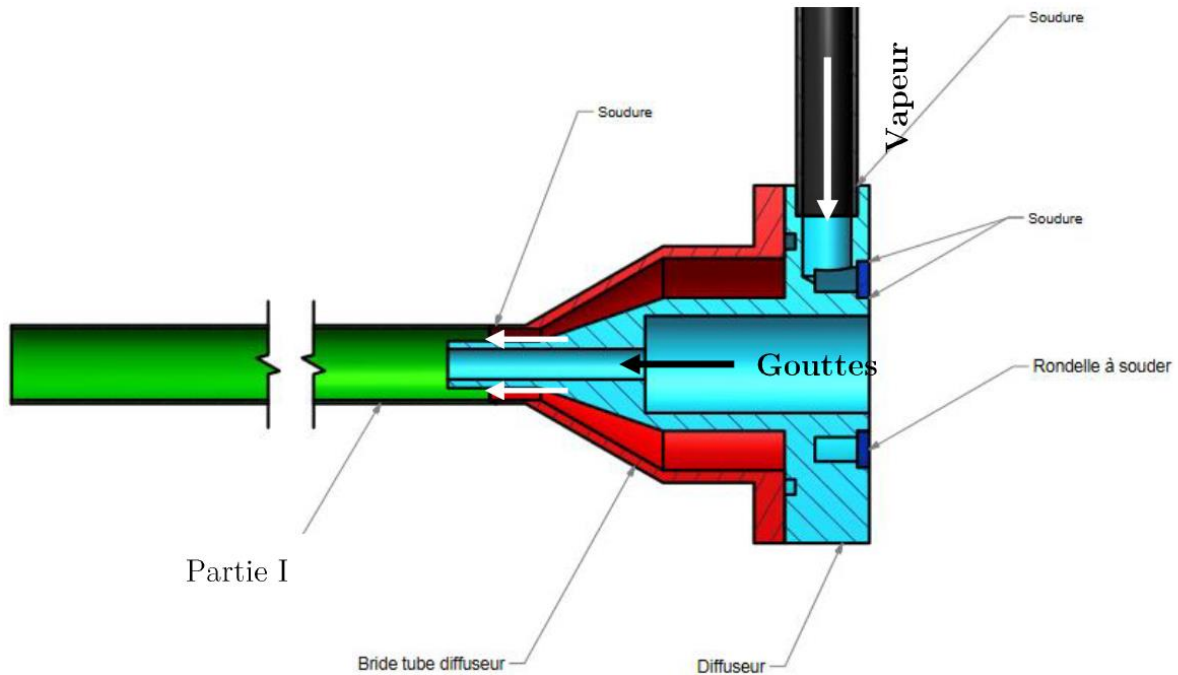


Figure 3.6. Système d'injection vapeur/gouttes de COLIBRI I [21].

La vapeur surchauffée était formée par un générateur de vapeur de 6kW qui produisait jusqu'à 12kg/h de vapeur saturée à 6 bars. La vapeur circulait ensuite dans un surchauffeur de vapeur d'une puissance de 2kW pour augmenter sa température jusqu'à 250°C. Les gouttes étaient générées en utilisant un injecteur piézoélectrique (FMP Technologie) alimenté par un réservoir à eau pressurisée. Le débit d'eau fourni par le système d'injection de gouttes dans COLIBRI 1 était de 0.75 kg/h.

Ce système permettait donc d'obtenir un écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées dans la section d'essais ; en effet, comme on peut le remarquer sur la figure 3.6, l'écoulement de vapeur accélérant dans la contraction, cela provoquait une atomisation secondaire du flux de gouttes monodisperses générées par le l'injecteur piézoélectrique. Il faut noter qu'après son mélange avec les gouttes, la vapeur voyait sa température baisser pour atteindre environ 170 °C. Enfin, ce système permettait d'obtenir un écoulement avec des gouttes polydisperses, ayant une taille comprise entre 5 et 300 μm .

3.2.4. Conclusions

La boucle expérimentale COLIBRI 1 a permis l'analyse du refroidissement d'un tube représentatif d'un sous-canal fluide bouché et non bouché d'un assemblage combustible dans des conditions représentatives d'un APRP. Cependant, les différentes conditions de fonctionnement étudiées ne couvraient pas toute la gamme des conditions attendues en APRP. Par ailleurs, il est apparu que le refroidissement d'un sous-canal bouché était plus efficace que celui d'un sous-canal non bouché, cela était un biais dû au fait que la vapeur était accélérée dans le tube venturi favorisant l'échange

paroi/fluide par convection vapeur. Cette situation n'est certes pas représentative d'un cas réacteur car en présence de zone bouchée, la vapeur est déviée vers les zones intactes limitant son accélération. C'est pourquoi, il a été décidé de modifier la boucle expérimentale COLIBRI pour atteindre les objectifs suivants :

- Augmenter la température de la vapeur en entrée de la section d'essai afin de se rapprocher plus des conditions d'un APRP. Pour ce faire, le système d'injection de vapeur a été modifié en ajoutant un système de chauffage de la vapeur avant son injection dans la section d'essai.
- Prendre en compte l'effet de déviation de la vapeur en ajoutant une ligne de dérivation de l'écoulement vapeur avant l'entrée de la partie contractée des tubes venturi.
- Augmenter le diamètre moyen et la concentration des gouttes dans l'écoulement. Cela nécessite une modification du système d'injection des gouttes.

Cette installation COLIBRI 2 est présentée dans le paragraphe suivant.

3.3. Installation expérimentale thermo-hydraulique COLIBRI 2

Pour la présente étude, différentes modifications sur la boucle expérimentale COLIBRI ont donc été faites. Les différents composants de COLIBRI 2 sont présentés dans les paragraphes suivants.

3.3.1. Section d'essai

La nouvelle configuration de la section d'essai est représentée par la Figure 3.7.

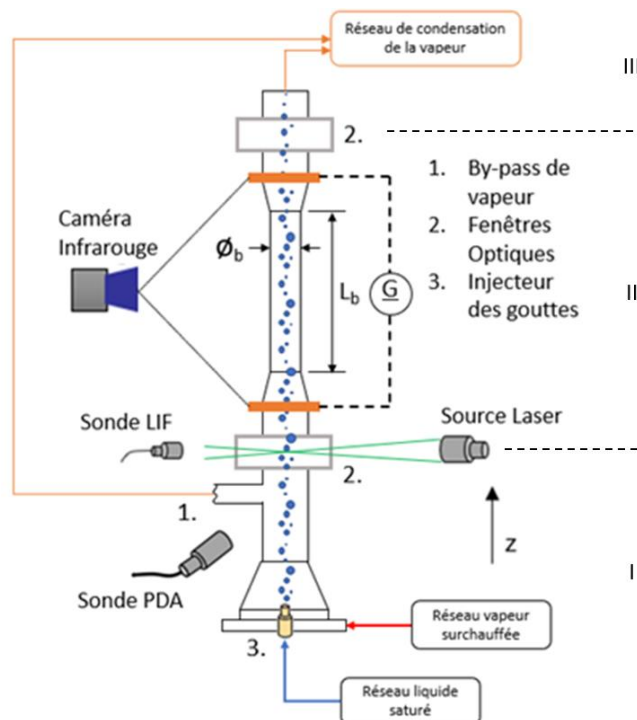


Figure 3.7. Schéma de la section d'essai de la boucle COLIBRI II.

La nouvelle section d'essais est caractérisée par trois tronçons principaux :

- I. Élément en acier inoxydable où l'écoulement diphasique est formé (Figure 3.8). Cela se fait en injectant des gouttes proches de la saturation dans un flot de vapeur surchauffée. Un raccord en forme de "T" est installé juste avant une fenêtre optique afin de dévier la vapeur en amont de la section d'essais. Cette partie se termine donc par une fenêtre en borosilicate où les mesures de vitesse et de distribution de gouttes seront effectuées.
- II. Tube en forme de venturi en Inconel 625 (tube des essais) amovible, afin d'évaluer différents taux de bouchage. Deux brides en cuivre à ses extrémités serrées sur le tube en Inconel permettent un chauffage par effet Joule.
- III. Élément en acier inoxydable qui connecte la section d'essai au séparateur de gouttes et au réseau de condensation de la vapeur. Cet élément comporte aussi une fenêtre optique pour l'obtention des caractéristiques physiques de l'écoulement en aval de la section d'essais.

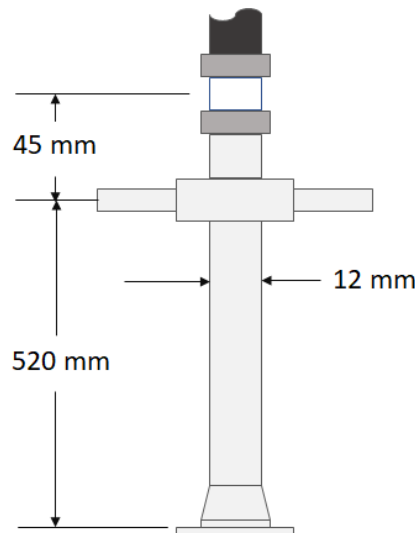


Figure 3.8. Dimension de la partie I de COLIBRI 2.

La première différence avec la section d'essais COLIBRI 1 est l'ajout d'une ligne supplémentaire pour la déviation d'une partie du débit de vapeur en amont du tube d'essai. La seconde différence concerne l'ajout du système de condensation de vapeur. Le but du système de condensation est de contrôler la quantité de vapeur déviée d'une part et de condenser cette vapeur surchauffée (ayant une température de l'ordre de 800°C) en sortie de l'installation.

Les mesures COLIBRI 2 ont été réalisées avec l'instrumentation utilisée dans COLIBRI 1, à savoir :

- L'utilisation d'une caméra infrarouge (CEDIP JADE III) pour la mesure spatio-temporelle de la température du tube d'essai représentant le sous-canal ;
- La densité de population et la vitesse des gouttes sont mesurées par Analyse par Phase Doppler (PDA); cette mesure est faite au niveau des deux fenêtres optiques situées en aval et en amont du tube d'essai.

3.3.2. Géométrie des tubes représentatifs d'un sous-canal fluide

Afin de représenter un sous-canal partiellement bouché, nous avons gardé la même géométrie tubulaire de type Venturi vertical qui a été utilisée précédemment [21].

3.3.3. Réseau de Vapeur

Dans la nouvelle configuration de COLIBRI, on a conservé le même générateur de vapeur. La vapeur qui entre dans la section d'essai est générée grâce à cet appareil (AURA M6 ©) de la façon suivante : une pompe régule le débit massique d'eau adoucie qui entre dans le générateur qui permet de faire bouillir l'eau grâce aux résistances électriques d'une puissance totale de 6kW ; le niveau d'eau dans cette cuve est régulé en agissant sur le débit d'eau liquide en entrée. Une vapeur à une pression de 6 bars et à saturation est produite avec un débit massique maximal de 12 kg/h. Ce générateur fonctionne avec de l'eau ayant un faible taux de calcaire (pour éviter l'encrassement des résistances), raison pour laquelle un adoucisseur d'eau est installé en amont (BWT 5000 SC).

Pour augmenter la température de la vapeur jusqu'à 500°C et ainsi respecter le nouveau cahier des charges, un réchauffeur a spécifiquement été dimensionné, fabriqué et installé en sortie du générateur ; il consiste en un tube en acier inoxydable en forme de serpentin chauffé par effet Joule (3kW). La forme en serpentin sert à limiter les déformations dues aux effets de dilatation du tube.

Entre le générateur et le réchauffeur de vapeur, la ligne vapeur est équipée d'un débitmètre massique à orifice (ROSEMOUNT 3051SFP©) qui permet de mesurer des débits de vapeur allant jusqu'à 10 kg/h ; le signal est enregistré en continu lors des essais. Son incertitude nominale est de 0,90 % du débit massique. Afin de caractériser la température et la pression de la vapeur à l'entrée de la section d'essai, un thermocouple type K ainsi que deux capteurs de pression KELLER© ont été installés, le premier à la sortie du générateur de vapeur et le deuxième juste avant l'injecteur de vapeur et gouttes.

Un schéma du réseau de vapeur est présenté sur la Figure 3.9. Le circuit de vapeur compris entre la sortie du générateur de vapeur et l'arrivée à la section d'essais est isolé afin de réduire les pertes thermiques avec l'environnement et éviter aussi les risques de brûlures pendant les essais.

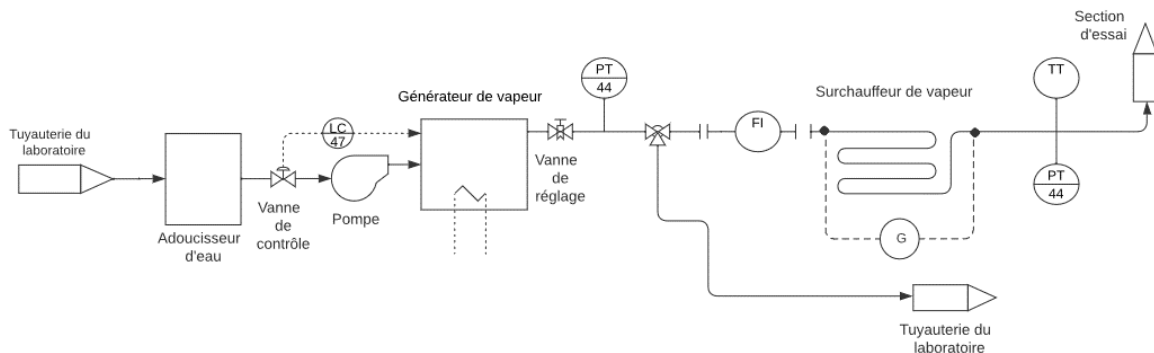


Figure 3.9. Schéma du réseau de vapeur.

3.3.4. Réseau d'eau

Pour l'injection des gouttes dans la section d'essai, on procède différemment que Peña Carrillo [21]. Ce dernier utilisait un injecteur de gouttes monodisperse de la société allemande FMP Technologie, qui ne permet pas d'atteindre les débits d'eau visés dans COLIBRI 2. Le nouveau système mis en place est représenté en Figure 3.10. De l'eau déminéralisée est stockée dans un réservoir d'eau d'une capacité de 30L. L'eau est maintenue à une température proche de la saturation grâce à deux résistances chauffantes de 2kW chacune. L'eau chaude ainsi obtenue est injectée dans la section d'essai grâce à une pompe RS Pro (réf : MG1000S EQ24-24V). La pompe est contrôlée en puissance, imposer la puissance de la pompe conduisant à fixer à la fois le débit et la pression dans le circuit. Une déviation du débit à la sortie de la pompe est installée ; à la fois pour maintenir le circuit à une

température élevée pendant le déroulement de l'expérience mais également pour contrôler le débit qui entre dans la section d'essai (cela permet d'injecter à différents débits mais à une pression d'injection constante).

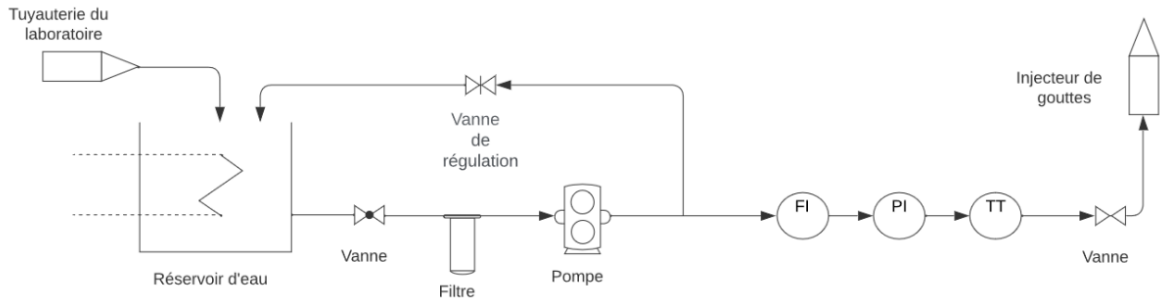


Figure 3.10. Schéma du réseau liquide.

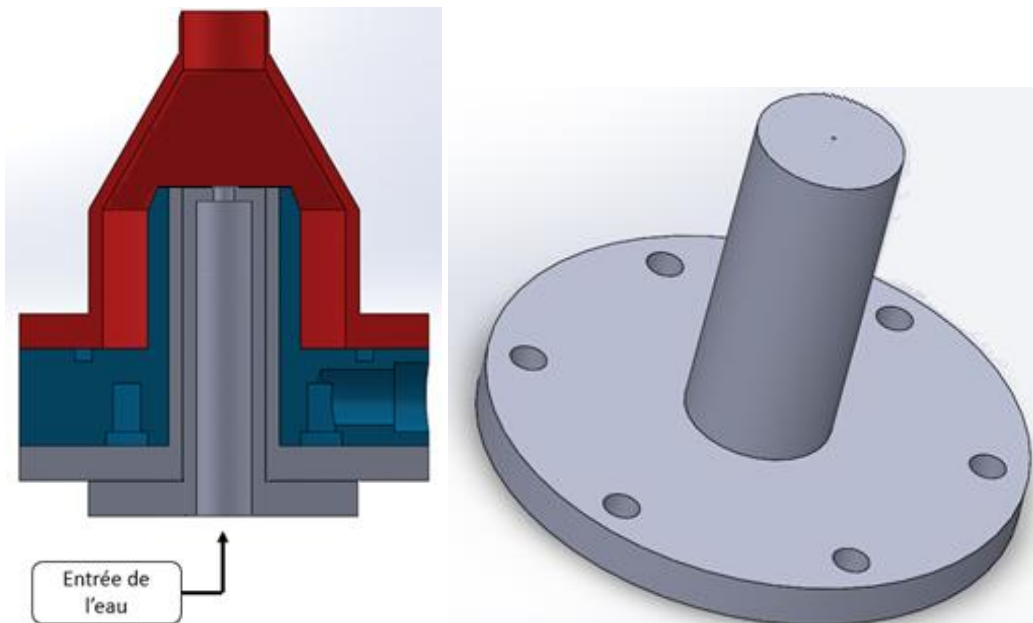


Figure 3.11. Membrane d'injection des gouttes de la boucle COLIBRI.

Les gouttes sont obtenues par fragmentation du jet d'eau suite à son passage dans un orifice unique de 0.7mm (Figure 3.11) installé en sortie du circuit d'eau. Des gouttes mères sont de fait formées par les instabilités de Rayleigh générées dans le jet d'eau sortant de l'orifice puis donnent lieu à des gouttes filles par atomisation secondaire dans le flux de vapeur donnant lieu à une population de gouttes dispersées.

La mesure du débit de liquide est faite grâce à un débitmètre. Pour la mesure de pression et de température, on utilise un capteur KELLER® et un thermocouple placé avant l'injecteur de gouttes et après la déviation d'une partie du débit massique d'eau.

3.3.5. Condenseur de vapeur

À cause des hautes températures dans la section d'essai, la vapeur qui sort de la section d'essai après le refroidissement du tube ainsi que la vapeur déviée dans le by-pass doivent être condensées

(les débits sont trop importants pour ne pas s'en préoccuper). La Figure 3.12 représente le schéma du réseau de condensation de la vapeur du bypass et de l'écoulement qui sortent de la section d'essai. Afin de faire un contrôle du débit de vapeur dévié, un séparateur des gouttes est mis en place juste après le passage de l'écoulement vapeur/gouttes dans la section d'essai ; il s'agit d'un réservoir avec un tuyau d'entrée perpendiculaire au tuyau de sortie, pour que le liquide tombe par gravité dans le bas du dispositif tandis que la vapeur continue son chemin vers un tuyau situé dans la partie supérieure.

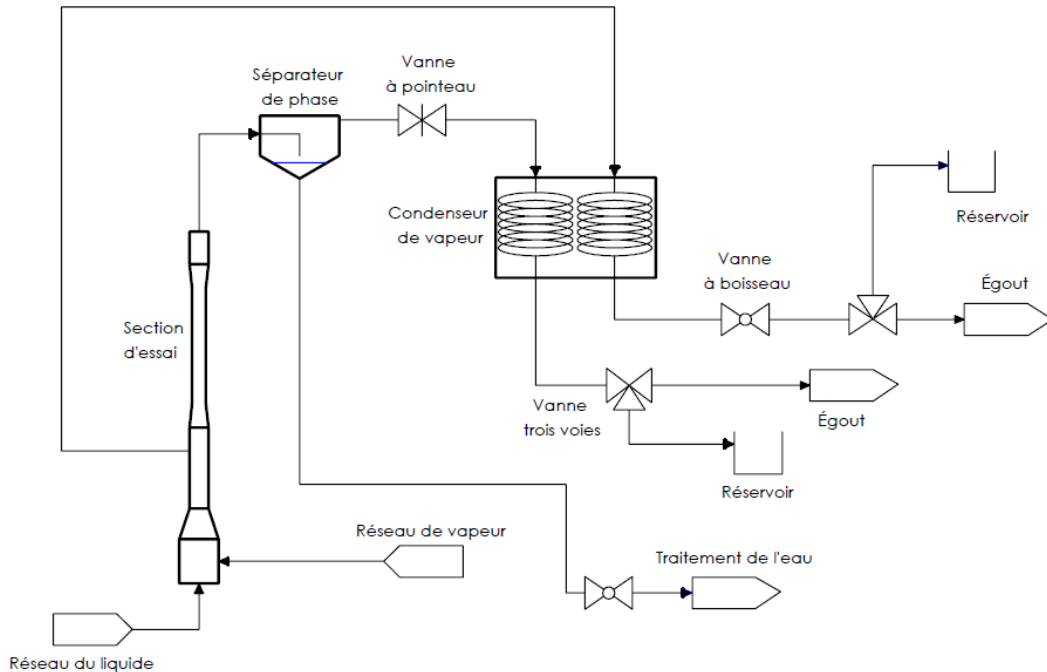


Figure 3.12. Schéma du réseau de condensation de la vapeur.

Pour contrôler le débit de vapeur dévié vers le bypass, on a mis en place une vanne à pointeau après le séparateur de phases et avant le condenseur. Le réglage de cette vanne et donc du débit dévié est réalisé avec un écoulement monophasique vapeur : la vapeur sortant de chacune des lignes est condensée et les débits correspondants sont déduits de la mesure du poids de l'eau condensée.

Pour condenser la vapeur des deux réseaux, un réservoir de 350L (750 mm de diamètre et 1m de hauteur) est rempli avec de l'eau froide. Le volume utilisé permet de maintenir la température de la source froide a une température inférieure à 40 °C pendant 5 heures de fonctionnement de l'installation pour un débit de vapeur maximum de 8kg/h. La Figure 3.13 montre la configuration du condenseur.

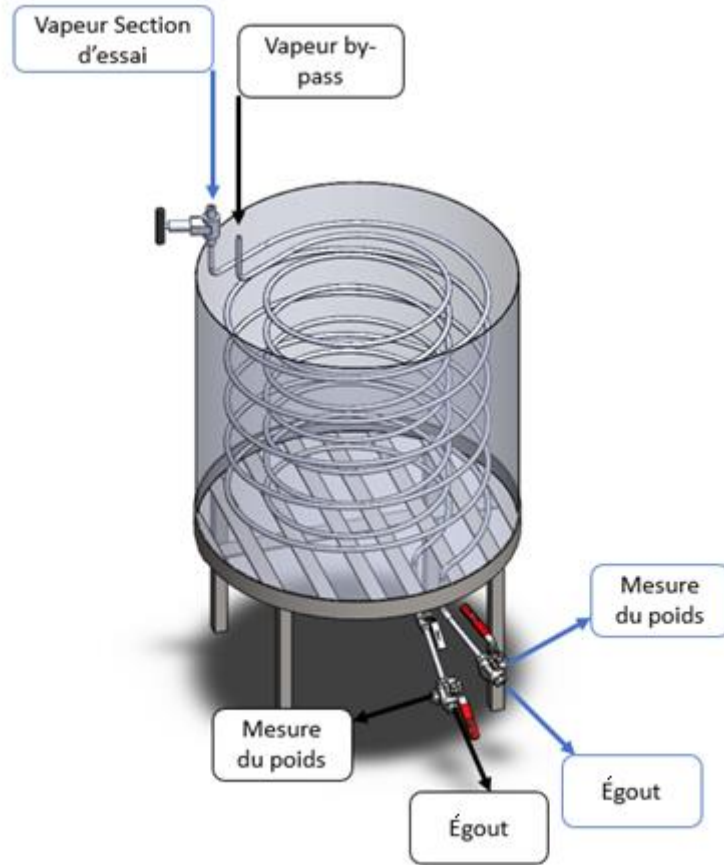


Figure 3.13. Condenseur de vapeur.

3.3.6. Système de chauffage

La région tubulaire représentative de la section d'essais est chauffée par effet Joule. Le passage du courant dans le tube est assuré par deux brides en cuivre. On utilise un générateur électrique TDK LAMBDA 2U-3300[®] pour l'alimentation en courant. Le générateur a une puissance électrique maximale de 3,3 kW et permet de faire varier le courant sur une plage entre 0 et 335 A et la tension peut varier sur une plage de 0 à 10 V. Ce générateur permet d'induire une température de paroi maximale de 800°C environ et cela même en ayant un écoulement interne. Une interface Labview permet le contrôle de la puissance délivrée par le générateur. Cependant, la puissance utilisée pour chauffer le tube diffère de la puissance totale du générateur ; en effet, environ 8 mètres de câble sont nécessaires pour la liaison entre le générateur et le tube. Toutefois, comme le courant traversant le circuit est le même, il est possible de calculer la puissance réellement délivrée au tube comme suit :

$$P = I^2 R = \frac{\rho_o L I^2}{S_s} \quad (3.2)$$

Avec ρ_o la résistivité électrique du tube, L la longueur axiale d'analyse, S_s la section droite du tube et I le courant électrique imposé par le générateur. Comme dit précédemment, les tubes ont été conçus pour avoir la même section droite, de plus, la variation de résistivité électrique de l'Inconel-625 varie peu dans la plage de température étudiée (d'environ +/- 0.8 %). Ainsi, on peut dire que la puissance ne dépend que du courant électrique imposé.

3.4. Conclusions

Le banc expérimental COLIBRI a été grandement modifié pour la présente étude. Il permet de faire des expériences de refroidissement d'une géométrie tubulaire représentative d'un sous-canal REP bouché et non bouché par un écoulement diphasique de vapeur surchauffée à environ 500°C et des gouttes à saturation. Par ailleurs, avec cette nouvelle configuration, il est possible de dévier une partie du débit massique de vapeur pour simuler le phénomène de redistribution de la vapeur dans un assemblage combustible bouché. Le tube de la section d'essais peut atteindre des températures maximales initiales en début d'expérience de l'ordre de 800°C. Un non-équilibre thermodynamique entre la vapeur et les gouttes reproduit ainsi les conditions thermo-hydrauliques attendues en aval d'un front de trempe lors de la phase de renoyage d'un APRP. Le suivi de plusieurs paramètres (température de la paroi, de la vapeur et des gouttes, vitesse et diamètre des gouttes, débit de gouttes et de vapeur, pression) permet de caractériser le refroidissement du tube. Ce suivi est réalisé à l'aide de différents capteurs et d'une série de techniques de métrologie qui seront décrites dans le chapitre suivant.

4. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Les techniques de mesures utilisées lors de la précédente thèse [21] ont été reconduites dans COLIBRI 2. La température de paroi externe du tube est mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge, ce qui permet via un bilan d'énergie de la paroi de déterminer le flux total échangé avec le fluide. Les caractéristiques de l'écoulement vapeur/gouttes sont mesurées en amont et aval à l'aide d'une sonde PDA pour la mesure de la taille et vitesse des gouttes. Pour les autres données (débit, pression et température de l'eau et vapeur avant injection), on utilise des capteurs « classiques ». La technique de fluorescence induite par laser à 3 couleurs n'a pas été utilisée car le liquide est injecté à une température proche de la saturation.

4.1. Estimation de la température de la paroi

La mesure du transitoire de température externe du tube pendant chaque expérience est obtenue à l'aide d'une caméra infrarouge (IR). La donnée de sortie de cette caméra n'est pas directement la température du tube et il est nécessaire de réaliser un étalonnage de la caméra afin d'obtenir une relation entre la mesure de la caméra et la température. Les différentes étapes pour obtenir l'évolution spatio-temporelle de la température de paroi pendant un essai COLIBRI 2 sont détaillées dans la suite de ce paragraphe. L'utilisation de la caméra infrarouge présente l'avantage d'être une méthode de mesure non intrusive, adaptée à la plage de température mise en jeu ici. L'utilisation de la caméra répond également à sa robustesse de mise en œuvre par rapport à l'utilisation de thermocouples plus fragiles et intrusifs et permet la mesure de la température sur plus de 20 points axiaux différents pour chaque tube. Par ailleurs, le chauffage par effet Joule aurait pu induire des perturbations des signaux des thermocouples.

4.1.1. Mesures par caméra IR

La caméra IR utilisée dans la boucle COLIBRI est le modèle Jade III MW de la marque CEDIP. Elle possède un capteur matriciel de 240 x 320 détecteurs (semi-conducteur In-Sb) sensibles aux photons dans la bande de longueur d'onde 3 - 5 μm . Le flux photonique constitue le signal de la puissance rayonnée. Le détecteur converti ces informations en un signal analogique qui est ensuite codé en 14 bits. Ce signal analogique est exprimé en niveaux digitaux (DL, « *Digital Level* » en anglais). La caméra permet d'enregistrer jusqu'à 13500 images pendant chaque test avec une fréquence maximale de 60 Hz. Une distance focale d'un mètre a été choisie entre la caméra et la section d'essais pour les expériences COLIBRI 2. Par ailleurs, la caméra nécessite un refroidissement de ses détecteurs pour un fonctionnement correct ; pour cela un moteur Stirling est intégré à la caméra.

L'avantage de cette technique est qu'il est possible d'obtenir la mesure spatio-temporelle de la température de façon non intrusive. Néanmoins, la caméra ne mesure pas seulement le flux de photons émis par le tube (DL_{tube}) mais également les flux des photons de l'environnement réfléchis par le tube (DL_{∞}) et les flux de photons propres au boîtier de la caméra ($DL_{boitier}$ – Figure 4.1). Ainsi, le flux de photons capté par la caméra (DL_{vu}) est la contribution de ces trois flux :

$$DL_{vu} = DL_{tube} + DL_{boitier} + DL_{\infty} \quad (4.1)$$

L'émission propre du boîtier est supposée être linéaire, fonction de la température du boîtier. La surface du tube est considérée opaque, grise et diffuse, avec une émissivité de valeur ε . Par conséquent, on peut définir le flux total vu par la caméra comme :

$$DL_{vu} = \varepsilon DL^{\circ}(T_p) + (1 - \varepsilon) DL^{\circ}(T_{\infty}) + aT_b + b \quad (4.2)$$

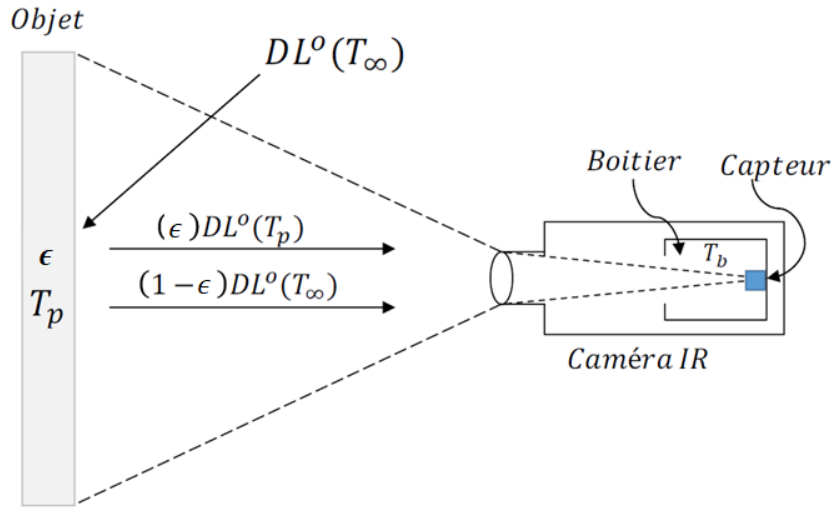


Figure 4.1. Bilan des flux intervenant dans la mesure de la caméra [21].

Les termes a et b sont des constantes et le terme $DL^o(T)$ décrit l'évolution du flux de photons captés par la caméra si le tube était un corps noir. Peña Carrillo [21], propose de remplacer le terme DL^o par la luminance énergétique monochromatique du corps noir $L_\lambda^o(T, \lambda)$, car la caméra est équipée d'un filtre monochromatique réduisant la gamme de longueur d'onde à la bande 3,97-401 μm . Le terme $L_\lambda^o(T, \lambda)$, est donné par la loi de Planck :

$$L_\lambda^o(T, \lambda) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{\frac{h_p c/\lambda k_B}{T}} - 1} = \frac{C_1}{e^{\frac{C_2}{T}} - 1} \quad (4.3)$$

Où C_1 et C_2 sont des constantes, qui dépendent de la longueur d'onde du rayonnement du corps noir dans le milieu (λ), de la constante de Planck (h_p), de la vitesse de la lumière dans le vide (c) et de la constante de Boltzmann (k_B). De cette façon il est possible de relier la température au signal fourni par la caméra :

$$DL_{vu} = \frac{\epsilon C_1}{e^{\frac{C_2}{T_p}} - 1} + \frac{(1-\epsilon)C_1}{e^{\frac{C_2}{T_\infty}} - 1} + aT_b + c \quad (4.4)$$

Ainsi, la température de la paroi (T_p) peut être estimée via la résolution de l'équation (4.4). Dans cette équation, les coefficients C_1 , C_2 , a et b sont déterminés par étalonnage. Par ailleurs, Peña Carrillo [21] a considéré la température du boîtier, l'émissivité du tube et la température ambiante comme des constantes, ce qui a permis de simplifier l'équation (4.4) en définissant deux nouvelles constantes comme :

$$C_3 = \frac{(1-\epsilon)C_1}{e^{\frac{C_2}{T_\infty}} - 1} + aT_b + c \quad (4.5)$$

$$C'_1 = \epsilon C_1 \quad (4.6)$$

Et donc d'obtenir une équation simplifiée pour le calcul du DL_{vu} :

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

Finalement, la température de la paroi peut être estimée à partir de l'équation suivante :

$$T_p = \frac{C_2}{\ln \left(\frac{C_1'}{DL_{vu} - C_3} + 1 \right)} \quad (4.8)$$

Pour l'obtention des constantes de l'équation 4.8, la méthode des moindres carrés a été utilisée connaissant les valeurs de la température et des niveaux digitaux (obtenues par étalonnage). Lors de l'étalonnage de la caméra dans COLIBRI 2, les données de températures sont obtenues à partir d'un thermocouple qui est soudé à la paroi externe du tube et qui permet de réaliser un essai de relaxation.

Avec ces simplifications, il est possible d'estimer la température à partir des données de niveaux digitaux avec un erreur inférieure à +/- 10°C. Par ailleurs, la paroi du tube est couverte d'une mince couche de peinture noire afin d'augmenter son émissivité et afin de protéger le matériau de la corrosion pendant les expériences.

4.1.2. Etalonnage de la caméra IR

Pour l'estimation des paramètres permettant l'obtention de la température de la paroi en fonction des niveaux digitaux de la caméra, il faut étalonner la caméra via une expérience dite de « relaxation ». Pour cette expérience, le tube est chauffé jusqu'à une température d'environ 800°C dans un premier temps. Dans un second temps, il se refroidit seulement par échange avec l'environnement jusqu'à atteindre une température d'environ 100 °C (soit toute la gamme de températures envisagées pour les expériences COLIBRI). Pendant le refroidissement du tube, la caméra IR et un thermocouple soudé à l'élévation médiane du tube enregistrent respectivement et de façon synchronisée les données DL et la température.

Une fréquence d'acquisition de 16Hz pour l'enregistrement de ces données a été fixée. Ensuite, une régression non linéaire des réponses en T_p sur les prédicteurs en DL_{vu} en utilisant l'équation 4.8 est faite. Les coefficients sont déterminés à l'aide d'une estimation itérative des moindres carrés à l'aide d'un code Matlab®. Un exemple des résultats du modèle et du thermocouple est donné Figure 4.2.

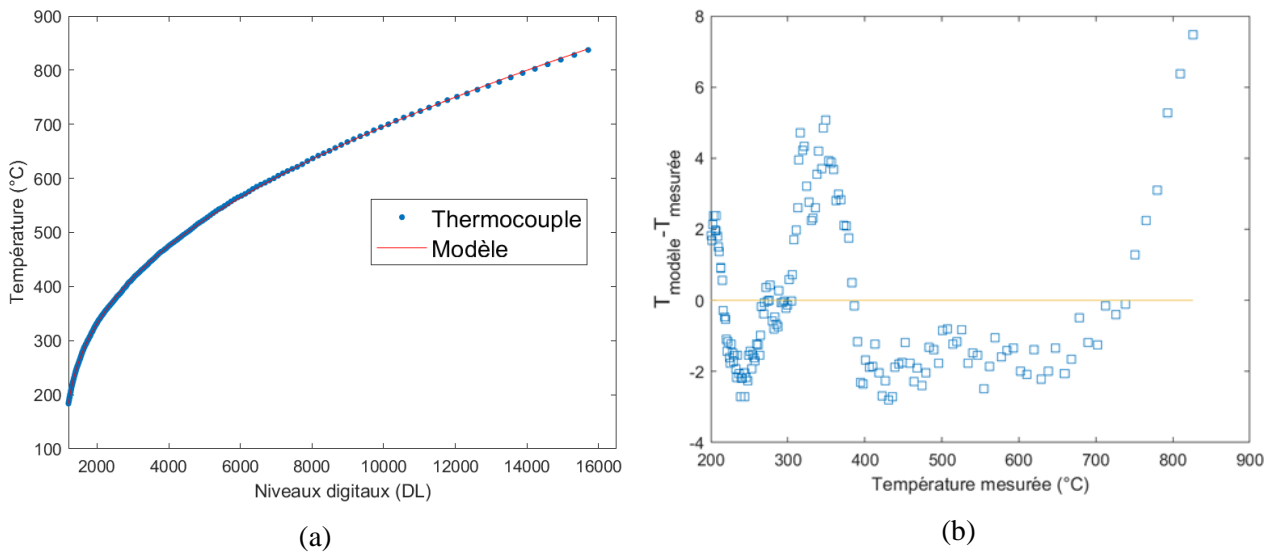


Figure 4.2. (a) Comparaison entre les données mesurées de la température de la paroi et la température calculée à partir de l'obtention des coefficients de l'équation 4.8. ; (b) Erreur absolue entre la mesure et le modèle de température de paroi.

Le modèle a tendance à être moins précis à haute température. Cela s'explique par le fait que la régression non linéaire est réalisée avec plus de points à basse température qu'à haute température. Par ailleurs, bien que les expériences COLIBRI couvrent toute la gamme de température jusqu'à ce que la paroi du tube soit complètement mouillée, le domaine principal de l'étude est la caractérisation du refroidissement en régime d'ébullition, c'est-à-dire quand la température de paroi est supérieure à 400°C. Par conséquent, une autre approche est proposée afin d'améliorer les estimations des hautes températures en réduisant le nombre des points à basse température. L'analyse de la Figure 4.2 permet de montrer que le ΔDL (différence de niveaux digitaux entre chaque mesure) augmente avec DL. Un ΔDL fixe a donc été défini de sorte qu'au moins un point de mesure se trouve dans chaque intervalle. Une fois ce traitement réalisé, la méthode suivante a été implémentée pour estimer la température à partir des signaux DL (Figure 4.3) :

1. Repérage des points se trouvant dans chaque intervalle ;
2. Calcul d'une intégrale approchée via la méthode des trapèzes des points trouvés dans la division ;
3. Détermination de la valeur moyenne de température pour chaque division. Pour cela le code divise l'aire totale entre les points par la distance entre le dernier point et le premier point de l'intervalle ;
4. Pour chaque valeur moyenne de température $f(DL)$, une valeur moyenne de DL correspondante est recalculée.

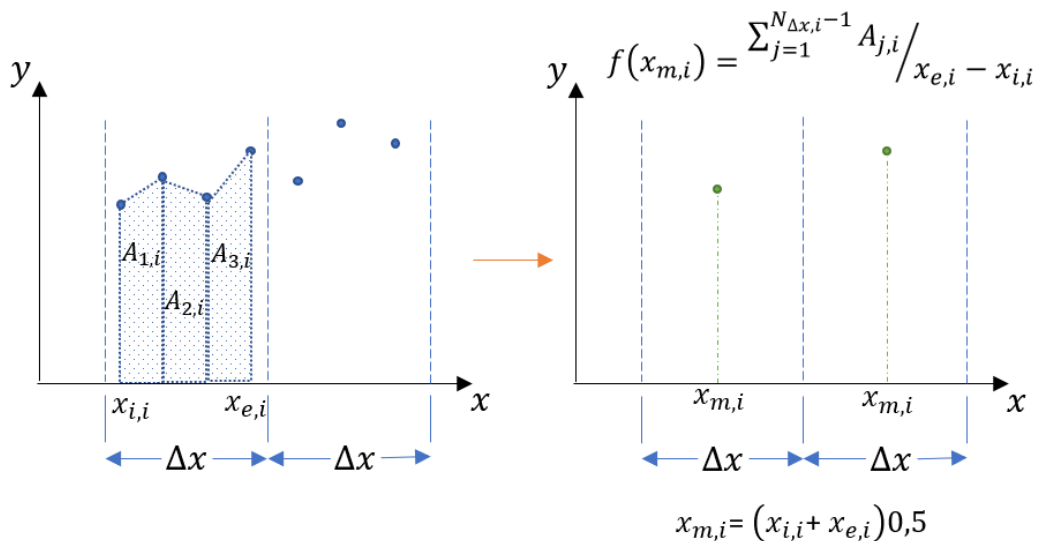


Figure 4.3. Procédure pour réduire le nombre de points pour l'étalonnage de la caméra.

Sur la Figure 4.4.a, on compare les données après réduction du nombre de points et les données initiales mesurées (seulement 20% des points sont représentés dans la figure). De plus, la Figure 4.4.b compare l'erreur absolue entre la température mesurée avec le thermocouple et la température obtenue avec le modèle avec et sans réduction des points.

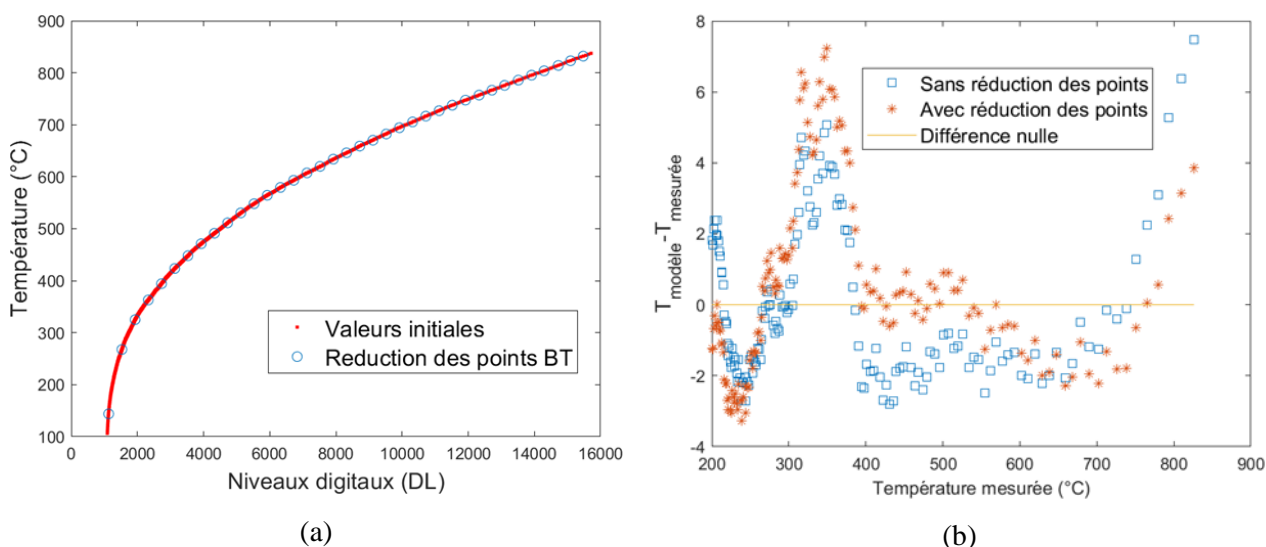


Figure 4.4. (a) Comparaison entre les valeurs de température mesurées et les valeurs après avoir réduit le nombre de points de mesure à basse température ; (b) Erreur absolue entre la mesure et le modèle de température de paroi avec et sans réduction des points.

On constate donc que l’erreur absolue diminue pour les valeurs élevées de niveaux digitaux ($T_p > 400\text{ °C}$ dans ce cas précis). Également, bien que l’erreur augmente pour les faibles valeurs de niveaux digitaux, elle reste dans une gamme acceptable pour l’estimation de la température.

4.2. Estimation du flux interne dégagé par l’écoulement

4.2.1. Formulation du flux de chaleur

Comme évoqué précédemment, le flux de chaleur est estimé à partir de la mesure externe de température de la paroi. Pour la première campagne expérimentale [21], il a été montré que la paroi pouvait être considérée comme thermiquement « mince » (le nombre de Biot est inférieur à 0,1). Ainsi, la conduction radiale est suffisamment grande pour considérer que le profil de température radiale dans l’épaisseur du tube est quasi uniforme (température interne égale à la température externe du tube). Avec cette simplification, en considérant l’élément différentiel angulaire du tube représenté sur la Figure 4.5, on peut estimer le flux interne extrait par l’écoulement (ϕ_{int}) en réalisant un bilan d’énergie (équation 4.9).

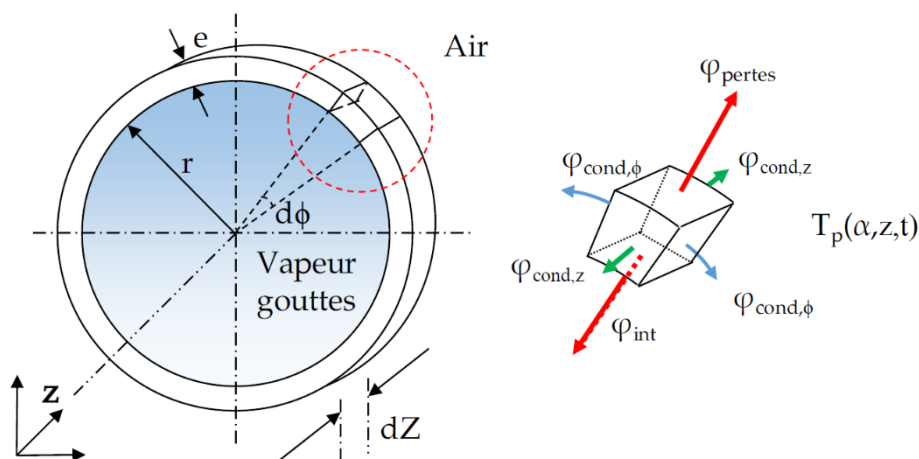


Figure 4.5. Schéma des transfert thermiques pour le calcul du flux dégagé par l’écoulement [21].

$$dP_{gen} - (d\phi_{int} + d\phi_{pertes} + d\phi_{cond,z} + d\phi_{cond,\theta}) = dm_{p(z)} C p_p \frac{dT_p(\alpha, z, t)}{dt} \quad (4.9)$$

Dans ce bilan, les différents flux thermiques mis en jeux sont :

- P_{gen} , la puissance générée par effet Joule
- ϕ_{pertes} , les pertes thermiques avec l'environnement
- $\phi_{cond,z}$ et $\phi_{cond,\theta}$, la conduction thermique axiale et azimutale respectivement

Où $dm_{p(z)}$ et $C p_p$ sont respectivement la masse de l'élément différentiel du tube ($0.25\pi(D_e^2 - D_i^2)\rho_p dz$ pour un tube droit) et la capacité thermique du tube. Dans le présent travail, il a été considéré que la température du tube est uniforme azimuthalement quels que soient l'instant et l'élévation considérés ($d\phi_{cond,\theta} \approx 0$). Les variations radiales du niveau digital sont de +/- 5.5% de la valeur moyenne de niveau digital radiale, cependant cette hypothèse n'est plus valide pendant le remouillage. Par conséquent, l'équation 4.9 devient pour chaque élément différentiel dz :

$$dP_{gen} - (dS_{int}\varphi_{int}(z, t) + dS_{ext}\varphi_{pertes}(z, t) + S_s\varphi_{cond}(z, t)) = dm_{p(z)} C p_p \frac{dT_p(z, t)}{dt} \quad (4.10)$$

Dans cette équation,

- P_{gen} est la puissance générée par effet Joule ($P_{gen} = \rho_p I^2 S_s^{-1} z$);
- S_{int} est l'aire interne du tube ($S_{int} = \pi D_i z$);
- S_{ext} est l'aire externe du tube ($S_{ext} = \pi D_e z$);
- S_s est la surface transversale du tube ($S_s = 0.25\pi(D_e^2 - D_i^2)$).

En remplaçant les différents termes, on obtient :

$$\begin{aligned} \rho_{p,(T_p)} I^2 S_s^{-1} dz - \left((\pi D_i dz) \varphi_{int}(z, t) + (\pi D_e dz) \varphi_{pertes}(z, t) + (S_s) \varphi_{cond}(z, t) \right) \\ = \left(S_s \rho_{p,(T_p)} dz \right) C p_p \frac{dT_p(z, t)}{dt} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Finalement le flux interne de chaleur extrait par l'écoulement est donné par :

$$\varphi_{int}(z, t) = \frac{\rho_{p,(T_p)}(T_p) I^2}{S_s \pi D_i} - \frac{S_s \rho_{p,(T_p)} C p_{p,(T_p)} dT_p(z, t)}{\pi D_i dt} - \frac{D_e}{D_i} \varphi_{pertes}(z, t) - \frac{S_s}{\pi D_i dz} \varphi_{cond}(z, t) \quad (4.12)$$

Le premier terme correspond à l'énergie de la source (puissance résiduelle), le deuxième terme correspond au flux total dégagé de la paroi, le troisième terme correspond aux pertes avec l'environnement et le dernier aux pertes par conduction axiale. Comme indiqué dans l'équation, il est nécessaire de considérer d'une part les variations de la masse volumique et de la capacité thermique de la paroi avec la température. Ces valeurs sont données par les fournisseurs du matériau. D'autre part, l'obtention des données des variations spatiotemporelles de la température du tube n'est pas suffisante pour déterminer le flux de chaleur : il faut aussi estimer les pertes par conduction axiale et avec l'environnement.

4.2.2. Section du tube évaluée

La température de la paroi pour chaque expérience n'est pas uniforme axialement ni radialement (quand il y a du remouillage). Le profil de température axiale est relativement plat au centre du tube

(entre 50 et 150 mm – cf Figure 4.6 à $t=0s$). Aux extrémités, la température relevée est inférieure à cause des pertes par conduction avec les brides froides. Ainsi, la température la plus faible se trouve près de la première bride en amont.

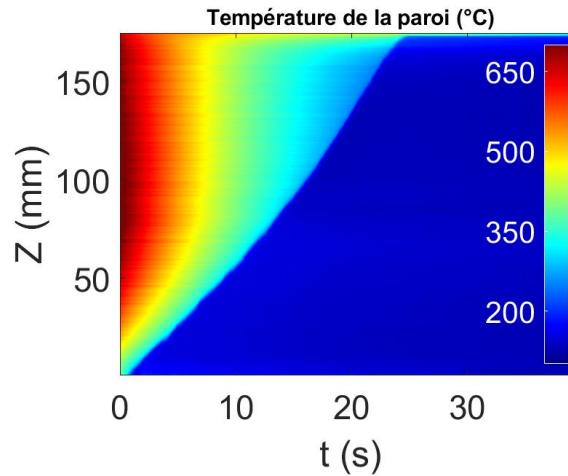


Figure 4.6. Exemple de cartogramme de température pour toute la longueur du tube.

A ces effets de conduction de chaleur avec les brides s'ajoutent, pour les tubes avec déformation, des effets de frontière générés par le changement de diamètre du tube. Ces effets sont difficiles à estimer, c'est pourquoi il a été choisi d'évaluer le flux de chaleur sur une hauteur du tube de 60mm (Figure 4.7), c'est-à-dire sans tenir compte de deux centimètres de chaque côté de la partie bouchée des tubes (qui est égal à 100 mm). La région encadrée sur la Figure 4.7 par des pointillés représente la région d'étude pour l'analyse du flux moyen pour chaque expérience. Cette réduction ne concerne que l'estimation du flux moyen, la température du tube est quant à elle bien estimée pour toute la longueur du tube comprise entre les deux brides Figure 4.6).

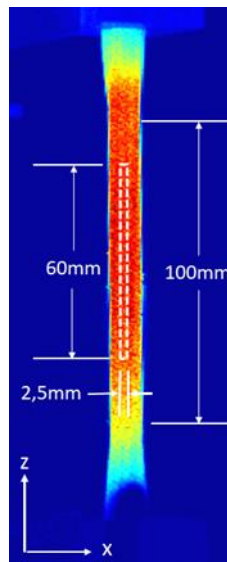


Figure 4.7. Section du tube évaluée.

La largeur de la région encadrée dans la figure précédente a été fixée à 2,5 mm afin d'éviter de prendre en compte les pixels qui incluent la zone où se situe le thermocouple utilisé pour l'étalonnage. La Figure 4.8, qui représente la variation azimutale de température dans la section centrale du tube à différents instants au cours d'une expérience de refroidissement, montre que les variations azimutales de température sont très faibles. La température spatio-temporelle du tube $T_p(z,t)$ est alors estimée

comme la moyenne des températures de chaque pixels à la même position axiale (z) et à l'intérieur de la région encadrée.

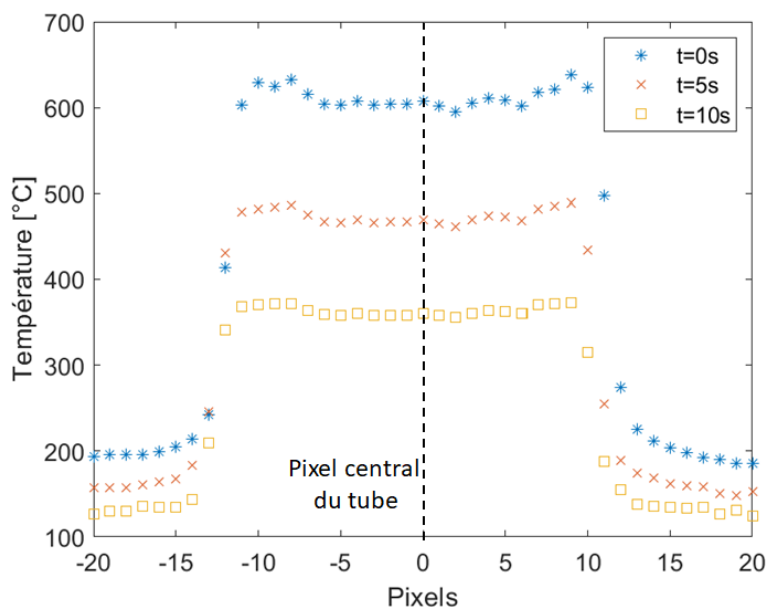


Figure 4.8. Variation azimuthale de la température dans la section centrale du tube à différents instants pendant le refroidissement.

De plus, pour l'analyse des données du flux, on a fait le choix de diviser le tube en plusieurs tronçons de hauteur Δz (discrétisation axiale), présentés sur la Figure 4.9. Dans cette campagne expérimentale, Δz est égale à 5mm (20 discrétisations axiales). La valeur de $T_p(t)$ au centre de chaque tronçon est calculée comme la moyenne de la température des deux pixels en dessus et en dessous. Ces opérations de prise de moyenne dans la direction axiale sont faites afin de limiter les erreurs qu'on peut avoir avec une analyse par pixel.

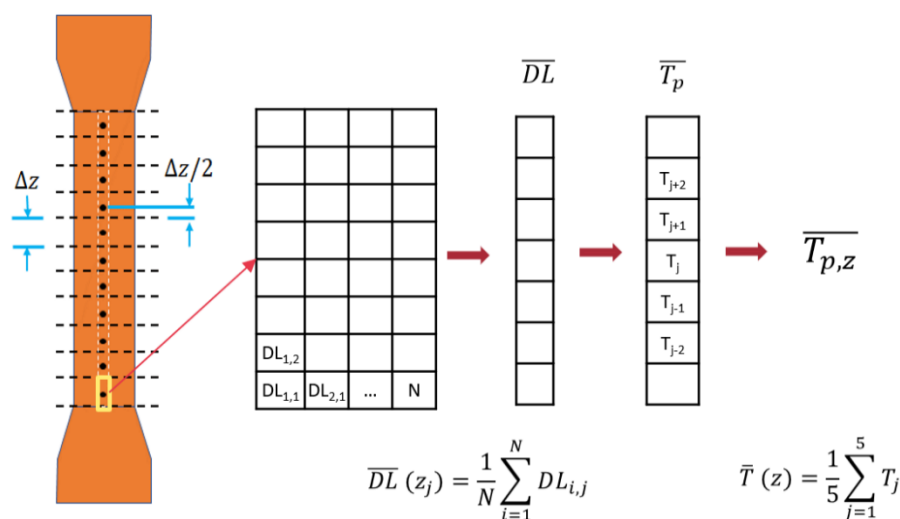


Figure 4.9. Discrétisation axiale du tube.

Un exemple du cartogramme de température de la paroi obtenue pour une expériences avec écoulement interne ($\tau_b = 0\%$, $\dot{m}_g = 7.5 \text{ kg/h}$, $\dot{m}_v = 4 \text{ kg/h}$ et $T_v = 330 \text{ °C}$) est représenté dans la Figure 4.10. Via la mesure des températures de paroi, il est donc possible d'obtenir un cartogramme du flux dans la section du tube (Figure 4.11.a). Finalement, la moyenne du flux sur une zone de hauteur

60 mm au centre du tube peut également être déterminée en fonction de la température de paroi afin de faciliter la comparaison aux résultats numériques (Figure 4.11.b).

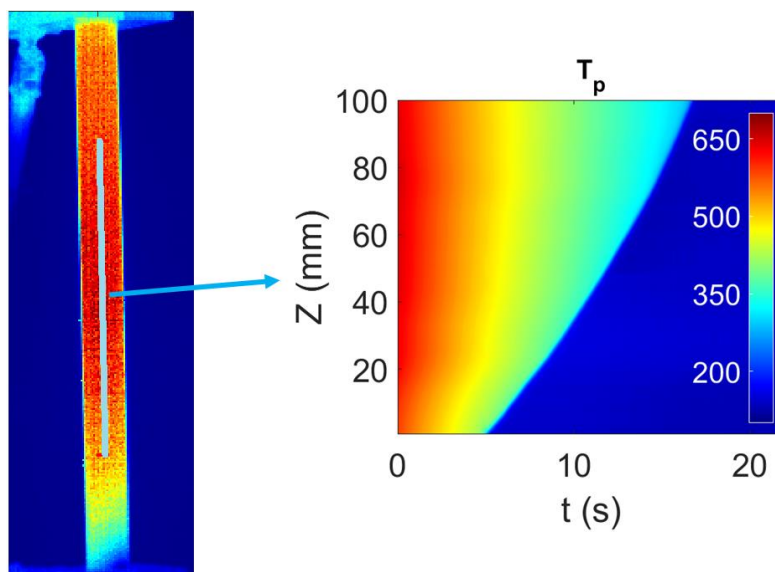


Figure 4.10. Exemple de cartogramme de température pour la section du tube évaluée.

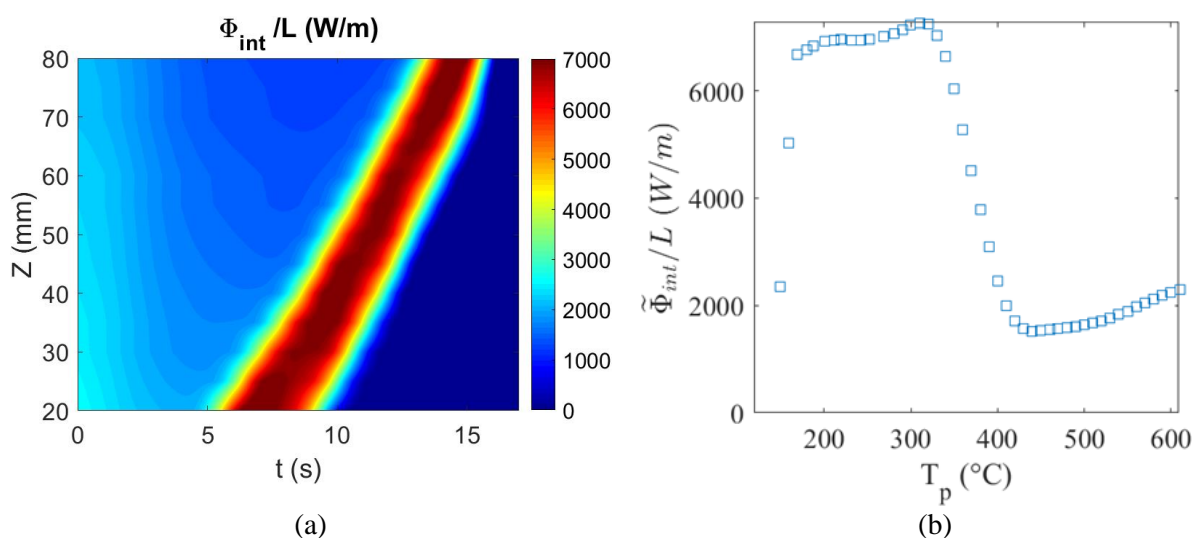


Figure 4.11.(a) Cartogramme du flux thermique dégagé par l'écoulement ; (b) flux interne moyenne dans le 60cm centraux du tube en fonction de la température de la paroi.

4.2.3. Filtrage des données de température

Les données spatiotemporelles de température sont obtenues grâce aux paramètres déterminés pendant l'étalonnage. De plus, la méthode de moyenne mobile est utilisée afin de diminuer les légères fluctuations transitoires dans les données de température. Ce traitement de signal est utilisé pour le filtrage de la variation de la température avec le temps mais également pour les variations axiales de la température. Bien que les variations axiales semblent faibles, ces faibles fluctuations ont un impact important sur le calcul du $\Delta T_p / \Delta t$. Un exemple de ce filtrage est donné dans la Figure 4.12.

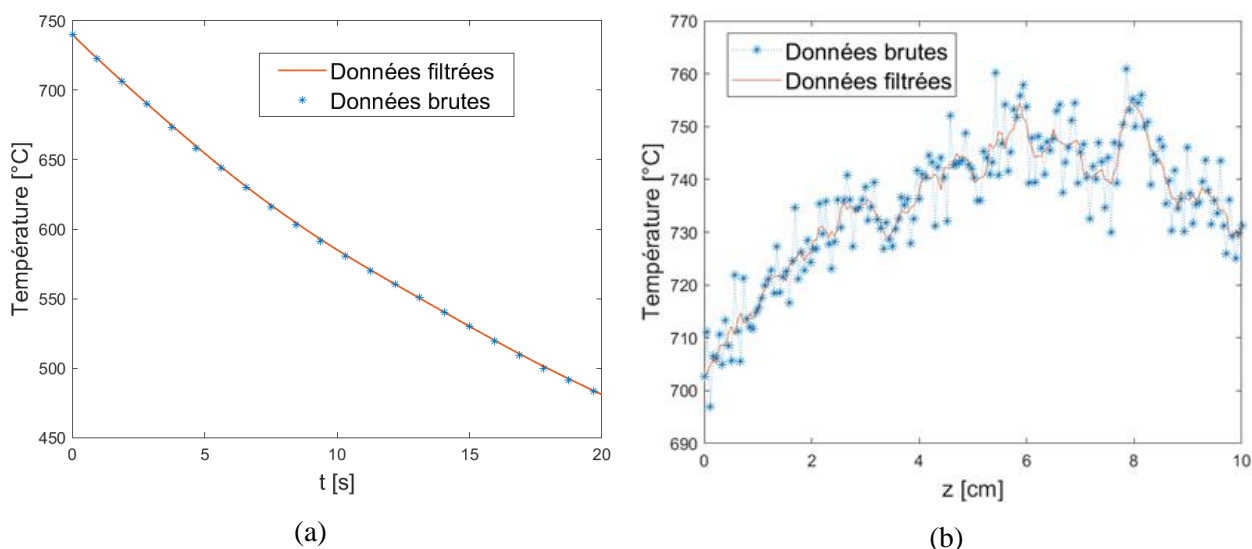


Figure 4.12. Filtrage des données de température.

La Figure 4.12.a présente la variation de la température en fonction du temps au niveau de l'élévation médiane du tube. La Figure 4.12.b présente le résultat du filtrage sur la variation axiale de la température mesurée sur une hauteur de 10cm. En outre, ce même type de filtrage est appliqué pour l'estimation du $\Delta T_p/\Delta t$, paramètre essentiel dans l'estimation du flux de chaleur à partir des données expérimentales (Figure 4.13).

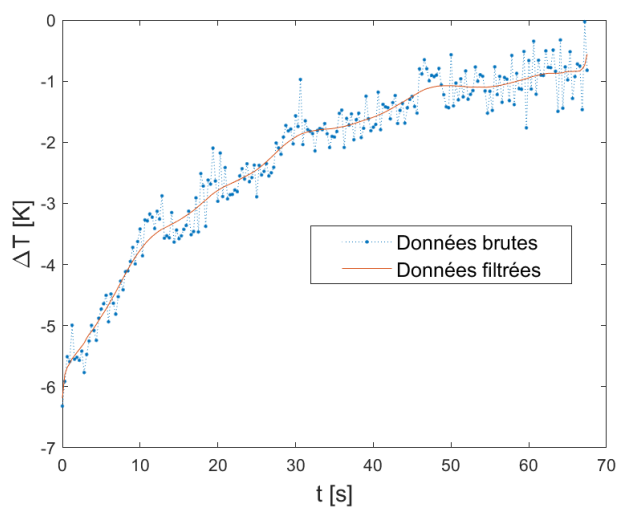


Figure 4.13. Filtrage de la différence de température en fonction du temps.

Pour les expériences avec écoulement interne, la température de la paroi est filtrée avec la méthode de Savitzky-Golay [126]. Le filtre Savitzky-Golay est une technique de convolution pour le filtrage basée sur l'ajustement des moindres carrés polynomiaux locaux dans le domaine temporel. Son plus grand avantage est qu'il peut filtrer le bruit en conservant la forme et la largeur du signal d'entrée inchangées. Pour un ensemble de n signaux de température en séries temporelles $\{T_{k-\vartheta}, \dots, T_{k-1}, T_k, T_{k+1}, \dots, T_{k+\vartheta}\}$ avec $(k = 1, 2, \dots, \vartheta = (n - 1)/2)$, la température mesurée est remplacée par un polynôme d'ordre p dont les coefficients sont à ajuster. La température ainsi obtenue (T_{fk}) a la forme suivante :

$$T_{fk} = a_0 + a_1k + a_2k^2 + \dots + a_pk^p = \sum_{i=0}^p a_ik^i \quad (4.13)$$

Où n est la taille de la série temporelle (avec une valeur impaire), k est le point central du nombre de signaux de température en série temporelle et p est l'ordre le plus élevé du polynôme. T_{fk} est le résultat filtré, qui remplace les données brutes T_k . Finalement il faut que $p + 1 \leq n$, de sorte que a_0, a_1, \dots, a_p puissent être déterminés par la méthode des moindres carrés. Pour notre cas, une moyenne mobile généralisée avec des coefficients de filtre déterminés par une régression linéaire non pondérée des moindres carrés et un modèle polynomial de degré deux sont utilisés directement par un code Matlab®.

