

Caractérisation du refroidissement par jet liquide impactant une plaque métallique à haute température : Iinfluence de la composition du fluide sur le flux extrait

Aboubacar Ouattara

▶ **To cite this version:**

Aboubacar Ouattara. Caractérisation du refroidissement par jet liquide impactant une plaque métallique à haute température : Iinfluence de la composition du fluide sur le flux extrait. Autre [cond-mat.other]. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2009. Français. NNT : 2009NAN10048 . tel-01748482

HAL Id: tel-01748482
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748482

Submitted on 29 Mar 2018

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

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

AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

UNIVERSITE | ECOLE DOCTORALE | LABORATOIRE DE RECHERCHE

U.F.R STMP
D.F.D. Mécanique et Energétique

THESE

présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Henri Poincaré-Nancy1

Spécialité : Mécanique et Energétique

par Aboubacar OUATTARA

Caractérisation du refroidissement par jet liquide impactant une plaque métallique à haute température:

Influence de la composition du fluide sur le flux extrait

Soutenue publiquement le Lundi 15 Juin 2009

Membres du jury:

Président :	Denis MAILLET	Professeur, Nancy – Université
Rapporteurs :	Christian BISSIEUX	Professeur, Université de Reims Champagne Ardennes
	Jocelyn BONJOUR	Professeur, INSA, Lyon
Examinateurs :		
	Olivier FUDYM	Maître de conférences, Ecole des Mines d'Albi
	Pascal GARDIN	Ingénieur de recherche, ARCELOR-MITTAL
	Michel LEBOUCHE	Professeur, Nancy - Université (Directeur)
	Michel GRADECK	Maître de conférence, Nancy – Université (Co-directeur)
Membre invité :		
	Benjamin REMY	Maître de conférences, Nancy – Université

Remerciements

Ce mémoire de thèse ponctue trois années et quelques mois de travail au sein du Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée de Nancy. Je remercie l'ancien directeur Monsieur Christian Moyne de m'y avoir accueilli.

Merci à Messieurs Michel Lebouché et Michel Gradeck d'avoir encadré ce travail de recherche. Je tiens également à remercier Messieurs Benjamin Rémy et Denis Maillet de l'aide et des conseils qu'ils m'ont prodigué durant ma thèse.

Bien plus que tout cela, je ne saurais en quelques mots résumer tout ce que tout ces messieurs m'ont apporté…

Mes remerciements vont en outre à Monsieur Christian Bissieux, Professeur à l'université de Reims Champagne Ardennes et à Monsieur Jocelyn Bonjour, Professeur à l'INSA de Lyon, pour avoir accepté la lourde tache d'être les rapporteurs de mon travail.

Je voudrais tout particulièrement remercier Monsieur Pascal Gardin, Ingénieur de Recherche chez Arcelor-Mittal, pour avoir apporté le regard avisé d'un industriel sur ce travail et Monsieur Olivier Fudym qui a eu la gentillesse d'accepter de faire partie de mon jury.

Je souhaiterais également remercier tous ceux qui de près ou de loin, ont contribué à faire de ces quelques années un moment inoubliable: Anne Tanière Mikolajczak, Anne-Marie Louis-Dam, Arsène Kouachi, Catherine Denis, Edith Lang, Franck Lelong, Franck Demeurie, Jean-Yves Morel, Jonathan Girardin, Sylvain Chupin et Valérie Reichhart,…, ainsi que tous les membres du LEMTA.

Je terminerai ces remerciements par une pensée chaleureuse pour mes proches, famille et amis, que je remercie pour leur soutien et leurs encouragements, et à qui je dédie toute mon affection.

Sommaire

Nomenclature 5
Introduction générale 9
Chapitre1 : Etude bibliographique sur le refroidissement diphasique et effets des additifs sur l'ébullition 11
1.1 Introduction 11
1.2 Eléments de théorie sur l'ébullition 13
1.2.1 Changement d'état liquide-vapeur 13
1.2.2 Interface liquide-vapeur - tension de surface et effet Marangoni 14
1.2.3 Formation de la vapeur 17
1.2.4 Croissance d'une bulle de vapeur – diamètre de détachement 21
1.2.5 Conclusions 24
1.3 Ebullition sous jet impactant – transfert de chaleur et paramètres d'influence 25
1.3.1 Hydrodynamique du jet impactant et régimes d'ébullition 25
1.3.2 Transfert de chaleur en convection forcée monophasique 27
1.3.3 Transfert de chaleur en ébullition convective 28
1.3.4 Conclusions 34
1.4 Effets de l'ajout d'additifs sur le transfert thermique 35
1.4.1 Effet de l'ajout d'un agent tensioactif 35
1.4.2 Effet de l'ajout de polymères, d'huiles et des sels inorganiques 41
1.4.3 Récapitulatif des études sur la composition du fluide de refroidissement et son influence sur l'ébullition. 42
1.5 Transfert de chaleur dans le cas d'une émulsion 47
1.6 Conclusion 50
Chapitre 2 : Banc de caractérisation de l'ébullition convective par jet : Conception et techniques thermographiques spécifiques 51
2.1 Les méthodes de caractérisation en ébullition par jet 51
2.2 Conception de la manipulation 53
2.3 Dispositif expérimental 54
2.4 Mesure par thermographie infrarouge 57
2.4.1 Etalonnage de la caméra 58
2.4.2 Equations thermographiques 59
Chapitre 3 : Modélisation du problème direct 67
3.1 Problème direct 67
3.2 Modélisation des pertes 68
3.3 Solutions du problème direct 72
3.4 Solutions dans le cas d'un modèle d'ailette 75
3.5 Simulations 77
3.6 Synthèse des résultats du chapitre 3 82
Chapitre 4 : Développement d'une méthode de conduction inverse dans l'espace de Hankel 83
4.1 Configuration expérimentale et prétraitement du signal 83
4.1.1 Configuration 83
4.1.2 Prétraitement du signal 84
4.2 Inversion avec paramétrisation radiale 89
4.2.1 Mise en équation et techniques d'inversion 89
4.2.2 Simulation sur deux cas tests- paramétrisation en radial 91
4.2.3 Inversion expérimentale 94
4.3 Inversion avec paramétrisation spectrale 97
4.3.1 Méthode inverse 97

4.3.2 Simulation sur les cas tests de chauffage 99
4.3.3 Simulation sur un cas test de refroidissement 100
4.4 Synthèse des résultats du chapitre 4 103
Chapitre 5 : Etude expérimentale du refroidissement par jet impactant 104
5.1 Propriétés des fluides utilisés 104
5.2 Etude du refroidissement par l'expérience MF1 (eau pure, V_{jet} =1.39m /s) 107
5.3 Comparaison du refroidissement eau/émulsion pour les expériences MF1 et MF3 (Eau et Emulsion 2% en volume) 111
5.4 Nouveaux essais visant à quantifier l'effet de la vitesse et de la composition du fluide de refroidissement 116
5.4.1 Effet de la vitesse du jet - refroidissement avec l'eau pure 116
5.4.2 Comparaison des refroidissements eau / émulsion pour les expériences MM1, MM4 et MM7. 120
Conclusion générale 130
Références bibliographiques 132
Annexe 1 138
Annexe 2 146
Annexe 3 147

Nomenclature

Symboles latins

a	diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
C_p	chaleur spécifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
d_{ind}	diamètre des inducteurs	m
D	diamètre	m
e	épaisseur	m
f	fréquence	Hz
$g(r,t)$	densité de flux de chauffage	$W.m^{-2}$
g	accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
h	coefficient de transfert thermique	$W.m^{-2}.K^{-1}$
H	distance buse-paroi	m
$H(t)$	fonction de Heaviside	
N_{Flux}	nombre de flux de paramétrisation	
N_H	nombre d'harmonique du problème direct	
n_{inv}	nombre d'harmonique d'inversion	
p	pression	Pa
P	puissance de chauffage	W
q	densité surfacique de flux	$W.m^{-2}$
Q_{max}	flux maximum	$W.m^{-2}$
r	coordonnée radiale	m
R	rayon	m

R_{max}	position du maximum de flux	m
$s(r,z,t)$	densité volumique de puissance	$\mathrm{W.m^{-3}}$
S	surface	m
t	temps	s
t_C	temps critique de l'exponentielle	s
T	température	K
V	vitesse	$\mathrm{m.s^{-1}}$
VR_{max}	vitesse de la position du maximum de flux	$\mathrm{m.s^{-1}}$
x	distance par rapport à l'impact	m
$\mathbf{X}$	matrice de sensibilité	
Z_n	impédance (fonction de transfert)	

Symboles Grecs

ε	émissivité	
λ	conductivité thermique	$\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$
ν	viscosité cinématique	$\mathrm{m^2.s^{-1}}$
ρ	masse volumique	$\mathrm{kg.m^{-3}}$
σ	écart-type de bruit	°C
σ_B	constante de Stephan	$\mathrm{W.m^{-2}.K^{-4}}$
σ_S	tension superficielle	$\mathrm{N.m^{-1}}$
σ_C	largeur de la gaussienne	m

Indices

b	Buse
eq	Equilibre
e	Externe

i	Interne
INF	Inférieur
ind	Inducteur
j	Jet
L	Liquide
V	Vapeur
n	Débitante
P	Paroi
sat	Saturation
sub	« subcooling », sous-refroidissement
SUP	Supérieur
w	Rotation
∞	Infini ou à l'ambiance

Exposants

-	transformée de Laplace
~	transformée de Hankel
^	valeur estimée
t	transposée d'une matrice

Nombres adimensionnels

Nu_x	Nombre de Nusselt local	$Nu_x = \frac{h.x}{\lambda}$
Nu_j	Nombre de Nusselt du jet	$Nu_j = \frac{h.l}{\lambda}$
Gr_D	Nombre de Grashof	$Gr_D = g\,\frac{1}{T_{FILM}} D^3 \frac{(T-T_\infty)}{\nu_f^2}$
Pr	Nombre de Prandlt	$Pr = \frac{\nu}{a}$
Ra_f	Nombre de Rayleigh	$Ra_f = Gr_{fD}\,\mathrm{Pr}_f$
Re_j	Nombre de Reynolds du jet	$Re_j = \frac{V_j l}{\nu}$

Re_x	Nombre de Reynolds local	$Re_x = \frac{V_j x}{\nu}$

Abréviation

1D Monodimensionnel

CHF « Critical Heat Flux », flux critique

ONB « Onset of Nucleate Boiling », début de l'ébullition nucléée

Autres

Surchauffe pariétale	$\Delta T_{sat} = T_{paroi} - T_{sat}$
Sous-refroidissement	$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_l$

Introduction générale

La présente étude s'inscrit dans le cadre du refroidissement des tôles d'acier en sortie de laminoir. Dans ce contexte sidérurgique, les caractéristiques mécaniques des aciers obtenus dépendent fortement de la phase de refroidissement. En effet, la structure cristalline des aciers alliés et donc leurs propriétés mécaniques sont conditionnées par le chemin thermique suivi par le produit. Par conséquent un contrôle de la cinétique de refroidissement lors du laminage permettrait d'atteindre des propriétés mécaniques désirées.

Dans cet esprit nous voulons comparer les flux extraits d'une surface métallique portée à une température de l'ordre de 600°C lors du refroidissement par un jet d'eau ou par un jet d'une émulsion d'huile dans de l'eau. En effet, l'eau utilisée lors de la phase de refroidissement des tôles en sortie de laminoirs à chaud peut être potentiellement « polluée » par de l'huile provenant de la lubrification des cylindres du laminoir.

Pour mener cette étude, nous avons conçu un banc d'essais original qui permet la caractérisation expérimentale du flux de refroidissement. Un disque métallique statique (Nickel) est chauffé par induction électromagnétique à la température désirée en vue d'estimer le flux extrait après impact d'un jet d'eau ou d'un spray. L'évaluation du flux extrait se fait par une méthode inverse que nous avons développée.

La mesure de température est effectuée par thermographie infrarouge (IR). Cette technique permet une acquisition de tout le champ de température de la surface visée. L'estimation des flux pariétaux par méthode inverse avec utilisation d'une caméra IR a déjà fait l'objet de plusieurs études notamment celles de *P.Reulet et al.* (2005), *Groß et al.* (2005), *S. Seguir-Ouali et al.* (2006). Dans notre cas, le chauffage par induction électromagnétique permet de chauffer le matériau sans contact direct avec une source d'énergie. L'utilisation de ce procédé présente donc l'avantage de permettre une bonne isolation de la pièce étudiée.

La procédure mise en œuvre est donc très peu intrusive (chauffage à distance avec les inducteurs et mesure de température à distance par thermographie infrarouge). Elle se distingue des autres procédures déjà mises en œuvre au laboratoire où les températures sont mesurées en utilisant des thermocouples intégrés à l'intérieur du corps qui est lui-même chauffé par résistances électriques comme par exemple les travaux de *Kouachi* (2006) et de *Volle* (2006).

Pour traiter ce type de problème de transfert thermique, une approche numérique est possible mais souvent contraignante en inversion (maillage évolutif, temps de calcul). Notre démarche a consisté à mettre en œuvre une méthode inverse semi-analytique adaptée à ce problème. Il sera en conséquence possible d'appliquer l'algorithme d'inversion à des mesures expérimentales dans le but d'évaluer soit une source de chauffage (si elle est surfacique) ou le flux de refroidissement dû à l'impact du jet de fluide sous-refroidi. L'avantage principal de cette technique de mesure indirecte repose sur le fait que l'estimation du flux surfacique est totalement indépendante des phénomènes physiques qui engendrent ce flux.

Le **chapitre 1** est consacré à l'étude des notions et phénomènes physiques liés à l'ébullition. Dans ce chapitre, nous avons notamment abordé les phénomènes physiques importants agissant sur la nucléation et la stabilité des régimes d'ébullition lors d'un refroidissement par

jet impactant. Une étude bibliographique y est présentée sur l'impact de l'ajout d'additifs (surfactant, polymères, sels organique ou inorganiques et des émulsions) sur les transferts thermique lors de l'ébullition.

Au **chapitre 2**, nous décrivons le banc de caractérisation de l'ébullition convective par jet impactant et présentons le dispositif expérimental. Nous décrivons également les techniques spécifiques thermographiques que nous avons mises en œuvre en particulier avec l'établissement des équations thermographiques liées à notre étude et adaptées à la gamme de température de la caméra. Par ailleurs nous avons réétalonné la caméra à l'aide d'un corps noir et rechercher l'émissivité de notre matériau.

Au **chapitre 3**, nous modélisons le problème direct en utilisant les transformées de Laplace et de Hankel de la température. Un modèle a été obtenu pour la réponse transitoire en température d'un disque en Nickel chauffé sur sa face supérieure et ensuite soumis à un flux de refroidissement non uniforme et dépendant du temps. Le champ de température bidimensionnel a ainsi été calculé. Nous avons utilisé un code de calculs par élément finis FlexPDE pour valider le modèle direct (étude des éventuels effets de la thermodépendance). Cette validation du modèle direct servira de base pour le développement du problème inverse.

Une description de la procédure de traitement des images thermographiques obtenues par la caméra infrarouge est détaillée dans **le chapitre 4**. En outre le développement de la méthode de conduction inverse, elle aussi basée sur l'utilisation de transformée et Laplace et de Hankel est précisée ici. Des simulations d'inversion sur des signaux bruités d'abord synthétiques et puis sur mesures expérimentales permettent de valider l'algorithme mis en œuvre.

Le **chapitre 5** enfin concerne l'aspect expérimental de notre travail. Les résultats de treize essais de refroidissement avec l'estimation de flux obtenue à l'aide de l'algorithme présenté au chapitre 4 sont présentés. L'influence de la composition du fluide de refroidissement sur le flux extrait est mise en évidence et discuté.

Une synthèse de l'étude est enfin présentée dans la conclusion générale. Nous proposons aussi quelques perspectives qui pourraient permettre de rendre encore plus performant la méthode d'inversion proposée et de pousser plus loin la réflexion sur le phénomène d'ébullition convective dans cette configuration.

Chapitre1 : Etude bibliographique sur le refroidissement diphasique et effets des additifs sur l'ébullition

1.1 Introduction

Les mécanismes de transfert thermique par jet impactant revêtent un caractère important pour les thermiciens à cause des forts flux locaux extraits. Cependant les phénomènes impliqués dans l'interaction d'un jet avec une surface portée à haute température (largement supérieure à la température de saturation du fluide de refroidissement) ne sont pas encore totalement maîtrisés. Dans l'industrie, ce type de refroidissement est typiquement utilisé dans les procédés nécessitant des vitesses de refroidissement élevées comme par exemple, le laminage ou la mise en forme des produits sidérurgiques. Le transfert de chaleur par jet impactant avec ébullition permet d'extraire des flux très importants du fait de la vaporisation partielle du jet de liquide froid qui impacte la surface chaude. Le transfert de chaleur induit est par nature instationnaire et évolutif dans l'espace car la structure de l'écoulement et les régimes d'ébullition au niveau de la surface refroidie évoluent dans le temps et l'espace. La figure 1.1 est une illustration des principaux régimes d'écoulement et d'ébullition au niveau d'une surface plane refroidie par un jet à surface libre à un instant donné. La température au point d'impact chute rapidement en deçà de la température de saturation et la convection sans changement de phase apparaît dans la zone d'impact. En s'éloignant de cette zone, on va rencontrer progressivement tous les régimes d'ébullition jusqu'à l'assèchement de la surface. L'ébullition nucléée où le fluide est surchauffé et les premières bulles se forment. Plus on s'éloigne de la zone d'impact du jet, plus l'ébullition est forte et les bulles de vapeurs montantes pulvérisent de petites gouttes de liquide. Suite à ces pertes de liquide et à la formation de vapeur, le flux critique qui correspond au maximum de flux s'installe et la surface s'assèche dans la zone suivante. Les différents mécanismes de transfert de chaleur le long de la surface mènent donc à des coefficients de transfert thermique distincts et donc à des températures de paroi dépendant fortement de la distance par rapport à l'axe du jet.

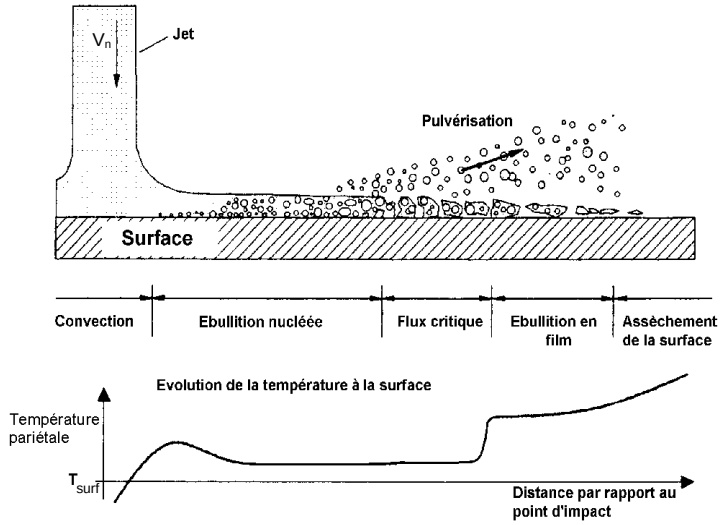
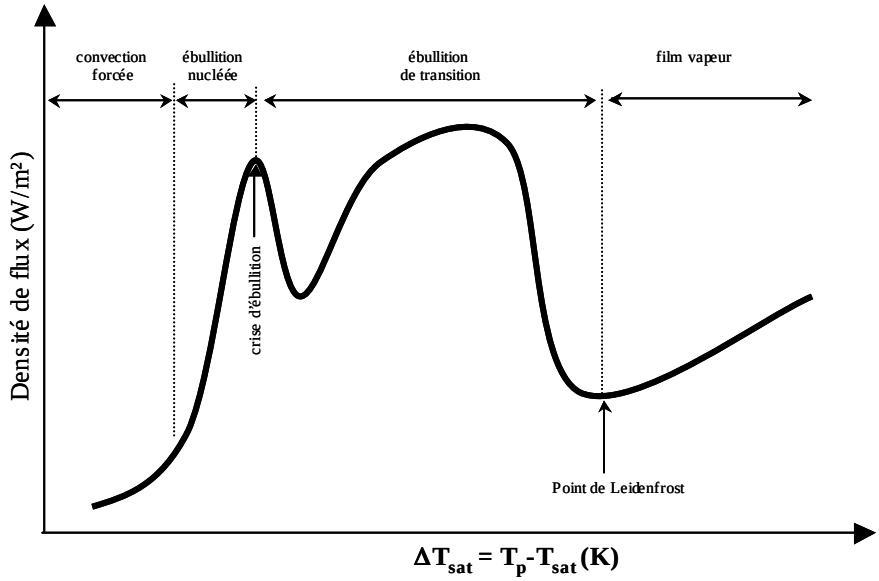


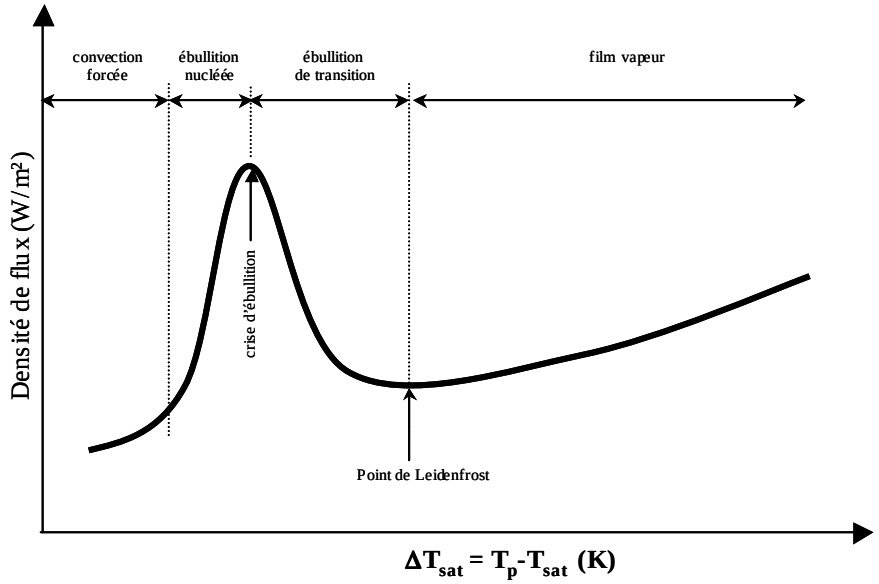
Figure 1.1 : Régimes d'écoulement et d'ébullition pour un jet libre impactant une surface plane pour un refroidissement à flux contrôlé.

Une quantité importante de travaux a déjà été réalisée sur les transferts de chaleur par jet d'eau impactant une surface portée à hautes températures. L'évolution du transfert de chaleur local est généralement donné sous la forme d'une courbe température de surchauffe pariétale

(température de paroi – température de saturation du fluide) en fonction de la densité de flux communément appelée « courbe d'ébullition ». Il est maintenant admis que dans la zone d'impact, la courbe d'ébullition présente un régime d'ébullition de transition étendue vers des surchauffes importantes où l'on s'attendrait à observer un régime de film vapeur. Ce phénomène a été observé par *Ishigai et al.* (1978), *Miyasaka et al.* (1980), *Ochi et al.* (1984), *Robidou* (2000), et plus récemment par *Kouachi* (2006). En fait, un film vapeur se forme effectivement mais celui-ci est instable et peut parfois être rompu par le jet, conduisant à des remouillages partiels de la paroi et à une augmentation du flux. En dehors de la zone d'impact, la courbe d'ébullition est plus classique. Ainsi, selon la gamme de différences de température dans laquelle on se situe, on peut observer quatre régimes d'ébullition ayant chacun une efficacité thermique différente. La figure 1.2 donne l'allure générale d'une courbe d'ébullition.



(a) zone d'impact



(b) zone d'écoulement

Figure 1.2 : Allure des courbes d'ébullition pour des jets impactant une surface plane.

Pour des refroidissements transitoires, il est aussi courant d'utiliser une courbe de refroidissement. Cette courbe représente la température pariétale de la surface refroidie par le jet impactant en fonction du temps. La figure 1.3 montre une courbe de refroidissement et la succession des régimes observés : ébullition en film, ébullition de transition, ébullition nucléée, convection forcée. Une vitesse de refroidissement est propre à chaque régime.

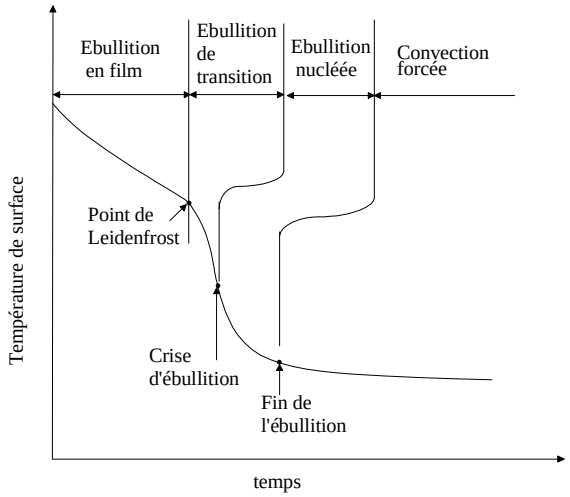


Figure 1.3 : Courbe de refroidissement.

L'estimation précise du flux de chaleur extrait à la paroi nécessite donc une conception optimale de l'expérimentation (maîtriser les pertes et les sources, une instrumentation la moins intrusive possible et un modèle de conduction inverse adapté.

La majorité des expérimentations s'effectue en transitoire (en refroidissement) ou en stationnaire (flux imposé). En effet, il est extrêmement difficile voire impossible de maintenir une température constante à la paroi dans tous les régimes car la densité puissance à apporter est de l'ordre de la dizaine de MW/m². A notre connaissance, seule *Robidou* (2000) a réussi a effectuer des mesures à température imposée.

Dans ce qui suit, nous rappelons quelques éléments de théorie sur le changement de phase liquide-vapeur. Ensuite, nous nous intéresserons particulièrement au transfert de chaleur par jet impactant et nous étudierons les principaux paramètres influant sur l'ébullition en insistant sur l'effet des additifs sur la nucléation en paroi, la croissance des bulles de vapeur et donc sur le transfert thermique.

1.2 Eléments de théorie sur l'ébullition

1.2.1 Changement d'état liquide-vapeur

Nous ne nous intéresserons pas à l'évaporation qui est le phénomène lent qui résulte d'un déséquilibre de pression partielle de vapeur entre un liquide et un gaz et qui a lieu à l'interface liquide-gaz mais à l'ébullition en paroi qui est la formation de bulles lors d'un changement brutal d'un corps de l'état liquide à l'état vapeur. L'ébullition a naturellement lieu lorsque du liquide est en contact avec une paroi dont la température est supérieure à sa température de saturation.

La figure 1.4 représente le diagramme de phase de Clapeyron. La courbe de saturation est limitée en haut par le point critique au delà duquel les deux phases coexistent. A gauche de la courbe de saturation et pour une température inférieure à la température critique, le liquide est dans un état stable et à une température dite « sous refroidie ». De même, à droite de la courbe de saturation et pour une température toujours inférieure à la température critique, la vapeur sera dans un état stable et à une température dite « surchauffée ». Dans des conditions stables, le changement de phase liquide-vapeur s'effectuera suivant le palier BF situé sous la courbe de saturation ; les deux phases pourront alors coexister dans un état dit « saturé ». Dans des conditions dites « hors équilibres », le liquide peut se retrouver dans un état métastable surchauffé sur la portion d'isotherme BC (idem pour la vapeur sous-refroidie sur la portion EF). Localement, le retour à l'équilibre thermodynamique s'effectue lors de la nucléation. Entre les points C et E, le liquide (ou la vapeur) sont instables et tendent donc à revenir à l'état d'équilibre.

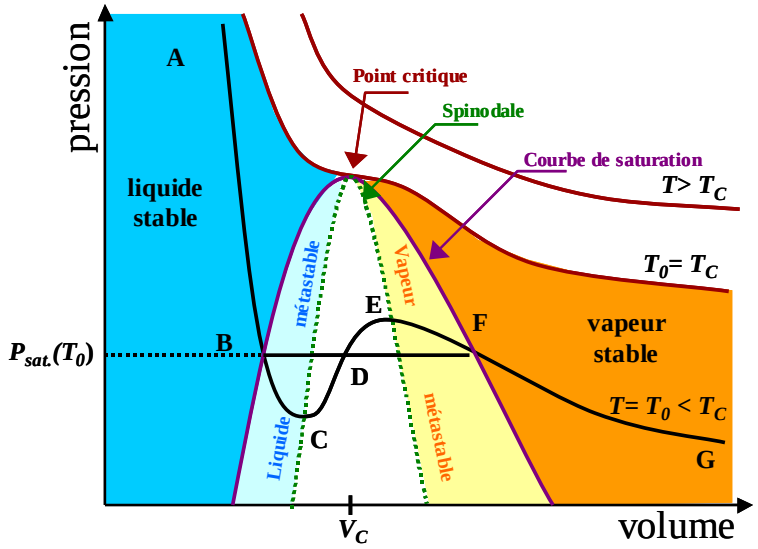


Figure 1.4 : Diagramme de phase de Clapeyron.

1.2.2 Interface liquide-vapeur - tension de surface et effet Marangoni

Lorsque deux fluides non miscibles sont mis en présence, il apparaît une surface de séparation appelée interface. En deçà de la température critique, une interface peut physiquement exister entre un liquide et sa vapeur et les phénomènes qui y apparaissent jouent un grand rôle sur la transition de phase. L'existence même de l'interface est du à un paramètre physique appelé tension de surface et noté « σ_S » exprimée en N/m ou J/m².

Dans un liquide, les molécules subissent entre elles des forces attractives qui dépendent de la nature du fluide considéré (forces de van der Waals). Au sein d'un liquide, une molécule est entourée à sa périphérie par d'autres molécules et ces forces se compensent deux à deux (*figure 1.5*).

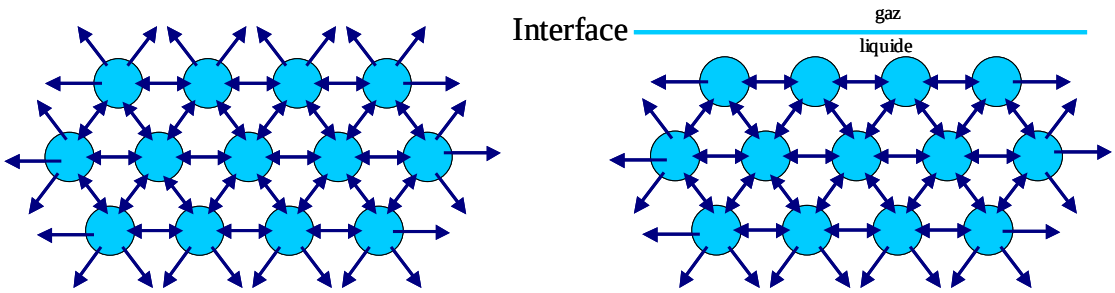


Figure 1.5 : Forces de cohésion intermoléculaires au sein d'un liquide.

En revanche, une molécule en surface n'est entourée de molécules que dans un demi-espace et l'équilibre des forces de van der Waals est rompu (figure 1.5). Il résulte du déséquilibre des forces de cohésion existant entre molécules constituantes du liquide, une force linéique σ appelée tension superficielle, parallèle à la surface et qui s'oppose à un accroissement de celle-ci. En effet, tout accroissement de la surface libre d'un liquide nécessite d'amener à la surface des molécules situées au sein du liquide, ce qui nécessite un travail correspondant à la rupture des liaisons intermoléculaires. La tension superficielle σ_S qui est l'énergie libre par unité de surface formée, se traduit donc par une force par unité de longueur du périmètre l ; elle s'écrit :

$$\sigma_S = \left(\frac{\partial E}{\partial A_I} \right)_{T,p,n_i} = \frac{F}{l} \qquad (1.1)$$

avec

- E, l'énergie libre de surface
- A_I , l'aire interfaciale
- n_i , le nombre de moles du composant i
- F, la force s'opposant à toute augmentation de surface
- l, la longueur du périmètre

Ainsi, une possibilité pour minimiser l'énergie d'une surface est de minimiser sa taille : ceci explique que les gouttes ou les bulles ont tendance à adopter une surface sphérique.

Relation de Laplace-Young

Nous avons vu qu'afin de minimiser son énergie de surface, une bulle adoptait une forme sphérique. En diminuant la taille de la bulle (de rayon R), on diminue sa surface mais aussi son volume. Par conséquent, la pression à l'intérieur de la bulle augmente par rapport à la pression du liquide et s'oppose à cette diminution. L'équilibre des forces appliquées à l'interface, qui sont les forces de pression p_{int} et p_{ext} et les forces de surface, respectivement normales et tangentielles à l'interface, s'écrit alors :

$$p_{\text{int}} - p_{\text{ext}} = \frac{2\sigma_S}{R_{eq}} \tag{1.2}$$

où R_{eq} est le rayon de la bulle à l'équilibre.

Il est à noter que la relation de Laplace (équation 1.2) peut être généralisée quand la surface n'est pas sphérique. On a donc pour un élément de surface curviligne quelconque caractérisé par deux rayons de courbure principaux R_1 et R_2 selon deux directions orthogonales :

$$p_{\text{int}} - p_{\text{ext}} = \frac{\sigma_S}{R_1} + \frac{\sigma_S}{R_2} \tag{1.3}$$

Si le rayon de courbure d'une bulle est faible, la différence de pression entre les deux phases est élevée.

Mouillage et Angle de contact

Si une bulle de vapeur se forme sur une paroi solide chauffée (voir figure 1.6), celle-ci croît généralement en prenant une forme de calotte sphérique caractérisée par un angle de contact θ, angle entre le plan tangent à l'interface et le support (côté liquide).

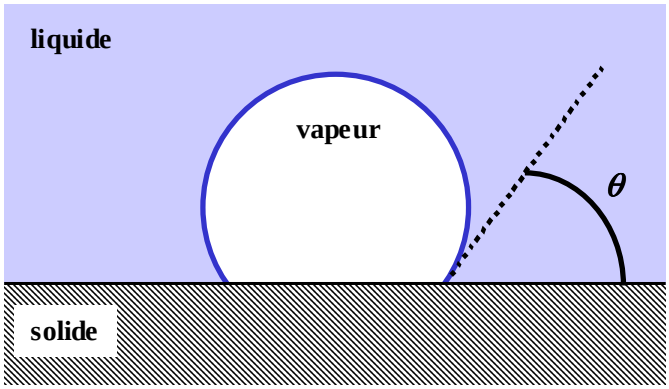


Figure 1.6 : Schématisation de l'angle de contact.

La valeur de cet angle dépend du liquide mais aussi du support. Si θ tend vers zéro, la surface est dite hydrophile (le liquide est mouillant, $\theta<90°$) par contre si θ est obtus, la surface est dite hydrophobe (le fluide est alors non mouillant, $\theta>90°$). Il existe donc trois interfaces : liquide-vapeur, vapeur-solide et solide-liquide. Chaque interface est caractérisée par une tension superficielle qui lui est propre (respectivement $\sigma_{S\,lv}, \sigma_{S\,sv}, \sigma_{S\,sl}$).

Sur la ligne triple, à l'intersection des interfaces liquide-gaz, gaz-solide et solide-liquide, l'équilibre des forces interfaciales agissant se traduit par l'expression de Young :

$$\sigma_{S\,lv} \cos\theta = \sigma_{S\,sv} - \sigma_{S\,sl} \tag{1.4}$$

L'angle de contact varie avec l'état de surface. En présence d'une substance tensioactive, le mouillage est fort et θ sera proche de 0. Lorsque la ligne triple est mobile, l'angle de contact varie et on distingue un angle de contact d'avancée et un angle de recul. L'existence de films

liquides fins, dont la présence joue un rôle sur les transferts thermiques est conditionnée par la valeur de ces angles.

Pour un corps pur, la tension de surface dépend essentiellement de la température (voir tableau 1.1).

T (°C)	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130
$\sigma_s.10^3$ (N/m)	72,78	71,23	69,61	67,93	66,19	64,40	62,57	60,69	58,78	56,83	54,85	52,83

Tableau 1.1 : variation de la tension de surface pour le couple eau-vapeur en fonction de la température de saturation.

En ébullition nucléée sur une paroi chauffée, une bulle de vapeur se forme à partir d'un site de nucléation. Sa croissance, sa forme, son déplacement et finalement son diamètre lorsqu'elle se détache de la paroi sont contrôlés par la compétition entre plusieurs forces :

→ Force capillaire : elle résulte de l'action de la tension superficielle sur le pied de la bulle

→ Force de flottabilité : elle résulte du poids de la bulle et de la poussée d'Archimède

→ Force d'inertie : elle est liée à la croissance de la bulle qui engendre un mouvement de liquide du au déplacement de l'interface liquide-vapeur.

→ Force de traînée et de portance : elles sont dues aux forces de pression et de frottement visqueux exercé par le liquide sur la bulle de vapeur.

Effet Marangoni

Sachant que la tension superficielle est fonction de la température (*T*), de l'ajout d'un tensioactif en concentration (*C*) ou encore d'effets électro-capillaires (*U*), un gradient de l'un de ces paramètres à l'interface va induire un gradient de tension superficielle, *Barthès* (2005):

$$\frac{d\sigma_S}{ds} = \frac{\partial \sigma_S}{\partial T}\frac{dT}{ds} + \frac{\partial \sigma_S}{\partial U}\frac{dU}{ds} + \frac{\partial \sigma_S}{\partial C}\frac{dC}{ds} \qquad (1.5)$$

où *s* désigne l'abscisse curviligne.
Ce gradient de tension superficielle provoque la mise en mouvement de l'interface ; cette instabilité est connue sous le nom d'**Effet Marangoni**. Donc, un gradient de tensioactif à l'interface peut également provoquer un effet Marangoni. Le cisaillement à l'interface se communiquant aux fluides (vapeur et liquide), il s'ensuit un effet de convection dit « Marangoni ».

1.2.3 Formation de la vapeur

La vaporisation caractérise la transition de l'état liquide à l'état gazeux d'un corps. Il existe deux formes particulières de vaporisation : l'ébullition et la cavitation. Ces deux procédés de vaporisation se distinguent par les phénomènes qui contrôlent leur apparition : l'ébullition est contrôlée par les phénomènes thermiques et la cavitation par les phénomènes dynamiques.

L'ébullition qui est le phénomènes auquel nous nous intéressons traduit un changement d'état qui est induit à pression constante par un accroissement de la température du liquide au delà de sa température de saturation (d'après *Benoît* (2003)), ce qui permet d'initier le processus dit de *nucléation*.

La cavitation qui concerne une transition de phase à température constante par une diminution brutale de la pression de saturation (*Brennen* (1995)), est généralement à éviter ou à retarder du fait de ses conséquences néfastes : érosion de cavitation, pertes de performances,…

Dans le cas de l'ébullition, il existe deux types de nucléation : la nucléation homogène et la nucléation hétérogène.

Nucléation homogène

La nucléation homogène concerne la formation de bulles au sein d'un liquide surchauffé, elle est produite par le vide microscopique dû au mouvement thermique des molécules selon *Brennen* (1995).
Nous nous intéressons ici au taux de nucléation en fonction de la surchauffe du liquide. Considérons le diagramme de Clapeyron d'un fluide à la température T_0 inférieure à la température critique (figure 1.7).

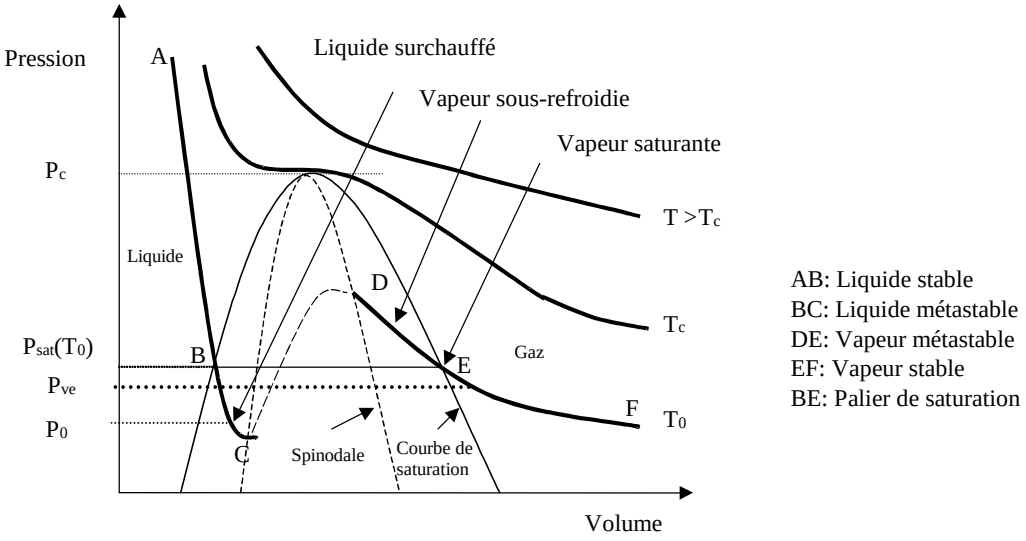


Figure 1.7 : Diagramme thermodynamique pression – volume

Le fluide peut se présenter à l'état monophasique stable en dehors de la courbe de saturation. Il est à l'état de liquide stable dit sous refroidie (isotherme AB) ou à l'état de vapeur stable dit surchauffée (isotherme EF). Ces portions de pentes négatives ($\frac{\partial P}{\partial \upsilon} \prec 0$) se prolongent à l'intérieur de la courbe de saturation, on parle alors d'état hors équilibre dit métastable (isotherme BC : liquide surchauffé et isotherme DF : vapeur sous refroidie). L'enveloppe des limites théoriques ($\frac{\partial P}{\partial \upsilon} = 0$) des états métastables est appelée spinodale. La rupture de l'état métastable induite par la nucléation fait revenir le fluide à l'équilibre thermodynamique sur le palier de saturation BE. Le fluide est alors dans un état diphasique.

Considérons un liquide surchauffé à la pression P_0 et à la température T_0. Pour passer de l'état liquide à l'état vapeur toute molécule doit franchir une barrière d'énergie correspondant au maximum du potentiel thermodynamique (figure 1.8) et nécessaire pour la croissance spontanée du nucleus dont la taille est supérieure au rayon critique (r_e). La rupture de l'état métastable (liquide surchauffée) ne peut être effective que si un nombre suffisant de molécules possédant cette énergie d'activation sont présentes au même instant et en une même région de l'espace pour pouvoir former un nucleus actif.

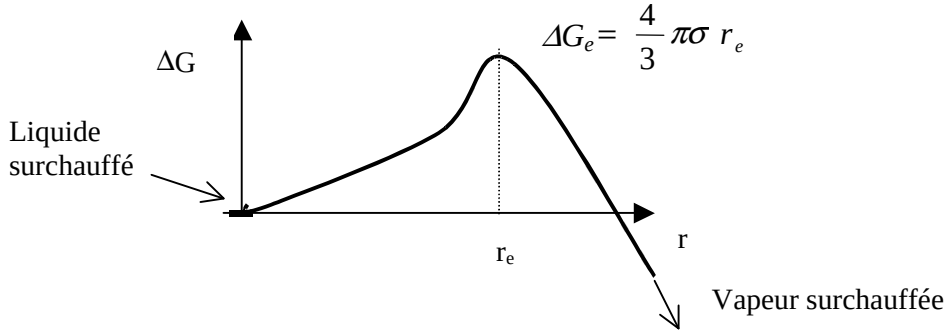


Figure 1.8 : Energie de formation du nucleus en fonction de son rayon.

Pour établir le taux de production d'embryon de vapeur de taille critique ou taux de nucleus actifs ou taux de nucléation, on suppose que le processus de formation des embryons de vapeur est un processus réversible de type collision. Le taux de nucléation du aux fluctuations statistiques peut s'exprimer par :

$$\tau_N(T_0) = N^* \exp[-Gb] \tag{1.6}$$

N^* est un facteur de proportionnalité dont une forme typique est donnée par *Blander et Kartz* (1975) par la relation suivante :

$$N^* = N_l \left(\frac{3\sigma}{\pi m}\right)^{1/2} \tag{1.7}$$

m représente la masse moléculaire de la vapeur et N_l le nombre de molécules par unités de volume présent au sein du liquide.

Gb représente le nombre de Gibbs et est donné par le relation suivante :

$$Gb = \frac{\Delta G_e}{k_B T_0} \tag{1.8}$$

k_B la constante de Boltzmann et ΔG_e le travail réversible de formation d'un nucleus de taille critique (figure 1.8). Cette énergie se met sous la forme :

$$\Delta G_e = \frac{-16\pi\sigma^3}{3(p_{ve} - p_0)^2} \tag{1.9}$$

en tenant compte de l'expression de Laplace Young

$$p_{ve} = p_0 + \frac{2\sigma}{r_e} \tag{1.10}$$

avec r_e rayon du nucleus de vapeur à l'équilibre, σ la tension de surface et p_{ve} pression de la vapeur présente au sein du nucleus. Cette pression peut s'exprimer en fonction de la pression de saturation en tenant compte de l'égalité des potentiels chimiques des phases liquide et vapeur à l'équilibre du nucleus. Soit

$$p_{ve} = p_{sat}(T_0)\exp\left(\frac{v_l\left(p_0 - p_{sat}(T_0)\right)}{RT_0}\right) \tag{1.11}$$

v_l étant le volume massique du liquide surchauffée

Finalement l'expression (1.6) devient selon *Benoît* (2003).

$$\tau_N(T_0) = N_l\left(\frac{3\sigma}{\pi m}\right)^{1/2}\exp\left[\frac{-16\pi\sigma^3}{3k_BT_0\left(p_{sat}(T_0)\exp\left(\frac{v_l\left(p_0 - p_{sat}(T_0)\right)}{RT_0}\right) - p_0\right)^2}\right] \tag{1.12}$$

Nucléation hétérogène

La nucléation hétérogène se produit à l'interface liquide /solide ou liquide /particule.
Selon *Brennen* (1995), on note le développement de microbulles dans les fissures ou discontinuités préexistantes au niveau du solide. Les surfaces apparaissent jouer un rôle de catalyseur dans le déclenchement de l'ébullition. Le taux de production d'embryon de vapeur de taille critique est obtenu par un raisonnement similaire à celui concernant la nucléation homogène. Les seules distinctions notables concernent d'une part la population de molécules à considérer qui ne prend en compte que les seules molécules au voisinage de la surface ; leur nombre est proportionnel à $N_l^{2/3}$ et d'autre part le nombre de molécules contenues au sein des embryons de vapeur qui varie dans ce cas avec l'angle de contact.

Selon *Benoît* (2003), le taux de nucléation pour des parois planes et lisses s'établit comme suit :

$$\tau_N = {N_l}^{2/3}\left(\frac{1+\cos\theta}{2F}\right)\left(\frac{3F\sigma_{lv}}{\pi m}\right)^{1/2}\exp\left[\frac{-16\pi F\sigma^3}{3k_BT_0\left(p_{sat}(T_0)\exp\left(\frac{v_l\left(p_0 - p_{sat}(T_0)\right)}{RT_0}\right) - p_0\right)^2}\right] \tag{1.13}$$

Avec F représentant le rapport entre les énergies de formation des embryons de vapeurs respectivement en nucléation hétérogène et en nucléation homogène.
L'équation (1.14) donne l' expression du facteur de forme en fonction de l'angle de contact θ.
Le rapport de forme F peut être représenté par la figure 1.9 pour des parois lisses et planes.

$$F(\theta) = \frac{2 + 3\cos\theta - \cos^3\theta}{4} \tag{1.14}$$

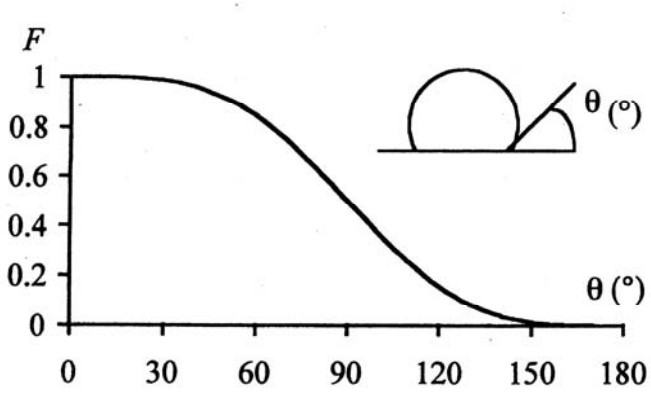


Figure 1.9: Evolution du facteur d'énergie en présence d'une paroi plane.

Pour des fluides fortement mouillants (θ faible) la barrière énergétique est identique à celle de la nucléation homogène ; cependant la probabilité de générer un embryon de vapeur en paroi est plus faible que celui de générer un embryon de vapeur au sein d'un liquide en état métastable car la population de molécules à prendre en compte pour la nucléation hétérogène est réduite.

Le cas des fluides parfaitement non mouillants (θ = 180°) relève de la théorie car les travaux de *Bankoff* (1957) montrent que les angles de contact les plus importants observés expérimentalement sont de l'ordre de 140°. Dans le cas où il existe sur la paroi des cavités remplies d'air ou plus généralement d'incondensables ou de vapeur, et dont le rayon d'ouverture est supérieur au rayon critique de nucléation, la nucléation est initiée pour des surchauffes relativement faibles. Le volume d'incondensables piégés dans les cavités dépend des propriétés interfaciales, de la forme de la cavité et des conditions expérimentales. La présence de gaz piégés crée une interface qui favorise la nucléation. Un critère correspondant au piégeage de gaz dans une cavité conique ou une rainure, caractérisée par un angle de contact au sommet, a été établi par *Bankoff* (1958).

1.2.4 Croissance d'une bulle de vapeur – diamètre de détachement

Il nous semble maintenant fondamental d'étudier les paramètres physiques contrôlant la croissance d'une bulle de vapeur ainsi que les forces qui conditionnent son détachement de la paroi puisque les transferts de chaleur dépendent de la dynamique de la croissance mais aussi des transferts de chaleur convectifs qui ont lieu lorsque la bulle de vapeur se détache de la paroi chauffée. La tension de surface nous apparaît comme un paramètre essentiel.
La croissance d'une bulle de vapeur en paroi surchauffée s'effectue toujours à partir d'un site de nucléation. Ces sites de nucléation sont généralement des cavités d'un diamètre extérieur de quelques microns contenant un embryon de vapeur (ou de gaz incondensables) à partir duquel une bulle de vapeur pourra croître. En théorie, seules des cavités dont le rayon est supérieur à un rayon critique sont activables. Le rayon critique à partir duquel on pourra observer une croissance de bulle est donné par la relation suivante, *Collier et al.* (1999) :

$$r_{\min} = \frac{2\sigma(T_0)T_{sat}(p_0)}{(T_0 - T_{sat}(p_0))\rho_V h_{LV}} \tag{1.15}$$

où T_0 est la température du liquide et p_0 sa pression.

Notons que la tension superficielle joue un rôle direct et pour une paroi donnée, une baisse de la tension superficielle donnera lieu à une activation possible d'un plus grand nombre de sites. Typiquement pour de l'eau à pression atmosphérique, le rayon minimum est de l'ordre du micron.

Intéressons nous maintenant au cycle de vie d'une bulle de vapeur sur une paroi surchauffée. Selon *Carey* (1992), une bulle de vapeur en croissance sur une paroi surchauffée au sein de la couche limite thermique n'est pas de forme sphérique. Le cycle d'ébullition peut être décomposé en cinq phases (figure 1.10):

- La première phase (a) correspond à une destruction de la couche limite thermique provoquée par le départ de la bulle précédente ; du liquide à la température T_0 est mis en contact avec la paroi surchauffée à la température T_p.
- Pendant un temps d'attente t_a, la conduction transitoire entre le liquide et la paroi permet l'établissement de la couche limite thermique (phase b).
- Lorsque la croissance de la bulle s'amorce, une partie de l'énergie nécessaire au changement de phase provient des zones adjacentes surchauffées (phase c). Sa forme est hémisphérique. L'embryon de vapeur peut alors émerger rapidement de la cavité, sa cinétique de croissance est limitée par les effets d'inertie du liquide environnant. La bulle de vapeur ainsi formée est sphérique. On observe à la base de la bulle, une fine couche de liquide connue sous le nom de microcouche d'évaporation.
- Lorsque le transfert de chaleur ne permet plus une croissance rapide de la bulle, les effets de tension superficielle tendent à donner une forme sphérique à la bulle (phase d).
- Enfin, lorsque les forces favorables au détachement de la bulle sont supérieures au forces qui tendent à la maintenir en paroi (force capillaire et force de pression de contact), la bulle se détache et un nouveau cycle peut s'amorcer (phase e).

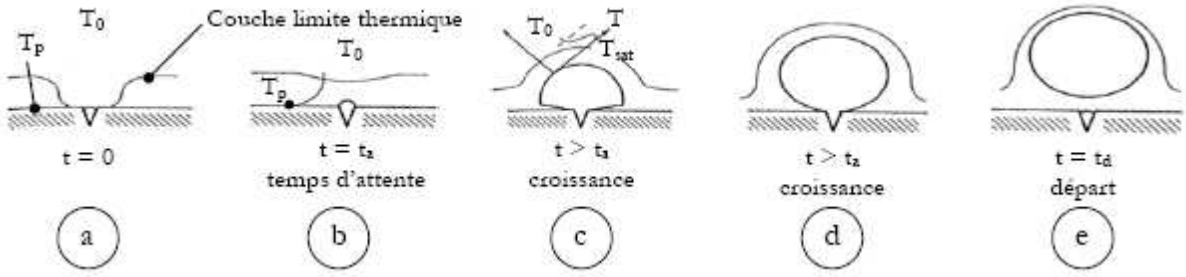


Figure 1.10 : Représentation schématique du cycle d'ébullition en paroi, d'après Carey (1992).

Jusqu'à présent, deux théories se sont affrontées pour décrire la croissance dynamique de la bulle en paroi, l'une postulant que la croissance de la bulle est due à une évaporation sur toute la surface de celle-ci (*Mikic et al.*, 1969). Ces auteurs traitent le problème en deux phases. La première phase correspond à un problème de conduction instationnaire dans le liquide, la deuxième phase correspond à la croissance de la bulle de vapeur. L'autre modèle décrit la croissance de la bulle par évaporation de la micro couche fluide (*Cooper et Lloyd*, 1969). Que l'on considère l'une ou l'autre des approches, l'évolution du rayon de la bulle est donnée par une expression tenant compte des effets de chaleur sensible par rapport à l'énergie de

vaporisation (nombre de Jakob) et de la diffusivité thermique du liquide de la forme $R(t) \propto Ja\sqrt{at}$. Dans cette relation, l'effet de la tension superficielle est masqué et est difficile à quantifier.

Le diamètre de détachement de la bulle de vapeur se formant sur une paroi surchauffée est conditionné par l'équilibre de plusieurs forces. *Fritz* (1935) propose une relation donnant le diamètre de détachement en fonction de la tension superficielle et *Jakob* (1958) a observé que le produit fréquence *f* de détachement par diamètre de détachement D_d était une constante.

$$D_d = 0.0208\theta\sqrt{\frac{\sigma_S}{g(\rho_L - \rho_V)}} \tag{1.16}$$

$$f.D_d = 0.59\left(\frac{\sigma_S\, g(\rho_L - \rho_V)}{{\rho_L}^2}\right)^{0.25} \tag{1.17}$$

Si la tension superficielle du mélange diminue, le diamètre de détachement des bulles sera donc plus faible. En contre partie, la fréquence de bullage sera plus élevée.
L'équilibre d'une bulle de vapeur se formant à la paroi est décrit par l'équation fondamentale de la dynamique (en considérant ici que la vitesse du centre de gravité de la bulle est négligeable) :

$$\overrightarrow{F_\vartheta} + \overrightarrow{F_S} - \int_{A1}(p - \rho_L g\, z).\vec{n}dA - \int_{A2} p_V.\vec{n}.dA + \int_{A1}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}.dA = 0 \tag{1.18}$$

avec

$\overline{\overline{\tau}}$, le tenseur des contraintes visqueuses
$\overrightarrow{F_\vartheta}$, les forces de volume
$\overrightarrow{F_S}$, les forces capillaires
A_1, la surface de la bulle en contact avec le liquide
A_2, la surface de la bulle en contact avec la paroi

L'équation (1.18) peut être réécrite en introduisant la pression de référence p_0, pression à la côte z=0.

$$\overrightarrow{F_\vartheta} + \overrightarrow{F_S} - \int_{A1}(p - p_0).\vec{n}dA - \int_{A1+A2}(p_0 - \rho_L gz).\vec{n}dA + \int_{A2}(p_0 - \rho_L g\, z - p_V).\vec{n}.dA + \int_{A1}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}.dA = 0 \tag{1.19}$$

On fait apparaître ainsi la poussée d'Archimède (4ème terme de l'équation) et la force de contact (5ème terme de l'équation) définie par *Klausner et al.* (1993). Cette force étant négligeable devant les autres, l'équation d'équilibre peut finalement être réduite à l'expression suivante :

$$\overrightarrow{F_\vartheta} + \overrightarrow{F_S} + \overrightarrow{F_{Ar}} - \int_{A1}(p - p_0).\vec{n}dA + \int_{A1}\overline{\overline{\tau}}.\vec{n}.dA = 0 \tag{1.20}$$

Les deux derniers termes de cette équation représentent les forces hydrodynamiques (force d'inertie ou de masse ajoutée, force de traînée visqueuse et force de portance).

Finalement, la seule force susceptible d'être modifiée par un changement de la valeur de la tension superficielle est la force capillaire que nous allons détailler maintenant. Pour pouvoir exprimer cette force capillaire, il faut connaître les angles de contact α (angle d'avancée) et β (angle de recul) ainsi que leurs distributions azimutales (figure 1.11).

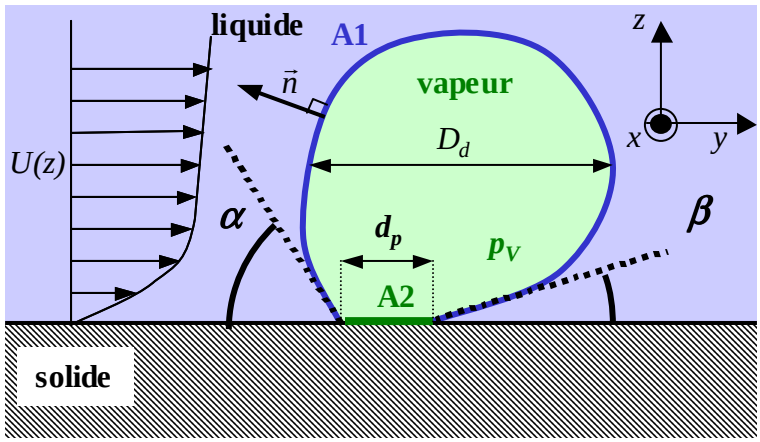


Figure 1.11 : Représentation schématique de la croissance d'une bulle de vapeur attachée à une paroi surchauffée.

