



جامعة تونس المنار
Université de Tunis El Manar



Département Génie Industriel Projet de fin d'études

Présenté par
Nabil ACHOUR

Pour l'obtention du
**Diplôme National d'Ingénieur en Modélisation pour
l'Industrie et le Service (MIndS)**

**Étude du transfert de chaleur en ébullition convective en
gravité terrestre et en micro-gravité**

Réalisé à
L'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)

Soutenu le 18 septembre 2017

Devant le Jury :

Président	:	Pr.	Maher MOAKHER
Rapporteur	:	Dr.	Ghazi BELLAKHEL
Encadrante IMFT	:	Pr.	Catherine COLIN
Encadrant ENIT	:	Pr.	Jamel CHAHED

Année Universitaire : 2016 /2017



Département Génie Industriel

Projet de fin d'études (PFE)

Étude du transfert de chaleur en ébullition Convective en gravité terrestre et en micro-gravité

Réalisé par :

M. Nabil ACHOUR

Encadré par :

Pr. Catherine COLIN

19 septembre 2017

“ When the water starts boiling, it is foolish to turn off the heat.”

Nelson Mandela

Cette citation peut aussi s'appliquer à notre fluide **HFE-7100**, car c'est à partir de son ébullition que se produisent les phénomènes intéressants et que les différents régimes d'écoulement apparaissent.

Remerciements

A l'issue de la rédaction de mon mémoire de stage, j'aimerais dire que je n'aurais jamais pu réaliser ce travail sans le soutien d'un grand nombre de personnes dont la bonne humeur, la générosité, et l'intérêt qu'ils ont manifestés à l'égard de mes recherches m'ont permis de progresser dans cette expérience dans le domaine de la recherche.

En premier lieu, j'adresse mes remerciements à mon encadrante de projet de fin d'études, Pr. Catherine Colin. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour ses précieux conseils et les innombrables heures qu'elle m'a consacrées. La qualité de son encadrement, sa lucidité scientifique, et son esprit de rigueur ont été primordiaux pour moi tout au long du projet. Enfin, j'ai été extrêmement sensible à ses qualités humaines d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail.

Je souhaiterais exprimer ma gratitude au Dr. Julien Sebilleau pour son co-encadrement. Je le remercie également pour son accueil chaleureux à chaque fois que j'ai sollicité son aide, ainsi que pour ses multiples conseils et pour toutes les heures qu'il m'a consacrées.

Mes remerciements vont également à Esli Trejo doctorante à l'IMFT dont mon sujet de stage fait partie de son sujet de thèse de doctorat. Je la remercie de m'avoir aidé et conseillé pour me lancer dans mon travail et de m'avoir fourni toutes les données et les documents nécessaires pour me familiariser avec le sujet.

Je remercie aussi l'ensemble des personnes de l'IMFT, des chercheurs aux stagiaires en passant par le groupe Signaux images de m'avoir laissé de lancer mes calculs sur les ordinateurs du service, et un merci à Marie-Hélène.

Ces remerciements seraient incomplets si je n'en adressais pas au Pr. Jamel Chahed, mon encadrant de l'ENIT, qui s'est occupé du suivi de mon stage et de la coordination administrative du projet et il m'a donné un cours de mécanique des fluides au sein de l'ENIT.

De la même manière, je veux remercier les membres du jury d'avoir accepté de lire mon mémoire de stage et d'avoir accepté d'assister à la présentation de ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à tous les enseignants de la formation MIndS de l'ENIT pour leur aide et leur patience durant ces trois années scolaires. Sans eux je suis convaincu que je n'aurais jamais pu obtenir les connaissances nécessaires pour devenir ingénieur chercheur.

Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude à mes proches et amis notamment Régis, pour tout le soutien moral durant mon stage.

Je ne ferai pas une liste de noms mais au final je vous remercie tous.

Résumé — L'étude de l'ébullition Convective de HFE-7100 dans un tube chauffé vertical a été effectuée en gravité terrestre et dans des conditions de microgravité. Elle consiste en l'étude d'écoulements diphasiques dans un tube de silicium de 6 millimètres de diamètre intérieur, uniformément chauffé par effet Joule. Les données correspondantes ont été collectées au sol et lors de campagnes de vols paraboliques qui ont fourni des conditions de niveau de gravité proches d'un centième de la gravité terrestre. On utilise une technique de thermométrie infrarouge qui nous permet de mesurer la répartition de la température dans un multicouche constitué d'une couche de silicium sur lequel est attaché un ruban de polyimide. Étant donné que le silicium est largement transparent au rayonnement IR, la température des parois interne et externe de la multicouche peut être mesurée en recouvrant des zones sélectionnées avec un mince film IR opaque. La base théorique de la technique IR est donnée avec une description de la procédure d'essai. La technique est développée pour déterminer les distributions du coefficient de transfert de chaleur.

Mots clés : Thermographie infrarouge, coefficient de transfert de chaleur, écoulements à deux phases, microgravité, gravité terrestre.

Abstract — Convective boiling study of HFE-7100 in a vertical heated tube were conducted in earth gravity and under microgravity conditions. It consists in the study of a two-phase flow inside a 6mm diameter silicon tube uniformly heated by Joule effect. The corresponding data were collected in normal gravity and during parabolic flight campaigns which provided gravity level conditions close to weightlessness. An infrared thermometry technique allows us to measure the temperature distribution in a multilayer consisting of a layer of silicon on which is bonded a strip of polyimide. Since the silicon is largely transparent to IR radiation, the temperature of the inner and outer walls of the multilayer can be measured by covering selected areas with a thin opaque IR film. The theoretical basis of the IR technique is given with a description of the test procedure. The technique is developed to determine the distributions of the heat transfer coefficient.

Keywords : Infrared thermography, Heat transfer coefficient, Two-phase flows, Microgravity, Earth gravity.



Table des matières

Table des figures	x
Liste des tableaux	xi
Nomenclature	xii
Introduction	1
1 Étude bibliographique	3
1.1 Régimes d'écoulements	3
1.2 Description fondamentale	5
1.2.1 Des définitions basiques	5
1.2.2 Équation d'enthalpie	7
1.2.3 Nombres sans dimension	8
1.3 Coefficients de transfert de chaleur	9
1.3.1 Écoulement monophasique	9
1.3.2 Ébullition pour un écoulement en régime permanent	10
1.3.3 Modèle d'écoulement annulaire	13
2 Description de l'expérience	15
2.1 L'expérience BRASIL	15
2.2 Le fluide utilisé	16
2.3 Boucle Hydraulique	17
2.4 Section d'essai	18
2.5 Thermométrie infrarouge	19

2.5.1	Système optique	19
2.5.2	Calibration avec un corps noir	20
2.6	La micro gravité	21
3	Transfert de chaleur	23
3.1	Modélisation mathématique	24
3.2	Algorithme de résolution	26
3.3	Discrétisation des équations de conduction	27
3.4	Calibration avec des essais à températures constantes	31
3.5	Validation par des essais monophasiques	33
3.6	Titre massique en vapeur	36
3.6.1	Régime saturé	36
3.6.2	Régime sous-refroidis	37
4	Résultats et interprétations	38
4.1	Caractérisation des mesures du coefficient de transfert de chaleur	38
4.2	Influence du flux de chaleur	40
4.3	Influence du flux massique	44
4.4	Influence du niveau de gravité	46
4.5	Comparaison avec les corrélations	48
Conclusion		52
Bibliographie		54
A	Rayonnement thermique	56
A.1	Loi de Beer-Lambert	56
A.2	Emission de matériaux translucides	56
A.3	La réflectivité apparente et la transmissivité apparente d'une seule couche	59
A.4	Émissions d'énergie par matériaux à deux couches, y compris la réflexion de l'environnement	60
A.4.1	Énergie des environs	61
A.4.2	Énergie émise par m	61

A.4.3	Énergie émise par n	61
A.4.4	Énergie émise par s	61
B	Interpolation Lagrangienne	63
B.1	Principe et définition de la méthode	63
B.2	Application : Température-Niveau de gris	64

Table des figures

1.1	Schéma des régimes d'ébullition d'un écoulement à l'intérieur d'un tube chauffé : a) écoulement à bulles, b) écoulement à poches-bouchons, c) Churn flow ou écoulement bouillonnant et d) écoulement annulaire.	4
2.1	Le dispositif expérimental BRASIL.	16
2.2	Schéma représentatif de la boucle hydraulique.	17
2.3	schéma représentatif de la Section d'essai.	18
2.4	Miroirs pour fournir des mesures simultanées de transfert de chaleur et la visualisation de l'écoulement (image de gauche) et une vue en coupe transversale du tube de silicium (image droite).	20
2.5	Une image IR représentative montrant les moitiés de tube observées à l'aide d'un arrangement de miroir. La moitié supérieure a été utilisée pour réaliser des mesures de température, tandis que la moitié inférieure permet de faire l'observation visuelle l'écoulement interne.	20
2.6	La température du corps noir en fonction du niveau de gris avec un temps d'intégration = 40 %.	21
2.7	La trajectoire de l'avion pendant le vol.	22
3.1	Schéma du tube de silicium et multicouche de ruban montrant les gradients thermiques présents en raison du chauffage du tube et du refroidissement par convection forcée et par ébullition (Le haut du schéma correspond à l'intérieur du tube et le bas à l'extérieur du tube).	23
3.2	Description du modèle. (a) Schéma de système pour le problème de conduction. (b) schéma du système pour le problème de rayonnement.	27
3.3	Ce qui est en bleu est $\rho_\infty E_\infty$ et en rouge est $(1 - \epsilon)E_\infty$	32
3.4	La température ambiante.	32

3.5	Les températures de la paroi intérieure, la paroi extérieure et le fluide en utilisant T_e	33
3.6	Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 200Kg/m^2/s$	34
3.7	Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 400Kg/m^2/s$	34
3.8	Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 600Kg/m^2/s$	35
3.9	Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 800Kg/m^2/s$	35
3.10	Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique en fonction de Re.	35
4.1	Le rapport entre le flux de chaleur injecté et le flux de chaleur calculé numériquement.	39
4.2	Evolution le long du tube des températures de parois, du flux de chaleur et du coefficient d'échange de chaleur.	39
4.3	Coefficient de transfert de chaleur en fonction de titre massique en vapeur et les régimes d'écoulement, pour $G = 200 kg.s^{-1}.m^{-2}$, en micro gravité.	40
4.4	Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 50kg.s^{-1}.m^{-2}$ en gravité terrestre.	41
4.5	Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 100kg.s^{-1}.m^{-2}$ en gravité terrestre.	41
4.6	Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 200kg.s^{-1}.m^{-2}$ en gravité terrestre.	42
4.7	Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 50kg.s^{-1}.m^{-2}$ en microgravité.	42
4.8	Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 100kg.s^{-1}.m^{-2}$ en microgravité.	43
4.9	Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 200kg.s^{-1}.m^{-2}$ en microgravité.	43
4.10	Influence du flux massique sur le coefficient de transfert de chaleur, en gravité terrestre.	44
4.11	Influence du flux massique sur le coefficient de transfert de chaleur, en micro gravité.	45

4.12 Coefficient de transfert de chaleur pour les données saturées en gravité terrestre et en microgravité par rapport à diverses corrélations pour les mesures de l'IMFT (symboles fermés) et les mesures UMD (symboles ouverts).	46
4.13 Influence du niveau de gravité sur le coefficient de transfert de chaleur pour $G=50 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$	47
4.14 Influence du niveau de gravité sur le coefficient de transfert de chaleur pour $G=100 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$	47
4.15 Influence du niveau de gravité sur le coefficient de transfert de chaleur pour $G=200 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$	48
4.16 Prédictions du coefficient de transfert de chaleur selon diverses corrélations empiriques pour $G = 50 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ et $q = 2 \text{ W.cm}^{-2}$	49
4.17 Prédictions du coefficient de transfert de chaleur selon diverses corrélations empiriques pour $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ et $q = 2 \text{ W.cm}^{-2}$	49
4.18 Le coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre en comparaison avec diverses corrélations empiriques pour $G = 50 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ en microgravité et gravité terrestre.	50
4.19 Le coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre en comparaison avec diverses corrélations empiriques pour $G = 100 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ en microgravité et gravité terrestre.	50
4.20 Le coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre en comparaison avec diverses corrélations empiriques pour $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ en microgravité et gravité terrestre.	51
A.1 Radiation émise dans une couche translucide.	57
A.2 Émissions de milieu m à travers l'interface $\infty - m$. $\rho_{\infty-m}$ = réflectivité entre le milieu ∞ et le milieu m, ρ_{m-n} = réflectivité entre le milieu m et le milieu n, et τ_m = transmissivité du milieu m. (a) Énergie émise par m vers l'interface $\infty - m$ qui quitte l'interface $\infty - m$. (b) Énergie émise par m vers l'interface m-n qui quitte l'interface $\infty - m$	59
A.3 Énergie réfléchie et transmise à partir de moyennes m. (a) Réflexion apparente. (b) transmissivité apparente.	60
A.4 Schéma de principe pour les matériaux à deux couches.	62



Liste des tableaux

1.1	Nombres sans dimension, définition et signification.	8
1.2	Valeurs des constantes dans la corrélation de Kandlikar.	12
2.1	Résumé des propriétés du HFE7100 aux conditions de saturation.	16
3.1	La discrétisation des dérivées partielles.	28
3.2	Propriétés optiques du ruban de silicium et de polyimide.	33
B.1	Les points d'interpolation.	64



Nomenclature

Les symboles grecs

Symbol	Description	Unité
α	fraction de vide	[−]
δ	Épaisseur du film liquide	m
Γ	Transfert de masse	$\text{Kg s}^{-1} \text{m}^{-3}$
λ	Conductivité thermique	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	Pas
ν	Viscosité cinématique	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ρ	Masse volumique	Kg m^{-3}
σ	Tension de surface	N m^{-1}
τ	Contrainte de cisaillement	Pa

Les symboles romains

Symbol	Description	Unité
\dot{m}	Débit massique	Kg s^{-1}
Bo	Nombre d'ébullition	[−]
C_p	capacité thermique massique à pression constante	$\text{J K}^{-1} \text{Kg}^{-1}$
f	Coefficient de frottement	[−]
h	Coefficient de transfert de chaleur	$\text{W K}^{-1} \text{m}^{-2}$
$h_{l,v}$	Chaleur latente de vaporisation	J Kg^{-1}
Nu	Nombre de Nusselt	[−]
Pr	Nombre de Prandtl	[−]

<i>Re</i>	Nombre de Reynolds	[−]
<i>We</i>	Nombre de Weber	[−]
<i>X</i>	Paramètre Martinelli	[−]
<i>A</i>	Surface transversale	m^2
<i>D</i>	Diamètre du tube	m
<i>G</i>	Flux massique	$\text{Kg}/\text{m}^2 \text{s}$
<i>g</i>	Accélération	m s^{-2}
<i>L</i>	Longueur du tube	m
<i>M</i>	Masse molaire	g mol^{-1}
<i>p</i>	Pression	bar
<i>q</i>	Flux de chaleur	W m^{-2}
<i>T</i>	Température	K
<i>t</i>	Temps	s
<i>u</i>	Vitesse moyenne	ms^{-1}
<i>V</i>	Volume	m^3
<i>x</i>	Titre massique	[−]
<i>z</i>	Position spatiale	m

Les indices

sat	<i>Saturation</i>
Si	<i>Silicium</i>
p	<i>Polyimide</i>
A	<i>Adhésive</i>
T	<i>Tape=Polyimide+Adhésive</i>
C	<i>Caméra</i>
app	<i>Apparente</i>
mod	<i>Modifié</i>
s1	<i>Surface interne</i>
s2	<i>Surface externe</i>
S	<i>Surface noire</i>

g	<i>Guess, estimé</i>
n	<i>Pas de discréétisation temporel</i>
i	<i>Pas de discréétisation spatial</i>
N	<i>Nombre de discréétisation</i>
e	<i>Environnement</i>
l	<i>Liquide</i>
v	<i>Vapeur</i>
w	<i>Wall, surface du tube</i>
Si-c	<i>Interface Silicium-caméra</i>
T-c	<i>Interface Tape-caméra</i>
S-c	<i>Interface surface noire-caméra</i>

Les abréviations

IMFT	<i>Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse</i>
UMD	<i>University of Maryland</i>
BRASIL	<i>Boiling Regimes in Annular and Slug flow In Low gravity</i>
IR	<i>Infrarouge</i>
Pt	<i>Platine</i>
PID	<i>Régulateur : Proportionnel Intégrateur Dérivateur</i>
ID	<i>Diamètre intérieur</i>

Introduction

Le transfert de chaleur avec changement de phase est un phénomène qui joue un rôle très important dans des nombreux procédés industriels et dans le domaine de l'ingénierie, à la fois en gravité terrestre ou dans des environnements à gravité réduite. Il est notamment présent dans : les cycles à vapeur de centrales thermiques, les boucles diphasiques utilisées pour le refroidissement des composants électroniques, les processus de refroidissement par spray ou encore les échangeurs thermiques à haut flux. Aussi, l'étude de l'ébullition s'avère être un enjeu non seulement d'un point de vue théorique et scientifique, mais aussi d'un point de vue technique et industriel, car une meilleure compréhension des transferts thermiques en ébullition permettrait une amélioration des performances de nombreux dispositifs utilisés dans l'industrie.

Par ailleurs, le secteur spatial est lui aussi concerné par ce sujet d'étude, dans la mesure où l'ébullition peut être présente lors du refroidissement des équipements électroniques utilisés dans les satellites. De plus, nous pouvons noter que si l'ébullition est souhaitée dans le cas des boucles de refroidissement, elle peut être aussi subie, notamment dans les réservoirs des fusées.

En effet, lors du lancement des fusées, une partie des propergols utilisés est conservée dans les réservoirs pour être réutilisée lors des phases de rallumage durant les manœuvres dans l'espace. Cependant, dans l'espace, les réservoirs sont chauffés par le rayonnement solaire et la dissipation thermique des moteurs ; ainsi, en l'absence de convection naturelle, la paroi peut monter en température et de l'ébullition peut se déclencher. Il s'ensuit une montée en pression des réservoirs qui, dans le cas de la régulation en pression, entraîne une perte de carburant. De plus, avec l'intérêt sans cesse croissant pour les applications spatiales telles que les satellites de télécommunication et l'augmentation de la puissance nécessaire aux appareils embarqués, l'utilisation de boucles diphasiques intégrant des pompes hydrauliques entraînées mécaniquement devient une priorité pour réduire la taille et le poids des systèmes de régulation.

Par conséquent, une bonne connaissance de l'ébullition permet une optimisation de

la quantité de carburant liquide embarquée et à terme une amélioration des distances explorées par les fusées.

L'ébullition convective représentent un phénomène complexe qui combine les transferts de masse et de chaleur, hydrodynamique et phénomènes interfaciaux. De plus, le niveau de gravité joue sur la dynamique du fluide et peut mener à des changements inattendus dans les performance des appareils. Il est donc important de réaliser des expériences directement en l'absence quasi totale de gravité.

Le principal objectif de ce PFE qui représente une partie complémentaire de la thèse de doctorat de Esli Trejo est de faire le traitement des résultats expérimentaux sur l'ébullition convective dans un tube chauffé, dans des conditions en gravité terrestre et en microgravité. Afin d'atteindre ce but, un banc expérimental a été dimensionné et construit à l'IMFT pour procéder à des expériences en ébullition convective au laboratoire et lors de campagnes de vols paraboliques. Avec cette installation, diverses mesures (telles que des mesures de pertes de pression, de coefficient d'échange ou des visualisations d'écoulement) peuvent être réalisées simultanément pour de larges gammes de conditions expérimentales comprenant différents niveaux de gravité.

Une attention toute particulière a été apportée à la description des mécanismes de l'ébullition, qui implique un grand nombre de paramètres. La définition de ces paramètres et les équations de conservation fondamentales utilisées dans cette analyse sont exposées dans le Chapitre 1, avec une présentation des corrélations empiriques pour la prédiction des transferts thermiques.

Dans le chapitre 2, nous allons décrire l'installation expérimentale BRASIL ainsi que les techniques et protocoles de mesure tel que la technique de thermométrie infrarouge.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude de transfert de chaleur à travers le multicouche qui constitue la paroi de tube de silicium. Dans un premier temps on va décrire le modèle mathématique constitué des équations de conduction couplés avec des équations de rayonnement thermique, ensuite on présentera l'algorithme et la méthode de résolution numérique du problème.

Le quatrième chapitre de ce mémoire expose les différents résultats trouvés avec des analyses et des interprétations. Une comparaison entre les résultats obtenus et les corrélations empiriques est proposée.

Étude bibliographique

Dans ce chapitre nous allons décrire dans premier temps les différents régimes d'écoulements rencontrés au cours d'une ébullition convective dans un tube chauffé. Dans la deuxième section un rappel des définitions basiques comme le titre massique et la fraction de vide, et l'équation fondamentale du bilan enthalpique qui sera nécessaire pour traiter les données trouvées expérimentalement. Ensuite, des corrélations empiriques fournies par la littérature pour le coefficient d'échange de chaleur sont détaillées dans la dernière section de ce chapitre.

1.1 Régimes d'écoulements

Lorsqu'un liquide est vaporisé dans un tube chauffé, le liquide et la vapeur générée présentent une variété de configurations connues sous le nom de régime d'écoulement. Un régime d'écoulement particulier dépend des conditions de pression, du débit de liquide et de vapeur et de la géométrie des canaux. Chacun a un nom descriptif et dans la conception de l'échangeur de chaleur, il est souhaitable de connaître le profil d'écoulement ou les régimes successifs de façon à pouvoir choisir une théorie hydrodynamique ou de transfert de chaleur appropriée. Parce que le nom qui est donné au diagramme d'écoulement est dans une large mesure subjectif, voici une proposition des différentes distributions de phases possibles. Les profils d'écoulement rencontrés dans un écoulement ascendant vertical sont représentés schématiquement dans la figure 1.1.

Écoulement à bulles

Dans le régime d'écoulements à bulles, la phase de gaz ou de vapeur est distribuée sous forme de bulles discrètes dans une phase liquide continue. À un extrême, les bulles peuvent être plus petites et sphériques et, à l'autre extrême, les bulles peuvent être grandes et atteindre la taille du tube. (figure 1.1.a)

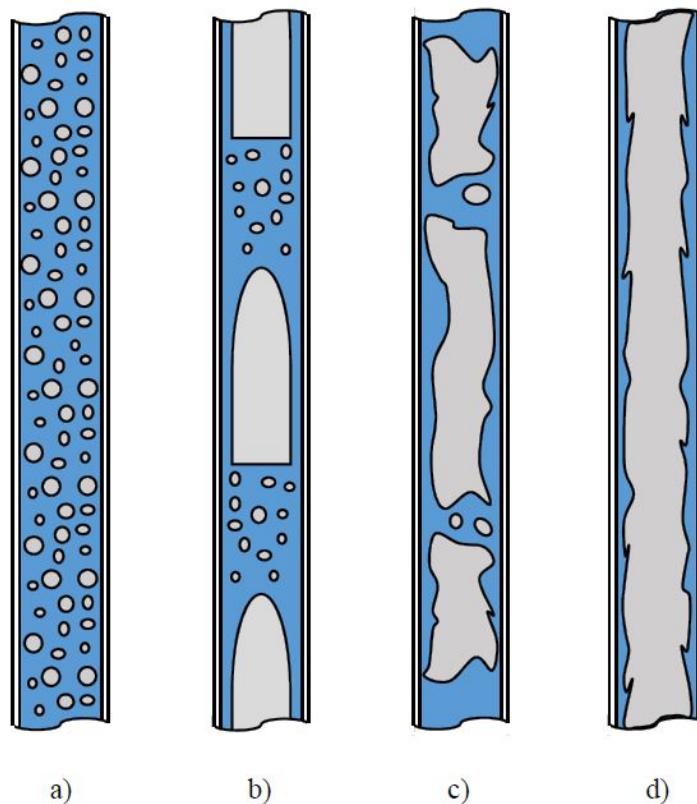


FIGURE 1.1 – Schéma des régimes d'ébullition d'un écoulement à l'intérieur d'un tube chauffé : a) écoulement à bulles, b) écoulement à poches-bouchons, c) Churn flow ou écoulement bouillonnant et d) écoulement annulaire.