4.2.4. Estimation des pertes

Des expériences de « relaxation » sont utilisées pour le calcul des pertes avec l'environnement. La caractéristique de ces expériences est qu'elles sont réalisées sans écoulement interne, i.e. le refroidissement du tube est seulement assuré par l'air environnant (à l'extérieur et à l'intérieur) et par conduction de la chaleur. Les différents mécanismes d'échange de chaleur qui interviennent dans ces expériences sont (Figure 4.14) :

- La convection naturelle interne $\varphi_{c,i}$
- La convection naturelle externe $\varphi_{c,ext}$
- Le rayonnement avec l'ambient φ_{ray}
- La conduction de la chaleur vers les brides φ_{cond}

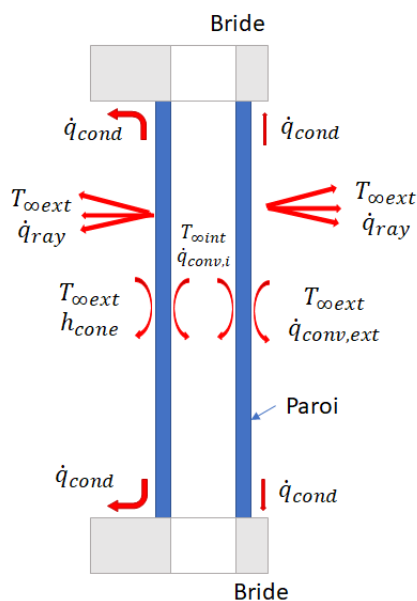


Figure 4.14. Schéma des mécanismes des transferts intervenant dans l'expérience de « relaxation ».

Par bilan thermique sur le tube, les pertes lors de l'expérience de relaxation peuvent être déterminées par :

$$\varphi_{pertes,rel} = \varphi_{ray} + \varphi_{c,i} + \varphi_{c,e} + \varphi_{cond} \quad (4.14)$$

Il est à noter que les pertes par conduction φ_{cond} ne sont pas comptabilisées dans le flux appelé φ_{pertes} de l'équation 4.13 car elles sont propres à chaque expérience. D'autre part, les pertes sont estimées en fonction de la température de la paroi, en faisant l'hypothèse que le flux dû aux pertes dépend exclusivement de la température de la paroi, i.e. en considérant que les conditions environnantes ne changent pas entre l'expérience d'étalonnage et l'expérience avec écoulement interne. Finalement, Dans cette étude, la convection interne entre l'air et la paroi ($\varphi_{c,i}$) a été négligée car :

- La variation de la température de l'air interne est inconnue. En outre, le diamètre est suffisamment petit pour que l'on puisse considérer que la température de l'air interne est proche de celle de la paroi,
- Le tube COLIBRI est partiellement ouvert et même en considérant le tube d'essai ouvert aux deux extrémités, le coefficient convectif est faible (<4 W/m²K selon la corrélation du Ohk et Chung [127]).

Ainsi, les pertes de l'équation 4.13 sont égales à :

$$\varphi_{pertes} = \varphi_{pertes,rel} - \varphi_{cond} = \varphi_{ray} + \varphi_{c,e} \quad (4.15)$$

Le processus pour l'estimation des pertes dans les essais avec écoulement interne est le suivant :

- Le flux total de chaleur pendant l'expérience de relaxation $\varphi_{pertes,rel}$ est calculé à partir de la température externe mesurée avec la caméra et les propriétés du tube ;
- Le flux de chaleur par conduction pendant l'expérience de relaxation φ_{cond} est estimé à partir de la variation de température axiale mesurée avec la caméra ;
- Le flux de chaleur relatif aux pertes φ_{pertes} lors d'un essai est obtenu via l'équation 4.15 en retirant les pertes par convection interne et par conduction du flux total obtenues lors de l'expérience de relaxation ;
- Par la méthode des moindres carrés, on obtient une équation pour déterminer les pertes en fonction de la température de la paroi et de la hauteur du tube $\varphi_{pertes}(z, T_p)$.

Ce processus est réalisé pour chaque division axiale faite dans le tube. L'expression des différents termes est donnée dans les paragraphes suivants.

Flux total de chaleur pendant l'expérience de relaxation

L'équation suivante est utilisée pour l'estimation de $\varphi_{pertes,rel}(\Delta z, t)$ pour chaque division axiale :

$$\varphi_{pertes,rel}(\Delta z, t) = \frac{S_s \rho_{p,(T_p)} C_{p,(T_p)} \Delta T_p(z, t)}{\pi D_e \Delta t} \quad (4.16)$$

Pertes par conduction de chaleur

Le calcul du flux de chaleur par conduction dans chaque élément axial de hauteur Δz est obtenu par la résolution de l'équation de conduction unidimensionnel (Figure 4.15).

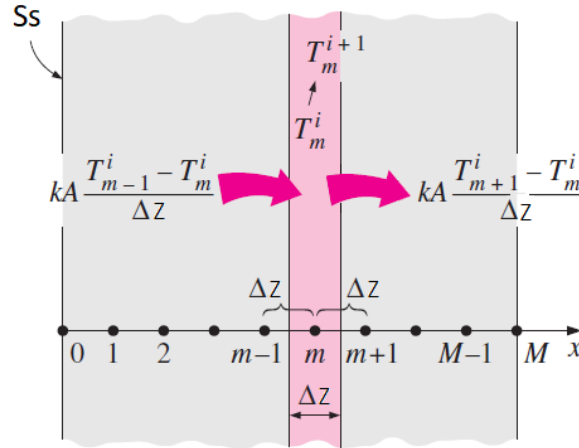


Figure 4.15. Nœuds et éléments de volume pour la conduction de chaleur unidimensionnel [110].

La formulation du flux par différences finies pour un nœud intérieur (m) est donnée par :

$$\varphi_{cond}(\Delta z, m) = k \frac{T_{m-1} - T_m}{\Delta z} - k \frac{T_{m+1} - T_m}{\Delta z} = k \frac{T_{m+1} + T_{m-1} - 2T_m}{\Delta z} \quad (4.17)$$

Où k est la conductivité de la paroi. La conduction est calculée à chaque instant. Cette équation est également utilisée pour l'estimation des pertes par conduction lors de l'estimation du flux de chaleur avec écoulement interne (équation 4.12). Pour les expériences de relaxation, les pertes par conduction sont plutôt faibles ($\varphi_{cond}/\varphi_{pertes} < 6\%$) dans la section du tube évaluée. Néanmoins, ces pertes ne peuvent pas être négligées pendant le remouillage de la paroi où la différence de température axiale est beaucoup plus importante.

Rayonnement et convection naturelle externe

Le flux thermique échangé par rayonnement a la forme suivante :

$$\varphi_{ray}(z, t) = \epsilon_p \sigma_B (T_{p(\Delta z, t)}^4 - T_{\infty, e}^4) \quad (4.18)$$

Où ϵ_p , $T_{\infty, e}$ sont l'émissivité de la paroi et la température ambiante externe. Cette émissivité a été mesurée en utilisant une sphère intégrante. Une valeur de 0.83 a été obtenue pour l'émissivité totale de la surface du tube peint lors de les expériences COLIBRI 1 [21]. Il faut noter que ceci est une approximation, ce paramètre dépendant de la température (sa valeur peut changer d'environ 30% dans la gamme de température de la boucle [128]).

Le flux de chaleur échangé par convection naturelle externe est donné par :

$$\varphi_{c, e}(z, t) = h_{c, e(\Delta z, t)} (T_{p(\Delta z, t)} - T_{\infty, e}) \quad (4.19)$$

Où $h_{c, e}$ est le coefficient de convection naturelle externe.

Dans COLIBRI 2, le coefficient $h_{c, e}$ n'est pas estimé à partir d'une corrélation semi-empirique en raison des erreurs que cela pourrait engendrer et l'émissivité n'est pas prise égale à une constante. En effet, ces paramètres sont thermo-dépendants, de sorte qu'il faudrait définir une équation qui puisse décrire leur comportement avec la température. Une solution plus précise a été retenue pour estimer numériquement ce coefficient pour chaque maille axiale.

L'approche numérique suivante est proposée pour définir le modèle des pertes à utiliser dans l'équation 4.13 :

$$\varphi_{pertes}(z, t) = \varphi_{c,e}(z, t) + \varphi_{ray}(z, t) = f(T_p(\Delta z, t)) = \sum_{i=1}^n a_i e^{\left[-\left(\frac{T_p(\Delta z, t) - b_i}{c_i} \right)^2 \right]} \quad (4.20)$$

Où a_i , b_i et c_i sont des constantes estimées par régression non-linéaire avec les données de la température de la paroi et du flux dans chaque maille axiale. Finalement, pour l'estimation des pertes dans l'équation 4.13, on utilise l'équation (4.20), avec l'estimation des paramètres par la méthode des moindres carrés. L'objectif de cette approche est de diminuer l'erreur dans l'estimation des pertes. En effet, une erreur de +/- 2500 W/m² (représentant +/- 5% d'un flux typique à haute température) représente une erreur d'environ +/- 100 W/m dans l'estimation de taux de transfert de chaleur par longueur du tube. Le taux de transfert de chaleur par longueur du tube pour les expériences COLIBRI 2 à faible débit et avec déviation de la vapeur est compris entre 1000 et 1500 W/m (en régime d'ébullition). Par conséquent, une erreur de 5 % sur l'estimation des pertes peut engendrer une erreur de presque 10 % sur les estimations du flux pour les expériences avec écoulement interne.

4.2.5. Estimation du flux thermique extrait par l'écoulement interne

Finalement, à partir de l'estimation des pertes il est possible d'estimer le flux thermique extrait par l'écoulement interne. Cet écoulement interne peut être de la vapeur surchauffée pour les expériences monophasiques, comme un écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées pour les expériences diphasiques. Pour la présente étude, une expérience de relaxation a été faite au minimum chaque jour de manipulation expérimentale. Cela veut dire, que le même modèle des pertes est utilisé pour toutes les expériences avec écoulement interne réalisées le même jour. Également, la discrétisation axiale du tube utilisée pour l'estimation des pertes est conservée pour toutes les expériences avec écoulement interne.

Pour déterminer le flux extrait par l'écoulement interne, le processus suivant a été suivi :

1. Estimation de l'évolution spatiotemporelle de la température de la paroi à partir des paramètres déterminés pendant l'étalonnage et la mesure des DL par la caméra IR ;
2. Estimation du flux total extrait de la paroi pendant le refroidissement (à chaque pas de temps) ;
3. Estimation des pertes par conduction à chaque pas de temps ;
4. Estimation du flux interne dégagé par l'écoulement ($\varphi_{int}(z, t)$) via l'estimation du flux total dégagé de la paroi, le calcul des pertes avec l'environnement et le flux de chaleur générée dans le tube à chaque pas de temps.

4.2.6. Incertitudes

L'évaluation de l'incertitude dans l'estimation du flux a été faite à partir de l'estimation itérative (20000 itérations) du flux en faisant varier de façon aléatoire les variables qui contribuent à l'erreur de mesure à chaque itération. Ce processus résulte en une distribution normale regroupant 20000 résultats différents du flux. Cette évaluation a été réalisée uniquement sur le premier essai de la campagne COLIBRI 2. Également, l'estimation de l'erreur est faite seulement pour le régime d'ébullition en film, car les résultats expérimentaux seront comparés aux simulations seulement dans cette page.

Pour rappel, le flux interne est estimé avec l'équation suivante :

$$\varphi_{int}(z, t) = \frac{\rho_p(T_p) I^2}{S_s \pi D_i} - \frac{S_s \rho_p C p_p \Delta T_p(z, t)}{\pi D_i \Delta t} - \frac{D_e}{D_i} \varphi_{pertes}(z, t) - \frac{S_s}{\pi D_i \Delta z} \varphi_{cond}(z, t) \quad (4.21)$$

Il été estimé que les sources d'erreur se trouvent dans la mesure du diamètre extérieur et intérieur, l'estimation de température et l'estimation des pertes avec l'environnement. Par conséquent, pour estimer l'incertitude sur le flux moyen, seulement ces paramètres ont varié. Pour faire varier ces paramètres, on a appliqué l'expression suivante :

$$x = x + RANDOM(X).2\sigma \quad (4.22)$$

Où la fonction RANDOM(X) est une valeur aléatoire de x suivant une distribution gaussienne avec un écart type de valeur 1. La valeur de sigma (σ) représente l'écart type de l'erreur de la variable x . Cet écart type varie selon chaque variable. Les sources d'erreur dans l'estimation de la température sont liées aux perturbations dans la mesure des niveaux digitaux de la caméra, du thermocouple et des hypothèses faites dans le modèle pour l'obtention des paramètres de la loi de Planck. Par conséquent, on a utilisé l'écart type de l'erreur entre les données du modèle d'étalonnage et les données du thermocouple ($\sigma_T=0.979$ °C) et, pour l'estimation de l'écart type des pertes, l'écart type de l'erreur entre le modèle des pertes et le résultat expérimental du flux de l'expérience étalonnage ($\sigma_{pertes}= 28.4$ W/m). Finalement, pour la variation du diamètre, on a fait varier sa valeur selon l'erreur du dispositif de mesure ($\sigma_D= 3.1.10^{-2}$ mm).

Pour chaque itération faite, le flux de chaleur en régime d'ébullition en film est calculé en ajoutant une source d'erreur selon l'équation (4.22) aux variables mentionnées. Par conséquent, chaque itération faite donne une valeur différente du flux de chaleur. A la fin du calcul (avec les 20000 itérations), une matrice du flux moyen par unité de longueur, en fonction de la température de la paroi ($\bar{\varphi}_{int}(T_p, N_{iterations})/L$) est obtenue. Finalement, l'erreur moyenne dans l'estimation du flux moyen extrait par l'écoulement en régime d'ébullition en film est estimée à 11.4% (avec un intervalle de confiance de 95%). La Figure 4.16 montre l'histogramme du flux moyen dans toute la plage de température pour les 20000 itérations réalisées. Il convient de noter que le flux de chaleur moyen obtenu avec le traitement habituel des données de COLIBRI pour cette expérience (de référence) est de 1907 W/m², se situant dans la zone centrale de l'histogramme.

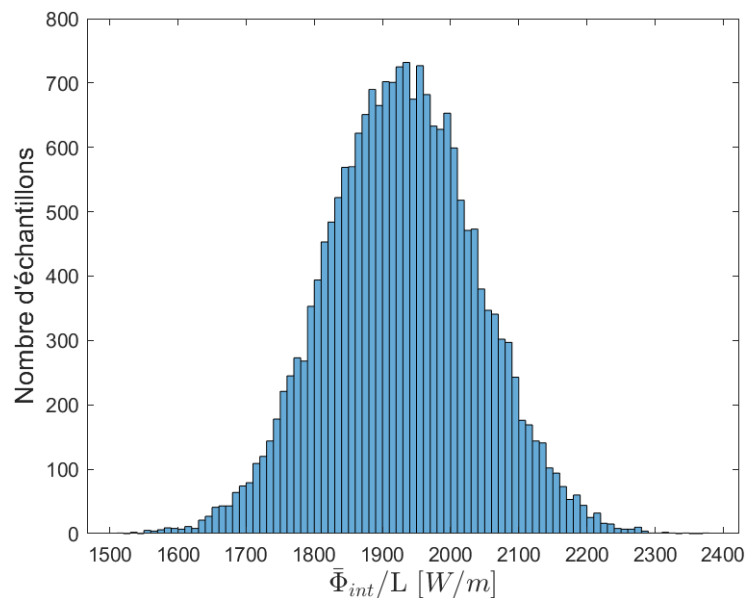


Figure 4.16. Histogramme du flux moyen par longueur axiale moyen pour l'expérience de référence.

4.3. Anémométrie par Phase Doppler (PDA)

L'anémométrie par phase Doppler (PDA) est une technique optique laser pour la mesure simultanée de la vitesse et de la taille de particules sphériques. De plus, elle peut être utilisée pour des mesures de concentration et de flux massique. Les mesures de PDA sont effectuées sur des particules individuelles, permettant une analyse détaillée des flux de particules. La distribution des moments statistiques de taille et de vitesse dans un champ d'écoulement peut être mesurée, ainsi que la concentration de particules et la corrélation taille-vitesse locale déduite.

Le PDA permet des mesures d'une grande précision et d'une très haute résolution spatiale. Puisqu'il est basé sur un effet physique absolu, le PDA ne nécessite aucun étalonnage. La vitesse est déterminée en analysant le décalage de fréquence de la lumière qui est diffusée par une particule s'écoulant à travers un volume d'interférence formé par au moins deux faisceaux laser qui se croisent. Pour les mesures de la taille des particules, le PDA utilise le fait que la lumière diffusée et qui est reçue de deux directions d'observation différentes a une différence de phase, qui est proportionnelle au diamètre de la particule [129].

L'utilisation de la PDA est conditionnée aux différentes considérations suivantes :

- Les gouttes sont supposées être sphériques, sinon leur diamètre ne peut pas être estimé correctement ;
- La plage de taille mesurable dépend de plusieurs facteurs, comme la configuration optique (la puissance laser, la distance focale, la séparation des faisceaux et l'emplacement des détecteurs), les photodétecteurs ainsi que le processeur de signal ;

Les fenêtres optiques de COLIBRI étant circulaires, le faisceau du laser doit toujours passer près du centre de la fenêtre pour éviter la réfraction du faisceau. Toutes les gouttes produites dans COLIBRI ne sont pas parfaitement sphériques, certaines en oscillation suite à l'atomisation secondaire ; cependant, les caractéristiques des gouttes non sphériques sont considérées comme étant du même ordre de grandeur que les caractéristiques mesurées pour les gouttes sphériques de taille similaire.

4.3.1. Mesure de la vitesse de gouttes

La mesure de la vitesse est basée sur le principe que la lumière diffusée par une particule qui se déplace relativement à la source lumineuse présente un décalage de fréquence par rapport à la source lumineuse appelée effet Doppler. La technique utilisée est le système différentiel à double faisceau. Les deux faisceaux, qui sont représentés sur la Figure 4.17, sont amenés à un croisement focalisé à un angle donné α qui forme le volume de mesure V_i . Par conséquent, la lumière diffusée est constituée de deux composantes, une correspondant à chaque faisceau. Les deux composantes ont un décalage Doppler dû à la vitesse de la particule. Le décalage dépend également de la direction du faisceau lumineux. Comme les deux faisceaux ne sont pas parallèles l'un à l'autre, les deux composantes de la lumière diffusée ont un décalage Doppler légèrement différent [130].

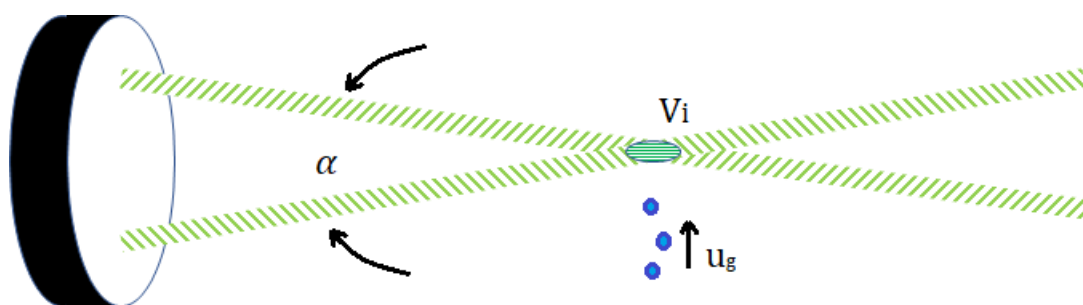


Figure 4.17. Configuration d'un montage LDA a deux faisceaux.

Lorsqu'une goutte traverse le volume illuminé, la lumière diffusée décrit alors un signal modulé (bouffée Doppler) à une certaine fréquence, appelée fréquence Doppler f . Ces bouffées Doppler sont détectées par un photo-détecteur inséré dans une sonde de réception. Afin de pouvoir mesurer des vitesses dans les deux directions (vitesse négative ou positive), la fréquence d'un des faisceaux est décalée d'une fréquence f_0 . La lumière qui est maintenant réfléchi par une particule stationnaire interfère avec le décalage de fréquence f_0 . De plus, une particule se déplaçant dans le sens positif provoque des bouffées Doppler d'une fréquence supérieure au décalage, tandis qu'une particule se déplaçant dans le sens opposé provoque une fréquence inférieure à la fréquence du décalage [130]. La vitesse de la goutte est donc calculée à partir de l'équation suivante :

$$u_g = \frac{(f - f_0)\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} \quad (4.23)$$

Le décalage de fréquence d'un des faisceaux est réalisé grâce à une cellule de Bragg placée dans son chemin optique. La longueur d'onde du laser utilisé, λ , est de 514,5 nm.

4.3.2. Mesure de la taille des gouttes

La technique PDA est basée sur le mécanisme de diffusion de la lumière par les particules. La lumière incidente sur une goutte d'eau est partiellement réfléchi par la surface et partiellement transmise et réfractée dans les deux sens avant et arrière après une réflexion interne. L'intensité de la lumière diffusée n'est pas uniforme dans toutes les directions et dépend également de l'indice de réfraction relatif (n_p/n_m). Également, la diffusion de la lumière est dominée principalement par la réflexion et la réfraction du premier et deuxième ordre (Figure 4.18). La réfraction de la particule est notée n_p et l'indice de réfraction du milieu environnant n_m sur cette figure.

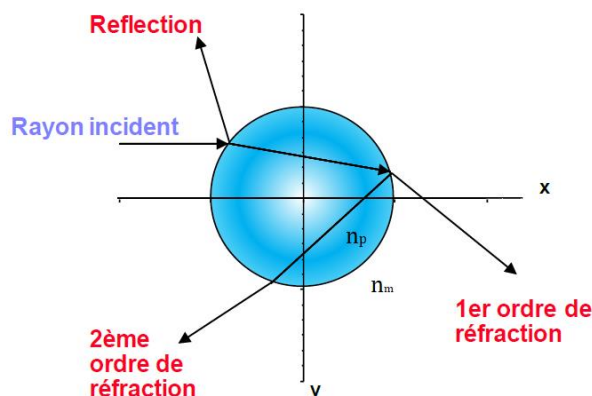


Figure 4.18. Principaux modes de diffusion de la lumière incidente sur une goutte.

Quand une goutte passe à travers le volume de mesure, elle diffuse de la lumière de deux faisceaux des lasers dans différentes directions en créant deux bouffées Doppler mesurés par deux photodétecteurs (D1 et D2). Comme les deux photodétecteurs sont situés à des positions différentes, ils reçoivent les mêmes bouffées Doppler avec une différence de phase ($\Delta\phi_{12}$) mais avec la même fréquence. Cette différence de phase est directement lié au diamètre de la goutte via l'expression [21] :

$$d_g = \frac{\Delta\phi_{12}}{H_{12}} \quad (4.24)$$

Où H_{12} est un facteur de phase entre les photodétecteurs D1 et D2 qui dépend exclusivement de la configuration expérimentale et des indices de réfractifs des gouttes et du milieu ambiant. Les paramètres optiques définissant le facteur de phase H_{12} sont l'angle d'intersection du faisceau 2β , l'angle de diffusion φ et l'angle d'élévation Ψ (Figure 4.19). De plus, la distance focale de l'unité de détection et la taille et la forme de l'ouverture du détecteur ont une influence significative sur la mesure [129].

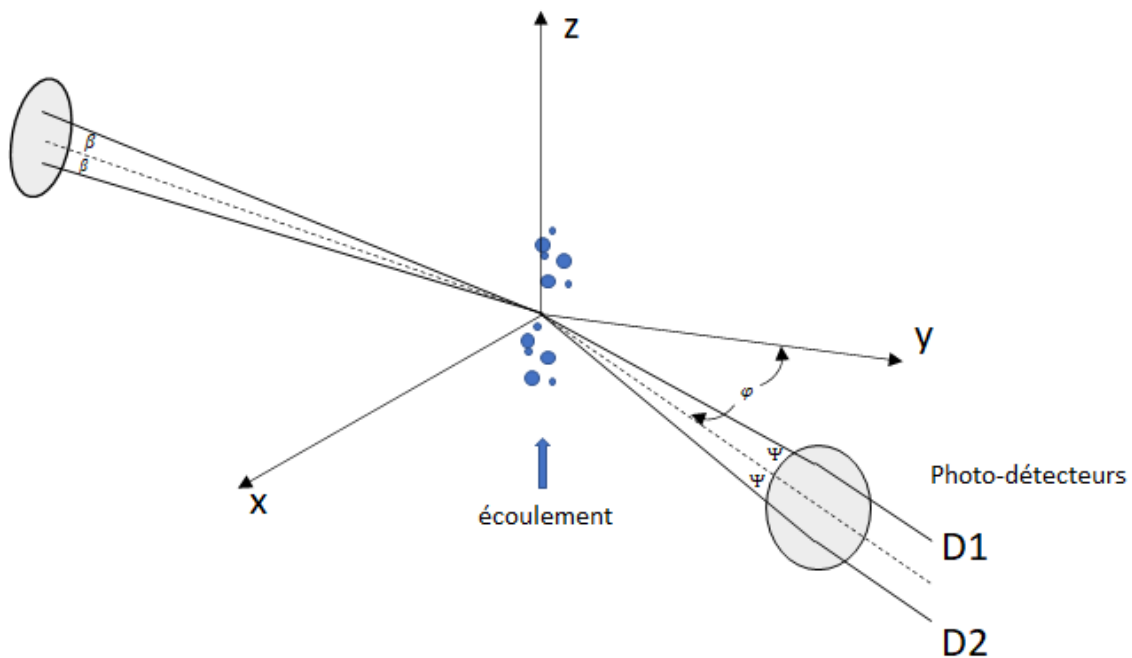


Figure 4.19. Schéma du principe de mesure du PDA.

Le diamètre maximal des gouttes pouvant être mesurées sans ambiguïté avec deux détecteurs correspond à un déphasage de 2π (360°). La réduction de la distance entre les détecteurs peut étendre la gamme de diamètres. Cependant, cela réduira également la résolution de la mesure. L'utilisation de trois détecteurs offre à la fois une large gamme de tailles mesurables (φ_{13}) et une résolution de mesure élevée (φ_{12}), cela est représenté dans Figure 4.20.

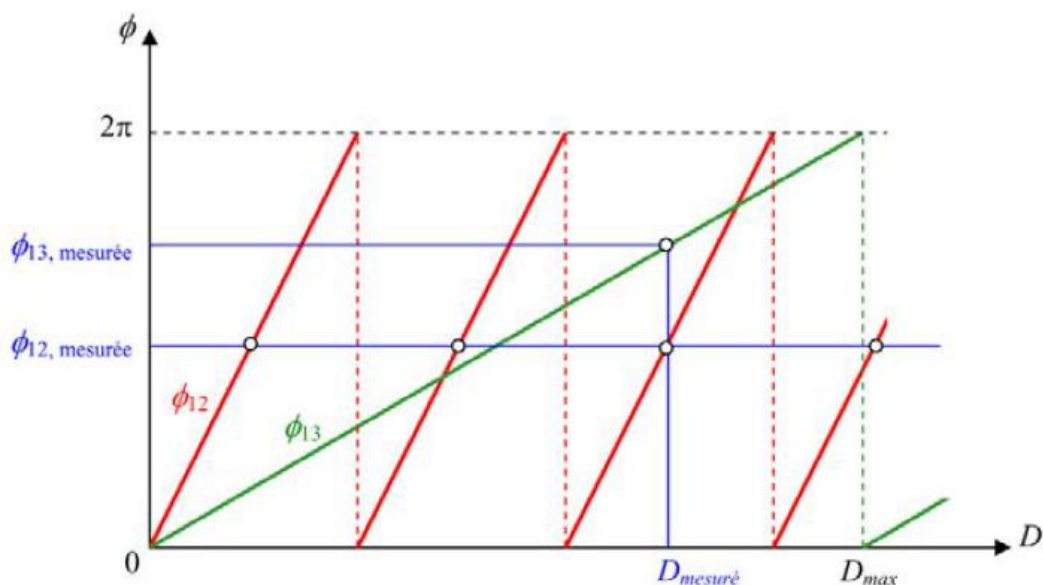
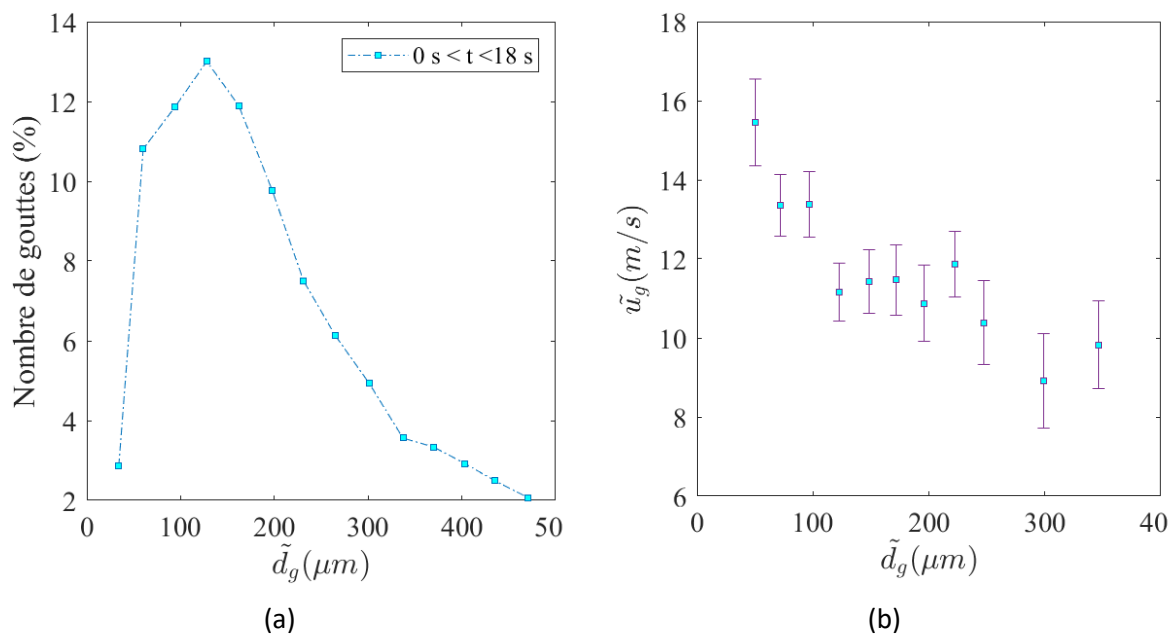


Figure 4.20. Principe de déphasage de la mesure de ϕ_{12} et ϕ_{13} .

4.3.3. Résultats obtenus avec la PDA

La mesure par PDA permet d'estimer la vitesse et le diamètre de chaque goutte détectée (les gouttes qui ont traversées le faisceau laser et qui ont satisfait aux critères de sphéricité requis par le système). Avec cette information une analyse statistique des données est effectuée afin d'obtenir la distribution en taille des gouttes, la distribution selon sa vitesse et la distribution en vitesse de gouttes. Un exemple est donné dans la Figure 4.21.



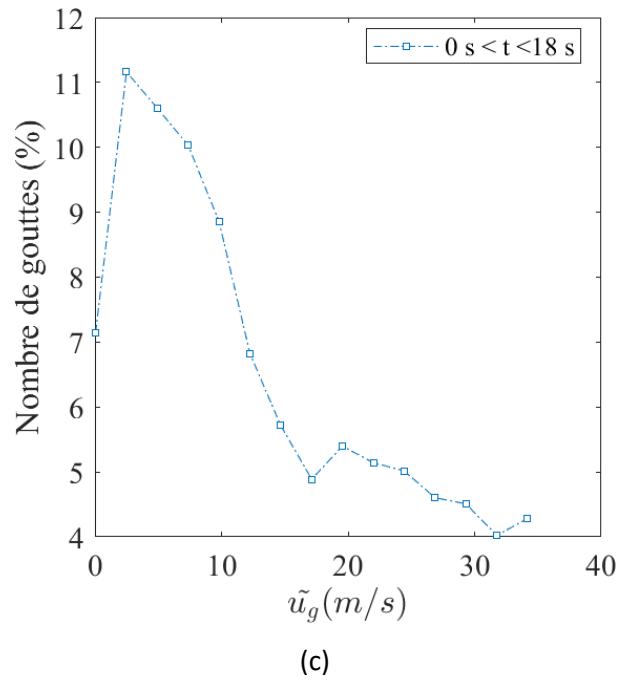


Figure 4.21. (a) Distribution en taille, (b) vitesse en fonction du diamètre et (c) distribution en vitesse des gouttes.

4.3.4. Description du dispositif PDA utilisé en COLIBRI

Un système PDA fourni par DANTEC-DYNAMICS® est utilisé sur la boucle COLIBRI. Un laser à argon est utilisé comme source, avec une puissance maximale de 4W et une longueur d'onde de 514.5 nm. Le faisceau du laser est divisé en deux par un transmetteur/coupleur de fibres optiques, qui est à la fois équipé d'une cellule de Bragg (réalisant un déphasage d'un des deux faisceaux de 40Mhz). La fibre optique est connectée à une sonde d'émission (Dantec FiberFlow) dont la face avant donne la possibilité de changer la lentille convergente et de contrôler la taille du volume illuminé.

La configuration optique d'émission est la suivante (Figure 4.22) :

- Ecartement des faisceaux, e , de 60 mm.
- Focale de la lentille d'émission, f_e , de 1200 mm
- Demi-angle d'émission, β , de 1.5°
- Puissance lumineuse après couplage au niveau du volume illuminé d'environ 400 mW
- Distance focale de l'optique de collection (Dantec 57X10), f_c , de 310 mm
- Angle de diffusion (angle entre l'optique de collection par rapport aux faisceaux laser), φ , de 60° (afin de privilégier le premier mode de réfraction de la lumière)
- **Diamètre maximal mesurable de 500 μm** (selon la fente équipée)

Les critères d'optimisation préconisés pendant l'ajustement des hautes tensions de photomultiplicateurs sont le taux d'acquisition et le taux de validation des gouttes. Le signal des gouttes est traité avec un processeur P80 à partir du logiciel BSA Flow Software (de DANTEC Dynamics). Finalement, la source ainsi que la sonde de collection ont été placées sur un système de déplacement 3D piloté par un PC, permettant de déplacer précisément le point de mesure (pas minimum du déplacement de 1 mm).

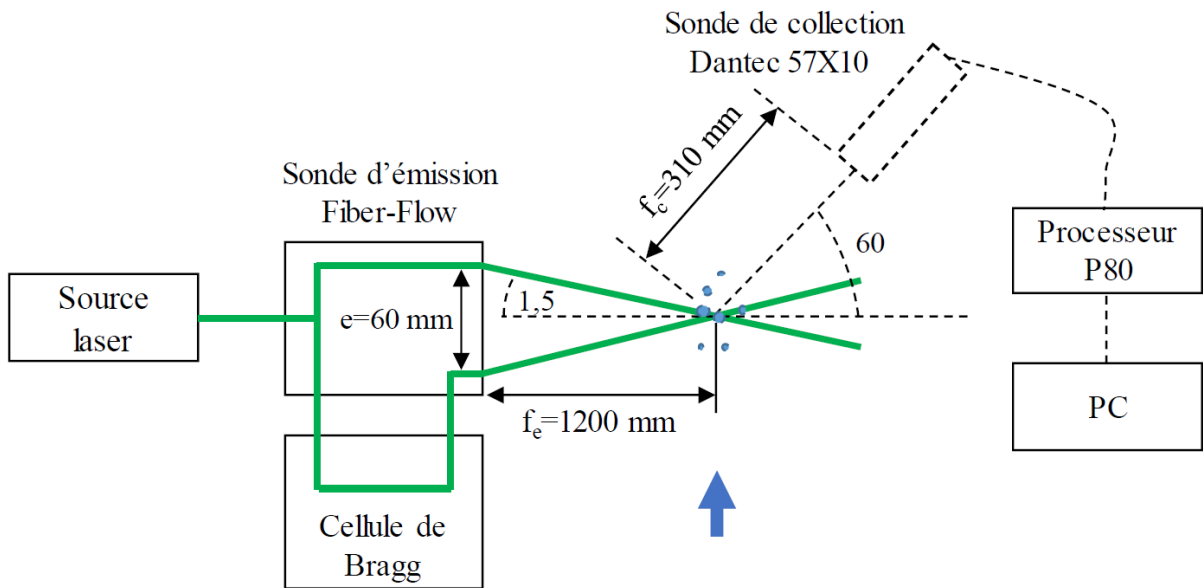


Figure 4.22. Schéma de la configuration PDA de la boucle COLIBRI [21].

4.3.5. Incertitudes PDA

Comme expliqué par Peña Carrillo [21], les incertitudes de la mesure PDA dépendent de la configuration de la chaîne optique de collection et de réception et sont non connues a priori. Néanmoins, il a trouvé que sans modifier ces paramètres, il était possible d'estimer ces incertitudes par des mesures répétitives avec les mêmes conditions de mesure. Peña Carrillo [21] a estimé que l'erreur est d'environ 10% pour la mesure de diamètre moyen de gouttes et de 5% sur la mesure de la vitesse moyenne des gouttes.

4.4. Conclusions

Le banc expérimental COLIBRI utilise une caméra infrarouge pour mesurer les variations spatio-temporelles de la température externe du tube. La température est obtenue par étalonnage à l'aide d'un thermocouple et d'une équation dérivée de la loi de Planck. De même, bien que la caméra permette d'obtenir la température sur toute la hauteur de la veine d'essai, il a été décidé de procéder à une discrétisation axiale afin de limiter le bruit dans les données obtenues pour chaque pixel de l'image de la caméra. La température pour chaque discrétisation axiale est ainsi le résultat d'une moyenne azimutale et axiale des pixels centraux de chaque maille de la discrétisation. Enfin, pour l'analyse du flux de chaleur extrait par l'écoulement interne, seuls les 60 mm centraux du tube sont pris en compte, afin de limiter les effets de bord de la partie convergente et divergente du tube.

La technique laser PDA permet de mesurer la vitesse et la taille des gouttes (considérées sphériques). De plus, le système a été réglé pour détecter des gouttelettes d'un diamètre maximal de 0,5 mm. Enfin, la technique de fluorescence induite par laser (LIF) n'a pas été utilisée dans cette campagne expérimentale. Ceci est dû au fait que les gouttes ont été injectées à une température proche de leur température de saturation et que la température de la vapeur est supérieure à 450 °C. En outre, l'hypothèse qu'elles aient atteint la saturation a été vérifiée en utilisant la corrélation de Ranz et Marshall [64] pour calculer l'énergie transférée par la vapeur dans la première section de COLIBRI et donc avant de pénétrer la veine d'essai. Lors de cette analyse, la vapeur transfère suffisamment d'énergie pour que des gouttes à 44,2 °C atteignent la température de saturation.

5. Résultats Expérimentaux

Les expériences réalisées sur la boucle expérimentale COLIBRI permettent l'estimation du flux thermique extrait par un écoulement de vapeur/gouttes dans différentes configurations thermo-hydrauliques et géométriques. Les distributions en taille et vitesse des gouttes sont caractérisées en entrée et en sortie de la section d'essais par techniques laser. Ce chapitre présente le protocole expérimental suivi lors d'un essai, la matrice d'essais et les résultats expérimentaux obtenus. Concernant ces derniers, il faut noter que les mesures de la dynamique de gouttes en aval du tube d'essai ne seront pas analysées, car ces données n'ont pas pu être obtenues pour l'ensemble des expériences. Ceci est dû au fait que les gouttes se déposaient trop rapidement sur la fenêtre optique, de sorte que l'acquisition des données était impossible. Enfin, l'ensemble des résultats pour chaque expérience est donné en annexe.

5.1. Protocole expérimental

Lors de la réalisation d'un essai sur la boucle COLIBRI, la boucle expérimentale doit être conditionnée, selon le protocole suivant :

1. **Réalisation de l'expérience dite de « relaxation »** afin de caractériser les pertes thermiques propres à l'essai. Comme mentionné dans le chapitre précédent, cette expérience consiste en une chauffe du tube suivie de son refroidissement sans écoulement interne, i.e. le tube est refroidi uniquement par convection avec l'air et par conduction avec les brides.
2. **Injection de la vapeur surchauffée** : la vanne du générateur de vapeur est ouverte et le réchauffeur est mis en fonctionnement. En sortie du générateur de vapeur, la température de la vapeur est proche de la saturation et elle augmente lors de son passage dans le réchauffeur. La puissance du réchauffeur augmente graduellement afin d'éviter l'endommagement du dispositif (on la règle pour obtenir une vitesse de chauffe d'environ 2°C/s maximum). Par conséquent, la température de la vapeur augmente aussi graduellement avec l'augmentation de la température de paroi du réchauffeur pour atteindre environ **450°C, température d'injection vapeur retenue pour toutes les expériences**. Une fois cette valeur de consigne atteinte, la puissance du réchauffeur est maintenue constante. La vapeur circule alors à travers toute la boucle afin de chauffer l'ensemble de la tuyauterie jusqu'à atteindre un régime stationnaire. La durée pour atteindre ce régime est d'environ 90 minutes.
3. **Augmentation de la température de l'eau d'injection** : 45 minutes après l'injection de la vapeur, le chauffage de l'eau d'injection est mis en fonctionnement. Dans le même temps, la pompe du circuit d'eau (figure 3.7) est mise en route : le liquide circule en circuit fermé afin de chauffer une partie du système d'injection ainsi que la pompe. Pour que la température du réservoir arrive à une température proche de la saturation (environ 97 °C), une durée minimum de 45 min est nécessaire.
4. **Première injection de goutte** : quand les conditions de fonctionnement requises aux étapes 3 et 4 sont remplies, une première injection de gouttes dans la section d'essais est faite. Cette injection sert d'une part à chauffer la section du circuit d'injection d'eau qui n'était pas en contact avec l'écoulement liquide chaud lors de l'étape 3. D'autre part, elle permet de vérifier le système PDA et de régler le débit d'injection souhaité pendant l'expérience. Une fois que tout est réglé, l'injection de gouttes est stoppée. En effet, elle ne peut pas être maintenue car la paroi du tube d'essai se mouillerait même avec l'utilisation de la puissance maximal de chauffage.

Une fois la boucle prête, il est possible de faire des mesures expérimentales. On a respecté le protocole suivant :

1. **Première mesure PDA en amont du tube d'essai** : la mesure de la distribution en taille des gouttes et de la vitesse de gouttes est faite en amont du tube d'essai. Une fois que la mesure est finie, l'injection s'arrête et la plateforme mobile sur laquelle sont installés le laser et le capteur monte jusqu'à attendre la fenêtre optique en aval du tube d'essai. Le débit de vapeur dépend de la pression. Or après l'injection des gouttes, la pression du système augmente, ce qui entraîne une diminution du débit de vapeur (sauf pour les expériences avec déviation de vapeur, où la pression du système change peu). Par conséquent, le débit de vapeur pour les expériences diphasiques doit être réglé avec l'injection des gouttes.
2. **Attente de conditions stationnaires** en début de la partie réalisation des essais.
3. **Réalisation de l'essai** : au début de cette étape, une puissance de 6420 W/m est imposée au tube, les gouttes sont à nouveau injectées dans la section d'essai et la puissance électrique pour le chauffage du tube est fixée à la valeur définie pour l'essai : le refroidissement du tube par l'écoulement interne diphasique débute. Les mesures suivantes sont toutes réalisées en même temps dès le démarrage de cette étape :
 - a. Mesures des vitesses et de la distribution des gouttes par PDA en aval du tube d'essai ;
 - b. Mesures de la température du tube par caméra IR
 - c. Mesures des caractéristiques thermo-hydrauliques de l'écoulement vapeur (température de vapeur, débit de vapeur, pression de l'écoulement)
 - d. Les mesures de la caméra IR et les paramètres thermo-hydrauliques sont enregistrés à la même fréquence (généralement 50 Hz, sauf pour les expériences avec une puissance de 2 kW/m, où une fréquence de 40 Hz a été utilisée).

Les essais réalisés lors de la campagne COLIBRI 2 sont présentés dans le Tableau 5.1. Tous les essais de cette campagne expérimentale ont été faits avec une température de vapeur injectée de 450°C ; celle des gouttes étant proche de la température de saturation (>97°C), nous n'avons pas jugé nécessaire d'utiliser la FIL³. Dans les cas des expériences avec taux de bouchage, une longueur de section bouchée unique de 100 mm a été utilisée.

Le tableau montre aussi les valeurs définies avant de lancer la campagne expérimentale et les valeurs obtenues pour chaque expérience. Cette différence est due à des facteurs spécifiques au banc d'essai. Le système d'étanchéité des fenêtres optiques ne pouvait pas résister à une pression interne très élevée (>2 bars). Par conséquent, les expériences avec cette gamme de débit massique de gouttes et de débit massique de vapeur élevé (> 5kg/h) ont donc été très difficiles à réaliser.

Les expériences C2-2 à C2-14 ont été définies de manière que seul un paramètre thermo-hydraulique ou géométrique soit différent par rapport à l'expérience de référence afin d'évaluer son influence sur le refroidissement de façon séparé. Toutefois, comme observé dans le tableau 5.1, les conditions thermo-hydrauliques ont varié légèrement entre les expériences qui évaluent un objectif isolé. Pour cette raison, il a été décidé de comparer les résultats avec deux expériences de référence C2-1 et C2-3, avec 4 et 3kg/h de débit de vapeur respectivement, dépendant du débit de vapeur obtenu dans le groupe d'expériences évaluées pour chaque paramètre isolé.

Dans les expériences C2-15 à C2-24, l'influence de deux paramètres conjugués sur le refroidissement du tube est évaluée. En effet, suivant le scénario APRP considéré, il y a toujours plus

³ Technique de fluorescence induite par laser

ou moins de puissance résiduelle dans les crayons. Il est donc important d'évaluer l'influence du débit de gouttes et du taux de bouchage pour différent niveau de puissance résiduelle. Il a été également décidé d'évaluer l'influence du débit des gouttes dans la situation la plus critique concernant le bouchage du sous-canal, la vapeur étant alors déviée pour être représentatif d'un cas réel. D'autre part, des expériences supplémentaires avec un écoulement monophasique ont été faites dans cette campagne expérimentale. Dans ces expériences, seulement le débit et la température de vapeur ont changé.

Tableau 5.1. Campagne expérimentale prévue pour COLIBRI 2.

Numéro	Objectif [paramètres isolés]	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_v exp. [kg/h]	\dot{m}_g prévu [kg/h]	\dot{m}_g exp. [kg/h]	Bypass	$\overline{P_r}$ prévue [kW/m]	$\overline{P_r}$ exp. [kW/m]
C2-1	Effet du débit de vapeur	0%	4	4	7.7	8	Non	0	0
C2-2			2	1.6		7.3			
C2-3			3	3.1		8			
C2-4			5	4,5		7,7			
C2-5	Effet du taux de bouchage	61%	4	2,9	7.7	7,7	Non	0	0
C2-6		90%		2,2		7,7			
C2-7	Effet du débit de gouttes	0%	4	3,9	5	5,1	Non	0	0
C2-8				3,3		11			
C2-9	Effet de la puissance résiduelle	0%	4	3	7.7	7,7	Non	0,5	0,47
C2-10				3,1		7,7		1	0,95
C2-11				3		7,7		1,5	1,44
C2-12				2,9		7,7		2	1,9
C2-13	Effet du bypass	61%	4	4	7.7	8,3	Oui	0	0
C2-14		90%		4		7,7			
C2-15	Effet de la puissance résiduelle / Effet du débit de gouttes	0%	4	3,7	5	4,5	Non	1	0,95
C2-16				3,2		5,1		2	1,9
C2-17				11	3,2	11,2		1	0,95
C2-18					3,2	11,5		2	1,9
C2-19	Effet du débit de gouttes / Effet du by-pass	90%	4	3,9	5	5,7	Oui	0 kW/m	0
C2-20		90%		3,8		11			
C2-21	Effet de la puissance résiduelle / Effet du by-pass	61%	4	4,1	7.7	7,7	Oui	1	0,95
C2-22				4,1		7,7		2	1,9
C2-23		90%		3,8		7,7		1	0,95
C2-24				3,7		7,7		2	1,9
Mono-1	Monophasique	0%	4	3.9	0	0	Non	0	0
Mono-2			5.5	5.9					
Mono-3			6	6.1					

Le Tableau 5.2 compare les expériences réalisées avec la nouvelle configuration COLIBRI (COLIBRI II) qui sont similaires aux expériences réalisées dans le cadre de la thèse de Peña Carrillo [21], (COLIBRI I). Les principales différences se trouvent dans la gamme du débit de gouttes et la température de vapeur. En plus, la nouvelle configuration de la boucle COLIBRI a permis l'analyse de l'influence du débit de gouttes, car pour COLIBRI I le débit de gouttes était fixe.

Tableau 5.2. Comparaison des expériences COLIBRI I et COLIBRI II.

τ_b	Bypass	Puissance résiduelle	COLIBRI II				COLIBRI I			
			Numéro	Débit de vapeur	Débit de gouttes	Tvap Injectée	Numéro	Débit de vapeur	Débit de gouttes	Tvap Injectée
0%	Non	0 kW/m	C2-1	4 kg/h	7.7 kg/h	437 °C	C1-1	4 kg/h	0,75 kg/h	165 °C
			C2-3	3 kg/h		460 °C	C1-2	2,5 kg/h		150 °C
			C2-4	5 kg/h		470 °C	C1-3	6 kg/h		190 °C
61%	Non	0 kW/m	C2-5	4 kg/h	7.7 kg/h	455 °C	C1-4	4,3 kg/h	0,75 kg/h	170 °C
90%			C2-6			440 °C	C1-5			
0%	Non	0,5 kW/m	C2-9	4 kg/h	7.7 kg/h	472 °C	C1-6	4,1 kg/h	0,75 kg/h	165 °C
		1 kW/m	C2-10			460 °C	C1-7			
		1,5 kW/m	C2-11			463 °C	C1-8			
		2 kW/m	C2-12			461 °C	C1-9			

Finalement, chacune des expériences présentées dans le tableau 5.1 a été répétée au minimum deux fois. Malheureusement, dans COLIBRI II, il n'est pas possible de garder exactement les mêmes paramètres thermo-hydrauliques pour chaque expérience car le changement d'un seul paramètre peut affecter les caractéristiques d'autres paramètres. Néanmoins, il est possible de garder des conditions thermo-hydrauliques similaires pour deux expériences quasi-identiques. De manière que le résultat de ces deux expériences ne sera jamais totalement identique, mais il peut être très similaire, seulement affecté par des petites variations dans les paramètres d'entrée entre l'une et l'autre. Dans la suite, seulement un échantillon manipulation de chaque expérience est présenté avec ses principaux résultats.

Comme mentionné précédemment, la technique PDA permet de mesurer la vitesse et le diamètre des gouttes traversant le faisceau laser mais les gouttes qui sont comptabilisées et donc mesurées sont celles qui remplissent les conditions requises pour être considérées comme sphériques. Le nombre de gouttes mesurées varie donc dans toutes les expériences et ce, en raison des conditions thermo-hydrauliques, de la qualité de la fenêtre optique et des légers changements de la position exacte du volume de mesure dans l'écoulement. Dans le présent chapitre, les figures de la vitesse et de la distribution sont le résultat de l'analyse statistique des données. Cette analyse n'est donc jamais effectuée sur le même nombre de gouttelettes. Selon l'expérience, le nombre de gouttes mesurées peut varier de 700 à 10000. Par conséquent, la comparaison des résultats est soumise aux conditions statistiques de l'évaluation de chaque résultat, ce qui rend difficile la comparaison des résultats entre chaque expérience.

Précisons que dans ce document, les résultats de la dynamique de gouttes en aval du tube d'essai ne sont pas analysés, car ces données n'ont pas pu être obtenues pour l'ensemble des expériences. Ceci est dû au fait que les gouttes se déposaient rapidement sur la fenêtre optique, de sorte que l'acquisition des données était impossible. L'ensemble des résultats disponibles pour chaque expérience est donné en annexe.

5.2. Répétabilité des expériences

Le paramètre principal analysé dans la présente étude est le flux de chaleur extrait par le flux interne de vapeur et de gouttes. Cependant, il est très difficile de réaliser deux expériences rigoureusement identiques pour les raisons suivantes :

- L'injecteur de vapeur est contrôlé par la pression, de sorte que d'une expérience à l'autre il y aura toujours de légères fluctuations dans le débit de vapeur ;
- Plus le débit de vapeur est faible plus la vapeur va se refroidir pendant son passage dans la partie une de la section d'essai (avant d'entrer dans le tube d'essai) ;
- Les gouttes vont également affecter les conditions d'entrée du débit de vapeur, car plus le débit de gouttes est important, plus la pression dans le système est élevée. D'autre part, plus le débit de gouttes est élevé, plus la vapeur est refroidie ;
- La puissance de la surchauffeur de vapeur est fixée selon le débit massique de vapeur (plus le débit est élevé, plus de puissance pour chauffer est requise). Ce réglage est fait manuellement, de sorte que la puissance est fixée avec le débit. Cependant, s'il y a des changements de pression au cours de l'expérience, la température d'injection sera également affectée.

Les expériences COLIBRI 2 sont donc difficilement répétables. Néanmoins, il est possible de garder des conditions thermo-hydrauliques proches pour deux expériences identiques, ce qui permet d'obtenir un refroidissement du tube très similaire, peu affecté par les petites variations des paramètres d'entrée. Dans la suite, seulement une manipulation de chaque expérience est présentée avec ses principaux résultats. Pour ces raisons, il est également très difficile d'obtenir un seul paramètre variant d'une expérience à l'autre comme le montre le tableau 5.1. En particulier, il est très difficile d'obtenir une température de vapeur en entrée de section d'essais et une température initiale du tube identique d'une expérience à l'autre. Ces deux éléments sont à prendre en considération lors de la comparaison des différentes expériences entre elles.

5.3. Effet du débit de vapeur

Pour étudier l'effet de l'intensité du débit vapeur sur le refroidissement du tube, les expériences 1 à 3 ont été réalisées. Dans ces dernières, le tube sans déformation est utilisé. Le débit des gouttes injectées est d'environ 8 kg/h et la puissance injectée dans le tube est coupée au début de l'essai. Le Tableau 5.3 résume les paramètres thermo-hydrauliques des expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4 à l'entrée de la section d'essais.

Tableau 5.3. Paramètres thermo-hydrauliques des expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4.

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re _v	Bypass	Puissance résiduelle	P _v	T _v à l'entrée
C2-1	0%	3.9	8	1.6 10 ⁻³	5633	Non	0 kW/m	1.4 bar	271 °C
C2-2		1.6	7.3	3.1 10 ⁻³	2375			1 bar	200 °C
C2-3		3.1	8	1.4 10 ⁻³	4520			1.3 bar	270 °C
C2-4		4.5	7.7	1.6 10 ⁻³	6670			1.6 bar	302 °C

Il faut noter que la température en entrée de la section d'essai est nettement inférieure à la température en sortie du surchauffeur (450°C). Cette différence entre la température de vapeur injectée et la température de la vapeur mesurée en entrée de la section d'essai est due au fait que la vapeur est refroidie par les gouttes dans la partie située en amont de la section d'essai (Figure 3.8). La

fraction volumique des gouttes et le nombre de Reynolds ont été ajoutés dans le tableau pour l'analyse des résultats expérimentaux et ils ont été estimés à partir des équations :

$$\alpha_g = 1 - \frac{1}{1 + \frac{\dot{m}_g \rho_v \bar{u}_v}{\dot{m}_v \rho_g \bar{u}_g}} \quad (5.1)$$

$$Re_v = \frac{\bar{u}_v D_h \rho_v}{\mu_v} \quad (5.2)$$

Caractéristiques des gouttes en entrée de la section d'essai

La distribution en taille des gouttes et la vitesse des gouttes à l'entrée du tube d'essais pour les expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4 est présentée dans la Figure 5.1. En ce qui concerne la distribution des gouttes, le système de PDA a détecté des gouttes plus petites pour l'expérience C2-4. Ceci est le résultat d'une injection avec une pression liquide plus élevée et aussi au refroidissement des gouttes dans la première partie de la section d'essai (section de mélange) avec un débit élevé de vapeur. La distribution est très similaire entre les expériences C2-1 et C2-3, probablement parce que la pression du système est similaire entre ces expériences. Pour l'expérience à faible débit de vapeur (C2-2), le système a détecté des petites gouttes (diamètre inférieur à 30 μm) comme pour l'expérience C2-4, mais aussi des gouttes de diamètre plus important sont présentes. Ceci s'explique par la pression du système, qui favorise la présence de grosses gouttes mais aussi par le faible débit de vapeur, de sorte que la vapeur n'évapore pas les petites gouttes. D'autre part, la vitesse des gouttes pour l'expérience à faible débit de vapeur (C2-2) est très faible. Les gouttes de l'expérience C2-1 ont une vitesse plus élevée que celles de l'expérience C2-3, probablement parce que la vapeur est plus rapide pour l'expérience C2-1. Cependant, on peut également observer que la vitesse des gouttes dans l'expérience C2-4 est inférieure à celle des expériences C2-1 et C2-3, malgré le fait que le débit soit plus élevé dans l'expérience C2-4. On peut examiner plusieurs hypothèses : soit le point de mesure à l'intérieur du tube a légèrement changé ou soit les gouttes rapides étaient très déformées à tel point que le PDA ne les a pas mesurées (les gouttes avec une vitesse plus faible mais avec une géométrie plus sphérique ont été majoritairement prises en compte).

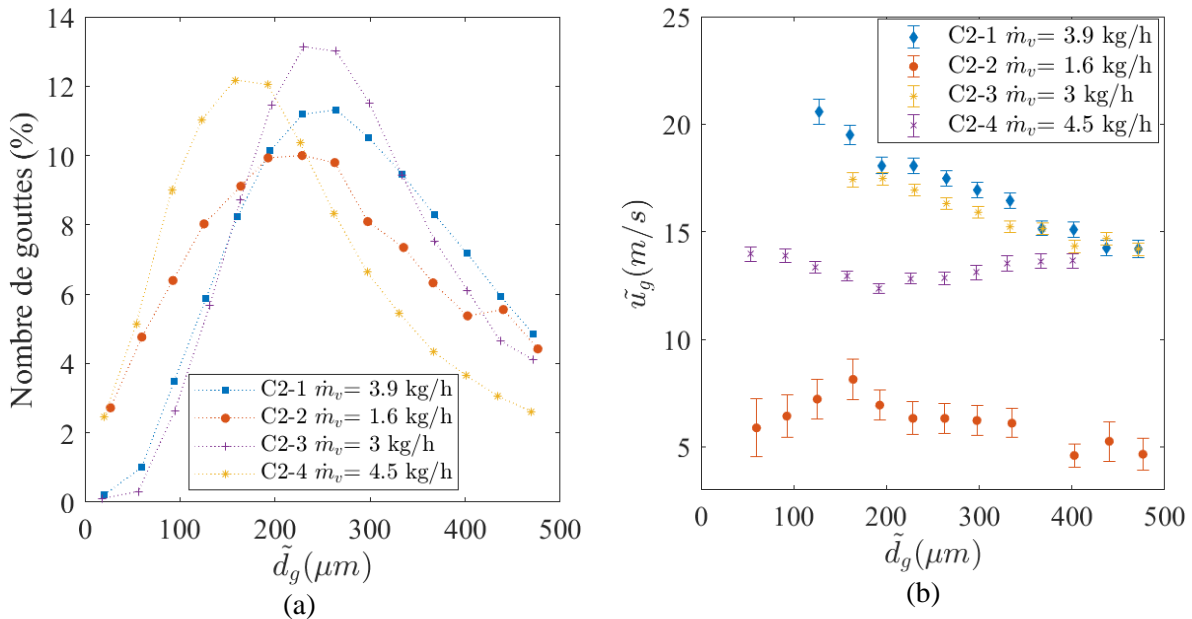


Figure 5.1. Distribution en taille et vitesse des gouttes en fonction du diamètre pour les expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4.

Les paramètres de la distribution en taille des gouttes obtenues expérimentalement sont résumés dans le Tableau 5.4.

Tableau 5.4. Vitesse moyenne, écart type et espérance des gouttes pour les expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4.

Numéro	\bar{u}_g	Diamètre moyen (d_{10})
C2-1	17.2 m/s	278 μm
C2-2	6.3 m/s	243 μm
C2-3	14.9 m/s	276 μm
C2-4	13.2 m/s	248 μm

Température et flux extrait par l'écoulement interne

La Figure 5.2 présente les évolutions temporelles de températures à différentes élévations pour les expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4. On constate que la température maximale (relevée à l'instant initial) n'est pas identique d'une expérience à l'autre. Cela peut s'expliquer par le fait que la puissance électrique injectée dans le tube pour le chauffer est identique d'une expérience à l'autre. Or la température initiale du tube dépend également des conditions d'écoulement interne, fatalement différentes d'un essai à l'autre. En outre, le temps entre l'injection des gouttes et le début de l'enregistrement des données varie pour toutes les expériences, car il s'agit d'un processus qui dépend de l'expérimentateur. Cependant, malgré les différences de température initiale, il est possible de voir que le temps nécessaire pour entrer dans le régime d'ébullition nucléée diminue avec l'augmentation du débit massique de vapeur.

La Figure 5.3 montre le flux moyen extrait par l'écoulement interne, déterminé via la méthode présentée au chapitre 4 (équation (4.12)), pour les expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4 en fonction de la température du tube. Dans le régime d'ébullition en film, le flux moyen augmente avec le débit massique de vapeur comme attendu (l'échange par convection vapeur étant plus important à plus fort débit). La température de Leidenfrost est identique et égale à 450°C pour les expériences C2-1 et C2-3 alors que pour l'expérience C2-4 avec le débit de vapeur le plus élevé, la température de Leidenfrost est plus élevée (environ 520°C) et pour le cas C2-2 la température est plus faible (environ 330°C). Pourtant, une analyse de la température de Leidenfrost ne peut pas se faire uniquement à partir de la Figure 5.3, car il s'agit du flux moyen et température moyenne (donc des données non locales), or la température de Leidenfrost change avec l'élévation considérée, comme constaté sur la Figure 5.2.

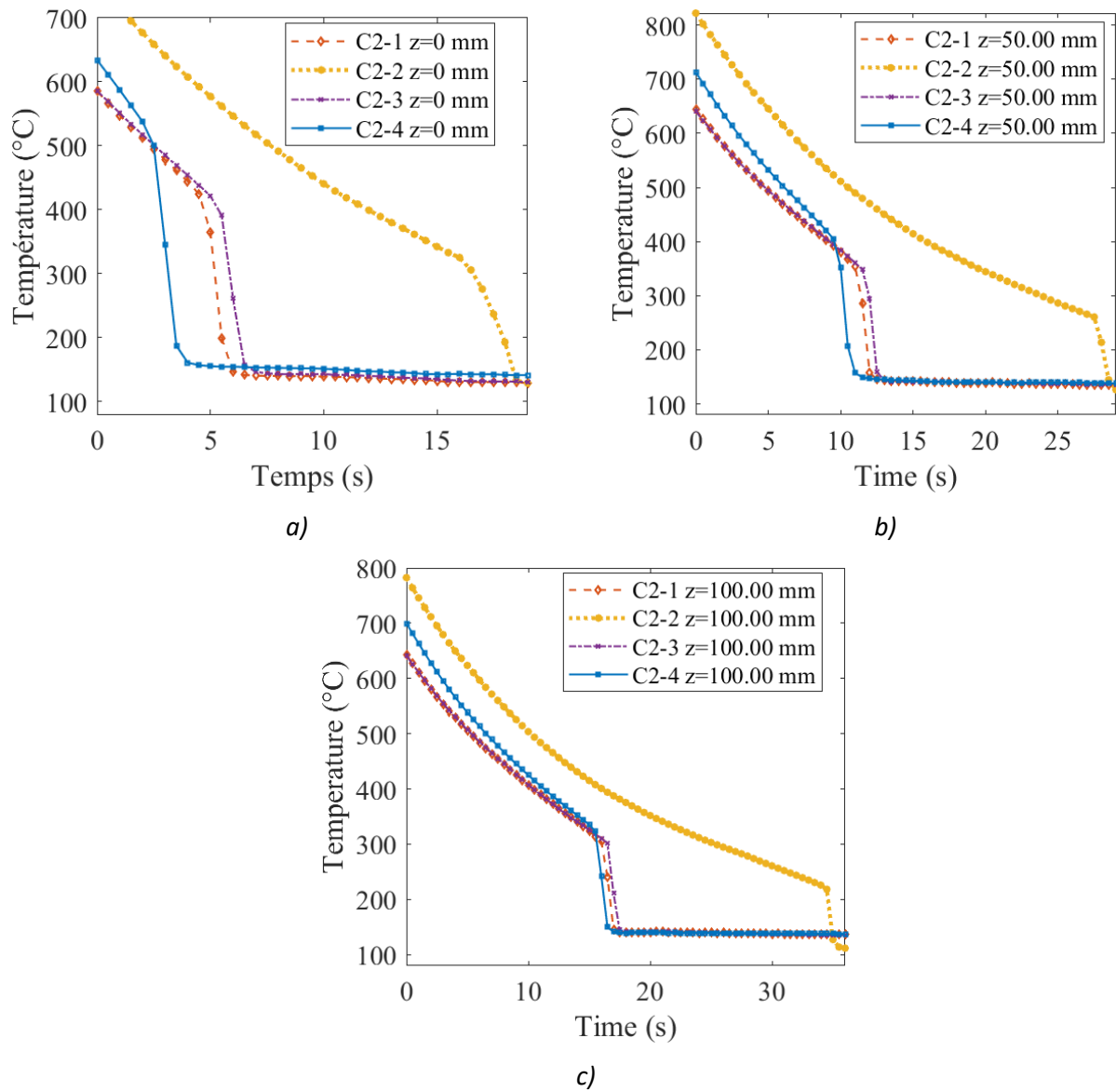


Figure 5.2. Variation de la température pour différents points axiaux : (a) $z=0\text{mm}$, (b) $z=50\text{ mm}$ (centre du tube) et (c) $z=100\text{ mm}$.

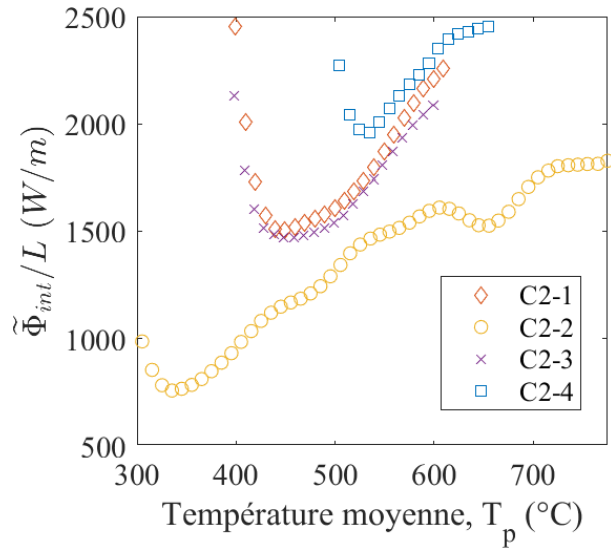


Figure 5.3. Flux moyen en fonction de la température du tube pour les expériences C2-1, C2-2, C2-3 et C2-4 dans le régime d'ébullition en film.