Klausner et al. (1993) exprime l'angle de contact azimutal à l'aide d'un polynôme d'ordre 3 en ϕ (azimut) :

$$\gamma(\phi) = \beta + (\alpha - \beta)\left[3\left(\frac{\phi}{\pi}\right)^2 - 2\left(\frac{\phi}{\pi}\right)^3\right] \tag{1.21}$$

Finalement la force de tension superficielle s'exprime, selon les directions y et z, par les expressions suivantes :

$$F_{Sy} = -\int_0^{\pi} d_p \sigma_S \cos\gamma \cos\phi d\phi \approx -d_p \sigma_S \frac{\pi(\alpha-\beta)}{\pi^2-(\alpha-\beta)^2}[\sin\alpha + \sin\beta] \tag{1.22}$$

$$F_{Sz} = -\int_0^{\pi} d_p \sigma_S \sin\gamma d\phi \approx -d_p \sigma_S \frac{\pi}{\alpha-\beta}[\cos\beta - \cos\alpha] \tag{1.23}$$

1.2.5 Conclusions

Cette étude montre qu'une modification de la tension de surface a plusieurs conséquences sur l'ébullition en paroi. Une baisse de la tension superficielle va engendrer une augmentation du nombre de sites de nucléation par la diminution du rayon critique. Si la cinétique de croissance ne semble pas dépendre de la tension superficielle (car elle dépend essentiellement du nombre de Jakob), le diamètre au détachement des bulles sera plus faible car les forces capillaires contribuent à maintenir la bulle attachée à la paroi. La conséquence de la diminution du diamètre de détachement est l'augmentation de la fréquence de bulle. Le transfert de chaleur sera donc amélioré d'une part par l'augmentation des effets de microconvection.

1.3 Ebullition sous jet impactant – transfert de chaleur et paramètres d'influence

Plusieurs paramètres influencent les régimes d'ébullition, principalement la température de sous-saturation du fluide, la tension de surface, la mouillabilité, l'état de surface de la paroi et l'état thermodynamique du liquide. Cependant l'importance relative de ces différents paramètres sur le transfert de chaleur à la paroi dépend aussi du régime d'ébullition car les mécanismes physiques mis en jeux sont différents dans chaque régime. C'est pourquoi, pour chaque régime, nous allons rappeler les lois (ou corrélations) donnant le flux de chaleur extrait en fonction du régime d'ébullition ; nous pourrons ainsi mieux comprendre dans quelle mesure interviennent les différents paramètres. Nous nous placerons dans le cas d'un jet impactant une surface statique car c'est cette configuration particulière que nous avons choisie pour la suite de notre étude.

1.3.1 Hydrodynamique du jet impactant et régimes d'ébullition

La figure 1.12 représente les différentes zones d'écoulement dans le cas d'un jet axisymétrique à surface libre impactant une surface plane immobile lorsque la température de celle-ci est inférieure à la température de saturation du fluide considéré. Dans ce cas, on n'observe aucun changement de phase et le transfert de chaleur est entièrement contrôlé par l'écoulement en proche paroi.

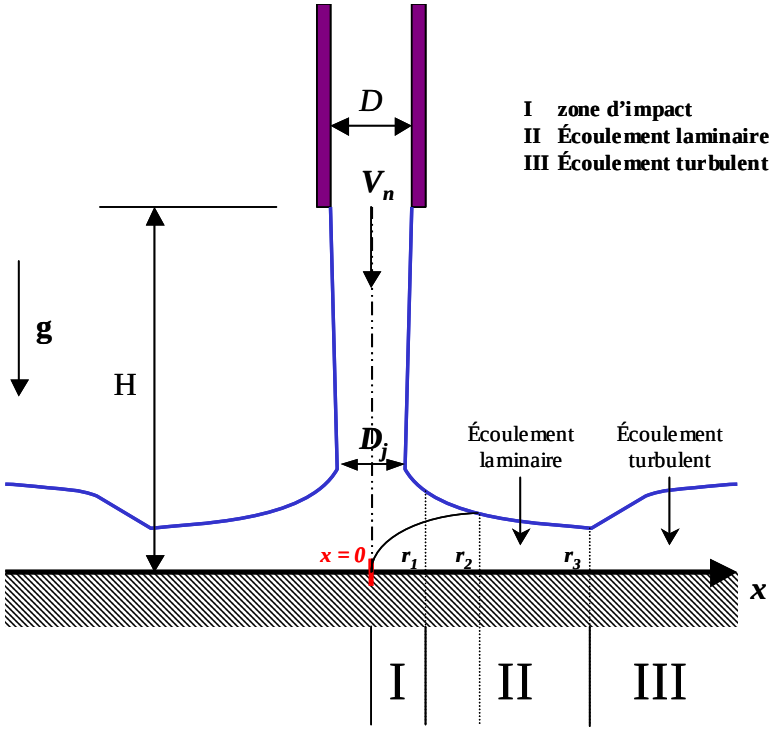


Figure 1.12 : Zones d'écoulement pour un jet axisymmétrique impactant une surface plane.

Dans ce type de configuration, on distingue trois zones d'écoulement :

→ $2x/D_j < 1.57$: la **zone d'impact** (I) du jet où la pression statique évolue rapidement car le fluide est rapidement accéléré dans cette zone.

→ $1.57 < 2x/D_j < r_3^* = 600.Re_j^{-0.422} = 2r_3/D_j$: la **zone d'écoulement laminaire** (II) où le fluide va s'étaler dans toutes les directions, la couche limite laminaire a atteint la surface libre ($r_2^*=0.282.Re_j^{-0.33}$) et la vitesse moyenne du fluide est proche de celle du jet. La couche limite thermique n'a pas encore atteint la surface libre. La pression statique n'évolue plus dans cette zone. Du fait de l'étalement du jet, la couche de fluide va progressivement diminuer.

→ $2x/D_j > r_3^* = 600.Re_j^{-0.422}$: la **zone d'écoulement turbulent** (III). La vitesse du fluide a largement diminué et l'écoulement est devenu turbulent. La couche de fluide dans cette zone va rapidement s'épaissir (car la vitesse diminue) et le ressaut hydraulique va apparaître.

La vitesse du jet est estimée d'après l'équation de Bernoulli en supposant que la pression à l'impact est égale à la pression atmosphérique. La vitesse ainsi calculée est une estimation étant donné que l'on ne tient pas compte de la présence éventuelle de tourbillons.

$$V_j = \sqrt{V_n^{\,2} + 2gH} \tag{1.24}$$

Dans certains cas, on peut approximer la vitesse d'impact par la vitesse débitante c'est-à-dire pour des grandes vitesse de jets ou de faibles hauteurs de jet verifiant la relation (1.25).

$$\frac{H}{V_n^2} << 5.10^{-2} \tag{1.25}$$

Le diamètre du jet à l'impact est défini comme suit, en considerant la conservation du débit :

$$D_j = \sqrt{\frac{V_n}{V_j}}\, D \tag{1.26}$$

La configuration du jet impactant influe sur la température de saturation car les conditions de saturation locale le long de la surface dependent de la distribution de pression. Ainsi au point d'impact, en considerant l'equation de Bernoulli avant et à l'impact du jet, on établit la relation suivante entre la variation de pression et la vitesse d'impact du jet :

$$\Delta P \approx \frac{\rho V_j^2}{2} \tag{1.27}$$

Ainsi pour un jet d'eau à saturation, à la pression ambiante de 1 bar ; une vitesse d'impact de 10 m/s induit une surpression de 0,5 bar et donc une température de saturation à l'impact de 111°C. Inversement il faut une vitesse d'impact de 3,2 m/s pour faire passer la température de saturation de 100°C à 101°C.

Lorsque la température de la surface d'impact est supérieure (au moins localement) à la température de saturation du liquide, le changement de phase peut s'opérer. Dans le cas d'un refroidissement transitoire, si la température initiale de la surface est largement supérieure à la température de Leidenfrost (température d'apparition du régime de caléfaction), tous les régimes d'ébullition vont être observés ; depuis le régime de caléfaction jusqu'à la convection forcée monophasique. Comme nous l'avons déjà illustré dans l'introduction de ce chapitre, les jets impactant offrent la particularité de pouvoir observer au même instant différents régimes d'ébullition ; depuis le régime de convection monophasique (à l'impact, lieu où le refroidissement est le plus intense) jusqu'au régime de caléfaction (loin de l'impact). Cette évolution est rappelée une nouvelle fois sur la figure 1.13.

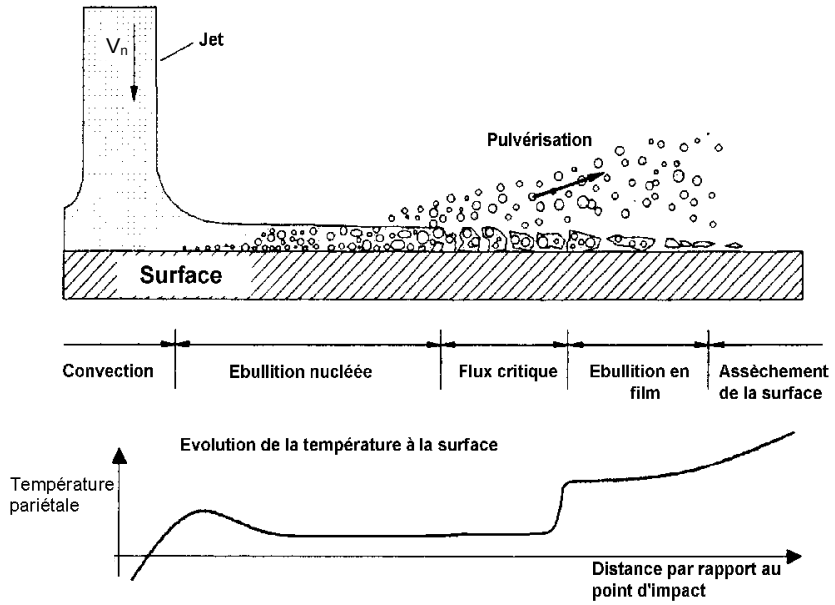


Figure 1.13 : Régimes d'écoulement et d'ébullition pour un jet libre impactant une surface plane pour un refroidissement à flux contrôlé.

1.3.2 Transfert de chaleur en convection forcée monophasique

En règle générale, les corrélations de transfert de chaleur dans ce régime sont décrites par l'équation (1.28) suivante :

$$Nu = C.Re^{m}Pr^{n} \qquad (1.28)$$

Les constantes *C, m et n* dépendent de la géométrie du jet et de la géométrie de la surface d'impact. Les nombres adimensionnels de Nusselt (*Nu*), Reynolds (*Re*) et Prandtl (*Pr*) tiennent compte des propriétés thermophysiques du fluide à sa température en sortie de buse.

→ Zone d'impact :

Dans le tableau 1.2, nous donnons quelques corrélations issues de la littérature et uniquement valides dans le cas d'un nombre de Prandtl supérieur à l'unité. Mise à part la corrélation de *Liu et al* (1991), toutes les corrélations citées dans le tableau 1.2 concernent une surface statique impactée par un jet d'eau plan.

Auteurs	**Type de mesure**	***C***	***m***	***n***	***Plage de Re_j***
Zumbrunnen (1988)	Transitoire Données moyennées pour $4s \leq t \leq 7s$	*0,149*	*0,666*	*0,4*	10^4 - 9.10^4
Liu et al. (1991)	Stationnaire Flux imposé	*0,715 (0,5<Pr<3)* *0,797 (Pr>3)*	*0,5*	*0,4*	$2.10^4 – 10^5$
Bartoli et al. (1993)	Stationnaire Flux imposé	*0,037*	*0,80*	*0,4*	$Re_j \geq 5000$
Wolf (1993)	Stationnaire Flux imposé	*0,202*	*0,62*	*0,4*	3.10^4 - 6.10^4
Vader (1988)	Stationnaire Flux imposé	*0,28*	*0,58*	*0,4*	2.10^4 - 9.10^4
Robidou (2000)	Stationnaire Température imposée	*0,31*	*0,61*	*0,4*	1700 - 2700
Kouachi (2006)	Instationnaire	*0,05*	*0,76*	*0,4*	3900 - 14000

Tableau 1.2 : Corrélations au point d'impact.

Les propriétés thermophysiques sont estimées à la température du jet incident.

→ Zone d'écoulement

Auteurs	Régime d'écoulement	*C*	*m*	*n*	*Plage de Re_x*
Mc Murray et al. (1966)	Laminaire Turbulent	*0,75* *0,037*	*0,50* *0,8*	*0,33* *0,33*	$Re_{x,c}= 3.10^5$
Vader (1988)	Laminaire	*0,89*	*0,48*	*0,4*	$100 - 10^5$ $Re_{x,c}= 3.10^5 \pm 2{,}7.10^4$
Robidou (2000)	Laminaire	*0,81*	*0,53*	*0,4*	5000 - 6000
Kouachi (2006)	Turbulent	*0,042*	*0,78*	*0,33*	$10^4 – 10^5$

Tableau 1.3 : Corrélations dans la zone d'écoulement.

avec $\mathrm{Re}_x = \frac{V_j x}{\nu}$; $Nu_x = \frac{h_x x}{\lambda}$; x étant la distance entre le point d'impact et le point de mesure ; $Re_{x,c}$ représente le nombre de Reynolds critique

En général, m = 0,5 est représentatif d'un écoulement dans la couche limite laminaire et m=0,8 dans la couche limite turbulente. La transition entre la couche limite laminaire et turbulente, se situe à un nombre de Reynolds de l'ordre de $3{,}6.10^5$ (*Vader*, 1988).

1.3.3 Transfert de chaleur en ébullition convective

Comme nous l'avons dit dans l'introduction de ce chapitre, les courbes d'ébullition sous jet impactant présentent une particularité dans la zone de stagnation (plateau de flux) mais ce phénomène mis à part, tous les régimes d'ébullition peuvent y être observés. Dans ce qui suit, nous donnerons des corrélations issues de la littérature depuis le régime d'ébullition nucléée

jusqu'au régime d'ébullition en film pour les deux zones (zone de stagnation et zone d'écoulement).

→ Début de l'ébullition

Concernant le régime d'ébullition nucléée naissant, peu de données sont disponibles dans la littérature. *Miyasaka et Inada* (1980) estiment le flux extrait q'' au début de l'ébullition au point d'impact par une relation ne faisant intervenir que la seule vitesse du jet comme paramètre :

$$q''_{ONB} = 1{,}4.10^{6} V_n^{\,0{,}56} \qquad (1.29)$$

Cette relation est validée pour des températures de sous-refroidissement de 85 à 108K (la température du jet est de 15°C et la détermination de la température de saturation est basée sur la pression de stagnation). Notons, qu'en général, l'ébullition apparaît pour des surchauffes de l'ordre de $\Delta T_{sat.}$=30K.

→ Ébullition nucléée pleinement développée

La figure 1.14 représente les différentes corrélations obtenues par quelques auteurs dans des configurations aussi différentes que des jets libres, circulaire ou plan, des jets immergés ou en en ébullition libre. Cette figure montre que quelle que soit la configuration, l'ébullition pleinement développée semble être essentiellement contrôlée par la surchauffe pariétale.

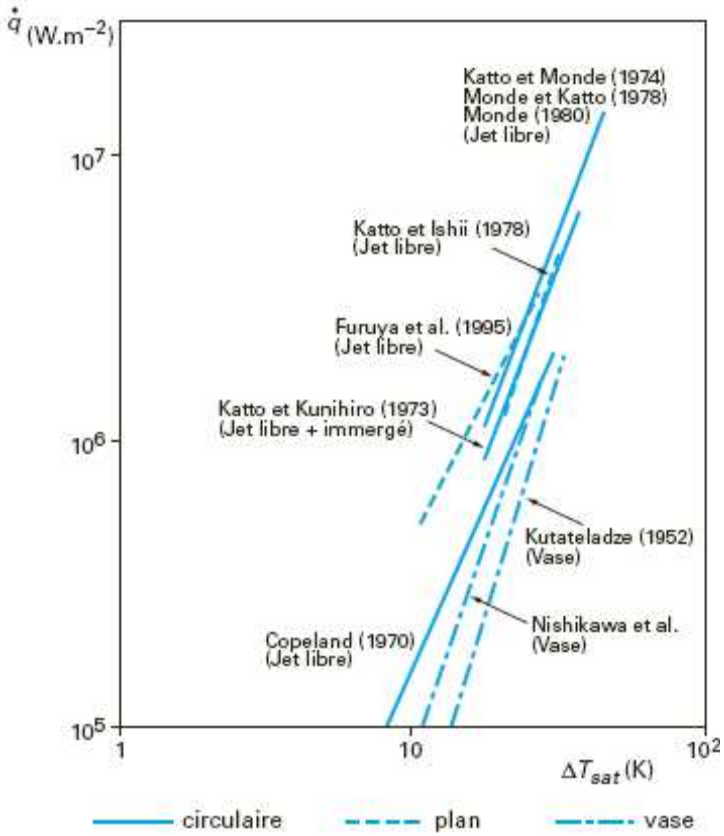


Figure 1.14 : Comparaison de différentes corrélations en ébullition nucléée, d'après *Kandlikar* (1999).

Les corrélations en ébullition nucléée pleinement développée donnent le flux extrait en fonction de la température de surchauffe à une puissance de l'ordre de 3, sous la forme :

$$q''_{FNB} = C\ \Delta T_{sat}^{n} \tag{1.30}$$

Le tableau 1.4 donne un récapitulatif des différentes corrélations dans le cas de l'eau. Le symbole *a* dans le tableau fera allusion aux corrélations obtenues graphiquement, elles doivent donc être considérées comme approximatives ; le symbole *b* se réfère à des corrélations établies dans la zone d'écoulement.

Auteurs	Type de jet	Type de mesure	C	n	Plage de ΔT_{sat} (K)
Katto et Kunihiro (1973)[a]	Circulaire-libre	Stationnaire Flux imposé	340	2,7	18 - 38
Ishigai et al. (1978)[a]	Plan-libre	Transitoire	42	3,2	26 - 47
Monde (1980)[a]	Circulaire-libre	Stationnaire Flux imposé	450	2,7	18 - 46
Miyasaka et al. (1980)	Plan-libre	Stationnaire Flux imposé	79	3,0	26 - 90
Wolf (1993)[b]	Plan-libre	Stationnaire Flux imposé	63,7	2,95	23 - 51
Bartoli et al. (1993)[a]	Plan-libre	Stationnaire Flux imposé	5,5	4,1	17 - 22
Robidou (2000)[b]	Plan-libre	Stationnaire Température imposé	80	3,0	10 - 30
Kouachi (2006)	Plan-libre	Transitoire	95,7	2,34	15 - 50

Tableau 1.4 : Corrélations pour le régime d'ébullition nucléée pleinement développée, dans le cas d'une surface statique impactée par un jet d'eau à surface libre.

→ Flux critique

Ishigai et Mizuno (1974) proposent au point d'impact, la corrélation suivante pour un jet d'eau circulaire impactant la face inférieure d'une surface plane en acier inox :

$$q''_{CHF} = 0{,}0142\left(\frac{V_n}{D}\right)^{0{,}34} \Delta T_{sub}^{1{,}15} \tag{1.31}$$

où q'' *(*MW/m²*) ;* $45 \le \Delta T_{sub} \le 80\text{K}$; $1{,}3 \le V_n \le 9{,}0\,\text{m/s}$ *(vitesse en sortie de buse) et* $5{,}7\times10^{-3} \le D \le 17{,}0\times10^{-3}\,\text{m}$

La corrélation de *Miyasaka et al.* (1980) a été établie au point d'impact, pour un jet d'eau plan impactant un cylindre, en régime stationnaire :

$$q''_{CHF} = 0{,}16 h_{lv}\rho_v\left(1+0{,}86 V_n^{\,0{,}38}\right)\left(1+0{,}112\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0{,}8}\left(\frac{c_{p_l}\Delta T_{sub}}{h_{lv}}\right)^{1{,}13}\right)\left(\frac{\sigma_S\ g(\rho_l-\rho_v)}{\rho_v^{\,2}}\right)^{0{,}25} \tag{1.32}$$

(q'' en kW/m²)

Miyasaka et al. (1980) considèrent dans leur corrélation la vitesse en sortie de buse ($1{,}1 \le V_n \le 15{,}3\,m/s.$). La valeur de cette vitesse n'est pas corrigée en fonction de la distance buse/surface. Dans leur configuration, cette distance est égale à 15 mm et le jet impacte au niveau de la surface inférieure. Les manipulations sont effectuées à très fort sous-refroidissements (T_j=15°C) avec $85 \le \Delta T_{sub} \le 108$K ($T_{sat}$ considérée à la pression d'impact).

Dans la zone d'écoulement, la corrélation la plus utilisée est celle de *Monde* (1985), qui est corrigée par un facteur tenant compte de la sous saturation du jet, *Nonn et al.* (1988). La corrélation ainsi obtenue donne une meilleure approximation des données de *Hall et al*. (2001), qui ont étudié la trempe d'un disque de cuivre cylindrique par un jet d'eau circulaire à surface libre ($\Delta T_{sub} = 75$K ; $2{,}0 \le V_n \le 4{,}0$ m/s *et* $D = 5{,}1.10^{-3}$ m).

$$q''_{CHF} = 0{,}221 h_{lv} \rho_v V_n \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0{,}645} \left(\frac{\rho_l V_n^2 (2x - D_n)}{2\sigma_S}\right)^{0{,}343} \left(1 + \frac{2x}{D}\right)^{-0{,}364} \left(1 + 0{,}952\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0{,}118} \left(\frac{c_{p_l} \Delta T_{sub}}{h_{lv}}\right)^{1{,}414}\right) \quad (1.33)$$

x représente la distance par rapport à l'impact.

Kouachi (2006) propose une corrélation identique à celle de *Miyasaka et al.* (1980) mais validée sur une plus grande plage de températures de sous-refroidissement (15-50K) :

$$q''_{CHF} = 0{,}16 h_{lv} \rho_v \left(1 + 0{,}86 V_n^{\,0{,}38}\right)\left(1 + 0{,}328\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0{,}56}\left(\frac{c_{p_l} \Delta T_{sub}}{h_{lv}}\right)\right)\left(\frac{\sigma_S\, g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^{\,2}}\right)^{0{,}25} \quad (1.34)$$

→ Ebullition de transition

Au point d'impact, celle-ci se caractérise par un plateau de flux étendu à des surchauffes importantes. Dans la littérature, seules les corrélations de *Robidou* (2000) et *Seiler* (2003) permettent d'estimer le flux extrait :

$$q'' = 5{,}46.10^6 V_j^{\,1{,}07} \Delta T_{sub}^{\,0{,}83} \quad \text{selon } \textit{Robidou} \quad (1.35)$$

$$q'' = 0{,}15 \rho_l c_p \Delta T_{sub} \left(\sigma_S \frac{V_j^2}{2l}\right)^{0{,}25} (\rho_l - \rho_v)^{-0{,}25} \quad \text{selon } \textit{Seiler} \quad (1.36)$$

Dans la zone d'écoulement, il n'existe pas de corrélation permettant d'estimer le flux extrait.

→ Température de remouillage

Kokado et al. (1984) se sont intéressés au phénomène de remouillage pour un jet d'eau circulaire à surface libre. Ils ont remarqué, que le remouillage commence au point d'impact et s'étend radialement dans l'écoulement dans le temps, lors de la trempe d'une plaque d'acier. Les auteurs proposent à l'impact la corrélation (1.37) :

$$T_{rem} = 1150 - 8T_L \tag{1.37}$$

avec $71 \le T_l \le 92°C$; T_{rem} (°C)

Robidou (2000) établit la corrélation 1.38 au point d'impact, lors du refroidissement stationnaire d'une plaque en nickel par un jet d'eau plan libre.

$$T_{rem} = 326 + 17{,}6\Delta T_{sub}{}^{0,8} \tag{1.38}$$

Avec $5 \le \Delta T_{sub} \le 19°C$ et T_{rem} (°C)

→ Ebullition en film

Le dispositif expérimental de *Robidou* (2000) permet de déterminer l'influence de la vitesse et de la sous saturation sur les flux extraits. L'auteur propose la corrélation (1.39) pour la configuration d'un jet d'eau libre au point d'impact :

$$q''_{film} = 0{,}0538.10^6 V_j{}^{0,6}(5{,}5 + \Delta T_{sub}) \tag{1.39}$$

Avec $6 \le \Delta T_{sub} \le 17K$; $0{,}60 \le V_j \le 0{,}94$ m/s

Liu et Wang (2001) ont établi une corrélation empirique adimensionnelle (1.40) qui permet de prédire les données expérimentales de *Ishitani et al.* (1976), qui ont étudié le refroidissement transitoire d'une plaque d'acier par jet d'eau plan impactant, ($5 \le \Delta T_{sub} \le 35$K ; $1{,}0 \le V_j \le 3{,}17$ m/s *et l* = 6,2 mm)

$$\frac{q''_{film} \times l}{\Delta T_{sat} \lambda_L} = 2\,\mathrm{Re}_j^{0,5}\,\mathrm{Pr}_j^{à,166}\left(\left(\frac{\lambda_v}{\lambda_L}\right)\left(\frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T_{sat}}\right)\right)^{0,5} \tag{1.40}$$

Avec $\mathrm{Re}_j = \dfrac{V_j l}{\nu}$ et $\mathrm{Pr} = \dfrac{\nu}{a}$

Dans la zone d'écoulement, *Hatta et al.* (1984) proposent la corrélation (1.41) à partir des données expérimentales de *Kokado et al.* (1984) obtenues pour un refroidissement transitoire.

$$h = 200\frac{2420 - 21{,}7T_L}{\Delta T_{sat}{}^{0,8}} \tag{1.41}$$

Avec $71 \le T_L \le 92°C$

La majeure partie de ces corrélations ont été établies en considérant une analyse dimensionnelle du problème ; celle-ci faisant apparaître des groupement adimensionnels qui reflètent les phénomènes physiques mis en jeu.

→ **Nombres adimensionnels caractéristiques** :

- nombre de **Prandtl** : $\mathrm{Pr} = \frac{\mu c_p}{\lambda}$, il compare les effets visqueux et diffusifs (convection forcée monophasique)

- nombre de **Reynolds** : $\mathrm{Re} = \frac{\rho V D_h}{\mu}$, il compare les effets visqueux et inertiels (convection forcée monophasique)

- nombre de **Bond** : $Bo = \frac{g(\rho_L - \rho_V) {D_h}^2}{\sigma}$, il compare les effets gravitaires et capillaires

- nombre de **Jakob** : $Ja = \frac{\rho_L C_p \Delta T}{\rho_V h_{LV}}$, il compare les effets de chaleur sensible et de chaleur latente

- nombre **capillaire** : $Ca = \frac{\mu_L V}{\sigma}$, il compare les effets visqueux et capillaires

1.3.4 Conclusions

Il s'agissait dans cette partie de mettre en évidence les paramètres essentiels contrôlant le transfert de chaleur pariétal pour des jets impactant une paroi chaude. Pour la suite de notre étude, il est important de comprendre comment ont été établies les corrélations ou lois de transfert de chaleur.

Dans le cas qui nous intéresse, quelles sont les conséquences sur le flux de chaleur extrait d'une modification de la tension de surface ou de la mouillabilité (les deux sont liées) dans les régimes que nous venons de décrire ? S'agissant d'un mélange eau-huile, les propriétés moyennes du fluide sont modifiées, et par conséquent les transferts de chaleur seront différents même si la concentration en huile est faible (ce qui est notre cas). A priori, les mélanges eau-huile donnent lieu à des émulsions ; la phase dispersée (huile) se retrouvant sous la forme de gouttelettes dans un milieu continu (eau). La taille des gouttelettes dépend en grande partie du mélangeage initial. La masse volumique de l'huile étant plus faible que celle de l'eau, l'huile et l'eau finissent par se séparer.

Dans ce qui suit, nous étudions les conséquences d'une modification de la tension de surface et de la mouillabilité sur les transferts de chaleur d'un corps pur.

1.4 Effets de l'ajout d'additifs sur le transfert thermique

L'ajout d'additifs pour améliorer le transfert thermique par ébullition a fait l'objet de plusieurs publications surtout en ce qui concerne l'ébullition en vase. Les surfactants (tensioactifs qui réduisent la tension superficielle) ont des impacts sur le transfert thermique car en modifiant la tension de surface, on modifie le diamètre de détachement des bulles notamment en ébullition nucléée. Dans ce qui suit, nous faisons un état de l'art sur l'influence de la composition du fluide (essentiellement les tensioactifs et polymères) sur le transfert de chaleur en ébullition.

En général, un agent tensioactif est une molécule amphiphile possédant une partie hydrophile et une partie hydrophobe. La partie hydrophile est constituée d'une longue chaîne carbonée tandis que la partie hydrophobe va déterminer la famille du tensioactif :

- anionique (carboxylates, sulfates, sulfonates)
- cationique (bactéricides)
- non ionique (chaîne polymère)

Les agents tensioactifs migrent donc de façon préférentielle vers les interfaces et viennent s'insérer entre les molécules d'eau, modifiant ainsi l'équilibre des forces à l'interface. La tension de surface résultant de cet équilibre est donc altérée et il ne suffit que de quelques ppm d'agent tensioactif pour modifier largement la tension de surface. La plupart des auteurs ont observé une augmentation du transfert de chaleur lors d'un ajout de surfactants.

L'effet de l'addition de polymères, d'huiles ou de tout autre additif entraînant l'apparition d'une troisième phase voire d'une quatrième phase en plus du liquide et de sa vapeur est plus mal connu. L'amélioration ou la dégradation du transfert de chaleur est liée à une modification de la viscosité du fluide lorsque les concentrations sont importantes (les polymères étant de longues molécules, ils confèrent au fluide des propriétés élastiques). Des auteurs notent tout de même une modification de la tension de surface par ajout de polymère en faible concentration ; la vitesse de diffusion de ces longues chaînes moléculaires peut varier d'un ordre de grandeur allant de la seconde à la minute.

Nous présentons plus en détail dans la partie suivante un état de l'art non exhaustif des études effectuées sur l'influence de la composition du fluide de refroidissement sur le transfert thermique par ébullition.

1.4.1 Effet de l'ajout d'un agent tensioactif

Yang et Maa (1983) ont étudié l'effet des surfactants sur le transfert de chaleur en ébullition nucléée en vase à la surface d'une plaque afin de déterminer le coefficient de transfert thermique et le flux critique dans le cas où le liquide est additionné de deux surfactants : le SLBS (lauryl benzène sulfonate de sodium) et le SLS (lauryl sulfate de sodium). Ils observent que ces additifs ont pour effet de gêner la coalescence des bulles de vapeur produites sur la surface de l'élément chauffé. Ainsi, pour un même flux de chaleur, les bulles de vapeur deviennent sensiblement plus petites en taille mais plus grandes en nombre que dans le cas de l'eau pure, et l'ébullition nucléée persiste à des flux de chaleur très supérieurs au flux critique dans le cas de l'eau pure. Dans le régime d'ébullition nucléée, l'ajout d'une petite quantité de surfactants augmente considérablement le coefficient de transfert thermique (cf. figure 1.15).

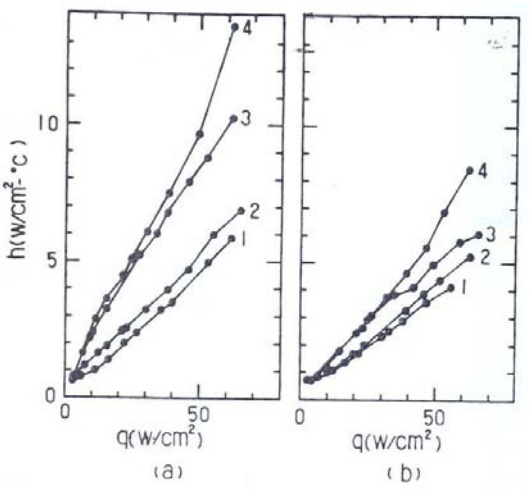


Figure.1.15 : Effet des surfactants sur le coefficient de transfert en ébullition nucléée : (a) pour le SLS ; (b) pour le SLBS : 1, pour l'eau pure ; 2 pour 20 ppm ; 3pour 50 ppm ; 4 pour 100 ppm, *Yang et Maa* (1983).

Ces auteurs ont montré que le flux critique augmentait considérablement en fonction de la concentration de surfactants. Par ailleurs, le lauryl sulfate de sodium (SLS) qui a un effet plus prononcé sur le coefficient de chaleur (cf. figure 1.15) que le lauryl benzène sulfonate de sodium (SLBS) a un effet moindre sur le flux critique (cf. figure 1.16).

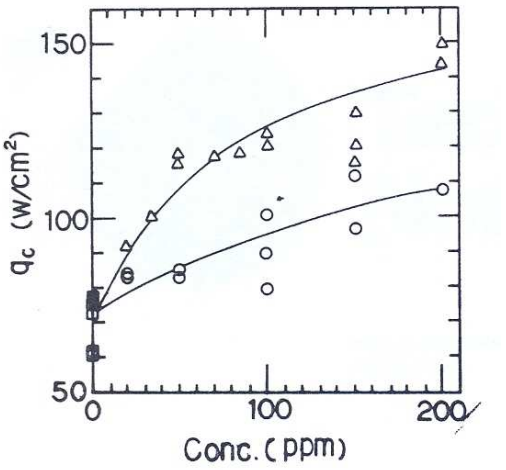


Figure 1.16 : Effet des surfactants sur le flux critique de chaleur : **Δ** pour le SLBS ; **o** pour le SLS ; pour l'eau pure, *Yang et Maa* (1983).

Tzan et Yang (1990), ont étudié l'effet des surfactants sur le transfert thermique dans le régime d'ébullition nucléée en vase pour un tube horizontal en acier inoxydable dans de l'eau pure et dans l'eau avec du lauryl sulfate de sodium (SLS) pour une large gamme de concentrations de surfactants. Les résultats ont montré qu'une petite quantité de surfactant augmente considérablement le coefficient de transfert thermique d'ébullition nucléée. En outre, ils ont montré qu'il existait une concentration optimale de surfactants pour laquelle le flux de chaleur était maximal et toute augmentation de concentration au delà de cet optimum abaissait ce coefficient (voir figure 1.17). Les auteurs ont attribué l'effet constaté à la rapide extension de l'interface liquide-vapeur durant la croissance et la coalescence des bulles de vapeur.

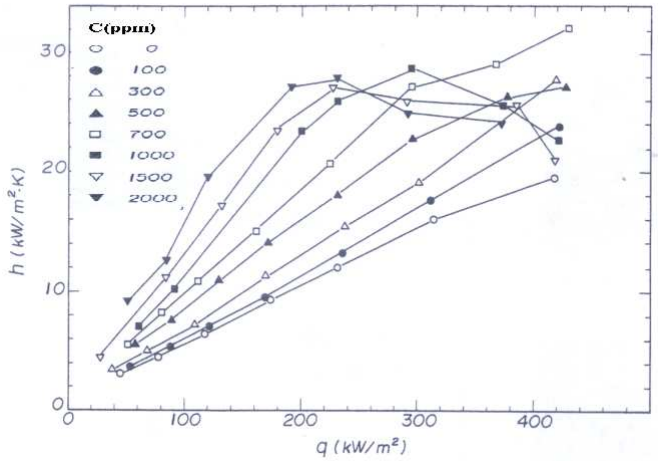


Figure 1.17 : Evolution du coefficient de transfert thermique en ébullition nucléée en fonction du flux pour différentes concentrations de surfactant, *Tzan et Yang* (1990).

Wu et al.(1995) ont étudié l'effet des surfactants sur le transfert thermique dans le régime d'ébullition nucléée en vase à la surface d'un tube horizontal dans l'eau avec neuf surfactants différents. Ils ont montré que l'amélioration du transfert thermique était liée à la diminution de la tension superficielle et ils ont tenté sans succès de trouver une corrélation directe entre la diminution de la tension superficielle et l'amélioration du coefficient de transfert thermique (voir figure 1.18). Ils ont finalement conclu que la tension superficielle n'était peut être pas le seul facteur responsable de l'amélioration du coefficient de transfert thermique et ont avancé comme hypothèses que la concentration, le type de surfactant, la surchauffe et la nature de la surface d'ébullition peut influencer le transfert thermique par ébullition.

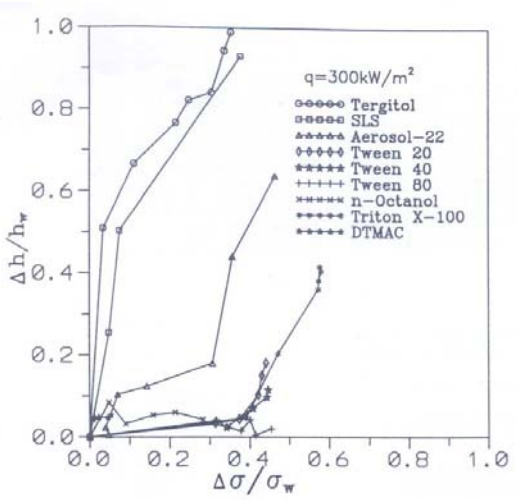


Figure 1.18 : Corrélation entre l'amélioration du transfert thermique et la baisse de la tension de surface, *Wu et al.(*1995).

Qiao et Chandra (1998) ont étudié l'amélioration du transfert thermique par ajout de surfactants lors du refroidissement par spray (avec de l'eau pure et un mélange eau + sulfate dodécylique de sodium en utilisant deux valeurs différentes de flux massique de liquide (0.5 et $2.8\,kg/m^2s$)) sur une plaque chauffée en cuivre. Les effets sur le transfert thermique sont conséquents : augmentation de façon substantielle du flux dans le régime d'ébullition nucléée (d'environ 300 %) (voir figure 1.19), du flux critique et diminution de la température de remouillage ainsi que celle du début de la nucléation.

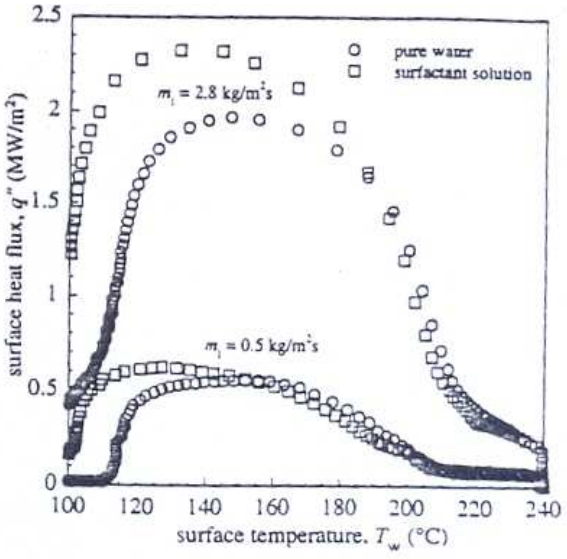


Figure 1.19 : Effet du surfactant sur le flux de transfert thermique du refroidissement par spray, *Qiao et Chandra* (1998).

Hetsroni et al (2001) ont étudié l'effet d'un surfactant cationique (Habon G) sur la croissance des bulles, et celui de la tension superficielle ainsi que de la viscosité sur le transfert thermique en ébullition en vase pour une plaque en constantan. Les résultats ont montré que l'ajout de surfactant conduit à un déclenchement plus précoce de l'ébullition.
Pour l'eau pure, l'apparition des bulles se déroule de façon extrêmement chaotique avec une coalescence étendue pendant leur ascension. Par contre les bulles formées avec la solution contenant le surfactant étaient beaucoup plus petites et la surface se recouvre rapidement de bulles (voir figure 1.20).

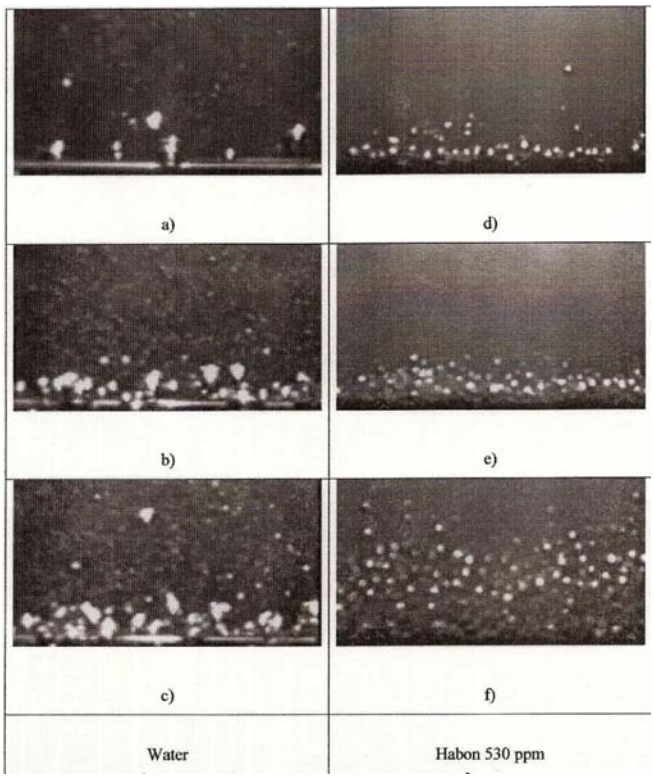
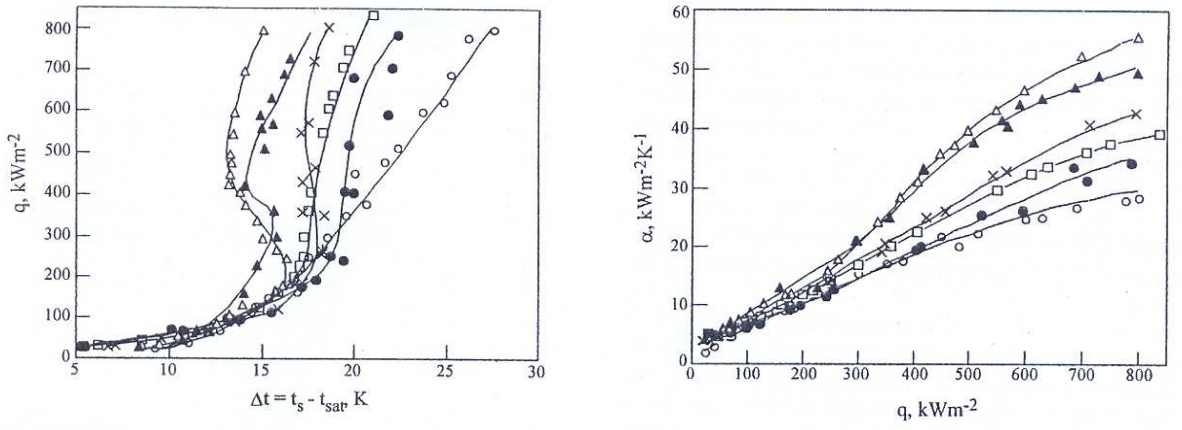


Figure 1.20: Comparaison du comportement des bulles dans l'eau pure et dans l'eau + surfactant pendant l'ébullition en vase, *Hetsroni et al* (2001).

Par ailleurs, la température nécessaire au déclenchement de l'ébullition avec surfactant est plus faible que pour l'eau; les bulles de vapeur se forment plus facilement et le coefficient de transfert thermique augmente considérablement (voir figure 1.21).



Boiling curves of water and aqueous Habon G solutions: ○ —water; Habon G: ● — 65 ppm, □ — 130ppm, × — 260 ppm, △ — 530 ppm, ▲ — 1060 ppm.

Figure 1.21: Courbes d'ébullition et du coefficient de transfert thermique avec l'ajout du surfactant, *Hetsroni et al* (2001).

Wen et Wang (2002) ont étudié les effets des solutions contenant des surfactants sur le transfert thermique en ébullition nucléee en vase sur une plaque plane en utilisant de l'eau déionisée et de l'acétone avec ajout de différents surfactants (95% dodécyl sulfate de sodium (SDS), le triton X-100). Des courbes d'ébullition pour différentes concentrations de solutions de surfactants sur des surfaces lisses et des surfaces rugueuses ont été obtenues. En comparant les courbes d'ébullition, ils montrent que l'ajout de dodécyl sulfate de sodium (SDS) et le triton X-100 augmente le coefficient de transfert thermique, ce qui se traduit par le décalage de la courbe d'ébullition vers la gauche (voir figure 1.22). Par ailleurs lors de l'ébullition de l'eau sans ajout de surfactants et avec ajout de triton X-100, le coefficient de transfert thermique augmente avec la rugosité de la surface.

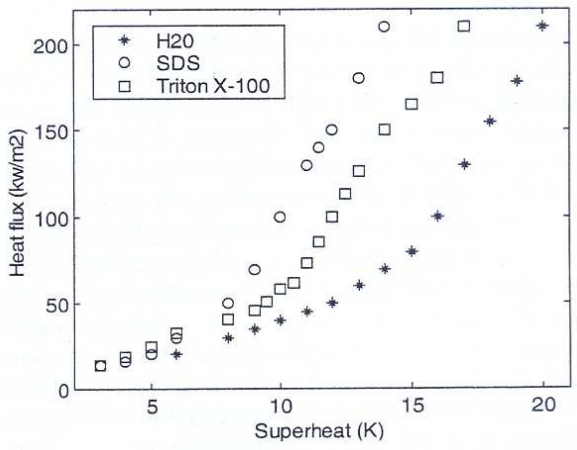
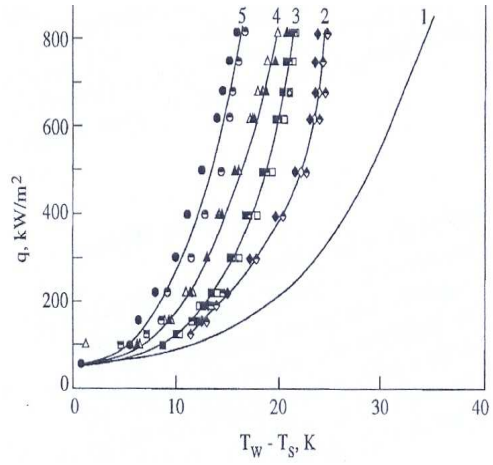


Figure 1.22 : Comparaison des effets des surfactants SDS et TritonX-100, *Wen et Wang* (2002).

Hetsroni et al (2002) ont également étudié les transferts thermiques en ébullition en vase avec un mélange eau + surfactant (Habon G) sous-refroidi à la surface d'un tube en acier

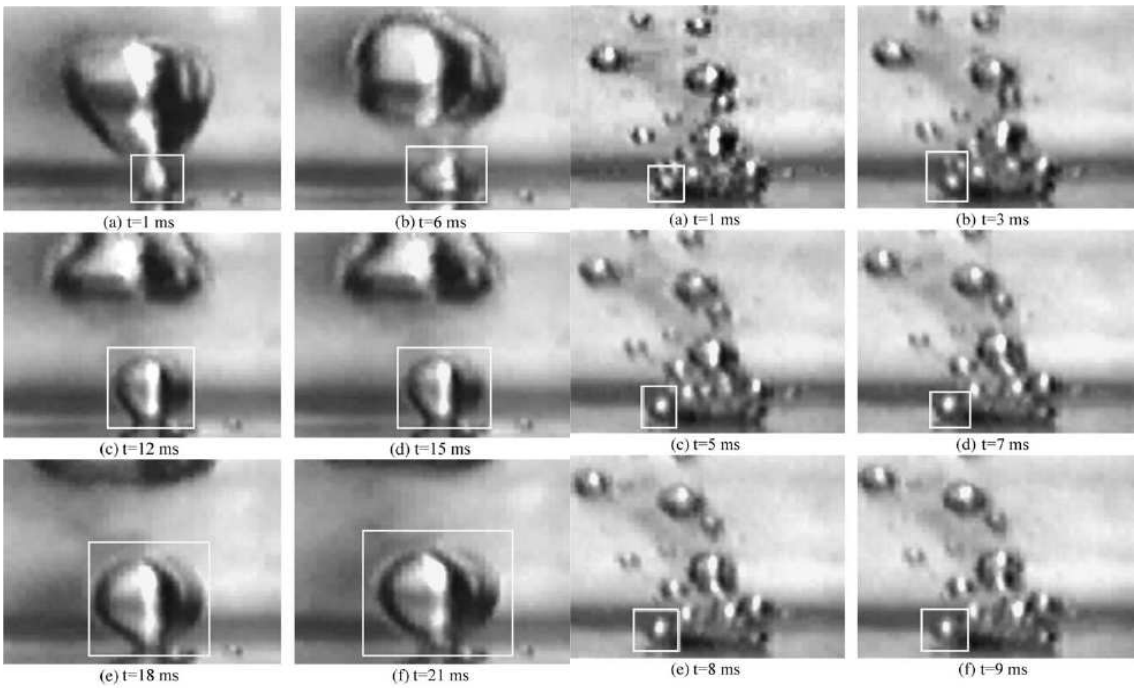
inoxydable. Les résultats ont montré que l'augmentation de la concentration de surfactant avait pour conséquence une amélioration du transfert thermique (voir figure 1.23).



1 water ; **2**- 130 *ppm* ; **3**- 260 *ppm* ; **4**- 530 *ppm* ; **5**- 1060 *ppm*

Figure 1.23 : Comparaison des courbes d'ébullition pour différentes concentrations de surfactants, *Hetsroni et al* (2002).

Hetsroni et al. (*2006*) ont visualisé et mesuré la dynamique de la croissance d'une bulle de vapeur dans le cas de l'eau pure et d'une solution d'alkyl (dérivé du glucose). En ébullition nucléée, quel que soit le flux dissipé en paroi, le diamètre de détachement des bulles en eau pure saturée est toujours supérieur au diamètre obtenu avec la solution d'alkyl et de plus, la fréquence de détachement en eau pure est plus faible que la fréquence de détachement avec la solution d'alkyl (voir figure 1.24). Ceci a pour effet d'augmenter considérablement le flux de chaleur extrait par augmentation du renouvellement de fluide en proche paroi.



Eau pure Solution d'alkyl à 600ppm

Figure 1.24 : Croissance et dynamique d'une bulle de vapeur en milieu saturé, q=50 kW/m² *Hetsroni et al.* (2006).

L'ajout de surfactant dans l'eau diminue sa tension de surface et il ne suffit que de quelques ppm pour observer des effets notoires sur la croissance et le diamètre au détachement des bulles. L'effet sur la courbe d'ébullition est notoire. On note toujours une amélioration du transfert de chaleur.

1.4.2 Effet de l'ajout de polymères, d'huiles et des sels inorganiques

Les études expérimentales montrent que l'ajout de polymères dans un liquide peut avoir des effets très variés : augmentation, réduction ou niveau inchangé du transfert thermique.

Kotchaphakdee et Williams (1970) ont fait une étude comparative sur le transfert thermique en ébullition nucléée en vase (en eau pure et en eau avec ajout de différentes concentrations de polymères, l'hydroxyéthyl-cellulose (HEC), polyacrylamide (PA) et acrylamide) sur une surface plane chromée horizontale. Les résultats ont montré des variations de la taille et de la dynamique des bulles. Le flux de chaleur dans chaque solution de polymères dépassait la valeur pour l'eau pure dans le régime d'ébullition nucléée (à température fixée).

Pour le refroidissement par spray sur une plaque en acier inoxydable chauffée, *Cui et al* (2003) ont étudié les effets sur le transfert thermique de la dissolution de sels dans l'eau : du chlorure de sodium ($NaCl$), du sulfate de magnésium ($MgSO_4$) et du sulfate de sodium (Na_2SO_4). Les résultats ont montré qu'aux basses températures de surface et en ébullition nucléée, l'ajout de ces sels a comme effet de réduire les débits d'ébullition des gouttelettes sur la surface chauffée. Le sulfate de sodium Na_2SO_4 et le sulfate de magnésium $MgSO_4$,qui ont des pouvoirs ioniques élevées, produisent une grande quantité de gouttelettes et augmentent de manière significative les débits d'ébullition contrairement au chlorure de sodium $NaCl$. Ces trois sels dissous augmentent le flux surfacique dans le régime d'ébullition nucléée (voir figure 1.25). Le sulfate de magnésium ($MgSO_4$) augmente le flux d'ébullition de transition contrairement aux sels de sodium.

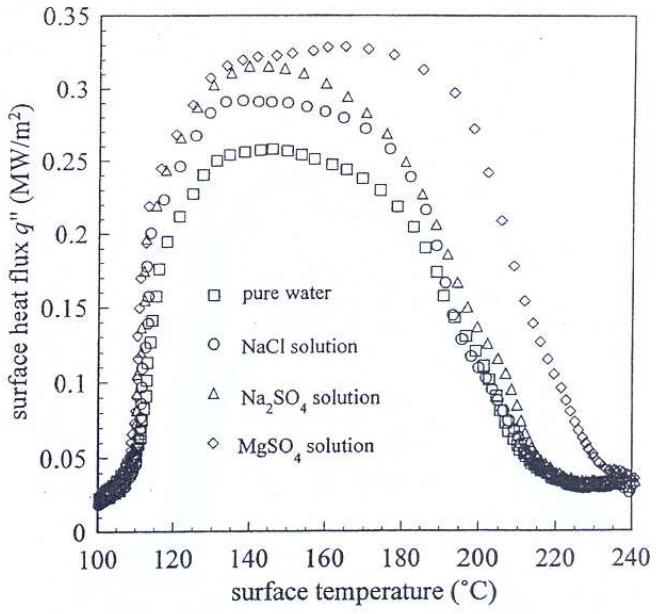


Figure 1.25: Effets des sels dissous sur le flux de chaleur, *Cui et al* (2003).

1.4.3 Récapitulatif des études sur la composition du fluide de refroidissement et son influence sur l'ébullition.

Cheng et al (2007) ont réalisé une revue bibliographique de l'influence d'additifs sur le transfert de chaleur en ébullition. Dans les tableaux 1.5 et 1.6, nous donnons une liste exhaustive des études portant sur l'ébullition de solutions aqueuses pour lesquelles la tension superficielle est modifiée par ajout d'un agent tensioactif**.** On distingue des agents solubles et des agents tensioactifs non soluble de type polymères. La liste des agents tensioactifs est longue car on peut y trouver des sels (sulfate de sodium et sulfonate de sodium), et de très nombreuses autres molécules (nonylphénol éthoxylate ou tergitol, hexadecyldimethyl hydroxyethyl ammonium ou Habon G,…).

→ Ébullition avec ajout de surfactants (tableau 1.5)

La majeure partie des études montre une amélioration du transfert de chaleur dans tous les régimes d'ébullition. L'étude de *Podsushnyy et al* (1980) montre en particulier qu'il existe un optimum de concentration au delà duquel l'ajout de surfactant ne permet plus d'améliorer le transfert de chaleur. L'amélioration du transfert de chaleur est spectaculaire puisqu'il peut dans certains cas être multiplié par 7. Les mécanismes conduisant à l'amélioration du transfert sont ceux décrits précédemment. A savoir, dans le régime d'ébullition nucléée, les auteurs notent une diminution du diamètre de détachement et une augmentation de la fréquence de bulle. A l'approche du flux critique, les bulles de vapeur coalescent entre elles et forment alors des colonnes de vapeur. Ce phénomène limite l'apport de fluide « frais » à la paroi et on atteint ainsi le flux critique. La stabilité de ces colonnes est en partie due aux forces de tension de surface. Ainsi, en modifiant la tension de surface par un agent tensioactif, l'effondrement de ces structures est plus aisé et l'apport de fluide frais facilité. La valeur du flux critique peut être augmentée. En ébullition de transition, les mécanismes de limitations sont les mêmes, ce qui explique que l'on observe encore une amélioration des transferts. En revanche, lorsque le régime de film vapeur est atteint, les mécanismes de transfert de chaleur ne sont plus liés au phénomène de nucléation et d'ébullition en paroi, on note plus d'effet de la tension de surface dans ce régime.

→ Ébullition avec ajout de polymères (tableau 1.6)

Les résultats sont contradictoires mais la majeure partie des auteurs montre une amélioration du transfert de chaleur en ébullition; l'amélioration étant vite limitée par l'augmentation de la viscosité des mélanges. Sur la figure suivante issue d'une étude de *Zhang et al.* (2005), on montre que l'augmentation de la viscosité des mélanges de carbopol 934 en fonction de la concentration est corrélée avec la dégradation du transfert de chaleur en ébullition nucléée.

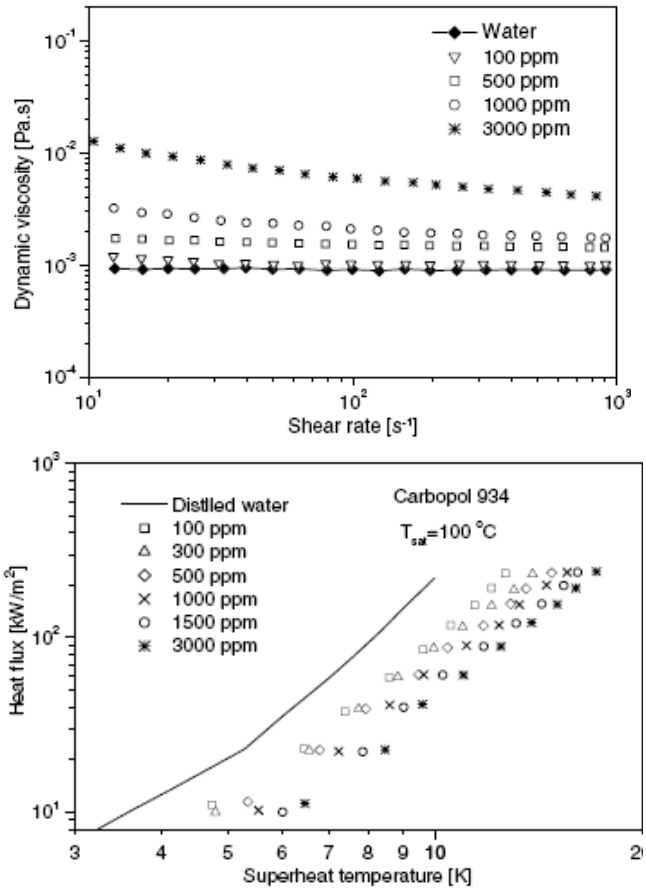


Figure 1.26 : Evolution de la viscosité des mélanges de carbopol 934 et évolution du flux de chaleur en ébullition nucléée, *Zhang et al.* (2005).