Écoulement à poches-bouchons ou intermittent

En écoulement à poches-bouchons, les bulles de gaz ou de vapeur sont plus longues que le diamètre du tuyau. Le nez de la bulle a une forme hémisphérique caractéristique et le gaz dans la bulle est séparé de la paroi du tuyau par un film liquide. Le flux de liquide est contenu dans des bouchons liquides qui séparent des bulles de gaz successives, ces bouchons peuvent ou non contenir de plus petites bulles de gaz entraînées dans le sillage des grandes bulles. La longueur de la bulle de gaz principale peut varier considérablement. (figure 1.1.b)

Écoulement de type Churn

L'écoulement bouillonnant ou Churn flow est caractérisé par un passage chaotique et oscillant de poches de vapeur, le liquide restant principalement localisé proche de la paroi du tube. (figure 1.1.c)

Écoulement annulaire

Dans un écoulement annulaire, un film liquide se forme à la paroi du tube avec un noyau central continu de gaz ou de vapeur. Le film de liquide est parcouru par des vagues régulières de petite amplitude et longueur d'onde et par des vagues de grande longueur d'onde et d'amplitude plus importantes (roll waves). La rupture de ces dernières donne lieu à de l'arrachage de gouttelettes de liquide qui sont dispersées dans le noyau gazeux central. (figure 1.1.d)

1.2 Description fondamentale

Afin de décrire correctement les mécanismes de l'ébullition convective en tube, un rappel des principales définitions et notations utilisées est nécessaire, en particulier pour le titre massique en vapeur x , le taux de vide α et les vitesses moyennes des phases liquide et vapeur u_l et u_v .

Ces grandeurs apparaissent dans les équations bilan qui décrivent le système, notamment l'équation de l'enthalpie qui peut être écrite pour la phase liquide et pour la phase vapeur.

1.2.1 Des définitions basiques

L'indice k est utilisé pour décrire l'état fluide : $k=l$ pour la phase liquide et $k=v$ pour la phase vapeur.

La géométrie du domaine :

La présente étude vise à étudier un régime d'ébullition à l'intérieur d'un tube vertical circulaire de diamètre constant D . La surface transversale totale correspondante A est égale à la somme des zones occupées par le liquide (noté A_l) et les zones occupées par le vapeur (noté A_v).

$$A = A_l + A_v \quad (1.1)$$

Cette section transversale est utilisée dans l'expression du flux massique G qui s'exprime en fonction débit massique \dot{m} :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (1.2)$$

Titre massique et fraction de vide :

Dans un écoulement en ébullition, la phase liquide et la phase de vapeur évoluent ensemble, avec une vitesse u_k , une pression p_k et une enthalpie h_k . Deux paramètres importants sont nécessaires pour caractériser la vitesse de chaque phase : le titre de vapeur x et la fraction de vide α . Pour les deux paramètres, l'indice v donne : $x_v = x$, $x_l = 1 - x$ et $\alpha_v = \alpha$, $\alpha_l = 1 - \alpha$.

Le titre de vapeur x est défini comme le rapport du débit massique de vapeur \dot{m}_v sur le débit massique total \dot{m} . Si le changement de phase se produit, le titre change également le long du tube. D'autres discussions et calculs de x seront présentés au chapitre 3.

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_l + \dot{m}_v} \quad (1.3)$$

La fraction de vide α correspond au volume occupé par la phase vapeur V_v sur le volume total V . Il peut également être exprimé en termes de surfaces.

$$\alpha = \frac{V_v}{V} = \frac{V_v}{V_l + V_v} = \frac{A_v}{A_l + A_v} \quad (1.4)$$

Vitesses des deux phases :

Deux principaux types de vitesse peuvent être exprimés pour chaque phase en fonction des paramètres d'écoulement.

Les vitesses moyennes, notées u_k , correspondent à la vitesse réelle à laquelle chaque phase s'écoule dans le tube. u_l et u_v sont généralement différents et sont déterminés par le rapport du débit volumétrique de phase sur la surface de la section transversale occupée par cette phase :

$$u_k = \frac{\dot{m}_k}{\rho_k \cdot A_k} \quad (1.5)$$

Selon les définitions précédentes :

$$\begin{aligned} u_l &= \frac{\dot{m}}{\rho_l \cdot A} \cdot \frac{1-x}{1-\alpha} = \frac{G}{\rho_l} \cdot \frac{1-x}{1-\alpha} \\ u_v &= \frac{\dot{m}}{\rho_v \cdot A} \cdot \frac{x}{\alpha} = \frac{G}{\rho_v} \cdot \frac{x}{\alpha} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Où ρ_l et ρ_v sont les densités de liquide et de vapeur, respectivement.

1.2.2 Équation d'enthalpie

Équation de conservation d'énergie :

L'enthalpie totale de la phase k, notée $h_{t,k}$, est déterminée par la somme de l'enthalpie h_k et de l'énergie cinétique $u_k^2/2$. Sa variation temporelle est due à un gain d'enthalpie grâce à l'advection, aux flux de chaleur interfacial et pariétal à l'énergie associée au transfert de masse, au travail de la pression ou des forces volumique et à la friction à l'interface :

$$\frac{\partial(\rho_k \cdot \alpha_k \cdot h_{t,k})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_k \cdot \alpha_k \cdot u_k \cdot h_{t,k})}{\partial z} = \frac{q_{w,k} \cdot S_{w,k}}{A} + \frac{q_{i,k} \cdot S_{i,k}}{A} + \Gamma_k \cdot h_{t,k,sat} + \alpha_k \cdot \frac{\partial p_k}{\partial t} + \rho_k \cdot \alpha_k \cdot g \cdot u_k + \xi \cdot \frac{\tau_i \cdot S_i \cdot u_i}{A} \quad (1.7)$$

Équation de bilan enthalpique :

Le bilan d'enthalpie pour le mélange, donné par l'équation 1.9 , est obtenu en additionnant les équations de bilan pour chaque phase et en négligeant la puissance des efforts mécaniques et l'énergie cinétique devant l'enthalpie du fluide (équation 1.8).

$$\frac{\partial(\rho_k \cdot \alpha_k \cdot u_k \cdot h_k)}{\partial z} - \frac{q_{w,k} \cdot S_{w,k}}{A} - \frac{q_{i,k} \cdot S_{i,k}}{A} - \Gamma_k \cdot h_{t,k,sat} = 0 \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial(\rho_l \cdot (1 - \alpha) \cdot u_l \cdot h_l)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho_v \cdot \alpha \cdot u_v \cdot h_v)}{\partial z} - \frac{q_w \cdot S_w}{A} = 0 \quad (1.9)$$

L'enthalpie h_k peut être écrite selon la température de la phase k :

$$h_k = C_{pk} \cdot (T_{sat} - T_k) + h_{k,sat} \quad (1.10)$$

La vapeur peut être considérée comme étant à la température de saturation : $h_v = h_{v,sat}$. Avec les définitions de l'équation 1.5, $S_w = \pi \cdot D$ et $h_{l,v} = h_{v,sat} - h_{l,sat}$, l'équation 1.9 devient :

$$G \cdot (h_{l,v} + C_{pl} \cdot (T_{sat} - T_l)) \cdot \frac{\partial x}{\partial z} + G \cdot C_{pl} \cdot (1 - x) \cdot \frac{\partial T_l}{\partial z} - \frac{4 \cdot q_w}{D} = 0 \quad (1.11)$$

Cette équation comprend des paramètres d'écoulement qui peuvent être facilement mesurés, tels que le flux de masse G, le flux de chaleur délivré par la paroi q_w ou la température du liquide T_l .

1.2.3 Nombres sans dimension

Une description sans dimension des mécanismes d'ébullition est utile pour comparer diverses expériences (différents fluides, diamètres ...). Certains nombres sans dimension sont mis en évidence par la forme non dimensionnelle des équations précédemment établies tandis que d'autres sont largement utilisés dans les corrélations empiriques et les modèles. Cette section fournit des détails sur une analyse sans dimension de l'ébullition d'un écoulement ascendant.

Les nombres sans dimension pertinents sont choisis parmi les nombres mis en évidence par des équations sans dimension et des modèles couramment utilisés. Un résumé des nombres sans dimension est donné dans le tableau 1.1.

Nombre sans dimension	Formule	Signification
Nombre de Reynolds liquide Re_l	$\frac{(1-\alpha).u_l.D}{\nu_l}$	$\frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces visqueuses}}$
Nombre de Reynolds vapeur Re_v	$\frac{\alpha.u_v.D}{\nu_v}$	$\frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces visqueuses}}$
Nombre de Weber We_v	$\frac{\rho_v.(\alpha.u_v)^2.D}{\sigma}$	$\frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Tension de surface}}$
Nombre de Prandtl Pr_l	$\frac{\mu_l.C_{pl}}{\lambda_l}$	$\frac{\text{Diffusivité de la quantité de mouvement}}{\text{Diffusivité thermique}}$
Nombre de Nusselt Nu	$\frac{q_w}{\lambda_l.(T_w-T_k)}$	$\frac{\text{Convection thermique}}{\text{Conduction thermique}}$
Nombre d'ébullition Bo	$\frac{q_w}{G.h_{l,v}}$	$\frac{\text{Flux de chaleur de la paroi}}{\text{Chaleur latente de vaporisation}}$

TABLE 1.1 – Nombres sans dimension, définition et signification.

La plupart de ces nombres peuvent être écrits pour la phase liquide et la phase vapeur. Cependant, les nombres obtenus pour les deux phases ne sont pas toujours indépendants car l'un d'entre eux peut être exprimé en fonction du rapport des propriétés fluides ou d'autres nombres sans dimension. Par exemple :

$$We_l = We_v \cdot \frac{((1-\alpha).u_l)^2}{(\alpha.u_v)^2} = We_v \cdot \frac{Re_l^2}{Re_v^2} \cdot \frac{\nu_l^2}{\nu_v^2} \quad (1.12)$$

Un autre nombre sans dimension pertinent peut être mentionné : le paramètre Martinelli X [12]. Ce nombre, qui exprime le gradient de pression de frottement dans le

régime de liquide monophasique par rapport à celui du flux de vapeur monophasique, peut être écrit selon les rapports de densité et le nombre de Reynolds des deux phases. Il n'est pas indépendant des nombres précédemment définis, mais il est couramment utilisé dans diverses corrélations.

$$X = \left(\frac{\left(\frac{dP}{dz} \right)_l}{\left(\frac{dP}{dz} \right)_v} \right)^{1/2} \quad (1.13)$$

1.3 Coefficients de transfert de chaleur

1.3.1 Écoulement monophasique

Généralement, pour la convection forcée, le nombre de Nusselt est fonction des nombres de Reynolds Re et de Prandtl Pr . Dans un écoulement laminaire dans les tubes circulaires, le nombre local de Nusselt est une constante dont la valeur dépend de la condition limite thermique à la paroi. Deux corrélations empiriques principales sont décrites ici pour un écoulement turbulent.

La corrélation de Dittus-Boelter :

Dittus et Boelter [1] ont proposé une fonction explicite simple pour calculer le nombre de Nusselt lorsque la convection forcée est le seul mode de transfert de chaleur. La corrélation est applicable dans les conduites circulaires droites lisses, pour un emplacement loin de l'entrée de tuyau ($L/D \gg 10$) et sa précision est prévue pour être de $\pm 15\%$. Lorsque le fluide est chauffé, la corrélation de Dittus-Boelter s'écrit :

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{4/5} \cdot Pr^{0.4} \quad (1.14)$$

Pour $Re > 10^4$ et $0.6 \leq Pr \leq 160$

La corrélation Gnielinski :

Les effets de la rugosité de la paroi et des conditions d'écoulement transitoire peuvent être pris en considération en utilisant la corrélation développée par Gnielinski [2] qui est plus précise. Comme l'équation de Dittus-Boelter, la corrélation de Gnielinski s'applique uniquement aux conditions de transfert de chaleur complètement développées.

$$Nu = \frac{(f/8) \cdot (Re - 1000) \cdot Pr}{1 + 12.7 \cdot (Pr^{2/3} - 1) \cdot \sqrt{f/8}} \quad (1.15)$$

Pour $3000 < Re < 5 \cdot 10^6$ et $0.5 \leq Pr \leq 2000$

Où le coefficient de frottement Fanning est calculé avec cette approximation dans le cas du tube lisse :

$$f = (0.790 \cdot \ln(Re) - 1.64)^{-2} \quad (1.16)$$

La correction des effets d'entrée :

Les corrélations antérieures s'appliquent uniquement aux écoulements qui sont entièrement développés de point de vue thermique, pour les emplacements loin de l'entrée du tube (dans les cas où $L/D \gg 10$). Lorsque la couche limite thermique n'est pas développée, la valeur du nombre de Nusselt réel Nu_a est supérieur à la valeur du nombre de Nusselt Nu_∞ pour le flux entièrement développé thermiquement en raison du développement de la couche limite thermique. Al-Arabi [3] a proposé une corrélation pour corriger les effets d'entrée :

$$\frac{Nu_a}{Nu_\infty} = 1 + \frac{\frac{(z/D)^{0.1}}{Pr^{1/6}} \cdot (0.68 + \frac{3000}{Re^{0.81}})}{z/D} \quad (1.17)$$

Où z est la distance entre l'entrée du tube et l'emplacement correspondant au nombre actuel Nusselt Nu_a . Le nombre Nusselt entièrement développé Nu_∞ obtenu avec la correction peut être comparé à des corrélations empiriques telles que la corrélation Gnielinski 1.15.

1.3.2 Ébullition pour un écoulement en régime permanent

Deux mécanismes importants de transfert de chaleur sont pris en compte dans les modèles d'ébullition pour un écoulement permanent : transfert de chaleur par ébullition nucléée (h_{nb}) et transfert de chaleur à convectif (h_{cb}). Le coefficient global de transfert de chaleur h est souvent exprimé sous la forme d'une combinaison de ces deux termes de transfert de chaleur. Certaines des corrélations qui peuvent être appliquées à l'ébullition convective de réfrigérant dans les tubes verticaux sont discutées ici.

La correction de Chen :

La corrélation proposée par Chen [4] pour les conditions d'ébullition saturées a été étendue pour inclure l'ébullition sous-refroidie, ce qui la rend très simple à appliquer et elle est largement utilisée. La corrélation de Chen a défini le coefficient de transfert de chaleur h comme une combinaison des termes de nucléation et de convection monophasique pondérés par deux facteurs sans dimension.

$$h = S.h_{nb} + F.h_l \quad (1.18)$$

Où S est un facteur de suppression qui réduit la contribution de l'ébullition nucléée et F est un facteur d'amplification de la convection en raison de la présence de vapeur, fonction du paramètre de Martinelli X.

$$F(X) = \begin{cases} 2.35 \cdot \left(0.213 + \frac{1}{X}\right)^{0.736} & \text{si } \frac{1}{X} > 0.1 \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.19)$$

$$S(X) = \frac{1}{1 + 2.53 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{G \cdot D \cdot (1-X) \cdot F(X)^{1.25}}{\mu_l}\right)^{1.17}} \quad (1.20)$$

Le coefficient de transfert de chaleur monophasique h_l est calculé avec les corrélations courantes d'écoulement turbulent (corrélations Dittus-Boelter ou Gnielinski) tandis que la corrélation de Forster et Zuber [5] peut être utilisée pour déterminer h_{nb} :

$$h_{nb} = 0.00122 \cdot \left[\frac{\lambda_l^{0.79} \cdot C_{pl}^{0.45} \cdot \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \cdot \mu_l^{0.29} \cdot h_{l,v}^{0.24} \cdot \rho_v^{0.24}} \right] \cdot (T_w - T_{sat})^{0.24} \cdot (p_{sat} - p)^{0.75} \quad (1.21)$$

Où p est la pression de saturation à la température de la paroi T_w .

La corrélation de Chen est plus adaptée à l'eau. En travaillant à haut nombre de Prandtl $Pr \gg 1$ (avec des réfrigérants, par exemple), Chen et Bennett [6] recommandent de multiplier le facteur multiplicateur convectif F par $Pr^{0.296}$.

La corrélation de Gungor et Winterton :

Une forme modifiée de la corrélation de Chen applicable pour les tubes verticaux a été proposée par Gungor et Winterton [13] qui ont travaillé sur les réfrigérants et les ensembles de données sur l'eau. Dans cette équation, le facteur d'amélioration convective à deux phases F est remplacé par un autre facteur sans dimension qui dépend du nombre d'ébullition Bo et du paramètre de Martinelli X :

$$h_{conv} = h_l \cdot \left[1 + 3000 \cdot Bo^{0.86} + \left(\frac{X}{1+X} \right)^{3/4} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.41} \right] \quad (1.22)$$

La corrélation de Kandlikar :

Kandlikar [7] a développé une corrélation applicable à un écoulement saturé dans les tubes verticaux, dans lequel le coefficient de transfert de chaleur est considéré comme

la plus grande valeur entre le terme d'ébullition nucléée et le terme convectif. Contrairement à la corrélation de Chen, elle utilise le nombre d'ébullition Bo pour déterminer la contribution d'ébullition nucléée.

$$h = h_l \cdot [C_1 \cdot C_0^{C_2} + C_3 \cdot B_0^{C_4} \cdot F_K] \quad (1.23)$$

Où h_l est calculé avec des corrélations des écoulements monophasiques turbulent habituelles avec la vitesse j_l . F_K est une constante qui peut être adaptée au fluide de travail (pour les fluides réfrigérant, $F_K \in [1.2 \text{ à } 1.4]$). C_0 est un nombre de convection utilisé pour déterminer le terme de contribution principal. Les constantes C_1 à C_4 , données dans le tableau 1.2, dépendent de la valeur de C_0 .

$$C_0 = \left(\frac{1-X}{X} \right)^{0.8} \cdot \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad (1.24)$$

	Région d'ébullition nucléée ($C_0 > 0.65$)	Région d'ébullition convective ($C_0 < 0.65$)
C_1	0.6683	1.136
C_2	-0.2	-0.9
C_3	1058	667.2
C_4	0.7	0.7

TABLE 1.2 – Valeurs des constantes dans la corrélation de Kandlikar.

La corrélation de Kandlikar ne peut pas être appliquée aux conditions d'ébullition sous-refroidies (avec de faibles qualités de vapeur), mais elle est intéressante en ébullition saturée puisqu'elle est basée sur des données avec divers fluides y compris les fluides réfrigérants.

La corrélation de Kim and Mudawar :

Kim et Mudawar [8] ont récemment proposé une nouvelle corrélation généralisée qui est construite en superposant les contributions de l'ébullition nucléée et de l'ébullition convective :

$$h = \sqrt{h_{nb}^2 + h_{cb}^2} \quad (1.25)$$

$$h_{nb} = h_l \left[2345 \cdot Bo^{0.7} \cdot \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{0.38} \cdot (1-X)^{-0.51} \right] \quad (1.26)$$

$$h_{cb} = h_l \left[5.2 \cdot Bo^{0.08} \cdot We_{lo}^{-0.54} + 3.5 \cdot \left(\frac{1}{X} \right)^{0.94} \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.25} \right] \quad (1.27)$$

Où h_l est le coefficient de transfert de chaleur monophasique calculé avec la corrélation de Dittus-Boelter à l'aide de vitesses superficielles, tandis que We_{lo} est calculé avec $\frac{G}{\rho_l}$. Cette corrélation fournit de bonnes prédictions de plusieurs bases de données en ébullition convective avant assèchement du film liquide.

La corrélation de Sun et Mishima :

Sun et Mishima [9] ont établi une corrélation où le coefficient de transfert de chaleur est exprimé en fonction du nombre de Reynolds du liquide Re_{lo} et du nombre d'ébullition Bo. L'équation prend également en compte l'effet du nombre de Weber liquide We_{lo} :

$$h = \frac{6 \cdot Re_{lo}^{1.05} \cdot Bo^{0.54} \cdot \lambda_l}{We_{lo}^{0.191} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.142} \cdot D} \quad (1.28)$$

Contrairement à la plupart des autres corrélations, cette méthode de prédiction ne dépend pas du titre de la vapeur. En effet, les ensembles de données sur lesquels ils se basent correspondent principalement aux conditions expérimentales où l'ébullition nucléée est prédominante.

La corrélation de Kew et Cornwell

Une autre corrélation modifiée utilisant uniquement le numéro de Reynolds et le nombre d'ébullition Bo (nombre de Boiling) a été proposé par Kew et Cornwell [10] pour correspondre à leur base de données, où l'ébullition convective est le mécanisme dominant de transfert de chaleur. Ils comprenaient une dépendance du coefficient de transfert de chaleur au titre vapeur x :

$$h = 30 \cdot Re_{lo}^{0.857} \cdot Bo^{0.714} \cdot \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.143} \frac{\lambda_l}{D} \quad (1.29)$$

1.3.3 Modèle d'écoulement annulaire

Cioncolini et Thome [14] ont proposé un modèle de transfert de chaleur basé sur l'évaporation du film liquide pour un écoulement annulaire. Ils utilisent un modèle algébrique de viscosité de Prandtl pour décrire le profil de vitesse dans le film liquide

turbulent dans ce modèle.

L'épaisseur de film liquide δ est estimée par :

$$\delta = y^* \cdot \max \left[\sqrt{\frac{2 \cdot \Gamma_{lf}^*}{R^*}}, 0.006 \cdot \frac{\Gamma_{lf}^*}{R^*} \right] \quad (1.30)$$

Où y^* est l'échelle de la longueur visqueuse, R^* est le rayon du tube sans dimension et Γ_{lf}^* est le débit massique sans dimension dans le film liquide :

$$y^* = \frac{\nu_l}{u^*} \quad (1.31)$$

$$R^* = \frac{D}{2y^*} \quad (1.32)$$

$$\Gamma_{lf}^* = \frac{(1-e).(1-x).G.\pi.D^2}{8.\pi.\rho_l.u^*.y^{*2}} \quad (1.33)$$

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_l}} \quad (1.34)$$

Le coefficient de transfert de chaleur est donné en fonction de l'épaisseur du film liquide et du frottement de la paroi :

$$h = \frac{\lambda_l}{\delta} 0.0776 (\delta^+)^{0.9} \cdot Pr^{0.52} \quad \text{avec } \delta^+ = \frac{\delta}{y^*} \quad (1.35)$$

Pour $10 < \delta^+ < 800$ et $0.86 < Pr < 6.1$

Description de l'expérience

Pour caractériser le transfert de chaleur et la dynamique des fluides, une expérience d'ébullition convective a été menée dans laquelle des mesures du transfert de chaleur de la paroi locale ainsi que des images à grande vitesse ont été obtenues dans un tube verticale contenant du liquide HFE-7100.

Une plate-forme d'essai BRASIL développée à l'institut de mécanique des fluides de Toulouse a été utilisée pour cette étude. La plate-forme, conçue pour les essais en vol paraboliques, comprend la boucle d'écoulement et divers composants électroniques requis pour les tests.

Une technique basée sur la thermométrie infrarouge ensuite va être décrite, grâce à laquelle le transfert de chaleur local produit en écoulement diphasique peut être mesuré avec une résolution spatiale et temporelle élevée.

2.1 L'expérience BRASIL

L'expérience de BRASIL (Boiling Regimes in Annular and Slug flow In Low gravity) a été conçue pour étudier les mécanismes d'ébullition des écoulements en microgravité, sur le modèle d'évaporateur à flux dans les plates-formes spatiales. Cette étude comprend des mesures simultanées de la température, de la pression et de la fraction de vide dans les conditions de microgravité fournies par les vols paraboliques.

