



AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du titre de :

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ DE LORRAINE

Spécialité: *Sciences des Matériaux : Science et Ingénierie des Matériaux et Métallurgie*

Présentée par :

SYLVAIN DEVYNCK

ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE DU PROCEDE DE TREMPERIE PAR JET D'EAU IMPACTANT

Thèse soutenue publiquement le 18/12/2014 à NANCY devant le jury composé de :

M. Jean-Michel Bergheau	Professeur des Universités - ENISE –LTDS- S ^t Etienne	Rapporteur
M. Jérôme Bellettre	Professeur des Universités – Polytech – LTN - Nantes	Rapporteur
M. Lounes Tadrist	Professeur des Universités – Université d'Aix Marseille - IUSTI	Examineur
M. Jean-Pierre Bellot	Directeur de thèse – Université de Lorraine – IJL - Nancy	Examineur
Mme Sabine Denis	Co-directrice de thèse – Université de Lorraine – IJL - Nancy	Examineur
M. Michel Gradeck	Co-directeur de thèse – Université de Lorraine – LEMTA - Nancy	Examineur
M. Thierry Bernard	Responsable du service thermique VRA –Vallourec	Invité

Institut Jean Lamour UMR 7198 CNRS - Université de Lorraine

Université de Lorraine – Pôle M4 : matière, matériaux, métallurgie, mécanique

AVANT- PROPOS

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de deux laboratoires Nancéiens, l’Institut Jean Lamour et le Laboratoire d’Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, et au sein du centre de recherche de Vallourec situé à Aulnoye-Aymeries. Ainsi, nombreuses sont les personnes sans qui ce projet n’aurait pu aboutir et je tiens à leur transmettre par ces quelques mots toute ma gratitude.

Je veux en premier lieu remercier M. Michel Varlez et M. Thierry Benard de m’avoir donné l’opportunité d’évoluer au sein du centre de recherche d’une entreprise aussi innovante que Vallourec. Je leur suis également reconnaissant de m’avoir fait prendre conscience plus concrètement des réalités industrielles.

Je ne saurais exprimer suffisamment ma profonde reconnaissance à mon directeur et à mes co-directeurs de thèse aux cotés de qui j’ai énormément appris :

M. Jean-Pierre Bellot qui par sa rigueur, son expertise et ses conseils toujours très pertinents a permis l’aboutissement de ce travail.

Mme. Sabine Denis qui malgré son immense expertise est toujours restée disponible pour répondre à toutes mes questions. Je me sens extrêmement privilégié d’avoir pu apprendre à vos côtés et je vous suis très reconnaissant du temps que vous avez consacré au chapitre 4.

M. Michel Gradeck qui par sa maîtrise des phénomènes liés à l’ébullition convective et par sa très grande expérience d’expérimentateur a permis de réussir l’ambitieux pari de développer plusieurs dispositifs expérimentaux au cours de cette thèse.

Je remercie M. Jean Michel Bergheau et M. Jérôme Bellettre de m’avoir fait l’honneur d’accepter d’être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également M. Lounes Tadrist d’avoir accepté de faire partie de mon jury.

L’expérimental étant au cœur de ce travail, je tiens à remercier particulièrement toutes les personnes qui ont contribué à la réalisation des dispositifs de refroidissement et aux essais de caractérisation de l’acier. Je remercie M. Jean Yves Morel ainsi que tous les techniciens de l’atelier mécanique de l’ENSEM pour leur ingéniosité et leur réactivité. Je remercie également Pascal, Jean-Pierre et Manu, techniciens au centre de recherche de Vallourec, pour leur compétence et leur bonne humeur qui ont fait de chacune de mes visites au VRA un réel plaisir. J’adresse également toute ma gratitude à M. Benoit Denand et à M. Erwan Etienne pour leur aide précieuse lors des essais de caractérisation au laboratoire.

Je tiens à remercier M. André Mezin pour le temps qu’il m’a consacré lors du développement analytique du calcul de flèche. Je remercie également M. Bernard Dussoubs pour son aide sur Sysweld.

Cette thèse m’a également permis de faire la connaissance de gens formidables. Je salue Mathilde qui a été une collègue de bureau idéale, mais également Adri, Claire, Hugues, Clément, Julien, Damien, Marcello.

Je ne pourrais terminer sans remercier mes proches pour leur soutien et leurs conseils. Je tiens à témoigner ma profonde reconnaissance à ma mère dont le courage et l’abnégation sont un modèle. Enfin je remercie ma chère Kim pour son soutien et sa compréhension quotidienne.

TABLE DES MATIERES

AVANT- PROPOS	iii
TABLE DES MATIERES	5
NOMENCLATURE	7
Chapitre 1	11
Introduction générale	11
1) La fabrication des tubes d'acier sans soudures	12
2) Le procédé de trempe tangentielle de Saint-Saulve	15
a. Angle d'attaque des jets	16
b. Vitesse du jet	17
c. Température de l'eau de refroidissement	17
d. Vitesse du tube refroidi	18
e. Hauteur du tube	18
3) Enjeu industriel	18
4) Enjeu scientifique	18
5) Démarche de travail	19
Chapitre 2	21
Approche expérimentale pour la détermination des coefficients de transfert de chaleur	21
1) Ebullition convective	21
a. Cas d'une surface statique	22
i. Considérations hydrodynamiques	22
ii. Transfert de chaleur en jet impactant	25
* Etudes en régime stationnaire	26
* Etudes en régime transitoire (refroidissement continu)	29
iii. Influence paramétrique	35
* Sous refroidissement	35
b. Cas d'une surface mobile	39
i. Considérations hydrodynamiques	39
ii. Transfert de chaleur	39
iii. Influence paramétrique	40
c. Synthèse des corrélations existantes pour les différents régimes d'ébullition	42
i. Régime de convection forcée monophasique	42
ii. régime d'ébullition nucléée	42
iii. Densité de flux critique	44
iv. Régime d'ébullition de transition	45
v. Température de remouillage et flux associé	46
vi. Régime d'ébullition en film	47
2) Etude expérimentale : effet de la vitesse de déplacement de la surface	49
a. Description du dispositif expérimental de trempe	49
i. Matériau	49
ii. Choix de la géométrie	50
iv. Protocole expérimental	52
b. Méthode d'inversion	53
i. Problème direct	53
c. Courbes de refroidissement – Courbes de flux	54
d. Résultats expérimentaux	56
i. Influence du sous refroidissement et de la vitesse de jet	57
ii. Influence de la vitesse surfacique	59
e. Construction de corrélations	60
i. Cas d'un faible sous refroidissement	60
iv. Cas d'un fort sous-refroidissement	63

3) Etude expérimentale : effets de l'orientation du jet par rapport à la gravité et de l'angle d'impact du jet	64
a. Modifications apportées au dispositif expérimental	65
b. Description des essais effectués	65
c. Analyse des résultats	66
i. Orientation du jet	66
ii. Angle d'impact du jet	70
4) Etude expérimentale : refroidissement du cylindre de laboratoire en configuration statique	71
5) Conclusions	74
Chapitre 3	77
Simulation des transferts thermique par ébullition : une première contribution	77
1) Eléments bibliographiques	77
a. Description du modèle de Podowski [44]	78
b. Adaptation au cas de refroidissement par jet impactant	80
c. Simplification du problème : refroidissement par un jet immergé	82
2) Etude d'un cas simplifié : impact d'un jet immergé sur une plaque plane	84
Chapitre 4	87
Etude expérimentale et simulation numérique des évolutions de température, des transformations de phases, des contraintes et de la déformation d'un tube d'acier 42CrMo4 refroidi par un jet impactant	87
1) Etude expérimentale du refroidissement d'un tube d'acier 42CrMo4 par un jet d'eau plan	87
a. Dispositif expérimental de refroidissement d'un tube en acier 42CrMo4	87
b. Essais – Résultats	90
i. Mode opératoire	90
ii. Résultats de l'essai 2.2	91
* Evolution de la température dans le tube	91
* Evolution de la flèche du tube	101
2) Simulation numérique du refroidissement d'un tube d'acier 42CrMo4 par un jet d'eau plan	102
a. Méthode des calculs couplés des évolutions thermiques, métallurgiques et mécaniques dans une pièce 103	
i. Modélisation des évolutions thermiques	103
ii. Modélisation des cinétiques de transformations de phases	104
iii. Modélisation du comportement thermomécanique	104
iv. Considérations géométriques pour un tube	106
b. Mise en place du jeu de données	107
i. Données thermophysiques	107
ii. Données métallurgiques	108
iii. Données thermomécaniques	113
c. Application au cas du refroidissement du tube d'acier 42CrMo4 par un jet d'eau impactant	113
i. Géométrie	113
ii. Conditions aux limites	114
iii. Evolution des températures calculées	116
iv. Cinétiques de transformations de phase calculées	120
v. Evolution des contraintes et déformations	121
vi. Evolution de la flèche	124
d. Comparaison expérience / simulation	126
i. Température	127
ii. Microstructures et duretés	127
iii. Déplacement	129
e. Discussion	130
CONCLUSIONS GENERALES - PERSPECTIVES	133
REFERENCES	137

NOMENCLATURE

<i>Symbole Latin</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
A_m	Coefficient de Koistinen-Marburger	-
b	Hauteur de la sous-couche liquide	m
B_s	Température du domaine bainitique	°C
C_L	Coefficient de Laplace	m
C_p	Chaleur spécifique	J.kg ⁻¹ .°C ⁻¹
d	Diamètre – Epaisseur du jet	m
e	Epaisseur du tube d'acier	m
f	Fréquence de nucléation	Hz
f	Flèche	m
g	Accélération gravitationnelle	m.s ⁻²
h	Distance buse-paroi	m
H	Paramètre d'écrouissage (1)	MPa
h_{lv}	Chaleur latente de vaporisation	J.kg ⁻¹ .°C ⁻¹
h_{fc}	Coefficient d'échange monophasique par convection forcée	W.m ⁻² .°C ⁻²
L	Longueur du tube d'acier	m
m	Paramètre de la contrainte visqueuse	-
$\dot{m}_e$	Flux massique d'évaporation	kg.s ⁻¹
M_s	Température de transformation martensitique	°C
n	Paramètre d'écrouissage (2)	-
N	Densité des sites de nucléation	-
$\dot{Q}$	Puissance thermique échangée durant la transformation de phase	W
R_c	Rayon critique de détachement des bulles	m
r_{MHF}	Position du maximum de flux	m
r_w	Position du front de mouillage	m

T	Température	°C
T _f	Température de fusion	°C
V _j	Vitesse du jet au point d'impact = $\sqrt{V_n^2 + 2gh}$	m.s ⁻¹
V _n	Vitesse du jet en sortie de buse	m.s ⁻¹
V _r	Vitesse de refroidissement	°C/s

<i>Symbole grec</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
α_j	Angle d'impact du jet sur la paroi	°
α_k	Coefficient de dilatation thermique de la phase k	°C ⁻¹
ε	Déformation	m
$\dot{\varepsilon}$	Vitesse de déformation	m.s ⁻¹
ϕ_w	Flux total échangé en paroi	W
γ_{tot}	Accélération totale du jet	m.s ⁻²
λ	Conductivité thermique	W.m ⁻¹ .°C ⁻¹
ν	Coefficient de Poisson	-
ρ	Masse volumique	kg.m ⁻³
σ	Tension de surface	N.m ⁻¹
σ^y	Contrainte d'écoulement	MPa
σ^0	Contrainte seuil	MPa

Nombres adimensionnels

Ja	Nombre de Jacobs
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
r^*	Rapport des vitesses : V_j / V_s
Re	Nombre de Reynolds
x^*	Distance adimensionnée à la paroi

Abbreviations

Définition

CFD	Computational Fluid Dynamics
CHF	Critical Heat Flux (Flux critique)
LVDT	Linear Variable Differential Transformer
RPI	Rensselaer Polytechnic Institute
Rpm	Rotation par minute
VOF	Volume of Fluid
VRA	Vallourec Research Aulnoye

Chapitre 1

Introduction générale

Les constructeurs de tubes sans soudure doivent répondre à des challenges techniques toujours plus élevés. Que ce soit pour équiper les nouvelles générations de centrales électriques, ou dans le cadre de forages très profonds, les tubes produits aujourd'hui doivent pouvoir évoluer au sein d'environnements extrêmes, résistant à des températures et des pressions très élevées tout en répondant aux exigences de sécurité et de fiabilité accrues des clients. Cela passe inévitablement par une maîtrise totale de la filière de fabrication, et plus particulièrement des opérations de traitements thermiques subies par le tube dans le but de lui conférer des propriétés mécaniques très élevées

La trempe est certainement l'étape la plus critique de ces traitements thermiques. Parmi les liquides de trempe (eau, polymères...), l'eau est la plus classiquement employée pour des raisons évidentes de facilité d'utilisation et de coût, et notre étude se limitera à ce fluide. Au cours de cette opération, le tube quittant le four d'austénitisation est alors brutalement refroidi. Ce refroidissement se doit d'être très précisément contrôlé pour conférer à l'acier une structure métallurgique et des propriétés physico-chimiques bien précises. Comme le montre le schéma de la Figure 1.1, durant le refroidissement, les interactions au sein du matériau sont nombreuses ; des variations de température relativement faibles au sein du matériau peuvent très bien entraîner l'apparition de phases métallurgiques indésirables et/ou conduire à des états de contraintes favorisant l'apparition de défauts de trempe qui rendraient alors inutilisable le tube.

Le contrôle des interactions internes du matériau durant le refroidissement passe par une meilleure compréhension des phénomènes surfaciques. C'est en effet les conditions thermohydrauliques de l'eau et de sa vapeur qui déterminent l'évolution spatio-temporelle des coefficients de transfert de chaleur à la surface du tube qui vont eux-mêmes « piloter » ces interactions internes. Le procédé de trempe utilisé joue donc un rôle direct et prépondérant. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement dans ce projet au procédé de trempe par jet impactant qui est de plus en plus pratiqué dans l'industrie sidérurgique en raison des grandes quantités de chaleur qu'une telle technique permet de dissiper.

On se propose dans cette première partie introductive, après avoir rappelé l'ensemble des étapes de fabrication des tubes d'acier sans soudure, de décrire le procédé de trempe tangentielle de l'usine de Saint-Saulve sur lequel nous nous sommes appuyés durant cette étude. Les enjeux scientifiques et industriels de ce projet seront ensuite présentés avant de conclure avec la démarche adoptée pour ce travail.

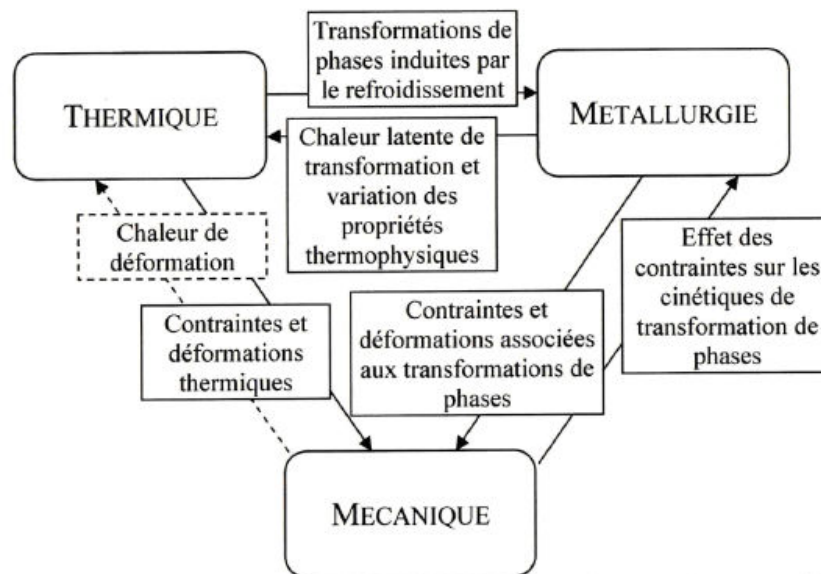


Fig. 1.1 Interactions au sein du matériau durant la trempe, d'après [1]

1) La fabrication des tubes d'acier sans soudures

Vallourec est le premier producteur mondial de tubes sans soudure. Il s'appuie pour cela sur le procédé de perçage à chaud d'une billette développé par les frères Manesmann en 1884. Les procédés d'élaboration peuvent varier d'une « tuberie » à l'autre selon le produit final souhaité et au gré des innovations technologiques. Nous nous intéressons plus particulièrement au cours de nos travaux à la méthode de fabrication utilisée dans l'usine V&M de Saint-Saulve qui s'appuie comme nous le verrons sur l'utilisation de jets impactant lors des étapes de traitement thermique que subit le tube durant sa conception. Avant de s'intéresser plus particulièrement à cette étape, nous décrivons succinctement les 9 étapes permettant l'obtention d'un tube à partir d'une barre en nous appuyant sur la description déjà proposée par Mangin dans son manuscrit de thèse [2].

Le schéma Figure 1.2 résume ces différentes étapes. Les billettes obtenues après découpe des barres sont premièrement chauffées depuis la température ambiante dans un four de chauffage (2). Ce four est équipé de brûleurs à gaz et permet l'enfournement simultané de 3 billettes qui se déplacent ensuite à l'intérieur grâce à un système de longerons mobiles (« *walking beam* »). Elles translatent et tournent sur elles même entre chaque position dans le four ce qui renforce l'homogénéité thermique du produit. On trouve quatre zones de chauffage régulées indépendamment les unes des autres dans le four. Vient ensuite une étape clé du procédé puisqu'il s'agit du perçage de la billette (Figure 1.3). Celle-ci est mise en rotation puis dirigée vers un ensemble composé de deux galets coniques et d'un mandrin qui effectue le perçage sans enlèvement de matière. A la fin de cette étape, le mandrin est laissé à l'intérieur du produit et l'ensemble est acheminé vers le laminoir (4).

Le laminoir continu à mandrin retenu, conçu et développé par Vallourec, va permettre de réduire l'épaisseur du produit tout en conservant son diamètre intérieur constant grâce à la présence du mandrin. Comme le montre la Figure 1.4, le produit va passer au travers de sept cages comportant deux galets. La réduction de leur entraxe d'une cage à l'autre permet d'obtenir progressivement le diamètre souhaité pour l'ébauche. Le mandrin est ensuite retiré de l'intérieur du tube. A la fin de cette étape, le produit obtenu peut mesurer jusqu'à 30 m de long. Suivant les dimensions finales souhaitées, l'épaisseur du tube est comprise entre 2,7 et 20 mm.

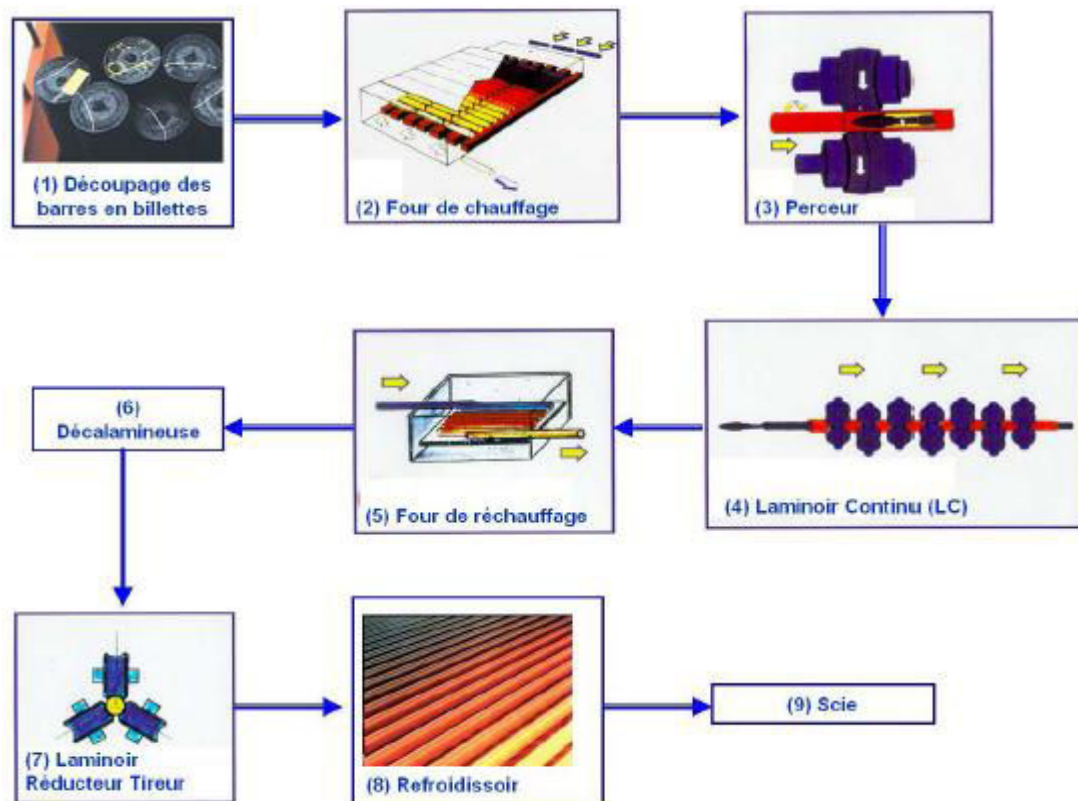


Fig. 1.2 Principales étapes du procédé de fabrication de tubes sans soudure de l'usine V&M Saint-Saulve, d'après [2]

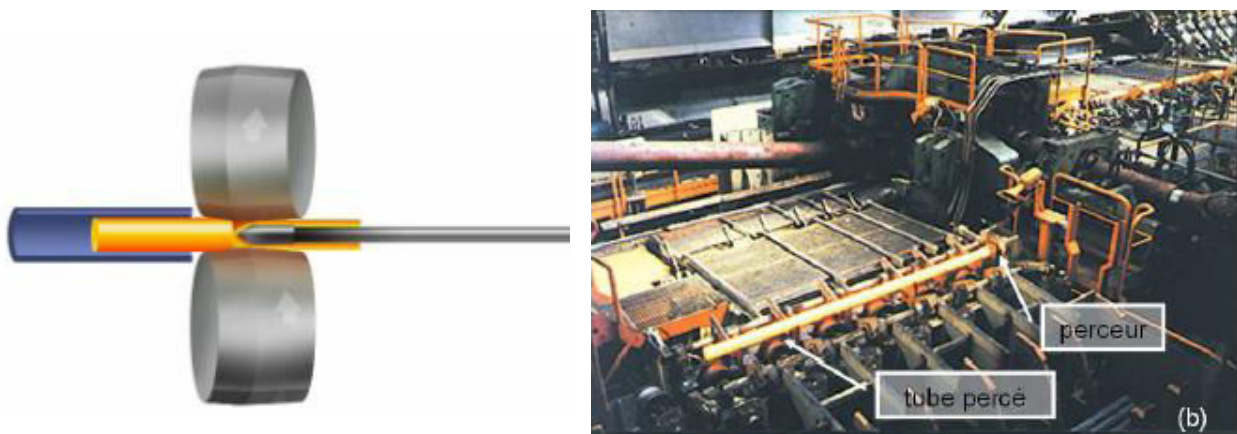


Fig. 1.3 Procédé de perçage d'une billette, d'après [2]

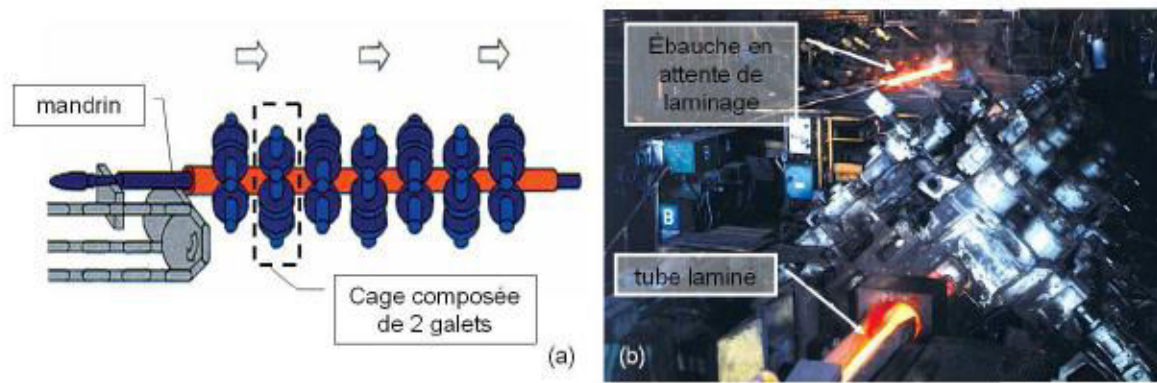


Fig. 1.4 Laminoir continu à mandrin, d'après [2]

Le tube, alors à une température comprise entre 500°C et 850°C , est ensuite dirigé vers le four de réchauffage (5, Figure 1.5), qui a fait l'objet de la thèse de L. Mangin [2]. Il est enfourné par l'intermédiaire d'un tambour rotatif et progresse dans le four, perpendiculairement à son axe grâce à un système de longerons mobiles. Comme pour le four de chauffage (2), on trouve des zones pouvant être régulées indépendamment les unes des autres (zones de chauffage, zone « d'égalisation »). A la sortie du four, les produits ont une température comprise entre 980°C et 1010°C .

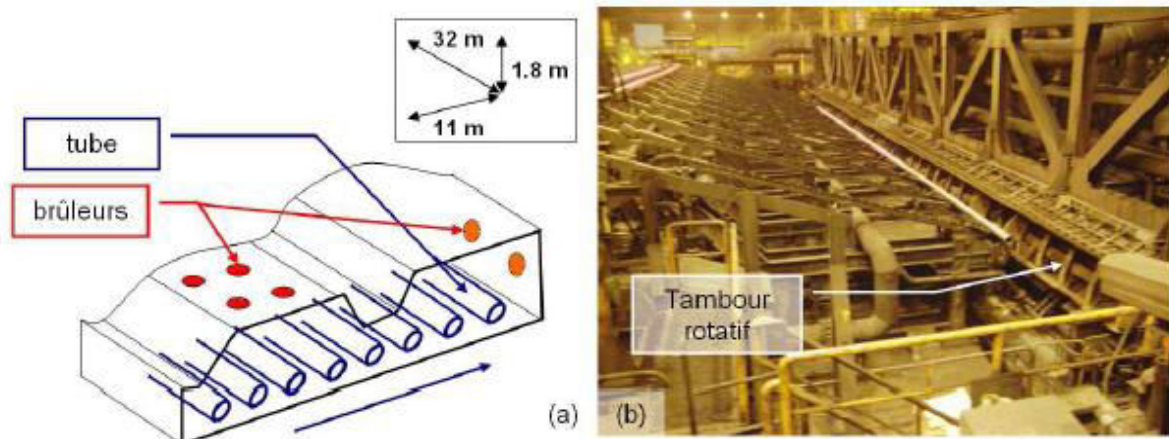


Fig. 1.5 Four de réchauffage, d'après [2]

Afin d'évacuer la couche d'oxyde de leur surface, les tubes passent ensuite dans la décalamineuse qui utilise des jets d'eau à haute pression. Ils sont alors transportés encore chauds (température comprise entre 890°C et 950°C) au laminoir réducteur tireur (LRT, Figure 1.6) qui est composé de cages en séries comportant cette fois trois galets faisant un angle de 60° entre eux. Le principe est le même que lors de l'étape n° 4 : à chaque cage le diamètre de passage du tube est réduit ce qui permet d'obtenir en fin de chaîne le diamètre souhaité. On peut mettre en place jusqu'à 24 cages selon les dimensions finales du tube souhaitées. La longueur de celui-ci peut atteindre jusqu'à 100 m.

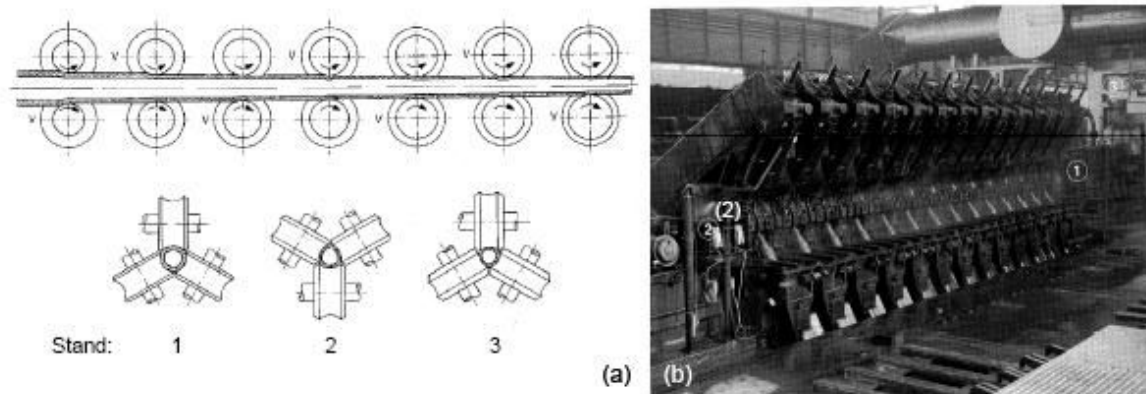


Fig. 1.6 Laminoir réducteur tireur, d'après [2]

Enfin la dernière étape consiste à laisser refroidir les tubes à l'air libre sur un refroidissoir (Figure 1.7) jusqu'à température ambiante avant de les couper, de les protéger et de les « botteler » conformément aux spécifications des clients. Avant cette dernière étape, les tubes peuvent subir plusieurs traitements thermiques. Ces opérations, qui comprennent notamment une étape de trempe sont primordiales pour conférer des propriétés mécaniques très élevées aux tubes. Les refroidissements très rapides, comme la trempe martensitique, mettent en jeu au sein de l'acier des transformations dites sans diffusion ou displacives (déplacements atomiques très faibles et par mouvements corrélés d'atomes) entraînant une augmentation du volume et l'apparition de contraintes internes dans le matériau. La formation de martensite est notamment très recherchée par les industriels en raison de ses propriétés mécaniques et de sa dureté très élevée. Notre étude est centrée sur cette opération de trempe et nous proposons de détailler plus particulièrement le procédé de trempe utilisée dans la tuberie de Saint-Saulve.



Fig. 1.7 Refroidissoir, d'après [2]

2) Le procédé de trempe tangentielle de Saint-Saulve

Le procédé de trempe du groupe Vallourec, mis en place dans la tuberie de Saint-Saulve, utilise l'ébullition nucléée convective par jets impactant d'eau sous-saturée afin de dissiper les flux de chaleur très élevés des tubes sortant du four d'austénitisation. La sous-saturation du fluide, encore appelée sous-refroidissement ΔT_{sub} est définie comme la différence entre sa température d'ébullition ou de saturation (100 °C pour l'eau à pression atmosphérique) et la température à laquelle le fluide est employé pour le refroidissement (généralement entre 20 °C et 25 °C).

Les tubes sont acheminés à travers 6 anneaux de 1m50 de long (Figure 1.8), comprenant chacun 630 buses également réparties le long de la surface de révolution (Figure 1.9). Le transport des

tubes se fait par des galets convoyeurs (Figure 1.10) leur conférant un mouvement hélicoïdal (vitesse de translation et de rotation de l'ordre du mètre par seconde). L'inclinaison des buses, est réglée par l'opérateur de manière à ce que les jets impactent le tube quasi-tangentielllement. Ce procédé de trempe a pour but de garantir un refroidissement à une vitesse maîtrisée et de la manière la plus homogène possible sur toute la surface du tube.



Fig. 1.8 Vue sur les 6 anneaux de trempe



Fig. 1.9 Buses d'injection

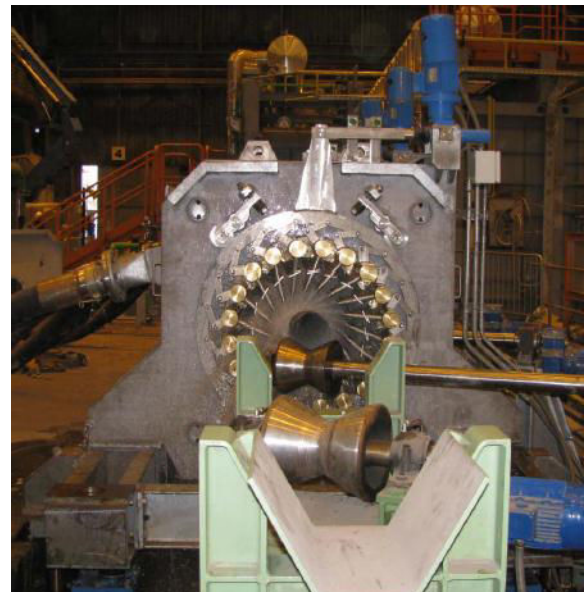


Fig. 1.10 Galets convoyeurs

a. Angle d'attaque des jets

L'angle d'attaque est un paramètre ajusté par l'opérateur en fonction du diamètre des tubes, de manière à ce que le jet sortant de la buse soit géométriquement tangent à la surface interne du tube. Le jet va donc impacter le tube avec un certain angle d'attaque α par rapport à la tangente à la surface externe du tube (Figure 1.11). Cet angle varie naturellement selon le diamètre et l'épaisseur des tubes refroidis. Quelques valeurs d'angles associés aux dimensions sont répertoriées dans le tableau 1.12 (les dénominations des nuances ont été remplacées pour des raisons de

confidentialité). Selon les dimensions des tubes refroidis, la plage d'angle d'attaque réelle peut varier entre 25,8° et 39°.

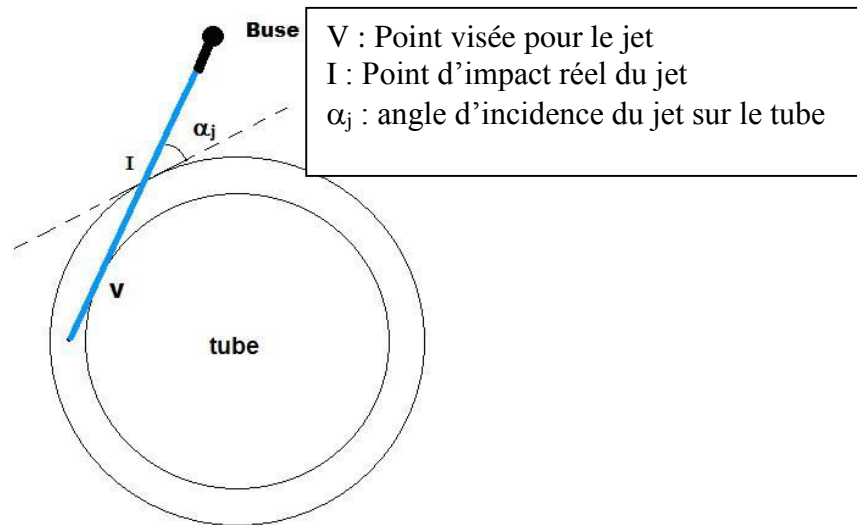


Fig. 1.11 Schéma de l'impact du jet sortant d'une buse sur le tube

	Diamètre (mm)	Epaisseur (mm)	Angle d'attaq. (°)	Vitesse du tube (m/s)	Grade
1	60,33	4,83	32,87	1,00	X
2	73,03	5,51	31,89	0,75	X1
3	88,9	6,45	31,25	0,6	X2
4	88,9	6,45	38,25	1,80	X3

Tableau. 1.12 Dimensions et angle d'attaques résultant de quelques nuances d'acier traitées

b. Vitesse du jet

Le débit total d'eau utilisé est de 1800 m³/h. Celui-ci peut être réparti par l'opérateur entre chacun des 6 modules de refroidissement de manière à pouvoir adopter des configurations permettant de limiter les gradients de température trop importants en entrée et sortie de trempe pour certaines nuances plus susceptibles de cintrer. Comme nous l'avons vu chacun des modules comporte 630 buses circulaires de diamètre 2 mm. La vitesse moyenne de l'eau sortant de chacune des buses est donc d'environ 40 m/s.

c. Température de l'eau de refroidissement

Ce paramètre, très influent sur les transferts thermiques, est régulé de manière à toujours se situer entre 20 et 25 °C. La sous-saturation appliquée est donc très élevée dans ce procédé : $\Delta T_{\text{sub}} = [75 \text{ °C} - 80 \text{ °C}]$.

d. Vitesse du tube refroidi

Le tube défile à travers les modules par l'intermédiaire de galets convoyeurs qui lui confèrent un mouvement hélicoïdal. Sa vitesse linéique est choisie en fonction du diamètre du tube ; les tubes à gros diamètre défilent aux plus faibles vitesses car ils doivent séjourner plus longtemps dans les modules pour être refroidis jusqu'à la température souhaitée. La vitesse linéique varie généralement entre 0,2 et 1,8 m/s. La vitesse de rotation des tubes est de l'ordre de 50 rpm. Le rapport entre la vitesse de défilement du tube et la vitesse du jet, noté r^* , est un paramètre important. En effet le transfert thermique à la surface du tube, comme nous le verrons dans les parties suivantes, varie considérablement selon que r^* est proche de 0 (si le tube était peu mobile) ou que sa valeur soit supérieure à l'unité.

Dans le procédé de trempe tangentielle, les vitesses de jets sont beaucoup plus importantes que la vitesse de défilement du tube (r^* égal ou inférieur à 0.05) ce qui laisse présumer que les courbes d'ébullition, qui représentent l'évolution des densités de flux surfaciques en fonction de la température de paroi, s'approchent sur cette installation de celles obtenues dans le cas de refroidissement d'une paroi statique.

e. Hauteur du tube

Le positionnement vertical du tube à l'intérieur des modules est également un paramètre ajusté par l'opérateur selon le diamètre du tube traité. En effet, il est très important de centrer le tube afin d'obtenir un taux de refroidissement le plus uniforme sur toute la circonférence du tube. Dans le cas contraire, des défauts comme le cintrage peuvent se produire rendant les tubes trempés inutilisables et bien sûr non-commercialisables.

3) *Enjeu industriel*

Comme nous l'avons vu, la trempe est une opération délicate et complexe au cours de laquelle certains défauts peuvent survenir comme les tapures, ou le cintrage, rendant alors inutilisable les tubes. La pratique industrielle montre que l'apparition de ces défauts est aussi dépendante de la nuance d'acier et/ou de la dimension du tube trempé. Il arrive que les causes de ces défauts ne soient pas toujours comprises et donc maîtrisées occasionnant de manière ponctuelle d'évidentes difficultés dans la production de l'atelier. Une meilleure compréhension des mécanismes physiques et de leurs couplages en vue de diminuer l'occurrence de ces défauts, est primordiale pour l'industriel, et c'est pour cette raison que le Centre de Recherche de Vallourec s'est associé avec l'Université de Lorraine pour mettre en place ce travail de thèse. **L'enjeu industriel est donc ici de développer une démarche associant le procédé et le produit à partir de laquelle il sera possible d'optimiser les paramètres opératoires du procédé de trempe pour les différentes nuances d'acier traitées.**

4) *Enjeu scientifique*

L'enjeu scientifique se concentre sur l'étude des phénomènes de transferts thermiques convectifs avec changement de phase se produisant à la surface des tubes durant le refroidissement. Si ce thème a fait l'objet d'un grand nombre de travaux, le plus souvent expérimentaux, la trempe par impact de jets est sans doute un sujet encore plus complexe que celui par immersion, et la littérature y est moins abondante. L'influence de certains paramètres opératoires a cependant déjà été étudiée (comme la température de l'eau de refroidissement ou la vitesse du jet impactant), avec en particulier les travaux initiés lors de la thèse de Kouachi [3] au LEMTA. Ce travail mérite d'être poursuivi pour analyser en particulier les effets de l'orientation du jet par rapport au champ

gravitaire et l'angle d'impact du jet. On comprend facilement que ces deux paramètres sont de nature à modifier l'hydrodynamique de l'écoulement, et donc conduire à des transferts thermiques inhomogènes le long de la surface de révolution du tube. Enfin, l'investigation poussée des transferts thermiques ne se justifie que si les conséquences sur les transformations mécaniques et métallurgiques du tube peuvent être prédites. Le couplage procédé-produit est un objectif à la fois scientifique et applicatif qui est visé pour donner suite aux thèses de J.F. Douce [4] et Loïc Mangin [2] pour lesquelles, dans des situations plus simples, ce but a été atteint.

5) *Démarche de travail*

Ce manuscrit est organisé en suivant la démarche que nous avons adoptée durant cette étude.

Dans le chapitre 2, après un rappel des résultats principaux de la littérature concernant le transfert de chaleur associé au refroidissement par jet, on présente le dispositif expérimental mis en place pour étudier l'effet de plusieurs paramètres sur le transfert de chaleur. La méthode d'inversion utilisée pour estimer les flux de chaleur à partir de la mesure de température est également présentée. Les résultats des différentes campagnes de mesures sont ensuite présentés en détail et analysés afin de compléter les corrélations de transfert de chaleur de la littérature.

Dans le chapitre 3 nous abordons la simulation numérique du refroidissement par jet. On ne s'intéresse tout d'abord qu'aux aspects hydrodynamiques puis la modélisation des transferts de chaleur et de matière utilisée pour une simulation complète est présentée ainsi qu'un cas simplifié de refroidissement d'une plaque par un jet perpendiculaire.

A l'issue des chapitres 2 et 3, dont le but commun est d'améliorer la prédiction de l'évolution spatio-temporelle des coefficients de transferts de chaleur en surface d'un tube durant son refroidissement, on s'intéresse au comportement du tube durant la trempe, d'un point de vue thermique, métallurgique et mécanique. Un dispositif expérimental original de refroidissement par un jet plan d'un tube immobile en acier 42CrMo4 est décrit et les résultats de campagnes de mesures sont apportés. Le modèle couplé ***température–transformations de phases–contraintes-déformations*** implanté dans le code de calcul par éléments finis Sysweld est brièvement rappelé, puis les simulations des essais expérimentaux sont alors menées pour mieux comprendre l'enchaînement des mécanismes qui donnent naissance aux déformations enregistrées.

Chapitre 2

Approche expérimentale pour la détermination des coefficients de transfert de chaleur

Nous abordons dans ce chapitre l'ébullition convective par jet impactant, très utilisée dans l'industrie sidérurgique pour sa grande capacité à évacuer des flux de chaleur très élevés et ceci à très haute température. Ce mode de transfert de chaleur a fait l'objet d'un grand nombre d'études. Celles-ci ont permis de mieux appréhender les phénomènes instables dans le temps et dans l'espace qui se produisent sur la surface refroidie et qui entraînent l'apparition de plusieurs régimes de transfert thermique au cours du refroidissement. On propose de réaliser en première partie de ce chapitre, une synthèse d'une partie de ces travaux, une bibliographie très détaillée ayant déjà été proposée par Wolf [5], Robidou [6], Kouachi [3] et plus récemment Karwa [7]. Après avoir présenté les phénomènes hydrodynamiques et thermiques se produisant sur une paroi refroidie par un jet impactant, en différenciant les cas de la paroi statique et mobile, on recense l'influence « connue » de plusieurs paramètres sur le transfert de chaleur pour les différents régimes se succédant sur la paroi. Enfin nous présentons les corrélations recensées dans la littérature pour chacun de ces régimes ainsi que leur domaine de validité.

Après ce rappel bibliographique, nous présentons dans une seconde partie les travaux expérimentaux que nous avons réalisés au LEMTA à l'aide de deux dispositifs de refroidissement d'un cylindre en Nickel par un jet d'eau plan impactant. Les résultats de l'étude concernant l'influence de la vitesse de la surface impactée sur le transfert de chaleur sont tout d'abord présentés, puis viennent ensuite ceux visant à caractériser l'effet de l'angle d'impact du jet sur la paroi et de son orientation par rapport à la gravité. Ces résultats sont confrontés à différents travaux de la littérature. De nouvelles corrélations estimant le maximum de flux échangé en fonction de la mobilité de la surface sont proposées.

Enfin, nous concluons ce chapitre en présentant les mesures et l'analyse du refroidissement du cylindre en configuration statique. Ce travail a été utilisé pour la définition des conditions limites implémentées dans le code de calcul Sysweld pour le calcul du refroidissement d'un tube d'acier par un jet impactant, qui sera traité dans le chapitre 4.

1) *Ebullition convective*

Contrairement à l'ébullition libre (ou en fluide stagnant) pour laquelle les régimes d'ébullition dits « classiques », rappelés sur la figure 2.1, ont été mis en lumière par la célèbre expérience de Nukiyama [8], l'ébullition dite convective indique que la vitesse du jet et/ou de la surface refroidie soit non nulle. Le transfert de chaleur associé à chaque régime apparaissant localement en paroi est alors principalement fonction de la vitesse du jet, du sous-refroidissement et de la température pariétale. L'utilisation industrielle de ce mode de refroidissement pour les tubes d'acier s'est considérablement développée afin de répondre aux besoins technologiques accrus des clients, en produisant des matériaux capables de supporter les nouveaux challenges technologiques comme les forages très profonds, pour lesquels les sollicitations mécaniques s'exerçant sur les tubes sont extrêmement importantes. Plus que jamais la structure métallurgique de l'acier produit doit être contrôlée très précisément. L'utilisation de jets impactant pour le refroidissement permet, d'une part de dissiper des flux de chaleur plus importants en surface des tubes, et donc d'atteindre plus facilement des vitesses de refroidissement supérieures aux vitesses critiques de trempe des phases

métallurgiques recherchées, et d'autre part d'accéder à un plus grand nombre de paramètres opératoires contrôlables dont nous allons décrire et étudier les effets dans la suite de ce travail.

Nous ne nous intéresserons dans cette partie qu'à la configuration du refroidissement par jet libre impactant pour laquelle nous différencierons le cas de l'impact sur une surface statique et celui se faisant sur une surface en mouvement. Le lecteur souhaitant aborder d'autres configurations telles que le jet immergé ou le jet confiné pourra se référer à la littérature [5],[7].

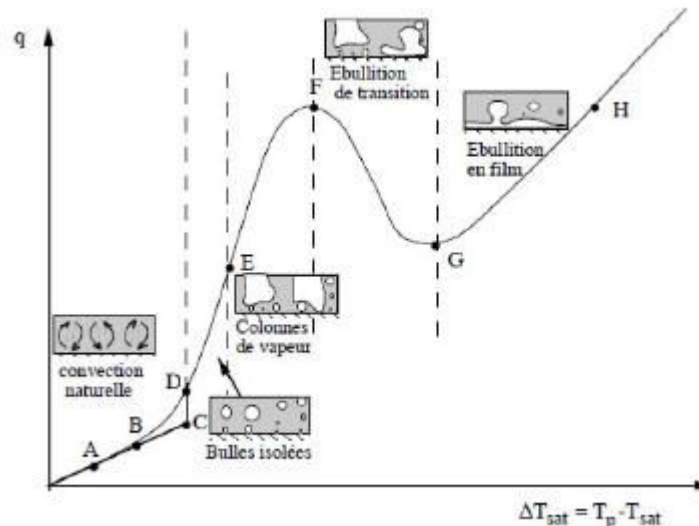


Fig. 2.1 Courbe d'ébullition de Nukiyama donnant le flux extrait en fonction de la température, d'après [8]

a. Cas d'une surface statique

i. Considérations hydrodynamiques

Lors de l'impact d'un jet plan (i.e. lame d'eau par exemple) perpendiculairement à une paroi, l'écoulement est dévié et s'effectue ensuite tangentiellement à celle-ci. En simplifiant, un jet d'épaisseur d , se divise alors en deux courants symétriques d'épaisseur proche de $d/2$. Les distributions de vitesse et de pression au sein de l'écoulement le long de la paroi évoluent selon trois zones caractéristiques (Figure 2.2) :

- La première zone, appelée *zone d'impact* ou *zone de stagnation*, coïncide avec l'impact du jet. Elle correspond à un changement d'orientation de la vitesse du fluide et à une augmentation presque linéaire de sa composante tangentielle dans l'écoulement. Pour un jet plan d'épaisseur d , l'abscisse x correspondant à la limite de la zone d'impact est donnée logiquement selon Wolf par [5] :

$$x/d < 0,5$$

- Lui succède une deuxième zone dans laquelle la pression (sur la paroi) diminue fortement alors que la vitesse tangentielle augmente considérablement et avoisine celle du jet. Cette zone d'écoulement laminaire, appelée *zone d'accélération*, se situe dans les domaines :

$$0,5 < x/d < 2 \text{ d'après [5]}$$

$$0,5 < x/d < 3 \text{ d'après [9]}$$

- A une distance supérieure, dans la *zone d'écoulement parallèle*, les effets hydrodynamiques liés à l'impact du jet sur la paroi disparaissent. Pour un jet plan, le profil de vitesse est alors établi : la vitesse du liquide est très proche de celle du jet :

$$x/d > 2 \text{ ou } 3$$

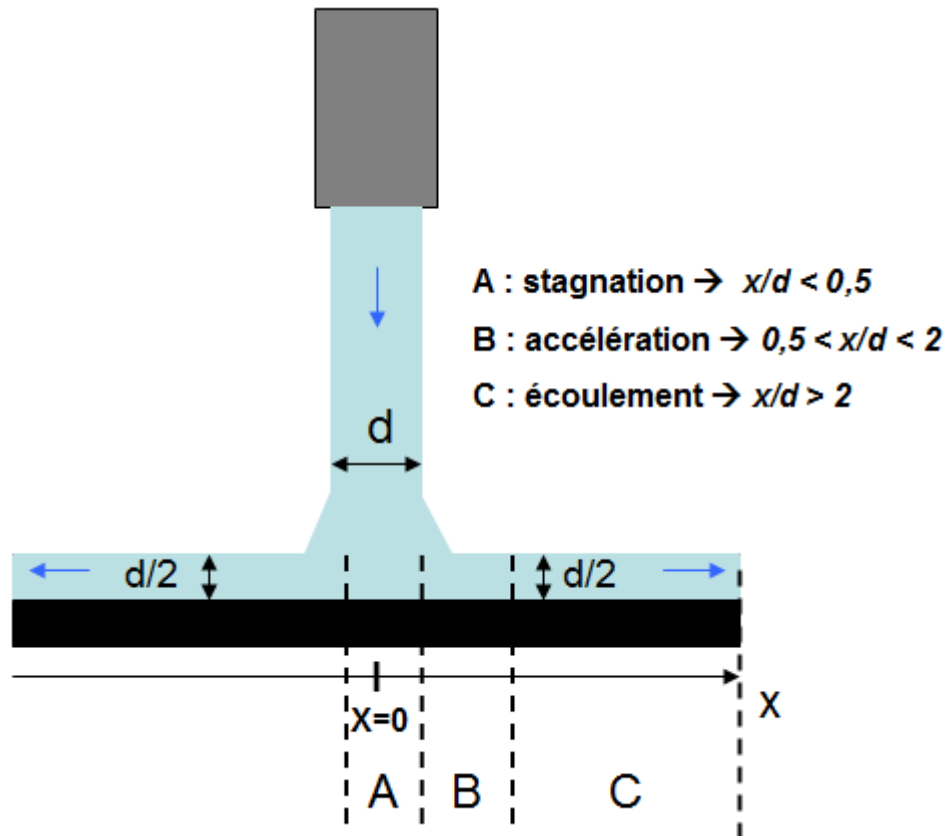


Fig. 2.2 Zones caractéristiques dans le cas statique, [3]

De nombreux auteurs ont étudié les mécanismes régissant l'évolution des différents régimes d'écoulement et modes de transfert de chaleur s'établissant en surface d'une paroi refroidie par un jet impactant, en mettant en œuvre des dispositifs expérimentaux souvent originaux. Des observations et interprétations variées ont été faites durant ces études concernant le régime de transfert thermique qui s'établit initialement dans la zone de stagnation, lorsque la température de paroi est encore extrêmement élevée. Cette disparité des résultats souligne une fois de plus la difficulté de compréhension des phénomènes mis en jeu.

Plusieurs auteurs comme Ishigai [10] ont observé la formation, aux plus hautes températures de paroi ($\sim 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$), d'un film de vapeur continu et stable recouvrant entièrement la surface, y compris la zone d'impact du jet, prévenant ainsi le contact liquide-solide [11], [12]. Un contact liquide-solide très bref s'établirait en réalité initialement ce qui conduirait à la formation de bulles de vapeur puis à leur coalescence ; le jet glisse ensuite sur ce film de vapeur et forme alors une couche de liquide plane et très brillante qui se désagrège en gouttelettes à ses extrémités. Bogdanic [13] qui a mesuré, dans des conditions stationnaires, la distribution de la fraction de vapeur sous un jet impactant, a montré qu'il n'y avait pas de remouillage intermittent de la paroi durant le régime d'ébullition en film. Robidou [6] a également observé durant ses mesures, effectuées dans des conditions stationnaires (température de paroi imposée) et pour un faible sous-refroidissement

qu'il n'y avait pas de fluctuations notables de la température durant le régime d'ébullition en film dans la zone de stagnation.