Auteurs	Mode d'ébullition	Surfaces de chauffage	Surfactants	Résultats
Morgan et al (1949)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	Drene et SLS (lauryl sulfate de sodium)	Augmentation du transfert de chaleur avec la diminution de la tension superficielle.
Lowery et al. (1957)	Ebullition en vase du méthanol	Surface cylindrique	Span 20, Lot 1759C, Sorbitol monolaurate, Hyamine 1622, Lot 379A,disobutyl phenoxyethyl dimethyl benzyl ammonium chloride, Aerosol OT, Lot A6839 et dioctyl sodium	Pas de changement de la tension superficielle au point d'ébullition bien qu'il y ait une augmentation du transfert de chaleur.
Jontz et Myers (1960)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Tergitol et Aérosol 22	Modification de la tension superficielle dynamique pour la solution avec le tergitol pas pour l'aérosol. Augmentation du transfert de chaleur de 50% (pour le tergitol et de 400% pour l'aérosol.
Roll et Myers (1964)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Aérosols : OT,AY,IB et MA	Le volume des bulles, leur temps de croissance et de dégénérescence diminue avec la tension superficielle.
Shibayama et al (1980)	Ebullition convective en film	Surface plane	Oléate de sodium, Rapisool B80, Piluronique	Augmentation du transfert de chaleur.
Podsushnyy et al (1980)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	PVS-6polyvinyle alcohol,NP-3 sulfonique et SV1017 wetting agent	Il existe un optimum en concentration qui permet d'atteindre les flux les plus élevés.
Filippov et Saltanov (1982)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	Octadécylamine	Augmentation du transfert de chaleur de plus de 100%.
Yang et Maa (1983)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	SLS (lauryl sulfate de sodium), SLBS (lauryl benzène sulfonate de sodium)	Plus la tension superficielle diminue, plus le coefficient de transfert de chaleur augmente.
Saltanov et al (1986)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	Octadécylamine	Augmentation de plus de 100% du transfert de chaleur pour un niveau optimal de concentration de surfactant.
Tzan et Yang (1990)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	SLS(lauryl sulfate de sodium)	Existence d'un optimum de concentration de surfactants pour lequel le coefficient de transfert de chaleur est maximal.
Liu et al (1990)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	BA-1,BA-2,BA-3, BA-4,DPE-1,DPE-3, Gélatine, Acide oléique, triméthyl chlorure d'ammoniac et polyvinyle d'alcool	Augmentation maximale du transfert de chaleur de l'ordre de 200à 700% avec les trois premiers surfactants et pas d'effet avec les autres.
Chou et Yang (1991)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	SLS(lauryl sulfate de sodium)	Augmentation maximale du transfert de chaleur d'environ 150%.
Wu et al (1995)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	SDS (dodécyl sulfate de sodium), Aérosol-22, Tergitol, DTMAC,Tween-20, Tween-40, Tween-80, *n*-Octanol et Triton X-100	Augmentation maximale du transfert de chaleur de 100% avec le SLS et le Tergitol.
Qiao et Chandra (1998)	Gouttelettes d'eau	Surface plane	SDS (dodécyl sulfate de sodium)	Augmentation du flux de chaleur d'ébullition nucléée jusqu'à 300% et du flux critique, diminution de la température de remouillage ainsi que celle du début de la nucléation.

Wu et al (1998)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	SDS (dodécyl sulfate de sodium) et Triton X-100	Le coefficient de transfert thermique ne peut être corrélé avec la tension superficielle statique et dynamique à l'interface liquide-vapeur.
Wasekar et Manglik (2000)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	SLS(lauryl sulfate de sodium)	Un optimum d'augmentation du transfert de chaleur a été observé à une valeur de concentration critique surfactants.
Hetsroni et al (2001)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Habon G	Déclenchement plus précoce de l'ébullition et augmentation du coefficient de transfert de chaleur.
Wen et Wang (2002)	Ebullition en vase de l'eau et acétone	Surface plane	SDS, Triton X-100	Augmentation du transfert chaleur.
Hetsroni et al (2002)	Ebullition sous-refroidie en vase de l'eau	Surface cylindrique et surface plane	Habon G	Augmentation du transfert de chaleur.
Wasekar et Manglik (2002)	Ebullition sous-refroidie en vase de l'eau	Surface cylindrique	SDS, Triton X-100, et Triton X-305	Augmentation de la population des bulles. Augmentation du transfert de chaleur.
Inoue et al (2004)	Ebullition en vase de l'eau et un mélange eau+éthanol	Surface plane	Glucosides alkyles	Augmentation très significative du transfert de chaleur pour des concentrations de surfactants à plus de 1000 ppm. Les surfactants ont un effet moindre sur le flux critique.
Hetsroni et al (2006)	Ebullition en vase de l'eau et une solution d'alkyles	Surface plane	Glucosides alkyles	Diminution du diamètre au détachement des bulles en ébullition nucléée et augmentation considérable du flux de chaleur.

Tableau1.5 : Résumé des études sur les phénomènes d'ébullition avec ajout de surfactants, Cheng et al (2007).

Auteurs	Mode d'ébullition	Surfaces de chauffage	Polymères	Résultats
Kotchaphakdee et Williams (1970)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Acrylamide, Polyacrylamides (PA-10,PA-20) et cellulose d'hydroxyethyl (HEC-L, HEC-M, HEC-H)	L'augmentation du transfert de chaleur semble limitée par les effets de viscosité. Existence d'un optimum de concentration de solution visqueuses qui influence le transfert de chaleur. Les bulles de vapeur produites avec la solution de polymère sont plus petites que celle avec l'eau pure.
Gannett et Williams (1964)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Polyisobutylène (Vistanex L80 et L100)	Existence d'un optimum de concentration pour l'augmentation du transfert de chaleur mais pas pour le pic de flux de chaleur.
Miaw (1978)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Cellulose d'hydroxyéthyle (HEC-H)et polyacrilamides (PA-10,PA-30)	Augmentation maximale du transfert de chaleur de plus de 250%. Cette augmentation a été limitée par la viscosité de la solution.
Yang et Maa (1982)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Cellulose d'hydroxyéthyle (Natrosol 250HR, 300HR et 250GR)	Pas d'augmentation du transfert de chaleur. Résultats contraires à ceux de Miaw (1978). Légère réduction du flux critique.
Paul et Abdel - Khalik (1984)	Ebullition en vase de l'eau	Fil	Polyacrilamides (Separan Ap-30) Cellulose d'hydroxyéthyle (Natrosol 250HHR)	Diamètres légèrement plus petits des bulles à la surface et fréquence élevée de départ des bulles de la surface de chauffage
Ulicny (1984)	Ebullition en vase de l'eau	Surface plane	Cellulose d'hydroxyéthyle (HEC) polyacrilamides(PA-10)	Augmentation de plus de 200% du transfert de chaleur.
Hu (1989)	Ebullition en vase de l'eau	Fil	Polyacrilamides (Separan PA-30) et Cellulose d'hydroxyéthyle Natrosol 250HHR)	Augmentation du transfert de chaleur avec le Cellulose d'hydroxyéthyle à des concentrations élevées (> 1000ppm) mais réduction du transfert de chaleur avec le Separan PA-30.
Wang et Hartnett (1992)	Ebullition en vase de l'eau	Fil	SLS et Polyacrilamides (Separan PA-30)	Augmentation maximale du transfert de chaleur. La nature ionique des surfactants affecte la dynamique des bulles
Cui et al (2003)	Gouttelettes d'eau	Surface plane	Chlorure de sodium, sulfate de magnésium et sulfate de sodium	L'addition du SLS au Separan PA-30 augmente considérablement le transfert de chaleur de plus de 100% avec des flux de chaleur très élevés (>200 W/m2).
Zhang et Manglik (2005)	Ebullition en vase de l'eau	Surface cylindrique	Cellulose d'hydryéthyle (HEC) et Carbopol 934	Dans la solution contenant le HEC, augmentation du transfert de chaleur par augmentation de la concentration de polymère jusqu'à une valeur optimale. Mais détérioration du transfert de chaleur par augmentation de la concentration de polymère dans la solution contenant le Carbopol 934.

Tableau1.6 : Résumé des études sur les phénomènes d'ébullition avec ajout de polymères, *Cheng et al* (2007).

1.5 Transfert de chaleur dans le cas d'une émulsion

Une émulsion est un mélange homogène de deux substances généralement non miscibles. Dans le cas d'émulsion d'huile dans de l'eau, l'huile est dispersée en fine gouttelettes dans l'eau. Généralement, ces émulsions ne sont pas stables dans le temps car la masse volumique des huiles est plus faible que celle de l'eau et on observe une séparation des deux phases qui peut prendre plus ou moins de temps en fonction du diamètre initial des gouttes dispersées. En effet, la stabilité des émulsions est liée en grande partie à la vitesse limite d'ascension des gouttes d'huile. La loi de Stokes permet d'estimer cette vitesse :

$$V_{\infty} = \frac{D^2 g \Delta\rho}{18\mu_{eau}} \tag{1.42}$$

Pour une goutte de 1mm de diamètre et une huile de masse volumique de 900kg/m^3, la vitesse limite est de l'ordre de 5cm/s (0.5mm/s pour une goutte de 100µm et 5µm/s pour une goutte de 10µm). Plus le diamètre de gouttes est faible et plus l'émulsion sera stable dans le temps.

En convection forcée, on peut considérer l'émulsion comme un fluide homogène. Les propriétés thermophysiques de ce fluide peuvent être calculées en considérant la fraction massique ω d'huile dans l'eau.

$$\omega = \frac{m_{huile}}{m_{huile} + m_{eau}} \tag{1.43}$$

Ainsi, la masse volumique équivalente du mélange et la chaleur massique du mélange sont :

$$\rho_m = \frac{\rho_{huile}}{\omega + \frac{\rho_{huile}}{\rho_{eau}}(1-\omega)} \tag{1.44}$$

$$C_{p,m} = (1-\omega)C_{p,eau} + \omega C_{p,huile} \tag{1.45}$$

La viscosité du mélange peut être estimée en utilisant le modèle du milieu effectif de *Krieger et al.* (1959) :

$$\mu_m = \mu_{eau}\left(1 - \frac{\phi}{\phi_p}\right)^{-q} \tag{1.46}$$

Quemada (1998) a proposé la valeur de 2 pour l'exposant q. ϕ est la fraction volumique et ϕ_p la fraction volumique d'empilement maximale (0.64). Il est à noter que ce modèle a été développé pour des suspensions solide-liquide ; cependant, il reste valide pour des suspensions liquide-liquide en faible concentration. Dans ce cas, l'approximation des gouttes d'huile à des sphères rigides indéformables est valide.

Il est difficile d'estimer la conductivité thermique équivalente du mélange, cependant la conductivité thermique des huiles est généralement plus élevée que celle de l'eau (~0.6W/m.K), le nombre de Prandtl équivalent du mélange sera donc évalué à la température du mélange avec des propriétés thermophysiques moyennes.

→ En **convection forcée monophasique**, les corrélations données dans le paragraphe 1.3.2 peuvent être appliquées pour l'estimation du nombre de Nusselt à l'impact et dans la zone d'écoulement. En effet, les concentrations que nous envisageons de tester sont relativement faibles ($\phi < 2\%$).

→ En **ébullition convective**, il existe de la littérature concernant le transfert de chaleur en ébullition pour des mélanges ou émulsions mais peu concernant les émulsions d'huile dans de l'eau. Historiquement, c'est une problématique proche des industries pétrochimiques où les opérations de séparation de différents composants a nécessité le développement d'une connaissance de base pour des mélanges multicomposants. Les frigoristes se sont également intéressés à cette problématique car la lubrification du compresseur entraîne une pollution naturelle en huile du réfrigérant. Deux cas peuvent se présenter, soit le mélange est parfait et les fluides sont parfaitement miscibles et un nouveau fluide est créé avec ses propres caractéristiques (nouveau point d'ébullition, nouvelles propriétés thermophysiques,…), soit les fluides ne sont pas miscibles et le changement d'état de chaque phase s'effectue dans les conditions normales de pression et température propre à chaque phase prise séparément. Néanmoins, dans ce cas de figure, on peut observer dans certains cas une modification de la tension de surface du fluide « pollué », en général une augmentation (*Bandarra Filho et al*., 2008).

Pour un mélange binaire de deux fluides miscibles, le changement de phase s'appréhende en traçant un diagramme d'équilibre des phases (figure1.27). Prenons l'exemple d'un mélange binaire composé d'un liquide A ayant une température de saturation T_A à une pression donnée et d'un liquide B, plus volatile, ayant une température de saturation T_B à la même pression. Soit x_0, la une fraction molaire du liquide le plus volatile et considérons le mélange initialement à la température T_1 (point Q). Si on augmente progressivement la température du mélange (à pression constante), on va atteindre le point R correspondant à la température T_2. A cette température, on obtient un mélange de vapeur de fraction molaire y_0. Si on continue à chauffer le mélange, on va atteindre le point U à la température T_3. Le mélange s'enrichit en composé le moins volatile (liquide A) et le mélange possède une fraction molaire plus faible $x < x_0$. Si on continue à chauffer, on va enrichir progressivement la vapeur en composé le moins volatile et finalement atteindre le point W où la dernière goutte de mélange riche en composé le moins volatile va s'évaporer. On a atteint la température T_4 et la dernière goutte est à une fraction molaire x_4.

La nucléation dans ces types de mélange est modifiée en grande partie par un changement de l'angle de contact et par une modification de la tension de surface. En ébullition nucléée, la cinétique de croissance des bulles de vapeur en paroi est toujours contrôlée par l'équilibre des forces vues précédemment (paragraphe 1.2.3) à laquelle vient s'ajouter un phénomène de diffusion du composé le plus volatil. En effet, lors de la formation de la bulle de vapeur, le mélange va s'appauvrir localement en composé le plus volatil ; la couche de liquide environnant la bulle est décomposée en composé le plus volatil. Pour que la bulle de vapeur continue à croître, il est nécessaire que le composé le plus volatil diffuse au travers de cette couche. En comparaison avec les données de la matière la plus volatile, les temps de croissance sont donc augmentés, la fréquence de formation des bulles est plus faible et finalement, le transfert de chaleur sera moindre.

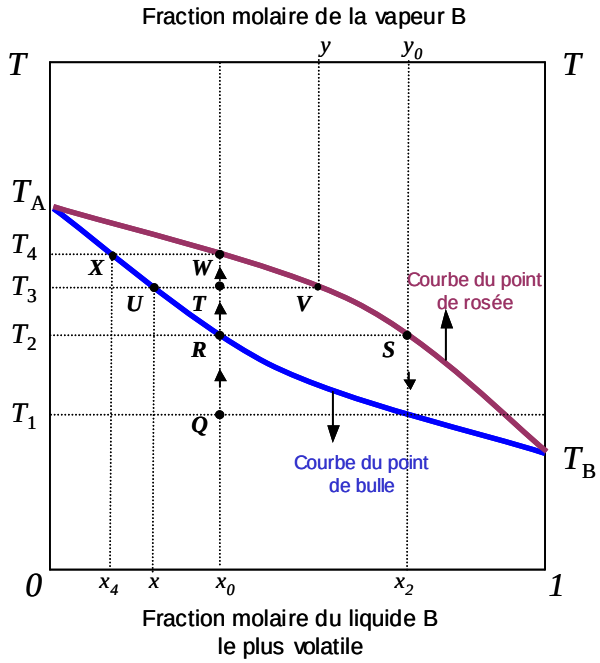


Figure 1.27 : Diagramme d'équilibre pour un mélange binaire à pression constante.

Dans le cas des émulsions, le problème est différent car nous avons deux phases bien séparées ; l'une étant dispersée dans l'autre sous la forme de gouttelettes dont le diamètre dépend de la qualité du mélange (énergie utilisée pour disperser le liquide en suspension). Néanmoins, un des deux liquides sera plus ou moins volatil que l'autre et c'est donc lui qui changera de phase en priorité. En général, les huiles ont un point d'ébullition plus élevé que l'eau (proche de 250°C) à pression atmosphérique. L'eau se vaporisera donc prioritairement par rapport à l'huile. La cinétique sera également modifiée par la présence (même en faible quantité) de gouttes d'huile, on peut s'attendre à une dégradation des transfert en ébullition. Cependant dans le cas d'ébullition en paroi, la mouillabilité des fluides entre encore en ligne de compte.

Bulanov et al. (2008) ont mesuré le coefficient d'échange de chaleur entre un fil chauffé et plusieurs émulsions (eau/huile et fréon/eau), répétant ainsi l'expérience de Nukiyama. Ils concluent que le coefficient d'échange est dégradé en présence d'une émulsion (figure 1.28).

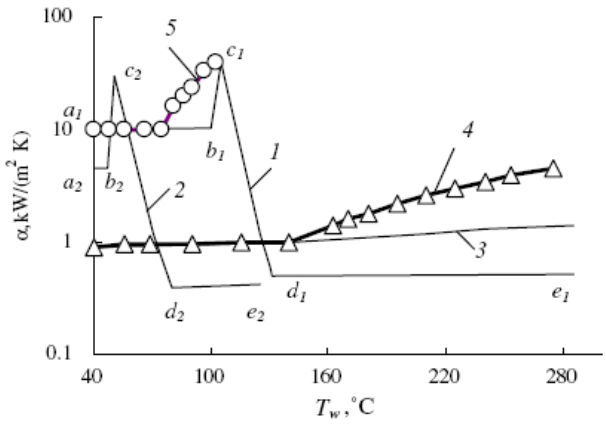


Fig. 4. Comparative efficiency of heat transfer to emulsions and pure liquids. Pure liquids: 1: water; 2: freon-113; 3: transformer oil. Emulsions: 4: water/(transformer oil); 5: freon-113/water.

Figure 1.28: Coefficient de transfert de chaleur pour différentes émulsions, *Bulanov et al* (2008).

1.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les notions et les phénomènes physiques liés à l'ébullition. Dans ce chapitre, nous avons notamment abordé des notions importantes telles que le phénomène de nucléation et les régimes d'ébullition lors d'un refroidissement par jet impactant et l'impact de l'ajout d'additifs sur les transferts thermique lors de l'ébullition. En somme, l'ajout d'additifs à l'eau est susceptible de modifier la tension superficielle et d'augmenter les transferts thermiques lors de l'ébullition.
L'effet des additifs sont très variables :

- les surfactants améliorent le transfert et une concentration optimale est souvent observée
- les polymères miscibles ou non miscibles dans l'eau ont des effets qui peuvent être favorables ou défavorables sur les transferts
- les sels inorganiques semblent améliorer les transferts
- les émulsions d'huile semblent dégrader les transferts dans le cas de l'ébullition

Chapitre 2 : Banc de caractérisation de l'ébullition convective par jet : Conception et techniques thermographiques spécifiques

2.1 Les méthodes de caractérisation en ébullition par jet

La majorité des expérimentations s'effectue en transitoire (en refroidissement) ou en stationnaire (flux imposé). En effet, il est extrêmement difficile voire impossible de maintenir une température constante à la paroi dans tous les régimes car la densité puissance à apporter est de l'ordre de la dizaine de MW/m². A notre connaissance, seule *Robidou* (2000) a réussi a effectuer des mesures à température imposée. Dans le tableau 2.1, nous avons identifié les conditions expérimentales de quelques études de référence. Il est à noter que l'utilisation des méthodes inverses pour estimer les données en paroi (températures ou flux) est relativement récente.

De toutes les études citées, aucune ne fait état de l'utilisation de techniques non intrusives pour la mesure de la température (ou du flux). En effet, l'estimation des flux extraits lors de l'impact d'un jet sur une surface portée à hautes températures pose des problèmes de métrologie car une mesure directe peut perturber le champ thermique et modifier donc localement les phénomènes d'ébullition à la paroi.

Dans notre cas, nous mesurerons le champ de température par thermographie infrarouge et estimerons le flux à l'aide d'une méthode inverse basée sur des transformations intégrales.

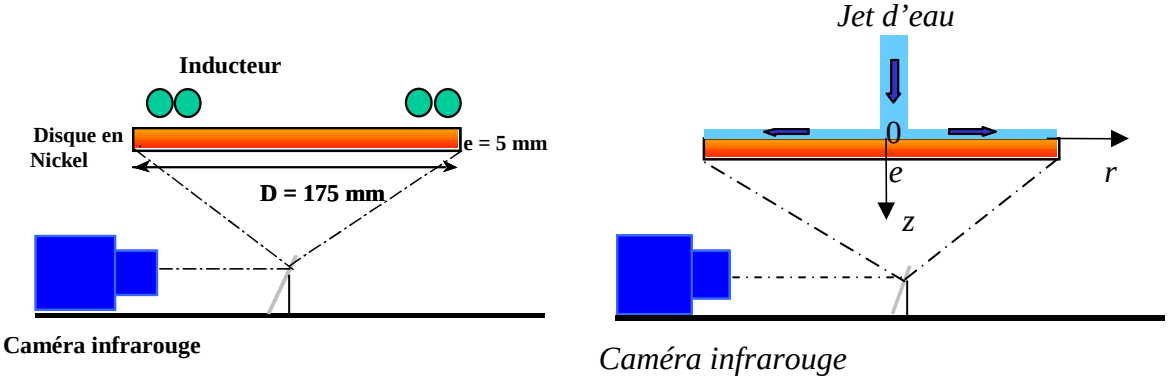
Auteurs	Type de mesure	Fluide	Jet	Surface	Gamme d'étude	Régimes étudiés ou identifiés	Méthode d'identification
Vader (1988) *Vader et al.* (1991)	Stationnaire Flux imposé	eau	Plan Libre 10x105mm²	119x35,7mm² Acier Inox Alliage Ni-Cr-W-Mo	1,8<V_j<4.5m/s 40<ΔT_{sub}<70K 0,25<q"<2,5 MW/m²	Convection forcée Ebullition nucléée naissante Ebullition nucléée pleinement développée	Flux imposé Mesure de températures locales
Wolf (1993) *Wolf et al.* (1996)	Stationnaire Flux imposé	eau	Plan Libre 10x105mm²	119x35,7mm² Alliage Ni-Cr-W-Mo	10<x<90mm 2<V_j<5m/s ΔT_{sub}=50K 0,25<q"<6,34 MW/m²	Convection forcée Ebullition nucléée naissante Ebullition nucléée pleinement développée	Flux imposé Mesure de températures locales
Köberle et Auracher (1993)	Stationnaire Température imposée	FC-72	Circulaire Libre Ø 1mm	Ø 11,3 mm Nickel	5<V_j<15m/s 0<ΔT_{sub}<25K 2,5<d<15 mm	Ebullition nucléée pleinement développée Flux critique Début du régime de transition	Température imposée Flux moyens mesurés
Monde et al. (1997)	Stationnaire Flux imposé	eau	Parallèle 20x(1 ou 2)mm²	(40, 60 ou 80)x(10 ou 20)mm² Acier Inox	3<V_j<15m/s 0<ΔT_{sub}<60K	Convection forcée Ebullition nucléée pleinement développée Flux critique	Flux moyen imposé et mesuré Température moyenne mesurée
Miyasaka et Inada (1980)	Stationnaire Flux imposé	eau	Plan Libre 10x30mm²	4x8 mm² Platine	1,1<V_j<15,3m/s ΔT_{sub}=85K	Convection forcée Ebullition nucléée pleinement développée Flux critique	Flux moyen imposé et mesuré Température moyenne mesurée
Ishigai et al. (1978)	Transitoire	eau	Plan Libre 50x6,2mm²	(20 ou 80)x12 mm² Acier Inox	1<V_j<3,2m/s 5<ΔT_{sub}<55K	Ebullition nucléée Ebullition de transition Film vapeur	Calcul du flux par méthode des volumes finis
Ochi et al. (1984)	Transitoire	eau	Circulaire Libre Ø5, 10 et 20mm	250x50mm² Acier Inox	2<V_j<7m/s 5<ΔT_{sub}<80K	Ebullition nucléée Ebullition de transition Film vapeur	Calcul du flux par méthode des volumes finis
Kokado et al. (1984)	Transitoire	eau	Circulaire Libre Ø10 mm	2000x10mm² Acier Inox	1<Q_v<7l/min ΔT_{sub}=80K	Mouillant Non mouillant	Courbes de refroidissement
Chen et al. (1998)	Transitoire	eau	Circulaire Libre Ø4,76 mm	0,61x0,47mm² Acier carboné	1,48<V_j<3,25m/s 77<ΔT_{sub}<81K	Mouillant Non mouillant	Courbes de refroidissement
Mitsutake et Monde (2000)	Transitoire	eau	Circulaire Libre Ø2 mm	Cylindre en cuivre, Laiton et acier	5<V_j<15m/s 20<ΔT_{sub}<80K	Mouillant Non mouillant	Courbes de refroidissement
Hammad et al. (2004)	Transitoire	eau	Circulaire Libre Ø2 mm	Cylindre (Ø94 mm et H 59mm) cuivre, Laiton et acier recouvert d'or	Tini = 300℃ V_j=5m/s ΔT_{sub}=50K	Propagation du front de trempe Détermination du MHF	Estimation du flux par méthode inverse Mesure de température par TC
Robidou (2000)	Stationnaire Température imposée	eau	Plan Libre et immergé 1x9mm²	80x10mm² épaisseur = Cuivre recouvert de Nickel	0<V_j<0,8m/s 5<ΔT_{sub}<17K	Tous les régimes	Courbes d'ébullition Mesure du flux moyen dissipé et estimation de la température et du flux en paroi Mesure de température par TC
Kouachi (2006)	Transitoire	eau	Plan Libre 4x180mm²	Cylindre statique ou mobile impacté sur une génératrice	0<V_j<1,2m/s 10<ΔT_{sub}<83K	Tous les régimes	Estimation du flux par méthode inverse Mesure de température par TC
Woodfield et al. (2008)	Transitoire	eau	Circulaire Libre Ø2 mm	Cylindre (Ø94 mm et H 59mm) cuivre, Laiton et acier recouvert d'or	Tini = 250 à 600℃ V_j=3, 5 m/s 5<ΔT_{sub}<80K	Tous les régimes	Estimation du flux par méthode inverse Mesure de température par TC Vitesse du front de mouillage

Tableau 2.1 : Liste des études portant sur l'ébullition à hautes températures.

2.2 Conception de la manipulation

Il s'agit de refroidir un disque de nickel 201 de diamètre 175mm et d'épaisseur 5mm préalablement chauffé jusqu'à environ 600°C (Figure 2.1). Celui-ci repose sur une pièce annulaire en quartz (de conductivité thermique à 20°C, $\lambda = 1{,}46 \text{W/m K}$) afin de l'isoler thermiquement de son support et de laisser sa face inférieure accessible à une mesure thermographique. Le chauffage de l'échantillon s'effectue sur sa face avant par un dispositif à induction électromagnétique. Celui-ci est composé d'un générateur qui alimente, à hautes fréquences, un inducteur annulaire. Plus la fréquence de l'inducteur est élevée, plus la profondeur de pénétration dans l'induit sera faible et dans notre cas, la source de chaleur dans le solide est limitée à une zone très mince dans la partie avant du disque (effet de peau) ; le champ de température transitoire sur la face arrière de la plaque est enregistré par une caméra infrarouge rapide. Dès qu'une température moyenne de l'ordre de 500-600°C est atteinte, le chauffage inductif est stoppé et on attend quelques instants afin que le champ de température devienne homogène par relaxation avant de procéder au refroidissement par jet. Le jet axisymétrique (diamètre 9mm) débouche à une hauteur variable au dessus de la surface à refroidir et son axe passe par le centre du disque de nickel.

Cette procédure présente l'avantage de ne pas être intrusive (grâce au chauffage à distance avec les inducteurs et à la mesure de température à distance avec la caméra infrarouge) et se distingue des autres techniques où les mesures de température sont mises en œuvre en utilisant des thermocouples intégrés à l'intérieur du corps qui est chauffé par résistances électriques comme par exemple dans les travaux doctoraux de *Kouachi* (2006) et de *Volle* (2006), dans notre groupe de recherche.
Pour traiter ce type de problème de transfert thermique, une approche numérique est possible mais souvent contraignante en inversion (maillage évolutif, temps de calcul). Notre démarche consiste à mettre en œuvre une méthode inverse semi-analytique adaptée à ce problème. Il sera en conséquence possible d'appliquer l'algorithme d'inversion à des mesures expérimentales dans le but d'évaluer soit la source de chauffage ou le flux de refroidissement du à l'impact du jet de fluide sous refroidi. L'avantage principal de cette technique de mesure indirecte repose sur le fait que l'estimation du flux surfacique est totalement indépendante des phénomènes physiques qui engendrent ce flux.



Etape1 : Chauffage du disque

Etape2 : Refroidissement du disque et estimation du flux de refroidissement

Figure 2.1 : Schéma de la procédure expérimentale.

2.3 Dispositif expérimental

La boucle d'essais se compose d'un dispositif de chauffage par induction électromagnétique, d'un circuit de refroidissement par jet et d'un dispositif de mesure par thermographie infrarouge (voir figure 2.2).

Le dispositif de chauffage par induction électromagnétique fourni par la société CELES se compose d'un transformateur de puissance (1) afin d'isoler le générateur (2) du réseau électrique. Le générateur peut délivrer une puissance nominale de 6kW (0.2kW au minimum) sous une fréquence de 400 kHz (100 kHz au minimum). La profondeur de pénétration est directement liée à la fréquence de fonctionnement ; plus elle est élevée et plus le chauffage sera localisée en surface. Notre choix s'est porté vers ce type de générateur car cela nous permettait de limiter le développement de la méthode inverse à l'estimation d'une source surfacique uniquement. Le générateur est connecté à l'inducteur par l'intermédiaire d'un bloc « condensateur » (3) destiné à compenser la puissance réactive consommée par l'inducteur (4). Le générateur (2), le bloc condensateur (3) et l'inducteur (4) sont refroidis par un circuit d'eau indépendant. L'inducteur est un solénoïde plan dont le diamètre externe est de l'ordre du diamètre du disque à chauffer (175mm) ; son diamètre interne est de l'ordre de 140mm. La source de chauffage (densité de flux surfacique) est donc localisée à un anneau correspondant à ces dimensions. Celui-ci n'est sans doute pas le mieux adapté pour obtenir un chauffage le plus homogène mais à l'origine, il avait été décidé de disposer l'inducteur sous le disque et de faire un chauffage continu même pendant la phase de refroidissement par jet.

Le disque de Nickel (5) repose sur un anneau de quartz (6) (de conductivité thermique à $20°C, \lambda = 1{,}46\ \mathrm{W/m\,K}$) afin de l'isoler thermiquement de la chambre d'essais (7). La caméra infrarouge (8) est disposée sous la chambre d'essais mais regarde la scène thermique par l'intermédiaire d'un miroir (9) afin de protéger celle-ci d'éventuelles projections de fluide. Les images thermographiques sont enregistrées sur un PC (10). Un thermocouple de type N est inséré au centre du disque afin de pouvoir disposer d'une référence de température (11).

Une fois que le disque a atteint la température moyenne désirée, l'inducteur est retiré de la chambre d'essais et la porte guillotine (12) est redescendue avant de procéder à l'essai.

La vitesse du jet à la sortie de la buse (13) est préréglée par la circulation du fluide dans le circuit d'eau. La température du fluide dans le bac (14) est régulée ; une pompe (15) permet la mise en circulation de celui-ci et un débitmètre électromagnétique (16) permet de mesurer la valeur exacte du débit volumique. Lorsque l'ensemble des paramètres de l'essai sont connus, on ouvre le circuit par l'intermédiaire de l'électrovanne (17).

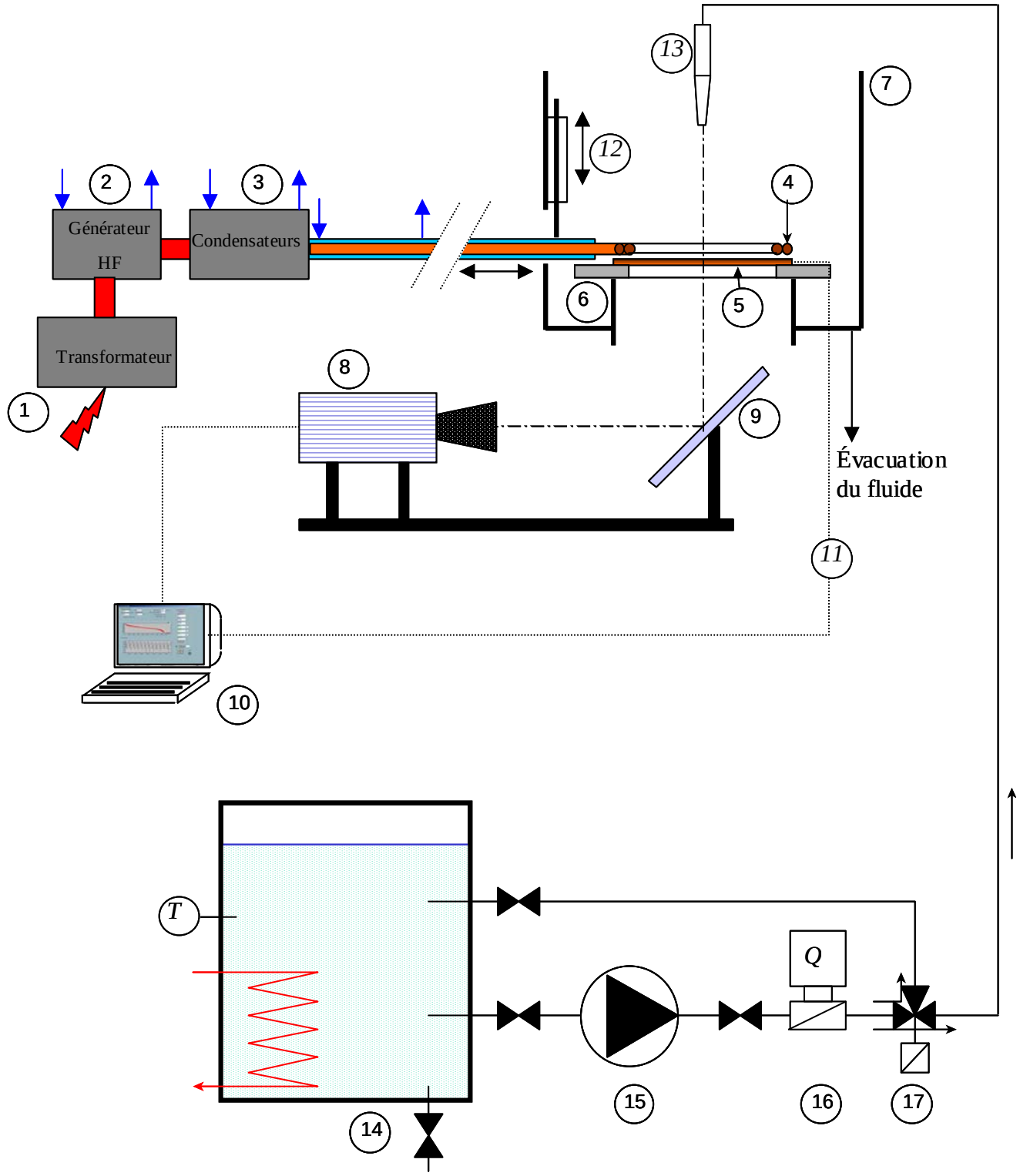
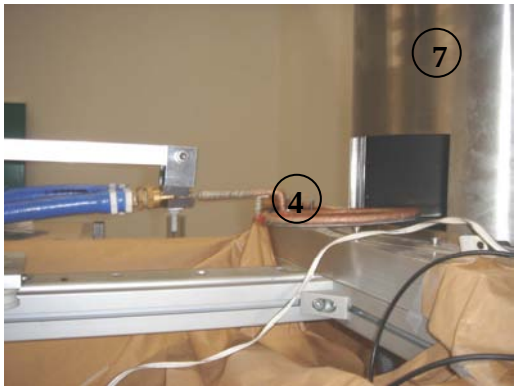


Figure 2.2 : Schéma de la boucle d'essais expérimentale.

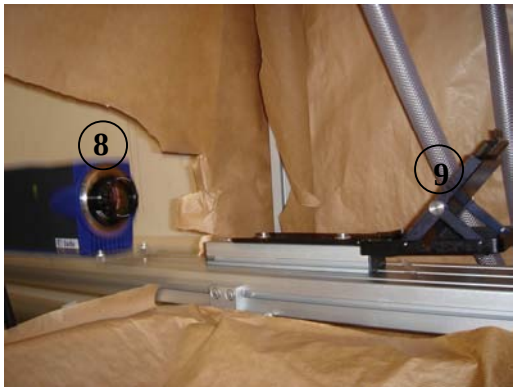
Nous présentons sur la figure 2.3, 2.4a et 2.4b respectivement des vues du banc d'essais , une coupe schématisée et une vue rapprochée du dispositif de chauffage qui permet de mieux voir les éléments constitutifs.



Inducteur et chambre d'essais



Générateur



Caméra et miroir



PC contrôlant la caméra

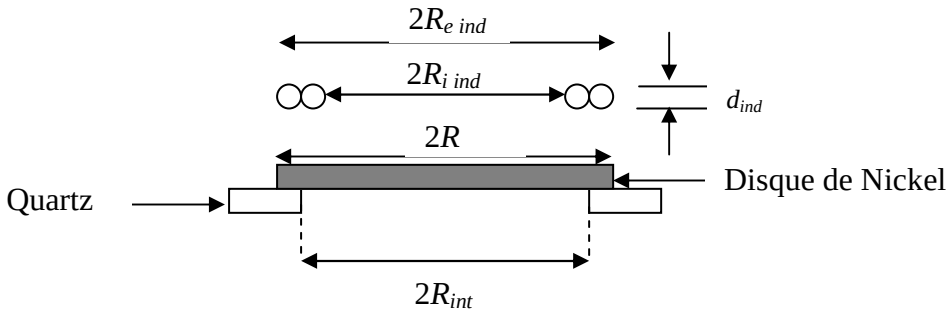


Débitmètre (16) et électrovanne (17)



Bac (14) et pompe (15)

Figure 2.3 : Photos du dispositif expérimental.



$R_{e\,ind} = 87.5\ mm,\ R_{i\,ind} = 65\ mm,\ d_{ind} = 10\ mm,\ R = 87.5\ mm$ et $R_{int} = 70\ mm.$

Figure 2.4a : Coupe du dispositif de chauffage

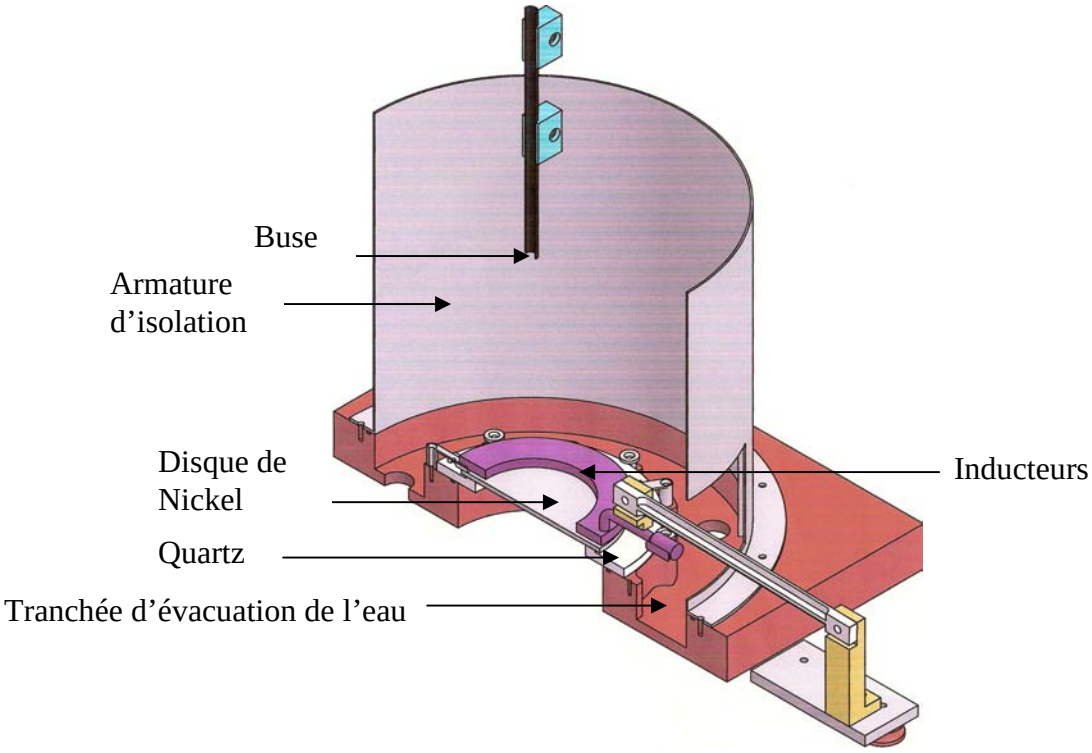


Figure 2.4b : Coupe rapprochée du dispositif de chauffage.

2.4 Mesure par thermographie infrarouge

La caméra utilisée dans le dispositif expérimental est une caméra infrarouge matricielle Cedip Jade III (voir documentation CEDIP, Altair Reference guide : *DL002U-D*, 2007) dont la résolution est de 320 x 240 pixels utilisant un détecteur InSb (antimoniure d'indium), dans une gamme de longueur d'onde [3.5µm-5.5µm]. Cette caméra est équipée d'un filtre monochromatique de 3.97 à 4.01 µm et d'une lentille de 50 mm de focale.

2.4.1 Etalonnage de la caméra

A chaque instant, chaque pixel de la matrice du détecteur délivre un signal S_D (charge électrique) qui est une fonction linéaire du flux photonique reçu pendant le temps d'intégration (une fraction de la période d'acquisition des images). La matrice est monochromatique autour de la longueur d'onde moyenne. On peut raisonner en luminance L_λ et on a donc :

$$S_D = a\, L_\lambda + S_0 \tag{2.1}$$

Ce signal est numérisé sur 14 bits (≈ 16000 niveaux), d'autant plus grand que le flux photonique sera élevé. Le niveau numérique *DL*, avec $S_D = k\, DL$ (où *k* est le niveau de numérisation en charge) sera :

$$DL = (a/k)\, L_\lambda + DL_0 \tag{2.2}$$

où $DL_0 = S_0 / k$ prend en compte de façon linéarisée, le rayonnement de la cavité du boîtier à température T_b dans laquelle est inséré le détecteur (voir documentation CEDIP, Altair Reference guide : *DL002U-D*, 2007).

$$DL_0 = K\, T_b + C \tag{2.3}$$

Avec :
- K constante d'émission propre du boîtier de la caméra
- C constante correspondant au décalage d'offset de la caméra lors de la conversion analogique-numérique.

Lorsque l'on place la caméra devant un corps noir étendu à température *T* (Kelvin), de luminance monochromatique vérifiant la loi de Planck $\frac{A'}{C' e^{B/T} - 1} + O$. Pour des raisons de commodité et étant donné que nous travaillons dans une gamme de température relativement réduite (20-600°C), nous avons fait une approximation de la loi de Planck par la loi de Wien, c'est à dire proportionnelle à $Ae^{-B/T}$. A haute température c'est à dire à 600°C, nous commettons une faible erreur sur la température $\Delta T^{600°C}_{Wien/Planxk} = 3°C$.

L'équation (2.2) s'écrit :

$$DL = DL^*(T) + KT_b + C \tag{2.4}$$

avec $DL^*(T) = A\, e^{-B/T}$ où *A* et *B* sont des constantes qui dépendent de la sensibilité *a* du détecteur, du niveau de numérisation et de l'atténuation du rayonnement incident par les lentilles de l'objectif et enfin du temps d'intégration du capteur.
Ce temps d'intégration variera suivant la plage de température utilisée afin de ne pas saturer la matrice du détecteur.

La caméra infrarouge de part sa configuration initiale dispose de six tables de calibration différentes avec ou sans filtres (des couples *A* et *B*) : 5°C-40°C, 35°C-100°C, 100°C-200°C, 200-370°C, 370°C-600°C, 600°C-1100°C avec des temps d'intégration différents pour un objectif donné.
Il est à rappeler que notre but étant de chauffer notre échantillon de Nickel de 20°C à 600°C, et ensuite de le refroidir, il nous a semblé plus simple de disposer d'une seule table d'étalonnage dans cette gamme c'est à dire un seul temps d'intégration (125µs). L'utilisation du filtre sur la

caméra est motivée par la saturation de la matrice du détecteur pour des températures supérieures à 300°C. Nous devons ensuite estimer l'émissivité de l'échantillon de nickel et tenir compte de toutes les sources causant un biais dans la mesure et en particulier, les émissions issues de l'environnement de l'échantillon (à température ambiante). Il convient de noter que nos premiers essais de chauffage à basse température sans jet impactant ont été effectués directement sans miroir.

2.4.2 Equations thermographiques

2.4.2.1 Utilisation de la caméra sans miroir

Des essais de faisabilité de chauffage à basse température d'un échantillon de Nickel avec utilisation de la caméra infrarouge pour mesurer les champs de température ont été effectués en nous basant sur les tables de calibration d'origine de la caméra. On chauffe une rondelle de Nickel (D=175mm et e = 5mm) par induction (f =15Khz et $P_{Estimée} = 35$ W) (voir figure 2.5a). La face observée est peinte en noir pour augmenter son émissivité car le nickel est, lorsqu'il n'est pas oxydé, un matériau de faible émissivité (0.05 pour le Nickel poli). Un thermocouple de type N est inséré en proche paroi (voir figure 2.5b) pour nous permettre d'avoir le niveau de température réel et de calculer l'émissivité de la surface peinte avec les équations thermographiques.

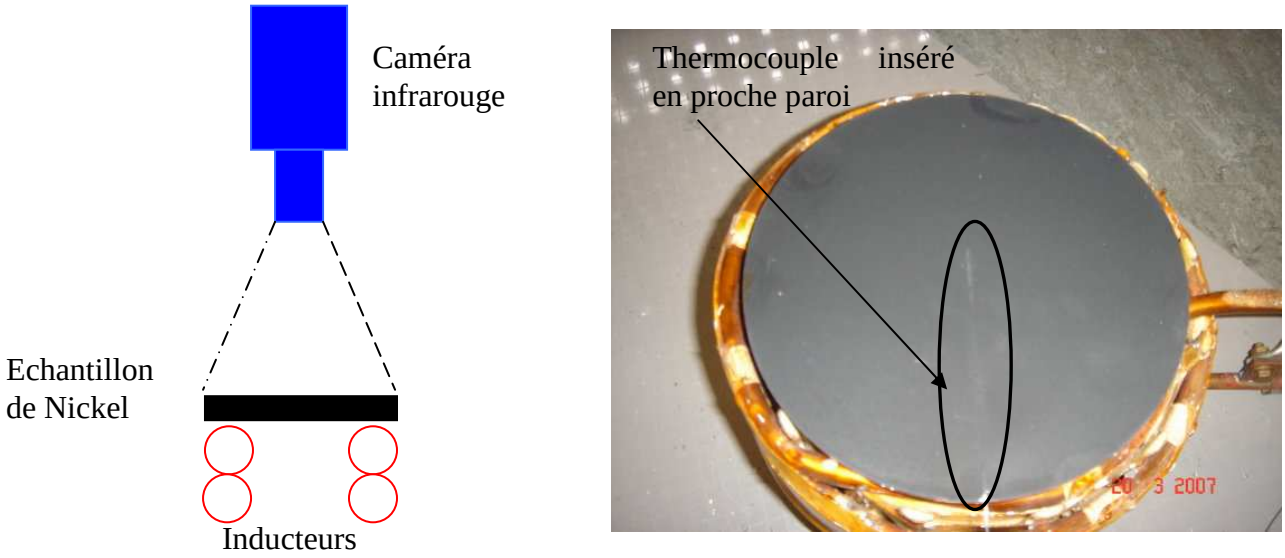


Figure 2.5 : Schéma de la configuration.

La caméra mesure un signal qui dépend de la température du matériau, de la température du boîtier, de la température de l'environnement (milieux extérieur) et du décalage d'offset de la caméra (figure 2.6) :

$$\begin{aligned} DL &= \tau[\varepsilon_\lambda\, DL^*(T) + \rho\, DL^*(T_\infty)] + (1-\tau) DL^*(T_{atm}) + K\, T_b + C \\ &= \tau[\varepsilon_\lambda\, DL^*(T) + (1-\varepsilon_\lambda)\, DL^*(T_\infty)] + (1-\tau) DL^*(T_{atm}) + K\, T_b + C \end{aligned} \qquad (2.5a)$$

avec :

T la température atteinte par le matériau

T_b la température du boîtier de la caméra

T_∞ la température de l'environnement (milieu extérieur supposé isotherme et invariant en temps)

τ coefficient d'absorption de l'atmosphère

ε_λ l'émissivité normale du matériau (dans la bande spectrale de la caméra)

ρ la réflexion de l'environnement

K constante d'émission propre du boîtier de la caméra

C constante correspondant au décalage d'offset de la caméra lors de la conversion analogique-numérique.

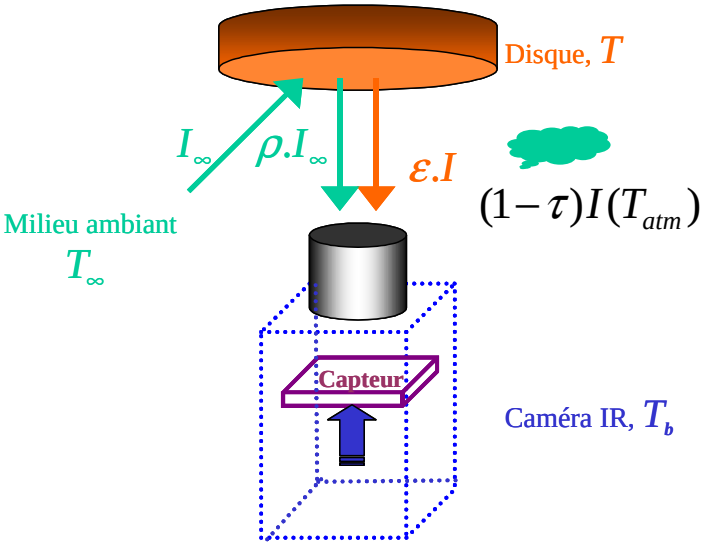


Figure 2.6 : Flux reçu par le capteur de la caméra.

Nous travaillons à la distance d'étalonnage et dans une gamme spectrale réduite, ceci nous amène à considérer l'atmosphère transparente ($\tau = 1$), nous avons donc :

$$DL = \varepsilon_\lambda DL^*(T) + \rho DL^*(T_\infty) + K T_b + C = \varepsilon_\lambda DL^*(T) + (1-\varepsilon_\lambda) DL^*(T_\infty) + K T_b + C \qquad (2.5b)$$

Le calcul de l'émissivité s'effectue en relevant les niveaux numériques finaux et initiaux lors du chauffage de l'échantillon et les températures correspondantes données par le thermocouple. Ainsi nous avons :

$$DL_{final} = \varepsilon_\lambda DL^*(T_{final}) + (1-\varepsilon_\lambda) DL^*(T_\infty) + K T_b + C$$
$$DL_{initial} = \varepsilon_\lambda DL^*(T_{initial}) + (1-\varepsilon_\lambda) DL^*(T_\infty) + K T_b + C \qquad (2.6)$$

L'échantillon avant chauffage est supposé à la même température que le milieu extérieur ($T_{initial} = T_\infty$).

On calcule ainsi l'émissivité à partir de ces équations thermographiques et on obtient :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{DL_{final} - DL_{initial}}{DL^*(T_{final}) - DL^*(T_{initial})} \tag{2.7}$$

Après calcul, on obtient pour la surface peinte en noir avec une peinture aérosol de type AREMCO Hie-Coat 840-M, une émissivité $\varepsilon_\lambda = 0.94$.

Une fois la valeur de l'émissivité de l'échantillon obtenue, nous pouvons maintenant calculer les niveaux numériques de l'échantillon à une température donnée :

$$DL^*(T) = \frac{DL - K\,T_b - C - (1-\varepsilon)\,DL^*(T_\infty)}{\varepsilon_\lambda} \tag{2.8}$$

La conversion des niveaux numériques en température se fait en exprimant la température en fonction des niveaux numériques : $T = B / \ln(A / DL^* + 1)$

2.4.2.2 Utilisation de la caméra avec présence du miroir

Nous avons une configuration expérimentale spéciale avec une caméra infrarouge qui va la scène thermique au travers d'un miroir (figure 2.7) afin de protéger la caméra contre un éventuel éclaboussement qui risquerait de l'endommager lors du refroidissement du matériau chauffé. En conséquence trois étapes sont donc maintenant nécessaires pour pouvoir calculer l'émissivité du matériau. Nous avons réalisés une correction de NUC (voir documentation CEDIP, *Calibration procedure: DP004U-A*, 2005).
Nous avons remarqué lors du début de nos essais à haute température, une sublimation de la peinture noire aux températures voisines du niveau de température souhaité (600°C). Dans la suite de nos travaux, nous avons décidé de sabler l'échantillon de Nickel avec des grains de sable monodisperses de diamètre $200\,\mu m$ pour augmenter son émissivité et s'affranchir des réflexions spéculaires dues à l'extérieur au lieu de peindre en noir à cause de la non tenue de cette peinture à 600°C .

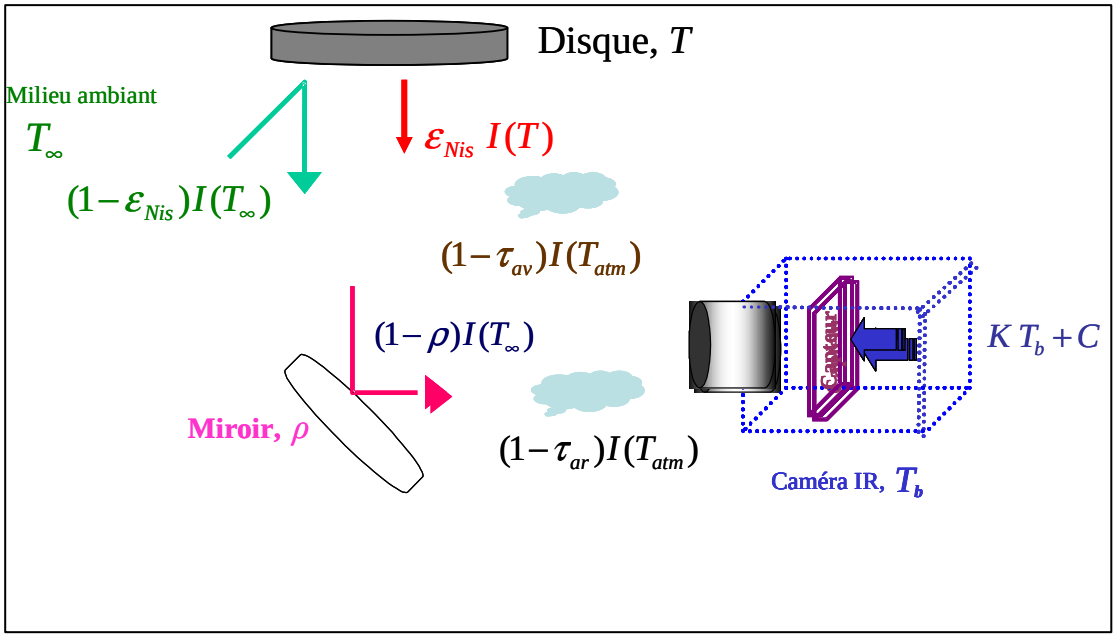


Figure 2.7 : Schéma de la configuration.

La caméra mesure un signal qui dépend de l'émission propre de la surface, de la réflexion de l'environnement, de l'émission de l'atmosphère avant et après le miroir, l'émission du miroir, et des offset (une composante dépend de l'émission du boîtier de la caméra de température T_b et des offset numérique:

$$y_{Nis} = \Big[\rho \ \Big\{\tau_{av}\Big(\underbrace{\varepsilon_{Nis}\, DL^*(T_{Nis})}_{\text{Emission propre de la surface}} + \underbrace{(1-\varepsilon_{Nis})DL^*(T_\infty)}_{\text{Réflexion de l'environnement}}\Big) + \underbrace{(1-\tau_{av})DL^*(T_{atm})}_{\text{Emission avant de l'atmosphère}}\Big\} + \underbrace{(1-\rho)DL^*(T_\infty)}_{\text{Emission du miroir}}\Big] \times \tau_{ar}$$

$$+ \underbrace{(1-\tau_{ar})DL^*(T_{atm})}_{\text{Emission arrière de l'atmosphère}} + \underbrace{KT_b + C}_{\text{Offset}} \qquad (2.9)$$

Nous travaillons ici également à la distance d'étalonnage et dans une gamme spectrale réduite, ceci nous amène à considérer l'atmosphère transparente ($\tau = 1$), nous avons donc :

$$y_{Nis} = \rho \ \underbrace{\Big(\varepsilon_{Nis}\, DL^*(T_{TC}) + (1-\varepsilon_{Nis})DL^*(T_\infty)\Big)}_{\text{Emission propre de la surface + reflexion de l'environnement}} + \underbrace{(1-\rho)DL^*(T_\infty)}_{\text{Emission du miroir}} + \underbrace{KT_b + C}_{\text{offset}} \qquad (2.10)$$

Les étapes de calcul de l'émissivité spectrale et de l'étalonnage sont les suivantes:

Manipulation 0 : Calibration devant un corps noir étendu sans miroir pour estimer les constantes *A* et *B* du détecteur

Une première correction de NUC à deux points sur le corps noir a été réalisée et à chaque nouvel essai, une correction d'offset est effectuée ensuite sur le corps noir (un point) avant chaque expérience. Ceci est un point important pour les mesures à faible température compte tenu de la faible variation du signal à ces faibles niveaux de température.

On reprend l'équation (2.5) avec $\varepsilon_{CN} = 1$:

$$DL = \varepsilon_{CN}\, DL^*(T) + \rho\, DL^*(T_\infty) + K\, T_b + C = \varepsilon_{CN}\, DL^*(T) + (1-\varepsilon_{CN})\, DL^*(T_\infty) + K\, T_b + C$$

qui peut également s'écrire en tenant compte de l'approximation de la loi de Planck.

$$DL = Ae^{-B/T} + D \ \text{ avec } \ D = K\, T_b + C \qquad (2.11)$$

Ensuite on estime par les moindres carrés non linéaires (algorithme de Levenberg – Marquardt), les constantes *A* et *B* intrinsèques au détecteur en faisant varier la température du corps noir de 20 à 600°C en utilisant le temps d'intégration adapté. Comme *K* et T_b sont connus ou mesurés, on en déduit *C*.

Manipulation 1 : Etalonnage par le corps noir avec miroir pour estimer le coefficient de réflexion du miroir (figure 2.8).

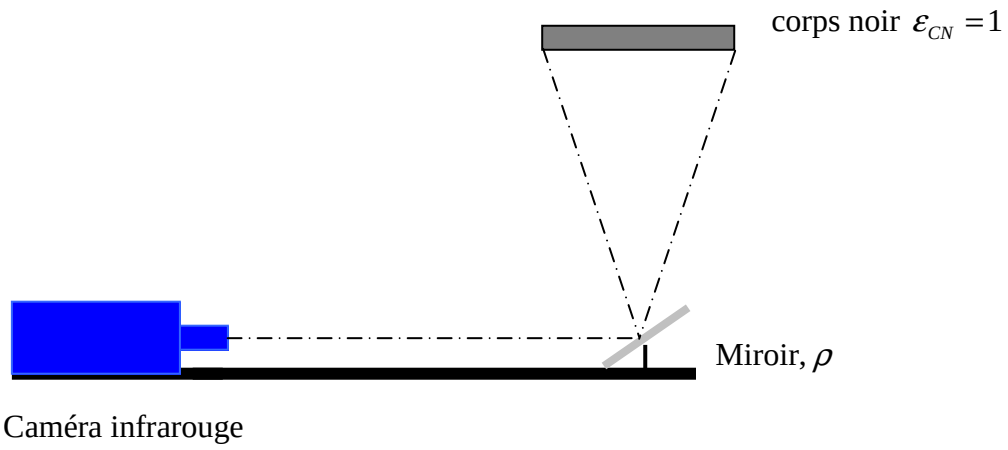


Figure 2.8 : Schéma de la configuration.

La caméra mesure un signal qui dépend de la température du matériau ou du corps noir, de la température du boîtier, de l'émissivité du corps noir ε_{CN} et du coefficient de réflexion du miroir ρ :

$$y_{CN} = \text{signal} = DL(T_{CN}, T_b, T_\infty, \varepsilon_{CN}, \rho) \qquad (2.12)$$

avec : T_{CN} la température atteinte par le corps noir
T_b la température du boîtier de la caméra
T_∞ la température du milieu extérieur
ε_{CN} l'émissivité normale du corps noir (dans la bande spectrale de la caméra)
ρ le coefficient de réflexion du miroir

L'équation thermographique (2.12) prend en compte non seulement la scène thermique mais aussi l'étalonnage de la caméra contrairement au cas usuel ou l'étalonnage de la caméra est effectuée indépendamment de la scène thermique.