La figure 2.1 montre la configuration de la plate-forme en vol avec une chambre de confinement secondaire entourant la boucle d'écoulement afin d'éviter une fuite de fluide potentielle dans la cabine de l'avion. Trois ordinateurs et quatre moniteurs ont été utilisés pour contrôler la boucle de flux et acquérir des données infrarouges, à grande vitesse. Plusieurs caractéristiques de sécurité (protection contre la surchauffe, protection de circuit, exigences de résistance) ont été incluses.

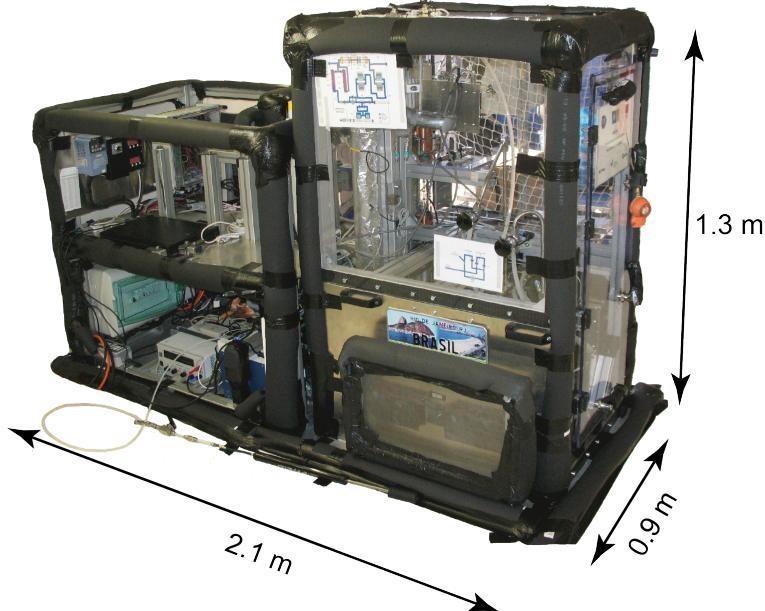


FIGURE 2.1 – Le dispositif expérimental BRASIL.

2.2 Le fluide utilisé

Le fluide utilisé pour faire nos essais était le HFE-7100, un fluide diélectrique non toxique avec une température de saturation à pression atmosphérique de 61 °C. Les propriétés aux conditions de saturation pour 1 bar de pression sont résumées dans le tableau 2.1.

Les restrictions sévères et les problèmes de sécurité liés à l'environnement en micro gravité limitent l'utilisation de certains fluides. En tant que fluide non toxique et diélectrique qui ne nécessite pas beaucoup de puissance pour atteindre la saturation, le HFE-7100 est adapté aux vols paraboliques.

Propriété	Valeur
T_{sat} [°C]	61
M [$g.mol^{-1}$]	250
ρ_l [$kg.m^{-3}$]	1374.6
μ_l [$m.s^{-3}$]	$3,8.10^{-4}$
λ_l [$w.m^{-1}.K^{-1}$]	$1,11.10^{-5}$
C_{pl} [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	$1,25.10^3$
$h_{l,v}$ [$kJ.kg^{-1}$]	112.475
σ_l [$N.m^{-1}$]	0.0124

TABLE 2.1 – Résumé des propriétés du HFE7100 aux conditions de saturation.

2.3 Boucle Hydraulique

La boucle hydraulique est illustrée schématiquement sur la figure 2.2.

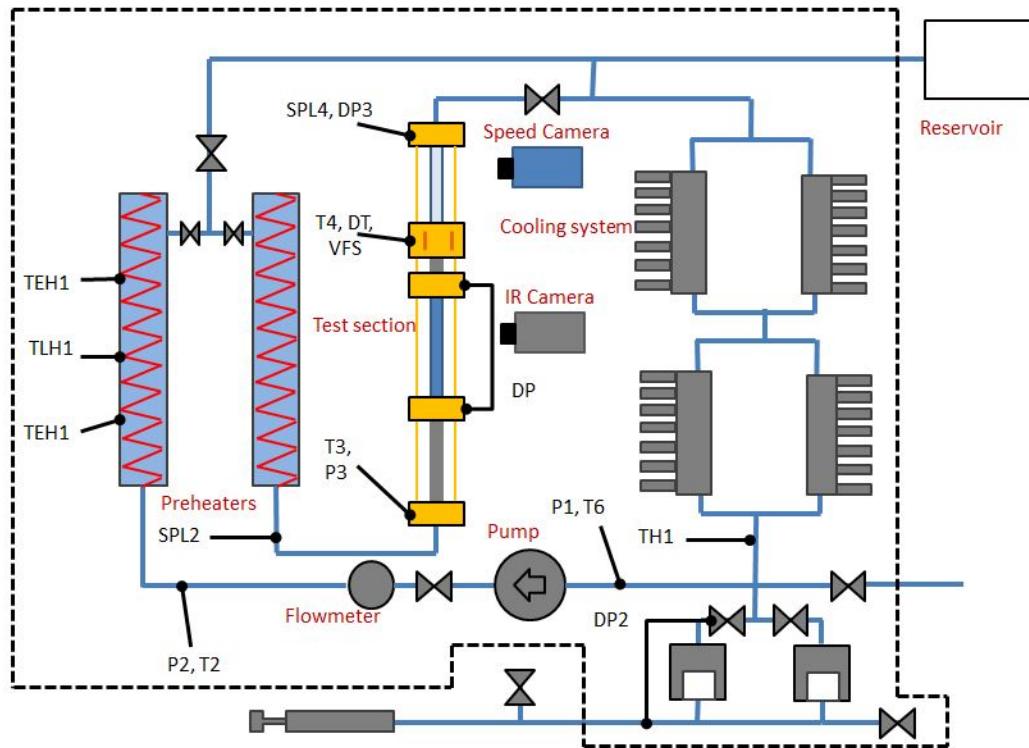


FIGURE 2.2 – Schéma représentatif de la boucle hydraulique.

Dans cette boucle, une pompe à engrenage volumétrique est utilisée pour faire circuler le fluide en phase liquide. Le débit massique peut être ajusté en fonction de la variation de la vitesse de rotation de l'engrenage et un PID est ajouté pour maintenir la valeur de consigne car il peut changer avec les variations de chute de pression dans la boucle hydraulique. Un débitmètre mesure le débit massique à la sortie de la pompe. Le liquide HFE-7100 est d'abord circulé dans deux préchauffeurs en série. Donc, il peut être préchauffé à une température liquide donnée ou partiellement vaporisé à un titre massique de vapeur souhaité. Les préchauffeurs sont recouverts de mousse à isolation thermique pour minimiser les pertes thermiques et sont alimentés électriquement à l'aide d'un régulateur de puissance à angle de phase variable. La puissance est réglée manuellement par l'expérimentateur.

Ensuite, le fluide entre dans la section d'essai, qui est décrite dans la section suivante où, un chauffage et/ou une vaporisation de fluide supplémentaires peuvent être effectués. Enfin, deux condenseurs en série avec deux modules chacun sont utilisés pour refroidir le fluide. Chaque module se compose d'une plaque froide, de neuf modules Peltiers

et d'un dissipateur de chaleur avec ventilateurs pour éliminer la chaleur des modules Peltier. La régulation de l'entrée de puissance des modules Peltier est automatique et entraînée par un PID qui maintient la température souhaitée à l'entrée de la pompe. Un refroidissement de 10 °C en dessous de la température de saturation est déterminé par l'expérimentateur pour s'assurer qu'aucune vapeur n'entrera dans la pompe, ce qui entraînerait immédiatement un dysfonctionnement de la pompe.

2.4 Section d'essai

La section d'essai est illustrée à la figure 2.3.

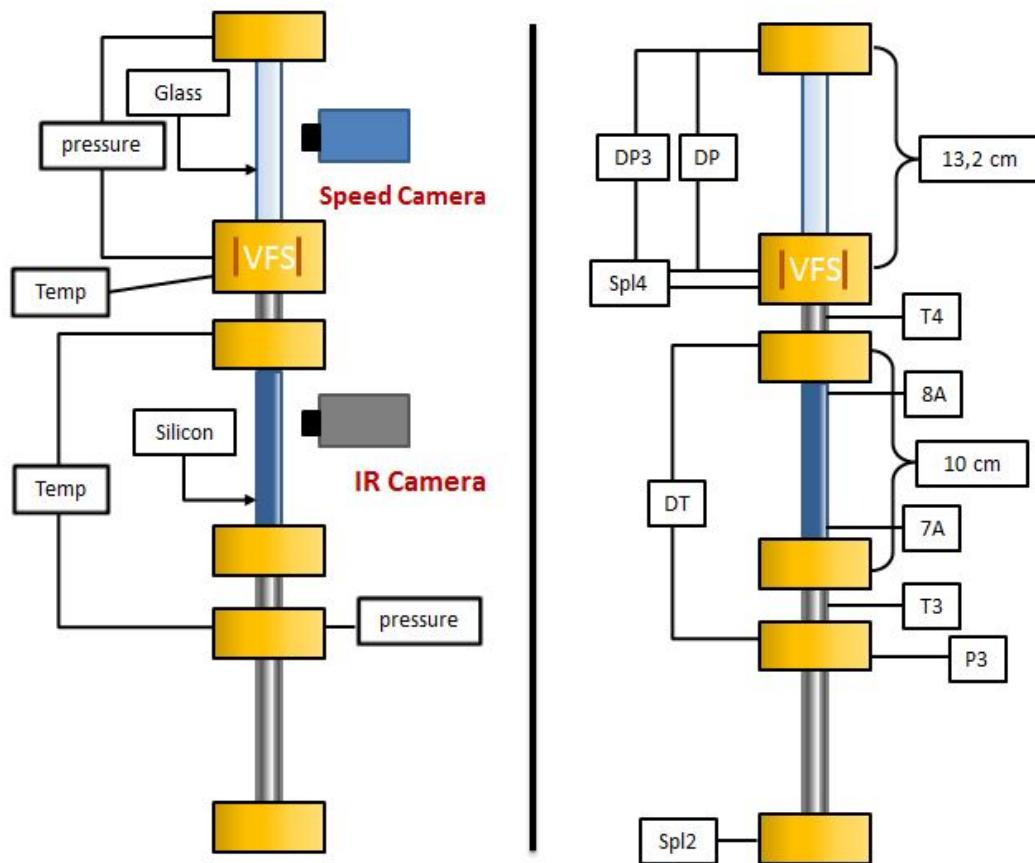


FIGURE 2.3 – schéma représentatif de la Section d'essai.

Le fluide s'écoule verticalement dans une section d'essai de silicium de 6 mm de diamètre et de 100 mm de hauteur où des mesures de transfert de chaleur et une visualisation du flux infrarouge ont été réalisées. Les capteurs de pression étaient situés

à l'entrée et à la sortie du tube de silicium, de sorte que les pressions absolues et différentielles pouvaient être mesurées. Le capteur de pression absolue a été utilisé pour déterminer la température de saturation du fluide entrant dans la section d'essai. Immédiatement après avoir quitté le tube de silicium chauffé, l'écoulement traverse une section adiabatique en verre où une vidéo haute vitesse a été obtenue à l'aide de caméras vidéo qui permet de capturer entre 500 et 1200 images par seconde. La visualisation à grande vitesse a été utilisée pour déterminer le régime d'écoulement. Deux thermocouples sont placés à l'entrée et à la sortie du tube de silicium nous permettent de déterminer la température du fluide à l'entrée et à la sortie.

2.5 Thermométrie infrarouge

Les mesures de transfert de chaleur et la visualisation du flux ont été obtenues en utilisant une technique de thermométrie infrarouge en profitant de la transparence du silicium dans la gamme IR moyenne. L'objectif de cette partie est de décrire et de démontrer cette technique, grâce à laquelle le transfert de chaleur local produit par des flux diphasiques peut être mesuré avec une résolution spatiale et temporelle élevée.

2.5.1 Système optique

Lorsque le HFE-7100 traverse le tube de silicium de 6 mm ID (diamètre intérieur) qui a été construit pour permettre un chauffage résistif. La paroi interne du tube a été revêtue d'une couche de ruban de polyimide comme le montre la figure 2.4. La moitié de la circonférence intérieure a ensuite été recouverte d'une peinture opaque IR contenant du noir de carbone, ce qui a permis de mesurer une température de paroi intérieure à travers la couche de silicium et de polyimide. Deux bandes du ruban de polyimide peint étaient également attachées à la paroi extérieure du tube afin de mesurer la température extérieure de la paroi. Pour compléter les mesures de transfert de chaleur, le flux a été visualisé à l'aide d'un ensemble de six miroirs dorés (Figure 2.4, image de gauche) disposés de sorte que la visualisation du flux et les mesures de transfert de chaleur puissent être capturées à l'aide d'une seule caméra. Une image IR représentative illustrant les deux "moitiés" du tube est représentée sur la Figure 2.5. La moitié inférieure a été utilisée pour visualiser l'écoulement dans le tube, tandis que la moitié supérieure a été utilisée pour mesurer la température. Notez les deux bandes blanches (plus chaudes) sur la moitié supérieure qui sont les deux bandes de ruban noir à l'extérieur du tube.

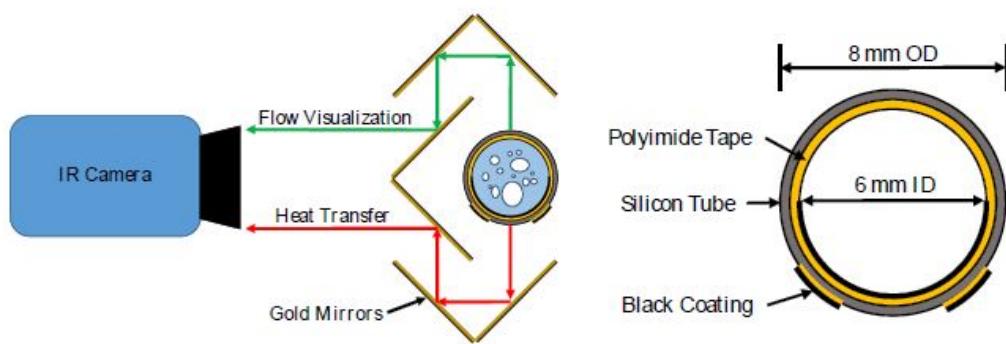


FIGURE 2.4 – Miroirs pour fournir des mesures simultanées de transfert de chaleur et la visualisation de l’écoulement (image de gauche) et une vue en coupe transversale du tube de silicium (image droite).

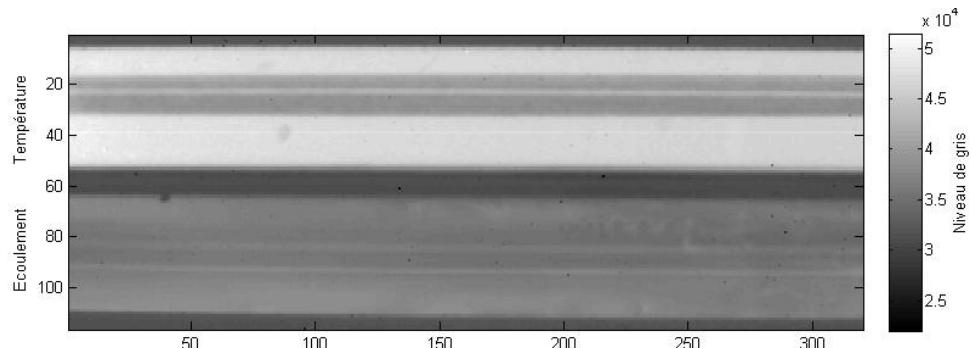


FIGURE 2.5 – Une image IR représentative montrant les moitiés de tube observées à l'aide d'un arrangement de miroir. La moitié supérieure a été utilisée pour réaliser des mesures de température, tandis que la moitié inférieure permet de faire l'observation visuelle l'écoulement interne.

2.5.2 Calibration avec un corps noir

Pour commencer à exploiter les données des images captées par la caméra infrarouge, nous devons faire une calibration entre les niveaux de gris et la température avec un corps-noir.

Le principe est de mettre le corps-noir à différentes températures allant de 30°C à 80°C et pour chaque température on capte l'image du corps-noir à l'aide de la caméra infrarouge, ensuite on associera chaque température au niveau de gris correspondant et à l'aide d'une interpolation lagrangienne on trouve un polynôme de degré 5 qui nous

donne la température en fonction de niveau du gris.

$$Y = 2,8 \cdot 10^{-21} \cdot X^5 - 6,2 \cdot 10^{-16} \cdot X^4 + 5,5 \cdot 10^{-11} \cdot X^3 - 2,5 \cdot 10^{-06} \cdot X^2 + 0,058 \cdot X - 5,4 \cdot 10^{02} \quad (2.1)$$

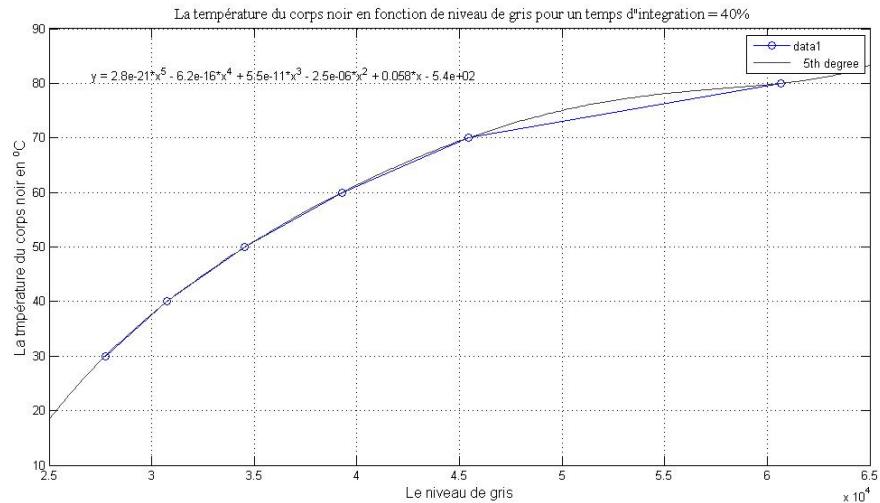


FIGURE 2.6 – La température du corps noir en fonction du niveau de gris avec un temps d'intégration = 40 %.

2.6 La micro gravité

Les vols paraboliques sont utilisés pour mener des recherches scientifiques et technologiques sur de courtes périodes de microgravité, pour tester l'instrumentation avant l'utilisation dans l'espace, pour valider les procédures opérationnelles et expérimentales et pour former les astronautes pour un futur vol spatial. Ces vols sont effectués sur des aéronefs spécialement configurés et offrent des périodes répétitives allant jusqu'à 20 secondes de microgravité ou d'apesanteur. Sur chaque parabole, à partir d'un vol horizontal régulier, l'avion commence à grimper jusqu'à un angle d'environ 45 degrés. Au cours de cette phase qui dure environ 20 secondes, l'avion connaît une accélération d'environ 1,8 fois le niveau de gravité à la surface de la terre, soit 1,8 g. La poussée du moteur est ensuite fortement réduite au minimum requis pour compenser la trainée, et l'avion suit ensuite une trajectoire balistique de chute libre, une parabole, d'environ 20 secondes, pendant laquelle la microgravité est atteinte. À la fin de cette période, l'avion doit sortir de l'arc parabolique, une manœuvre qui donne lieu à une autre période de 20 secondes de 1.8g sur l'avion, après il revient à une attitude de vol horizontal. (figure 2.7)

Ces manœuvres sont répétées à plusieurs reprises, avec une période de 3 minutes entre le début de deux paraboles consécutives, c'est-à-dire une phase parabolique de 1

minute (20 secondes à 1.8g + 20 secondes d'apesanteur + 20 secondes à 1.8g), suivies de 2 minutes de repos à 1g. Après chaque groupe de cinq paraboles, l'intervalle de repos est de 5 minutes. Tout au long du vol, tout le personnel est tenu en permanence informé de l'état du vol, c'est-à-dire l'indication du nombre de secondes à la parabole suivante, du nombre de minutes de repos, etc.

Les vols paraboliques sont le seul transporteur sous-orbitaire à donner l'occasion de mener des expériences médicales et physiologiques sur des sujets humains dans des conditions de micro gravité ou de gravité réduite, en complément des études menées dans l'espace et dans des conditions simulées sur le sol. Pour d'autres chercheurs, ce type de vols offre également l'opportunité d'effectuer des recherches pratiques sur des processus caractérisés par de courtes périodes.

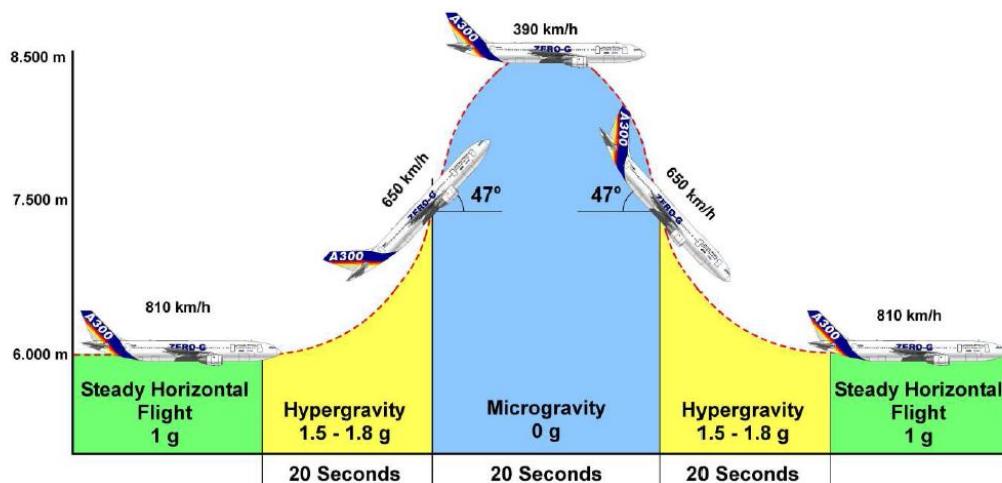


FIGURE 2.7 – La trajectoire de l'avion pendant le vol.

Avant chaque trajectoire parabolique, les paramètres de l'expérience étaient fixés (flux de masse G puissance des préchauffeurs...) pour fixer le sous-refroidissement du liquide ou le titre et la puissance électrique de chaffage du tube de silicium. Au cours de la période de microgravité les différentes paramètres de l'expérience sont enregistrés sur ordinateur à l'aide d'un programme Labview ainsi que les images de la caméra Infrarouge et de la caméra rapide PCO1200HS.

Transfert de chaleur

Considérons la paroi multicouche du tube constituée d'une couche de silicium sur lequel est attaché un ruban de polyimide (couche de polyimide + adhésif acrylique) comme indiqué schématiquement sur la Fig. 3.1. Une peinture noire opaque, beaucoup plus mince que les autres couches, est appliquée au dessus du ruban de polyimide. La surface noire est exposée à un écoulement diphasique. Le ruban de polyimide est nécessaire pour créer un gradient de température entre le tube de silicium et la paroi intérieure du tube pour mesurer un flux de chaleur. En effet la conductivité thermique élevée du substrat de silicium se limiterait à éliminer toutes les variations de température par la conduction du substrat, réduisant à la fois la grandeur des différences de température ainsi que la résolution spatiale.

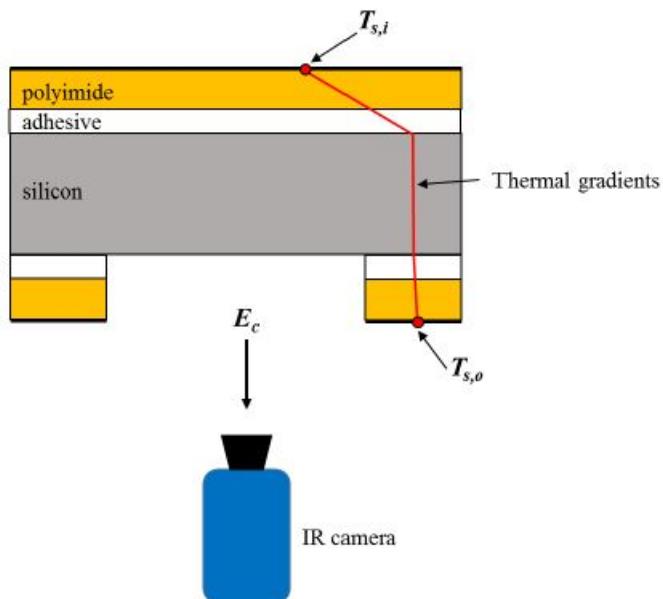


FIGURE 3.1 – Schéma du tube de silicium et multicouche de ruban montrant les gradients thermiques présents en raison du chauffage du tube et du refroidissement par convection forcée et par ébullition (Le haut du schéma correspond à l'intérieur du tube et le bas à l'extérieur du tube).