5.4. Influence du taux de bouchage

Les expériences C2-3, C2-5 et C2-6 permettent d'analyser l'influence du taux de bouchage sur le refroidissement du tube, chaque expérience étant caractérisée par un taux de bouchage respectivement de 0%, 61% et 90%. Les paramètres thermo-hydrauliques de ces expériences sont résumés dans le Tableau 5.5. Comme mentionné auparavant, le système d'étanchéité utilisé dans les fenêtres optiques ne résiste pas à une pression très élevée dans le système. D'autre part, la pression augmente considérablement dans le système lorsque le tube avec un taux de bouchage à 90% est utilisé, par conséquent, le même débit massique n'a pas pu être utilisé dans cette expérience particulière.

Tableau 5.6. Paramètres thermo-hydrauliques des expériences C2-3, C2-5 et C2-6.

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re _v	Bypass	Puissance résiduelle	P _v	T _v à l'entrée
C2-3	0%	3.1	8	1.4 10 ⁻³	4520	Non	0 kW/m	1.3 bar	270 °C
C2-5	61 %	2.91	7.7	1.3 x10 ⁻³	4164			1.4 bar	264 °C
C2-6	90 %	2.15	7.7	1.8 x10 ⁻³	3180			1.97 bar	288 °C

Dynamique des gouttes

La distribution en taille et la vitesse des gouttes pour les expériences C2-3, C2-5 et C2-6 sont représentés sur la Figure 5.4. La distribution des gouttes des deux expériences est très similaire. Concernant la vitesse de goutte, le débit vapeur dans l'expérience avec un taux de bouchage de 90% étant inférieur, les gouttes sont globalement moins rapides dans cette expérience.

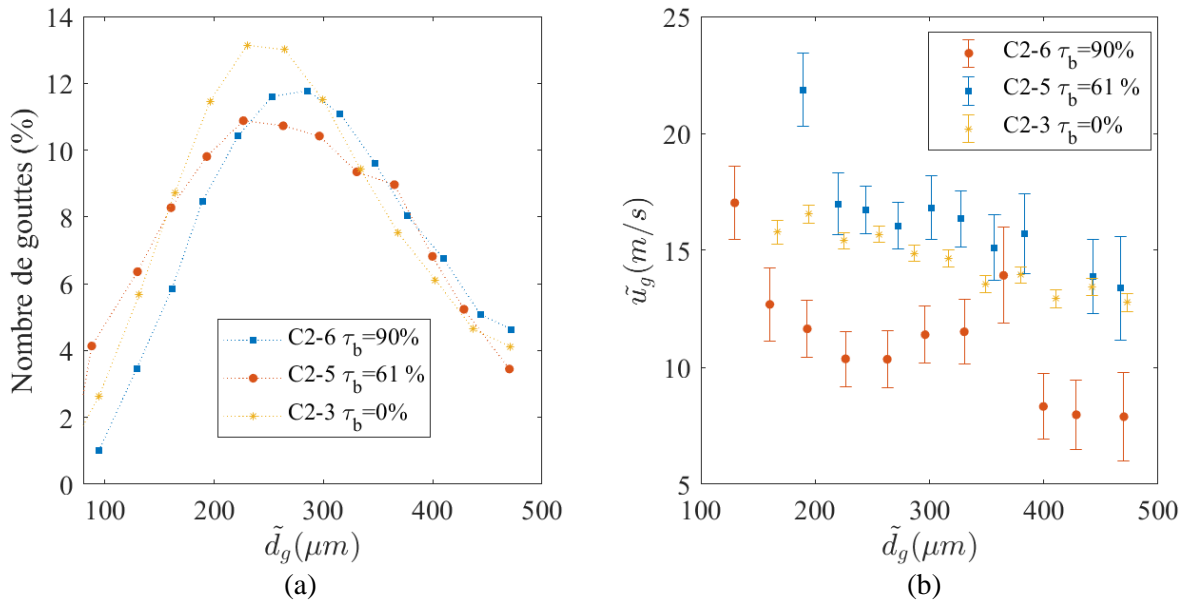


Figure 5.4. Distribution en taille et vitesse de gouttes en fonction du diamètre pour les expériences C2-3, C2-5 et C2-6.

Le Tableau 5.7 résume les principaux paramètres de la dynamique des gouttes pour ces expériences.

Tableau 5.7. Vitesse et diamètre moyen pour les expériences C2-3, C2-5 et C2-6.

Numéro	\bar{u}_g	Diamètre moyen (d_{10})
C2-3	14.9 m/s	276 μm
C2-5	16.3 m/s	293 μm
C2-6	11.6 m/s	270 μm

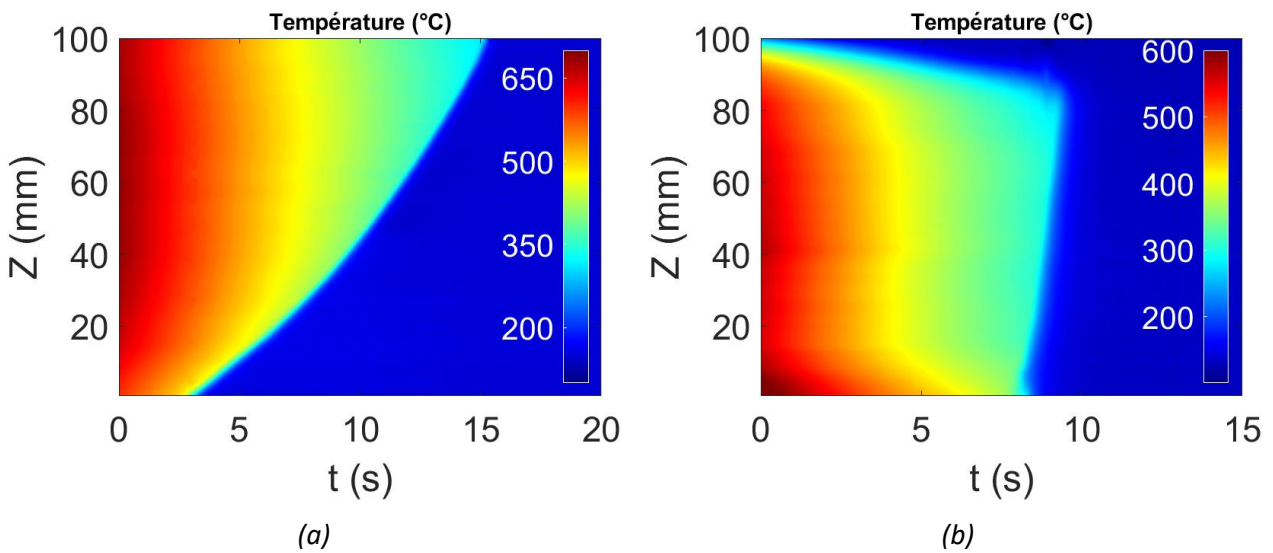


Figure 5.5. Cartogramme de température pour les expériences (a) C2-5 et (b) C2-6.

Température et flux extrait par l'écoulement interne

Le cartogramme en température et la température pour différents points axiaux pour les expériences C2-5 et C2-6 sont donnés dans la Figure 5.5 précédente. La température au début de l'expérience 5 est bien uniforme sur la partie centrale du tube entre l'élévation 20 mm et 80 mm, mais les effets de frontière sont très marqués, la température étant plus faible en partie haute et plus élevée dans la partie basse. Ceci est dû tant à la température de l'air environnant comme à la température interne de l'écoulement, plus élevée en aval (proche de la bride en partie haute) qu'en amont, i.e. flux de chaleur plus élevé en amont qu'en aval. Dans la partie centrale, la température de la paroi pour l'expérience C2-6 est plus faible que pour l'expérience C2-5 (Figure 5.6). Cela est probablement dû au fait que les échanges thermiques sont beaucoup plus intenses pour l'expérience avec un taux de bouchage de 90% pendant la phase de préparation de cet essai, la puissance électrique maximale injectée dans le tube n'étant pas suffisante pour empêcher que le tube ne se refroidisse.

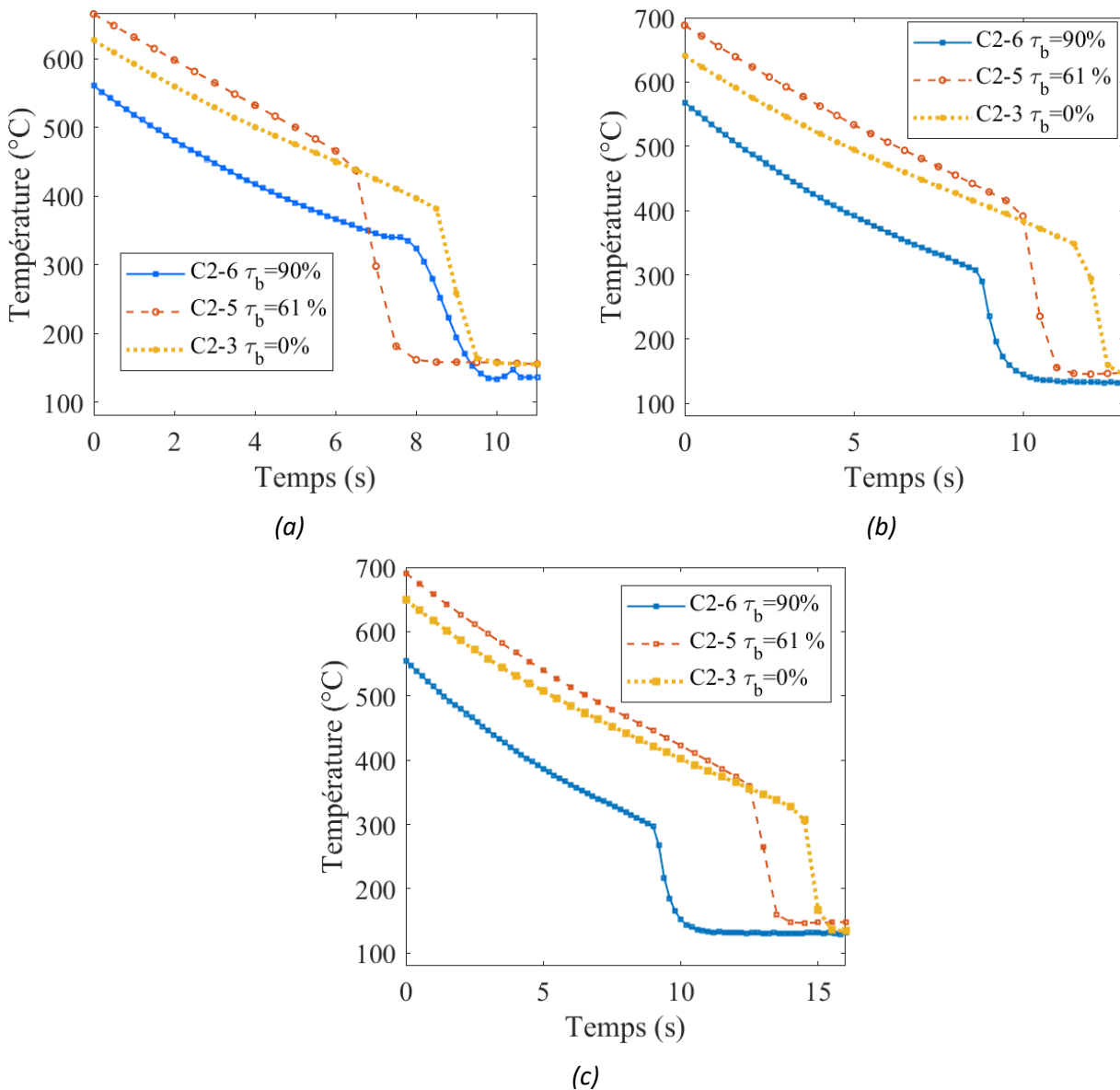


Figure 5.6 Variation de température d'expériences C2-3, C2-5 et C2-6 pour différents points axiaux (a) 25mm et (b) 50 mm et (c) 75mm.

L'expérience C2-6 nécessite beaucoup de temps pour mouiller la section inférieure du tube par rapport à l'expérience C2-5. Cependant, la vitesse de mouillage est beaucoup plus élevée pour l'expérience C2-6 que pour l'expérience C2-5, de sorte que la partie supérieure de tube se mouille beaucoup plus rapidement.

Comme on le voit sur le cartogramme de l'expérience C2-6, il semble y avoir deux fronts de remouillage (en amont et en aval), c'est pourquoi seule la section centrale est analysée. Ce phénomène est causé par le fait que la section en aval de la partie bouchée du tube est mouillée dès le début de l'expérience, comme constaté dans la Figure 5.7. Dans cette partie du tube correspondant à la transition entre les parties bouchée et non-bouchée, la décélération de la vitesse moyenne favorise l'impact de gouttes sur la paroi et donc son refroidissement.

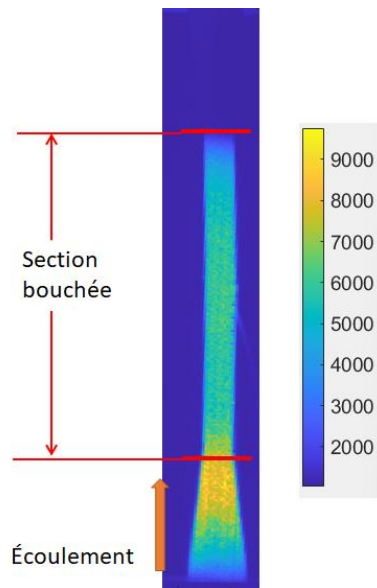


Figure 5.7. Niveaux digitaux mesurés par la caméra au début de l'expérience C2-6.

Le flux moyen par longueur axiale du tube est présenté sur la Figure 5.8. Dans le régime d'ébullition en film, le flux extrait par l'écoulement augmente avec le taux de bouchage, car la vapeur s'accélère avec le passage dans la section bouchée par l'effet Venturi, résultat identique trouvé par Peña Carrillo [21] lors des essais COLIBRI 1. Cette accélération de la vapeur conduit à une amélioration des échanges thermiques, non seulement par convection entre la vapeur et la paroi, mais aussi par impact avec les gouttes. En effet, si la différence de vitesse entre les gouttes et la vapeur est suffisamment élevée, les gouttes vont se fragmenter, résultant en une augmentation de la surface d'échange entre les gouttes et la vapeur et donc à une diminution de la température de cette dernière. Également, l'augmentation de la turbulence (non mesurée) peut améliorer les échanges thermiques entre les gouttes et la paroi chaude. Finalement, faire une comparaison de la température de Leidenfrost entre chaque expérience à partir de cette évolution du flux moyen n'est pas judicieux pour les raisons mentionnées auparavant.

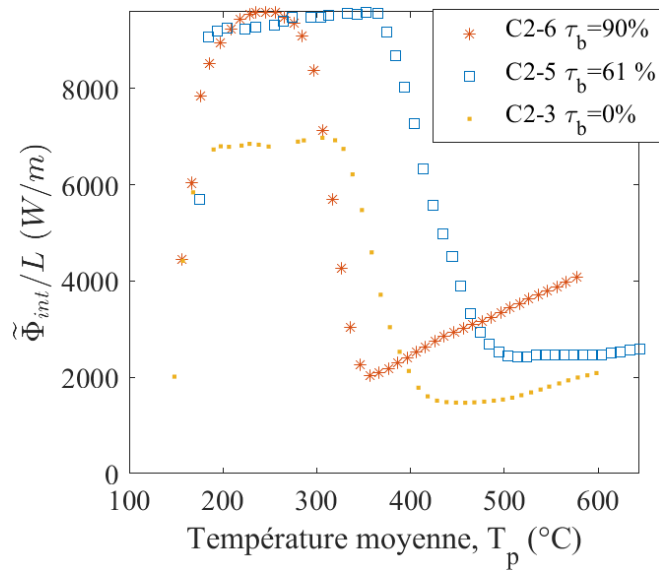


Figure 5.8. Flux moyen par longueur du tube en fonction de la température du tube pour les expériences C2-3, C2-5 et C2-6.

5.5. Influence du débit de gouttes

L'analyse de l'influence du débit massique des gouttes sur le refroidissement du tube est réalisée en comparant les résultats des expériences C2-1, C2-7 et C2-8. Les paramètres thermo-hydrauliques mesurés en entrée de ces expériences sont résumés dans le Tableau 5.8.

Tableau 5.8. Paramètres thermo-hydrauliques d'expériences C2-1, C2-7 et C2-8.

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re_v	Bypass	Puissance résiduelle	P_v	T_v à l'entrée
C2-1	0%	3.9	8	$1.6 \cdot 10^{-3}$	5633	Non	0 kW/m	1.4 bar	271 °C
C2-7		3.9	5.1	$8.5 \cdot 10^{-4}$	5777			1.26 bar	363 °C
C2-8		3.25	11.5	$1.7 \cdot 10^{-3}$	4818			1.5 bar	292 °C

Dynamique des gouttes

La distribution en taille et la vitesse en fonction du diamètre des expériences C2-1, C2-7 et C2-8 est présentée dans la Figure 5.9. On constate d'une part que la distribution en taille pour l'expérience C2-8 ayant le plus fort débit d'injection de gouttes est décalé vers les petits diamètres par rapport aux expériences C2-1 et C2-7. D'autre part, les vitesses des gouttes sont très similaires entre les différentes expériences. Pour rappel, la variation du débit de gouttes est obtenue en faisant varier la pression d'injection liquide. Ces variations de pression ont donc un impact direct sur la vitesse et sur les conditions d'atomisation et au final la distribution en taille des gouttes injectées mais on ne peut faire autrement. Ainsi, plus la pression d'injection est élevée, plus la vitesse de liquide est élevée à l'injection ; l'atomisation primaire du jet liquide dépendant en partie de la différence initiale entre la vitesse de vapeur et la vitesse du liquide, l'atomisation secondaire donnant finalement la forme de la distribution des gouttes sera aussi régie par les conditions rencontrées lors de l'atomisation primaire. On comprend donc qu'il est difficile d'obtenir des distributions totalement identiques en variant la vitesse de vapeur et la vitesse d'injection. Cependant, les distributions sont relativement proches.

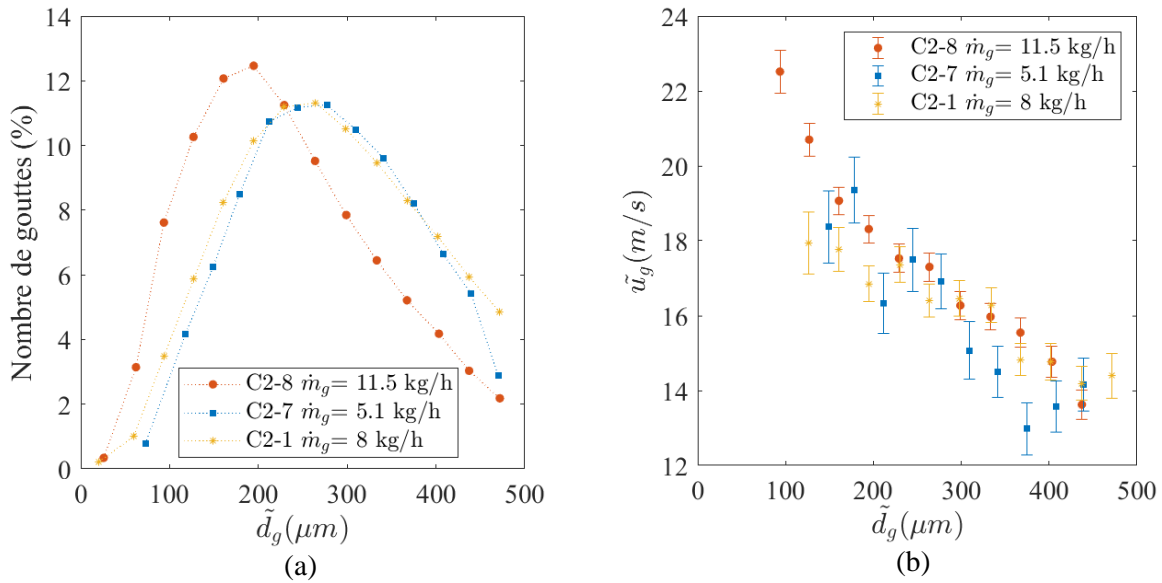


Figure 5.9. Distribution en taille et vitesse des gouttes en fonction du diamètre pour les expériences C2-1, C2-7 et C2-8.

Bien que dans la Figure 5.9, la vitesse de gouttes des expériences soient proches, la vitesse moyenne des gouttes est plus élevée pour l'expérience à haut débit massique de gouttes car il y a une proportion plus grande de petites gouttes, qui sont plus rapides (Tableau 5.9).

Tableau 5.9. Vitesse et diamètre moyen pour les expériences 6 et 7.

Numéro	\bar{u}_g	Diamètre moyen (d_{10})
C2-1	16.3 m/s	278 μm
C2-7	15.9 m/s	283 μm
C2-8	18.1 m/s	227 μm

Température et flux extrait par l'écoulement interne

La variation de la température pour différents points axiaux pour les expériences C2-1, C2-7 et C2-8 sont représentés dans la Figure 5.10. On constate que le remouillage de la paroi est bien atteint plus rapidement pour l'expérience avec le plus haut débit de gouttes (C2-8) que pour l'expérience avec le plus faible débit de gouttes (C2-7), la température initiale de la paroi entre les deux expériences étant très proches cette fois. Dans ce cas, l'expérience C2-1 mouille plus rapidement la paroi, mais c'est parce que la température initiale de l'expérience C2-1 est bien inférieure à la température initiale de l'expérience C2-8.

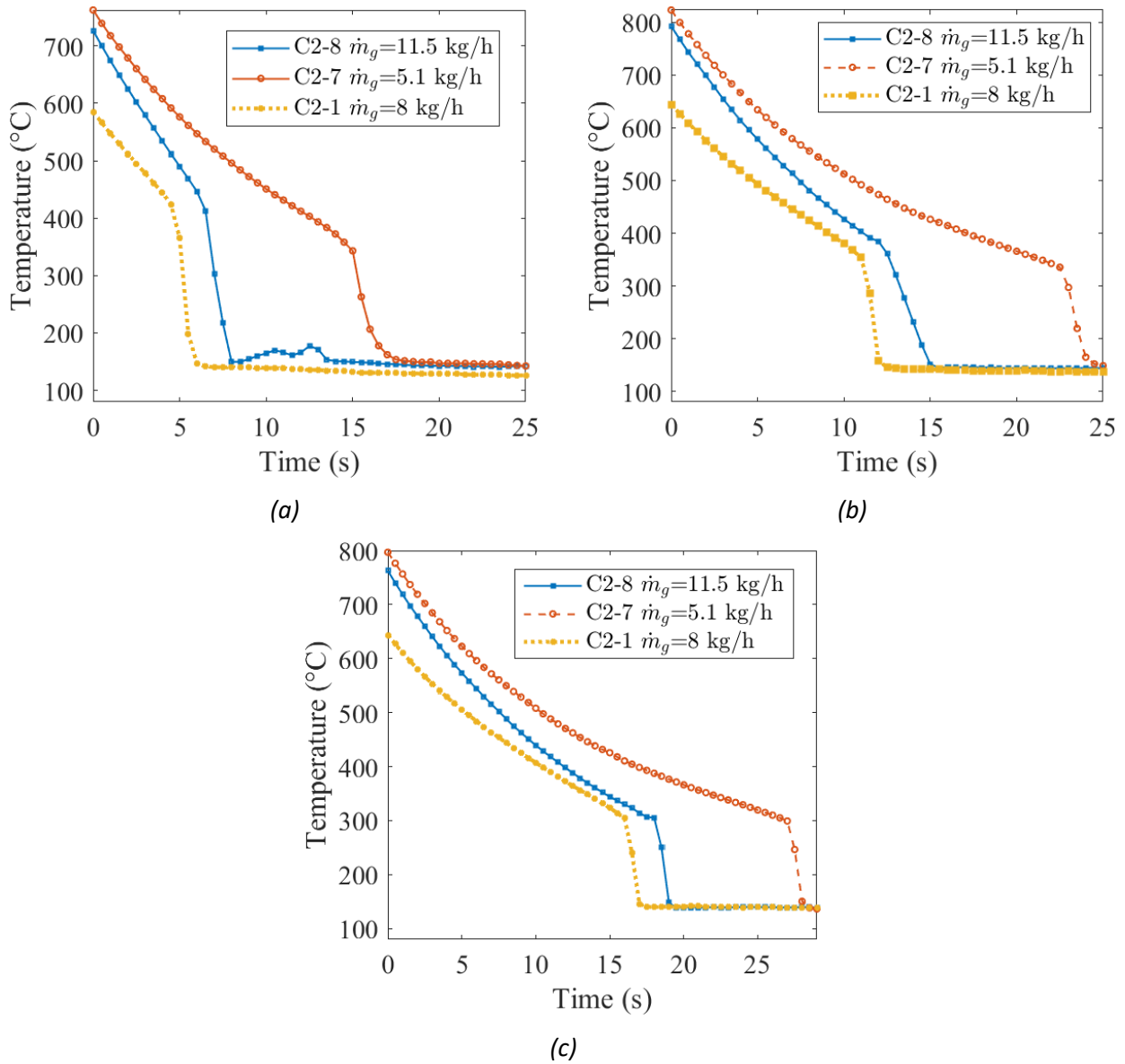


Figure 5.10. Variation de la température d'expériences C2-1, C2-7 et C2-8 pour différents points axiaux : (a) 0mm (b) 50mm et (c) 100 mm.

Le flux de chaleur moyen extrait par l'écoulement est présenté sur la Figure 5.11 pour les expériences C2-1, C2-7 et C2-8. En régime d'ébullition en film, on observe que le flux augmente avec l'augmentation du débit de gouttes conformément à ce qui était attendu. Cependant, il reste difficile d'évaluer le mécanisme d'échange prépondérant. En effet, d'une part, plus le débit des gouttes injectées est élevé, plus la fraction volumique des gouttes augmente dans la section d'essais et donc plus elles sont susceptibles d'impacter la paroi augmentant ainsi son refroidissement. D'autre part, une quantité plus importante de gouttes dans l'écoulement va entraîner un échange vapeur/goutte plus élevé conduisant donc à un meilleur refroidissement du tube par convection vapeur.

Par ailleurs, il faut noter que la vapeur pour l'expérience C2-7 a une température en entrée supérieure aux autres expériences, un débit de gouttes plus faible conduisant à une diminution de l'échanges vapeur/gouttes dans la partie du tube en amont de la section d'essai. Dans cette expérience, les échanges convectifs entre la paroi et la vapeur seront moindres comparativement aux autres expériences. D'autre part, l'expérience C2-8 a un nombre de Reynolds plus faible (4818 contre 5777 pour l'expérience C2-7 et 5633 pour l'expérience C2-1) en réduisant les échanges convectifs de

la vapeur par rapport aux autres expériences. Ainsi, l'augmentation du flux de chaleur extrait par le flux interne peut répondre à une augmentation des échanges thermiques entre l'impact des gouttes avec la paroi ; l'augmentation du débit des gouttes et donc de la fraction volumique de gouttes conduit à une amélioration du mécanisme de transfert de chaleur gouttes paroi.

En conclusion, tous ces phénomènes intriqués ne permettent pas de déterminer précisément quel mécanisme est prépondérant dans le refroidissement du tube. La réalisation de simulations numériques de ces différentes expériences va permettre de répondre à cette question. Ces simulations seront présentées dans le chapitre 7. Dans tous les cas, même avec des valeurs relativement faibles de fractions volumiques ($0.8-1.7 \times 10^{-3}$) pour toute la gamme d'ébullition en film, il apparaît dès à présent que l'influence des gouttes sur le refroidissement du tube n'est évidemment pas négligeable.

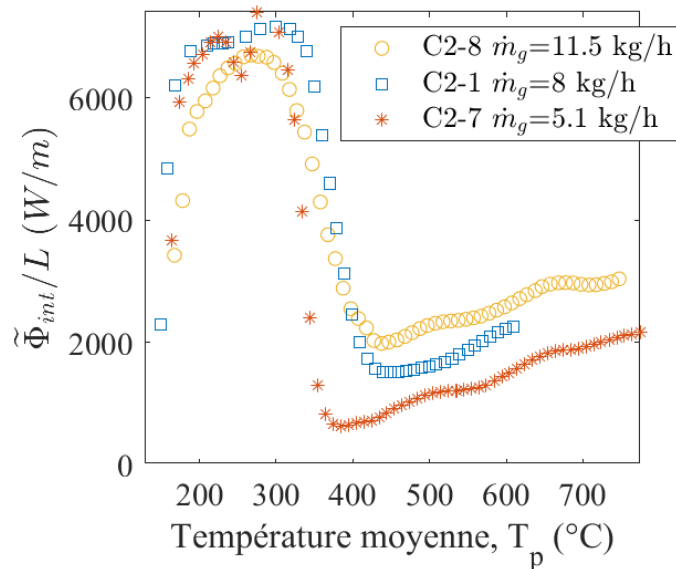


Figure 5.11. Flux de chaleur moyen par longueur axiale du tube en fonction de la température de la paroi.

5.6. Influence de la puissance résiduelle

Jusqu'à maintenant, toutes les expériences analysées ont été réalisées sans puissance résiduelle dans le tube, c'est-à-dire, sans simuler la chaleur produite par les crayons au cours de l'accident. Afin d'étudier l'impact de cette source de chaleur sur le refroidissement du tube, des expériences avec différentes puissances résiduelles dans le tube ont été réalisées. Dans ces expériences, le tube est tout d'abord chauffé avec une puissance maximale de 6420 W/m (comme pour les expériences sans puissance) jusqu'à atteindre une température initiale de tube proche de 800 $^{\circ}C$. Au démarrage de l'essai, la puissance est réduite de 6420 W/m à la valeur définie pour chaque expérience (entre 500 et 2000 W/m). Les paramètres thermo-hydrauliques des expériences C2-3, C2-9, C2-10, C2-11 et C2-12 sont résumés dans Tableau 5.10.

Tableau 5.10. Paramètres thermo-hydrauliques des expériences C2-3, C2-9, C2-10, C2-11 et C2-12.

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Rev	Bypass	Puissance résiduelle	P_v [bar]	Tv à l'entrée
C2-3	0%	3.1	8	$1.4 \cdot 10^{-3}$	4520	Non	0 kW/m	1.3	270 °C
C2-9		2.97	7.7	$1.7 \cdot 10^{-3}$	4403		0,47 kW/m	1.3	287 °C
C2-10		3.13	7.7	$1.4 \cdot 10^{-3}$	4639		0,95 kW/m	1.3	259 °C
C2-11		2.95	7.7	$2 \cdot 10^{-3}$	4374		1,44 kW/m	1.3	255 °C
C2-12		2.9	7.7	$1.4 \cdot 10^{-3}$	4298		1,9 kW/m	1.3	260 °C

Dynamique des gouttes

La Figure 5.12 montre les distributions en taille et vitesse des gouttes en fonction du diamètre pour les expériences analysées. Malgré des débits de gouttes et de vapeur très proches d'une expérience à l'autre, il apparait que les distributions et vitesses des gouttes varient légèrement entre chaque expérience. Cela est dû aux inconvénients mentionnés précédemment du système d'acquisition PDA concernant l'analyse statistique, dans ce cas certaines expériences ont beaucoup plus de gouttes détectées et donc mesurées que d'autres.

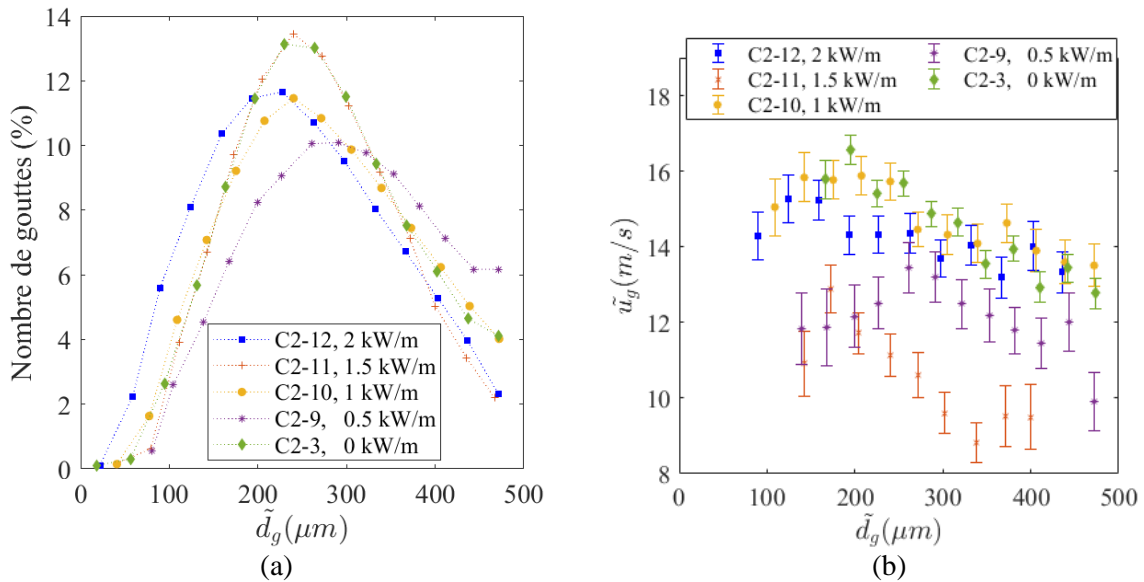


Figure 5.12. Distributions en taille et vitesse de gouttes en fonction du diamètre pour les expériences C2-3, C2-9, C2-10, C2-11 et C2-12.

Le Tableau 5.11 résume les principaux paramètres de la dynamique des gouttes pour ces expériences.

Tableau 5.11. Principaux paramètres des gouttes d'expériences C2-3, C2-9, C2-10, C2-11 et C2-12.

Numéro	\bar{u}_g	Diamètre moyen (d_{10})
C2-3	14.9 m/s	276 μm
C2-9	12.2 m/s	297 μm
C2-10	14.9 m/s	273 μm
C2-11	10.5 m/s	266 μm
C2-12	14.8 m/s	248 μm

Température et flux de chaleur extrait par l'écoulement

On constate sur la Figure 5.13 présentant les évolutions temporelles de la température de paroi à différentes élévations que le temps requis pour mouiller complètement la paroi augmente avec la puissance résiduelle comme attendu.

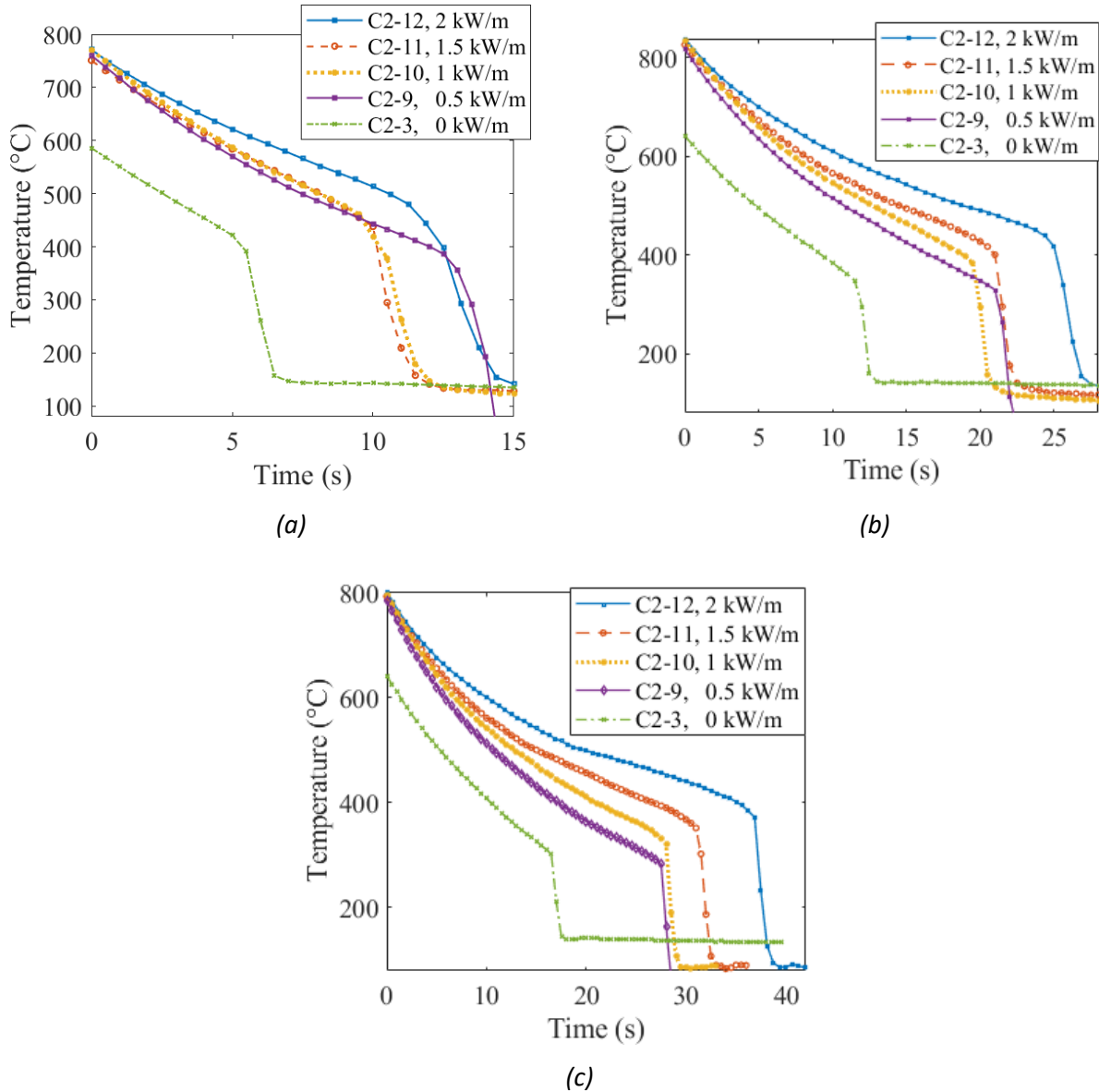


Figure 5.13. Variation de la température des expériences C2-3, C2-9, C2-10, C2-11 et C2-12 pour différents points axiaux : (a) 0 mm, (b) 50 mm et (c) 100 mm.

La Figure 5.14 présente l'évolution du flux moyen total extrait par l'écoulement en fonction de la température de paroi pour les différentes expériences considérées. Il apparaît que la source de chaleur interne n'a que peu d'impact sur le flux de chaleur en ébullition en film. Simplement, l'écoulement interne aura besoin de plus de temps pour refroidir la paroi. Cela montre aussi (mais on le savait) que les mécanismes de transfert sont principalement contrôlés par la température de la paroi et peu par la source interne. La paroi utilisée, même si elle est thermiquement mince, a tout de même une inertie. Par contre, il semble que la puissance résiduelle a une influence sur la température de Leidenfrost, plus la puissance injectée dans le tube est élevée et plus cette température est grande. Ce phénomène a été également constaté par Peña Carrillo [21] lors de sa campagne sur COLIBRI 1 mais de manière

plus marquée. Les différences remarquées dans la figure peuvent être expliquées par les petites différences entre le nombre de Reynolds et la fraction volumique des gouttes. Également, le flux de l'expérience 2 (sans puissance résiduelle) semble être du même ordre de grandeur que le flux des expériences avec puissance résiduelle. Toutefois, l'expérience C2-3 a été faite avec un autre tube et bien que les deux tubes possèdent la même géométrie et le même matériau, il peut y avoir des différences au niveau du frottement interne qui peuvent affecter la température de Leidenfrost.

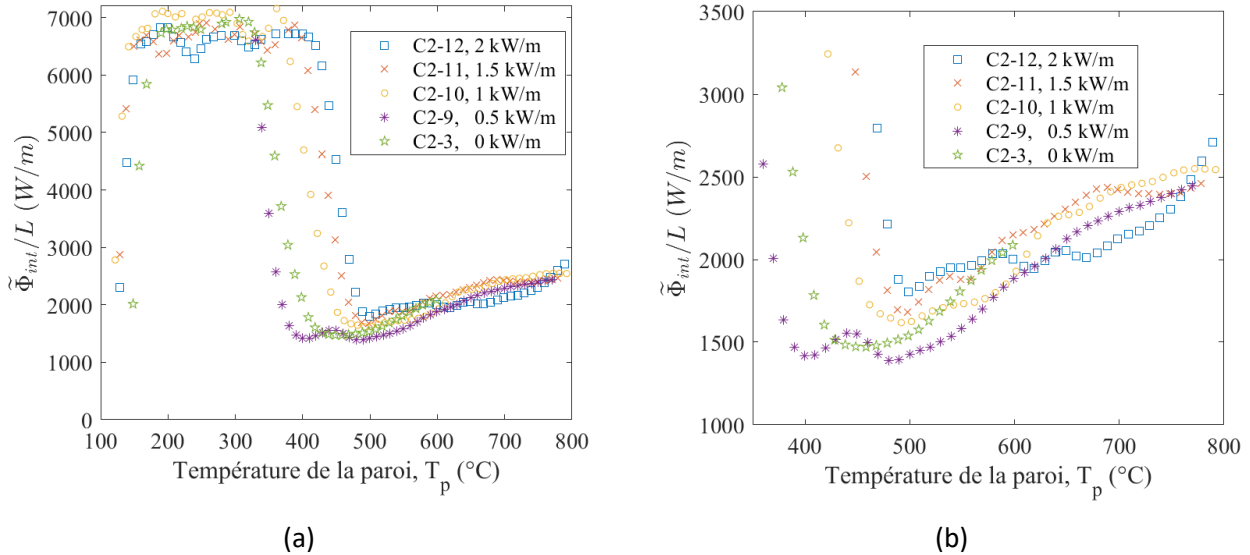


Figure 5.14. Flux moyen pour les expériences C2-3, C2-9, C2-10, C2-11 et C2-12 pour a) toute la plage de température et b) en régime d'ébullition.

5.7. Influence de la redistribution du débit massique de vapeur

L'analyse des expériences sur l'influence du taux de bouchage (C2-5 et C2-6) a montré que le flux de chaleur extrait par l'écoulement en régime d'ébullition augmentait avec le taux de bouchage. Toutefois, cette augmentation était liée à l'accélération de la vapeur dans le tube bouché, phénomène qui diffère du cas réel d'un APRP, en raison de la redistribution des débits vapeur en amont des zones bouchées. Ainsi, pour se rapprocher du cas réacteur, des expériences avec les tubes simulant un bouchage de 61% et 90% ont été réalisées une nouvelle fois mais, cette fois-ci, un pourcentage du débit de vapeur est dévié juste avant la première fenêtre optique, i.e. avant d'entrer dans la section d'essai. Les paramètres thermo-hydraulique en entrée de la section d'essai (après la déviation de vapeur) de ces expériences C2-1, C2-13 et C2-14 sont résumés dans le Tableau 5.12.

Tableau 5.12. Paramètres thermo-hydrauliques d'expériences C2-1, C2-13 et C2-14.

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re_v	Bypass	Puissance résiduelle	P_v [bar]	T_v à l'entrée
C2-1	0%	3.9	8	$1.6 \cdot 10^{-3}$	5633	0%	0 kW/m	1.4	271 °C
C2-13	61%	1.24	8.3	$1.4 \cdot 10^{-3}$	1838	69%		1.26	303 °C
C2-14	90%	0.44	7.7	$1.9 \cdot 10^{-3}$	653	89%		1.28	341 °C

Conformément à ce qui a été observé par Oliveira et al [28-30], la quantité de vapeur déviée est du même ordre de grandeur que le taux de bouchage. Cette déviation de débit conduit à un nombre de Reynolds vapeur en entrée inférieur à celui du cas de référence. Cependant à l'intérieur de la section bouchée, ce nombre sera du même ordre pour les différentes expériences considérées du fait de l'accélération de la vitesse dans les tubes bouchés.

Dynamique de gouttes

Les distributions en taille et vitesse des gouttes en fonction du diamètre des gouttes pour les expériences C2-1, C2-13 et C2-14 sont présentées dans la Figure 5.15. La déviation de la vapeur conduit à une diminution de la vitesse en entrée de la section d’essai de 19.2 m/s à 6m/s pour l’expérience C2-13 et à 2.2 m/s pour l’expérience C2-14. Entre la connexion de la ligne de déviation de vapeur et la fenêtre optique il y a environ 7 cm. Bien que cette distance soit courte, la vitesse des gouttes est notablement affectée par cette diminution de la vitesse de vapeur comme on peut le constater sur la figure 5.19. La différence dans la distribution en taille de l’expérience C2-13 est due au fait que très peu de gouttes ont été mesurées au cours de cette expérience.

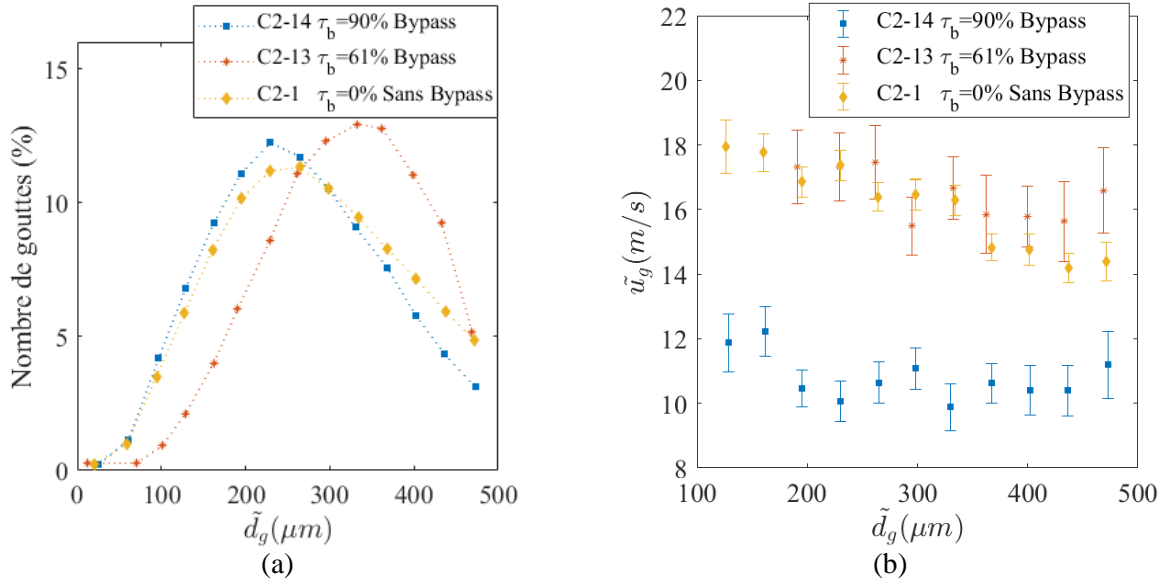


Figure 5.15. Distribution en taille et vitesse des gouttes en fonction du diamètre pour les expériences C2-1, C2-13 et 14.

La vitesse moyenne et le diamètre moyen des gouttes sont résumés dans le Tableau 5.13.

Tableau 5.13. Vitesse et diamètre moyen des gouttes d’expérience C2-1, C2-13 et C2-14.

Numéro	\bar{u}_g	Diamètre moyen (d_{10})
C2-1	17.2 m/s	278 μm
C2-13	16.4 m/s	320 μm
C2-14	10.8 m/s	263 μm

Température et flux extrait par l’écoulement interne

On remarque que la température dans les premiers 3 cm du tube avec un taux de bouchage de 90% est moins homogène que dans les 7 cm restants (Figure 5.16). Ce phénomène est probablement lié à la réduction de diamètre et aux impacts éventuels des gouttes sur la paroi du tube dans la section de transition en amont du tube créant ainsi des flux conductifs axiaux non-négligeables.

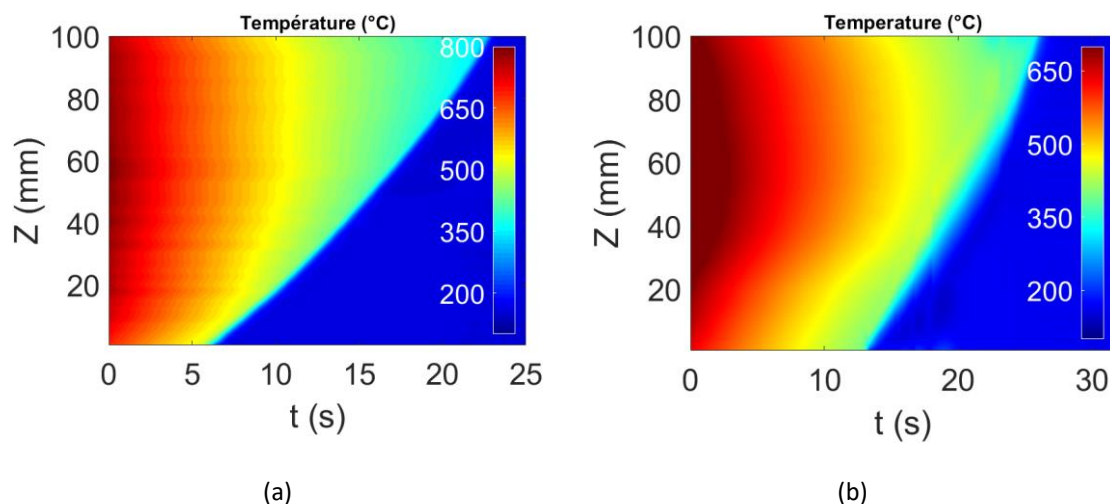


Figure 5.16. Cartogramme en température des expériences (a) C2-13 et (b) C2-14.

La variation de la température en fonction du temps des expériences C2-1, C2-13 et C2-14 est représentée dans Figure 5.17. Les figures montrent que la paroi se mouille plus rapidement pour l'expérience C2-13 que pour l'expérience C2-14, même si la température initiale de l'expérience C2-13 est légèrement supérieure à la température de l'expérience C2-14.

Les flux moyens extraits dans les expériences C2-1, C2-13 et C2-14 sont présentés sur la Figure 5.18. Dans le régime d'ébullition en film, le flux de chaleur moyen diminue avec l'augmentation du taux de bouchage et avec la déviation correspondante du débit de vapeur. Par ailleurs, la pente de flux de l'expérience sans déviation est plus prononcée que celle pour les expériences avec déviation, le flux en régime d'ébullition en film semblant être indépendant de la température de paroi dans ces cas de figures. Cela peut s'expliquer par un changement de mécanismes de transferts prépondérants dans les expériences avec déformation et déviation. En effet, la diminution de la vitesse de gouttes entraîne in fine une augmentation de la fraction volumique des gouttes, entraînant une augmentation des transferts gouttes/paroi. Dans ces cas de figure, la contribution de l'effet des gouttes au flux total extrait, peu dépendante de la température de paroi, semble devenir le mécanisme de refroidissement majoritaire. L'analyse numérique ultérieure le démontrera.

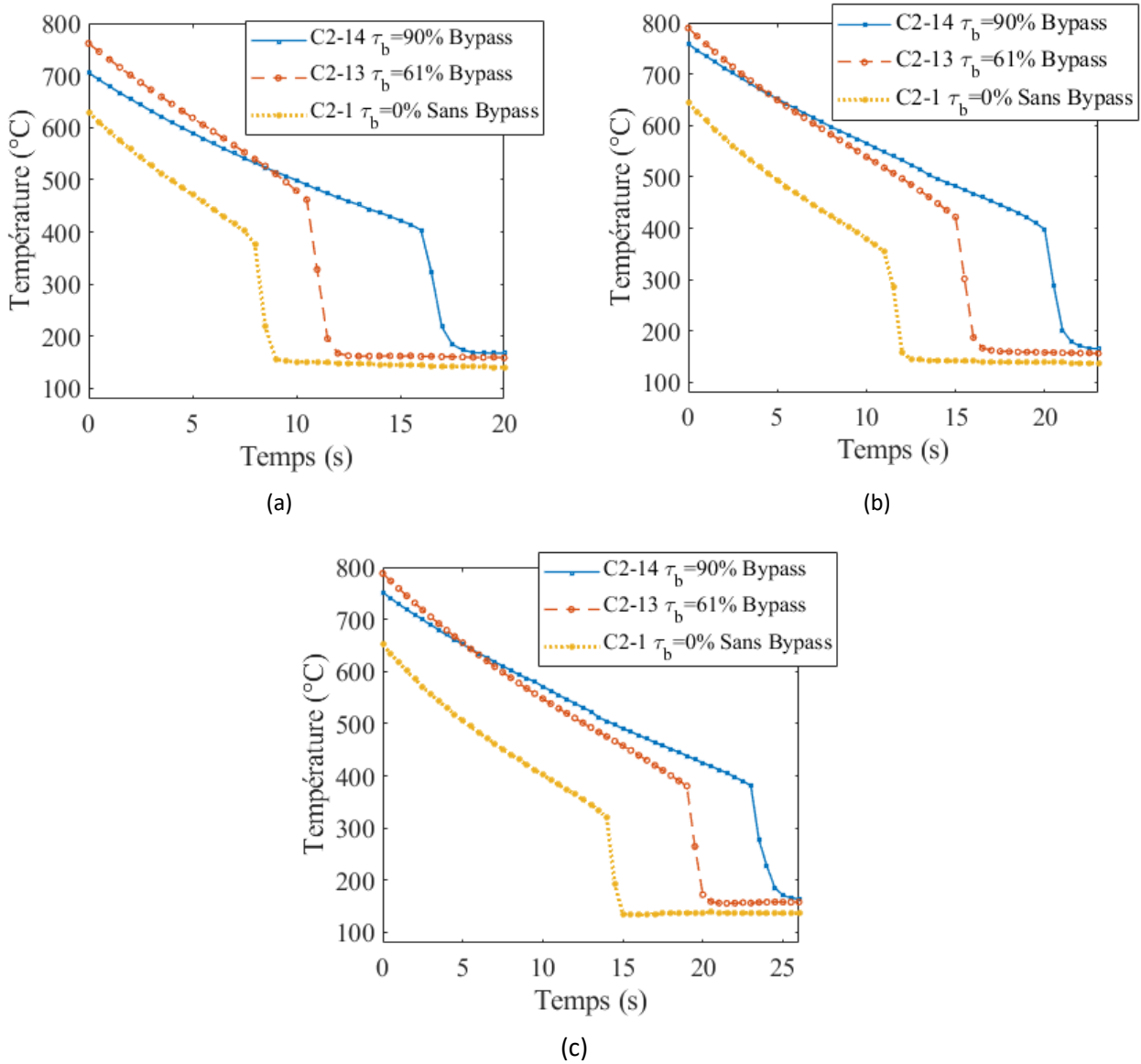


Figure 5.17. Variation de la température de la paroi d'expériences C2-1, C2-13 et C2-14 pour différents points axiaux : (a) 25 mm, (b) 50 mm et (c) 75 mm.

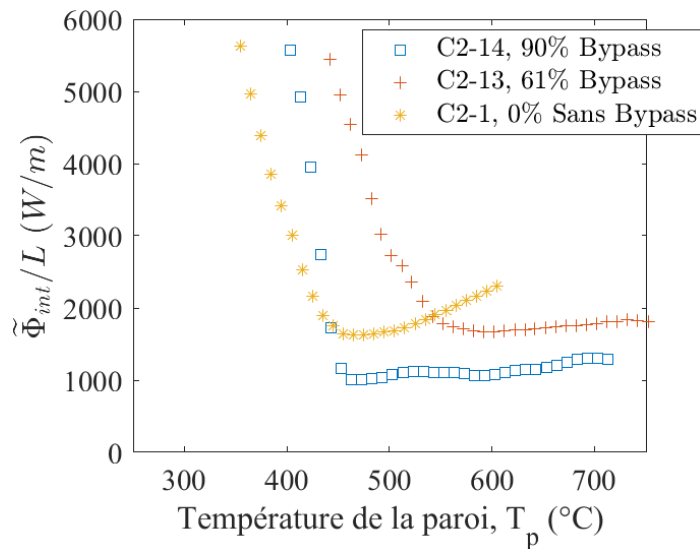


Figure 5.18. Flux de chaleur moyen en fonction de la température de la paroi pour les expériences C2-1, C2-13 et C2-14.

5.8. Influence conjuguée de la puissance résiduelle et du débit de gouttes

Les principaux résultats de l'influence de l'effet conjugué entre la puissance résiduelle et le débit massique des gouttes sont présentés dans les annexes. En effet, les résultats ne montrent pas que la puissance résiduelle affecte le flux interne extrait par l'écoulement de vapeur et de gouttes. De plus, le flux extrait augmente avec l'augmentation du débit massique des gouttes. Ces deux phénomènes ont déjà été mis en évidence précédemment.

5.9. Influence conjuguée du taux de bouchage et du débit de gouttes

Comme vu en paragraphe 5.6, la déviation de la vapeur dans le tube bouché conduit à une diminution du flux de chaleur extrait par l'écoulement interne. Cet effet est partiellement compensé par les échanges thermiques entre la paroi et les gouttes, puisque la vitesse de vapeur à l'intérieur de la zone bouchée est du même ordre de grandeur que pour le cas sans bouchage, la fraction volumique de gouttes augmente donc à l'intérieur des zones bouchées, ce qui favorise les impacts et donc les échanges thermiques qui en résultent. Pour cette raison, les expériences C2-19 et C2-20 ont été réalisées afin d'évaluer l'impact de la variation du débit massique des gouttes dans le cas du taux de bouchage le plus sévère. Le Tableau 5.14 résume les valeurs des paramètres thermo-hydrauliques en entrée de section d'essais pour de ces deux expériences ainsi que celles de l'essai C2-14 réalisé avec le même taux de bouchage mais à débit de gouttes intermédiaires.

Tableau 5.14. Paramètres thermo-hydrauliques d'expériences 18 et 19.

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re _v	Bypass	Puissance résiduelle	P _v [bar]	T _v à l'entrée
C2-14	90%	0.44	7.7	1.9 x10 ⁻³	653	89%	0 kW/m	1.28	341 °C
C2-19		0.31	5.7	2 x10 ⁻³	463	92%		1.26	313 °C
C2-20		0.53	11.5	2 x10 ⁻³	789	86%		1.27	317 °C

Dynamique de gouttes

La Figure 5.19. présente la distribution en taille et la vitesse en fonction du diamètre des gouttes obtenus lors des expériences C2-14, C2-19 et C2-20. Comme déjà mentionné dans l'étude de

l'influence de l'intensité du débit de gouttes sur le refroidissement d'un tube non déformé (paragraphe 5.4), la vitesse des gouttes en entrée augmente avec l'augmentation du débit de gouttes injectées. De même, comme constaté en paragraphe 5.4, il y a un pourcentage plus grand de petites gouttes pour l'expérience à haut débit, dû probablement à une pression d'injection plus élevée. La vitesse des gouttes diminue à cause de la déviation de la vapeur, qui entraîne ainsi une diminution de la vitesse de la vapeur. Par conséquent, les petites gouttes ne peuvent plus être entraînées par la vapeur et leur vitesse devient du même ordre de grandeur que celle des grosses gouttes.

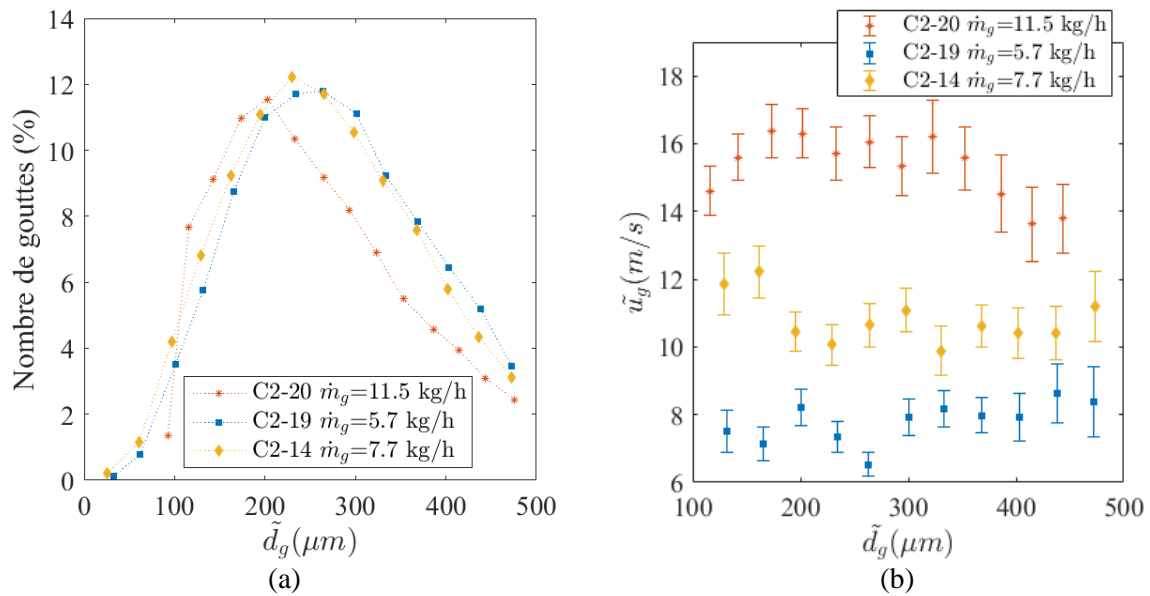


Figure 5.19. Distribution en taille et vitesse de gouttes en fonction du diamètre d'expériences C2-14, C2-19 et C2-20.

Le Tableau 5.15 résume la vitesse et le diamètre moyenne d'expériences C2-14, C2-19 et C2-20.

Tableau 5.15. Paramètres dynamiques de gouttes d'expériences C2-14, C2-19 et C2-20.

Numéro	\bar{u}_g	Diamètre moyen (d_{10})
C2-14	10.8 m/s	263 μm
C2-19	7.7 m/s	275 μm
C2-20	15.5 m/s	245 μm

Température et flux extrait par l'écoulement interne

Comme pour l'expérience C2-14, l'évolution de la température du tube pour les expériences C2-19 et C2-20 est affectée par les phénomènes qui ont lieu dans les zones convergentes ou divergentes (Figure 5.20). En bas de la section bouchée, la différence axiale de la température est élevée, probablement parce que les gouttes refroidissent la section de transition en amont de la section bouchée du tube augmentant ainsi la conduction de la chaleur. Ainsi, la partie basse de la section bouchée est plus refroidie. En sortie, au niveau de l'élargissement, un remouillage par le haut se produit pour l'expérience C2-19 comme pour l'expérience C2-14 (cf paragraphe 5.4). Ce n'est pas le cas pour l'expérience C2-20. Cela peut s'expliquer en raison de la faible vitesse des gouttes dans l'expérience C2-19 en entrée de la section d'essai. Après leur passage dans la section bouchée, les gouttes, n'étant pas suffisamment entraînées par la vapeur, peuvent tomber et ainsi refroidir le haut du tube.

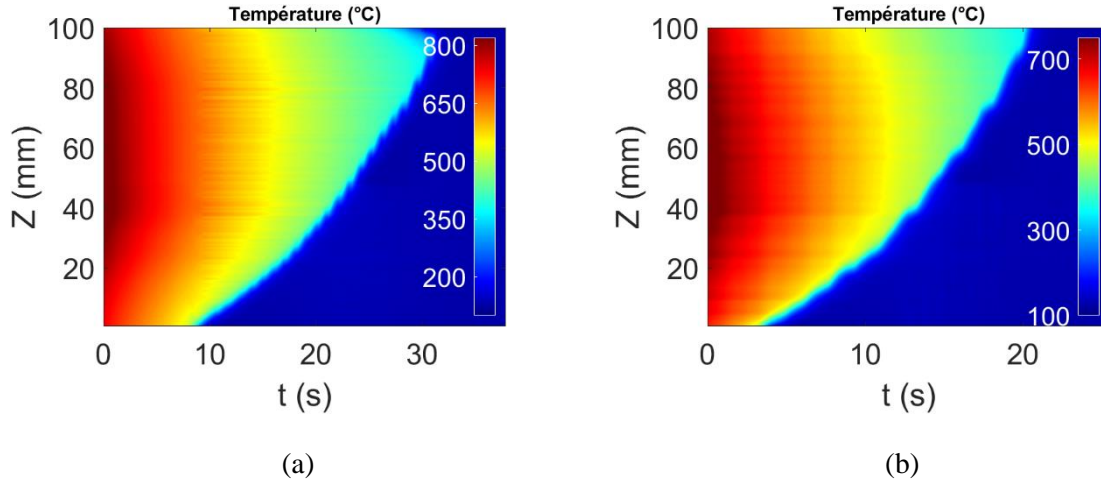


Figure 5.20. Cartogramme de la température des expériences C2-19 et C2-20.

La Figure 5.21 montre la variation de la température de la paroi pour différents points axiaux d'expériences C2-14, C2-19 et C2-20. Dans ce cas, on peut observer que l'augmentation du débit massique de gouttes affecte le temps nécessaire pour que la paroi se mouille.

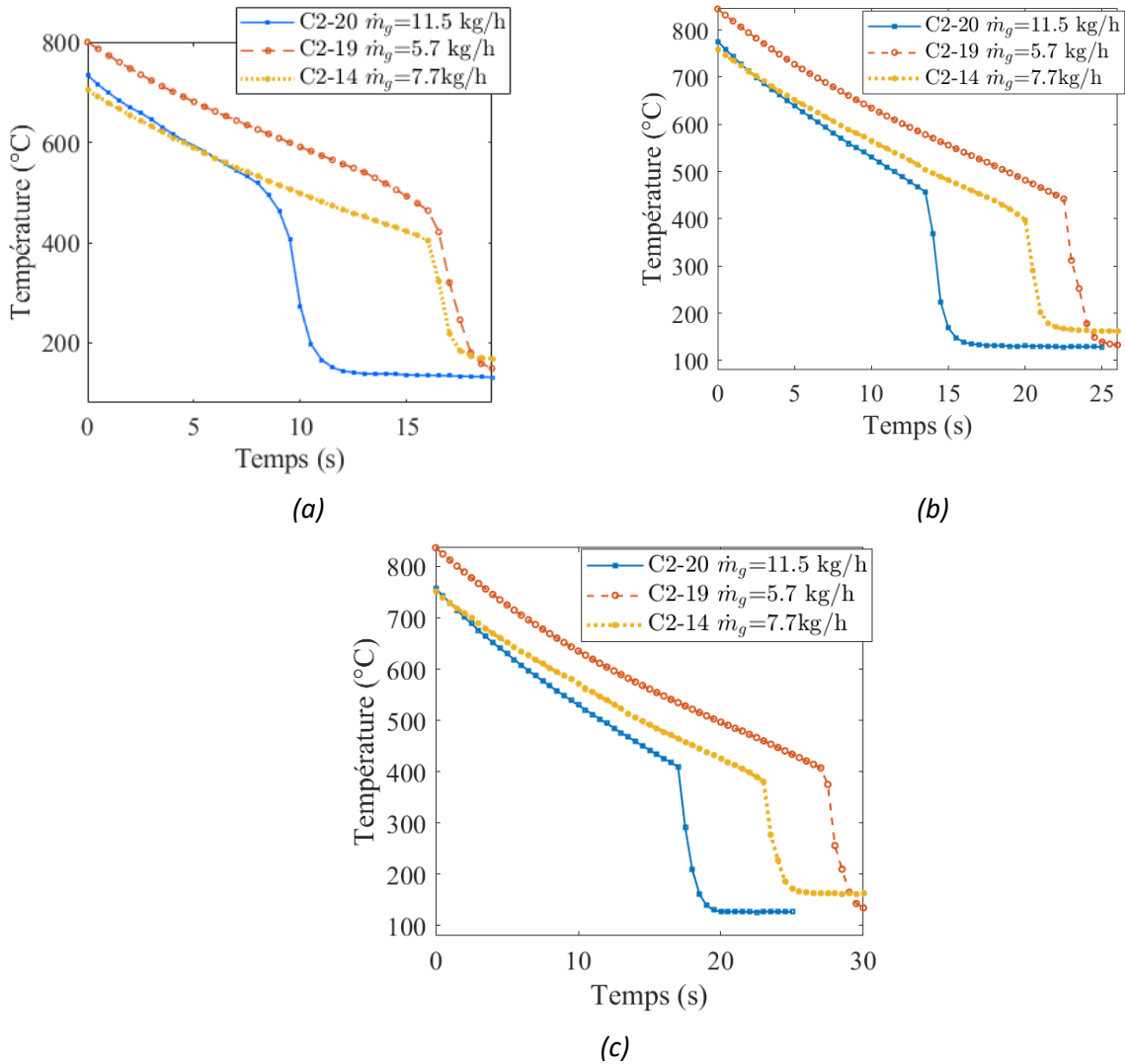


Figure 5.21. Variation de la température des expériences C2-14, C2-19 et C2-20 pour différents points axiaux : (a) 25 mm, (b) 50 mm et (c) 75mm.