Nous avons travaillé avec les paramètres suivants :

$T_b = 38°C$ correspondant à une température de boîtier en régime permanent pour une fréquence d'acquisition de 60 Hz.

Nous avons fait varier la température du corps noir de 20°C à 600°C par pas de 25°C et noté les niveaux numériques correspondants.

Nous obtenons ainsi une table d'étalonnage de la caméra + miroir sur la plage 20°C-600°C.
Cette table est introduite dans le fichier d'étalonnage de la caméra et c'est celle-ci que nous utiliserons, par la suite dans nos mesures pour évaluer la température dite « équivalente corps noir » de la surface.

Le signal (2.12) tenant compte de l'émissivité, du coefficient de réflexion du miroir, des pertes par le boîtier et des offsets, s'exprime par:

$$y_{CN} = \underbrace{\rho\ \left(\varepsilon_{\ CN}\ DL^*(T_{CN}) + (1-\varepsilon_{\ CN})DL^*(T_\infty)\right)}_{\text{Emission propre + reflexion de l'environnement}} + \underbrace{(1-\rho)DL^*(T_\infty)}_{\text{Emission du miroir}} + \underbrace{KT_b + C}_{\text{Offset}} \qquad (2.13)$$

où le coefficient $K = 20{,}59\, DL/°C$ correspondant à l'émission du boîtier de la caméra en fonction de sa température a été calculé en utilisant le décalage obtenu avec deux étalonnages réalisés à partir de températures de boîtier basse et haute (28.8°C et 38°C).

En développant l'expression (2.13), nous obtenons :

$$y_{CN} = \rho\ \varepsilon_{CN}\, DL^*(T_{CN}) + (1-\rho\varepsilon_{CN})\, DL^*(T_\infty) + C + K\,T_b \qquad (2.14)$$

Nous utilisons pour DL^* l'approximation de Wien $A\,e^{-B/T}$ et l'expression (2.14) devient alors en intégrant les constantes *A* et *B* précédemment estimés :

$y_{CN} = \rho\,\varepsilon_{CN}\ \hat{A}\,e^{-\hat{B}/T_{CN}} + C' + K\,T_b$ où $C' = (1-\rho\varepsilon_{CN})DL^*(T_\infty) + C$

En posant $\beta_1 = \rho\,\varepsilon_{CN}\ \hat{A}$, nous avons :

$$y_{CN} = \beta_{\ 1}\, e^{-B/T_{CN}} + C' + K\,T_b \qquad (2.15)$$

On estime $\hat{\beta}_1$, $\hat{B}$ et $\hat{C}'$ par une méthode de type moindre carrées non linéaires (algorithme de Levenberg – Marquardt) pour $T_b = 38°C$

Après calcul, les valeurs obtenues sont: $\hat{\beta}_1 = 8{,}9766.10^5$; $\hat{B} = 3590$; $\hat{C}' = 690$.

La figure 2.9 montre l'évolution des niveaux numériques en fonction de la température du corps noir pour les niveaux numériques mesurés et recalculé avec les paramètres estimés. Elle permet de valider la qualité de l'estimation de ces paramètres. On retrouve par ailleurs une variation des niveaux numériques fidèle à la loi de Planck qui traduit le caractère quasi-monochromatique de la mesure et de la caméra dans la plage considérée.

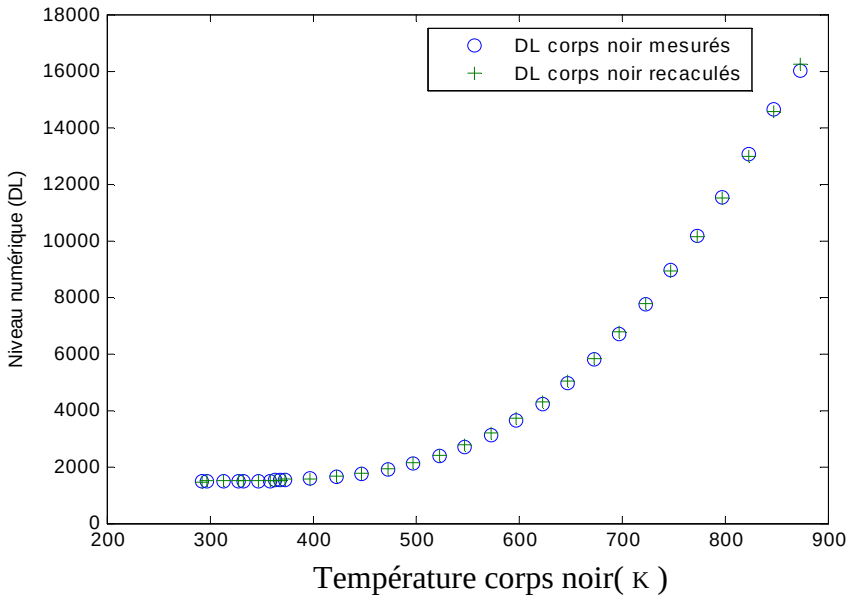


Figure 2.9 : Variation des niveaux numériques en fonction de la température du corps noir.

Manipulation 2 : Calcul de l'émissivité de l'échantillon de Nickel sablé

Un thermocouple de type *N* a été inséré en proche paroi de l'échantillon pour mesurer sa température. Durant le chauffage de la pièce en Nickel, nous avons noté simultanément la température donnée par le thermocouple et les niveaux numériques correspondant.

De façon identique au cas du corps noir, nous établissons l'équation thermographique suivante :

$$y_{Nis} = \rho\ \varepsilon_{Nis}\, DL^{*}(T_{TC}) + \underbrace{\left(1-\rho\,\varepsilon_{Nis}\right) DL^{*}(T_{\infty})}_{C^{''}} + C + K\,T_b \tag{2.16}$$

$$y_{Nis} = \rho\,\varepsilon_{Nis}\ A\,e^{-\hat{B}/T_{TC}} + C^{''} + K\,T_b \tag{2.17}$$

ou en posant $\beta_2 = \rho\,\varepsilon_{Nis}\ \hat{A}$, nous avons :

$$y_{Nis} = \beta_2\ e^{-\hat{B}/T_{TC}} + C^{''} + K\,T_b \tag{2.18}$$

Nous estimons $\hat{\beta}_2, \hat{C}^{''}$ également par la méthode de Levenberg – Marquardt, pour $T_b = 38°C$: $\hat{\beta}_2 = 6{,}1547.10^{5}$ et $\hat{C}^{''} = 682{,}9$.

En effectuant le rapport de $\dfrac{\hat{\beta}_2}{\hat{\beta}_1}$, nous avons :

$$\frac{\hat{\beta}_2}{\hat{\beta}_1} = \frac{\rho\,\varepsilon_{Ni}\ A}{\rho\,\varepsilon_{CN}\ A} = \frac{\varepsilon_{Nis}}{\varepsilon_{CN}} \approx 1 \qquad \Rightarrow \qquad \varepsilon_{4\mu mNis} = 0{,}64 \pm 310^{-3} \tag{2.19}$$

De façon similaire, la figure 2.10 permet de valider l'estimation des paramètres.

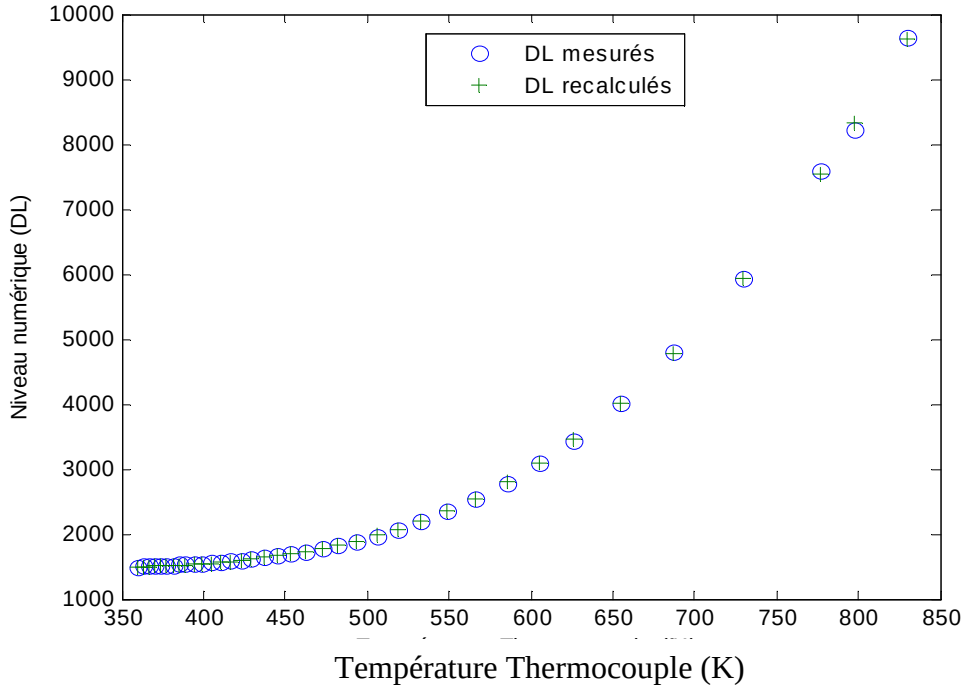


Figure 2.10 : Niveaux numériques mesurés et recalculés en fonction de la température de l'échantillon donnée par le thermocouple.

2.4.2.3 Conversion du signal thermographique en champ de température avec miroir

En partant de l'équation (2.16) on a :

$$DL = \rho\,\varepsilon_{Nis} A e^{-B/T_{Tc}} + (1-\rho\varepsilon_{Nis}) A e^{-B/T_{\infty}} + C + K T_b \tag{2.20}$$

Les trois étalonnages précédents nous ont permis de calculer toutes les constantes intervenant dans l'équation (2.18). Une mesure de T_{∞} et T_b nous permet d'inverser l'équation (2.18) :

$$\ln\left(\frac{DL - C - KT_b - (1-\rho\,\varepsilon_{Nis}) A\, e^{B/T_{\infty}}}{\rho\,\varepsilon_{Nis}\ A}\right) = -\frac{B}{T}$$

Et d'obtenir finalement la température (K):

$$T = \frac{B}{\ln\left(\dfrac{\rho\varepsilon_{Nis} A}{DL - C - K\,T_b - (1-\rho\varepsilon_{Nis}) A e^{-B/T_{\infty}}}\right)} \tag{2.21}$$

Chapitre 3 : Modélisation du problème direct

L'objectif de ce chapitre est la modélisation et la résolution du problème direct. Les solutions semi-analytiques obtenues seront à la base de l'écriture du modèle de conduction inverse et serviront à le tester.

3.1 Problème direct

Nous considérons ici un disque de Nickel de rayon R = 87,5 mm et d'épaisseur e = 5 mm chauffé par induction et reposant sur un support en quartz pour l'isoler thermiquement de la chambre d'essai. Le chauffage par induction est régulé en puissance et donc constant en temps. L'induction produit une source volumique s, supposée axisymétrique dans le disque. On appelle q_{jet} la densité de flux de chaleur extraite par jet en face supérieure, T_∞ la température de l'air ambiant ou du milieu extérieur et h_{SUP}, h_{INF}, ε_{SUP}, ε_{INF}, respectivement les coefficients de convection sur les faces supérieure et inférieure et les émissivités des faces supérieure et inférieure. Etant donné la valeur élevée du rapport d'aspect $\frac{e}{D} = 0.03$, nous avons supposé le disque isolé sur sa face latérale.

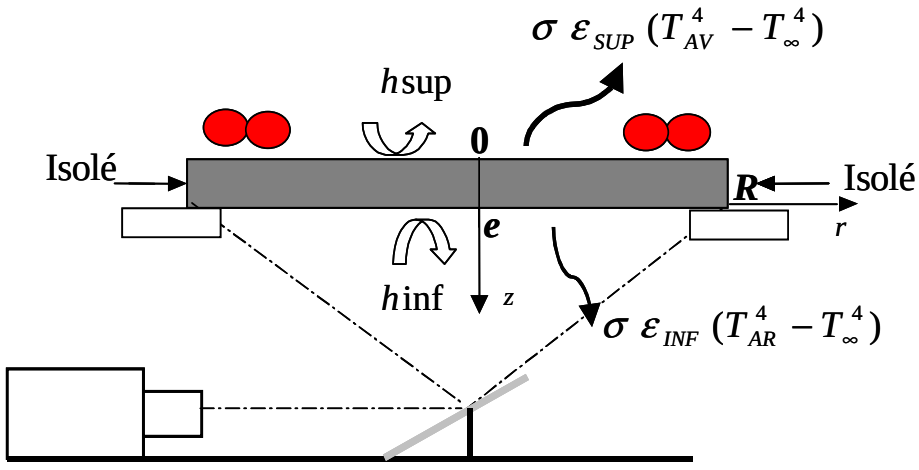


Figure 3.1 : Schéma du modèle.

L'équation de la chaleur et ses conditions associées s'écrivent alors :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda(T)\, r \frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right) + s(r,z,t) = \rho(T)\, c_P(T)\frac{\partial T}{\partial t} \qquad (3.1a)$$

$$T = T_\infty \qquad \text{à } t = 0 \qquad (3.1b)$$

$$\lambda\frac{\partial T}{\partial z} = h_{SUP}(T)\,(T - T_\infty) + \varepsilon_{SUP}\sigma(T^4 - T_\infty^4) + q_{jet}(r,t) \qquad \text{en z = 0} \qquad (3.1c)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = h_{INF}(T)\,(T - T_\infty) + \varepsilon_{INF}\,\sigma(T^4 - T_\infty^4) \qquad \text{en } z = e \qquad (3.1d)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \qquad \text{en } r = 0 \text{ et en } r = R \qquad (3.1e)$$

Cette densité de puissance $s(r, z, t)$ concentrée au voisinage de la surface du corps peut être remplacée par une densité de flux (W/m^2).

$$s(r, z, t) = g(r, t)\,\delta(z) \text{ et } g(r, t) = q(r)H(t) \qquad (3.2)$$

où $q(r) = q_{\max}\left[H(r - r_1) - H(r - r_2)\right]$ avec $q_{\max} = P/(\pi\,(r_2^2 - r_1^2))$

H représente la fonction d'Heaviside et r_1 et r_2 sont les rayons d'un anneau de chauffage avec $r_1 < r_2$ et on appelle ici *P* la puissance totale absorbée par le disque. Cette forme de distribution de puissance absorbée *q*(*r*) correspond au chauffage à l'aide d'un inducteur annulaire.

Nous nous attacherons ici à étudier le cas correspondant à $q_{jet} = 0$.

Le système (3.1) correspond au cas général et les modèles qui seront mis en œuvre dans la suite sont présentés par ordre décroissant de difficultés. Le modèle pertinent le plus simple sera utilisé pour les inversions.

3.2 Modélisation des pertes

Les pertes radiatives sont caractérisées par des émissivités ε_{SUP}, ε_{INF}. Les pertes convectives sont calculées avec des différents coefficients de convection *h* en convection naturelle obtenus grâce à des corrélations :

● *Corrélations en convection naturelle ,Sacadura (1993)*

On définit le nombre de Rayleigh à partir des nombres de Grashof et de Prandtl calculés avec les propriétés prises à la température du film :

$$Ra_f = Gr_{fD}\,\mathrm{Pr}_f \qquad (3.3a)$$

$$Nu_{SUP} = 0.14\,(Gr_{fD}\,\mathrm{Pr})^{1/3} = \frac{h_{SUP}\,D}{\lambda} \qquad \text{si } 2.10^7 \le Ra_f \le 3.10^{10} \text{ (turbulent)}$$

$$Nu_{INF} = 0.27\,(Gr_{fD}\,\mathrm{Pr}_f)^{1/4} = \frac{h_{INF}\,D}{\lambda} \qquad \text{si } 3.10^5 \le Ra_f \le 10^{10} \text{ (laminaire défavorable)} \qquad (3.3b)$$

Avec

$$Gr_D = g\,\frac{1}{T_{FILM}}\,D^3\,\frac{(T\text{-}T_\infty)}{v_f^2} \qquad \text{et} \qquad T_{FILM} = \frac{T + T_\infty}{2}$$

En utilisant ces corrélations de convection naturelle, nous exprimons les coefficients de convection *h* en fonction de $h_{SUP} = (T - T_\infty)^n$ avec *n* =1/3 en face supérieure et *n* = 1/4 en face inférieure :

$$h_{SUP} = G_{SUP}(T - T_\infty)^{1/3} \text{ avec } G_{SUP} = \left(\frac{gD^3 \,\mathrm{Pr}}{T_{FILM} \nu_f^2} \right)^{1/3} \frac{\lambda}{D} = \lambda \left(\frac{g\,\beta}{\nu\, a} \right)^{1/3} \tag{3.4}$$

$$h_{INF} = G_{INF}(T - T_\infty)^{1/4} \text{ avec } G_{INF} = \left(\frac{gD^3 \,\mathrm{Pr}}{T_{FILM} \nu_f^2} \right)^{1/4} \frac{\lambda}{D} = \frac{\lambda}{D^{1/4}} \left(\frac{g\,\beta}{\nu\, a} \right)^{1/4}$$

Le tableau 3.1 donne les propriétés thermophysiques de l'air utilisées dans les corrélations. Ces valeurs nous permettront de calculer les coefficients de convection.

T(°C) (température de la paroi)	T_{FILM} (K)	$\beta\,(\mathrm{K}^{-1}) \times 10^{-3}$	$\lambda(\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}) \times 10^{-2}$ air	$\nu(\mathrm{m^2\,s^{-1}}) \times 10^{-5}$ air	Pr air
27	300	3.333	2.63	1.59	0.707
100	336.50	2.971	2.90	1.96	0.702
200	386.50	2.587	3.28	2.49	0.693
300	436.50	2.291	3.64	3.08	0.687
400	486.50	2.055	3.98	3.71	0.684
500	536.50	1.864	4.30	4.37	0.683
600	586.50	1.705	4.61	5.08	0.684
700	636.50	1.571	4.89	5.82	0.689
800	686.50	1.457	5.17	6.60	0.694
900	736.50	1.358	5.42	7.41	0.700
1000	786.50	1.271	5.67	8.26	0.707
1100	836.50	1.195	5.90	9.14	0.714
1200	886.50	1.128	6.13	10	0.719

Tableau 3.1 : Propriétés thermophysiques de l'air utilisées dans la corrélation.

Nous illustrons sur la figure 3.2 l'évolution des coefficients de convection *h* en fonction de $(T\text{-}T_\infty)^n$ et nous appliquons une régression à l'aide d'un polynôme de degré deux sur les courbes (voir figure 3.3 et 3.4).

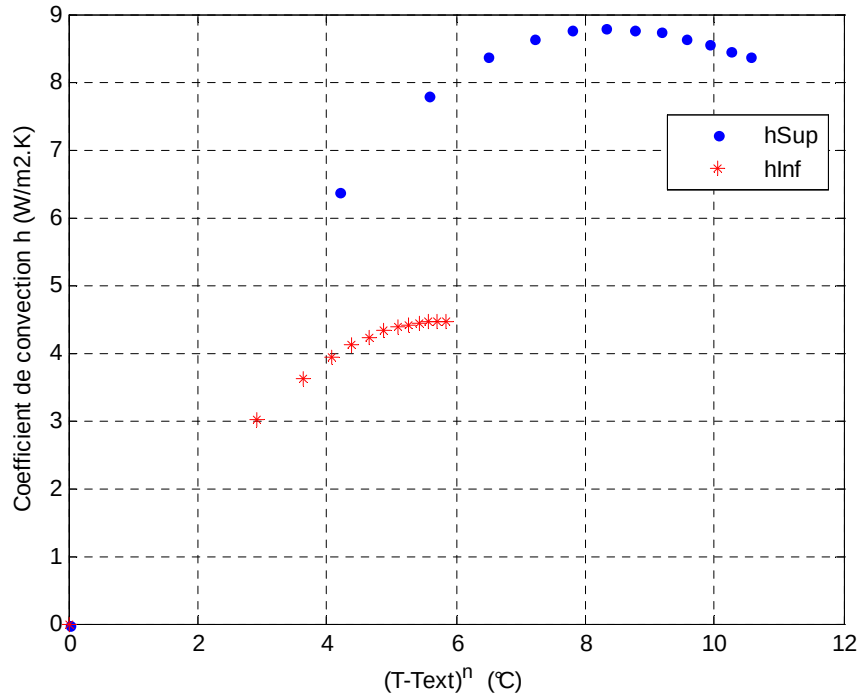


Figure 3.2 : Coefficients de convection naturelle *h* en fonction de $(T - T_{\infty})^{n}$.

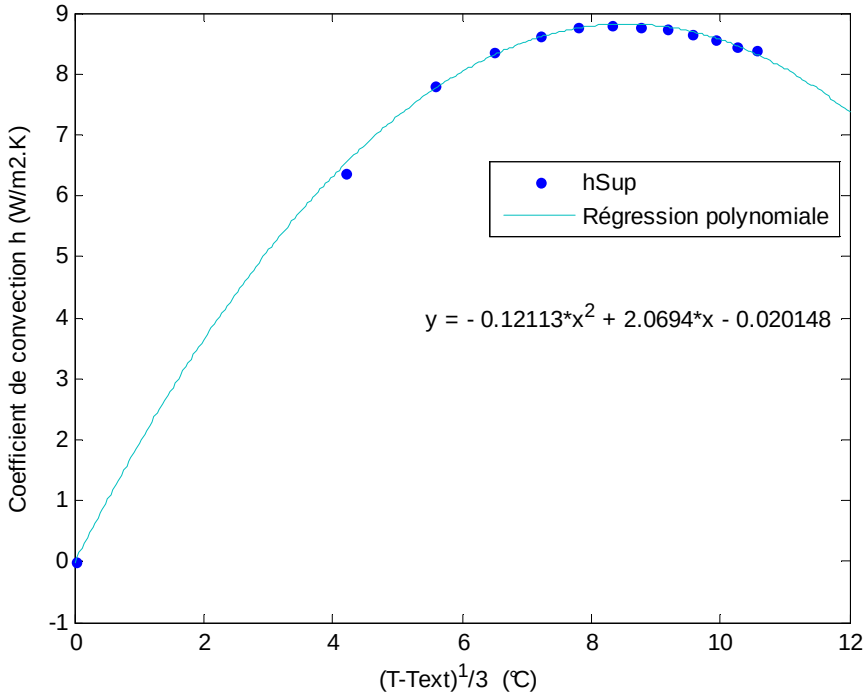


Figure 3.3 : Régression polynomiale sur h_{SUP} .

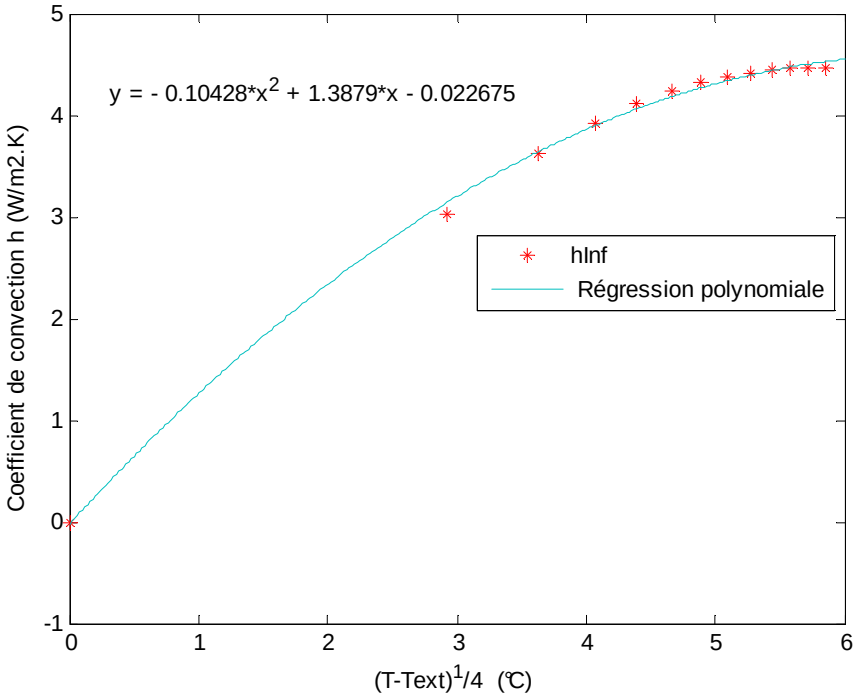


Figure 3.4 : Régression polynomiale sur h_{INF} .

On obtient donc les expressions suivantes :

$$h_{SUP}(T) = -0.1211(T - T_\infty)^{2/3} + 2.0694(T - T_\infty)^{1/3} - 0.0201$$

$$h_{INF}(T) = -0.1043\,(T - T_\infty)^{1/2} + 1.3879(T - T_\infty)^{1/4} - 0.0227 \qquad (3.5)$$

Les nombres de Biot, $Bi_{SUP} = \dfrac{h_{SUP}.e}{\lambda_{NICKEL}}$ et $Bi_{INF} = \dfrac{h_{INF}.e}{\lambda_{NICKEL}}$ sont faibles (h_{SUP} et h_{INF} inférieurs à 10 $\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$) : on peut donc utiliser le modèle du petit corps pour estimer la température moyenne d'équilibre T_{moy} du disque soumis à un chauffage de puissance P :

$$P = \sum_\alpha h_\alpha(T_{moy})\, S_\alpha(T_{moy} - T_\infty) + \sigma \sum_\alpha \varepsilon_\alpha S_\alpha(T_{moy}^4 - T_\infty^4) = f(T_{moy}) \qquad (3.6a)$$

Avec $\alpha = SUP, INF$

En prenant ici $\varepsilon_{SUP} = 0.05$ (Nickel poli) et $\varepsilon_{INF} = 0.64$ (Nickel grenaillé, voir chapitre2), nous remarquons, qu'aux températures inférieures à 100°C, les pertes radiatives et convectives sont pratiquement du même ordre de grandeur (voir figure 3.5). Au delà de 100°C, les pertes radiatives sont plus importantes que les pertes convectives.

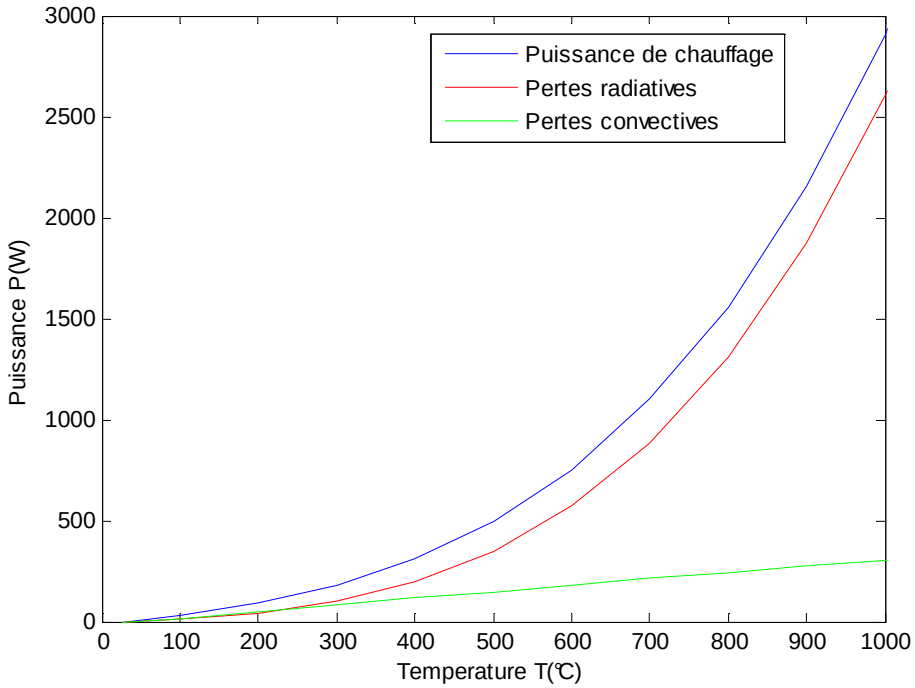


Figure 3.5: Evolution de la puissance de chauffe, des pertes radiatives et convectives en fonction de l'évolution de la température de paroi.

Afin d'utiliser un modèle linéaire pour l'inversion des mesures (voir section 4), nous avons décidé de linéariser les pertes convectives et radiatives en posant :

$$h_{\alpha}^{Eq} = h_{\alpha}(\overline{T}_{Film}) + 4\sigma\varepsilon_{\alpha}\overline{T}_{Film}^{3} \quad \text{avec} \quad \alpha = SUP,\ INF \quad \text{et} \quad \overline{T}_{Film} = 1/2(T_{\max} + T_{\infty}) \qquad (3.6b)$$

Où $T_{\max}$ est la température maximum atteinte (connue à posteriori) par l'utilisation d'un modèle du petit corps (3.6).

3.3 Solutions du problème direct

Le système (3.1) peut être écrit en supposant constantes les propriétés thermophysiques, pour $q_{jet} = 0$:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t} \qquad (3.7a)$$

$$T = T_{\infty} \qquad \text{à } t = 0 \qquad (3.7b)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \qquad \text{en } r = 0 \text{ et } r = R \qquad (3.7c)$$

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial z} = q(r,t) - h_{SUP}^{EQ}(T - T_{\infty}) \qquad \text{en } z = 0 \qquad (3.7d)$$

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial z} = h_{INF}^{EQ}(T - T_{\infty}) \qquad \text{en } z = e \qquad (3.7e)$$

On montre par la méthode de séparation des variables, *Ozisik* (1993) que les fonctions propres en *r* sont les fonctions $J_0(\alpha_n r)$ avec $\alpha_n = \frac{u_n}{R}$ et les u_n sont les solutions de $J_1(u) = 0$. Une approximation de ces valeurs propres est : $u_n \approx n\pi + \frac{\pi}{4} - \frac{3}{8\left(n\pi + \frac{\pi}{4}\right)}$, *Ozisik* (1993)

On effectue une double transformée de Laplace en temps et Hankel en *r*

$$\overline{T}(r,z,p) = \int_0^{\infty} T(r,z,t)\, e^{-pt} dt \text{ et } \overline{\overline{T}}_n(z,p) = \int_0^{R} \overline{T}(r,z,p)\, r\, J_0(\alpha_n r)\, dr$$

L'équation (3.7a), en tenant compte des conditions limites adiabatiques en *r = 0 et r = R*, devient :

$$\frac{\partial \overline{\overline{T}}_n^{\,2}}{\partial z} - (\alpha_n^2 + \frac{p}{a})\overline{\overline{T}}_n = 0 \qquad (3.8\text{ a})$$

Avec les transformées de conditions limites

$$\begin{cases} -\lambda \dfrac{\partial \overline{\overline{T}}_n}{\partial z} = \dfrac{1}{p}\tilde{q}_n - h_{SUP}^{EQ}\, \overline{\overline{T}}_n \text{ en } z = 0 \\ -\lambda \dfrac{\partial \overline{\overline{T}}_n}{\partial z} = h_{INF}^{EQ}\, \overline{\overline{T}}_n \qquad \text{en } z = e \end{cases} \qquad (3.8b)$$

En s'appuyant sur le principe de superposition des problèmes, on construit ensuite mode par mode, une relation quadripolaire, *Maillet al* (2000):

$$\begin{pmatrix} \overline{\overline{T}}_n \\ \tilde{q}_n / p \end{pmatrix}_{z=0} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h_{SUP}^{EQ} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h_{INF}^{EQ} & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\overline{T}}_n \\ 0 \end{pmatrix}_{z=e} \qquad (3.9)$$

Nous avons finalement :

$$\begin{pmatrix} \overline{\overline{T}}_n \\ \tilde{q}_n / p \end{pmatrix}_{z=0} = \begin{bmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\overline{T}}_n \\ 0 \end{pmatrix}_{z=e}$$

En posant $\gamma_n^{\,2} = \alpha_n^2 + \frac{p}{a}$, nous avons:

$A_n = \cosh(\gamma_n e) = D_n$ $\qquad$ $B_n = \frac{1}{\lambda\, \gamma_n} \sinh(\gamma_n e)$ $\qquad$ $C_n = \lambda\, \gamma_n \sinh(\gamma_n e)$

$A' = A_n + h_{INF}^{EQ} B_n$ $\qquad$ $B' = B_n$ $\qquad$ $C' = h_{SUP}^{EQ} A_n + C_n + h_{INF}^{EQ} (h_{SUP}^{EQ} B_n + D_n)$

$D' = D_n + h_{SUP}^{EQ} B_n$

Ceci s'écrit donc :

$$\tilde{\tilde{T}}_n(z=0) = A' \;\; \tilde{\tilde{T}}_n(z=e)$$
$$\frac{1}{p}\tilde{q}_n = C' \;\; \tilde{\tilde{T}}_n(z=e)$$

Ou encore :

$$\tilde{\tilde{T}}_n(z=e) = \frac{1}{((h_{SUP}^{EQ} + h_{INF}^{EQ})\cosh(\gamma_n e) + \frac{h_{SUP}^{EQ}.h_{INF}^{EQ}}{\lambda\,\gamma_n}\sinh(\gamma_n e) + \lambda\,\gamma_n \sinh(\gamma_n e))} \frac{1}{p}\tilde{q}_n = \bar{Z}_n \frac{\tilde{q}_n}{p} \qquad (3.10)$$

On peut écrire l'impédance ci-dessus sous la forme : $\bar{Z}_n = F\,(p + a\alpha_n^2)$ avec :

$$F(p) = \frac{1}{((h_{SUP}^{EQ} + h_{INF}^{EQ})\cosh(e\sqrt{p/a}) + \frac{h_{SUP}^{EQ} h_{INF}^{EQ}}{\lambda\sqrt{p/a}}\sinh(e\sqrt{p/a}) + \lambda(\sqrt{p/a})\sinh(e\sqrt{p/a}))}$$

En revenant dans l'espace temporel, on a grâce à la propriété de décalage de la transformée de Laplace, *Bracewell* (2000):

$$Z_n(t) = e^{-a\alpha_n^2 t} f(t) \quad \text{où } f(t) \text{ est l'original de } F(p) \qquad (3.11)$$

L'inversion de Laplace de l'équation (3.11) fait apparaître un produit de convolution :

$$\tilde{T}_n(t) = \int_0^t e^{-a\alpha_n^2 (t-t')} \tilde{Z}_n(t-t')\,\tilde{q}_n(t')\,dt' \qquad (3.12)$$

<u>Retour en radial</u> :

Nous avons $\quad T(r,z,t) = \sum_{n=0}^{\infty} E_n\, J_0(\alpha_n r)\, \tilde{T}_n(z,t) \qquad (3.13)$

On calcule le $k^{iéme}$ mode : $\tilde{T}_k = \int_0^R r\, J_0(\alpha_k r)\; T\, dr = \sum_{n=0}^{\infty} E_n \underbrace{\int_0^R r\, J_0(\alpha_k r)\, J_0(\alpha_n r) dr}$

$= 0 \qquad$ si $n \neq k$

$= N_k \quad$ si $n = k$

$$\Rightarrow \quad \tilde{T}_k = E_k \; N_k \tilde{T}_k \Rightarrow \; E_k = \frac{1}{N_k} \; = \frac{2}{R^2 J_0^2(\alpha_k R)}$$

où N_k est la norme de J_0 : $\qquad N_k = \int_0^R r \; J_0^2(\alpha_k r)\, dr = \frac{R^2}{2} J_0^2(\alpha_k R)$

Nous obtenons la relation suivante, *Ozisik* (1993) :

$$T(r,z,t) = \frac{2}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{T}_n(z,t) \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R)} \tag{3.14}$$

Ce qui donne en face arrière ($z = e$) :

$$T(r,e,t) = \frac{2}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{T}_n(e,t) \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R)} \tag{3.15}$$

3.4 Solutions dans le cas d'un modèle d'ailette

Nous voulons atteindre un niveau de température uniforme de 600°C avant le début de la phase de refroidissement car durant la phase de chauffage, la température au bord sera plus élevée que celle au centre (plus de 600°C). Pour obtenir un champ de température uniforme, nous allons relaxer ce champ jusqu'à ce que la température au centre atteigne 600°C et ensuite nous allons refroidir le disque par un jet d'eau. Le problème direct peut être divisé en trois étapes (chauffage, relaxation et refroidissement). Nous allons utiliser un modèle 1D de simulation en définissant une température moyenne d'ailette : $T_m(r,t) = \frac{1}{e} \int_0^e T(r,z,t)\, dz$

L'équation (3.7a) devient:

$$\frac{\partial^2 T_m}{\partial r^2} \; + \; \frac{1}{r} \frac{\partial T_m}{\partial r} \; + \; \frac{1}{e} \int_0^e \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\, dz = \frac{1}{a} \frac{\partial T_m}{\partial t} \tag{3.16}$$

<u>PHASE 1</u> : Chauffage

Cette période débute à l'équilibre thermique à T_∞ (égale à la température de l'air).
L'équation (3.16) se réécrit en posant $\theta = T - T_\infty$, en tenant compte de l'hypothèse d'ailette, $\theta(r,0,t) = \theta(r,e,t) = \theta_m(r,t)$. Cette hypothèse est justifiée car le nombre de Biot $\frac{h^{EQ}\, e}{\lambda}$ est faible pour les métaux même à 600°C avec $h^{EQ} = h_{SUP}^{EQ} + h_{INF}^{EQ}$.

$$\frac{\partial^2 \theta_m}{\partial r^2} \; + \; \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_m}{\partial r} \; - \; \frac{1}{\lambda \; e} \left[h_{SUP}^{EQ} \; \theta(r,0,t) + h_{INF}^{EQ} \; \theta\,(r,e,t) \right] + \frac{g(r,t)}{\lambda \; e} = \frac{1}{a} \; \frac{\partial \theta_m}{\partial t} \tag{3.17}$$

L'équation (3.17) devient : $\qquad \frac{\partial^2 \theta_m}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_m}{\partial r} - \frac{h^{EQ}}{\lambda\, e} \theta_m(r,t) + \frac{g(r,t)}{\lambda\, e} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta_m}{\partial t}$ (3.18)

En appliquant la transformée de Hankel : $\tilde{\theta}_m(\alpha_n,t)=\int_0^R r\,J_0(\alpha_n r)\,\theta_m(r,t)\,dr$ et en posant :

$\tilde{\theta}_n(t)=\tilde{\theta}_m(\alpha_n,t)$, l'équation (3.18) devient :

$$\frac{d\tilde{\theta}_n}{dt}+\left(a\alpha_n^2+\frac{h^{EQ}}{\rho ce}\right)\tilde{\theta}_n=\frac{1}{\rho ce}\tilde{q}_n(t) \tag{3.19}$$

Avec $\tilde{\theta}_n(0)=0$.

L'équation (3.19) est une équation différentielle linéaire ordinaire avec second membre, sa solution s'écrit:

$$\tilde{\theta}_n^{\,chauff}(t)=\int_0^t \frac{\tilde{q}_n(t')}{\rho\,ce}\,\exp\left[-(a\alpha_n^2+\frac{h^{EQ}}{\rho\,ce})\,(t-t')\right]dt' \tag{3.20}$$

<u>PHASE 2</u> : Relaxation

Cette période commence par l'arrêt du chauffage ($g(r,t)=0$) au temps t_1, ce qui conduit à une relaxation naturelle du premier régime. Ce régime correspond à l'équation suivante et à ses conditions limites :

$$\frac{d\tilde{\theta}_n^{\,relax}}{dt}+\left(a\alpha_n^2+\frac{h^{EQ}}{\rho ce}\right)\tilde{\theta}_n^{\,relax}=0 \quad \text{avec à} \quad t=t_1 \;\; \tilde{\theta}_n^{\,relax}(t)=\tilde{\theta}_n^{\,chauff}(t_1) \tag{3.21}$$

Sa solution est :

$$\tilde{\theta}_n^{\,relax}(t-t_1)=\tilde{\theta}_n^{\,chauff}(t_1)\exp\left[-(a\alpha_n^2+\frac{h^{EQ}}{\rho ce})\,t\right] \tag{3.22}$$

<u>PHASE 3</u> : Refroidissement

Cette phase correspond au refroidissement avec un flux $q_{jet}(r,t)$ et débute à la fin (temps t_2) du régime de relaxation. Ce régime correspond à l'équation (3.19) et à ses conditions initiales :

$$\frac{d\tilde{\theta}_n^{\,refroid}}{dt}+\left(a\alpha_n^2+\frac{h^{EQ}}{\rho ce}\right)\tilde{\theta}_n^{\,refroid}=\frac{1}{\rho ce}\tilde{q}_{n_{jet}}(t) \quad \text{avec à} \quad t=t_2 \;\; \tilde{\theta}_n^{\,refroid}(t\,)=\tilde{\theta}_n^{\,relax}(t_2) \tag{3.23}$$

Sa solution est :

$$\tilde{\theta}_n^{\,refroid}(t)=\tilde{\theta}_n^{\,relax}(t_2)\exp\left[-(a\alpha_n^2+\frac{h^{EQ}}{\rho ce})\,(t-t_2)\right]+\int_{t_2}^t \frac{\tilde{q}_{n\,jet}(t')}{\rho ce}\exp\left[-(a\alpha_n^2+\frac{h^{EQ}}{\rho ce})\,(t-t')\right]dt' \tag{3.24}$$

Le retour dans l'espace spatio-temporel s'effectue à l'aide de la transformée inverse de Hankel :

$$\theta(r,e,t)=\frac{2}{R^2}\sum_{n=0}^{\infty}\tilde{\theta}_n(e,t)\frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R)} \tag{3.25}$$

Le champ de température résultant est la somme des solutions des trois problèmes:

$$\theta\ (r,t) = \theta_{chauff}(r,t)\,(1-H(t-t_1)) + \theta_{relax}(r,t)\,(H(t-t_1)-H(t-t_2)) + \theta_{refroid}(r,t)\,(1-H(t-t_2)) \tag{3.26}$$

Remarque :

L'inversion de Laplace ne peut être effectuée que numériquement. Pour ce faire, nous avons utilisé la fonction « invlap » du logiciel Matlab. Ensuite, le calcul de la somme infinie des expressions (3.14) et (3.25) est tronqué à un nombre d'harmoniques N_H = 200 car si l'on prend plus d'harmoniques, il n'y a aucune différence sur les profils de températures.

3.5 Simulations

Validation du modèle

● Hypothèse des propriétés thermophysiques constantes

Pour valider les modèles précédents, il faut vérifier si l'hypothèse de non thermodépendance des propriétés thermophysiques du Nickel n'entraîne pas un biais trop important. Nous comparons pour ce faire, les champs de température avec le modèle direct 2D linéaire dans les deux premières phases c'est à dire le chauffage et la relaxation avec les champs de température calculés à l'aide d'un code de calcul par élément finis FlexPDE permettant de prendre en compte la thermodépendance des propriétés thermophysiques du Nickel. Nous donnons dans le tableau 3.2 les valeurs de ces propriétés thermophysiques en fonction de la température.

T(°C)	λ (W m^{-1} K^{-1})	ρ (kg m^{-3})	C_p (J kg^{-1} K^{-1})	ρC_p (J m^{-3}K^{-1})×10^{-6}
50	62.79	8890.5	458.3	4.074
100	58.92	8874.1	466.42	4.139
150	57.81	8837.2	500.78	4.425
200	55.68	8779.9	533.19	4.681
250	53.66	8702.2	574.64	5.000
300	51	8604.9	613.4	5.278
350	50.26	8488.7	607.3	5.155
400	49.11	8354.7	555.1	4.637
450	48.8	8204.2	546.95	4.487
500	48.48	8038.9	544.35	4.376
550	47.43	7860.2	537.15	4.222
600	47.13	7670	541.53	4.154

Tableau 3.2 : Propriétés thermophysiques du Nickel en fonction de la température (source : ARCELOR-MITTAL).

Le tableau 3.2 montre que la conductivité thermique λ du Nickel varie d'environ 25 % contrairement au produit ρC_p qui a une variation moindre de l'ordre de 2%.

Les valeurs des paramètres utilisés pour les simulations sont données dans le tableau 3.3.

Paramètres	Unités	Valeurs
λ	$W\,m^{-2}K^{-1}$	46.65
ρc	$J\,m^{-3}K^{-1}$	3.8610^{6}
h^{EQ}	$W\,m^{-2}K^{-1}$	84.7
P	W	3000
r_1	m	0.060
r_2	m	0.080
R	m	0.0875

Tableau 3.3: Valeurs des différents paramètres.

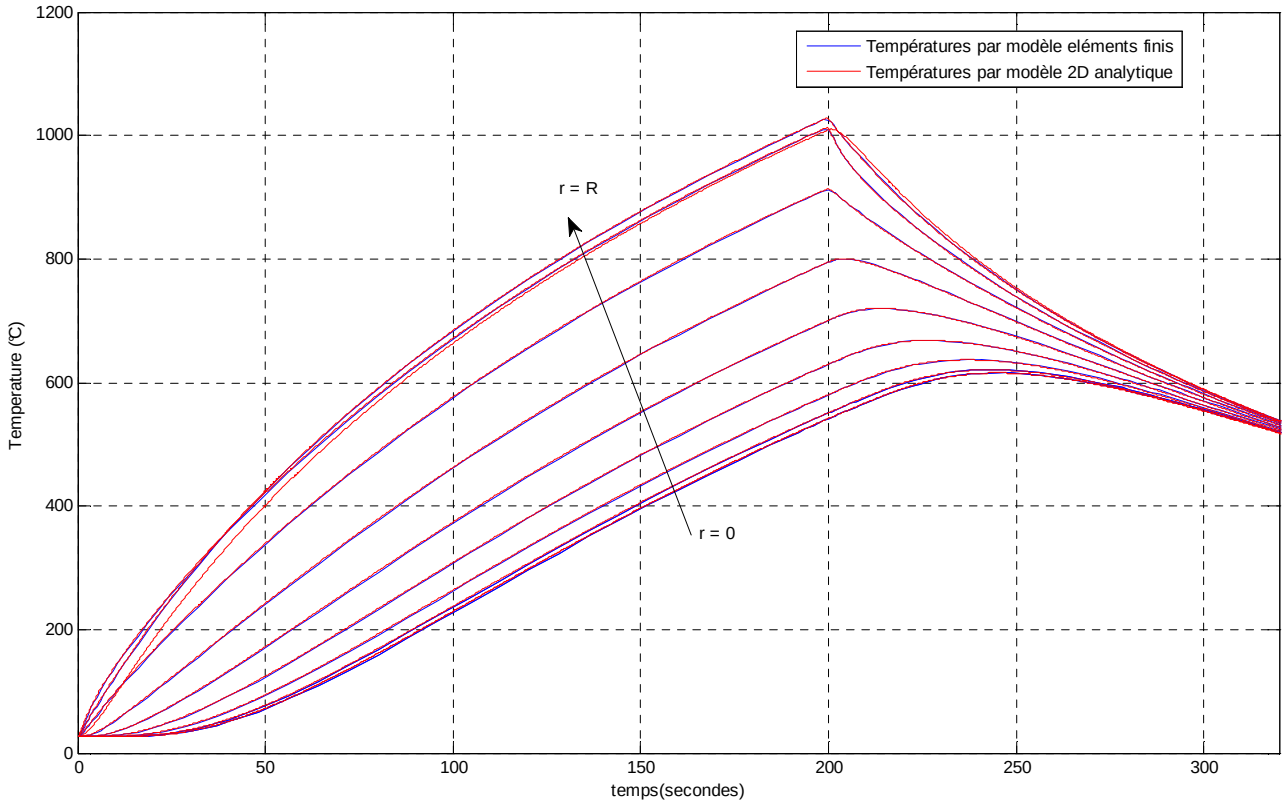


Figure 3.6 : Comparaison 2D analytique-éléments finis : propriétés thermophysiques et coefficient d'échange constants.

La figure 3.6 présente les évolutions temporelles de la température à différents rayons calculées avec le modèle analytique 2D et avec le code numérique-éléments finis (FlexPDE) en supposant constantes les propriétés thermophysiques (égales à leurs valeurs à 725 °C). Les coefficients d'échange *h* constants sont obtenus à la température du film $T_{Film} = 376°C$.

Les résultats sont quasiment identiques. Notre modèle est validé. Dans la figure (3.7) nous avons repris les mêmes simulations analytiques 2D de la figure précédente qui sont cette fois comparées aux simulations par éléments finis avec thermodépendance des propriétés thermophysiques et avec un coefficient d'échange uniforme.

Les allures sont similaires mais on note une différence d'une vingtaine de degré Celsius au maximum entre les deux calculs.

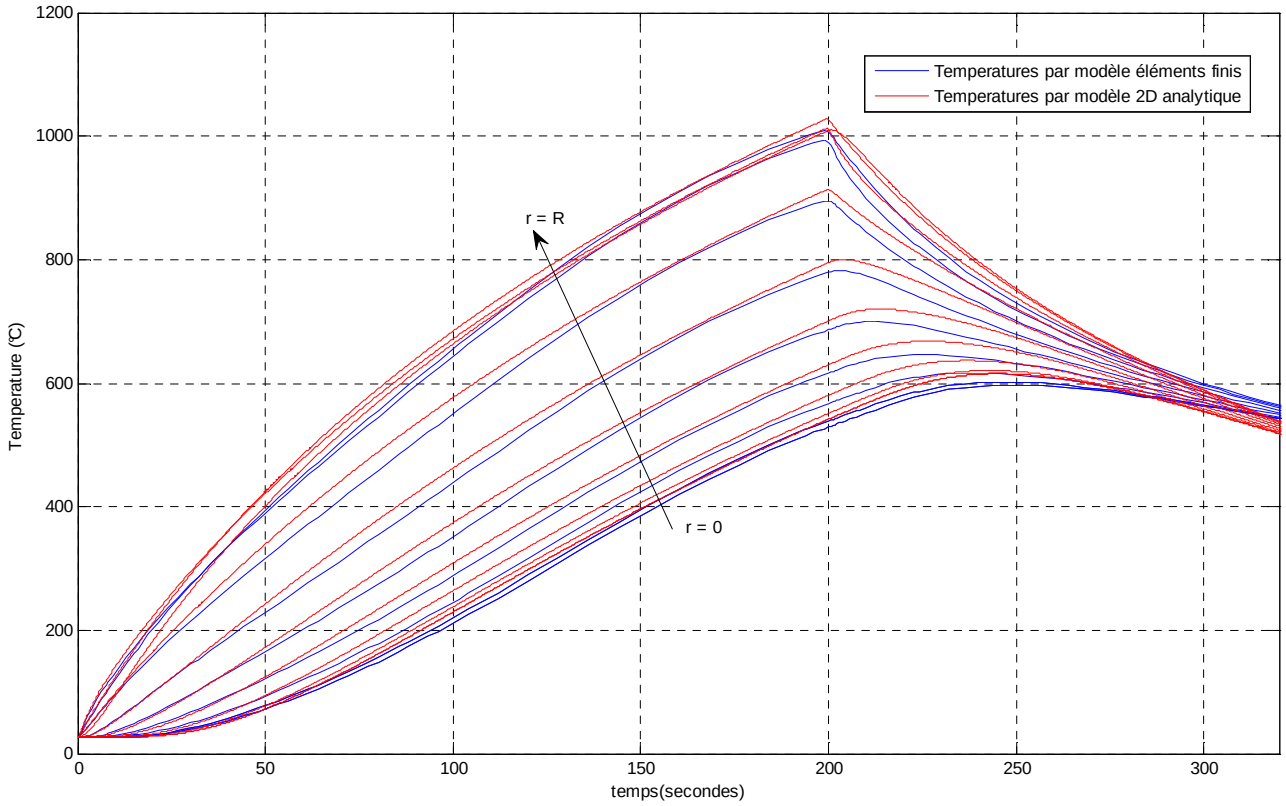


Figure 3.7 : Comparaison analytique 2D - éléments finis non linéaires (thermodépendance des propriétés thermophysiques – *h* constant).

Si l'on considère des coefficients d'échange *h* et des propriétés thermophysiques thermodépendants, nous obtenons des niveaux de température plus bas en non linéaire, ce qui est tout à fait normal dans la mesure où λ diminue avec la température (voir figure 3.8).

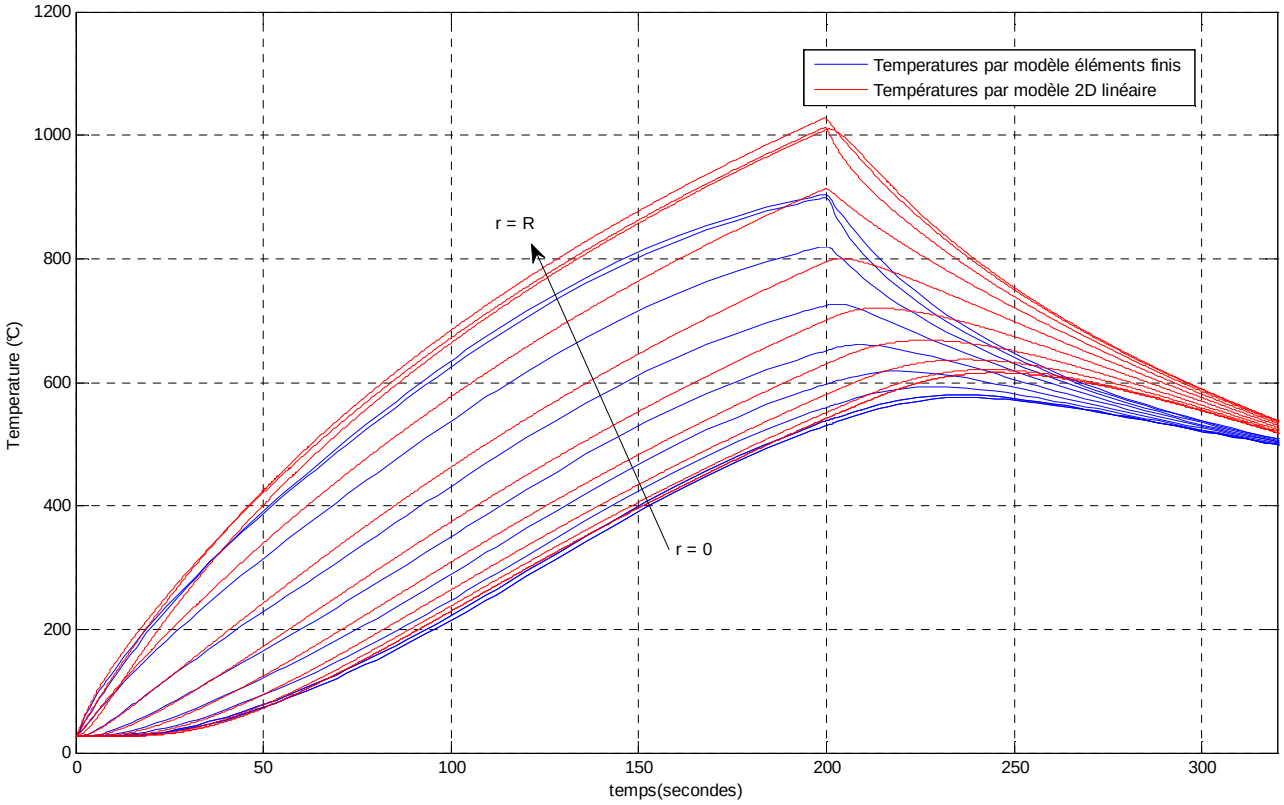


Figure 3.8 : Comparaison analytique 2D - éléments finis non linéaires (thermodépendance des propriétés thermophysiques et des coefficients d'échange *h*).

Comparaison du modèle 2D linéaire avec le modèle d'ailette

Nous avons présenté sur la figure 3.9, les thermogrammes obtenus par transformation intégrale (inversion numérique de Laplace et troncature à N_H = 200 harmoniques) pour le modèle 2D et le modèle d'ailette durant les trois phases (Chauffage-Relaxation-Refroidissement) de $r = 0$ à $r = R$ avec un pas d'espace Δr = R/10 et temporel Δt = 2s. Nous choisissons comme flux de refroidissement $q_{jet}(r,t)$ une fonction de forme gaussienne en espace et décroissante exponentiellement en temps :

$$q_{jet}(r,t) = -K_t\, e^{-\frac{t}{t_C}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_C^2}} \qquad \text{avec } K_t = 10^6 \text{ W m}^{-2}, t_c = 1\text{s},\ \sigma_C = 41\,\text{mm} \qquad (3.27)$$

Les différences sont négligeables entre le champ de température en face arrière pour le modèle 2D et le champ de température en face arrière pour le modèle d'ailette pendant la phase de chauffage et de relaxation. En faisant un zoom sur la phase de refroidissement (figure 3.10), on constate que cette observation n'est pas vérifiée pour cette phase. En effet, le modèle d'ailette surestime les températures réelles dans cette phase. Nous allons donc utiliser le modèle 2D pour simuler le problème direct au lieu d'un modèle d'ailette 1D.

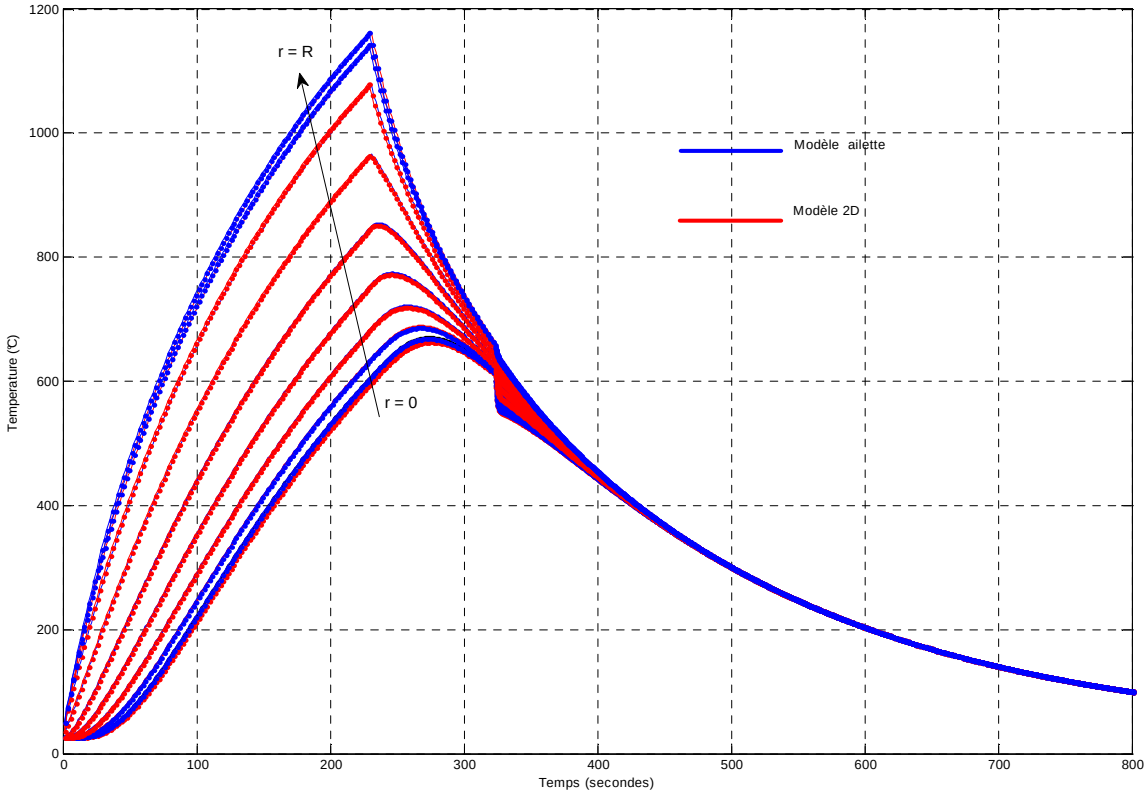


Figure 3.9 : Comparaison entre le modèle 2D face arrière (rouge) et le modèle d'ailette (bleu) durant les trois phases avec $t_1 = 225\,\mathrm{s}$ et $t_2 = 325\,\mathrm{s}$.