3.1 Modélisation mathématique

Pour obtenir le coefficient de transfert de chaleur à l'interface fluide-paroi, le gradient de température dans le ruban polyimide est nécessaire. Si les températures variables dans le temps de la surface noire T_{s1} et T_{s2} sont connues, le profil de température instantané dans la multicouche peut être obtenu grâce à une simulation de conduction de chaleur instationnaire. Si le ruban de polyimide est mince par rapport à la résolution spatiale de la caméra et que le gradient de température est beaucoup plus grand dans la direction x que dans les directions y et z, une hypothèse de conduction de chaleur 1-D peut être utilisée. L'équation 3-D de conduction de chaleur doit être utilisée autrement. En supposant la conduction de chaleur 1-D, les équations de conduction instationnaire dans les couches sont données par :

$$\rho_{Si}C_{p,Si}\frac{\partial T}{\partial t} = K_{Si}\Delta T + q_{Si} \quad (3.1)$$

$$\rho_A C_{p,A} \frac{\partial T}{\partial t} = K_A \Delta T \quad (3.2)$$

$$\rho_P C_{p,P} \frac{\partial T}{\partial t} = K_P \Delta T \quad (3.3)$$

Et le système est soumis aux conditions limites :

$$\begin{cases} T = T_{s1}(y, z, t) & \text{en } x = 0 \\ T = T_{s2}(y, z, t) & \text{en } x = L_{Si} + L_A + L_P \end{cases} \quad (3.4)$$

Considérons maintenant le calcul de la température de surface noire T_{s1} . Cette température n'est pas directement disponible puisque l'énergie mesurée par la caméra IR est composée de l'émission de la surface noire, l'émission de chacune des couches (qui dépend du profil de la température à l'intérieur de celles-ci) et la réflexion des environnements. Comme les propriétés optiques du polyimide et de l'adhésif sont similaires, elles sont traitées comme une seule couche dans le calcul du rayonnement comme indiqué sur la Fig. 3.2. L'énergie totale mesurée par la caméra (E_c) est la somme des énergies émises par chaque couche dans la bande passante spectrale de la caméra IR ($\lambda_1 - \lambda_2$) :

$$E_c = \rho_{\infty-c} E_{\infty} + \varepsilon_{Si-c} E_{Si} + \varepsilon_{T-c} E_T + \tau_{s-c} E_s \quad (3.5)$$

Avec :

$E_{\infty} = F_{\lambda_1-\lambda_2} \sigma T_{\infty}^4$: Est le rayonnement du corps noir dû à l'environnement.

$E_{Si} = \int_0^{L_{Si}} \alpha_{Si} F_{\lambda_1-\lambda_2} \sigma T_{Si}^4(x) \exp(-\alpha_{Si}x) dx$: Est l'énergie émise par le silicium qui atteint l'interface Si- ∞ .

$E_T = \int_0^{L_T} \alpha_T F_{\lambda_1 - \lambda_2} \sigma T_T^4(x) \exp(-\alpha_T x) dx$: Est l'énergie émise par la bande (Tape) qui atteint l'interface T-Si.

$E_S = F_{\lambda_1 - \lambda_2} \sigma T_S^4$: Le rayonnement du corps noir de la surface noire.

$F_{\lambda_1 - \lambda_2}$ est l'énergie totale émise d'un corps noir contenu avec l'intervalle de longueur d'onde $\lambda_1 - \lambda_2$ et peut être obtenu à partir de tables ou en intégrant la distribution de Planck¹.

Les coefficients $\rho_{\infty-c}$, ε_{Si-c} , ε_{T-c} et τ_{s-c} tiennent compte de l'atténuation et de la réflexion dans le mur multicouches et sont donnés par :

$$\rho_{\infty-c} = \rho_{\infty-Si} + \frac{(1 - \rho_{\infty-Si})^2 \rho_{app,Si-T} \tau_{Si} i^2}{1 - \rho_{\infty-Si} \rho_{app,Si-T} \tau_{Si} i^2} \quad (3.6)$$

$$\varepsilon_{Si-c} = \frac{(1 - \rho_{\infty-Si})(1 + \rho_{app,Si-T} \tau_{Si} i)}{1 - \rho_{\infty-Si} \rho_{app,Si-T} \tau_{Si} i^2} \quad (3.7)$$

$$\varepsilon_{T-c} = \frac{(1 - \rho_{\infty-Si})(1 + \rho_{Si-T})(1 + \rho_{T-s} \tau_T)}{(1 - \rho_{\infty-Si} \rho_{app,Si-T} \tau_{Si}^2)(1 - \rho_{Si-T} \rho_{T-s} \tau_T^2)} \quad (3.8)$$

$$\tau_{s-c} = \frac{(1 - \rho_{\infty-Si})(1 + \rho_{Si-T})(1 + \rho_{T-s}) \tau_{Si} i \tau_T}{(1 - \rho_{\infty-Si} \rho_{app,Si-T} \tau_{Si}^2)(1 - \rho_{Si-T} \rho_{T-s} \tau_T^2)} \quad (3.9)$$

Et

$$\rho_{app,Si-T} = \rho_{Si-T} + \frac{(1 - \rho_{Si-T})^2 \rho_{Si-s} \tau_T^2}{1 - \rho_{Si-T} \rho_{T-s} \tau_T^2} \quad (3.10)$$

La dérivation des équations ci-dessus est donnée en annexe A [17].

Considérons maintenant le calcul de la température de surface noire extérieure T_{s2} . Cette température n'est pas aussi directement disponible puisque l'énergie mesurée par la caméra IR consiste en l'émission de la surface noire et la réflexion des environnements. L'énergie totale mesurée par la caméra (Ec) est la suivante :

$$E_c = \varepsilon E_\infty + (1 - \varepsilon) E_s \quad (3.11)$$

Avec :

$E_\infty = F_{\lambda_1 - \lambda_2} \sigma T_\infty^4$: Est le rayonnement dû à l'environnement.

$E_S = F_{\lambda_1 - \lambda_2} \sigma T_S^4$: Le rayonnement de la surface noire.

1. La loi de Planck définit la distribution de luminance énergétique spectrale du rayonnement thermique du corps noir à l'équilibre thermique en fonction de sa température thermodynamique. La luminance énergétique spectrale d'une surface est le flux énergétique émis par la surface par unité d'aire de la surface projetée, par unité d'angle solide, par unité spectrale (fréquence, longueur d'onde, période, nombre d'onde et leurs équivalents angulaires).

3.2 Algorithme de résolution

On suppose que les propriétés optiques des différentes couches ainsi que la température de l'environnement (T_∞) sont connues. La distribution de la température dans le silicium [$T_{Si}(x)$] et la bande [$T_T(x)$] et la température de la surface noire (T_{s1}) ne sont pas connues initialement, mais peuvent être obtenues en résolvant les équations de conduction couplées avec les problèmes de rayonnement Selon l'algorithme 1.

Algorithme 1 CALCULS DE LA TEMPÉRATURE INTÉRIEURE T_{s1}

- 1 Supposons un profil de température arbitraire dans la multicouche à $t=0$.
 - 2 Calculer E_{Si} et E_T à partir de la distribution de la température et déterminer une mise à jour de E_s et la température de surface T_{s1} actualisée, de l'équation (3.5) (en appliquant la méthode itérative de Jacobi).
 - 3 Résoudre l'équation de conduction à l'aide des T_{s1} mis à jour, pour obtenir un nouveau profil de température à $t = t + \Delta t$.
 - 4 Répéter les étapes 2 et 3 pour chaque étape successive.
-

Pour calculer la température de la surface extérieur on utilise la méthode itérative de Jacobi décrite dans l'algorithme 2.

Algorithme 2 MÉTHODE ITÉRATIVE DE JACOBI POUR CALCULER LA TEMPÉRATURE T_{s2}

- 1 Supposons une valeur de température arbitraire T_g à la première itération.
 - 2 Calculer la température de surface T_{s2} actualisée pour la température T_g , de l'équation (3.11).
 - 3 Mettre à jour $T_g = T_g + \frac{T_{s2} - T_g}{2}$.
 - 4 Répétez les étapes 2 et 3 avec la nouvelle T_g jusqu'à la condition d'arrêt $e = |\max(T_{s2} - T_g)| < \varepsilon = 10^{-6}$.
-

L'effet du profil de température initial supposé dans la multicouche disparaîtra après certain nombre d'itérations et le profil de température réelle sera connu. Le flux de chaleur de la paroi au fluide peut être obtenu à partir de la dérivée du profil de température instantané dans le polyimide au contact de la surface noire selon $-K_P \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0}$ et ensuite on calcule le coefficient d'échange de chaleur à partir de l'équation 3.12.

$$h = \frac{-K_P \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0}}{\Delta T} \quad (3.12)$$

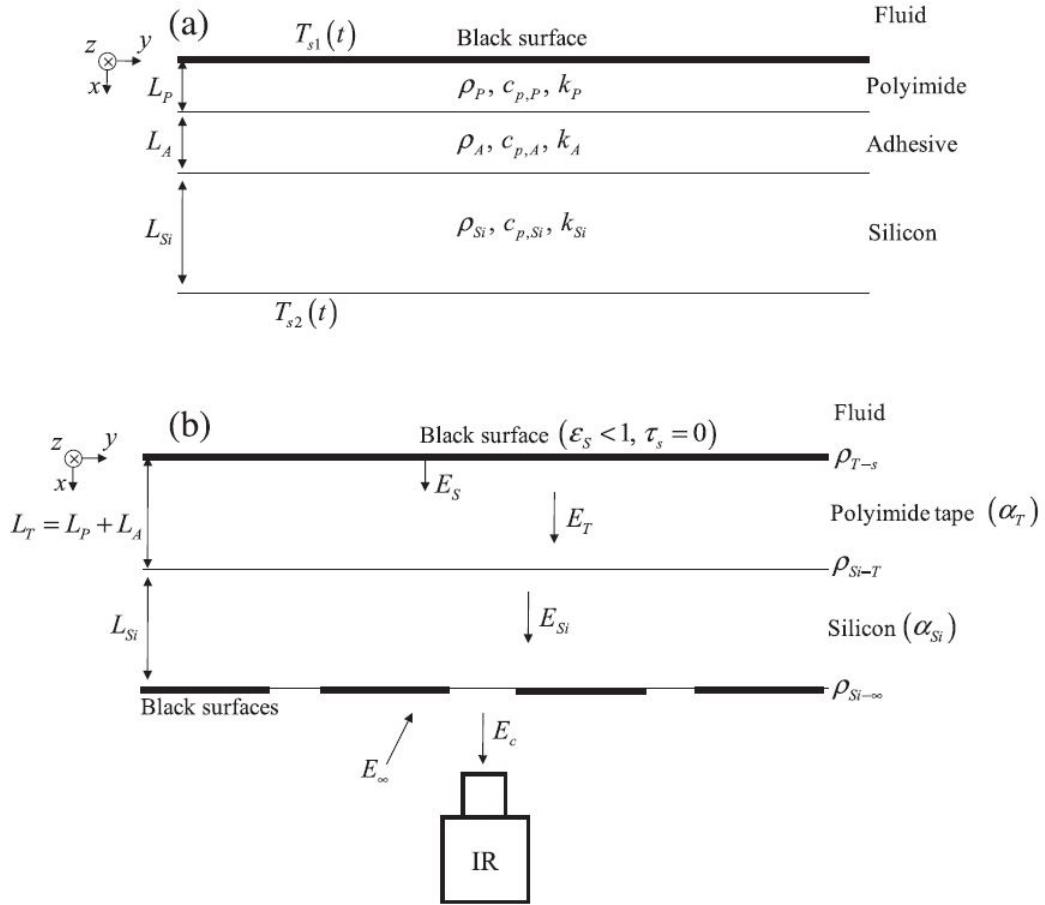


FIGURE 3.2 – Description du modèle. (a) Schéma de système pour le problème de conduction. (b) schéma du système pour le problème de rayonnement.

3.3 Discrétisation des équations de conduction

Les équations de conduction 1-D s'écrivent :

$$\rho_{Si} C_{p,si} \frac{\partial T}{\partial t} = K_{Si} \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} + q_{Si} \quad (3.13)$$

$$\rho_A C_{p,A} \frac{\partial T}{\partial t} = K_A \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} \quad (3.14)$$

$$\rho_P C_{p,P} \frac{\partial T}{\partial t} = K_P \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} \quad (3.15)$$

Il existe plusieurs approches et méthodes pour la discrétisation des équations aux dérivées partielles tel que la méthode des différences-finies, la méthode des éléments-finis,

la méthode des volumes-finis... Dans cette partie on va utiliser comme méthode la méthode des différences finies.

Nous utilisons un schéma implicite c'est-à-dire un schéma aval d'ordre 1 pour évaluer la dérivée temporelle et un schéma centré d'ordre 2 pour la dérivée seconde en espace (table 3.1). Notant i l'indice spatial ($i \in [0, N_{Si} + N_T + N_{Ad}]$) et n l'indice temporel ($n > 0$).

La dérivée partielle	La discrétisation
$\frac{\partial T}{\partial t}$	$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t}$
$\frac{\partial^2 T}{\partial^2 x}$	$\frac{T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{\Delta x^2}$

TABLE 3.1 – La discrétisation des dérivées partielles.

On alors :

$$\begin{aligned} \rho_{Si} C_{p, Si} \frac{\partial T}{\partial t} &= K_{Si} \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} + q_{Si} \rightsquigarrow \rho_{Si} C_{p, Si} \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = K_{Si} \frac{T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{\Delta x_{Si}^2} + q_{Si} \\ \rho_A C_{p, A} \frac{\partial T}{\partial t} &= K_A \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} \rightsquigarrow \rho_A C_{p, A} \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = K_A \frac{T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{\Delta x_A^2} \\ \rho_P C_{p, P} \frac{\partial T}{\partial t} &= K_P \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} \rightsquigarrow \rho_P C_{p, P} \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = K_P \frac{T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}}{\Delta x_P^2} \end{aligned}$$

Alors :

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{\Delta t K_{Si}}{\Delta x_{Si}^2 \rho_{Si} C_{p, Si}} (T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}) + \frac{\Delta t}{\rho_{Si} C_{p, Si}} q_{Si} \quad (3.16a)$$

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{\Delta t K_A}{\Delta x_A^2 \rho_A C_{p, A}} (T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}) \quad (3.16b)$$

$$T_i^{n+1} = T_i^n + \frac{\Delta t K_P}{\Delta x_P^2 \rho_P C_{p, P}} (T_{i+1}^{n+1} - 2T_i^{n+1} + T_{i-1}^{n+1}) \quad (3.16c)$$

Nous supposons :

$$\alpha_{Si} = \frac{\Delta t K_{Si}}{\Delta x_{Si}^2 \rho_{Si} C_{p, Si}}$$

$$\alpha_A = \frac{\Delta t K_A}{\Delta x_A^2 \rho_A C_{p, A}}$$

$$\alpha_P = \frac{\Delta t K_P}{\Delta x_P^2 \rho_P C_{p,P}}$$

$$Q_{Si} = \frac{\Delta t}{\rho_{Si} C_{p,Si}} q_{Si}$$

Donc :

$$T_i^n = -\alpha_{Si} T_{i+1}^{n+1} + (1 + 2\alpha_{Si}) T_i^{n+1} - \alpha_{Si} T_{i-1}^{n+1} + Q_{Si} \quad (3.17a)$$

$$T_i^n = -\alpha_A T_{i+1}^{n+1} + (1 + 2\alpha_A) T_i^{n+1} - \alpha_A T_{i-1}^{n+1} \quad (3.17b)$$

$$T_i^n = -\alpha_P T_{i+1}^{n+1} + (1 + 2\alpha_P) T_i^{n+1} - \alpha_P T_{i-1}^{n+1} \quad (3.17c)$$

Les relations de récurrence 3.17a, 3.17b et 3.17c sont valables respectivement pour $i \in [1, N_{Si}-2]$, $i \in [N_{Si}+1, N_{Si}+N_A-2]$ et $i \in [N_{Si}+N_A+1, N_{Si}+N_A+N_P-1]$.

Pour la première interface (Si-A) c'est-à-dire pour $i=N_{Si}-1$ et $i=N_{Si}$ on a :

$$T_{N_{Si}-1}^n = -\alpha_{Si,mod} T_{N_{Si}}^{n+1} + (1 + \alpha_{Si} + \alpha_{Si,mod}) T_{N_{Si}-1}^{n+1} - \alpha_{Si} T_{N_{Si}-2}^{n+1} + Q_{Si} \quad (3.18a)$$

$$T_{N_{Si}}^n = -\alpha_A T_{N_{Si}+1}^{n+1} + (1 + \alpha_A + \alpha_{A,mod}) T_{N_{Si}}^{n+1} - \alpha_{A,mod} T_{N_{Si}-1}^{n+1} \quad (3.18b)$$

Pour la deuxième interface (A-P) c'est-à-dire pour $i=N_{Si}+N_A-1$ et $i=N_{Si}+N_A$ on a :

$$T_{N_{Si}+N_A-1}^n = -\alpha_{P,mod} T_{N_{Si}+N_A}^{n+1} + (1 + \alpha_A + \alpha_{P,mod}) T_{N_{Si}+N_A-1}^{n+1} - \alpha_A T_{N_{Si}+N_A-2}^{n+1} + Q_{Si} \quad (3.19a)$$

$$T_{N_{Si}+N_A}^n = -\alpha_P T_{N_{Si}+N_A+1}^{n+1} + (1 + \alpha_P + \alpha_{mod}) T_{N_{Si}+N_A}^{n+1} - \alpha_{mod} T_{N_{Si}+N_A-1}^{n+1} \quad (3.19b)$$

Avec :

$$\alpha_{Si,mod} = \frac{2\Delta t K_{Si} K_A}{(K_A \Delta x_{Si} + K_{Si} \Delta x_A)(\Delta x_{Si} \rho_{Si} C_{p,Si})}$$

$$\alpha_{A,mod} = \frac{2\Delta t K_{Si} K_A}{(K_A \Delta x_{Si} + K_{Si} \Delta x_A)(\Delta x_A \rho_A C_{p,A})}$$

$$\alpha_{P,mod} = \frac{2\Delta t K_P K_A}{(K_P \Delta x_A + K_A \Delta x_P)(\Delta x_A \rho_A C_{p,A})}$$

$$\alpha_{mod} = \frac{2\Delta t K_P K_A}{(K_P \Delta x_A + K_A \Delta x_P)(\Delta x_P \rho_P C_{p,P})}$$

Les relations de récurrence peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} A_{Si} & O_{N_{Si}-2, N_A} & O_{N_{Si}-2, N_P} \\ O_{2, N_{Si}-3} & I_1 & O_{2, N_A + N_P - 3} \\ O_{N_A-2, N_{Si}-1} & A_A & O_{N_A-2, N_P-1} \\ O_{2, N_{Si}+N_P-3} & I_2 & O_{N_A-3} \\ O_{N_P-2, N_{Si}} & O_{N_P-2, N_A} & A_P \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_1^{n+1} \\ \vdots \\ T_{N_{Si}-2}^{n+1} \\ \vdots \\ T_{N_{Si}+N_A-2}^{n+1} \\ \vdots \\ T_{N_{Si}+N_A+N_P-2}^{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_1^n \\ \vdots \\ T_{N_{Si}-2}^n \\ \vdots \\ T_{N_{Si}+N_A-2}^n \\ \vdots \\ T_{N_{Si}+N_A+N_P-2}^n \end{pmatrix} +$$

$$\begin{pmatrix} \alpha_{Si} T_{s2} \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ \alpha_P T_{s1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Q_{Si} \\ \vdots \\ Q_{Si} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

Avec :

$$A_i = \begin{pmatrix} 1 + 2\alpha_i & -\alpha_i & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ -\alpha_i & 1 + 2\alpha_i & -\alpha_i & 0 & \cdots & \vdots \\ 0 & -\alpha_i & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & -\alpha_i & 0 \\ \vdots & \cdots & 0 & -\alpha_i & 1 + 2\alpha_i & -\alpha_i \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & -\alpha_i & 1 + 2\alpha_i \end{pmatrix} \quad i = \text{Si, A ou P.}$$

Est une matrice carré diagonale de taille $(N_i - 2, N_i - 2)$ avec $i = \text{Si, A ou P.}$
 Et I_1 et I_2 deux matrices de tailles $(2, 4)$:

$$I_1 = \begin{pmatrix} -\alpha_{Si} & (1 + \alpha_{Si} + \alpha_{Si,mod}) & -\alpha_{Si} & 0 \\ 0 & -\alpha_{A,mod} & (1 + \alpha_A + \alpha_{A,mod}) & \alpha_A \end{pmatrix}$$

$$I_2 = \begin{pmatrix} -\alpha_A & (1 + \alpha_A + \alpha_{P,mod}) & -\alpha_{P,mod} & 0 \\ 0 & -\alpha_{mod} & (1 + \alpha_P + \alpha_{mod}) & \alpha_P \end{pmatrix}$$

On pose² :

$$M = \begin{pmatrix} A_{Si} & O_{N_{Si}-2, N_A} & O_{N_{Si}-2, N_P} \\ O_{2, N_{Si}-3} & I_1 & O_{2, N_A + N_P - 3} \\ O_{N_A-2, N_{Si}-1} & A_A & O_{N_A-2, N_P-1} \\ O_{2, N_{Si}+N_P-3} & I_2 & O_{N_A-3} \\ O_{N_P-2, N_{Si}} & O_{N_P-2, N_A} & A_P \end{pmatrix} \quad C^n = \begin{pmatrix} T_1^n \\ \vdots \\ T_{N_{Si}-2}^n \\ \vdots \\ T_{N_{Si}+N_A-2}^n \\ \vdots \\ T_{N_{Si}+N_A+N_P-2}^n \end{pmatrix}$$

$$D = \begin{pmatrix} Q_{Si} \\ \vdots \\ Q_{Si} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad C_L = \begin{pmatrix} \alpha_{Si} T_{s2} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \\ \alpha_P T_{s1} \end{pmatrix}$$

Nous obtenons alors :

$$C^{n+1} = M^{-1}(C^n + C_L + D) \quad (3.20)$$

Un code Matlab a été développé à partir du problème discréteisé qui sera utilisé dans la partie validation par des essais monophasiques de ce chapitre et pour l'étude de transfert de chaleur dans un régime diphasique (liquide-vapeur) dont les résultats seront présentées dans le chapitre 4.