D'autres auteurs ayant étudié ces phénomènes au moyen de mesures effectuées dans des conditions transitoires, configuration qui correspond par ailleurs davantage à la réalité physique d'une trempe industrielle, n'ont pu observer la formation d'un tel film de vapeur stable dans la zone de stagnation au début du refroidissement. Selon Prieto et Menendez [14], dans la zone d'impact du jet, on trouve de la convection forcée monophasique, même pour une température de surface située entre 600 et 900°C. Viskanta et Bergman [15] et Timm et al. [16] décrivent un régime de transition apparaissant même aux plus hautes températures de paroi. Un degré suffisamment élevé de sous-refroidissement et de vitesse de jet est nécessaire pour éviter, selon ces auteurs, l'apparition du régime d'ébullition en film, même pour des températures de paroi normalement associées à ce régime. Ishigai et al. [10] avait par ailleurs observé la disparition du régime d'ébullition en film lors de ses expériences, dès lors qu'il utilisait un sous refroidissement supérieur à 55 K, ce qui confirme les observations de [16]. Leocadio et al. [17], ont observé, grâce à une caméra rapide, les premiers instants du refroidissement d'une plaque d'acier de longueur 150 mm et d'épaisseur 10 mm, initialement à 900 °C par un jet d'eau à 20 °C. Ils constatent, après un mouillage initial de la plaque lors de l'impact du jet, la formation (à $t = 0,24$ s) d'une couche de vapeur sous le jet, correspondant à la zone blanche sur la Figure 2.3.a. Cette couche de vapeur est quasi instantanément déstabilisée par le jet et les auteurs observent alors le remouillage de la surface dans la zone de stagnation qui se caractérise par l'apparition d'une zone plus sombre (Figure 2. 3.b à $t = 0,40$ s). On peut voir en périphérie de cette zone, un disque blanc qui correspond au front de mouillage. Ce front s'étend ensuite au cours du temps comme le montre la Figure 2.3.c prise après environ 1s de refroidissement.

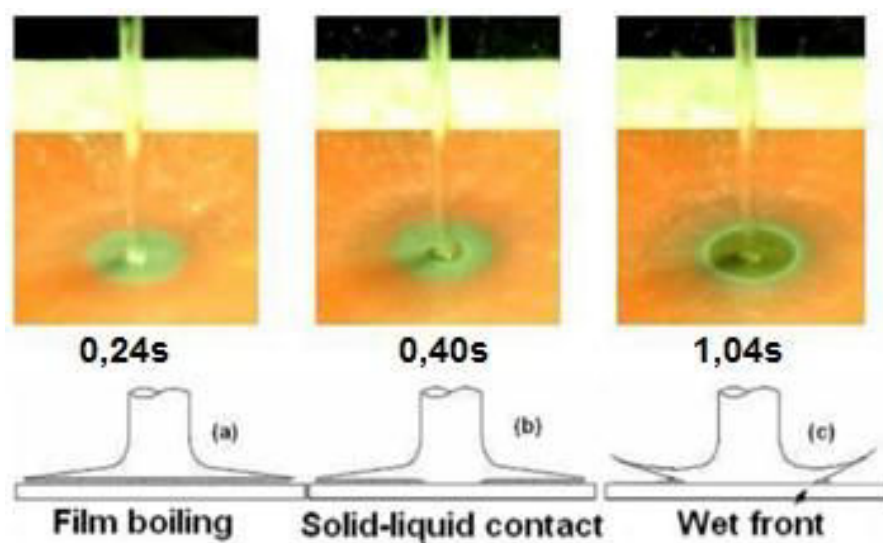


Fig. 2.3 Régimes d'ébullition apparaissant en paroi, d'après [17]

Après la déstabilisation de la couche de vapeur, Robidou [6] observe d'importantes fluctuations de la température de la surface causées par un remouillage intermittent de la paroi. Avec la chute de température, une petite zone liquide se forme sous le jet. Pour Piggot et al. [11] l'ébullition de transition pourrait se produire dans cette région. A mesure que la température de la paroi diminue, le temps de présence de la vapeur en proche paroi raccourcit tandis que les contacts liquide-paroi se prolongent. Lorsque la température diminue davantage encore, le remouillage permanent se déclenche ; il est caractérisé par l'apparition d'une zone sombre en paroi comme nous l'avons vu sur les images capturées par Leocadio et al. [17] (Figure 2.3.b).

Le transfert de chaleur est considérablement plus élevé dans la zone de stagnation que dans la zone d'écoulement parallèle et le remouillage de la paroi ne s'effectue initialement que dans une zone correspondant approximativement à la zone de stagnation. A la frontière de la zone mouillée, les régimes d'ébullition de transition et d'ébullition nucléée pleinement développée apparaissent au niveau du front de mouillage selon Hammad et al. [18]. Selon les propriétés thermiques du matériau composant la paroi, la zone mouillée peut ne pas évoluer pendant un certain temps appelé « délai de mouillage ou délai de propagation »; ce « délai » est fonction de la vitesse du jet, du sous-refroidissement, de la température initiale et du rapport des effusivité thermique du matériau et du liquide [11], [12], [19]. Mozumder et al. [19] affirment en effet que les métaux à relative faible conductivité thermique, tels que les aciers, sont incapables de conduire assez rapidement la chaleur jusqu'à la zone de stagnation pour conserver une température de paroi assez élevée pour garantir le maintien d'un film de vapeur stable en surface. Ils ont établi des corrélations reliant le délai avant propagation du front liquide et le rapport des effusivités thermiques du matériau et du liquide de refroidissement:

$$\sqrt{\frac{(\rho C_p \lambda)_S}{(\rho C_p \lambda)_L}} \quad \text{Eq. 1}$$

La durée de maintien du film de vapeur sera donc beaucoup plus importante dans le cas d'un refroidissement de matériaux comme le cuivre et l'étain que pour un acier dont la conductivité thermique est environ 10 fois inférieure à celle de ces matériaux. La propagation du front de mouillage sera donc extrêmement rapide en surface des aciers comme nous l'avons vu lors de l'étude menée par Leocadio [17].

Lorsque les zones périphériques se refroidissent sous l'effet de la conduction radiale, le front de mouillage se déplace : la zone mouillée s'agrandit (Figure 2.3.c). Plusieurs auteurs localisent le régime d'ébullition de transition et les flux échangés les plus importants au niveau du front de mouillage tandis que les régimes d'ébullition nucléée partielle et de convection forcée monophasique se déroulent au sein de la zone mouillée [18], [19], [21]. Enfin le film de vapeur reste présent en dehors de la région délimitée par le front de mouillage.

ii. Transfert de chaleur en jet impactant

Comme nous l'avons énoncé dans le paragraphe précédent, les résultats des études traitant du transfert de chaleur durant le refroidissement par jet impactant se séparent en deux grandes familles qui dépendent de la technique de mesure utilisée pour l'étude.

La première rassemble les études effectuées dans des conditions stationnaires qui permettent d'étudier plus particulièrement un régime de transfert thermique comme l'ébullition nucléée ou l'ébullition en film à partir de dispositifs expérimentaux dits « à température contrôlée ». Robidou [2] a notamment mis au point un dispositif expérimental original lui permettant de réguler précisément la température d'une plaque de cuivre impactée par un jet d'eau sous-refroidi. Ce type de mesure, bien que très intéressant pour étudier avec précision les différents régimes d'ébullition, s'éloigne des conditions réelles d'un refroidissement industriel.

La seconde famille de mesures rassemble celles qui sont effectuées dans des conditions transitoires, reproduisant ainsi les conditions industrielles d'une trempe en refroidissant en continu une pièce initialement à haute température. On peut donc étudier directement toute la courbe d'ébullition suite à l'apparition successive des différents régimes de transfert de chaleur en paroi, mais ce type de mesure s'accompagne d'une dispersion beaucoup plus importante des résultats obtenus. En effet, en condition stationnaire (en contrôlant la température de la paroi, on s'affranchit

du couplage avec le solide et selon Karwa [7], les flux issus des expériences effectuées dans des conditions stationnaires sont surestimés par rapport à ceux provenant de mesures transitoires.

On propose dans cette partie de décrire les principaux résultats issus de ces deux familles de mesures.

* Etudes en régime stationnaire

Peu d'auteurs ont étudié le « refroidissement » d'une plaque par un jet d'eau sous-refroidi dans des conditions stationnaires. Cela nécessite, pour observer toute la courbe d'ébullition, de pouvoir maintenir constante la température de la plaque durant l'expérience et ceci malgré l'impact continu d'un jet d'eau sous-refroidi sur celle-ci. La plupart des études expérimentales ont donc été réalisées lors de refroidissements continus. Cependant Robidou [2] a atteint cet objectif en mettant au point un dispositif expérimental original. Celui-ci se compose d'un jet plan de largeur 10 mm et d'épaisseur 1 mm impactant une surface composée de 8 modules de cuivre chauffés par effet joule grâce à une feuille résistive placée au niveau de la face inférieure de chaque module (Figure 2.4). Chaque module, d'une surface de $10 \times 10 \text{ mm}^2$, est régulé en puissance en fonction de la différence entre la température souhaitée et la température mesurée. Ainsi Robidou a pu construire la courbe d'ébullition point par point

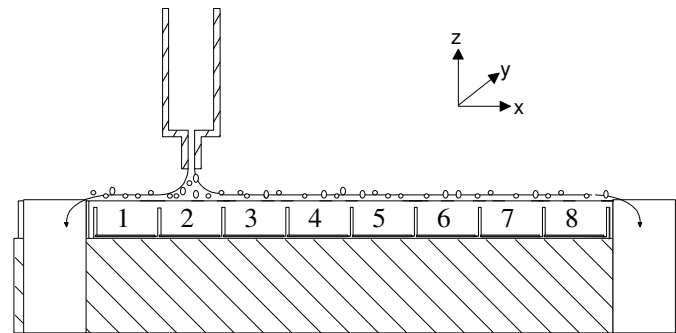


Fig. 2.4 Jet impactant le bloc de modules chauffés, d'après Robidou [6]

La Figure 2.5 représente des courbes d'ébullition locales correspondant à trois positions de la paroi plus ou moins éloignées du point d'impact ($x = 0, 19$ et 44 mm , soit environ $2d$ et $4d$) d'après les mesures effectuées à faible sous-refroidissement ($< 20 \text{ °C}$). Les transferts thermiques sont beaucoup plus intenses à l'impact que dans la zone d'écoulement parallèle (rapport de 2,5 pour le flux critique et de 7 dans la zone d'ébullition de transition).

En s'éloignant de la zone d'impact, l'allure des courbes se rapproche de celles obtenues dans le cas de l'ébullition libre. Plus on s'éloigne du point d'impact et plus le flux critique et les flux échangés dans le régime d'ébullition de transition diminuent. En revanche on observe à l'impact une différence dans le régime d'ébullition de transition, avec des flux transférés importants et restant élevés sur une large gamme de température de paroi. Cette partie de la courbe d'ébullition est communément appelée « *plateau de flux* ». Il correspond au régime particulier, caractérisé par la formation d'une couche instable de vapeur accompagnée de remouillages intermittents [22], [23], [24]. Il a été observé par plusieurs auteurs aussi bien dans des conditions stationnaires [5], [2], [13], que transitoires [3], [10], [25], [26].

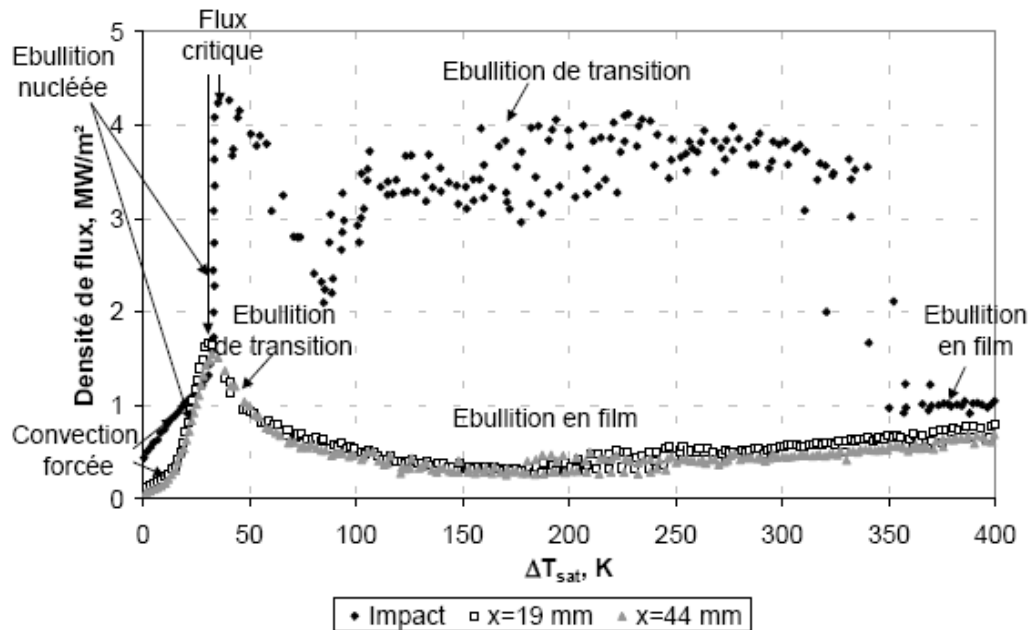


Fig. 2.5 Courbes d'ébullition en fonction de la distance à l'impact. Apparition du plateau de flux dans la zone d'impact, d'après [6]

Seiler-Marie [27] a étudié ce phénomène, en s'appuyant sur les données expérimentales de Robidou [6], et elle a proposé une explication physique qui est schématisée sur les Figure 2.6 et 2.7 ; la compétition entre les forces de tension superficielle et les forces d'inertie du jet tendent à déstabiliser l'interface. Selon Seiler-Marie [27], ces instabilités de type Rayleigh Taylor créées par le jet à l'interface liquide/vapeur, provoquent la fragmentation des bulles. Dès lors, on observe un accroissement du brassage du fluide et un intense renouvellement du fluide chaud par le fluide frais. La conduction instationnaire ainsi générée par le renouvellement du fluide (déstabilisation de la couche limite thermique) produit une augmentation nette du flux. Plus la température pariétale augmente, plus le gradient de température entre le liquide et la paroi devient important. De même, lorsque la surface de remouillage diminue, cela conduit à limiter le flux (plateau de flux lié à l'instabilité des bulles). Cependant il n'est pas exclu d'observer de fortes variations de flux dues au comportement « explosif » de l'ébullition à ces hautes températures, qui se caractérise par l'éjection du liquide et par la formation et la croissance brutale des bulles en paroi.

Sur la Figure 2.6, b représente la hauteur de la sous-couche de liquide surchauffé au niveau de la paroi, et R_c le rayon critique au dessus duquel les bulles sont systématiquement fragmentées par l'énergie cinétique du jet, que Seiler exprime par :

$$R_c = \pi \sqrt{\frac{\sigma}{\gamma_{tot}(\rho_l - \rho_v)}} = \pi \sqrt{\frac{d}{V_j^2}} C_L \quad \text{Eq. 2}$$

avec :

σ la tension de surface

γ_{tot} l'accélération totale du jet de diamètre d qui prend en compte l'accélération gravitationnelle et l'accélération due à l'hydrodynamique du jet : $\gamma_{tot} = V_j^2/d + g$

C_L : le coefficient de Laplace

En faisant l'hypothèse que la taille maximale des bulles en paroi est sensiblement égale à b , Seiler-Marie [27] explique la présence du plateau de flux par le remouillage de la paroi, qui serait permis par la fragmentation des poches de vapeurs lorsque le rayon caractéristique de ces dernières atteint une valeur égale à R_c (Figure 2.7.b). Ceci expliquerait que le plateau de flux n'apparaisse qu'à

l'impact, l'énergie du jet dans la zone d'écoulement n'étant pas suffisante pour fragmenter les poches de vapeur loin de l'impact. Pour des surchauffes plus importantes, la paroi s'assèche complètement et le régime d'ébullition en film apparaît.

Sur la Figure 2.7 les différentes étapes du mécanisme décrit par Seiler sont détaillées. A chaque oscillation, une quantité de liquide traverse la couche de vapeur établie en paroi (b). Le liquide atteint alors la paroi et s'y répand. Il se réchauffe alors par conduction au contact de la paroi (c). Lorsque la température du liquide est proche de la température de saturation, une partie du liquide directement en contact avec la paroi se vaporise. La vapeur générée entraine alors le liquide chaud vers l'écoulement principale laissant la place a du liquide plus frais.

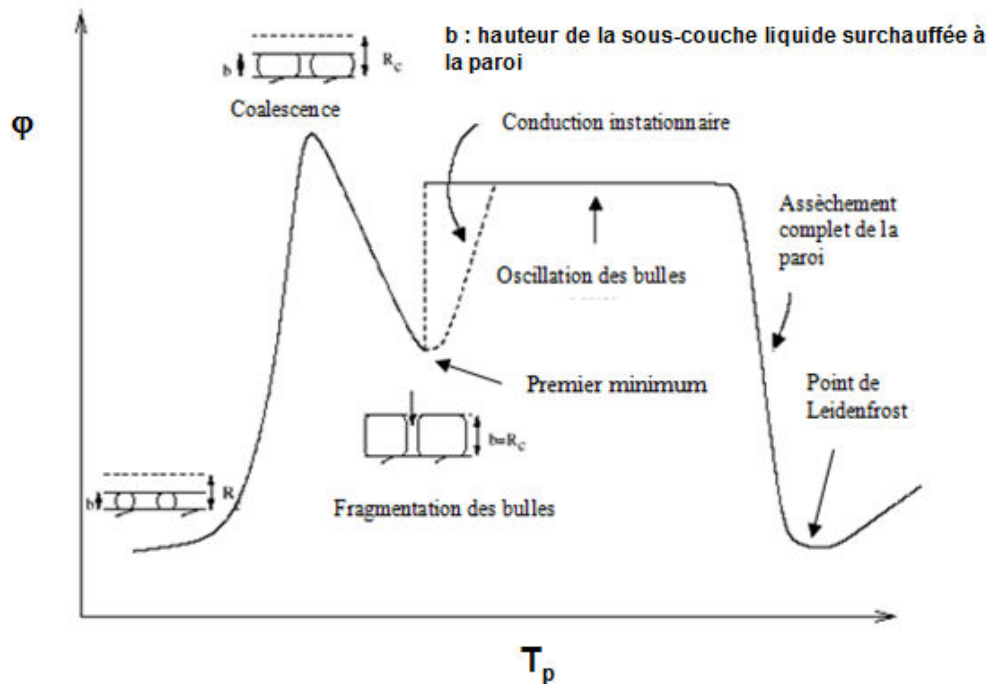


Fig. 2.6 Schématisation des phénomènes conduisant au plateau de flux , [27]

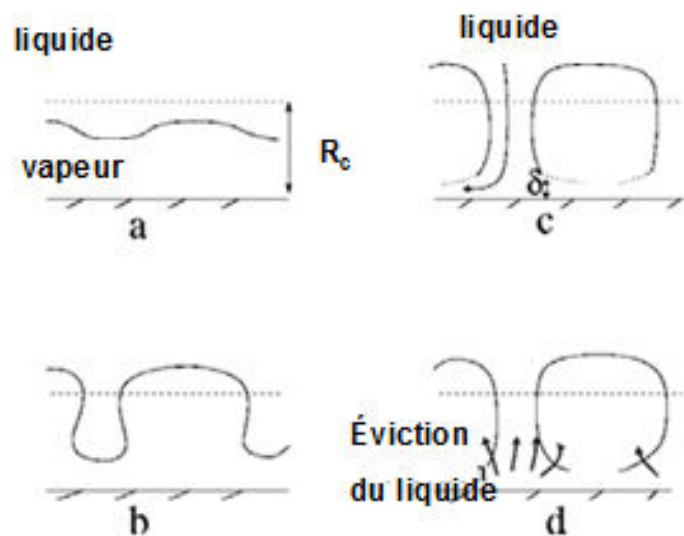


Fig. 2.7 Schématisation du phénomène de fragmentation des bulles, [27]

*Etudes en régime transitoire (refroidissement continu)

Les mesures effectuées en régime transitoire permettent de mieux appréhender les situations réelles de refroidissement telles qu'elles se produisent lors des opérations industrielles de trempe. On utilise souvent, en plus des courbes d'ébullition, des courbes de refroidissement pour décrire ces situations. Elles décrivent l'évolution temporelle de la température de la paroi et font apparaître, au gré des changements de pente, les différents régimes de transfert de chaleur rencontrés durant le refroidissement (Figure 2.8).

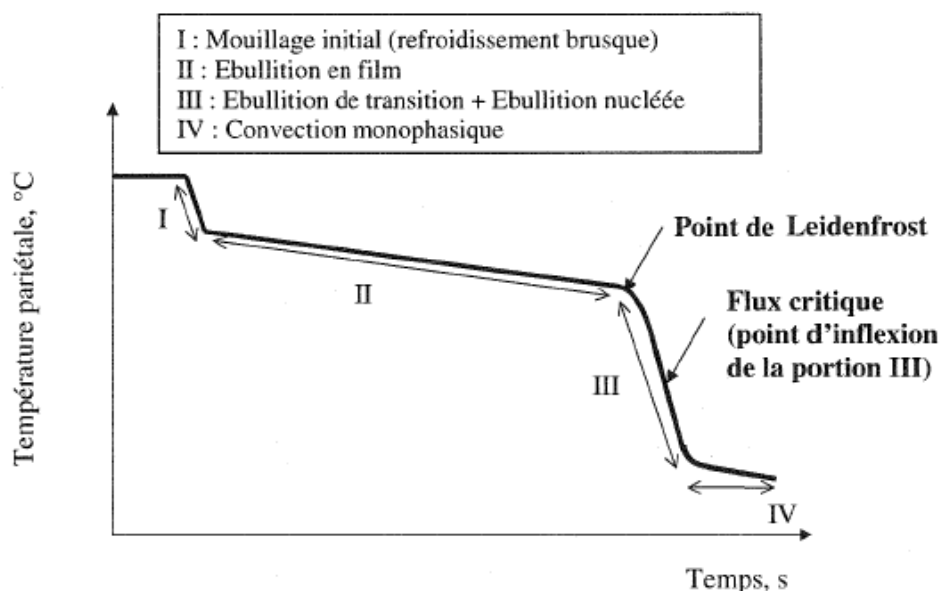


Fig. 2.8 Courbe de refroidissement, d'après [3]

Kouachi [3] a effectué des mesures lors du refroidissement d'un cylindre en nickel chauffé jusqu'à 600 °C puis refroidi par un jet d'eau plan ($V_j = 1,2$ m/s et $\Delta T_s = 15$ °C). Il compare l'évolution des courbes de refroidissement (Figure 2.9) et d'ébullition (Figure 2.10) au point d'impact et dans la zone d'écoulement. Ces résultats confirment l'écart important différence en termes d'efficacité de refroidissement entre ces deux positions. La température au point d'impact passe de 600 °C à 200 °C en près de 10 s (40 °C/s) tandis que cette température n'est atteinte qu'après 45 s dans la zone d'écoulement (9 °C/s). On peut constater sur la courbe d'ébullition, au point d'impact, que le régime d'ébullition de transition est bien présent avec l'apparition d'un plateau de flux sur une large gamme de surchauffe (250 °C – 450 °C). Dans la zone d'écoulement, un film de vapeur s'installe pour les plus hautes températures ce qui explique la plus faible efficacité de refroidissement.

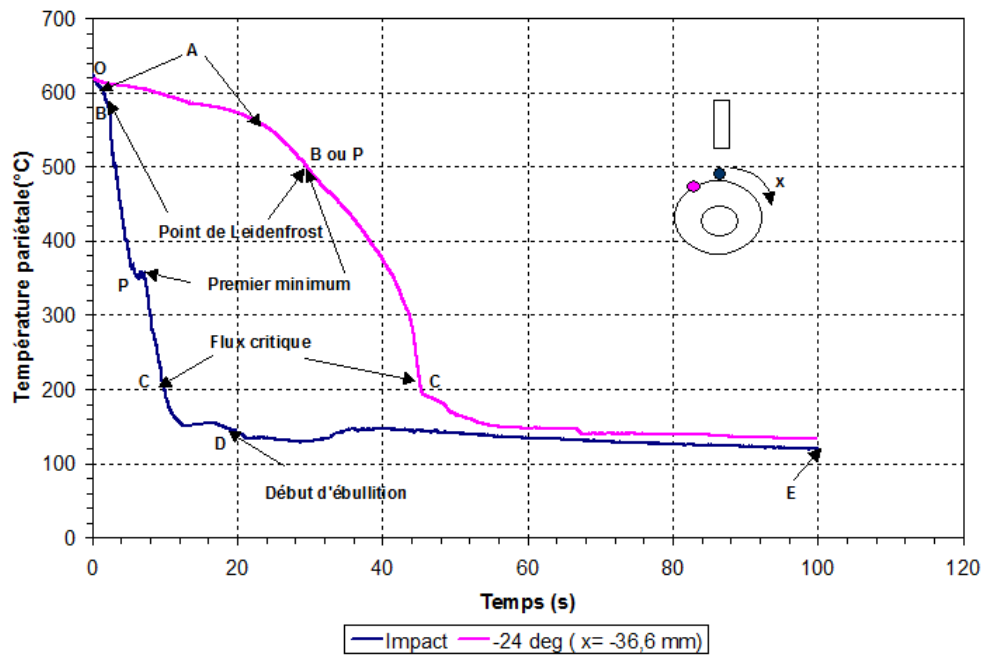


Fig. 2.9 Courbe de refroidissement (zones d'impact et d'écoulement parallèle), d'après [3]

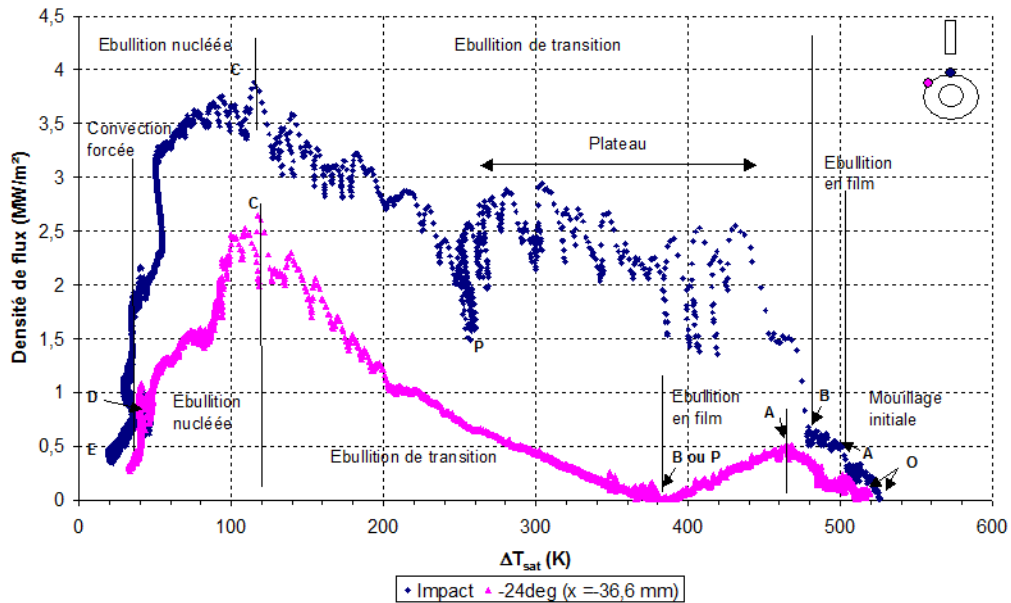


Fig. 2.10 Courbes d'ébullition (impact et zone d'écoulement parallèle), d'après [3]

Ces phénomènes ont été observés également par Leocadio et al. [17] dont nous avons déjà présenté les résultats, qui mettent en évidence le mécanisme de propagation du front de mouillage, lors de l'étude expérimentale du refroidissement d'une plaque d'acier initialement à 900 °C avec un sous-refroidissement de 80 °C (cf. section 1.a.ii - Figure 2.3). La Figure 2.11 rend compte de la variation du flux de chaleur et du coefficient de transfert de chaleur mesurés au point d'impact du jet durant le refroidissement de la plaque. Les auteurs notent la présence de trois régimes distincts : la convection forcée, l'ébullition nucléée et un régime de transition. A partir de leurs observations ils affirment donc que, dans la zone d'impact, un régime d'ébullition de transition apparaît immédiatement après le premier instant d'impact du jet. On n'observe en effet pas de minimum de flux ni de changement de pente sur la courbe aux plus hautes températures de paroi ce qui démontrerait la présence d'un régime d'ébullition en film. On note également que la forme de la courbe observée dans le régime d'ébullition de transition diffère totalement de celle caractérisant habituellement le plateau de flux dans des configurations avec un plus faible sous refroidissement [3] et/ou obtenues dans des conditions de mesures stationnaires [2]. Cette différence avait déjà été

soulignée par Ishigai et al. [10] lors de ces mesures avec un sous-refroidissement de 55 °C [10]. Nous pensons en revanche que le point désigné sur la courbe par Leocadio comme étant l'emplacement du flux critique (CHF) correspond en réalité à un maximum de flux se situant toujours dans le régime d'ébullition de transition, étant donné la température de paroi très élevée pour laquelle ce maximum apparaît ($T_p = 500$ °C).

Très récemment Karwa [7] a également mis en évidence ces trois régimes caractéristiques du transfert de chaleur au cours d'expérimentations mettant en œuvre le refroidissement d'un cylindre plein en acier (diamètre = 50 mm, hauteur = 20 mm) par un jet d'eau circulaire fortement sous-refroidi ($\Delta T_{\text{sub}} = 80$ °C). Il a identifié une région centrale « mouillée » dans laquelle l'ébullition nucléée est le mode de transfert de chaleur prédominant, un front de mouillage annulaire entourant la zone mouillée et dans lequel l'ébullition de transition est le mode de transfert principal et enfin une région extérieure non-mouillée car recouverte d'un film de vapeur, pour laquelle le refroidissement de la surface est dû au rayonnement et à la conduction radiale dans la paroi.

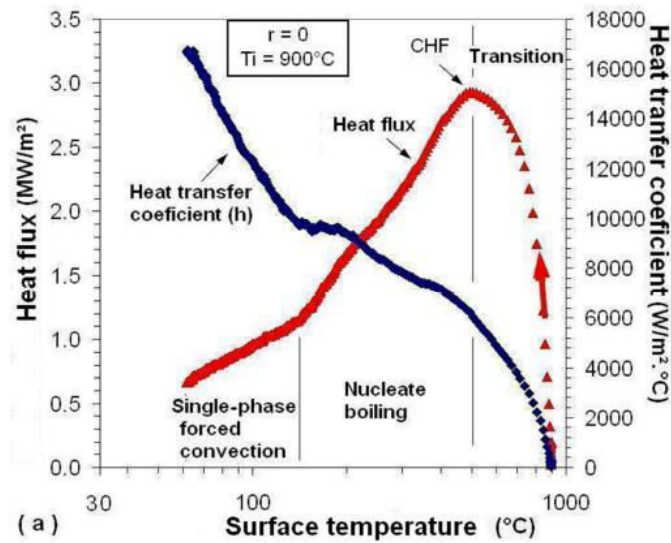


Fig 2.11 Flux de chaleur et coefficient de transfert au point d'impact pour une température initiale de paroi : $T_{p,i} = 900$ °C et un sous-refroidissement $\Delta T_{\text{sub}} = 80$ °C, d'après [17]

Karwa [7] a également observé le déplacement du front de mouillage au cours du temps et son impact direct sur le taux de refroidissement $\Delta T_p / \Delta t$. Il a montré que le front de mouillage coïncidait avec la zone de gradient maximal de température. On peut observer sur la Figure 2.12 l'évolution temporelle du taux de refroidissement à différentes positions par rapport au point d'impact situé en $r = 0$. Le remouillage intervient tout d'abord uniquement dans la zone d'impact. On peut voir en effet qu'après 0,03 s, le taux de refroidissement atteint environ 200 K/s dans cette zone, restant quasiment nul ailleurs. Le refroidissement s'accélère en $r = 8$ mm à partir de 0,1 s ce qui témoigne du déplacement du front de mouillage qui atteint cette position suite à l'agrandissement de la zone mouillée. Le taux maximal est alors atteint en zone d'impact (800 K/s). Ces données montrent également que durant les 2 premières secondes, la zone située à 20 mm du point d'impact est recouverte d'un film de vapeur, comme en témoigne le très faible taux de refroidissement mesuré. On note également que l'augmentation du taux de refroidissement provoquée par le passage du front de mouillage est moins importante à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact.

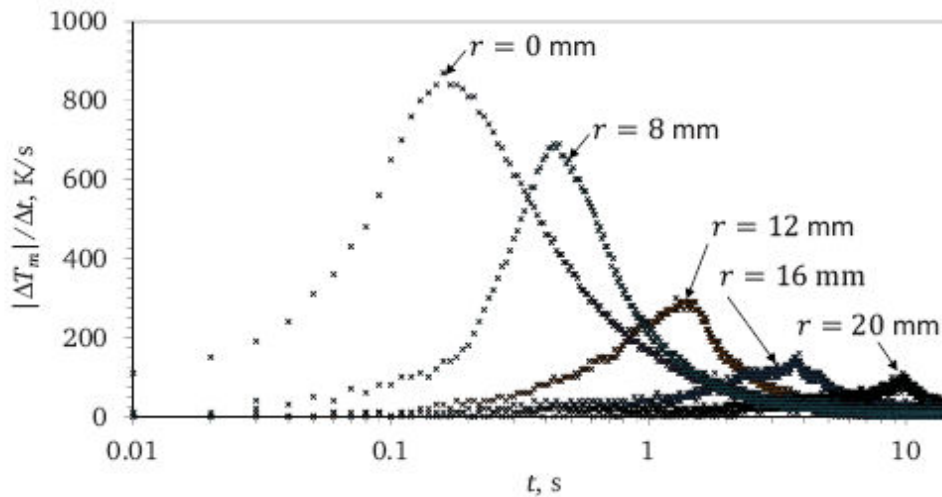


Fig. 2.12 Evolution temporelle du taux de refroidissement à différentes positions radiale sur la surface, d'après [7] - $V_j = 2 \text{ m/s}$ $\Delta T_{sub} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$

Ces courbes prouvent que, selon la position radiale sur la paroi, la durée de refroidissement varie considérablement. En effet dans la zone de stagnation, à $r = 0 \text{ mm}$, la chute de température est beaucoup plus prononcée et rapide que pour la position radiale $r = 20 \text{ mm}$ (le rapport des taux de refroidissement est d'environ 9). Karwa a également confirmé les observations d'Hammad et al. [18] en démontrant que la position du maximum de flux (r_{MHF}) était toujours située légèrement en amont du front de remouillage (r_w), soit toujours dans la zone mouillée et ceci pour des mesures effectuées à différents sous-refroidissement et différentes vitesses de jet (Figure 2.13). Les observations photographiques apparaissant sur la Figure 2.14 montrent qu'avant d'atteindre le maximum de flux, le régime de transfert de chaleur est un régime d'ébullition de transition puis qu'ensuite se déclenche un régime d'ébullition nucléée. Ces observations ont été synthétisées sur le schéma Figure. 2.15.

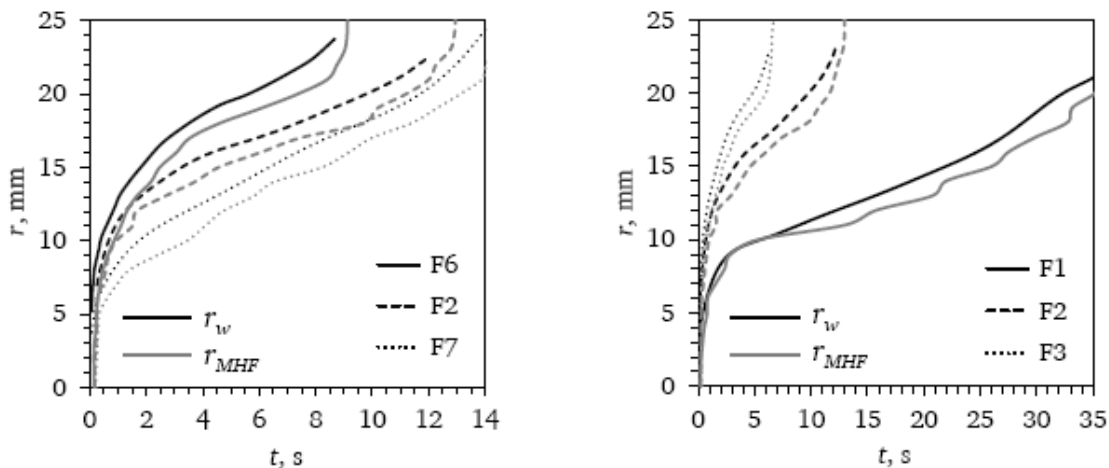


Fig. 2.13.a Evolution de la position radiale du front de mouillage et du maximum de flux pour différentes configurations d'expériences ; F1 : F2 : F3 : F6 : F7 : d'après [7]

Experiment #	T_I (°C)		T_L (°C)	v_J (m/s)	d_J (mm)	$\dot{m}_J$ kg/(m ² · s)	Re_J
	$T_{I,avg}$	σ_{T_I}					
F1	890.0	5.05	25.8	2.5	2.738	7.5	7803
F2	895.2	3.16	25.9	5.1	2.943	17.67	17145
F3	891.5	1.8	25.2	7.5	2.974	26.54	25127
F4	895.0	3.22	25.3	9.75	2.985	34.75	32871
F5	885	3.12	12	2.5	2.728	7.5	5544
F6	893.2	3.5	13	4.77	2.93	16.43	11654
F7	901.5	2.58	39.9	5.2	2.945	18.05	23661

Fig. 2.13.b Paramètres opératoires adoptée pour les différentes expériences de Karwa, [7]

On peut noter que le régime de convection monophasique en zone A sur la Figure 2.15, n'apparaît probablement pas en début de refroidissement comme pourrait le laisser penser le schéma.

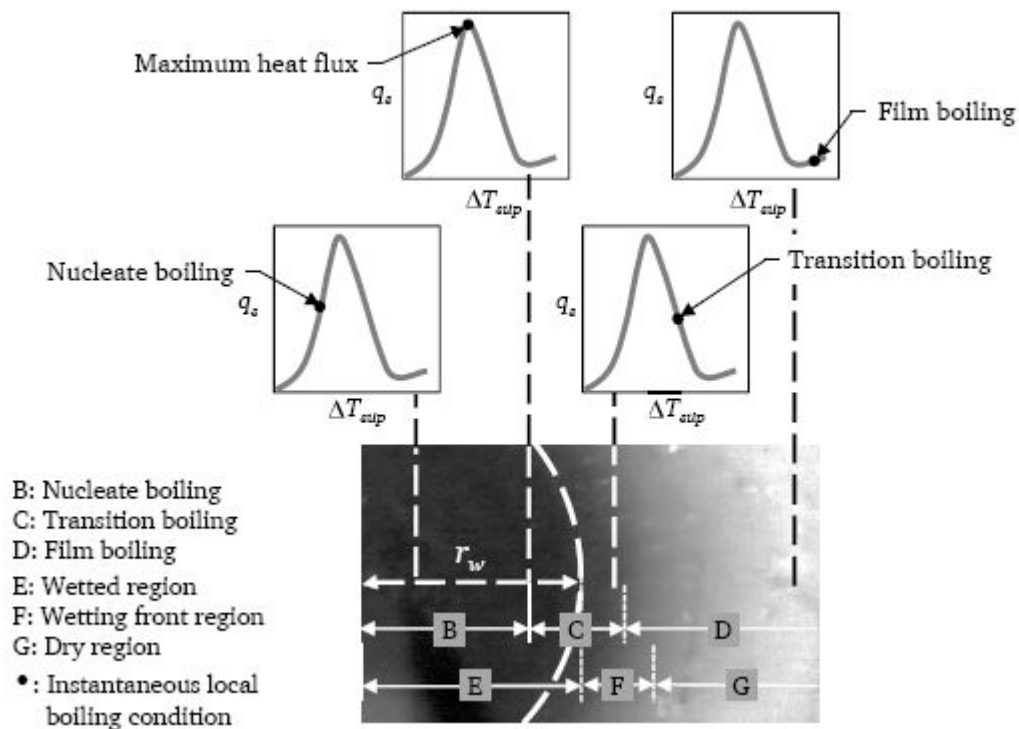


Fig. 2.14 Vue à un instant t du dessus de la surface d'une plaque refroidie par un jet – identification des différents modes de transfert de chaleur, d'après [7]

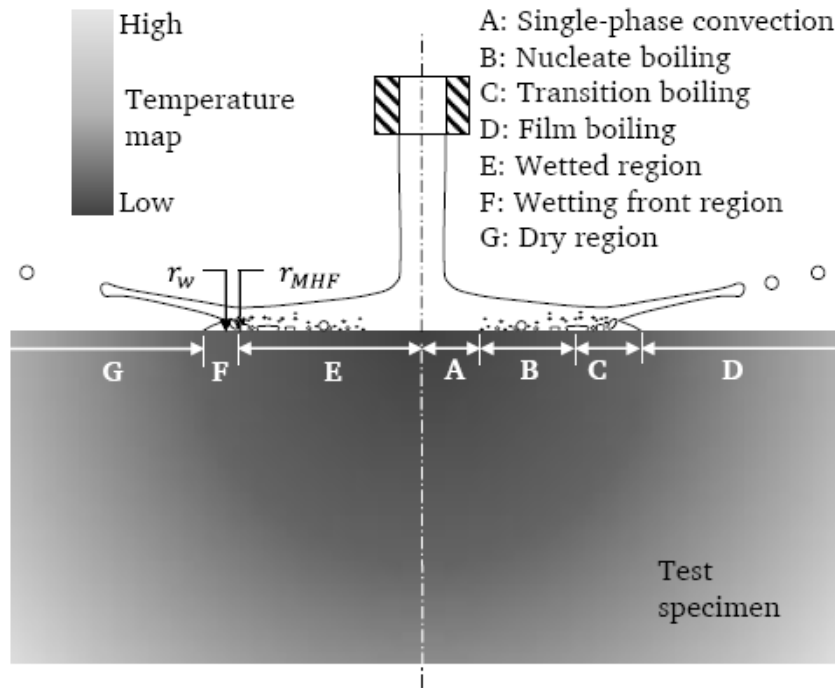


Fig. 2.15 Schématisation du refroidissement d'une plaque par un jet impactant montrant l'ébullition dans la région mouillée et la déviation du liquide au-delà du front de mouillage, d'après [7]

Plusieurs auteurs ont également constaté que le maximum de flux diminue et est obtenu à des températures de surface plus faibles à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact comme on le voit sur la Figure 2.16. Karwa [7] explique cela par la diminution du sous-refroidissement et de la vitesse du jet à mesure que l'on s'éloigne de la zone d'impact. De manière plus générale, les densités de flux échangées du régime d'ébullition nucléée pleinement développée jusqu'au régime d'ébullition de transition diminuent et se décalent vers des températures de paroi plus faibles à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact [2],[7],[3],[10],[26]

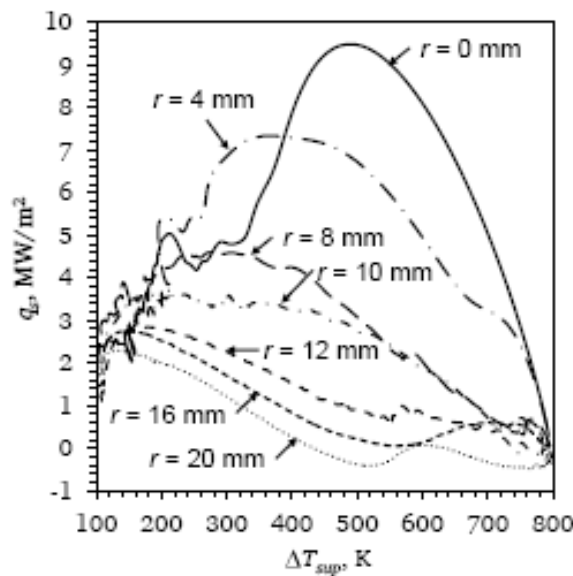


Fig. 2.16 Evolution des courbes d'ébullition pour différentes positions radiale sur la paroi, d'après [7]

iii. Influence paramétrique

Plusieurs auteurs ont mis en évidence l'influence considérable de nombreux paramètres sur le transfert de chaleur. On se propose ici de détailler les principaux.

* Sous refroidissement

Le sous-refroidissement ΔT_{sub} , différence entre la température de saturation et la température du fluide de refroidissement (à pression équivalente), est un paramètre de contrôle qui influence beaucoup les transferts thermiques. Cette influence a été mise en avant par de nombreux auteurs [2], [3], [10]. Ils ont observé un effet du sous-refroidissement sur tous les régimes excepté l'ébullition nucléée (Figure 2.17). Pour Robidou, l'augmentation du sous-refroidissement retarde l'apparition des bulles en paroi (lorsque celle-ci est chauffée progressivement) car la mise en place de la couche limite thermique nécessite alors une plus grande surchauffe. **Le flux extrait au point d'impact augmente avec le sous-refroidissement.** Pour Robidou cela pourrait être dû à une augmentation de la fréquence d'émission des bulles en paroi lorsque le sous-refroidissement augmente.

Le premier minimum est décalé vers des températures légèrement inférieures lorsque le sous-refroidissement augmente. La température du premier minimum correspond au début de la fragmentation des bulles, celles-ci atteignant un rayon supérieur au rayon critique selon Seiler [27] dont nous avons donné l'expression Eq. 2.

Le coefficient de Laplace, $C_L = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}$, augmentant lui-même avec le sous refroidissement

(la tension de surface augmente lorsque la température diminue), on comprend dès lors que l'interface des bulles sera déstabilisée plus rapidement lorsque le sous-refroidissement augmente.

Comme nous l'avons déjà évoqué dans ce manuscrit, le régime d'ébullition de transition est fortement marqué par l'augmentation du sous-refroidissement. Les flux échangés seront beaucoup plus importants dans ce cas, allant même jusqu'à nettement dépasser la valeur de flux critique.

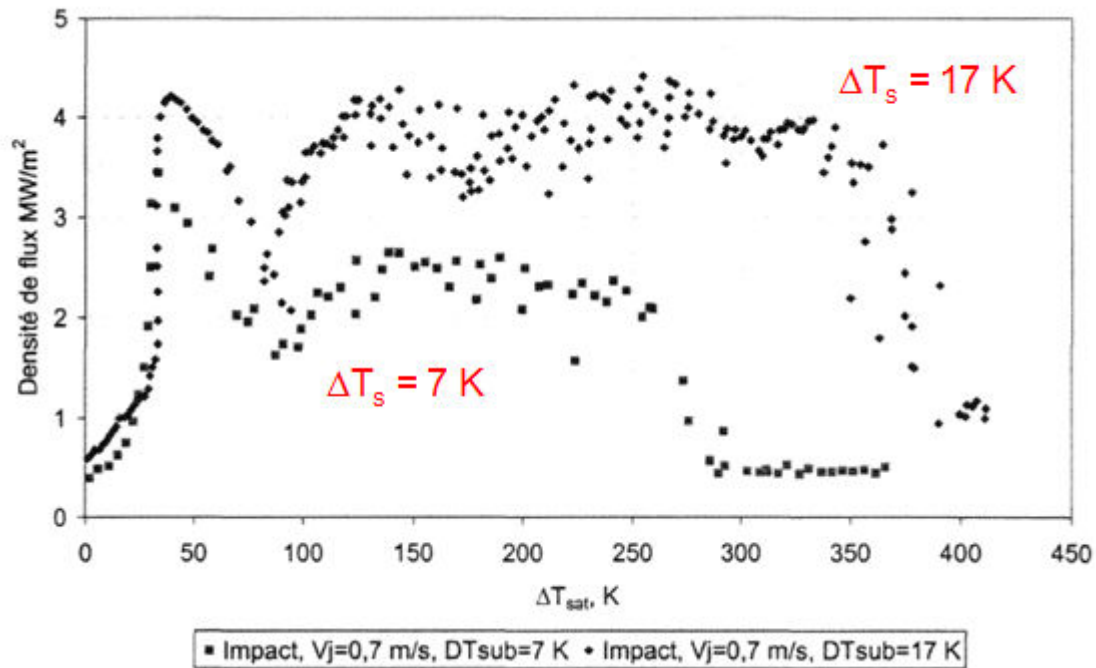


Fig. 2.17 Influence du sous refroidissement, d'après [6]

Dans le régime d'ébullition en film, l'augmentation du sous refroidissement entraîne une diminution de l'épaisseur de la couche de vapeur provoquant ainsi une diminution de la résistance thermique de la vapeur [3]. Le flux extrait sera donc plus grand pour des sous refroidissements plus élevés. La température de remouillage (point de Leidenfrost) augmente aussi avec le sous refroidissement.

Dans le cas d'un refroidissement transitoire, de nombreux auteurs ont également mis en avant l'influence du sous-refroidissement sur les courbes d'ébullition. Ishigai [10] n'observe un plateau de flux que pour des sous refroidissements supérieurs à 15 K et son étendue augmente avec ce paramètre (Figure 2.18). Cependant lorsque le sous-refroidissement augmente et est égal à 55 K, il observe une variation très importante du flux dans le régime d'ébullition de transition et une disparition du régime d'ébullition en film.

Ces mêmes observations peuvent être faites à partir des mesures de Leocadio [12] et Karwa [7] qui ont utilisé des sous-refroidissement élevés, proches des conditions industrielles habituelles, d'environ 80 K. Karwa [7] définit à partir de ses résultats un régime de « mouillage initial » apparaissant immédiatement dans la zone de stagnation et caractérisé par une très forte augmentation du flux jusqu'au maximum de flux (Figure 2.19). Il observe que les régimes aux extrémités de la courbe d'ébullition (début de l'ébullition de transition et ébullition nucléée partielle) sont indépendants du sous refroidissement. En revanche, et conformément à d'autres auteurs, il reporte une augmentation du maximum de flux et de la température du maximum de flux avec le sous refroidissement.

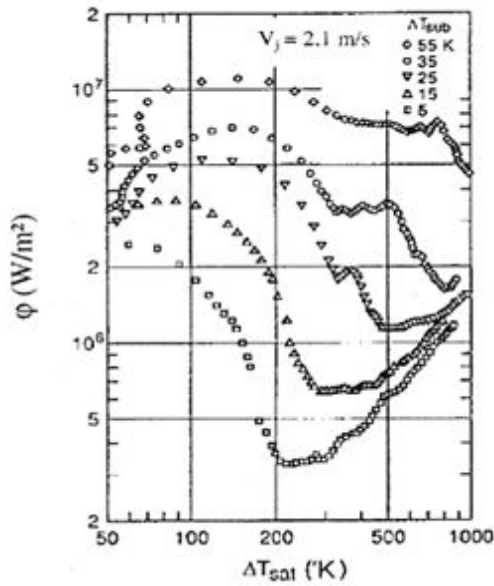


Fig.2.18 Influence du sous refroidissement au point d'impact du jet, d'après Ishigai [10]

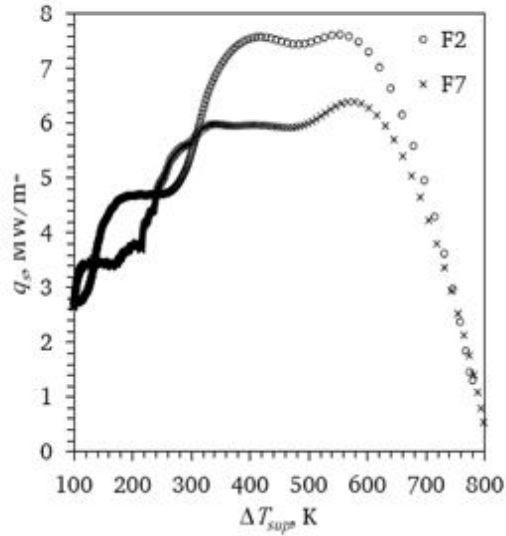


Fig.2.19 Influence du sous refroidissement au point d'impact du jet, Karwa, d'après [7] F2 : $\Delta T_{\text{sub}} = 75$ °C, F7 : $\Delta T_{\text{sub}} = 60$ °C

*Vitesse du jet

Ishigai et al. [10] montrent que la courbe d'ébullition se déplace vers des flux et des surchauffes supérieurs lorsque la vitesse augmente (Figure 2.20). Ils constatent que l'établissement du régime d'ébullition nucléée est retardé lorsque la vitesse augmente, c'est-à-dire qu'il débute à des températures de paroi et à des flux supérieurs. Dans le domaine de l'ébullition nucléée partielle, ce phénomène est probablement dû au fait que lorsque la vitesse du jet est faible, les bulles possèdent une vitesse suffisante pour traverser la couche limite thermique, tandis que lorsque la vitesse est plus élevée, elles sont transportées par le jet.