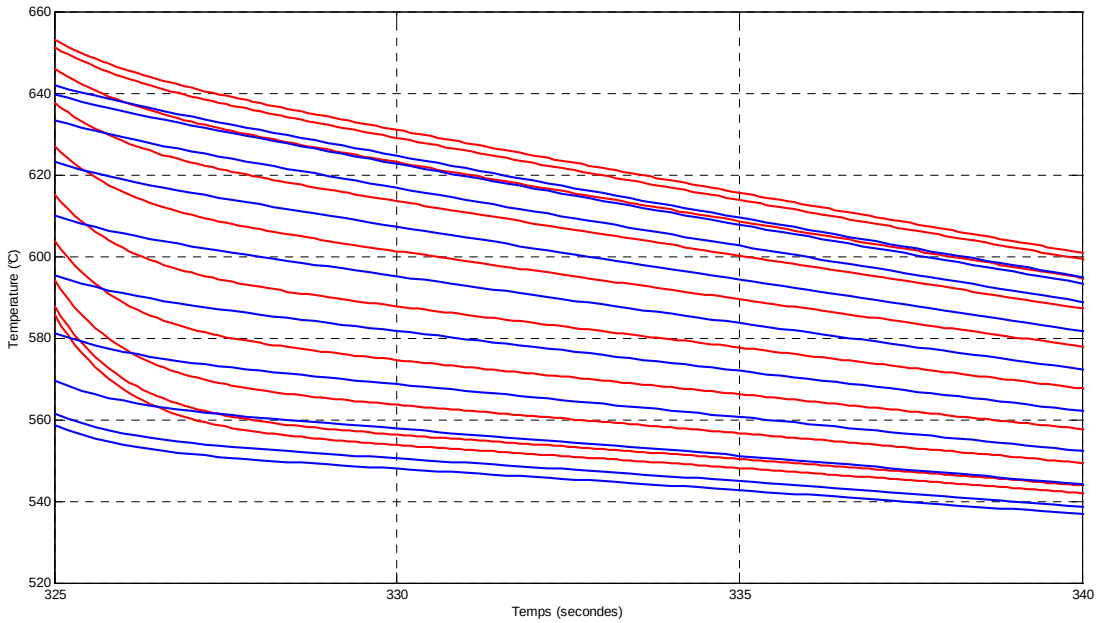


Figure 3.10 : Comparaison entre les champ de température en face arrière pour le modèle 2D (rouge), le modèle d'ailette (bleu) pendant le refroidissement.

3.6 Synthèse des résultats du chapitre 3

Une solution analytique, basée sur les transformées de Laplace et de Hankel, a été obtenue pour la réponse transitoire en température d'un disque en Nickel chauffé sur sa face supérieure et ensuite soumis à un flux de refroidissement non uniforme et dépendant du temps. Des simulations de champs de température à l'aide d'un modèle 2D et d'un modèle d'ailette ont été réalisées. Nous avons utilisé un code de calcul par éléments finis FlexPDE pour valider le modèle direct :

- En supposant constantes les propriétés thermophysiques avec un coefficient d'échange *h* constants, les résultats sont quasiment identiques.

- En tenant compte de la thermodépendance des propriétés thermophysiques avec un coefficient d'échange constants, les allures sont similaires mais l'on note seulement une différence d'une vingtaine de degrés au maximum entre les deux calculs.

- Si l'on considère des coefficients d'échange *h* et des propriétés thermophysiques thermodépendants, nous obtenons des niveaux de température plus bas en non linéaire (d'environ 100°C). Ceci est tout à fait normal dans la mesure où la conductivité thermique λ diminue avec la température.

La phase de refroidissement étant celle que nous étudierons, nous avons comparé les modèles analytiques 2D et d'ailette. Il ressort des calculs que c'est le modèle 2D qui permet le mieux de simuler la phase de refroidissement car le modèle d'ailette surestime les températures réelles dans cette phase. En effet, l'hypothèse « thermiquement mince » ne tient plus lors du refroidissement par ébullition.

Chapitre 4 : Développement d'une méthode de conduction inverse dans l'espace de Hankel

4.1 Configuration expérimentale et prétraitement du signal

Avant d'aborder le problème inverse, une modélisation du problème direct s'est avérée nécessaire; ceci a fait l'objet du chapitre précédent. Le principe de la méthode proposée dans ce chapitre consiste donc, à partir d'un champ de température mesuré par thermographie infrarouge sur la face inférieure de l'échantillon, de remonter à la température de paroi en face supérieure et au flux extrait. Nous aborderons successivement deux approches :

- La première consiste à supposer un flux variant temporellement en échelon dont la forme spatiale est la superposition de fonctions constantes par morceaux et à effectuer une inversion à partir de cette paramétrisation.
- La seconde, à supposer un flux variant temporellement en échelon et à effectuer l'inversion dans l'espace de Hankel.

Les premières simulations ont été effectuées à basse température pour tester la faisabilité de l'utilisation d'une méthode de conduction inverse pour estimer un terme source non uniforme dû à un chauffage par induction. Nous sommes par la suite passés à des simulations à haute température.

4.1.1 Configuration

Il s'agit en fait, de nos premières tentatives d'estimation du flux en nous plaçant dans les conditions expérimentales proches du dispositif final. Nous reprenons la configuration présentée en section 2.4.2.1. La figure 4.1 montre un schéma du modèle utilisé.

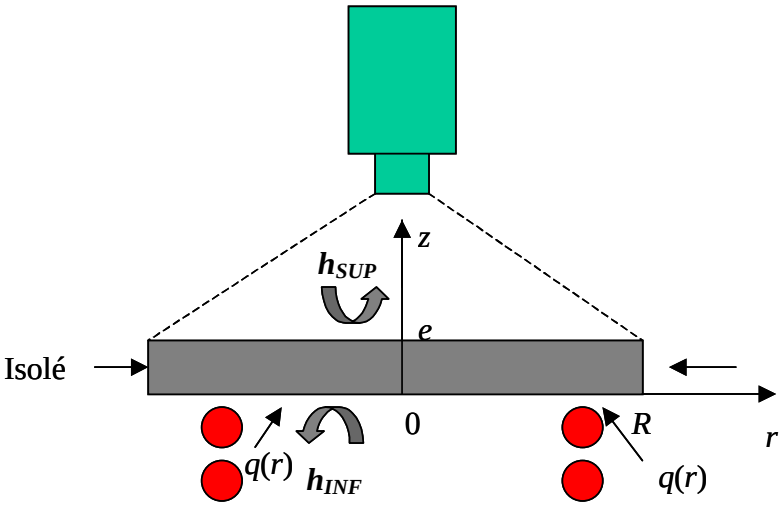


Figure 4.1: Schéma du modèle utilisé.

Nous présentons une expérience de qualification et de mise au point du prétraitement du signal de température. Nous avons effectué des mesures du champ de température par thermographie infrarouge grâce au dispositif expérimental préliminaire (voir figure 4.2). Ces premières mesures vont nous permettre de tester notre modèle.





Figure 4.2 : Vue de la face peinte en noir de la rondelle de Nickel et du dispositif expérimental.

On chauffe à l'instant t = 0 une rondelle de Nickel (D =175mm et e = 5mm) par induction (f = 15 kHz et une puissance P absorbée de l'ordre de 35W). La face observée est peinte en noir avec une peinture aérosol de type AREMCO Hie-Coat 840-M et un thermocouple inséré en proche paroi nous permet de mesurer la température « réelle » et ainsi de calculer l'émissivité à l'aide des équations thermographiques. Nous obtenons une émissivité ε = 0.94 (voir section 2.5). Ceci nous permet de convertir les niveaux numériques (DL) en température $T(x_i, y_j, t_k)$.

4.1.2 Prétraitement du signal

Nous nous intéressons à une simplification du problème général car nous avons ici une symétrie de révolution. Il s'agit donc de passer d'un champ spatial bidimensionnel à un champ monodimensionnel. Les mesures de température sont disponibles dans un système cartésien, nous effectuerons un changement de repère et ferons une moyenne angulaire de la température :

$$T(x_i, y_j, t_k) \rightarrow T(r_i, \theta_j, t_k) \rightarrow T(r, t) = \frac{1}{2\pi} \sum_j T(r, \theta_j, t)$$

Calcul du rayon

La caméra dispose d'une matrice rectangulaire (320*240) pixels (i, j) ; cela nous amène à changer le repérage des pixels, des coordonnées cartésiennes aux coordonnées cylindriques (voir figure 4.3). Pour ce faire, il faut d'abord effectuer le calcul du rayon.

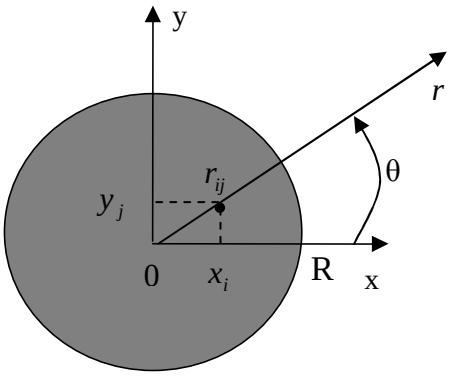


Figure 4.3 : Schéma du disque pour le calcul des rayons.

Pour la caméra infrarouge, on dispose, à un instant t_k d'un signal thermographique sur les pixels (x_i, y_j) :

$$Y_{ij}(t_k) = T(x_i, y_j, t_k) + \varepsilon_{ijk} \tag{4.1}$$

Avec $T(x_i, y_j, t_k)$, le champ de température expérimental et ε_{ijk} le bruit de mesure. A l'aide d'un programme de traitement d'image, on sélectionne l'image correspondant à une température maximale de l'échantillon c'est à dire celle qui a le contraste le plus élevé (voir figure 4.4). On cherche le maximum $Y_{\max}$ et le minimum $Y_{\min}$ des pixels et on va rechercher tous les pixels supérieurs au seuil $(Y_{\min} + Y_{\max})/2$. On calcule ensuite le barycentre de ces pixels i_c et j_c pour avoir le centre du disque et on calcule ensuite le rayon du pixel (i, j) :

$r_{ij} = [(i - i_c)^2 + (j - j_c)^2]^{1/2} \Delta x$ avec $\Delta x = \Delta y = \dfrac{2R_{int}}{i_{\max} - i_{\min}}$

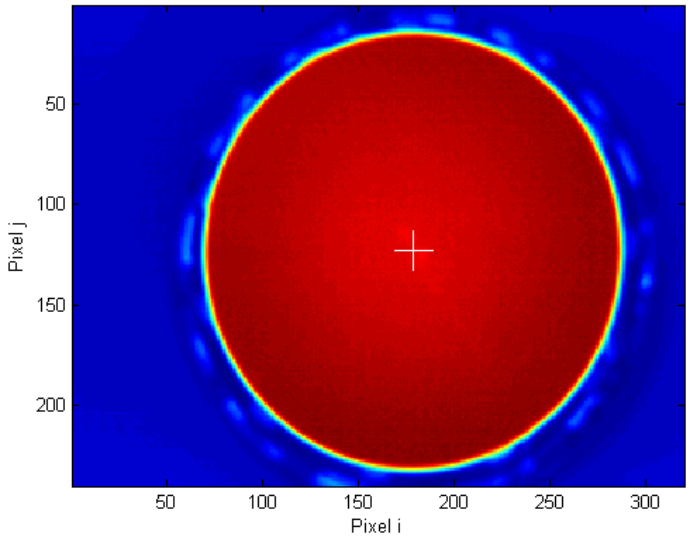


Figure 4.4 : Image thermographique de la rondelle.

où $R_{int} = R = D/2$ pour l'expérience de chauffage correspondant aux figures 4.1 et 4.2.

$R_{int} < R$ est le rayon interne du disque annulaire en quartz isolant représenté en figure 2.5a pour les expériences avec refroidissement présentées au chapitre 5.

On sélectionne ensuite tous les pixels appartenant au disque et tels que :

$r_{ij} \leq R$ (ou R_{int}) et on les classe par rayons croissants. On trace ensuite $DL = f(r)$. On se rend compte d'après les figures 4.5 et 4.6 qu'après ce premier seuillage, il existe encore des pixels extrêmes qui sont en dehors du disque (leur faible niveau numérique indique une mesure en dehors du disque). Notre prochaine démarche consiste donc à se fixer deux contraintes sur le numéro des pixels radiaux et le niveau de température sans déplacer le centre du disque. Si le centre bouge, nous le recalculons.

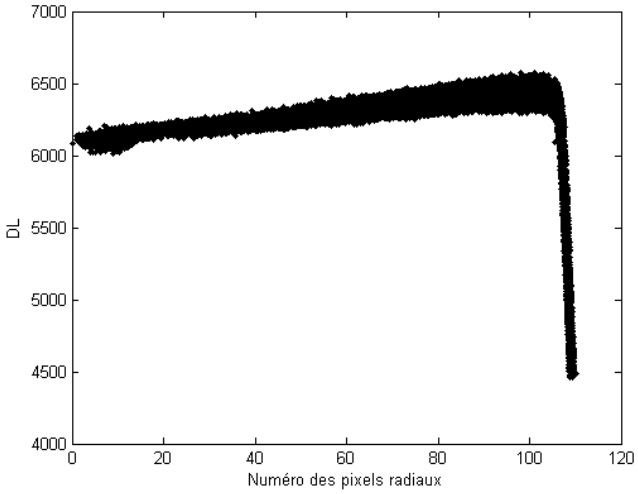


Figure 4.5 : Niveau numérique en fonction du numéro des pixels radiaux.

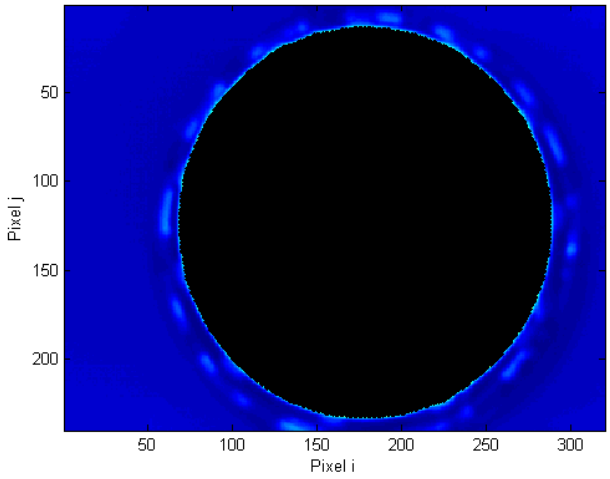


Figure 4.6 : Image thermographique de la rondelle après le premier seuillage.

On trace donc une courbe niveau numérique DL en fonction du rayon (ou numéro de pixel radiaux) et on fixe manuellement un seuil au delà duquel, nous estimons que la mesure s'effectue à l'extérieur du disque (figure 4.7 et 4.8).

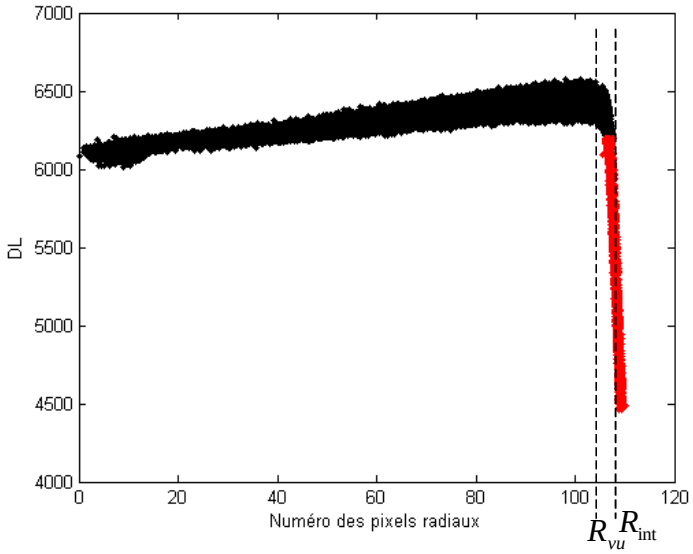


Figure 4.7: Niveau numérique en fonction du numéro des pixels radiaux après le second seuillage.

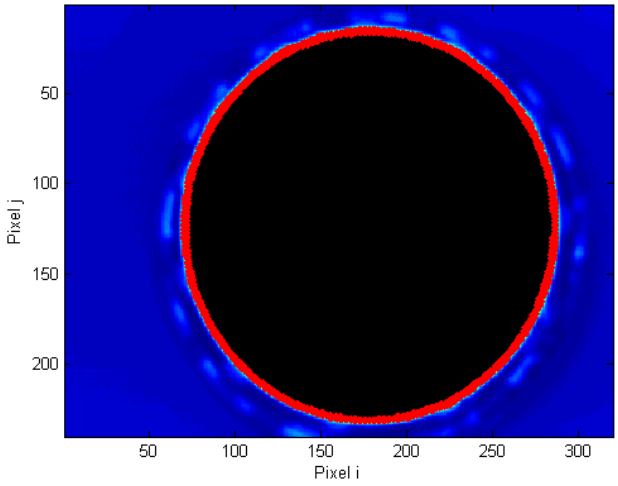


Figure 4.8 : Image thermographique de la rondelle après le second seuillage.

Etant donné la géométrie circulaire du disque, on se rend compte qu'il y a plusieurs pixels correspondant à un rayon donné. Chaque température pour un rayon sera donc obtenue par le moyennage de plusieurs points. On appelle $l_{\max}$ le nombre de rayons différents r_l ($r_1 = 0$) et N_l, le nombre de pixels correspondants (figure 4.9). On a ici $l_{\max} = 3228$ pixels pour un total de 33937 pixels retenus après le second seuillage.

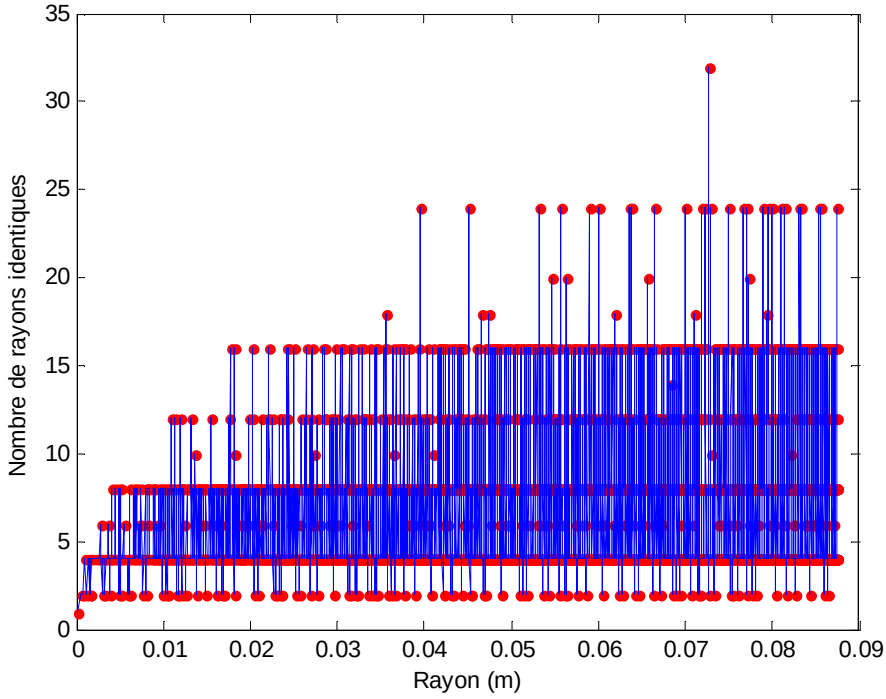


Figure 4.9: Nombre de points en fonction des rayons distincts r_l.

Remarque : La conversion des niveaux binaires DL en température se fait bien entendu à l'aide des équations thermographiques (voir section 2.4) et celui des numéros de pixels radiaux au rayon se fait par un étalonnage spatial.

On fait la moyenne des $Y_{ij}(t_k)$ correspondant à un même rayon r_l

$$T_l^{\exp}(t_k) = \frac{1}{N_l}\sum (Y_{ij}(t_k)) \text{ avec } r_{ij} = r_l \tag{4.2}$$

On a $T_{lk}^{\exp} = T(r_l, t_k) + \varepsilon_{Tlk}$ avec $\text{var}(\varepsilon_{Tlk}) = \frac{\sigma^2}{N_l} = \sigma_l^2$

L'écart-type pour un rayon donné dépend donc du nombre de points et nous allons en tenir compte lors de l'inversion à l'aide de l'estimateur de Gauss-Markov dans la seconde approche de l'inversion (inversion dans l'espace de Hankel).

avec $\Omega = [\text{cov}(T(t_k)]^{-1}$ et $\text{cov}[T(t_k)] = \begin{bmatrix} \sigma_1^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & . & 0 & 0 \\ 0 & 0 & . & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_{l_{\max}}^2 \end{bmatrix}$

$$\mathrm{cov}[T(t_k)] = \sigma^2 \begin{bmatrix} \frac{1}{N_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & . & 0 & 0 \\ 0 & 0 & . & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{N_{l_{\max}}} \end{bmatrix} \Rightarrow \Omega = \frac{1}{\sigma^2} \begin{bmatrix} N_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & . & 0 & 0 \\ 0 & 0 & . & 0 \\ 0 & 0 & 0 & N_{l_{\max}} \end{bmatrix}$$

4.2 Inversion avec paramétrisation radiale

4.2.1 Mise en équation et techniques d'inversion

On considère l'équation de la chaleur instationnaire en repère cylindrique : le problème est idéalement axisymétrique ou si ce n'est pas tout à fait le cas, les températures T et la distribution radiale de densité de flux de refroidissement q correspondent à des moyennes angulaires (sur 2π des mêmes grandeurs du problème réel) :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\ T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a}\frac{\partial T}{\partial t}$$

Cette équation est associée aux conditions aux limites suivantes:

- pertes convectives et radiatives linéarisées: $h_\alpha^{Eq} = h_\alpha(\overline{T}_{Film}) + 4\sigma\varepsilon_\alpha \overline{T}_{Film}^3$

Convection Rayonnement

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial z} = h_{SUP}^{EQ}\ T \text{ en } z = e \qquad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{en } r = 0 \text{ et en } r = R$$

$$-\lambda\ \frac{\partial T}{\partial z} = q(r)H(t) - h_{INF}^{EQ}.T \quad \text{en } z = 0 \qquad T = 0 \quad \text{en} \quad t = 0 \tag{4.3}$$

La source q(r) est paramétrisée en une somme de fonctions en créneaux représentant le chauffage par induction considéré surfacique (épaisseur de peau $\delta = 38\ \mu\text{m}$).

$q(r) = \sum_{i=1}^{N_{Flux}} q_i(r)$ avec les $q_i(r) = q_i\ G_i(r)$ des flux en créneaux définis sur l'intervalle $[r_i \quad r_{i+1}]$ et q_i les amplitudes des créneaux.

où $G_i(r) = 0$ si $r \notin [r_i, r_{i+1}[$

$G_i(r) = 1$ si $r \in [r_i, r_{i+1}[$

Remarquons qu'ici la somme temporelle de la source est spécifiée (un échelon) et seuls N_{Flux} paramètres sont recherchés.

La transformée de Hankel des flux est la somme des transformée des flux et s'écrit :

$$\tilde{q}_n = \sum_{i=1}^{NFlux} \int_0^R q_i(r)\, r_i\, J_0(\alpha_n r_i)\, dr_i = \sum_{i=1}^{NFlux} q_i\, \tilde{G}_{in} \tag{4.4}$$

A partir de l'équation (3.10), avons

$$\tilde{\tilde{T}}_n(z=e) = \frac{1}{((h_{SUP}^{EQ} + h_{INF}^{EQ})\cosh(\gamma_n e) + \frac{h_{SUP}^{EQ}.h_{INF}^{EQ}}{\lambda\,\gamma_n}\sinh(\gamma_n e) + \lambda\,\gamma_n \sinh(\gamma_n e))} \frac{1}{p}\tilde{q}_n$$

Nous pouvons exprimer l'expression précédente sous la forme suivante :

$$\tilde{\tilde{T}}_n(z=e) = \overline{W}_n(p)\ \tilde{q}_n \tag{4.5}$$

avec l'impédance opérationnelle sur le $n^{ème}$ mode définie par :

$$\overline{W}_n(p) = \frac{1}{((h_{SUP}^{EQ} + h_{INF}^{EQ})\cosh(\gamma_n e) + \frac{h_{SUP}^{EQ}.h_{INF}^{EQ}}{\lambda\,\gamma_n}\sinh(\gamma_n e) + \lambda\,\gamma_n \sinh(\gamma_n e))} \frac{1}{p}$$

avec $\gamma_n^2 = \alpha_n^2 + \frac{p}{a}$

Pour l'algorithme inverse, nous partons du champ de température expérimental (ou simulé) $T(r,t)$ mesuré en face supérieure ($z = e$) par la caméra infrarouge après chauffage. Nous effectuons une estimation des densités flux de chauffage en escalier par la méthode des moindres carrées ordinaires.
Pour le calcul de la température analytique (pour la simulation), on part de la transformée inverse de Hankel de la température :

$$T(r,t) = \frac{2}{R^2}\sum_{n=0}^{N_H} \tilde{T}_n(t)\frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R)} \tag{4.6}$$

En tenant compte de l'expression de la transformée temporelle de la température, $\tilde{\tilde{T}}_n\ (t) = W_n(t)\,\tilde{q}_n$, obtenue précédemment par le problème direct (voir équation 4.5), on a :

$$T(r,t) = \frac{2}{R^2}\sum_{n=0}^{N_H} \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^{\,2}(\alpha_n R)} W_n(t)\,\tilde{q}_n \tag{4.7}$$

On obtient finalement, en substituant (4.4) dans (4.7), une relation faisant intervenir les amplitudes des créneaux à estimer et la matrice des sensibilités:

$$T(r,t) = \sum_{i=1}^{N_{Flux}} \left[\frac{2}{R^2}\sum_{n=0}^{N_H} \left(\frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R)} G_{in}\right) W_n(t) \right] q_i \tag{4.8}$$

Sous forme matricielle, en vectorisant la fonction $T(r,t)$ par échantillonnage sur les rayons de mesure différents obtenus à partir des deux seuillages :

$$\begin{pmatrix} T(r_0,t_k \\ . \\ . \\ T(r_j,t_k) \\ . \\ . \\ . \\ T(r_{Nr},t_k \end{pmatrix} = \left[X_{ji}(t_k)\right] \begin{pmatrix} q_1 \\ . \\ . \\ q_i \\ . \\ . \\ . \\ q_{Nr} \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

L'estimation du terme source (flux en créneaux) peut se faire de deux différentes façons, *Maillet et Petit* (2005).

Soit, on l'estime à partir du champ de température à chaque instant:

$$\hat{\boldsymbol{q}}_k = \left[(\boldsymbol{X}^t(t_k)\boldsymbol{X}(t_k)\right]^{-1}\boldsymbol{X}^t(t_k)\,\boldsymbol{T}_{\exp}(t_k) \tag{4.10}$$

soit, on l'estime à partir de l'ensemble des champs de températures sur toute la durée de la mesure:

$$\hat{\mathbf{q}} = \left[(\mathbf{X}^t\mathbf{X}\right]^{-1}\mathbf{X}^t\mathbf{T}_{\exp} \tag{4.11}$$

où les vecteur et matrice $\mathbf{T}_{\exp}$ et $\mathbf{X}$ ont été obtenus par caractérisation des vecteurs correspondants à tous les instants de mesure.

NB : Les coefficients de sensibilités $X_i = \dfrac{\partial T}{\partial q_i}$ ne dépendent pas de q_i (estimation linéaire).

4.2.2 Simulation sur deux cas tests- paramétrisation en radial

Nous simulons deux cas tests pour tester la fiabilité de l'inversion pour retrouver le flux de chauffage imposée à un échantillon en Nickel de diamètre = 200 mm et d'épaisseur = 5 mm avec une puissance de chauffage P = 20W avec $h_{SUP}^{EQ} = 8.52\ \mathrm{W\,m^{-2}K^{-1}}$ et $h_{INF}^{EQ} = 5.54\ \mathrm{W\,m^{-2}K^{-1}}$
(valeurs correspondant à une émissivité énergétique $\varepsilon = 0.94$ en face supérieure et $\varepsilon = 0.05$ en face inférieure).

Démarche suivie

(1) On calcule de façon analytique la température $T(r_j,t_k)$ en $N_r = 101$ points et $Nt = 90$ entre 0 et $t_{final} = 1979.8\,\mathrm{s}$ en se donnant $q(r)$

(2) On bruite cette température, avec un bruit de 0.3 °C d'écart type

(3) On teste l'algorithme d'inversion (4.11) en calculant une estimation $\hat{q}(r)$.

Les deux cas tests sont les suivants pour générer les températures :

- Cas1 : $q(r)$ est composé de 2 créneaux
- Cas2 : $q(r)$ est composé de 5 créneaux

Nous utilisons $N_H = 200$ harmoniques et nous allons rechercher le flux en le paramétrant à l'aide d'une superposition de 39 créneaux. Les résultats des simulations pour les deux cas tests montrent une bonne estimation de la distribution exacte du flux de chauffage simulé et une inversion correcte (figures 4.10, 4.11, 4.12 et 4.13).

Notons ici que le problème étant uniquement d'estimer une distribution spatiale de source, une diminution du pas temporel d'acquisition n'a aucun effet destabilisant sur l'inversion globale (équation 4.11).

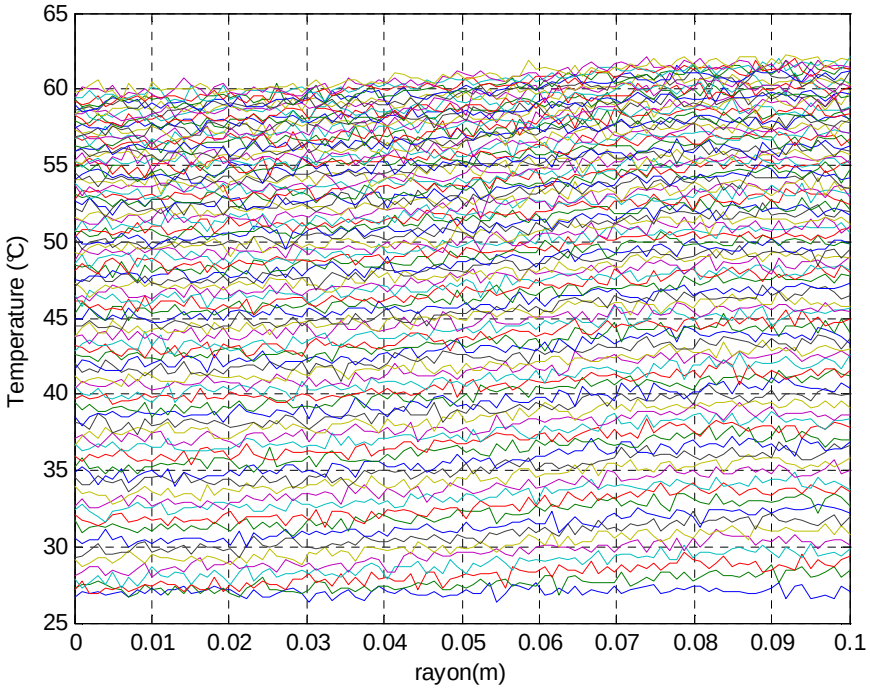


Figure 4.10: Evolution du profil de température entre t = 0 et t = t_{final}.

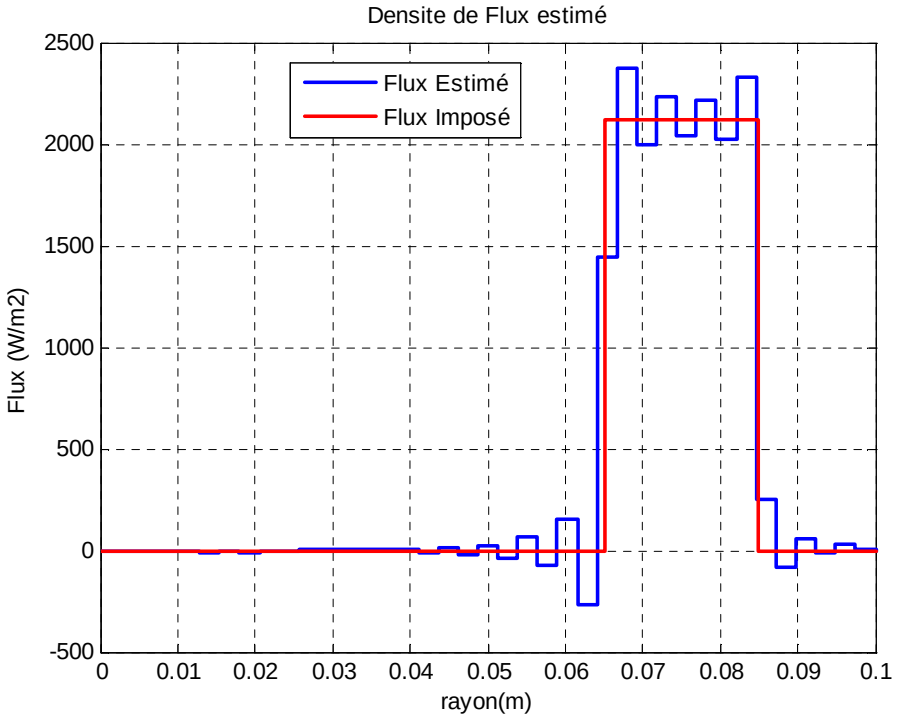


Figure 4.11: Comparaison entre les flux imposés et estimés avec $q(r)$ =3 créneaux et $N_{Flux} = 39$.

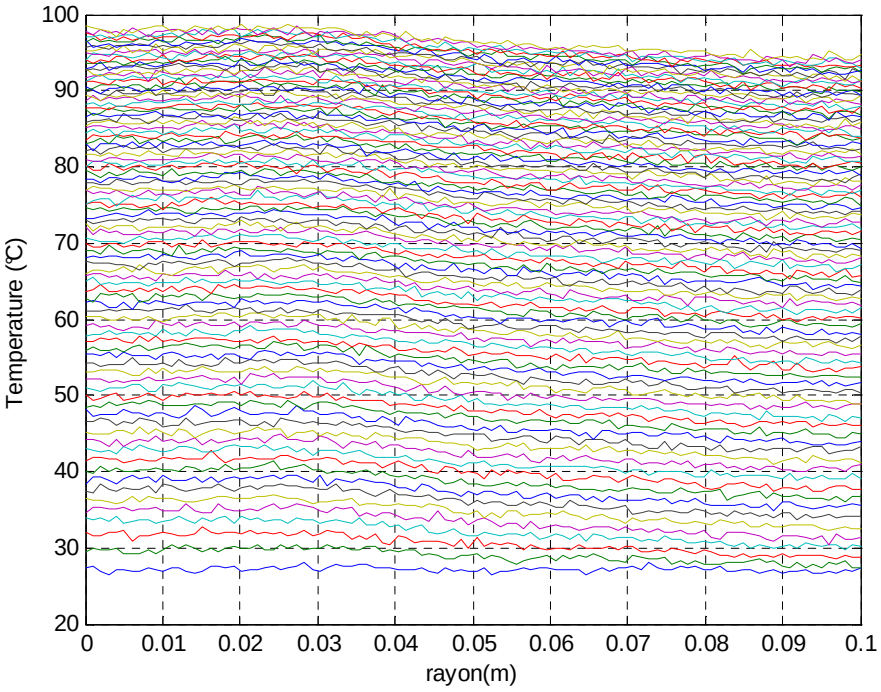


Figure 4.12: Evolution du profil de température entre t = 0 et t = t_{final}.

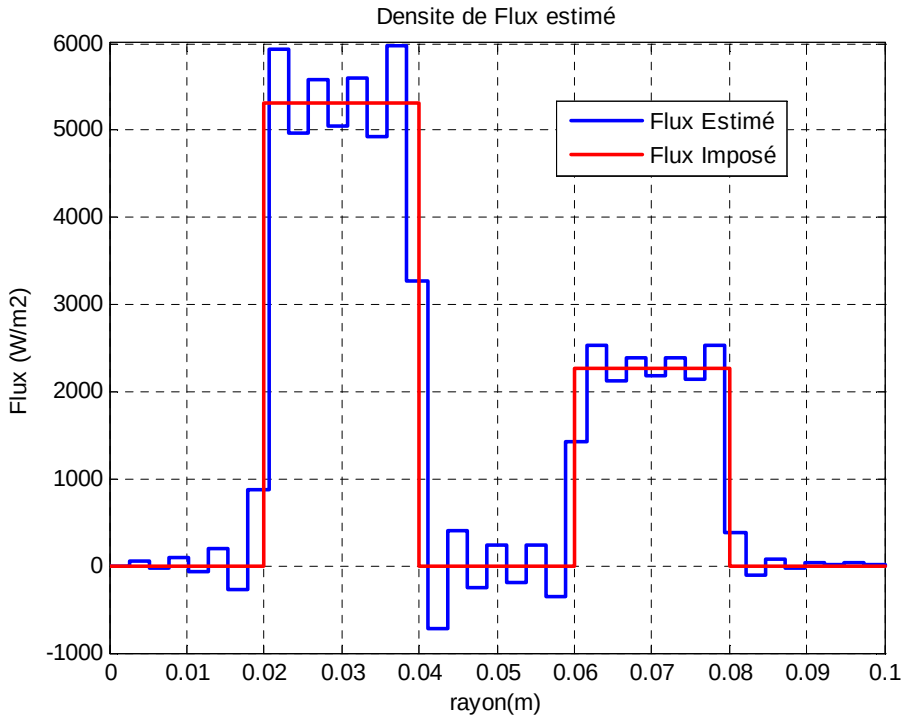


Figure 4.13: Comparaison entre les flux imposés et estimés avec $q(r) = 5$ créneaux et $N_{Flux} = 39$.

4.2.3 Inversion expérimentale

Nous présentons (figure 4.14 et 4.15) le profil de température à $t = 0$ et le profil de température à $t_f = 7600$ s

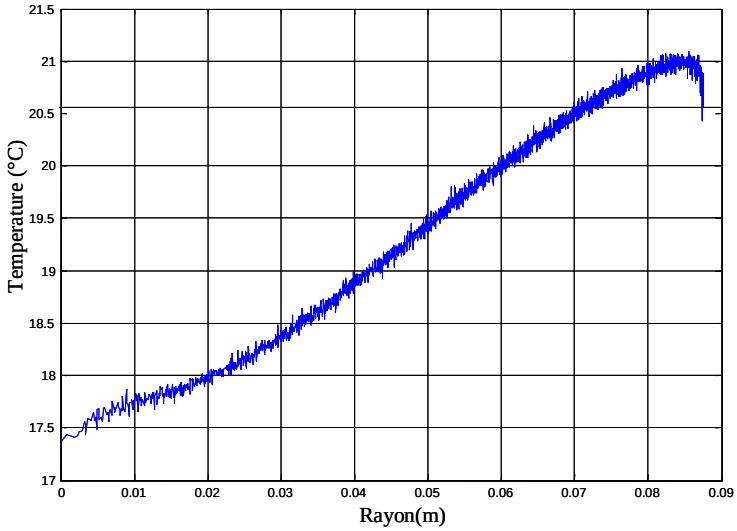


Figure 4.14: Profil de température absolue à t = 0.

Le modèle qu'on va utiliser pour l'inversion considère que la température est nulle à t = 0. Donc les profils de température d'entrée que nous allons utiliser sont des échauffements de température par rapport à la température initiale non uniforme du disque :

$$T_{\exp}(r,t) = T_{mes}(r,t) - T_{mes}(r,0)$$

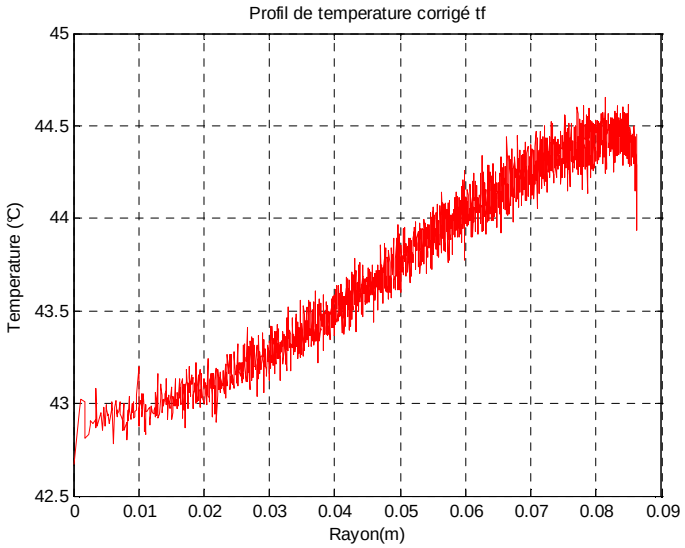


Figure 4.15: Profil de température corrigée à $t_f = 7600\,s$.

La figure (4.16) montre l'inversion des profils de températures expérimentales à l'aide du modèle. Nous estimons les flux à un instant donné et le flux global sur tous les temps. Le calcul de l'écart-type sur le flux estimé de façon globale donne :

On a $\hat{\boldsymbol{q}} = \left[(\boldsymbol{X}^t \boldsymbol{X}\right]^{-1} \boldsymbol{X}^t \boldsymbol{T}_{\exp} \quad \Rightarrow \quad Cov(\hat{q}) = \sigma^2 \left(X^t X\right)^{-1}$ avec σ = 0.02°C

Les faibles écarts type de densité de flux global (multiplié par 1000 sur la figure 4.16) montrent que la dispersion du flux estimé est faible. On voit que l'estimation est plutôt plus dispersée au centre que loin du centre Dès que l'on passe à $N_{Flux} > 5$, l'inversion explose (voir figure 4.17).

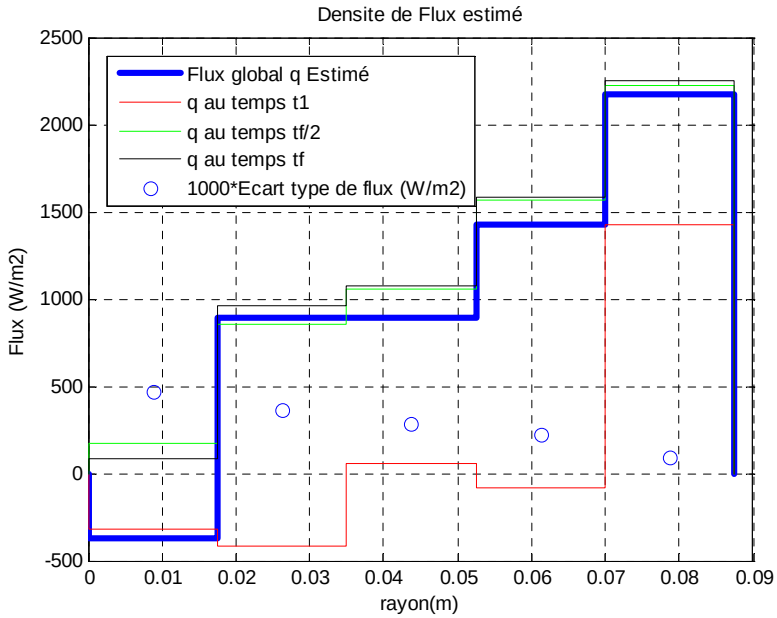


Figure 4.16 : Densité de flux de chaleur estimé avec $N_{Flux} = 5$.

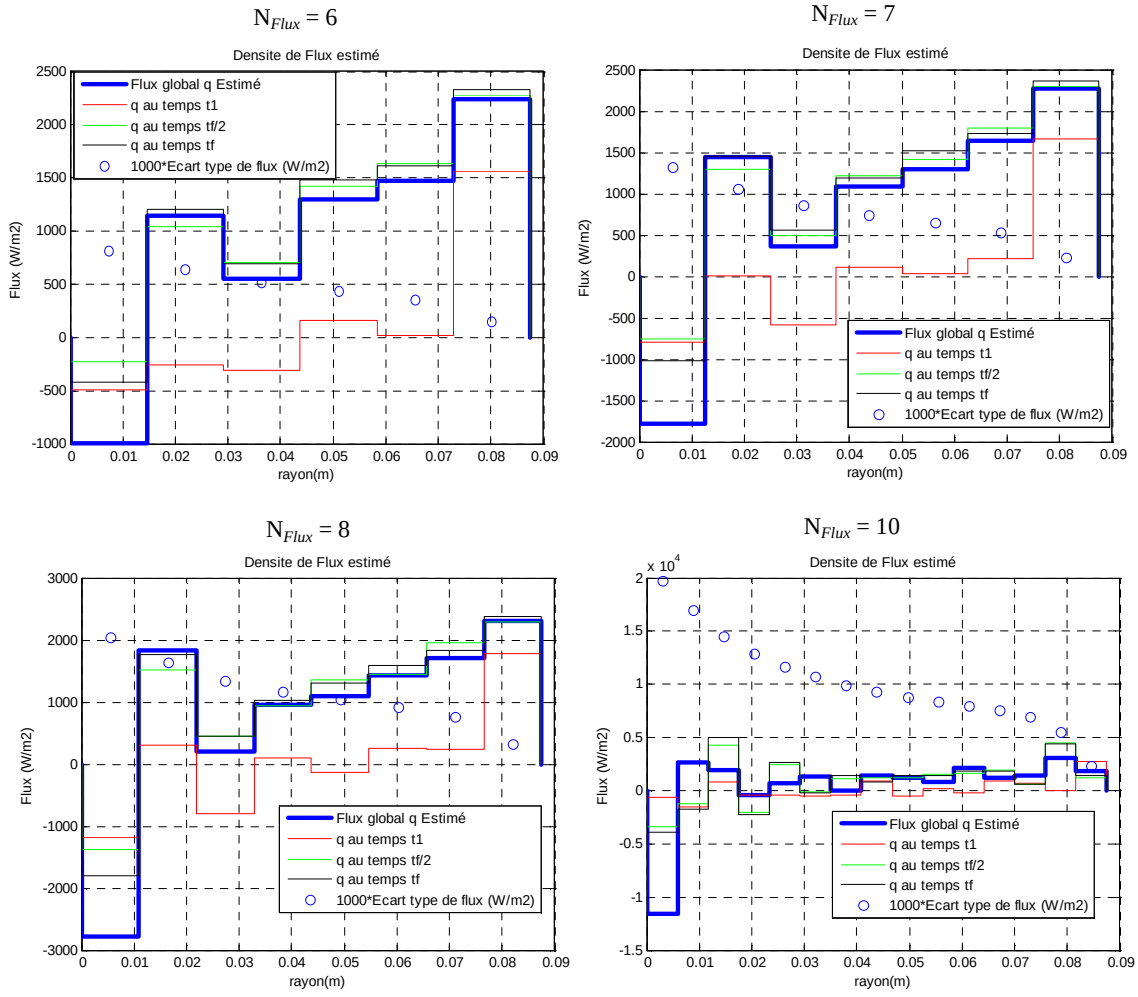


Figure 4.17 : Influence du nombre de flux sur la qualité de l'inversion.

4.3 Inversion avec paramétrisation spectrale

4.3.1 Méthode inverse

Il s'agit en fait d'une démarche en trois étapes

<u>Première étape</u> : Estimation de $\tilde{T}_n(t_k)$

Posons $\theta(r,z,t) = T(r,z,t) - T_{ext}$ avec T_{ext}, la température du milieu extérieur.

On cherche à évaluer $\tilde{\theta}_n(t_k) = \int_0^R r\, J_0(\alpha_n\, r)\, \theta(r,t)\, dr$ (4.12a)

Par retour dans l'espace réel, nous obtenons l'expression suivante :

$$\theta(r,t) = \frac{2}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{J_0(\alpha_n\, r)}{J_0^2(\alpha_n R)}\, \tilde{\theta}_n(t_k) \tag{4.12b}$$

On tronque cette expression (4.12b) pour avoir un nombre d'harmonique $N_{h\max} \le l_{\max}$; au mieux on prend : $N_{h\max} = l_{\max}$ (autant d'harmoniques que de rayon de pixels différents)

L'expression (4.12b) tronquée à ($N_{h\max}+1$) harmoniques ($n=0$ à $N_{h\max}$) s'écrit :

$$\theta(r_l,t_k) = \frac{2}{R^2} \sum_{n=0}^{N_{h\max}} \frac{J_0(\alpha_n\, r_l)}{J_0^2(\alpha_n R)}\, \tilde{\theta}_n(t_k) \tag{4.13}$$

Les coefficients de sensibilité de θ à $\tilde{\theta}_n$ s 'écrivent à un instant t_k

$$X_{ln} = \frac{2}{R^2} \frac{J_0(\alpha_n\, r_l)}{J_0^2(\alpha_n R)} \tag{4.14}$$

En écrivant (4.14) pour $l = 1$ à $l_{\max}$, on obtient un modèle matriciel linéaire :

$$\boldsymbol{\theta}(t_k) = \begin{bmatrix} \theta(r_1,t_k) \\ \cdot \\ \cdot \\ \theta(r_l,t_k) \end{bmatrix} = \boldsymbol{X} \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_0(t_k) \\ \cdot \\ \cdot \\ \tilde{\theta}_{n_{\max}}(t_k) \end{bmatrix} \tag{4.15}$$

Les mesures $\theta_l^{\exp}(t_k)$ de $\theta_l(t)$ sont affectés d'un bruit d'écart - type non uniforme σ_l, (voir section 4.1).

On va donc utiliser l'estimateur de Gauss-Markov qui minimise la variance des estimations des $\tilde{\theta}_n(t_k)$:

$$(\hat{\tilde{\theta}}_n)_{GM}(t_k) = (X^t\, \Omega\, X)^{-1} X^t\, \Omega\, \theta^{\exp}(t_k) \tag{4.16}$$

C'est à dire qu'on estime les harmoniques de température non pas à l'aide d'une quadrature de (4.12a) sur le signal expérimental (voir *Legaie* (2008)), (tentative infructueuse car l'inversion diverge) mais par une solution au sens des moindres carrés de (4.12b). Ceci va permettre de changer les estimations de ces harmoniques si on change leur nombre $N_{h\max}$.

<u>Deuxième étape</u> : Evaluation de $\tilde{q}_n(t_k)$

On ne traite ici que le cas sans relaxation (c'est à dire chauffage depuis une température uniforme ou refroidissement depuis une température uniforme). On a la convolution suivante :

$$\tilde{\theta}_n(t) = \int_0^t e^{-a\,\alpha_n^2 (t-t')}\,\tilde{Z}_n(t-t')\,\tilde{q}_n(t')\,dt' \qquad \text{(voir équation (3.12), modèle direct)}$$

On calcule cette expression par quadrature et on obtient:

$$\tilde{\theta}_n(t_k) = \sum_{l=1}^{k} e^{-a\,\alpha_n^2 (k-l)\Delta t}\;\tilde{Z}_n((k-l)\Delta t)\;q_l^n\;\Delta t = \sum_{l=1}^{k} S_{kl}\;\tilde{q}_l^n \tag{4.17}$$

où Δt est le pas temporel de la caméra (ou un multiple), $t_k = k\,\Delta t$ et $t_l = l\,\Delta t$ et $\tilde{q}_l^n$ la $n^{ème}$ harmonique du flux, supposée constante entre les instants t_{l-1} et t_l.

On peut écrire, l'équation (4.17) matriciellement :

$$\tilde{\boldsymbol{\theta}}_n = \begin{bmatrix} \tilde{\theta}_n(t_1) \\ . \\ . \\ \tilde{\theta}_n(t_{k_{\max}}) \end{bmatrix} = \mathbf{S}_k^n\,\tilde{\mathbf{q}}_n = \begin{bmatrix} S_{11}^n & 0 & 0 & 0 \\ . & . & 0 & 0 \\ . & . & . & 0 \\ S_{k_{\max}1}^n & . & . & S_{k_{\max}\,k_{\max}}^n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{q}_1^n \\ . \\ . \\ \tilde{q}_{k_{\max}}^n \end{bmatrix} \tag{4.18}$$

Dans cette étape, il s'agit tout d'abord d'une décomposition en valeurs singulières (SVD) pour estimer les harmoniques spatiales du flux et ensuite d'une déconvolution temporelle harmonique par harmonique pour estimer les harmoniques temporelles du flux :

$$\hat{\tilde{q}}_n = (S_n^t\,S_n)^{-1}\,S_n^t\,\hat{\tilde{\theta}}_n \tag{4.19}$$

Si le pas de temps Δt est pas trop petit devant le temps de réponse de l'échantillon, il est possible de régulariser temporellement le flux en utilisant par exemple la méthode des temps futurs de Beck (1970)).

<u>Troisième étape</u> : Evaluation de $q(r_l, t_k)$

On applique enfin une inversion de Hankel pour obtenir le flux réel :

$$q(r_l, t_k) = \frac{2}{R^2} \sum_{n=0}^{N_{h\max}} \frac{J_0(\alpha_n\,r_l)}{J_0^2(\alpha_n\,R)}\,\hat{\tilde{q}}_n(t_k) \tag{4.20}$$

Remarque : Les erreurs provoquées par le bruit sur les $\hat{q}(r,t)$ seront d'autant plus grandes que $N_{h\max}$ est grand. La situation s'améliore probablement si on prend une matrice X non carrée, c'est à dire $N_{h\max} < l_{\max}$ (régularisation par troncature de spectre), voir *Legaie* (2008). Par contre, si l'on prend $N_{h\max}$ trop petit, on risque de récupérer un biais sur (4.12a), c'est à dire une paramétrisation insuffisante de ce premier problème inverse.

4.3.2 Simulation sur les cas tests de chauffage

Nous reprenons ici les deux cas tests ($q(r)$ est composé de 2 créneaux et de 5 créneaux) utilisés avec le modèle d'inversion par paramétrisation radiale dans les mêmes conditions de simulation. Les résultats des simulations pour les deux cas tests montrent une bonne estimation de la distribution exacte du flux de chauffage simulé et une inversion correcte avec la paramétrisation spectrale (voir figure 4.18 et 4.19) pour $N_{h\max} = 15$. Dès que l'on passe à $N_{Flux} > 15$, l'inversion explose. (voir figure 4.20).

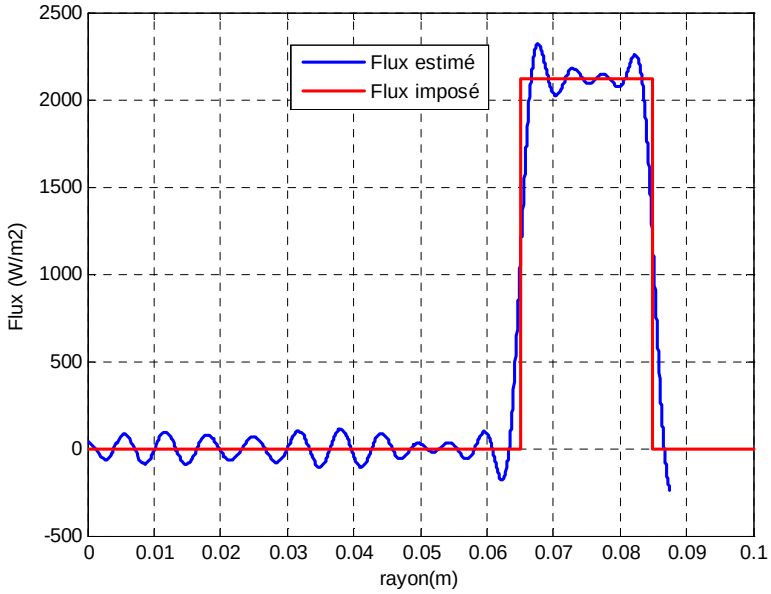


Figure 4.18: Comparaison entre les flux imposés et estimés avec $q(r)$ =3 créneaux et $N_{h\max} = 15$.

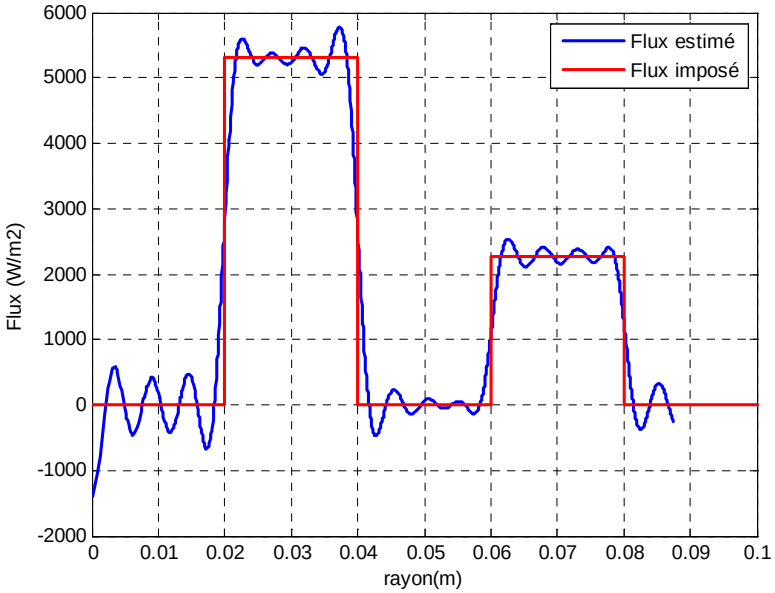


Figure 4.19: Comparaison entre les flux imposés et estimés avec $q(r)=5$ créneaux et $N_{h\max}=15$.

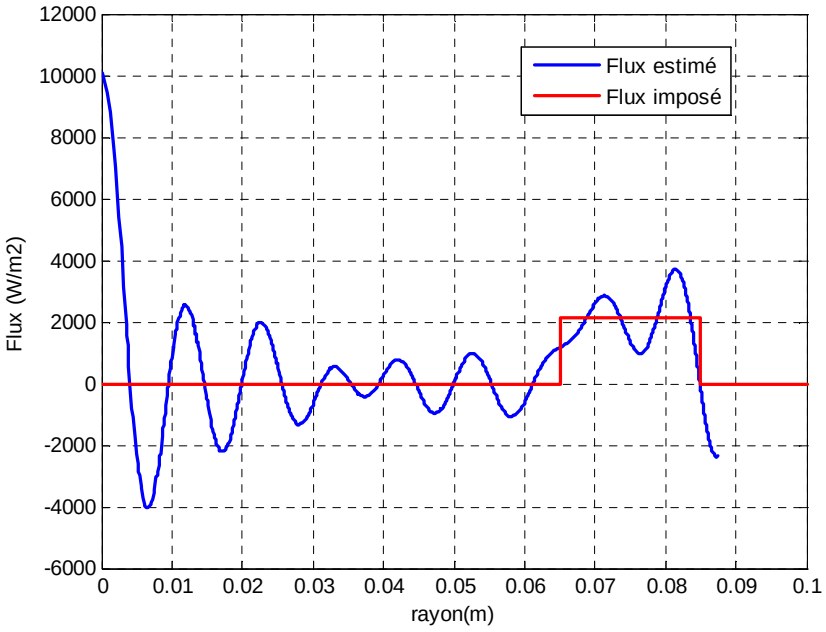


Figure 4.20: Comparaison entre les flux imposés et estimés avec $q(r)=3$ créneaux et $N_{h\max}=20$.