3.4 Calibration avec des essais à températures constantes

Nous commençons par déterminer la température de l'environnement T_∞ à partir des équations de rayonnement, nous utilisons donc les images des essais à températures constantes, avec une paroi non chauffée et le fluide chauffé à différentes températures constantes. Nous supposons que le tube de silicium, le ruban kapton et la colle sont

2. M est une matrice diagonale de taille $(N_{Si} + N_p + N_A - 2, N_{Si} + N_p + N_A - 2)$ inversible, C^n est un vecteur de taille $N_{Si} + N_p + N_A - 2$ qui contient le profil de la température dans les différents couches, D est un vecteur de taille $N_{Si} + N_p + N_A - 2$ dont les $N_{Si} - 1$ premières lignes contiennent $Q_{Si} = \frac{\Delta t}{\rho_{Si} C_{p,Si}} q_{Si}$ et le reste est nul et C_L est un vecteur de taille $N_{Si} + N_p + N_A - 2$ qui contient les conditions aux limites dont la première composante est $\alpha_{Si} T_{s2}$ et la dernière composante est $\alpha_P T_{s1}$

à la température constante du fluide. La température du fluide est mesurée par des thermocouples et des sondes Pt100 situées en amont et en aval du tube de silicium. Ensuite, nous calculons E_∞ en utilisant l'équation 3.5 pour la paroi interne et l'équation 3.11 pour la paroi extérieure en supposant que T_S est égal à la température du fluide. Nous mesurons également la température environnante T_e par une sonde Pt100 située entre le tube de silicium et l'objectif de la caméra. Cette valeur est également utilisée pour calculer E_∞ . Le rayonnement du corps noir dû aux environnements mesurés par la caméra infrarouge pour la paroi intérieure et la paroi extérieure est comparé à celui estimé à partir de la température environnante T_e sur la figure 3.3.

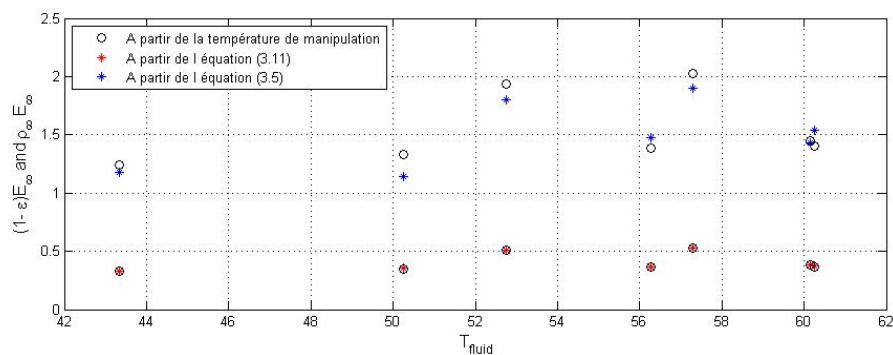
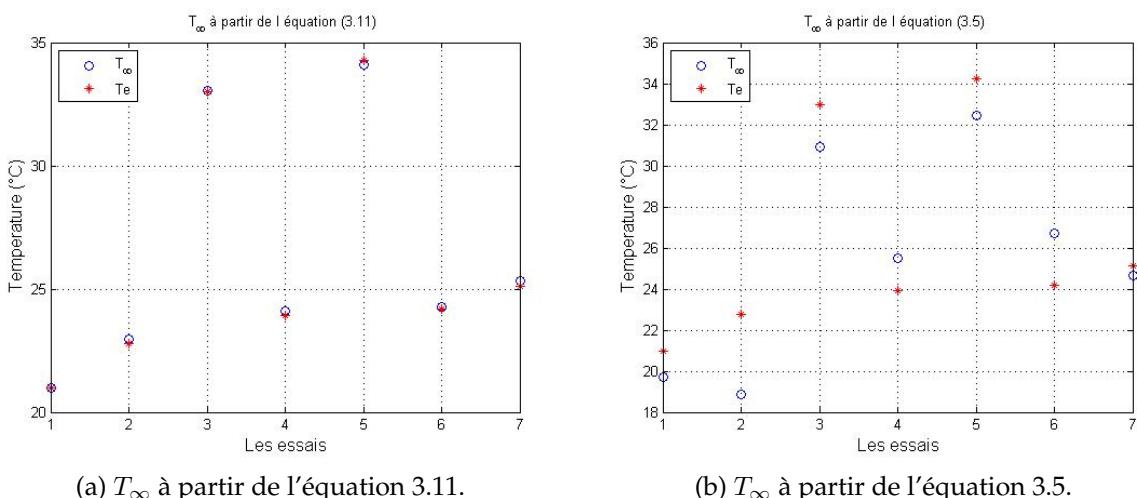


FIGURE 3.3 – Ce qui est en bleu est $\rho_\infty E_\infty$ et en rouge est $(1 - \epsilon)E_\infty$.

À partir des mesures de E_∞ , nous avons déduit la valeur de T_∞ et l'avons comparée à celle de l'environnement T_e mesuré par le thermocouple près de la caméra. Sur la figure 3.4, on compare T_∞ à T_e à partir des équations 3.5 et 3.11.



(a) T_∞ à partir de l'équation 3.11.

(b) T_∞ à partir de l'équation 3.5.

FIGURE 3.4 – La température ambiante.

On peut voir à partir de la figure 3.3 et de la figure 3.4 que la quantité d'énergie émise par l'environnement et qui traverse les différentes couches du tube est pratiquement égale à l'énergie calculée expérimentalement (en utilisant la température mesurée à l'intérieur de la manipulation T_e).

La valeur de T_e mesurée par la sonde Pt100 est maintenant utilisée pour calculer E_∞ . Ensuite, les équations 3.5 et 3.11 peuvent être utilisées pour calculer la température de la paroi intérieure et extérieure T_S . Lorsque la paroi n'est pas chauffée, T_S est égal à la température du fluide T_{fluid} .

Sur les figure 3.5, nous avons tracé la température de la paroi interne, la température de la paroi extérieure et les températures de fluide.

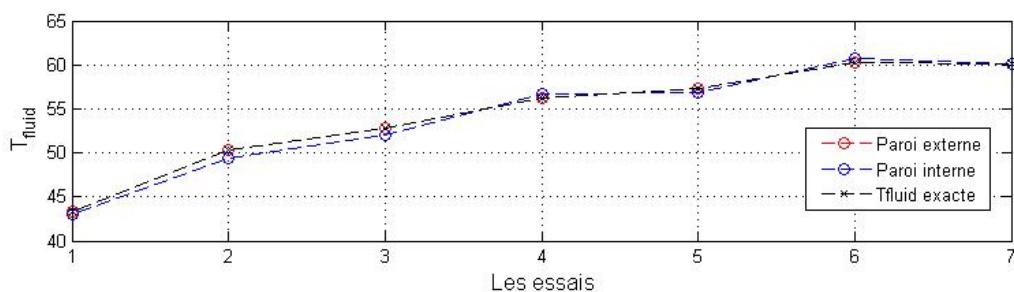


FIGURE 3.5 – Les températures de la paroi intérieure, la paroi extérieure et le fluide en utilisant T_e .

Dans le tableau 3.2 se trouvent les propriétés optiques du ruban de silicium et de polyimide utilisés dans le calcul.

Symbol	α_{Si}	α_T	ρ_{Si-air}	ρ_{Si-T}	ρ_{air-T}
Valeur	$55\ m^{-1}$	$9500\ m^{-1}$	0.313	0.14	0.07

TABLE 3.2 – Propriétés optiques du ruban de silicium et de polyimide.

Les résultats de cette calibration avec des essais à températures constantes, nous permet de valider à 50% la méthode utilisée pour traiter les essais diphasiques en micro gravité et en gravité terrestre. Dans la section suivante on va présenter la validation de la méthode par des essais monophasiques.

3.5 Validation par des essais monophasiques

On chauffe la paroi de silicium tout en restant dans un régime monophasique liquide, les essais sont réalisés pour $G = 200\text{Kg/m}^2/\text{s}$, $G = 400\text{Kg/m}^2/\text{s}$, $G = 600\text{Kg/m}^2/\text{s}$

et $G = 800 \text{ Kg/m}^2/\text{s}$. Nous avons utilisé la méthode numérique décrite précédemment pour calculer et tracer le coefficient de transfert de chaleur en fonction de la position z sur les figures 3.6, 3.7, 3.8, 3.9 et 4.2 tout en le comparant au coefficient de transfert de chaleur calculé par la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique [1].

D'après ces figures (figure 3.6 jusqu'à la figure 3.9) le coefficient de transfert de chaleur est invariant tout au long le longueur du tube. Partant de ce principe nous avons tracé sur la figure 4.2 la moyenne spatiale du coefficient de transfert de chaleur en fonction du nombre de Reynolds $Re = \frac{G.D}{\mu_l}$.

Le coefficient de transfert de chaleur calculé est pratiquement égal à celui estimé par la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique [1], on peut confirmer alors que notre méthode de calcul est valable pour étudier le transfert de chaleur pour un régime d'écoulement liquide-vapeur.

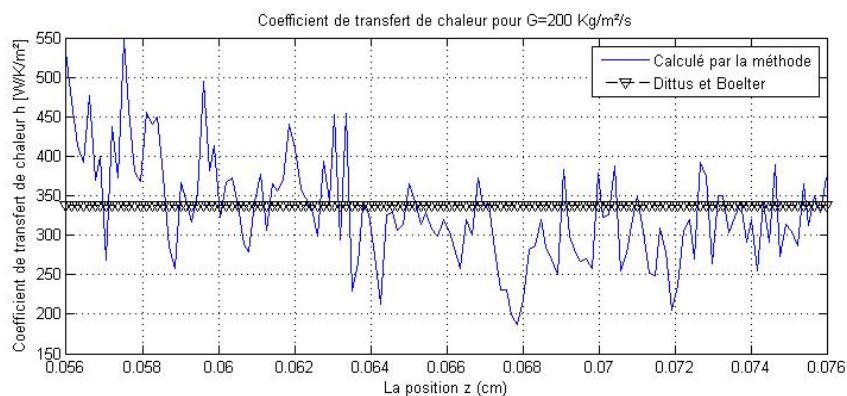


FIGURE 3.6 – Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 200 \text{ Kg/m}^2/\text{s}$.

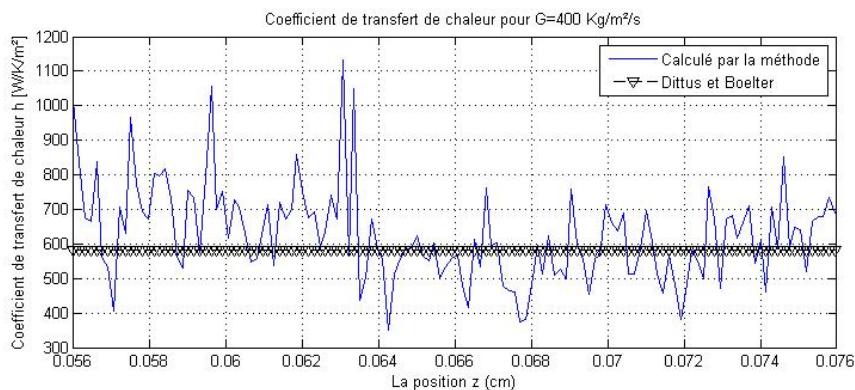


FIGURE 3.7 – Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 400 \text{ Kg/m}^2/\text{s}$.

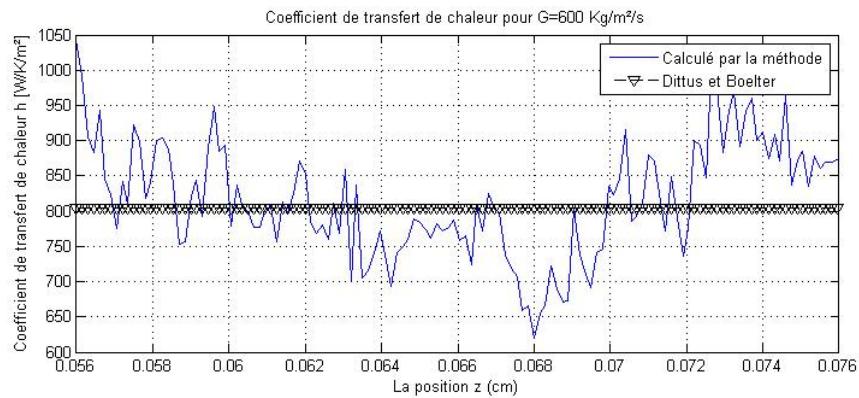


FIGURE 3.8 – Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 600 \text{ Kg/m}^2/\text{s}$.

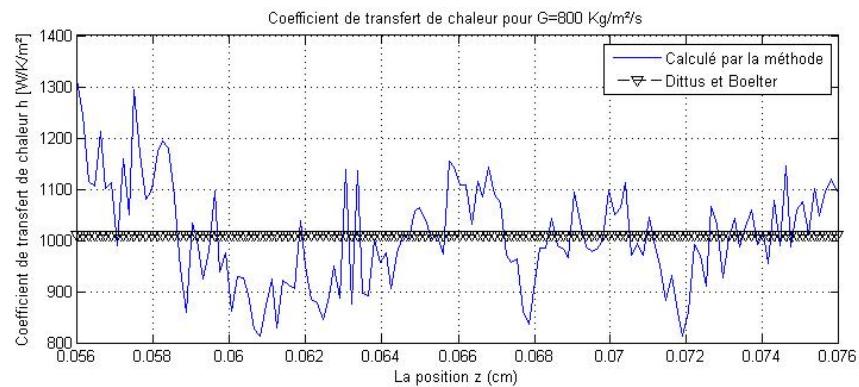


FIGURE 3.9 – Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique et $G = 800 \text{ Kg/m}^2/\text{s}$.

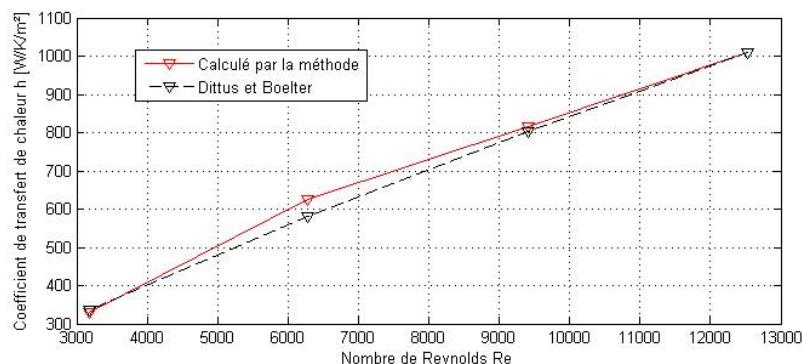


FIGURE 3.10 – Coefficient de transfert de chaleur expérimental et celui de la corrélation de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique en fonction de Re.

3.6 Titre massique en vapeur

Selon l'équation 1.11 démontrée au chapitre 1, l'équation d'équilibre de l'enthalpie pour le mélange peut être écrite comme suit :

$$\frac{4.q}{D} = G.(h_{l,v} + C_p \cdot (T_{sat} - T_l)) \cdot \frac{dx}{dz} + G.C_p \cdot (1 - x) \cdot \frac{dT_l}{dz} \quad (3.21)$$

Le flux de chaleur de la paroi entraîne une augmentation de l'enthalpie totale du mélange à la fois par changement de phase (premier terme de la deuxième partie de l'équation 3.21) et en augmentant la température du liquide (deuxième terme). Le titre x peut être calculé avec cette équation si le flux de chaleur, la température du liquide et le gradient de température le long de la section d'essai chauffée sont connus. Dans notre cas, le flux de chaleur est imposé par l'alimentation électrique et les températures du liquide sont mesurées à l'entrée et à la sortie du tube de silicium avec des thermocouples ou des sondes Pt100.

La chute de pression tout au long de la longueur chauffée du tube de silicium est suffisamment faible pour considérer que les variations induites de chaleur latente de vaporisation et de propriétés fluides sont négligeables. Les propriétés thermodynamiques HFE-7100 sont donc considérées comme des constantes entre l'entrée et la sortie de la section d'essai chauffée. Le titre de la vapeur à la sortie du tube est notée x_{out} .

Deux configurations différentes peuvent se produire à l'entrée de la section d'essai chauffée : le fluide entre dans le tube dans des conditions sous-refroidies (caractérisé par un sous-refroidissement $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{in}$) ou le fluide pénètre dans le tube de silicium dans des conditions saturées.

3.6.1 Régime saturé

Dans les régimes saturés, la température du liquide atteint la température de saturation et le déclenchement de l'ébullition se produit dans les préchauffeurs. Le titre de vapeur x_{in} à l'entrée du tube de silicium est considéré comme égale au titre à la sortie des préchauffeurs. Ce titre est obtenu avec un bilan énergétique sur les préchauffeurs :

$$x_{in} = \frac{4.P_{preheat} - G.\pi.D^2.C_p.(T_{sat} - T_{in,preheat})}{G.\pi.D^2.h_{l,v}} \quad (3.22)$$

Où $P_{preheat}$ est la puissance électrique des préchauffeurs.

Comme le liquide est saturé dans le tube de silicium ($T_l = T_{sat}$), l'équation de bilan d'enthalpie 3.21 peut être simplifiée en éliminant les deux termes du chauffage du liquide :

$$\frac{4.q}{D} = G.h_{l,v} \cdot \frac{dx}{dz} \quad (3.23)$$

L'intégration donne l'expression de x qui correspond au titre de vapeur thermodynamique :

$$x(z) = x_{in} + \frac{4.q}{G.D.h_{l,v}} \cdot z \quad (3.24)$$

3.6.2 Régime sous-refroidis

Dans les régimes d'ébullition sous-refroidis, le fluide entre dans le tube dans un état tout liquide et le début de l'ébullition se produit dans la section d'essai chauffée. Ainsi, le titre de la vapeur à l'entrée du tube de silicium x_{in} est égale à zéro et $T_l < T_{sat}$. La température de la vapeur est supposée égale à la température de saturation. L'intégration de l'équation 3.21 donne l'expression de x :

$$x = \frac{\frac{4.q.z}{G.D} - C_{pl} \cdot (T(z) - T_{in})}{h_{l,v} + C_{pl} \cdot (T_{sat} - T(z))} \quad (3.25)$$

x représente la fraction de vapeur à la distance z de l'entrée du tube chauffé. La température du liquide $T(z)$ est nécessaire pour le calcul. Comme la température du liquide est mesurée entre l'entrée et la sortie du tube, un profil de température linéaire peut être supposé entre ces emplacements. Le choix d'un profil linéaire est une option pertinente car la différence de température $T_{out} - T_{in}$ est plutôt petite, mais il est également possible d'utiliser une évolution parabolique de la température, qui convient parfaitement à la description du profil de température d'ébullition. La différence de valeurs de titre obtenu en choisissant un profil de température linéaire ou quadratique est négligeable.

Résultats et interprétations

Dans cette partie après la simulation numérique du problème mathématique de conduction et de rayonnement, nous allons présenter et interpréter les résultats trouvés à partir des données qui ont été recueillies au laboratoire et pendant la campagne de vol parabolique qui comprenait 90 manœuvres paraboliques. Chaque parabole a fourni environ 20 secondes de microgravité ($\pm 0,01$ g) et 40 secondes d'hypergravité ($1,8$ g $\pm 0,1$ g) où g est une accélération gravitationnelle.

Nous allons tracer le coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre massique en vapeur ensuite le comparer à des corrélations empiriques de la littérature en étudiant l'influence du débit massique et le flux de chaleur imposé à la paroi.

4.1 Caractérisation des mesures du coefficient de transfert de chaleur

Le calcul du coefficient de transfert de chaleur h est présenté dans le chapitre 3. Comme démontré, h dépend de la température de la paroi du tube de silicium, de la température de fluide ou de saturation et du flux de chaleur de la paroi q .

Sur la figure 4.1 le flux de chaleur moyen transféré vers le fluide calculé numériquement en résolvant les équations de conduction couplées avec les équations du rayonnement thermique est tracé en fonction du flux de chaleur injecté dans le tube de silicium. On remarque bien que le flux de chaleur transféré vers le fluide est très proche du flux injecté dans le silicium, ce qui montre que les pertes thermiques sont faibles, sauf pour les fortes valeurs du flux.

Sur la figure 4.2 nous avons tracé la température intérieure T_{s2} et la température extérieure T_{s1} le flux de chaleur q et le coefficient de transfert de chaleur h en fonction de la position dans le tube de silicium z pour un flux massique $G=50\ kg.s^{-1}.m^{-2}$ et un flux de chaleur injecté dans la couche de silicium $q_{si}=2\ W.cm^{-2}$.

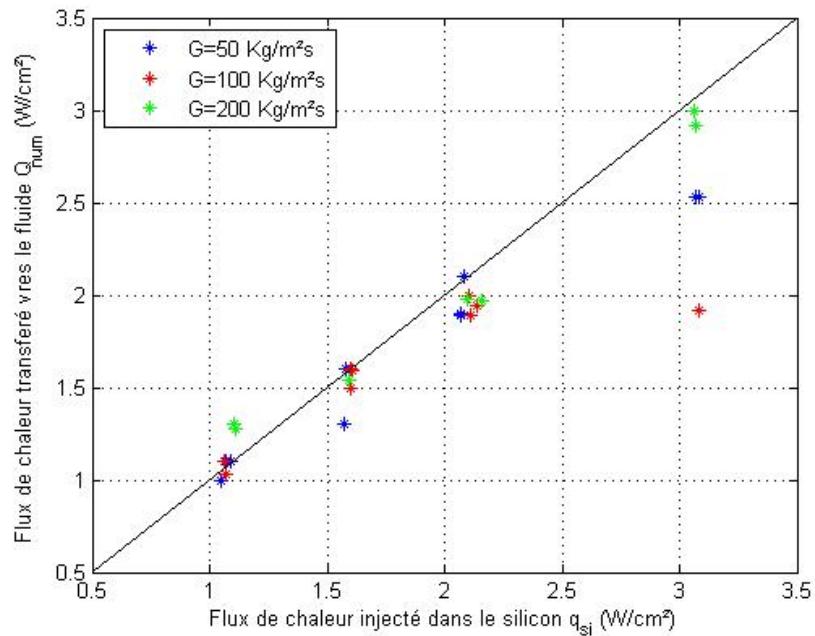


FIGURE 4.1 – Le rapport entre le flux de chaleur injecté et le flux de chaleur calculé numériquement.

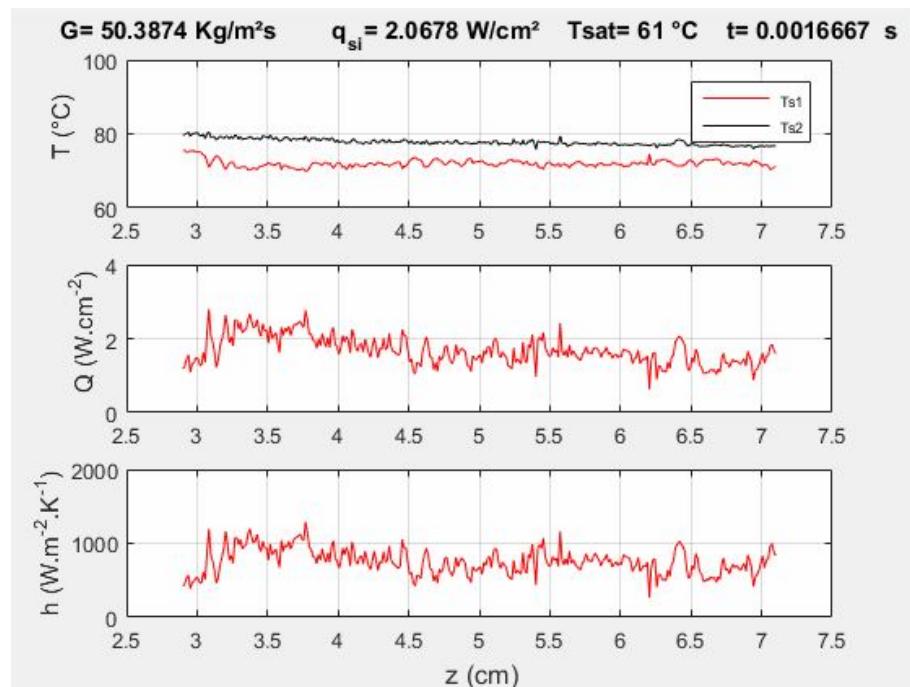


FIGURE 4.2 – Evolution le long du tube des températures de parois, du flux de chaleur et du coefficient d'échange de chaleur..

Comme mentionné précédemment, les données du coefficient de transfert de chaleur sont tracées en fonction du titre massique en vapeur calculé à une distance z de l'entrée du tube chauffé, ce qui correspond à l'emplacement de la caméra infrarouge.