Karwa [7] montre que la vitesse de jet n'a pas d'influence aux faibles températures de paroi (ébullition nucléée partielle) tout comme aux températures plus élevées (mouillage initial/ébullition de transition) ce qui concorde avec les observations de Zhang [28]. En revanche, contrairement à la majorité des résultats de la littérature, il observe une diminution du maximum de flux au point d'impact avec l'augmentation de la vitesse de jet (Figure 2.21). Il avance comme explication la plus probable que cet effet n'est pas physique mais lié aux limites de sa méthode inverse qui sont atteintes lors de changements très rapide de température ce qui est le cas lors de l'emploi de vitesse de jet très élevées. La résolution spatiale devient alors faible et ne permet plus de détecter correctement les changements de températures ce qui entraînerait la sous-estimation du maximum de flux.

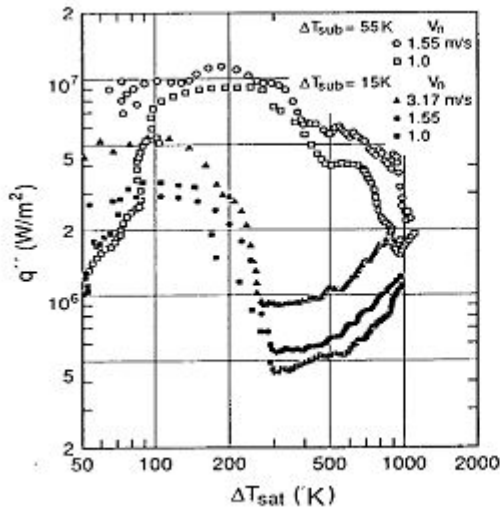


Fig.2.20 Influence de la vitesse du jet, [3]

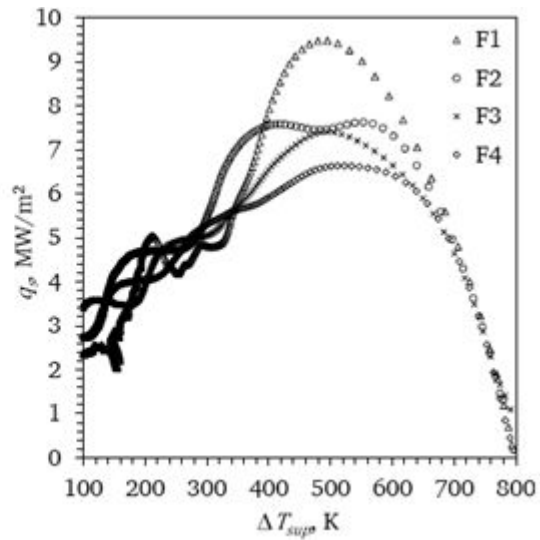


Fig.2.21 Influence de la vitesse du jet, [7]

Pour Karwa [7], la température de remouillage dépend de la vitesse du jet. Il explique que la largeur du film liquide en surface dépend du taux d'évaporation et de la reconstitution de la couche liquide. Une augmentation de la vitesse du jet conduit à augmenter le taux de reconstitution de la couche liquide ce qui a pour effet d'augmenter la largeur du front de remouillage et donc la température au niveau de l'interface externe, qui correspond à la température de remouillage.

* Température initiale

Leocadio [17] et plus récemment Karwa [7] ont tout deux mis en évidence expérimentalement l'influence considérable de la température initiale de la paroi refroidie T_i sur le maximum de flux échangé durant le refroidissement. En effet comme on peut le voir sur les Figures 2.22 et 2.23, un écart de 100 °C sur la température initiale entraîne une variation de 0,5 à 1 MW sur le maximum de flux enregistré et un décalage également sur la température à laquelle se produit ce maximum. On remarque que malgré la différence de température initiale, la pente de la courbe d'ébullition dans le régime de transition est la même, seul le maximum diffère. Les courbes se rejoignent pour des températures inférieures aux maxima de flux.

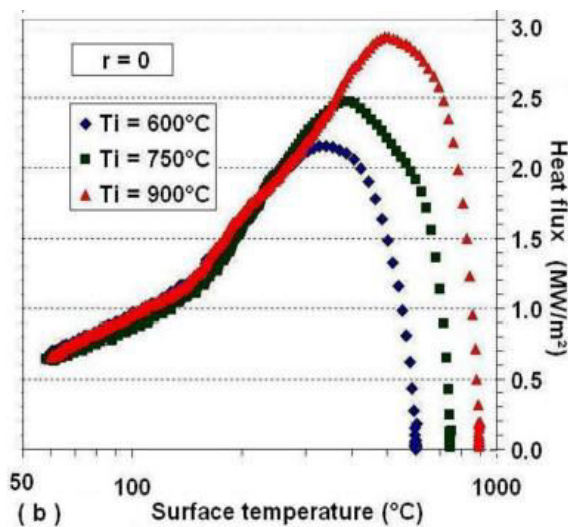


Fig.2.22 Influence de la température initiale, d'après [17]

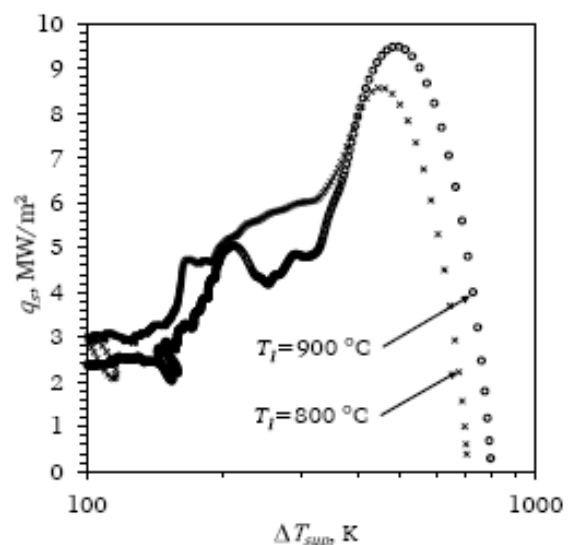


Fig.2.23 Influence de la température initiale, d'après [7]

b. Cas d'une surface mobile

i. Considérations hydrodynamiques

Gradeck et al. [29] ont étudié le phénomène de ressaut hydraulique en effectuant des visualisations de l'impact d'un jet d'eau libre circulaire sur une plaque en mouvement pour différents rapports de vitesse r^* (Figure 2.24). On rappelle que $r^* = V_s/V_j$ (V_s est la vitesse de la paroi et V_j la vitesse du jet). Contrairement à la configuration de la paroi statique, pour laquelle l'étalement du jet se fait de façon symétrique, l'étude a montré qu'un ressaut se formait en amont (vis-à-vis du mouvement de la bande) du point d'impact du jet, et que sa position et son rayon (pour un jet cylindrique) dépendait directement de la valeur de r^* . En amont, le fluide de surface suffisamment décéléré est entraîné par le mouvement de la bande; le fluide de surface alimente un ressaut bien visible sur la Figure 2.24 qui s'écoule latéralement au ressaut. En aval, les auteurs n'ont pas observé de matérialisation nette du ressaut, puisque le mouvement de la bande et l'écoulement du jet sont orientés dans la même direction.

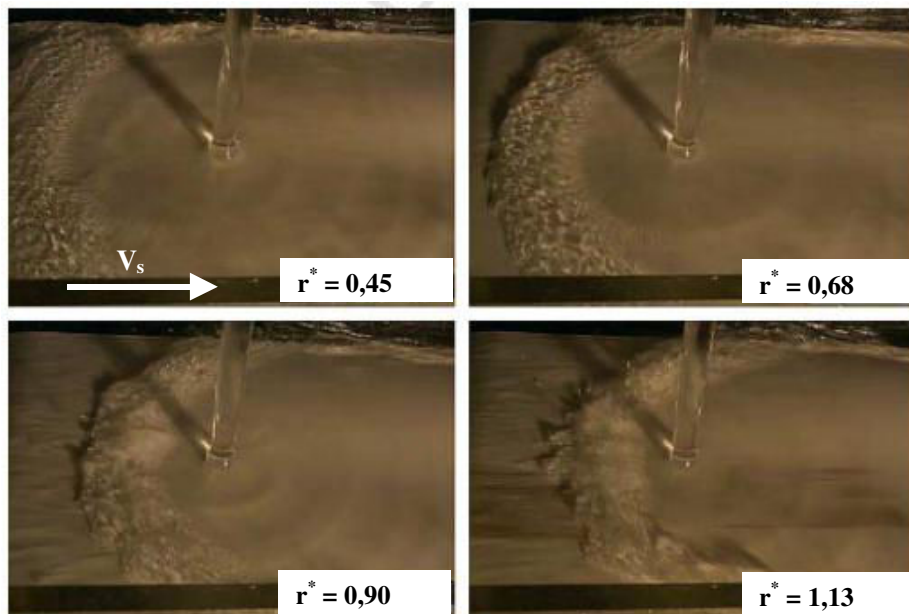


Fig. 2.24 Visualisation du ressaut hydraulique pour différents rapports r^* , d'après [29]

ii. Transfert de chaleur

Kouachi [3] a mis en évidence dans le cas du refroidissement d'un cylindre tournant par un jet d'eau plan, le déplacement de la zone de refroidissement (zone sur laquelle les flux échangés sont non nuls) en fonction du régime de transfert thermique apparaissant en paroi. Il a notamment montré qu'au début du refroidissement, en régime de film, la zone de refroidissement se trouve en aval du jet puis progresse légèrement vers l'amont au cours du régime de transition.

Dans le régime d'ébullition nucléée cette zone s'étale plus largement de part et d'autre du jet mais reste tout de même plus prononcée en aval. On note en effet sur la Figure 2.25 que la maximum du flux critique mesuré par Kouachi se trouve à $x = 45,8$ mm de l'impact (soit $x^* = 11,45$, x^* étant la distance à la paroi adimensionnée par la largeur du jet).

Enfin dans le régime de convection forcée, la zone de refroidissement s'étale cette fois davantage en amont du jet, certainement sous l'effet du ressaut hydraulique. Le maximum du coefficient

d'échange coïncide en effet avec la position du ressaut hydraulique et plus la vitesse augmente, plus cette position se rapproche du point d'impact.

Kouachi a également mis en évidence la dissymétrie du transfert thermique de part et d'autre de la position correspondant au maximum de flux critique comme on le voit sur la Figure 2.26.

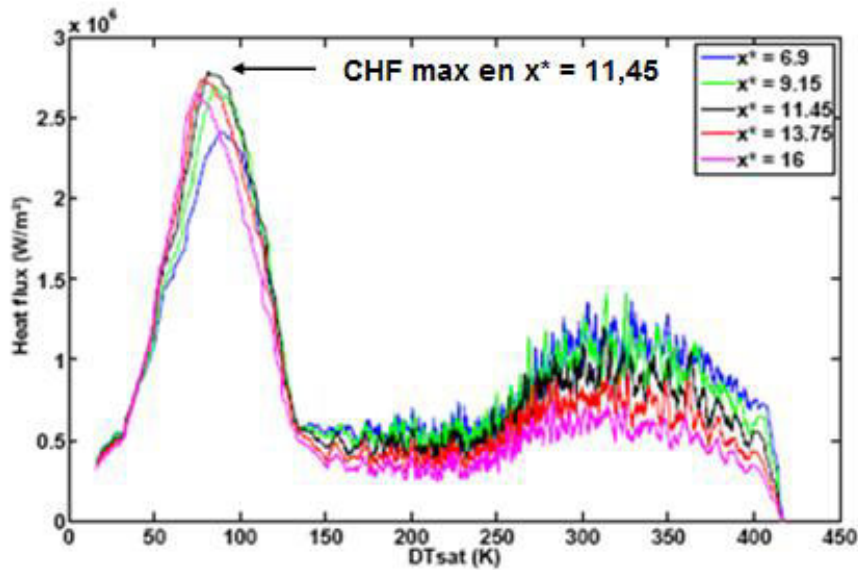


Fig. 2.25 Dissymétrie du transfert de chaleur en amont et aval du maximum du CHF atteint pour la position $x = 45,8$ mm, $r^* = 1.25$ – $\Delta T_{\text{sub}} = 34$ K – $V_j = 1.06$ m/s [3]

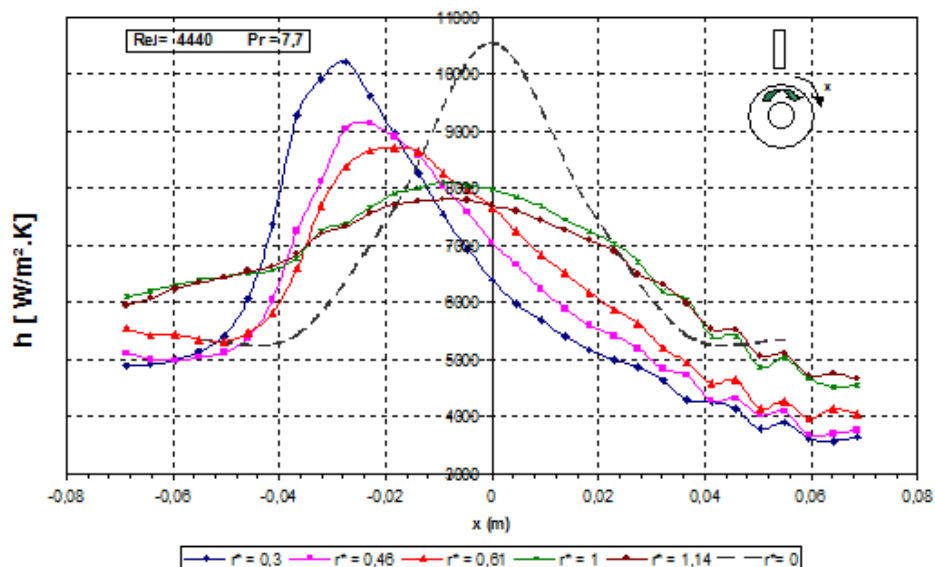


Fig. 2.26 Dissymétrie du transfert de chaleur dans le régime de convection forcée dans le cas d'une surface en mouvement, $\Delta T_{\text{sub}} = 83$ K – $V_j = 1,2$ m/s [3]

iii. Influence paramétrique

* sous-refroidissement

L'influence du sous refroidissement dans le cas d'une surface mobile est la même que celle observée dans le cas d'une surface statique : le sous-refroidissement déplace les courbes

d'ébullitions vers des flux de chaleur et des surchauffes plus importants comme le montre la Figure 2.27.

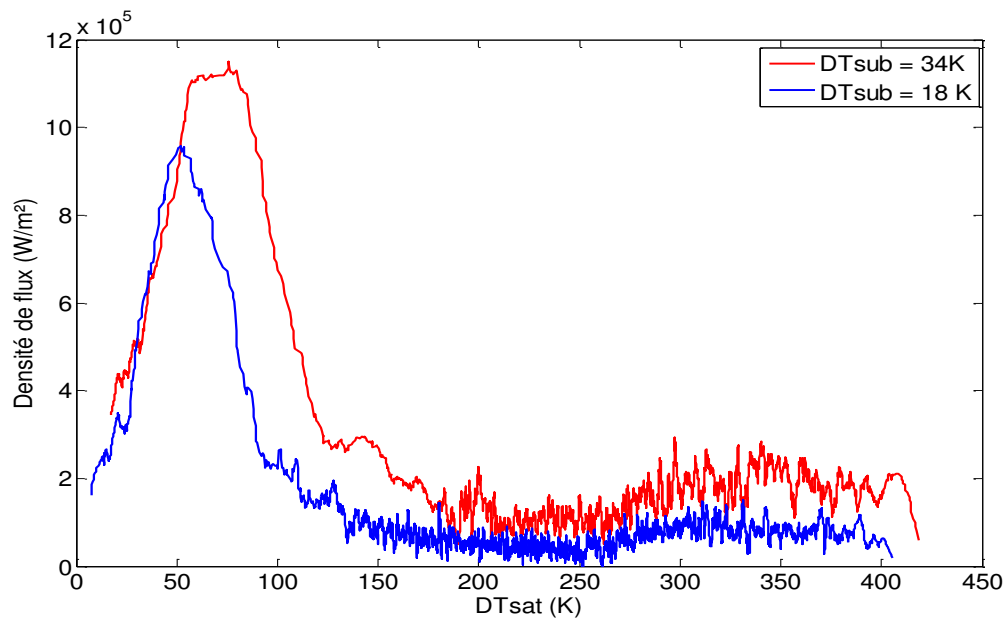


Fig 2.27 Influence du sous refroidissement dans le cas d'une surface mobile, d'après [30]

rapport des vitesses r^

Gradeck et al. [28] ont également étudié l'effet du rapport des vitesses r^* , pour une gamme de variation entre 0,5 et 1,25, sur les transferts de chaleur, en faisant varier la vitesse de déplacement de la surface à V_j constant. Comme le montre la Figure 2.28, une augmentation de la vitesse de la paroi entraîne une diminution globale des flux sur toute la courbe d'ébullition. Seul le régime d'ébullition nucléée n'est quasiment pas affecté par cette variation. Le flux critique (CHF) décroît fortement lorsque la vitesse de la surface augmente (r^* augmente). Dans le régime d'ébullition en film, l'hydrodynamique du jet semble modifier l'épaisseur du film de vapeur. De fortes fluctuations de transfert de chaleur sont observées dans ce régime, probablement liées au remouillage instable de la paroi.

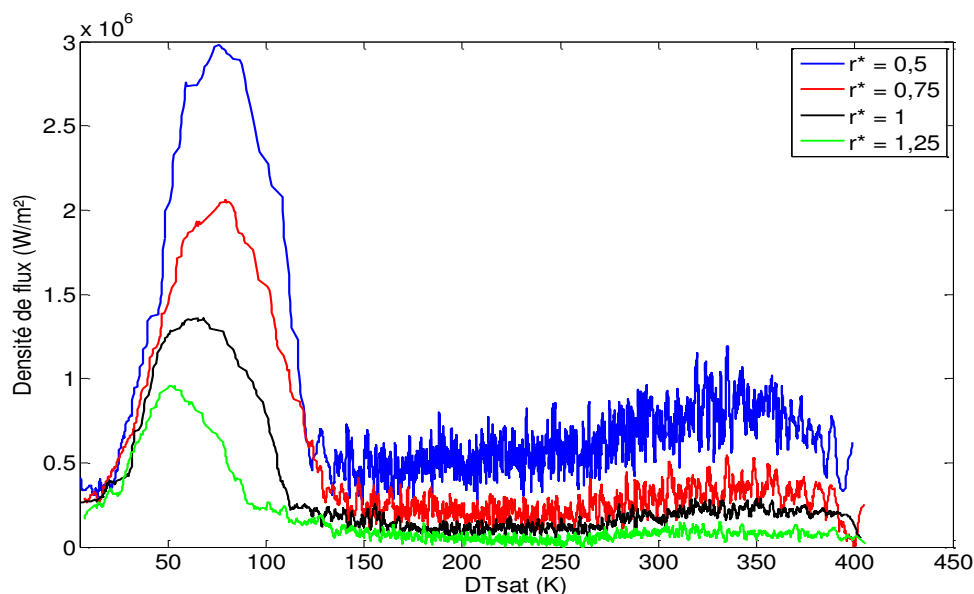


Fig. 2.28 Influence du rapport $r^*=V_s/V_j$, d'après [28]

c. Synthèse des corrélations existantes pour les différents régimes d'ébullition

Au fil des études, plusieurs corrélations ont été établies pour chacun des régimes, en prenant en compte l'influence de plusieurs paramètres opératoires tels que le sous-refroidissement et la vitesse de jet. Ces corrélations expriment soit le coefficient de transfert (ou le nombre de Nusselt) soit la densité de flux pariétale.

i. Régime de convection forcée monophasique

Les corrélations pour le régime de convection forcée monophasique sont en général écrites sous forme adimensionnelle en exprimant le nombre de Nusselt par :

$$Nu = C Re^m Pr^n$$

- le Nusselt Nu est un nombre adimensionnel représentant le rapport entre le transfert thermique total et le transfert que l'on aurait par simple conduction,
- le Reynold Re est un nombre adimensionnel représentant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses,
- le Prandtl Pr est un nombre adimensionnel représentant le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique.

Plusieurs auteurs ont proposé des valeurs pour les coefficients C , m et n en fonction de la géométrie du jet, de la surface d'impact et du régime d'écoulement. Les tableaux 2.1.a et 2.1.b recensent ces valeurs dans le cas d'un jet plan impactant une surface statique. Connaissant le Nusselt nous pouvons alors déterminer le coefficient de transfert thermique associé.

Auteurs	C	m	n	Plage de Re	Géométrie
Bartoli et al. [31]	0,037	0,8	0,4	> 5000	- Jet : plan 3x100 mm ² - Surf. : Acier inox, $\phi = 3$ mm
Robidou [6]	0,31	0,61	0,4	1700 - 2700	- Jet : plan 1x9 mm ² - Surf. : Ni, 80x10 mm ²
Vader [9]	0,28	0,58	0,4	$2 \cdot 10^4$ - $9 \cdot 10^4$	- Jet : plan - Surf : AISI 304, 119x37,5 mm ²
Wolf [5]	0,202	0,62	0,4	$3 \cdot 10^4$ - $6 \cdot 10^4$	- Jet : plan : 10x105 mm ² - Surf : Alliage Ni-Cr-W-Mo, 260x37,5 mm ²

Tab. 2.1.a Corrélations au point d'impact

Auteurs	C	m	n	Plage de Re
Robidou [6]	0,81	0,53	0,4	5000 - 6000
Vader [9]	0,89	0,48	0,4	100 - 1000

Tab. 2.1.b Corrélations dans la zone d'écoulement

ii. régime d'ébullition nucléée

Inada et al. [32] ont proposé une corrélation au point d'impact pour le flux en régime d'ébullition naissante, lors du refroidissement par un jet d'eau plan sous-refroidi :

$$\phi = 1,40 \times V_n^{0,56} \quad [\text{MW/m}^2] \quad \text{Eq. 4}$$

Avec $1,1 \text{ m/s} < V_n < 15,3 \text{ m/s}$ la vitesse du jet au point d'impact, en prenant donc en compte l'accélération du jet depuis la sortie de buse jusqu'à la paroi ; $85 \text{ K} < \Delta T_{\text{sub}} < 108 \text{ K}$ (T_{sat} calculée à la pression au point d'impact du jet)

Wolf et al. [5] ont proposé une corrélation pour le régime d'ébullition nucléée pour une gamme de faible surchauffe $\Delta T_{\text{sat}} = [23\text{K}-50\text{K}]$:

$$\phi = 63,7 \times \Delta T_{\text{sat}}^{2,96} \quad [\text{W/m}^2] \quad \text{Eq. 5}$$

Cette corrélation semble montrer qu'en régime d'ébullition nucléée, le transfert de chaleur ne dépend ni des effets hydrodynamiques, ni du sous-refroidissement.

Ishigai et al. [10] ont également montré que le régime d'ébullition nucléée pleinement développée était indépendant du sous refroidissement ($50 \text{ K} < \Delta T_{\text{sub}} < 70 \text{ K}$) au point d'impact d'un jet plan avec $V_j = 2,1 \text{ m/s}$.

Gradeck et al. [26] ont confirmé ces résultats à partir d'expériences de refroidissement d'une surface statique ou mobile et ont proposé pour le régime d'ébullition nucléée pleinement développée les expressions suivantes selon la position :

$$\phi = 2,46 \times \Delta T_{\text{sat}}^{1,64} \quad \text{au point d'impact} \quad \text{Eq. 6}$$

$$\phi = 95,7 \times \Delta T_{\text{sat}}^{2,34} \quad \text{en zone d'écoulement (mobile)} \quad \text{Eq. 7}$$

[W/m²]

Les corrélations de Gradeck prédisent une densité de flux échangés dans le régime d'ébullition nucléée beaucoup moins importante que celles des autres auteurs comme le montre la Fig. 2.29 comparant ces corrélations sur leurs gammes de surchauffes respectives.

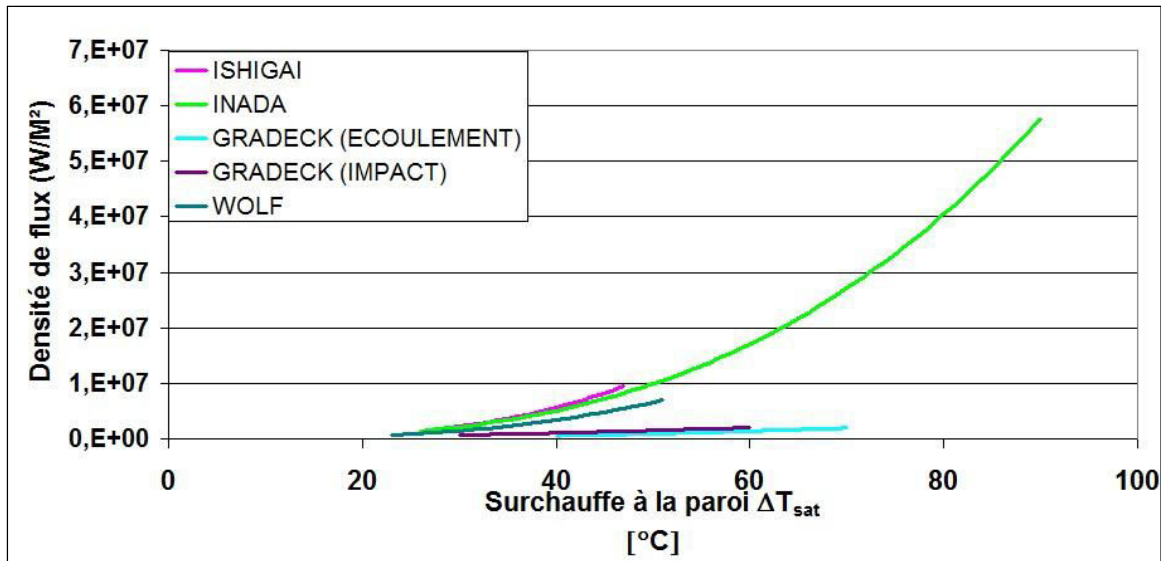


Fig. 2.29 Comparaisons des corrélations établies dans le régime d'ébullition nucléée

Récemment Karwa [7] a confirmé les résultats de Gradeck. Il a ainsi montré que la densité de flux pariétal en régime d'ébullition nucléée mesurée expérimentalement pour des conditions transitoires ($\Delta T_{\text{sub}} = 75\text{K}$, $V_j = 2,5 \text{ m/s}$) différait nettement des valeurs calculées par les corrélations

de Miyasaka [32] et Monde et Katto [33], établies dans des conditions de mesures stationnaires. On remarque sur la Figure 2.31 que la pente obtenue par Karwa [7] est beaucoup plus faible que celles obtenues à partir de corrélations. Aux faibles surchauffes on note également que les données de Karwa [7] varient considérablement en raison du bruit de mesure.

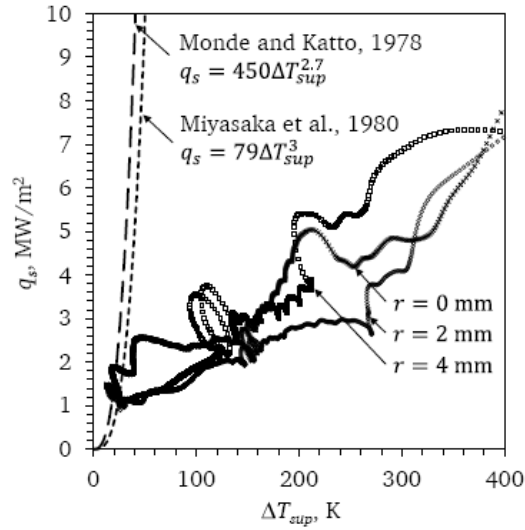


Fig. 2.30 Corrélation de Karwa [7] comparée avec [32] et [33]

iii. Densité de flux critique

* Zone d'impact

Kouachi [3] a établi par régression la corrélation suivante pour le flux critique s'appliquant au cas statique dans la zone d'impact :

$$\varphi_{CHF} = 0,186 h_{lv} \rho_v \left(1 + 0,86 V_n^{0,38}\right) \left(1 + 0,328 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,56} \left(\frac{c_{pl} \Delta T_{sub}}{h_{lv}}\right)\right) \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right)^{0,25} \quad \text{Eq. 8}$$

φ_{CHF} en W/m^2 , $\sigma = 0,073 N.m^{-1}$, V_n la vitesse du jet au point d'impact en m/s

h_{lv} est l'enthalpie massique de vaporisation en J/kg

V_j est la vitesse du jet

Qiu et Liu [34] se sont également intéressés à l'effet du sous refroidissement sur la densité de flux critique dans la zone de stagnation. Ils ont travaillé dans la gamme de paramètres suivante : vitesse du jet en sortie de buse (m/s) : $0,5 m/s < V_j < 6 m/s$; diamètre du jet (mm) : $3 < d < 12$; sous refroidissement ($^{\circ}C$) : $15 < \Delta T_{sub} < 80$

Ils ont établi la corrélation suivante :

$$\varphi_{CHF} = \varphi_{s,CHF,sat} \left(1 + \frac{11,82 \cdot c_{pl} \cdot \Delta T_{sub}}{h_{fg}}\right) \quad \text{Eq. 9}$$

avec $\varphi_{s,CHF,sat}$ la densité de flux critique en zone de stagnation pour un jet d'eau à une température proche de la température de saturation ($\Delta T_s=0$) à pression atmosphérique calculé d'après Liu et Zhu [35] par :

$$\varphi_{s,CHF,sat} = \dot{m}_j h_{fg} 0,132 \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma^* \rho_L}{\dot{m}_j^2 d_N} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_v}{\rho_L} \right)^{1,4/3} \quad \text{Eq. 10}$$

Qiu et Liu [34] ont noté un bon accord entre leur corrélation et les mesures provenant d'expériences en stationnaire dans le cas d'un jet plan.

*Zone d'écoulement

Dans la zone d'écoulement, la corrélation la plus utilisée est celle de Monde [36] qui est corrigée par un facteur tenant compte de la sous saturation du jet

$$\varphi_{CHF} = 0,221 h_{lv} \rho_v V_n \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,645} \left(\frac{\rho_l V_n^2 (2x - d_n)}{2\sigma} \right)^{-0,343} \left(1 + \frac{2x}{D_n} \right)^{-0,364} \left(1 + 0,952 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,118} \left(\frac{c_{pl} \Delta T_{sub}}{h_{lv}} \right)^{1,414} \right) \quad \text{Eq. 11}$$

avec φ_{CHF} en W/m²

*Cas d'une surface mobile

Gradeck et al. [26] ont également proposé des corrélations s'appliquant au cas du refroidissement d'une surface en mouvement. Puisque dans cette configuration, le maximum de flux n'est pas centré sous l'axe du jet, ils proposent une expression pour prédire l'abscisse de ce maximum et deux expressions pour calculer les valeurs de la densité de flux en amont et en aval du maximum.

$$\frac{x_{CHF,max}}{d} = 1,0015 We^{-0,202} Ja^{-0,579} \left(\frac{V_s}{V_n} \right)^{0,794} \left(\frac{H}{d} \right)^{-0,209} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-0,247} \left(\frac{h_{lv}}{V_n^2} \right)^{-0,134} \quad \text{Eq. 12}$$

$$x < x_{CHF,max} :$$

$$\varphi_{CHF} = 0,186 h_{lv} \rho_v \left(1 + 0,86 V_n^{0,38} \right) \left(1 + 0,328 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,56} Ja \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{0,25} \left(1 + \frac{x}{d} \right)^{0,317} (1 + r^*)^{-1,926} \right)$$

$$x > x_{CHF,max} :$$

Eq. 13

$$\varphi_{CHF} = 0,186 h_{lv} \rho_v \left(1 + 0,86 V_n^{0,38} \right) \left(1 + 0,328 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,56} Ja \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{0,25} \left(1 + \frac{x}{d} \right)^{-0,0486} (1 + r^*)^{-0,83} \right)$$

avec φ_{CHF} : [W/m²] ; V_n : 0,32-0,69 m/s ; ΔT_{sub} = 18-50 °C et $r^*=0,5-1,25$; Ja le nombre de Jacobs Eq. 14

iv. Régime d'ébullition de transition

Le régime d'ébullition de transition est caractérisé par l'apparition d'un plateau de flux, dans le cas où la surface impactée est statique ou à très faible vitesse, et pour des gammes de sous refroidissement assez faibles. Le flux extrait au niveau de ce plateau dépend de la vitesse du jet

ainsi que du sous refroidissement. Les fluctuations de flux observées au niveau du plateau sont d'autant plus importantes que le sous refroidissement est élevé. Robidou [6] a proposé la corrélation suivante :

$$\varphi = 5,46.10^6 V_j \Delta T_{sub}^{0,83} \quad \text{Eq. 15}$$

avec : φ [W/m²]

Gradeck [30] observe que cette corrélation surestime énormément ses mesures issues d'expérimentations dans des conditions transitoires.

Seiler [27] a établi la corrélation suivante :

$$\varphi = 0,15 \rho_l C_p \Delta T_{sub} \left(\sigma \frac{V_j^2}{2l} \right)^{0,25} (\rho_l - \rho_v)^{-0,25} \quad \text{Eq. 16}$$

avec : φ [W/m²]

v. Température de remouillage et flux associé

Ishigai et al. [10] proposent la formulation suivante pour définir le minimum de densité de flux dans le cas d'un jet plan :

$$\varphi = 5,4.10^4 (1 + 0,527 \Delta T_{sub}) V_j^{0,607} \quad \text{Eq. 17}$$

avec $1 \text{ m/s} < V_j < 3,17 \text{ m/s}$; $5 \text{ K} < \Delta T_{sub} < 55 \text{ K}$

Plus récemment, Karwa [7] a développé des corrélations s'appliquant sous le jet et permettant de déterminer la température du point de Leidenfrost, appelé encore point de remouillage, pour les cas d'un jet plan et d'un jet circulaire :

$$T_{LFP} = 0,7 \left(\frac{\lambda_l}{\lambda_v} \right) \left(\frac{\delta_v}{w} \right) \text{Pr}_l^{1/2} \text{Re}^{1/2} \Delta T_{sub} + T_{sat} \quad (\text{Jet plan}) \quad \text{Eq. 18}$$

$$T_{LFP} = 1,6 \left(\frac{\lambda_l}{\lambda_v} \right) \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right) \text{Pr}_l^{1/2} \text{Re}^{1/2} \Delta T_{sub} + T_{sat} \quad (\text{Jet circulaire}) \quad \text{Eq. 19}$$

w est la largeur du jet juste avant l'impact et δ_v l'épaisseur du film de vapeur.

La corrélation en jet plan nous paraît difficilement utilisable dans notre démarche de modélisation car elle requiert de connaître l'épaisseur du film de vapeur en tant que fermeture, ce qui nécessiterait des mesures difficilement accessibles. Nous utiliserons donc la corrélation établie pour le jet circulaire. Cette corrélation n'a pas été établie à partir de mesures expérimentales, mais résulte d'une modélisation que Karwa [7] n'a pu valider par manque de données expérimentales.

Comme on le constate dans l'équation 20, Karwa [7] ne tient pas compte de l'hydrodynamique du jet dans sa corrélation contrairement à Seiler-Marie [27] qui a proposé les corrélations suivantes pour la température de remouillage et la densité de flux associé :

$$T_{LFP} = T_{sat} + 10^{-5} \frac{\rho_v^{5/6}}{\lambda_v} \frac{(\gamma_{tot}\sigma)^{5/12} \rho_l^{1/4}}{(\rho_l - \rho_v)^{1/6} P^{1/3}} h_{lv} \left(1 + \frac{0,075\rho_l}{\rho_v} Ja \right) \quad \text{Eq. 20}$$

$$\varphi_{LFP} = \rho_v^{5/6} \frac{(\gamma_{tot}\sigma)^{5/12} \rho_l^{1/4}}{(\rho_l - \rho_v)^{1/6} P^{1/3}} h_{lv} \left(1 + \frac{0,075\rho_l}{\rho_v} Ja \right) \quad \text{Eq. 21}$$

où γ_{tot} désigne l'accélération totale du jet. En revanche on peut s'interroger sur la mesure (10 microns) donnée par Seiler pour le film de vapeur. Cette hypothèse ne semble pas réaliste car cette valeur fluctue dans le temps et l'espace au cours du refroidissement. Une étude de sensibilité montre de plus que modifier cette valeur d'épaisseur d'un micron modifie la valeur du flux obtenue de plus de 50% et une modification de 5 microns entraîne une modification de près de 1000%.

Selon Liu [37] la température de remouillage dans la zone de stagnation est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta T_{LFP} = 14 \Delta T_{sub} \text{Pr}_j^{0,33} \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_v} \right) \left(\frac{\mu_v}{\mu_L} \right) \quad \text{Eq. 22}$$

Elle est associée à la densité de flux :

$$\varphi_{LFP} = \frac{0,5 \Delta T_{MFB} \lambda_v \text{Re}_j^{0,5} \text{Pr}_j^{0,166} \left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^{0,5}}{d} \quad \text{Eq. 23}$$

Robidou [6] établit la corrélation suivante au point d'impact, lors du refroidissement stationnaire d'une plaque en nickel par un jet d'eau plan libre.

$$T_{LFP} = 326 + 17,6 \Delta T_{sub}^{0,8} \quad \text{Eq. 24}$$

Cette corrélation a été établie expérimentalement pour une plage de sous-refroidissement allant de 5 °C à 19 °C.

vi. Régime d'ébullition en film

****Zone d'impact***

Liu et al. [37] proposent la relation suivante pour estimer le flux de chaleur extrait dans le régime d'ébullition en film en fonction de la surchauffe à la paroi. La constante C, a été déterminée expérimentalement égale à 2 afin de prendre en compte les effets d'onde à l'interface.

$$\varphi = C \text{Re}_j^{0,5} \text{Pr}_j^{0,166} (\lambda_l \lambda_v \Delta T_{sub} \Delta T_{sat})^{0,5} \quad \text{Eq. 25}$$

****Zone d'écoulement***

Dans la zone d'écoulement, très peu de corrélations ont été établies. Hatta et al. [25] ont proposé la corrélation suivante pour le coefficient de transfert de chaleur en ébullition en film. Elle a été établie à partir des données expérimentales de Kokado et al. [38] (Refroidissement transitoire).

$$h_{film} = 200(2420 - 21,7T_L)\Delta T_{sat}^{-0,8} \quad \text{Eq. 26}$$

avec : h_{film} : [W/m².K]

Gradeck [30] a cependant constaté que cette corrélation sous-estimait le coefficient de transfert de chaleur en comparaison des valeurs mesurées par Robidou [6] au minimum de film.

Cette analyse des différentes corrélations de la littérature nous a permis de mettre en avant une dispersion importante des résultats. Les corrélations dépendent énormément du dispositif expérimental et des conditions opératoires et initiales pour lesquelles elles ont été établies. Nous avons recensé dans le Tableau 2.2 les paramètres opératoires et les dimensions caractéristiques des principales configurations mentionnées au cours de ce chapitre. Nous avons observé des différences notables entre les résultats issus de corrélations établies dans le cadre de mesures stationnaires et celles issues de mesures transitoires. On peut également mettre en avant le fait qu'à de rares exceptions près, la majorité des corrélations a été établie à partir de configurations pour lesquelles les valeurs de vitesses et de sous-refroidissement étaient assez éloignées des conditions industrielles ce qui ne garantit par leur applicabilité à de telles conditions.

Auteurs	Expérience	Jet	Surface	Conditions opératoires
Ishigai et al. [10]	Transitoire	Plan, libre 50x6.2mm ²	(20 ou 80)x12mm ² Acier inox	$1 \leq V_j \leq 3.2 \text{ m/s}$ $5 \leq \Delta T_{sub} \leq 55 \text{ K}$
Ochi et al.	Transitoire	Circulaire, libre Ø5, 10 and 20mm	210x50mm ² Acier inox	$2 \leq V_j \leq 7 \text{ m/s}$ $5 \leq \Delta T_{sub} \leq 80 \text{ K}$
Mitsutake et al.	Transitoire	Circulaire, libre Ø2mm	largeur : 4mm épaisseur 0.1mm Acier inox ,Ni	$5 \leq V_j \leq 60 \text{ m/s}$ $0.1 \leq P \leq 1.3 \text{ MPa}$ $T_L = 20^\circ \text{C}$
Wolf [5]	Stationnaire Flux de chaleur imposé	Plan, libre 10x105mm ²	119x35.7mm ² Alliage Ni-Cr-W-Mo	$10 \leq x \leq 90 \text{ mm}$ $2 \leq V_j \leq 5 \text{ m/s}$ $\Delta T_{sub} = 50 \text{ K}$ $0.25 \leq q'' \leq 6.34 \text{ MW/m}^2$
Miyasaka et al. [32]	Stationnaire	Plan, libre 10x32mm ²	4x8mm ² Pt	$1.1 \leq V_j \leq 15.3 \text{ m/s}$ $T_L = 15^\circ \text{C}$
Robidou et al. [6]	Stationnaire Température contrôlée	Plan, libre 1x9mm ²	Plane 10x104mm ² Ni on Cu	$0.46 \leq V_n \leq 0.9 \text{ m/s}$ $5 \leq \Delta T_{sub} \leq 17 \text{ K}$
Gradeck et al [30] [26]	Transitoire	Plan, libre 4x180mm ²	Cylindre tournant Ni Ø175mm	$0.32 \leq V_n \leq 0.69 \text{ m/s}$ $0.5 \leq r^* \leq 1.25 \text{ m/s}$ $18 \leq \Delta T_{sub} \leq 50 \text{ K}$
Gradeck et al [29]	Transitoire	Circulaire, libre Ø9mm	Disque statique, Ni Ø175mm, e = 5mm	$V_j < 1.74 \text{ m/s}$ $\Delta T_{sub} = 80 \text{ K}$
Karwa et al. [7]	Transitoire	Circulaire, libre Ø3mm	Cylindre acier statique (AISI 314) Ø50mm, L = 20 mm	$T_{ini} = 900^\circ \text{C}$ $V_j = 2.5-5 \text{ m/s}$ $\Delta T_{sub} = 30-87 \text{ K}$
Mozumder et al. [19]	Transitoire	Circulaire, libre Ø15mm	Cylindre tournant acier (SUS304), Ni Ø135mm, L=150mm	$T_{ini} = 600-900^\circ \text{C}$ $Q = 6-10 \text{ l/min}$ $\Omega = 0-15-30-60 \text{ rpm}$
Leocadio et al. [17]	Transitoire	Circulaire, libre Ø10 mm	Plaque acier (AISI304) (150x150x10 mm ³)	$T_{ini} = 600-900^\circ \text{C}$ $Q = 6 \text{ l/min}$ $V_j = 10 \text{ m/s}$

Tableau 2.2 Conditions expérimentales des travaux cités

2) Etude expérimentale : effet de la vitesse de déplacement de la surface

Comme nous l'avons vu en I.2, dans de nombreux procédés industriels de trempe, le tube est en mouvement durant son refroidissement. Bien que certaines études aient commencé à s'intéresser ces dernières années à l'influence de la vitesse de déplacement de la surface sur les transferts thermiques ([3],[39]), l'influence de cette condition opératoire est encore mal comprise et notamment lorsque la vitesse de paroi est faible (faible rapport r^*). Les premières expériences que nous avons réalisées ont donc pour but de comprendre quel est l'effet d'une faible vitesse de paroi sur les transferts en ébullition.

a. Description du dispositif expérimental de trempe

Le dispositif expérimental doit permettre de simuler des situations proches de celles rencontrées industriellement sur les installations de trempe. La température des tubes en sortie des fours d'austénitisation est d'environ 1000°C, mais nous n'envisageons pas d'atteindre de tels niveaux, l'important étant de pouvoir décrire tous les régimes d'ébullition et leurs évolutions en fonction des conditions opératoires clés du procédé à savoir le sous-refroidissement de l'eau, la vitesse d'impact du jet et la vitesse de la surface. On se propose ici de décrire les caractéristiques du dispositif expérimental de trempe mis au point au LEMTA durant la thèse de Kouachi [3] et que nous avons utilisé pour nos premiers essais. Contrairement à Kouachi [3], qui n'a effectué des expériences que pour des rapports r^* assez élevées ($r^* > 0,5$), nous nous sommes intéressés à l'évolution du transfert de chaleur pour des rapports beaucoup plus proches de ceux employés industriellement.

Ce dispositif permet une détermination locale et instantanée des coefficients de transfert de chaleur produits par un jet impactant sur une surface mobile. La prédiction est obtenue grâce à des mesures de température en surface, et en calculant les flux de chaleur de refroidissement par une méthode de conduction inverse établie par Volle [40] et utilisée par Kouachi [3] lors de ses travaux.

i. Matériau

Le matériau choisi pour effectuer ces expériences est le Nickel 201, dont l'effusivité est proche de celle des aciers à haute résistance ($E = \sqrt{\rho C_p \lambda} \approx 1.4.10^4 \text{ J.K}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$ à 20°C). Outre des propriétés thermiques proches de l'acier, le Nickel 201 présente l'avantage essentiel de ne pas subir de transformations de phases à l'état solide dans la gamme de température choisie et d'être très stable chimiquement. Le tableau 2.3 donne les propriétés thermiques du Ni201 en fonction de la température.

T (°C)	λ (W/m.K)	ρ (kg/m ³)	C_p (J/kg.K)	α (10 ⁻⁶ m ² /s)	E (J/K.m ² .s ^{1/2})
0	65,04	8890,6	453,8	16,12	16198
50	62,79	8890,5	458,3	15,41	15995
100	58,92	8874,1	466,42	14,23	15616
150	57,81	8837,2	500,78	13,06	15994
200	55,68	8779,9	533,19	11,89	16144
250	53,66	8702,2	574,64	10,73	16380
300	51	8604,9	613,4	9,66	16407
350	50,26	8488,7	607,3	9,74	16096
400	49,11	8354,7	555,1	10,58	15091
450	48,8	8204,2	546,95	10,87	14797

500	48,48	8038,8	544,35	11,07	14565
550	47,43	7860,2	537,15	11,23	14151
600	47,13	7670	541,53	11,34	13991

Tab. 2.3 Principales caractéristiques thermo-physiques du Ni201

ii. Choix de la géométrie

La deuxième contrainte était de pouvoir faire varier la vitesse de translation de la surface d'impact du jet afin d'atteindre des rapports r^* proches de ceux pratiqués industriellement ($r^* \sim 0,05$). N'ayant pas les disponibilités au laboratoire pour faire défiler linéairement un tube, la géométrie la mieux adaptée pour produire une grande variété de vitesses de déplacement est un cylindre tournant. La vitesse curviligne d'un point périphérique du cylindre est donnée par $V = \Omega R_e$ (avec V la vitesse en m/s , Ω la vitesse de rotation en rad/s et R_e le rayon externe du cylindre).

iii. Appareillage

Le schéma et les photos (Figures 2.31 à 2.34) décrivent le procédé expérimental utilisé.

*Chambre d'ébullition

La chambre d'ébullition contient un cylindre creux tournant (7) en Nickel 201 (diamètre ext : 170 mm ; diamètre int : 100 mm ; longueur : 200 mm) ainsi que le jet plan impactant (5) d'épaisseur 2 mm et de longueur 180 mm. Un hublot permet la visualisation du processus d'ébullition et de la nappe produite par le jet. Des ouvertures situées à la fois sur la partie supérieure et inférieure de la chambre permettent d'évacuer la vapeur après ébullition et de récupérer la phase liquide. Le cylindre est chauffé par l'intermédiaire de 3 résistances bobinées dans un manchon interne et pouvant dissiper chacune 2000 W grâce à un autotransformateur (10). De chaque côté du cylindre sont disposées deux flasques en acier inoxydable (6) afin de l'isoler des contacteurs tournant (8) et de le centrer mécaniquement.

Lors d'une première phase de chauffage, le cylindre est déjà mis en rotation autour de son axe par souci d'homogénéisation de sa température. Une fois la température du cylindre visée atteinte, il est alors refroidi par le jet d'eau plan (5) sous refroidi, dont la température et la vitesse sont connues.

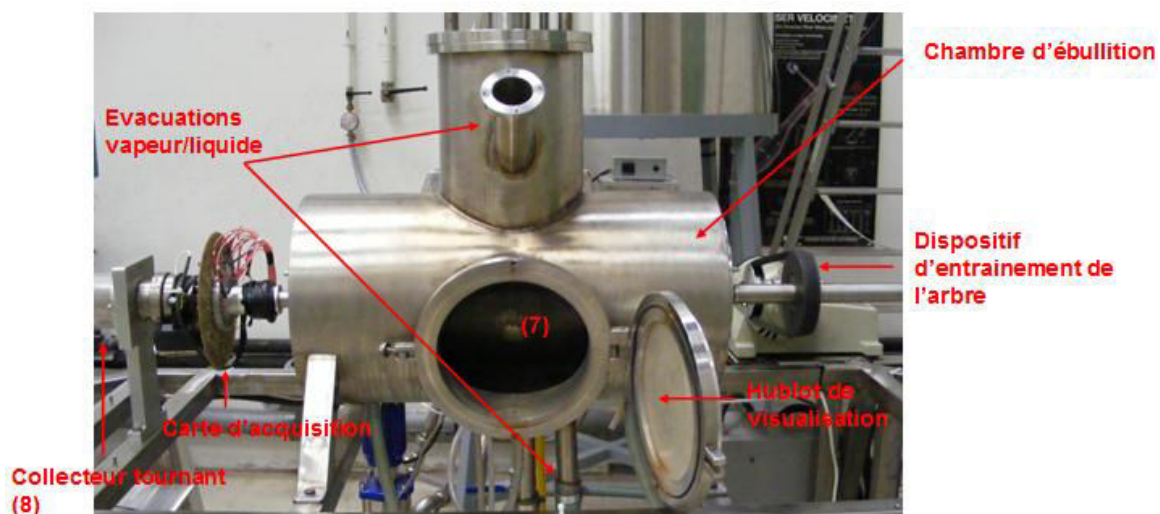


Fig. 2.31 Photo de la chambre d'ébullition et de son environnement proche

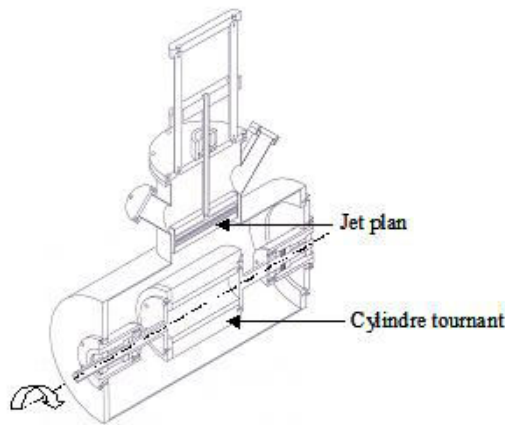


Fig 2.32 Schéma de l'intérieur de la chambre d'ébullition

**Boucle de refroidissement*

L'eau du réseau est utilisée pour le refroidissement. Celle-ci est stockée dans une cuve de capacité 255 L. L'eau est régulée en température par l'intermédiaire d'un thermoplongeur d'environ 2 kW (1). Le contrôle de la température est fait par un thermocouple de type K. Dans la boucle de refroidissement principale, l'eau sortant de la cuve impacte le cylindre après ouverture de l'électrovanne (4) commandée par un interrupteur et alimentée sous 24 volts avec un courant de 5 ampères. Une pompe (2) et un débitmètre électromagnétique (3) permettent d'ajuster et de mesurer le débit d'eau. Si l'électrovanne n'est pas actionnée l'eau est alors redirigée via un circuit fermé secondaire vers la cuve, ce qui permet d'homogénéiser sa température. Une boucle de refroidissement secondaire assure le refroidissement continu des paliers par un faible débit d'eau afin de maintenir les roulements à une température constante et à garantir l'intégrité des joints SPI.

**Instrumentation*

24 thermocouples de type N (Nicrosil – Nisil) de diamètre 0,5 mm ont été insérés en proche paroi extérieure du cylindre dans des saignées de 500 microns de profondeur avant d'être recouvertes d'un revêtement en Ni électrolytique afin d'assurer leur maintien mécanique et un bon contact thermique. Ils sont espacés régulièrement (un thermocouple tous les 15 °) sur une demi-longueur de cylindre. Ces thermocouples permettent de mesurer les variations temporelles de température en cours de chauffage puis de refroidissement. Ces signaux sont amplifiés par un amplificateur de gain puis transmis à la carte d'acquisition grâce aux collecteurs électriques tournants (8) utilisés afin de pouvoir transmettre des mesures à travers une pièce en rotation.