4.3.3 Simulation sur un cas test de refroidissement

Afin de voir comment se comporte notre algorithme d'inversion avec ou sans bruit, nous l'avons testé pour un flux de refroidissement $q_{jet}(r,t)=-K_t\, e^{-\frac{t}{t_C}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_C^2}}$ avec $K_t=10^6$ W m^{-2}, $\sigma_C=41$ mm et $t_C=1$ s. Les simulations ont été réalisés avec un intervalle de temps $\Delta t=0.3$ s, $N_H=200$ harmoniques, $N_r=2749$ points et $t_{final}=5$ s et dans le cas

défavorable d'un bruit élevé d'écart-type $\sigma = 0.5\,°C$ (figure 4.21). Les inversions ont été effectuées avec $N_{h\max} = 46$ harmoniques sans bruits et $N_{h\max} = 16$ harmoniques avec le bruit élevé mais en ne prenant pas de temps futurs car le pas de temps Δt n'est pas trop petit devant le temps de réponse diffusif dans l'épaisseur de l'échantillon. Notons tout d'abord qu'il n'y a aucune différence, lorsque le bruit σ est nul, entre les valeurs directes du flux imposé et les valeurs estimées après inversion (figure 4.22). Dès que l'on passe à un bruit d'écart-type $\sigma = 0.5\,°C$, (figure 4.23) nous observons que nous arrivons quand même à reconstituer le flux imposé avec un léger biais dû à la combinaison du bruit de mesure et de l'erreur de troncature. Notre problème d'inversion semble donc adapté à des estimations expérimentales du flux.

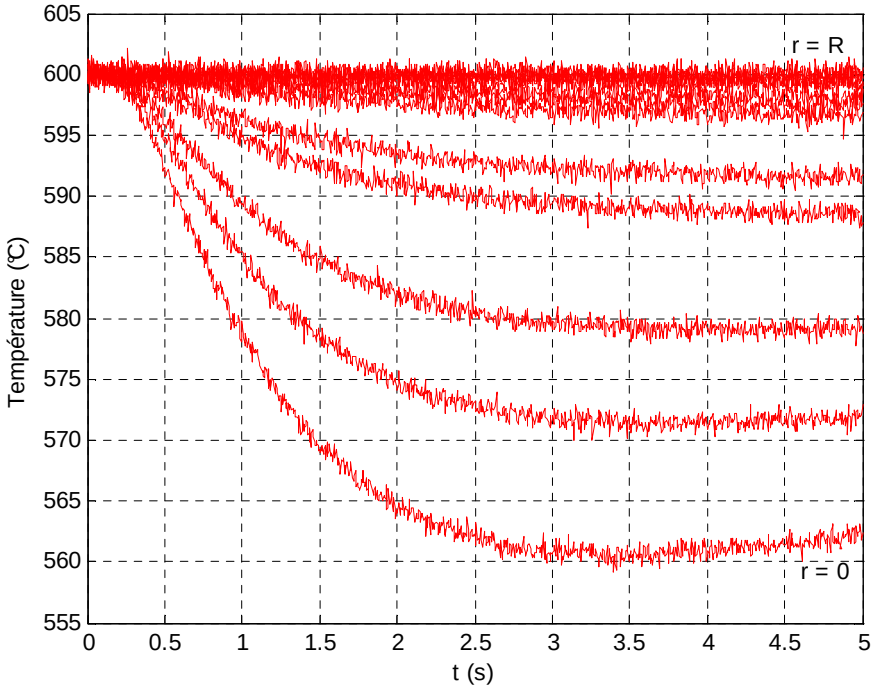


Figure 4.21 : Thermogrammes simulés de refroidissement par jet ($N_H = 200$, $\sigma = 0.5°C$).

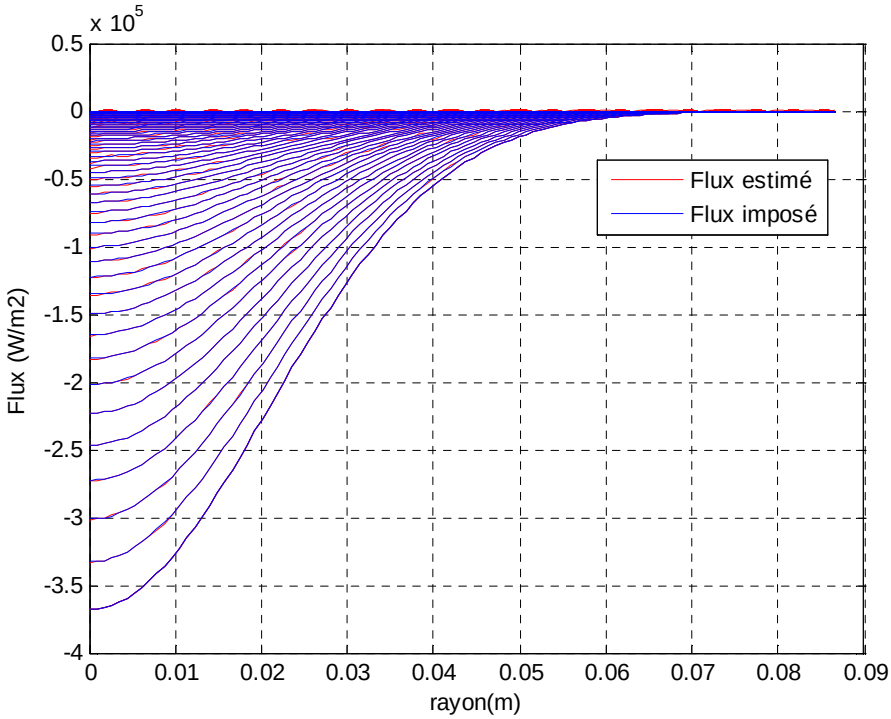


Figure 4.22: Comparaison entre le flux imposé et le flux estimé pour un bruit nul ($N_H = 200$, $N_{h\max} = 16$).

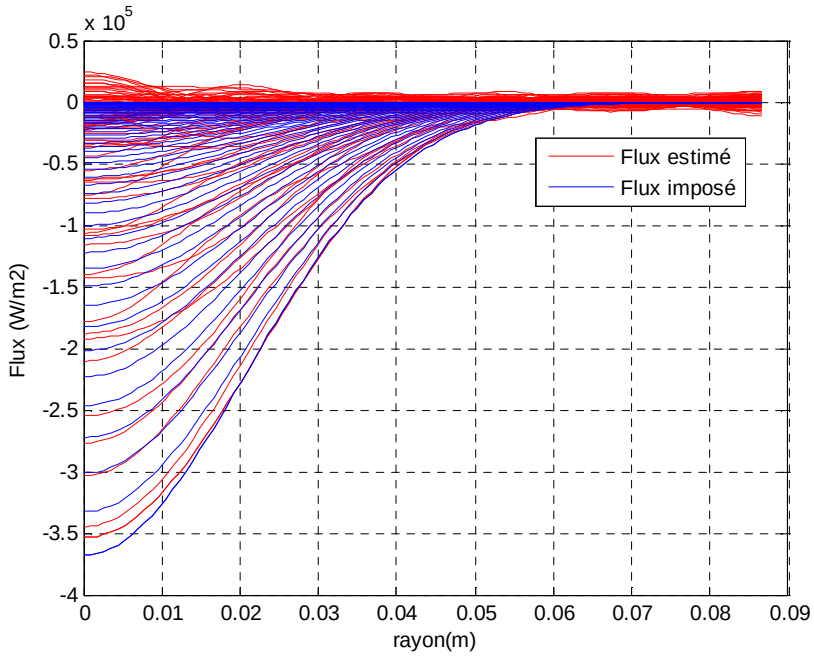


Figure 4.23 : Comparaison entre le flux imposé et le flux estimé pour un bruit fort d'écart-type $\sigma = 0.5\,°C$ ($N_H = 200$, $N_{h\max} = 16$).

4.4 Synthèse des résultats du chapitre 4

Nous avons développé une procédure de traitement des images obtenues par thermographie infrarouge des champs de température d'un disque en Nickel chauffé par induction électromagnétique.

Deux modèles analytiques basés sur deux approches ont été testés. La première approche consiste à supposer un flux variant temporellement en échelon dont la forme spatiale est la superposition de fonctions constantes par morceaux et à effectuer une inversion à partir de cette paramétrisation. Les résultats ont montré les limites d'une telle approche car l'estimation était plutôt plus dispersée au centre que loin du centre avec nombre de flux $N_{Flux} = 5$ et dès que l'on passait à $N_{Flux} > 5$, l'inversion explosait.

Nous avons tenté une seconde approche qui consiste à supposer un flux variant temporellement en échelon et à effectuer l'inversion dans l'espace de Hankel. La simulation de cas tests a permis de montrer que le modèle issu de cette approche même avec des bruits très forts ($\sigma = 0.5\,°C$) est apte à pouvoir reconstituer un flux transitoire.

Le modèle issu de cette seconde approche sera donc utilisé pour estimer les flux réels issus de l'expérience.

Chapitre 5 : Etude expérimentale du refroidissement par jet impactant

Nous présentons ici les résultats (flux estimés) issus des mesures des champs de température pour une série d'expériences réalisées avec le dispositif décrit précédemment et visant à quantifier l'effet de la composition du fluide sur le flux extrait.

Rappelons que le champ de température de l'échantillon de nickel est la conséquence de trois contributions (chauffage, relaxation, refroidissement). L'échantillon de nickel est chauffé par induction. Le flux de chauffage étant non uniforme, il en est de même pour le champ de température résultant. Lorsque le chauffage est stoppé, un temps d'attente est nécessaire pour que la température T^{relax} du champ se relaxant devienne uniforme dans l'échantillon, avant refroidissement par le jet liquide.

Le flux de refroidissement $q_{refroid}(r,t)$ extrait en face avant du disque de nickel que l'on va estimer correspond en fait à la moyenne angulaire sur 2π du flux $q^{*}_{Refroid}(r,\theta,t)$ à partir de la mesure instationnaire du champ de température en face arrière (mesuré par thermographie infrarouge). On va de fait supposer l'axisymétrie du refroidissement par passage de $T(x,y,t)$ à $T(r,t)$ au travers d'un traitement numérique ou analytique 2*D* (transformées de Hankel au lieu de transformées de Fourier 2*D* en cosinus) du champ expérimental présenté en section 4.1.2. Nous nous servons du modèle analytique pour inverser les mesures expérimentales. En effet, comme nous l'avons expliqué aux chapitres 3 et 4, l'utilisation d'un modèle numérique serait beaucoup plus lourde en termes de temps de calculs. Dans notre modèle semi-analytique, les propriétés thermophysiques ont été considérées constantes (à leur valeur moyenne sur la gamme de température de l'expérience).

Les essais que nous avons réalisés sont des essais de trempe. A ce titre, ces expériences sont proches de celles réalisés par *Woodfield et al*. (2008), *Islam et al.* (2008) et *Mozumder et al.* (2007). Ces publications se sont intéressées à la trempe de blocks métalliques de différentes natures et leur démarche est proche de la nôtre : l'estimation des flux extraits est faite à l'aide d'une méthode inverse développée par *Woodfield et Monde* (2003) à partir de mesures de températures internes. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus seront donc analysés de manière identique à ces auteurs : une analyse des courbes de refroidissement dans un premier temps, puis des flux extraits et des coefficients d'échanges. Rappelons que notre objectif n'est pas ici d'analyser la trempe en soi mais bien de comparer l'effet de la qualité du fluide de refroidissement sur le flux extrait.

5.1 Propriétés des fluides utilisés

La tension superficielle a été mesurée par la méthode de la lame de *Wilhelmy* (1863).
Dans cette méthode, une fine plaque de platine ou une fine lame de microscope est suspendue à l'un des bras d'une balance et plonge dans un liquide contenu dans un réservoir. La tension superficielle est déterminée en mesurant l'effort au moment où la lame se détache de la surface (figure 5.a). En supposant un angle de contact θ nul, on obtient :

$$F_{tot} = mg + \sigma_S \; p_e \tag{5.1}$$

avec p_e périmètre de la plaque et m, la masse de la plaque.

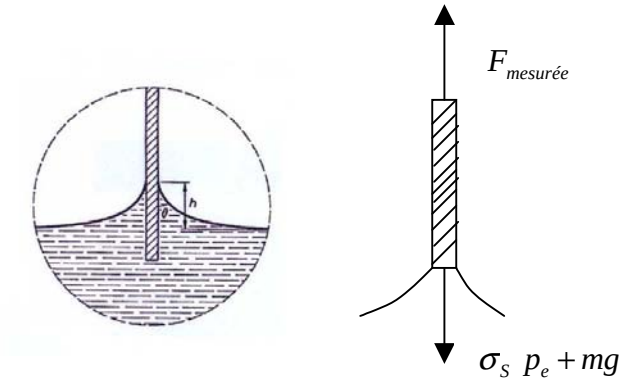


Figure 5.a : Méthode de la plaque de Wilhelmy (1863).

Le périmètre de la plaque est un peu plus grand que deux fois sa longueur plus son épaisseur car il est difficile d'avoir des bords fins lisses. L'épaisseur effective peut être déterminée par étalonnage avec des liquides de tension superficielle connue ou en variant la longueur de la plaque découpée dans la même bande de métal. En principe, dans cette méthode, aucune correction n'est nécessaire, *Davies et Rideal* (1961). Le détachement est accompli, soit en abaissant le réservoir, c'est-à-dire en abaissant la surface soit en élevant la balance. Une précision d'environ 0,1 % peut être obtenue par cette méthode. Une autre alternative consiste à soulever le liquide graduellement jusqu'à ce qu'il touche la plaque suspendue au bras de la balance. L'accroissement de poids est alors mesuré et la tension superficielle est calculée par :

$$\sigma_S \cos\theta = \Delta F \,/\, p_e \tag{5.2}$$

avec ΔF désigne la variation du poids de la plaque au moment de son contact avec le liquide.

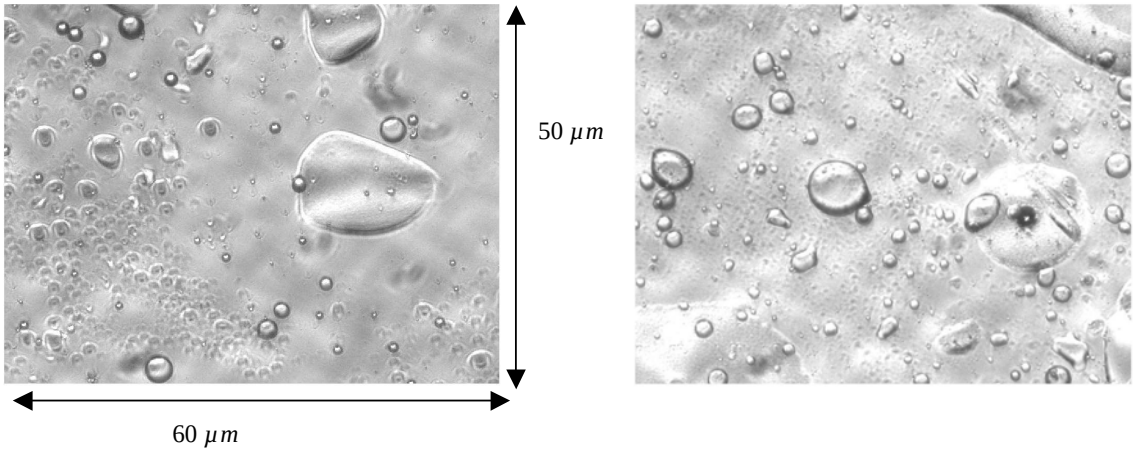
Cette méthode est tout à fait préconisée dans l'étude des surfaces d'adsorption ou de monocouches, lorsqu'une variation de la tension superficielle doit être mesurée, *Gaines* (1966).
La plaque peut aussi être remplacée par un cylindre. King (1951) a déterminé les facteurs de correction expérimentaux pour le cylindre. A haute température, l'angle de contact est difficile à déterminer et n'est pas souvent nul, seule la méthode mesurant la force maximale doit être employée. La force maximale n'est pas affectée par les angles de contact inférieurs à 30°.

Nous présentons dans le tableau 5.1, la viscosité et la tension de surface à 20°C des fluides utilisés.

Propriétés physiques	Eau	Huile	Emulsion 1%	Emulsion 2%
μ (Pa.s)	10^{-3}	0.115	1.02710^{-3}	1.05410^{-3}
σ_S (mN /m)	72	31.5	32.4	32.3

Tableau 5.1 : Viscosité et tension superficielle à 20°C et 1 bar.

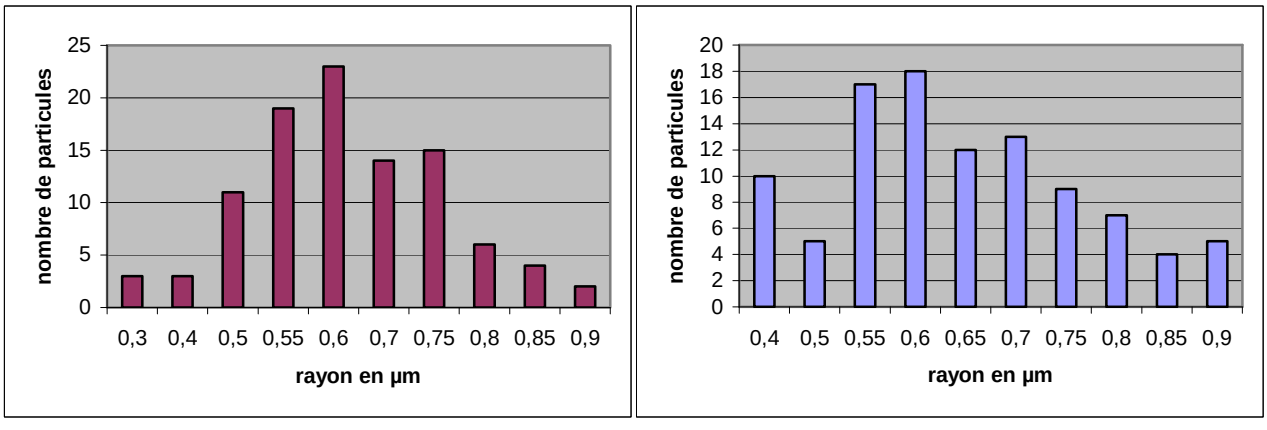
L'huile a une tension superficielle plus faible que celle de l'eau. Bien que la mesure de la tension de surface pour les deux émulsions n'a pas de sens physique puisque c'est le fluide le plus mouillant qui va venir «mouiller » la lame du tensiomètre. Il est intéressant de constater que la valeur mesurée est très proche à celle de l'huile. Ceci nous amène à la conclusion que des agents tensioactifs entrent dans la composition de l'huile utilisée en laminage. La présence d'agent tensioactif est sans doute la raison pour laquelle le mélange huile-eau (émulsion) est relativement stable car il faut plusieurs heures pour observer une séparation nette des deux phases. Sur la figure 5.1b, des images prises au microscope montrent la dispersion des diamètres de gouttes d'huile dans l'eau. La mesure du diamètre moyen et sa dispersion est effectuée en moyennant les résultats obtenus pour plusieurs images.



Emulsion 1% **Emulsion2%**

Figure 5.1b : Visualisation des émulsions à l'aide d'un microscope

Une distribution du nombre de gouttes en fonction de la taille est donnée la figure 5.2 suivante :



Emulsion 1% **Emulsion2%**

Figure 5.2 : Distribution des particules en fonction de leur taille.

Nous remarquons une distribution semblable de la taille des particules pour ces deux émulsions avec une taille moyenne de 5.72 µm pour l'émulsion à 1% et 6.38 µm pour celle à 2%. La valeur plus élevée pour la concentration à 2% est sans doute due à une coalescence plus rapide car statistiquement le nombre de gouttes présentes est plus important.

5.2 Etude du refroidissement par l'expérience MF1 (eau pure, $V_{jet} = 1.39\ m/s$)

Les champs de température en face arrière sont mesurés par thermographie infrarouge. Le champ de température en face avant est donc calculé suite à l'estimation du flux extrait en face avant (équation 3.9).Nous présentons sur la figure 5.3 les thermogrammes de refroidissement en r = 0, $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90R_{vu}$ de ces deux champs. R_{vu} correspond au rayon apparent (voir section 4.1.2). Sur les thermogrammes en face avant, nous avons identifié avec des points noirs, les températures d'inflexion qui correspondent aux lieux où existe le maximum de flux correspondant au flux critique. La température en face avant chute rapidement au point d'impact jusqu'à une température de l'ordre de 100°C conséquence d'un mouillage rapide de la paroi par le jet et des flux importants extraits par ébullition convective. La température suit ensuite une évolution plus douce car les flux extraits par convection forcée monophasique liquide sont moins importants. Les écarts de température avec la face arrière peuvent atteindre 200°C pour t = 1s lorsque le refroidissement est maximal ; elles sont de l'ordre de la centaine de °C à la fin de l'ébullition et les courbes se rejoignent ensuite rapidement. A un rayon éloigné du centre (R_{vu}/2), la température ne diminue que faiblement au début car dans les premiers instants, ce rayon est situé dans la zone d'ébullition en film où les transferts de chaleur sont limités par la présence d'un film de vapeur isolant la paroi. Dès que la température de paroi atteint la température de Leidenfrost (de remouillage), on observe alors une différence de température entre la face avant et la face arrière ; celle-ci chute brutalement (moins brutalement qu'à l'impact du jet) car l'ébullition de transition s'installe, suivit du flux critique et de l'ébullition nucléée.

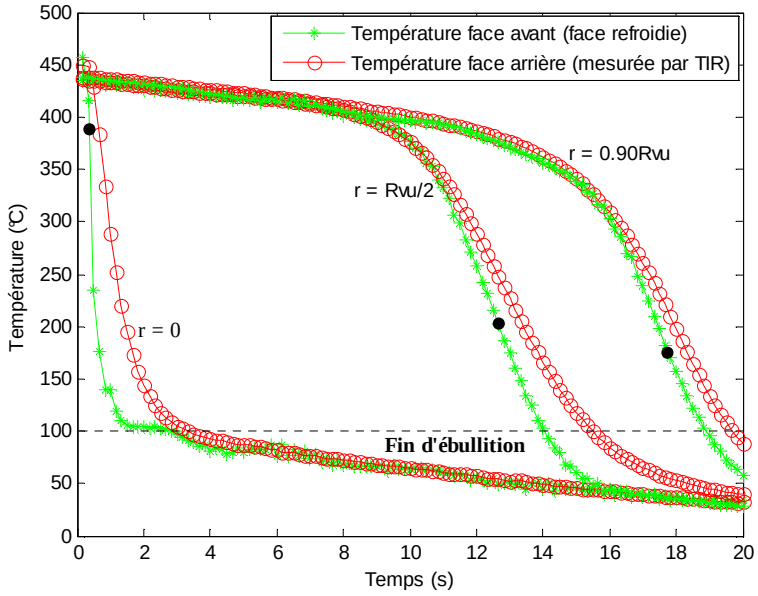


Figure 5.3 : Courbes de refroidissement locales vue par la caméra avec $\Delta t = 0.167$ s en r = 0, $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90R_{vu}$ pour l'expérience avec l'eau MF1 pour $V_{jet} = 1.39$ m/s .

L'évolution est ensuite plus douce en convection forcée et les températures des deux faces se rejoignent. On pourrait apporter les mêmes commentaires au rayon $r = 0.90 R_{vu}$.

Le lecteur est invité à se référer à l'annexe 1 pour la détermination des hyperparamètres d'inversion expérimentale.
Les variations temporelles des flux estimés à partir des champs de température face arrière sont représentées sur la figure 5.4. Les profils de flux sont eux représentés sur la figure 5.5 à différents instants, c'est à dire à t = 0.5s (au début du refroidissement), t = 5s, t = 10s,et $t = t_f$ correspondant à la fin du refroidissement.

On remarque sur la figure 5.4 lorsque le régime d'ébullition est atteint, un pic plus élevé à l'impact (r = 0 avec 12.50 MW/m^2) que dans la zone d'écoulement ($r = R_{vu}/2$ avec 2.5 MW/m^2 et $r = 0.90 R_{vu}$ avec 1.8 MW/m^2). Ces pics correspondent d'après *Mozumder et al.* (2008) au flux critique. A notre avis, il est nécessaire de différencier ce qui se passe dans la zone d'impact du jet et dans la zone d'écoulement. Dans la zone d'impact, si on se réfère aux travaux de *Robidou* (2000), il existe un plateau de flux qui serait la conséquence d'un mouillage intermittent de la paroi et, dans certaines conditions hydrodynamiques et thermodynamiques, une valeur maximale du flux à l'impact peut être observée sans être le point correspondant au flux critique. Ces conditions sont rencontrées notamment dans les cas de fort sous-refroidissement, ce qui est notre cas. Dans la zone d'écoulement, le flux maximal correspond bien au flux critique. Pour éviter toute confusion, le flux maximal en tout point sera dénommé le MHF (Maximum Heat Flux). On remarque sur les figures 5.4 et 5.5 que le MHF semble être « convecté » vers les rayons extérieurs. Ceci correspond bien à la propagation d'un front de mouillage ou de trempe. Sur les figure 5.4 et 5.5, on remarque bien que la valeur du MHF décroît lorsque l'on s'éloigne de la zone d'impact.

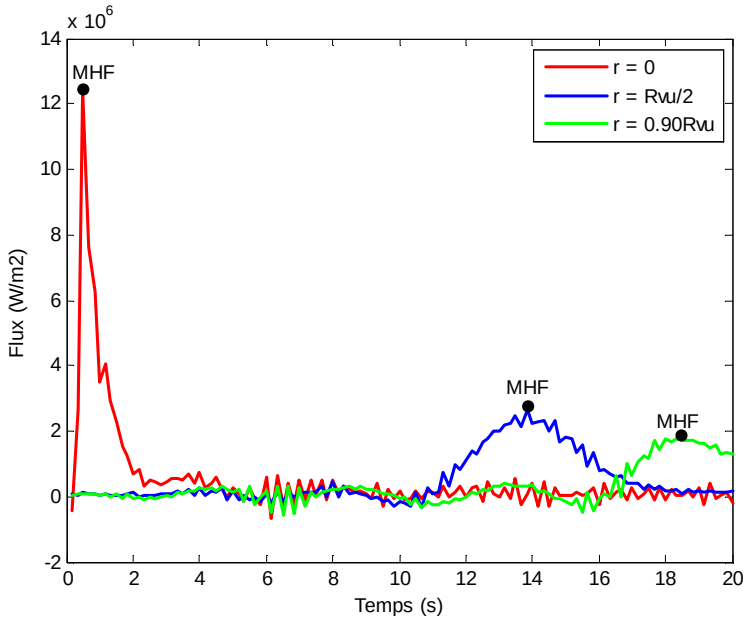


Figure 5.4 : Evolution temporelle de la densité de flux en r = 0, $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90 R_{vu}$ pour l'expérience MF1 pour $V_{jet} = 1.39$ m/s.

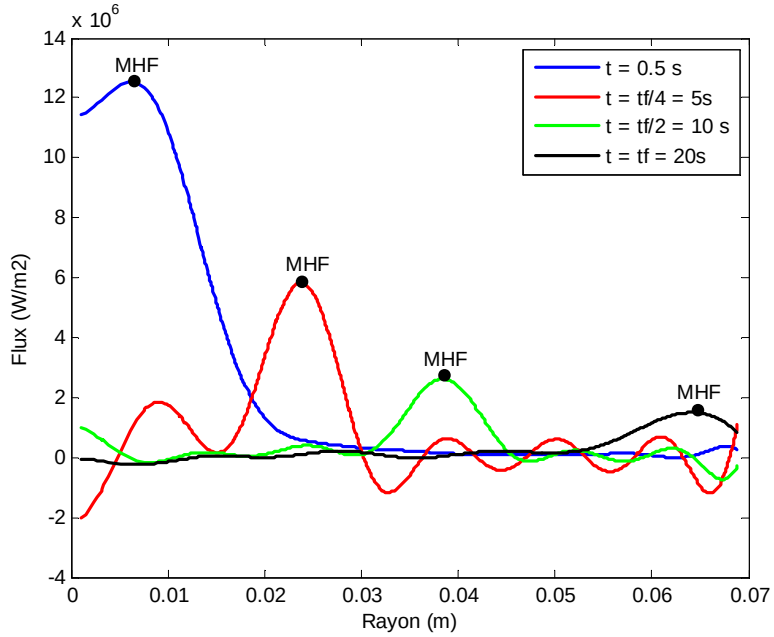


Figure 5.5 : Evolution radiale de la densité de flux à différents instants pour l'expérience MF1 pour $V_{jet} = 1.39$ m/s.

A l'aide d'un modèle de petit corps, on démontre que ces pics correspondent aux points d'inflexion des courbes de température.

En effet, si l'on suppose que dans les premières secondes, seule une petite zone autour du point de mesure est perturbée par le jet, un bilan sur la zone en question (de masse *m*) nous donne

$$mc\frac{dT}{dt} = q_{jet}\ S \tag{5.3}$$

soit en dérivant par rapport au temps, on a :

$$mc\frac{d^2T}{dt^2} = \frac{d\ q_{jet}}{dt}\ S \tag{5.4}$$

Si $q_{jet} = q_{jet\,\max} \quad \Rightarrow \quad \frac{d\ q_{jet}}{dt} = 0$

Nous présentons les temps des maxima de chacune des trois courbes de flux de la figure 5.4 dans le tableau 5.2.

Position	Temps d'inflexion t_{inflex} (s)	Température à l'inflexion (°C)	Temps du maximum de flux
$r = 0$	0.5	384	0.8
$r = R_{vu}/2$	13.8	205	13.9
$r = 0.90R_{vu}$	18.4	236	18.6

Tableau 5.2 : Points d'inflexion des thermogrammes et maxima.

Ceci confirme que les maxima des flux sur la figure 5.4 correspondent aux points d'inflexion des courbes de température de la figure 5.3.

Concernant le coefficient d'échange, nous l'avons calculé en considérant comme température de référence (pour la couche limite thermique) la température du jet $\left(h = \frac{q_{jet}}{(T_p - T_{jet})} \right)$. Nous présentons les résultats de ce calcul sur la figure 5.6. Par contre, pour le calcul de l'épaisseur de film de vapeur *d*, nous avons considéré la température de saturation T_{sat} $\left(d = \frac{\lambda_{vapeur}\,(T_p - T_{sat})}{q_{jet}} \right)$. L'évolution du coefficient d'échange *h* en fonction du temps est donné pour plusieurs rayons : en $r = 0$, $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90 R_{vu}$.

Nous identifions sur ces figures, les régimes d'ébullition en film (noté EF), d'ébullition de transition (noté ET), le flux critique (CHF), d'ébullition nucléée (noté EN) et de convection monophasique (noté CM). Les régimes de convection forcée (film vapeur ou convection monophasique liquide) sont caractérisés par de faibles coefficients d'échange par rapport aux régimes d'ébullition. De plus, le coefficient d'échange est quasi constant dans ces régimes.

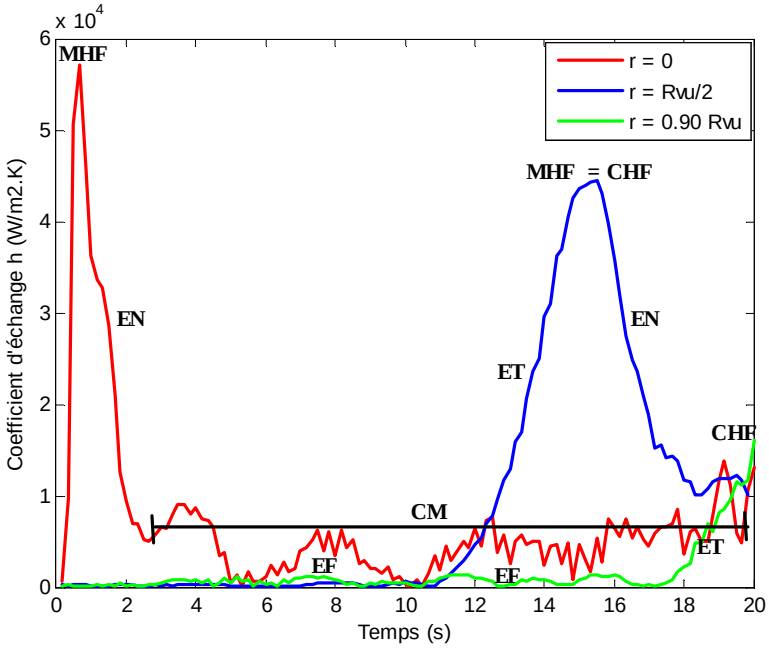


Figure 5.6 : Coefficient d'échange convectif *h* en fonction du temps en $r = 0$, $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90 R_{vu}$ pour l'expérience MF1 pour $V_{jet} = 1.39\ m/s$.

Nous remarquons sur la figure 5.6, que *h* est sensiblement constant dans la zone correspondant à l'écoulement monophasique liquide et dans la zone d'ébullition en film. La figure 5.6 montre un pic pour le coefficient d'échange $h = 57000\,W.m^{-2}.K^{-1}$ pour le flux critique à l'impact ($r = 0$).
Nous avons une valeur moyenne d'environ $\bar{h} = 4700\,W.m^{-2}.K^{-1}$ en convection monophasique.

Nous comparons ce coefficient d'échange avec ceux obtenus par la corrélation de *Zumbrunnen* (1988) et de *Bartoli* (1993)

La corrélation de *Zumbrunnen* (1988) donne avec $Nu = 0.149\,\mathrm{Re}_j^{0.7}\,\mathrm{Pr}^{0.4}$, un coefficient d'échange $h = 15000\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ et celle de *Bartoli*(1993) avec $Nu = 0.037\,\mathrm{Re}_j^{0.8}\,\mathrm{Pr}^{0.4}$, un coefficient d'échange $h = 8514\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$

Dans la zone d'écoulement, c'est à dire en $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90R_{vu}$, nous observons d'abord un régime d'ébullition en film avec des films de vapeur d'épaisseurs respectifs $d = 0.1\,\mathrm{mm}$ et $d = 0.04\,\mathrm{mm}$ qui permettent d'obtenir des coefficients d'échange respectifs :h = 209 $\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ et h = 555 $\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$.
Comparativement à la corrélation de *Vader* (1988) avec $Nu = 0.89\,\mathrm{Re}_x^{0.48}\,\mathrm{Pr}^{0.4}$, nous avons un coefficient d'échange $h = 7000\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$.

Le film de vapeur devient stable et couvre entièrement la surface et la vapeur est dégagée périodiquement du film sous forme de bulles. La chaleur est évacuée principalement par conduction dans la couche de vapeur. Ensuite, apparaît le régime d'ébullition de transition qui correspond à un film de vapeur instable où le manteau de vapeur se détruit sous l'influence du courant de convection et de l'impact des gouttes. La destruction dépend de la valeur de la tension superficielle. La surface peut être atteinte par des gouttes d'eau donc elle est remouillée. Plus le remouillage est intense, plus le film de vapeur est détruit et le flux échangé devient important. Le flux augmente de manière continue jusqu'à un maximum qui correspond au flux critique où l'on a des coefficients d'échange importants (h = $44000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ en $r = R_{vu}/2$ et h = $16000\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ en $r = 0.90R_{vu}$). Au franchissement du maximum, la quantité de chaleur devient moins importante due à la diminution de l'intensité de l'ébullition.

Remarque :

Concernant le coefficient d'échange en régime d'ébullition, nous l'avons calculé en considérant comme température de référence (pour la couche limite thermique) la température du jet. Pour être rigoureux, il aurait fallu utiliser la température de saturation. A titre de comparaison à l'impact nous avons un coefficient d'échange maximal $h = 92147\ \mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ avec la température de saturation.

5.3 Comparaison du refroidissement eau/émulsion pour les expériences MF1 et MF3 (Eau et Emulsion 2% en volume)

Il s'agit ici de comparer la cinétique et les flux extraits lors du refroidissement avec un jet d'eau pure (voir expérience MF1) et avec un jet d'une émulsion d'huile dans l'eau (émulsion à 2% en volume d'huile industrielle, expérience MF3) pour une même vitesse de jet $V_{jet} = 1.39\,\mathrm{m/s}$. Nous présentons sur la figure 5.7, une comparaison des profils de température sur la face refroidie (face avant) pour l'eau et l'émulsion au début du refroidissement (t = 0.5s) et respectivement à t = 5s, t = 10s et t = 20s à la fin du refroidissent de l'échantillon.

Ces profils montrent que coexistent plusieurs régimes: une zone de convection forcée caractérisée par de basses températures, une zone d'ébullition où la température évolue rapidement, une zone de caléfaction où la température est élevée et évolue de manière plus douce ou ébullition en film. D'autre part, il est à noter que la propagation du front de mouillage est plus rapide pour l'émulsion. Pour les temps intermédiaires (A $t = 5\text{s}$ et $t = 10\text{s}$), la zone mouillée (dont la limite correspond à un niveau de 100°C) couvre un rayon d'environ 22 mm (38 mm pour $t =$ 10 s) pour l'eau et un rayon d'environ 32 mm (54 mm pour $t =$ 10 s). En convection forcée monophasique, comme en ébullition en film, la vitesse de refroidissement est comparable pour l'eau et l'émulsion à 2%.
Dans la zone d'ébullition, nous remarquons que les gradients thermiques radiaux sont plus élevés pour l'eau que pour l'émulsion : la zone d'ébullition pour l'émulsion est par conséquent plus étendue car le mouillage est meilleur.

Pour les rayons importants, un infléchissement des profils est remarqué. Ceci est dû aux pertes radiales qui se font sentir au bord. On voit clairement que le front de mouillage de l'émulsion est plus grand que celui de l'eau. Ce qui clairement signifie que l'ajout d'huile accélère la cinétique de refroidissement.

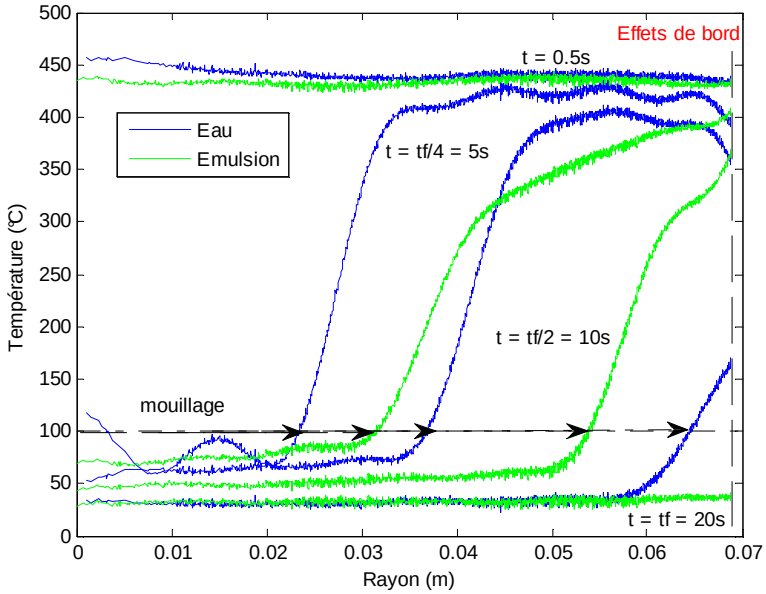
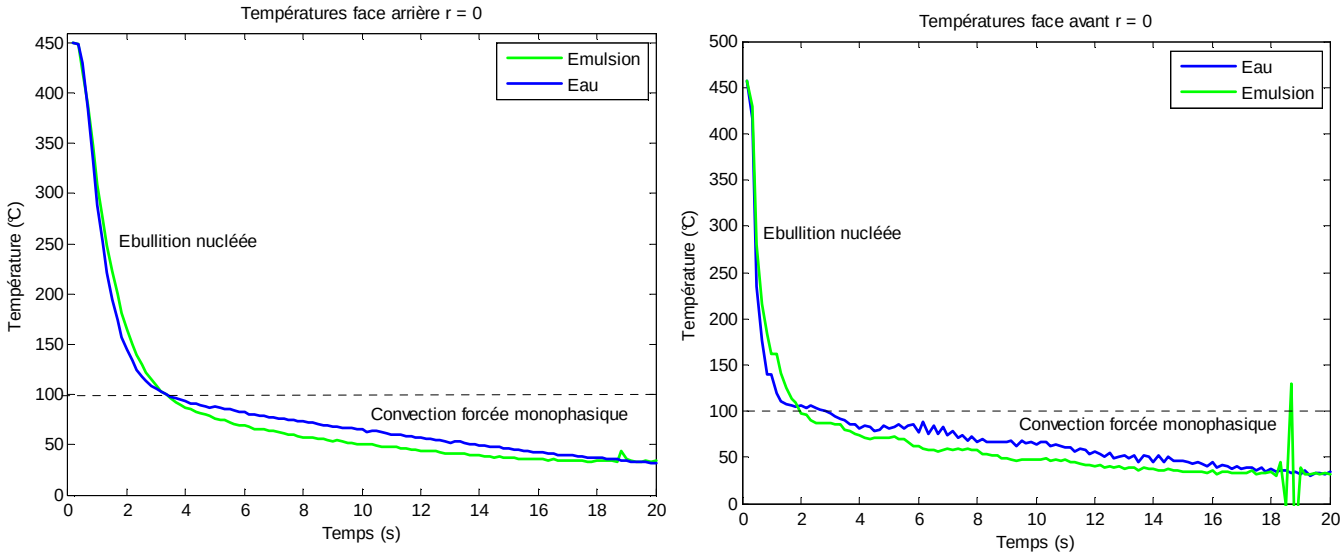


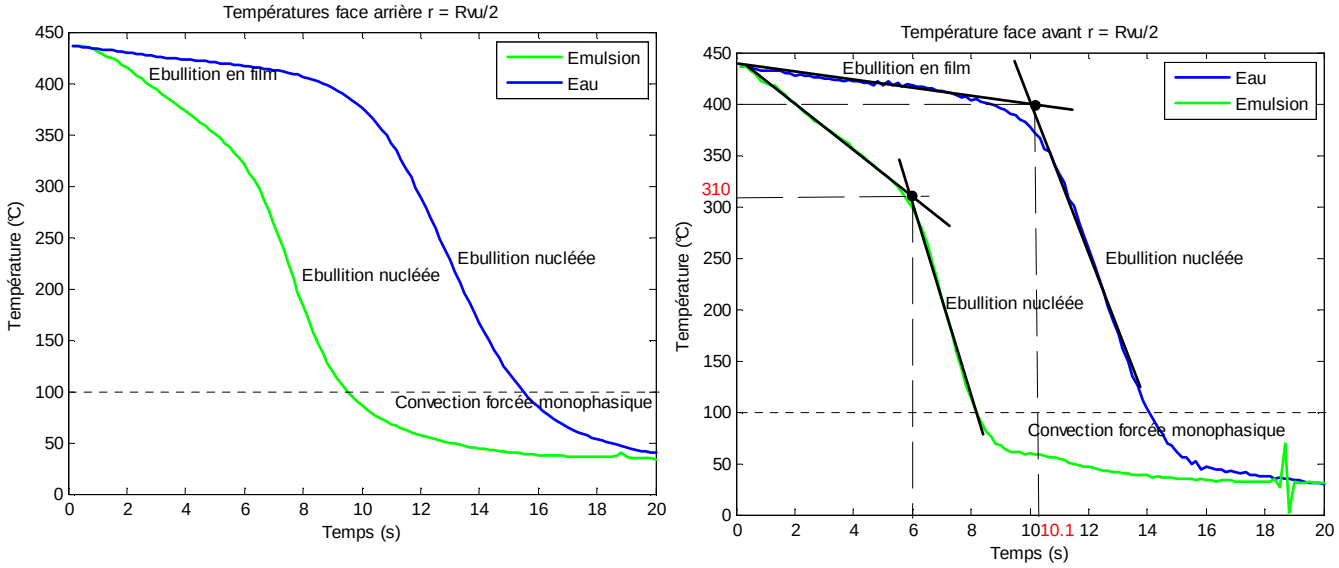
Figure 5.7 : Comparaison des profils de température en face avant à des instants donnés pour l'eau et l'émulsion.

Nous effectuons sur les figures 5.8, 5.9 et 5.10, une comparaison des thermogrammes de refroidissement en face avant et arrière. Nous avons identifié sur les figures 5.9 et 5.10, le point de remouillage qui se situe à la limite entre les régimes de transition et d'ébullition en film et pourrait correspondre au point de Leidenfrost. En ce point, la température de paroi est dite « température de remouillage » car en dessous de cette température, le film de vapeur devient instable et le liquide peut à nouveau être en contact avec la paroi.



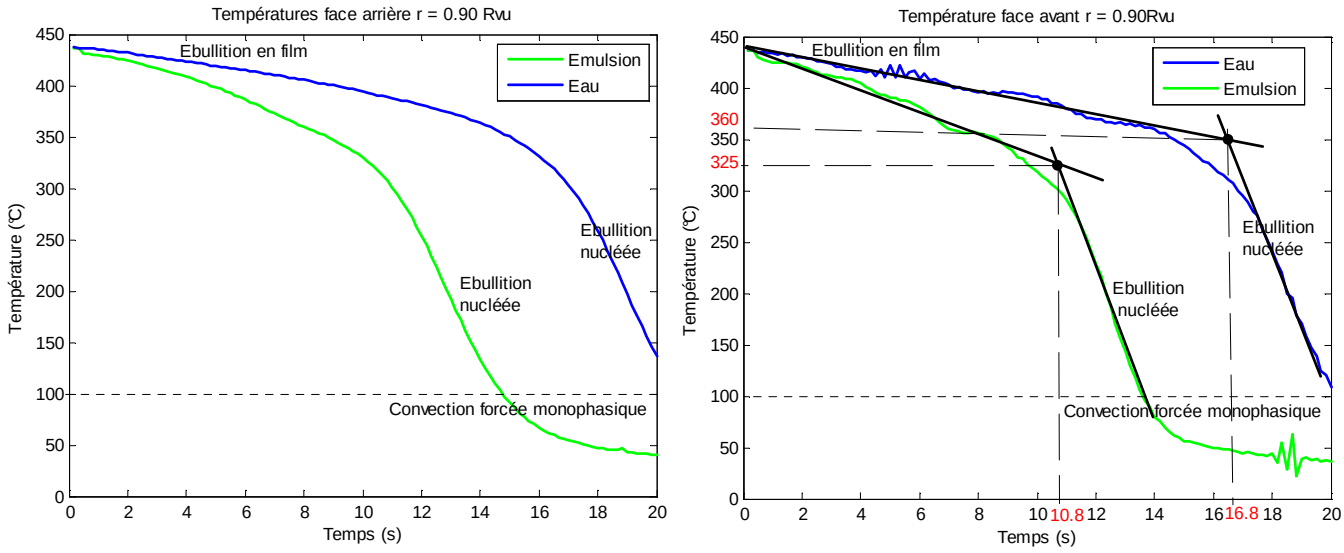
(a) (b)

Figure 5.8 : Comparaison des températures en face arrière (a) et en face avant (b) au centre $r = 0$.



(a) (b)

Figure 5.9 : Comparaison des températures en face arrière (a) et en face avant (b) à $r = R_{vu} / 2$.



(a) (b)

Figure 5.10 : Comparaison des températures en face arrière (a) et en face avant (b) à $r = 0.90 R_{vu}$.

Nous remarquons que la chute de température est analogue sur les faces arrière et avant.
A l'impact, tant que l'on est en ébullition, l'eau refroidit sensiblement mieux que l'émulsion (voir figure 5.8). Par contre, dans le régime de convection forcée monophasique, c'est l'émulsion qui refroidit le mieux. Cela est sans doute dû aux variations des propriétés thermophysiques de ces fluides dans ce régime. Dans la zone d'écoulement ($r = R_{vu}/2$, $r = 0.90 R_{vu}$), les cinétiques de refroidissement sont différentes en ébullition en film : pour l'émulsion, la chute de température est plus rapide avec des températures de remouillage plus faibles et rapidement atteintes pour l'émulsion que pour l'eau. Le remouillage intervient à des températures de l'ordre de 300-400°C. Dans la zone d'ébullition à proprement parler, les cinétiques sont quasi identiques (mêmes pentes), mais l'émulsion semble refroidir mieux (figure 5.9 et 5.10).

Nous présentons en annexe 2, des séquences du film thermographique obtenues à partir de la caméra infrarouge pendant le refroidissement pour les expériences MF1 et MF3.

Une discussion complémentaire de l'effet de la composition du fluide de refroidissement est développée dans la partie 5.4, afin de conclure sur les effets de la composition du mélange.

Remarques sur les expériences MF2 et MF4 (Eau et Emulsion à 2% d'huile en volume, $V_{jet} = 3.50\, m/s$)

Il s'agit d'effectuer les mêmes essais que ceux effectués précédemment mais avec des vitesses de jet plus élevées. Malheureusement, nous nous sommes rendu compte que l'émissivité à la

fin de nos expériences avait évolué. Nous avons obtenu une émissivité $\varepsilon_{final} = 0.68$ qui est différente de l'émissivité initial $\varepsilon_{initial} = 0.64$.
Ces changements d'émissivité sont dus à l'oxydation de l'échantillon à cause des trois expériences précédentes. Nous n'exploiterons donc pas l'expérience MF4.

Comme il existe un doute sur l'émissivité de la dernière expérience et nous ne ferons donc pas de comparaison avec l'expérience MF2 (Eau pure, $V_{jet} = 3.50\ m/s$).

Conclusion sur les premières expériences

Nous avons mené ces premières expériences pour comparer les effets de la contamination de l'eau de refroidissement par des huiles résiduelles. Les résultats que nous avons obtenus montrent que la présence d'huile, si elle dégrade le flux maximal extrait dans certaines zones, conduit à une cinétique globale du refroidissement supérieure à celle de l'eau pure. Des expériences supplémentaires sont présentées dans la section 5.4, pour confirmer ou infirmer cette tendance, des données supplémentaires sur la vitesse de propagation du front de mouillage seront discutées.

5.4 Nouveaux essais visant à quantifier l'effet de la vitesse et de la composition du fluide de refroidissement

Nous présentons dans le tableau 5.4, neuf expériences numérotées par ordre chronologique qui nous permettront de quantifier l'effet de la composition du fluide de refroidissement.

Expériences	MM1	MM2	MM3	MM4	MM5	MM6	MM7	MM8	MM9
Débit liquide (litre/min)	6.66	19.98	39.96	6.66	19.98	39.96	6.66	19.98	39.96
Vitesse du jet (m/s)	1.74	5.23	10.47	1.74	5.23	10.47	1.74	5.23	10.47
Titre volumique en huile	0	0	0	1%	1%	1%	2%	2%	2%

Tableau 5.4 : Présentation des expériences de mesure.

Remarque :

Si le pas de temps Δt est trop petit devant le temps de réponse diffusif $e^2/a = 2.16\,\text{s}$ de l'échantillon (ce qui est le cas ici car $\Delta t = 1/60 = 0.0167\,\text{s}$, nous ne pouvons plus estimer les transformées $\tilde{q}_n$ du flux à l'aide de l'estimateur des moindres carrés ordinaires (voir section 4.3.1) car la matrice des sensibilités, dans ce cas, est mal conditionnée car ses vecteurs-colonnes adjacents finissent par devenir quasiment identiques : la réponse à une composante de l'excitation n'est pas instantanée et ne se fait sentir qu'après un certain délai qui est supérieur au pas temporel. L'utilisation d'une régularisation temporelle par la méthode des temps futurs de Beck (1970) a été nécessaire pour rendre possible l'inversion. Le lecteur est invité à se référer à l'annexe 3 pour la détermination du nombre optimum de pas de temps futurs et du nombre d'harmoniques utilisés pour l'inversion.

Dans tout ce qui suit, nous avons utilisé 20 pas de temps futurs et 12 harmoniques.

5.4.1 Effet de la vitesse du jet - refroidissement avec l'eau pure

Il s'agit ici de comparer les températures en face avant lors du refroidissement avec un jet d'eau pure avec trois vitesses de jet différentes :

- expérience MM1 : 1.74 m /s
- expérience MM2 : 5.23 m /s
- expérience MM3 : 10.47 m /s

Nous présentons d'abord sur les figures 5.11, 5.12 et 5.13, une comparaison des thermogrammes de refroidissement en face avant respectivement en r = 0, $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90R_{vu}$. Les résultats montrent l'effet attendu de la vitesse du jet d'eau sur le refroidissement à savoir que pour une vitesse de jet plus élevée, nous obtenons un refroidissement plus rapide. Sur les figures, les remontées de température observées peuvent laisser penser à de la conduction dans le solide. La température remonte lorsque le flux extrait est inférieur au flux conductif au sein du disque. Rappelons que pour t = 1s et V_{jet} = 1.39 m/s , la différence entre la température en face avant et en face arrière est supérieure à 150°C (figure 5.3). Ces remontées de température peuvent aussi être dues aux biais de l'inversion. Sur la figure 5.11 nous avons un refroidissement rapide avec l'augmentation de la vitesse du jet avec un maintien de l'ébullition jusqu'au refroidissement monophasique qui est meilleur quand la vitesse de jet augmente.

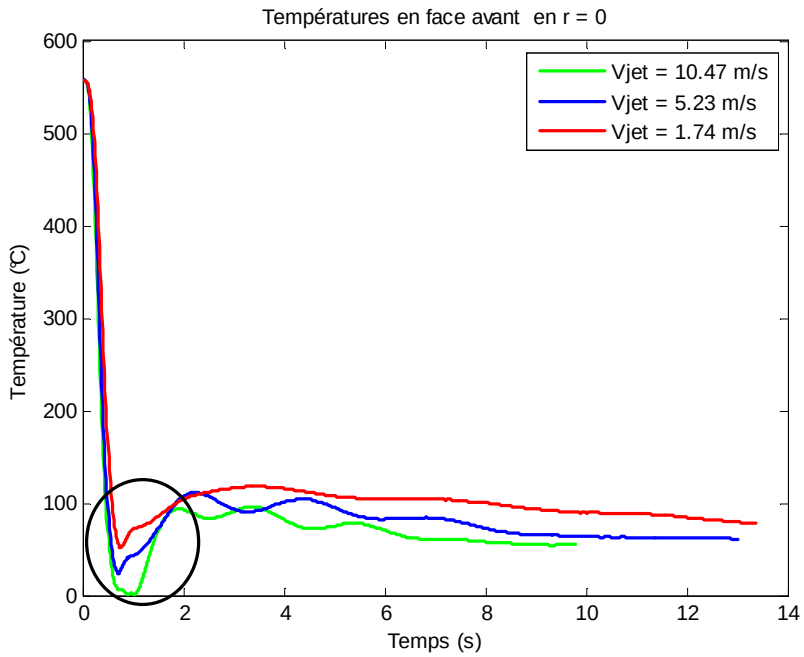


Figure 5.11 : Comparaison des températures pour l'eau en face avant au centre (r = 0).

Sur les figures 5.12 et 5.13, nous remarquons que le mouillage est plus précoce lorsque la vitesse de refroidissement augmente. Il en est de même pour les pentes des courbes qui croissent plus vite et du refroidissement monophasique qui est meilleur.

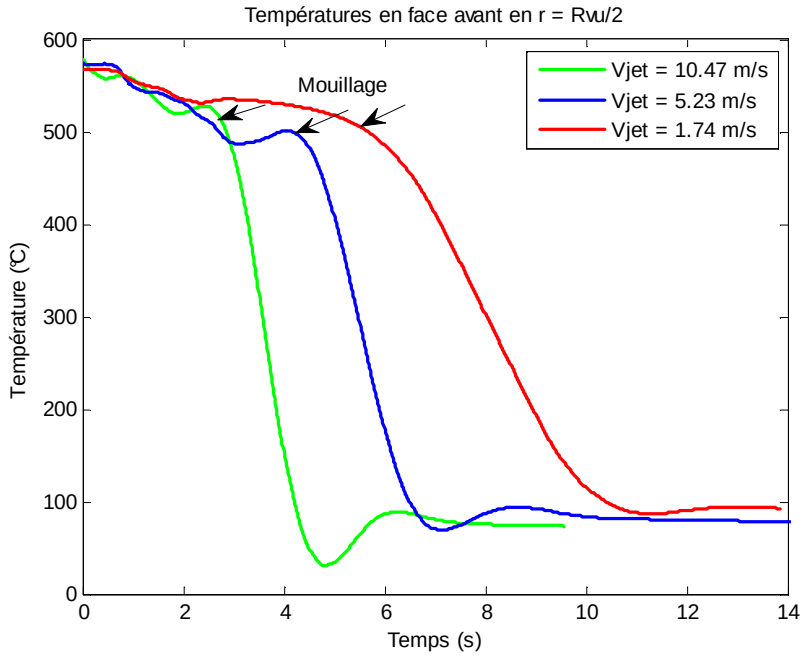


Figure 5.12 : Comparaison des températures pour l'eau en face avant en $r = R_{vu}/2$.

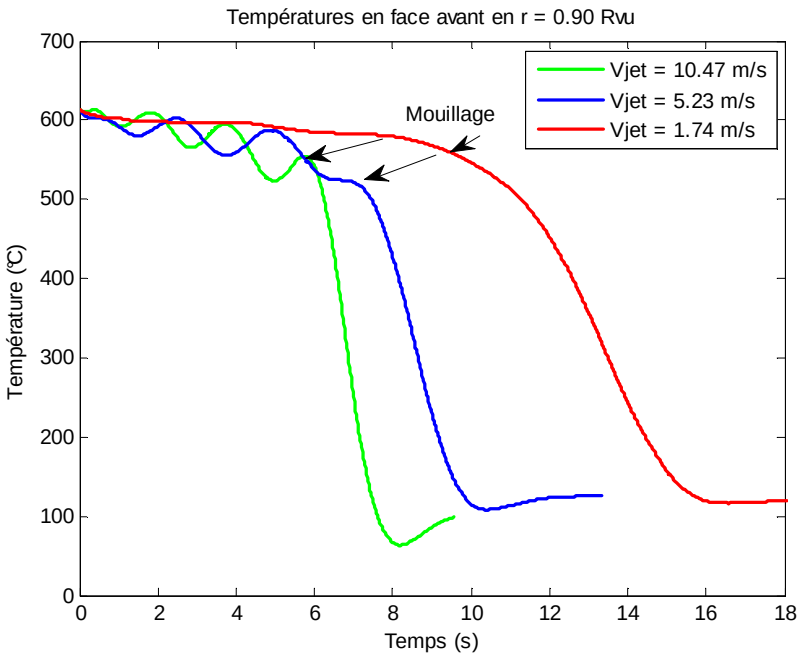


Figure 5.13 : Comparaison des températures pour l'eau en face avant en $r = 0.90 R_{vu}$.