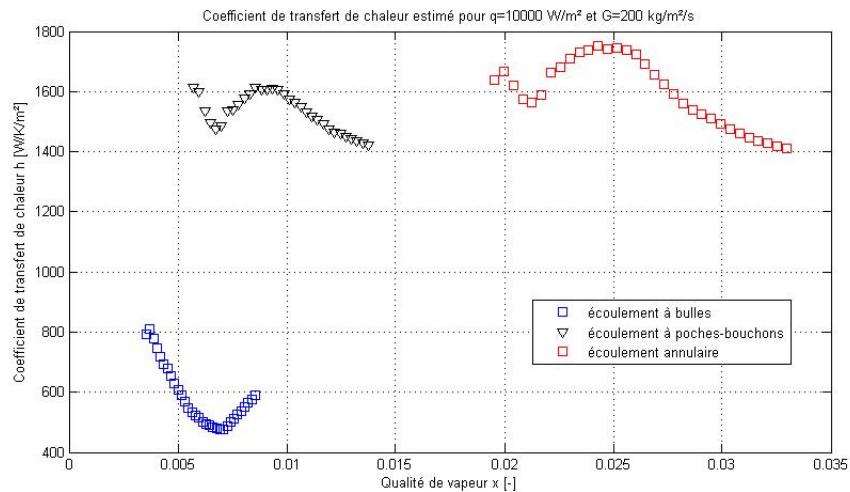


FIGURE 4.3 – Coefficient de transfert de chaleur en fonction de titre massique en vapeur et les régimes d'écoulement, pour $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$, en micro gravité.

Étant donné que le titre massique en vapeur détermine le régime d'écoulement, divers comportements peuvent être observés en fonction de x , en raison de structures d'écoulement complètement différentes, comme on peut le voir sur la figure 4.3 pour $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ et $q = 1 \text{ W.cm}^{-2}$.

Dans les sections suivantes, il sera référé à des régimes sous-refroidis et à des régimes saturés : en précisant que les régimes sous-refroidis correspondent à un écoulement à bulles et à un écoulement à poches-bouchons qui se produisent à des titres faibles et modérés, alors que les régimes saturés sont considérés comme des écoulements annulaires à des titres modérés et élevés.

4.2 Influence du flux de chaleur

L'effet du flux de chaleur de la paroi du tube sur le coefficient de transfert de chaleur est présenté sur les figures 4.4, 4.5 et 4.6 en gravité terrestre et sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9 en microgravité pour $G = 200, 100$ et $50 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$. Les points expérimentaux pour cinq flux de chaleur différents sont tracés : $q = 0.5, 1, 1.5, 2$ et 3 W.cm^{-2} . Les mêmes échelles sont utilisées pour illustrer h sur les graphiques.

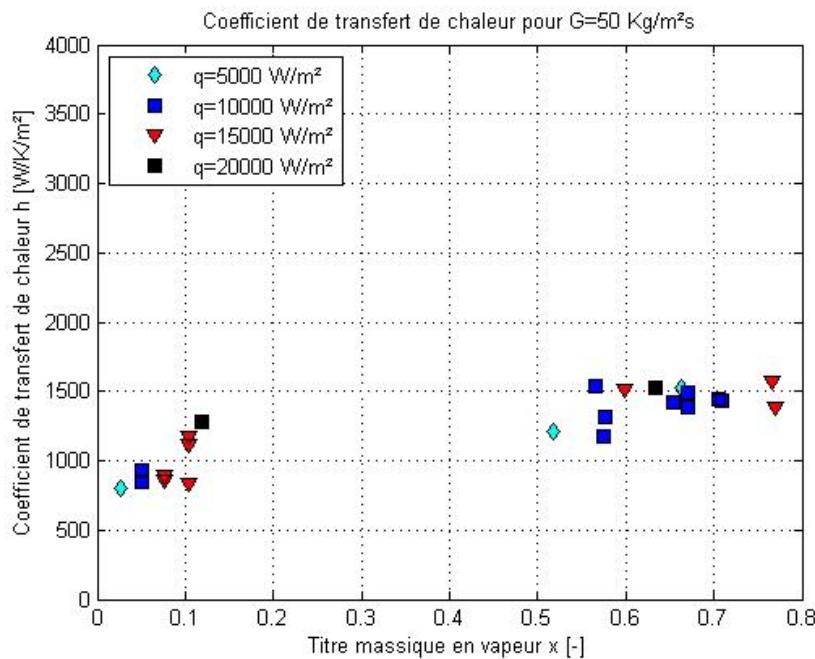


FIGURE 4.4 – Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 50 \text{ kg.s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ en gravité terrestre.

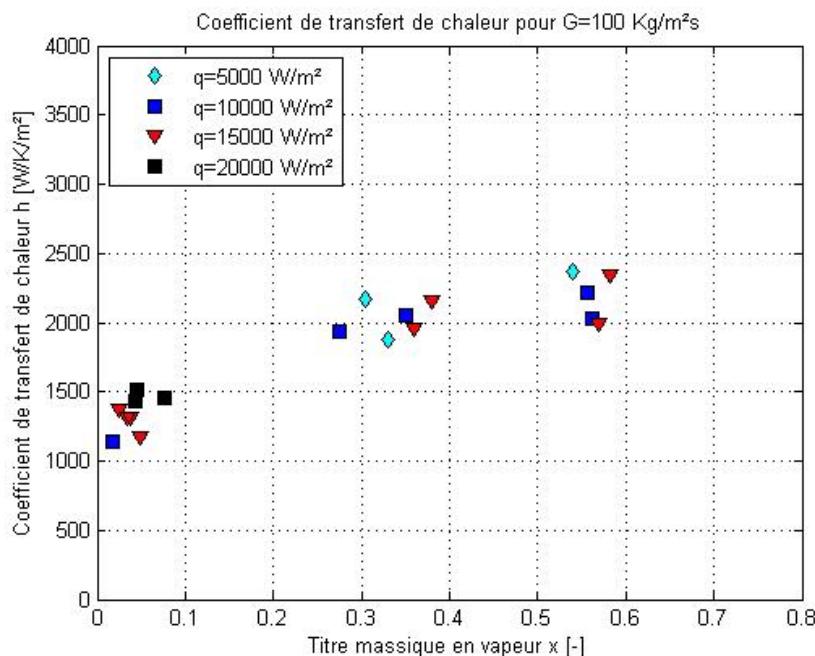


FIGURE 4.5 – Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 100 \text{ kg.s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ en gravité terrestre.

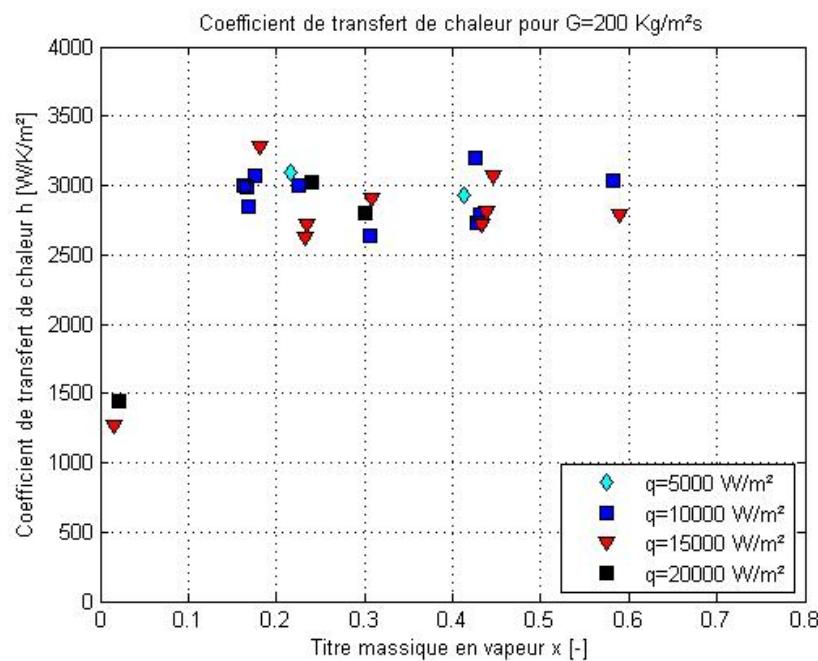


FIGURE 4.6 – Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 200 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ en gravité terrestre.

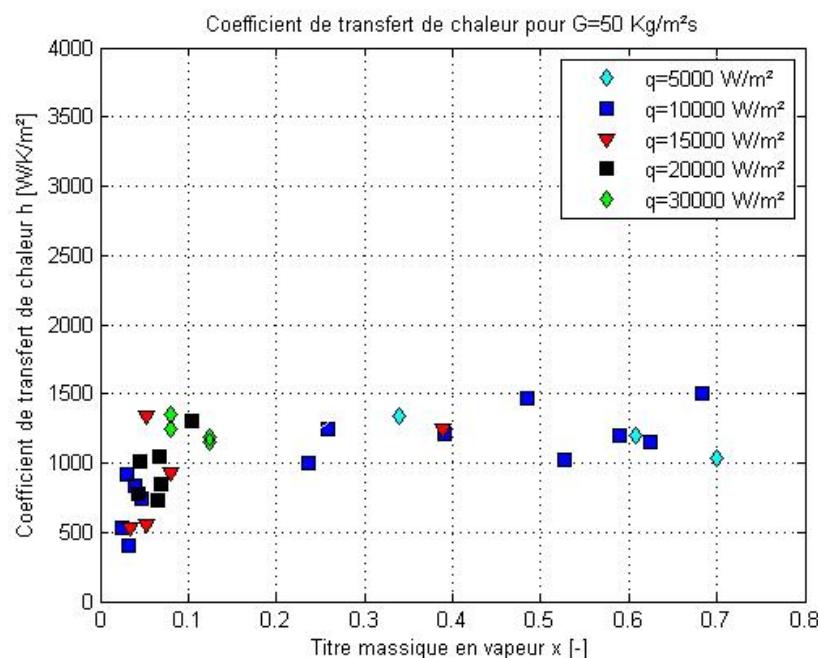


FIGURE 4.7 – Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 50 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ en microgravité.

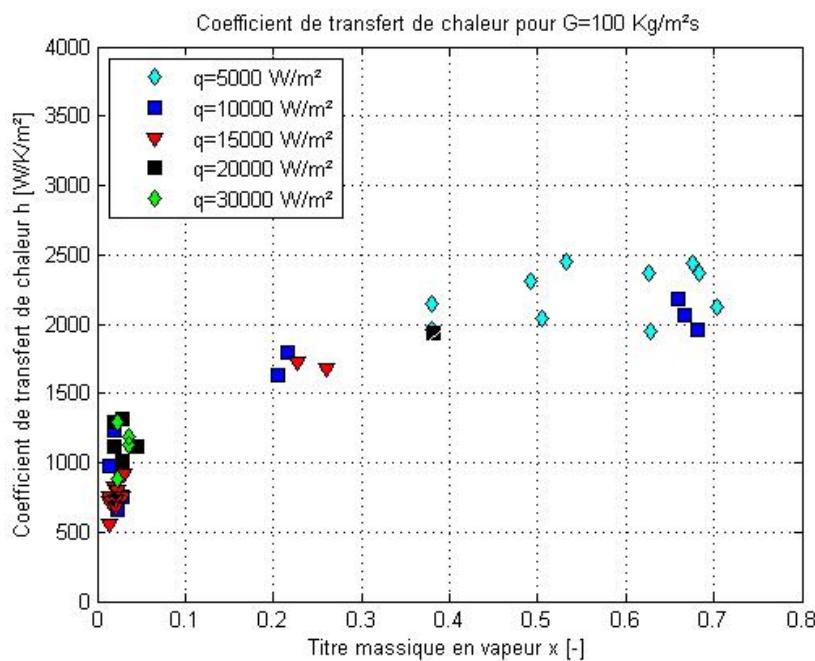


FIGURE 4.8 – Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 100 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ en microgravité.

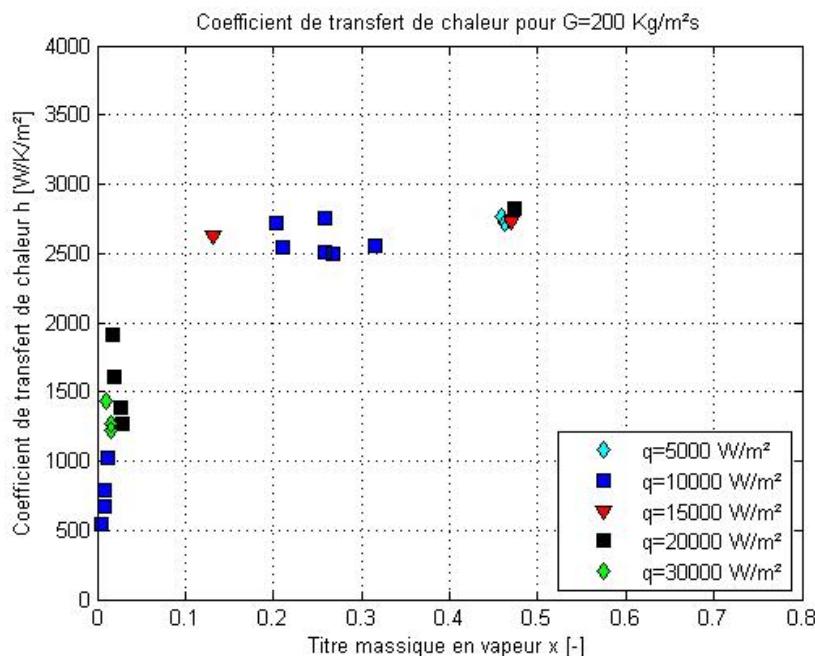


FIGURE 4.9 – Influence du flux de chaleur sur h pour $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ en microgravité.

En voyant les figures en microgravité et en gravité terrestre, on peut dire qu'il n'y a pas une influence visible du flux de chaleur q sur le coefficient de transfert de chaleur h . Un manque de points expérimentaux à un titre massique en vapeur entre 0.1 et 0.5 pour les essais en gravité terrestre à $G = 50 \text{ kg.s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ empêche d'apprécier le comportement du coefficient de transfert de chaleur.

Cependant, des différences significatives dans l'évolution de h peuvent être observées selon G .

4.3 Influence du flux massique

Le flux de masse G est le paramètre qui affecte le plus fortement le coefficient de transfert de chaleur. Dans cette section, l'influence de G sur h est étudiée à travers des données en microgravité et en gravité terrestre. Ainsi, les figures 4.10 et 4.11 présentent l'évolution de h en fonction de titre massique en vapeur pour différents flux de masse en micro gravité et en gravité terrestre.

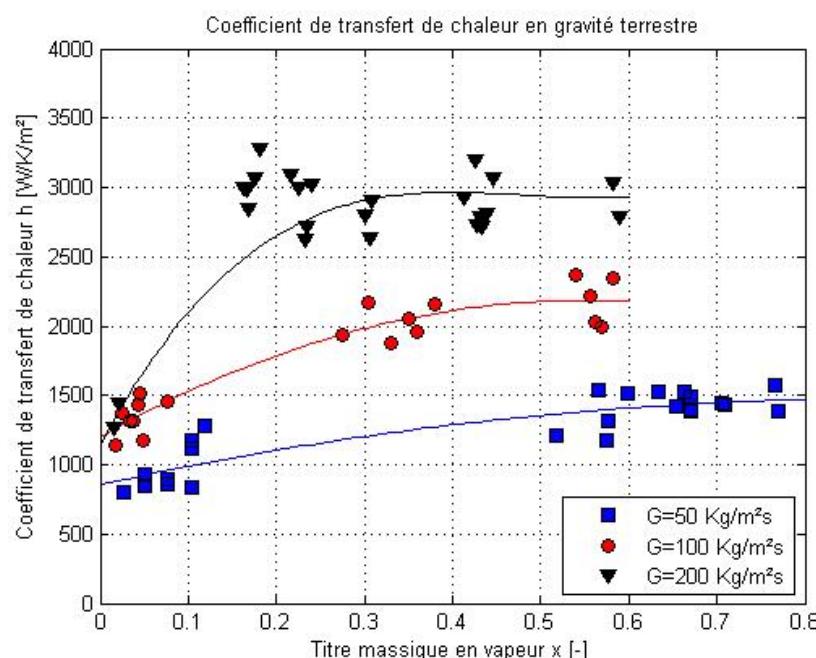


FIGURE 4.10 – Influence du flux massique sur le coefficient de transfert de chaleur, en gravité terrestre.

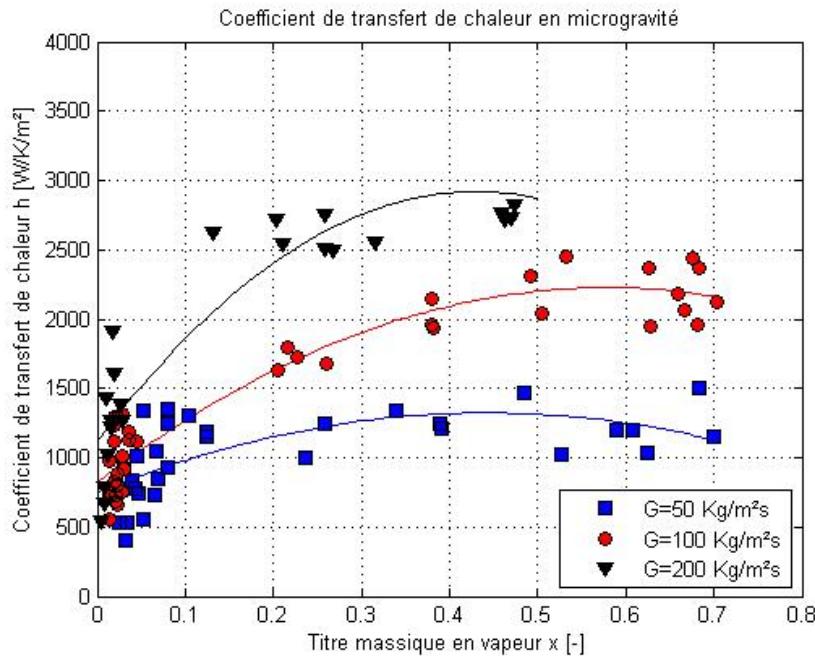


FIGURE 4.11 – Influence du flux massique sur le coefficient de transfert de chaleur, en micro gravité.

En première approximation, les graphiques mettent l'accent sur le fait que plus le flux de masse est élevé, plus le coefficient de transfert de chaleur est important. Cependant, des disparités importantes sont observées entre les régimes sous-refroidis/saturés et entre les flux de masse élevés/faibles.

Pour un titre très faible et un flux massique faible correspondant à des écoulements à bulles, le coefficient de transfert de chaleur est très fortement dépendant de x . Cette observation peut être étendue aux autres flux ($G = 100 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$) à des titres faibles et modérés pour un régime sous refroidi.

Le coefficient de transfert de chaleur augmente fortement avec x pour des titres massiques modérés et élevés (figures 4.10, et 4.11).

Sur la figure 4.12, les coefficients de transfert de chaleur en $1 - g$ et $\mu - g$ sont tracés en fonction du titre de massique en vapeur pour deux flux de masse qui représentent les résultats trouvés par M. Narcy à l'IMFT et A. Scammel à l'UMD pour le HFE7000 [15]. Les données expérimentales correspondent à divers flux de chaleur q . En effet, ce paramètre a une influence assez faible sur le coefficient de transfert de chaleur et n'a donc pas été clairement identifié, pour des raisons de clarté à l'UMD, ce qui est le cas pour nous aussi. Par contre M. Narcy a constaté l'influence du flux de chaleur sur le coefficient de transfert de chaleur et ceci peut être dû au fait qu'elle a utilisé un tube de saphir et non pas de silicium. Les résultats que nous avons trouvés en microgravité et les

résultats de M. Narcy (IMFT) et de A. Scammel (UMD) sont cohérents. Pour les résultats en gravité terrestre on remarque que le coefficient de transfert de chaleur trouvé est cohérent avec les résultats de M. Narcy et de A. Scammel pour tous les débits massique G étudiés.

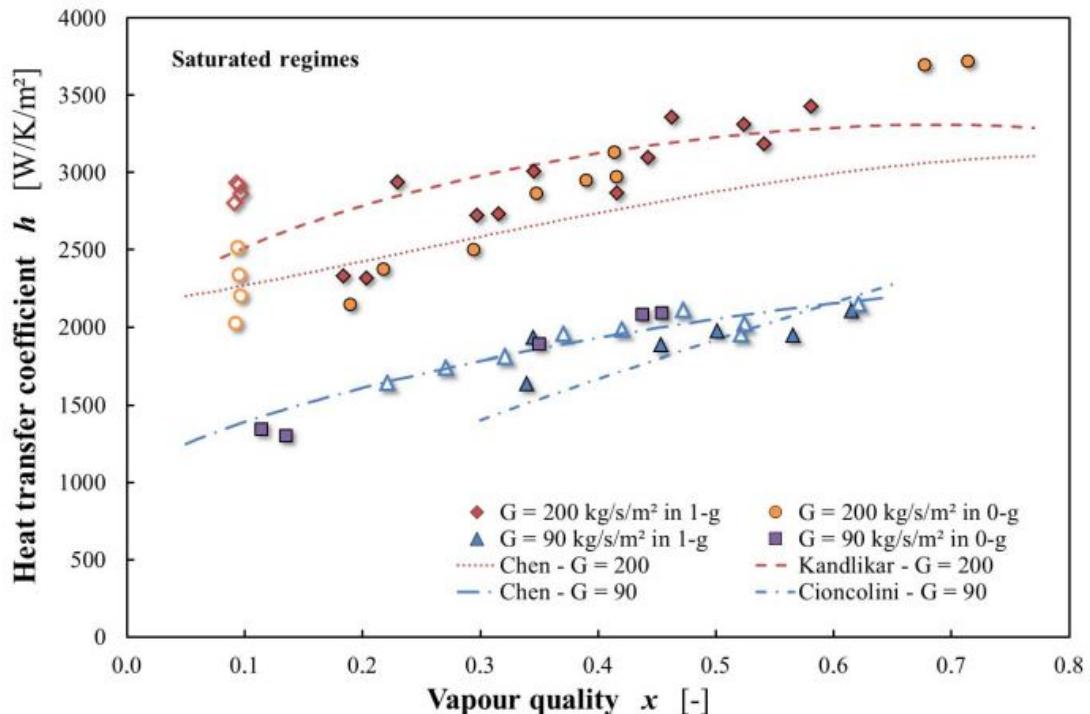


FIGURE 4.12 – Coefficient de transfert de chaleur pour les données saturées en gravité terrestre et en microgravité par rapport à diverses corrélations pour les mesures de l'IMFT (symboles fermés) et les mesures UMD (symboles ouverts).

Donc, on peut dire après cette étude et la comparaison avec d'autres travaux que le coefficient de transfert de chaleur dépend fortement du débit massique.

4.4 Influence du niveau de gravité

Comme les autres paramètres (G et q), le niveau de gravité peut affecter le coefficient de transfert de chaleur de différentes façons en fonction des caractéristiques d'écoulement. Des comparaisons entre les résultats en gravité terrestre et en microgravité sont présentées dans cette section pour différents flux de masse ($G=50 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$, $G=100 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ et $G=200 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$).