Les évolutions du flux moyen extrait par l'écoulement en fonction de la température de paroi obtenues dans les expériences C2-14, C2-19 et C2-20 sont présentées en Figure 5.22. On remarque que l'augmentation du débit de gouttes conduit à une augmentation du flux extrait par l'écoulement interne en régime d'ébullition en film comme pour le cas sans bouchage (cf paragraphe 5.4). La différence entre le flux en régime d'ébullition en film entre l'expérience C2-14 et l'expérience C2-19 est relativement faible. Cela peut s'expliquer par le fait que la température de la vapeur de l'expérience C2-14 est 30°C plus chaude que la température de la vapeur de l'expérience C2-19, entraînant certainement de plus faibles échanges convectifs paroi/vapeur dans l'expérience C2-14.

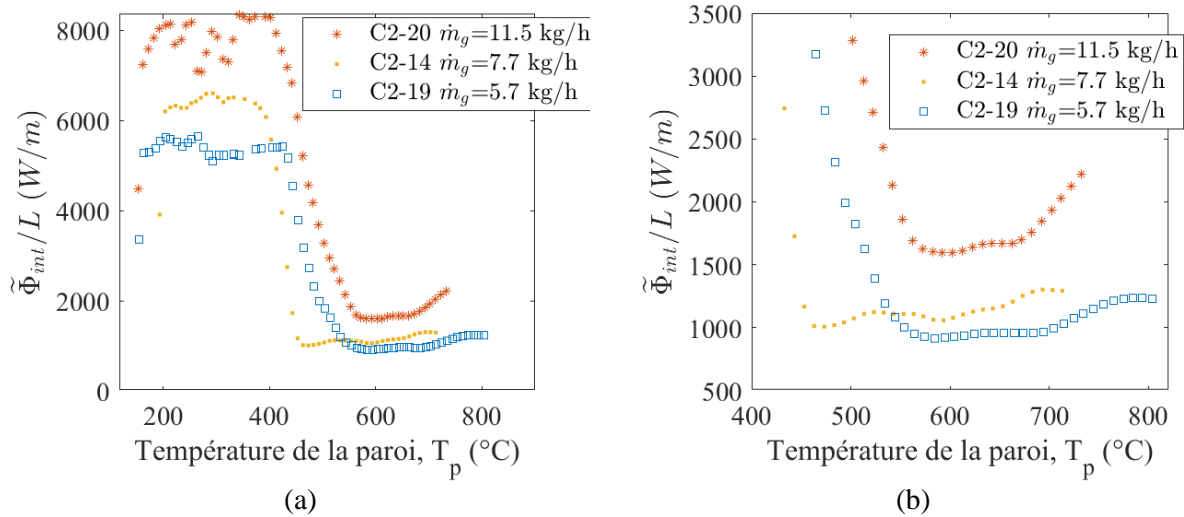


Figure 5.22. Flux moyen en fonction de la température de la paroi pour les expériences C2-14, C2-19 et C2-20 pour a) tout le refroidissement et b) en régime d'ébullition en film.

Les résultats des expériences C2-19 et C2-20 peuvent être également comparés aux résultats des expériences C2-7 et C2-8, effectuées avec un tube non bouché à débit de gouttes comparable (Figure 5.23). On met en évidence que, bien que les gouttes augmentent le refroidissement des sous-canaux bouchés, elles ne compensent pas totalement la diminution des échanges thermiques liés à la diminution du débit de vapeur.

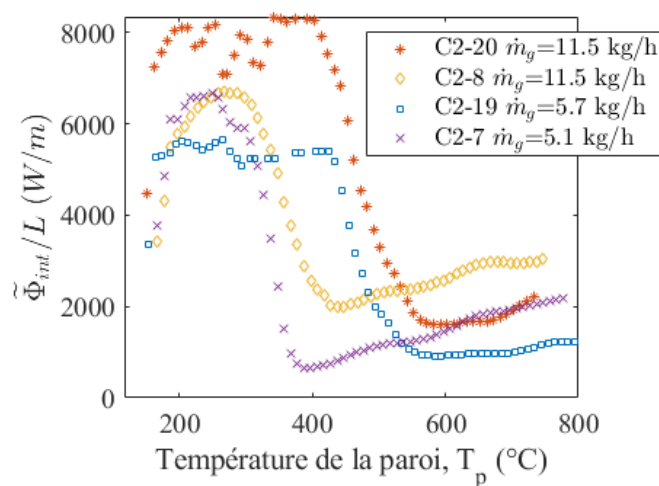


Figure 5.23. Flux moyen en fonction de la température de la paroi pour les expériences C2-7, C2-8, C2-19 et C2-20.

5.10. Influence conjuguée de la puissance résiduelle et la redistribution du débit de vapeur

Quand les gaines combustibles ballonnent pendant l'APRP, cela occasionne une redistribution de débit dans la grappe d'un point de vue thermo-hydraulique. D'un point de vue combustible, les pastilles générant la puissance, pouvant être fragmentées à cause de l'irradiation et n'étant plus maintenues par la gaine sont susceptibles de se relocaliser dans les zones ballonnées. Il est ainsi possible d'avoir un surplus de puissance dans ces zones. Pour étudier ce phénomène, des expériences avec tubes bouchées, déviation de débit vapeur et différentes intensités de puissance ont été réalisées dans COLIBRI 2. Les paramètres de ces expériences sont résumés dans le Tableau 5.16.

Tableau 5.16. Paramètres thermo-hydrauliques avant l'entrée dans le tube d'essai pour les expériences C2-13, C2-14, C2-21, C2-22, C2-23 et C2-24.

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re _v	Bypass	Puissance résiduelle	P _v [bar]	T _v à l'entrée
C2-13	61%	1.24	8.3	1.4 x10 ⁻³	1838	69%	0 kW/m	1.26	303 °C
C2-14	90%	0.44	7.7	1.9 x10 ⁻³	653	89%		1.28	341 °C
C2-21	61%	1.41	7.7	1.9 x10 ⁻³	2098	66 %	0,95 kW/m	1.27	363 °C
C2-22		1.49	7.7	2.1 x10 ⁻³	2211	64 %	1.9 kW/m	1.27	354 °C
C2-23	90%	0.69	7.7	2.3 x10 ⁻³	1018	82 %	0,95 kW/m	1.28	315 °C
C2-24		0.48	7.7	2.3 x10 ⁻³	713	87 %	1.9 kW/m	1.28	295 °C

Dynamique des gouttes

Tel qu'on peut le constater dans la Figure 5.24, la distribution des gouttes entre les expériences est très similaire (sauf pour le cas exceptionnel C2-13 où les petites gouttes n'ont pas été mesurées).

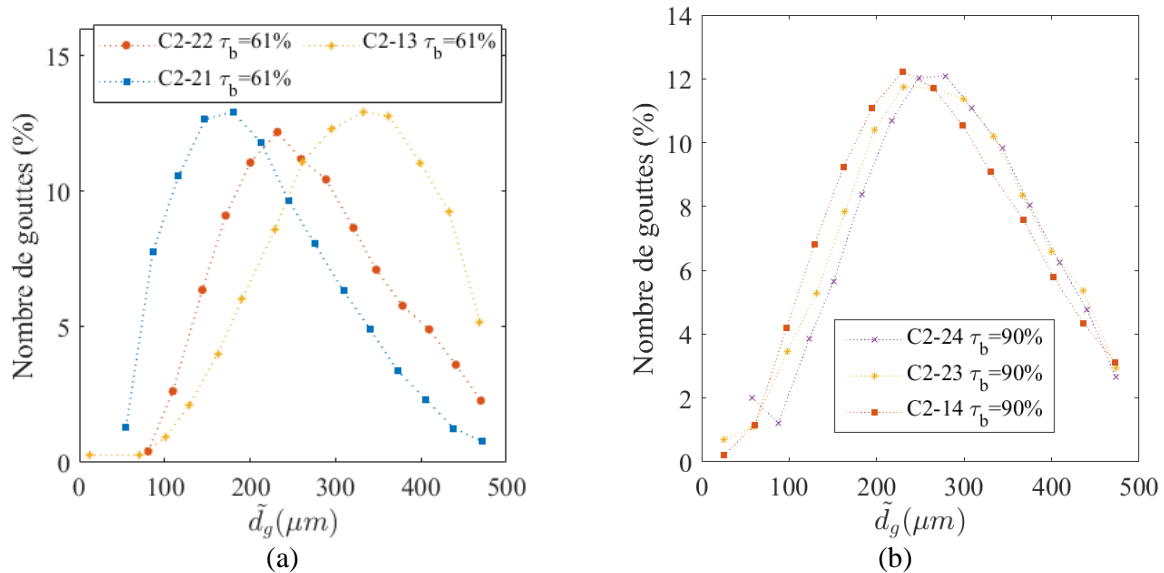


Figure 5.24. Distribution en taille pour les expériences (a) C2-13, C2-21, C2-22 et (b) C2-14, C2-23 et C2-24.

Pour les expériences de taux de blocage de 61 %, les petites gouttes sont plus rapides que les gouttes plus grosses, alors que pour le cas de taux de blocage de 90 %, la vitesse des gouttes semble peu changer avec le diamètre. Cela peut être dû à la déviation de la vapeur, de sorte que les petites gouttes dans les cas à 90 % ne sont plus entraînées par la vapeur (Figure 5.25).

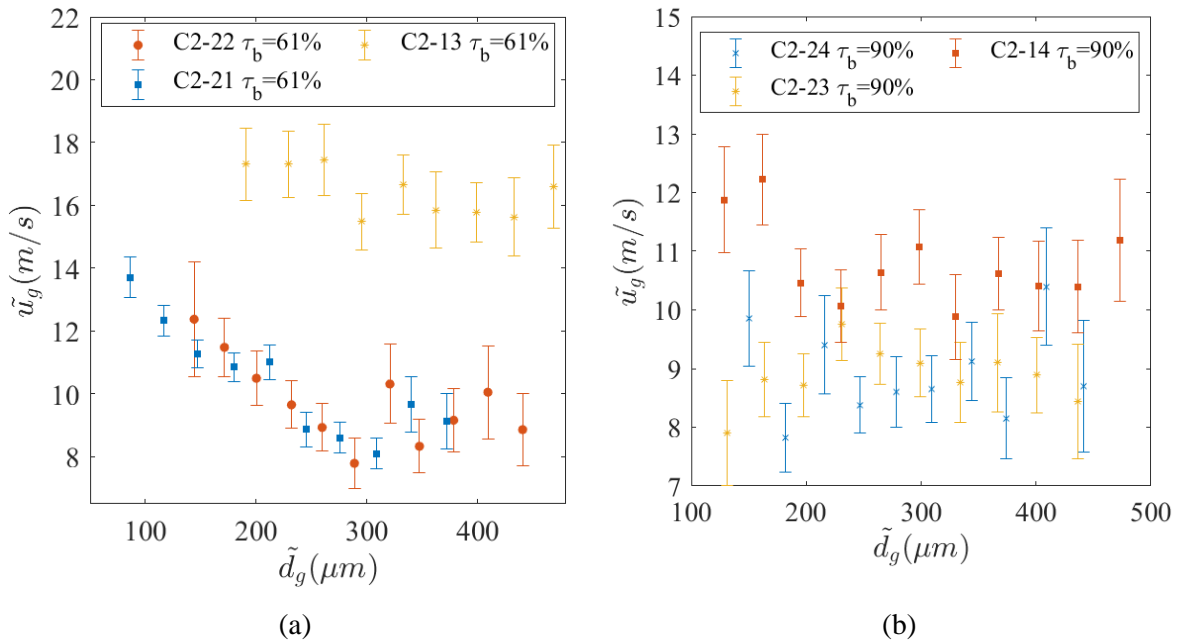


Figure 5.25. Vitesse de gouttes en fonction du diamètre pour les expériences (a) C2-13, C2-21, C2-22 et (b) C2-14, C2-23 et C2-24

La vitesse moyenne est affectée par la déviation de la vapeur dans tous les cas, car la vitesse des gouttes moyenne de ces expériences est plus faible que pour les expériences sans déviation (Tableau 5.17).

Tableau 5.17. Vitesse et diamètre moyen en amont des expériences C2-13, C2-14, C2-21, C2-22, C2-23 et C2-24.

Numéro	\bar{u}_g	Diamètre moyen (d_{10})
C2-13	16.4 m/s	320 μm
C2-14	10.8 m/s	263 μm
C2-21	10.7 m/s	206 μm
C2-22	9.7 m/s	267 μm
C2-23	9 m/s	275 μm
C2-24	9 m/s	281 μm

Température et flux extrait par l'écoulement

Les cartogrammes de température C2-21, C2-22, C2-23 et C2-24 est représenté dans Figure 5.26. La figure montre les phénomènes suivants :

- Le temps requis pour que la région bouchée soit complètement mouillée augmente avec le taux de bouchage et avec la puissance résiduelle,
- Les gouttes refroidissent la section de transition en aval et en amont de la section bouchée pour les expériences avec le tube avec le bouchage le plus élevé,

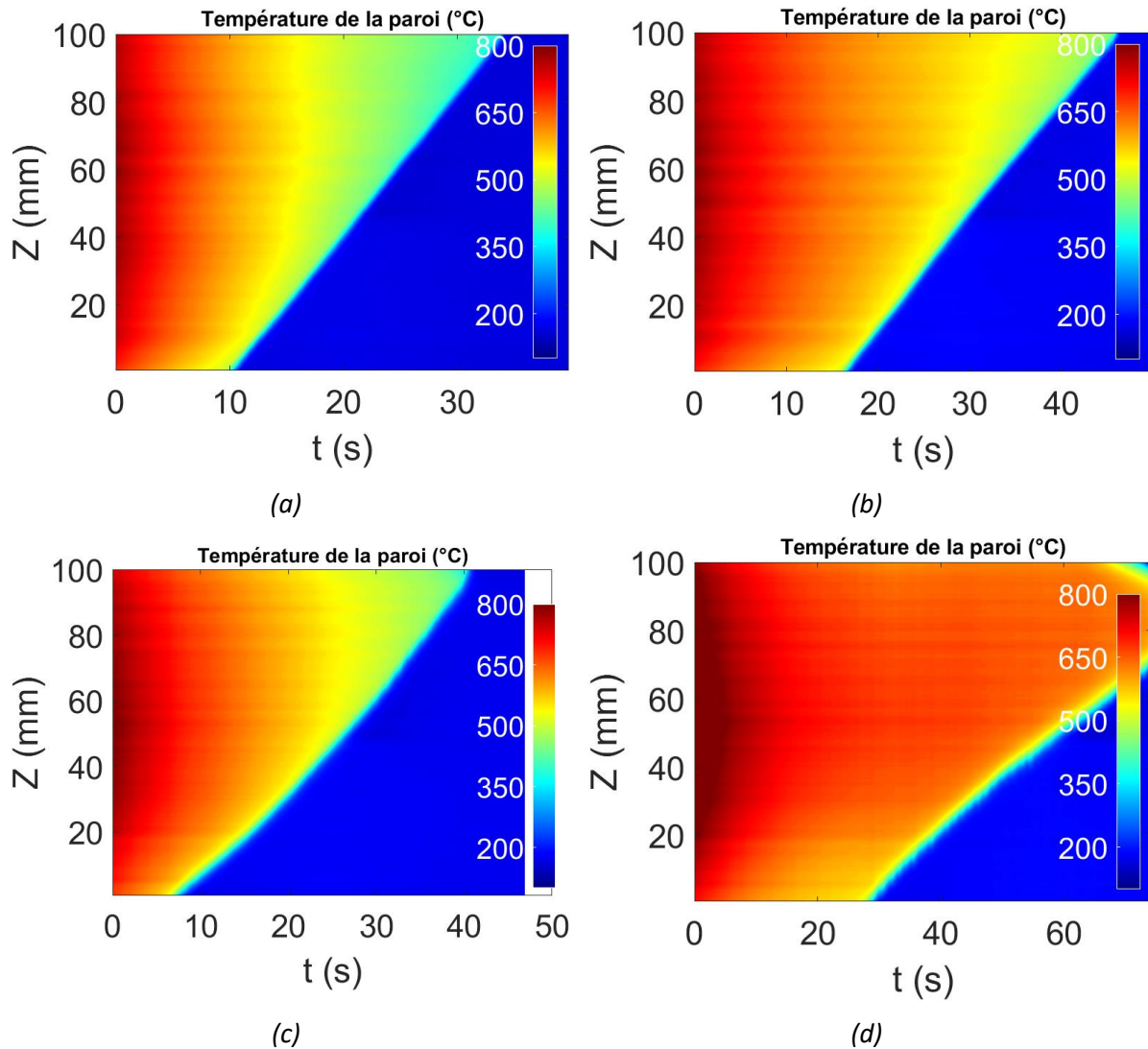


Figure 5.26. Cartogramme de température des expériences (a) C2-21, (b) C2-22, (c) C2-23 et (d) C2-24.

La variation de la température pour les expériences C2-13, C2-21, C2-22 concernant le tube avec un taux de bouchage de 61% est représentée dans la Figure 5.27. D'autre part, pour les expériences C2-14, C2-23 et C2-24 les variations de température sont représentées dans la Figure 5.28. Les figures montrent les phénomènes suivants :

- La paroi se mouille même avec des températures de paroi très élevées (>600°C),
- La température de remouillage est affectée par la puissance résiduelle,
- La puissance résiduelle élevée de l'expérience 24 pénalise le temps requis pour refroidir la paroi, comparé au temps d'autres expériences avec moins de puissance résiduelle,

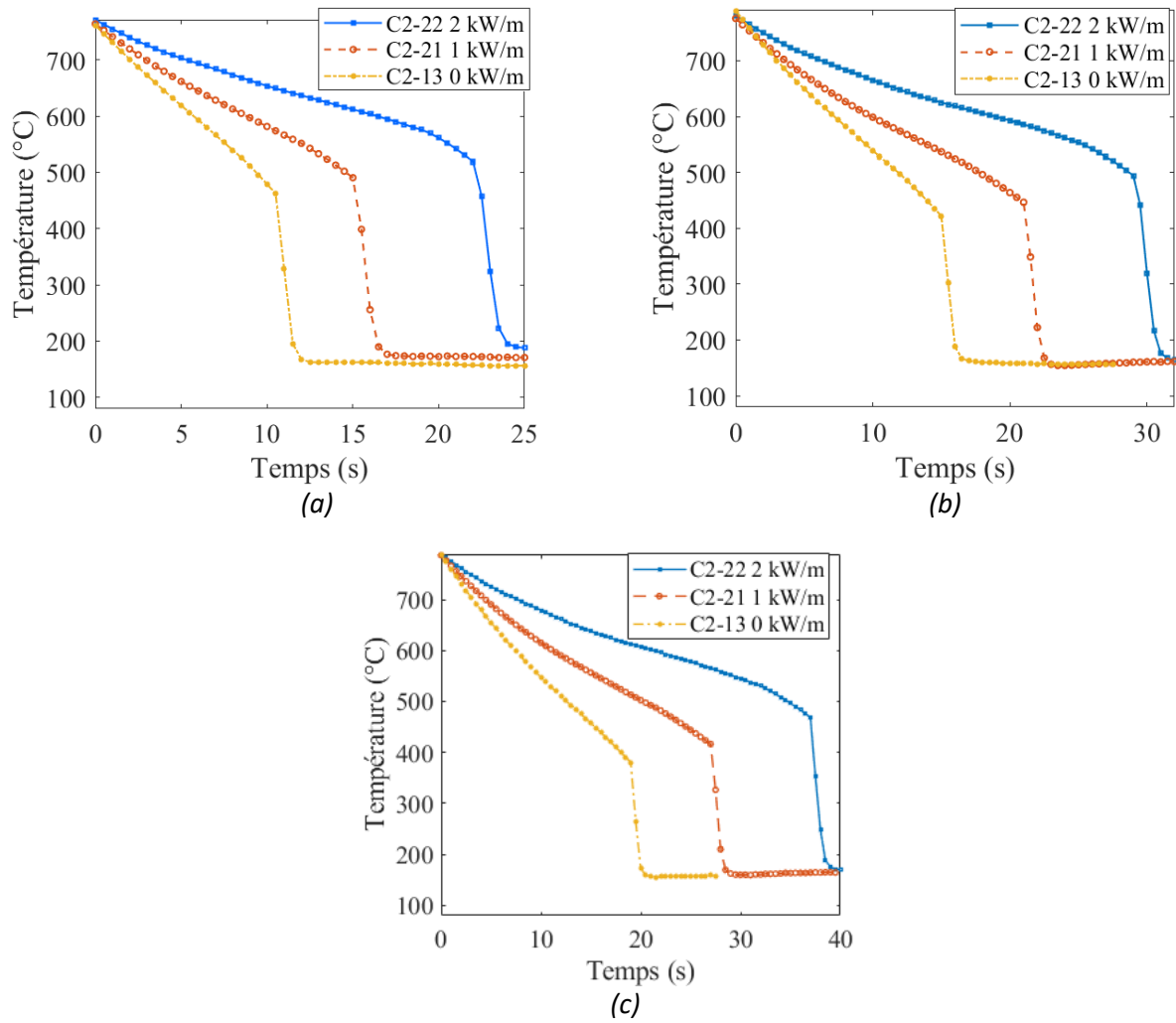


Figure 5.27. Variation de la température de la paroi des expériences C2-13, C2-21 et C2-22 pour différents points axiaux : (a) 25 mm, (b) 50 mm et (c) 75 mm.

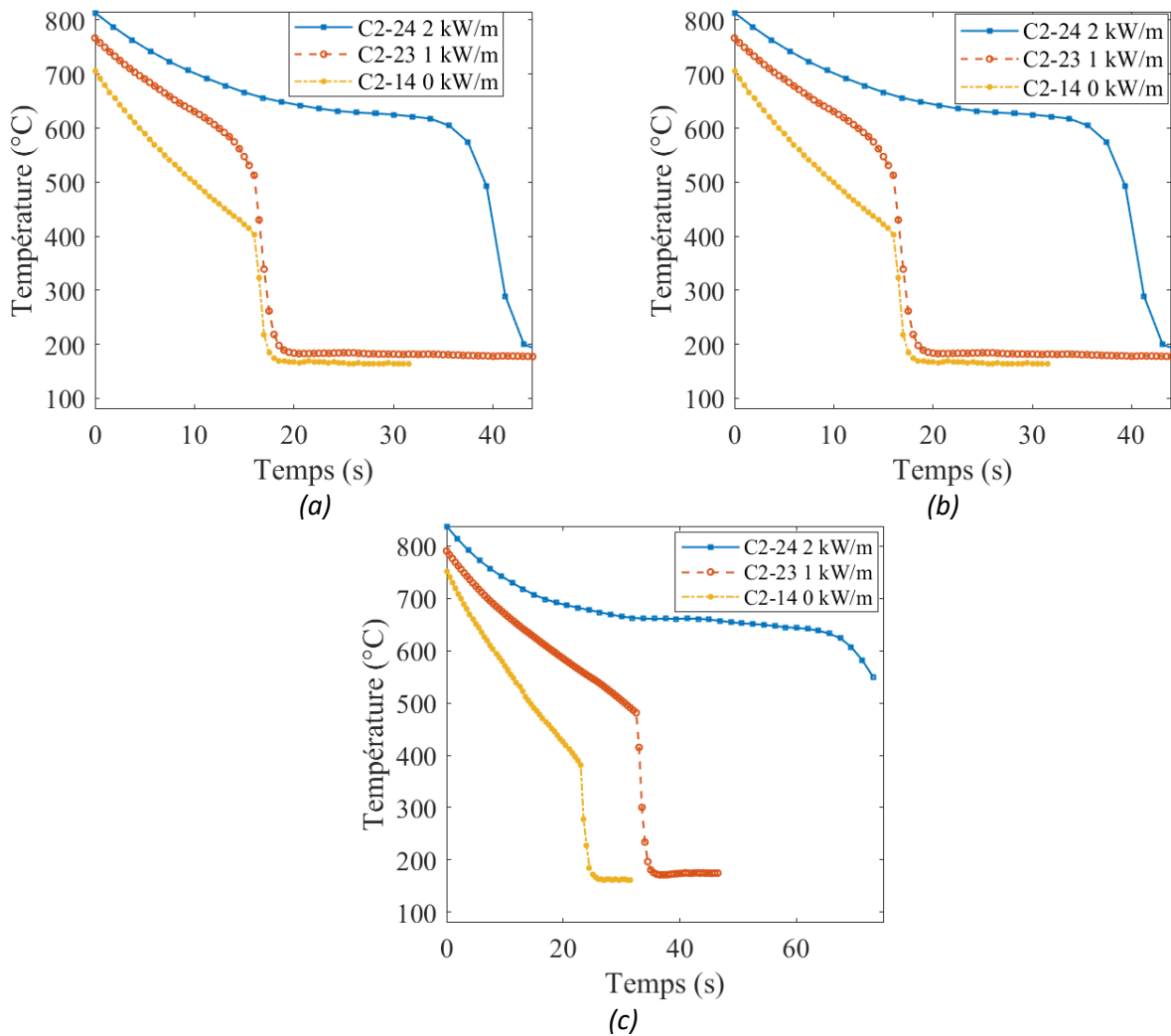


Figure 5.28. Variation de la température de la paroi des expériences C2-14, C2-23 et C2-24 pour différents points axiaux : (a) 25 mm, (b) 50 mm et (c) 75 mm.

La Figure 5.29 montre le flux moyen en fonction de la température de la paroi pour les expériences analysées. En régime d'ébullition en film il est constaté que :

- Concernant les expériences avec un taux de bouchage de 61%, le flux moyen est supérieur pour l'expérience C2-13 à celui pour les expériences C2-21 et C2-22. Cependant, la température de la vapeur dans l'expérience C2-13 était de 303 °C, soit environ 50 °C plus froide que pour les expériences C2-21 et C2-22. Par conséquent, les échanges par convection vapeur dans ces expériences sont certainement plus importants. Le flux de chaleur extrait par l'écoulement dans les expériences C2-21 et C2-22 est très similaire (sauf pour l'anomalie de l'expérience C2-22 à 720°C), en accord avec la conclusion sur l'indépendance du flux de chaleur extrait et le chauffage du tube exposé dans le paragraphe 5.5.
- Pour les expériences avec un taux de bouchage du 90% (C2-14, C2-23 et C2-24) le flux moyen est du même ordre de grandeur ; en tenant en compte de légères variations des paramètres thermo-hydraulique et de l'erreur expérimentale.

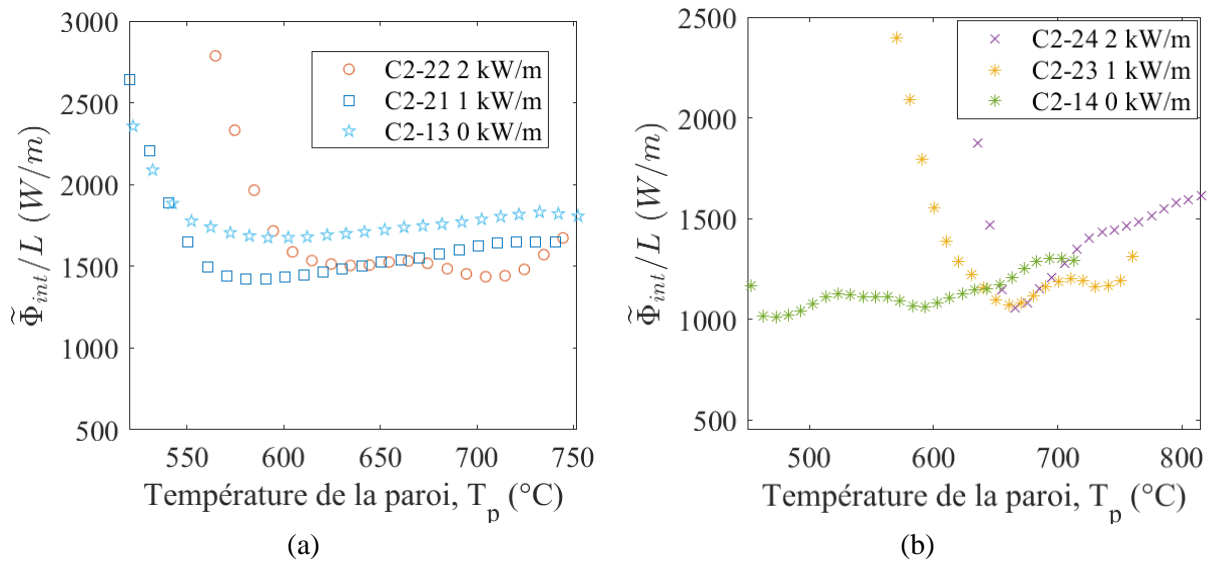


Figure 5.29. Flux moyen en fonction de la température de la paroi en régime d'ébullition en film des expériences (a) C2-13, C2-21 et C2-22 et (b) C2-14, C2-23 et C2-24.

5.11. Conclusions

Au total, 23 expériences ont été réalisées en faisant varier les principaux paramètres thermo-hydrauliques dans la boucle expérimentale COLIBRI 2. Concernant le flux moyen de chaleur extrait par l'écoulement en régime d'ébullition, l'analyse des différents essais nous mène aux conclusions qui sont listées ci-après. Une analyse plus poussée avec l'outil NECTAR sera présentée par la suite au chapitre 7 :

- Dans toutes les configurations étudiées le flux de chaleur augmente avec l'augmentation du débit des gouttes et du débit de vapeur ;
- Sans dévier la vapeur, le flux augmente avec le taux de bouchage. Cet effet avait été constaté par Juan David Peña Carrillo [21] mais cela ne correspond pas au cas réel ;
- La puissance résiduelle ne semble pas avoir un rôle important sur le flux extrait ;
- Les échanges entre les gouttes et la paroi compensent partiellement la diminution du flux extrait par l'écoulement de vapeur dans une section bouchée ;
- Dans les cas où la vapeur est déviée, plus le taux de bouchage est élevé, plus le flux extrait est faible.

Malheureusement, du fait des conditions de fonctionnement expérimental de COLIBRI 2, il n'a pas été possible de maintenir à l'identique les conditions des paramètres thermo-hydrauliques fixés pour cette étude. Cependant, une analyse plus précise sera effectuée en comparant les résultats expérimentaux avec les codes de simulation au chapitre 7.

6. Codes de simulation NECTAR et DRACCAR

Pour le présent travail de thèse, deux outils numériques différents ont été utilisés pour la simulation d'expériences réalisées sur la boucle COLIBRI. Ces codes sont le code NECTAR, développé au cours de la thèse précédente [21], dans le cadre d'un travail commun entre l'Université de Lorraine et l'IRSN et le code DRACCAR, développé par l'IRSN.

L'objectif est de comparer les résultats numériques avec les résultats expérimentaux du flux moyen afin de vérifier la capacité des codes à simuler les essais COLIBRI. Cette confrontation permettra également la validation des différents modèles pour le calcul des mécanismes de chaleur en régime d'ébullition en film. Le résultat de ces comparaisons seront discutés dans le chapitre suivant. Par la suite une description des codes est donnée.

6.1. Code NECTAR

Le code de simulation NECTAR (**N**ew **E**xperimental **C**ode for **T**hermal-hydraulic **A**nalysis in a **R**epresentative geometry) a été développé au cours de la thèse de Peña Carrillo [21] afin de valider les différents modèles de transfert de chaleur et de masse qui se produisent dans la boucle expérimentale COLIBRI pendant le régime d'ébullition en film. Par conséquent, le code a été conçu pour simuler la même géométrie et les mêmes conditions expérimentales que celles de la boucle COLIBRI. La description faite ici reprend dans les grandes lignes ce que l'on peut trouver dans [21] mais nous avons fait de nombreuses modifications qui seront également détaillées. Rappelons que le code s'appuie sur des corrélations et des modèles de la littérature et n'a pas vocation à remplacer un code de CFD car il a été développé pour analyser correctement les expériences réalisées avec COLIBRI.

6.1.1. Description du modèle

NECTAR est un code 1D axial basé sur une approche mécaniste pour l'estimation du flux de chaleur extrait de la paroi par l'écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées. De ce fait, le code estime de façon individuelle les différents mécanismes de transfert de chaleur et de masse entre la paroi, la vapeur et les gouttes représentés dans la Figure 6.1.

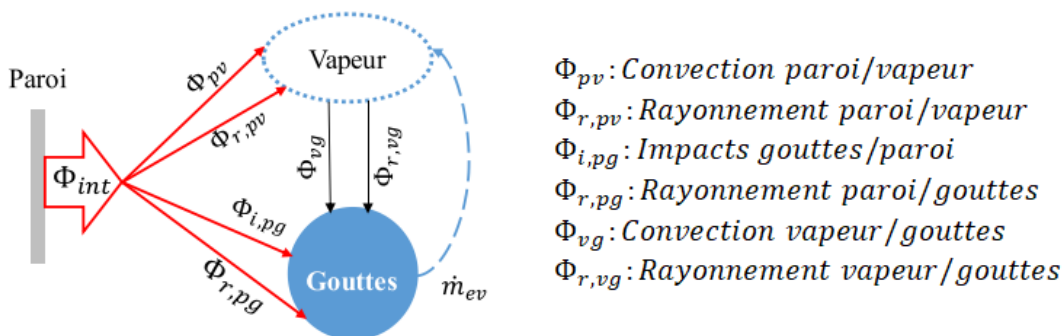


Figure 6.1. Mécanismes de transfert pris en compte dans le code NECTAR [21].

Bien que le code estime l'ensemble de mécanismes de transfert, car chacun de ces mécanismes affecte les paramètres thermo-hydrauliques du refroidissement, le but principal du code est l'estimation du flux extrait de la paroi (Φ_{int}). Le flux de chaleur dissipé à la paroi (Φ_{int}) est la somme de différentes contributions des transferts entre la paroi et les gouttes et entre la paroi et la vapeur.

$$\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} \quad (6.1)$$

Le code est également basé sur les hypothèses suivantes, plus ou moins fortes :

- Les gouttes sont à saturation et elles sont sphériques. Vrai pour les plus petites gouttes, sans doute discutable pour les plus grosses gouttes
- Les gouttes suivent une distribution de type log-normale à l'entrée du domaine de simulation. On suppose que cette distribution est conservée radialement, cela peut être discutable dans certains cas. Mais la variation en distribution est cependant faible (cette hypothèse a été vérifiée par [21])
- Dans le domaine de simulation les pertes de charges sont négligeables (la variation en diamètre dans les zones convergente et divergente se fait avec un angle de diffusion faible et la zone régulière ne génère pas une perte de charge très importante même pour le plus faible diamètre).
- Modèle 1D axial à deux fluides (vapeur et gouttes) avec un non-équilibre thermique et dynamique entre les phases de l'eau

Pour déterminer les variables thermo-hydraulique, le code résout les équations de conservation suivantes pour chacune des phases :

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

Ces différentes équations sont explicitées dans les paragraphes suivants. Le code NECTAR tient compte de la polydispersion des gouttes. En effet, NECTAR effectue une discrétisation en taille de la distribution pour les calculs, cette procédure sera décrite dans le paragraphe 6.1.3. En outre, NECTAR prend également en compte la fragmentation éventuelle des gouttelettes, le modèle utilisé est décrit dans le paragraphe 6.1.4. Par ailleurs, ces équations font intervenir les différents mécanismes présentés en figure 6.1, mécanismes qu'il faut expliciter en fonctions des inconnues des équations de conservation (i.e. vitesses et températures des deux phases, tailles des gouttes). Le chapitre 2 du présent manuscrit expose les différents modèles existants dans la littérature pour exprimer ces mécanismes. Le paragraphe 6.1.5 résume les différents modèles préconisés pour NECTAR, des études de sensibilités ayant été réalisées pour déterminer les plus adéquats. Les résultats de plusieurs de ces études sont présentés en chapitre 7. Enfin, le paragraphe 6.1.6 décrit la méthode de résolution retenue.

6.1.2. Equations de conservation

Conservation de la masse

Toute l'énergie reçue par une goutte depuis la paroi et la vapeur est destinée à son évaporation, car les gouttes sont supposées à saturation. Ce phénomène génère donc un transfert de masse entre les gouttes et la paroi qui est défini comme :

$$\frac{dm_v}{dt} = \frac{dm_{eva}}{dt} \quad (6.2)$$

Conservation de la quantité de mouvement des gouttes

Les gouttes et la vapeur ne sont pas en équilibre dynamique. Ainsi la différence de vitesse entre les phases génère une force qui affecte la vitesse des gouttes. La turbulence, la force de portance latérale et la force de poussée sont négligées dans le code même si elles existent mais le flux de gouttes à la paroi sera calculé avec un autre modèle. De cette manière, seules les forces de traînée axiale et de pesanteur ont été prises en compte. Le bilan de quantité de mouvement de gouttes est finalement décrit simplement comme :

$$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{C_d}{1+B} \rho_v (u_g - u_v) |u_g - u_v| + (\rho_v - \rho_g)g \quad (6.3)$$

Avec B le nombre de transfert de masse, défini dans l'équation 2.21. Cd est le coefficient de traînée pour une goutte isolée.

Pour son estimation, le code NECTAR utilise la corrélation de Morsi et Alexander [131]:

$$C_d = \frac{A_2}{Re_g} + \frac{A_3}{Re_g^2} + A_1 \quad (6.4)$$

Où A₁, A₂ et A₃ sont des coefficients qui dépendent de la valeur du Reynolds de goutte. Ils sont résumés dans le Tableau 6.1.

Tableau 6.1. Coefficients de l'équation de traînée de Morsi et Alexander [131].

Plage	A ₁	A ₂	A ₃
Re _g <0.1	0	24	0
0.1< Re _g <1	3.69	22.73	0.0903
1< Re _g <10	1.222	29.1667	-3.8889
10< Re _g <100	0.6167	46.5	-116.67
100< Re _g <1000	0.3644	98.33	2778

Conservation de l'énergie

La température de la vapeur évolue grâce aux échanges thermiques avec les gouttes et la paroi. De manière générale, la vapeur reçoit de la chaleur de la paroi et transfère de la chaleur aux gouttes, par des mécanismes de transferts convectif et radiatif paroi/vapeur et vapeur/gouttes respectivement. Le bilan utilisé pour l'estimation du changement de température de la vapeur à partir des échanges thermiques est :

$$\left(\dot{m}_v(z) + \frac{dm_{eva}}{dt}(z) \right) C p_v \frac{dT_v}{dt} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} - \Phi_{vg} - \Phi_{r,vg} \quad (6.5)$$

Similairement, comme mentionné avant, toute l'énergie reçue par les gouttes contribue à son évaporation. Les gouttes reçoivent de l'énergie grâce aux échanges radiatifs avec la paroi et la vapeur, à l'échange convectif avec la vapeur et aux impacts avec la paroi. Le bilan permettant d'estimer le flux massique transférée par les gouttes à la vapeur est le suivant :

$$h_{fg} \frac{dm_{eva}}{dt} = \Phi_{r,p,g} + \Phi_{r,v,g} + \Phi_{v,g} + \Phi_{i,p,g} \quad (6.6)$$

Pour la résolution de ces équations différentielles, le code utilise la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK-4).

6.1.3. Caractérisation de l'écoulement polydisperse

NECTAR calcule l'évolution de la distribution polydisperse des gouttes. Pour ce faire, il considère plusieurs tailles de gouttes qui ont leur propre diamètre et leur propre vitesse.

Comme observé dans les résultats expérimentaux, La distribution en taille des gouttes d'expériences avec COLIBRI suit une distribution de type log-normale, telle que constatée dans le chapitre précédent.

L'équation qui définit la densité de probabilité de ce type de distribution est donnée par l'expression :

$$P(d_g, \mu, \sigma) = \frac{1}{d_g \sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln d_g - \mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.7)$$

Où μ et σ sont l'espérance et l'écart type de la fonction. Ces paramètres sont estimés pour chaque simulation à partir des données expérimentales de la PDA. Un exemple est donné dans la Figure 6.2 où les données de l'expérience C2-8 sont comparées à la distribution en taille définie avec l'équation 6.7 à partir de l'estimation de paramètres d'espérance et d'écart type (dans ce cas précis, $\mu = -8.5$ et $\sigma = 0.49$).

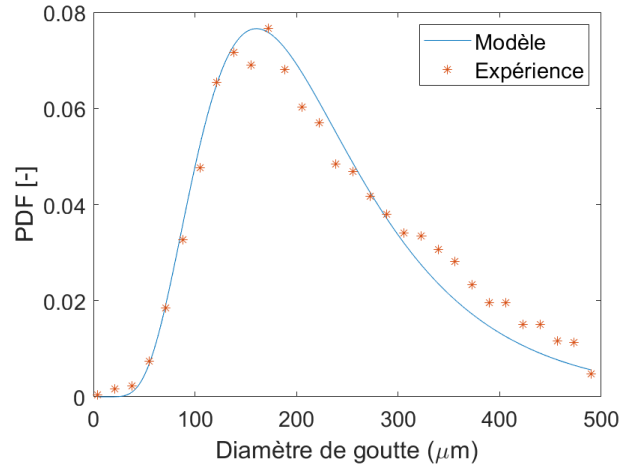


Figure 6.2. Comparaison entre la distribution en taille des gouttes et le modèle estimé de distribution de l'expérience C2-8.

La distribution en taille des gouttes est discrétisée en n classes de taille i (avec une taille fixe Δd_g). Dans le code, il est supposé que le comportement du diamètre moyen défini pour chaque classe représente le comportement de toutes les gouttes à l'intérieur de chaque échantillon. Dans NECTAR, le diamètre de Sauter d_{32} est utilisé pour définir le diamètre moyen pour chaque discrétisation. Ce diamètre de Sauter est défini comme étant le diamètre d'une sphère ayant le même ratio volume/surface que les gouttes qu'elle doit représenter (équation 6.8). Ce diamètre est couramment utilisé pour les calculs de transfert de chaleur pour les écoulements dispersés.

$$d_{32,i} = \frac{\int_{d_i}^{d_{i+1}} P(d_g, \mu, \sigma) d_g^3 dd_g}{\int_{d_i}^{d_{i+1}} P(d_g, \mu, \sigma) d_g^2 dd_g} \quad (6.8)$$

La Figure 6.3 illustre une distribution de probabilité de taille discrétisée avec 10 classes de taille.

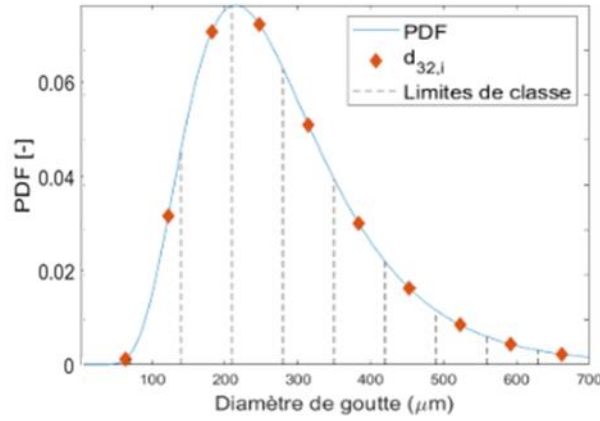


Figure 6.3. Discretisation de la distribution pour 10 classes de taille.

6.1.4. Calcul du transfert de chaleur

Après avoir discrétisé la distribution en taille, les échanges entre les gouttes avec la paroi et la vapeur sont estimés comme :

$$\Phi_{r,pg} = S \sum_{n=1}^{N_{classe}} F_{pv,n} \sigma_{SB} (T_p^4 - T_{sat}^4) \quad (6.9)$$

$$\Phi_{i,pg} = S \sum_{n=1}^{N_{classe}} \frac{6E_{1D,n} \dot{m}_{d,n}}{D_{g,n}^3 \pi \rho_g} \quad (6.10)$$

$$\Phi_{r,vg} = a_i V_{int} \sum_{n=1}^{N_{classe}} F_{vg,n} \sigma_{SB} (T_v^4 - T_{sat}^4) \quad (6.11)$$

$$\Phi_{vg} = a_i V_{int} \eta \sum_{n=1}^{N_{classe}} h_{vg,n} (T_v - T_{sat}) \quad (6.12)$$

Où a_i et V_{int} sont respectivement l'aire volumique des gouttes et le volume interne de la maille. D'ailleurs, η correspond au facteur de réduction du transfert convectif selon la corrélation de Castanet et al. [70]:

$$\eta = \tanh \left(0.36 \left(\frac{\pi}{6\alpha_g} \right)^{1/3} - 0.82 \right) \text{ si } \left(\frac{\pi}{6\alpha_g} \right)^{1/3} < 10 \quad (6.13)$$

Finalement, les flux de chaleur entre la paroi et la vapeur sont calculés à partir des équations suivantes :

$$\Phi_{r,pv} = S F_{pv} \sigma_{SB} (T_p^4 - T_v^4) \quad (6.14)$$

$$\Phi_{pv} = f_{2\Phi} S h_{pv} (T_p - T_v) \quad (6.15)$$

Avec S , $f_{2\Phi}$, F_{pv} et h_{pv} comme la surface interne de la paroi, le facteur d'augmentation de la convection par la phase disperse (décrit dans le chapitre 2), le facteur de forme (qui dépend du modèle

de rayonnement) et le coefficient d'échange convectif (estimé à partir du nombre de Nusselt, selon la corrélation utilisée). Pour le calcul du flux entre la paroi et les gouttes et entre la vapeur et les gouttes le code prend en compte la distribution polydispense des gouttes.

Pendant le travail de thèse précédent [21], les modèles semi-empiriques utilisés dans NECTAR pour l'estimation du transfert de chaque mécanisme sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 6.2. Corrélations utilisées dans NECTAR pour la première campagne expérimentale de COLIBRI.

Mécanisme		Corrélation
Convection paroi/vapeur	Gnielinski [50]	$\frac{h_{vp}D_h}{k_v} = Nu = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)}$
Convection vapeur/gouttes	Ranz et Marshall avec la modification de Yuen et Chen [64], [65]	$\frac{h_{vg}d_g}{k_{film}} = Nu = \frac{2 + 0.6Re^{0.5}Pr^{0.33}}{1 + B}$
Rayonnement entre la paroi et le phases d'eau	Sun et al. [107]	Circuit de résistance thermique (Y-Δ) décrit dans le chapitre 2
Impacts gouttes/paroi	Gradeck et al. [82] et Hewitt et Govan [96]	$E_{1D} = h_{pv,exp}(T_p - T_v)\pi \int_0^{t_R} R_s^2(t)dt$ $\dot{m}_d = \begin{cases} C \cdot 0.18 \left(\frac{\rho_v D_h}{\sigma}\right)^{-1} \frac{C}{\rho_v} & \frac{C}{\rho_v} \leq 0.3 \\ \frac{C \cdot 0.083}{\left(\frac{C}{\rho_v}\right)^{0.65} \left(\frac{\rho_v D_h}{\sigma}\right)} \frac{C}{\rho_v} & \frac{C}{\rho_v} > 0.3 \end{cases}$

Dans le code NECTAR, le nombre de Nusselt est évalué pour chaque élément axial, par conséquent, il est préférable d'utiliser un nombre de Nusselt local dans le calcul. Dans NECTAR, le Nusselt local est estimé comme :

$$Nu_x = \frac{\partial Nu_L x}{\partial x} \quad (6.16)$$

Également, les caractéristiques thermiques de la vapeur sont évaluées avec la température moyenne de la vapeur pour la maille évaluée.

Les simulations réalisées avec NECTAR des premiers résultats de la boucle COLIBRI [21] a permis d'identifier que les mécanismes prédominant dans le flux extrait par l'écoulement étaient la convection paroi vapeur comme le mécanisme prédominant, suivi des impacts des gouttes vers la paroi. **Pour la présente campagne expérimentale**, une évaluation des corrélations empiriques avec les résultats expérimentaux a été faite. Il a été décidé également de faire varier seulement les corrélations pour l'évaluation du calcul de la convection paroi/vapeur et les impacts des gouttes, car la contribution des autres mécanismes reste minoritaire quelles que soient les conditions expérimentales. De même, il a été vérifié que l'écoulement de vapeur et de gouttes mis en jeu ici remplisse les conditions pour être considéré comme optiquement mince et la corrélation de Sun et al. [107] soit toujours valide. Les

résultats des simulations seront détaillés et donnés dans le chapitre suivant. Ceci a été fait afin de valider les modèles semi-empiriques utilisés pour le calcul du transfert de chaleur dans la gamme étendue actuelle des paramètres thermo-hydrauliques de COLIBRI II.

6.1.5. Fragmentation des gouttes

Dans la présente thèse, un modèle de fragmentation de gouttes a été ajouté dans le code NECTAR, en raison de la vitesse que peut atteindre la vapeur dans les expériences COLIBRI avec les tubes déformés. Ce modèle permet de se rapprocher davantage des conditions réelles de distribution en taille de COLIBRI.

Si la différence de vitesse entre la vapeur et les gouttes est suffisamment élevée, les gouttes vont se déformer et se fragmenter en créant des plus petites. Ce phénomène est caractérisé à l'aide du nombre de Weber des gouttes ($We = \rho_v(u_v - u_g)^2 d_g / \sigma$). En particulier, le nombre de Weber critique pour que la fragmentation se produise est de l'ordre de 12, confirmé par différentes études expérimentales de 11 ± 2 [132].

Quand les gouttes sont injectées dans la section d'essai, elles vont se fragmenter, aidées par l'écoulement de vapeur. Le diamètre de la section d'essai du COLIBRI avant la première fenêtre optique est constant, de sorte que la vitesse de vapeur varie peu dans cette partie. Par conséquent, la distribution en taille mesurée dans la première fenêtre optique de COLIBRI prend en compte la fragmentation des gouttes qui a donc eu lieu en amont. Pour le tube intact et pour les expériences avec déviation de vapeur, le nombre de Weber dans le tube d'essai varie peu, car la vitesse de gouttes et celle de vapeur changent peu. En revanche, pour les expériences avec diminution du diamètre et maintien du même débit massique de vapeur, le nombre de Weber peut dépasser le seuil critique de 12.

L'augmentation du nombre de Weber a lieu dans la section convergente du tube (diminution de l'aire de passage du fluide). Pour l'expérience C2-6, avec un débit de vapeur de 4kg/h, la vitesse de la vapeur passe d'environ 27 m/s (dans la section sans déformation) à plus de 270 m/s (dans la section bouchée). Cela signifie que le nombre de Weber pour une goutte de 270 μm de diamètre (diamètre moyen de l'expérience) à une vitesse de 11.6 m/s (vitesse moyenne de l'expérience) passe d'un nombre de Weber de 0,4 à 116 (en considérant une variation brutale de la vitesse de vapeur). Toutefois, il faut noter que l'augmentation de vitesse de vapeur est progressive. De sorte que, le nombre de Weber va similairement augmenter de manière progressive. Par conséquent, les gouttes vont se fragmenter avant.

Il y a différents régimes de fragmentation des gouttes dépendant du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge ($Oh = \mu_g / (\rho_g d_g \sigma)^{1/2}$). En raison du faible nombre d'Ohnesorge (valeur inférieure à 10^{-2} dans les expériences COLIBRI) le régime de fragmentation dépend exclusivement du nombre de Weber. Dans COLIBRI, le régime de fragmentation que subissent les gouttes est le régime de « bag breakup », obtenu pour un nombre de Weber entre 11 et 35. En effet, le temps requis pour qu'une grosse goutte ($d_g = 500 \mu\text{m}$) à une vitesse de 8 m/s (selon les données expérimentales de l'expérience C2-6) se fragmente dans le régime de « bag breakup » est de 0.8 ms ($t = 3.5 d_g (\rho_g / \rho_v)^{0.5} / (u_v - u_g)$) [133], [134]), étant inférieur au temps requis pour que cette goutte passe d'un Weber de 12 à 35 (1ms), selon la géométrie du tube. Une fois que la goutte est fragmentée, le nombre de Weber des gouttes filles va diminuer à nouveau, car son diamètre sera inférieur au diamètre de la goutte mère.

Chou et Faeth [133] ont divisé le processus de rupture du sac en quatre étapes (Figure 6.4):

1. Déformation : au cours de laquelle la goutte évolue de sa forme sphérique initiale en un sphéroïde aplati,

2. Croissance du sac : au cours de laquelle le centre de la goutte se devient un sac creux attaché à un anneau toroïdal,
3. Rupture du sac : le sac de la goutte mère éclate en formant un grand nombre de petites gouttes,
4. Rupture de l'anneau : l'anneau toroïdal se rompt créant un petit nombre de grosses gouttes filles.

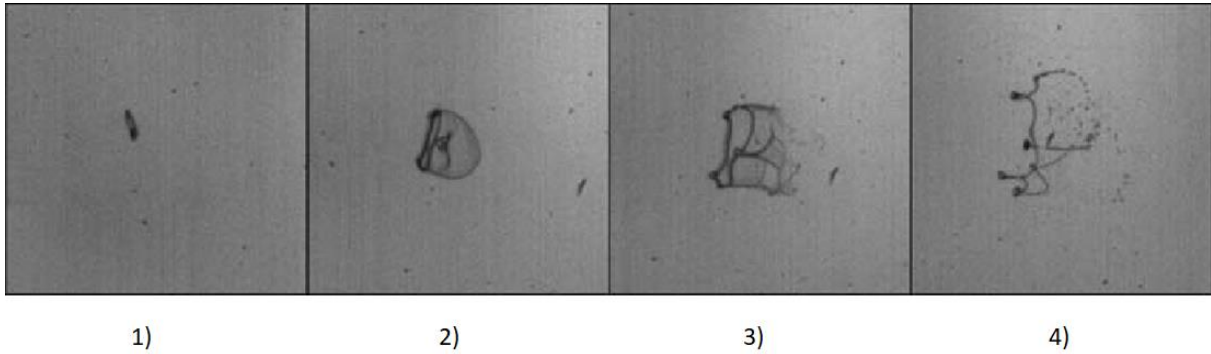


Figure 6.4. Etapes de la fragmentation d'une goutte en régime de rupture en sac [134].

D'autre part Chou et Faeth [133] ont trouvé que 56% du volume initial de la goutte donne des gouttes ayant des diamètres moyens d'environ 30% du diamètre initial de la goutte mère. Également, les 44% du volume restant sert à former des gouttes filles ayant un diamètre d'environ 4% du diamètre initial de la goutte mère.

Dans NECTAR, ce modèle de Chou et Faeth [133] a été intégré. En conséquence, le code est capable de reconstruire une nouvelle distribution des gouttes lorsque la valeur du nombre de Weber est supérieure à 12. Pour faire cela, le code calcule le nombre de Weber pour chaque diamètre de Sauter dans chaque maille et dans chaque classe de taille ; si le nombre de Weber est supérieur à 12 il va identifier le diamètre à partir duquel se produit le phénomène de fragmentation (nouveau diamètre maximal de la distribution). Finalement, à partir de la fragmentation des gouttes des classes de taille ayant un diamètre supérieur au diamètre maximal, le code calcule la nouvelle distribution des gouttes.

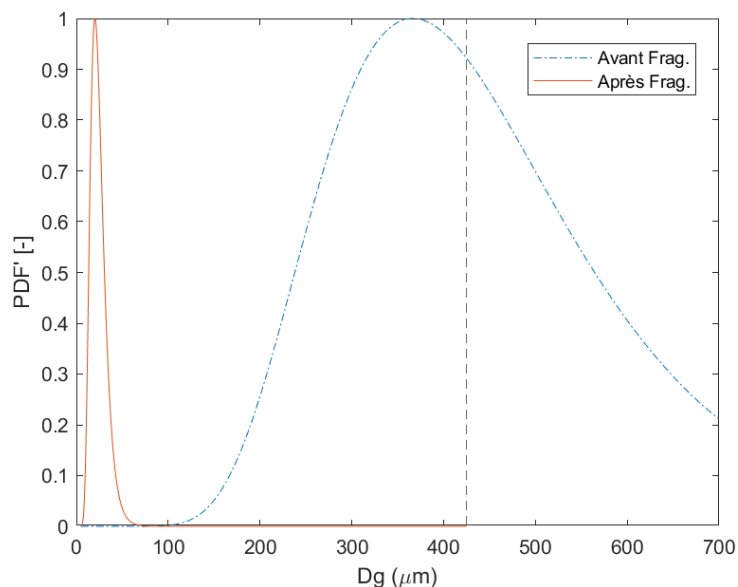


Figure 6.5. Exemple d'une distribution normalisée des gouttes avant et après fragmentation.

La Figure 6.5 montre la distribution normalisée des gouttes avant et après fragmentation (diamètre maximal de fragmentation d'environ $420 \mu\text{m}$). La nouvelle distribution des gouttes est très décalée vers la gauche, grâce au grand nombre des petites gouttes (une seule goutte de $600\mu\text{m}$ peut créer plus de 13 000 gouttes filles).

6.1.6. Algorithme de résolution

Le domaine de simulation du code comporte toute la longueur du tube d'essai entre les deux fenêtres optiques de COLIBRI. Cette longueur change selon le tube utilisé, de manière que le code NECTAR est capable de simuler différentes longueurs du tube. Additionnellement, les sections convergente et divergente sont discrétisées par des disques de différents diamètres, comme représentés dans la Figure 6.6. Cela introduit un biais dans le volume mais vu que l'angle de diffusion est très faible (6°), ce biais est acceptable. La structure du maillage de NECTAR est également représentée dans la figure, où le domaine est discrétisé par N mailles fluides de taille dz .

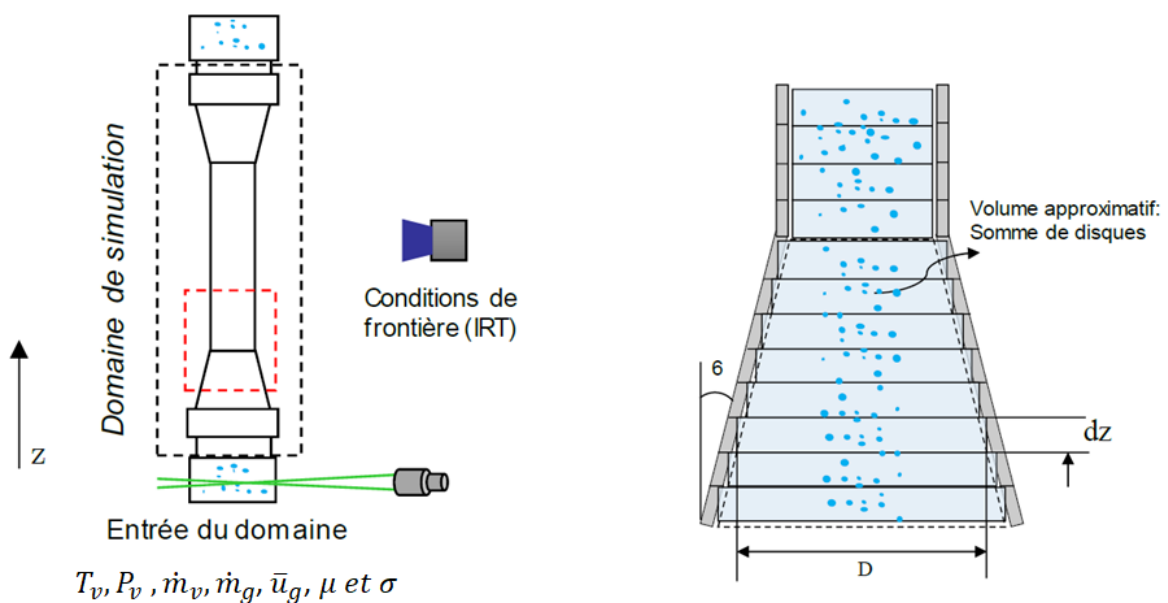


Figure 6.6. Discretisation de la géométrie du tube d'essai de COLIBRI [21].

Pour la comparaison des simulations avec les résultats expérimentaux, le code permet d'utiliser la variation spatiotemporelle de la température mesurée avec la caméra IR. Ainsi, les valeurs des paramètres thermo-hydrauliques mesurés expérimentalement sont les données d'entrée du code.

Finalement, l'algorithme utilisé par le code NECTAR afin d'obtenir le flux extrait par l'écoulement interne est schématisée dans la Figure 6.7.

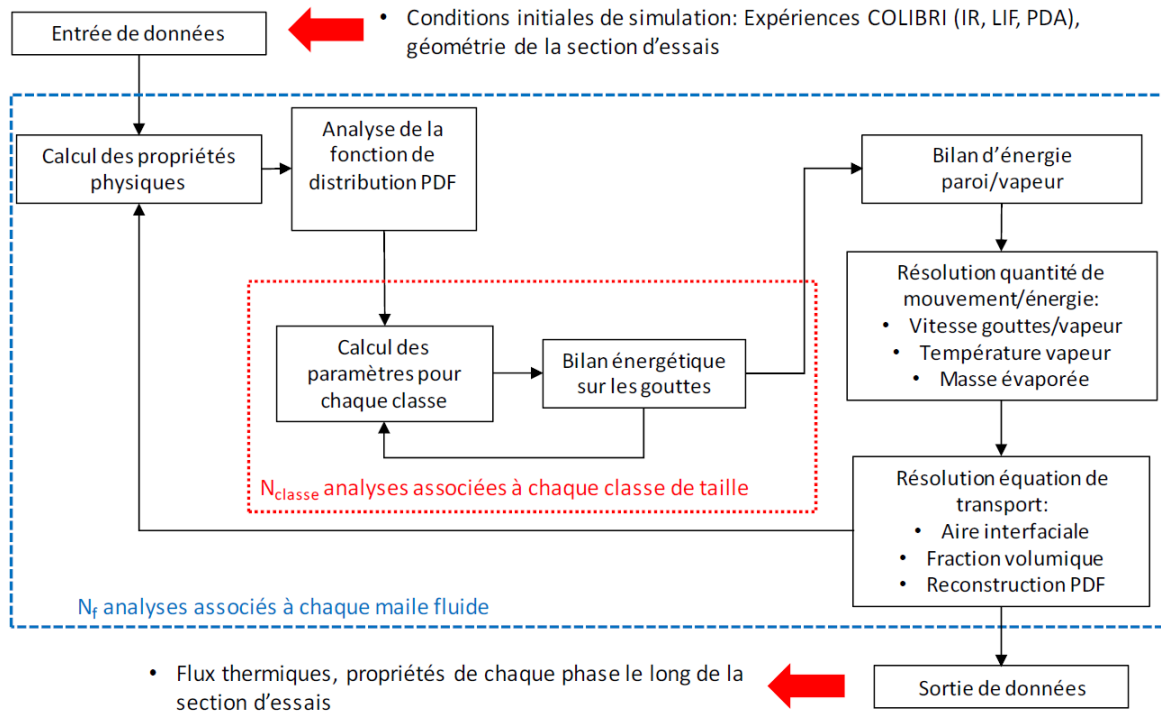


Figure 6.7. Schéma de l'algorithme de résolution du code NECTAR [21].

Le calcul suit la procédure suivante :

- Calcul des propriétés de la vapeur et des gouttes selon les données de l'IAPWS (International Association for the Properties of Water and Steam). Pour la première maille axiale, ces propriétés sont estimées à l'aide des valeurs des paramètres d'entrée du code (température et pression).
- Discrétisation de la distribution en taille en classes de taille. Pour la première maille axiale, la distribution est construite à partir des valeurs d'écart type et d'espérance introduits dans les valeurs d'entrée du code.
- Calcul des transferts où les gouttes interviennent, ce calcul est fait pour chaque classe de taille (pontillés rouges sur la Figure 6.7).
- Résolution des équations de bilan d'énergie pour la vapeur afin d'estimer les variations du débit de température.
- Résolution des équations de bilan de quantité de mouvement, d'énergie et résolution d'équations de transport pour obtenir les conditions initiales de la maille suivante $j+1$.
- Résolution des pas 2 à 5 pour la maille axiale suivante $j+1$ avec les nouvelles propriétés calculées. Ce processus est réalisé N_f fois, avec N_f le nombre de mailles axiales fluides (pontillés bleus sur la Figure 6.7).
- Calcul du pas suivant du temps $i+1$, suivant les pas 1 à 6 décrits précédemment. Ce processus est réalisé N_t fois, avec N_t le nombre de pas de temps à analyser. Également, pour chaque pas de temps, de nouvelles conditions limites sont utilisées (température de paroi et paramètres de la vapeur et des gouttes selon les données expérimentales).

Il faut noter que NECTAR ne fait pas un calcul du transitoire de la température, mais il calcul les flux avec la température de paroi mesurée au cours des essais pour chaque pas de temps.

6.1.7. Sensibilité au maillage

Pour la présente étude, il a été décidé de fixer à 40 le nombre de mailles axiales pour comparer les résultats obtenus avec le banc COLIBRI avec ceux du code NECTAR. Comme on peut le constater sur la Figure 6.8, cette décision n'affecte pas les résultats de NECTAR puisqu'aucune sensibilité n'est à noter en augmentant le nombre de mailles.

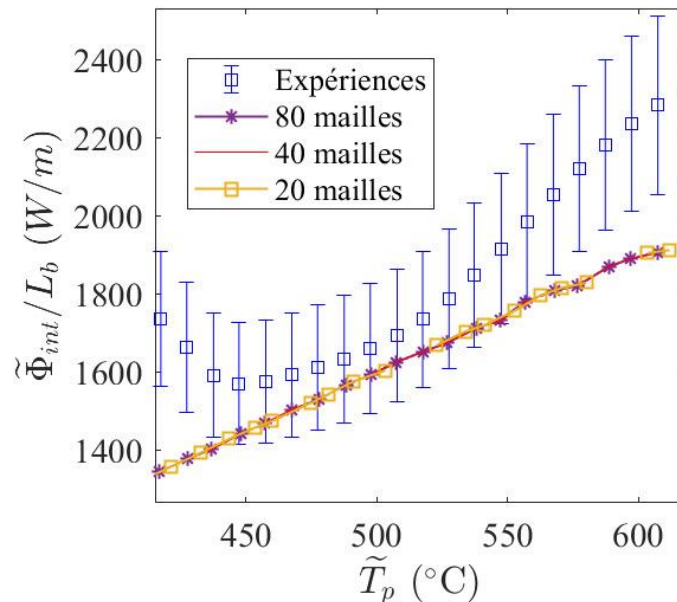


Figure 6.8. Sensibilité au maillage du code NECTAR.