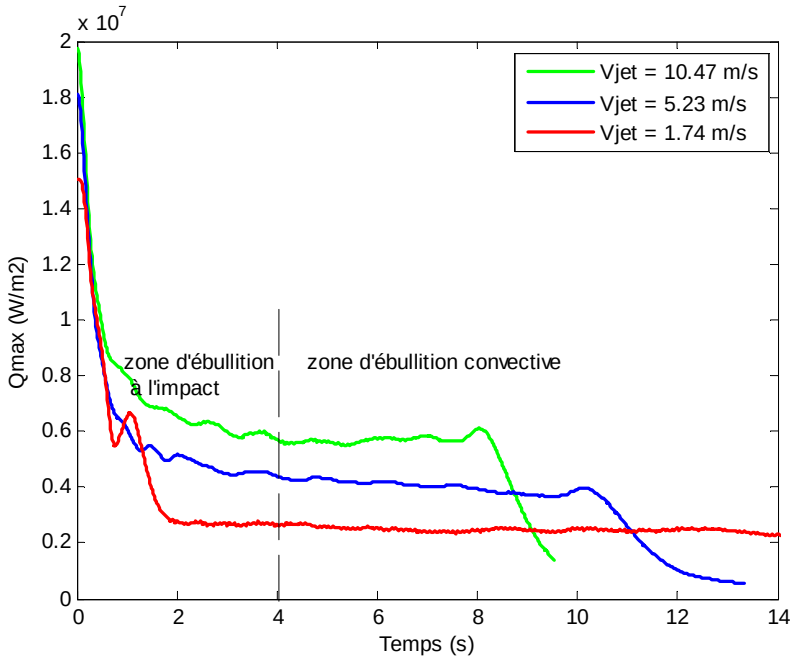


Figure 5.14 : Evolution des maxima du flux en fonction du temps pour trois vitesses de jet d'eau.

La figure 5.14 montre également l'effet attendu de la vitesse du jet d'eau sur le flux extrait à savoir que pour une vitesse de jet plus élevée, nous obtenons un flux maximal plus important et un front plus rapide. Cette figure montre que le flux maximal (obtenu à l'impact) est du même ordre de grandeur pour les trois vitesses avec des valeurs respectives de $1.5\times10^7\,\mathrm{W/m^2}$ avec V_{jet} = 1.74m/s ,$1.8\times10^7\,\mathrm{W/m^2}$ avec V_{jet} = *5.23* m/s et $2\times10^7\,\mathrm{W/m^2}$ avec V_{jet} = 10.47 m/s mais que celui-ci dépend fortement de la vitesse dans la zone d'écoulement. Le raisonnement est identique en ce qui concerne les coefficients d'échange *h* (figures 5.15a

et 5.15b, 5.16 et 5.17). L'ébullition apparaît plus tôt lorsque la vitesse augmente. Nous identifions sur ces figures, les régimes d'ébullition de transition (noté ET),d'ébullition en film noté (EF), d'ébullition nucléée (noté EN) et de convection monophasique (noté CM) .

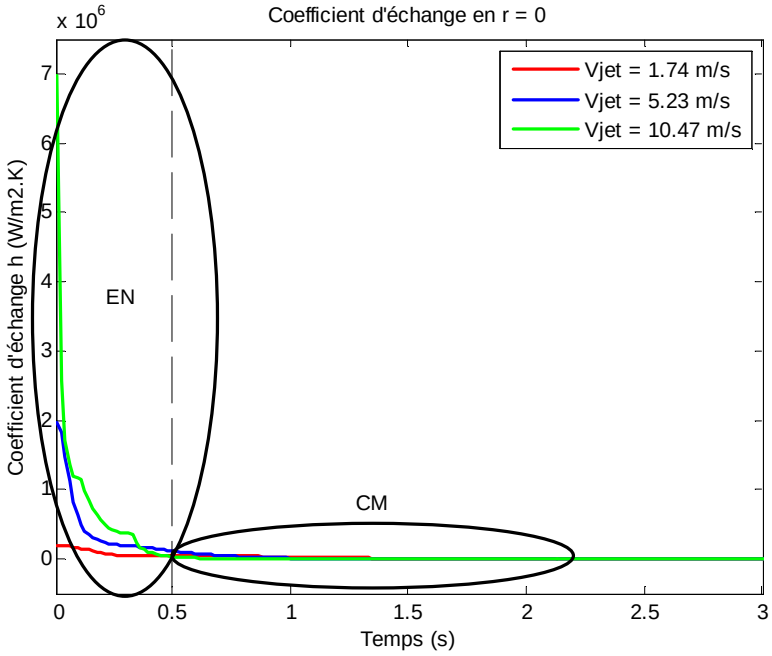


Figure 5.15a : Coefficient d'échange convectif *h* en fonction du temps en *r* = 0 pour l'expérience MM1 (eau pure).

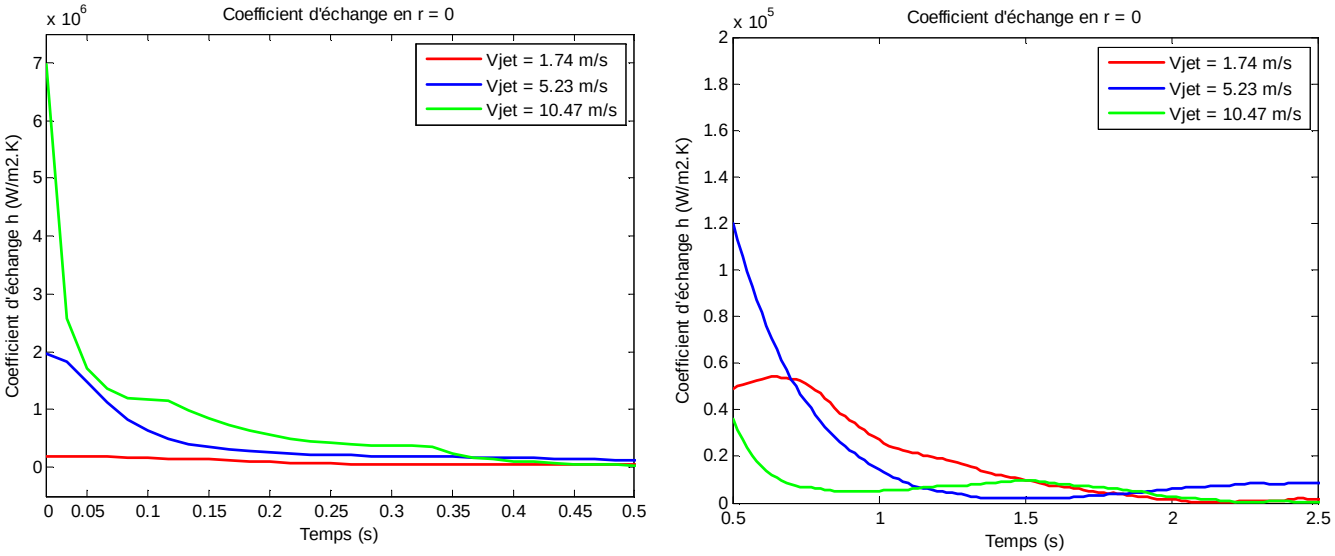


Figure 5.15b : Zoom sur les coefficients d'échange convectif *h* en fonction du temps en *r* = 0 pour l'expérience MM1 (eau pure) dans la zone d'ébullition nucléée et la zone de convection monophasique.

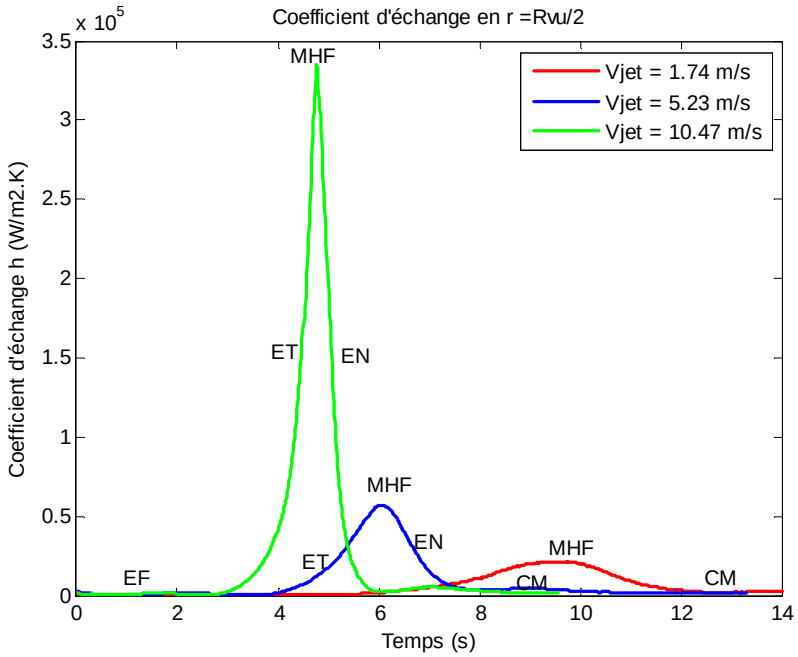


Figure 5.16 : Coefficient d'échange convectif *h* en fonction du temps en $r = R_{vu}/2$ pour l'expérience MM1 (eau pure).

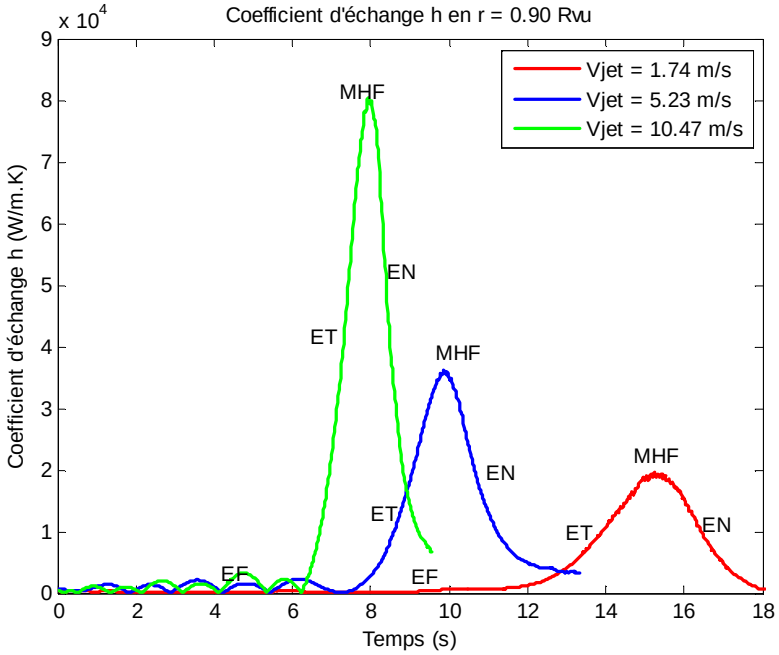


Figure 5.17 : Coefficient d'échange convectif *h* en fonction du temps en $r = 0.90 R_{vu}$ pour l'expérience MM1 (eau pure).

5.4.2 Comparaison des refroidissements eau / émulsion pour les expériences MM1, MM4 et MM7.

Il s'agit de comparer les flux extraits lors du refroidissement avec un jet d'eau pure (voir expérience MM1) et avec un jet d'une émulsion d'huile dans l'eau (émulsion à 1% et 2% en volume d'huile industrielle : expérience MM4 et MM7) avec une vitesse de jet de 1.74 m/s. Nous présentons d'abord sur les figures 5.18, 5.19 et 5.20, une comparaison des

thermogrammes de refroidissement en face arrière et en face avant. De façon identique aux premiers essais, nous avons également identifié le point de remouillage.

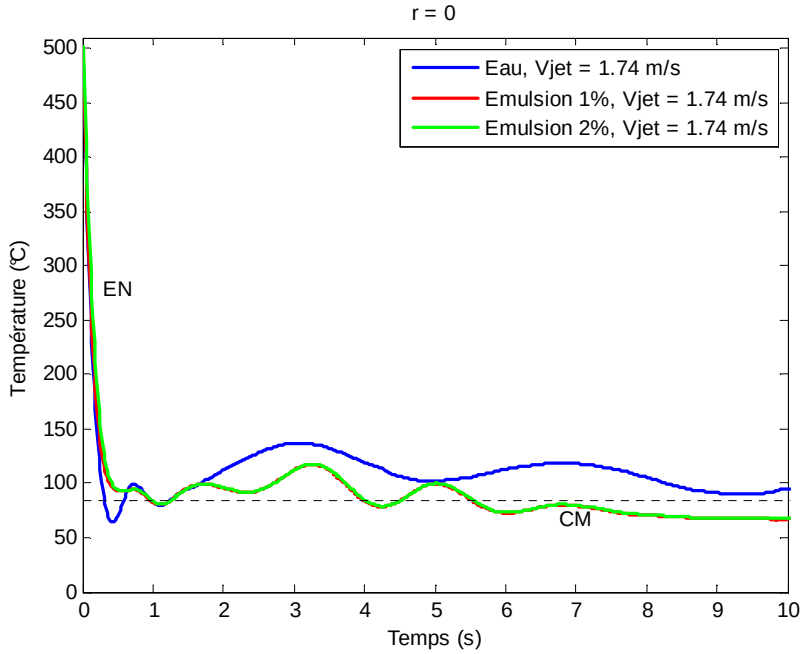


Figure 5.18 : Comparaison des températures Eau et Emulsions 1% et 2% en face avant au centre ($r = 0$).

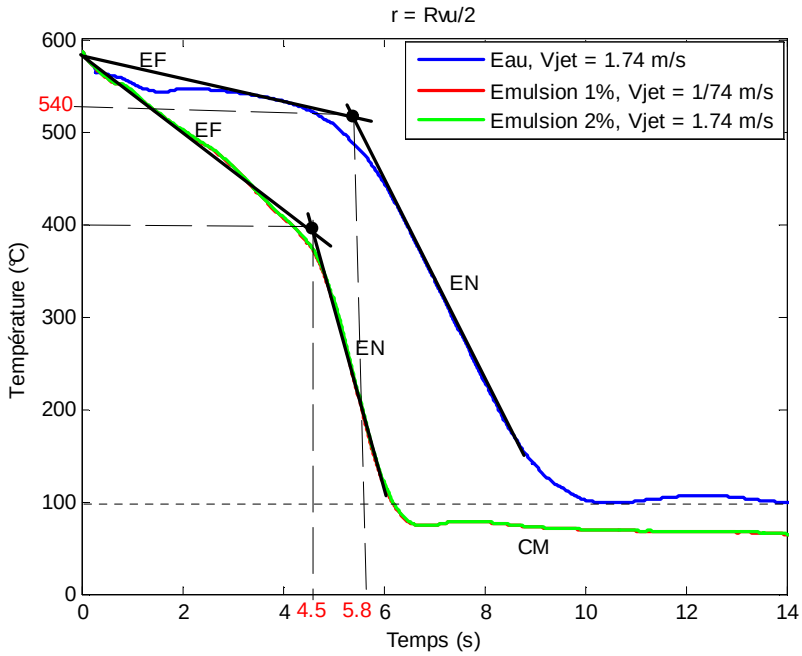


Figure 5.19 : Comparaison des températures Eau et Emulsions 1% et 2% en face arrière et avant à $r = R_{vu}/2$.

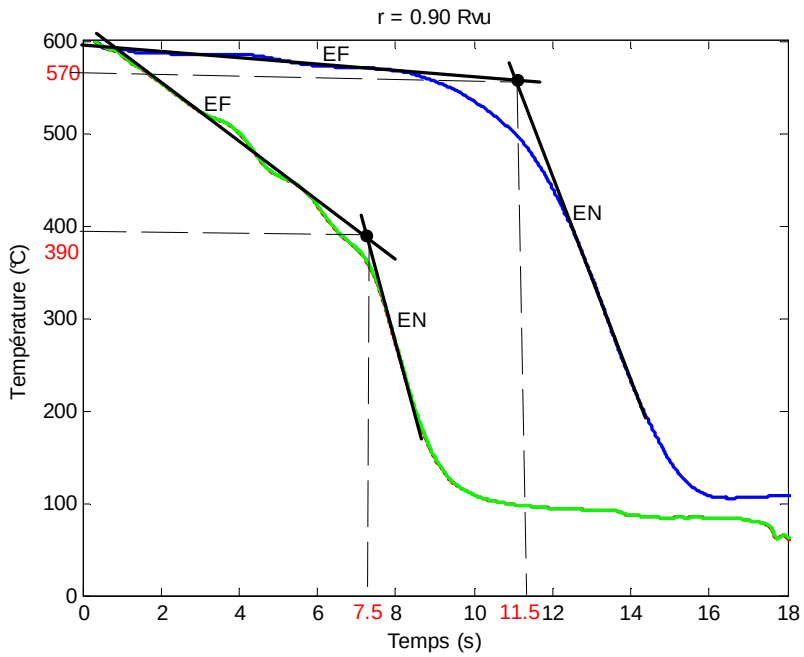


Figure 5.20 : Comparaison des températures Eau et Emulsions 1% et 2% en face arrière et avant à $r = 0.90R_{vu}$.

Nous constatons, sur la figure 5.18 de façon identique aux premiers essais que la température chute brutalement de $450°C$ à $100°C$ environ au centre. Cette chute brutale de température au point d'impact est due au mouillage rapide de la paroi ainsi qu'au fort sous-refroidissement du jet ($\Delta T_{Sub} = 80K$). La baisse de température est beaucoup plus lente dans les régions éloignées du centre, c'est à dire en $r = R_{vu}/2$ et $r = 0.90R_{vu}$. En effet, le régime d'ébullition en film perdure dans cette zone ; il est possible de supposer ici que la couche de vapeur qui se forme isole la paroi du jet et que le film liquide ruisselle donc sur une fine couche de vapeur avec pour conséquence une limitation des transferts. De même, la chute de température est plus rapide avec des températures de remouillage plus faibles et rapidement atteintes pour les émulsions que pour l'eau. En comparant les évolutions des températures avec les deux émulsions, nous remarquons que l'émulsion à 1% se comporte comme l'émulsion à 2%. La différence de concentration n'est pas assez marquée pour qu'un effet paramétrique puisse se faire ressentir.

Les mêmes causes produisent les mêmes effets : à l'impact, tant que l'on est en régime d'ébullition, l'eau refroidit mieux que l'émulsion (voir figure 5.18). Par contre, dans le régime de convection forcée monophasique, c'est l'émulsion qui refroidit le mieux car son nombre de Prandtl est plus élevé. Dans les zones avoisinantes ($r = R_{vu}/2$, $r = 0.90R_{vu}$), le mouillage est plus tardif avec de l'eau qu'avec l'émulsion. Cela est peut être du aux effets de la tension superficielle (figure 5.19 et 5.20).
Nous montrons sur les figures 5.21 et 5.22 respectivement les évolutions temporelles des maxima de flux (MHF), et les vitesses de la position du maximum de flux (la dérivée temporelle de la position du maximum du flux R_{max}).
Dans les premiers instants (t<1s), l'évolution est identique pour les trois liquides. Ensuite les deux émulsions se comportent de manière identique, l'eau se singularise : le flux maximal pour l'eau tend vers une asymptote (environ 2.5 MW/m²), pour l'émulsion, le MHF suit une

pente négative mais reste supérieur au MHF de l'eau jusqu'à t = 9s, instant où les courbes se croisent. Concernant la vitesse de déplacement du maximum du flux, on remarque que sa propagation pour l'eau démarre bien plus tôt que pour les deux émulsions et, bien que les vitesses soient identiques au démarrage, la vitesse pour l'eau est rapidement plus faible que celles des émulsions.

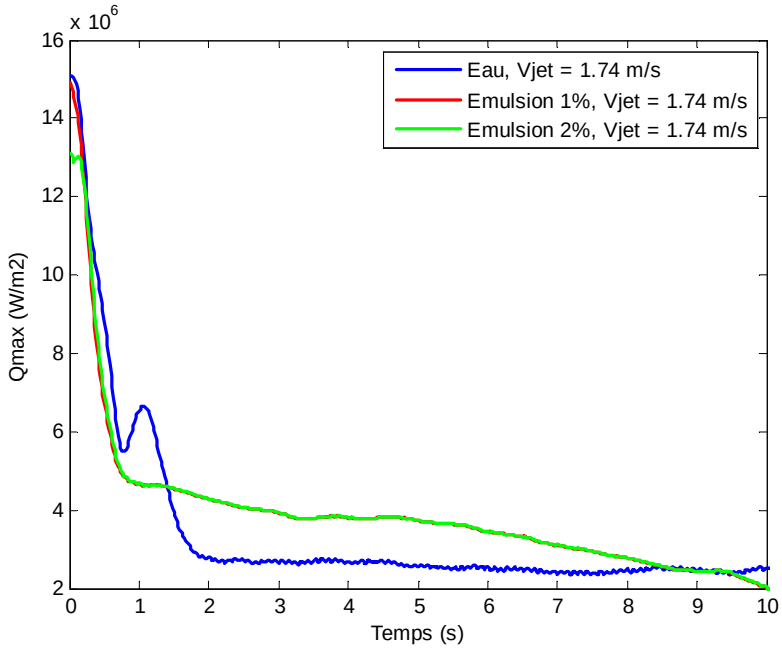


Figure 5.21 : Comparaison des maxima du flux en fonction du temps (émulsion 2%, $V_{jet} = 1.74\text{m/s}$).

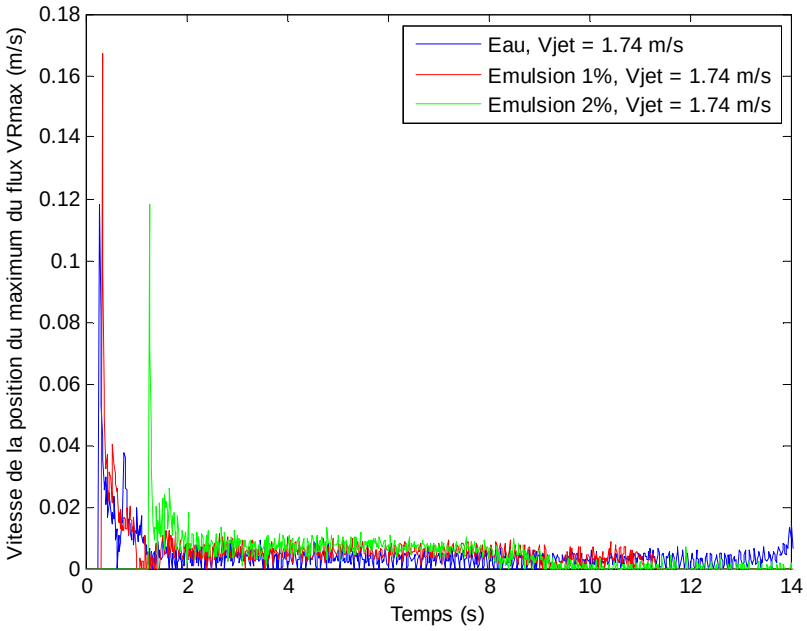


Figure 5.22 : Comparaison des vitesses des positions du maximum de flux en fonction du temps.

En regardant l'évolution temporelle de la position du maximum du flux sur la figure 5.23, nous remarquons que ce maximum reste situé à l'impact jusqu'à $t = 0.23s$. Il se déplace ensuite vers l'aval lorsque la génération de bulles de vapeur devient suffisante pour atténuer

les transferts de chaleur (le flux critique est dépassé). Ce déplacement est plus tardif pour les émulsions 1% et 2%. (respectivement à $t = 1.15s$ et $t = 1.27s$).

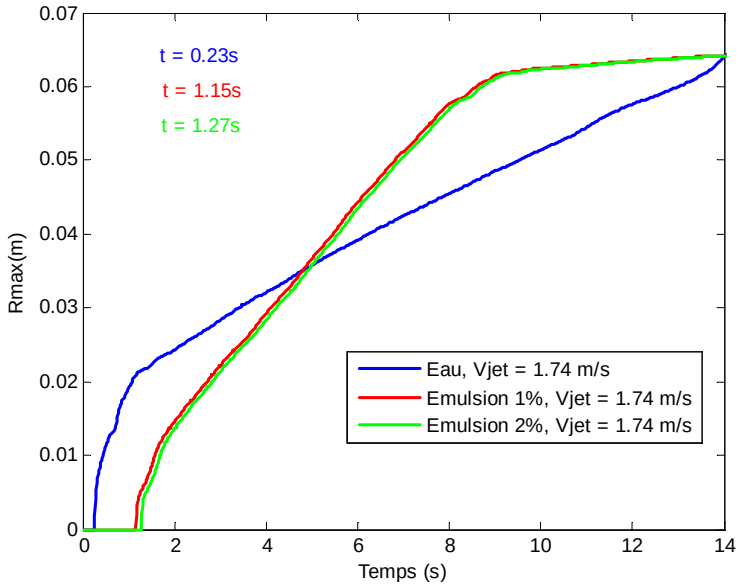


Figure 5.23 : Comparaison des vitesses des fronts de mouillage en fonction du temps Eau et émulsions.

Nous présentons sur les figures 5.24, 5.25, 5.26, la comparaison des flux extraits et sur les figures 5.27, 5.28 et 5.29, celle des coefficients d'échange pour l'eau et les émulsions. De façon identique aux courbes de températures : à l'impact, tant que l'on est en régime d'ébullition, l'eau refroidit mieux que l'émulsion (voir figure 5.33) avec un flux critique plus élevé. Dans les zones d'écoulement ($r = R_{vu}/2$, $r = 0.90R_{vu}$), le mouillage est plus tardif avec de l'eau qu'avec l'émulsion. Cela est peut être également du aux effets de la tension superficielle. L'émulsion à 1% se comporte comme l'émulsion à 2%. La différence de concentration n'est pas assez marquée pour qu'un effet paramétrique puisse se faire ressentir. Le raisonnement est strictement le même concernant les coefficients d'échange.

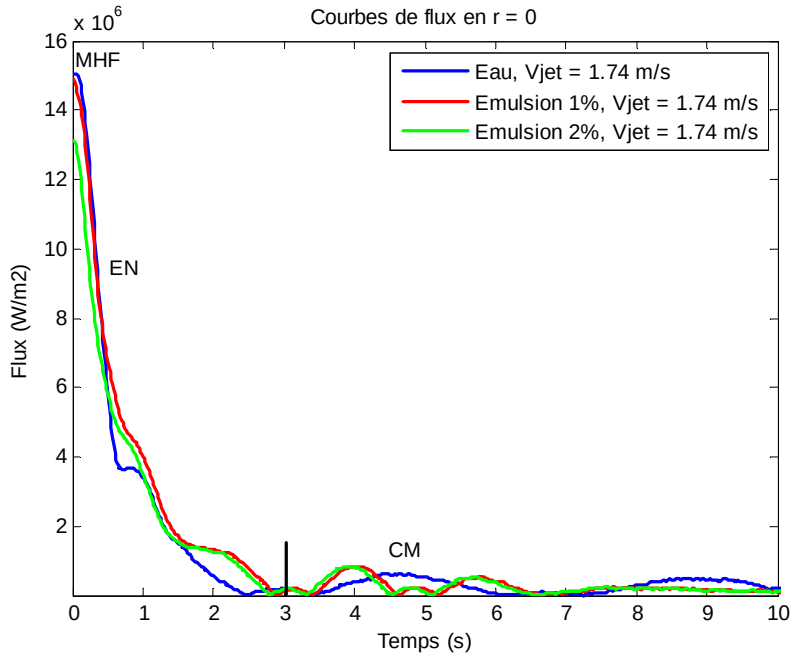


Figure 5.24 : Comparaison des flux extraits en fonction du temps Eau et émulsions en $r = 0$.

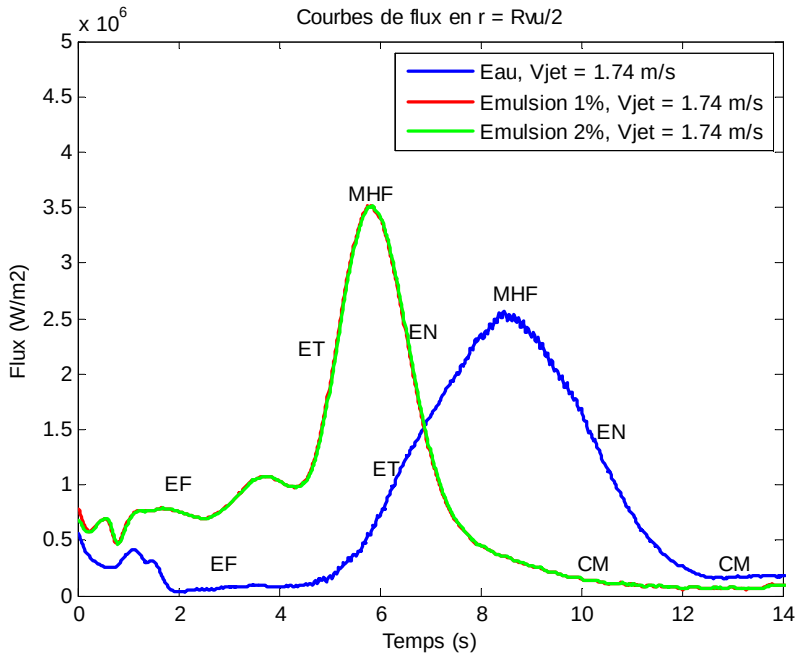


Figure 5.25 : Comparaison des flux extraits en fonction du temps Eau et émulsions en $r = R_{vu}/2$.

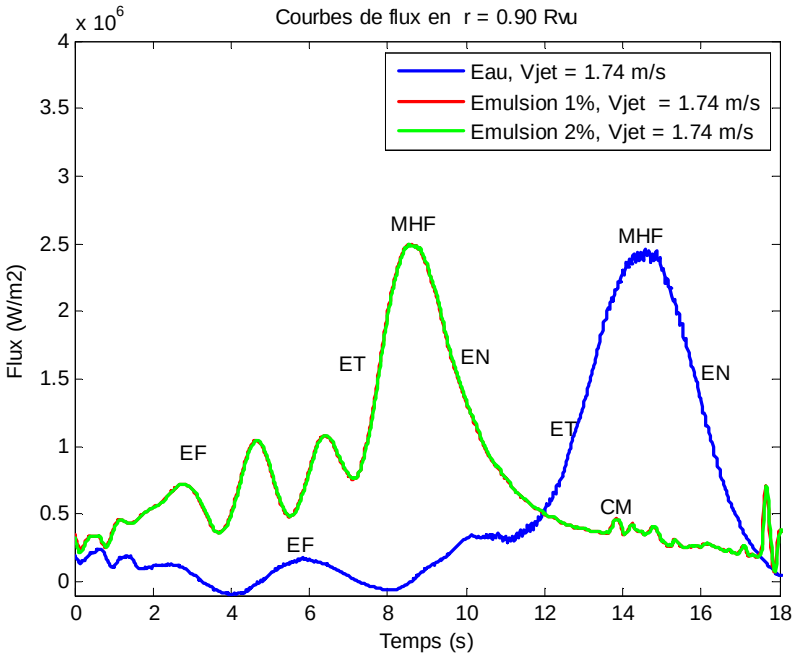


Figure 5.26 : Comparaison des flux extraits en fonction du temps Eau et émulsions en $r = 0.90R_{vu}$.

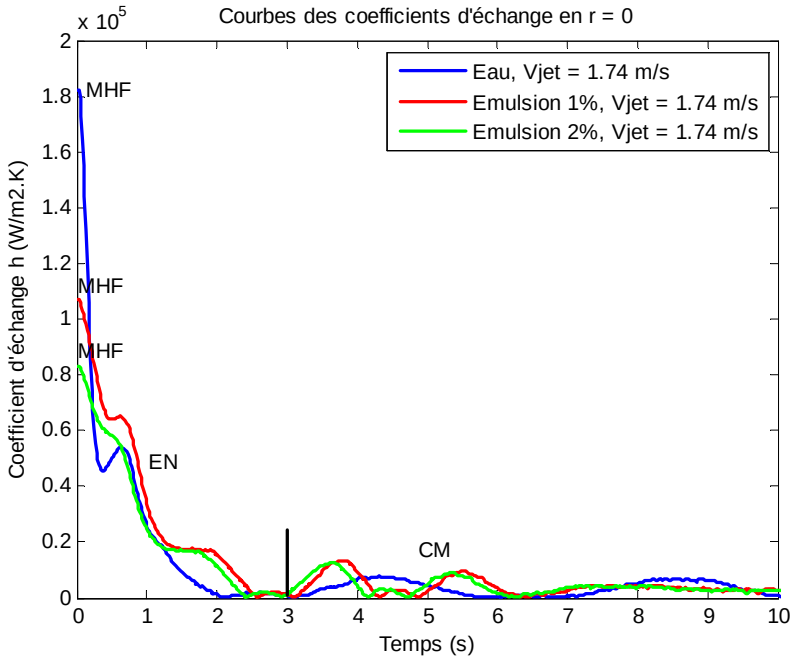


Figure 5.27 : Comparaison des coefficients d'échange en fonction du temps Eau et émulsions en $r = 0$.

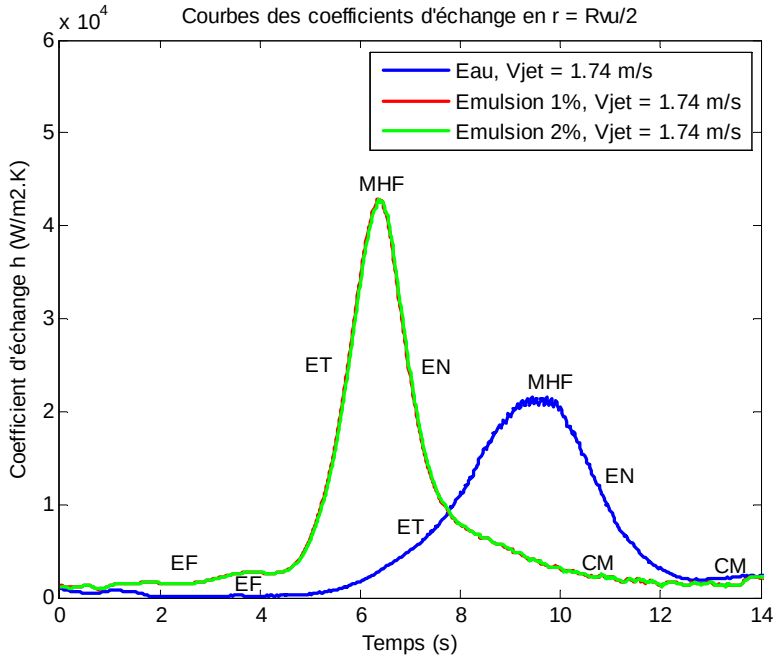


Figure 5.28 : Comparaison des coefficients d'échange en fonction du temps Eau et émulsions en $r = R_{vu}/2$.

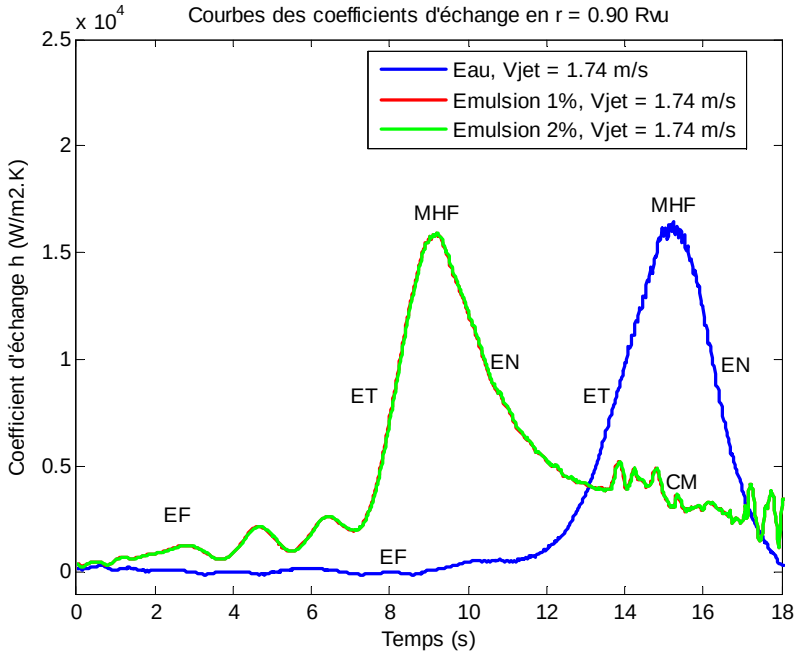


Figure 5.29 : Comparaison des coefficients d'échange en fonction du temps Eau et émulsions en $r = 0.90R_{vu}$.

Nous comparons sur la figure 5.30, 5.31 et 5.32 les courbes d'ébullition de l'eau et des émulsions à 1% et 2% en volume d'huile. Nous avons identifié le point de Leidenfrost (de remouillage) noté L.

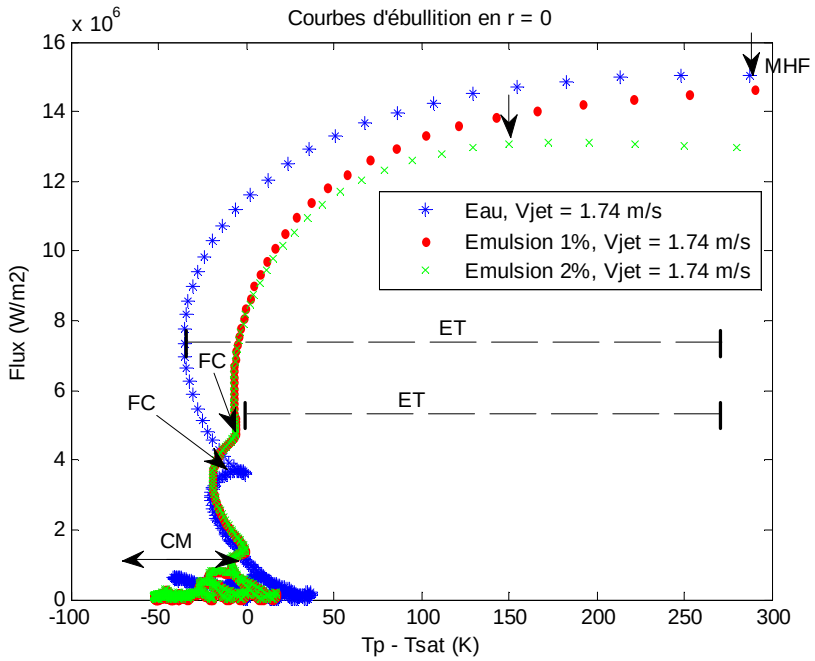


Figure 5.30 : Comparaison des courbes d'ébullition Eau et Emulsions au centre (r = 0).

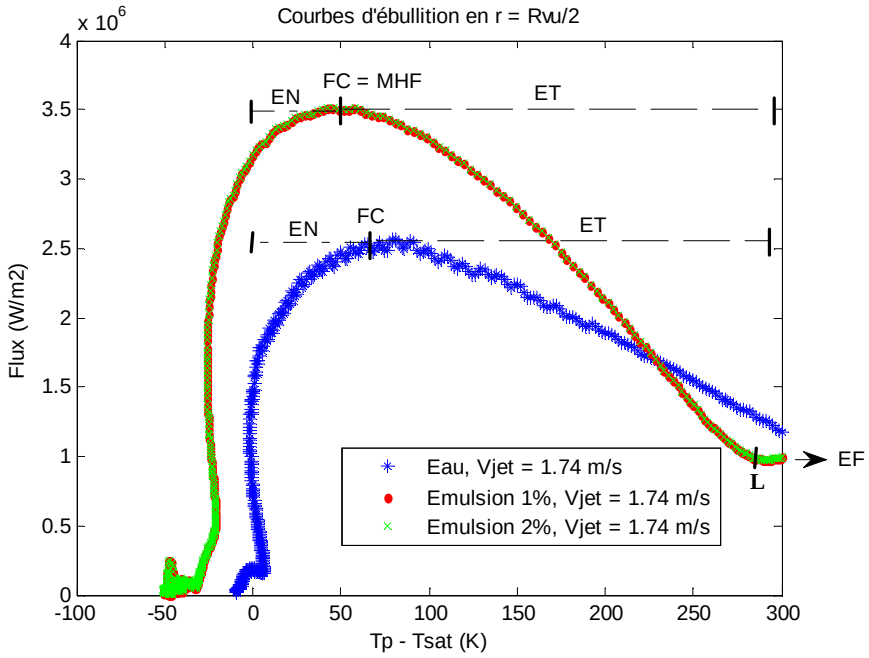


Figure 5.31 : Comparaison des courbes d'ébullition Eau et Emulsions à $r = R_{vu}/2$

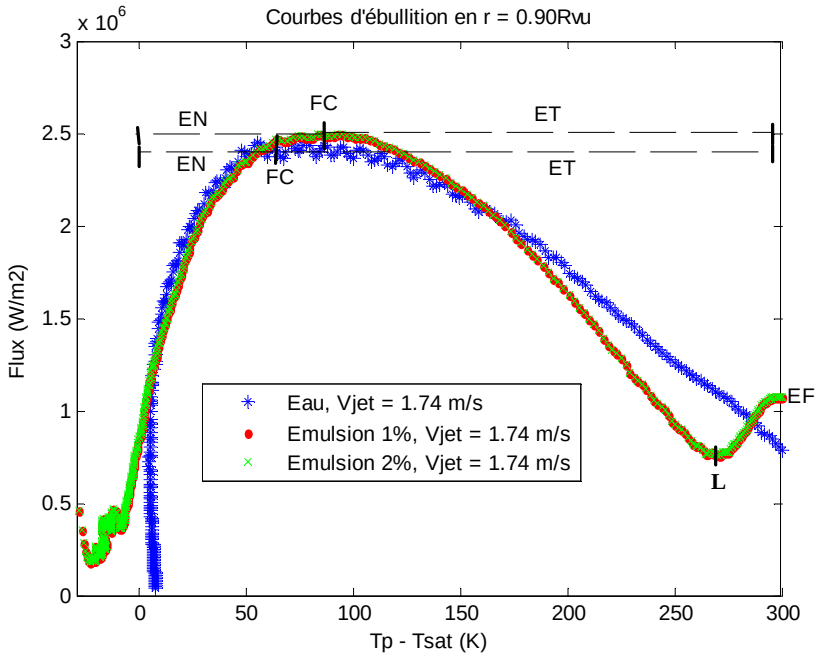


Figure 5.32 : Comparaison des courbes d'ébullition Eau et Emulsions à $r = 0.90R_{vu}$.

A l'impact (r = 0), les flux de chaleur sont élevés et les courbes d'ébullitions obtenues sont comparables à celles observées par *Ochi et al.* (1984). Le fort sous-refroidissement du jet (80K) provoque à l'impact une courbe d'ébullition particulière avec une absence d'ébullition en film et un domaine d'ébullition de transition étendue (figure 5.30). Dans la zone d'écoulement (figures 5.31 et 5.32) , les courbes d'ébullition sont plus classiques.
Les flux sont plus importants à l'impact pour l'eau mais plus faibles dans la zone d'écoulement.

La problématique industrielle était de savoir si oui ou non les émulsions dégradent le flux extrait. La réponse que nous pouvons maintenant formuler est pleine de nuances car cela dépend du temps d'observation, du rayon observé car si on s'intéresse au point d'impact, la réponse est oui tant que l'ébullition perdure et non en convection forcée !

Une chose est sure, la température globale de la pièce chute plus rapidement avec les émulsions car le mouillage est plus efficace. Il n'y a pas d'effet notable des concentrations d'huile en comparant les deux émulsions entre elles.

Conclusion générale

Ce travail, motivé par un besoin industriel, avait pour objectif de vérifier l'impact sur le flux extrait par jet impactant des tôles d'acier en sortie de laminoir de l'eau de refroidissement polluée par les résidus d'huile de lubrification.

Pour ce faire, une méthodologie de mesure indirecte des flux extraits à la surface d'un disque en Nickel refroidi par jet impactant a été mise au point. Fournir ce type de mesures sur une large gamme de température correspondant à l'ébullition nécessite le développement d'une méthode d'estimation stable, étroitement associée à un banc et à une procédure expérimentale spécifique.

Le premier volet de notre étude a consisté à faire un tour d'horizon sur les études existantes sur les effets des additifs (surfactants, polymères, sels organique ou inorganiques et des émulsions) sur les transferts thermique lors de l'ébullition. Nous avons ensuite développé un modèle semi-analytique permettant de résoudre le problème direct, c'est à dire de simuler le champ de température induit par un flux surfacique pariétal sur un disque en Nickel chauffé par induction électromagnétique à haute température.

Nous avons ensuite mis au point un dispositif expérimental original de mesure (mesure par thermographie IR)qui nous a permis d'obtenir une bonne cartographie des champs de température en face arrière du disque. La face supérieure est chauffée dans un premier temps jusqu'aux niveaux de température voulue et refroidie par jet pendant que la caméra infrarouge disposée en face arrière mesure le champ de température par réflexion sur un miroir.

En outre, nous avons développé une méthode de conduction inverse linéaire permettant de remonter au flux pariétal à partir des mesures de températures effectuées par la caméra. Notre méthode d'inversion sur ce modèle semi-analytique a été testée sur des simulations numériques de température bruitées et ensuite sur de vrais champs expérimentaux. Par ailleurs, nous avons montré que l'hypothèse des propriétés thermophysiques du nickel indépendantes de la température n'introduisait pas de biais notable.

Il ressort de toutes ces simulations que notre algorithme est en mesure d'estimer dans cette configuration et de façon satisfaisante, la condition de flux pariétal à la surface du disque en Nickel.

Le second volet de notre étude a été dévolu à l'application expérimentale finale de notre méthode inverse, qui consiste à étudier le refroidissement du disque en Nickel porté à hautes températures. Nous avons mis en évidence l'effet de la vitesse du jet sur la cinétique de refroidissement. En effet nous remarquons que le mouillage est plus précoce lorsque la vitesse de refroidissement augmente.

Nous avons ensuite comparé les effets de la présence d'huiles résiduelles dans l'eau sur la cinétique de refroidissement et sur le flux extrait. Nous avons testé différentes concentrations d'huile dans l'eau. Les résultats des premiers essais obtenus, nous ont permis de montrer les effets de la contamination de l'eau de refroidissement par des huiles résiduelles. Nous avons comparé une eau pure et une émulsion eau +2% d'huile en volume. Les résultats que nous avons obtenus montrent que la présence d'huile, si elle dégrade le flux maximal extrait dans

certaines zones, conduit à une cinétique globale du refroidissement supérieure à celle de l'eau pure.

A l'impact, tant que l'ébullition perdure, l'eau refroidit sensiblement mieux que l'émulsion. Par contre, dans le régime de convection forcée monophasique, c'est l'émulsion qui refroidit le mieux car son nombre de Prandtl est plus élevé. Dans la zone d'écoulement, les cinétiques de refroidissement sont différentes en ébullition en film : pour l'émulsion, la chute de température est plus rapide avec des températures de remouillage plus faibles et rapidement atteintes pour l'émulsion que pour l'eau.

Enfin, nos dernières expériences effectuées avec deux concentrations différentes d'huile, nous ont permis de montrer qu'il n'y a pas d'effet notable des concentrations d'huile en comparant les deux émulsions entre elles. Ces derniers essais confirment les premières expériences quant au caractère mouillant des émulsions par rapport à l'eau, l'huile ayant une tension superficielle plus faible que celle de l'eau. Dans une émulsion, la tension superficielle du mélange tendra vers le fluide le plus mouillant. Il est intéressant de constater que la valeur mesurée est très proche à celle de l'huile. Ceci nous amène à la conclusion que des agents tensioactifs entrent dans la composition de l'huile utilisée en laminage. La présence d'agent tensioactif est sans doute la raison pour laquelle le mélange huile-eau (émulsion) est relativement stable car il faut plusieurs heures pour observer une séparation nette des deux phases.

Ces observations corroborent nos résultats expérimentaux à savoir que l'émulsion mouille mieux que l'eau.

Les perspectives qui s'ouvrent dans le prolongement de ce travail sont les suivantes :

- Concernant la méthode d'identification elle-même, il serait bon de rendre le modèle plus robuste à travers la prise en compte de la thermodépendance des coefficients de convection et des propriétés thermophysiques du matériau.

- Il serait intéressant de faire des essais avec des émulsions plus ou moins concentrées en huile (de 0.5% à 2%) ou (de 3% à 8%) pour voir les effets éventuels.

- Pour une meilleure compréhension des phénomènes d'ébullition, il serait intéressant de faire une visualisation des phénomènes d'ébullition grâce à une caméra rapide.

Références bibliographiques

Bankoff, S. G.,1957, Ebullition from solid surface in the absence of a pre-existing gaseous phase, *Transaction ASME, Vol. 79, pages 735-740.*

Bankoff, S. G., 1958 , Entrapment of gas in the spreading of liquid over a rough surface, *Americ. Institute Chem. Eng. J., Vol. 4, pages 24-26.*

Barthès M., 2005, Ebullition sur site isolé: étude expérimentale de la dynamique de croissance d'une bulle et des transferts associés, *PhD thesis, Université de Provence.*

Bartoli C., Di Marco P., Faggiani S.,1993, Impingement heat transfer at a circular cylinder due to a submerged slot jet of water, *Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 7, pp. 279-286.*

Beck J.V., 1970, Nonlinear estimation applied to the nonlinear inverse heat conduction problem, *Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 13, pages 703-716.*

Benoît, S., 2003, La nucleation, *Ecole d'automne 2003, Cargèse, France, 26-31 oct.*

Blander, M., Katz, J. L., 1975, Bubble nucleation in liquids, *AICHE Journal, Vol. 21, No. 5, pages 833-848.*

Bracewell, R. N., (2000), The fourier transform and its applications, *Third edition, Mc Graw Hill , Higher Education.*

Brennen, E. C. (1995): Cavitation and bubble dynamics, *Oxford University press .*

Bulanov N.V., Gasanov B.M.,2008, Peculiarities of boiling of emulsions with a low-boiling disperse phase, *International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 51, Issues 7-8, pages 1628-1632*

Cedip, JADE III, documentation, Altair Reference guide : *DL002U-D*, 2007.

Cedip, JADE III, documentation, Altair Calibration procedure: DP004U-A,2005.

Carey V. P., 1992, Liquid-Vapor phase changes phenomena, *Taylor and Francis, Washington, D.C.*

Cui Q., Chandra S., McCahan S., 2003, The effects of dissolving salts in water sprays used for quenching a hot surface :Part2 spray cooling.*ASME J. Heat Mass Transfer, Vol. 125,pages 333-338.*

Chekanov V. V., 1977, Interaction of centers in nucleate boiling, *Teplofz. Vys. Temp. Vol. 15, pages 121-128.*

Chen S-J., Ren R.C., Chang C.C., 1998, Transient heat transfer on a hot plate cooled by a water spray and an impinging jet, *11th Int. Heat Transfer Conference, Vol.5, pages 463-470, Kyongju, Korea.*

Cheng L., Mewes D., Luke A., 2007, Boiling phenomena with surfactants and polymeric additives, A state-of-the-art-review. *Int .J. Heat Mass Transfer, Vol. 50, pages 2744-2771.*

Chou C.C., Yang Y.M., 1991, Surfactant effect on the temperature profile within the superheated boundary layer and the mechanism of nucleate pool boiling, *J. Chin. Inst. Chem. Eng. 22 (2), pages 71-80.*

Collier J. C., Thome J. R., 1999, Convective boiling et condensation, *Third edition, Oxford Sciences publication.*

Davies J. T., Rideal E. K., (1961), Interfacial Phenomena, *Academic Press, New-York.*

Enio P., Bandarra F., Cheng L., John R., 2009, Flow boiling characteristics and flow pattern visualization of refrigerant/lubricant oil mixtures, *International Journal of Refrigeration, Vol. 32, Issue 2, , pages 185-202*

Filippov G.A., Saltanov G.A., 1982, Steam-liquid media heat-mass transfer and hydrodynamics with surface-active substance additives, in: Grigull, U., Hahne, E., Stephan, K. Eds.), *Heat transfer, Proceedings of the seventh International Heat Transfer Conference vol.4, Hemisphere, Washington DC, pages 443-447.*

Fritz, W., 1935, Physikalische Zeitschrift, *Vol. 36, pages 379.*

Gannett Jr. H.J., Williams M.C., 1964, Pool boiling in dilute non-aqueous polymer solutions, *Int. J. Heat Mass Transfer 14, pages 1001-1005.*

Graham, R. W., Hendricks R. C., 1967, *NASA TN D-3943.*

Groß S., Soemers M., Mhamdi A., Al Sibai F., Reusken A., Marquardt W., Renz U.,2005, Identification of boundary heat fluxes in a falling film experiment using high resolution temperature measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 48, Issues 25-26, December 2005, pages 5549-5562.*

Hall E. D., Incropera F. P., Viskanta R., 2001, Jet impingement boiling from a circular free-surface jet during quenching : Part1 - single-phase jet, *J. of Heat transfer, Vol. 123, pages 901-910.*

Hammad J., Mitsutake Y., Monde M., 2004, Movement of maximum heat flux and wetting front during quenching of hot cylindrical block, *International Journal of Thermal Sciences, Vol. 43, Issue 8, August 2004, pages 743-752*

Hetsroni G., Zakin J. L., Lin Z., Mosyak A., Pancallo E. A., Rozenblit R., 2001, The effect of surfactants on bubble growth, wall thermal patterns and heat transfer in pool boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, Issue 2, pages 485-497.*

Hetsroni G., Gurevich M., Mosyak A., Rozenblit R., Yarin L.P., 2002, Subcooled boiling of surfactant solutions, *Int. J. Multiphase Flow Vol. 28, pages 347-367.*

Hetsroni G., Mosyak A., Pogrebnyak E., Sher I., Segal Z., 2006, Bubble growth in saturated pool boiling in water and surfactant solution, *International Journal of Multiphase Flow, Vol. 32, Issue 2, pages 159-182.*

Hu R.Y.Z., 1989, Nucleate pool boiling from a horizontal wire in viscoelastic fluid, *PhD thesis, University of Illinois at Chicago, Chicago.*

Inoue T., Teruya Y., Monde M., 2004, Enhancement of pool boiling heat transfer in water and ethanol/water mixtures with surface-active agent, *Int. J. Heat Mass Transfer,Vol. 47, pages 5555-5563.*

Ishigai S., Mizuno M.,1974, Boiling heat transfer with an impinging jet (about the critical heat flux, *Reprint of JSME, pages 139-142*

Ishigai S., Nakanishi A, Ochi T.,1978, Boiling heat transfer for a plane water jet impinging on a hot surface, *6th International Heat Transfer Conference, Vol. 1, FB 30, pages 445-450*.

Jakob M., 1958, Heat transfer, *Vol.1, Editions Wiley, New York.*

Jontz P.D., Myers J.E., 1960, The effect of dynamic surface tension on nucleate boiling coefficient, *AIChE J. 6 (1), pages 34-38.*

Katto Y., Kunihiro M., 1973, Study of the mechanism of burn-out in boiling system of high burn-out heat flux, *Bull. JSME, Vol. 16, pages 1357-1366.*

King T. B., 1951, The surface tension and structure of silicate slags, *J. Soc. Glass Technol.,Vol 35, pages 241*.

Klausner J. F., Mei R., Bernhard M. D., Zeng L. Z., 1993, Vapor bubble detachment in forced convection boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 36, pages 651-662.*

Köberle K., Auracher H., 1993, Temperature controlled measurements of the critical heat flux on microelectronic heat sources in natural convection and jet impingement cooling, *Eurotherm Seminar No. 29, Thermal Management of Electronic Systems, Delft, June 14-16.*

Kokado J.I., Hatta N., Takuda H., Harada J., Yasuhira N.,1984, An analysis of film boiling phenomena of subcooled water spreading radially on a hot steel plate, *Arch. Eisenhüttenwes., Vol. 55, No. 3, pages 113-118.*

Kotchaphakdee P., Williams M.C., 1970, Enhancement of nucleate pool boiling with polymeric additives, *Int. J. Heat Mass Transfer 13, pages 835-848.*

Kouachi A., 2006, Etude du refroidissement diphasique par jet impactant d'un anneau cylindrique en rotation – Estimation des flux extraits en fonction du régime d'ébullition, *PhD thesis*, Nancy-Université.

Legaie D., 2008, Caractérisation photothermique et thermoélastique de matériaux d'intérêt mécanique par thermographie infrarouge., *Ph*D *thesis*, Université de Reims Champagne-Ardenne.

Liu T., Cai Z., Lin J., 1990, Enhancement of nucleate boiling heat transfer with additives, *in: Deng, S.J. (Ed.), Heat Transfer Enhancement and Energy Conservation, Hemisphere, New York, pages 417-424.*

Liu Z-H., Wang J., 2001, Study on film boiling heat transfer for water jet impinging on high temperature flat plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, pages 2475-2481*..

Lowery, A.J., Westweater J.W., 1957, Heat transfer to boiling methanol-effect of added agents, *Ind. Eng. Chem. 49 (9), pages.1445-1448.*

Mc Murray D. C., Myers P. S., Uyehara O. A.,1966, In proceedings , *Int. Heat Transfer Conference, Vol. 2, pages 292.*

Maillet D., André S., Batsale J., Degiovanni A., Moyne C., 2000, Thermal Quadrupoles - *Solving the heat equation through integral transforms, Wiley, Chichester, UK.*

Maillet D., Petit D.,2005, Métrologie avancée- Thermique et Fluides, Partie 4- Techniques inverses et estimation de paramètres, *Cours MFTA-ENSEM, INPL*.

Miaw C.B., 1978, A study of heat transfer to dilute polymer solutions in nucleate boiling, *PhD thesis, University of Michigan, Ann Arbor.*

Mikic B. B., Rohsenow W. M., 1969, Bubble growth rates in non-uniform temperature field, *Prog. Heat Mass Transfer II, pages 283–293.*

Mitsutake Y., Monde M.,2000, Heat transfer during transient cooling of high temperature surface with an impinging jet, Boiling 2000, *phenomena and Emerging Applications, pages 607-621, April 30 – May 5, Anchorage, Alaska*.

Miyasaka Y., Inada S ,1980, The effect of pure convection on the boiling heat transfer between a two-dimensional subcooled water jet and a heated surface, *Journal of chemical engineering of Japan, Vol. 13, pages 22-28*.

Miyasaka Y., Inada S., Owase Y., 1980, Critical heat flux and subcooled nucleate boiling transient region between a two-dimensional water jet and a heated surface, *Journal of Chemical Engineering of Japan, 13, 29-35*.

Monde M ,1985, Critical heat flux in saturated forced convection boiling on a heated disk with an impinging jet, a new generalized correlation, *Wärme Stroffübertrag, Vol. 19, pages 205-209.*

Monde M., Wang X., Mitsutake Y.,1997, Critical heat flux in forced convective subcooled boiling with a plane jet (Effect of subcooling on CHF), *Engineering Fondation, Proceedings of Convective Flow and Pool Boiling Conference, May 18-23, Kloster IRSEE Germany*.

Morgan A.I., Bromley L.A., Wilke C.R., 1949, Effect of surface tension on heat transfer in boiling, *Ind. Eng. Chem. 41 (12),pages 2767-2769.*

Nonn T., Dagan Z., Jiji L. M. , 1988, Boiling jet impingement cooling of simulated microelectronic heat sources, ASME Paper WA/EEP-3.

Ochi T., Nakanishi S., Kaji M., Ishigai S., 1984, Cooling of a hot plate with an impinging circular water jet, *Multiphase Flow and Heat Transfer III Part A : Fundamentals, pages 671-681*.