Un repérage de la position des thermocouples en fonction du temps est effectué par l'intermédiaire d'un capteur de position. Celui-ci délivre un signal triangulaire compris entre 0 et 10 V, pour une révolution complète. A partir de ce signal, on peut donc repérer la position angulaire de tous les thermocouples au cours du refroidissement.

27 signaux sont au total récupérés en temps réel sur un moniteur de contrôle relié à la carte d'acquisition, dont 25 provenant des thermocouples et de la soudure froide, un du capteur de position et un pour le débit. Les données sont ensuite utilisées par l'algorithme d'inversion afin d'estimer les flux locaux extraits par le jet.

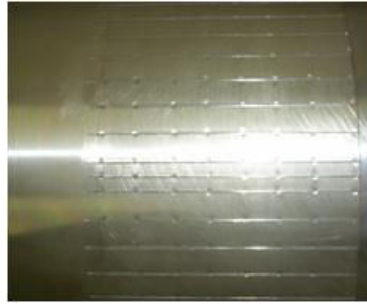


Fig. 2.33 Saignées en surface du cylindre avant le dépôt du Ni électrolytique

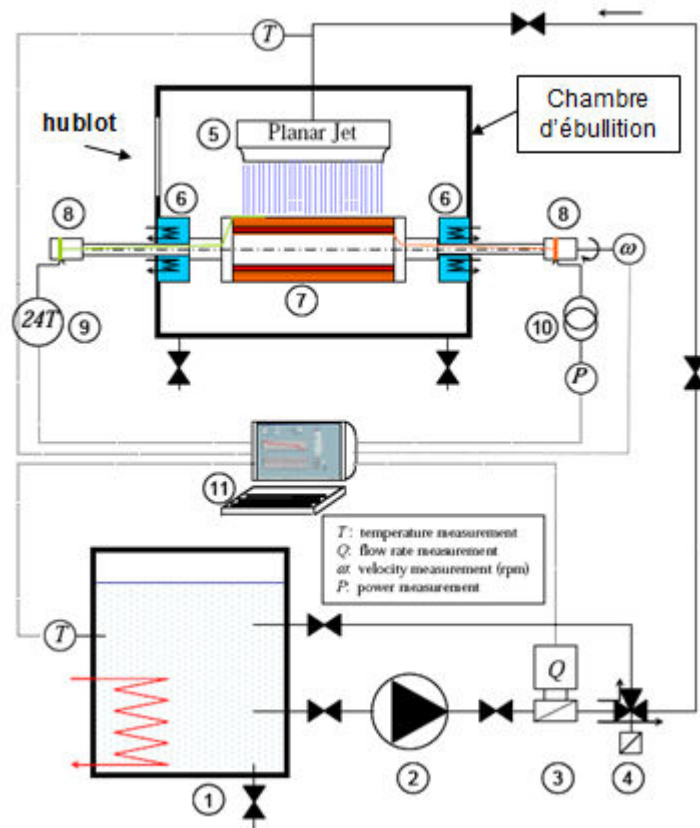


Fig. 2.34 Schéma du dispositif expérimental, [3]

iv. Protocole expérimental

Avant chaque essai le signal des thermocouples est enregistré ainsi que la température de la soudure froide (prise à l'aide d'une sonde PT100) ce qui permet par la suite de compenser la soudure froide.

Le chauffage de l'eau de refroidissement est activé. La température de l'eau est réglée à l'aide d'un dispositif PID et on s'assure avant chaque refroidissement que celle-ci est homogène et stable dans la cuve. La pompe du circuit de refroidissement primaire est mise en marche et l'eau s'écoule dans un premier temps en circuit fermé. Son débit est contrôlé grâce au débitmètre tout en sachant qu'à l'ouverture de l'électrovanne sa valeur augmente avant de se stabiliser rapidement. Des étalonnages préliminaires du débit (électrovanne actionnée) ont donc été réalisés préalablement.

Au niveau du bloc de chauffage, la température atteinte par le cylindre dépend de la puissance de chauffage et donc de la tension de sortie de l'autotransformateur qui alimente les résistances

chauffantes. Par exemple une tension d'alimentation de 110 V correspond à une température de 500 °C de la surface du cylindre. Nous avons ciblé une température initiale du cylindre de 600 °C.

Avant de démarrer le programme d'acquisition, on fixe la fréquence d'acquisition des données. La carte d'acquisition possède une fréquence de 9200 Hz par voie. Afin de réduire le bruit de mesure le signal enregistré est moyenné à raison d'un point tous les 0.0025 s, soit une fréquence d'échantillonnage de 400 Hz.

Lorsque tous les paramètres sont ajustés, l'acquisition des 27 signaux peut débuter. Celle-ci démarre au moment de l'ouverture de l'électrovanne afin d'enregistrer la phase de refroidissement du cylindre. L'écriture des données est effectuée dans un fichier texte qui sera ensuite exploité dans Matlab par le programme d'inversion.

b. Méthode d'inversion

On rappelle brièvement les bases de la méthode utilisée pour estimer les flux de chaleur pariétaux extraits à partir de la mesure par thermocouple de la température en proche surface. Cette méthode d'inversion ayant été développée au cours de la thèse de Volle [40] puis utilisée par Kouachi [3] et Gradeck et al. [41], le lecteur désireux de détails supplémentaires pourra consulter ces références.

i. Problème direct

On considère la conduction instationnaire à travers un cylindre fini. En faisant l'hypothèse que la conduction longitudinale est négligeable (le jet impacte 90% de la longueur du cylindre), on peut alors se ramener à un problème bidimensionnel en coordonnées polaires (r, θ) comme le montre la Figure 2.35. L'équation de la chaleur s'écrit alors pour un matériau sans changement de phase:

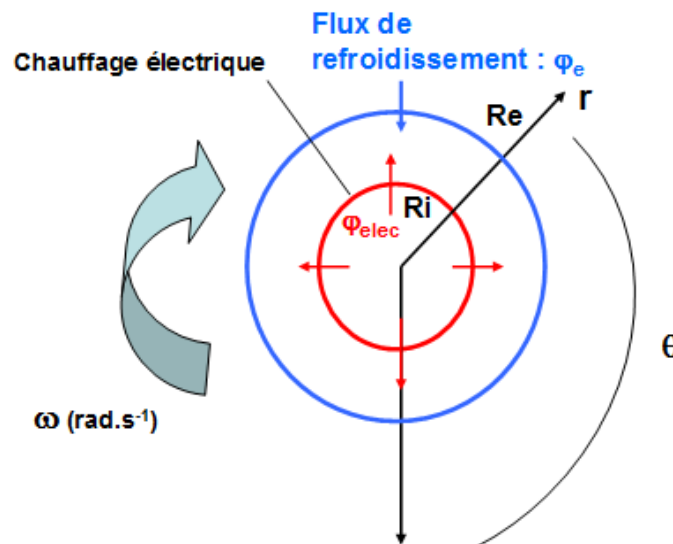


Fig. 2.35 Schématisation du cylindre

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) \quad \text{Eq. 28}$$

Les conditions aux limites sont :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \varphi_{elec} \text{ pour } r = R_i$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \varphi_e(\theta, t) \text{ pour } r = R_e$$

Et la condition initiale s'exprime par :

$$T(r, \theta, T) = T_{t=0}$$

avec R_i le rayon interne du cylindre chauffé et R_e le rayon de la surface externe où l'ébullition se produit. φ_{elec} est la densité de flux fournie par les trois résistances électriques.

Une solution analytique peut être développée en faisant l'hypothèse que les propriétés thermophysiques du matériau sont constantes dans la gamme de température traversée durant le refroidissement. Cette solution, basée sur les transformées de Laplace et Fourier, s'exprime explicitement à l'aide de séries et des fonctions de Bessel modifiées. Dans les espaces transformés, on établit une relation linéaire entre la température et le flux surfacique. L'expression complète de la solution est développée dans Volle [40]. Gradeck et al. [41] ont ensuite démontré qu'une résolution analytique 1D de ce même problème direct était possible et permettait de simplifier considérablement la procédure d'inversion. En effet, là où la résolution 2D nécessite les données des 24 thermocouples, 1 seul thermocouple est nécessaire pour la résolution 1D. Certains thermocouples de notre installation ayant cessé de fonctionner suite aux cycles chauffage-refroidissement subis, nous avons adopté la résolution 1D.

ii. Problème inverse

Dans le problème inverse, on cherche à estimer le flux surfacique φ_e , désormais inconnu, à partir de la température mesurée en proche paroi. Le signal de température mesuré $T(r_T, \theta, t)$ est transformé dans les espaces de Laplace (transformation temporelle) et Fourier (transformation spatiale). Ces transformations correspondent à une décomposition en éléments simples, mais elles ne sont pas suffisantes pour stabiliser la solution du problème inverse ; le signal de température est en effet bruité comme nous le verrons par la suite, et ces mesures sont obtenues en r_T (pas directement à la surface en R_e). La méthode de régularisation des temps futurs de Beck [42] a donc été intégrée au code d'inversion afin de stabiliser la solution. Une bonne comparaison avait été établie entre les flux de chaleur estimés par cette méthode et ceux obtenus par la méthode numérique, dite des spécifications de fonctions, développée par Blanc et al. [43]. L'avantage de la méthode analytique est le très faible temps de traitement qu'elle implique.

c. Courbes de refroidissement – Courbes de flux

Dans le cas du refroidissement du cylindre statique, le référentiel du cylindre restant fixe, il est facile de construire les courbes de refroidissement (et d'ébullition) locales. Chaque signal provenant d'un thermocouple correspond à un emplacement prédéfini à la surface du cylindre. En revanche lorsque le cylindre est en mouvement, son référentiel n'est par conséquent plus fixe par rapport à celui du jet. La construction des courbes d'ébullition locale est alors plus difficile mais celle-ci est toujours possible grâce à l'utilisation des données fournies par le capteur de position qui permettent de reconstruire la position de chaque thermocouple à chaque instant du refroidissement.

Au cours de ce travail nous avons privilégié une approche « moyennée » en suivant l'évolution de la température mesurée par un thermocouple et des flux résultant lors de chacun de ses passages dans la zone de refroidissement.

La courbe de refroidissement est directement obtenue après conversion du signal du thermocouple lors d'un essai. Elle représente l'évolution temporelle de la température mesurée (Figure 2.36.a). L'utilisation de la méthode d'inversion nous permet ensuite de déterminer l'évolution temporelle de la densité de flux surfacique (Figure 2.36.b). Un zoom sur une courte période de temps permet d'observer les chutes de température lors des passages du thermocouple sous le jet (Figure 2.37.a) et les pics de flux correspondant (Figure 2.37.b). On peut alors construire la courbe d'ébullition moyenne à partir d'un traitement de ces deux informations, il s'agit donc de l'évolution des densités de flux surfaciques en fonction de la température pariétale, comme le montre l'exemple de la Figure 2.38.

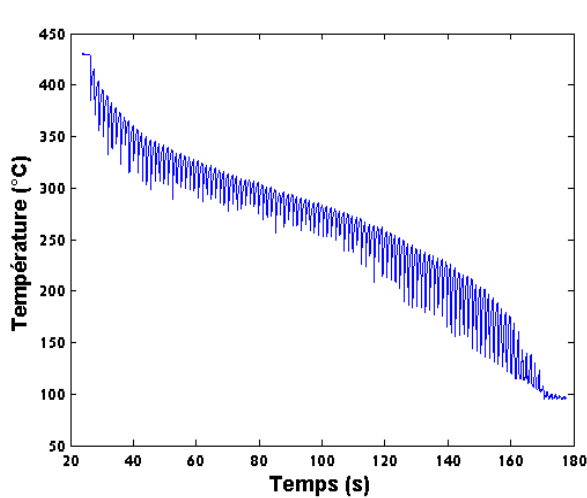


Fig. 2.36.a Courbe de refroidissement

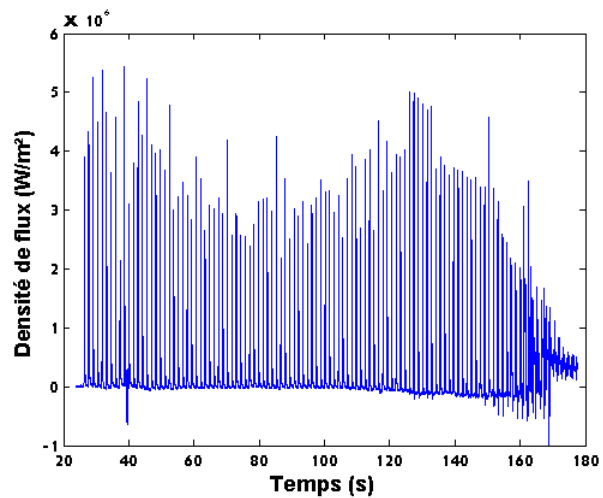


Fig. 2.36.b Courbe de densité flux

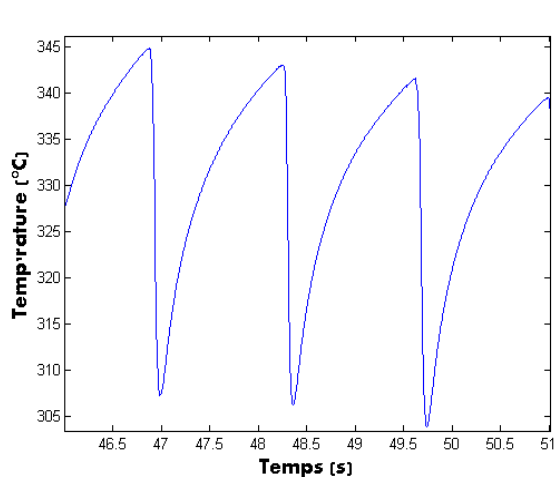


Fig. 2.37.a Courbe de refroidissement (zoom)

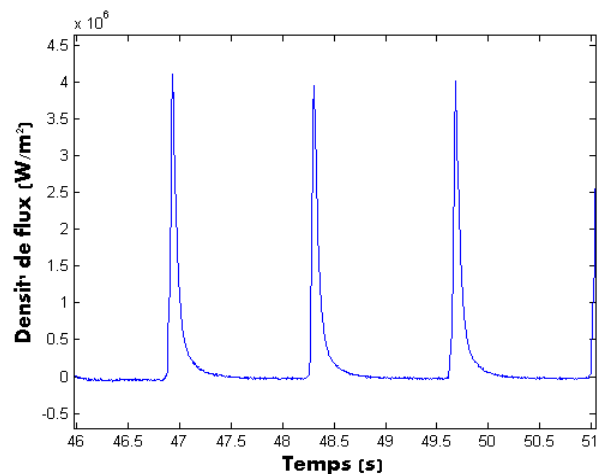


Fig. 2.37.b Courbe de flux (zoom)

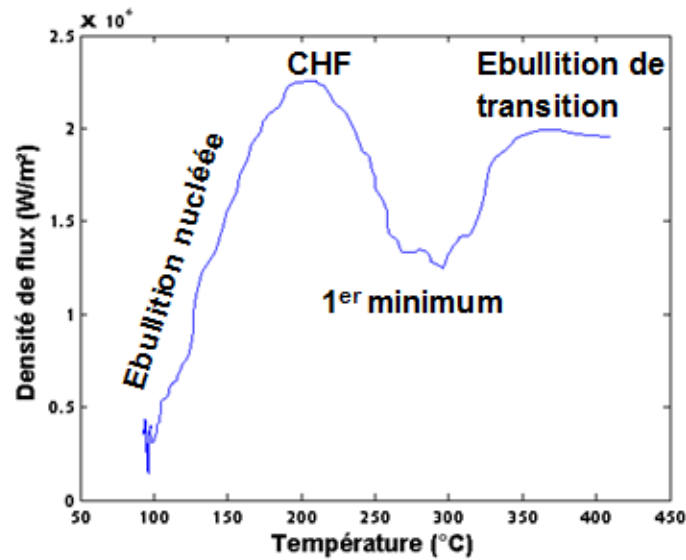


Fig.2.38 Courbe d'ébullition

d. Résultats expérimentaux

Une campagne de mesures du refroidissement du cylindre a été réalisée pour cette configuration de jet. Le Tableau 2.4 récapitule les différentes conditions opératoires adoptées pour ces essais. Nous avons effectué des mesures pour 2 sous-refroidissements différents. Pour chacun de ces sous-refroidissements nous avons testé 3 vitesses de jet (vitesse de jet en sortie de buse) et pour chacune de ces vitesses nous avons fait varier la vitesse de la surface de manière à obtenir des rapports de vitesses r^* compris entre 1,25 et 0,05.

Cette série de mesures nous a permis d'atteindre deux objectifs importants. Le premier est l'étude de l'influence du sous refroidissement et de la vitesse du jet, et comparer nos résultats avec ceux de la littérature, recensés dans le chapitre 2 afin de valider notre dispositif expérimental. Le deuxième objectif est de pouvoir analyser l'influence de la vitesse de la surface sur les flux de chaleur échangés.

ΔT_{sub}	$V_n = 1,56 \text{ m/s}$								
30°	$r^*=1,5$	$r^*=1,25$	$r^*=1$	$r^*=0,75$	$r^*=0,5$	$r^*=0,25$	$r^*=0,15$	$r^*=0,1$	$r^*=0,05$
	$V_n = 1,17 \text{ m/s}$								
	$r^*=1,5$	$r^*=1,25$	$r^*=1$	$r^*=0,75$	$r^*=0,5$	$r^*=0,25$	$r^*=0,15$	$r^*=0,1$	$r^*=0,05$
	$V_n = 0,8 \text{ m/s}$								
	$r^*=1,5$	$r^*=1,25$	$r^*=1$	$r^*=0,75$	$r^*=0,5$	$r^*=0,25$	$r^*=0,15$	$r^*=0,1$	$r^*=0,05$
ΔT_{sub}	$V_n = 1,56 \text{ m/s}$								
50°	$r^*=1,5$	$r^*=1,25$	$r^*=1$	$r^*=0,75$	$r^*=0,5$	$r^*=0,25$	$r^*=0,15$	$r^*=0,1$	$r^*=0,05$
	$V_n = 0,75 \text{ m/s}$								
	$r^*=1,5$	$r^*=1,25$	$r^*=1$	$r^*=0,75$	$r^*=0,5$	$r^*=0,25$	$r^*=0,15$	$r^*=0,1$	$r^*=0,05$
	$V_n = 0,5 \text{ m/s}$								
	$r^*=1,5$	$r^*=1,25$	$r^*=1$	$r^*=0,75$	$r^*=0,5$	$r^*=0,25$	$r^*=0,15$	$r^*=0,1$	$r^*=0,05$

Tab. 2. 4 Conditions opératoires appliquées pour cette campagne d'essais

i. Influence du sous refroidissement et de la vitesse de jet

La Figure 2.39 met en évidence l'influence du sous refroidissement sur le transfert de chaleur. Dans un souci de clarté, seules les courbes d'ébullition correspondant aux cas $r^* = 0,15$ et $r^* = 1$ ont été reproduites et ceci pour deux sous-refroidissement différents : $\Delta T_{\text{sub}} = 30^\circ\text{C}$ et $\Delta T_{\text{sub}} = 50^\circ\text{C}$. Les Figures 2.40.a et 2.40.b. permettent également d'apprécier l'effet de la vitesse du jet à r^* constant et pour deux sous refroidissement, $\Delta T_{\text{sub}} = 30^\circ\text{C}$ (Figure 2.40.a) et $\Delta T_{\text{sub}} = 50^\circ\text{C}$ (Figure 2.40.b).

Comme on le voit sur la Figure 2.39, la variation du sous-refroidissement entraîne d'importantes modifications des flux échangés en paroi. Pour les deux cas présentés, r^* faible et r^* élevé, une augmentation du sous-refroidissement de 20°C a provoqué la disparition du premier minimum de flux. Cela est dû à l'augmentation importante des flux dans le régime d'ébullition de transition, la courbe prenant alors une forme en cloche dans ce régime, contrairement au profil plat caractéristique de ce régime aux faibles sous-refroidissements. Cette observation apparaît clairement en comparant les courbes représentées sur les Figure 2.40.a et 2.40.b. et est en accord avec les résultats de Leocadio [17] et d'Ishigai [10] que nous avons présentés en début de chapitre dans l'analyse bibliographique. Les courbes expérimentales présentées par Léocadio avec un sous refroidissement de 80°C démontraient notamment l'absence de 1^{er} minimum.

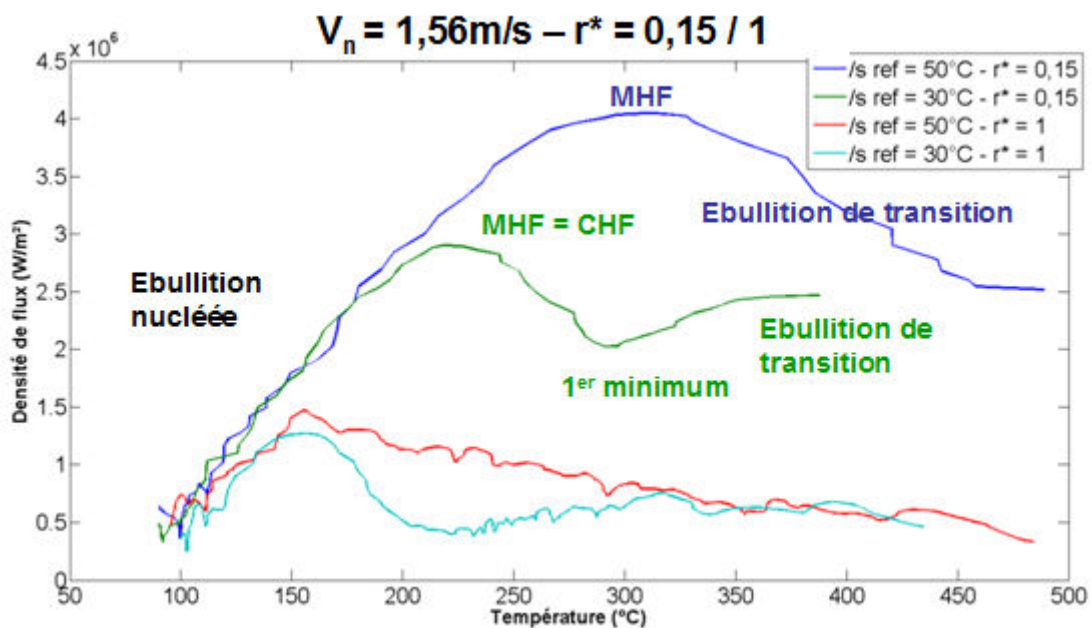


Fig. 2. 39 Influence du sous refroidissement – $r^* = 0,15 / 1$

Une des conséquences directes de ces modifications de l'intensité des flux échangés dans le régime d'ébullition de transition est la variation de la position du maximum de flux. Comme nous l'avons vu lors de notre étude bibliographique, notamment grâce aux résultats de Robidou [6] (cf. Figure 2.5) et Seiler [27], à faible-sous refroidissement le maximum de flux (MHF) coïncide avec le flux critique (CHF). En revanche, comme nous l'avons constaté lors de nos mesures, lorsque le sous-refroidissement augmente le maximum se déplace vers des températures et des densités de flux plus élevées ; le maximum apparaît désormais dans le régime d'ébullition de transition. Les courbes des auteurs ayant travaillé avec ces forts sous-refroidissements laissent également apparaître le maximum de flux échangé dans le régime d'ébullition de transition. Karwa [7] et Leocadio [17], qui travaillaient avec un sous-refroidissement d'environ 80°C , ont observé un maximum de flux apparaissant à une température de paroi proche de 500°C . Leocadio a mesuré une intensité maximale de flux proche de celle que nous avons également mesuré ($\sim 3 \text{ MW/m}^2$), en revanche Karwa a mesuré des flux beaucoup plus élevés (10 MW/m^2).

Les mesures de très nombreux auteurs ont également montré que le sous-refroidissement et la vitesse du jet ont une très faible influence sur les flux échangés dans le régime d'ébullition nucléée. Nos mesures confirment cette tendance. L'augmentation de la vitesse du jet tend à annihiler l'effet du sous-refroidissement comme on peut le voir sur la Figure 2.41 pour laquelle l'écart des flux échangés en paroi est beaucoup plus faible entre les courbes obtenues à $r^*=1$.

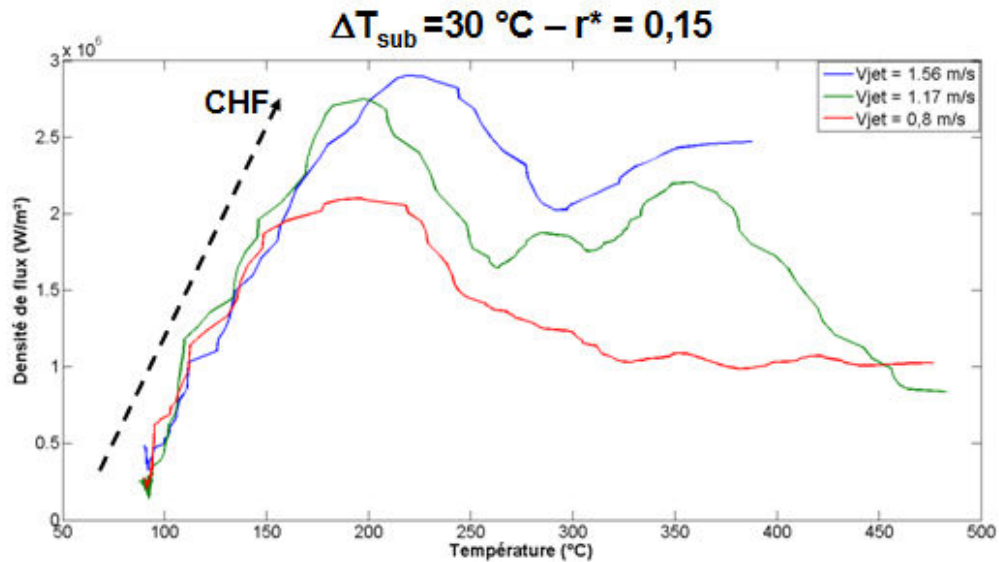


Fig. 2.40.a. Influence de la vitesse du jet ($\Delta T_{\text{sub}} = 30^\circ\text{C}$).

L'effet de l'augmentation de la vitesse du jet, tout comme pour le sous-refroidissement, conduit à une augmentation de l'intensité et de la position du maximum de flux échangé. En revanche, la vitesse du jet ne semble pas avoir d'effet sur le premier minimum ni sur la forme de la courbe d'ébullition dans le régime de transition qui semblent quant à eux extrêmement dépendant du sous-refroidissement.

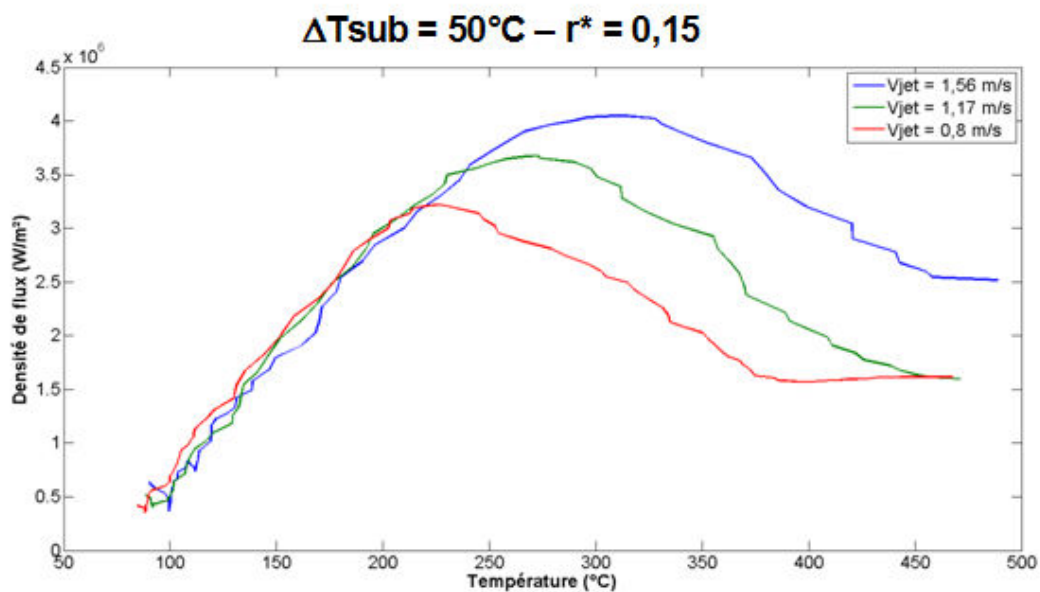


Fig. 2.40.b Influence de la vitesse du jet ($\Delta T_{\text{sub}} = 50^\circ$)

ii. Influence de la vitesse surfacique

Nos premiers résultats confirment donc les tendances relevées dans les travaux de la littérature concernant l'influence de la vitesse du jet et du sous-refroidissement que nous avons présentés en début de chapitre. Cela nous permet d'acquiescer de la confiance dans le dispositif expérimental et le protocole expérimental adopté pour les mesures.

Nous avons ensuite porté notre attention sur l'effet de la vitesse de déplacement de la surface (vitesse de rotation du cylindre variable) sur le transfert thermique, en reportant les courbes d'ébullition à vitesse du jet et sous-refroidissement fixés. La Figure 2.41 présente les résultats obtenus dans le cadre d'un sous refroidissement de 30°C tandis que la Figure 2.42 ceux obtenus pour un sous refroidissement de 50°C.

Ces résultats démontrent l'influence considérable qu'a la vitesse de déplacement de la surface impactée sur les transferts de chaleur, autrement dit sur l'efficacité du refroidissement. Le flux critique et le premier minimum se décalent vers des températures et des flux supérieurs lorsque la vitesse de rotation du cylindre diminue. Cet effet est donc comparable avec ceux du sous-refroidissement et de la vitesse de jet que nous venons de mettre en lumière. Une fois de plus le régime d'ébullition nucléée semble très peu influencé par la variation de ce paramètre contrairement au régime d'ébullition de transition. On note qu'une augmentation de la vitesse de la surface (et donc de r^*) conduit à un effondrement notable des valeurs du flux dans la zone dite du plateau de flux.

On observe également que l'influence de la vitesse surfacique est conditionnée par le sous-refroidissement. A faible sous-refroidissement, le maximum de flux correspond au flux critique, quelque soit la vitesse surfacique (Figure 2.43). On observe toujours un premier minimum même si celui-ci se déplace tout comme le flux critique. Avec la Figure 2.44, on constate qu'une faible variation du sous-refroidissement suffit à faire disparaître ce premier minimum et à déplacer le maximum de flux dans le régime de transition. Il semble donc que la variation de la vitesse surfacique ne modifie pas la forme générale de la courbe mais joue un rôle très important sur l'intensité des flux échangés dans les différents régimes apparaissant en surface.

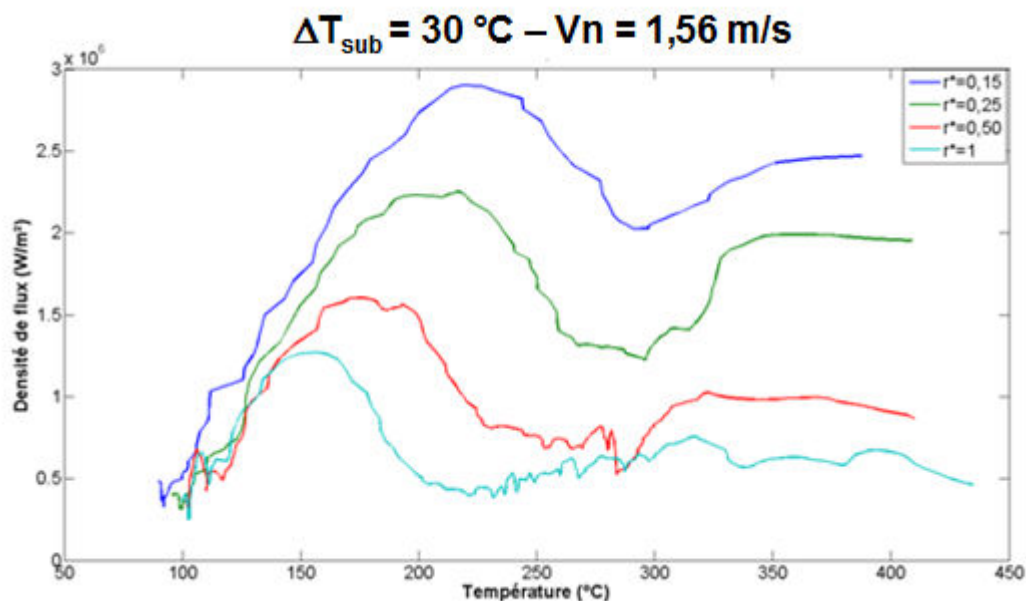


Fig. 2.41 Influence du ratio des vitesses r^* ($\Delta T_{\text{sub}} = 30^\circ\text{C}$)

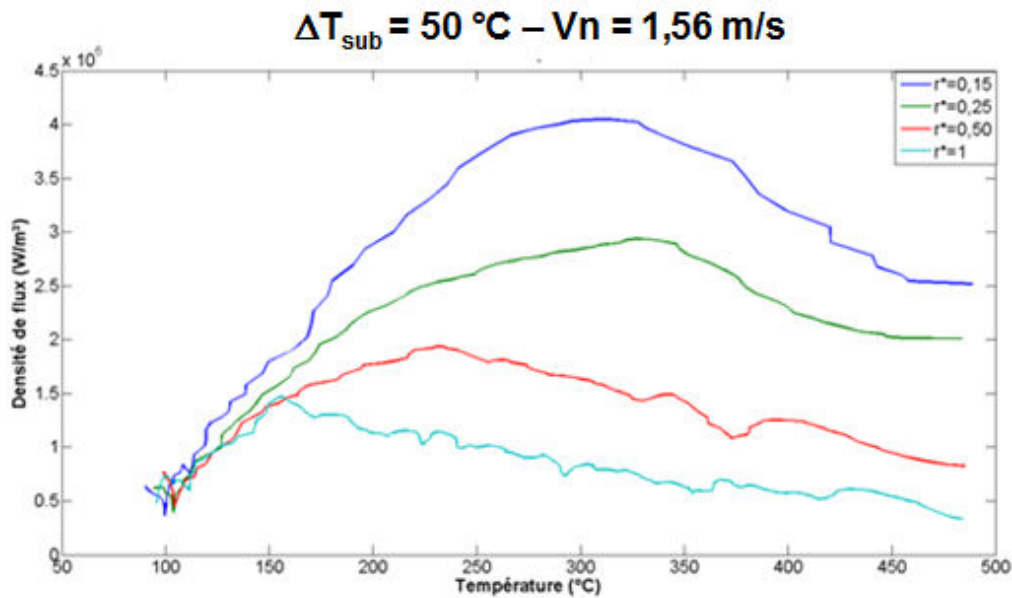


Fig. 2.42 Influence du ratio des vitesses r^* ($\Delta T_{\text{sub}} = 50^\circ\text{C}$)

e. Construction de corrélations

Cette première campagne expérimentale nous a permis de confirmer l'influence considérable du mouvement de la paroi sur le transfert de chaleur. Nous avons notamment constaté sur les courbes d'ébullition que les points de maximum de flux et que le régime d'ébullition de transition sont très affectés par cette condition opératoire contrairement au régime d'ébullition nucléée. Nos expériences ne nous ont malheureusement pas permis d'atteindre le point de Leidenfrost. Cependant, ces résultats expérimentaux sont utiles afin de développer de nouvelles corrélations pour les régimes observés. On présente dans la suite de ce chapitre, notre démarche de modélisation pour les cas d'un faible et d'un fort sous refroidissement.

i. Cas d'un faible sous refroidissement

Comme l'ont montré nos résultats expérimentaux, pour les configurations à faible sous-refroidissement, le maximum de flux correspond au flux critique (CHF). Lorsque la température de paroi est plus élevée, on observe une zone constante de flux en régime d'ébullition de transition, appelée plateau de flux. A partir de nos mesures nous avons établi les courbes mettant en relation le flux critique (CHF) et la densité de flux dans le régime d'ébullition de transition avec le rapport des vitesses r^* . Pour les autres régimes pour lesquels nous avons constaté que les paramètres étudiés n'avaient pas d'influence (régime d'ébullition nucléée) ou pour lesquels nous n'avons pas de données (point de Leidenfrost, régime d'ébullition en film) nous avons utilisé les corrélations sélectionnées dans la littérature et recensées dans ce chapitre (2.1.c). Nos mesures nous ont permis d'établir les courbes donnant la densité de flux pour le point critique et le régime de transition pour différentes valeurs du rapport des vitesses r^* (Figure 2.43). En utilisant les corrélations déjà établies dans la littérature et que nous avons décrites en 2.1.c, pour le régime d'ébullition, le point de Leidenfrost (LFP) et le régime d'ébullition en film, nous pouvons donc approcher la courbe d'ébullition réelle et déterminer l'influence d'une augmentation de la vitesse de la paroi impactée.

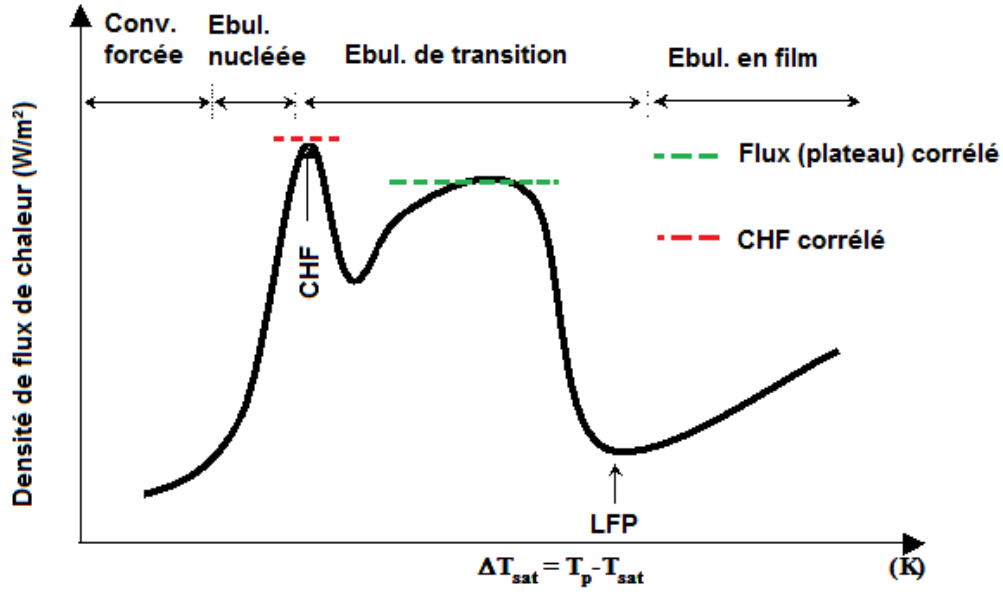


Fig. 2. 43 Modélisation des flux selon des corrélations dans le cas de faible sous-refroidissement

* Flux critique

Afin d'établir à partir de nos valeurs expérimentales une relation liant le flux critique au rapport des vitesses (surface/jet) nous nous sommes basés sur la corrélation Eq. 8 proposée par Kouachi [3] que nous avons modifiée en y intégrant un facteur multiplicatif K. Ce facteur a été obtenu par régression linéaire à partir des valeurs de densités de flux calculées lors de nos expérimentations pour différentes valeurs de r^* et s'écrit sous la forme :

$$K = 1 - a \tanh(r^{*b})$$

La fonction tangente hyperbolique est celle qui permet de mieux « fitter » nos valeurs bien que son utilisation dans nos corrélations n'a pas de sens physique. Par optimisation nous avons déterminés les paramètres a et b : a = 1 et b = 0.5

Dans le cas statique, lorsque $r^* = 0$, K est égal à 1 ce qui permet de retrouver la corrélation de Kouachi.

$$\phi_{CHF} = 0,186 K h_{lv} \rho_v \left(1 + 0,86 V_n^{0,38} \right) \left(1 + 0,328 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,56} \left(\frac{C_{pl} \Delta T_{sub}}{h_{lv}} \right) \right) \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{0,25}$$

avec $K = 1 - \tanh(\sqrt{r^*})$ Eq. 29

ϕ_{CHF} en W/m² ; h_{lv} en J/kg ; c_{pl} en J/kg.K ; ρ en kg/m³

La Figure 2.44 représente les valeurs du coefficient K calculées par la corrélation et celles obtenues à partir des valeurs expérimentales (en divisant le flux critique mesuré au différents ratio r^* par le flux critique calculé en $r^* = 0$ à l'aide de la corrélation). Cette comparaison confirme que la corrélation permet d'estimer correctement les valeurs de flux critique sur une large plage de ratio r^* .

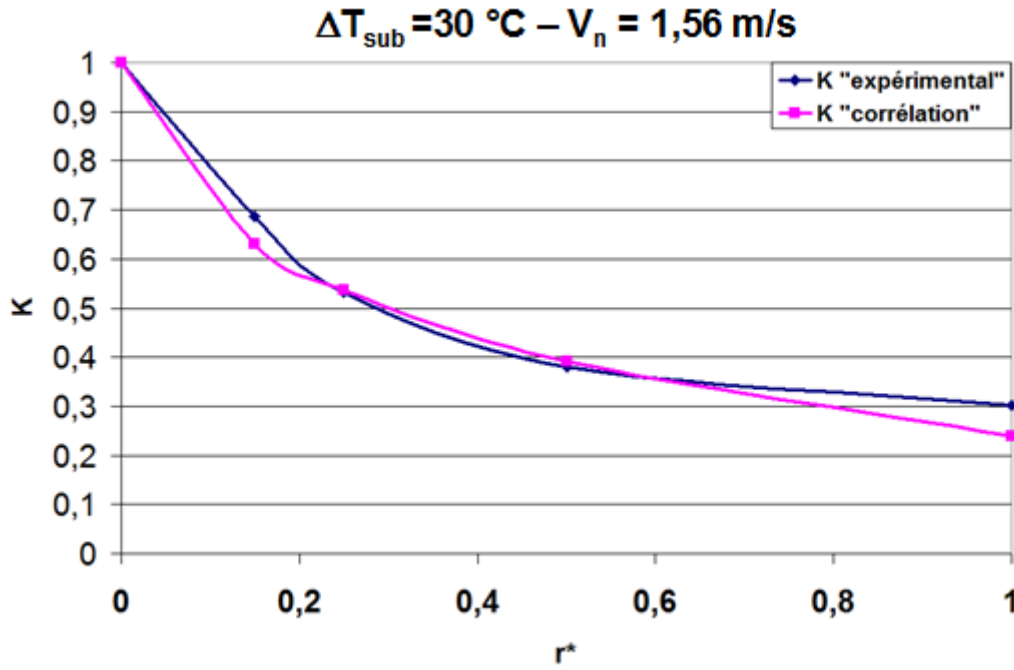


Fig. 2.44 Comparaison des facteurs K corrélés et mesurés (CHF)

* Plateau de flux

Pour corréler le plateau de flux apparaissant dans le cas du faible sous-refroidissement, nous avons suivi la même approche que pour le flux critique en nous basant cette fois sur la corrélation établie par Seiler[27] et donnée par l'équation 16.

$$\varphi_{\text{plateau}} = 0,15 K \rho_l C_p \Delta T_{\text{sub}} \left(\sigma \frac{V_j^2}{2l} \right)^{0,25} (\rho_l - \rho_v)^{-0,25} \quad \text{Eq. 30}$$

Les paramètres du facteur K obtenus par optimisation sont cette fois : $a = 1,2$; $b = 0,25$. Le facteur K s'écrit alors sous la forme :

$$K = 1 - 1,2 \tanh(r^{*0,25})$$

Dans le cas statique, à $r^* = 0$, on retrouve bien la corrélation de Seiler avec $K = 1$. La Figure 2.45 montre la comparaison entre les facteurs K corrélés et issus des valeurs expérimentales.

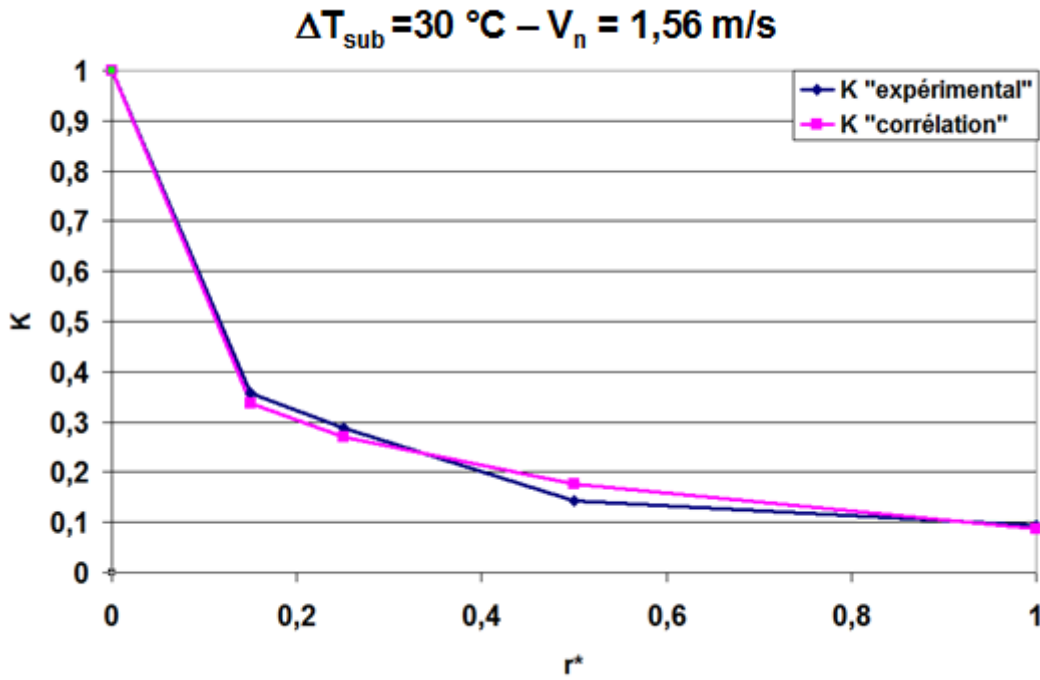


Fig. 2.45 Comparaison des facteurs K corrélés et mesurés (Plateau de flux)

iv. Cas d'un fort sous-refroidissement

Dans le cas d'un fort sous-refroidissement, nos résultats ont montré que la forme des courbes d'ébullition évoluait de manière significative. Le flux critique qui correspond au maximum de flux dans le cas d'un faible sous-refroidissement, disparaît lorsque la température de l'eau de refroidissement diminue. Une fois le point de Leidenfrost atteint, nous avons observé une augmentation très brusque et très intense des flux caractérisant l'entrée dans le régime d'ébullition de transition. Le phénomène de plateau de flux disparaît également laissant place à une forme en cloche caractérisée par un maximum. A partir de nos mesures nous avons établi une corrélation entre ce maximum de flux dans le régime d'ébullition de transition et le rapport des vitesses r^* .

* Maximum de flux

Toujours à partir de l'Eq. 8, nous avons déterminé par régression linéaire des valeurs maximales de densités de flux mesurés lors de nos essais à sous-refroidissement élevé, le coefficient K avec les paramètres a et b suivant : a = 1,2 ; b = 0,5. Le facteur K s'écrit alors :

$$K = 1 - 1,2 \tanh(\sqrt{r^*}) \quad \text{Eq. 31}$$

Cette corrélation ne fournit qu'une prédiction du maximum de flux (Figure 2.46) et ne permet pas de reconstruire la courbe d'ébullition.

$$\varphi_{MHF} = 0,186 K h_{lv} \rho_v \left(1 + 0,86 V_n^{0,38} \right) \left(1 + 0,328 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,56} \left(\frac{C_{pl} \Delta T_{sub}}{h_{lv}} \right) \right) \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{0,25}$$

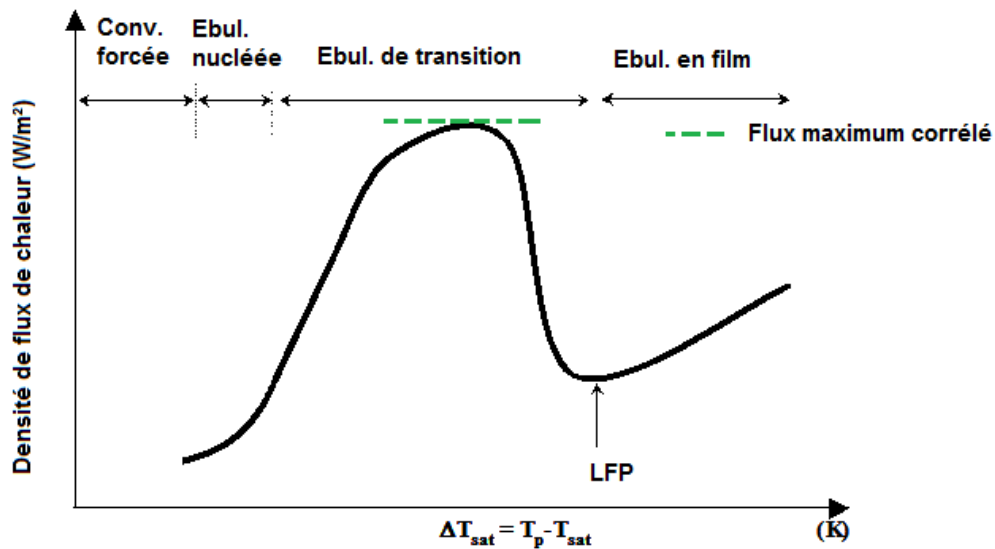


Fig. 2.46 Approche des flux par la corrélation dans le cas de fort sous-refroidissement

La Figure 2.47 montre la bonne comparaison entre les facteurs K corrélés et issus des valeurs expérimentales pour une plage de ratio r^* comprise entre 0 et 0,5.

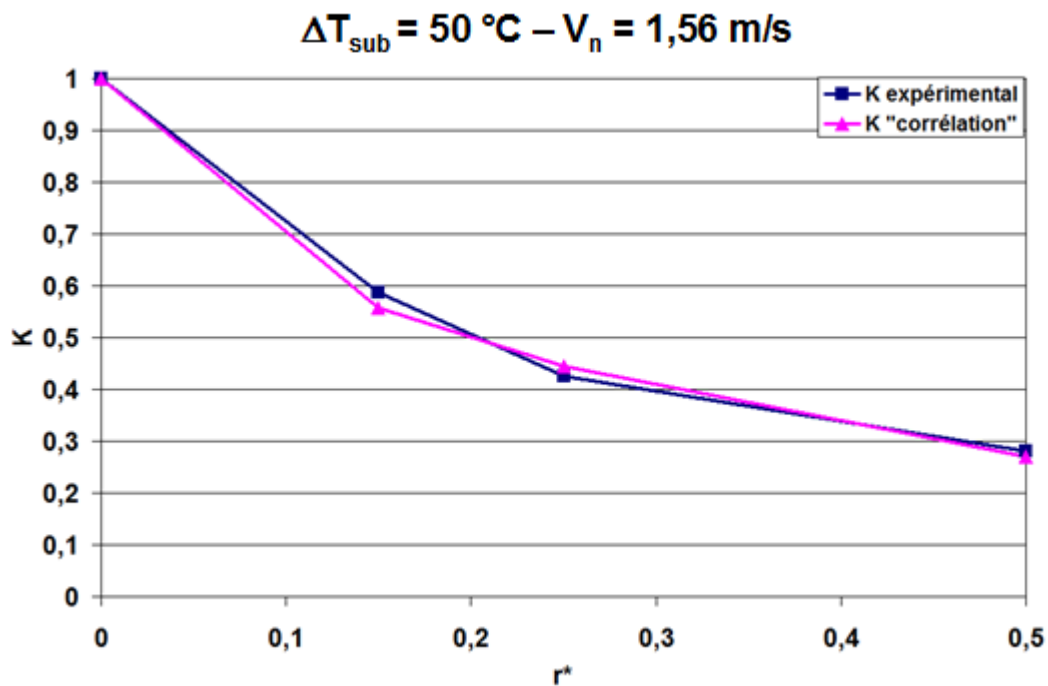


Fig. 2.47 Comparaison des facteurs K corrélés et mesurés (MHF)

3) Etude expérimentale : effets de l'orientation du jet par rapport à la gravité et de l'angle d'impact du jet

Pour cette seconde campagne expérimentale, nous avons construit un nouveau dispositif nous permettant d'étudier l'influence des effets gravitaires et de l'angle d'impact sur les transferts en

paroi. Nous avons vu dans le Chapitre 1 que les tubes, lorsqu'ils passent à l'intérieur des modules de trempe, sont impactés sur toute leur surface par des jets d'eau circulaire ayant un angle d'impact variable. Nous avons donc cherché à comprendre si le transfert de chaleur était affecté lorsque l'impact du jet se faisait non plus par le dessus du tube, mais également sur le côté ou par le dessous, et ceci pour différents angles d'impact. Ce nouveau dispositif expérimental a été conçu sur le principe du premier en ajoutant deux degrés de liberté au positionnement de la nappe d'eau.

a. Modifications apportées au dispositif expérimental

Le premier degré de liberté ajouté est la possibilité de faire glisser la buse transversalement au cylindre de manière à modifier l'angle d'impact de la nappe d'eau sur le cylindre (Figure. 2.50.a). L'impact peut donc être normal ou quasi-tangentiel au cylindre selon la position de la buse. Nous réaliserons des études pour 3 angle d'impact différents : 90° , 45° et $\sim 0^\circ$. On constate que la variation d'angle s'accompagne inévitablement, sur notre dispositif, d'une variation de la position du point d'impact du jet.