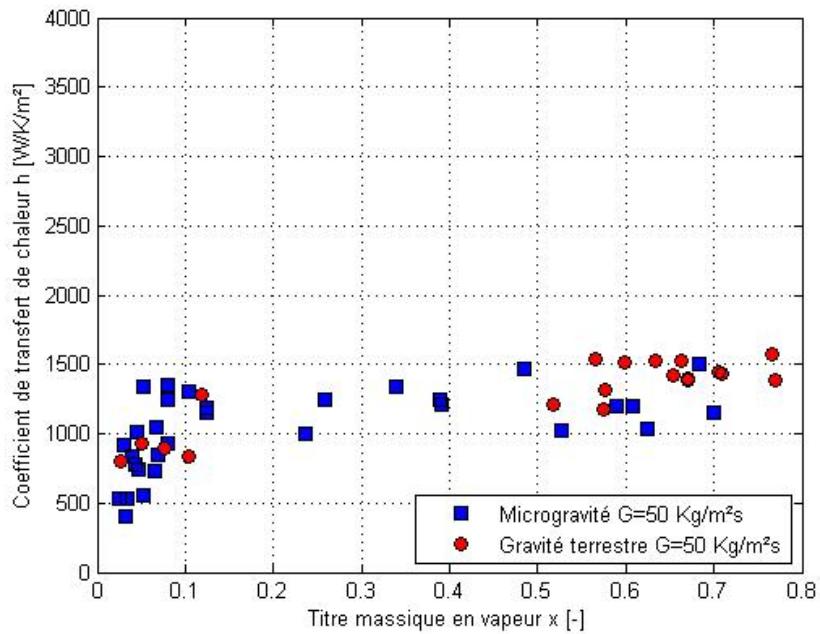


FIGURE 4.13 – Influence du niveau de gravité sur le coefficient de transfert de chaleur pour $G=50 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$.

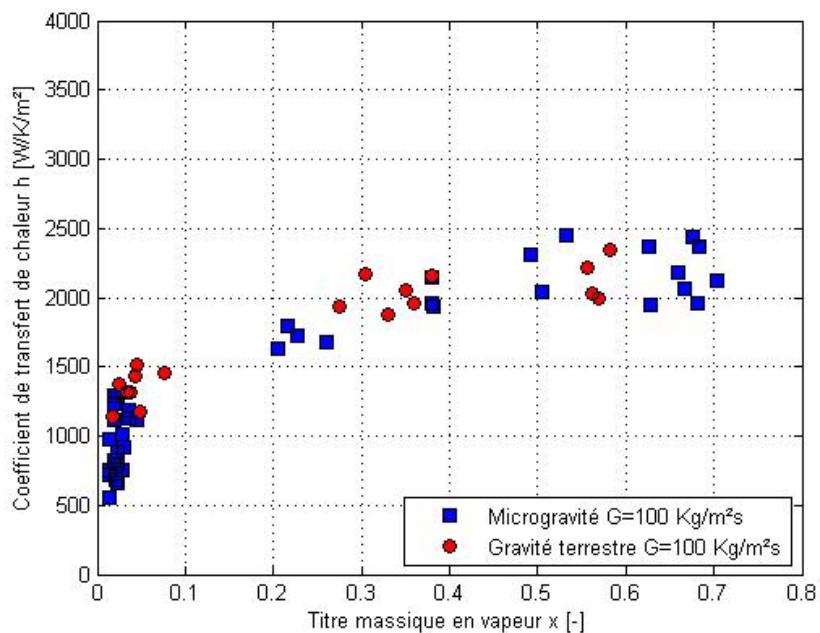


FIGURE 4.14 – Influence du niveau de gravité sur le coefficient de transfert de chaleur pour $G=100 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$.

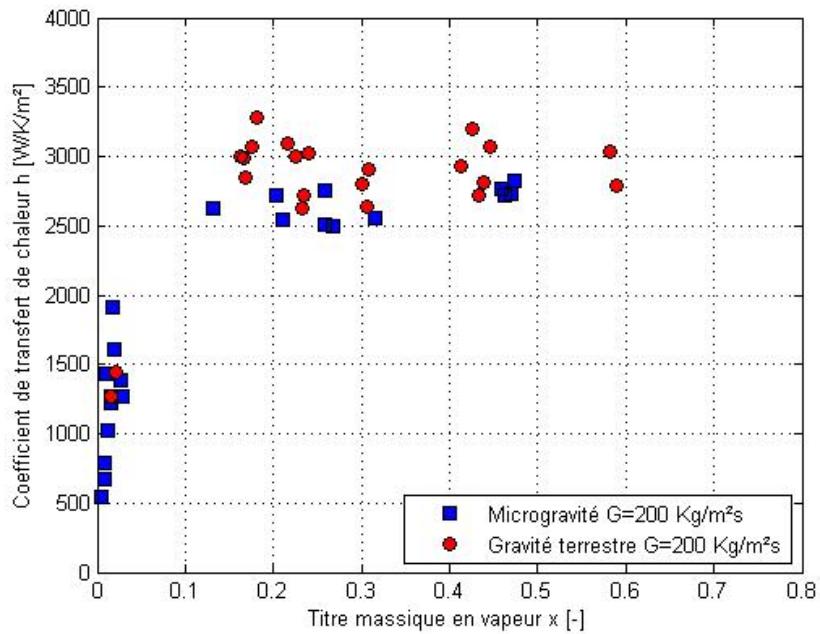


FIGURE 4.15 – Influence du niveau de gravité sur le coefficient de transfert de chaleur pour $G=200 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$.

En analysant les figures 4.13, 4.14 et 4.15, on peut dire qu'aucune différence significative ne se manifeste entre la gravité normale et les conditions de microgravité que ce soit en régime sous-refroidi (pour des titres massique en vapeur inférieures à 0.1) ou en régime saturé (pour des titres massique en vapeur supérieures à 0.1). Cependant, d'autres travaux de recherche ont montré que le niveau de gravité peut influencer légèrement la distribution de transfert de chaleur et ça on peut le voir seulement sur la figure 4.15 où le coefficient de transfert de chaleur en microgravité est un peu plus faible que celui en gravité terrestre par contre cette influence ne se manifeste pas sur les autres figures (pour $G=50\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et $G=100\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$).

4.5 Comparaison avec les corrélations

Afin de modéliser les mécanismes de l'ébullition convective dans le but de prédire les évolutions des paramètres dans des conditions de micro gravité, ces grandeurs mesurées sont comparées à des corrélations et des modèles de la littérature.

La cohérence des données expérimentales avec des prédictions empiriques a été évaluée pour sept corrélations différentes présentées au chapitre 1 : les corrélations de Chen [4], Kandlikar [7], Kim Et Mudawar [8], Kew et Cornwell [10], Gungor et Winter-

ton [13] et Sun et Mishima [9]. Le modèle proposé par Cioncolini et Thome [14] pour le régime annulaire est également présenté. Les figures 4.16 et 4.17 montrent les prédictions correspondantes de h à $q = 2 \text{ W.cm}^{-2}$ pour deux flux de masse différents $G = 50 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$. La corrélation de Kandlikar dépasse le coefficient de transfert de chaleur par rapport aux quatre autres corrélations qui sont cohérentes, surtout à haut titre et haut flux de masse.

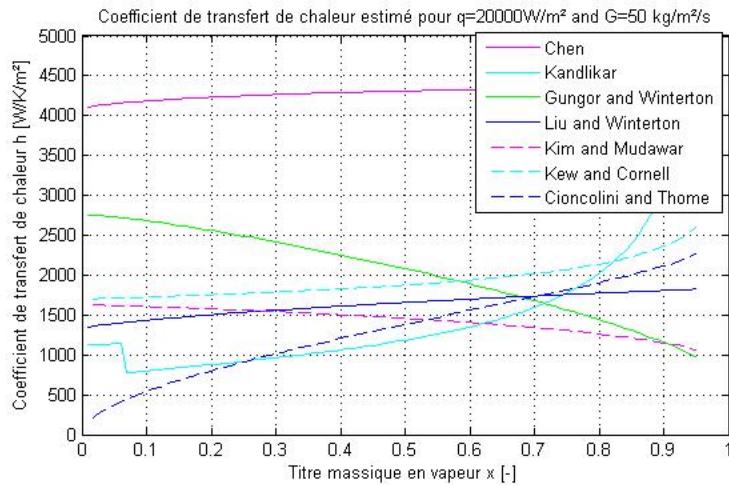


FIGURE 4.16 – Prédiction du coefficient de transfert de chaleur selon diverses corrélations empiriques pour $G = 50 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ et $q = 2 \text{ W.cm}^{-2}$.

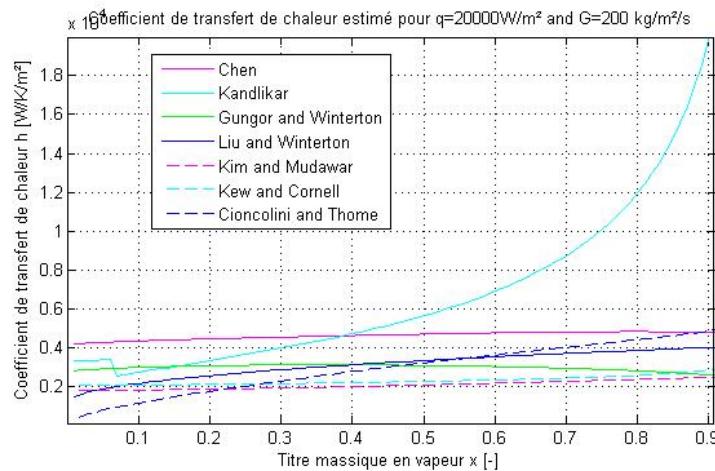


FIGURE 4.17 – Prédiction du coefficient de transfert de chaleur selon diverses corrélations empiriques pour $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.m^{-2}$ et $q = 2 \text{ W.cm}^{-2}$.

Les coefficients de transfert de chaleur et des corrélations sont tracés en fonction du titre, pour différents G et $q=2 \text{ W.cm}^{-2}$ sur les figures 4.18, 4.19 et 4.20.

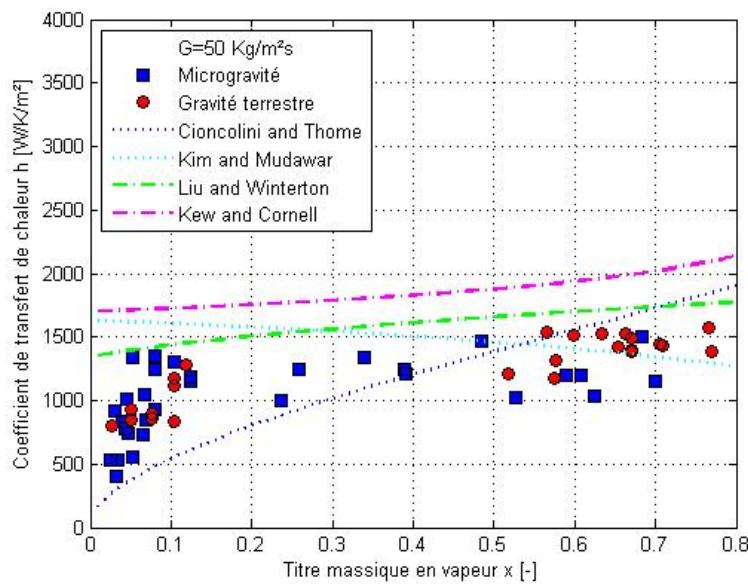


FIGURE 4.18 – Le coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre en comparaison avec diverses corrélations empiriques pour $G = 50 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ en microgravité et gravité terrestre.

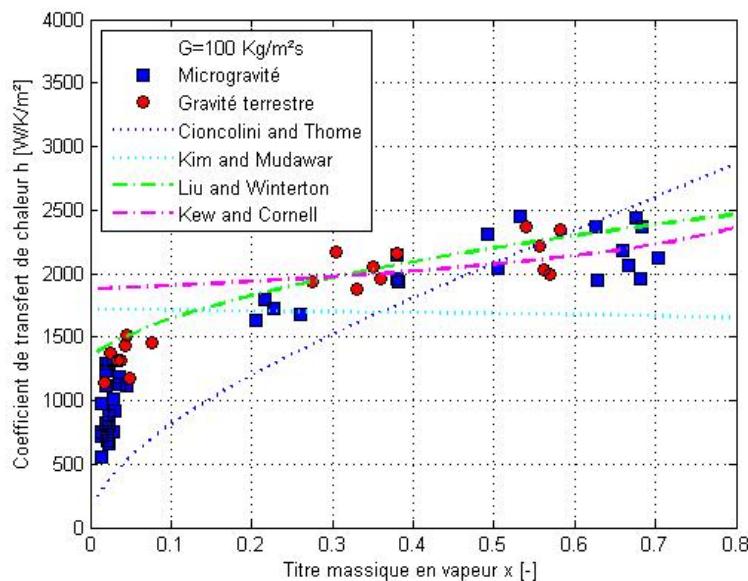


FIGURE 4.19 – Le coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre en comparaison avec diverses corrélations empiriques pour $G = 100 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ en microgravité et gravité terrestre.

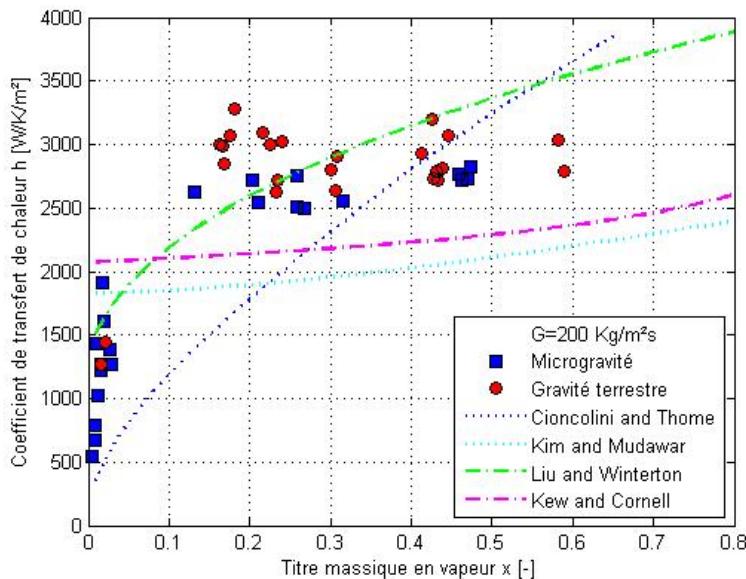


FIGURE 4.20 – Le coefficient de transfert de chaleur en fonction du titre en comparaison avec diverses corrélations empiriques pour $G = 200 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ en microgravité et gravité terrestre.

Les figures 4.18, 4.19 et 4.20 montrent le coefficient de transfert de chaleur trouvé expérimentalement en comparaison avec les coefficients de chaleur prédits par les corrélations de Kim et Mudawr [8], Liu and Winterton [11], Cioncolini et Thome [14] et Kew et Cornell [10].

Pour un régime saturé et à $G = 50 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ le coefficient de transfert de chaleur expérimental est cohérent avec le coefficient d'échange de chaleur prédict par la corrélation de Kim et Mudawra [8].

Pour un régime saturé et à $G = 100 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ le coefficient de transfert de chaleur expérimental est cohérent avec les coefficients de chaleur prédict par la corrélation de Liu and Winterton [11] et la corrélation de Kew et Cornell [10].

A haut débit massique ($G=200 \text{ kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$) les résultats sont cohérents avec les corrélations de Kim et Mudawra [8] et Liu and Winterton [11].

A faible titre ($x < 0.1$) ce qui correspond au régime sous refroidi on remarque que le coefficient d'échange de chaleur varie entre la corrélation de Cioncolini et Thome [14] et Liu and Winterton [11].

Finalement, le coefficient de transfert de chaleur expérimental est cohérent avec le coefficient d'échange de chaleur prédict par la corrélation proposée par Liu and Winter-ton [11] pour les différents flux de masse étudiés.

Conclusion

Bien que cela représente un grand intérêt pour les applications spatiales, l'influence du niveau de gravité sur le mécanisme de l'ébullition d'un fluide n'est presque pas évalué dans la recherche fondamentale, principalement en raison de difficultés pratiques. Afin de combler l'écart observé dans la littérature et de fournir une description plus globale de l'ébullition convective dans des conditions de microgravité, dans ce projet nous avons étudié les transferts thermiques en ébullition convective en microgravité et en gravité terrestre.

Dans un premier chapitre, nous avons commencé par une étude bibliographique sur le sujet. Une description des quatre régimes que l'on peut rencontrer dans un tube chauffé : le régime d'écoulement à bulles, le régime d'écoulement à poches-bouchons, le Churn flow ou écoulement bouillonnant et l'écoulement annulaire. Par la suite, nous avons présenté une description fondamentale dans laquelle figurent des définitions basiques et des équations empirique. Enfin, dans ce chapitre, nous avons présenté différentes corrélations empiriques de la littérature pour le coefficient de transfert de chaleur en régime monophasique et diphasique qui nous ont été utiles par la suite pour les comparer avec les résultats expérimentaux que nous avons trouvés.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental BRASIL construit à l'IMFT et qui a été utilisé pour mener cette étude. Il comprend une boucle hydraulique dans laquelle circule le fluide HFE-7100. La section d'essai est un tube de silicium filmé par une caméra infra-rouge. Un enregistrement temporel des températures externe et interne du tube permet de calculer le flux de chaleur local instantané.

Dans le troisième chapitre, nous avons fait l'exploitation des résultats expérimentaux et plus précisément des résultats de la technique de mesure par infrarouge. Nous avons commencé par décrire le modèle mathématique couplé qui est constitué par des équations de conduction de chaleur et des équations de rayonnement thermique afin de calculer le coefficient de transfert de chaleur. Ensuite, les algorithmes qui nous ont permis de résoudre numériquement le problème après une discréétisation avec la méthode

des différences-finies est expliquée dans ce même chapitre. Par la suite, nous avons fait une calibration par des essais à températures constantes pour valider les équations de rayonnement thermique et les propriétés physiques du tube de silicium. De plus, nous avons réalisé une validation de la méthode par des essais monophasiques tout en comparant les résultats trouvés à la corrélation empirique de Dittus et Boelter pour un écoulement monophasique [1].

Au final, un dernier chapitre a été consacré à la présentation et à l'interprétation des résultats. A partir du problème discrétisé et des algorithmes de résolution proposés dans le chapitre précédent, nous avons développé un code Matlab qui nous a permis d'exploiter les résultats expérimentaux et de calculer le coefficient d'échange de chaleur. Ensuite, nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres sur le coefficient de transfert de chaleur. Nous avons remarqué que le flux de chaleur injecté dans le tube n'a pas d'influence sur le coefficient d'échange de chaleur tandis que le débit massique G manifeste son influence sur ce dernier, et en ce qui concerne le niveau de gravité nous avons constaté que son influence apparaît à haut débit massique. Finalement une comparaison avec les corrélations empiriques décrites au chapitre 1 a montré la cohérence entre ces corrélation et nos résultats.



Bibliographie

- [1] E. Dittus et L. Boelter (1930). Experiments with fluid friction roughened pipes. *Publication on Engineering*, 2 :443.
- [2] V. Gnielinski (1976). New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *International Journal of Chemical Engineering*, 16 :359–368.
- [3] M. Al-Arabi (1982) . Turbulent heat transfer in the entrance region of a tube. *Journal of Heat Transfer Engineering*, 3 :76–83.
- [4] J. Chen (1966). Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5(3) :322–339.
- [5] H. Forster et N. Zuber(1955). Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal*, 1 :531–535.
- [6] J. Chen et D. Bennett (2004). Forced convective boiling in vertical tubes for saturated pure components and binary mixtures. *AIChE Journal*, 26(3) :454–461.
- [7] S. Kandlikar (1990). A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *International Journal of Heat Transfer*, 112 :219–228.
- [8] S. Kim et I. Mudawar (2013). Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels - partie. ii. two phase heat transfer coefficient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 64 :1239–1256.
- [9] L. Sun et K. Mishima (2009). An evaluation of prediction methods for saturated flow boiling heat transfer in mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(23-24) :5323–5329.
- [10] P. Kew et K. Cornwell (1997). Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering*, 17 :705–715.
- [11] M. Narcy (2014). Flow boiling in straight heated tube under normal gravity and microgravity conditions. *Thèse, Université de Toulouse*.
- [12] R. Lockhart et R. Martinelli (1949). Proposed correlation of data for isothermal twophase two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress*, 45(1) :39–48.

- [13] K. Gungor et R. Winterton (1986). A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29 :351–358.
- [14] A. Cioncolini et J. Thome (2009). Unified macro-to-microscale method to predict twophase frictional pressure drops of annular flows. *International Journal of Multiphase Flows*.
- [15] M. Narcy, A. Scammel, C. Colin, J. Kim (2014). FLOW BOILING UNDER MICROGRAVITY CONDITIONS Comparative study of two experimental data sets. *International Heat Transfer Conference*, 10-15(2014).
- [16] M. Narcy, E. de Malmazet et C. Colin (2014). Flow boiling in tube under normal gravity and microgravity conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, 60 (2014) 50–63.
- [17] Tae Hoon Kim, E. Kommer, S. Dessiatoun et J. Kim (2011). Measurement of two-phase flow and heat transfer parameters using infrared thermometry. *International Journal of Multiphase Flow*, 40(2012)56–67.

Rayonnement thermique

A.1 Loi de Beer-Lambert

Considérons un rayonnement d'intensité I_0 (W/m^2) frappant une couche d'épaisseur L . L'intensité du rayonnement (I) sortant de l'autre côté est donnée par $I = I_0 \exp(-\alpha L)$ où α (m^{-1}) est le coefficient d'absorption et représente la capacité de la couche à atténuer le rayonnement entrant. La transmissivité d'une couche due à l'absorption seule peut être exprimée avec $\tau = \exp(-\alpha L)$.

A.2 Emission de matériaux translucides

Les matériaux translucides génèrent et absorbent simultanément des rayonnements. Le rayonnement généré dans la couche doit parcourir le matériau avant d'atteindre la surface, pendant lequel il est atténué conformément à la loi de Beer-Lambert. Une partie du rayonnement atteignant la surface est émise et le reste peut être réfléchi dans la couche où elle peut être ré-absorbée et ré-réfléchie. Les propriétés rayonnantes efficaces des matériaux translucides sont dérivées ci-dessous. On suppose que les valeurs de toutes les propriétés optiques sont indépendantes de la température.

Considérons d'abord le rayonnement émis par une couche différentielle d'épaisseur dx avec un coefficient d'émission $\varepsilon(m^{-1})$ et un coefficient d'absorption $\tau(m^{-1})$ comme indiqué sur la Fig. A.1. Le coefficient d'émission caractérise la gravité de la couche noire. Le flux de rayonnement émis par l'épaisseur différentielle dx dans la direction x est donné par $\varepsilon\sigma[T(x)]^4 dx$. Parce que l'élément différentiel est mince, tout ce rayonnement laisse le volume différentiel. Le rayonnement qui n'est pas absorbé par le matériau qui frappe la surface du film à $x=0$ est donné par $\varepsilon\sigma[T(x)]^4 \exp(-\alpha x) dx$. L'énergie de rayonnement totale générée par la couche qui frappe $x=0$ peut alors être obtenue par intégration :

$$E = \varepsilon\sigma[T(x)]^4 \exp(-\alpha x) dx \quad (\text{A.1})$$

Pour le cas spécial où la température dans la couche est uniforme, l'équation A.1 se

réduit à :

$$E = \frac{\varepsilon}{\alpha} \sigma T^4 [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (\text{A.2})$$

Dans la limite des films infiniment épais, l'équation A.2 indique que le flux d'énergie est :

$$E_{L \rightarrow \infty} = \frac{\varepsilon}{\alpha} \sigma T^4 \quad (\text{A.3})$$

Puisque les films très épais agissent comme une énergie rayonnante de corps noir à T , la couche émettra un rayonnement selon $E_{L \rightarrow \infty} = \sigma T^4$, ce qui indique que la relation entre les coefficients d'émission et d'absorption est $\varepsilon = \alpha$.

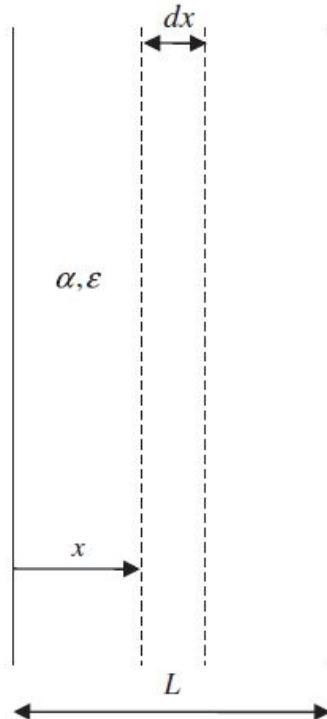


FIGURE A.1 – Radiation émise dans une couche translucide.