Ozisik N.,1993, Heat conduction, *2nd Edition, Wiley-Interscience*.

Paul D.D., Abdel-Khalik S.I., 1984, Saturated nucleate pool boiling bubble dynamics in aqueous drag-reducing polymer solutions, *Int. J. Heat Mass Transfer,Vol 27, pages 2426-2428.*

Podsushnyy A.M., Minayev A.N., Statsenko V.N., Yakubovski Y.V., 1980, Effect of surfactants and of scale formation on boiling heat transfer to sea water, *Heat transfer-Soviet Res. 12 (2),pages 113-114.*

Qiao Y.M., Chandra S., 1998, Experiments on adding a surfactant to water droplets boiling on a hot surface, *Proc. Royal Soc. Lon. A 453,pages 673-689.*

Reulet P., Millan P., 2005, Resolution of 3D unsteady linear and non-linear inverse problems using infrared observations. *Eurotherm Winter School,Workshops Vol. 2, METTI, article W10*.

Robidou H., 2000, Etude expérimentale du refroidissement diphasique à haute température par jet impactant, *Thèse de doctorat Université Henri Poincaré, Nancy-I.*

Roll J.B., Myers J.E., 1964, The effect of surface tension on factors in boiling heat transfer, *AIChE J. 10(4), pages 530-534.*

Sacadura J-F.,1993, Initiation aux transferts thermiques,4e tirage, *Technique et Documentation, Paris,Edition Lavoisier.*

Saltanov G.A., Kukushkin A.N., Solodove A.P., Soltskov S.A., Jakusheva E.V., Chempik E.,1986, Surfactant influence on heat transfer at boiling and condensation,, *in: Tien C.L, Ferrell J.K, Carey V.P., Eds., Heat transfer, Proceedings of the eighth International Heat Transfer Conference, Vol.5, Hemisphere, Washington DC, pages 2245-2250.*

Seghir-Ouali S., Saury D., Harmand S., Phillipart O., Laloy D.,2006, Convective heat transfer inside a rotating cylinder with an axial air flow. *International Journal of Thermal Sciences, Vol. 45, Issue 12, December, pages 1166-1178.*

Seiler N.,2003, Modélisation et simulation des phénomènes d'ébullition et du transfert de chaleur dans la zone d'impact d'un jet sur une plaque chaude, *Thèse de doctorat Institut National polytechnique de Toulouse*.

Shibayama S., Katsuta M., Suzuki K., Kurose T., Hatano Y., 1980, A study on boiling heat transfer in a thin liquid film, *Heat transfer Japan Res. 9 (4),pages 12-40.*

Tzan Y.L., Yang Y.M., 1990, Experimental study of surfactant effects on pool boiling heat transfer,*J. Heat Transfer, Vol 112, pages 207-212.*

J.C. Ulicny, 1984, Nucleate boiling in dilute polymer solutions, PhD thesis, University of Michigan, Ann Arbor.

Vader, D. T., 1988, Convective boiling heat transfer from a heated surface to an impinging planer jet, *Ph.D., Purdue University* .

Vader D.T., Incropera F.P., Viskanta R., 1991, A method for measuring steady local heat transfer to an impinging liquid jet, *Exp. Thermal and Fluid Sciences, Vol. 4, pages 1-11*.

Volle F., Kouachi A., Gradeck M., Maillet D.,2006, Estimation des flux extraits par un jet impactant une surface mobile : comparaison entre une méthode analytique 1D et une méthode numérique 2D.*SFT2006,Tome1,Ile de Ré,16-19 Mai 2006, pages 167-172*.

Volle, 2006, Conduction inverse sur un cylindre en rotation, cas de l'ébullition convective induite par l'impact d'un jet d'eau, *Thèse de doctorat, Nancy-Université.*

Wang A.T.A., Hartnett J.P., 1992, Influence of surfactants on pool boiling of aqueous polyacrylamide solutions, *Warme Stoffubertrag. 27, pages 245-248.*

Wasekar V.M., Manglik R.M., 2000, Pool boiling heat transfer in aqueous solutions of an anionic surfactant, *J. Heat Mass Transfer,Vol. 122, pages 708-715.*

Wasekar V.M., Manglik R.M., 2002, The influence of additive molecular weight and ionic nature on the pool boiling performance of aqueous surfactant solutions, *Int. J. Heat Mass Transfer,Vol. 45, pages 483-493.*

Wen D.S.,Wang B.X., 2002, Effect of surface wettability on nucleate pool boiling heat transfer for surfactant solutions, *Int. J. Heat Mass Transfer,Vol. 45,pages 1739-1747.*

Wilhelmy L., (1863), *Annals of Physics, 119-177.*

Wolf D. H., 1993, Turbulent development in a free surface jet and impingement boiling heat transfer*, Ph. D., Purdue University* .

Wolf D.H., Incropera F.P., Viskanta R., 1996, Local jet impingement boiling heat transfer, *Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 39, No. 7, pages 1395-1406.*

Woodfield P.L., Mozumder A.K., Monde M., 2008, On the size of the boiling region in jet impingement quenching, *International Journal of Heat and Mass Transfer, In Press, Corrected Proof, Available online 21 July 2008.*

Wu W.T., Yang Y.M., Maa J.R., 1995, Enhancement of nucleate boiling heat transfer and depression of surface tension by surfactant additives, *J. Heat Transfer,Vol. 117, pages 526-529.*

Wu W.T., Yang Y.M., Maa J.R., 1998, Nucleate pool boiling enhancement by means of surfactant additives, *Exp. Therm. Fluid Sci. 18, pages 195-209.*

Yang Y.M., Maa J.R., 1982, Effects of polymer additives on pool boiling phenomena, *Lett. Heat Mass Transfer, Vol.9, pages 237-244.*

Yang Y.M., Maa J.R., 1983, Pool boiling of dilute surfactant solution, *J.Heat Transfer, Vol.105, pages 190-192.*

Zhang J., Manglik R.M., 2005, Nucleate pool boiling of aqueous polymer solutions on a cylindrical heater, *J. Non-Newtonian Fluid Mec, Vol.125,pages 185-196.*

Zumbrunnen D. A., 1988, A study of heat transfer from stationary and a moving plates cooled by planar jets of water, *PhD thesis, Purdue University, USA.*

Annexes

Annexe 1

► Recherche des hyperparamètres d'inversion expérimentale

Les essais que nous avons réalisés visent à comparer la cinétique de refroidissement d'une surface statique par un jet axisymétrique de diamètre 9 *mm* d'eau pure et d'une émulsion d'huile dans de l'eau. Nous avons fixé la hauteur de la buse à 250 *mm* au dessus de la surface à refroidir et testé deux vitesses de jets différentes pour chaque fluide (eau pure et émulsion à 2% en volume d'huile industrielle). Nous présentons dans le tableau A.1, les quatre expériences numérotées par ordre chronologique et correspondant à une fréquence d'acquisition faible (6Hz) pour tester la mise en œuvre expérimentale de notre technique spécifique d'inversion.

Expériences	MF1	MF2	MF3	MF4
Débit liquide(*litre/min*)	5.32	13.32	5.32	13.32
Vitesse du jet (*m/s*)	1.39	3.50	1.39	3.50
Titre volumique en huile	0	0	2%	2%

Tableau A.1 : Présentation des expériences de faisabilité.

A.1 Inversion de l'expérience MF1 (Eau pure, $V_{jet} = 1.39\, m/s$)

Il s'agit du refroidissement de la pièce en Nickel avec un jet d'eau sans ajout d'huile avec une vitesse de jet $V_{jet} = 1.39\, m/s$. Les champs de température en face arrière sont mesurés par la caméra infrarouge avec un pas de temps $\Delta t = 0.167\, s$ (f = 6Hz). L'impact du jet s'effectue au centre de l'échantillon (r = 0) en face avant. Nous avons mesuré l'émissivité $\varepsilon = 0.64$ de la face regardée à l'aide de la technique présentée précédemment en section 2.4.2.2. Les champs de température qui nous permettront d'obtenir le flux, sont obtenus après deux seuillages des champs de température bruts (voir section 4.1.2). Nous enlevons donc tous les pixels qui sont en dehors de la rondelle et ne gardons que ceux qui sont effectivement sur le disque (figure A1.1 et A1.2), voir section 4.1.2. Nous avons ici $R = 87.5\, mm$, R_{int} = 70 *mm* et $R_{vu} = 68\, mm$.

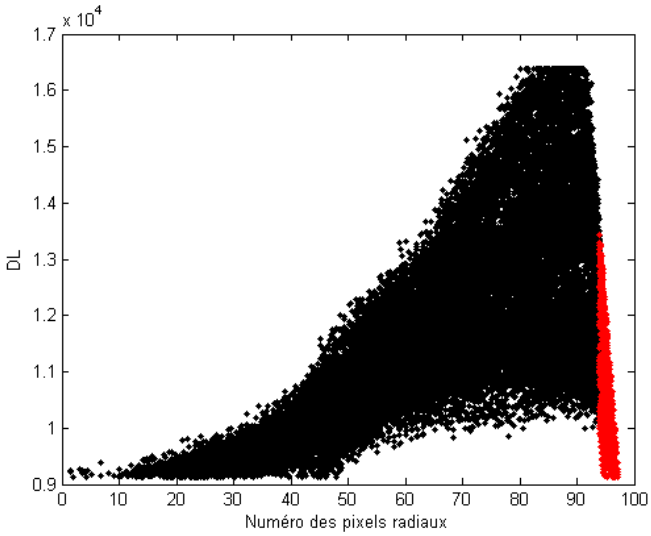


Figure A1.1: Niveau numérique en fonction du numéro des pixels radiaux après le second seuillage.

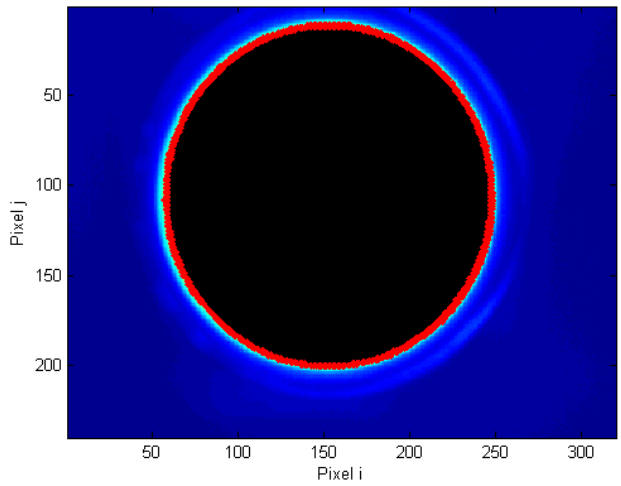


Figure A1.2 : Image thermographique de la rondelle après le second seuillage.

Après ces deux seuillages, nous obtenons les champs de température en face arrière produits par la caméra. Dans nos expériences, nous avons laissé les champs de température se relaxer après arrêt du chauffage de sorte à avoir des niveaux plus uniformes avant le refroidissement. Ici les champs de température deviennent uniformes à des températures de l'ordre de 450°C. Nous présentons sur la figure A1.3, le thermogramme $T(r=0,t)$ vu par la caméra à l'impact du jet ($r = 0$).

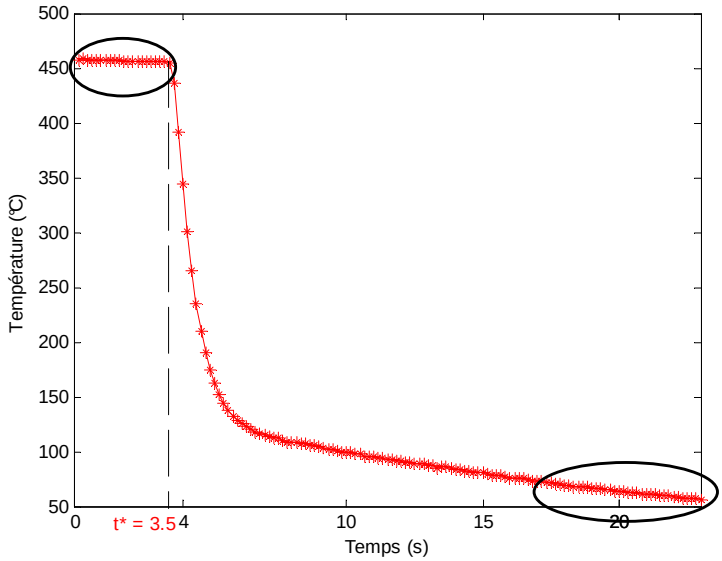


Figure A1.3 : Courbe de refroidissement locale vue par la caméra avec $\Delta t = 0.167\ s$ en $r = 0$.

En zoomant sur les zones encerclées, nous évaluons de façon grossière les bruits de mesures issus du champ de température moyenné à haute température $\sigma = 0.02°C$ et à basse température $\sigma = 0.03°C$ (voir figure A.1.4), en assimilant l'écart-type des résidus à celui du bruit de mesure, après une régression linéaire à haute température et une régression exponentielle à basse température.

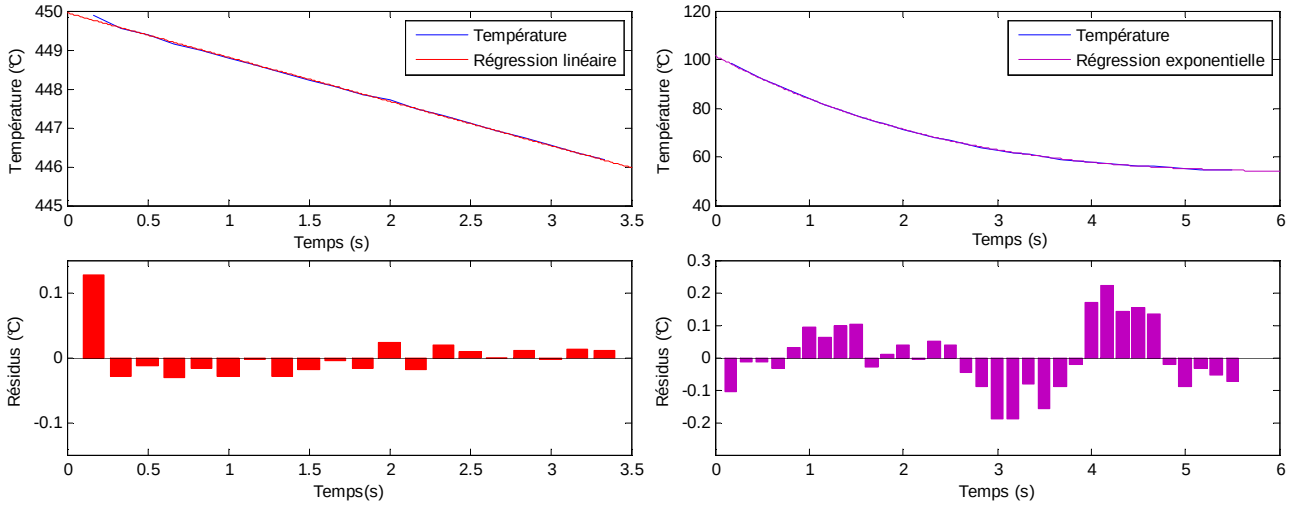


Figure A1.4: Evaluation du bruit de mesure.

Le choix du nombre d'harmoniques est un problème récurrent pour l'expérimentateur-inverseur. Il s'agit de trouver le meilleur compromis entre temps de calcul et erreur d'estimation. Pour arrêter ce choix, nous testons l'inversion pour un nombre croissant d'harmoniques.

Choix du nombre d'harmoniques pour l'inversion de MF1

• Calcul du résidu quadratique global

Le calcul du résidu quadratique correspondant au lissage du thermogramme se fait par l'expression ci-dessous

$$RT = \sqrt{\left(\frac{1}{N_t} \frac{1}{N_r} \sum_i \sum_k (T_{mes}(r_i, t_k) - T_{recal}(r_i, t_k))^2 \right)} \qquad \text{(A1)}$$

Avec $T_{mes}(r_i, t_k) = T_{mes\ brut}(r_i, 0) - T_{mes\ brut}(r_i, t_k)$ et $T_{recal}(r_i, t_k) = \frac{2}{R^2} \sum_{n=0}^{n_{inv}} \tilde{T}_n(z,t) \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R)}$

Nous présentons sur la figure A1.5a, la courbe d'évolution du résidu quadratique global en fonction du nombre d'harmoniques d'inversion n_{inv} (le même à tous les instants) et sur les figures A1.5b, A1.5c, A1.5d et A1.5e, l'évolution du flux radial estimé en fonction du nombre d'harmonique à différents instants. Aucune régularisation temporelle (avec les temps futurs) n'est utilisée ici pour l'inversion .

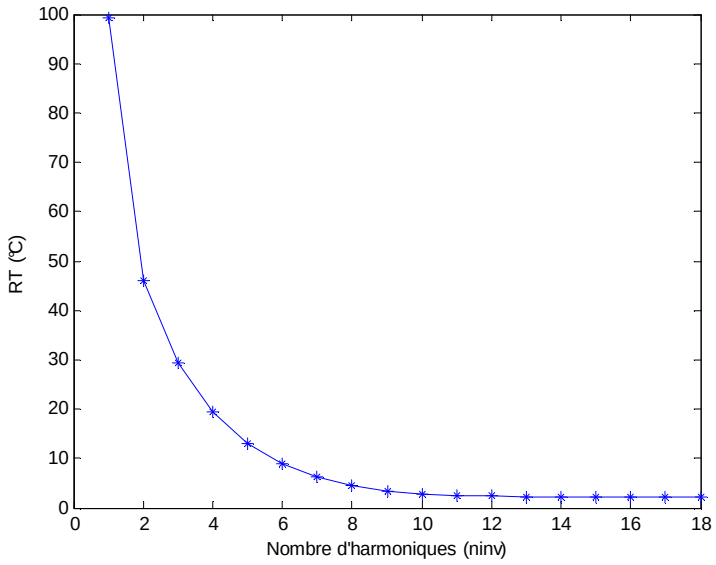


Figure A1.5a : Résidus quadratique pour la température en fonction du nombre d'harmoniques d'inversion n_{inv} .

La courbe d'évolution du résidu quadratique global en fonction du nombre d'harmonique d'inversion n_{inv} (figure A1.5a) montre une évolution constante du résidu quadratique à partir d'un nombre d'harmoniques $n_{inv} = 10$. Nous présentons sur les figures A1.5b, A1.5c, A1.5d et A1.5e, l'évolution des profils bruts, paramétrés et les résidus de température à différents instants pour $n_{inv} = 14$.

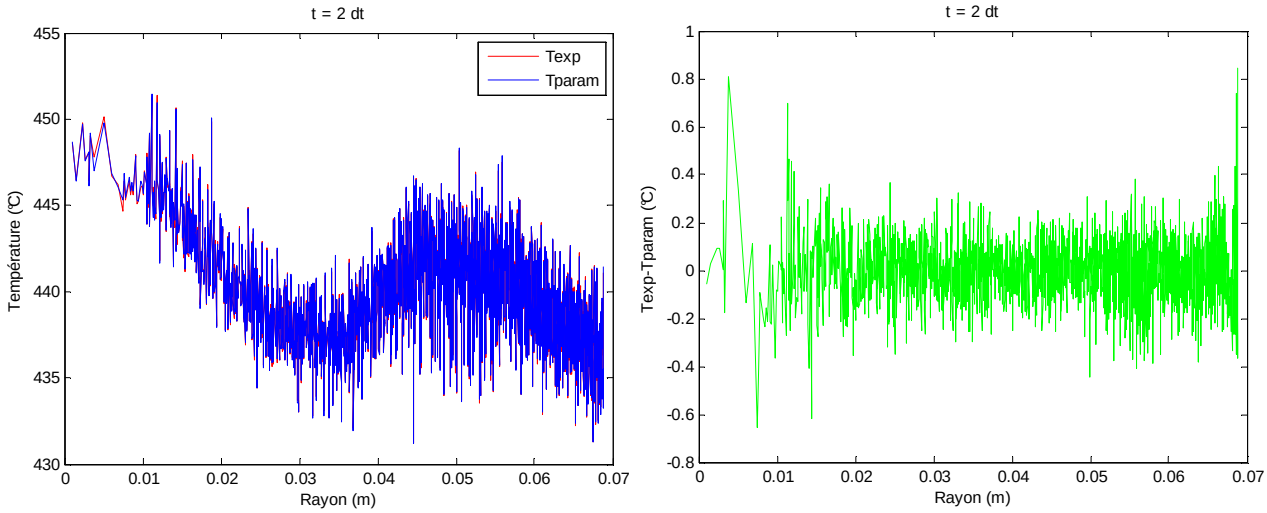


Figure A1.5b : Profils bruts, paramétrés et les résidus de température à t = 0.33 s, $n_{inv} = 14$.

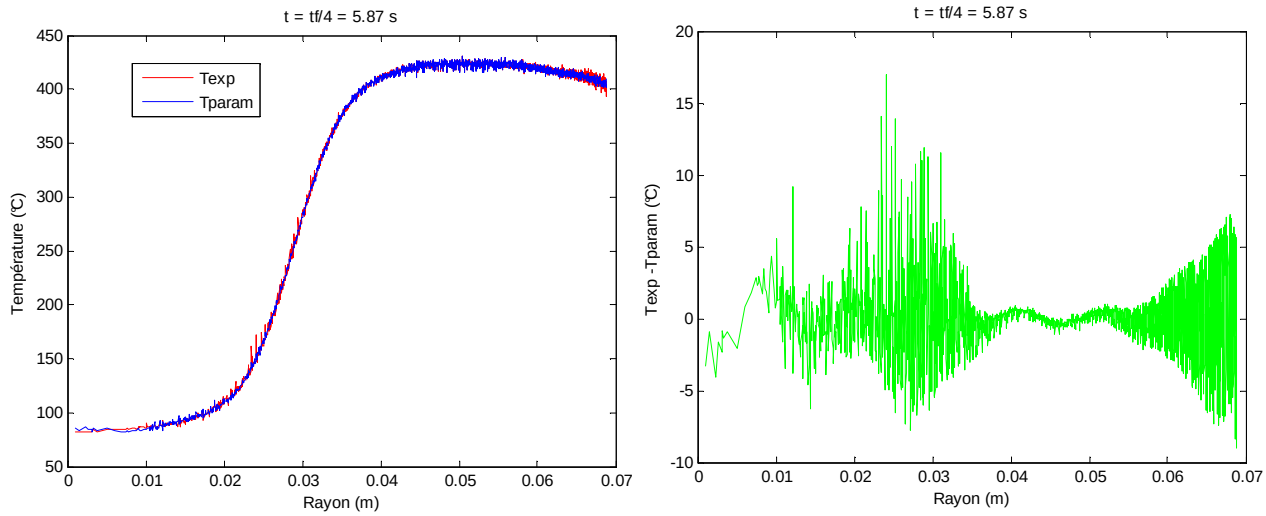


Figure A1.5c : Profils bruts, paramétrés et les résidus de température à t = 5.87 s, $n_{inv} = 14$.

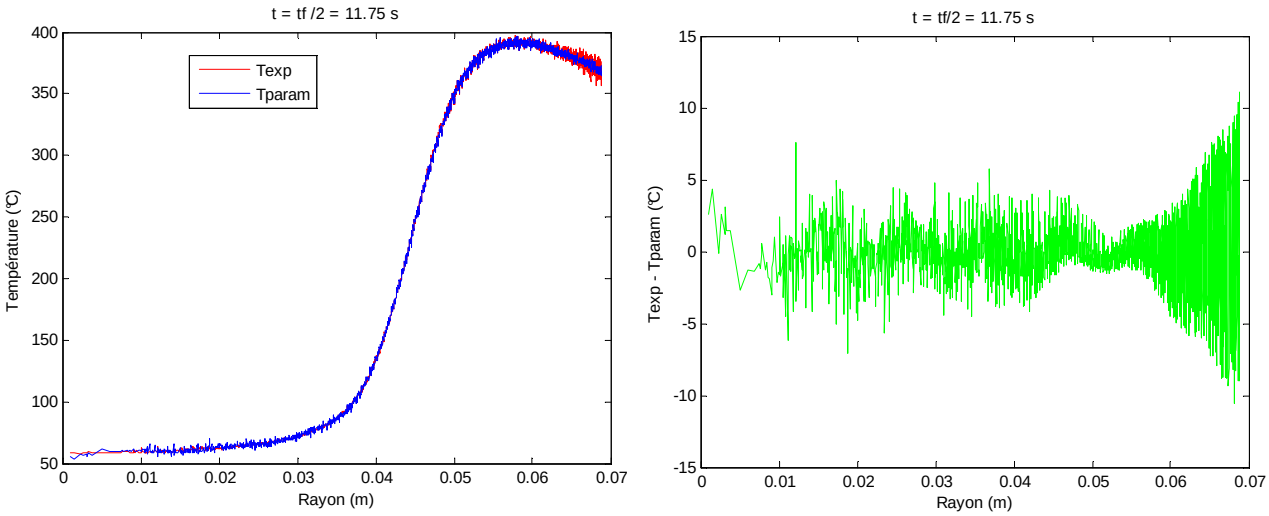


Figure A1.5d : Profils bruts, paramétrés et les résidus de température à t = 11.75 s, $n_{inv} = 14$.

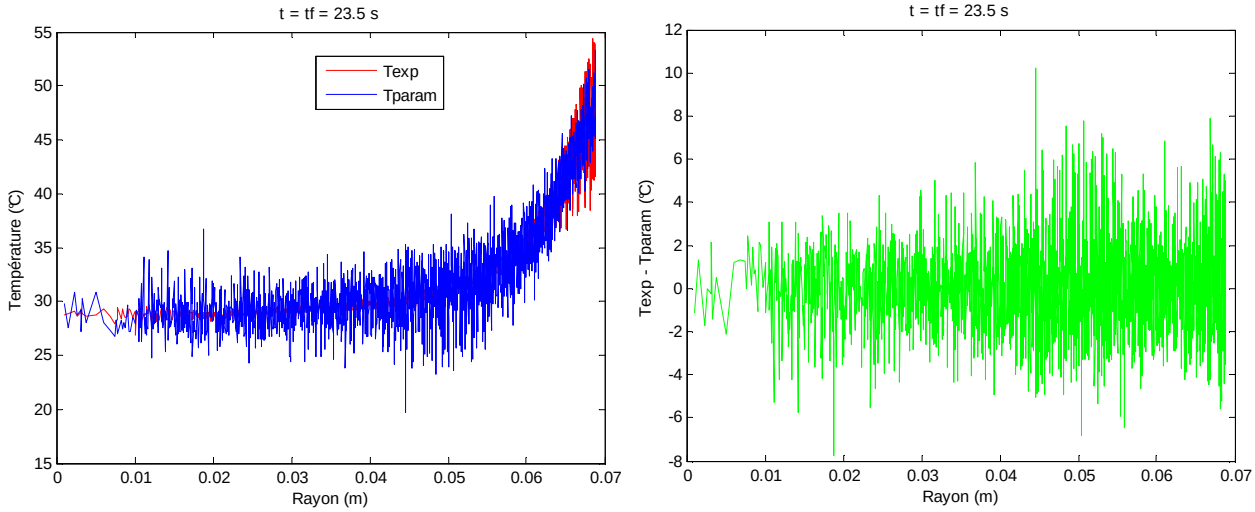


Figure A1.5e : Profils bruts, paramétrés et les résidus de température à t = 23.5 s, $n_{inv} = 14$.

On constate que le niveau asymptotique sur la figure A1.5a atteint (environ 2°C) est de l'ordre de cent fois supérieur à l'écart type du bruit de mesure évalué précédemment. L'erreur finale sur le flux due à l'amplification de l'erreur sur la température mesurée en conduction inverse est donc provoquée ici par l'erreur de paramétrisation des profils expérimentaux (projection dans l'espace de Hankel). La comparaison entre les profils de température paramétrés et mesurées (figures A1.5b à A1.5e, pour $n_{inv} = 14$) montre que. les résidus de paramétrisation à différents instants sont du même ordre de grandeur que le résidu global présenté en figure A1.5a. Remarquons ici que les fluctuations de très haute fréquence sur les thermogrammes paramétrés sont dues à la répercussion du profil initial bruité qui est ajouté à l'inversion de Hankel utilisant 14 harmoniques.

- ***Estimation des flux***

Nous présentons également sur les figures A1.6a, A1.6b, A1.6c et A1.6d, l'évolution des profils de flux en fonction du nombre d'harmonique à différents instants.

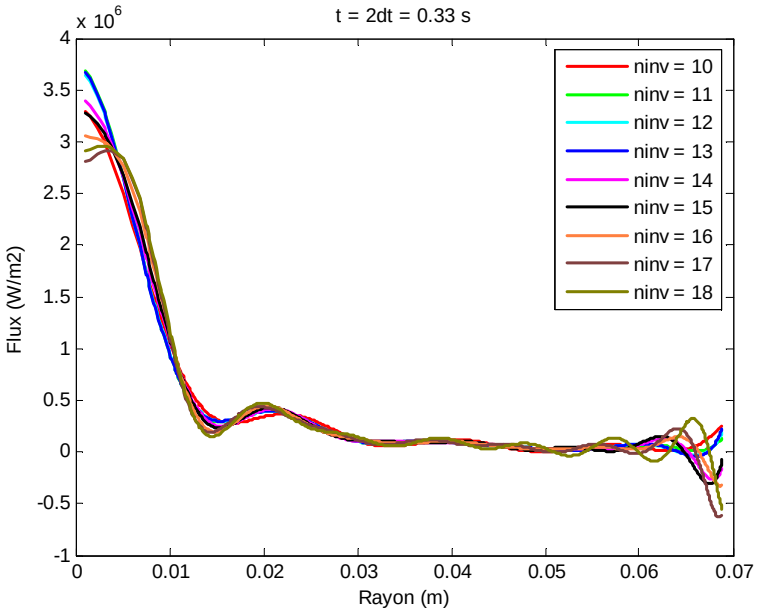


Figure A1.6a: Evolution des profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques à $t = 2dt = 0.33s$.

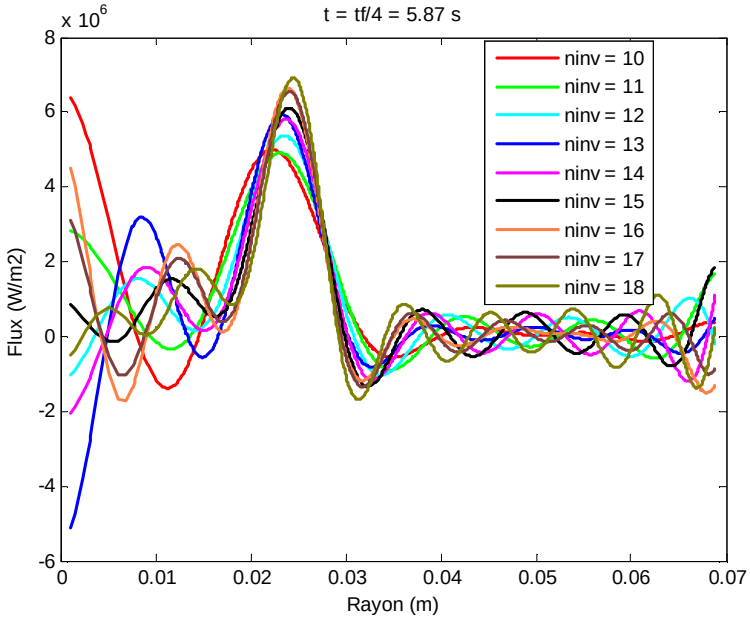


Figure A1.6b: Evolution des profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques à $t = t_f / 4 = 5.87s$.

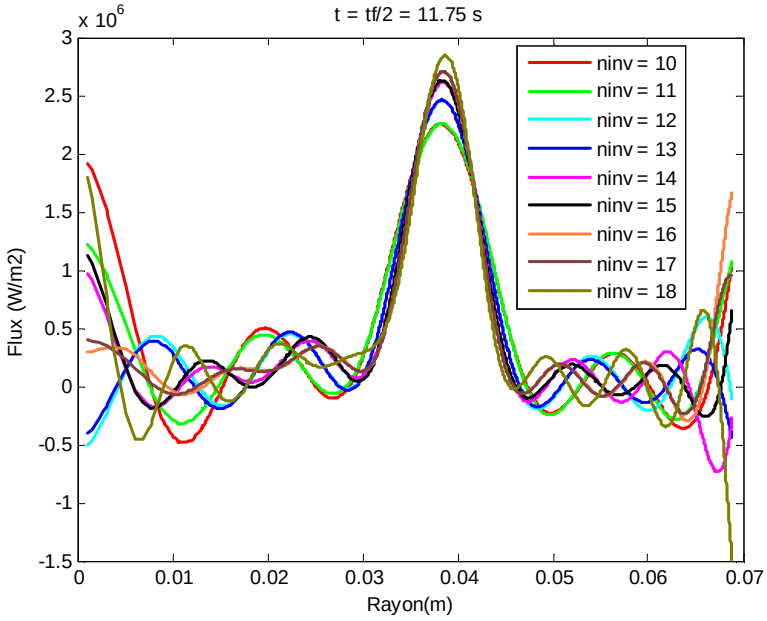


Figure A1.6c: Evolution des profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques à $t = t_f / 2 = 11.75s$.

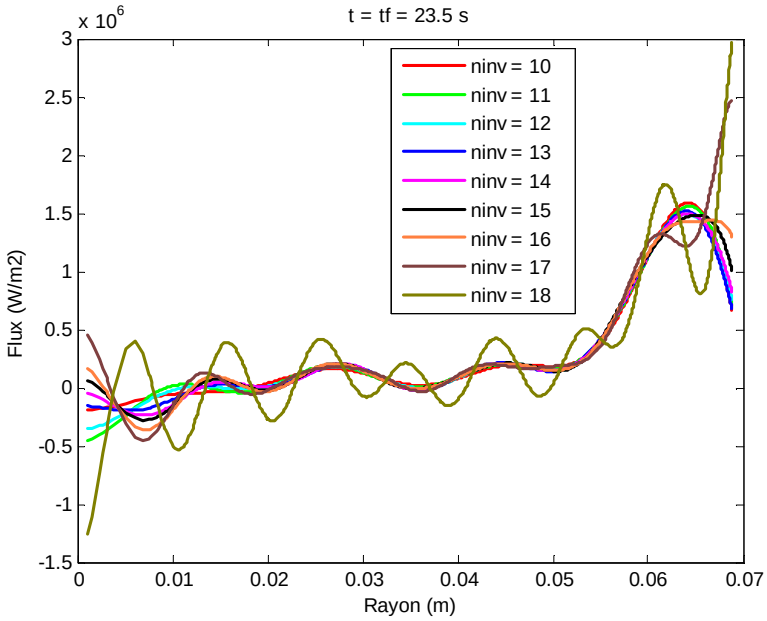


Figure A1.6d: Evolution des profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques à $t = 23.5s$.

L'évolution des profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques à différents instants sur les figures A1.6a, A1.6b, A1.6c et A1.6d, montre qu'un nombre d'harmonique $n_{inv} = 14$ est celui qui permet de minimiser le biais d'inversion. Ce choix permet d'éviter au maximum les oscillations non physiques tout en permettant de restituer un niveau maximum de flux à chaque instant. Ce nombre d'harmonique optimal constitue ici « l'hyperparamètre de régularisation spatiale ». Ceci correspond donc à un niveau pour lequel le profil de flux est

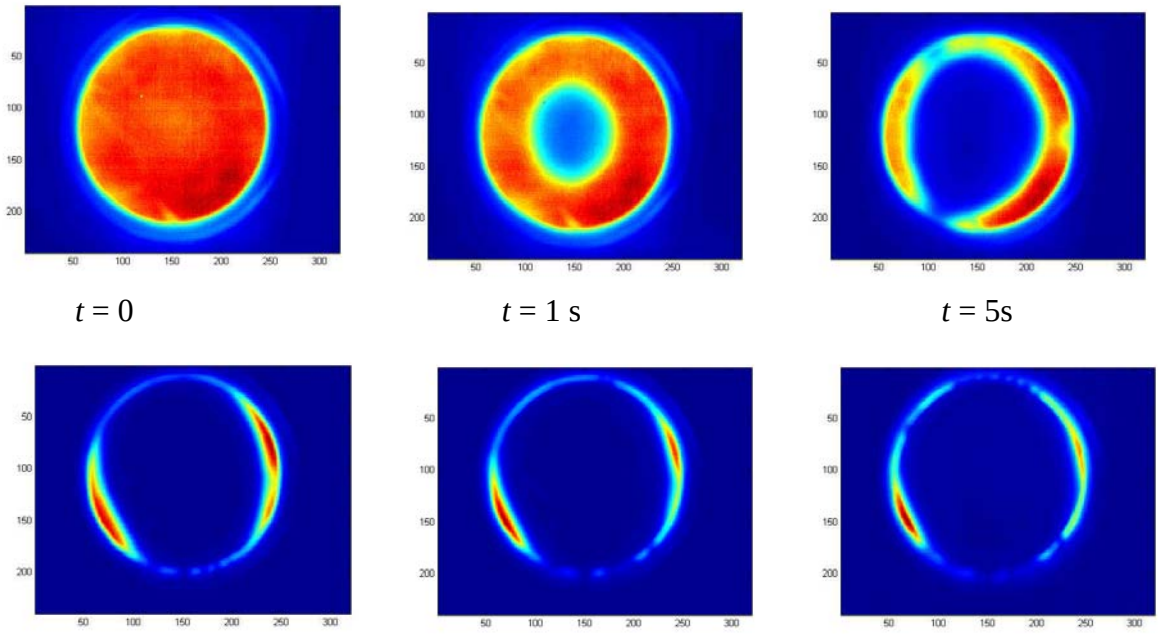
devenu suffisamment stable si on décroît en n_{inv} avant de voir apparaître les instabilités si on croît en n_{inv}.

Annexe 2

► Présentation de quelques trames du film thermographique des expériences avec eau (MF1) et émulsion 2% (MF3) avec une vitesse de jet $V_{jet} = 1.39\, m/s$.

Nous présentons sur les figures A21a et A2.1b , des séquences du film thermographique obtenus à partir de la caméra infrarouge pendant le refroidissement pour les expériences MF1 et MF3.

● Refroidissement avec l'eau pour une vitesse de jet $V_{jet} = 1.39\, m/s$: progression de la zone mouillée.

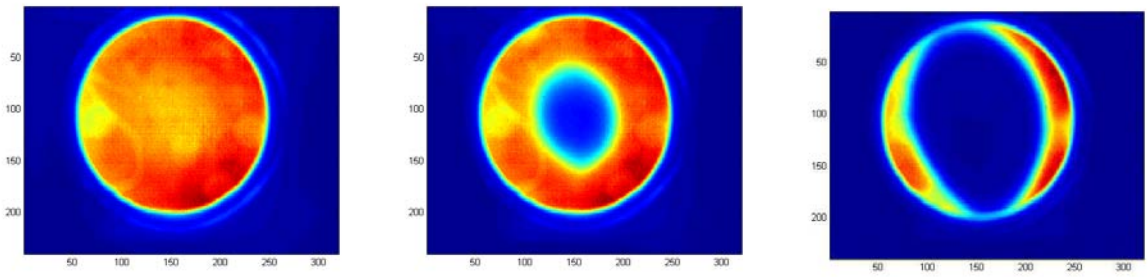


t = 0 t = 1 s t = 5s

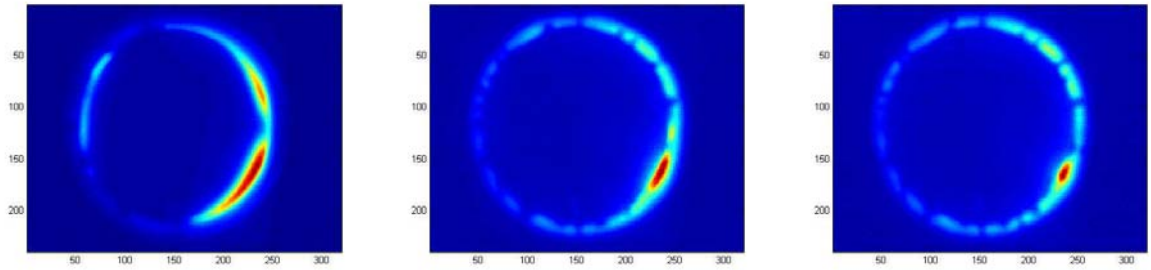
t = 10 t = 15 s t = 20s

Figure A2.1a: Propagation du front de mouillage pour un débit d'eau de $V_{jet} = 1.39\, m/s$.

● **Refroidissement avec l'émulsion 2% pour une vitesse de jet $V_{jet} = 1.39\, m/s$: progression de la zone mouillée.**



t = 0 t = 1 s t = 5s



t = 10 s t = 15 s t = 20s

Figure A2.1b: Propagations du front de mouillage pour un débit d'émulsion de $V_{jet} = 1.39\, m/s$.

L'on voit donc que le mouillage est meilleur avec l'émulsion qu'avec l'eau. En effet au bout de t = 20s ,les images thermographiques montrent que l'on est déjà à température ambiante avec l'émulsion tandis qu' avec l'eau, l'échantillon n'est pas totalement refroidi.

Annexe 3

► Choix du nombre de temps futurs

L'on définit le résidu quadratique flumétrique *Rq* par l'expression suivante

$$Rq = \sqrt{\left(\frac{1}{N_t} \frac{1}{N_r} \sum_i \sum_k (T_{mes}(r_i, t_k) - T_{recal}(\hat{q}))^2 \right)} \qquad \text{(A.2)}$$

Nous présentons sur la figure A3.1, l'évolution du résidu quadratique global flumétrique *Rq* en fonction du nombre de pas de temps futurs

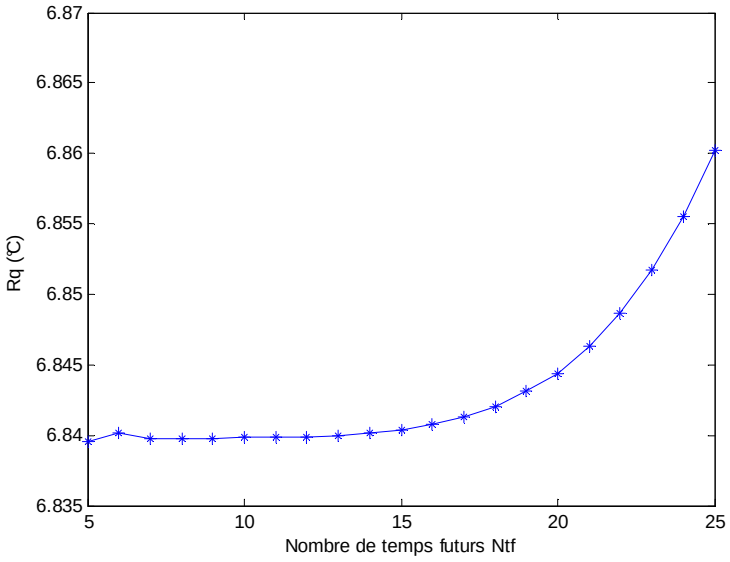


Figure A3.1: Evolution du résidu quadratique global fluxmétrique *Rq* en fonction du nombre de temps futurs.

Le choix du paramètre de régularisation Ntf est un point d'importance crucial. Son niveau doit être ajusté en fonction du bruit de mesure et du pas de temps d'acquisition. Dans les expériences de faisabilité le pas de temps d'acquisition était $\Delta t = 1/6 = 0.167s$ sans besoin de régularisation temporelle. Pour les expériences actuelles avec un pas $\Delta t = 1/60 = 0.0167s$, nous avons d'abord opté pour un nombre de pas de temps futurs $Ntf = 10$. Cependant, le flux estimé présentant des oscillations non physiques dues à des erreurs de modèle, nous avons opté pour le double, c'est à dire un nombre de temps futurs $Ntf = 20$.

► **Recherche du nombre d'harmonique d'inversion**

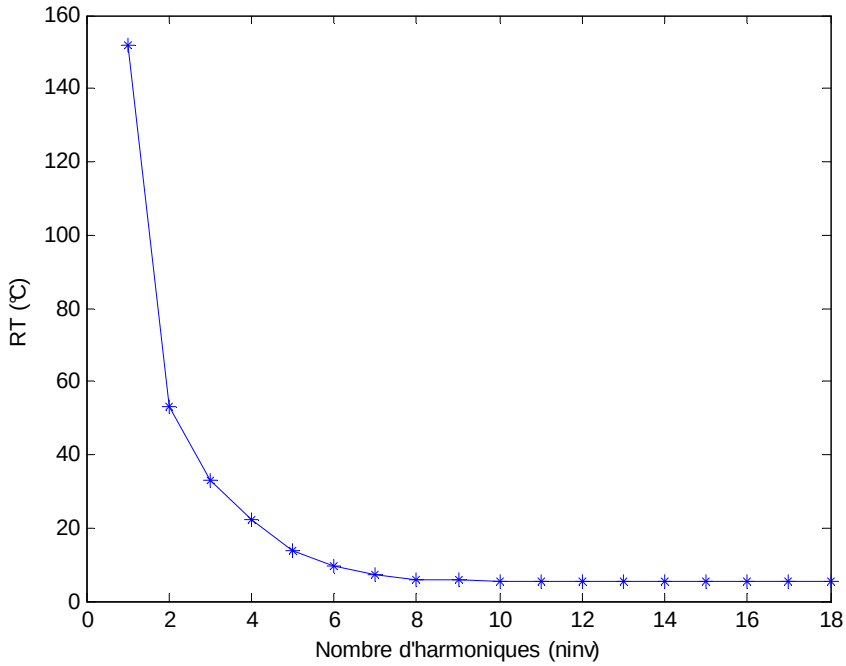


Figure A3.2 : Evolution du résidu quadratique global dû au lissage du thermogramme en fonction du nombre d'harmoniques.

De manière analogue aux expériences de faisabilité, l'évolution du résidu quadratique global RT en fonction du nombre d'harmonique d'inversion n_{inv} (figure A3.2 montre une évolution constante du résidu quadratique à partir d'un nombre d'harmoniques $n_{inv} = 8$. L'évolution des profils de flux et du résidu quadratique aux premiers instants ($t = 0.0167s$) en fonction du nombre d'harmonique montre qu'un nombre d'harmonique $n_{inv} = 15$ est nécessaire pour bien réaliser l'inversion (voir figure A3.3a et A3.3b).

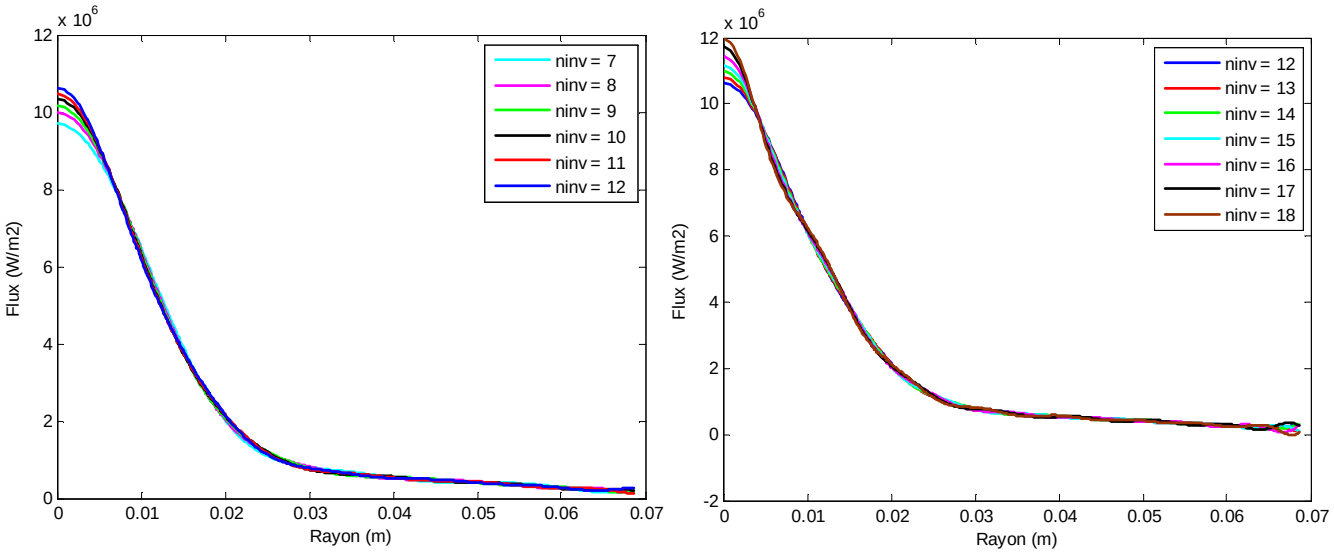


Figure A3.3a : Profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques.

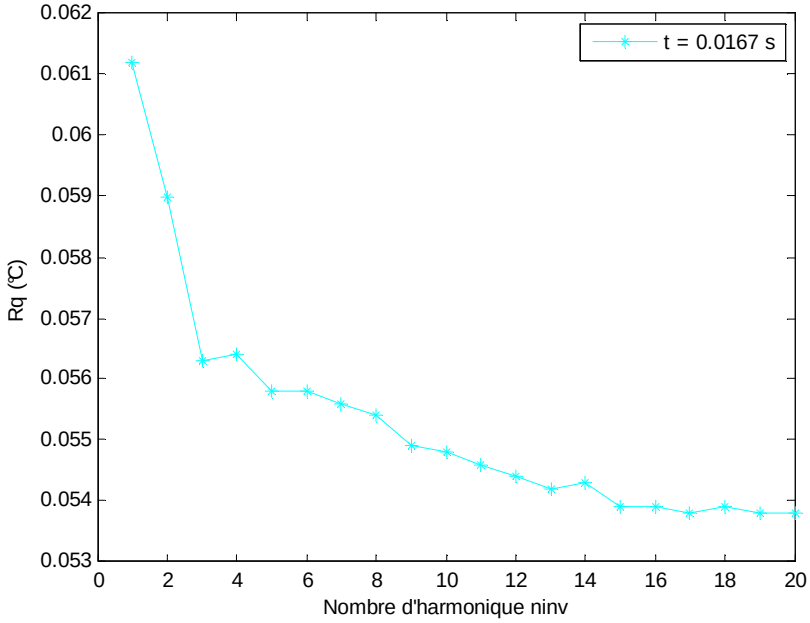


Figure A3.3b : Résidu quadratique aux premiers instants en fonction du nombre d'harmoniques.

A des instants supérieurs voir (figure A3.4a, A3.4b, A3.4c et A3.4d), le choix d'un nombre d'harmonique $n_{inv} = 12$ est le mieux indiqué pour effectuer les inversions.

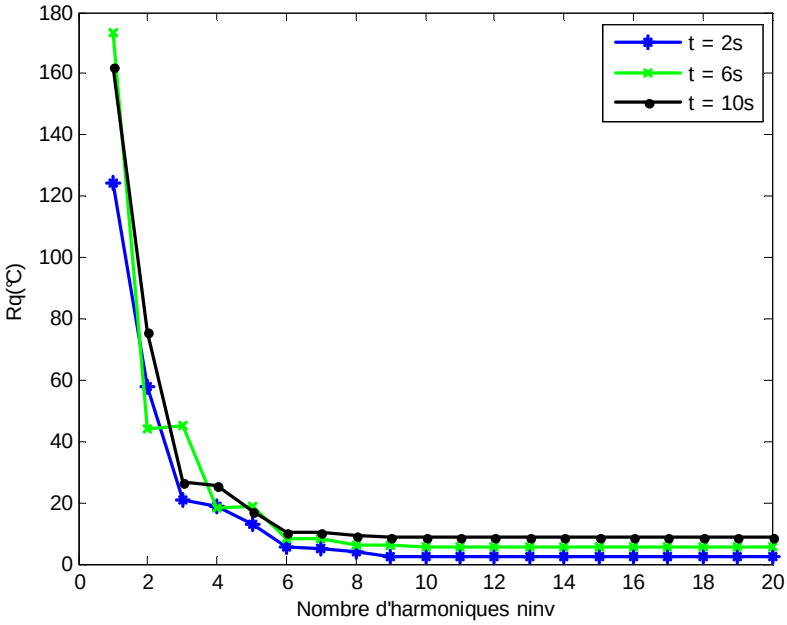


Figure A3.4a: Résidu quadratique à différents instants en fonction du nombre d'harmoniques.

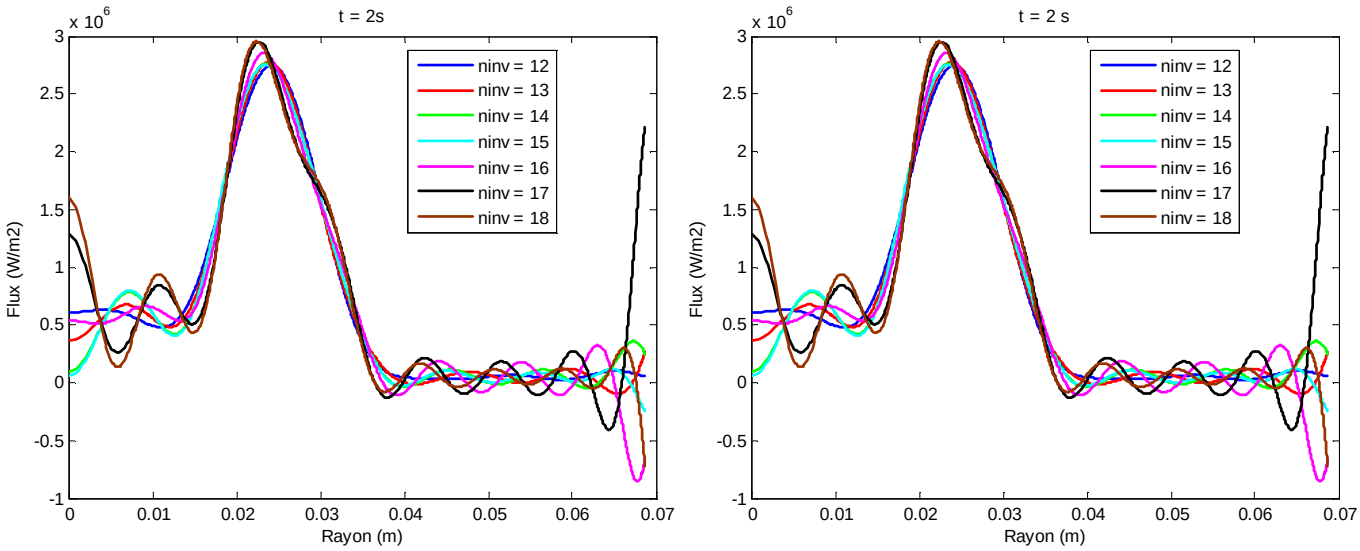


Figure A3.4b : Profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques à *t* = 2s.

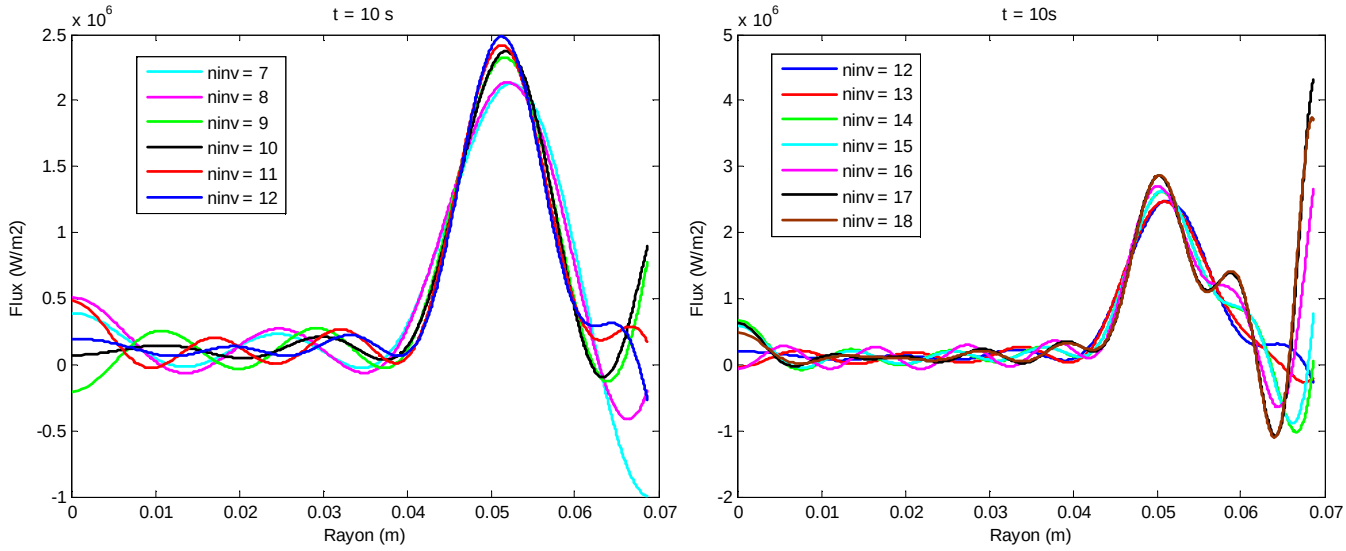


Figure A3.4c : Profils de flux en fonction du nombre d'harmoniques à t = 10s.

Même si un nombre d'harmonique $n_{inv} = 15$ est nécessaire pour l'inversion aux premiers instants, nous choisirons donc un nombre d'harmonique optimal (hyperparamètre de régularisation spatiale) $n_{inv} = 12$ pour l'inversion pour être cohérent avec les autres instants

Résumé

Dans le cadre de cette thèse, il s'agit de voir l'influence de la composition du fluide sur le flux extrait. En effet l'eau utilisée pour le refroidissement des bandes d'acier en sortie de laminoir est recyclée et est potentiellement polluée par des résidus d'huile provenant de la lubrification des cylindres de laminoir. Nous avons conçu un dispositif expérimental original qui consiste à chauffer sur sa face supérieure un disque en Nickel à des températures de l'ordre de 600°C grâce à un dispositif d'induction électromagnétique et ensuite à le refroidir par un jet impactant. La face non refroidie est accessible à une mesure par thermographie infrarouge. Ces conditions de mesures nous ont permis d'estimer le flux extrait sur la face supérieure (lieu du refroidissement) à partir des mesures de température par thermographie infrarouge sur la face inférieure à l'aide d'un modèle de conduction inverse spécifiquement développé. Les résultats ont permis de montrer que la présence d'huile, si elle dégrade le flux maximal extrait dans certaines zones, conduit à une cinétique globale du refroidissement supérieure à celle de l'eau pure.

Mots-clés : Conduction inverse, refroidissement par jet impactant, thermographie infrarouge, caractérisation expérimentale, induction électromagnétique.

Abstract

In this work, we are interested in the influence of the fluid's composition on the cooling flux. In fact water used for cooling is recycled and can be potentially polluted by residues oil from the lubrication of rolling cylinder. We have designed an original experimental device which consists of heating a Nickel disk on its upper face at temperatures of 600°C through electromagnetic induction and then cooling it by jet impingement. The reverse face is available by infrared thermography measurements. These conditions allowed us to estimate the heat flux on the upper face (the cooling area) by infrared thermography measurements with a specific inverse heat conduction model. The results showed that the presence of oil, if it degrades the maximum cooling flux in some areas, led to a better overall cooling than that obtained with pure water.

Keywords: Inverse heat conduction, impinging jet cooling, infrared thermography, experimental characterization, electromagnetic induction