6.2. Code DRACCAR

Le code DRACCAR (*Déformation et Renoyage d'un Assemblage de Crayons Combustibles pendant un Accident de Refroidissement*) est un code de calcul développé par l'IRSN pour soutenir l'analyse de sûreté des réacteurs à eau pressurisée. Le code permet de simuler les différents types d'accidents de perte de refroidissement, à savoir ceux touchant le cœur du réacteur (APRP) et ceux conduisant au dénoyage de piscine d'entreposage du combustible. Comme expliqué au chapitre 1, lors d'un APRP, les crayons combustibles peuvent être soumis à de nombreux phénomènes thermiques, mécaniques, chimiques qui peuvent avoir un impact sur le comportement thermo-hydraulique du fluide refroidissant ces crayons. DRACCAR permet de décrire de manière réaliste le comportement thermomécanique 3D d'un ensemble de crayons combustible lors d'un APRP afin d'évaluer le taux de bouchage dû aux crayons déformés et l'impact sur leur refroidissement, en tenant compte des interactions mécaniques et thermiques entre crayons. Le code DRACCAR simule donc les évolutions de la géométrie des crayons au cours du transitoire de l'accident, ainsi que leur refroidissement dans les différentes configurations de blocage des sous-canaux qui en résultent. Pour ce faire, les phénomènes physiques modélisés sont :

- La conduction thermique 3D dans les crayons combustibles ;
- Les échanges thermiques entre les crayons et le fluide réfrigérant ;
- La déformation par fluage des gaines et leurs éventuelles ruptures ;
- La relocalisation du combustible dans les zones déformées des crayons ;
- L'oxydation et l'hydruration des gaines par la vapeur d'eau ;
- L'interaction mécanique des crayons déformés entre eux (contact) ;
- La rétroaction liée à la déformation des crayons sur les sections de passage du fluide.

Pour simuler l'ensemble de ces phénomènes, DRACCAR couple deux codes, le premier décrivant le comportement thermomécanique des assemblages combustibles (appelé ICARE3D) et le second la thermo-hydraulique dans ces assemblages. Deux codes thermo-hydrauliques différents peuvent être utilisés pour le couplage avec le code ICARE3D, CESAR un code développé par l'IRSN et CATHARE 3 le code système de référence français en thermo-hydraulique, code utilisé pour les études de sûreté. Ce dernier est développé par le CEA et financé par les principaux organismes de la filière nucléaire française (Framatome, EDF, CEA et IRSN). Le couplage entre le code de paroi et le code thermo-hydraulique est totalement implicite et utilise une méthode avancée permettant d'avoir deux pas de temps, un relativement grand pour la résolution des parois (dont le nombre de maille peut-être très grand suivant le domaine modélisé : la modélisation d'un huitième d'assemblage de cœur nécessite environ 100000 mailles) et un second plus petit pour la résolution du fluide. Cela permet en particulier de garantir des temps de calcul raisonnables. Les points de rencontre entre les deux codes pendant lesquels les échanges d'information se font sont gérés par une API⁴ de couplage. Pour la simulation des essais COLIBRI, les modèles thermomécaniques et thermochimiques du code ne sont pas activés puisque la géométrie COLIBRI est fixée et qu'il n'y pas de phénomène d'oxydation se produisant dans le tube (le tube étant en inconel). D'un point de vue thermo-hydraulique, DRACCAR utilise le code CESAR pour les simulations.

6.2.1. Modélisation des tubes d'essai COLIBRI

DRACCAR peut simuler les phénomènes thermo-hydrauliques 3D à l'intérieur d'un assemblage combustible. L'échelle de modélisation la plus fine d'un point de vue thermo-hydraulique est le sous-canal, ce qui signifie qu'il n'y a pas de profil de vitesse radial à l'intérieur d'un sous-canal. Ainsi pour COLIBRI, un maillage 1D est utilisé par DRACCAR. Ce maillage est composé 33 mailles axiales (Figure 6.9). La paroi du tube est simulée avec DRACCAR afin d'estimer l'évolution de sa température. La discrétisation retenue pour cette paroi est composée de 5 mailles dans l'épaisseur, 1 maille en azimuth et 33 mailles en axiales.

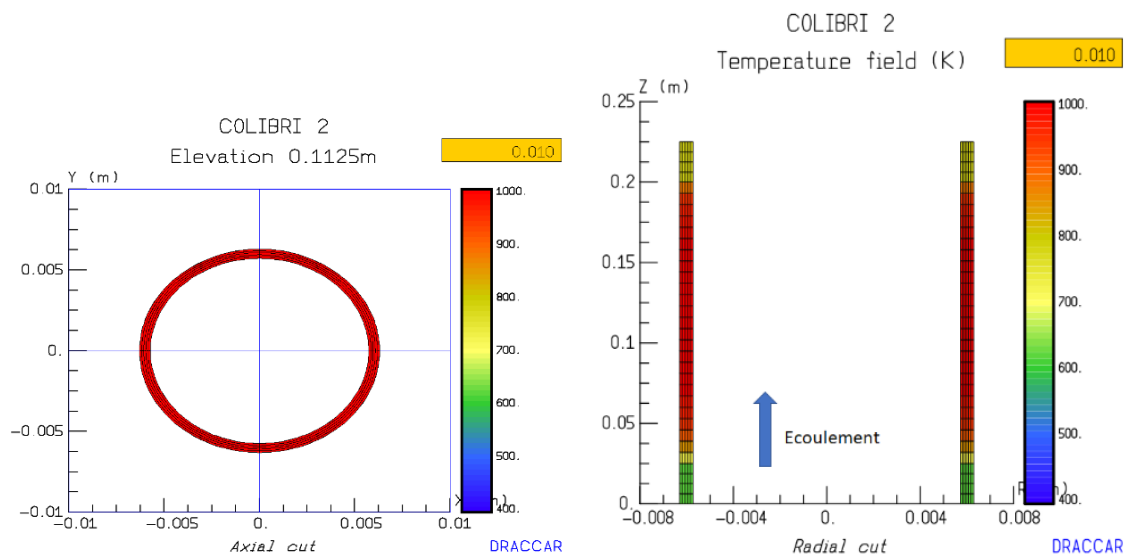


Figure 6.9. Schéma du maillage COLIBRI faite pour DRACCAR.

⁴API : Application Program Interface.

6.2.2. Module thermique

DRACCAR résout l'équation de la chaleur dans les parois. Il prend en compte les échanges par conduction (3D), par rayonnement entre paroi et avec le fluide et par convection.

Conduction entre mailles

Le transfert de chaleur par conduction entre mailles se fait par les faces de ces mailles. Une maille de structure comporte au maximum six faces (2 faces axiales, 2 radiales et 2 azimutale). Le flux conductif échangé entre deux mailles de la structure (Figure 6.10) est égal à :

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = \frac{T_{av}^2 - T_{av}^1}{R_s^1 + R_s^2} \quad (6.17)$$

Où R_s^k est la résistance thermique associée avec la structure de la maille k .

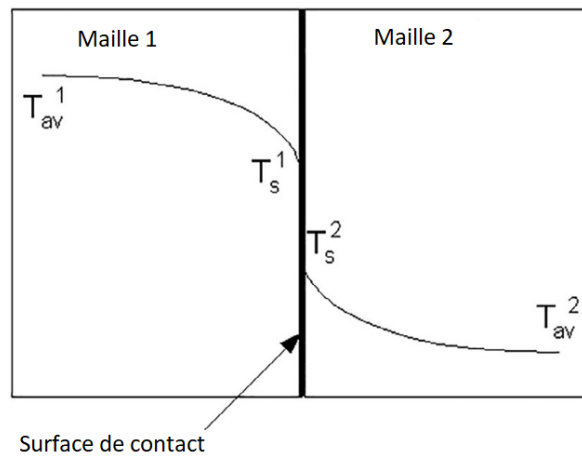


Figure 6.10. Profile de température à travers de deux mailles [32].

Rayonnement

Le modèle de rayonnement de DRACCAR considère uniquement le rayonnement de la surface d'une paroi à une autre et l'interaction entre le rayonnement et la vapeur. Le transfert de chaleur radiatif est déterminé par :

$$\Phi_{i \rightarrow j} = \sigma \overline{S_i S_j} (T_i^4 - T_j^4) \quad (6.18)$$

Où σ est la constante de Stefan et $\overline{S_i S_j}$ est la surface totale d'échange par rayonnement entre la maille de paroi i et j . T_i et T_j sont les températures moyennes de la maille des parois j et i . Plusieurs hypothèses sont faites pour le calcul de la surface d'échange totale qui dépend notamment de la transmittance du gaz, des facteurs de forme et de l'émissivité des parois. Les facteurs de forme sont déterminés par la méthode de Hottel [108]. Le rayonnement paroi/vapeur est déterminé par ce modèle en considérant que la vapeur est une paroi.

Le modèle de Sun et al. [107] est utilisé pour le calcul du rayonnement entre les gouttes et la paroi. Il n'est activé que dans le cas où le taux de vide est supérieur à 0.9999 correspondant à un taux de plein de 10^{-4} (donc le modèle de Sun est toujours activé dans les simulations de COLIBRI). Le rayonnement entre la vapeur et les gouttes est négligé.

Transfert convectif

DRACCAR utilise différents modèles pour déterminer les échanges paroi/fluide dans toutes les configurations d'écoulement attendus pendant un APRP (convection liquide, ébullition nucléée, ébullition en film, ...). Seuls les échanges entre la paroi et la vapeur et entre la paroi et les gouttes en ébullition en film sont présentés ci-dessous.

Transfert convectif paroi/vapeur

DRACCAR utilise la corrélation de Groeneveld et Delorme [40] pour le calcul du transfert de chaleur entre la vapeur et la paroi :

$$Nu = 0.0083. Re_v^{0.877} Pr_g^{0.611} \quad (6.19)$$

Transfert paroi/gouttes

En régime d'ébullition en film, le code DRACCAR utilise le coefficient de transfert proposé par Berenson [123] pour le calcul du transfert entre le liquide et la paroi :

$$h_{film} = 0.425 \left[\frac{k_v^3 g^{3/2} \rho_v (\rho_g - \rho_v)^{3/2} D_h}{2\pi \mu_v \sigma^{1/2} (T_p - T_{sat})} \right]^{1/4} \quad (6.20)$$

Ce calcul implique une conduction thermique à travers le film de vapeur laminaire circulant dans l'espace entre la paroi et l'interface liquide-vapeur.

6.2.3. Code thermo-hydraulique CESAR

Le code thermo-hydraulique CESAR utilisé par DRACCAR est basé sur un modèle à deux fluides et 6 équations bilan de conservation de masse, d'énergie et de conservation de la quantité de mouvement. La résolution de ce système d'équation permet d'obtenir les variables caractéristiques du fluide, qui sont la pression (la même pour les deux phases), le taux de vide, les températures de chaque phase ainsi que les vitesses. Contrairement à NECTAR, on ne considère pas de distribution polydispense de gouttes, ces dernières étant caractérisées par le taux de vide, la vitesse liquide et un diamètre moyen (d_{10}). Le bilan de conservation de la masse de phase k (liquide ou gaz) est donné par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V}_k) = \Gamma_k \quad (6.21)$$

Avec Γ_k le taux de production volumétrique de la phase k dû au changement de phase occasionné par les différents échanges thermiques entre la vapeur et le liquide.

Le bilan de conservation de la quantité de mouvement de la phase k est donné par l'équation suivante :

$$\alpha_k \rho_k \left(\frac{\partial \vec{V}_k}{\partial t} + \vec{V}_k \cdot \nabla \vec{V}_k \right) = \alpha_k \nabla P + (P_i - P) \nabla \alpha_k + (-1^k) \vec{\tau}_i + \vec{\tau}_{kw} + \alpha_k \rho_k \vec{g} \quad (6.22)$$

Avec P , P_i , $\vec{\tau}_i$ et $\vec{\tau}_{kw}$ la pression commune des deux phases, la pression interfaciale, le frottement interfacial par unité de volume et le frottement de la paroi par unité de volume respectivement. Pour le calcul du bilan de l'énergie de la phase k , CESAR utilise une équation basée sur l'enthalpie, donné par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\alpha_k \rho_k \left(H_k + \frac{V_k^2}{2} \right) \right] + \nabla \cdot \left(\alpha_k \rho_k \vec{V}_k \left(H_k + \frac{V_k^2}{2} \right) \right) \\ = (-1^k) \Gamma_k \left(H_k + \frac{W_i^2}{2} \right) + q_{ki} + q_{kw} - \alpha_k \frac{\partial P}{\partial t} + \alpha_k \rho_k \vec{V}_k \cdot \vec{g} \end{aligned} \quad (6.23)$$

Avec H_k l'enthalpie de la phase k , q_{ki} et q_{kw} les échanges volumétriques d'énergie entre la phase k et l'interface et celui entre la phase k et la paroi respectivement. W_i est la vitesse de l'interface.

La présence de structures dans les maillages hydrauliques est prise en compte en introduisant des porosités volumiques et surfaciques lors de l'intégration du système d'équations dans l'espace selon l'approche par volumes finis. Les changements de géométrie des structures calculés par le modèle mécanique du code ICARE3D modifient automatiquement les paramètres thermo-hydrauliques (porosité, section, diamètre hydraulique) utilisés dans les termes physiques des équations précédentes (par exemple dans les termes de frottement ou dans modèles d'échange paroi-fluide) [32].

6.3. Conclusions

Les outils numériques de simulation NECTAR et DRACCAR ont été décrits en détails dans ce chapitre. Ils permettent l'estimation du transfert thermique se produisant entre l'écoulement diphasique vapeur/gouttes et la paroi de la boucle expérimentale COLIBRI. Les deux codes déterminent les différents paramètres des modèles définissant mécanismes d'échange entre la paroi et le fluide à partir de la résolution des bilans de conservation. Les principales différences entre les deux codes sont les suivantes :

- NECTAR néglige les frottements paroi et ceux dus aux singularités, de sorte que la pression reste constante tout au long du domaine de simulation
- DRACCAR ne prend pas en compte la poly-dispersion des gouttes
- Les corrélations utilisées pour le calcul des mécanismes d'échange de chaleur en régime d'ébullition en film sont différentes pour les deux codes, sauf pour l'estimation du rayonnement paroi/gouttes
- Pour l'estimation de la variation volumique des gouttes et de l'aire interfaciale de gouttes, NECTAR utilise un modèle de moments statistiques selon la distribution log-normal en taille de gouttes. Pour DRACCAR, les paramètres sont obtenus à partir de la résolution des bilans de conservation ;
- DRACCAR néglige les échanges radiatif et convectif entre la vapeur et le gouttes.

Une comparaison des résultats des simulations de NECTAR et DRACCAR avec les résultats COLIBRI est donnée dans le chapitre suivant.

7. COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES SIMULATIONS

Les résultats expérimentaux obtenus avec la boucle COLIBRI vont permettre l'évaluation des capacités des outils numériques NECTAR et DRACCAR à estimer le flux extrait par l'écoulement interne d'une paroi représentatif d'un sous-canal fluide d'un assemblage combustible de réacteur.

Concernant le code NECTAR, les objectifs des simulations sont :

- De déterminer les corrélations les mieux adaptées pour bien reproduire les essais de la seconde campagne COLIBRI. En effet, plusieurs modèles ont été identifiés dans le chapitre 2 de ce document comme étant applicable aux conditions de fonctionnement de la boucle, notamment concernant l'échange paroi/vapeur et d'impact de gouttes ;
- D'identifier les mécanismes d'échange paroi/fluide prépondérant dans le refroidissement du tube.

Concernant DRACCAR, l'objectif principal est de voir si le code est capable de reproduire les évolutions de températures mesurées dans NECTAR et d'identifier, si nécessaire, le ou les modèles à faire évoluer pour améliorer le code.

Ainsi dans une première partie sera présenté un travail d'évaluation de différentes corrélations présentées en chapitre 2 avec le code NECTAR selon les résultats de la nouvelle campagne expérimentale. Après avoir validé les modèles de transfert de chaleur de NECTAR, une comparaison des résultats de simulation et expérimentaux est réalisée. Les principaux résultats de cette comparaison sont donnés dans le second paragraphe de ce chapitre. En particulier, cette comparaison permet d'identifier les mécanismes prépondérants dans le refroidissement du tube. Enfin, le dernier paragraphe est dédié à la comparaison des calculs DRACCAR et expérimentaux.

7.1. Choix des corrélations sur NECTAR

Bien que NECTAR ait été validé sur les résultats de la première campagne COLIBRI [21], il faut rappeler que lors de cette campagne, la fraction volumique des gouttes injectée était assez faible. De même, dans la précédente campagne, le phénomène de redistribution de débit n'avait pas été pris en compte, ce qui conduisait à maximiser l'échange paroi/vapeur par convection. Par conséquent, il est possible que les corrélations utilisées dans NECTAR ne soit plus adaptées pour simuler les essais de la seconde campagne. Il est donc nécessaire d'évaluer les corrélations d'échange paroi/fluide dans les conditions de la présente campagne expérimentale.

Dans ce paragraphe, deux mécanismes de chaleur sont présentés : le transfert convectif paroi/vapeur et les impacts des gouttes vers la paroi, pour les raisons suivantes :

- Le transfert convectif paroi/vapeur et les impacts des gouttes vers la paroi sont les deux mécanismes de chaleur prédominants pour l'estimation du flux interne extrait par l'écoulement ;
- Les valeurs obtenues avec les différentes corrélations semi-empiriques pour l'estimation du transfert vapeur/gouttes varient peu. Également, la contribution des échanges convectifs vapeur/gouttes est inférieure à 20% des échanges totaux reçus par les gouttes, de sorte que la simulation n'est pas sensible à un changement de la corrélation utilisée ;

- Le flux radiatif est faible dans la gamme de température expérimentale de COLIBRI. Par conséquent, l'utilisation d'un modèle plus précis n'apporterait pas une amélioration des résultats du code et entraînerait un coût en temps de calcul non négligeable.

7.1.1. Corrélations convection paroi/vapeur

Quatre corrélations ont été évaluées pour l'estimation de ce mécanisme de chaleur. Ces corrélations ont été comparées avec le résultat de 3 expériences monophasiques typiques de cette campagne expérimentale. Les paramètres des expériences évaluées sont résumés dans le Tableau 7.1.

Tableau 7.1. Expériences monophasiques.

Expérience	Débit de vapeur moyen	Température de vapeur	Nombre de Reynolds
Mono-1	5.85 kg/h	408 °C	7001
Mono-2	6.06 kg/h	377 °C	7666
Mono-3	3.86 kg/h	335 °C	5162

Le nombre de Reynolds de ces expériences correspond au régime quasi-turbulent. Les corrélations pour l'estimation du flux convectif paroi/vapeur qui a été évalué sont résumées dans le Tableau 7.2, elles sont également valables en régime monophasique. Dans ces expériences seulement le débit et la température de vapeur changent.

Les corrélations pour l'estimation du flux dans le régime transitoire n'ont pas été comparées, car la présence des gouttes peut affecter de façon significative le développement hydrodynamique et il est possible d'avoir un écoulement turbulent avec de plus faibles valeurs du Reynolds. Également, les corrélations pour le régime laminaire n'ont pas été évaluées parce qu'il n'y a pas une expérience avec un régime purement laminaire dans COLIBRI ($Re < 2300$). Pour l'estimation du flux en régime laminaire, NECTAR utilise l'équation (2.2), décrit dans le chapitre 2 (corrélation requise pour la résolution de la corrélation de Taler [58]).

Tableau 7.2. Corrélation numéro 1) Meyer et al. [59], 2) Taler [58], 3) Petukhov [53] et 4) Gnielinski [50].

Num.	Corrélation
1)	$Nu_L = 0.018Re^{-0.25}(Re - 500)^{1.07}Pr^{0.42} \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right]$
2)	$Nu_L = Nu_{Re=2300} + \frac{f/8(Re - 2300)Pr^{1.008}}{1.08 + 12.39\sqrt{f/8}(Pr^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right]$
3)	$Nu_L = \frac{(f/8)RePr}{1 + 3.4f + (11.7 + 1.8Pr^{-1/3})(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right]$
4)	$Nu_L = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} (1 + (d/L)^{2/3})$

Pour le calcul du facteur de frottement, NECTAR utilise la corrélation de Petukhov [54]. D'autre par le facteur $(1 + (d/L)^{2/3})$ cherche à corriger l'augmentation des transferts thermiques pour les tubes courts, car dans ces cas la couche limite thermique ne se développe pas complètement. Les résultats de la comparaison du flux et de la mesure de l'erreur sont donnés dans la Figure 7.1.

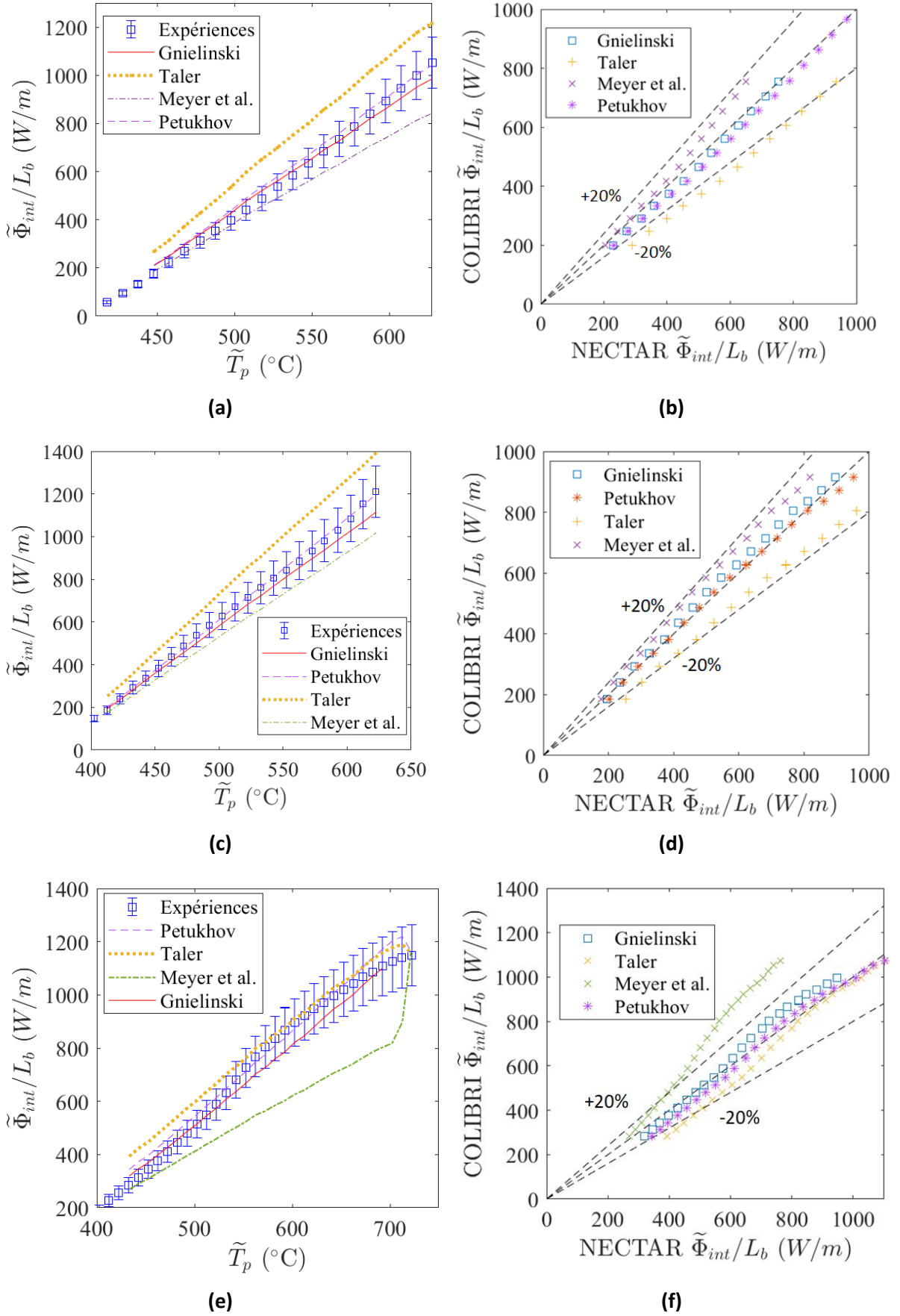


Figure 7.1. Comparaison du flux moyen et de l'erreur pour les expériences (a-b) 1, (c-d) 2 et (f-g) 3.

Le Tableau 7.3 résume les erreurs entre les différents résultats de simulations avec les corrélations pour le calcul du transfert convectif turbulent et les résultats expérimentaux de COLIBRI. Il est constaté que les corrélations de Gnielinski [50] et de Petukhov [54] donnent des résultats satisfaisants. Dans ces cas, la corrélation de Petukhov est plus précise. D'autre part, une différence marquée est évidente entre les résultats expérimentaux de COLIBRI avec la simulation réalisée avec les corrélations de Meyer et al. [59] et Taler [58].

Tableau 7.3. Pourcentage des points qui se trouvent dans une plage d'erreur et erreur moyen pour les comparaisons faites.

	Expérience 1			Expérience 2			Expérience 3		
	±10%	±20%	Moy.	±10%	±20%	Moy.	±10	±20	Moy.
Gnielinski [50]	81	100	6.2%	96	100	5.4%	76	100	6,7%
Petukhov [54]	76	100	6.5%	96	100	3.9%	80	98	5,7%
Taler [58]	0	17	30%	0	50	21%	63	80	10,2%
Meyer et al. [59]	48	100	9.8%	88	100	5.6%	7	28	24%

Les corrélations pour l'estimation du flux dans le régime transitoire n'ont pas été comparées, car la présence des gouttes peut affecter de façon significative le développement hydrodynamique et il est possible d'avoir un écoulement turbulent avec plus faibles valeurs du Reynolds. Également, les corrélations pour le régime laminaire n'ont pas été évaluées parce qu'il n'y a pas une expérience avec un régime purement laminaire ($Re < 2300$).

7.1.2. Corrélations impacts paroi/gouttes

Le calcul du transfert de chaleur par les impacts des gouttes est très complexe car elle dépend de l'utilisation de trois corrélations différentes : une pour l'estimation du temps de résidence (τ_R), une pour l'estimation du flux de gouttes impactant la paroi (\dot{m}_d) et une pour l'estimation de l'énergie échangée par l'impact d'une goutte isolée (E_{1g}).

Lee et al. [90] ont mesuré le temps de résidence des gouttes impactant une paroi en régime d'ébullition en film et ils ont trouvé que quand le sous-refroidissement des gouttes est faible ($T_{sat} - T_g < 20K$) le temps de résidence des gouttes peut être estimé correctement par la période d'une goutte oscillant librement ($\tau_R = 0.25\pi(\rho_g d_g^3 / \sigma)^{0.5}$), décrit dans le chapitre 2 comme la corrélation de Rayleigh. Par conséquent, il a été décidé d'utiliser cette corrélation dans NECTAR. Différents modèles de flux de gouttes et d'énergie échangée par l'impact d'une goutte ont été évalués.

Les modèles pour l'estimation du flux des gouttes impactant les parois évaluées sont résumés dans Tableau 7.4.

Tableau 7.4. Différentes corrélations pour l'estimation du flux des gouttes impactant la paroi.

Auteur	Corrélation
Hewitt et Govan [96]	$\dot{m}_d = \begin{cases} 0.18\bar{C} \left(\frac{\sigma}{\rho_v D_h} \right)^{0.5} & \text{pour } \frac{\bar{C}}{\rho_v} \leq 0.3 \\ 0.083\bar{C}^{0.35} \rho_v^{0.15} \left(\frac{\sigma}{D_h} \right)^{0.5} & \text{pour } \frac{\bar{C}}{\rho_v} > 0.3 \end{cases}$
Okawa et al. [97]	$\dot{m}_d = 0.0632 \left(\frac{\bar{C} \sigma}{D_h} \right)^{0.5}$
Yang et Lee [99]	$\dot{m}_d = \bar{C} \frac{1.224 \cdot u_v \sqrt{f/2} \eta_b}{1.33 + 2.44 \eta_b \ln \left[\frac{1 + 2 \left(1 - \frac{30}{Re \sqrt{f/8}} \right)^2}{1 - \left(1 - \frac{30}{Re \sqrt{f/8}} \right)^2} \right]}$

La concentration des gouttes (\bar{C}) en NECTAR est calculée avec l'équation (2.64). Les corrélations évaluées pour le calcul d'échange d'énergie pendant l'impact d'une goutte en régime d'ébullition en film sont résumées dans le Tableau 7.5.

Tableau 7.5. Corrélations pour le calcul de l'énergie prélevée par une goutte pendant l'impact dans une paroi avec une température supérieure à la température de Leidenfrost.

Auteur	Corrélation
Lelong et al. [81]	$E_{1g} = \pi \left[\frac{8}{9} (Nuk_v (T_p - T_s) r_g)^3 \frac{\rho_v \rho_g h_{LV}^* [a_n]}{\mu_v} \right]^{1/4} \int_0^{t_R} r_s(t) dt + \epsilon_p \sigma_B (T_p^4 - T_g^4) \pi \int_0^{t_R} r_s^2(t) dt$
Gradeck et al. [82]	$E_{1g} = h_{pv,exp} (T_p - T_v) \pi \int_0^{t_R} r_s^2(t) dt$
Guo et Mishima [80]	$E_{1g} = \frac{\pi k_v (T_p - T_s) d_g^2 t_R}{4} \left[\frac{32 \rho_v \rho_g (h_{fg} + C_{p,v} (T_v - T_s)) u_n}{9 \mu_v k_v (T_p - T_s) d_g t_R} \right]^{1/4}$
Breitenbach et al. [83]	$E_{1g} = \frac{4.63 D_0^{5/2} Ge_w (T_{p0} - T_{sat})}{u_0^{1/2} (K + 2G)}$

Une description détaillée de ces corrélations avec la description de chaque paramètre est donnée dans le chapitre 2. Également, les valeurs du coefficient de convection $h_{pv,exp}$ trouvées expérimentalement par Gradeck et al. [82] ont été utilisées pour la présente étude.

Les corrélations d’Hewitt et Govan [96] et d’Okawa et al. [97] dépendent principalement de la concentration de gouttes et du diamètre hydraulique. De sorte que plus la concentration des gouttes est élevée, plus le flux calculé sera élevé ; similairement, plus le diamètre hydraulique est petit, plus le flux sera élevé. D’autre part, le flux de gouttes calculé avec la corrélation de Yang et Lee [99] dépend aussi du nombre de Reynolds de vapeur. Par conséquent, les résultats expérimentaux des expériences C2-1, C2-7, C2-8 et C2-13 ont été utilisés pour l’évaluation de ces corrélations. Ces expériences ont été sélectionnées afin de simuler différentes conditions avec des variations du débit des gouttes, de la concentration, de la vitesse de vapeur, du diamètre hydraulique et de la fraction volumique des gouttes. Les principales conditions thermo-hydrauliques en entrée du tube et géométriques de ces essais sont rappelées dans le Tableau 7.6.

Tableau 7.6. Paramètres thermo-hydrauliques au centre du tube (calculés avec les équations de conservation de NECTAR).

Numéro	D _h [mm]	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re _v	Bypass	Puissance résiduelle	\bar{C} [kg/m ³]
C2-1	11.78	3.94	8	1.3x10 ⁻³	6460	0%	0 kW/m	1.26
C2-7	11.78	3.9	5.1	8.2x10 ⁻⁴	5025		0 kW/m	0.78
C2-8	11.78	3.25	11.5	1.7x10 ⁻³	4888		0 kW/m	1.59
C2-13	7.3	1.24	8.3	2.7x10 ⁻³	2880	69%	0 kW/m	3.38

Résultat de la comparaison NECTAR/COLIBRI pour la validation du modèle d’impact des gouttes

En combinant les deux lots de corrélations considérées, il existe 12 façons de calculer l’échange par impact de gouttes qui doivent être testées sur 4 expériences différentes. Dans la suite de ce paragraphe, les figures présentant la comparaison simulation/expérience donnent les résultats du changement du modèle d’énergie échangée par l’impact du gouttes à un débit d’impact donné. Par ailleurs, afin de réduire le nombre de comparaison, la corrélation de Guo et Mishima a été testé séparément. En effet, comme mentionné dans le chapitre 2, la corrélation de Guo et Mishima [80] donne les valeurs les plus faibles d’énergie prélevée par une goutte comparé aux autres corrélations étudiées. Cette corrélation a donc été utilisée pour simuler les expériences 1 et 6 seulement, puisque ces expériences correspondent au cas de référence et au cas avec le plus faible débit et concentration de gouttes. De plus, les simulations ont été réalisées en prenant pour le taux d’impact de gouttes, la valeur maximale donnée par les trois corrélations du Tableau 7.4. La comparaison calcul/expérience des flux moyens extraits à la paroi est présentée sur la Figure 7.2 pour les deux essais considérés.

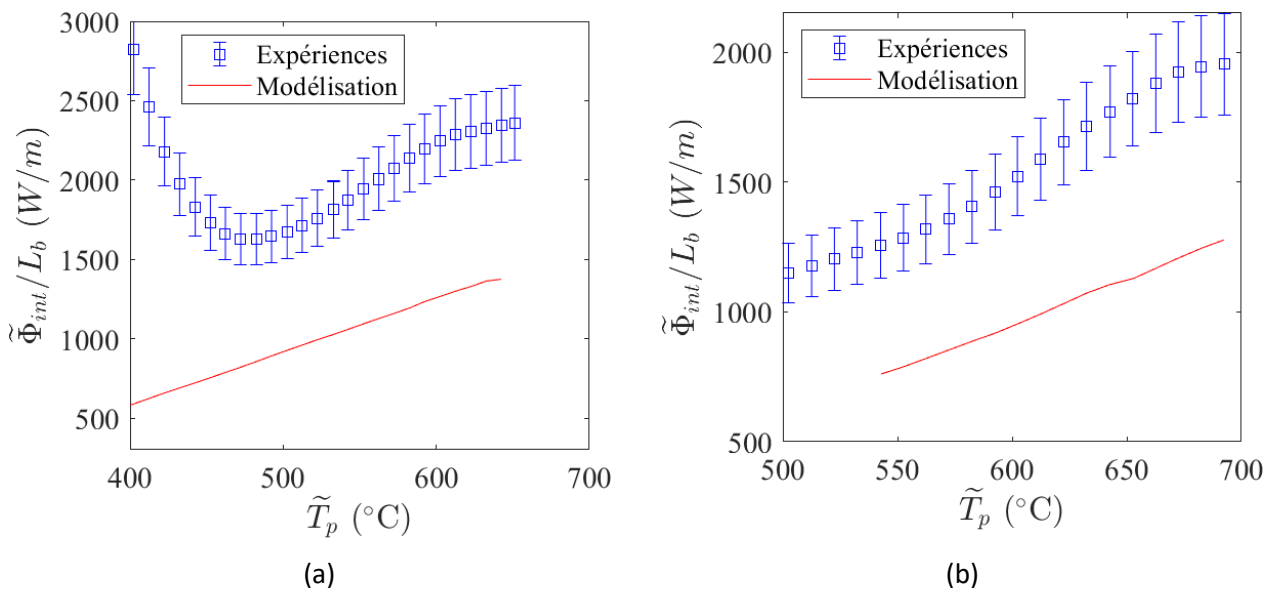


Figure 7.2. Comparaison des simulations NECTAR avec la corrélation de Guo et Mishima [80] avec les résultats expérimentaux d'expériences (a) C2-1 et (b) C2-7.

Il est clair que la corrélation de Guo et Mishima [80] sous-estime le flux de chaleur dans ces deux essais, même quand la valeur maximale du taux de gouttes impactant la paroi est utilisée. **La corrélation de Guo et Mishima n'est donc pas adaptée pour la simulation des expériences COLIBRI 2 et son utilisation est donc abandonnée.**

La Figure 7.3 montre le flux moyen en fonction de la température calculé avec NECTAR en utilisant la corrélation d'Hewitt et Govan [96] pour le calcul du flux des gouttes impactant la paroi. Dans chaque figure, les résultats de flux moyen obtenu avec les différentes corrélations d'énergie (E1g) sont présentés.

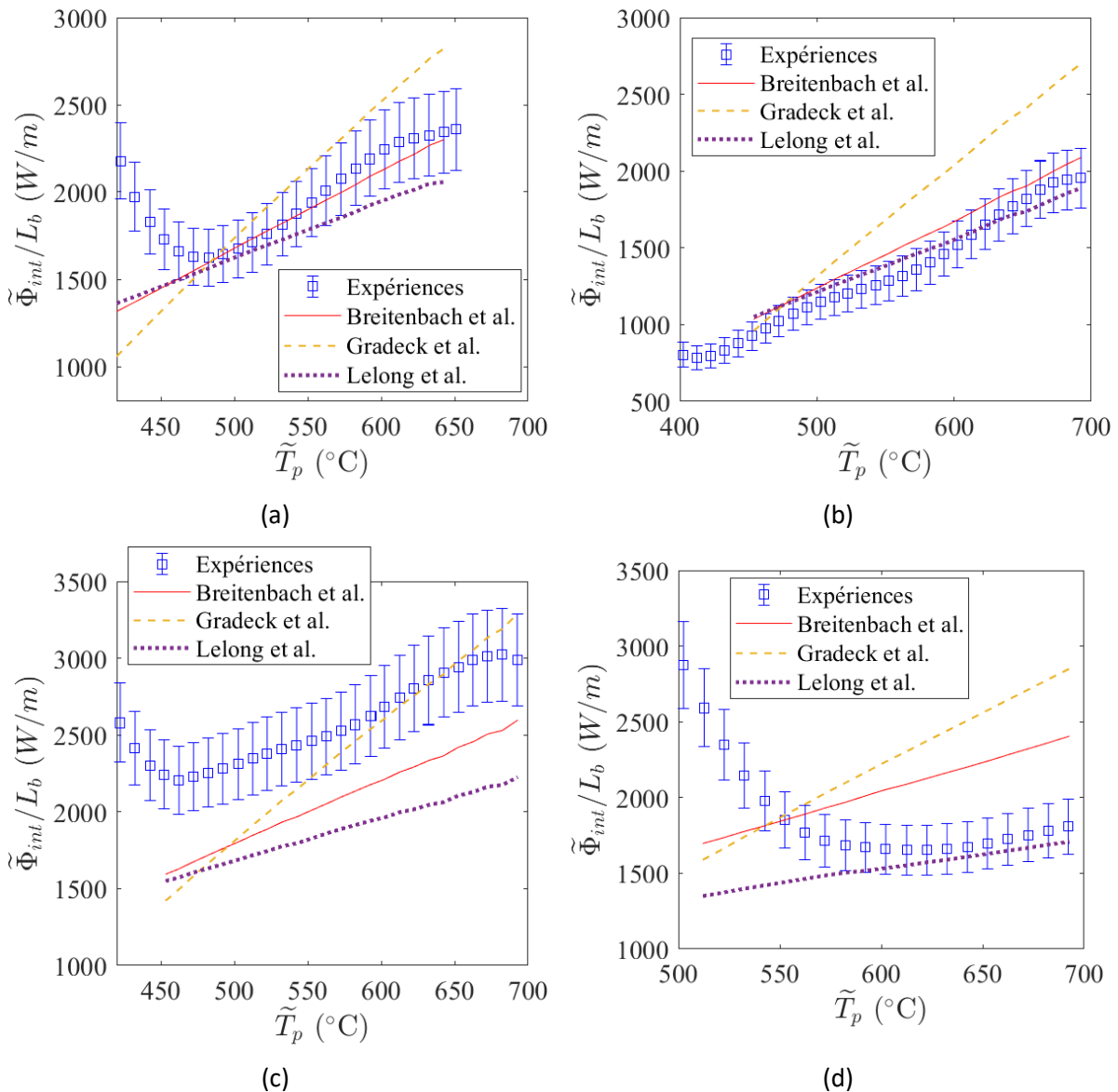


Figure 7.3. Comparaison du flux moyen en fonction de la température entre les simulation NECTAR en utilisant la corrélation d'Hewitt et al [96] et les résultats expérimentaux d'expériences (a) C2-1, (b) C2-7, (c) C2-8 et (d) C2-13.

Avec la corrélation d'Hewitt et al pour la détermination du taux d'impact de gouttes, il apparaît qu'aucune corrélation ne conduit à une bonne estimation des échanges thermiques pour l'ensemble

des essais. Il faut noter cependant que la corrélation de Lelong et al. [81] permet de bien estimer les échanges paroi/fluide dans 75% des cas, l'échange étant sous-estimé pour le plus fort débit de gouttes.

La Figure 7.4 montre la comparaison entre le flux moyen expérimental et celui calculé avec NECTAR avec les différentes corrélations pour l'estimation de l'énergie prélevée par l'impact d'une goutte et en prenant le modèle d'Okawa et al. [97]. Un comportement similaire au cas précédent est observé, à savoir que la corrélation de Lelong et al. [81] permet d'obtenir des résultats proches des résultats COLIBRI, à l'exception de l'expérience C2-8.

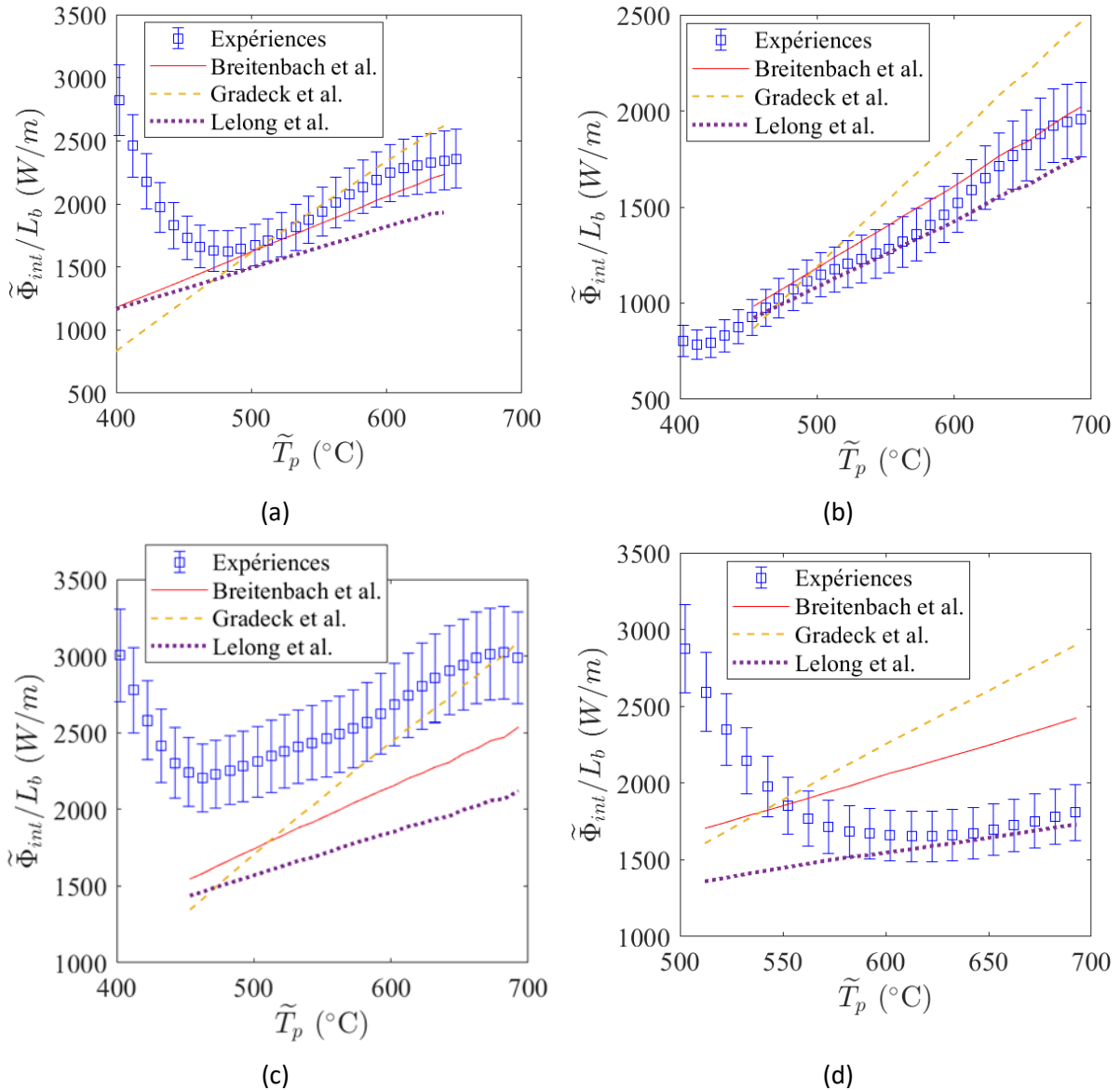


Figure 7.4. Comparaison du flux moyen en fonction de la température entre les simulations NECTAR en utilisant la corrélation d'Okawa et al. [97] et les résultats expérimentaux d'expériences (a) C2-1, (b) C2-7, (c) C2-8 et (d) C2-13.

Finalement, la Figure 7.5 présente la comparaison entre les résultats expérimentaux COLIBRI et ceux de NECTAR en utilisant le modèle de Yang et Lee [99] et les différents modèles d'énergie prélevée par l'impact d'une goutte. Dans ce cas, la corrélation de Breitenbach et al. [83] donne les résultats les plus proches des résultats de COLIBRI. D'autre part, de toutes les corrélations évaluées, seule la corrélation de Yang et Lee [99] permet d'obtenir des résultats de simulation proches des résultats expérimentaux de COLIBRI pour l'expérience C2-8.

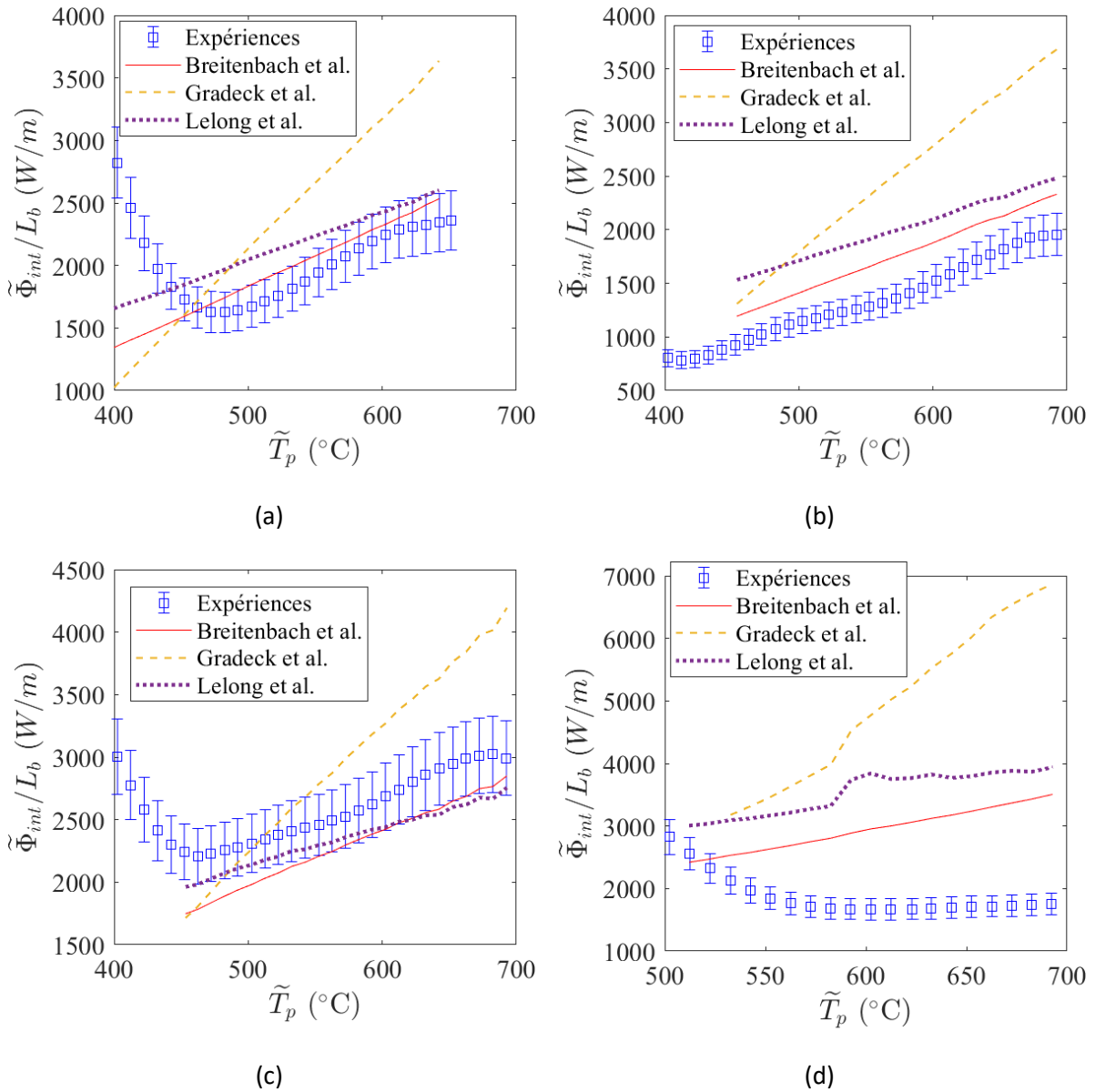


Figure 7.5. Comparaison du flux moyen en fonction de la température entre les simulation NECTAR en utilisant la corrélation de Yang et Lee [99] et les résultats expérimentaux d'expériences (a) C2-1, (b) C2-7, (c) C2-8 et (d) C2-13.

Les erreurs entre les résultats expérimentaux et ceux des simulations NECTAR pour ces essais COLIBRI sont détaillées dans le Tableau 7.7. On remarque que la combinaison de la corrélation de Lelong et al. [81] pour l'estimation de l'énergie échangé par une goutte pendant l'impact avec la paroi et la corrélation de Hewitt et Govan [96] donne les résultats les plus précis, sauf pour l'expérience C2-8, où la corrélation de Yang et Lee [99] et la seule corrélation qui donne des résultats proches des résultats expérimentaux.

D'autre part, la corrélation de Gradeck et al. [82] a tendance à surestimer le transfert de chaleur par l'impact des gouttes (surtout pour une température de paroi élevée). Pour ces calculs, il a été utilisé les coefficients de transfert convectifs que Gradeck et al. [82] avait déterminé expérimentalement pour des gouttes sous-refroidies, confirmant les conclusions faites par Lee et al. [90], qui ont observé que l'échange de chaleur en régime d'ébullition en film augmentait avec le sous-refroidissement des gouttes.

Tableau 7.7. Pourcentage des points se trouvant dans différentes plages d'erreur et erreur moyen de la comparaison NECTAR/COLIBRI pour l'évaluation du modèle d'impact des gouttes (B : Breitenbach et al. [83], G : Gradeck et al.[82] et L : Lelong et al. [81]).

Exp.	Erreur	Hewitt et Govan [96]			Okawa et al. [97]			Yang et Lee [99]		
		B	G	L	B	G	L	B	G	L
C2-1	10%	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	94,3	100,0	5,7	0
	20%	100,0	28,6	57,1	100,0	94,3	22,8	68,6	0,0	43
	Moyen (%)	3,0	10,6	7,7	4,8	4,7	14,4	7,5	37,6	24 %
C2-7	10%	100,0	33,9	100,0	100,0	42,4	100,0	11,9	0,0	0
	20%	30,5	15,3	62,7	83,1	23,7	100,0	0,0	0,0	0
	Moyen (%)	11,5	26,8	8,5	6,9	18,2	3,6	25,8	67,2	41 %
C2-8	10%	79,5	86,4	0,0	61,4	79,6	0,0	100,0	47,8	72,5
	20%	0,0	68,2	0,0	0,0	54,6	0,0	52,3	25,0	100
	Moyen (%)	18,3	8,7	26,4	20,4	11,8	30,7	10,8	19,1	8,7 %
C2-13	10%	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0	0
	20%	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0	100,0	0,0	0,0	0
	Moyen (%)	33,0	56,0	4,8	34,0	58,6	3,6	80,8	253,0	15%
Moyen global		16,5%	25,5%	11,9%	31,2%	94,2%	42,5%	16,5%	23,3%	13,1%

En conclusion, il apparait que les corrélations de Lelong et al. [81] et de Hewitt et Govan [96] sont les plus appropriées pour simuler les essais COLIBRI 2 et seront donc utilisées pour effectuer les calculs NECTAR des différents essais. La version de NECTAR de la précédente campagne expérimentale avait été validée avec la corrélation d'Hewitt et Govan [96] et avec la corrélation de Gradeck et al. [82] en prenant une valeur moyenne du coefficient d'échange convectif (similaire à la corrélation actuelle de Lelong et al. [81], car sa corrélation utilise un nombre de Nusselt constant).

7.2. Comparaison NECTAR/COLIBRI

L'utilisation de l'outil numérique NECTAR permet également de déterminer la contribution des différents mécanismes de chaleur dans le flux interne total extrait par l'écoulement. Dans cette section, les expériences C2-1, C2-6, C2-12 et C2-13 sont analysées. Les principaux paramètres de ces essais sont résumés dans le Tableau 7.8. Les expériences C2-1, C2-6, C2-12 et C2-13 correspondent respectivement au cas de référence, au cas avec un taux de bouchage sévère (90%) sans déviation de la vapeur, à un cas avec puissance résiduelle et au cas avec bouchage (61%) et déviation de vapeur respectivement.

Tableau 7.8. Valeurs de paramètres d'expériences C2-1, C2-6, C2-12 et C2-13 pour le centre du tube.

Numéro	D_h [mm]	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re_v	Bypass	Puissance résiduelle	\bar{C} [kg/m ³]
C2-1	11.78	3.94	8	1.3×10^{-3}	6480		0 kW/m	1.26
C2-6	3.7	3.4	8	7×10^{-3}	17915	0%	0 kW/m	6.6
C2-12	11.78	3	7.7	1.3×10^{-3}	4383		1.9 kW/m	1.29
C2-13	7.3	1.24	8.3	2.7×10^{-3}	2880	69%	0 kW/m	3.38

Les figures suivantes présentent la comparaison entre le flux moyen extrait à la paroi en régime d'ébullition en film calculé par NECTAR et celui expérimental pour les cas évalués. Elle donne également la contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur au flux interne total extrait par l'écoulement calculé par NECTAR.

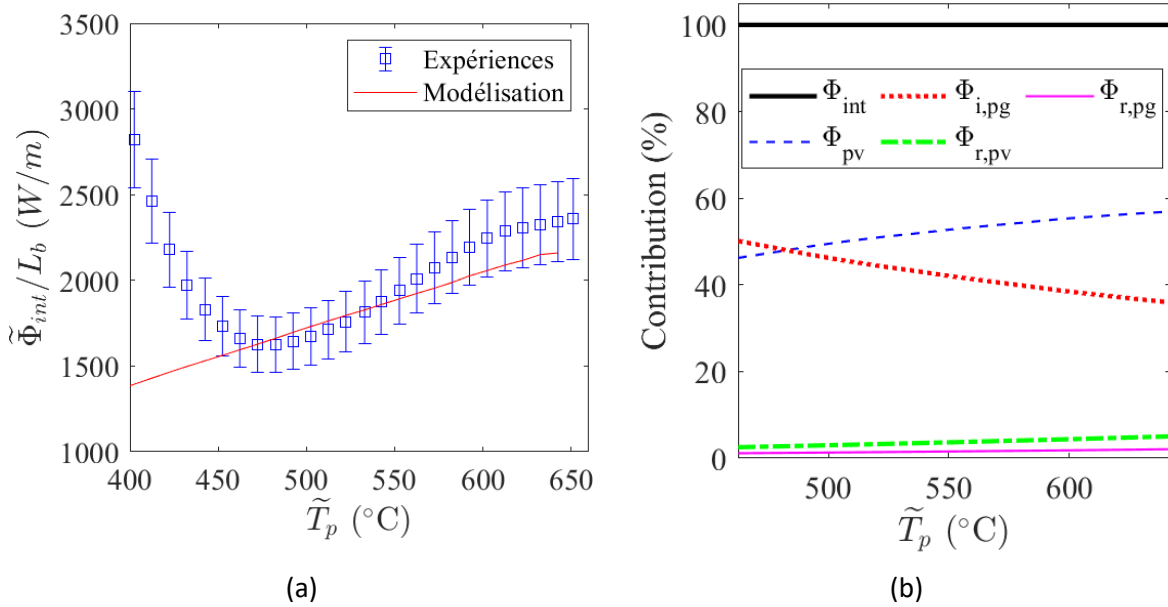


Figure 7.6. Flux interne en fonction de la température de la paroi et contribution de différents mécanismes de transfert de chaleur pour l'expérience C2-1.

Le code NECTAR estime de manière satisfaisante le flux moyen dans cet essai. Par ailleurs, l'importance des gouttes dans le refroidissement de la paroi est à noter. En effet, la contribution du transfert de chaleur grâce aux impacts de gouttes est du même ordre de grandeur que la convection entre la vapeur et la paroi. Même avec un débit de gouttes beaucoup plus faible (0.75 kg/h), Peña Carrillo [21] avait également observé que le transfert par l'impact de gouttes ne pouvait pas être négligé. Pour une l'expérience C1-1, avec 0% de taux de bouchage, 100 mm longueur axiale de bouchage, 4,3 kg du débit de vapeur, 0,75 kg/h du débit de gouttes et une température de vapeur de 155 °C, la contribution des impacts était d'environ 8,7% (Figure 7.7).

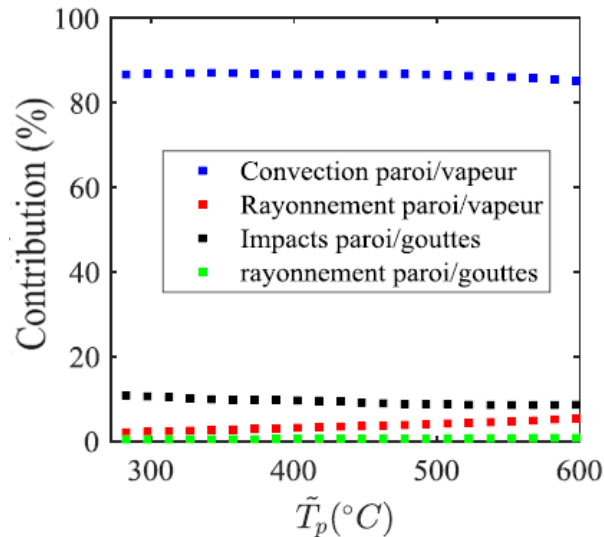


Figure 7.7. Contribution de chaque mécanisme de transfert thermique par rapport au flux total extrait en fonction de la température de paroi.

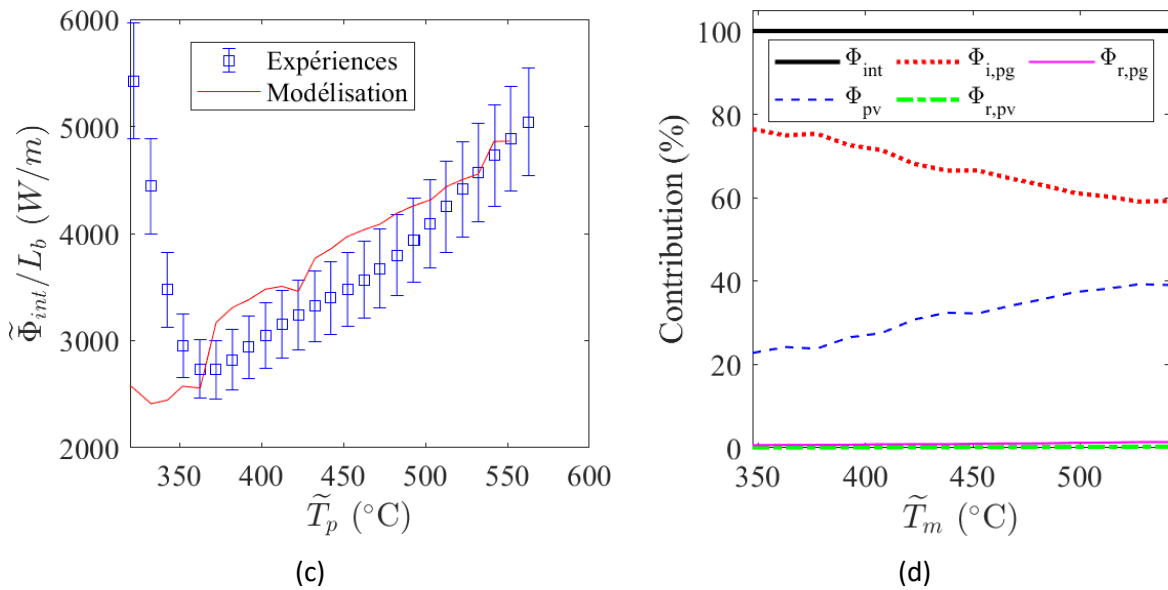


Figure 7.8. Flux interne en fonction de la température de la paroi et contribution de différents mécanismes de transfert de chaleur pour l'expérience C2-6.

La Figure 7.8 présente les résultats obtenus pour l'expérience C2-6 réalisée avec un tube simulant un sous-canal bouché à 90% et sans déviation de vapeur. Comme pour l'essai C2-1, les résultats NECTAR sont en bon accord avec l'expérience. Par ailleurs, la contribution des gouttes est très importante, malgré le fait que l'échange par convection paroi/vapeur est grandement augmenté dans cette expérience car la vitesse de vapeur a été augmentée dans la section bouchée par l'effet Venturi. Cela est dû à l'augmentation considérable de la fraction volumique dans la zone bouchée, qui améliore également le mécanisme de transfert par impacts de gouttes.

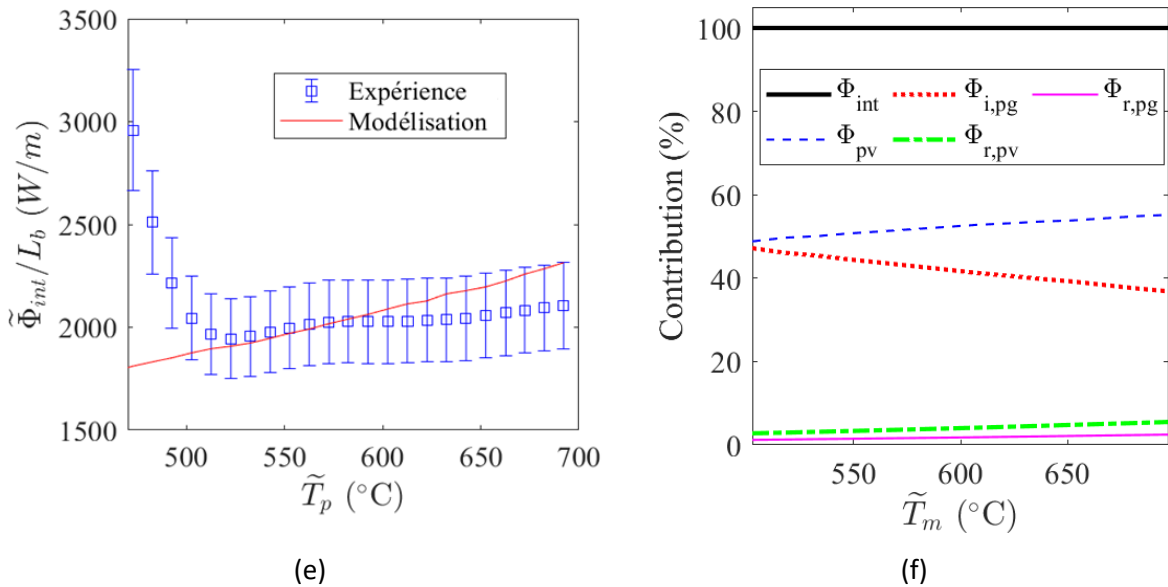


Figure 7.9. Flux moyen en fonction de la température de la paroi et contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur pour l'expérience C2-12.

Le code NECTAR donne des résultats très similaires entre les expériences C2-1 et C2-12, confirmant que la puissance résiduelle ne joue pas un rôle important dans les échanges entre la paroi et l'écoulement interne (Figure 7.9). Les variations du flux interne de ces deux expériences sont plutôt liées aux variations légères des conditions thermo-hydrauliques entre chaque expérience.

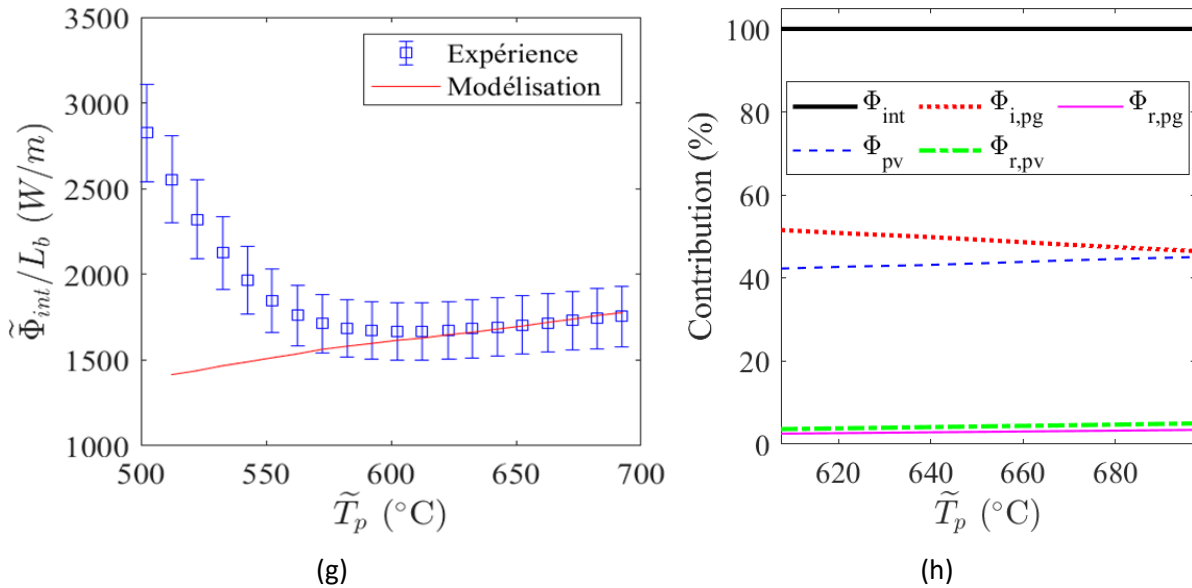


Figure 7.10. Flux moyen et contribution de chaque mécanisme de transfert de chaleur en fonction de la température de la paroi pour l'expérience C2-13.

Telle que le montre la Figure 7.10, le code NECTAR estime un flux proche du résultat expérimental en régime d'ébullition en film même avec déviation de vapeur. Dans ce cas, on observe également que quand la vapeur est déviée, le mécanisme prépondérant est l'impact de gouttes à la paroi. De plus, le transfert par impacts de gouttes tend à être plus important pour des températures de paroi faibles, cas contraire au mécanisme par convection paroi/vapeur.