La seconde possibilité est la rotation du dispositif (calandre, buse) autour du cylindre, comme le montre l'image b de la Figure 2.48. Nous pouvons désormais bloquer le dispositif de manière à ce que le jet puisse impacter le cylindre depuis 3 positions distinctes : impact par le dessus (0°), impact par le dessous (180°) et impact par le côté (90°). Une nouvelle buse a été usinée pour cette campagne, ses dimensions sont $180 \times 2 \text{ mm}^2$

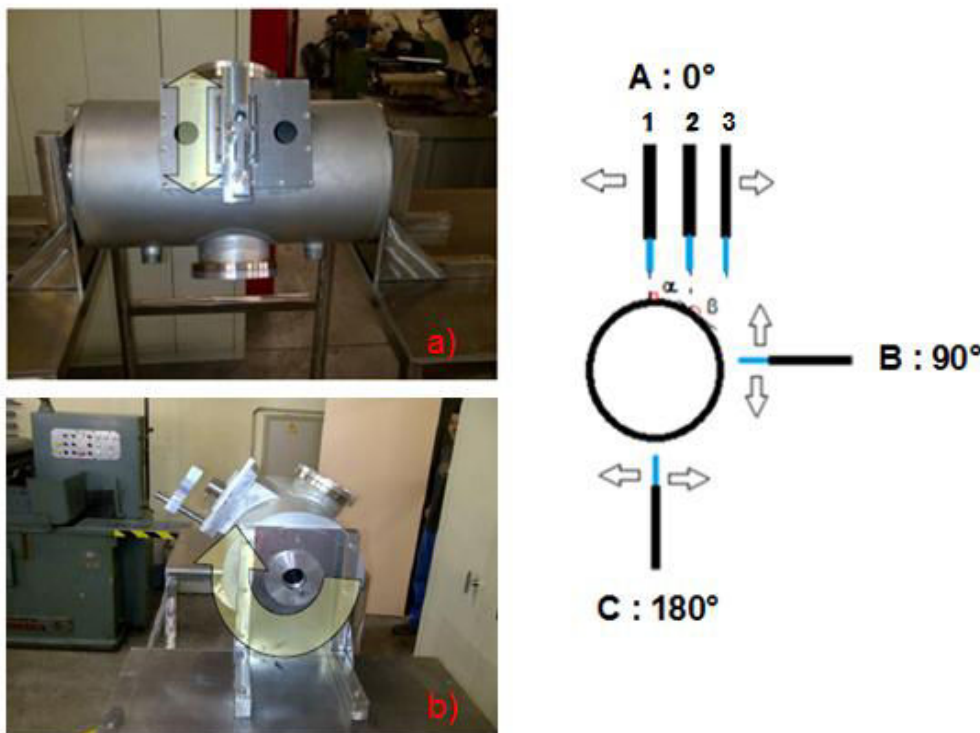


Fig. 2.48 Translation de la buse (a) et rotation du dispositif (b)

b. Description des essais effectués

La première campagne expérimentale ayant permis de caractériser l'effet du sous refroidissement et de la vitesse de déplacement de la surface impactée, nous avons gardé ces deux paramètres constants lors des nouveaux essais. Nous avons fixé un sous-refroidissement de 50°C afin de nous rapprocher des conditions industrielles sans toutefois risquer d'endommager trop rapidement le dispositif (principalement les thermocouples). La vitesse de rotation du cylindre a été fixée à environ 4 rpm (sens horaire) de manière à appliquer un rapport des vitesses $r^* = 0,05$ (proche des

conditions industrielles). La Figure 2.49 résume les 5 configurations adoptées lors des essais. Pour faciliter la lecture, des schémas rappelant les configurations utilisées seront également présentés avec chaque résultat.

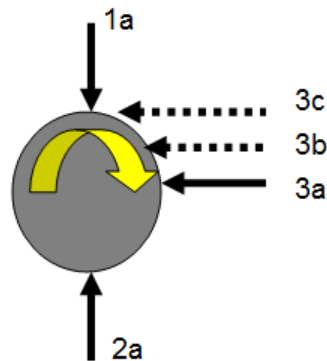


Fig. 2.49 Les cinq configurations adoptées pour les expérimentations

c. Analyse des résultats

i. Orientation du jet

Pour cette nouvelle campagne d'essais nous avons souhaité nous rapprocher davantage des conditions industrielles et pour cela nous avons évolué avec un ratio r^* égal à 0,05. La très faible rotation du cylindre a eu pour conséquence de diminuer considérablement le nombre de points enregistrés et donc exploitables pour construire les courbes d'ébullition. En raison du bruit de mesure important nous avons préféré travailler pour l'exploitation de cette seconde campagne, avec des courbes de refroidissement.

La Figure 2.50 présente les courbes de refroidissement obtenues pour 3 orientations de jet différentes, l'angle d'impact restant maintenu à 90° . Les courbes de refroidissement associées aux différentes orientations sont très proches dans les premiers instants du refroidissement, lors des 3 premières révolutions du cylindre, puis la courbe correspondant au cas de l'impact par le dessous se détache nettement des deux autres. En effet, on observe un refroidissement beaucoup plus lent dans cette configuration que dans les deux autres ce qui prouve un effet important de la gravité (modifiant fortement les écoulements autour du cylindre) sur le transfert de chaleur en paroi.

Dans les premiers instants du refroidissement, lorsque la température de la surface est encore élevée ($\sim 600^\circ\text{C}$), plusieurs auteurs étudiant le refroidissement par jet impactant ont observé que la zone mouillée se développait tout d'abord uniquement dans la zone d'impact du jet [7][17]. Dans cette région, les effets hydrodynamiques liés à la vitesse du jet dominent les effets gravitaires ce qui explique que l'on distingue peu de différences en début de refroidissement quelque soit la configuration étudiée. Lorsque la température de la surface diminue, les régimes d'ébullition évoluent en paroi et la zone mouillée s'étend au delà de la zone d'impact du jet. Dans cette zone périphérique, encore appelée zone d'écoulement, les effets hydrodynamiques liés à l'impact du jet deviennent négligeables devant les effets gravitaires, ce qui explique que le taux de refroidissement se différencie alors selon les configurations.

Nous pensons que l'influence de l'orientation du jet sur les phénomènes d'ébullition peut exister, mais que l'effet dominant provient de la manière dont le jet alimente la zone d'écoulement sur la surface à haute température. Dans le cas de l'orientation du jet à 180° , on suppose que la zone mouillée est plus petite que dans les deux autres orientations en raison du détachement du liquide de la surface par les forces de gravité, ce qui conduit à un refroidissement moins efficace.

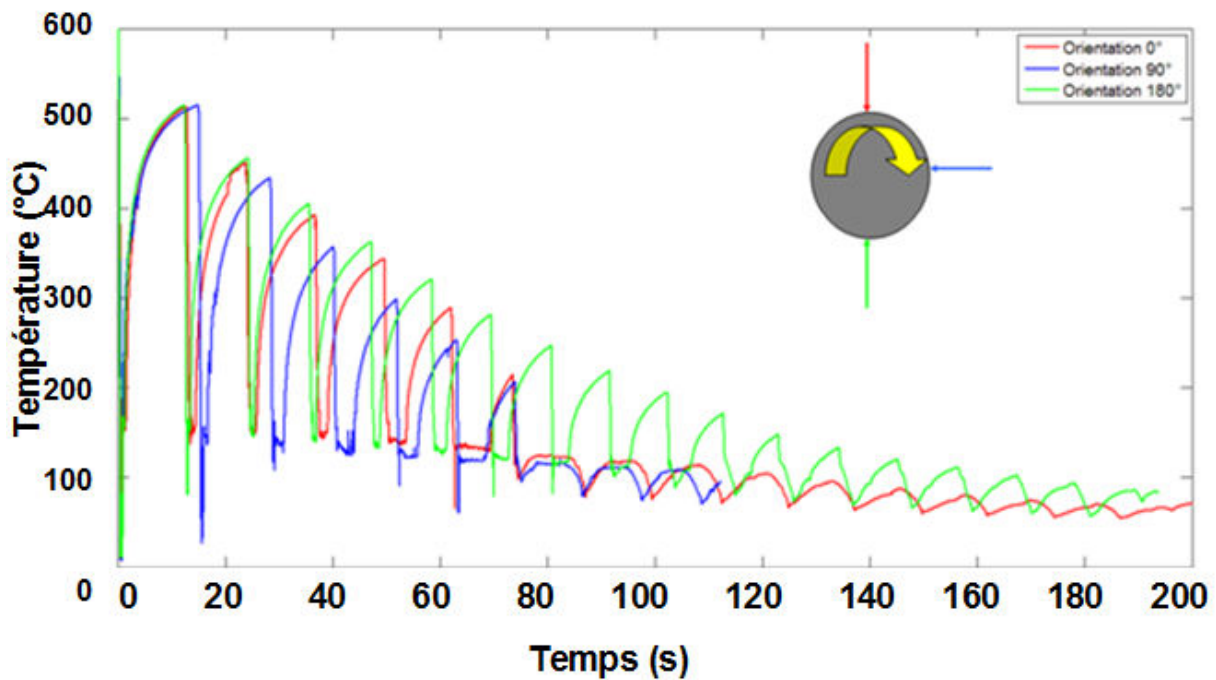


Fig. 2.50 Courbes de refroidissement pour 3 orientations de jet – 1 angle d'impact : 90° (cas 1a; 2a; 3a) ; $r^* = 0,05$

Afin d'obtenir une meilleure compréhension et de confirmer nos hypothèses, on trace les évolutions des densités de flux locales (W/m^2) en fonction de la température durant le passage d'un thermocouple sous le jet, ce qui correspond aux baisses brutales de température sur la Figure 2.50. Ces courbes résultent donc du calcul d'une température moyenne pendant une période de refroidissement (le passage d'un thermocouple sous le jet) associé à un flux moyen intégré sur la période de refroidissement.

Durant les deux premières rotations du cylindre, les flux mesurés dans le cas de l'impact par le dessous (orientation du jet à 180°) étaient supérieurs à ceux issus du cas de l'impact par le dessus (Figure 2.51). Cette tendance ensuite s'inverse plus tardivement ($t > 40s$) dans le refroidissement, comme nous le voyons sur la Figure 2.52 qui représente le 4^e passage du thermocouple sous le jet.

A première vue, ce résultat peut sembler contradictoire avec les informations données par les courbes de refroidissement mais nous l'expliquons par le fait que la taille de la zone mouillée est certainement beaucoup plus petite à 180° qu'à 0° en raison des effets gravitaires. Cela expliquerait donc les tendances observées.

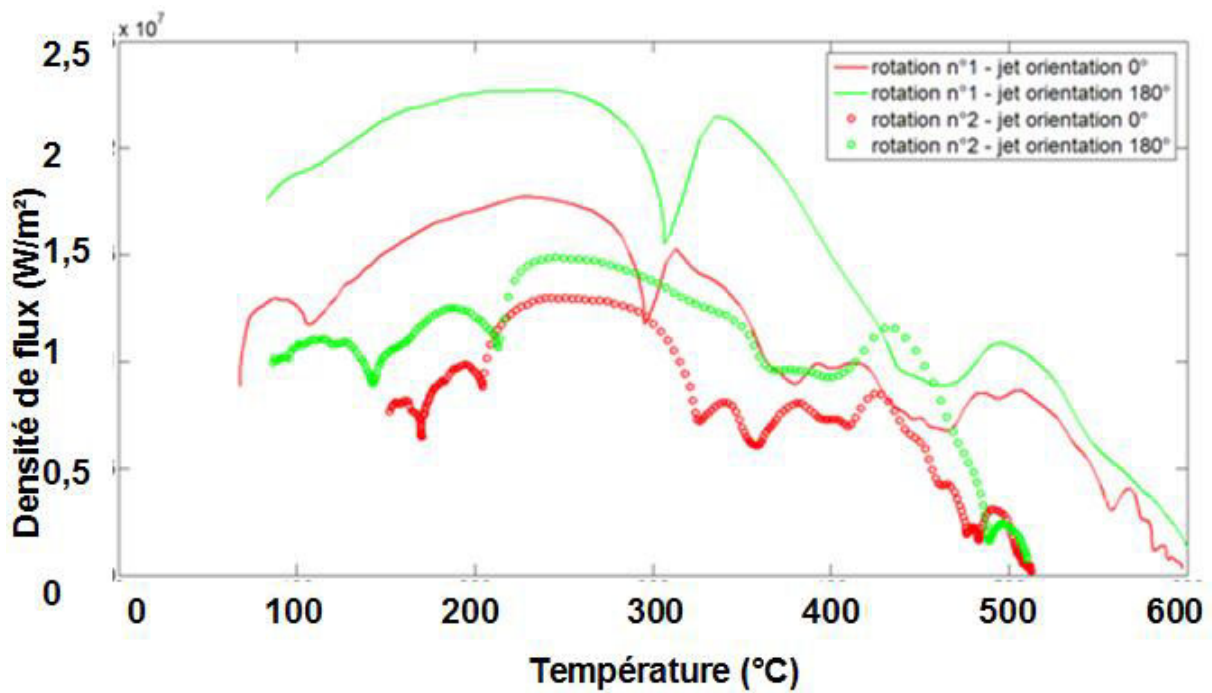


Fig. 2.51 Evolution des densités de flux avec la température lors des deux premiers passages du thermocouple sous le jet

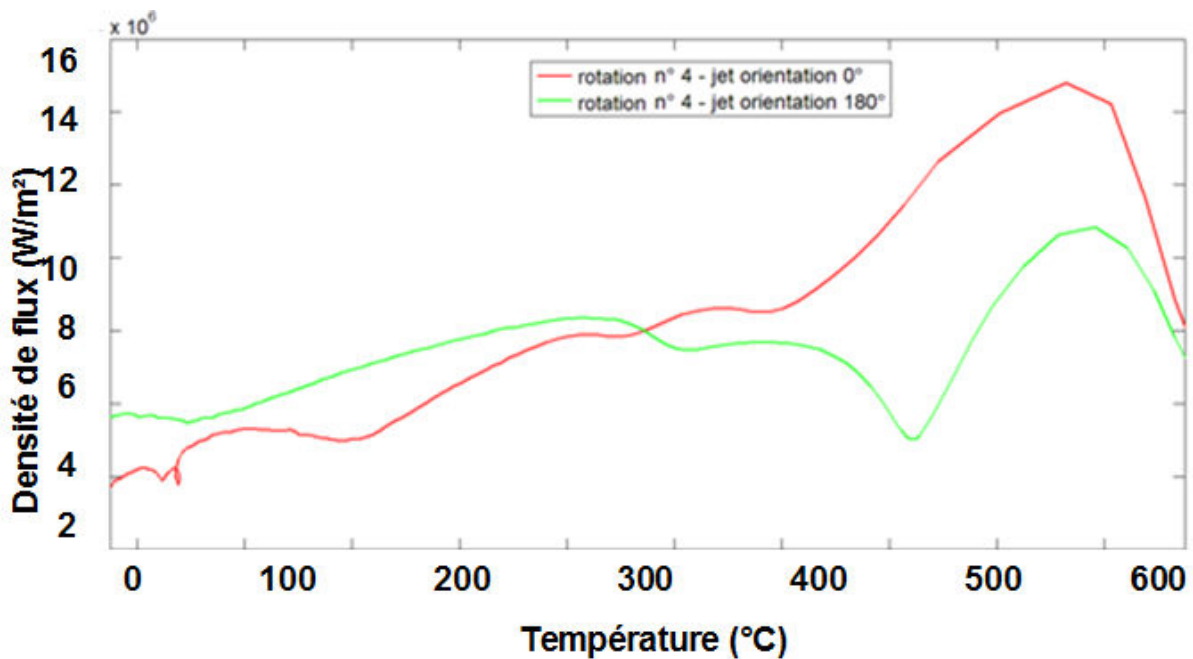


Fig. 2.52 Evolution des densités de flux avec la température lors du 4ᵉ passage

L'évolution temporelle de la température surfacique et les évolutions locales des densités de flux de chaleur ne sont donc pas des données suffisantes pour permettre de comparer l'efficacité de refroidissement selon l'orientation du jet par rapport à la gravité. La taille de la zone mouillée doit être prise en compte dans l'analyse, c'est pourquoi nous avons déterminé son évolution dans le temps pour les 2 configurations limites (0° et 180°).

Pour chaque rotation du cylindre, nous avons déterminé, à partir des extraits des courbes de refroidissement comme le montre schématiquement la Figure 2.53, le temps de résidence du thermocouple en zone mouillée. Connaissant la vitesse du cylindre et le temps de résidence, il est alors possible d'estimer la taille de la zone mouillée $d = v_{\text{cyl}} \Delta t$. Les résultats sont représentés sur la Figure 2.54 et confirment les hypothèses émises précédemment.

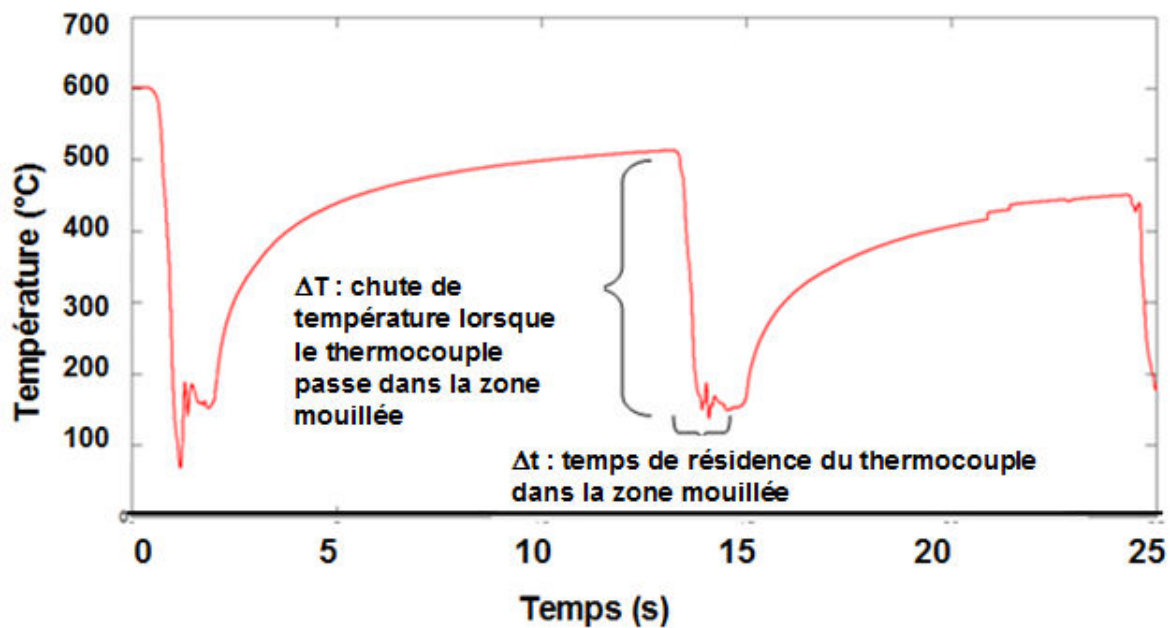


Fig. 2.53 Temps de résidence du thermocouple sous le jet

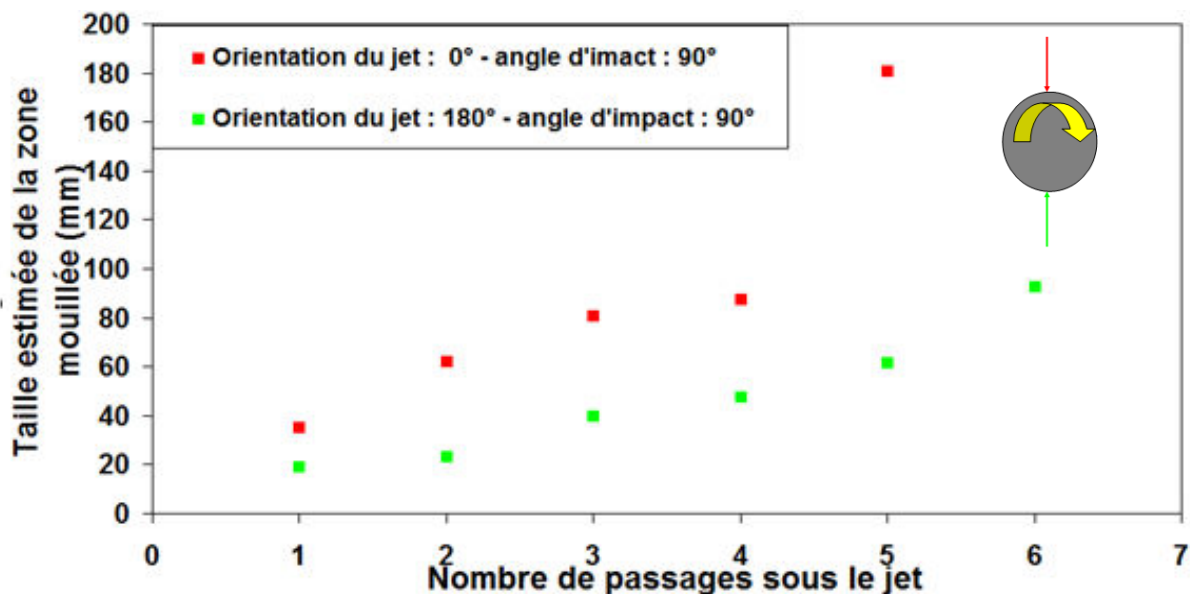


Fig. 2.54 Evolution de la taille de la zone mouillée durant le refroidissement

On voit premièrement que la zone mouillée, indépendamment de l'orientation du jet, est de plus en plus large durant le refroidissement. Du régime d'ébullition de transition apparaissant initialement aux plus hautes températures jusqu'au régime d'ébullition nucléée puis de convection, la taille de la zone mouillée augmente avec la diminution de la température de paroi. On distingue également des différences d'évolution selon l'orientation du jet. La taille de la zone mouillée est considérablement plus petite dans le cas du jet impactant le cylindre par le dessous. Cet écart, minimum dans les premiers instants, se renforce tout au long du refroidissement. Cela explique pourquoi nous pouvons trouver localement des flux plus importants bien que l'efficacité de refroidissement soit moindre.

Pour comparer de manière précise les différentes configurations, l'intégrale du flux de chaleur sur la zone mouillée doit être calculée. La Figure 2.55 représente la densité d'énergie thermique cumulée extraite $E(t) = \int_0^t \phi(t) dt$ durant le refroidissement pour les 3 orientations du jet.

L'énergie extraite à la surface est plus petite lorsque le jet impacte le cylindre par le dessous ce qui explique les résultats donnés par les courbes de refroidissement. Nous notons également que le refroidissement le plus efficace est enregistré lorsque le jet impacte le cylindre par le côté (orientation du jet = 90°)

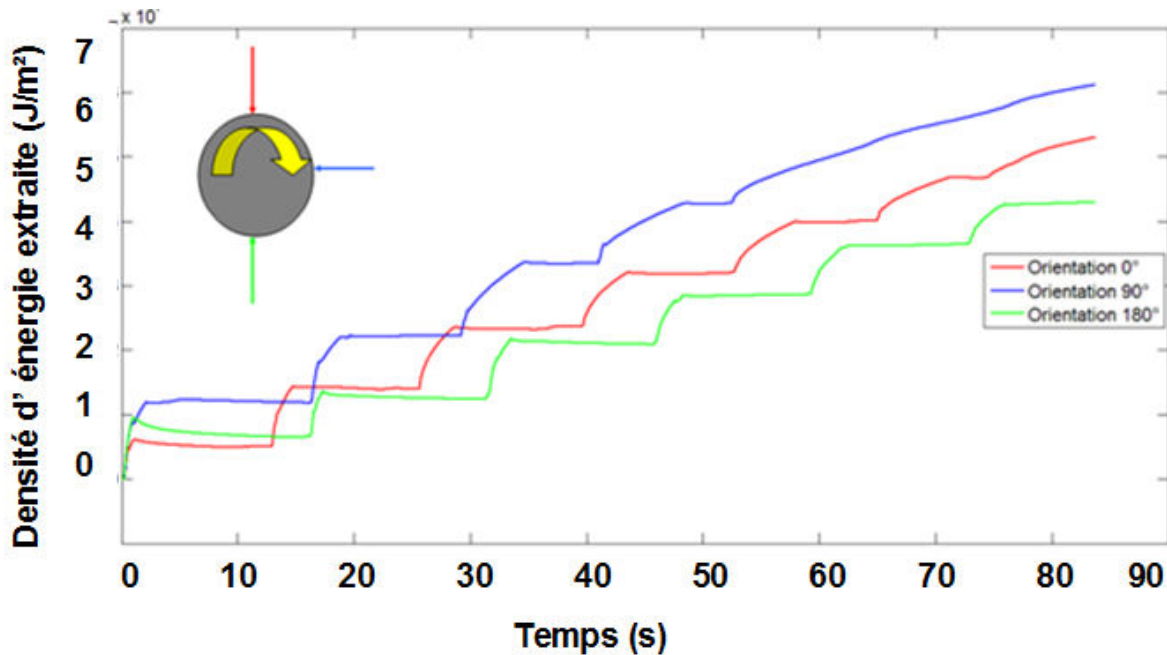


Fig. 2.55 Energie thermique extraite durant le refroidissement pour les 3 configurations de jet (cas 1a; 2a; 3a) ; $r^*=0,05$

ii. Angle d'impact du jet

La Figure 2.56 représente trois courbes de refroidissement obtenues pour une même orientation du jet (90°) mais pour trois angles d'impact différents (90°, 45°, ~0°). On observe des différences importantes entre les taux de refroidissement. La meilleure efficacité de refroidissement est obtenue avec l'angle d'impact de 45°. On suppose que le paramètre clé est la position du ressaut hydraulique qui se produit lorsque la direction de l'écoulement et la direction de la surface sont en sens opposés (configuration à contre courant). En effet, Gradeck et al. [29] ont relevé dans leurs travaux que l'emplacement du ressaut correspondait à une zone d'intense transfert thermique. Dans notre configuration, la position du point d'impact est plus haute lorsqu'on impacte à 45° que lors du cas à 90°. De ce fait, la zone mouillée est plus importante dans le premier cas, car elle s'étend davantage sur la face supérieure du cylindre. Lorsque le jet impacte normalement le cylindre, la position du point d'impact est plus basse.

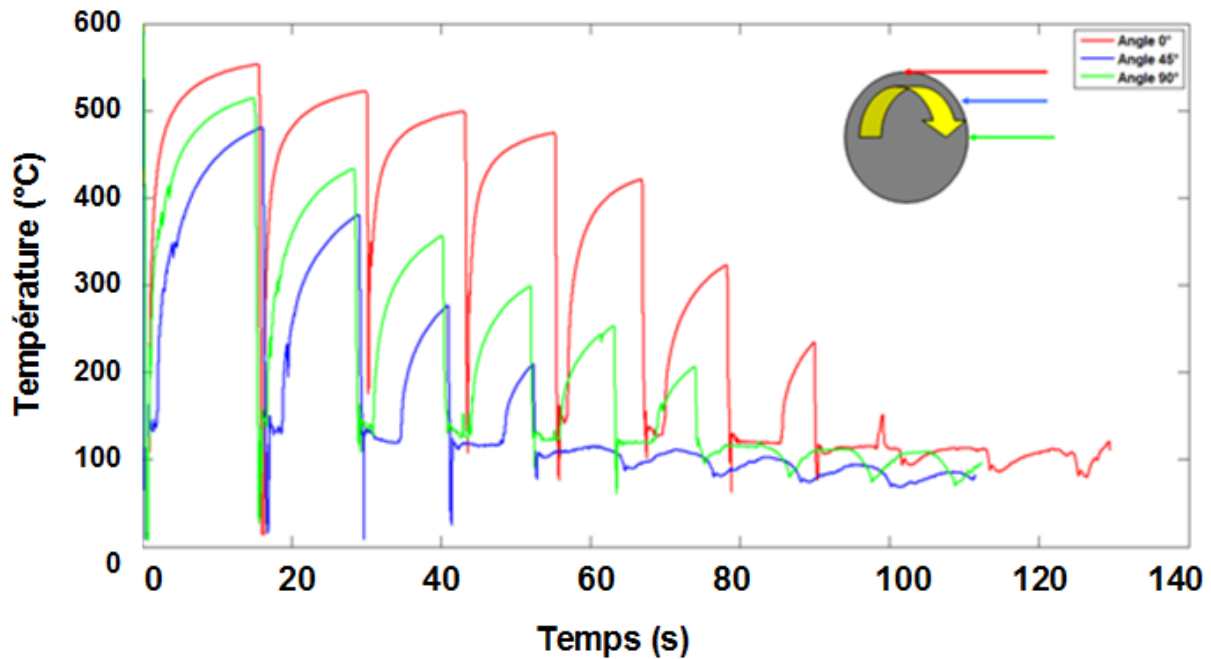


Fig. 2.56 Courbe de refroidissement pour 3 angles d'impact et 1 orientation de jet commune : 90° (cas 3c;3b;3a) ; $r^*=0,05$

4) Etude expérimentale : refroidissement du cylindre de laboratoire en configuration statique

Le schéma de la Figure 2.57 décrit la configuration adoptée lors des essais expérimentaux effectués au LEMTA sur notre dispositif de refroidissement d'un cylindre de nickel. Le cylindre reste statique durant ces essais. Après avoir été porté à plus de 600°C , il est refroidi par le jet d'eau plan d'épaisseur 2 mm à 20°C . L'impact se fait perpendiculairement au cylindre, sur le dessus. La vitesse de jet est de 0,85 m/s.

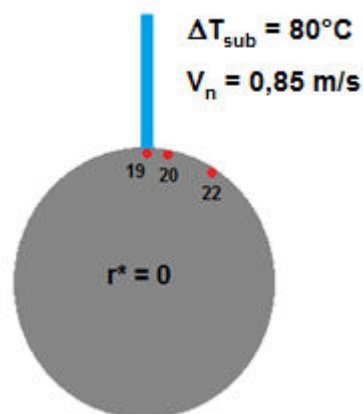


Fig. 2.57 Configuration adoptée pour l'expérience

Nous avons déterminé l'évolution des températures puis des flux par méthode inverse, au niveau de la zone d'impact du jet et en différentes positions plus radiales. Nous avons choisi de représenter les évolutions de température et des densités de flux correspondant aux thermocouples 19, 20 et 22 (Figure 2.58). Le thermocouple 19 est situé sous le jet, les thermocouples 20 et 22 respectivement à 20° (15°) et 60° (45°) mm (abscisse curviligne) du point d'impact. Le thermocouple 21, qui était endommagé n'a pu donner de résultats exploitables.

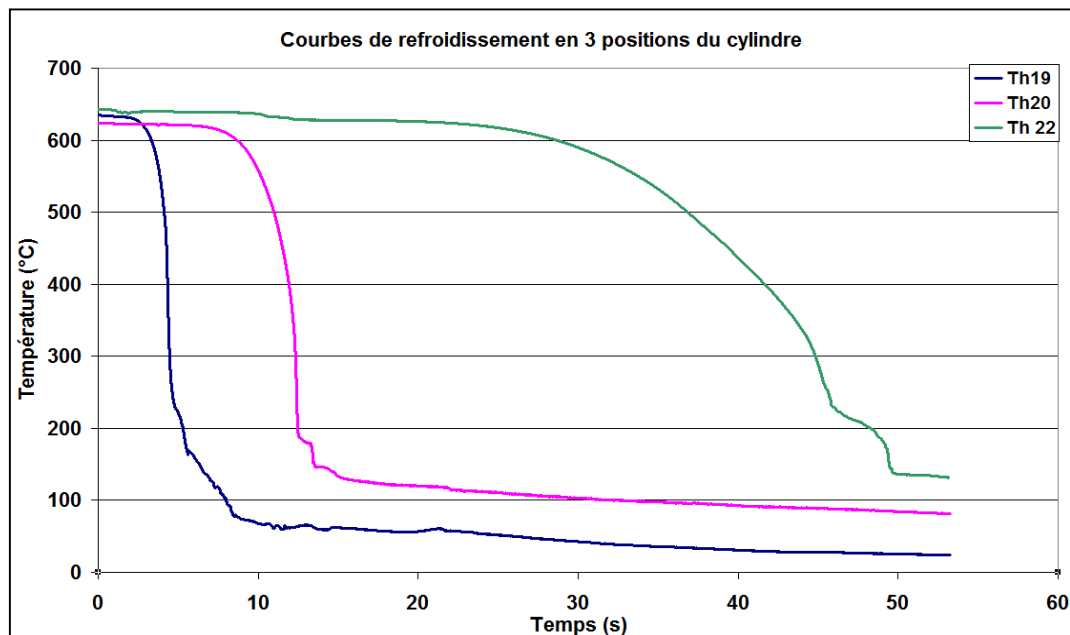


Fig. 2.58 Courbes de refroidissement en 3 positions ($\Delta T_{\text{sub}} = 80^\circ$, $V_n = 0,85$ m/s)

On peut observer sur la Figure 2.58 les évolutions de température pour les trois positions repérées à la surface du cylindre. La chute de température intervient fort logiquement tout d'abord (après environ 4 s) au niveau du thermocouple 19, situé sous le jet. Celle-ci se produit quelques secondes plus tard au niveau de la position repérée par le thermocouple 20, lorsque le front de trempe gagne cette position située à environ 20 mm du point d'impact. Les refroidissements enregistrés pour ces deux positions sont très rapides : on passe d'environ 600°C à 150°C en l'espace de 2 à 3 secondes. Le comportement est différent pour le thermocouple 22 qui est situé à environ 60 mm du point d'impact. On observe une assez longue période durant laquelle la température demeure supérieure à 600°C , ce qui laisse présumer que la zone reste non-mouillée durant ce temps, puis lorsque le front de mouillage atteint finalement cette zone, la vitesse de refroidissement de la paroi augmente considérablement. Elle reste toutefois bien inférieure aux vitesses mesurés dans des positions plus centrales, on passe ici de 600°C à 150°C en environ 20 s.

Les courbes d'ébullition correspondant à la zone d'impact et à l'abscisse $r = 20$ mm ont la forme caractéristique des courbes à très fort sous-refroidissements que nous avons décrites lors de nos recherches bibliographiques. On remarque que pour ces positions proches du point d'impact, le flux augmente immédiatement depuis la température initiale de la plaque jusqu'à la température correspondant au maximum de flux qui se situe dans notre configuration autour de 350°C . Le maximum de flux est d'environ $9,2 \text{ MW/m}^2$.

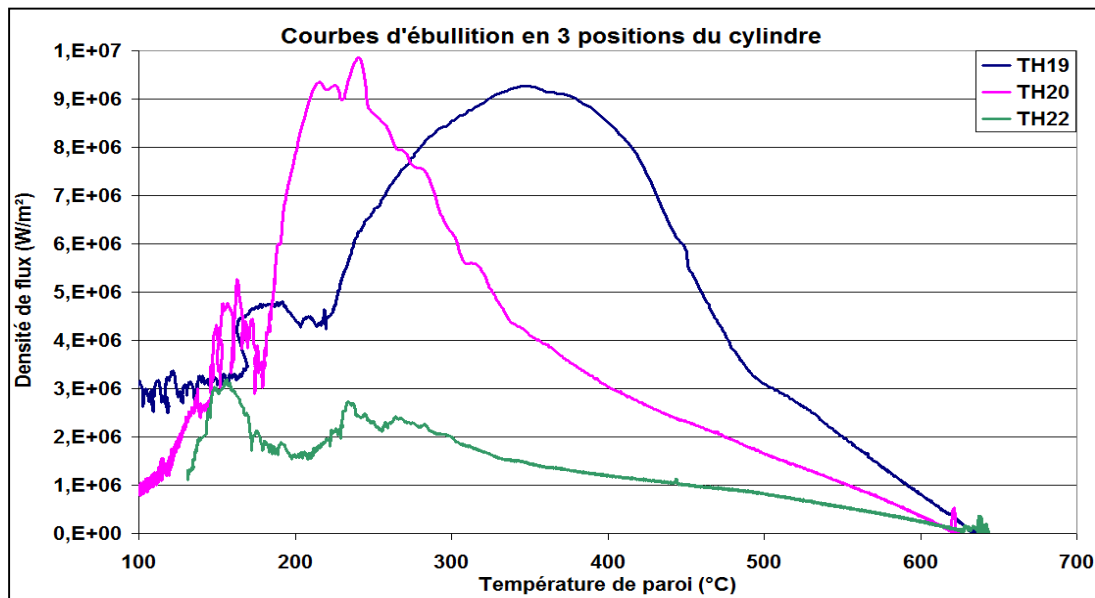


Fig. 2.59 Courbes d'ébullition en 3 positions ($\Delta T_{\text{sub}} = 80^\circ$, $V_n = 0,85 \text{ m/s}$)

Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux obtenus par Karwa et al. [7] qui ont réalisé des essais de refroidissement d'une plaque d'acier à haute température par un jet d'eau circulaire avec un sous refroidissement similaire au notre ($\Delta T_{\text{sub}} = 80^\circ \text{C}$). Karwa et al. [7] ont montré que, plus on s'éloigne de la zone de stagnation et plus le maximum de flux et sa température de paroi associée diminuent (Figure 2.60.a). Il s'est également intéressé à l'influence de la température initiale de la paroi sur les courbes d'ébullition en démontrant qu'une diminution de cette température entraîne un décalage du maximum de flux vers des valeurs de flux et de température de paroi plus faibles (Figure. 2.60.b). Ces mêmes résultats avaient été observés précédemment par Leocadio et al. [17] ; n'ayant pas de données expérimentales au delà de 600°C , ces résultats sont très intéressants pour compléter nos courbes d'ébullition dans la gamme de température supérieure [$600^\circ \text{C} - 900^\circ \text{C}$]

Comme Karwa et al. [7], nous observons une diminution de la température pour laquelle apparaît le maximum de flux avec la distance au point d'impact. Cependant, là où Karwa et al. [7] observaient une diminution de près de 20% du maximum de flux en s'éloignant de 4 mm du point d'impact, nous n'observons pas de variation sensible de cette valeur jusqu' à 20 mm en aval du point d'impact. Cela s'explique principalement par le type de jet utilisé : circulaire pour Karwa et al. [7], plan dans notre cas. L'hydrodynamique de l'écoulement s'établissant en dehors de la zone de stagnation diffère en effet complètement pour chacune de ces configurations : dans le cas d'un jet circulaire, la vitesse de l'écoulement en paroi diminue très rapidement en dehors de la zone de stagnation (évolution en $1/r$) tandis que, pour un jet plan, celle-ci se stabilise autour d'une valeur proche de V_j . Cet effet géométrique influence évidemment de façon importante l'évolution des densités de flux en paroi : la perte de vitesse entraîne une diminution considérable des échanges convectifs et par conséquent conduit naturellement à des flux plus faibles.

L'utilisation des résultats de Karwa et al. [7] ne peut donc s'appliquer qu'au niveau de la zone de stagnation dans laquelle les effets liés à l'impact du jet prédominent, ce qui minimise les différences liées à l'utilisation d'un type de jet particulier. En revanche dans la zone d'écoulement, nous n'utiliserons que nos résultats pour établir les conditions limites à utiliser pour la simulation de l'expérimentation de refroidissement réalisée au VRA (Chapitre 4), qui s'est effectuée en utilisant un jet plan.

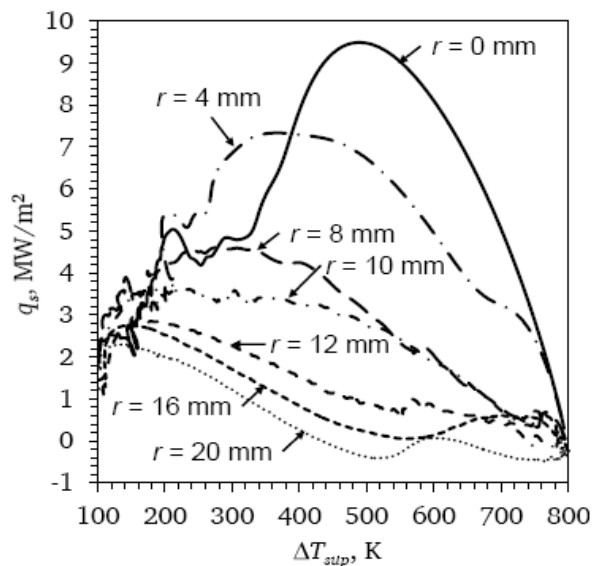


Fig. 2.60.a Courbes d'ébullition pour différentes positions radiales, Karwa [7]

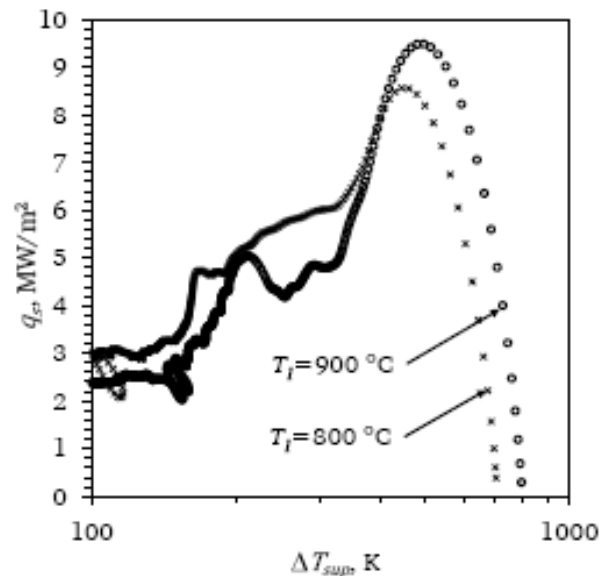


Fig. 2.60.b Influence de la température initiale de la paroi, Karwa [7]

On remarque que notre courbe expérimentale obtenue en $r = 0$, possède une forme semblable à celle de Karwa et al. [7] (Fig. 2.61). Les pentes des régimes de mouillage initial et d'ébullition nucléée sont très proches. D'après les résultats de Karwa et al. [7] et Leocadio et al. [17] concernant l'influence de la température initiale de la plaque, nous pensons que la valeur de flux maximal atteinte dans notre configuration devrait être plus importante pour une température initiale de paroi de 900 °C. Il nous paraît cependant difficile à l'heure actuelle de pouvoir quantifier précisément cette augmentation.

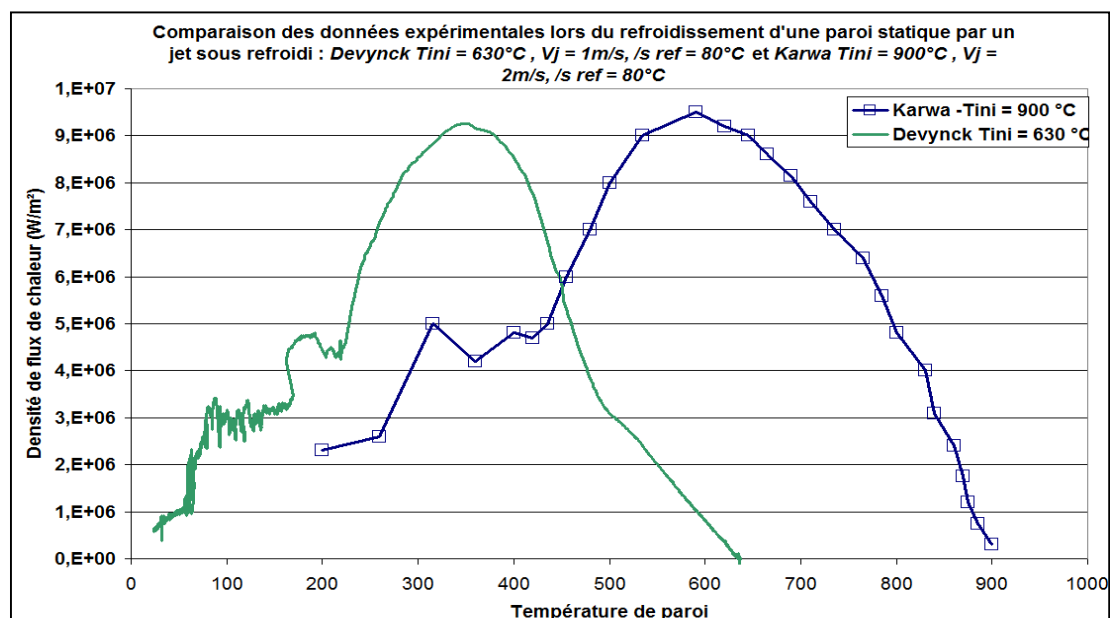


Fig. 2.61 Comparaisons avec Karwa et al. [7]

5) Conclusions

Ce chapitre volumineux sert de base théorique et expérimentale pour la suite de notre travail. Tout d'abord, nous avons recensé l'essentiel des connaissances actuelles en matière de refroidissement par jet impactant. Cela nous a permis de décrire l'influence sur le transfert thermique de plusieurs paramètres opératoires comme le sous-refroidissement de l'eau et la vitesse d'impact de jet. Nous

avons notamment confirmé expérimentalement qu'une augmentation du sous-refroidissement ou de la vitesse du jet conduisait à augmenter considérablement l'intensité des flux échangés dans le régime d'ébullition de transition et à déplacer le maximum de flux vers des températures de paroi plus élevées. L'augmentation du sous-refroidissement provoque une modification importante de la forme générale des courbes d'ébullition. Elle provoque notamment une disparition du premier minimum de flux et un transfert du maximum de flux du flux critique pour les faibles sous-refroidissements, au régime d'ébullition de transition (MHF) lorsque le sous-refroidissement augmente. L'analyse de la littérature a également révélé des lacunes concernant les effets de certains autres paramètres que l'on retrouve au cœur des procédés industriels utilisés pour refroidir les tubes. C'est le cas notamment de l'effet de la vitesse de défilement des tubes. Nous avons montré que les flux échangés étaient très sensibles à la vitesse de déplacement de la paroi. L'augmentation du rapport des vitesses r^* provoque une diminution des flux échangés, ce qui se traduit par un aplanissement des courbes d'ébullition. Nous avons proposé des relations liant les maximum de flux échangés à ce rapport r^* pour des conditions de faible et fort sous-refroidissement. Nos essais expérimentaux nous ont également permis de mettre en évidence l'influence de l'angle et de la position d'impact du jet de refroidissement sur le développement de la zone mouillée en paroi ce qui se répercute ensuite sur l'efficacité de refroidissement.

Une seconde campagne expérimentale nous a également permis de démontrer la grande influence de deux paramètres, au cœur des dispositifs industriels de trempe chez Vallourec, sur l'efficacité de refroidissement : l'orientation du jet impactant par rapport à la gravité et l'angle d'impact du jet sur le tube refroidi. L'effet de ces deux paramètres sur les coefficients de transfert de chaleur n'a pas pu être directement corrélé, cependant nos travaux permettent de supposer avec confiance que l'hydrodynamique de l'écoulement s'établissant à la surface du cylindre est considérablement modifiée en faisant varier ces deux paramètres, ce qui entraîne alors d'importantes variations du taux de refroidissement.

Une importante conclusion provenant de nos résultats est le lien apparent entre le développement de la zone mouillée sur la paroi et le rôle des forces gravitaires. Ces effets ne sont pas dominant en début de refroidissement lorsque la zone mouillée reste confinée à la zone d'impact du jet, mais à mesure que la température surfacique diminue et que les régimes d'ébullition en surface changent, le régime d'ébullition de transition initial laissant place au régime d'ébullition de transition puis à la convection forcée, la zone mouillée se déploie vers des positions plus éloignées du point d'impact et les effets gravitaires deviennent alors prédominants.

Afin de s'approcher au plus près des conditions industrielles, nous avons travaillé avec une fréquence de révolution du cylindre très faible ce qui a eu pour conséquence de ne pouvoir travailler qu'avec très peu de points de mesure (1 par rotation) ce qui a renforcé l'incertitude sur les résultats. Afin de confirmer ces premiers résultats et approfondir cette étude il serait intéressant de procéder à des visualisations de la surface durant son refroidissement pour ces différentes configurations.

L'un des objectifs de ce travail de thèse est de simuler le refroidissement d'un tube d'acier par un jet d'eau sous refroidi, en prenant bien en compte le comportement du matériau en termes de transitions de phase. Ces simulations seront comparées avec les données expérimentales issues des essais réalisés au VRA, dont les résultats seront détaillés dans le chapitre 4 de ce document.

Afin de simuler correctement cette configuration, nous devons définir les conditions limites appropriées pour le transfert de chaleur en surface du tube tout au long de son refroidissement. Comme nous l'avons vu, il n'existe pas aujourd'hui de corrélations permettant de décrire parfaitement toute la courbe d'ébullition pour des configurations impliquant un sous-refroidissement très élevé. Nous avons donc réalisé des mesures expérimentales sur le cylindre de

laboratoire dans des conditions proches de celles qui ont été adoptées pour les essais de trempe sur acier. Ces mesures nous permettront d'une part d'améliorer nos connaissances sur le transfert thermique en paroi dans de telles configurations et d'autre part de fournir des données qui nous permettront d'implémenter les conditions aux limites de flux pour nos simulations.

Chapitre 3

Simulation des transferts thermique par ébullition : une première contribution

Nous avons présenté dans le chapitre précédent l'ensemble des mesures expérimentales des densités de flux de chaleur et leurs évolutions à la surface d'un tube refroidi. Ce chapitre décrit à présent les travaux que nous avons engagés en parallèle dans le but de simuler par CFD (Computational Fluid Dynamics) les mécanismes de transferts convectifs. Une démarche similaire a été entreprise par Mangin [2] lors de ses travaux de thèse lorsqu'il a mis en place le couplage des codes de calculs Fluent et Sysweld afin de simuler le chauffage d'un tube d'acier. Notre situation est ici plus complexe car elle implique un écoulement turbulent diphasique avec un changement de phase par ébullition/évaporation à la surface du tube. Cela nécessite d'être capable de simuler correctement les régimes et leur transition, où la paroi est successivement recouverte de vapeur, d'un mélange liquide/vapeur puis de liquide.

Nous rapportons dans la première partie du chapitre certains travaux pour lesquels des modèles phénoménologiques comme celui de Podowski [44] ont été intégrés à des codes de calculs CFD pour rendre compte du régime d'ébullition du fluide en paroi. Dans une deuxième partie, nous présenterons l'étude que nous avons réalisée afin de mettre en œuvre, dans une configuration simplifiée, la simulation du refroidissement d'une plaque d'acier à haute température par un jet immergé à l'aide du code de calcul Fluent.

1) Eléments bibliographiques

Les phénomènes de transfert en ébullition nucléée sont très complexes, et longtemps, la seule possibilité pour modéliser le transfert de chaleur en paroi a été d'utiliser pour chaque régime des corrélations construites à partir d'exploitations statiques de données expérimentales, associées à des considérations physiques. L'amélioration des connaissances sur les mécanismes physiques gouvernant l'ébullition ainsi que le développement de la CFD ont stimulé la construction de modèles phénoménologiques. Ils apportent une modélisation plus fine, se basant cette fois sur les lois de la thermomécanique et de la thermodynamique (Podowski [44], Basu [45] [46], Seiler [27], Montout [47]), ce qui apporte un caractère beaucoup plus universel. Ces modèles peuvent ensuite être intégrés aux codes de calcul commerciaux et ainsi permettre de limiter l'usage de l'expérimentation.