Considérons la prochaine réflexion sur les surfaces. Comme mentionné ci-dessus, une partie du rayonnement atteignant la surface d'une couche peut être réfléchie à la surface ou transmise à travers la surface plusieurs fois comme le montre la Fig. A.2 où le milieu m est pris en sandwich entre deux autres milieux ∞ et n . L'énergie émise par la couche qui atteint l'interface de $\infty - m$ est donnée par E_m et peut être calculée à partir de l'équation A.1. La fraction de cette énergie qui s'échappe de cette surface est $(1 - \rho_{\infty-m})E_m$ alors que l'énergie réfléchie dans m est $\rho_{\infty-m}E_m$. L'énergie réfléchie qui n'est pas absorbée dans m avant d'arriver à l'interface $m-n$ est donnée par

$\exp(-\alpha_m L_m) \rho_{\infty-m} E_m = \tau_m \rho_{\infty-m} E_m$. Ce rayonnement se réfléchit à nouveau à l'interface m-n, absorbé en m, et arrive à l'interface $\infty - m$. La deuxième contribution à l'énergie qui échappe à l'interface de $\infty - m$ est donc :

$$(1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2 E_m \quad (\text{A.4})$$

Ce processus de réflexion se produit à nouveau, de sorte que la troisième contribution est :

$$(1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{\infty-m}^2 \rho_{m-n}^2 \tau_m^4 E_m \quad (\text{A.5})$$

L'énergie qui s'échappe par l'interface $\infty - m$ est donc :

$$\begin{aligned} (1 - \rho_{\infty-m}) E_m + (1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2 E_m + (1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{\infty-m}^2 \rho_{m-n}^2 \tau_m^4 E_m + \dots \\ = (1 - \rho_{\infty-m}) E_m \sum_{n=0}^{\infty} (\rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2)^n \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Jusqu'à présent, seul le rayonnement émis vers l'interface $\infty - m$ a été considéré. Le rayonnement est également émis vers l'interface m-n et une partie de ces échappements d'énergie via l'interface $\infty - m$. En appliquant les mêmes procédés que dans la Fig. A.2b, l'énergie qui sort de la surface gauche peut être exprimée comme :

$$\begin{aligned} (1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{m-n} \tau_m E_m + (1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{\infty-m} \rho_{m-n}^2 \tau_m^3 E_m + (1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{\infty-m}^2 \rho_{m-n}^3 \tau_m^5 E_m + \dots \\ = (1 - \rho_{\infty-m}) \rho_{m-n} \tau_m E_m \sum_{n=0}^{\infty} (\rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2)^n \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

L'émission totale de l'interface $\infty - m$, ($E_{m-\infty}$) est la sommation des équations (A.6) et (A.7)

$$E_{m-\infty} = (1 - \rho_{\infty-m})(1 + \rho_{m-n} \tau_m) E_m \sum_{n=0}^{\infty} (\rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2)^n \quad (\text{A.8})$$

Puisque $\rho_{\infty-m}$, ρ_{m-n} et τ_m sont toujours inférieurs à l'unité, la série infinie peut être écrite sous forme analytique comme :

$$E_{m-\infty} = \frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 + \rho_{m-n} \tau_m)}{(1 - \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2)} E_m \quad (\text{A.9})$$

De même, l'énergie émise par m qui échappe à l'interface m-n, (E_{m-n}) est donnée par :

$$E_{m-n} = \frac{(1 - \rho_{m-n})(1 + \rho_{\infty-m} \tau_m)}{(1 - \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2)} E_m \quad (\text{A.10})$$

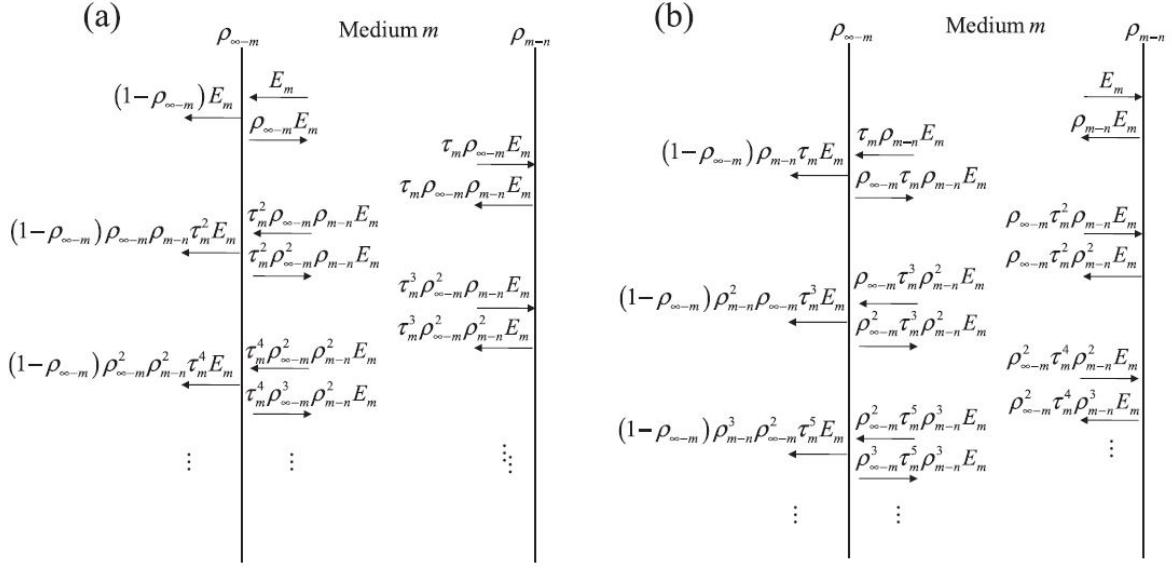


FIGURE A.2 – Émissions de milieu m à travers l'interface $\infty - m$. $\rho_{\infty-m}$ = réflectivité entre le milieu ∞ et le milieu m, ρ_{m-n} = réflectivité entre le milieu m et le milieu n, et τ_m = transmissivité du milieu m. (a) Énergie émise par m vers l'interface $\infty - m$ qui quitte l'interface $\infty - m$. (b) Énergie émise par m vers l'interface m-n qui quitte l'interface $\infty - m$.

A.3 La réflectivité apparente et la transmissivité apparente d'une seule couche

Considérons d'abord la réflexion du rayonnement entrant E_∞ d'une seule couche, comme le montre la Fig. A.3a. Une partie de l'énergie entrante est reflétée par l'interface de $\infty - m$. Le reste est atténué par le milieu m, et une partie de cela se reflète dans l'interface m-n vers l'interface $\infty - m$. En utilisant une ligne de raisonnement similaire à celle ci-dessus pour tenir compte du nombre infini de réflexions, l'énergie totale réfléchie de m est la somme des énergies quittant l'interface de $\infty - m$ illustrée à la Fig. A.3a :

$$\begin{aligned}
E_{\infty-m} &= \rho_{\infty-m}E_\infty + (1 - \rho_{\infty-m})^2\rho_{m-n}\tau_m^2E_\infty + (1 - \rho_{\infty-m})^2\rho_{\infty-m}\rho_{m-n}^2\tau_m^4E_\infty + \\
&\quad (1 - \rho_{\infty-m})^2\rho_{\infty-m}^2\rho_{m-n}^3\tau_m^6E_\infty + \dots \\
&= E_\infty[\rho_{\infty-m} + (1 - \rho_{\infty-m})^2\rho_{m-n}\tau_m^2 \sum_{n=0}^{\infty}(\rho_{\infty-m}\rho_{m-n}\tau_m^2)^n] \quad (\text{A.11}) \\
&= E_\infty[\rho_{\infty-m} + \frac{(1 - \rho_{\infty-m})^2\rho_{m-n}\tau_m^2}{1 - \rho_{\infty-m}\rho_{m-n}\tau_m^2}]
\end{aligned}$$

La réflectivité apparente est donc donnée par :

$$\rho_{app,\infty-m} = \rho_{\infty-m} + \frac{(1 - \rho_{\infty-m})^2 \rho_{m-n} \tau_m^2}{1 - \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2} \quad (\text{A.12})$$

La transmissivité apparente du milieu m à E_∞ se trouve de une manière similaire en additionnant les énergies quittant l'interface m-n dans la Fig. A.3b :

$$\tau_{app,\infty-m} = \frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 - \rho_{m-n})\tau_m}{1 - \rho_{\infty-m}\rho_{m-n}\tau_m^2} \quad (\text{A.13})$$

La transmissivité apparente est indépendante de la direction du rayonnement entrant. L'absorption apparente de m peut également être déterminée à partir d'une manière similaire que l'énergie absorbée dans m :

$$\alpha_{app,\infty-m} = \frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 - \rho_{m-n}\tau_m)(1 - \tau_m)}{1 - \rho_{\infty-m}\rho_{m-n}\tau_m^2} \quad (\text{A.14})$$

On peut vérifier que $\rho_{app,\infty-m} + \tau_{app,\infty-m} + \alpha_{app,\infty-m} = 1$

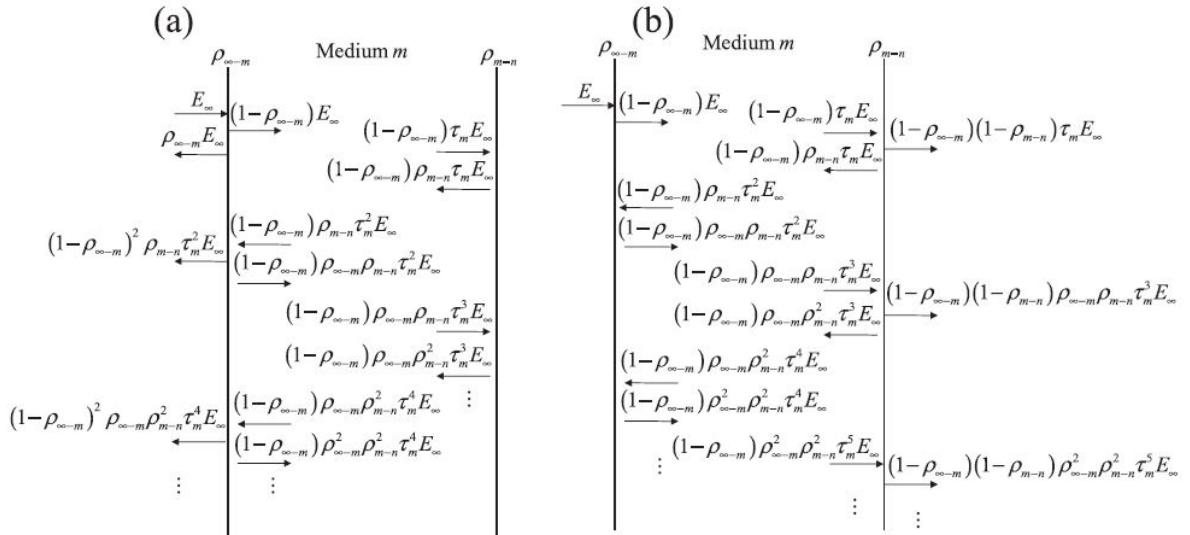


FIGURE A.3 – Énergie réfléchie et transmise à partir de moyennes m. (a) Réflexion apparente. (b) transmissivité apparente.

A.4 Émissions d'énergie par matériaux à deux couches, y compris la réflexion de l'environnement

Considérons maintenant le cas montré dans la Fig. A.4. L'énergie qui frappe une caméra infrarouge est composée de quatre composants : l'énergie émise par une surface

opaque s, l'émission des deux milieux (m et n), et par la réflexion de l'environnement. Pour le cas spécial où $\varepsilon_s = 1$, nous devons considérer chacun des quatre composants énergétiques ci-dessous :

A.4.1 Énergie des environs

L'énergie provenant de l'environnement ($E_\infty = \sigma T_\infty^4$) se reflète dans Les surfaces $\infty - m$ et $m-n$ est donnée par $\rho_{app,\infty-m} E_\infty$. L'énergie transmise par m est en partie atténuée en n et le reste est complètement absorbé par la surface s. Aucune réflexion ne se produit à la surface s, en simplifiant l'analyse.

A.4.2 Énergie émise par m

L'énergie émise par m quittant l'interface $\infty - m$ est donnée par :

$$E_m = \int_0^{L_m} \alpha_m \sigma [T_m(x)]^4 \exp(-\alpha_m x) dx \quad (\text{A.15})$$

L'énergie émise par m qui quitte l'interface m-n est encore absorbée par n ou s et n'atteint pas la caméra.

A.4.3 Énergie émise par n

L'énergie émise par n qui atteint l'interface m-n est donnée par :

$$E_n = \int_0^{L_n} \alpha_n \sigma [T_n(x)]^4 \exp(-\alpha_n x) dx \quad (\text{A.16})$$

L'énergie émise par n qui atteint l'interface m-n est donnée par $\tau_{app,\infty-m} E_n$

A.4.4 Énergie émise par s

L'énergie émise par s ($E_s = \sigma T_s^4$) qui atteint l'interface m-n est $\tau_n E_s = \exp(-\alpha_n L_n) E_s$. La partie transmise par m qui frappe la caméra est $\tau_{app,\infty-m} \tau_n E_s$. L'énergie totale frapant la caméra est la somme de ces quatre composantes qui est donnée par :

$$\begin{aligned} E_c &= [\rho_{\infty-m} + \frac{(1 - \rho_{\infty-m})^2 \rho_{m-n} \tau_m^2}{1 - \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2}] E_\infty + [\frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 - \rho_{m-n} \tau_m)}{1 - \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2}] E_m \\ &\quad + [\frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 - \rho_{m-n}) \tau_m}{1 - \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2}] E_n + [\frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 - \rho_{m-n}) \tau_m \tau_n}{1 - \rho_{\infty-m} \rho_{m-n} \tau_m^2}] E_s \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

A.4. Émissions d'énergie par matériaux à deux couches, y compris la réflexion de l'environnement

62

Si la surface s n'est pas noire ($\varepsilon_s < 1$) mais encore opaque, les réflexions de cette surface doivent être prises en compte et le problème devient plus complexe car un nombre infini de réflexions se produisent dans deux matériaux. Pour des raisons de brièveté, seuls les résultats finaux sont donnés ci-dessous. L'énergie frappant la caméra tenant compte des réflexions infinies de la surface s est donnée par :

$$E_c = \rho_{\infty-c} E_\infty + \varepsilon_{m-c} E_m + \varepsilon_{n-c} E_n + \tau_{s-c} E_s \quad (\text{A.18})$$

Avec :

$$\rho_{\infty-c} = \rho_{\infty-m} + \frac{(1 - \rho_{\infty-m})^2 \rho_{app,m-n} \tau_m^2}{1 - \rho_{\infty-m} \rho_{app,m-n} \tau_m^2}$$

$$\varepsilon_{m-c} = \frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 + \rho_{app,m-n} \tau_m)}{1 - \rho_{\infty-m} \rho_{app,m-n} \tau_m^2}$$

$$\varepsilon_{n-c} = \frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 + \rho_{m-n})(1 + \rho_{n-s} \tau_n)}{(1 - \rho_{\infty-m} \rho_{app,m-n} \tau_m^2)(1 - \rho_{m-n} \rho_{n-s} \tau_n^2)}$$

$$\tau_{s-c} = \frac{(1 - \rho_{\infty-m})(1 + \rho_{m-n})(1 + \rho_{n-s}) \tau_m \tau_n}{(1 - \rho_{\infty-m} \rho_{app,m-n} \tau_m^2)(1 - \rho_{m-n} \rho_{n-s} \tau_n^2)}$$

Et

$$\rho_{app,m-n} = \rho_{m-n} + \frac{(1 - \rho_{m-n})^2 \rho_{n-s} \tau_n^2}{1 - \rho_{m-n} \rho_{n-s} \tau_n^2}$$

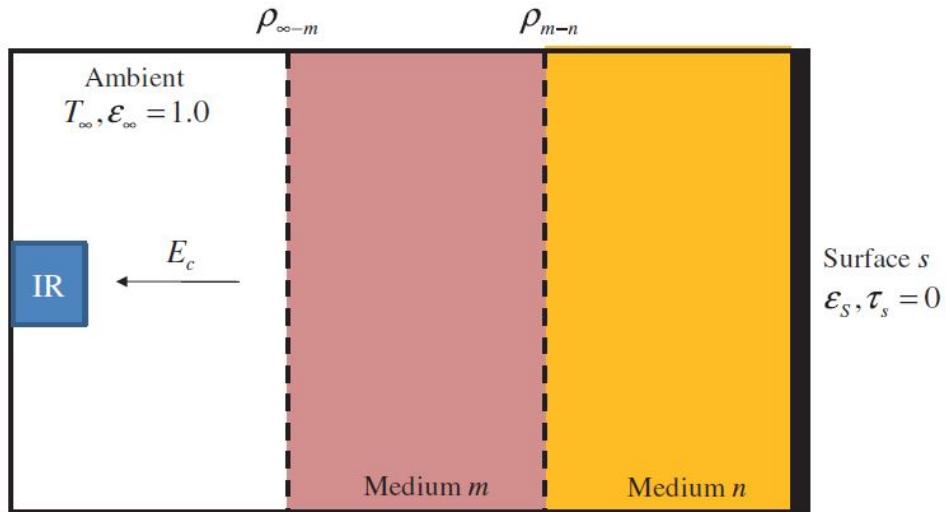


FIGURE A.4 – Schéma de principe pour les matériaux à deux couches.

Interpolation Lagrangienne

Dans cette partie on va décrire la technique d'interpolation polynomiale de Lagrange qui nous permet d'interpoler une série de points par un polynôme qui passe exactement par ces points.

B.1 Principe et définition de la méthode

Définition :

On se donne $(n+1)$ points $(x_0, y_0), \dots, (x_n, y_n)$ (avec les x_i distincts deux à deux). On se propose de construire un polynôme de degré minimal qui aux abscisses x_i prend les valeurs y_i , ce que la méthode permet de réaliser. L'étude suivante propose de montrer que le polynôme $P(X) = \sum_{j=0}^n y_j \left(\prod_{i=0, i \neq j}^n \frac{X-x_i}{x_j-x_i} \right)$ est le seul polynôme de degré au plus n à satisfaire cette propriété.

Polynômes de Lagrange :

Les polynômes de Lagrange associés à ces points sont les polynômes définis par :

$$l_i(X) = \prod_{j=0, j \neq i}^n \frac{X - x_j}{x_i - x_j} = \frac{X - x_0}{x_i - x_0} \dots \frac{X - x_{i-1}}{x_i - x_{i-1}} \frac{X - x_{i+1}}{x_i - x_{i+1}} \dots \frac{X - x_n}{x_i - x_n} \quad (\text{B.1})$$

On a en particulier deux propriétés :

- l_i est de degré n pour tout i .
- $l_i(x_j) = \delta_{i,j}$, $0 \leq i, j \leq n$ c'est-à-dire $l_i(x_i) = 1$ et $l_i(x_j) = 0$ pour $j \neq i$.

Polynôme d'interpolation :

Le polynôme défini par $P(X) = \sum_{j=0}^n y_j l_j(X)$ est l'unique polynôme de degré au plus n vérifiant $P(x_i) = y_i$ pour tout i .

En effet :

- d'une part $P(x_i) = \sum_{j=0}^n y_j l_j(x_i) = y_i$
- d'autre part, étant combinaison linéaire de polynômes de degré n , P est de degré au plus n ; si un autre polynôme Q vérifie ces propriétés, alors $L - Q$ est de degré au plus n et il s'annule en $n + 1$ points distincts (les x_k): $L - Q$ est donc nul, ce qui prouve l'unicité.

B.2 Application : Température-Niveau de gris

Pour les points (x_i, y_j) pour $i = 1, \dots, n = 6$ données dans le tableau B.1, on calcule d'abord les polynômes de Lagrange :

x_i (Niveaux de gris)	27738	30759	34548	39262	45426	60683
y_i (Température en °C)	30	40	50	60	70	80

TABLE B.1 – Les points d'interpolation.

$$\begin{aligned}
l_1(X) &= \frac{(X - X_2)(X - X_3)(X - X_4)(X - X_5)(X - X_6)}{(X_1 - X_2)(X_1 - X_3)(X_1 - X_4)(X_1 - X_5)(X_1 - X_6)} \\
&= \frac{(X - 30759)(X - 34548)(X - 39262)(X - 45426)(X - 60683)}{-1.3816.10^{20}} \\
&= -7.238.10^{-21}X^5 + 1.5249.10^{-15}X^4 - 1.2651.10^{-10}X^3 + 5.17377.10^{-6}X^2 - 0.1044X + 832.449 \\
\\
l_2(X) &= \frac{(X - 27738)(X - 34548)(X - 39262)(X - 45426)(X - 60683)}{4.2718.10^{19}} \\
&= 2.3408.10^{-20}X^5 - 4.861.10^{-15}X^4 + 3.9644.10^{-10}X^3 - 1.589.10^{-5}X^2 + 0.313097X - 2427.87 \\
\\
l_3(X) &= \frac{(X - 27738)(X - 30759)(X - 39262)(X - 45426)(X - 60683)}{-3.4581.10^{19}} \\
&= -2.8918.10^{-20}X^5 + 5.8955.10^{-15}X^4 - 4.7077.10^{-10}X^3 + 1.842.10^{-5}X^2 - 0.3539X + 2670.3 \\
\\
l_4(X) &= \frac{(X - 27738)(X - 30759)(X - 34548)(X - 45426)(X - 60683)}{6.0991.10^{19}}
\end{aligned}$$

$$= 1.6396 \cdot 10^{-20} X^5 - 3.2653 \cdot 10^{-15} X^4 + 2.54198 \cdot 10^{-10} X^3 - 9.68898 \cdot 10^{-6} X^2 + 0.1812 X - 1332.23$$

$$l_5(X) = \frac{(X - 27738)(X - 30759)(X - 34548)(X - 39262)(X - 60683)}{-2.654 \cdot 10^{20}}$$

$$= -3.7679 \cdot 10^{-21} X^5 + 7.2717 \cdot 10^{-16} X^4 - 5.4846 \cdot 10^{-11} X^3 + 2.0287 \cdot 10^{-6} X^2 - 0.0369 X + 264.612$$

$$l_6(X) = \frac{(X - 27738)(X - 30759)(X - 34548)(X - 39262)(X - 45426)}{8.4206 \cdot 10^{21}}$$

$$= 1.1876 \cdot 10^{-22} X^5 - 2.1108 \cdot 10^{-17} X^4 + 1.4889 \cdot 10^{-12} X^3 - 5.2115 \cdot 10^{-8} X^2 + 9.05 \cdot 10^{-4} X - 6.24335$$

Puis on calcule la fonction polynomiale passant par ces points :

$$\begin{aligned} P(X) &= y_1 l_1(X) + y_2 l_2(X) + y_3 l_3(X) + y_4 l_4(X) + y_5 l_5(X) + y_6 l_6(X) \\ &= 30 l_1(X) + 40 l_2(X) + 50 l_3(X) + 60 l_4(X) + 70 l_5(X) + 80 l_6(X) \\ &= 2.7878 \cdot 10^{-21} X^5 - 6.2274 \cdot 10^{-16} X^4 + 5.5572 \cdot 10^{-11} X^3 - 2.8859 \cdot 10^{-6} X^2 + 0.0581 X - 536.758 \end{aligned}$$

D'où,

$$P(X) = 2.7878 \cdot 10^{-21} X^5 - 6.2274 \cdot 10^{-16} X^4 + 5.5572 \cdot 10^{-11} X^3 - 2.8859 \cdot 10^{-6} X^2 + 0.0581 X - 536.758 \quad (\text{B.2})$$