La contribution moyenne de chaque mécanisme est résumée dans le Tableau 7.9. Le tableau résume également le flux moyen calculé par NECTAR et celui expérimental. Ces résultats montrent en comparant les résultats des essais C2-1 et C2-13 que, lorsque la vapeur est déviée, le flux extrait par les gouttes compense partiellement la diminution du flux extrait par le débit massique de vapeur. De même, dans cet essai, les mécanismes de rayonnement contribuent plus largement au flux total mais cela reste une contribution minoritaire. Ceci est expliqué par l'augmentation de la fraction volumique des gouttes dans la section bouchée.

Tableau 7.9. Contribution moyenne de chaque mécanisme de transfert de chaleur dans le calcul du flux total extrait par l'écoulement pour les expériences analysées.

Mécanisme	Expérience							
	C2-1		C2-6		C2-12		C2-13	
	Cont. (%)	Flux (W/m)	Cont. (%)	Flux (W/m)	Cont. (%)	Flux (W/m)	Cont. (%)	Flux (W/m)
Convection paroi/vapeur (Φ_{pv})	52,4	942	31,9	1226	52,3	1090	43,7	743
Impact gouttes/paroi ($\Phi_{i,pg}$)	42,2	759	66,8	2566	41,8	871	49	833
Rayonnement paroi/vapeur ($\Phi_{r,pv}$)	3,8	68	0,2	8	4,1	85	4,3	73
Rayonnement paroi/vapeur ($\Phi_{r,pg}$)	1,6	29	1,1	42	1,8	38	3	51
Flux extrait moyen calculé (Φ_{int})		1798 W/m		3842 W/m		2084 W/m		1700 W/m
Flux extrait moyen expérimental (Φ_{int})		1980 W/m		3650 W/m		2022 W/m		1707 W/m

7.3. Comparaison DRACCAR/ NECTAR/COLIBRI

Cette dernière section du chapitre présente les comparaisons entre les résultats numériques des outils NECTAR et DRACCAR et les résultats expérimentaux COLIBRI 2.

Tout d'abord, l'essai monophasique vapeur Mono-3 (tableau 7.1) a été reproduit avec les codes DRACCAR et NECTAR afin d'évaluer la corrélation de transfert paroi/vapeur par convection de chacun des codes. La Figure 7.11 montre la comparaison entre le flux moyen interne et celui issu des simulations faites avec NECTAR et DRACCAR.

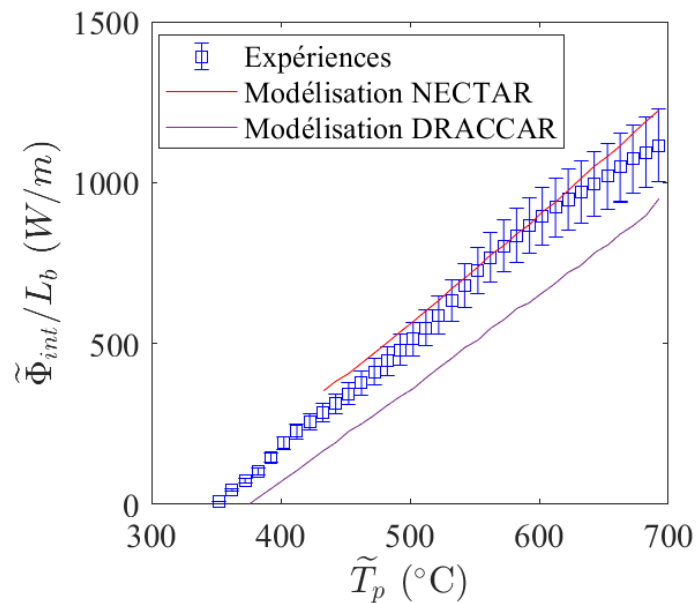


Figure 7.11. Flux moyen de l'expérience Mono-3 de COLIBRI avec les simulations numériques de DRACCAR et NECTAR.

L'erreur moyenne absolue entre les résultats de DRACCAR et expérimentaux est de 27,6%. Elle est de 7,7% entre les résultats expérimentaux et NECTAR. Cette différence est liée à la corrélation utilisée par DRACCAR, relativement ancienne, mais aussi parce que le code ne prend pas en compte les effets d'augmentation du flux causé par le fait que le tube COLIBRI est trop court pour permettre un développement thermique complet de l'écoulement. Dans la simulation NECTAR de l'essai COLIBRI, le facteur de correction $(1 + (d/L)^{2/3})$ est d'environ 1.165 (soit une augmentation du 16.5 % du coefficient du transfert global par convection).

Les expériences C2-1, C2-7 et C2-8 ont été utilisées pour l'analyse de la capacité de DRACCAR à simuler le refroidissement du tube par un écoulement diphasique (Tableau 7.10). Ces expériences ont été sélectionnées car elles permettent d'analyser la capacité à estimer le flux avec différents débits massiques de gouttes.

Tableau 7.10. Expériences vapeur/gouttes analysées avec DRACCAR.

Numéro	D_h [mm]	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	α_g	Re_v	Bypass	Puissance résiduelle	\bar{C} [kg/m ³]
C2-1	11.78	3.94	8	1.3×10^{-3}	6460		0 kW/m	1.26
C2-7	11.78	3.9	5.1	8.2×10^{-4}	5025	0%	0 kW/m	0.78
C2-8	11.78	3.25	11.5	1.7×10^{-3}	4888		0 kW/m	1.59

La Figure 7.12 présente la comparaison calculs/expériences pour l'expérience C2-1. Il apparaît que DRACCAR sous-estime fortement le flux extrait par l'écoulement interne. Les résultats du code NECTAR

sont quant à eux en bon accord avec les résultats expérimentaux. Il est probable que l'échange paroi/gouttes soit sous-estimé par DRACCAR. Pour confirmer cette hypothèse, un calcul NECTAR dans lequel l'échange par impact de goutte a été annulé, a été effectué. Le résultat de ce calcul est présenté en figure 7.12 et est proche du résultat DRACCAR, confirmant l'hypothèse précédente.

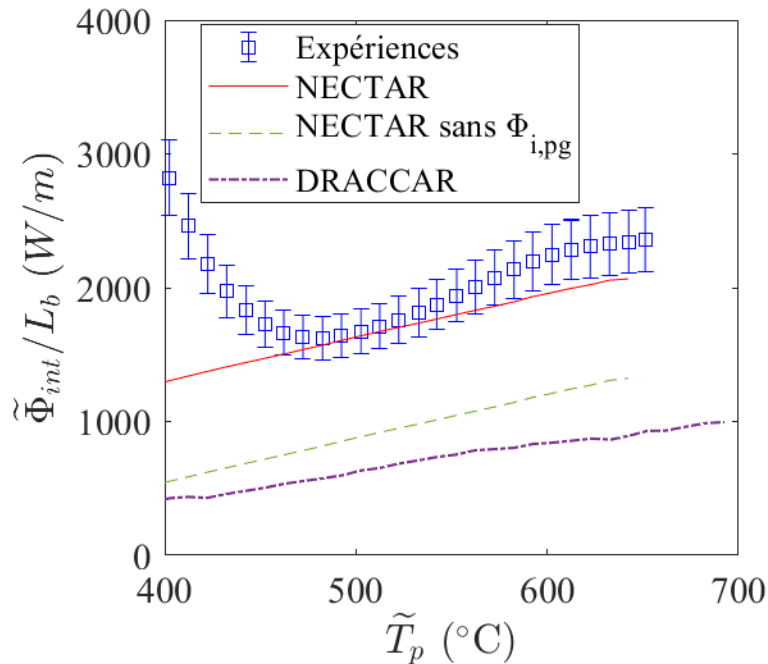


Figure 7.12 Flux moyenne en fonction de la température de l'expérience C2-1 de COLIBRI, NECTAR et DRACCAR.

Il est possible d'observer également une légère différence entre le calcul NECTAR sans les impacts et le calcul DRACCAR. Ceci peut être dû à deux raisons :

- DRACCAR néglige le transfert convectif entre la vapeur et les gouttes. Ces échanges réduisent la température de la vapeur, en contribuant ainsi à l'amélioration des échanges paroi/vapeur. Bien que le transfert vapeur/gouttes soit relativement faible, il ne devrait pas être négligé, car dans cet essai, ce mécanisme contribue à environ 9% du flux total échangé par les gouttes ;
- Comme mentionné pour le cas monophasique, DRACCAR néglige l'augmentation du coefficient convectif vapeur/paroi due aux effets du développement de la couche thermique.

Par ailleurs, DRACCAR ne prend pas en compte la polydispersion des gouttes dans l'expérience COLIBRI (à la différence de NECTAR). Ceci peut avoir un impact sur le transfert global, les mécanismes de transfert avec les gouttes étant affectés par la taille de ces dernières. Pour analyser l'influence de cette hypothèse de calcul, une simulation NECTAR avec une seule discrétisation en taille a été faite. Les gouttes ne sont caractérisées que par un seul diamètre de Sauter qui est égal pour cet essai à $476\mu\text{m}$. Le résultat de la simulation NECTAR avec cette hypothèse est présenté sur la Figure 7.13 a. Les résultats expérimentaux et ceux de la simulation NECTAR en tenant compte d'une polydispersion des gouttes sont également présentés. La Figure 7.13 b présente la contribution de chaque mécanisme de chaleur au transfert global en considérant qu'une seule taille de gouttes.

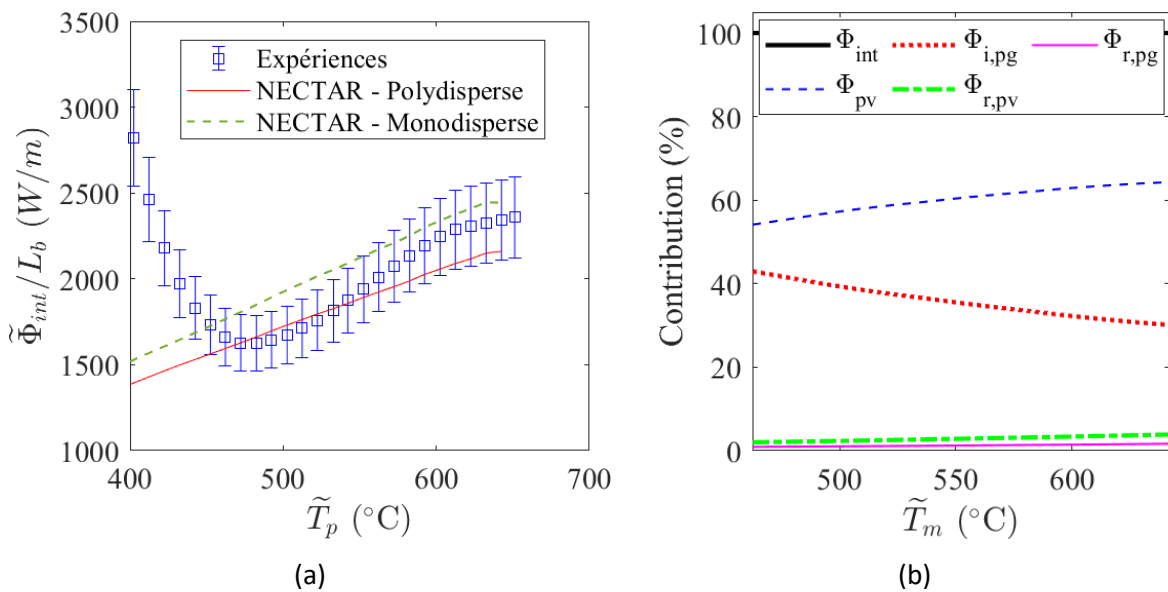


Figure 7.13. Flux moyen en fonction de la température de la paroi de l'expérience C2-1 entre le résultat expérimental de COLIBRI et la simulation mono-disperse de NECTAR.

Le flux moyen estimé par NECTAR avec une seule discrétisation en taille est supérieur au cas polydisperse pour cet essai et conduit à une estimation correcte de l'expérience. Une première piste d'amélioration de DRACCAR serait donc de modifier la corrélation d'échange paroi/gouttes en ébullition en film. Il n'est par ailleurs pas nécessaire de considérer le caractère polydisperse de l'écoulement dans un premier temps.

La Figure 7.14 montre le résultat de la comparaison du flux moyen expérimental avec ceux estimés avec NECTAR et DRACCAR pour les expériences C2-7 et C2-8. Les résultats des simulations DRACCAR présentent un comportement similaire à celui montré pour l'expérience C2-1 ; à savoir que le code sous-estime le flux interne extrait par l'écoulement probablement du fait que le flux de chaleur extrait par impact de gouttes est faible voire nul. Or, dans toutes les simulations réalisées par NECTAR, le mécanisme de transfert de chaleur par impacts de gouttes est un des mécanismes prépondérants : il contribue avec le mécanisme de convection paroi/vapeur à plus de 90% du flux total extrait par l'écoulement.

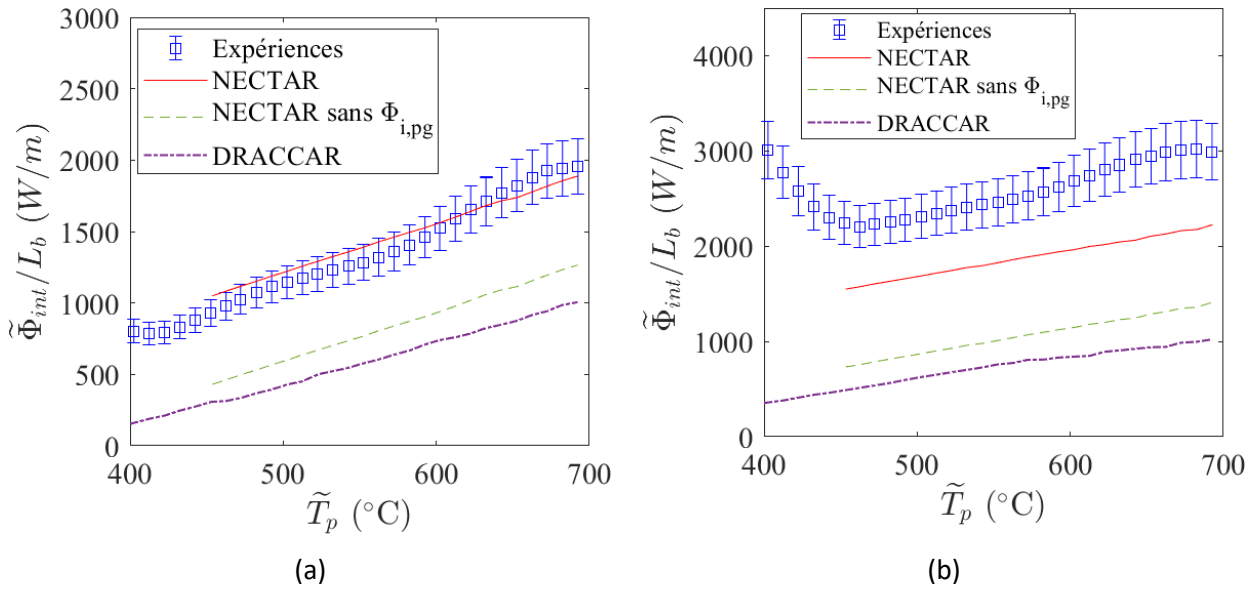


Figure 7.14. Flux moyen en fonction de la température à partir des résultats expérimentaux de COLIBRI et de simulations numérique de NECTAR et DRACCAR pour (a) l'expérience C2-7 et (b) l'expérience C2-8.

7.4. Conclusions

Les résultats expérimentaux obtenus dans la présente campagne expérimentale avec COLIBRI 2, ont permis la comparaison des différentes corrélations pour l'estimation du flux convectif entre la vapeur et la paroi avec un écoulement monophasique de vapeur en régime turbulent. Similairement, une comparaison des différents modèles pour l'estimation du flux par impacts des gouttes a été faite avec NECTAR à partir des résultats expérimentaux de COLIBRI. Postérieurement, l'outil numérique NECTAR a été comparé aux expériences COLIBRI dans d'autres configurations thermo-hydrauliques et finalement une comparaison avec les résultats de simulations de l'outil DRACCAR a été réalisée. Les conclusions de ces travaux sont :

1. La simulation NECTAR en utilisant la corrélation de Petukhov [54] pour déterminer le flux de chaleur par convection vapeur a donné les résultats en très bon accord avec les résultats expérimentaux, notamment dans les expériences monophasiques vapeur où ce mode de transfert est prépondérant. De même, les résultats obtenus avec la corrélation de Gnielinski [50] sont très satisfaisants. Pour ces expériences, le facteur de frottement a été calculé à partir de la corrélation de Petukhov [54].
2. L'utilisation de la corrélation d'Hewitt et Govan [96] pour l'estimation du flux de gouttes impactant la paroi associée à la corrélation de Lelong et al. [81] pour l'estimation de l'énergie extraite par une goutte pendant l'impact permet de minimiser l'erreur entre les résultats expérimentaux et ceux des simulations NECTAR. Il faut noter que ces deux modèles conduisent à des résultats proches des résultats expérimentaux dans la majorité des cas.
3. Selon les simulations faites avec NECTAR, le flux thermique par impact des gouttes est du même ordre de grandeur que le flux convectif paroi vapeur. Par conséquent, il ne peut pas être négligé dans le calcul.

Les simulations DRACCAR avaient pour objectif de tester la capacité du code à reproduire les essais COLIBRI 2 et d'identifier les faiblesses dans les modèles du code utilisés en ébullition en film. Il en résulte que le code sous-estime le flux extrait par l'écoulement interne dans toutes les expériences COLIBRI. Ceci s'explique par le fait que la corrélation utilisée par le code pour l'estimation du flux de chaleur par les impacts de gouttes n'est pas utilisable pour estimer l'échange paroi/liquide dans les conditions thermo-hydrauliques utilisées dans COLIBRI 2.

8. CONCLUSIONS

Lors d'un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP), une augmentation de la température du combustible ainsi que la chute de la pression dans le cœur peut survenir et éventuellement conduire à des déformations importantes voire à la rupture des gaines des crayons de combustible. La compréhension de l'ensemble de ces phénomènes constitue un enjeu de sûreté important, c'est pourquoi, l'IRSN développe le logiciel DRACCAR dont l'objectif est de reproduire l'ensemble des phénomènes mécaniques, chimiques et thermo-hydrauliques d'un APRP.

Les outils de simulation comme DRACCAR ont besoin d'être confrontés à des résultats expérimentaux. C'est dans ce cadre que s'inscrit la présente thèse. D'un point de vue thermo-hydraulique, la thèse a visé à la caractérisation des différents mécanismes de transfert de chaleur se produisant au niveau d'un sous-canal d'un assemblage. Pour cela, des essais expérimentaux ont été réalisés sur la boucle expérimentale COLIBRI, permettant de reproduire l'écoulement fluide caractéristique d'un APRP dans un sous canal partiellement bouché et les échanges parois/fluides s'y déroulant.

La boucle COLIBRI a été développée lors d'une précédente thèse, celle de Peña Carillo [21]. Toutefois, afin d'étudier un large spectre de conditions thermo-hydrauliques, il a été nécessaire d'apporter des modifications importantes à la boucle COLIBRI. Ces modifications ont porté sur les aspects suivants :

1. Déviation de la vapeur avant la section d'essai : avant la première fenêtre optique de la boucle, un raccord en forme de « T » a été mis en place afin de dévier une partie du débit de vapeur. Cette modification a permis l'analyse de l'influence de la redistribution du débit de vapeur sur le refroidissement de sous-canaux bouchés.
2. Augmentation de la température de vapeur injectée : un surchauffeur de vapeur a été mis en place afin d'augmenter la température de la vapeur jusqu'à une valeur de 500 °C.
3. Augmentation du débit de gouttes : un nouveau système d'injection de gouttes a été mis en place. Ce système a permis de faire varier le débit du liquide injecté dans la section d'essai de COLIBRI, dans une gamme entre 4kg/h jusqu'à 30kg/h (dans la boucle COLIBRI I, le débit maximal du liquide était de 0.75 kg/h).
4. Augmentation de la plage de diamètres de gouttes : un nouvel injecteur de gouttes a été mis en place sur la boucle COLIBRI. L'injecteur a permis l'obtention des gouttes dans une gamme entre 5 et 700 μm (dans la boucle COLIBRI I, le diamètre maximal était de 300 μm).

Le banc expérimental COLIBRI a été équipé de différents instruments de mesure afin de caractériser la température, le débit massique et la pression de la vapeur et du liquide injecté. D'autre part, la technique laser PDA a été utilisée dans le banc expérimental afin de mesurer la vitesse et la distribution en taille des gouttes. Cela a permis une caractérisation adéquate de l'écoulement de vapeur avec des gouttes dispersées, ce qui est essentiel pour l'analyse numérique effectuée. Enfin, l'estimation expérimentale du flux de chaleur extrait par l'écoulement de vapeur et des gouttes a été possible grâce à la technique de thermographie infrarouge. Ce flux a été obtenu grâce à l'utilisation d'un bilan énergétique sur le tube et les données de variation spatiotemporelles de la température obtenues avec la caméra IR.

Au total, 23 expériences avec un flux de vapeur et des gouttes ont été réalisées avec COLIBRI au cours de la présente campagne expérimentale. Au cours de cette campagne expérimentale, l'influence

du débit massique de vapeur, du débit massique de gouttes, de la puissance résiduelle dans le tube, du taux de bouchage, de la redistribution de la vapeur dans les sous-canaux bouchés et de certains paramètres conjugués ont été analysés. La comparaison des résultats expérimentaux ont permis de tirer les conclusions suivantes :

1. Le flux extrait par l'écoulement interne augmente avec l'augmentation du débit massique de vapeur et avec l'augmentation du débit massique de gouttes.
2. La puissance résiduelle ne semble pas avoir une influence sur le flux extrait par l'écoulement interne. Par contre, le temps requis pour remouiller le tube augmente avec la puissance résiduelle.
3. La redistribution de la vapeur pénalise le refroidissement des sous-canaux bouchés. Dans ces expériences, les gouttes ont compensé partiellement la diminution du transfert convectif paroi/vapeur.
4. L'écoulement de vapeur et celui des gouttes ont également servi pour refroidir les sections convergentes et divergentes du tube. Les grosses gouttes étant inertielles, elles peuvent impacter la section convergente en amont de la région bouchée, en refroidissant cette partie ; ceci entraîne un refroidissement de la région bouchée par conduction de la chaleur. D'autre part, l'écoulement peut aussi refroidir la section divergente en aval par des effets locaux produits en aval de la région bouchée.

La boucle expérimentale COLIBRI est associée au code mécaniste NECTAR dédié à la modélisation des phénomènes couplés de transfert de chaleur et de masse, ainsi qu'à la dynamique des gouttes dans la section d'essais de COLIBRI. Ce logiciel a permis d'analyser les résultats COLIBRI mais aussi de tester différents modèles physiques avant éventuellement de les intégrer dans DRACCAR. Ce travail de validation des modèles s'est concentré sur les mécanismes de convection forcée vapeur/paroi et le mécanisme de transfert par impact de gouttes vers la paroi. Pour l'analyse des corrélations pour l'estimation de la convection paroi/vapeur trois expériences avec de la vapeur (monophasique) en régime turbulent ont été utilisées. D'autre part, les corrélations évalués pour l'estimation du transfert de chaleur par les impacts de gouttes ont été évaluées avec quatre expériences faisant varier le débit de vapeur et gouttes. La comparaison de NECTAR et DRACCAR avec les résultats expérimentaux de COLIBRI ont permis de conclure que :

1. Les simulations réalisées avec les corrélations de Petukhov [54] et de Gnielinski [50] ont donné les résultats les plus proches des résultats expérimentaux, avec une erreur moyenne de 5.36% et de 6.1% respectivement. Dans cette étude, la corrélation de Petukhov [54] pour l'estimation du coefficient du frottement a été utilisée.
2. La corrélation de Hewitt et Govan [96] avec la corrélation de Lelong et al. [81] ont donné les résultats le plus proches entre les quatre expériences avec de vapeur et de gouttes simulées avec NECTAR. L'erreur moyen de cette simulation a été de 10%. Toutefois, ces corrélations sous-estiment le flux pour les expériences avec un débit de gouttes de 11kg/h.
3. La comparaison faite entre les résultats expérimentaux analysés et les simulations faites par NECTAR avec les corrélations d'Hewitt et Govan [96], de Lelong et al. [81] et de Petukhov [54] ont donné des résultats satisfaisants. Les simulations par NECTAR montrent que la contribution de l'impact de gouttes dans la paroi est du même ordre de grandeur que la convection forcée paroi/vapeur. Également, la contribution par le rayonnement entre la paroi et les phases de l'eau est faible, inférieur au 8% du flux interne total pour les expériences analysées.
4. L'outil numérique DRACCAR a tendance à sous-estimer le flux interne expérimental de COLIBRI. Ceci est dû au fait que le code DRACCAR utilise une corrélation qui sous-estime le

flux échangé entre les gouttes et la paroi. Par conséquent, il est proposé d'évaluer DRACCAR avec d'autres corrélations pour le calcul de ce mécanisme de transfert de chaleur.

Le présent travail de thèse a permis une meilleure compréhension du refroidissement impliquant différents mécanismes de transfert de chaleur se produisant à l'intérieur d'une géométrie représentative d'un sous-canal bouché et non bouché en aval du front de trempe dans des conditions typiques d'un APRP.

Les perspectives qui ressortent de cette étude sont :

1. Pour la présente étude, les gouttes ont été supposées être sphériques et à saturation. Cependant, selon la vitesse de la vapeur, les gouttes peuvent être déformées. Ainsi, selon la vitesse d'injection du liquide, il est possible que des gouttes sous-refroidies soient entraînées en aval du front de trempe. D'autre part, l'analyse avec l'outil NECTAR a confirmé l'importance de la polydispersion des gouttes. Ainsi, pour une meilleure compréhension du phénomène réel, il est nécessaire de caractériser avec précision les gouttes obtenues en aval du front du trempe.
2. Améliorer l'étalonnage à basse température pour l'exploitation des données expérimentales de COLIBRI en d'ébullition nucléée.
3. Réaliser une analyse paramétrique sur la température de remouillage et la vitesse de remouillage selon les conditions thermo-hydrauliques d'expériences réalisées avec COLIBRI.
4. Tester différents modèles estimant le flux par impact de gouttes vers la paroi dans l'outil DRACCAR.

Références

- [1] IRSN, “Le parc des réacteurs nucléaires français en exploitation.” <https://mediatheque.irsn.fr> (accessed Aug. 24, 2020).
- [2] D. Jacquemain *et al.*, *Les accidents de fusion du cœur des réacteurs nucléaires de puissance*, EDP Scienc. 2013.
- [3] Autorité de sûreté Nucléaire, “LES CENTRALES ÉLECTRONUCLÉAIRES,” 2010. [Online]. Available: https://www.asn.fr/annual_report/2010fr/fichiers/rapport_annuel_2010_entier.pdf.
- [4] CEA, “À Quoi Ressemble Le Combustible Des Réacteurs À Eau ?,” *Les Combust. nucléaires*, pp. 9–12, 2015.
- [5] Y. Guérin and B. Bonin, “Le combustible des réacteurs à eau,” in *Les combustibles nucléaires*, J.-F. Parisot, Ed. Paris: CEA Saclay et Groupe Moniteur, 2008, pp. 9–89.
- [6] EDF, *CENTRALES NUCLEAIRES ET ENVIRONNEMENT Prelevements d'eau et rejets*. 2020.
- [7] G. Repetto, C. Marquié, B. Bruyère, and T. Glantz, “Core coolability in loss of coolant accident: The coal experiments,” *Int. Top. Meet. Nucl. React. Therm. Hydraul. 2015, NURETH 2015*, vol. 1, pp. 24–37, 2015.
- [8] Y. Jin *et al.*, “Experimental study of droplet sizes across a spacer grid location under various reflood conditions,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 94, no. January, pp. 246–257, 2018, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2018.02.017.
- [9] J. M. Yoo, B. J. Yun, H. Y. Yoon, and J. J. Jeong, “Modeling of the droplet entrainment rate in the post-dryout regime for the analysis of a reflood phase,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 148, p. 107757, 2020, doi: 10.1016/j.anucene.2020.107757.
- [10] A. V. S. Oliveira, J. D. Peña Carrillo, A. Labergue, T. Glantz, and M. Gradeck, “Mechanistic modeling of the thermal-hydraulics in polydispersed flow film boiling in LOCA conditions,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 357, no. August 2019, 2019, doi: 10.1016/j.nucengdes.2019.110388.
- [11] L. E. Hochreiter *et al.*, *RBHT Reflood Heat Transfer Experiments Data and Analysis*. Washington: Office of Nuclear Regulatory Research, 2012.
- [12] M. Chen *et al.*, “Experimental study on droplet behavior and mechanisms during reflooding in a Single-rod channel,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 218, p. 119332, Jan. 2023, doi: 10.1016/J.APPLTHERMALENG.2022.119332.
- [13] L. J. Peterson and S. M. Bajorek, “Icone10-22520 Temperature for Vertical Cylinders At Elevated Pressure,” *Wave Motion*, pp. 1–10, 2002.
- [14] L. Mohanta, “Theoretical and experimental study of inverted annular film boiling and regime transition during reflood transients,” The Pennsylvania State University, 2015.
- [15] 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, doi: 10.1016/j.nucengdes.2017.11.013.
- [16] A. Badillo and M. Andreani, “An exploratory work on the use of a Lagrangian-Eulerian model for simulating heat transfer of subchannels under reflooding conditions,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 321, pp. 156–172, 2017, doi: 10.1016/j.nucengdes.2016.11.031.
- [17] M. Andreani and G. Yadigaroglu, “A 3-D Eulerian-Lagrangian model of dispersed flow film boiling including a mechanistic description of the droplet spectrum evolution - I. The thermal-hydraulic model,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 40, no. 8, pp. 1753–1772, 1997, doi: 10.1016/S0017-9310(96)00253-0.
- [18] G. L. Yoder and W. M. Rohsenow, “Dispersed flow film boiling,” 1980. [Online]. Available:

- http://vnit.ac.in/mech/wp-content/uploads/2018/10/01-ME_B.Tech_Course-Book.pdf.
- [19] F. B. Cheung and S. M. Bajorek, “Dynamics of droplet breakup through a grid spacer in a rod bundle,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 241, no. 1, pp. 236–244, 2011, doi: 10.1016/j.nucengdes.2010.10.017.
- [20] H. K. Cho, K. Y. Choi, S. Cho, and C. H. Song, “Experimental observation of the droplet size change across a wet grid spacer in a 6×6 rod bundle,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 241, no. 12, pp. 4649–4656, 2011, doi: 10.1016/j.nucengdes.2011.03.042.
- [21] J. D. Peña Carillo, “Étude expérimentale du transfert pariou/fluide dans le cas d’un écoulement vertical vapeur/gouttes dans une géométrie tubulaire,” Université de Lorraine, 2018.
- [22] Y. Jin, F. B. Cheung, S. M. Bajorek, K. Tien, and C. L. Hoxie, “Investigation of the thermal-hydraulic non-equilibrium in a 7×7 rod bundle during reflood,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 127, pp. 266–279, 2018, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.011.
- [23] M. Kawaji, Y. S. Ng, S. Banerjee, and G. Yadigaroglu, “Reflooding with steady and oscillatory injection: Part I—flow regimes, void fraction, and heat transfer,” *J. Heat Transfer*, vol. 107, no. 3, pp. 670–678, 1985, doi: 10.1115/1.3247476.
- [24] S. Ergun, L. E. Hochreiter, and J. H. Mahaffy, “Modifications to COBRA-TF to model dispersed flow film boiling with two flow, four field Eulerian–Eulerian approach – Part 1,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 35, no. 9, pp. 1663–1670, Sep. 2008, doi: 10.1016/J.ANUCENE.2008.02.013.
- [25] K. Ihle, P.; Rust, “SEFLEX fuel rod simulator effects in flooding experiments. Pt. 3,” *Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH*, 1986.
- [26] C. Grandjean, “Coolability of blocked regions in a rod bundle after ballooning under LOCA conditions: Main findings from a review of past experimental programmes,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 237, no. 15, pp. 1872–1886, Sep. 2007, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2007.02.022>.
- [27] L. E. E. Hochreiter, “FLECHT SEASET program. Final report,” United States, 1985. doi: 10.2172/6475435.
- [28] A. V. S. Oliveira *et al.*, “Velocity field and flow redistribution in a ballooned 7×7 fuel bundle measured by magnetic resonance velocimetry,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 369, no. August, p. 110828, 2020, doi: 10.1016/j.nucengdes.2020.110828.
- [29] J. E. Luna Valencia *et al.*, “Simulation of the flow redistribution in 7×7 ballooned fuel bundles using DRACCAR with the thermal-hydraulics package CATHARE-3,” *Nucl. Eng. Des.*, pp. 1–16, 2021.
- [30] A. V. S. Oliveira *et al.*, “Parametric effects on the flow redistribution in ballooned bundles evaluated by magnetic resonance velocimetry,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 125, no. November 2020, p. 110383, 2021, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2021.110383.
- [31] P. Ruyer *et al.*, “Two-phase flow across a partially damaged core during the reflood phase of a loca,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 264, pp. 187–194, 2013, doi: 10.1016/j.nucengdes.2013.02.026.
- [32] T. Glantz, T. Taurines, O. De Luze, S. Belon, G. Guillard, and F. Jacq, “DRACCAR: A multi-physics code for computational analysis of multi-rod ballooning, coolability and fuel relocation during LOCA transients Part one: General modeling description,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 339, no. June, pp. 269–285, 2018, doi: 10.1016/j.nucengdes.2018.06.022.
- [33] W. S. Hill and W. M. Rohsenow, “DRYOUT DROPLET DISPERSED FLOW DISTRIBUTION AND FILM BOILING,” Cambridge, Massachusetts, 1982.
- [34] R. REVELLIN and M. LALLEMAND, “Transferts en changement de phase - Ébullition convective,” *Phys. énergétique*, vol. 33, no. 0, 2020, doi: 10.51257/a-v2-be8236.
- [35] D. Yu, “Analysis and Modelling of Full-Range Post-Dryout Heat Transfer in Vertical Tubes,” Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), 2019.

- [36] V. Ganesan, R. Patel, J. Hartwig, and I. Mudawar, “Universal Correlations for Post-CHF Saturated and Superheated Flow Film Boiling Heat Transfer Coefficient, Minimum Heat Flux and Rewet Temperature for Cryogenic Fluids in Uniformly Heated Tubes,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 195, p. 123054, 2022, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123054>.
- [37] M. Andreani and G. Yadigaroglu, “Prediction methods for dispersed flow film boiling,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 20, no. SUPPL. 1, pp. 1–51, 1994, doi: [10.1016/0301-9322\(94\)90069-8](https://doi.org/10.1016/0301-9322(94)90069-8).
- [38] M. J. Meholic, “THE DEVELOPMENT OF A NON-EQUILIBRIUM DISPERSED FLOW FILM BOILING HEAT TRANSFER MODELING PACKAGE,” The Pennsylvania State University, 2011.
- [39] R. S. Dougall and W. M. Rohsenow, “Film boiling on the inside of vertical tubes with upward flow of the fluid at low qualities,” 1963. [Online]. Available: <http://hdl.handle.net/1721.1/62142>.
- [40] D. C. Groeneveld and G. G. J. Delorme, “Prediction of thermal non-equilibrium in the post-dryout regime,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 36, no. 1, pp. 17–26, 1976, doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(76\)90138-2](https://doi.org/10.1016/0029-5493(76)90138-2).
- [41] M. M. Shah, “Corrélation complète pour le transfert de chaleur durant l’ébullition en film de l’écoulement dispersé dans des mini/macro tubes,” *Int. J. Refrig.*, vol. 78, pp. 32–46, 2017, doi: [10.1016/j.ijrefrig.2017.03.019](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2017.03.019).
- [42] A. Katsaounis, “Post Dryout Correlations and Models Compared to Experimental Data from Different Fluids,” in *International Symposium on Heat and Mass Transfer in Refrigeration and Cryogenics*, 1986, pp. 152–164.
- [43] W. Koehler and W. Kastner, “Post-CHF Heat Transfer in Boiler Tubes BT - Two-Phase Flow Heat Exchangers: Thermal-Hydraulic Fundamentals and Design,” S. Kakaç, A. E. Bergles, and E. O. Fernandes, Eds. Dordrecht: Springer Netherlands, 1988, pp. 553–574.
- [44] S. W. Webb and J. C. Chen, “Evaluation of convective film boiling models with nonequilibrium data in tubes,” in *International Heat Transfer Conference Digital Library*, 1986.
- [45] A. Annunziato, M. Cumo, and G. Pallazzi, “Post dry-out heat transfer in uncovered core accidents,” in *Thermal hydraulics of nuclear reactors*, 1983.
- [46] D. C. C. Groeneveld, L. K. H. K. H. Leung, A. Z. Z. Vasic, Y. J. J. Guo, and S. C. C. Cheng, “A look-up table for fully developed film-boiling heat transfer,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 225, no. 1, pp. 83–97, 2003, doi: [10.1016/S0029-5493\(03\)00149-3](https://doi.org/10.1016/S0029-5493(03)00149-3).
- [47] J. P. Meyer, A. I. Bashir, and M. Everts, “Single-phase mixed convective heat transfer and pressure drop in the laminar and transitional flow regimes in smooth inclined tubes heated at a constant heat flux,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 109, no. July, p. 109890, 2019, doi: [10.1016/j.expthermflusci.2019.109890](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2019.109890).
- [48] A. I. Bashir, M. Everts, R. Bennacer, and J. P. Meyer, “Single-phase forced convection heat transfer and pressure drop in circular tubes in the laminar and transitional flow regimes,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 109, no. July, p. 109891, 2019, doi: [10.1016/j.expthermflusci.2019.109891](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2019.109891).
- [49] J. P. Abraham, E. M. Sparrow, and W. J. Minkowycz, “Internal-flow Nusselt numbers for the low-Reynolds-number end of the laminar-to-turbulent transition regime,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 1, pp. 584–588, 2011, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.09.012>.
- [50] V. Gnielinski, “On heat transfer in tubes,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 63, pp. 134–140, 2013, doi: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.04.015](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.04.015).
- [51] D. Bertsche, P. Knipper, K. Kapfer, and T. Wetzel, “Experimental investigation on heat transfer in laminar, transitional and turbulent circular pipe flow with respect to flow regime boundaries,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 145, p. 118746, 2019, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118746>.

- 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118746.
- [52] R. C. Lockhart, R.W.; Martinelli, “Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes,” pp. 39–48, 1949, [Online]. Available: <http://dns2.asia.edu.tw/~ysho/YSHO-English/2000 CE/PDF/Che Eng Pro45, 39.pdf>.
- [53] J. H. Lienhard, J. H. Lienhard IV, and J. H. Lienhard V, *A Heat Transfer Textbook*, vol. 5. Cambridge, Massachussets: Phlogiston Press, 2019.
- [54] B. S. Petukhov, “Heat Transfer and Friction in Turbulent Pipe Flow with Variable Physical Properties,” *Adv. Heat Transf.*, vol. 6, no. C, pp. 503–564, 1970, doi: 10.1016/S0065-2717(08)70153-9.
- [55] V. Gnielinski, “VDI Heat Atlas,” in *VDI Heat Atlas*, V. D. I. V.-G. V. und C. (GVC), Ed. Springer Heidelberg Dordrecht London New York, 2010, p. 1584.
- [56] V. Gnielinski, “New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow,” *Int. Chem. Eng.*, vol. 16, no. 2, pp. 359–368, 1976.
- [57] P. Konakov, “Eine neue Formel für den Reibungskoeffizienten glatter Rohre (Orig. russ.),” *Berichte der Akad. der Wissenschaften der UDSSR*, vol. 7, pp. 503–506, 1946.
- [58] D. Taler, “A new heat transfer correlation for transition and turbulent fluid flow in tubes,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 108, pp. 108–122, 2016, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2016.04.022.
- [59] J. P. Meyer, M. Everts, N. Coetzee, K. Grote, and M. Steyn, “Heat transfer coefficients of laminar, transitional, quasi-turbulent and turbulent flow in circular tubes,” *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 105, no. April, pp. 84–106, 2019, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2019.03.016.
- [60] J. M. Yoo, B. J. Yun, H. Y. Yoon, and J. J. Jeong, “Improvement of the heat transfer enhancement model considering the droplet-wall heat transfer downstream of the flow blockage in the reflood phase,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 380, no. January, p. 111277, 2021, doi: 10.1016/j.nucengdes.2021.111277.
- [61] USNRC, “TRACE V5.0 Theory Manual Field Equations , Solution Methods , and Physical Models,” Washington, 2008. [Online]. Available: <https://www.nrc.gov/docs/ML1200/ML120060218.pdf>.
- [62] K. V. Beard and H. R. Pruppacher, “A Wind Tunnel Investigation of the Rate of Evaporation of Small Water Drops Falling at Terminal Velocity in Air,” *J. Atmos. Sci.*, vol. 28, pp. 1455–1464, 1971, doi: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<1455:AWTIOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<1455:AWTIOT>2.0.CO;2).
- [63] K. Lee and D. J. Ryley, “The evaporation of water droplets in superheated steam,” *J. Heat Transfer*, vol. 90, no. 4, pp. 445–451, 1968, doi: 10.1115/1.3597540.
- [64] W. R. Ranz, W. E. and Marshall, “Evaporation from drops,” *Chemical Engineering Progress*, vol. 48. pp. 141–146, 1952, [Online]. Available: <http://dns2.asia.edu.tw/~ysho/YSHO-English/1000 CE/PDF/Che Eng Pro48, 141.pdf>.
- [65] 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, doi: 10.1016/0017-9310(78)90049-2.
- [66] M. Renksizbulut and M. C. Yuen, “Experimental study of droplet evaporation in a high-temperature air stream,” *J. Heat Transfer*, vol. 105, no. 2, pp. 384–388, 1983, doi: 10.1115/1.3245590.
- [67] G. V. Kuznetsov, P. A. Strizhak, and R. S. Volkov, “Heat exchange of an evaporating water droplet in a high-temperature environment,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 150, no. April 2019, p. 106227, 2020, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2019.106227.
- [68] Z. Zhifu, W. Guoxiang, C. Bin, G. Liejin, and W. Yueshe, “Evaluation of Evaporation Models for Single Moving Droplet with a High Evaporation Rate,” *Powder Technol.*, vol. 240, pp. 95–102, 2013, doi: 10.1016/j.powtec.2012.07.002.

- [69] B. ABRAMZON and W. A. Sirignano, “Droplet vaporization model for spray combustion calculations,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 32, no. 9, pp. 1605–1618, 1988, doi: 10.2514/6.1988-636.
- [70] G. Castanet, L. Perrin, O. Caballina, and F. Lemoine, “Evaporation of closely-spaced interacting droplets arranged in a single row,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 93, pp. 788–802, 2016, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.064.
- [71] W. A. Sirignano, “Fuel droplet vaporization and spray combustion theory,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 9, no. 4, pp. 291–322, 1983, doi: 10.1016/0360-1285(83)90011-4.
- [72] R. Shahsavan Markadeh, A. Arabkhalaj, H. Ghassemi, and A. Azimi, “Droplet evaporation under spray-like conditions,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 148, p. 119049, 2020, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119049.
- [73] M. Andreani and G. Yadigaroglu, “Difficulties in modeling dispersed-flow film boiling,” *Wärme - und Stoffübertragung*, vol. 27, no. 1, pp. 37–49, 1992, doi: 10.1007/BF01589976.
- [74] G. Castanet, M. Lebouché, and F. Lemoine, “Heat and mass transfer of combusting monodisperse droplets in a linear stream,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 16, pp. 3261–3275, 2005, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.03.005.
- [75] V. B. Ankudinov and M. G. Klenov, “An experimental investigation of convection heat transfer in ordered flows of monodisperse droplets,” *High Temp.*, vol. 43, no. 4, pp. 628–633, 2005, doi: 10.1007/s10740-005-0105-5.
- [76] G. Atthasit, A., Doué, N., Biscos, Y., & Lavergne, “Influence of droplet concentration on the dynamics and evaporation of a monodisperse stream of droplets in evaporation regime,” in *1st International symposium on combustion and atmospheric pollution*, 2003.
- [77] J. E. Luna Valencia, A. V. S. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz, and M. Gradeck, “Simulation du refroidissement d’un sous-canal combustible de REP lors d’un APRP,” in *30e congrès de la Société Française de Thermique*, 2022, doi: <https://doi.org/10.25855/SFT2021-037>.
- [78] R. P. Forslund and W. M. Rohsenow, “Dispersed flow film boiling,” *J. Heat Transfer*, vol. 90, no. 4, pp. 399–407, 1968, doi: 10.1115/1.3597531.
- [79] S. M. Bajorek and M. Y. Young, “Direct-contact heat transfer model for dispersed-flow film boiling,” *Nucl. Technol.*, vol. 132, no. 3, pp. 375–388, 2000, doi: 10.13182/NT00-A3151.
- [80] 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, doi: 10.1016/S0894-1777(02)00195-4.
- [81] 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.
- [82] 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, pp. 14–25, 2013, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2012.10.023.
- [83] J. Breitenbach, I. V. Roisman, and C. Tropea, “Heat transfer in the film boiling regime: Single drop impact and spray cooling,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 110, pp. 34–42, 2017, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.004.
- [84] D. Chatzikyriakou, S. P. Walker, C. P. Hale, and G. F. Hewitt, “The measurement of heat transfer from hot surfaces to non-wetting droplets,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 7–8, pp. 1432–1440, 2011, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.11.051.
- [85] D. Chatzikyriakou, S. P. Walker, and G. F. Hewitt, “The contribution of non-wetting droplets to direct cooling of the fuel during PWR post-LOCA reflood,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 240, no. 10, pp. 3108–3114, 2010, doi: 10.1016/j.nucengdes.2010.05.029.

- [86] J. Park and H. Kim, “Direct-contact heat transfer of single droplets in dispersed flow film boiling: Experiment and model assessment,” *Nucl. Eng. Technol.*, vol. 53, no. 8, pp. 2464–2476, 2021, doi: 10.1016/j.net.2021.02.017.
- [87] L. Bolle and J. C. Moureau, “SPRAY COOLING OF HOT SURFACES,” *Multiph. Sci. Technol.*, vol. 1, no. 1–4, 1982, doi: 10.1016/0198-7593(85)90184-5.
- [88] J. W. Strutt, “VI. On the capillary phenomena of jets,” *Proc. R. Soc. London*, vol. 29, no. 196–199, pp. 71–97, 1879, doi: 10.1098/r SPL.1879.0015.
- [89] 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, pp. 47–66, 2006, doi: 10.1017/S0022112006009189.
- [90] H. Lee, D. E. Kim, J. Park, and H. Kim, “Effects of liquid subcooling on droplet-wall collision heat transfer in film boiling,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 132, no. October 2021, p. 110571, 2022, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2021.110571.
- [91] 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, doi: 10.3139/124.110742.
- [92] R. H. Chen, S. L. Chiu, and T. H. Lin, “On the collision behaviors of a diesel drop impinging on a hot surface,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 587–595, 2007, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2007.07.002.
- [93] N. Hatta, H. Pujimoto, K. Kinoshita, and H. Takuda, “Experimental study of deformation mechanism of a water droplet impinging on hot metallic surfaces above the leidenfrost temperature,” *J. Fluids Eng. Trans. ASME*, vol. 119, no. 3, pp. 692–699, 1997, doi: 10.1115/1.2819300.
- [94] G. Liang, S. Shen, Y. Guo, and J. Zhang, “Boiling from liquid drops impact on a heated wall,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 100, pp. 48–57, 2016, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.04.061.
- [95] I. Kataoka, M. Ishii, and A. Nakayama, “Entrainment and desposition rates of droplets in annular two-phase flow,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 43, no. 9, pp. 1573–1589, 2000, doi: 10.1016/S0017-9310(99)00236-7.
- [96] 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, 1990, doi: 10.1016/0017-9310(90)90094-B.
- [97] T. Okawa, T. Kitahara, K. Yoshida, T. Matsumoto, and I. Kataoka, “New entrainment rate correlation in annular two-phase flow applicable to wide range of flow condition,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, no. 1, pp. 87–98, 2001, doi: 10.1016/S0017-9310(01)00111-9.
- [98] 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, doi: 10.1016/0029-5493(90)90197-6.
- [99] Z. H. Yang and S. L. Lee, “On the Droplet Deposition and Mist Supercooling in a turbulent channel flow,” *Part. Part. Syst. Charact.*, vol. 8, no. 1–4, pp. 72–78, 1991, doi: 10.1002/ppsc.19910080113.
- [100] S. L. Lee, “A unified theory on particle transport in a turbulent dilute two-phase suspension flow-II,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 13, no. 1, pp. 137–144, 1987, doi: 10.1016/0301-9322(87)90014-0.
- [101] S. L. Lee, “Particle drag in a dilute turbulent two-phase suspension flow,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 13, no. 2, pp. 247–256, 1987, doi: 10.1016/0301-9322(87)90032-2.
- [102] S. L. Lee and T. Börner, “Fluid flow structure in a dilute turbulent two-phase suspension flow in a vertical pipe,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 13, no. 2, pp. 233–246, 1987, doi: 10.1016/0301-9322(87)90031-0.

- [103] E. N. Ganić and K. Mastanaiah, “Investigation of droplet deposition from a turbulent gas stream,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 7, no. 4, pp. 401–422, 1981, doi: 10.1016/0301-9322(81)90047-1.
- [104] M. M. El-Kassaby and E. N. Ganić, “Droplet deposition in two-phase, turbulent flow,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 29, no. 8, pp. 1149–1158, 1986, doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(86\)90146-8](https://doi.org/10.1016/0017-9310(86)90146-8).
- [105] B. Y. H. Liu and T. A. Ilori, “Inertial deposition of aerosol particles in turbulent pipe flow.,” in *ASME Symposium on Flow Studies in Air and Water Pollution*, 1973.
- [106] J. Gérardin, 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, doi: 10.1016/j.jqsrt.2012.07.007.
- [107] K. H. Sun, J. M. Gonzalez, and C. L. Tien, “Calculations of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions.,” *Am. Soc. Mech. Eng.*, no. 75-HT-64, pp. 414–420, 1975.
- [108] H. C. Hottel and A. F. Sarofim, *Radiative Transfer*. New York, 1967.
- [109] K. Ransom, V.H., Wagner, R.J., Trapp, J.A., Feinauer, L.R., Johnsen, G.W. and R. A. D.M. and Riemke, “RELAP5/MOD2 Code Manual,” 1985.
- [110] Y. A. Cengel, *Transferencia de Calor y Masa: un enfoque practico*, vol. 3. Mexico D.F.: McGraw-Hill interamericana, 2007.
- [111] S. H. Chan and M. A. Grolmes, “Hydrodynamically-controlled rewetting,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 34, no. 3, pp. 307–316, 1975, doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(75\)90051-5](https://doi.org/10.1016/0029-5493(75)90051-5).
- [112] S. Bae, J. W. Kim, S. H. Kim, and K. Du Kim, “Preliminary Assessment of the Interfacial Source Terms in SPACE Code The development program for a nuclear reactor safety analysis code which will be used by utility bodies has been launched supported by the Ministry of Knowledge Economy . The code , name,” pp. 495–496, 2009.
- [113] K. Choi *et al.*, “Development of a wall-to-fluid heat transfer package for the space code,” *Nucl. Eng. Technol.*, vol. 41, no. 9, pp. 1143–1156, 2009, doi: 10.5516/NET.2009.41.9.1143.
- [114] S. J. Ha, C. E. Park, K. D. Kim, and C. H. Ban, “Development of the space code for nuclear power plants,” *Nucl. Eng. Technol.*, vol. 43, no. 1, pp. 45–62, 2011, doi: 10.5516/NET.2011.43.1.045.
- [115] 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, 1985.
- [116] K. O. Pasamehmetoglu and R. A. Nelson, “Transient direct-contact condensation on liquid droplets,” [Online]. Available: <https://www.osti.gov/biblio/6433873>.
- [117] N. R. C. Job and W. Code, “RELAP5 / MOD3 Code Manual,” vol. 5, 1995.
- [118] W. M. Kays, *Convective heat and mass transfer*. Tata McGraw-Hill Education, 2012.
- [119] Y. Jin, F. B. Cheung, K. Shirvan, S. M. Bajorek, K. Tien, and C. L. Hoxie, “Numerical investigation of rod bundle thermal–hydraulic behavior during reflood transients using COBRA-TF,” *Ann. Nucl. Energy*, vol. 148, p. 107708, Dec. 2020, doi: 10.1016/J.ANUCENE.2020.107708.
- [120] KAERI, “MARS Code Manual Volume1: Code Structure, System Models, and Solution Methods,” p. No. KAERI/TR--2812/2004.Korea Atomic Energy Resear, 2001.
- [121] L. A. Bromley, “Heat Transfer in Stable Film Boiling,” no. June, pp. 35–43, 1948.
- [122] T. Glantz, T. Taurines, S. Belon, O. De Luze, G. Guillard, and F. Jacq, “DRACCAR: A multi-physics code for computational analysis of multi-rod ballooning, coolability and fuel relocation during LOCA transients. Part Two: Overview of modeling capabilities for LOCA,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 339, no. August, pp. 202–214, 2018, doi: 10.1016/j.nucengdes.2018.08.031.

- [123] P. J. J. Berenson, “Film-Boiling Heat Transfer From a Horizontal Surface,” *J. Heat Transfer*, vol. 83, no. 3, pp. 351–356, Aug. 1961, doi: 10.1115/1.3682280.
- [124] J. E. Luna Valencia, T. Glantz, A. V. S. Oliveira, A. Labergue, and M. Gradeck, “Simulation of Dispersed Flow Film Boiling in Loka Conditions Considering Different Fuel Rod Blockage Ratios,” *19th Int. Top. Meet. Nucl. React. Therm. Hydraul.*, pp. 1–10, 2022.
- [125] M. Bruchhausen, A. Delconte, D. Blondel, and F. Lemoine, “TEMPERATURE MEASUREMENTS IN POLYDISPERSE SPRAYS BY MEANS OF LASER-INDUCED FLUORESCENCE (LIF) ON THREE SPECTRAL BANDS,” *At. Sprays*, vol. 16, pp. 599–614, 2006.
- [126] A. Savitzky and M. J. E. Golay, “Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures,” *Anal. Chem.*, vol. 36, no. 8, pp. 1627–1639, Jul. 1964, doi: 10.1021/ac60214a047.
- [127] S. M. Ohk and B. J. Chung, “Natural convection heat transfer inside an open vertical pipe: Influences of length, diameter and Prandtl number,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 115, pp. 54–64, May 2017, doi: 10.1016/J.IJTHEMALSCI.2017.01.014.
- [128] P. Kieruj, D. Przystacki, and T. Chwalczuk, “Determination of emissivity coefficient of heat-resistant super alloys and cemented carbide,” *Arch. Mech. Technol. Mater.*, vol. 36, no. 1, pp. 30–34, 2016, doi: 10.1515/amtm-2016-0006.
- [129] B. Ofner, “Phase Doppler Anemometry (PDA) BT - Optical Measurements: Techniques and Applications,” F. Mayinger and O. Feldmann, Eds. Berlin, Heidelberg, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2001, pp. 139–152.
- [130] A. Eder, B. Durst, and M. Jordan, “Laser-Doppler Velocimetry — Principle and Application to Turbulence Measurements BT - Optical Measurements: Techniques and Applications,” F. Mayinger and O. Feldmann, Eds. Berlin, Heidelberg, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2001, pp. 117–138.
- [131] S. A. A. Morsi and A. J. J. Alexander, “An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems,” *J. Fluid Mech.*, vol. 55, no. 2, pp. 193–208, 1972, doi: 10.1017/S0022112072001806.
- [132] M. Jain, R. S. S. Prakash, G. Tomar, and R. V. V. Ravikrishna, “Secondary breakup of a drop at moderate Weber numbers,” *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 471, no. 2177, p. 20140930, 2015, doi: 10.1098/rspa.2014.0930.
- [133] W. H. Chou and G. M. Faeth, “Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 24, no. 6, pp. 889–912, 1998, doi: 10.1016/S0301-9322(98)00015-9.
- [134] D. R. Guildenbecher, C. López-Rivera, and P. E. Sojka, “Secondary atomization,” *Exp. Fluids*, vol. 46, no. 3, pp. 371–402, 2009, doi: 10.1007/s00348-008-0593-2.

Annexes

Propriétés de l'Inconel 625⁵

Temp. [°C]	Chaleur spécifique [J/kg °C]	Conductivité thermique [W/m °C]	Résistivité électrique [μ W.cm]	Expansion linéaire moyenne [μ m/ μ m /°C]
21	410	9.2	129	-
93	427	10.8	132	12.8
204	456	12.5	134	13.1
316	481	14.1	135	13.3
427	511	15.7	136	13.7
538	536	17.5	138	14
649	565	19	138	14.8
760	590	20.8	137	15.3
871	620	22.8	136	15.8
982	645	25.2	135	-

Matrice des essais expérimentaux

Numéro	Objectif [paramètres isolés]	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_v exp. [kg/h]	\dot{m}_g prévu [kg/h]	\dot{m}_g exp. [kg/h]	Bypass	\overline{Pr} prévue [kW/m]	\overline{Pr} exp. [kW/m]
C2-1	Effet du débit de vapeur	0%	4	4	7.7	8	Non	0	0
C2-2			2	1.6		7.3			
C2-3			3	3.1		8			
C2-4			5	4,5		7,7			
C2-5	Effet du taux de bouchage	61%	4	2,9	7.7	7,7	Non	0	0
C2-6		90%		2,2		7,7			
C2-7	Effet du débit de gouttes	0%	4	3,9	5	5,1	Non	0	0
C2-8				3,3	11	11,5			
C2-9	Effet de la puissance résiduelle	0%	4	3	7.7	7,7	Non	0,5	0,47
C2-10				3,1		7,7		1	0,95
C2-11				3		7,7		1,5	1,44
C2-12				2,9		7,7		2	1,9
C2-13	Effet du bypass	61%	4	4	7.7	8,3	Oui	0	0
C2-14		90%		4		7,7			
C2-15		0%	4	3,7	5	4,5	Non	1	0,95

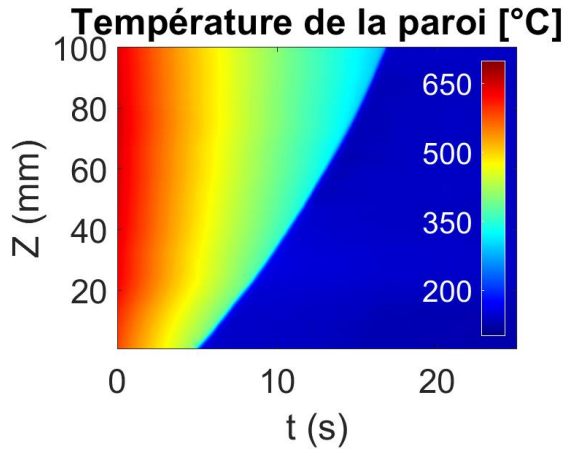
⁵ Les propriétés de l'Inconel 625 (UNS N06625/W.Nr. 2.4856), selon Special Metals Corporation (2013) issue de : <https://www.specialmetals.com/documents/technical-bulletins/inconel/inconel-alloy-625.pdf>.