Assez récemment, la société AVL spécialisée en études de motorisation par combustion interne, a développé un code, AVL-FIRE®, conçu pour offrir notamment un outil de simulation de trempe par immersion [48]. Ce logiciel résout les transferts conjugués entre la pièce immergée (transferts thermiques instationnaires, simulations par éléments finis) et la zone fluide (modélisation CFD à deux fluides Euler-Euler pour le liquide et sa vapeur). Le flux thermique pariétal est estimé à partir de corrélations, et les changements de régimes d'ébullition sont conditionnés par la température de paroi, comme par exemple la température de Leidenfrost. Cet outil à usage industriel est appliqué à la trempe de blocs moteurs en aluminium, et les auteurs comparent les thermogrammes mesurés et calculés, pour différentes orientations de la pièce dans le bac de trempe [48] [49]. Enfin, des calculs mécaniques de déformations peuvent être menés en postprocesseur par le module en éléments finis qui modélise la pièce mécanique.

Un autre secteur privilégié d'application de ces travaux de modélisation des phénomènes d'ébullition et d'intégration dans les codes de CFD est l'industrie nucléaire. En effet la sécurité des réacteurs refroidis à l'eau sous pression est un enjeu primordial et les expérimentations dans ce domaine pour des conditions critiques pouvant conduire à un accident sont difficiles à mettre en œuvre. Le recours à la simulation prend donc ici tout son sens. C'est dans ce cadre que Montout [47] a travaillé durant sa thèse à la prédiction de la crise d'ébullition dans les réacteurs à eau pressurisée en utilisant comme support le code NEPTUNE (code CFD développé par EDF). Une comparaison de différentes simulations de l'ébullition nucléée issues de modèles phénoménologiques a été réalisée, et Montout [47] a retenu le modèle de Podowski [44] comme étant celui donnant les résultats les plus probants dans la configuration d'écoulement en conduite, où la paroi impose un flux thermique conduisant aux différents régimes d'ébullition. (Figure 3.1)

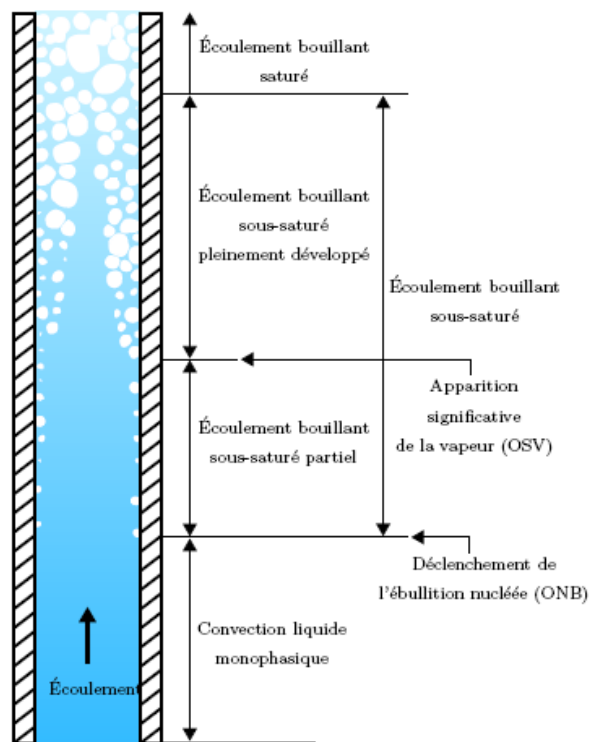


Fig. 3.1 Schématisation de l'ébullition nucléée sous-saturée convective, d'après Montout [47]

a. Description du modèle de Podowski [44]

Ce modèle, dit « à 3 flux » est un modèle développé par Kurul et Podowski [44] (appelé aussi RPI model comme Rensselaer Polytechnic Institute) qui a été repris abondamment dans la littérature. On le retrouve ainsi aujourd'hui implanté dans plusieurs codes CFD comme NEPTUNE ou encore Fluent. Il permet de calculer le flux de chaleur pariétal (ou la température de paroi, si le flux pariétal est connu).

La surface de paroi est divisée en une fraction de surface A_v qui est en contact avec la vapeur et une portion $(1-A_v)$ qui est recouverte du liquide, selon le schéma proposé par Kurul et Podowski [44] repris dans la Figure 3.2.

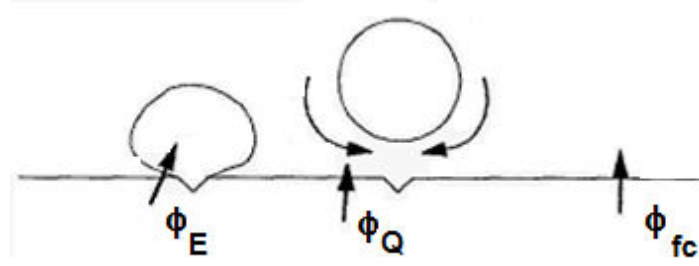


Fig. 3.2 Composantes du flux de chaleur en paroi, Kurul et Podowski [44]

Le flux de chaleur en paroi s'exprime comme la somme de trois composantes :

$$\phi_W = \phi_{fc} + \phi_E + \phi_Q$$

Eq. 32

avec :

- ϕ_{fc} le flux de chaleur monophasique par convection forcée,
- ϕ_E le flux net de chaleur par évaporation,
- ϕ_Q le flux de trempe ou flux de conduction instationnaire.

Ce modèle comporte :

- une inconnue qui est soit la température de la paroi T_w , soit le flux pariétal ϕ_W
- et quatre paramètres nécessitant d'être modélisés :
 - le diamètre de détachement des bulles : D_l
 - la densité des sites actifs de nucléation : N
 - la fréquence de nucléation : f
 - le coefficient d'échange monophasique par convection forcée : h_{fc}

Tous les autres paramètres, dont notamment la température du liquide à la paroi $T_{l,p}$ seront fournis par le calcul CFD.

- Le flux de chaleur monophasique en convection forcée ϕ_{fc} échangé entre la paroi et la phase liquide s'exprime par l'équation (2).

$$\phi_{fc} = (1 - A_v) S h_{fc} (T_w - T_{l,p})$$

Eq. 33

avec :

- $(1 - A_v)$ la fraction de paroi non affectée par la nucléation qui est complémentaire à la fraction de l'aire affectée par la nucléation A_v :

$$A_v = \frac{\pi N D_l^2}{4}$$

avec D_l le diamètre de détachement des bulles

- $T_{l,p}$ est la température locale du liquide près de la paroi chauffée
- S la surface totale de la paroi.

- Le flux d'évaporation ϕ_E nécessaire à la formation de la vapeur :

$$\phi_E = V_b \rho_v f N L_v \quad \text{Eq. 34}$$

avec : $V_b = \frac{\pi D_l^3}{6}$

L_v : Chaleur latente de vaporisation

A ce terme est associé le flux matière d'évaporation du liquide sous saturé au contact de la paroi, donné par l'expression :

$$\dot{m}_E = \rho_v V_b f N \quad \text{Eq. 35}$$

- Le flux de trempe ou de conduction instationnaire ϕ_Q . Il s'agit du flux thermique transféré au liquide lors du remouillage de la paroi après le détachement d'une bulle. Il s'agit donc d'un flux moyenné de conduction instationnaire transmis au liquide pendant le temps d'attente entre deux bulles.

Ce flux a été calculé analytiquement par Del Valle and Kenning [50] selon l'expression (5).

$$\phi_Q = A_{ic} t_w f \frac{2\lambda_l (T_p - T_l)}{\sqrt{\pi t_w \alpha_l}} \quad \text{Eq. 36}$$

avec :

- α_l la diffusivité thermique du liquide
- t_w le temps d'attente entre le détachement d'une bulle et le début de la croissance d'une nouvelle bulle sur le même site de nucléation. Il est par définition calculé à partir du temps d'attente entre le détachement de deux bulles t_{cyc} (temps d'un cycle de nucléation) et la durée de la croissance d'une bulle t_l :

$$f = \frac{1}{t_{cyc}} ; t_w = t_{cyc} - t_l$$

Or Kurul et Podowski considèrent le temps nécessaire à la croissance d'une bulle négligeable

devant le temps d'attente t_w , donc on a : $t_w \sim t_{cyc} \Rightarrow t_w \sim 1/f$

Au cours de ses travaux, Montout [47] a tenté d'améliorer ce modèle en y intégrant la prise en compte du phénomène de glissement des bulles sur la paroi verticale afin de mieux représenter la répartition surfacique du flux de chaleur, ce qui semble important dans le cadre d'un écoulement annulaire.

b. Adaptation au cas de refroidissement par jet impactant

Dans les configurations de refroidissement par jet impactant, il apparaît évident que l'hydrodynamique du jet a un effet considérable sur le transfert de chaleur en paroi. Son influence sur la fragmentation des bulles en paroi doit notamment être prise en compte dans la modélisation. Contrairement aux configurations d'écoulement de paroi, pour lesquelles la plupart des modèles mécanistes de la littérature ont été établis et permettent de modéliser les régimes de transfert de

chaleur allant de la convection forcée au flux critique, il est nécessaire de pouvoir modéliser les régimes apparaissant en début de refroidissement, lorsque la surface est encore à une température très élevée impliquant une fraction de vapeur en surface très importante, comme le régime d'ébullition en film et le régime d'ébullition de transition. C'est dans cet objectif que Seiler [27] a réalisé ses travaux de thèse et a tenté de simuler le refroidissement d'une plaque par un jet impactant à l'aide du code CFD Neptune.

Pour pouvoir décrire toute la courbe d'ébullition, Seiler a modifié le modèle de Podowski en ajoutant un 4^e terme correspondant à un flux de convection monophasique « vapeur » ϕ_v .

$$\phi_W = \phi_{fc} + \phi_Q + \phi_E + \phi_v \quad \text{Eq. 37}$$

Ce flux s'exprime comme :

$$\phi_v = \alpha_v h_{vc} (T_w - T_{\delta g}) \quad \text{Eq. 38}$$

avec :

- α_v est la fraction volumique de vapeur
- $T_{\delta g}$ la température de la vapeur à la distance δ de la paroi.
- h_{vc} le coefficient d'échange par convection/conduction dans la vapeur.

Ce flux est en pratique très faible comparé aux autres composantes du flux (sauf pour $\alpha_v=1$). Seiler a également apporté des modifications dans les paramètres de fermeture du modèle, en intégrant notamment un diamètre critique de bulles D_{crit} , spécifique aux hautes températures de paroi, et intégrant les effets du jet afin de pouvoir décrire le phénomène de plateau de flux.

Une fois le modèle implémenté dans le code Neptune, et les premiers calculs réalisés, des problèmes liés à une surchauffe excessive de la vapeur sont apparus : l'enthalpie de la vapeur et donc sa température augmentaient de façon importante, allant même jusqu'à égaliser la température de la paroi (pouvant atteindre 1000°C). Le transfert d'enthalpie aux interfaces était donc mal décrit. Les états métastables (température de vapeur inférieure à T_{sat} ou température de liquide supérieure à T_{sat}) n'étaient pas non plus considérés. Seiler a proposé une nouvelle modélisation des transferts de masse et d'enthalpie en surface plus cohérente mais qui s'est avérée au final toujours insuffisante pour traiter les écoulements à phases séparées, et donc le régime d'ébullition en film.

Le lien entre le diamètre des bulles en paroi et le diamètre des bulles dans l'écoulement a également posé des difficultés. Pour établir ce lien, une équation supplémentaire de transport pour l'aire interfaciale liquide/vapeur a été ajoutée, sans prendre en compte les possibles coalescences ou fragmentations des bulles. Malheureusement, la prédiction du diamètre des bulles, utile notamment pour le calcul de la force de traînée et du transfert de masse n'est pas apparue satisfaisante d'un point de vue numérique, et Seiler a donc dû imposer des diamètres constants différents dans les expressions de la force de traînée et du transfert de masse.

Seiler a ensuite réalisé des simulations dans les conditions expérimentales de Robidou [6] à l'impact du jet puis à 3 mm de l'impact. La comparaison simulation/expérimentations est présentée sur les Figures 3.3 et 3.4. La gamme de température étudiée est restreinte on le voit, en raison de l'impossibilité pour le modèle de simuler l'ébullition en film. On peut également regretter l'emploi d'un sous-refroidissement très faible qui ne correspond pas à la situation industrielle réelle d'une trempe.

A l'impact du jet (Figure 3.3), les résultats des simulations donnent une bonne concordance avec les données expérimentales. On note tout de même une diminution du flux après le CHF beaucoup moins marquée sur les simulations, mais le plateau de flux est bien reproduit. A 3 mm du point d'impact (Figure 3.4), la concordance des résultats entre simulation et expérience est beaucoup moins bonne : le flux critique calculé est environ deux fois plus faible que le flux critique mesuré. Enfin, la surestimation des flux en convection forcée monophasique est aussi assez surprenante. Seuls les flux en régime d'ébullition de transition semblent à peu près correspondre.

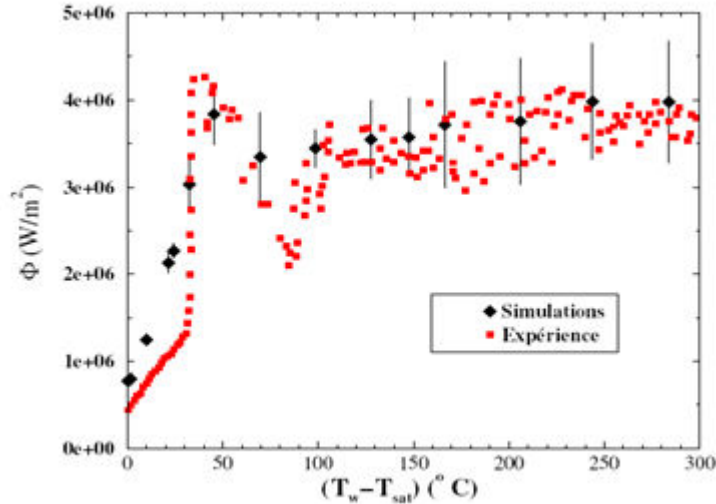


Fig. 3.3 Comparaison du flux calculé à celui relevé expérimentalement par Robidou au point d'impact du jet ($d_h=1,8\text{mm}$, $V_j=0,8\text{m/s}$, $\Delta T_{\text{sub}}=16^\circ\text{C}$), [27]

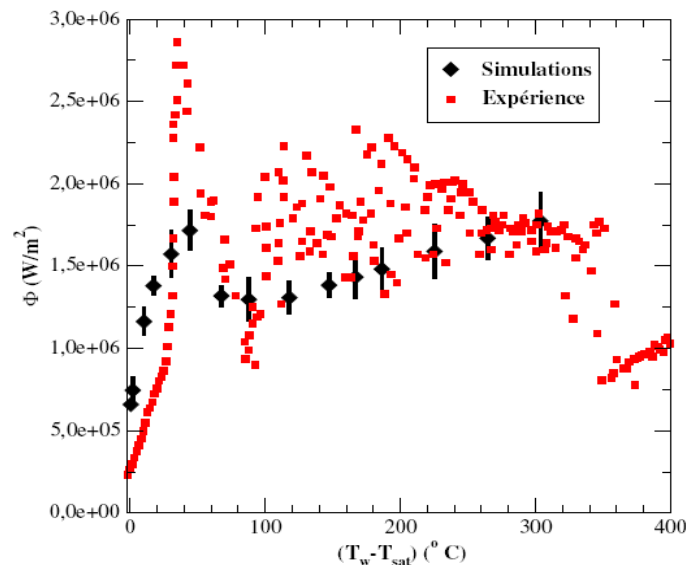


Fig. 3.4 Comparaison du flux calculé à celui relevé expérimentalement par Robidou à 3 mm du point d'impact du jet ($d_h=1,8\text{mm}$, $V_j=0,8\text{m/s}$, $\Delta T_{\text{sub}}=16^\circ\text{C}$), [27]

c. Simplification du problème : refroidissement par un jet immergé

Plus récemment, dans une approche très similaire à celle que nous souhaitons développer, Stark et al. [51] ont présenté leurs travaux de simulation du refroidissement d'une plaque par un jet impactant immergé, réalisés avec le code CFD Fluent. On peut aussi citer les travaux très similaires de Narumanchi [52], mais qui restent limités au régime d'ébullition nucléée, soit à des températures de surchauffes faibles. L'emploi d'une configuration de jet immergé permet de ne modéliser que deux phases, en l'occurrence l'eau liquide et la vapeur d'eau ce qui simplifie le

problème traité et les temps de calcul. Tous ces auteurs ont donc utilisé un modèle à deux fluides Euler-Euler dans une configuration simplifiée 2D, le jet immergé s'écoulant verticalement le long de l'axe de symétrie (voir Figure 3.5). En revanche, contrairement à Seiler [27], Stark et al. ont choisi de considérablement simplifier la modélisation des transferts thermiques en n'utilisant aucun modèle phénoménologique pour décrire les transferts en paroi.

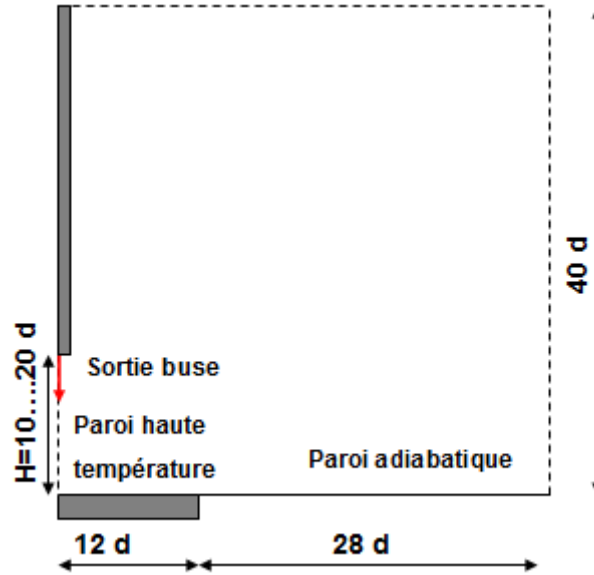


Fig. 3.5 Géométrie et conditions utilisées d'après Stark et al. [51]

Les échanges de chaleur entre les phases liquide et vapeur sont traités avec l'ajout de termes sources dans les équations de conservations de l'énergie pour chaque phase comme le montre le tableau 3.6. Comme on le note dans la colonne de droite du tableau, le transfert de matière entre les deux phases (évaporation ou condensation) est piloté par le transfert thermique. Nous renvoyons à la référence [49] pour des informations plus détaillées sur les conditions d'applications de ces termes.

	<i>Condition</i>	<i>Terme puits dans l'éq. de conservation de l'énergie (liquide)</i>	<i>Terme puits dans l'éq. de conservation de la masse (liquide)</i>
Evaporation	<i>Si $\dot{e}_{limit,liq} < \dot{e}_{crit}$</i>	$S_e = \dot{e}_{limit,liq}$	$S_m = S_e / \Delta h_v$
Condensation I	<i>Si $\dot{e}_{limit,liq} > \dot{e}_{crit}$</i>	$S_e = \dot{e}_{limit,liq} - \dot{e}_{crit}$	$S_m = (\dot{e}_{limit,liq} - \dot{e}_{crit}) / \Delta h_v$
Condensation II	<i>Si $T_{vap} < T_{sat}$</i>	$S_m = (-\alpha_{vap} \rho_{vap}) / \Delta h_v \Delta t_s$	$S_m = S_e / \Delta h_v$

Tab. 3.6 Termes sources et puits ajoutés aux équations de conservation, d'après [51]

Cette approche simplifiée leur a permis de calculer pour les premiers instants de refroidissement, les profils des coefficients de transferts de chaleur, de la fraction volumique de vapeur et de la température le long de la paroi impactée par le jet (Figure 3.7), et ceci pour différentes conditions opératoires (hauteur de buse, vitesse de jet, surchauffe en paroi).

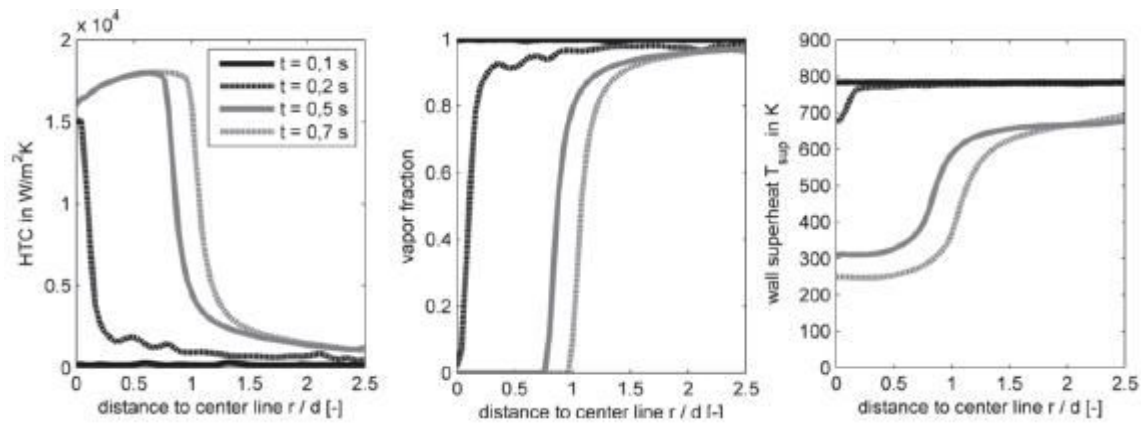


Fig. 3.7 Calcul des profils des coefficients de transferts, de la fraction de vapeur et de la température, Stark [51]

Malheureusement, aucune comparaison avec des mesures expérimentales n'est apportée.

Nous avons décidé de reprendre cette configuration simplifiée à 2 phases développée par Stark et al. [51], mais en intégrant cette fois les modèles disponibles dans le code Fluent pour modéliser les transferts de chaleur en paroi.

2) Etude d'un cas simplifié : impact d'un jet immergé sur une plaque plane

Comme Stark et al. [51] nous avons choisi d'utiliser une approche Euler – Euler à deux fluides (liquide et sa vapeur), ce qui limite le cas d'application à un jet immergé dans son liquide. La simulation d'un jet impactant dans de l'air nécessiterait de décrire l'interface liquide/gaz au moyen par exemple d'une technique VOF (Volume Of Fluid).

Pour la situation où le jet est immergé, nous avons repris la géométrie de Stark qui est décrite sur la Figure 3.8 avec les modèles de turbulences et les algorithmes de résolution utilisés par cet auteur. Comme on le peut le voir, la distance buse – paroi est égale à 10 fois le diamètre de buse soit $H = 50$ mm.

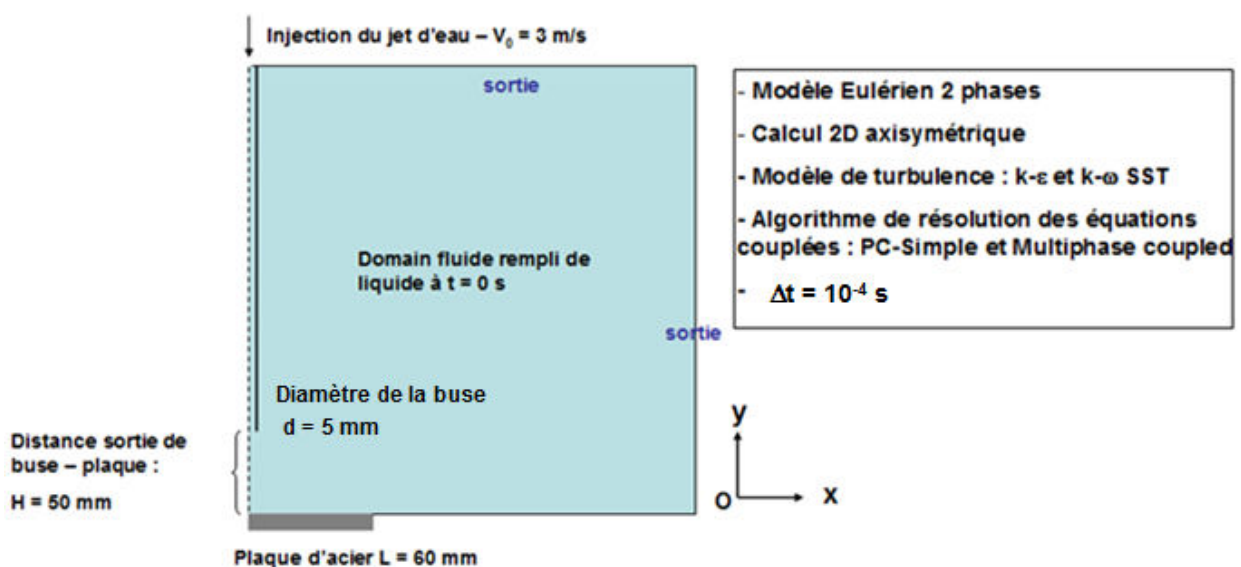


Fig. 3.8 Géométrie et modèles utilisés

Pour modéliser le transfert de chaleur en paroi nous avons, contrairement aux auteurs, utilisé le modèle « non-equilibrium » qui est une extension du modèle de Podowski défini par défaut dans Fluent (« RPI ») et que nous avons présenté dans la partie précédente. A la différence du modèle d'origine de Podowski, la température de la vapeur n'est pas fixée à la température de saturation, elle est calculée et peut dépasser la température de saturation ce qui permet en théorie de simuler un plus grand nombre de régimes de transferts pouvant survenir en paroi.

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps à l'écoulement turbulent du jet et à son impact, sans prendre en compte les transferts thermiques afin de comparer les profils de vitesses obtenus avec ceux de Stark et al. [51]. Les Figures 3.9.a et 3.9.b représentent respectivement les profils de la vitesse V_y établis sur l'axe ($x=0$) et radialement (en $y = 2d$, d étant le diamètre de la buse). Les vitesses ont été adimensionnées par la vitesse d'injection V_0 et la distance adimensionnée par le diamètre de la buse d . On constate que l'hydrodynamique prédite est fidèle aux résultats de Stark [49], avec en particulier, une vitesse axiale au dessus de la plaque qui décroît fortement sur une distance correspondant à deux diamètres de buse.

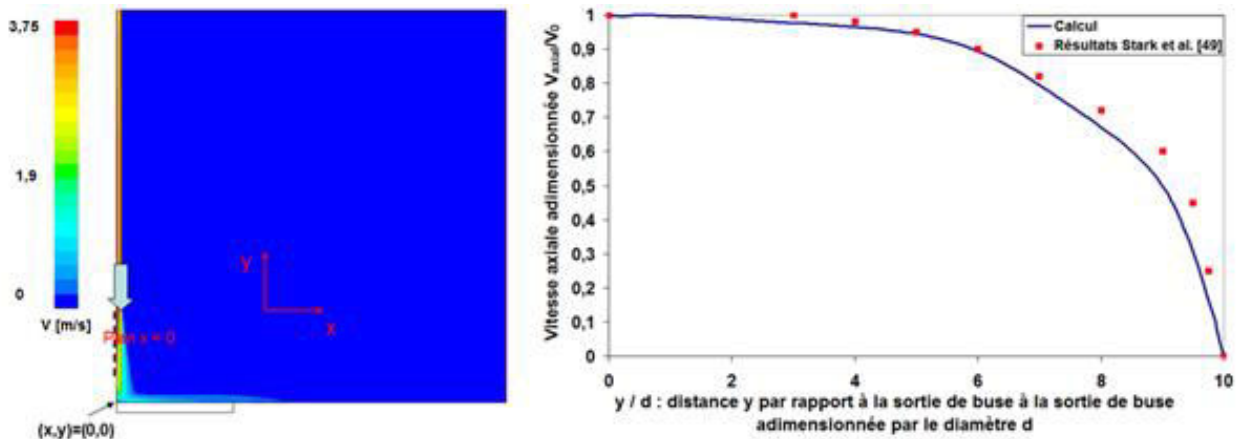


Fig. 3.9.a Contours et profil de la vitesse V_y (adimensionnée) le long de l'axe de symétrie Ox

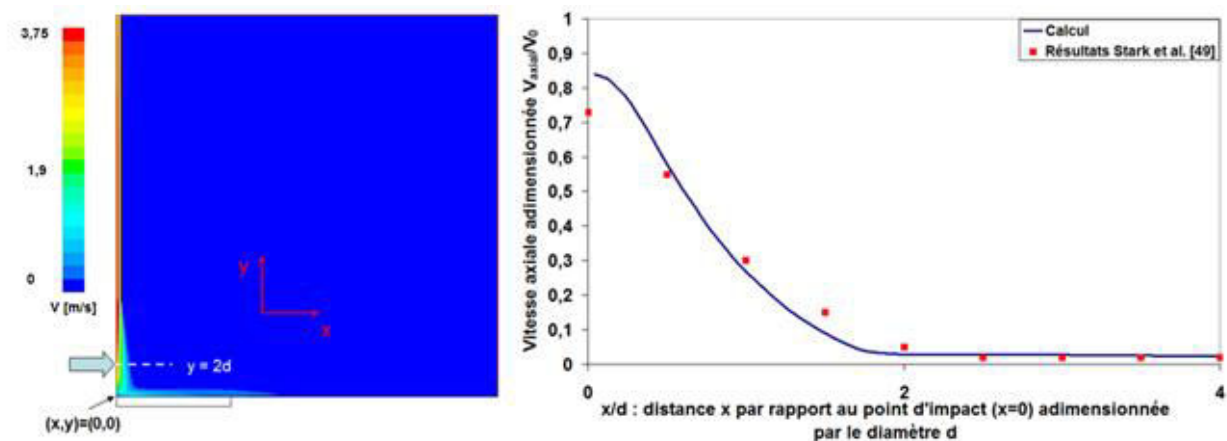


Fig. 3.9.b Contours et profil radial de la vitesse V_y (adimensionnée) (en $y = 2d$)

A partir de ce calcul hydraulique, un calcul prenant en compte les transferts thermiques a été initié avec une température de plaque fixée à 900 °C comme condition à la limite. Dans les premiers instants de simulation, nous avons suivi l'évolution de la fraction de vapeur en surface de la plaque. Nous avons alors observé la vaporisation du liquide et l'apparition d'un régime d'ébullition en film quasi instantanément en paroi. On peut voir en effet sur la Figure 3.10, qu'après seulement 0.05 s de simulation du refroidissement, les deux-tiers de la plaque chauffée de longueur 60 mm sont recouverts d'un film de vapeur. On observe 3 zones distinctes au niveau de la surface. Une

zone centrale, correspondant à la zone de stagnation dans laquelle se trouve uniquement du liquide ($\alpha_v = 0$) : $x = [0-8 \text{ mm}]$, une zone mixte dans laquelle on trouve à la fois du liquide et de la vapeur : $x = [8 - 22 \text{ mm}]$, et enfin une zone totalement recouverte de vapeur : $x = [22 - 60 \text{ mm}]$. On note à environ $x = 50 \text{ mm}$ de l'axe du jet que la fraction de vapeur chute à une valeur d'environ 0,2 ce qui pourrait représenter un détachement de vapeur de la paroi alors remplacé par du liquide frais. Les trois zones caractéristiques apparaissant en surface d'une plaque à haute température refroidie par un jet impactant définies par Leocadio [17] apparaissent donc dans notre calcul.

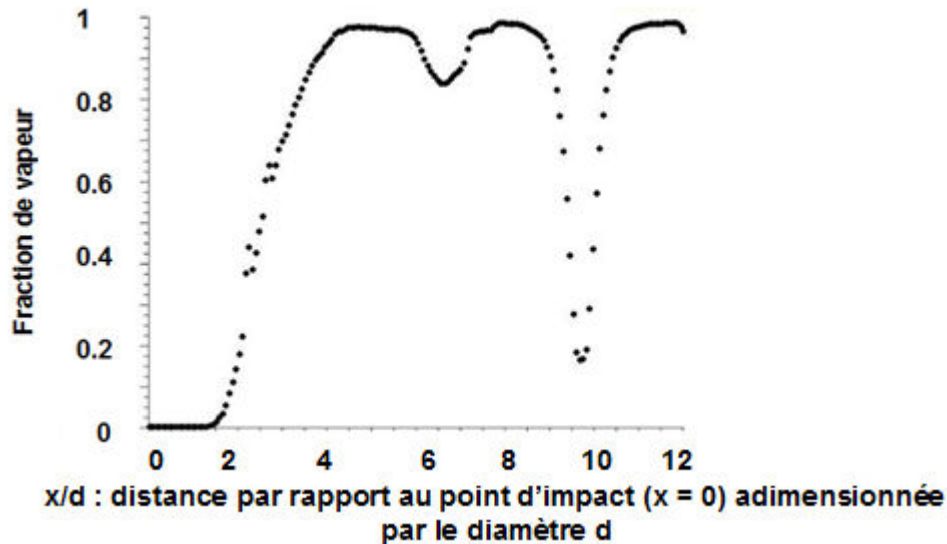


Fig. 3.10 Profil radial de la fraction volumique de vapeur en surface de la plaque à l'instant $t = 0.05 \text{ s}$

Malheureusement nous avons rencontré d'importantes difficultés de stabilité numérique liées en particulier à la différence très importante des densités des deux phases intervenant en paroi, ce qui nous a empêché de poursuivre la simulation du refroidissement au delà des premiers instants. Toutes nos tentatives de simplification du modèle allant de la non résolution de la force de trainée et de portance, jusqu'à l'utilisation d'une température initiale en paroi beaucoup plus faible, nous ont conduit irrémédiablement à une divergence du calcul. Le support Fluent avec lequel nous avons été en contact régulier afin de solutionner le problème n'est pas parvenu à ce jour à nous apporter de solutions permettant de poursuivre les calculs.

Il ne nous est pas paru possible, dans le cadre de ce travail de doctorat, d'utiliser le code de calcul CFD Fluent afin de simuler le refroidissement d'une pièce à haute température en utilisant le modèle RPI implanté dans le code, qui est plus adapté à la simulation de situations pour lesquelles la fraction de vapeur en paroi reste assez faible. Ce résultat explique également que certains auteurs, comme Stark et al. [51], pour mener à terme leurs simulations de refroidissement, aient dû simplifier la modélisation en ne décrivant pas explicitement le transfert de chaleur par ébullition en paroi. Nous avons donc poursuivi nos travaux de simulation du refroidissement en utilisant uniquement les données recueillies à l'issue de l'étude expérimentale.

Chapitre 4

Etude expérimentale et simulation numérique des évolutions de température, des transformations de phases, des contraintes et de la déformation d'un tube d'acier 42CrMo4 refroidi par un jet impactant

Dans les chapitres 2 et 3 de ce manuscrit nous avons décrit nos travaux expérimentaux et de modélisation du transfert thermique se produisant en paroi d'un tube en mouvement refroidi par un jet d'eau, configuration que l'on retrouve dans certains procédés industriels de refroidissement comme la trempe tangentielle. Ces résultats, qui sont au cœur de notre travail, peuvent alors être utilisés au sein d'une démarche de modélisation plus globale de la trempe, qui vise à prédire, à partir d'un jeu de paramètres opératoires donné (température de l'eau de refroidissement, vitesse de défilement du tube, vitesse d'impact des jets d'eau,...), les évolutions de température, les cinétiques des transformations de phases ainsi que l'évolution des contraintes internes et de la déformation du tube résultante.

Afin de valider cette démarche, il est nécessaire de comparer les résultats issus des simulations à des résultats expérimentaux. C'est pourquoi nous avons mis en œuvre au sein du centre de recherche de Vallourec, un banc d'essai expérimental de refroidissement d'un tube d'acier par un jet d'eau plan impactant. Ainsi, la température initiale a pu être choisie plus élevée que celle adoptée durant nos essais en laboratoire, et à la différence des essais réalisés sur le cylindre en Nickel, nous avons pu cette fois étudier le rôle joué par les transformations de phases de l'acier. On se propose donc de commencer ce chapitre par la description de ce banc expérimental et des essais effectués puis d'analyser les résultats obtenus. La simulation numérique des évolutions couplées température-transformations de phases-contraintes-déformation, effectuée avec le code de calcul Sysweld, est ensuite décrite. Les résultats des simulations numériques sont ensuite comparés avec les résultats expérimentaux.

1) Etude expérimentale du refroidissement d'un tube d'acier 42CrMo4 par un jet d'eau plan

a. Dispositif expérimental de refroidissement d'un tube en acier 42CrMo4

Le dispositif expérimental de refroidissement a été conçu de façon à pouvoir mesurer la flèche du tube tout au long de son refroidissement par un jet d'eau impactant sa surface supérieure. Il se compose d'un support en aluminium ayant plusieurs fonctions (Figure 4.1). Au niveau de la partie centrale du support, on trouve deux extrémités « en V » (a) sur lesquelles le tube sortant du four sera déposé pour y être refroidi. Au niveau de l'extrémité supérieure du support, on trouve une première partie mobile (b) sur laquelle la buse de type « jet plan » utilisée pour le refroidissement du tube est fixée (d). On peut donc ajuster la hauteur de buse avant le refroidissement. Enfin, dans la partie inférieure du support, on trouve une seconde partie mobile sur laquelle sera fixé le capteur

de déplacement de type LVDT (Linear Variable Differential Transformer) qui est un capteur électrique inductif de déplacement linéaire (c). Une fois le tube d'acier positionné sur les supports, on déplacera cette partie mobile de manière à ce que le palpeur du capteur de déplacement soit positionné, au début du refroidissement, en appui à mi-course contre le milieu du tube.

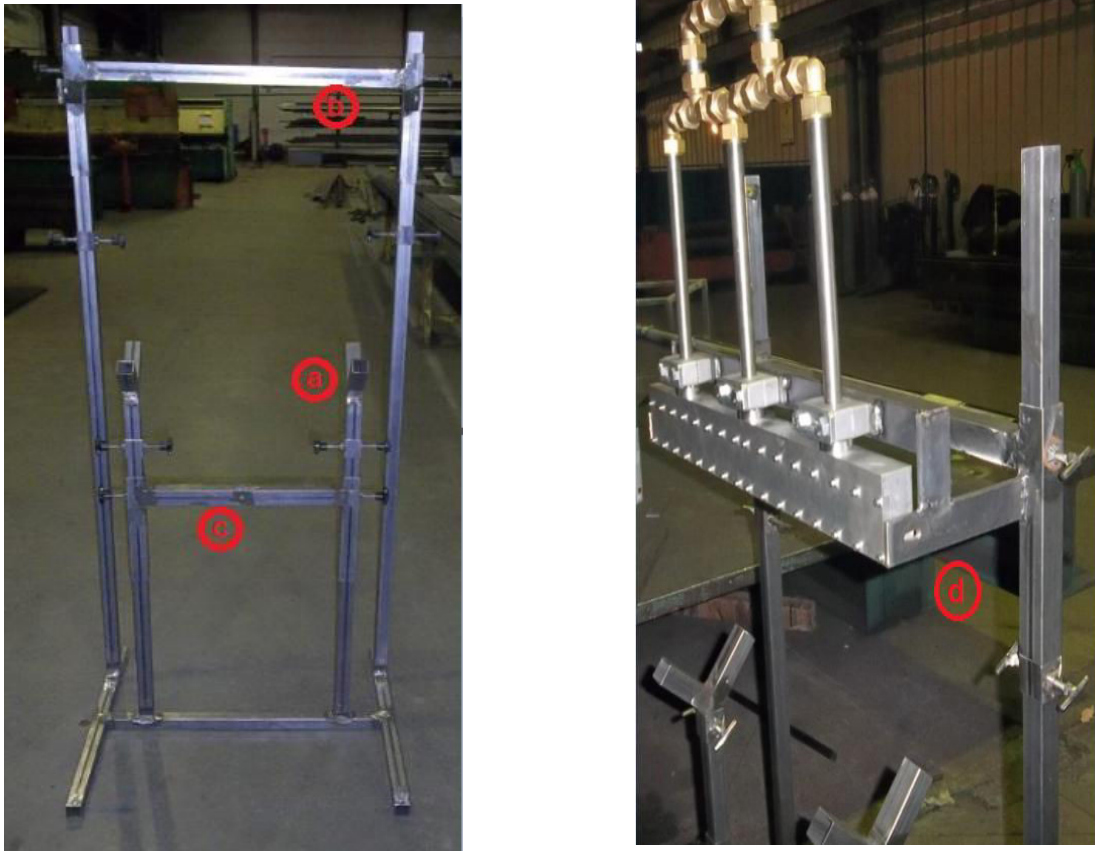


Fig. 4.1 Support tube et buse « jet plan »

La buse produit une nappe d'eau d'épaisseur 2 mm (Figure 4.2) qui impacte le tube sur une génératrice sur toute sa longueur. La vitesse du jet est de l'ordre de 1 m/s. Le refroidissement a été choisi volontairement hétérogène afin de maximiser les gradients thermiques au sein du tube, ce qui doit favoriser sa déformation, plus facilement alors mesurable. La buse est directement connectée au réseau d'eau (de pression ~ 3 bars). Le débit d'eau est mesuré pour chaque expérience.

Les tubes de longueur 500 mm, diamètre 76 mm et d'épaisseur 6 mm, sont en acier 42CrMo4. Cet acier a été choisi d'une part parce que le laboratoire dispose d'une base de données « matériaux » permettant de construire un jeu de données complet pour cet acier, et d'autre part parce qu'il fait partie des aciers utilisés par Vallourec pour la fabrication des tubes. Des analyses chimiques par spectrométrie ont été effectuées sur un échantillon de tube afin d'en connaître la composition (Tableau 4.1)

Les tubes sont instrumentés par 7 thermocouples type K de diamètre 1,5 mm. Ceux-ci sont disposés à 1 mm sous la surface extérieure suivant le schéma Figure 4.3. Les thermocouples sont positionnés au fond d'un perçage de diamètre 3 mm (Figure. 4.4.a) et maintenus au fond du puits par une tige filetée qu'on vient serrer dans le perçage (Figure. 4.4.b,c). Les thermocouples 1, 2 et 3 sont positionnés le long de la génératrice directement située sous le jet durant l'expérience. Les thermocouples 4 et 5 sont positionnés sur la surface opposée, sur une génératrice située à 180° des premiers thermocouples qui ne sera donc pas directement « mouillée » par le jet durant le refroidissement, et enfin les thermocouples 6 et 7 sont positionnés latéralement respectivement à 90° et -90° par rapport à la génératrice supérieure.



Fig. 4.2 Buse « jet plan »

Nuance	C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Ni
42CrMo4	0,388 %	0,229 %	0,793 %	0,009 %	0,008 %	0,965 %	0,140 %	0,140 %

Tab. 4.1 Composition chimique de l'acier 42CrMo4

Les thermocouples sont directement reliés à une centrale d'acquisition permettant de suivre les évolutions de température tout au long du cycle thermique subi par les tubes (chauffage + refroidissement). Le capteur de déplacement est également connecté à la centrale. Sa tension de sortie est comprise entre +5 V et -5 V selon la course du palpeur. Grâce à un étalonnage préalable, il est possible de déterminer le déplacement à partir de la mesure de tension. Toutes les mesures sont enregistrées durant l'expérience. Durant les phases de chauffage, la fréquence d'acquisition est d'une mesure toutes les 30 secondes tandis que dans la phase de refroidissement elle est d'une mesure à chaque dixième de seconde.

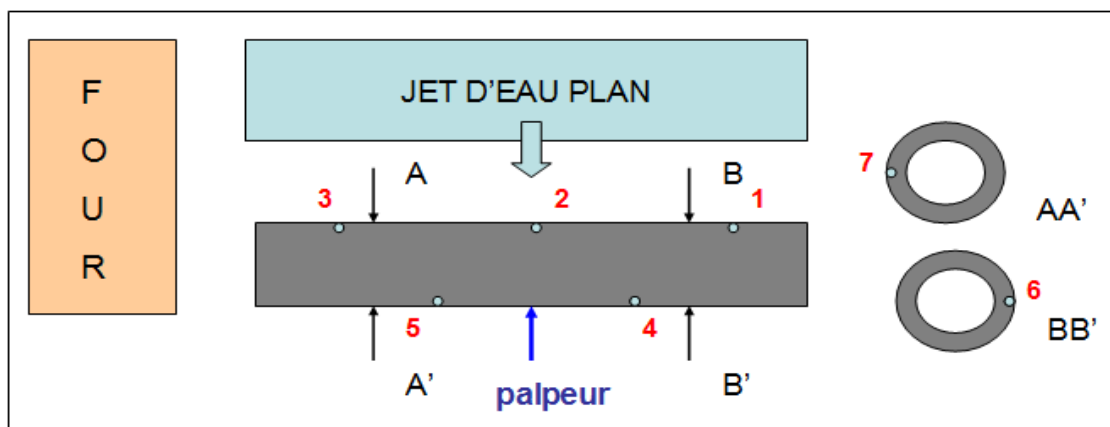


Fig. 4.3 Schéma simplifié du dispositif - emplacement des thermocouples

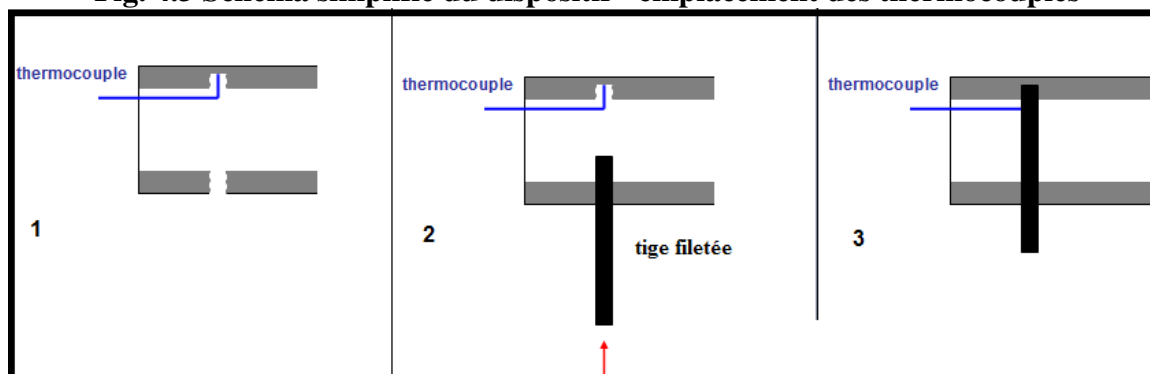


Fig. 4.4 Mise en place des thermocouples

Avant d'être refroidi, le tube est austénitisé à 900°C et subit un maintien isotherme à cette température durant 10 minutes. Ces conditions d'austénitisation ont été choisies pour reproduire les conditions adoptées industriellement. Cette opération se déroule dans un four d'essai semi-industriel situé en zone thermique au Centre de recherche de Vallourec. Il s'agit d'un four de traitement thermique disposant d'une porte guillotine utilisée uniquement pour les essais de laboratoire. Ses dimensions intérieures sont 1 m x 1 m x 2 m. Quatre brûleurs au gaz naturel disposés en sole peuvent chauffer le four jusqu'à une température de consigne de 1200°C. L'extraction des fumées s'effectue par deux orifices percés dans la sole.

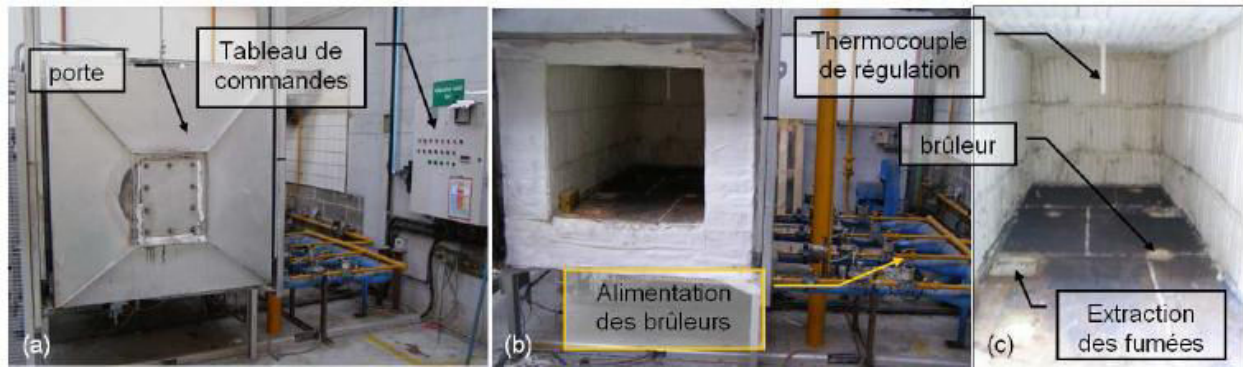


Fig. 4.5 Four d'essais semi-industriel du VRA (a) porte fermée. (b) porte ouverte. (c) intérieur du four, d'après [2] .

Le dispositif de refroidissement a été placé juste à côté du four de manière à limiter le temps de transfert du tube entre le four et le support pour le refroidissement.

b. Essais – Résultats

i. Mode opératoire

Les différents essais ont été réalisés en suivant le mode opératoire décrit ci-dessous :

- Le tube d'acier est positionné dans le four d'austénitisation dans une position prédéfinie de manière à optimiser le temps de transfert vers le support.
- Le tube est chauffé jusqu'à 900 °C, puis maintenu 10 min à cette température. On se base sur la température mesurée dans le tube la plus faible pour calibrer la durée du maintien.
- Le chauffage est ensuite arrêté, la porte du four ouverte et le tube est rapidement transporté sur le support de trempe au contact du capteur LVDT préalablement installé, et dans une position définie de façon à ce que la génératrice sous laquelle se situent les thermocouples 1, 2 et 3 soit sous le jet durant l'essai.
- Une fois le tube déposé sur le support, un opérateur descend la buse jusqu'à une butée positionnée au préalable de manière à ce que la distance entre la buse et le tube soit de 20 mm. Une fois la buse descendue, l'alimentation en eau est ouverte.

La présence de 4 personnes pour réaliser ces essais a permis de limiter le temps entre la sortie du tube du four et le début de son refroidissement à environ 25 s. Mis à part les essais préparatoires, deux campagnes expérimentales ont été menées afin de suivre les évolutions de températures et de la déformation des tubes. Un récapitulatif des essais réalisés pour chaque campagne est donné dans le Tableau 2. L'exploitation de la première campagne d'essais a mis en évidence des anomalies

sur les mesures de température en paroi inférieure du tube (thermocouple TC4 et TC5) que nous avons attribuées à un problème d'infiltration d'eau. Dans cette campagne, nous avons aussi réalisé des essais sur des tubes non instrumentés de thermocouples d'épaisseur 4 mm pour analyser l'effet de l'épaisseur du tube sur les évolutions de la flèche. Malheureusement, lors de ces essais le signal enregistré par le capteur n'a pas donné de résultats exploitables et dans la suite nous ne pourrions donc analyser que des résultats obtenus sur des tubes d'épaisseur 6 mm.

Lors de la deuxième campagne d'essais, l'extrémité du tube a été obturée par un bouchon en matériau réfractaire permettant le passage des thermocouples (Figure 4.8). Pendant cette campagne, nous avons d'abord refait un premier essai sans bouchon afin de le comparer aux essais de la première campagne. Pour le second essai (avec bouchon), il est important de noter qu'en le positionnant sur le support, le tube a été légèrement décalé ce qui implique que les thermocouples 1, 2 et 3 ne se situent pas directement sous le jet mais à environ 25 ° du point d'impact comme nous l'estimerons ultérieurement. Durant cette seconde campagne nous avons également mis en place une caméra rapide afin d'observer les phénomènes hydrodynamiques se déroulant à la surface du tube durant les premières secondes du refroidissement. Dans la suite, nous présentons en détail les résultats de l'essai le plus complet c'est-à-dire l'essai 2.2. Puis nous aborderons la reproductibilité des essais en comparant les évolutions de température et de flèche pour différents essais.

Campagne 1 N° essai	Dimensions du tube (mm)	Paramètre mesuré
1.1	$L = 50 - d = 76 - e = 6$	Température + déplacement
1.2	$L = 50 - d = 76 - e = 6$	Température + déplacement
1.3	$L = 50 - d = 76 - e = 4$	Déplacement
1.4	$L = 50 - d = 76 - e = 4$	Déplacement
Campagne 2 N° essai	Dimensions du tube (mm)	Paramètre mesuré
2.1	$L = 50 - d = 76 - e = 6$	Température + déplacement (sans bouchon)
2.2	$L = 50 - d = 76 - e = 6$	Température + déplacement (avec bouchon - décalé)

Tab. 4.2 Récapitulatif des essais effectués

ii. Résultats de l'essai 2.2

** Evolution de la température dans le tube*

Les courbes de la Figure 4.6 représentent la montée en température du tube durant l'étape de chauffage. Comme on le voit, le chauffage au sein du four n'est pas homogène. Les thermocouples TC1 et TC3, situés en partie supérieure du tube, plus proche de la voûte du four indiquent comme attendu des vitesses de chauffage (moyenne entre 50 et 700°C) plus élevées que les thermocouples TC4 et TC5 situés dans la partie inférieure du tube proche de la sole. On note également l'inflexion de la courbe vers 750 °C provoquée par la transformation austénitique endothermique. La durée de chauffage est d'environ 40 minutes et comprend un maintien isotherme durant près de 10 min. En fin de chauffage (Figures 4.6 et 4.7), il subsiste un écart de température d'environ 20°C entre le haut et le bas du tube. On peut aussi noter des températures sensiblement homogènes en partie supérieure et en partie inférieure du tube.