C2-16	Effet de la puissance résiduelle / Effet du débit de gouttes			3,2		5,1		2	1,9
C2-17				3,2	11	11,2		1	0,95
C2-18				3,2		11,5		2	1,9
C2-19	Effet du débit de gouttes / Effet du by-pass	90%	4	3,9	5	5,7	Oui	0	0
C2-20		90%		3,8	11	11,5			
C2-21	Effet de la puissance résiduelle / Effet du by-pass	61%	4	4,1	7.7	7,7	Oui	1	0,95
C2-22				4,1		7,7		2	1,9
C2-23				90%		3,8		7,7	1
C2-24		3,7				7,7		2	1,9

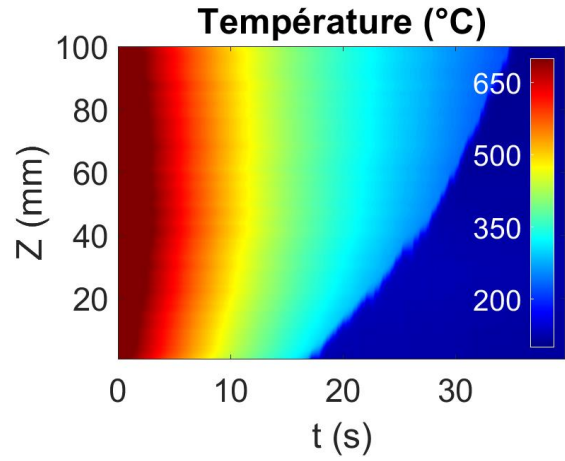
Effet du débit de vapeur

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	Tv à l'entrée	Bypass	Pr	d_{10}	\overline{u}_g	σ	μ
C2-1	0%	3.9	8	1.4 bar	271 °C	Non	0 kW/m	278 μm	16.3 m/s	0.424	- 8.266
C2-2		1.6	7.3	1 bar	200 °C			246 μm	6.3 m/s	0.677	- 8.493
C2-3		3.1	8	1.3 bar	270 °C			276 μm	14.9 m/s	0.358	- 8.257
C2-4		4.5	7.7	1.6 bar	302 °C			210 μm	13.2 m/s	0.652	- 8.622

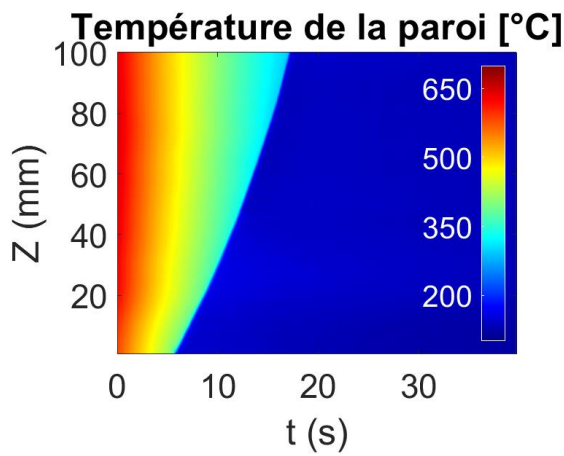
Cartographie de la température



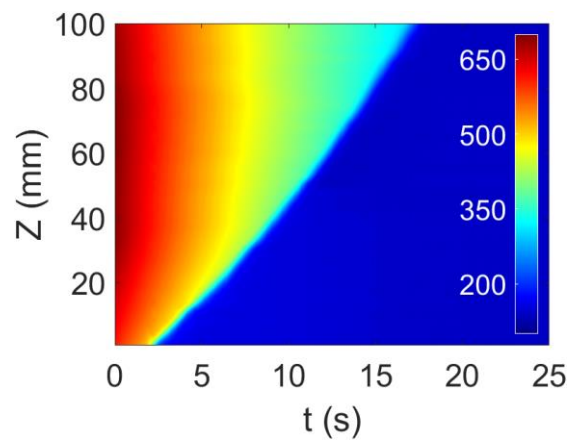
Expérience C2-1



Expérience C2-2

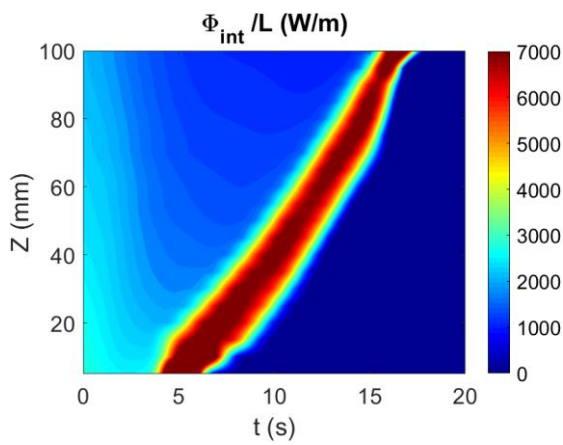


Expérience C2-3

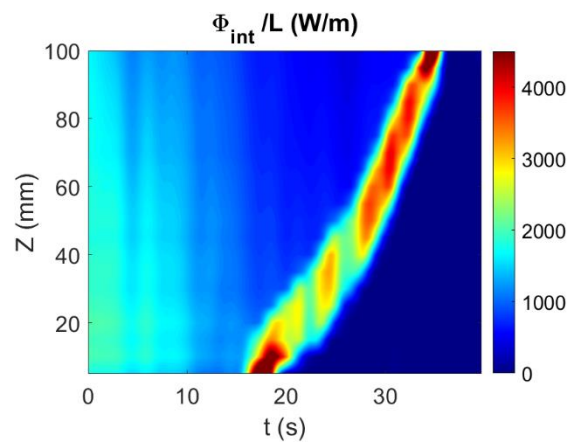


Expérience C2-4

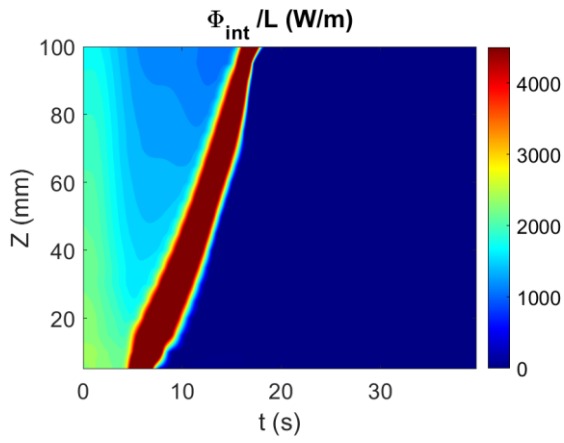
Cartographie du flux



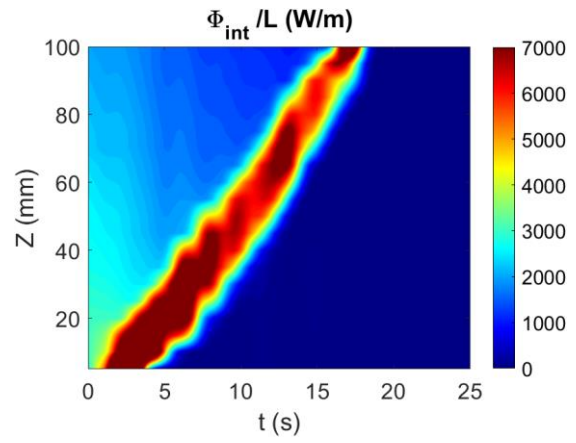
Expérience C2-1



Expérience C2-2

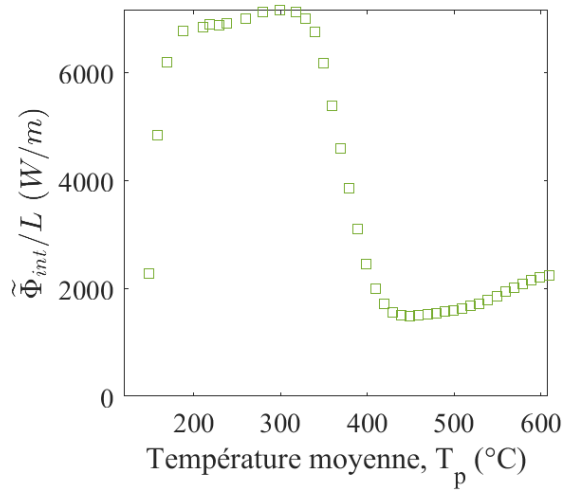


Expérience C2-3

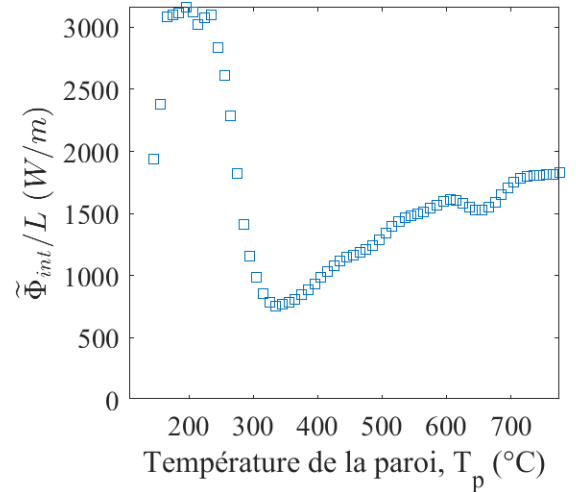


Expérience C2-4

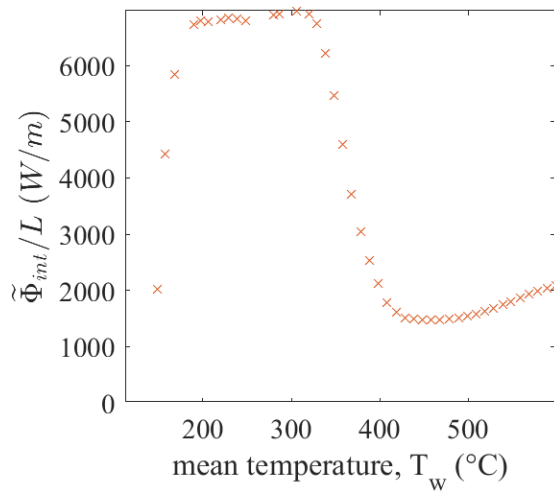
Flux moyen



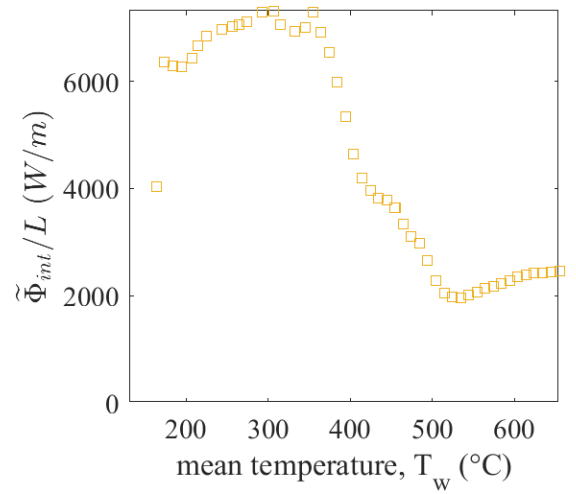
Expérience C2-1



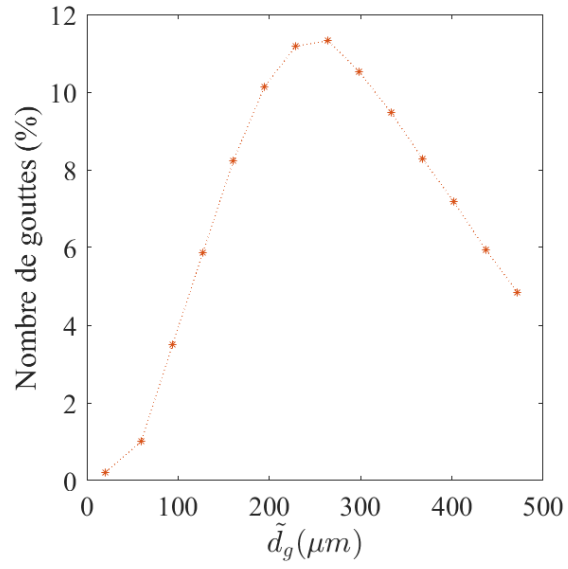
Expérience C2-2



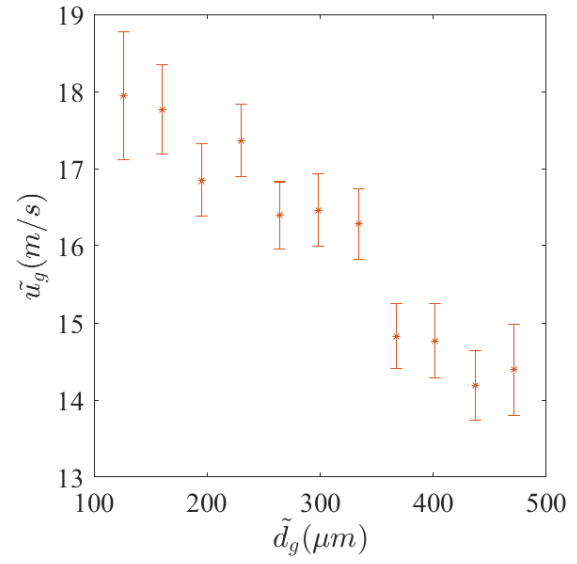
Expérience C2-3



Expérience C2-4

PDA**Expérience C2-1****En Amont**

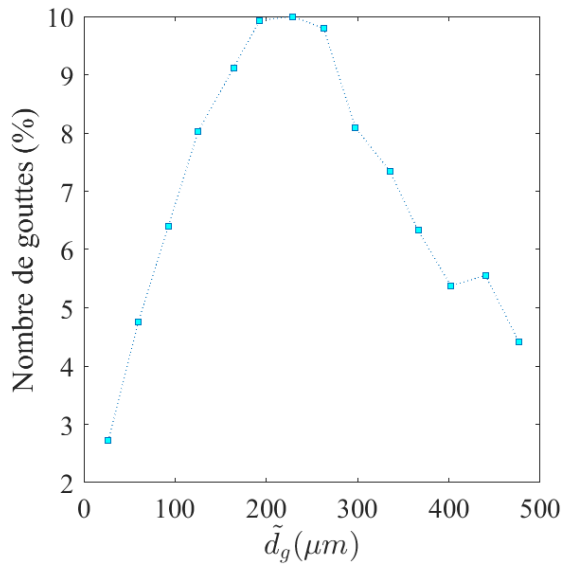
Distribution en taille



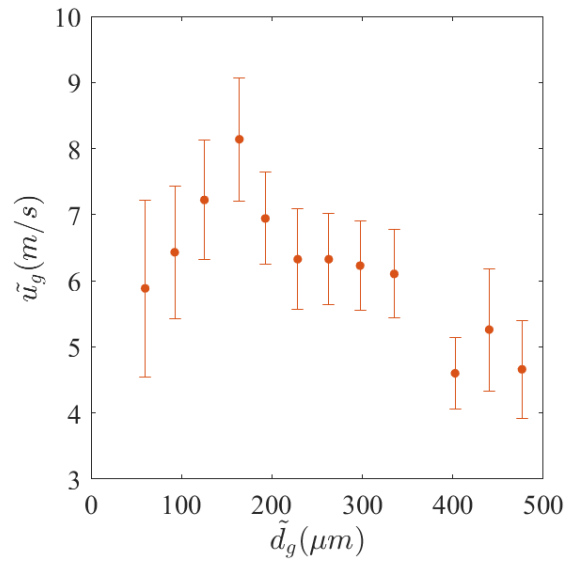
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-2

Amont



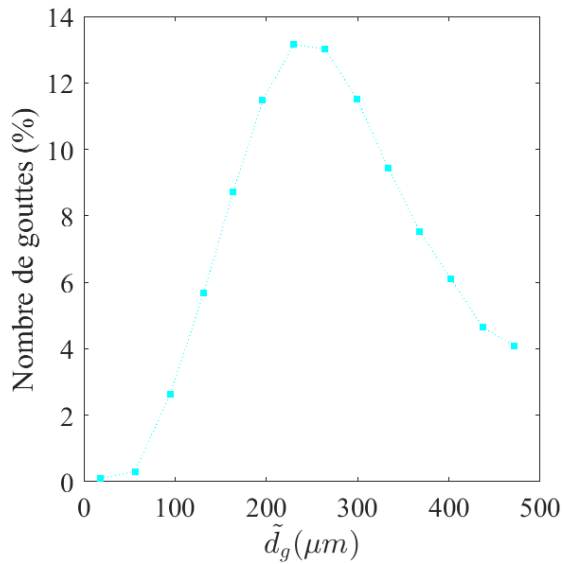
Distribution en taille



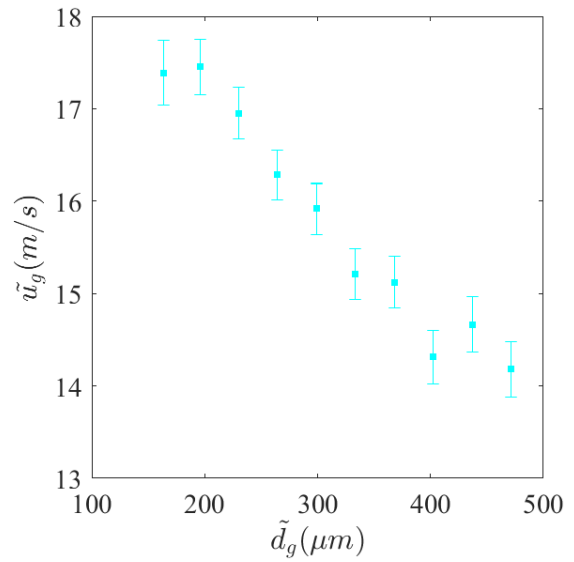
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-3

Amont

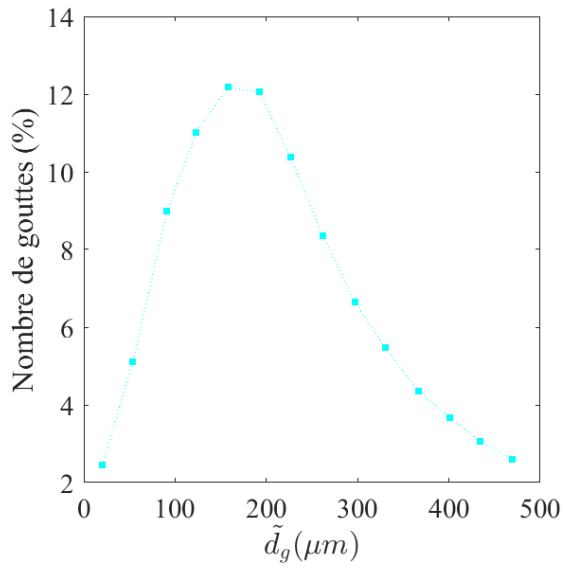


Distribution en taille

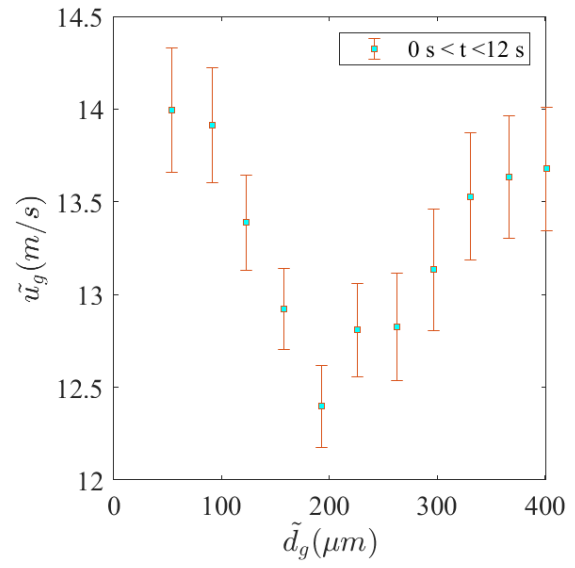


Vitesse en fonction du diamètre

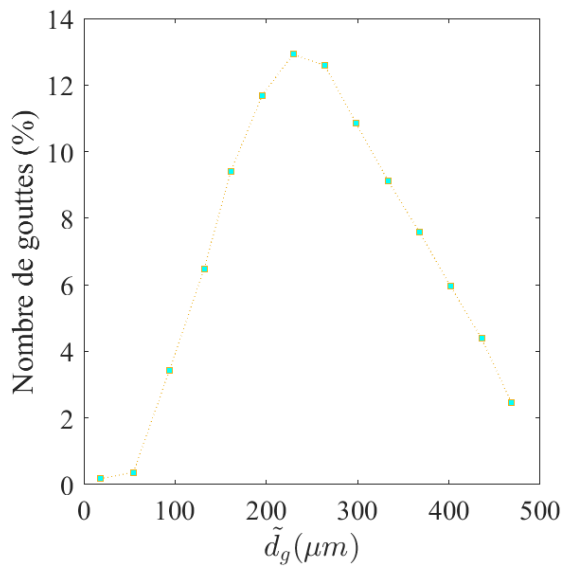
Expérience C2-3

Amont

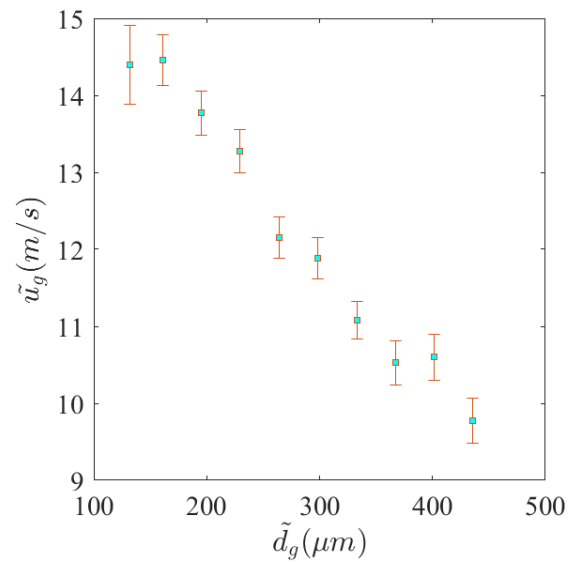
Distribution en taille



Vitesse en fonction du diamètre

Aval

Distribution en taille

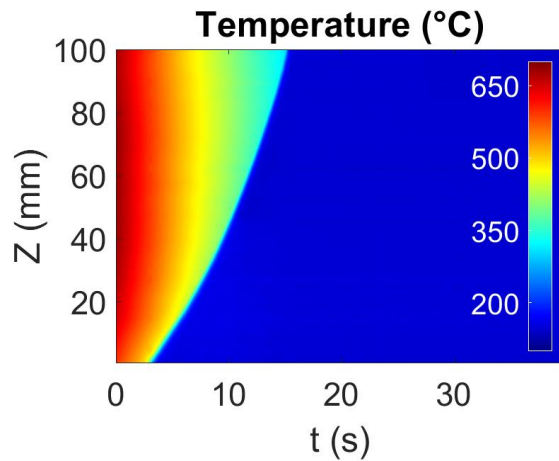


Vitesse en fonction du diamètre

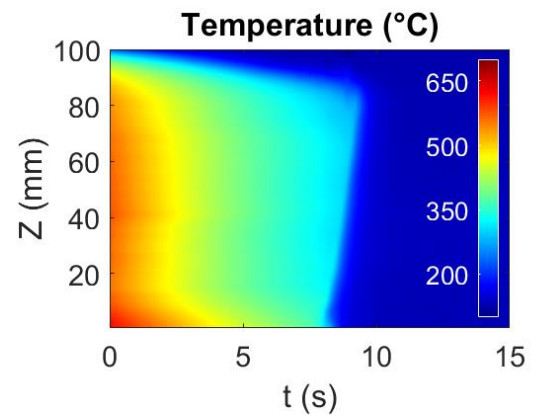
Effet du taux de bouchage

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	T_v à l'entrée	Bypass	Pr	d_{10}	\bar{u}_g	σ	μ
C2-5	61%	3.9	5.1	1.26 bar	363 °C	Non	0 kW/m	293 μm	16.3 m/s	0.3356	- 8.188
C2-6	90%	3.25	11.5	1.36 bar	292 °C			270 μm	11.6 m/s	0.4660	- 8.342

Cartographie de température

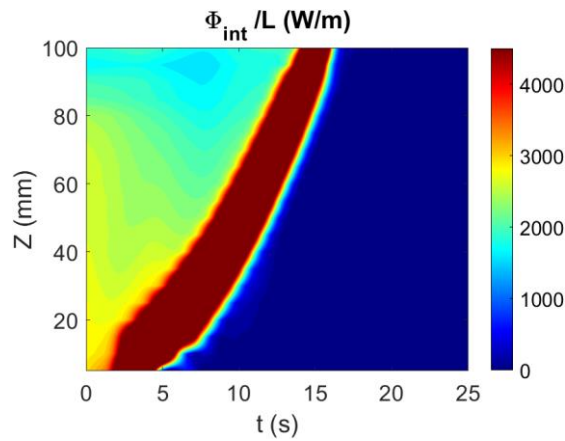


Cartographie de température C2-5

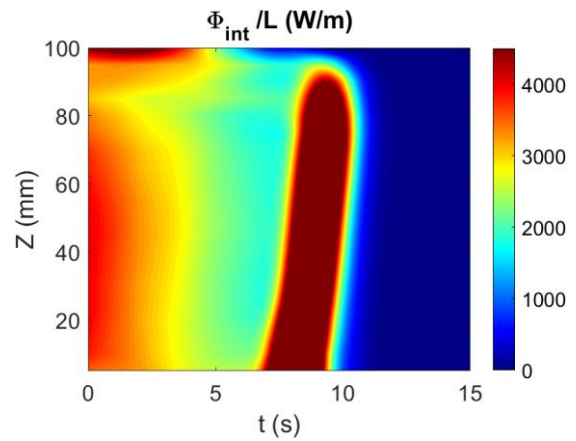


Cartographie de température C2-6

Cartographie du flux

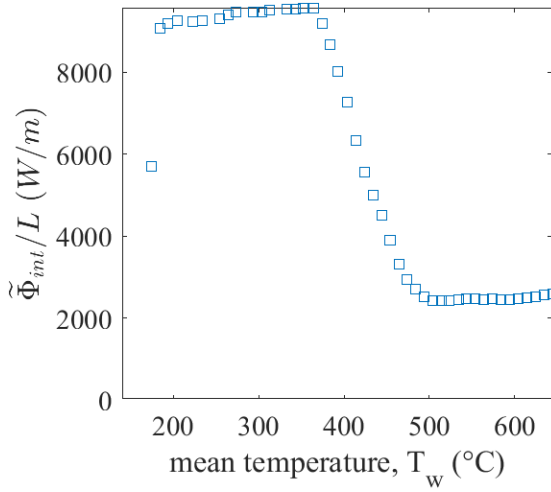


Cartographie de température C2-5

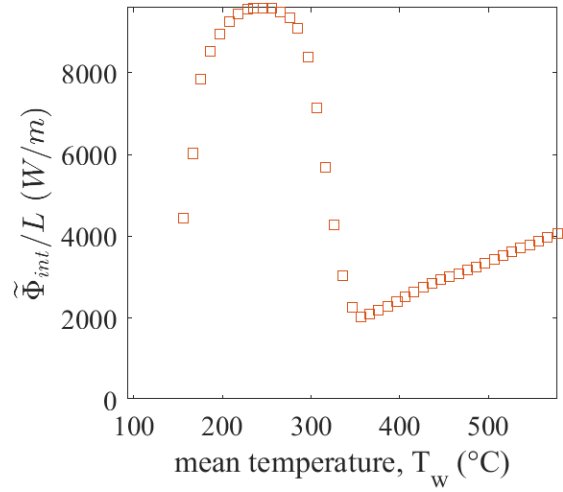


Cartographie de température C2-6

Flux moyen



Cartographie de température C2-5

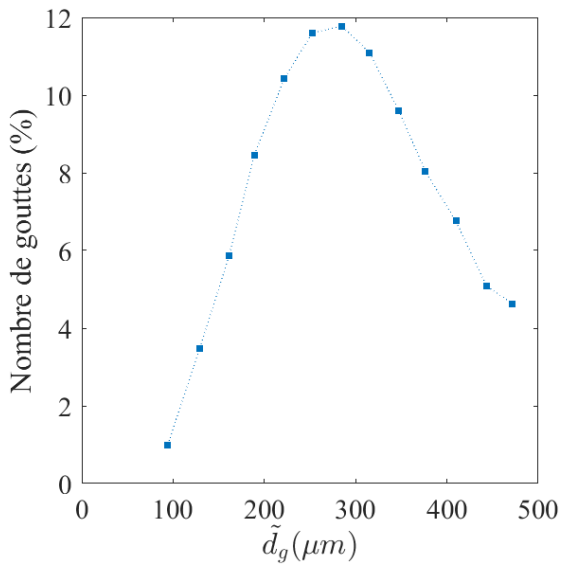


Cartographie de température C2-6

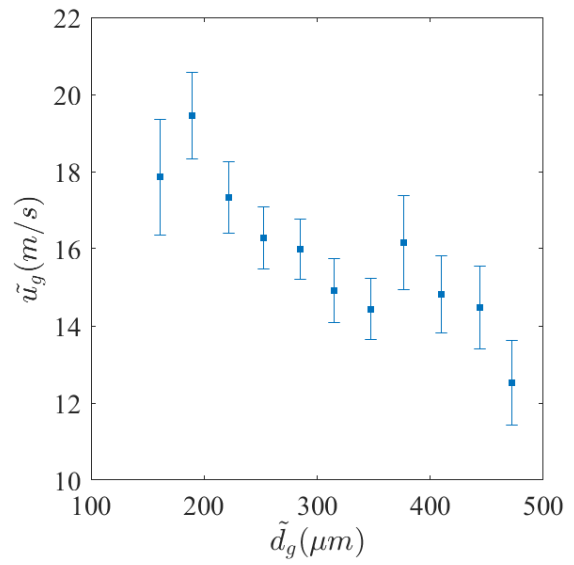
PDA

Expérience C2-5

En Amont

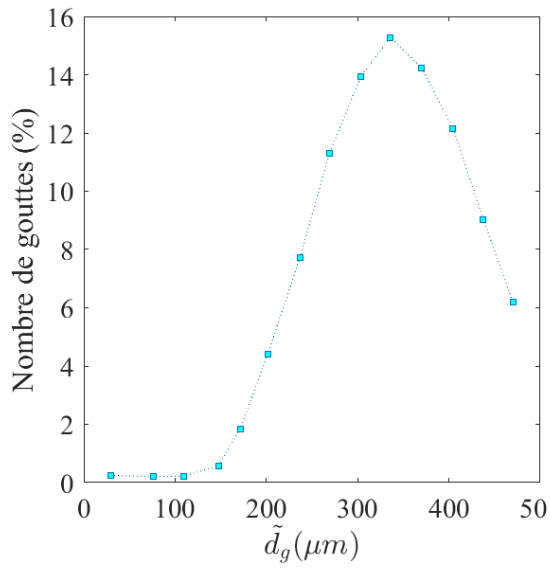


Distribution en taille

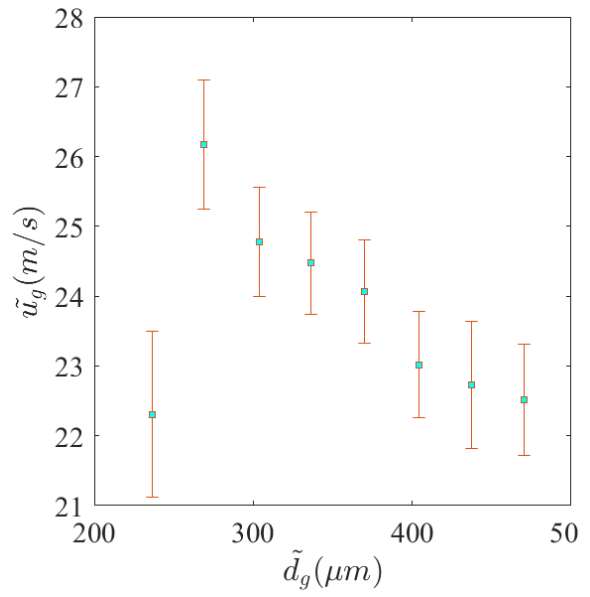


Vitesse en fonction du diamètre

En Aval



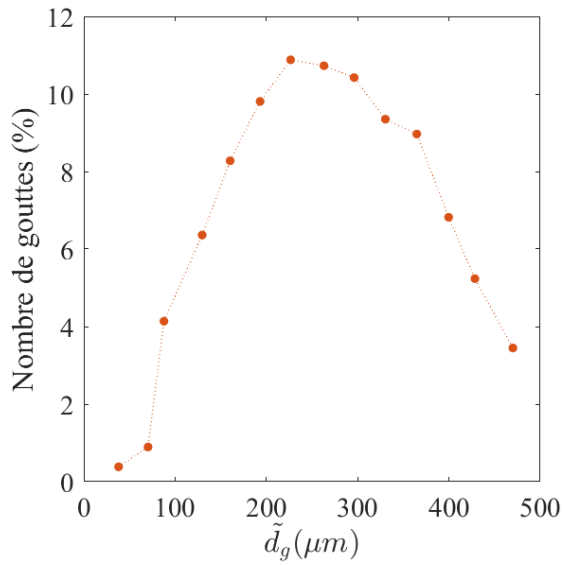
Distribution en taille



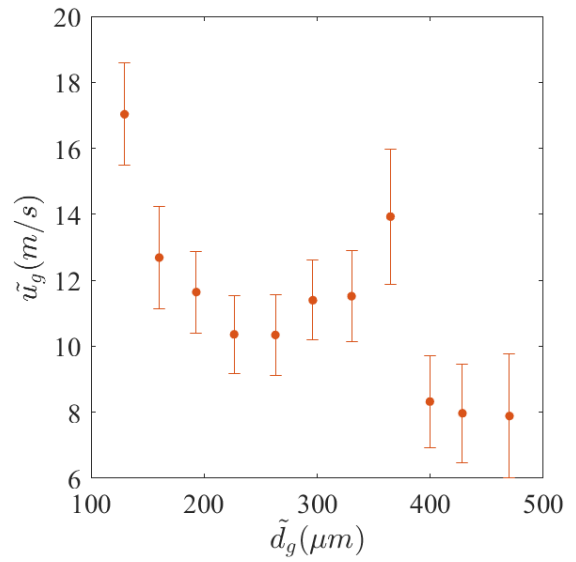
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-6

En Amont

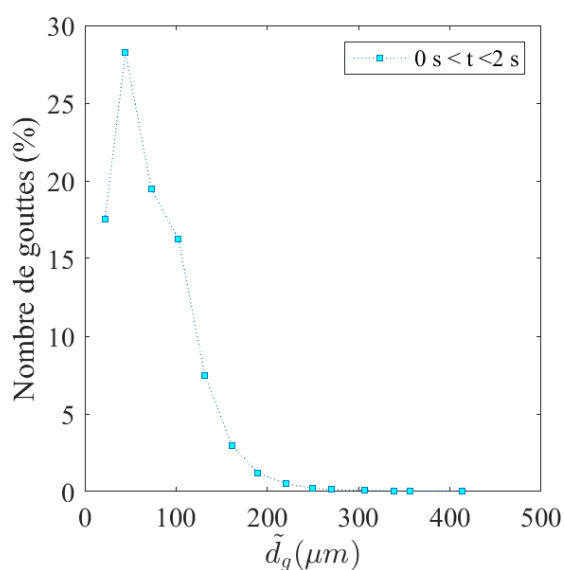


Distribution en taille

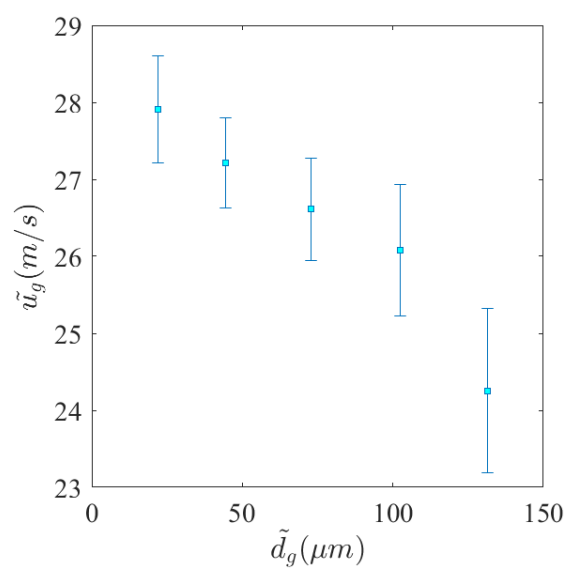


Vitesse en fonction du diamètre

En Aval



Distribution en taille

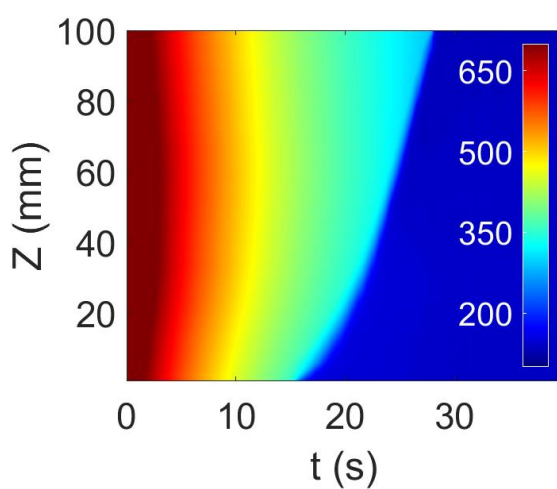


Vitesse en fonction du diamètre

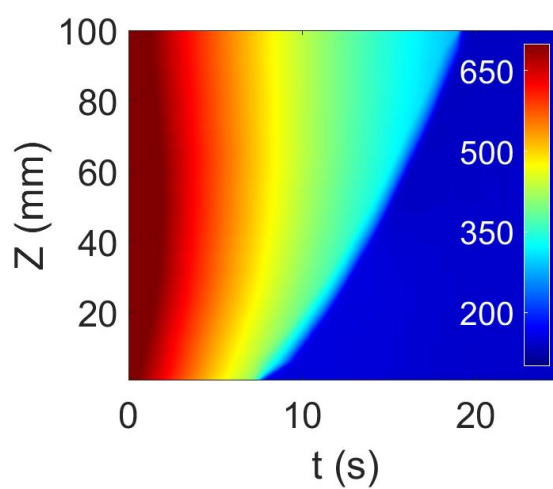
Effet du débit des gouttes

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	T_v à l'entrée	Bypass	Pr	d_{10}	\bar{u}_g	σ	μ
C2-7	0%	3.9	5.1	1.26 bar	363 °C	Non	0 kW/m	283 μm	15.9 m/s	0.336	- 8.188
C2-8		3.25	11.5	1.36 bar	292 °C			227 μm	18.1 m/s	0.466	- 8.342

Cartographie de température

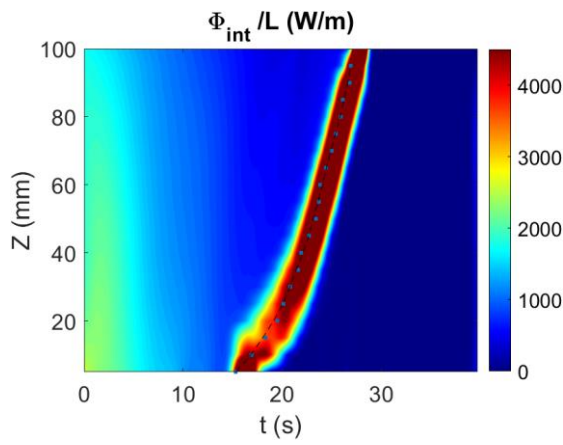


Cartographie de température C2-7

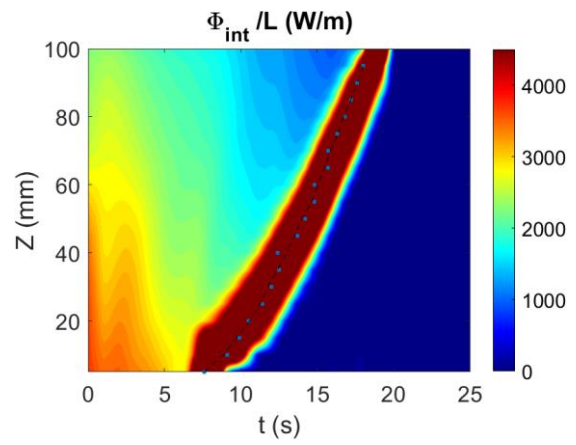


Cartographie de température C2-8

Cartographie du flux

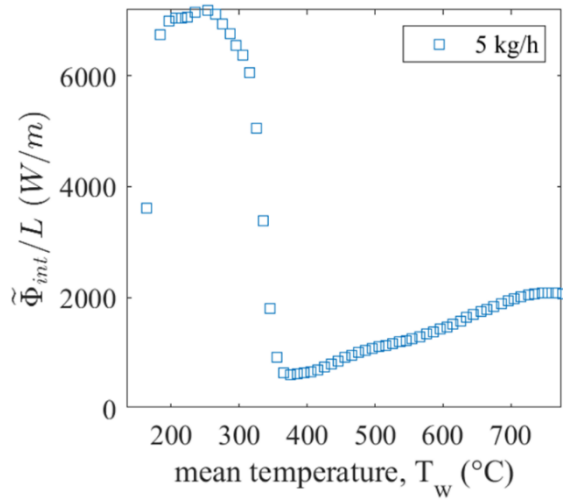


Cartographie du flux C2-7

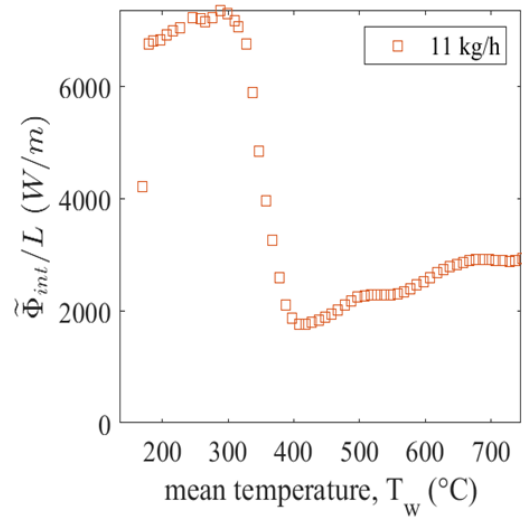


Cartographie du flux C2-8

Flux moyen



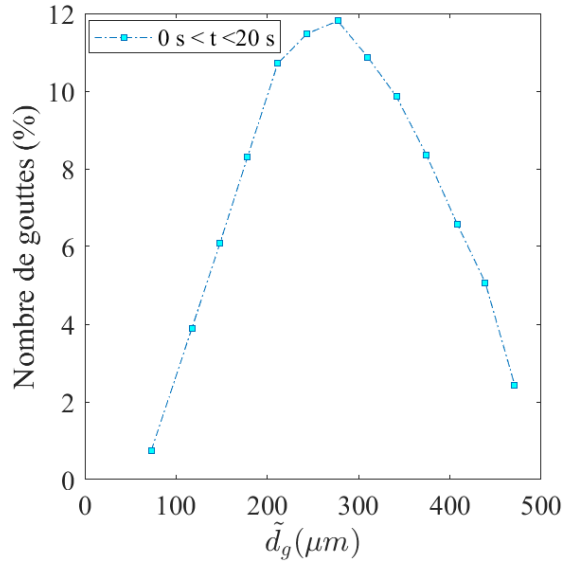
Flux moyen C2-7



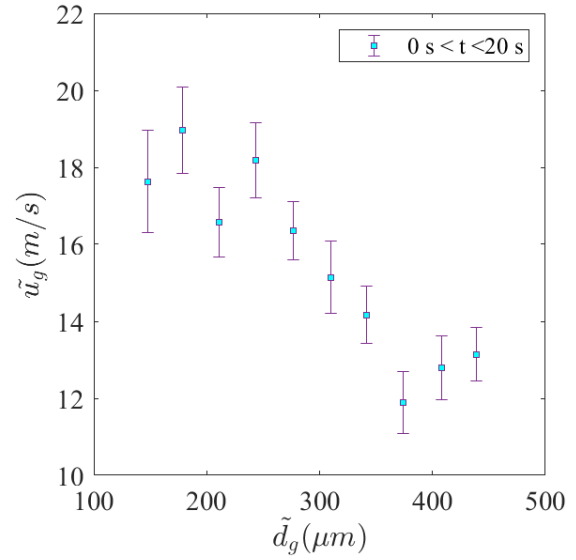
Flux moyen C2-8

PDA

Expérience C2-7

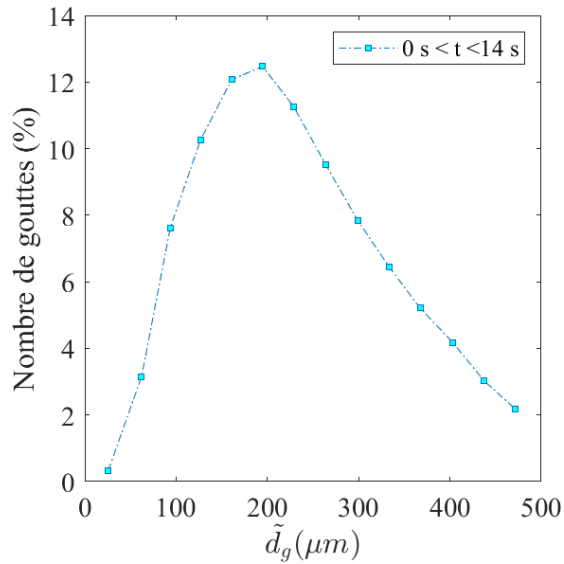
En Amont

Distribution en taille

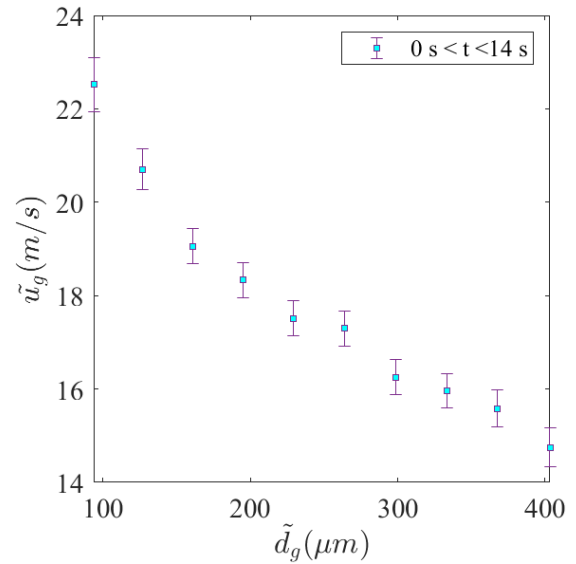


Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-8

En Amont

Distribution en taille

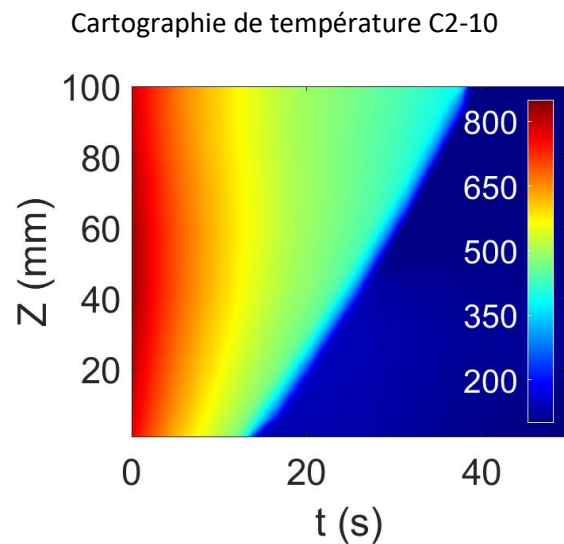
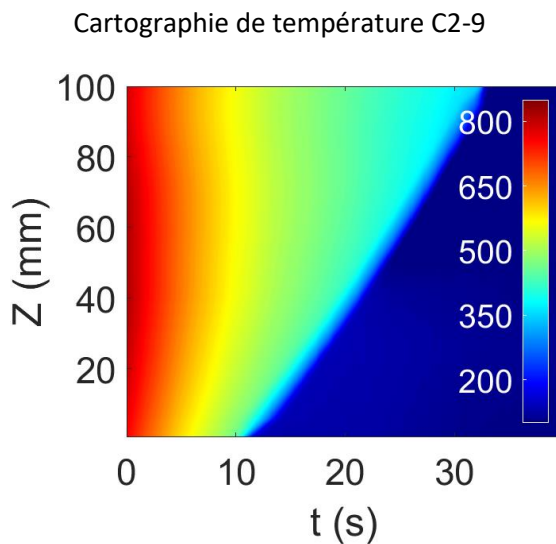
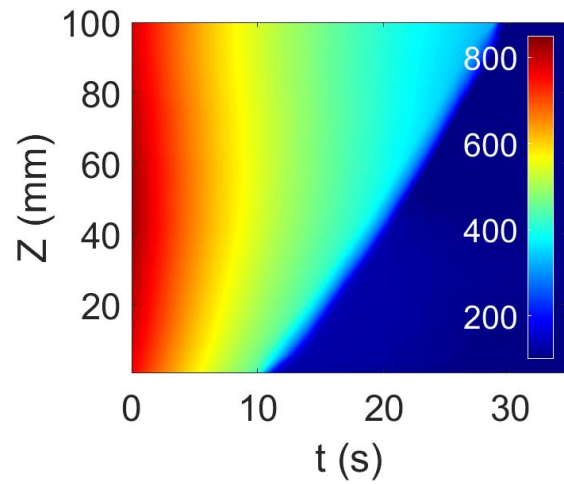
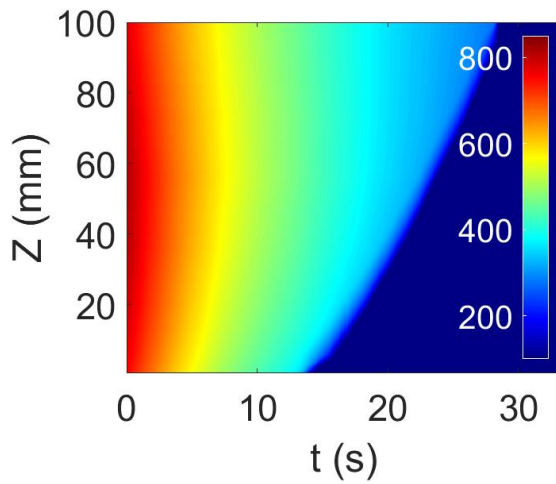


Vitesse en fonction du diamètre

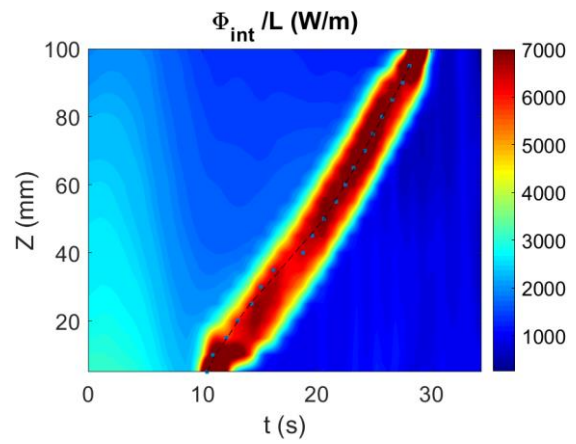
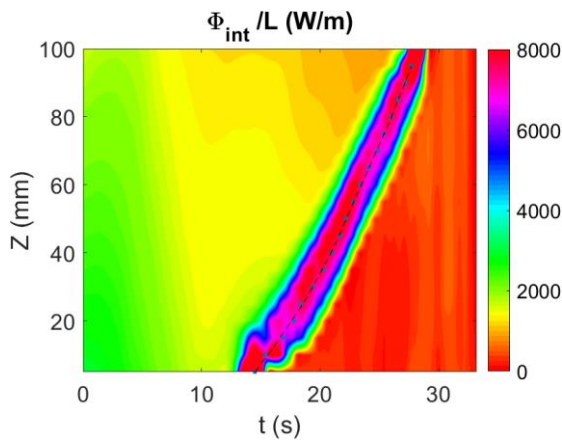
Effet de la puissance résiduelle

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	T_v l'entrée à	Bypass	Pr [kW/m]	d_{10}	\bar{u}_g	σ	μ
C2-9	0%	2.97	7.7	1.3 bar	287 °C	Non	0,47	297 μm	12.2 m/s	0.39	- 8.214
C2-10		3.13	7.7	1.3 bar	259 °C		0,95	273 μm	14.9 m/s	0.405	- 8.288
C2-11		2.95	7.7	1.3 bar	255 °C		1,44	266 μm	10.5 m/s	0.408	-8.29
C2-12		2.9	7.7	1.3 bar	260 °C		1,9	248 μm	14.8 m/s	0.454	- 8.396

Cartographie de température

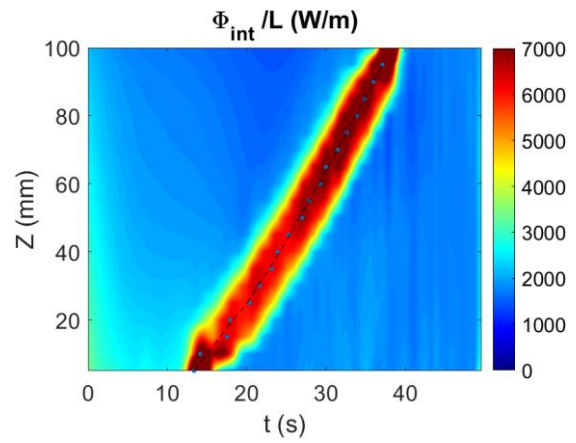
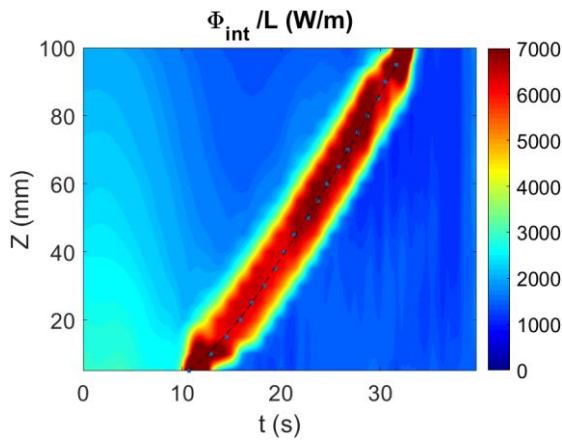


Cartographie du flux



Cartographie du flux C2-9

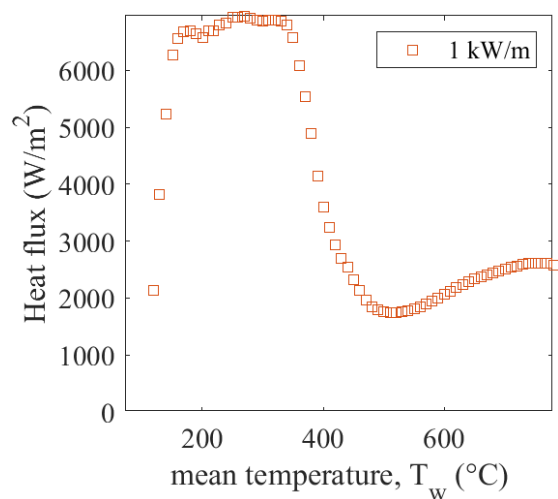
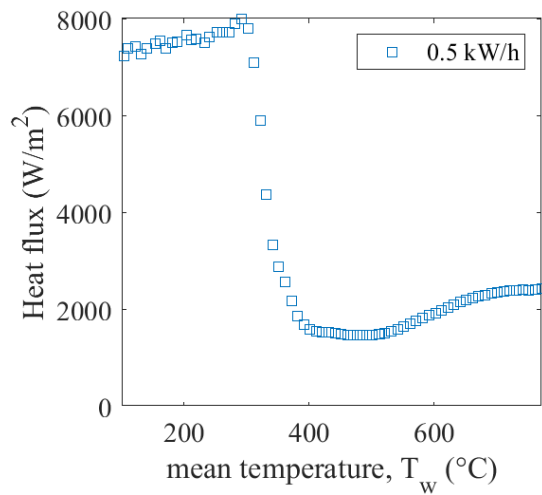
Cartographie du flux C2-10



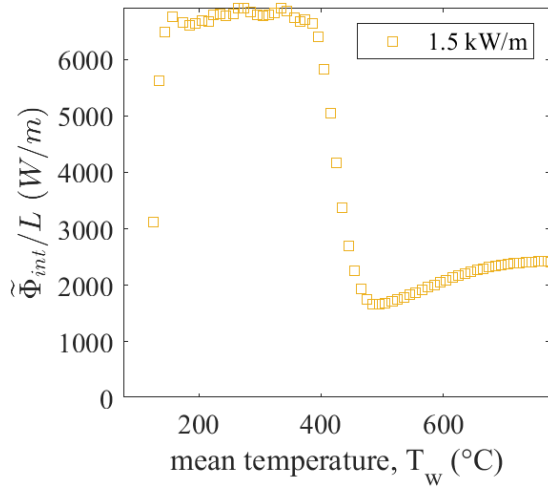
Cartographie du flux C2-11

Cartographie du flux C2-12

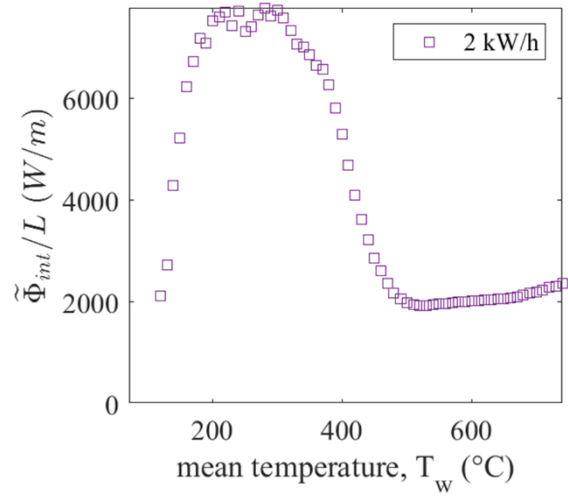
Flux moyen



Flux moyen C2-9



Flux moyen C2-10



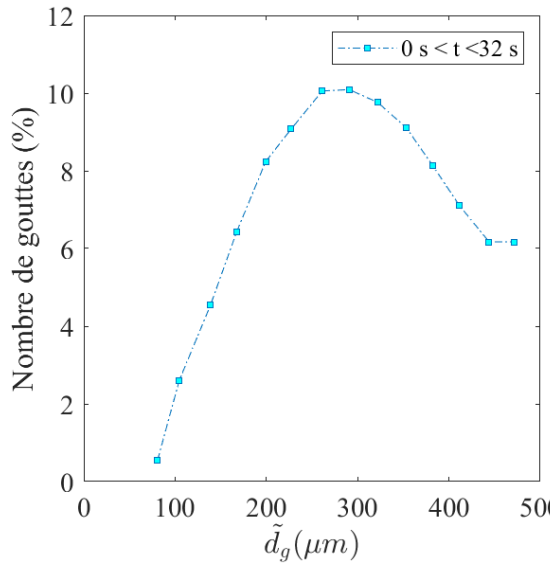
Flux moyen C2-11

Flux moyen C2-12

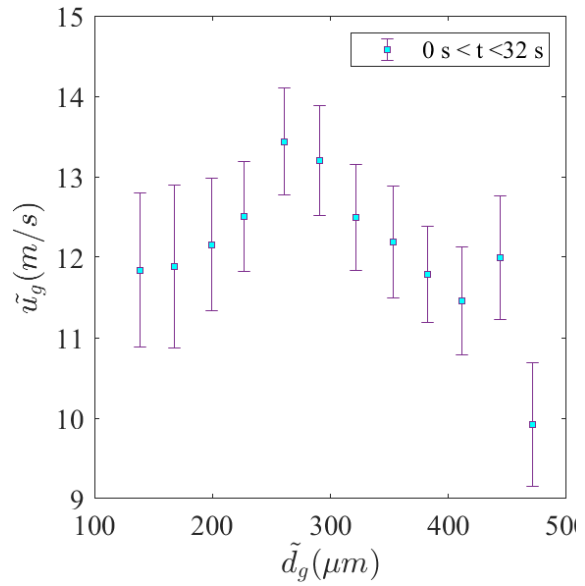
PDA

Expérience C2-9

En Amont



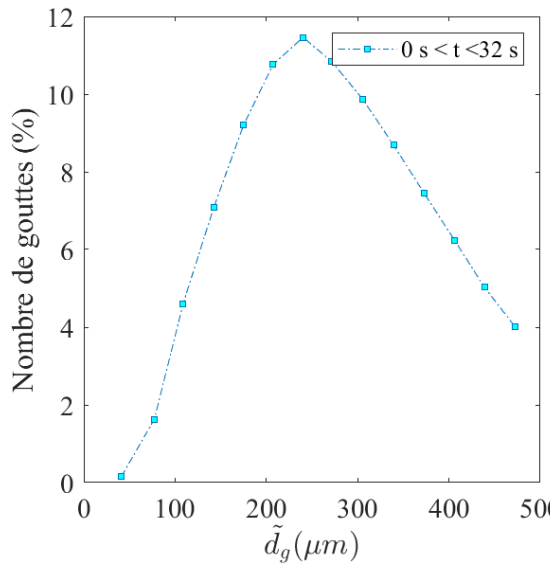
Distribution en taille



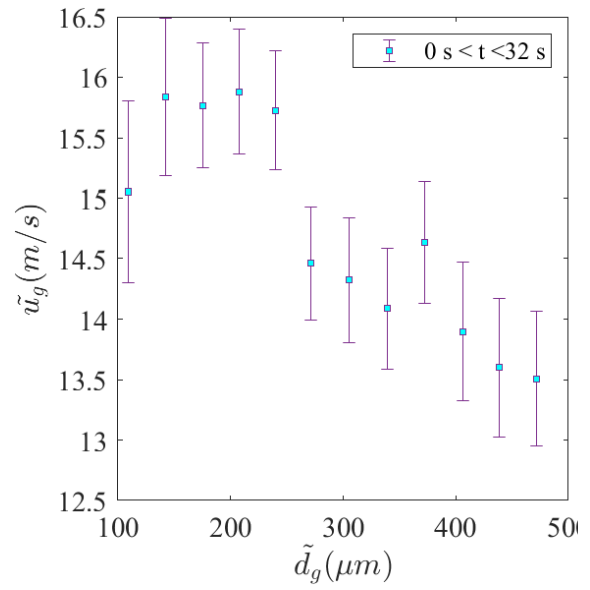
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-10

En Amont

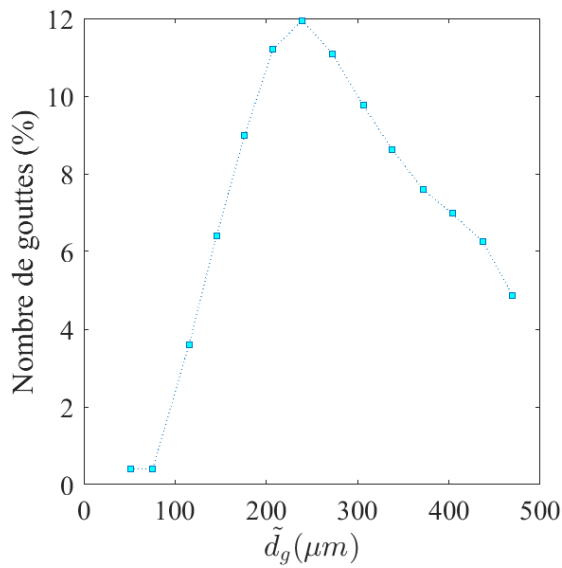


Distribution en taille

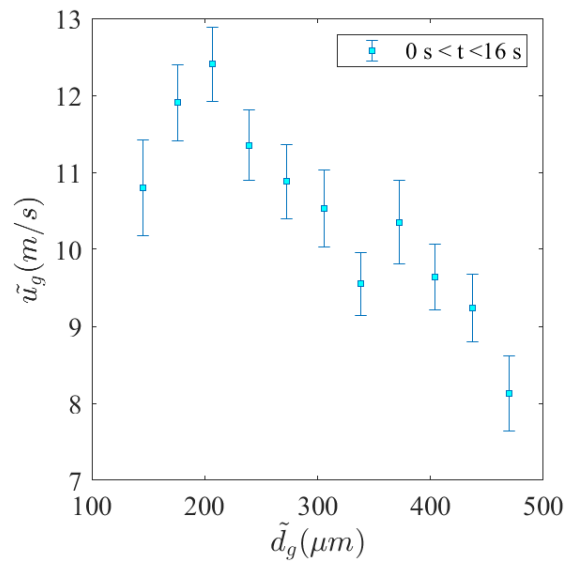


Vitesse en fonction du diamètre

En Aval

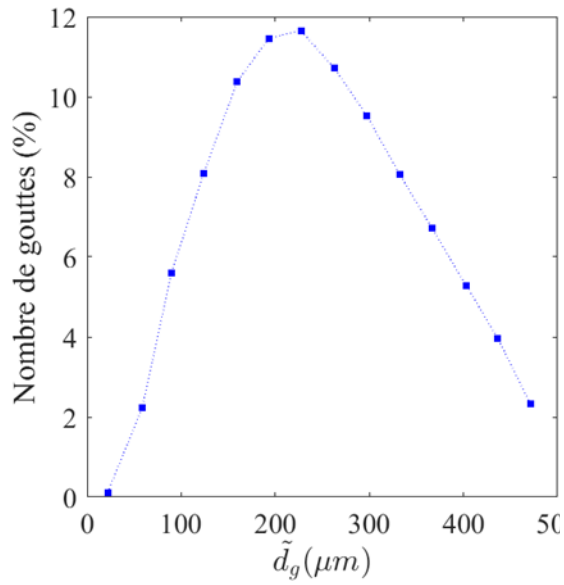


Distribution en taille

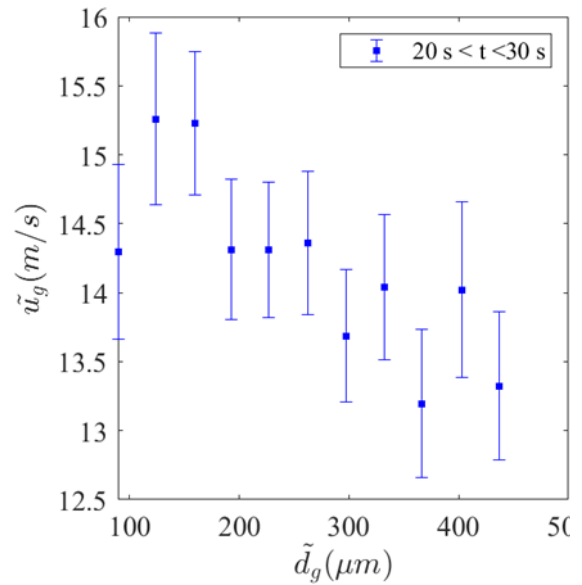


Vitesse en fonction du diamètre

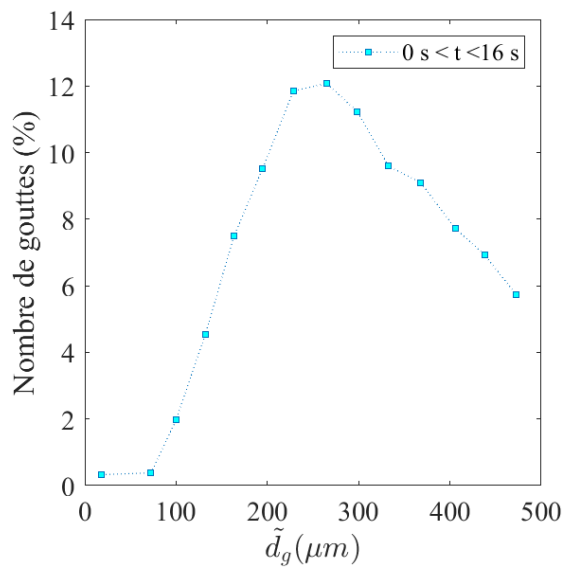
Expérience C2-11

En Amont

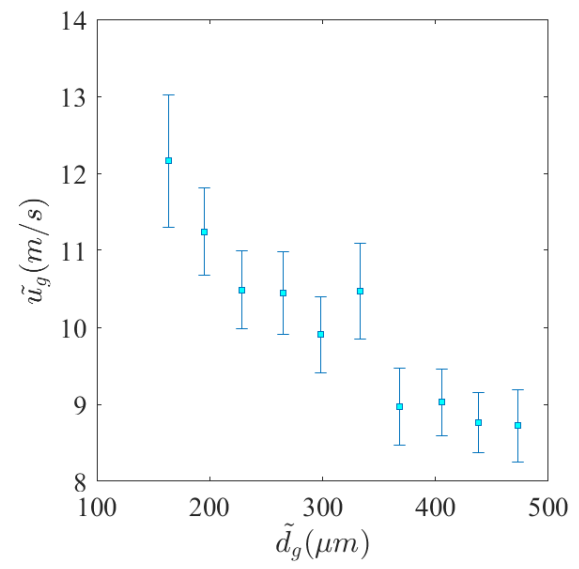
Distribution en taille



Vitesse en fonction du diamètre

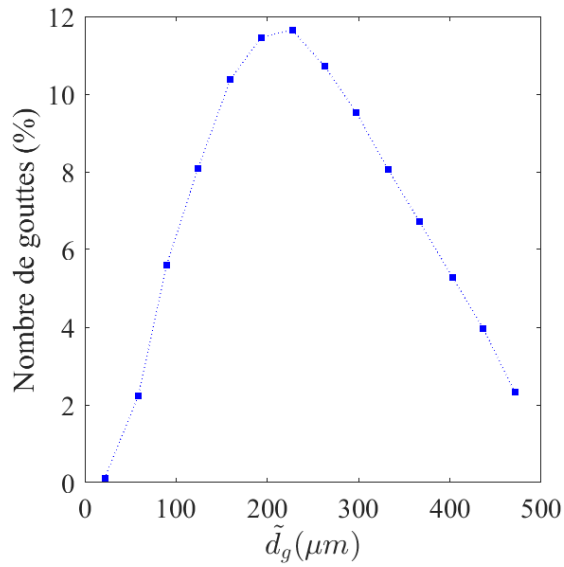
En Aval

Distribution en taille

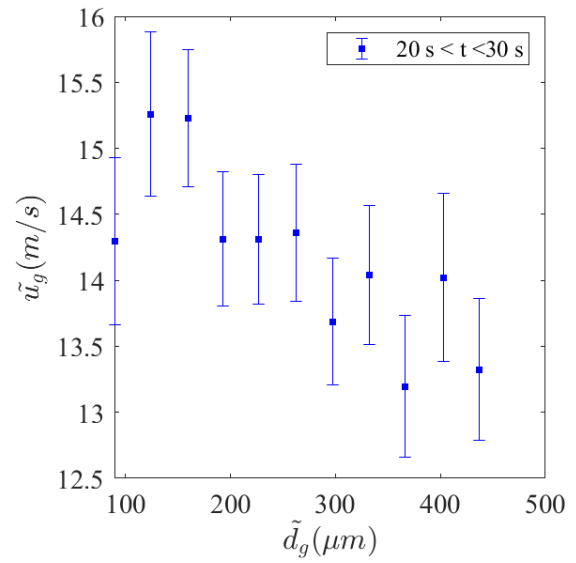


Vitesse en fonction du diamètre

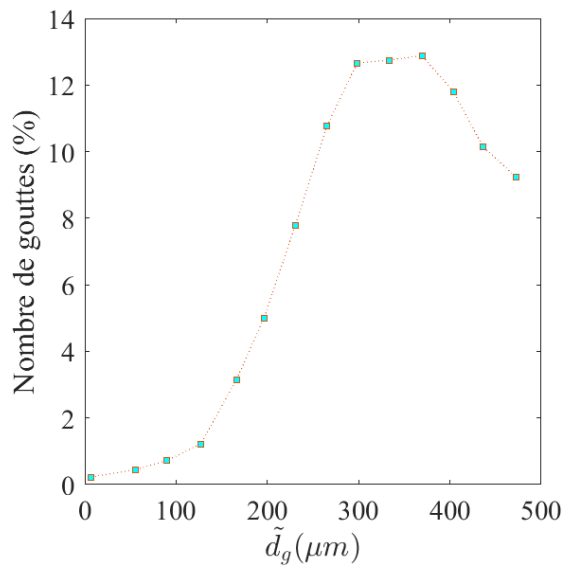
Expérience C2-12

En Amont

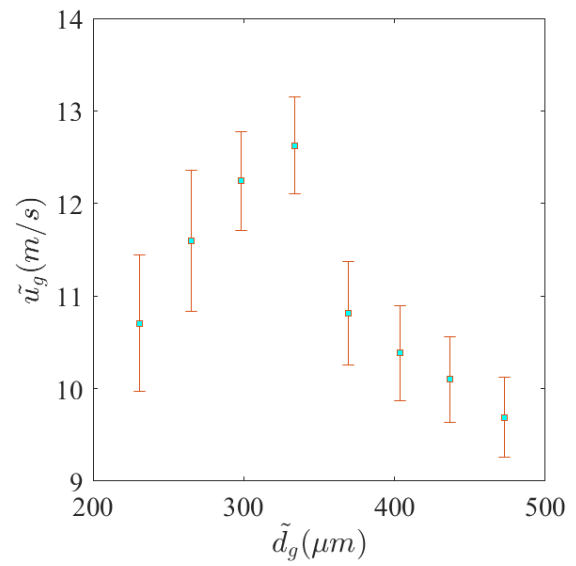
Distribution en taille



Vitesse en fonction du diamètre

En Aval

Distribution en taille

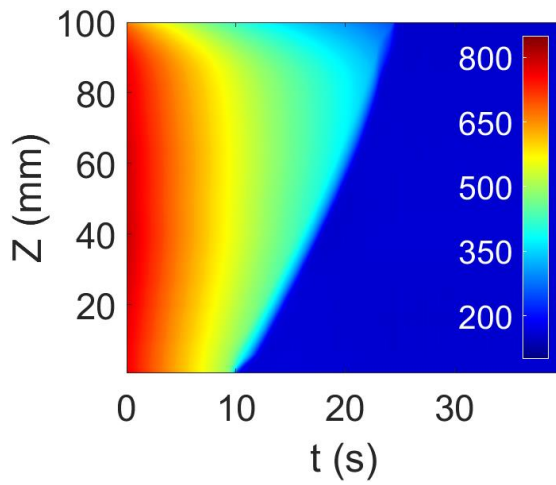


Vitesse en fonction du diamètre

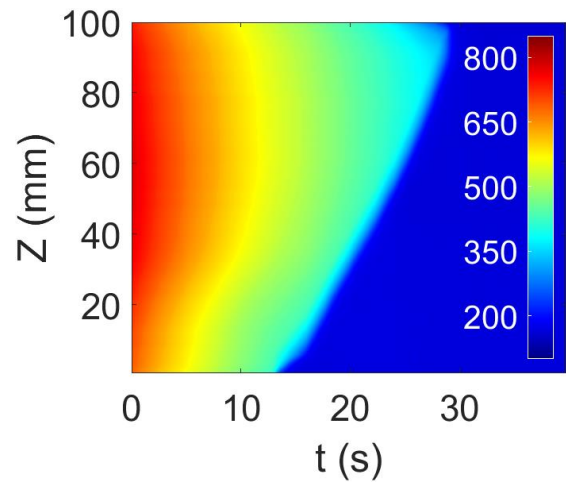
Effet du Bypass

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	T_v à l'entrée	Bypass	Pr [kW/m]	d_{10}	\overline{u}_g	σ	μ
C2-13	61%	1.24	8.3	1.26 bar	303 °C	Non	0	320 μm	16.4 m/s	0.465	- 8.111
C2-14	90%	0.44	7.7	1.28 bar	341 °C			263 μm	10.8 m/s	0.416	- 8.312