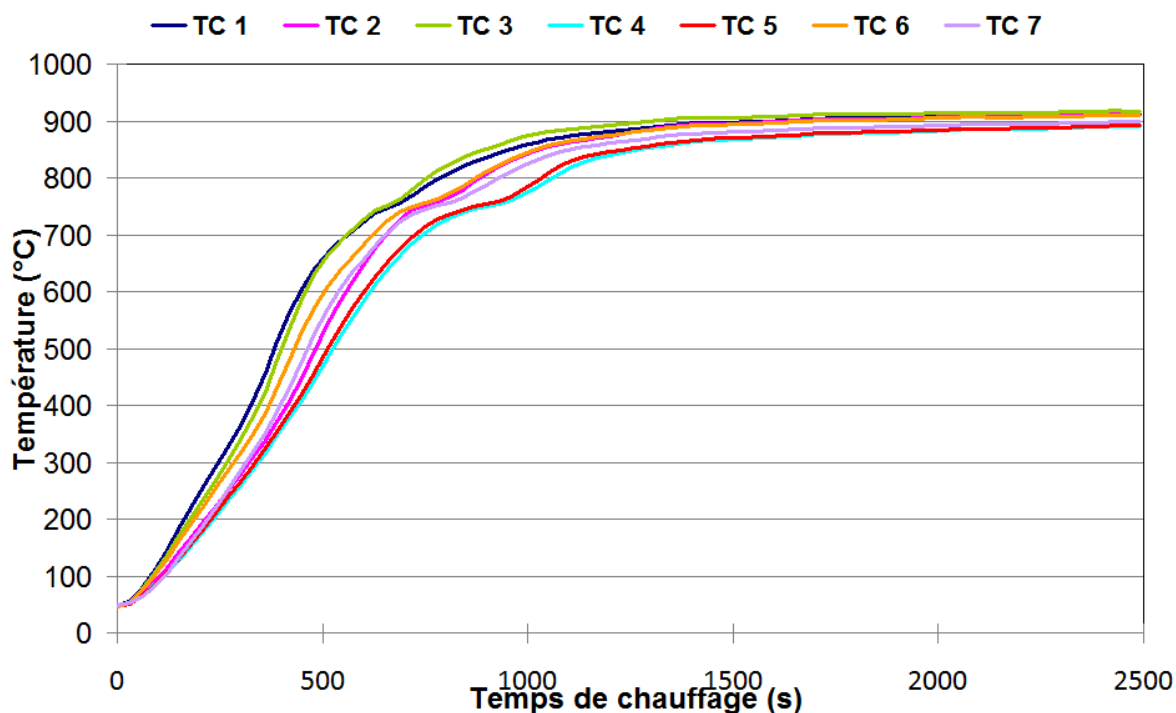


Fig. 4.6 Evolution de la température (TC 1 à 7) lors du chauffage du tube (essai 2.2)

Sur toutes les courbes que nous allons présenter par la suite, le repère de temps $t = 0$ s correspond à l'instant initial du refroidissement, lorsque le jet d'eau entre en contact avec le tube. Les temps « antérieurs » correspondent donc à la chauffe et au transport du tube vers le support. La Figure 4.7 présente les évolutions de température mesurées en fin de chauffage et pendant le transfert du four vers le support pour l'essai 2.2. Le signal du thermocouple 7, situé à 90° du point d'impact n'a malheureusement donné aucun résultat exploitable durant la phase de refroidissement. Le thermocouple 6, prévu pour être positionné également à 90° du point d'impact, se situe en réalité à environ 65° en raison du mauvais positionnement du tube sur le support lors de cet essai. Peu après $t = -25$ s (avant refroidissement – Figure 4.7) les brûleurs sont arrêtés, la porte du four est ouverte et le tube est sorti du four puis acheminé vers le support de refroidissement. Cela conduit, comme on peut le voir sur les courbes, à un premier refroidissement en raison du rayonnement et de la convection induite par le déplacement du tube une fois sorti du four. On peut noter des petites variations de vitesse de refroidissement autour de la valeur de $150^\circ\text{C}/\text{min}$ suivant la position que nous attribuons à la présence importante et hétérogène de calamine en surface du tube. La photo Figure 4.8 montre en effet de nombreuses taches sombres en surface du tube incandescent. La calamine, de par sa faible conductivité thermique, joue le rôle d'isolant en surface du tube. Finalement, juste avant la trempe les écarts de température sur la génératrice supérieure et sur la génératrice inférieure du tube sont faibles (maximum de 10°C et 5°C).

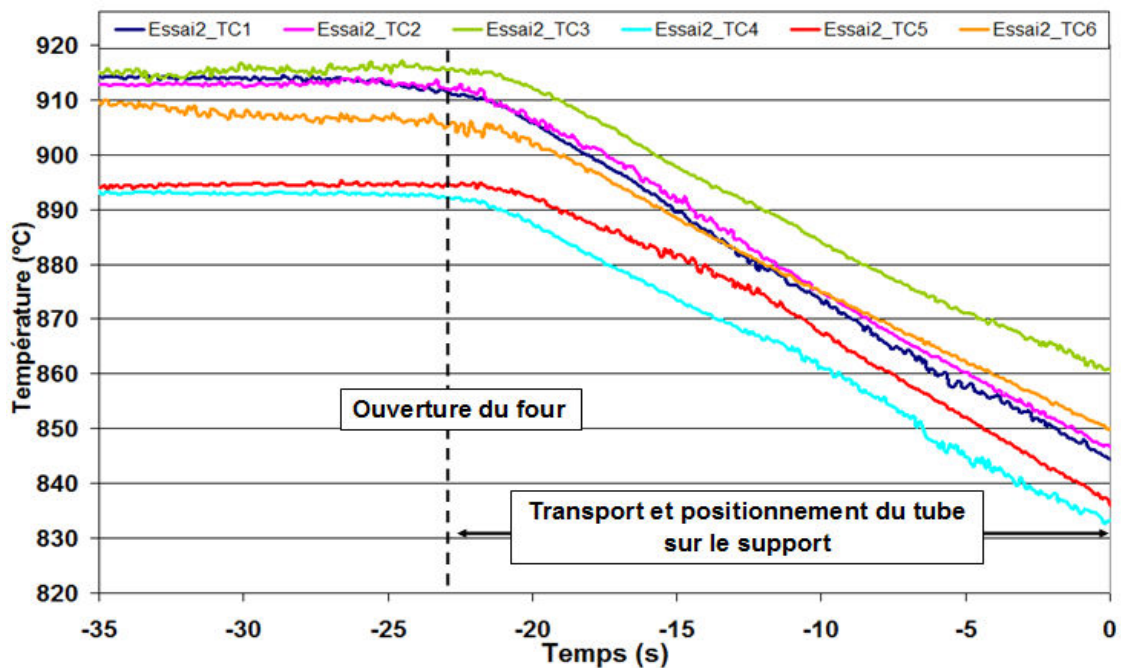


Fig. 4.7 Zoom sur l'évolution de la température dans le tube avant le début de la trempe (essai 2.2)



Fig. 4.8 Présence hétérogène de couches de calamine en surface du tube

Avant de décrire en détails les évolutions de température postérieures au contact du jet avec la surface du tube, il nous paraît intéressant de présenter les images issues des enregistrements vidéo réalisées avec la caméra rapide « *photron* » durant l'essai 2.2 (acquisition de 1000 images par secondes). Ces visualisations nous ont permis de mieux appréhender l'évolution de l'hydrodynamique de l'écoulement et ses conséquences sur les transferts thermiques en paroi du tube. On peut voir sur la Figure 4.9 décrivant la première seconde du refroidissement que, dès que le contact eau-paroi s'établit, les couches de calamine (en noir sur les images) se fragmentent en raison du choc thermique (a). Cela se produit d'abord dans la partie supérieure du tube.

Après environ 0,2 s, des morceaux de calamine commencent à se décrocher sporadiquement de la surface, entraînant un remouillage local de la paroi dans ces zones immédiatement suivi d'un comportement d'ébullition très intense comme en témoigne l'image (b). Ce comportement est visible en plusieurs endroits de la surface à mesure que les morceaux de calamine se détachent de la paroi. Une demie seconde après le début du refroidissement, une grande partie de la calamine se trouvant dans la zone d'impact a été éliminée mais il subsiste encore quelques couches localisées comme en témoigne la photo (c). Cela va affecter l'homogénéité du transfert de chaleur dans cette zone. On remarque également sur cette photo la formation d'une zone mouillée sous le jet et en périphérie de laquelle se situe le front de mouillage, frontière entre les zones mouillées et non-mouillées sur laquelle le jet va glisser et se détacher tangentiellement à la paroi. Ce comportement a été observé et analysé sur des plaques dans les travaux de Karwa [7] et Leocadio [17] dont nous avons fait mention dans le chapitre 2 de ce manuscrit. Nous le mettons ici en évidence pour une géométrie cylindrique. Lorsqu'il n'y a quasiment plus de calamine résiduelle dans la zone d'impact, 1 s après le début du refroidissement, la zone mouillée et le front de mouillage sont alors bien définis et les différentes nappes se rejoignent en une seule (d). Sous cette nappe, la surface du tube demeure donc non mouillée, elle ne le sera qu'au fur et à mesure de la progression du front de mouillage.

La Figure 4.10 permet de suivre la propagation de la zone mouillée durant les 10 premières secondes du refroidissement. On observe, avec le déplacement du front de mouillage vers les zones inférieures du tube, l'augmentation de l'angle de la nappe d'eau par rapport au jet normal impactant. Après 10 s de refroidissement, la zone mouillée recouvre quasiment la moitié supérieure du tube, la zone inférieure est alors toujours non-mouillée et se refroidit par rayonnement, convection et via la conduction instationnaire dans le tube. En exploitant les images vidéo, nous avons tenté d'estimer l'évolution de la taille de la zone mouillée en fonction du temps. Ces résultats sont représentés sur la Figure. 4.11.

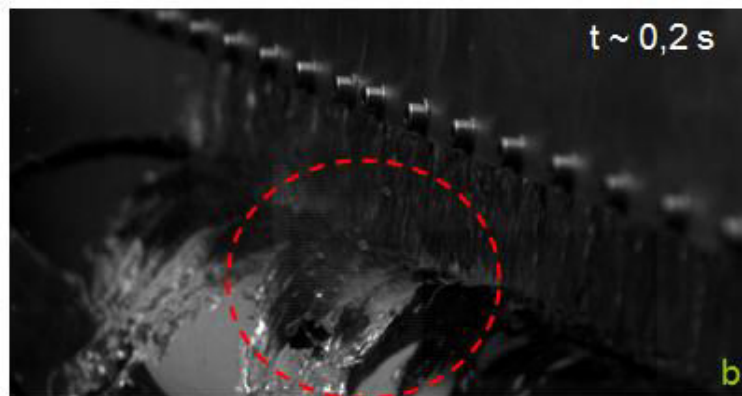


Fig. 4.9 Développement du front de mouillage



Fig. 4.10 Illustration des premières étapes du refroidissement

Contrairement à ce que nos expériences de laboratoire avaient laissé présager, l'évolution de la taille de la zone mouillée est ici quasiment linéaire à partir d'1 s. On peut penser, comme certains auteurs de la littérature l'ont déjà observé, qu'en tout début de refroidissement, il y a une stagnation de la taille de la zone mouillée, mais une fois celle-ci bien établie nous avons observé une progression d'environ 5 mm (abscisse curviligne) par seconde soit un déplacement du front de mouillage d'environ 8° par seconde.

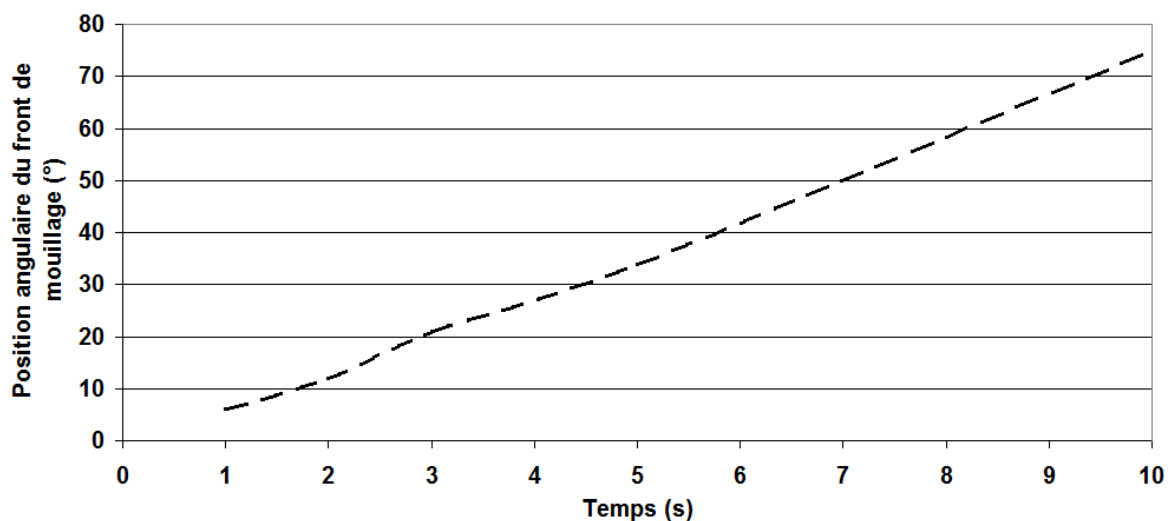


Fig. 4.11 Estimation de l'évolution de la taille de la zone mouillée en surface du tube durant son refroidissement

A la lumière des informations données par les enregistrements vidéo nous avons analysé les différents thermogrammes enregistrés au cours du refroidissement. Avant de décrire en détail l'essai 2.2, il nous a paru important de commenter la reproductibilité de nos essais. Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'essai 2.1 a été réalisé pour vérifier la reproductibilité par rapport à la campagne 1.

La Figure 4.12 représente les évolutions de la température enregistrée sous le jet durant le refroidissement pour les essais 2.1 et 1.1 (En raison des problèmes d'infiltration d'eau la comparaison entre les signaux enregistrés dans la partie inférieure du tube, n'est pas présentée).

Comme on peut le voir sur la figure, les évolutions de température sont globalement similaires mais on peut noter des différences importantes de température pour une même position entre deux essais qui proviennent notamment de la température initiale à $t = 0$ s plus élevée pour l'essai 1.1. Il faut noter que nos essais comportent des manipulations délicates (transport du tube, positionnement sur le support) qui rendent difficile d'assurer une reproductibilité parfaite des essais.

Pour l'essai 2.2, nous ferons d'abord l'analyse des évolutions de température en surface supérieure du tube puis dans un second temps, nous nous intéresserons à la partie inférieure du tube. Comme nous l'avons mentionné précédemment pour l'essai 2.2, les thermocouples 1, 2 et 3 ne sont pas placés exactement sous le jet. Aussi, nous a-t-il paru intéressant d'analyser simultanément les évolutions de température de l'essai 2.1 où les thermocouples sont placés sous le jet (Figure 4.14)

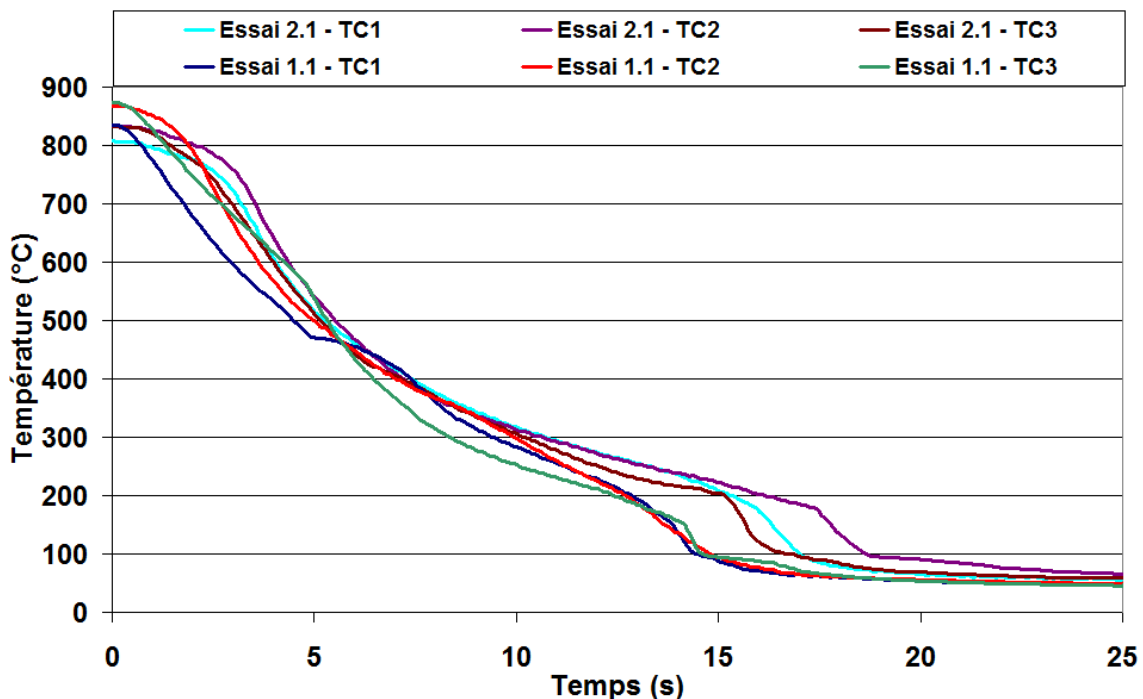


Fig. 4.12 Comparaison des évolutions de température sous le jet pour les essais 1.1 et 2.1

Comme on le voit, il existe des hétérogénéités longitudinales de température non négligeables au cours du refroidissement. Celles-ci sont plus marquées lorsqu'on s'éloigne de la zone d'impact (les évolutions données par les thermocouples 1,2 et 3 durant l'essai 2.2 montrent des écarts plus importants que celles relevées lors de l'essai 1.1). Nous avons en effet observé sur les vidéos que les couches d'oxyde étaient évacuées sous l'effet de l'impact du jet d'eau froide, il est donc logique que les différences soient moins marquées au niveau de la zone d'impact qui est la première à être remouillée et pour laquelle la calamine est évacuée le plus rapidement.

Au point d'impact, on observe après environ 2 secondes de trempe, l'augmentation de la vitesse de refroidissement. En effet, une fois la zone remouillée, un régime d'ébullition de transition se développe en paroi, caractérisé par des densités de flux échangés très élevées. La surface se refroidit donc très rapidement. Les densités de flux échangées au point d'impact diminuent ensuite considérablement ce qui explique le ralentissement du refroidissement observé après les 5 premières secondes. La transformation martensitique qui se produit vers 300 °C peut aussi contribuer à ce ralentissement. On aperçoit enfin vers 200 °C, une nouvelle accélération du refroidissement que l'on peut attribuer à l'apparition du régime de flux critique et d'ébullition nucléée en paroi.

Pour l'essai 2.2, les évolutions sont similaires. La grande différence est le délai avant l'accélération du refroidissement qui est d'environ 5 secondes. Ce délai peut s'expliquer par la position des thermocouples dans une zone qui n'est pas remouillée immédiatement. Le refroidissement de la paroi à cet endroit est donc essentiellement radiatif durant les 5 premières secondes du refroidissement. D'après nos estimations de l'évolution spatiale du front de mouillage reportées Figure 4.11, ce délai avant refroidissement indiquerait que les thermocouples ont été décalés d'environ 25° par rapport à la zone d'impact lors de l'essai 2.2. Pour cet essai nous pouvons aussi noter un net ralentissement du refroidissement (thermocouple 3) qui pourrait être lié à une transformation de phases.

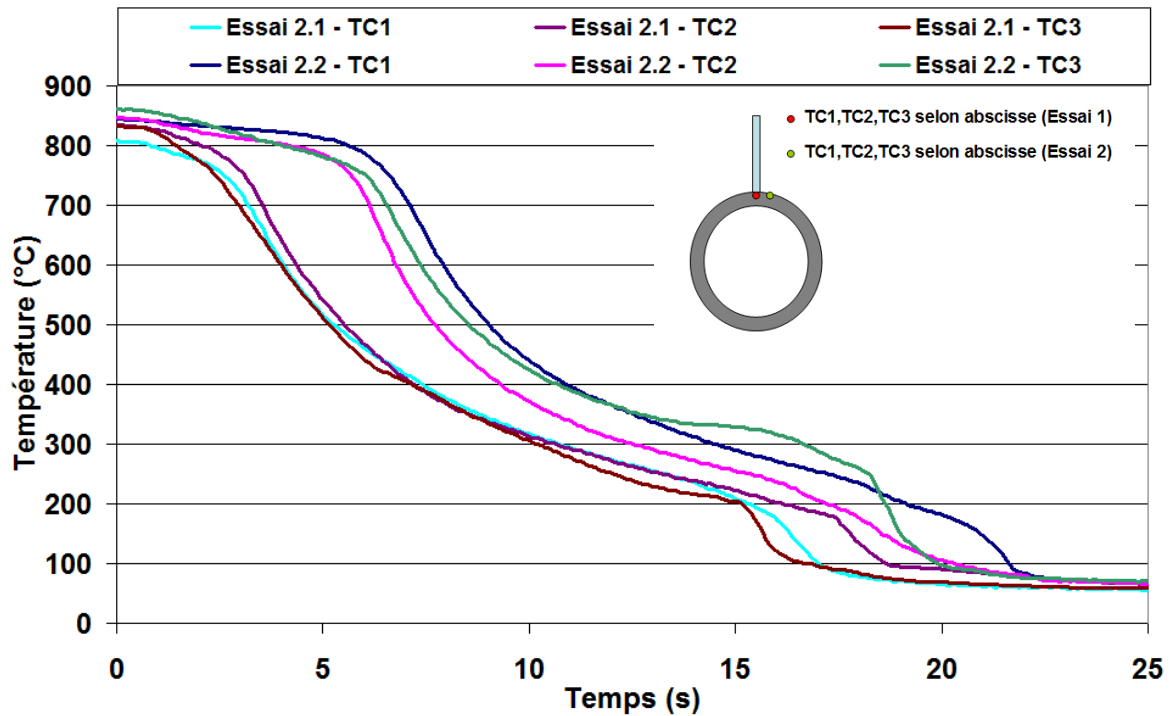


Fig. 4.13 Evolution de la température pour les positions situées sous le jet – Comparaison des essais 2.1 et 2.2

Sur la Figure 4.14, nous avons tracé les vitesses de refroidissement moyennes de la zone supérieure du tube (calculées à partir de la moyenne des températures des 3 thermocouples TC1, TC2, TC3) en fonction du temps pour les 2 essais. Un comportement similaire est observé au point d'impact et en proche périphérie comme nous l'avons discuté précédemment. Peu après le début du refroidissement, un premier maximum de la vitesse de refroidissement est observé et 15 à 20 secondes plus tard un second maximum de vitesse apparaît dû au régime d'ébullition de transition et au flux critique. Nous avons aussi porté sur la figure l'enveloppe des valeurs de vitesse maximale déterminées pour les trois thermocouples (cadre en pointillé). On remarque que les vitesses maximales pour les deux essais sont du même ordre bien que n'étant pas mesurées directement sous le jet pour l'essai 2.2. Nous avons noté ce même comportement durant nos expériences de laboratoire et dans plusieurs publications de la littérature : il est attribué à l'hydrodynamique du jet plan impactant qui à la différence des configurations de jets circulaires permet de conserver une vitesse tangentielle de l'eau en paroi du même ordre que la vitesse d'impact ce qui a bien sûr un effet important sur les transferts thermiques.

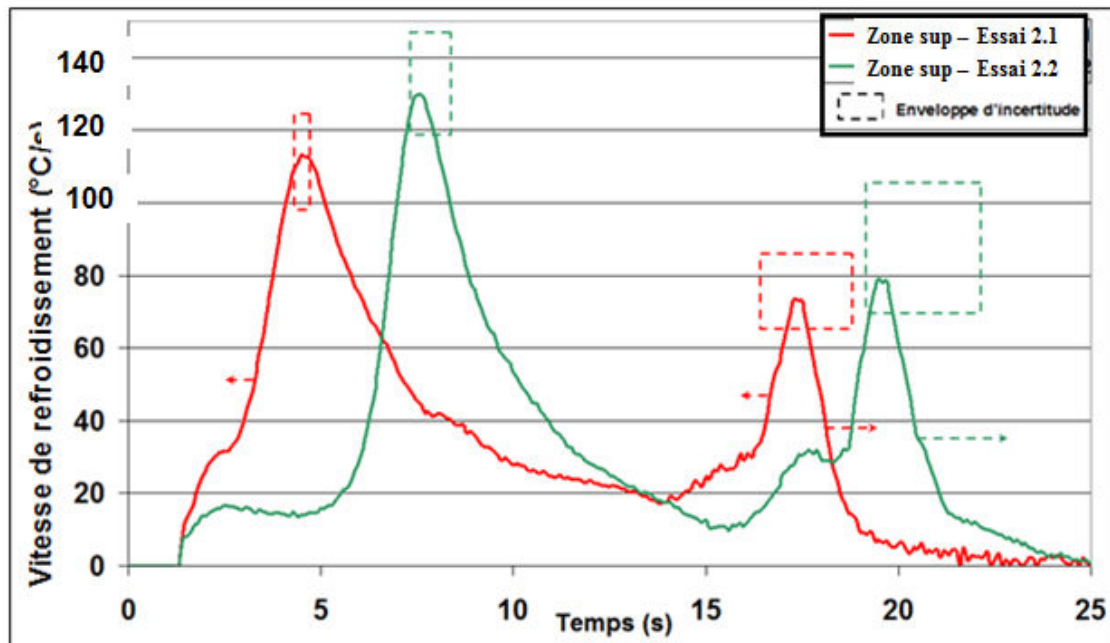


Fig. 4.14 Vitesse de refroidissement moyenne (°C/s) en fonction du temps lors des essais 2.1 et 2.2

Nous nous sommes ensuite intéressés aux évolutions de la température enregistrées par les thermocouples 4 et 5, qui sont situés dans la partie inférieure du tube et qui ne sont donc pas directement positionnés sous une surface impactée par le jet (Figure 4.15). Ces courbes nous montrent que durant les 20 premières secondes du refroidissement, le transfert de chaleur s'effectue majoritairement par rayonnement. Les vidéos avaient montré que cette zone du tube demeurait non mouillée pendant au moins les 10 premières secondes de refroidissement et ces courbes nous permettent d'estimer cette durée à 20 s. Quelques « accidents » sont tout de même observés sur les courbes mesurées, probablement en raison d'infiltration d'eau. Après une vingtaine de secondes, le refroidissement s'accélère brutalement et les vitesses de refroidissement moyennes entre 600°C et 400°C sont du même ordre que celles mesurées en surface supérieure du tube (cf. Figure 4.12). Il s'agit probablement d'un contact eau-paroi qui s'établit dans cette zone également.

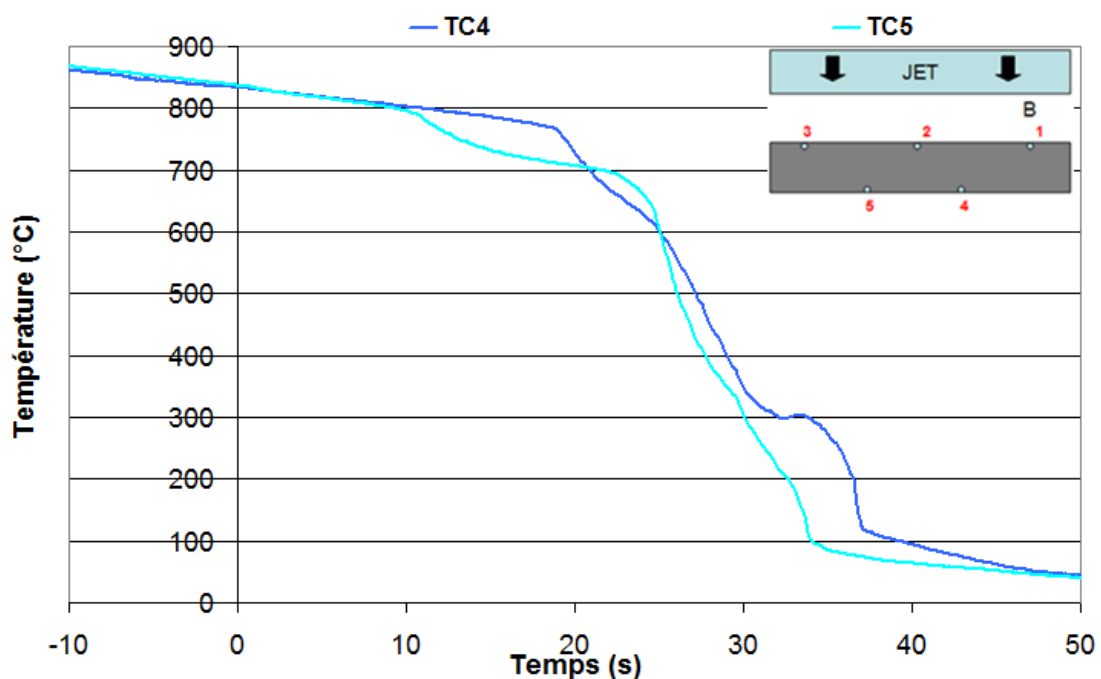


Fig. 4.15 Evolution de la température pour les positions 4 et 5 (essai 2.2)

La Figure 4.16 représente les évolutions des températures mesurées par les thermocouples 6 et 7, situés à 90° du point d'impact, durant les essais 1.1, 2.1 et 2.2. Comme nous l'avons mentionné précédemment, le thermocouple 7 a été endommagé lors de l'essai 2.2 et ne fournit donc aucun résultat exploitable.

On note des variations extrêmement importantes, non seulement entre les essais mais également pour un même essai. En effet, les évolutions de températures aux points 6 et 7 des essais 1.1 et 2.1 sont très différents, pouvant faire apparaître à un même instant du refroidissement des écarts de température allant jusqu'à près de 400°C . Nous pensons que l'éclatement tardif et plus ou moins aléatoire des couches de calamine dans ces zones peut être à l'origine des différences observées. Nous avons donc une reproductibilité bien moindre que celle présente Figure 4.12 pour la surface supérieure du tube qui se trouve sous le jet.

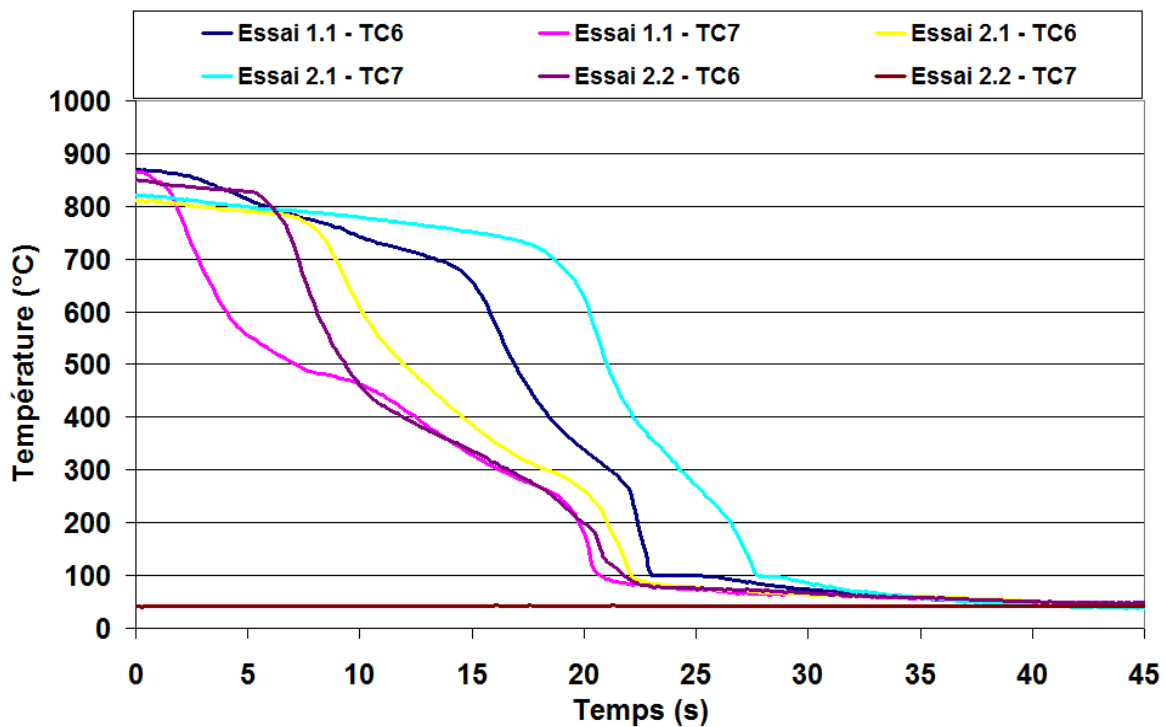


Fig. 4.16 Evolution de la température pour les positions 6 et 7 (Essai 1.1, 2.1 et 2.2)

A partir de nos résultats expérimentaux, nous avons finalement établi les courbes des températures moyennes en quatre différents points de la surface du tube (Figure 4.17) pour estimer les densités de flux de chaleur nécessaires comme condition à la limite à la simulation numérique présentée par la suite. Nous avons ainsi établi la courbe A (pour 0°) en moyennant les évolutions de températures données par les thermocouples 1, 2 et 3 lors de l'essai 2.1. En faisant de même avec les thermocouples 1, 2, 3 de l'essai 2.2 nous avons établi la courbe B (pour un angle de 25°). Pour un angle de 90° nous avons retenu l'évolution de température donnée par le thermocouple 6. Enfin la courbe D a été obtenue en moyennant les températures données par les thermocouples 4 et 5 lors de l'essai 2.2. Ces valeurs moyennes s'accompagnent de dispersions qui peuvent être élevées et ne sont donc représentatives qu'en moyenne des essais considérés.

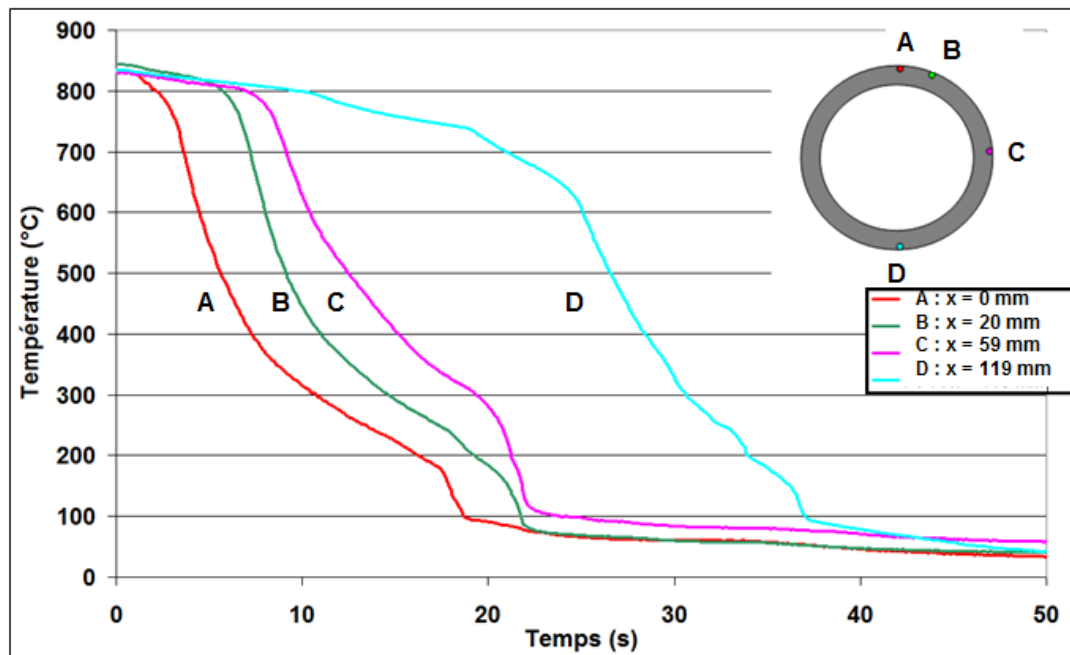


Fig. 4.17 Evolution moyenne de la température en quatre différents points du tube

** Evolution de la flèche du tube*

Les mesures effectuées par le capteur LVDT nous permettent de suivre le déplacement vertical du tube en son milieu durant son refroidissement. Tout comme pour les mesures de température, d'importants problèmes de reproductibilité sont apparus entre les différents essais comme en témoigne la Figure 4.18 qui regroupe les 4 évolutions de flèches correspondant aux essais 1.1, 1.2, 2.1 et 2.2. Nous avons aussi représenté sur la figure l'écart de température « bas-haut » (entre les points D et A provenant des valeurs moyennées de la Figure 4.17). Le déplacement « zéro » correspond au 1^{er} point de mesure quand le jet d'eau atteint le tube.

Malgré les problèmes de reproductibilité, pour l'ensemble des essais nous avons distingué trois domaines de variations pour la flèche du tube. Au début du refroidissement, et jusqu'à environ 5 s, le déplacement (la flèche) croît négativement, le tube se cintré vers le bas comme l'indique le petit schéma en bas de figure. Ceci est dû à l'augmentation de la différence de température entre le haut et le bas du tube, la partie supérieure se refroidissant plus rapidement, elle se contracte plus et entraîne le cintrage. La flèche varie de -0,9 mm à -1,75 mm pour les différents essais. A partir d'environ 5 s (qui correspond à une température moyenne de la surface supérieure d'environ 500 °C) on note une inversion du sens de déplacement et donc un redressement du tube, la flèche devenant même positive pour les essais 1.1, 2.1 et 2.2 (cintrage vers le haut) alors que la différence de température « bas-haut » continue d'augmenter. Ces évolutions de flèche ne sont donc pas dues à des phénomènes purement thermiques mais nous les attribuons à des transformations de phase qui se produisent dans le tube. En effet, à priori la transformation de phase démarre dans la partie supérieure du tube et se propage vers la partie inférieure et l'augmentation de volume qui l'accompagne pourrait entraîner le redressement du tube. Il est néanmoins surprenant qu'une transformation se produise vers 500 °C (pour ce niveau de température il s'agit à priori il s'agit d'une transformation bainitique) au vu des vitesses de refroidissement mesurées qui sont en moyenne de 80°C/s (entre 700°C et 500°C) par exemple au point A. En effet, nos essais de dilatométrie ont montré une transformation quasi totalement martensitique avec une température M_s (début de transformation martensitique de 310°C pour une vitesse de refroidissement de l'ordre de 30°C/s. Nous reviendrons sur ce point dans la discussion. Après environ 20 à 30 s suivant les

essais, nous observons soit une flèche constante (essais 1.2 et 2.2) soit une diminution de la flèche suivie d'une légère augmentation (essais 1.1 et 2.1). On peut penser que ces évolutions sont dues à la fois aux transformations de phases qui se produisent dans les différentes parties du tube et à la diminution des écarts de température bas-haut dans le tube. Les flèches finales sont positives pour les essais 1.1, 2.1 et 2.2 (comprises entre +0,6 et 1,2 mm) et négatives pour l'essai 1.2 (-0,3 mm). Pour analyser plus en détails ces évolutions de flèche, la mise en œuvre de simulations numériques permettant de décrire à la fois les évolutions de température, les cinétiques de transformations et les contraintes et la déformation du tube sont indispensables.

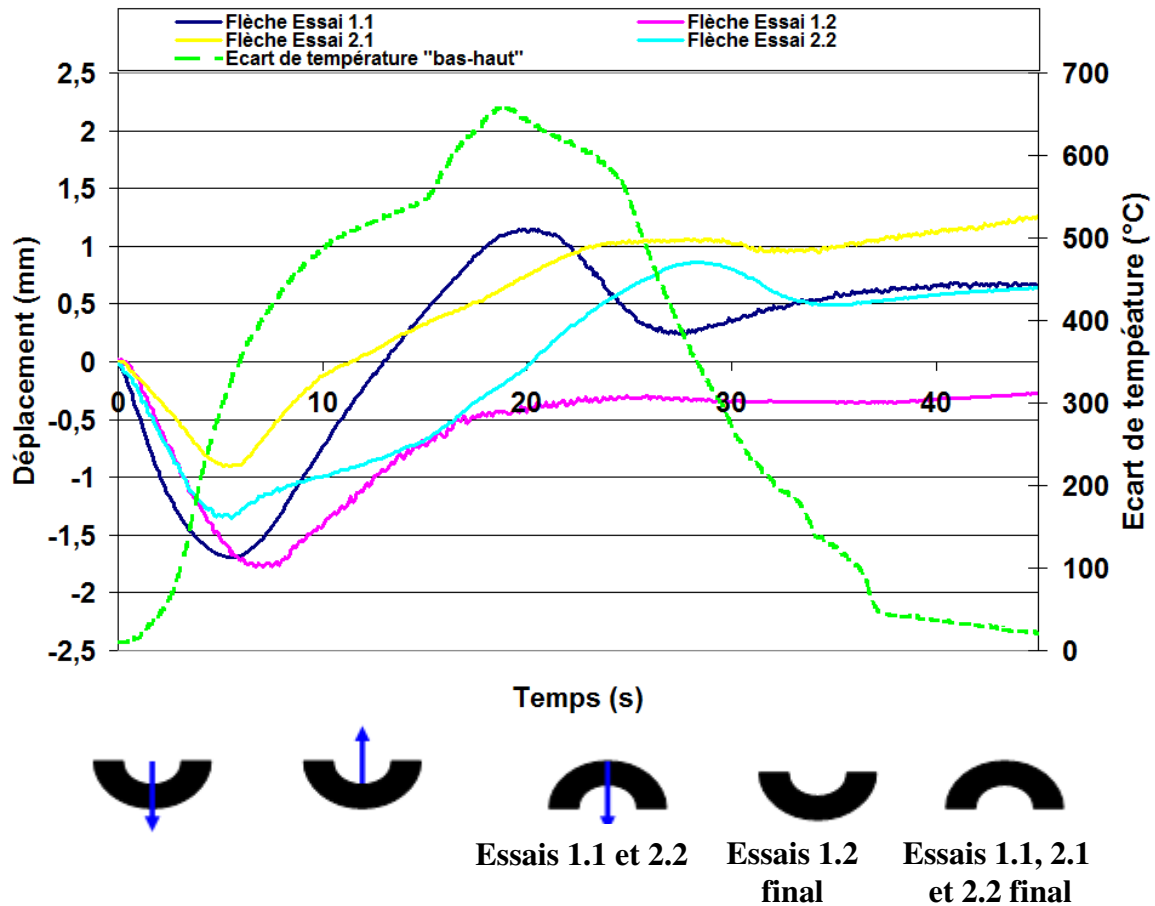


Fig. 4.18 Evolution de la flèche mesurée lors des essais 1.1, 2.1, 1.2 et 2.2

2) Simulation numérique du refroidissement d'un tube d'acier 42CrMo4 par un jet d'eau plan

Nous allons à présent décrire la démarche qui a été adoptée pour réaliser la simulation complète du refroidissement d'un tube d'acier par un jet impactant en utilisant le code de calcul par éléments finis Sysweld [53]. Après avoir rappelé brièvement les modèles utilisés pour le calcul des évolutions couplées thermique, métallurgique, mécanique dans une pièce nous présenterons la construction du jeu de données thermophysiques, thermométallurgiques et thermomécaniques pour l'acier 42CrMo4. Un point clé pour les simulations sera l'établissement des conditions limites de densité de flux de chaleur sur la surface du tube et nous décrirons la démarche adoptée. Finalement, nous analyserons les résultats issus des simulations et nous mènerons les comparaisons calcul-expérience.

a. Méthode des calculs couplés des évolutions thermiques, métallurgiques et mécaniques dans une pièce

Comme nous l'avons vu, les évolutions de la température, des transformations de phases et du comportement mécanique sont étroitement liées au sein d'une pièce en acier subissant un traitement thermique. Ces interactions sont rappelées sur la Figure 4.19. Dans la version standard du code de calcul Sysweld, le calcul couplé thermique – métallurgie est effectué dans une première étape suivie du calcul thermomécanique. L'effet des contraintes sur les cinétiques de transformation de phases n'est donc pas pris en compte. Nous faisons ci-dessous un bref rappel des modèles intégrés dans Sysweld.

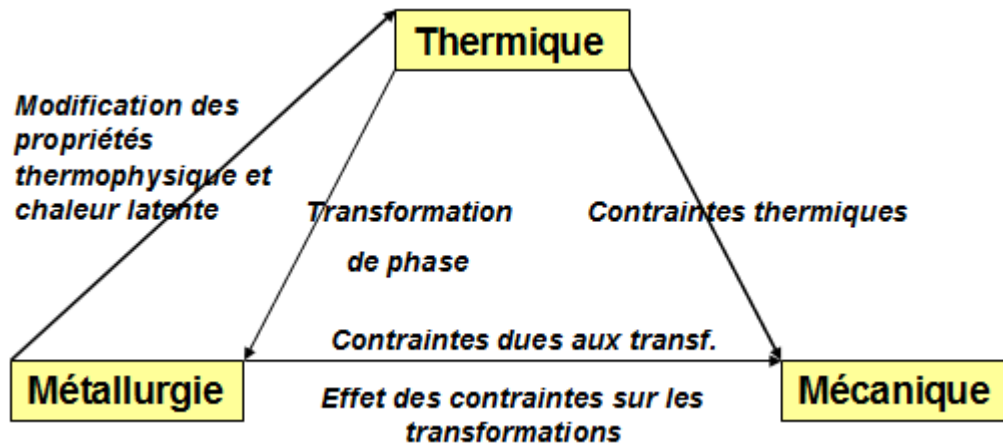


Fig. 4.19 Interactions thermique, métallurgie, mécanique d'une pièce subissant un traitement thermique

i. Modélisation des évolutions thermiques

Afin de prédire correctement les différentes transformations de phases se produisant durant le refroidissement d'une pièce d'acier il est nécessaire de calculer avec précision son évolution thermique. Ces phénomènes sont couplés : les évolutions de température engendrent les transformations de phases et les transformations de phases affectent les évolutions de température car les propriétés thermophysiques dépendent des phases en présence et des chaleurs latentes sont associées aux transformations de phases.

Le calcul des champs de température dans la pièce se fait par résolution de l'équation de conduction de la chaleur qui s'écrit :

$$\text{div}(\lambda(T).gradT) + \dot{Q} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

Le terme source $\dot{Q}$ correspond à la puissance thermique volumique dégagée ou absorbée durant les transformations de phase ; elle prend en compte la chaleur latente de transformation :

$$\dot{Q} = \sum_k \frac{dy_k}{dt} \Delta H_k$$

Avec ΔH_k l'enthalpie volumique de transformation de la phase k, λ la conductivité thermique, ρ la masse volumique et C_p la chaleur spécifique. Les propriétés thermophysiques sont calculées à

partir d'une loi de mélange linéaire en tenant compte des propriétés des phases individuelles, fonction de la température et des fractions volumiques des phases y_k :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho(T) = \sum \rho_k(T).y_k \\ \lambda(T) = \sum \lambda_k(T).y_k \\ C_p(T) = \sum C_{pk}(T).y_k \end{array} \right.$$

ii. *Modélisation des cinétiques de transformations de phases*

Les cinétiques des transformations de phases sont calculées en utilisant le modèle *Phase RC* [53] développé au laboratoire (LSG2M devenu IJL).

Nous décrivons brièvement ici ce modèle. Le lecteur se rapportera à Denis [54], Fernandes [55], Farias [56] et Mey [57] pour un exposé plus complet.

Pour les transformations diffusives, ce modèle est basé sur le principe d'additivité qui permet de calculer les cinétiques de transformations de phases au cours du chauffage et du refroidissement à partir des cinétiques de transformation en conditions isothermes (diagramme TTT pour le refroidissement et TTA pour le chauffage). Les cinétiques isothermes sont décrites par la loi de Johnson Mehl – Avrami [58],[59] :

$$y_k = y_k^{\max} \left[1 - \exp(-b_k t^{n_k}) \right]$$

y_k est la fraction volumique de phase k et $y_k^{\max}$ la fraction maximale pouvant être formée à la température considérée.

Les paramètres b_k et n_k sont tirés des cinétiques expérimentales.

Au refroidissement, dans le cas des transformations avec diffusion (austénite $\rightarrow$ ferrite, perlite ou bainite), le calcul se fait en séparant la période d'incubation et la période de progression de la transformation. Le refroidissement est décomposé en une succession de paliers isothermes. La période d'incubation est calculée à partir de la méthode de Scheil[60].

Dans le cas de la transformation martensitique, l'évolution du taux de martensite est obtenue à partir de la loi de Koistinen Marburger [61] :

$$y_k = y_\gamma^{\max} \left[1 - \exp(A_m(M_s - T)) \right]$$

avec A_m le coefficient de Koistinen-Marburger, M_s la température de début de transformation martensitique et y_γ le taux d'austénite non transformée à la température M_s

iii. *Modélisation du comportement thermomécanique*

La prédiction du comportement thermo-mécanique doit tenir compte des différentes déformations se produisant dans la pièce au cours du traitement : les déformations élastiques et viscoplastiques, les déformations d'origine thermique et celles liées aux transformations de phases ainsi que celles liées à la plasticité de transformation. La vitesse de déformation totale s'écrit donc :

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^t = \dot{\varepsilon}_{ij}^{el} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{th} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{p,vp} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{tr} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{tp}$$

- ε_{ij}^{el} , la déformation élastique, est reliée à l'état de contrainte par la loi de Hooke et fait intervenir le module d'Young ainsi que le coefficient de Poisson, dépendant tous deux de la température et des phases en présence.

- ε_{ij}^{th} , la déformation d'origine thermique, prend en compte la dilatation ou la contraction thermique. Elle dépend de la température et des proportions de phases en présence. On a ainsi :

$$\varepsilon_{ij}^{th} = \delta_{ij} \cdot \sum_k y_k \int_0^T \alpha_k(T) dT$$

avec α_k le coefficient de dilatation thermique de la phase k.

- ε_{ij}^{tr} , la déformation due aux transformations de phases, est induite lors de la transformation de phases par les différences de volume spécifique entre phases. Elle est calculée par :

$$\varepsilon_{ij}^{tr} = \delta_{ij} \cdot \sum_k y_k \cdot \varepsilon_k^{tr}$$

avec ε_k^{tr} la déformation de transformation mesurée à 0 °C (Figure 4.20)

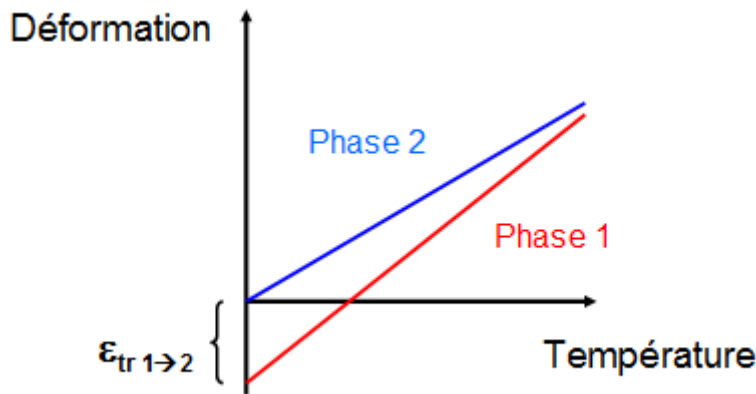


Fig. 4.20 Prise en compte des déformations thermiques et des déformations liées aux transformations de phases dans Sysweld

- $\dot{\varepsilon}_{ij}^{p,vp}$ est la vitesse de déformation plastique ou viscoplastique.

Pour décrire le comportement élasto-viscoplastique de l'acier, nous utilisons une loi additive de la forme :

$$\sigma^y = \sigma_0 + H \cdot \varepsilon_{vp}^n + K \dot{\varepsilon}_{vp}^{1/m}$$

avec σ^y la contrainte d'écoulement, σ_0 la contrainte seuil, ε_{vp} et $\dot{\varepsilon}_{vp}$ respectivement la déformation et la vitesse de déformation viscoplastique. H et n sont les paramètres d'écrouissage par la déformation et K et m les paramètres de la contrainte visqueuse. Les différentes contributions à la contrainte d'écoulement sont visualisées sur la Figure 4.21

L'utilisation d'une loi additive permet de rendre compte facilement du comportement élasto-plastique du matériau à basse température et de son comportement viscoplastique à haute température.