Cartographie de température

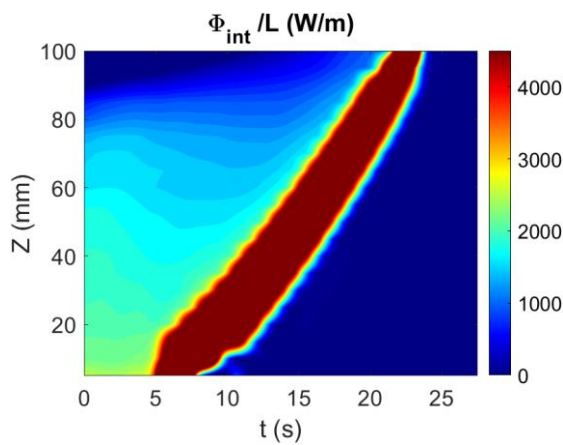


Cartographie de température C2-13

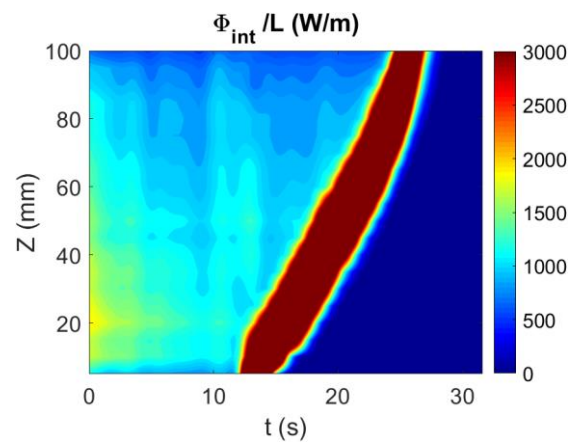


Cartographie de température C2-14

Cartographie du flux

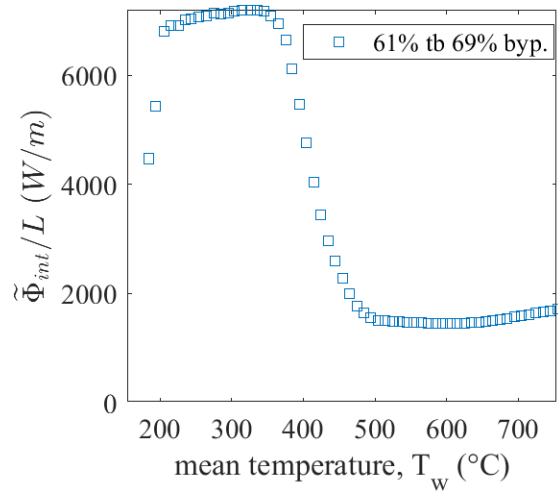


Cartographie du flux C2-13

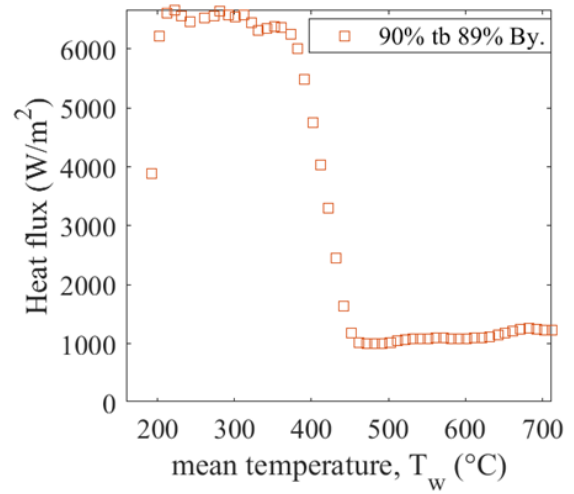


Cartographie du flux C2-14

Flux moyen



Flux moyen C2-13

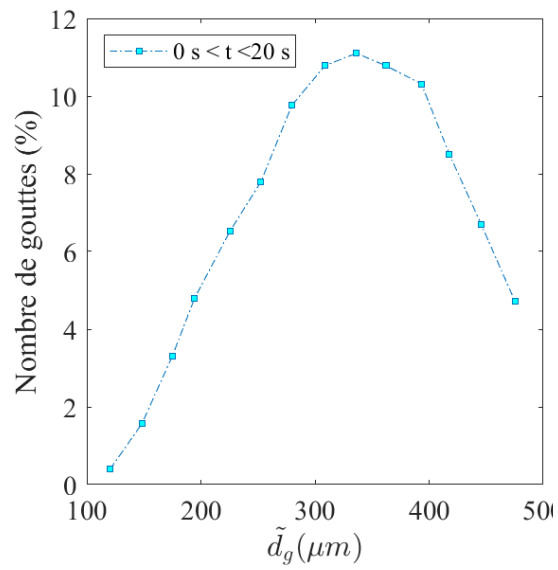


Flux moyen C2-14

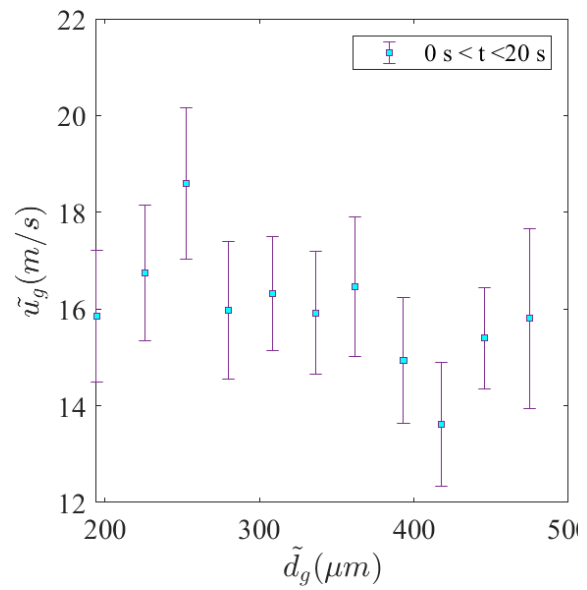
PDA

Expérience C2-13

En Amont



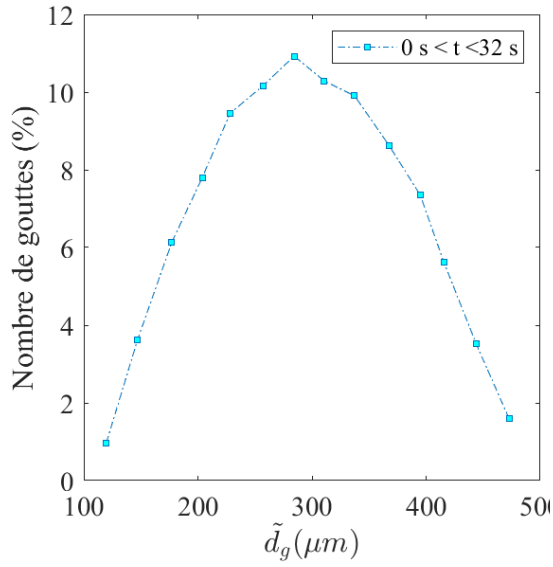
Distribution en taille



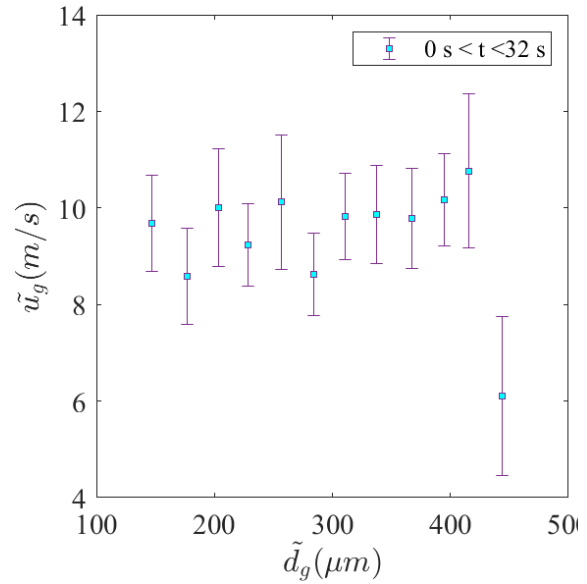
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-14

En Amont



Distribution en taille

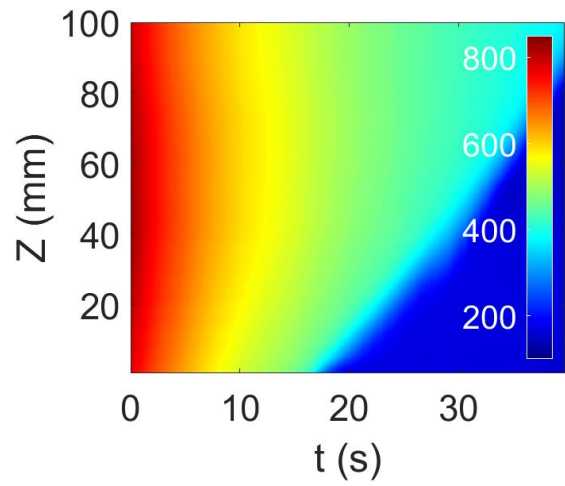
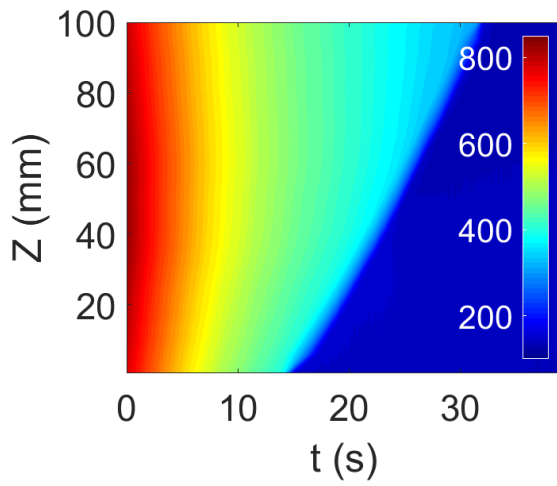


Vitesse en fonction du diamètre

Influence puissance résiduelle/débit de gouttes

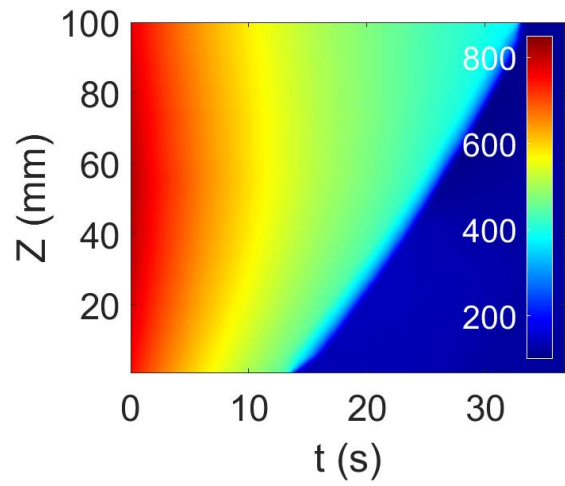
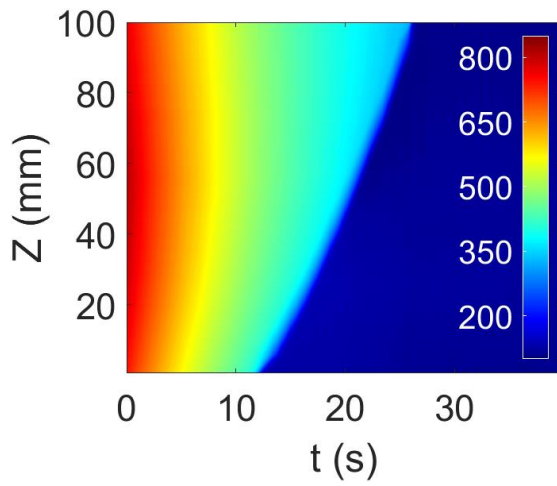
Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	Tv à l'entrée	Bypass	Pr [kW/m]	d_{10}	\bar{u}_g	σ	μ
C2-15	0%	3.68	4.5	1.2 bars	367 °C	Non	0.95	331 μm	12.2 m/s	0.471	- 8.087
C2-16		3.24	5.1	1.2	343 °C		1.9	285 μm	14.9 m/s	0.512	- 8.245
C2-17		3.19	11.2	1.5 bars	348 °C		0.95	305 μm	10.5 m/s	0.338	- 8.152
C2-18		3.2	11.5	1.5 bars	348 °C		1.9	326 μm	14.8 m/s	0.527	- 8.161

Cartographie de température



Cartographie de température C2-15

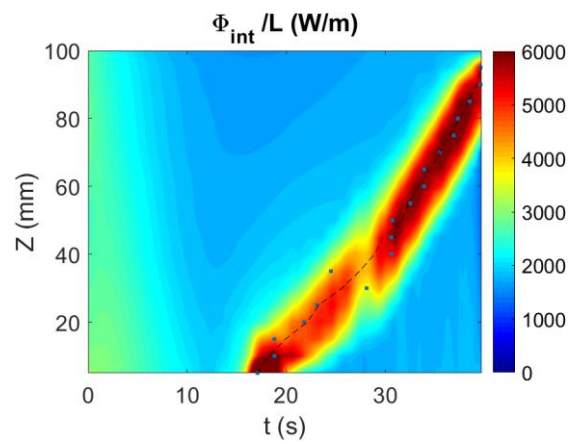
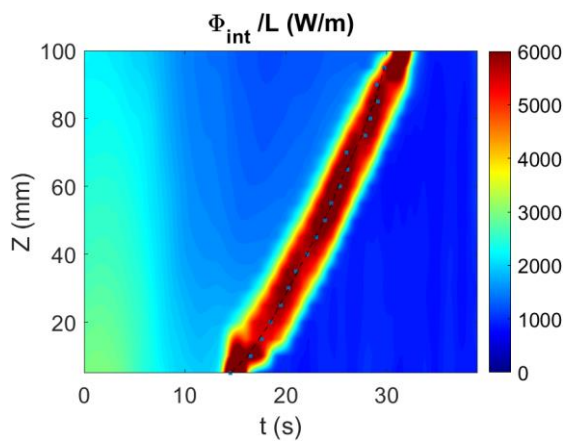
Cartographie de température C2-16



Cartographie de température C2-17

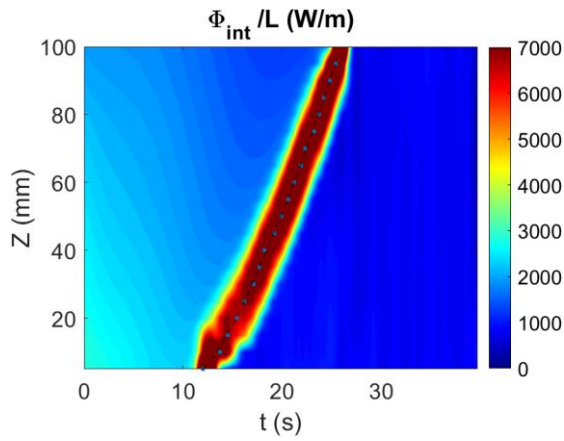
Cartographie de température C2-18

Cartographie du flux

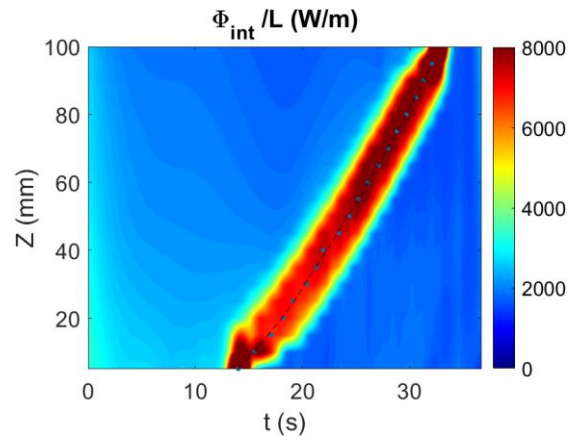


Cartographie du flux C2-15

Cartographie du flux C2-16

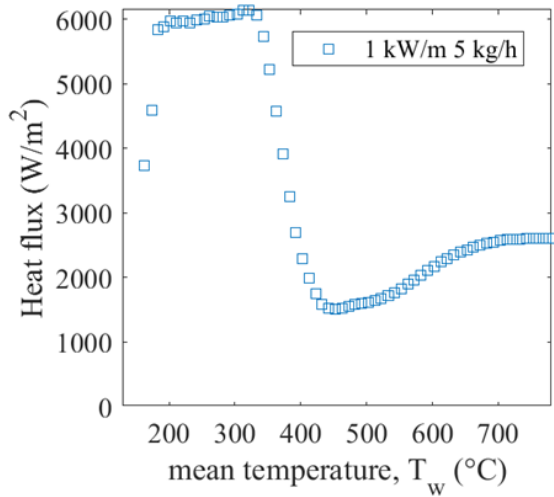


Cartographie du flux C2-17

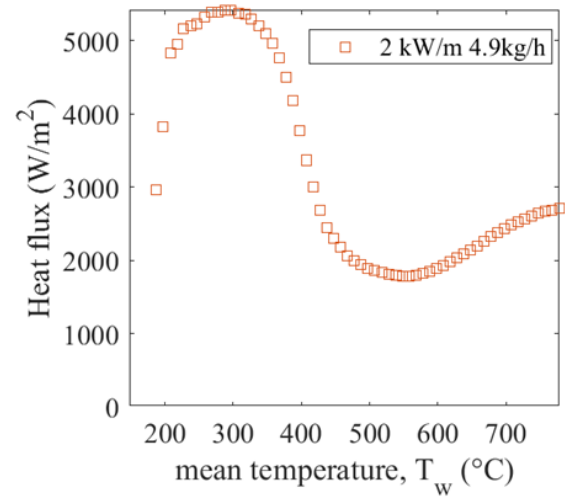


Cartographie du flux C2-18

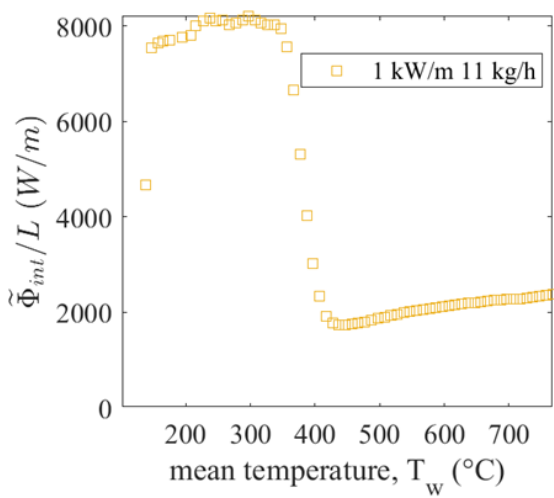
Flux moyen



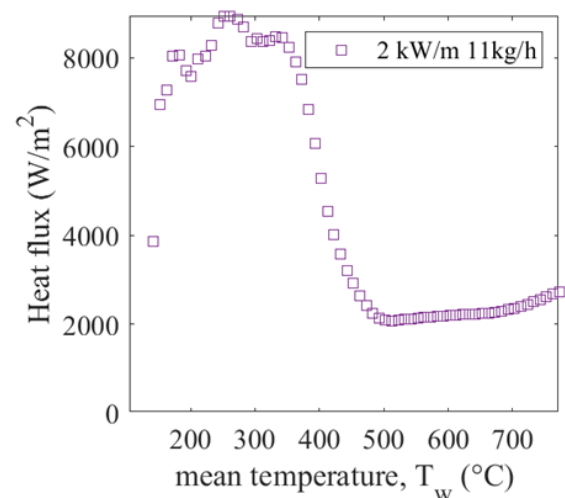
Flux moyen C2-15



Flux moyen C2-16



Flux moyen C2-17

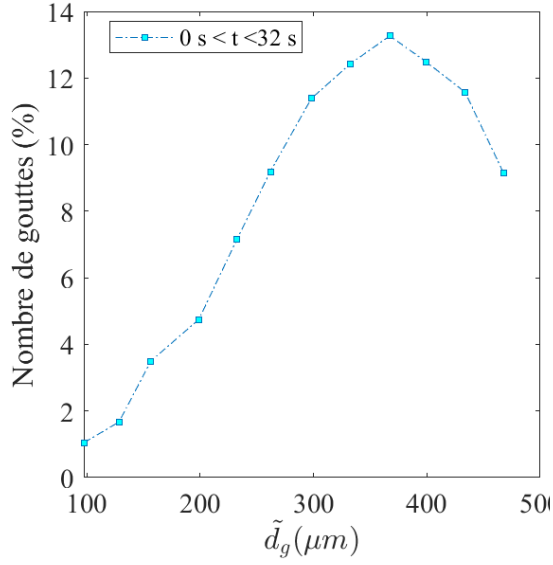


Flux moyen C2-18

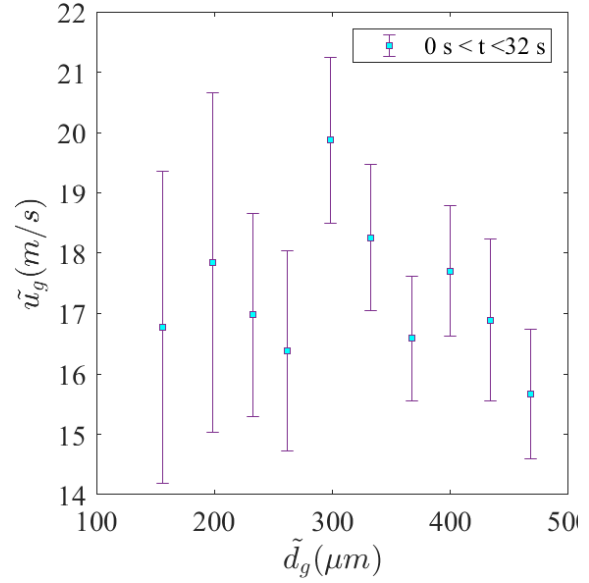
PDA

Expérience C2-15

En Amont



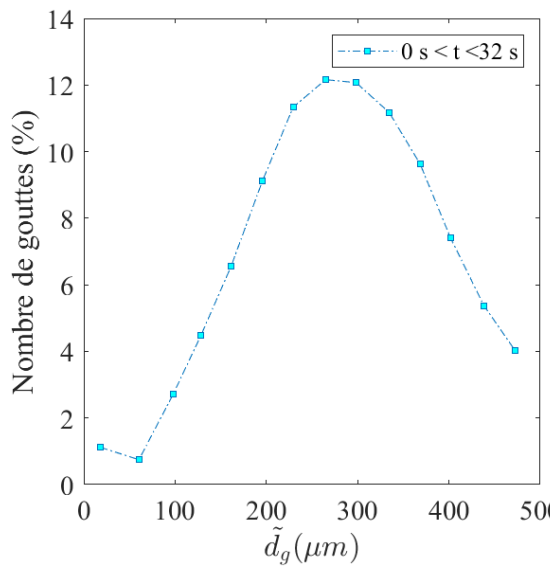
Distribution en taille



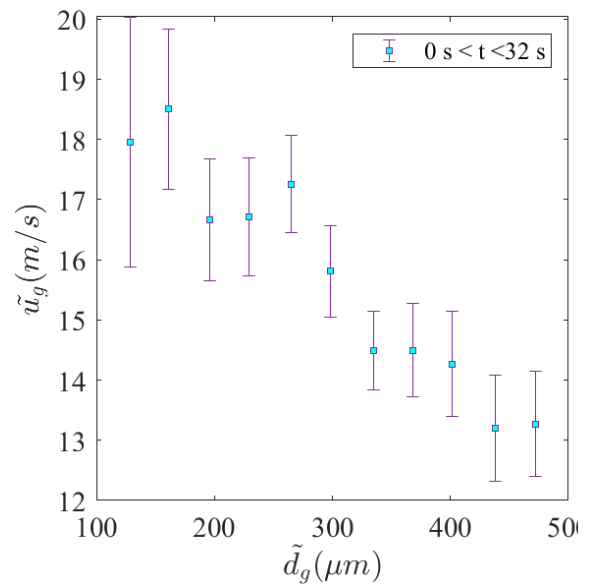
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-16

En Amont



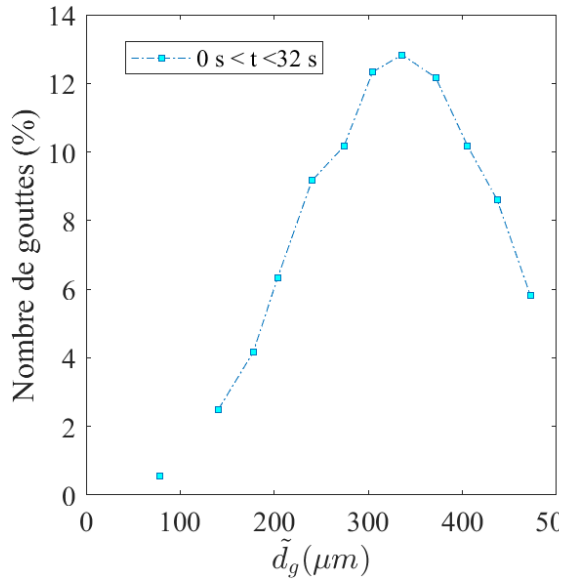
Distribution en taille



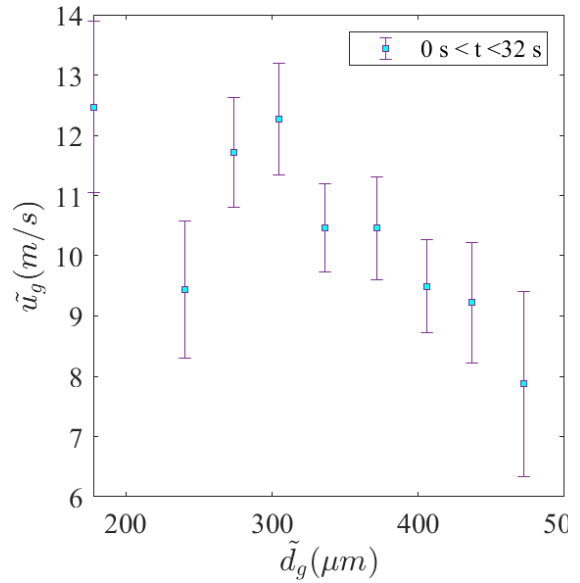
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-17

En Amont



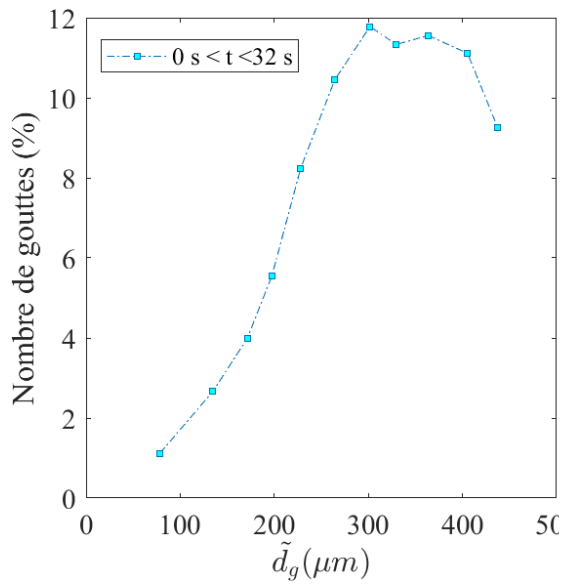
Distribution en taille



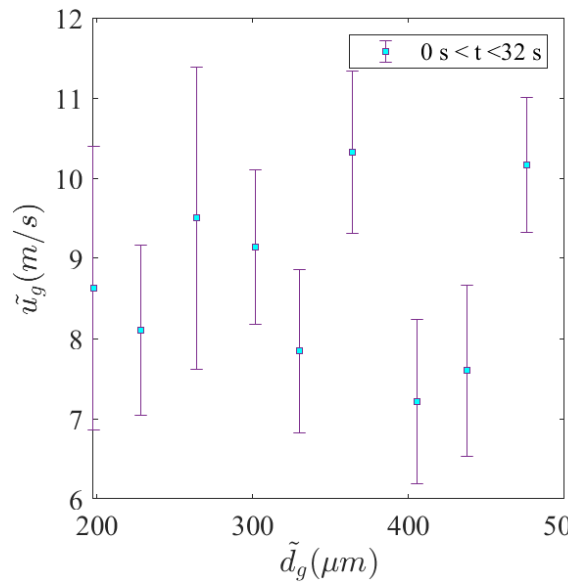
Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-18

En Amont



Distribution en taille

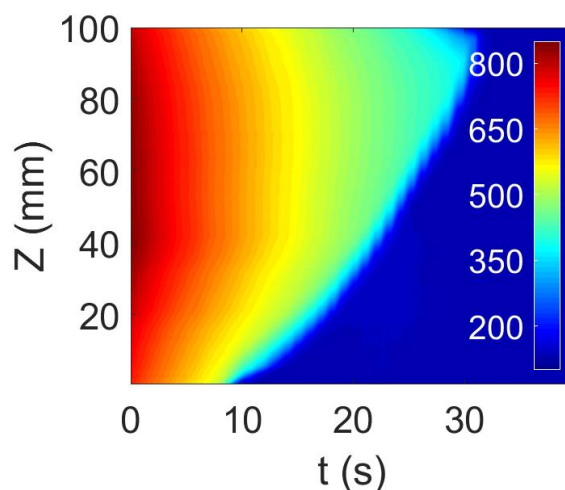


Vitesse en fonction du diamètre

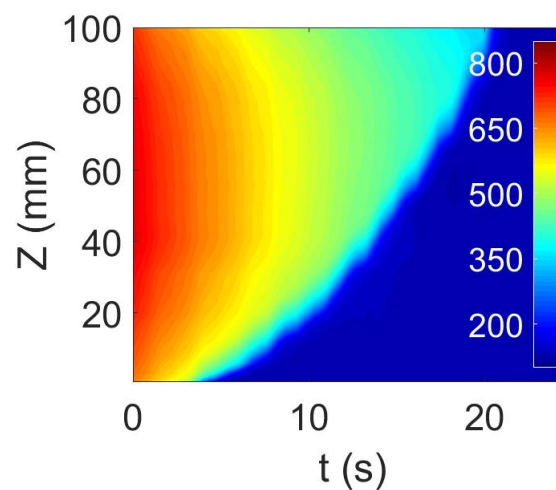
Influence débit de gouttes/taux de bouchage

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	T_v à l'entrée	Bypass	Pr [kW/m]	d_{10}	\overline{u}_g	σ	μ
C2-19	90%	0.31	5.7	1.26 bar	313 °C	92%	0	275 μm	7.7 m/s	0.411	- 8.274
C2-20		0.53	11.5	1.27 bar	317 °C	86%		245 μm	15.5 m/s	0.438	-8.38

Cartographie de température

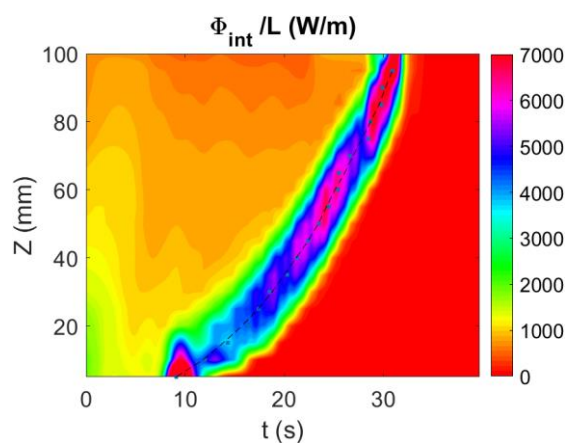


Cartographie de température C2-19

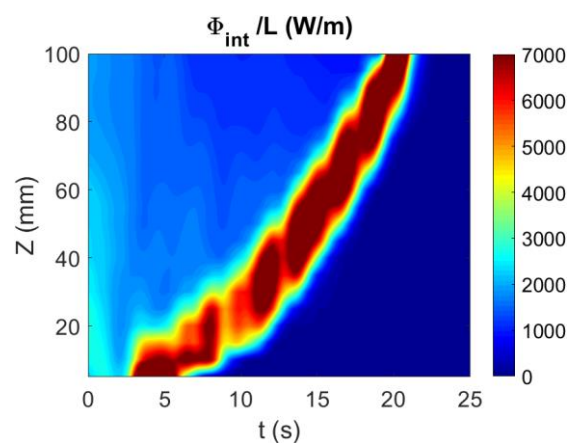


Cartographie de température C2-20

Cartographie du flux

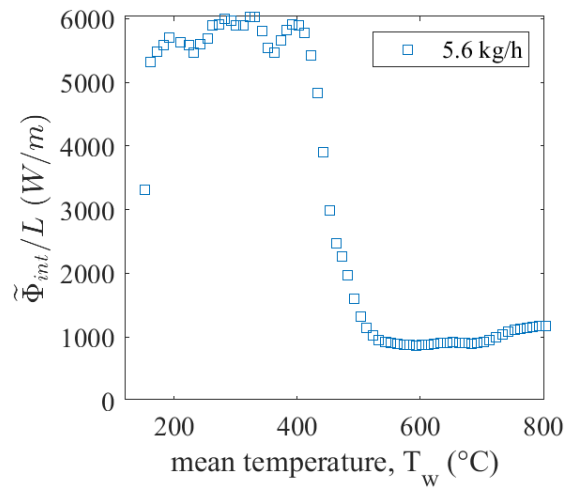


Cartographie du flux C2-19

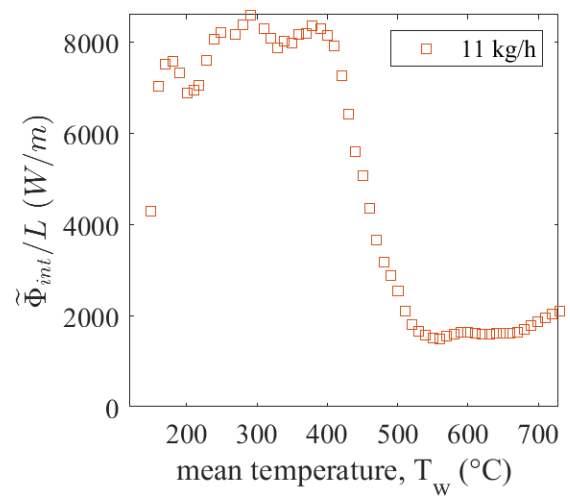


Cartographie du flux C2-20

Flux moyen



Flux moyen C2-19

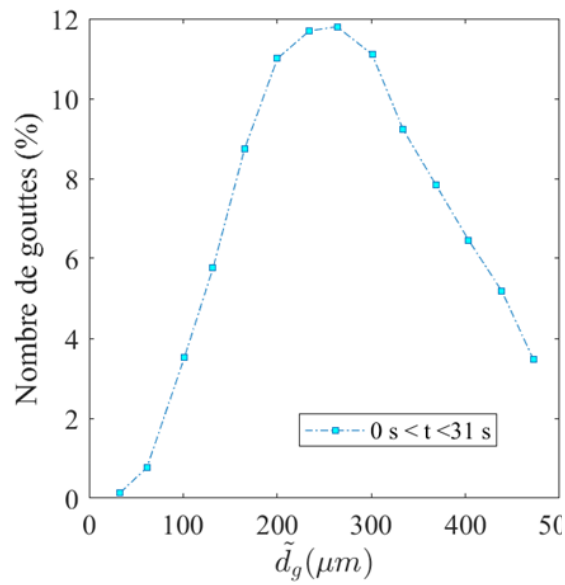


Flux moyen C2-20

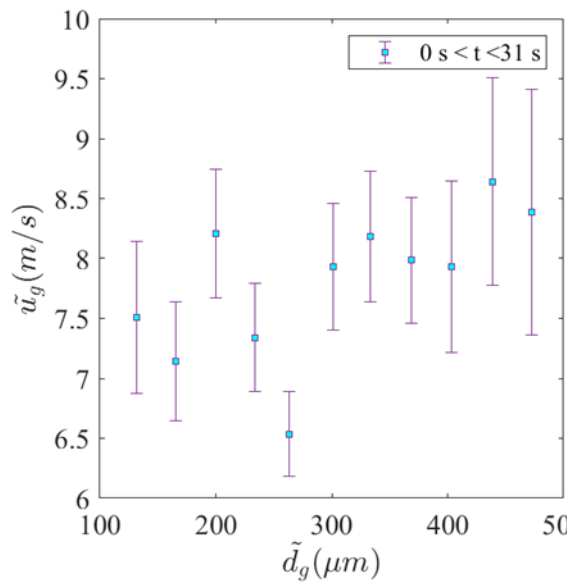
PDA

Expérience C2-19

En Amont

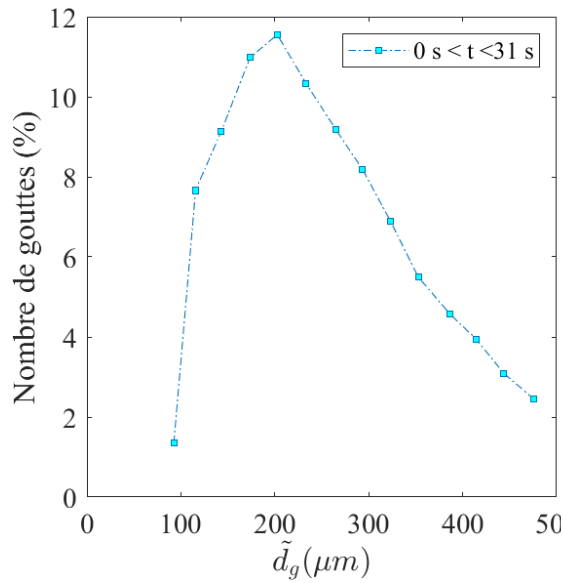


Distribution en taille

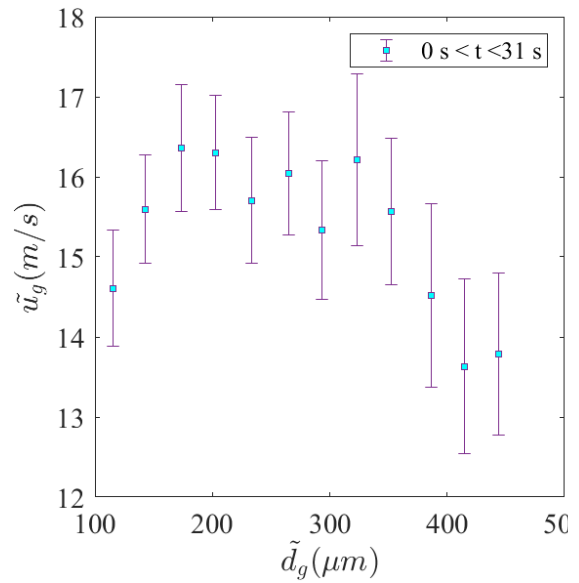


Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-20

En Amont

Distribution en taille

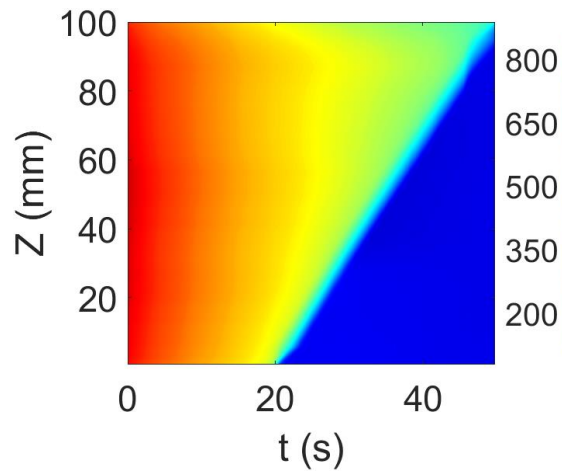
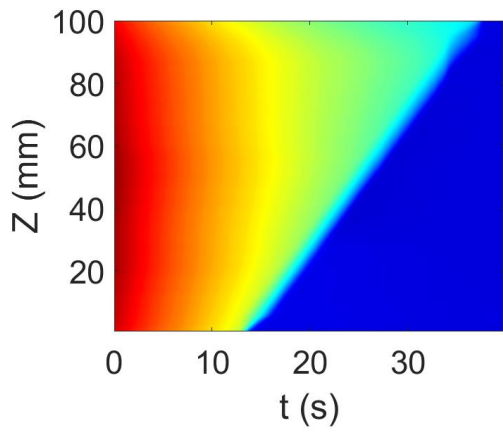


Vitesse en fonction du diamètre

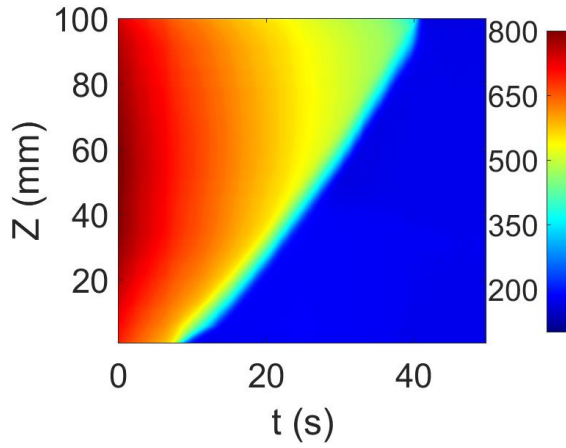
Influence puissance résiduelle/bypass

Numéro	τ_b	\dot{m}_v [kg/h]	\dot{m}_g [kg/h]	P_v	Tv à l'entrée	Bypass	Pr [kW/m]	d_{10}	\bar{u}_g	σ	μ
C2-21	61%	1.41	7.7	1.27	363 °C	66 %	0.95	206 μm	10.7 m/s	0.441	- 8.561
C2-22		1.49	7.7	1.27	354 °C	64 %	1.9	267 μm	9.7 m/s	0.345	-8.29
C2-23	90%	0.69	7.7	1.28	315 °C	82 %	0.95	275 μm	9 m/s	0.451	-8.28
C2-24		0.48	7.7	1.28	295 °C	87 %	1.9	281 μm	9 m/s	0.389	- 8.252

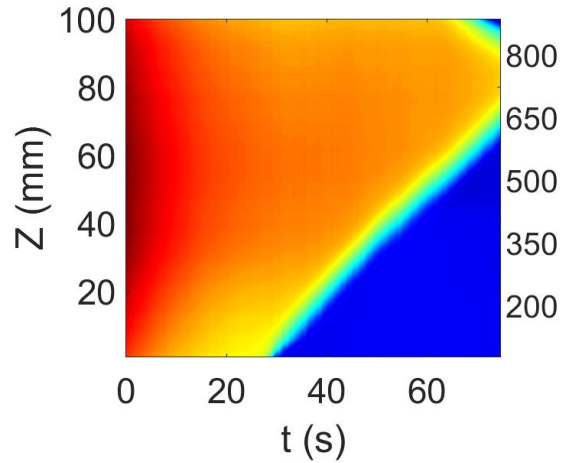
Cartographie de température



Cartographie de température C2-21



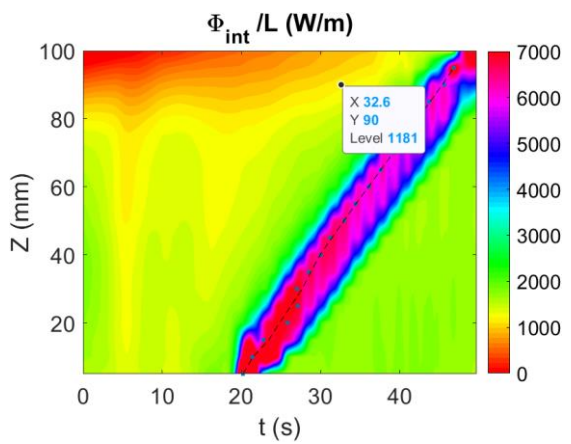
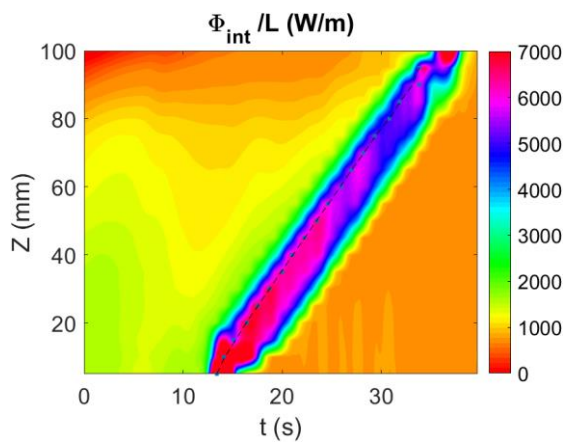
Cartographie de température C2-22



Cartographie de température C2-23

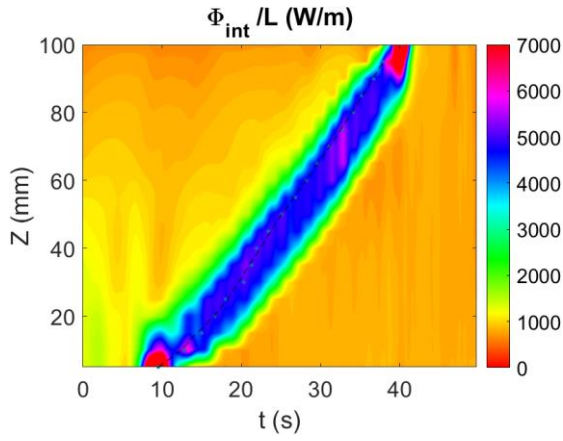
Cartographie de température C2-24

Cartographie du flux

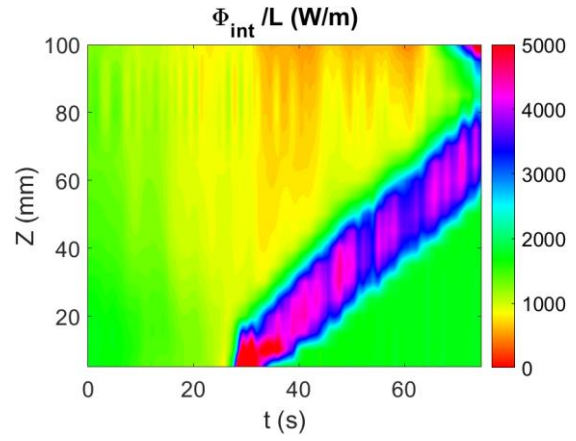


Cartographie du flux C2-21

Cartographie du flux C2-22

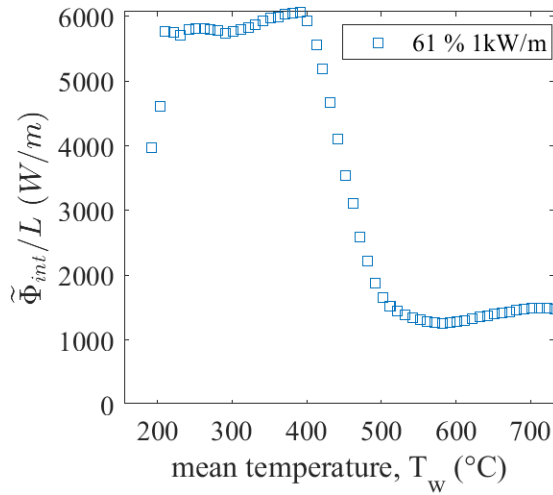


Cartographie du flux C2-21

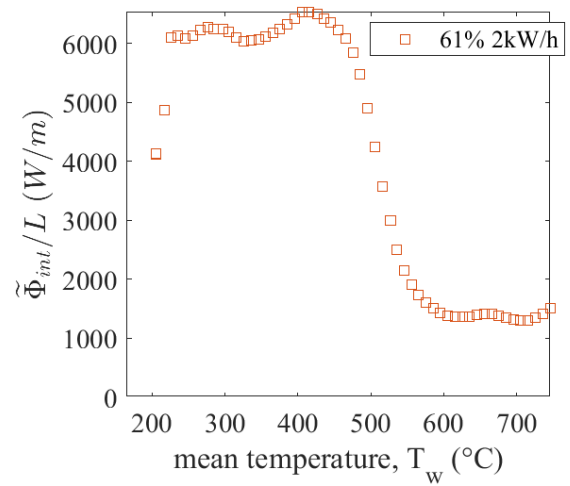


Cartographie du flux C2-24

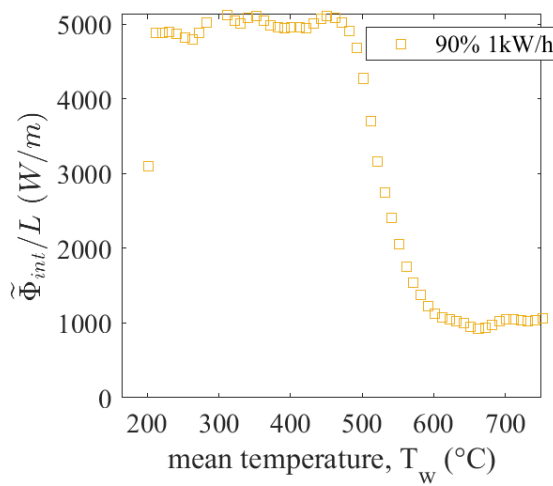
Flux moyen



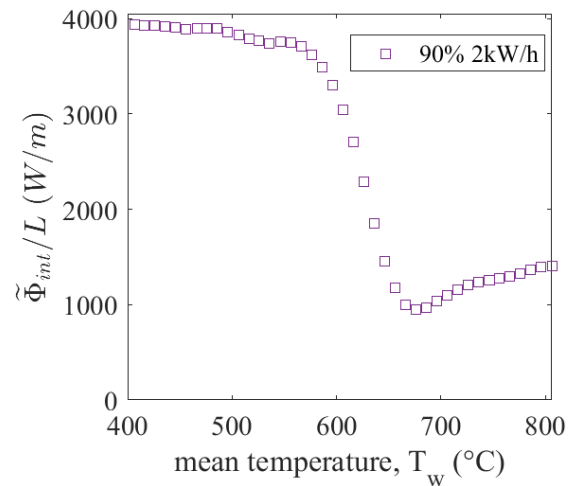
Flux moyen C2-21



Flux moyen C2-22



Flux moyen C2-23

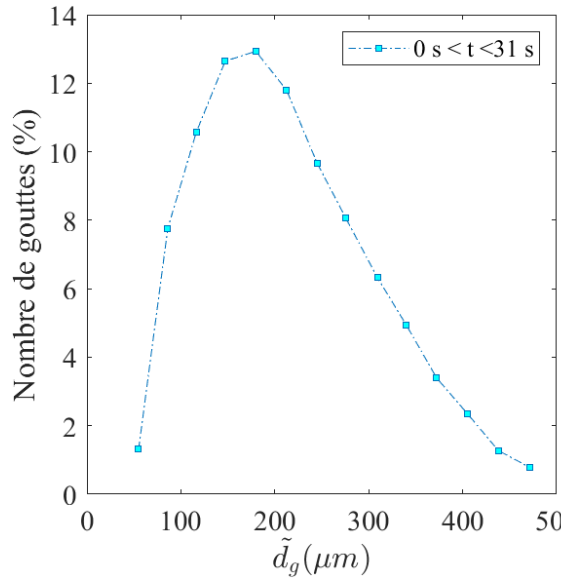


Flux moyen C2-24

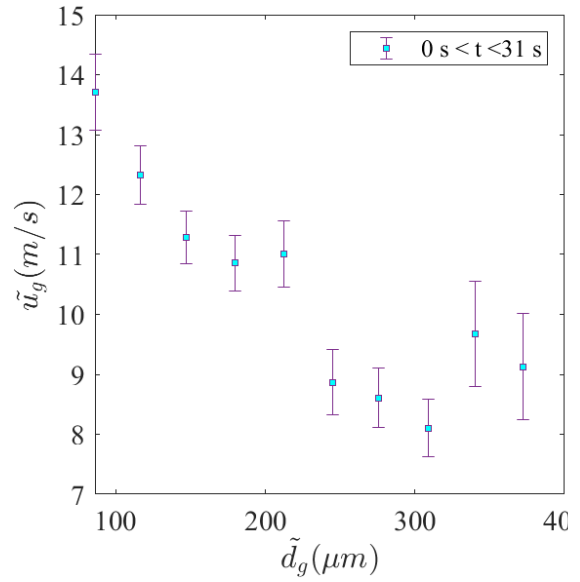
PDA

Expérience C2-21

En Amont

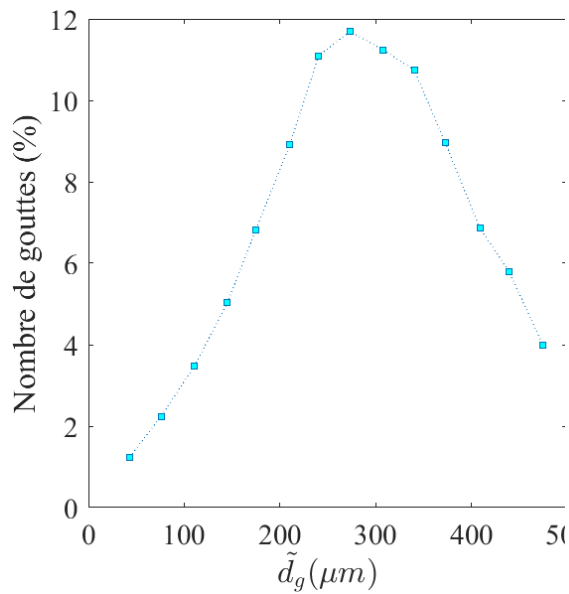


Distribution en taille

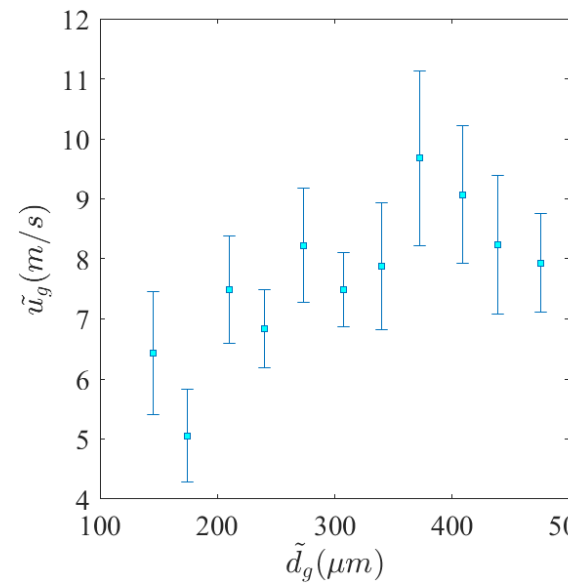


Vitesse en fonction du diamètre

En Aval

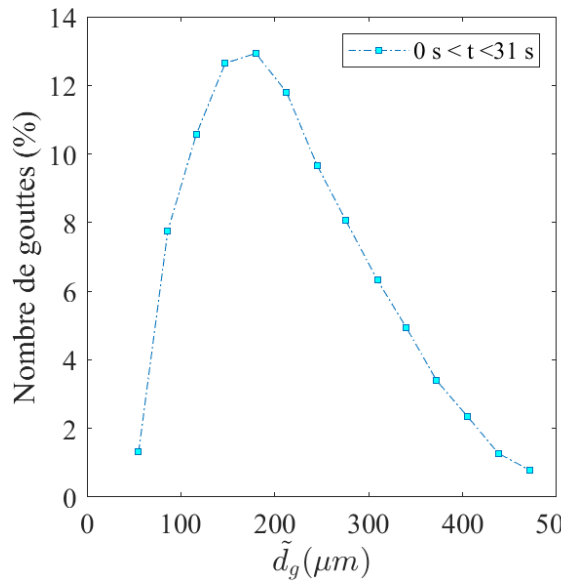


Distribution en taille

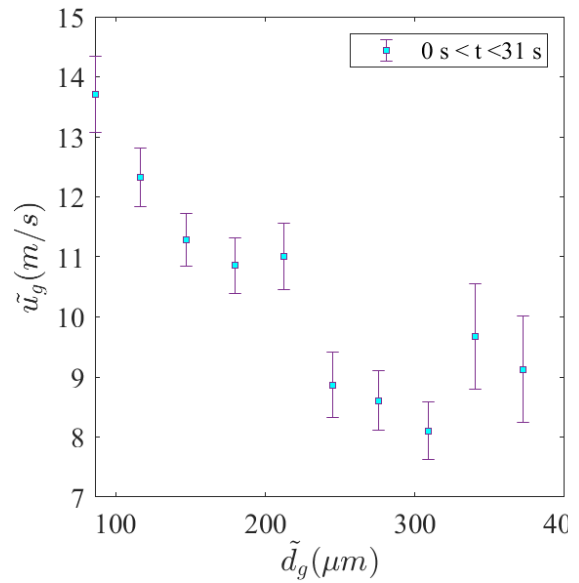


Vitesse en fonction du diamètre

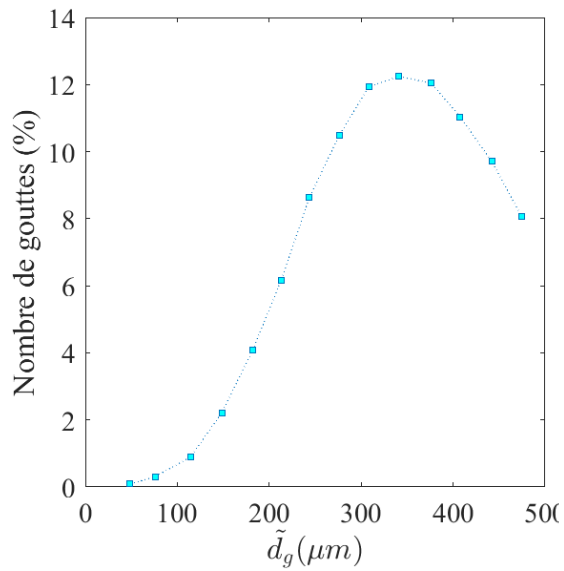
Expérience C2-22

En Amont

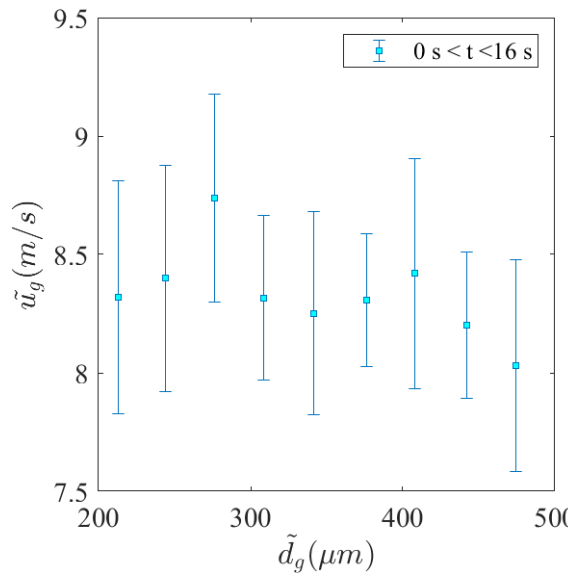
Distribution en taille



Vitesse en fonction du diamètre

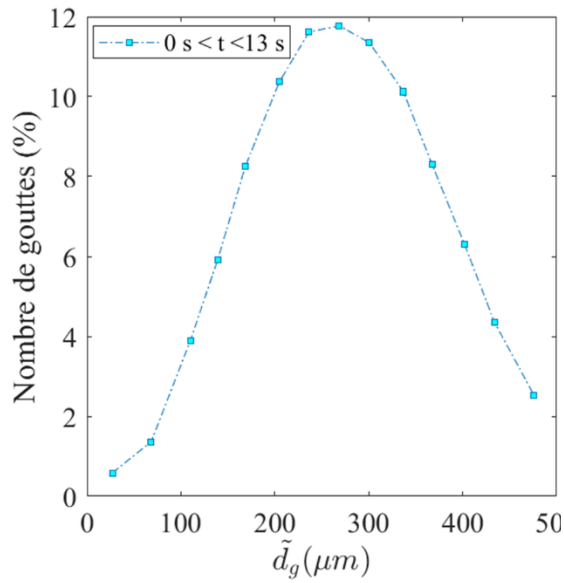
En Aval

Distribution en taille

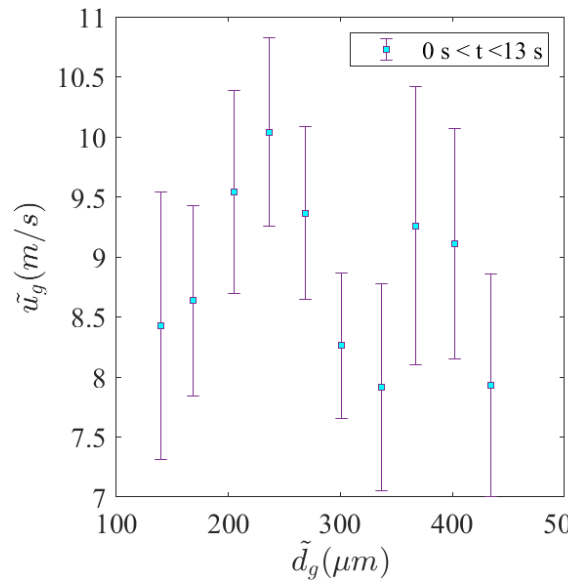


Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-23

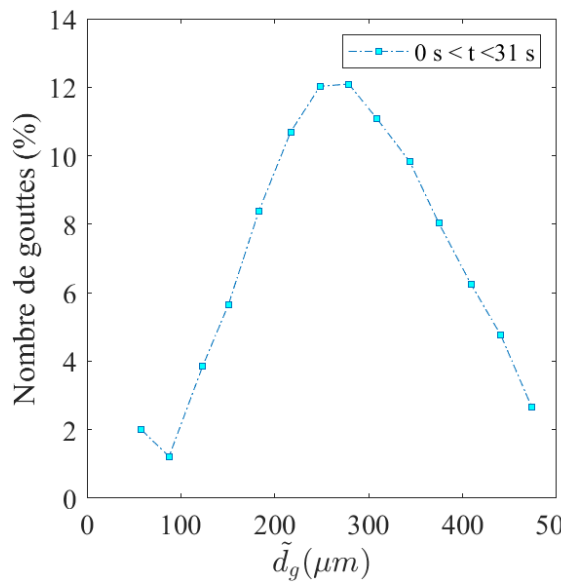
En Amont

Distribution en taille

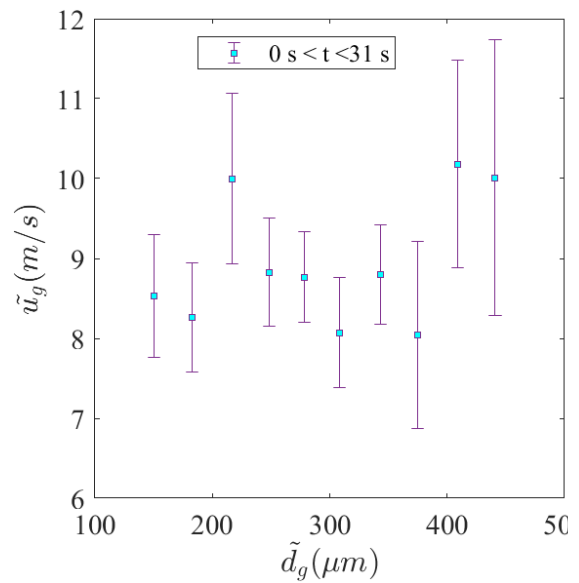


Vitesse en fonction du diamètre

Expérience C2-24

En Amont

Distribution en taille



Vitesse en fonction du diamètre

Étude du refroidissement d'un assemblage combustible par un écoulement vertical vapeur/gouttes à l'échelle d'un sous-canal

Lors d'un Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP), une augmentation de la température du combustible ainsi que la chute de la pression dans le cœur peut survenir et éventuellement conduire à des déformations importantes voire à la rupture des gaines des crayons de combustible. Par conséquent, l'efficacité des systèmes de sécurité peut être compromise. La compréhension de l'ensemble de ces phénomènes constitue un enjeu de sûreté important, c'est pourquoi, l'IRSN développe le logiciel DRACCAR dont l'objectif est de reproduire l'ensemble des phénomènes mécaniques, chimiques et thermohydrauliques d'un APRP.

Les outils de simulation comme DRACCAR ont besoin d'être confrontés à des résultats expérimentaux. C'est dans ce cadre que s'inscrit la présente thèse. D'un point de vue thermohydraulique, il est essentiel que DRACCAR puisse simuler de manière précise les différents mécanismes de transfert de chaleur se produisant au niveau d'un sous-canal d'un assemblage. Le but de cette thèse est de contribuer à l'amélioration des modèles de DRACCAR et à la validation du logiciel. Pour cela, des essais expérimentaux sont réalisés sur la boucle COLIBRI, permettant de reproduire l'écoulement fluide caractéristique d'un APRP dans un sous canal partiellement bouché et les échanges parois/fluides s'y déroulant. Cette installation, développée lors d'une précédente thèse (Peña Carillo, 2018), est associée au logiciel (NECTAR) dédié à la modélisation des phénomènes couplés de transfert de chaleur et de masse, ainsi qu'à la dynamique des gouttes dans la section d'essais de COLIBRI. Ce logiciel permet d'analyser les résultats COLIBRI mais aussi de tester différents modèles physiques avant éventuellement de les intégrer dans DRACCAR.

Mots-clefs : APRP, Renoyage, Thermohydraulique

Study of the nuclear fuel assembly cooling in subchannel scale with a vertical steam/droplets flow

During a Loss of Coolant Accident (LOCA), an increase in fuel temperature and a drop-in core pressure can occur and eventually lead to significant deformation or even rupture of the fuel rod cladding. Consequently, the effectiveness of the safety systems can be compromised. Understanding all these phenomena is an important safety issue, which is why IRSN is developing the DRACCAR software, the aim of which is to reproduce all the mechanical, chemical and thermal-hydraulic phenomena of a LOCA.

Simulation tools such as DRACCAR need to be compared with experimental results. It is in this context that the present thesis was written. From a thermal-hydraulic point of view, it is essential that DRACCAR can accurately simulate the different heat transfer mechanisms occurring in a sub-channel of an assembly. The aim of this thesis is to contribute to the improvement of DRACCAR models and to the validation of the software. For this purpose, experimental tests are carried out on the COLIBRI loop, allowing to reproduce the characteristic fluid flow of a PRCA in a partially plugged sub-channel and the wall/fluid exchanges taking place there. This setup, developed in a previous thesis (Peña Carillo, 2018), is associated with software (NECTAR) dedicated to the modeling of coupled heat and mass transfer phenomena, as well as drop dynamics in the COLIBRI test section. This software allows to analyze COLIBRI results but also to test different physical models before eventually integrating them into DRACCAR.

Keywords : LOCA, Reflooding, Thermohydraulics