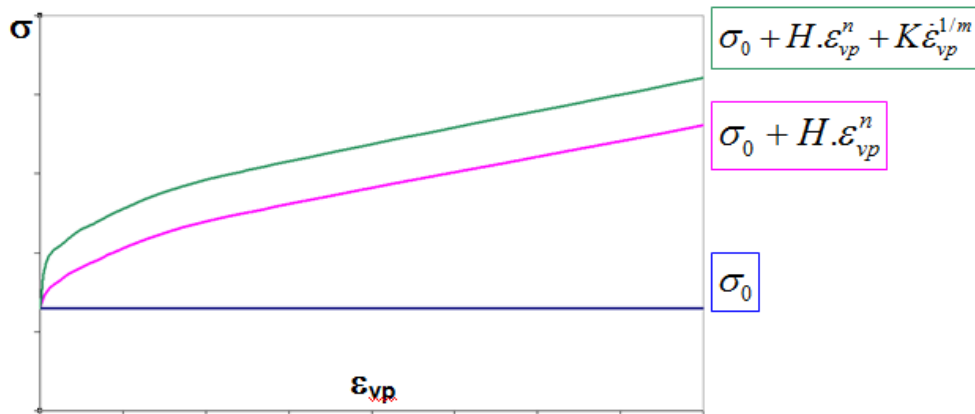


Fig. 4.21 Description des contributions de la loi additive

- $\dot{\epsilon}_{ij}^{tp}$ est la vitesse de déformation due à la plasticité de transformation ; elle est généralement considérée comme proportionnelle à la vitesse de transformation et au déviateur des contraintes. Les détails sur les lois implémentées dans Sysweld pour décrire les déformations plastiques, viscoplastiques et de plasticité de transformation peuvent être trouvés dans les références [62][63][64].

iv. *Considérations géométriques pour un tube*

Comme Loïc Mangin dans sa thèse [2], nous avons choisi de travailler avec un modèle dit « 2D étendu » (au lieu d'une modélisation 3D) notamment pour limiter les temps de calcul. Dans cette approche, 2 paramètres sont introduits, l'élongation et la courbure. Nous avons utilisé une hypothèse de déformation plane généralisée, en considérant une section de tube dont l'épaisseur virtuelle est unitaire et dont les sections extrêmes peuvent être en translation selon l'axe Oz ou en rotation selon les axes Ox et Oy.

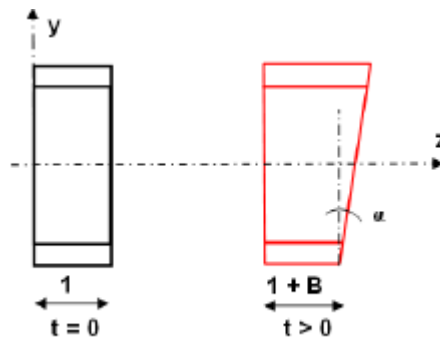


Fig. 4.22 Modèle 2D étendu du tube

L'épaisseur de la tranche du tube peut se mettre sous la forme :

$$Ep = Ay + 1 + B + Cx$$

A et B sont respectivement liés à l'élongation et à la courbure du tube. L'évolution de la flèche peut être déduite de ces grandeurs et s'écrit sous la forme :

$$f = \frac{L}{2} \left(\frac{1 - \cos \alpha}{\alpha} \right)$$

avec :

$$\alpha = \frac{L}{2} \sin^{-1} \left(\sqrt{A^2 + C^2} \right)$$

L la longueur du tube

b. Mise en place du jeu de données

Les jeux de données thermophysiques, thermométallurgiques et thermomécaniques ont été établis à partir de données existantes internes au laboratoire et de la littérature. Nous avons réalisé quelques caractérisations expérimentales complémentaires pour valider ces jeux de données.

i. Données thermophysiques

Pour la chaleur spécifique nous avons utilisé les données proposées par Mangin [2] pour un acier bas carbone faiblement allié (S35X) et représentées sur la Figure 4.23.a. Dans des travaux antérieurs [57], il a en effet été montré que la chaleur spécifique est peu sensible à la composition chimique et nous pouvons donc utiliser les données établies par Mangin. Pour la masse volumique nous avons aussi utilisé les données pour l'acier S35X pour l'austénite ($\rho_\gamma = 8102 - 0,517T$ avec T en °C) ainsi que pour les microstructures ferritoperlitique ($\rho = 7870 - 0,347T$). Nous avons vérifié à partir d'une loi de la littérature [57] qu'à température ambiante la masse volumique de l'acier S35X et de l'acier 42CrMo4 de microstructure ferritoperlitique sont proches (moins de 1% d'écart). Pour la bainite et la martensite nous supposons les mêmes variations avec la température que pour les microstructures ferritoperlitiques.

Les évolutions de la conductivité thermique en fonction de la température ont été tirées des travaux de Mangin [2] pour l'austénite et la microstructure ferritoperlitique et des travaux de Veaux [65] pour la bainite et la martensite. De manière générale, la conductivité thermique dépend de la composition chimique et de la microstructure. Les données de l'acier S35X pour la conductivité thermique de la microstructure ferritoperlitique conduisent probablement à une surestimation de la conductivité pour l'acier 42CrMo4 mais comme nous le verrons par la suite, dans nos simulations numériques il n'y a pas de transformation ferritoperlitique au cours du refroidissement. L'erreur que nous faisons n'aura donc pas de conséquences sur nos résultats. Pour les microstructures bainitiques et martensitiques il y a très peu de données dans la littérature et celles obtenues expérimentalement par M.Veaux pour un acier 35MnV7 [65] nous paraissent réalistes.

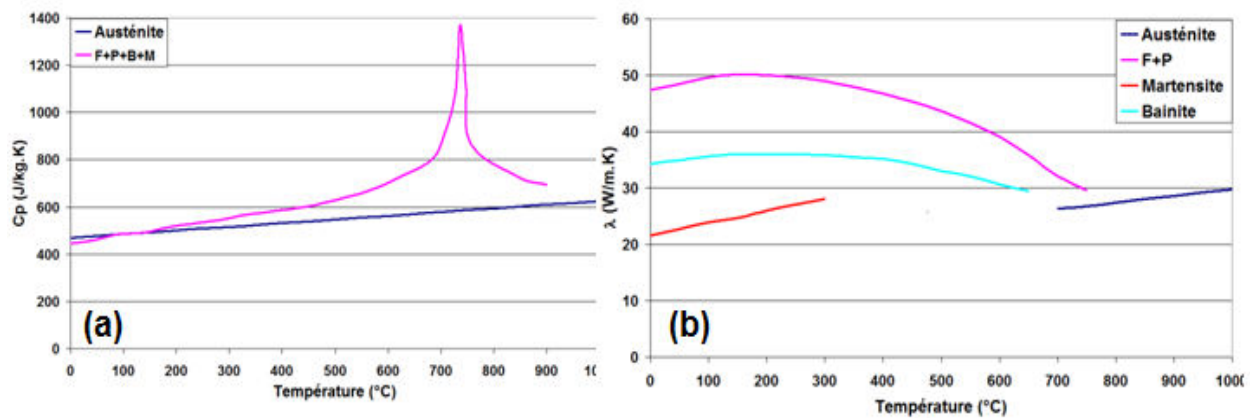


Fig. 4.23 Evolution de la chaleur spécifique (a) et de la conductivité thermique (b) en fonction de la température, d'après [2] et [65]

ii. Données métallurgiques

Les paramètres du modèle métallurgique ont été tirés des travaux de Fernandes [55]. Cet auteur a en effet développé la version initiale du modèle Phase RC et l'a validé pour un acier 42CrMo4 de composition proche de notre acier. Aussi il a déterminé expérimentalement les cinétiques de transformations isothermes à différentes températures après une austénitisation à 850 °C pendant 15 minutes et a déterminé le diagramme TTT de la Figure 4.24. Nous disposons aussi des températures d' «équilibre » AC_3 et AC_1 (760°C et 725°C respectivement) ainsi que des températures B_s (début du domaine bainitique, 600°C) et M_s (début de la transformation martensitique, 310°C).

Avec le modèle Phase RC il est aussi possible de prévoir la dureté en tenant compte de la température de formation des phases. Pour ce calcul de dureté, il est nécessaire de disposer des microduretés des différents constituants en fonction de leur température de formation (Figure 4.25). La dureté de la martensite est de 650 HV et celle de l'austénite a été fixée à 500 HV.

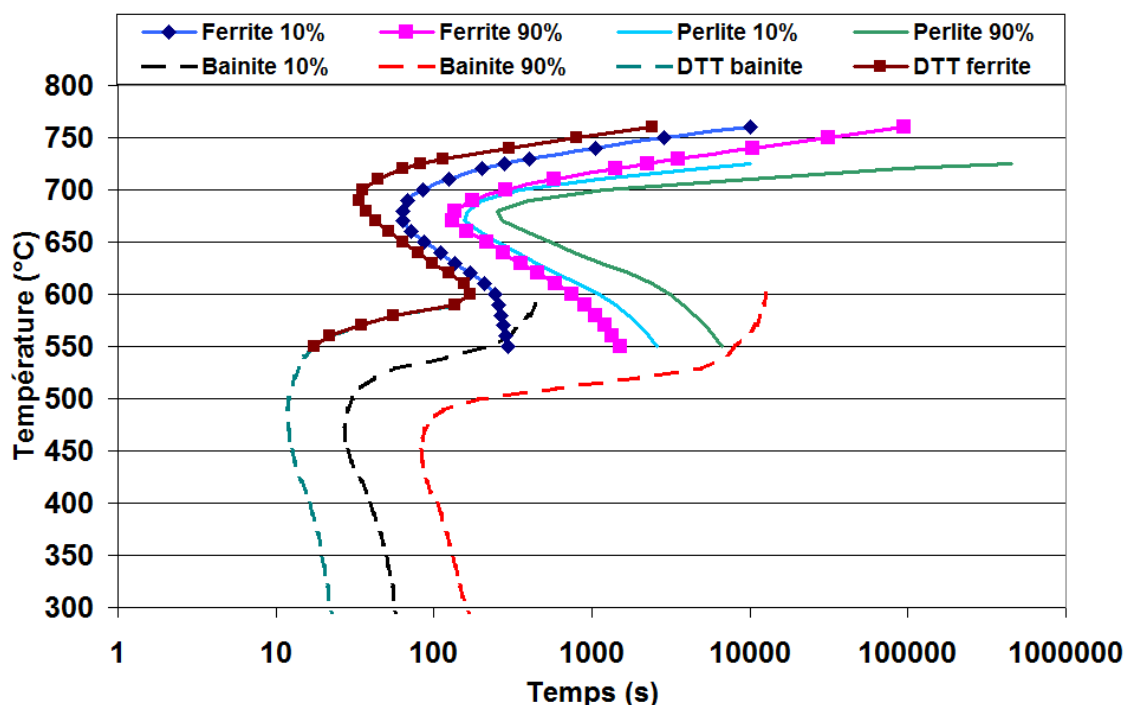


Fig. 4.24 Diagramme TTT de l'acier 42CrMo4 de Fernandes [55]

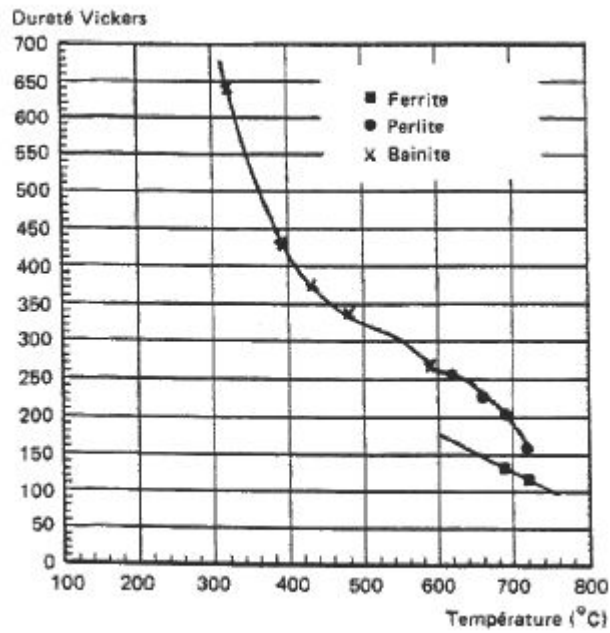


Fig. 4.25 Variation de la dureté de la ferrite, de la perlite et de la bainite en fonction de la température de transformation dans le cas du 42CrMo4, d'après Fernandes [55]

Comme nous l'avons mentionné, notre acier 42CrMo4 a une composition chimique proche mais néanmoins différente de l'acier 42CrMo4 de Fernandes et probablement aussi une taille de grain différente (notre acier est austénitisé à 900°C pendant 10 min). Nous avons validé l'utilisation du jeu de données de Fernandes [55] pour notre acier en comparant les résultats expérimentaux et les simulations d'essais dilatométriques que nous avons menés au laboratoire. Les éprouvettes de dilatométrie (cylindre de diamètre 4 mm et longueur 30 mm) ont été prélevées dans le sens long dans l'épaisseur d'un tube identique à ceux utilisés pour nos traitements.

Les éprouvettes après avoir été portées à 900 °C (chauffage d'1°C/s) puis avoir subi un maintien isotherme à cette température durant 10 minutes, ont été refroidies à différentes vitesses (1°C/s, 5 C/s, 10 °C/s, 20 °C/s). Un refroidissement non-linéaire encore plus rapide (30 °C/s entre 900°C et 400°C) a également été effectué. A partir des courbes dilatométriques (dont un exemple pour le refroidissement le plus rapide est donné Figure 4.26) nous avons pu déterminer les cinétiques de transformation au cours du refroidissement pour les différentes vitesses de refroidissement. Nous avons comparé ces résultats avec ceux obtenus par calcul. Cette comparaison est montrée sur la Figure 4.27 dans le cas du refroidissement le plus rapide ($V_r = 30^\circ\text{C/s}$ entre 900°C et 400°C) et sur la Figure 4.28 pour un refroidissement plus lent à 10°C/s.

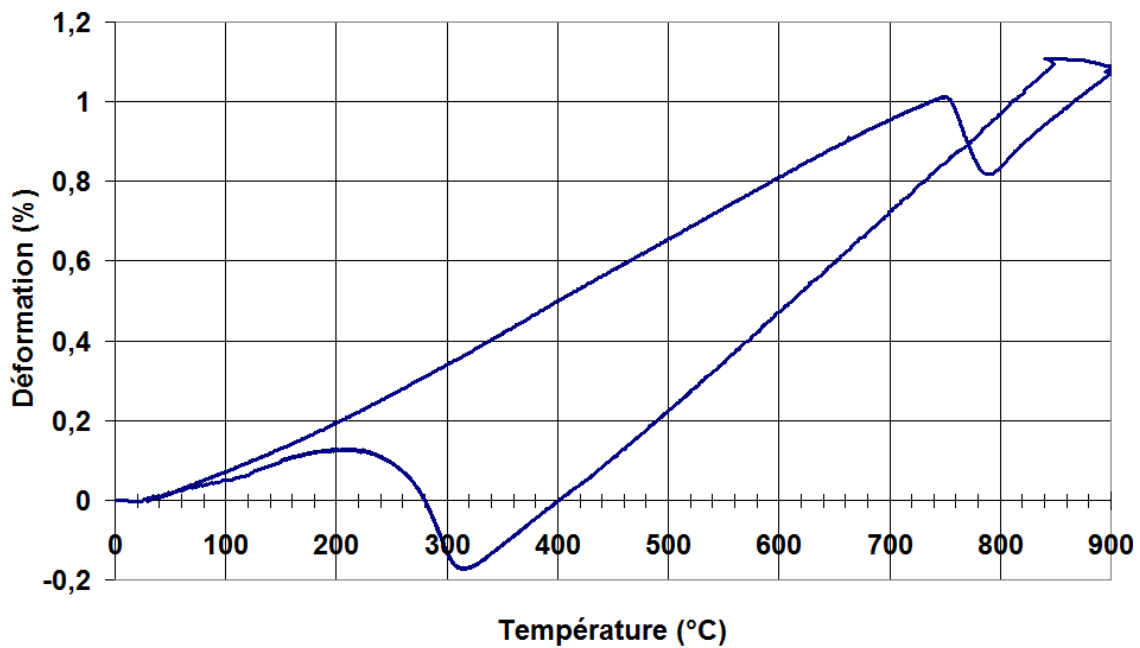


Fig. 4.26 Evolution de la déformation en fonction de la température – Vitesse de refroidissement = 30 °C/s entre 900°C et 400°C

Comme on peut le voir, pour le refroidissement le plus rapide le calcul prévoit une transformation totalement martensitique alors qu'expérimentalement nous avons relevé la formation d'environ 10% de bainite avant la formation de martensite. Les analyses microstructurales (Figure 4.29) montrent une microstructure totalement martensitique dont la dureté mesurée est de 646 ± 5 HV10 proche de la dureté calculée (650 HV).

Pour le refroidissement à 10°C/s, le calcul prédit bien comme l'expérience l'apparition de bainite au cours du refroidissement. Le début de transformation bainitique calculée se situe à 450 °C alors qu'expérimentalement la transformation démarre vers 500 °C. La fraction de bainite formée est légèrement sous-estimée par le calcul (5% au lieu de 10% mesurée). L'analyse micrographique (Figure 4.30) montre une microstructure qui semble essentiellement martensitique mais avec des hétérogénéités. Ces hétérogénéités sont mieux visibles sur la Figure 4.31. Nous observons une alternance de zones allongées plus « claires » qui laissent penser à des zones plus riches en éléments d'alliages. Les mesures de duretés confirment ces hétérogénéités : les valeurs mesurées se situent entre 570 HV et 620 HV, les duretés les plus élevées pouvant correspondre à des zones martensitiques et les duretés les plus faibles à des zones avec plus de bainite. Ces hétérogénéités proviennent à priori de ségrégations de solidification présentes dans le produit de coulée et qui se retrouvent dans le tube suite au procédé de fabrication (laminage).

De ces comparaisons, nous avons conclu que le calcul (avec le jeu de données utilisé) représente de manière relativement satisfaisante les cinétiques globales de transformation de notre acier mais il ne prend pas en compte les hétérogénéités chimiques de notre acier.

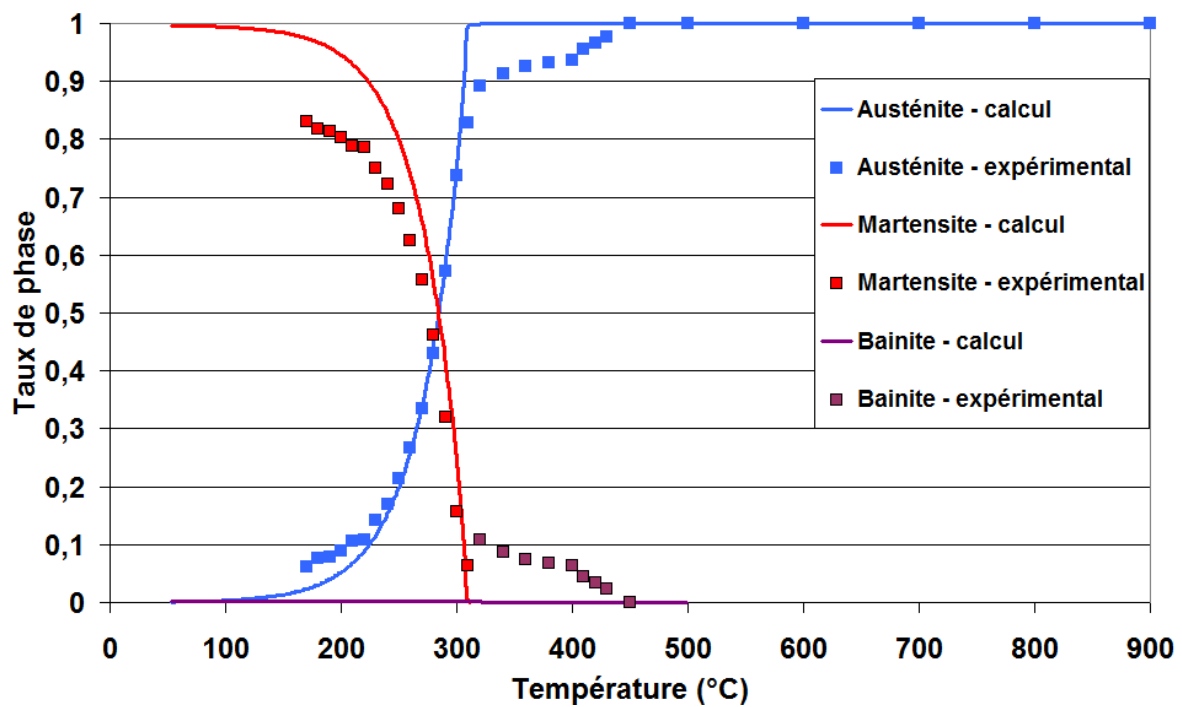


Fig. 4.27 Comparaisons des taux de phases mesurés et calculés pour un refroidissement rapide ($V_r = 30 \text{ °C/s}$ entre 900 °C et 400 °C)

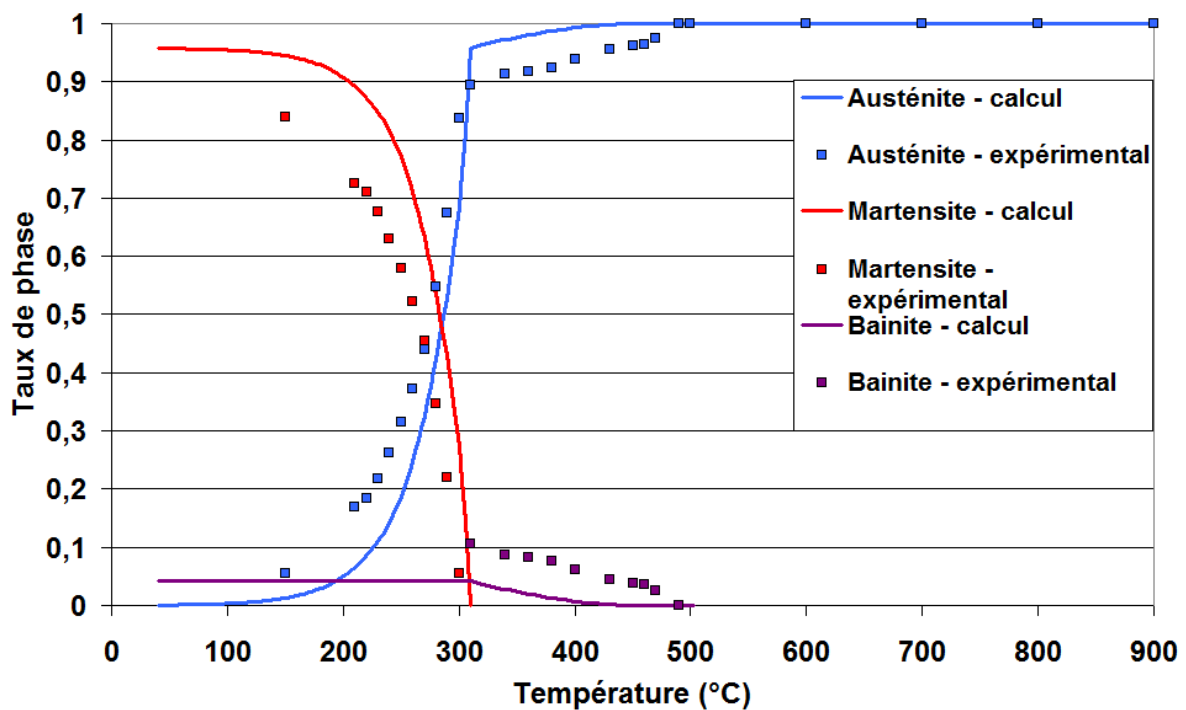


Fig. 4.28 Comparaisons des taux de phases mesurés et calculés pour un refroidissement à une vitesse de 10 °C/s

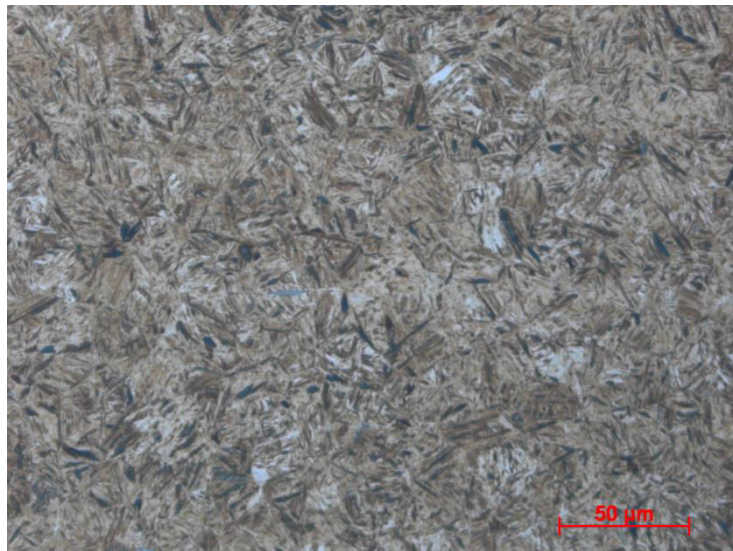


Fig. 4.29 Microstructures issues du refroidissement le plus rapide ($V_r = 30\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ entre 900°C et 400°C)

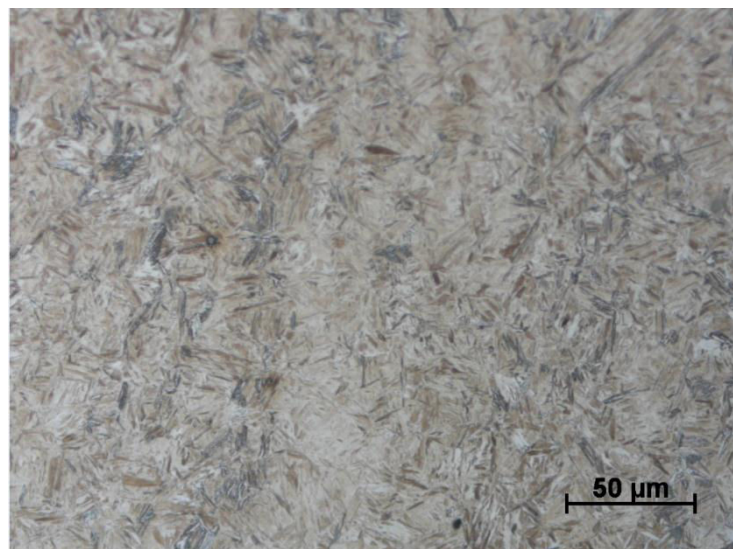


Fig. 4.30 Microstructures issues du refroidissement à 10°C/s

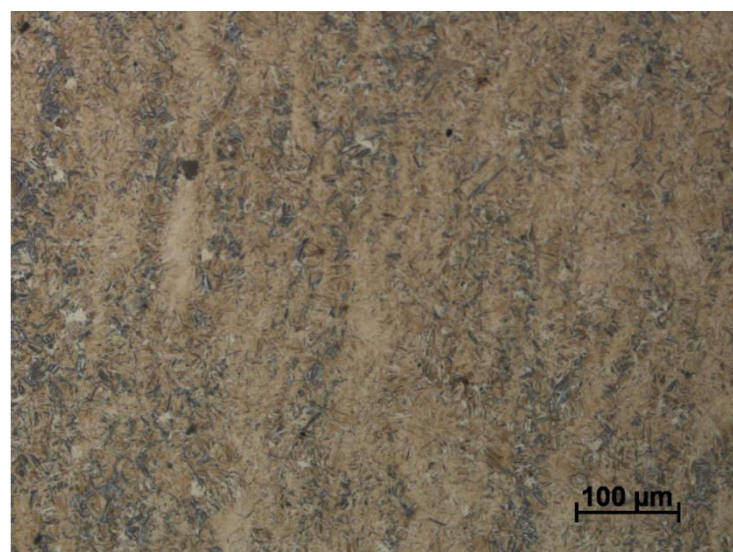


Fig. 4.31 Microstructures issues du refroidissement à 10°C/s

iii. Données thermomécaniques

Les données nécessaires pour le calcul des déformations thermiques et de transformation de phase ont été tirées de nos essais de dilatométrie. Ainsi, les coefficients de dilatation thermique moyens pour l'austénite, la bainite et la martensite sont respectivement $20 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$, $14,4 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ et $10 \times 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Les déformations liées aux transformations de phases (ε^T) austénite – bainite et austénite – martensite sont respectivement de 0,84 % et 0,97 %.

En ce qui concerne le comportement élastique de l'acier, il est décrit par la loi de Hooke et nécessite la connaissance du module d'Young et du coefficient de Poisson. Le coefficient de Poisson est supposé constant ($\nu = 0,3$) et l'évolution du module d'Young en fonction de la température est tirée de la littérature pour l'austénite et les autres constituants [66].

Comme nous l'avons décrit précédemment, le comportement thermomécanique de l'acier est décrit par une loi additive caractérisée par 5 paramètres (σ_0 , H, n, K, m). Ces paramètres sont généralement obtenus à partir d'essais de traction effectués à différentes températures et pour différentes vitesses de déformation pour les différentes phases. Pour notre travail, nous avons utilisé des données issues de travaux antérieurs réalisés au laboratoire. A titre d'illustration, la Figure 4.32 présente les paramètres utilisés pour décrire le comportement thermoélastoviscoplastique de l'austénite. La contrainte seuil (σ_0) et les paramètres d'écrouissage (H,n) diminuent lorsque la température augmente. A partir de $T_f/3$ (T_f est la température de fusion) la contrainte visqueuse est prise en compte et les paramètres K et n augmentent avec la température.

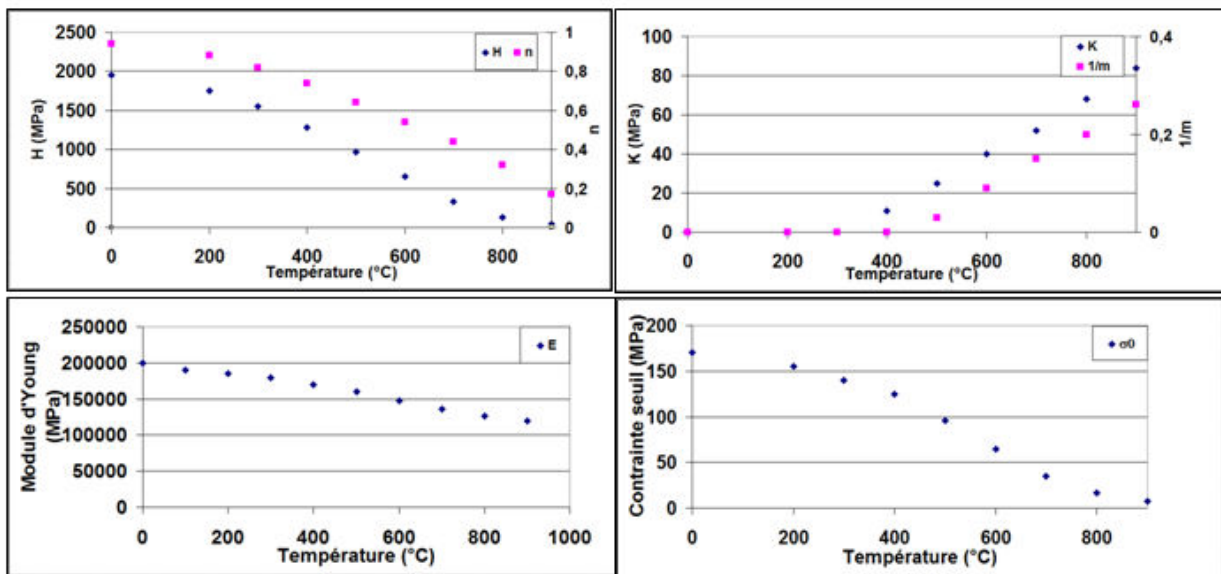


Fig. 4.32 Evolution des paramètres thermomécaniques de l'austénite

c. Application au cas du refroidissement du tube d'acier 42CrMo4 par un jet d'eau impactant

i. Géométrie

La configuration adoptée lors des essais expérimentaux nous permet de ne modéliser qu'une demi-section du tube comme le montre la Figure 4.33. Nous faisons ici l'hypothèse que le transfert thermique est homogène sur toute la longueur du tube et symétrique de part et d'autre du jet plan. Nous ne tiendrons donc pas compte des hétérogénéités de température longitudinales que nous

avons décrites précédemment. Le maillage structuré utilisé se compose de 2400 mailles. Il a été raffiné dans la zone d'impact là où les gradients thermiques sont les plus élevés.

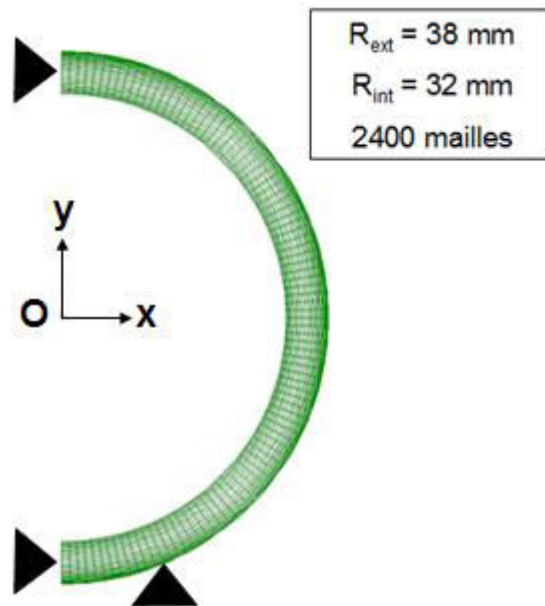


Fig. 4.33 Géométrie, maillage et conditions limites utilisés pour l'étude

ii. Conditions aux limites

* Mécaniques

Afin de tenir compte des symétries du problème, on bloque le déplacement selon x des nœuds ayant pour coordonnées $x = 0$. Nous avons également bloqué le déplacement selon y des nœuds représentant la position de contact entre le tube et les supports en V.

* Thermiques

La définition des conditions aux limites thermiques (densités de flux de chaleur) pour le calcul est une étape clé de la simulation. Nous nous sommes appuyés sur nos résultats expérimentaux et sur l'analyse bibliographique du chapitre 2 pour proposer une démarche pour les établir.

Les expérimentations menées au laboratoire sur le cylindre de Nickel ont mis en évidence des densités de flux échangées proches de 10 MW/m^2 . Les essais menés au VRA sur le tube d'acier ont montré que le flux maximal obtenu au point d'impact est très en deçà de cette valeur (de l'ordre de 2 MW/m^2). Comme nous l'avons vu grâce à nos enregistrements vidéo durant les essais, nous sommes en présence d'une couche de calamine qui éclate partiellement sous le jet d'eau et se décolle, rendant les transferts de chaleur extrêmement complexes et hétérogènes sur la surface du tube. Dans leur étude sur l'effet d'une couche d'oxyde sur le transfert de chaleur superficiel, Wendelstorf et al. [67] ont montré que pour une couche d'oxyde stable sur un acier inoxydable les résultats sont comparables à ceux obtenus pour du nickel ; mais lorsque la couche d'oxyde n'est pas stable comme dans notre cas, elle peut conduire à des variations très importantes du coefficient de transfert de chaleur local (jusqu'à un facteur 2,5 dans les conditions expérimentales étudiées par les auteurs) : la formation locale de « poches » de gaz entre l'oxyde et la surface du métal peut en effet le diminuer fortement. Il s'avère donc quasiment impossible de déterminer les conditions limites de flux à imposer au tube d'acier en partant de nos résultats expérimentaux sur le cylindre

de Ni. Aussi, pour la suite de notre travail, nous avons fait le choix d'utiliser une méthode inverse pour déterminer les densités de flux de chaleur à partir des mesures de températures effectuées sur le tube en acier 42CrMo4. Comme nous l'avons vu, nos résultats expérimentaux nous ont permis d'obtenir des évolutions de température pour les points situés à 0°, 25°, 90° et 180° du point d'impact. Par méthode inverse et en utilisant les connaissances acquises grâce à nos travaux et à la littérature, nous avons ensuite divisé la surface en plusieurs zones et appliqué sur chacune d'elle une évolution temporelle de densité de flux différente en effectuant des ajustements pour s'approcher au mieux des évolutions de température mesurées. Nous allons décrire ci-dessous ces différentes zones (Figure 4.34).

*** Zone [0° - 45 °]**

Nos expériences ont mis en évidence et ont permis de quantifier le déplacement du front de mouillage à la surface du tube durant son refroidissement. Il est important de rendre compte de ce déplacement au travers de nos conditions limites car il influence considérablement le transfert thermique en paroi du tube. Pour cette raison, nous avons choisi d'imposer les conditions limites sous la forme d'évolution temporelle des densités de flux surfaciques (ou du coefficient de transfert de chaleur). Cela nous permet d'imposer, en début de refroidissement, des densités de flux correspondant à un transfert radiatif sur la surface du tube (zone 16°-45°), à l'exception de la zone d'impact (zone 0°-15°) qui remouille immédiatement comme nous l'avons vu. Au fur et à mesure que le front de mouillage progresse, les densités de flux augmentent dans les zones mouillées qui couvrent une surface de tube de plus en plus importante.

Nos essais de laboratoire, la littérature et les essais réalisés au VRA ont également mis en évidence que pour un refroidissement par jet plan, l'intensité des flux échangés se conserve au delà de la zone d'impact. Nous avons en effet observé, après inversion, que le flux maximal échangé était sensiblement le même sous le jet et jusqu'à environ 25° de cette position et s'élève à 2,25 MW/m².

*** Zone [45° - 120 °]**

En aval de la position correspondant à l'angle de 45 °, nous continuons à prendre en compte l'avancement du front de mouillage mais les densités de flux que nous appliquons désormais en paroi décroissent au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact. Nos résultats expérimentaux ont en effet mis en lumière une diminution importante du maximum de flux dans le régime d'ébullition de transition pour la position située à 90 °. Nous l'attribuons d'une part à la modification de l'hydrodynamique de l'écoulement en paroi en raison de la courbure de la surface, et d'autre part au réchauffement du liquide au contact de la paroi ce qui modifie le sous-refroidissement. Or nous avons vu dans la littérature et mis en évidence durant nos expérimentations que le sous-refroidissement avait une forte influence sur les flux échangés en paroi. Une diminution du sous-refroidissement tend à déplacer le maximum de flux vers des températures de paroi plus faibles. Les flux échangés dans le régime d'ébullition de transition diminuent et on peut observer pour certaines configurations, l'apparition d'un plateau de flux.

En suivant cette analyse nous avons établi les courbes d'évolution des densités de flux surfaciques dans les zones comprises en 45° et 120°. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'impact, les densités de flux échangées dans le régime d'ébullition de transition diminuent et celles correspondant à l'ébullition nucléée pleinement développée et au flux critique augmentent. Pour mieux le décrire, nous avons subdivisé cette zone en deux zones (45°-105°, 106°-120°).

* Zone [120° - 180 °]

Dans la partie inférieure du tube, au-delà de la position correspondant à l'angle de 90°, nous n'avons plus de données issues de nos enregistrements vidéo nous permettant de connaître la position du front de mouillage. Cependant, en faisant l'hypothèse que la vitesse de déplacement du front de mouillage varie peu sous l'effet de la courbure et de la gravité, on peut considérer que celle-ci reste sensiblement égale à celle calculée sur la partie supérieure du tube (8 °/s). Nous avons donc estimé sa position pour les portions de surface situées dans la partie inférieure du tube.

Nous connaissons par ailleurs l'évolution de la température pour le point situé à 180° du point d'impact. Nous avons observé une augmentation de la vitesse de refroidissement commençant à 20 s ce qui correspond au temps calculé en considérant la vitesse de déplacement constante à 8°/s qui est de 22,5 s. En suivant la même démarche que celle mise en place pour les calculs dans la zone précédente nous avons établi les évolutions de densités de flux intermédiaires.

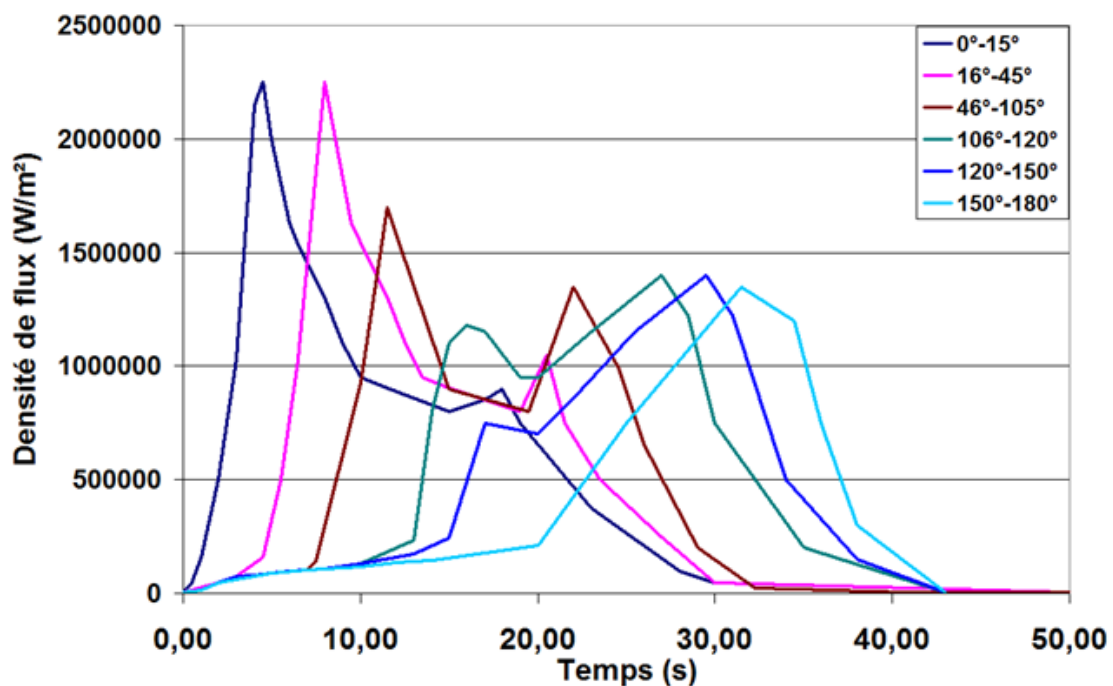


Fig. 4.34 Conditions aux limites : évolution temporelle des densités de flux de chaleur [0°-180°]

iii. Evolution des températures calculées

Les Figures 4.35 et 4.36 représentent respectivement les isovaleurs de température à différents instants du refroidissement et les courbes de refroidissement calculées en 3 points de la surface externe du tube. Les isovaleurs mettent bien en évidence les gradients de température circonférentiels très élevés associés au déplacement du front de mouillage (par exemple à 20 s de refroidissement, le bas du tube est encore à une température supérieure à 700 °C alors que le haut est déjà à 100 °C). De plus, nous visualisons des gradients radiaux qui peuvent atteindre 250 °C dans la partie supérieure du tube (vers 6 s) comme nous le préciserons ci-dessous. Sur les courbes de refroidissement (Figure 4.36) nous avons indiqué les vitesses moyennes de refroidissement. Dans la zone située en partie supérieure du cylindre (0°), lorsque le refroidissement débute et que la surface est remouillée, la vitesse atteint près de 80 °C/s avant qu'elle ne diminue pour atteindre environ 25 °C/s entre 400 °C et 200 °C. Les zones qui ne sont pas encore remouillées se

refroidissent par rayonnement (avec une vitesse de l'ordre de 5 °C/s). La partie inférieure du cylindre commence à se refroidir (autrement que par rayonnement) après 15 s, lorsque le front de mouillage dépasse la position située à 90°. Comme on le voit, la vitesse de refroidissement de la surface pour la position située à 180° du point d'impact, augmente considérablement après 20 s de refroidissement pour atteindre environ 50 °C/s avant l'entrée dans le régime de convection forcée pour lequel la vitesse diminue aussi fortement.

Nous avons aussi représenté les évolutions de la température calculée en surface interne et externe du tube aux mêmes positions que celles étudiées précédemment (Figure 4.37, 4.38, 4.39 pour respectivement 0°, 90° et 180°).

Pour chacune de ces positions et en toute logique, la surface extérieure du cylindre, sur laquelle les densités de flux de chaleur élevées sont imposées, se refroidit plus rapidement que la surface interne. Cependant, comme on peut le voir sur la Figure 4.40, qui compare les évolutions au cours du refroidissement de l'écart de température entre la surface externe et la surface interne, les écarts évoluent de manière très différente selon la position angulaire. Au point d'impact, là où la surface est remouillée quasi-immédiatement, l'écart de température croît très rapidement dans les premières secondes du refroidissement. Le calcul prédit un écart d'environ 225 °C après 4 s de refroidissement. Cet écart maximal diminue lorsqu'on s'éloigne du point d'impact. Ceci est directement lié aux densités maximales de flux de chaleur extraites qui sont plus faibles et qui engendrent des refroidissements plus lents.

Comme on le voit sur les Figures 4.38 et 4.39, tant que la surface n'a pas été remouillée, le refroidissement aux points 90° et 180° est lent et s'effectue sensiblement à la même vitesse dans toute l'épaisseur du tube. Au niveau du point situé à 180° du point d'impact, après 20 s de refroidissement, l'écart de température n'est que de 25 °C entre la surface extérieure et la surface interne du cylindre. Lorsque la zone située à 180° du point d'impact est remouillée, l'écart de température croît pour atteindre environ 150°C à 30 s. Nous pouvons aussi remarquer que toutes les courbes d'évolution de température de la surface interne du cylindre (Figure 4.37 à 4.39) montrent un ralentissement du refroidissement vers 300°C : il est lié au dégagement de chaleur associé à la transformation martensitique comme nous le confirmerons par la suite. Ce ralentissement entraîne une légère augmentation des écarts de température surface externe-surface interne.

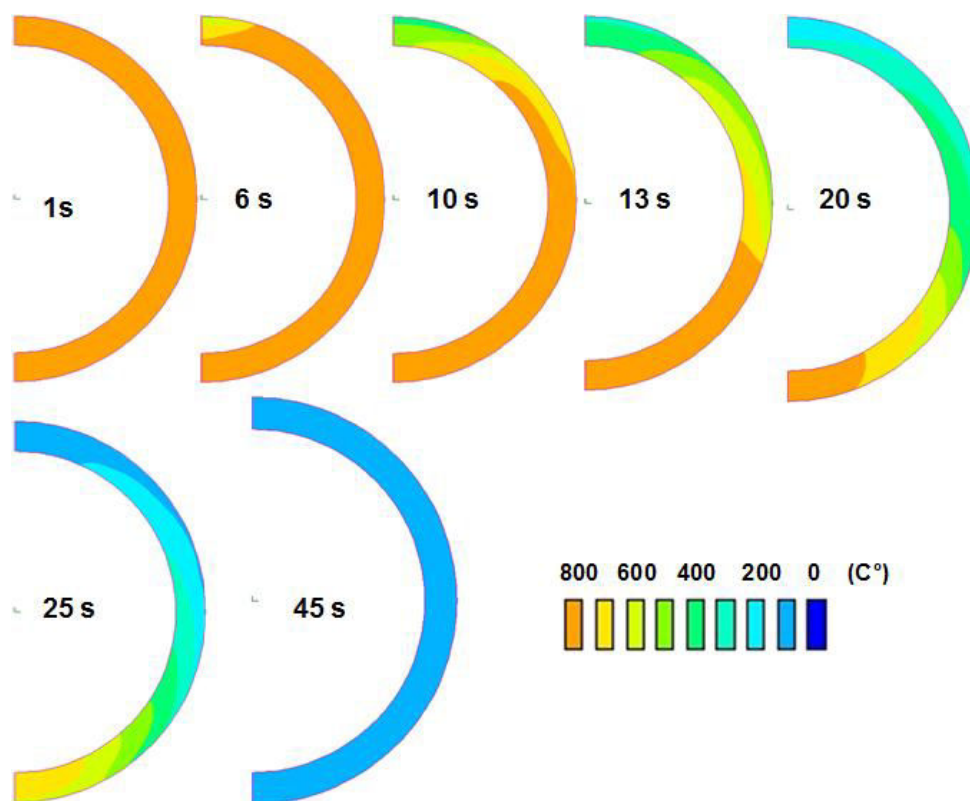


Fig. 4.35 Iso-valeurs de températures à différents instants du refroidissement

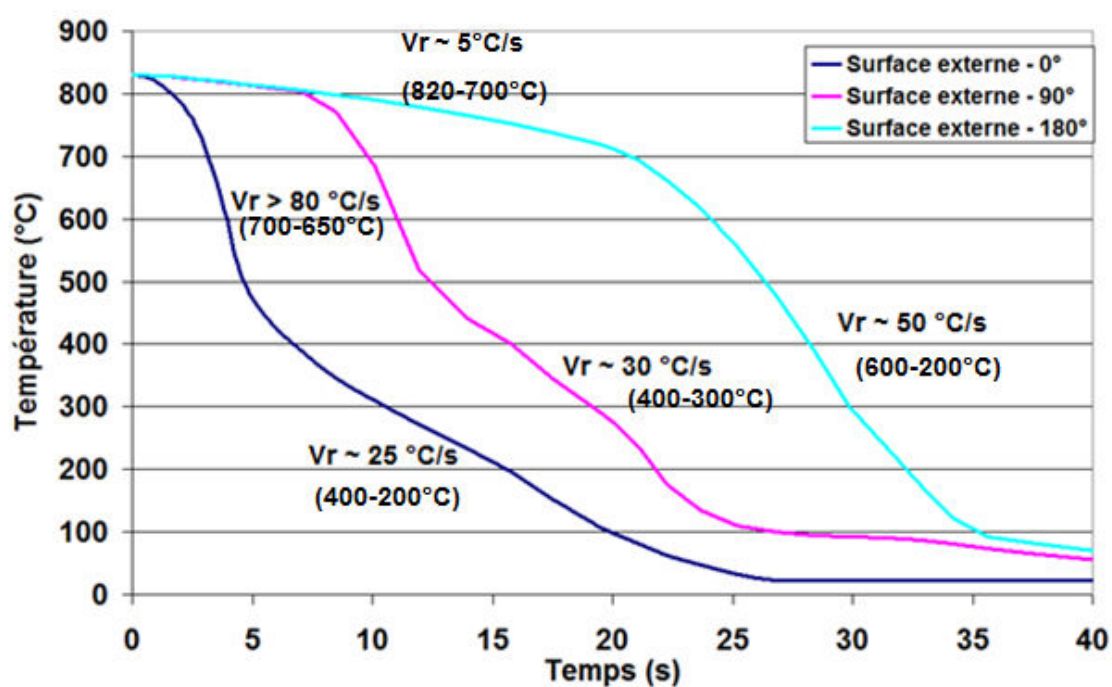


Fig. 4.36 Evolution de la température en surface externe du cylindre aux positions : 0°, 90° et 180° du point d'impact

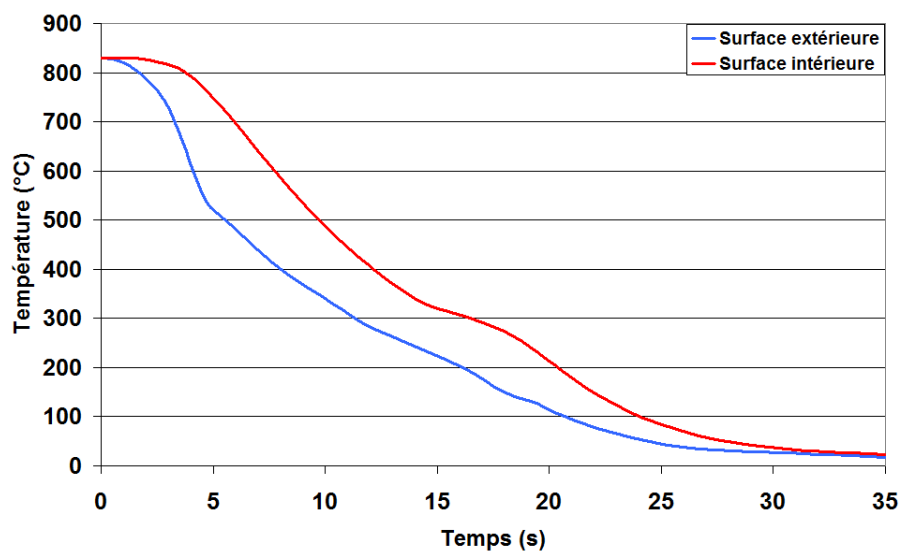


Fig. 4.37 Température en surface extérieure et intérieure pour la position $\theta = 0^\circ$ (zone d'impact)

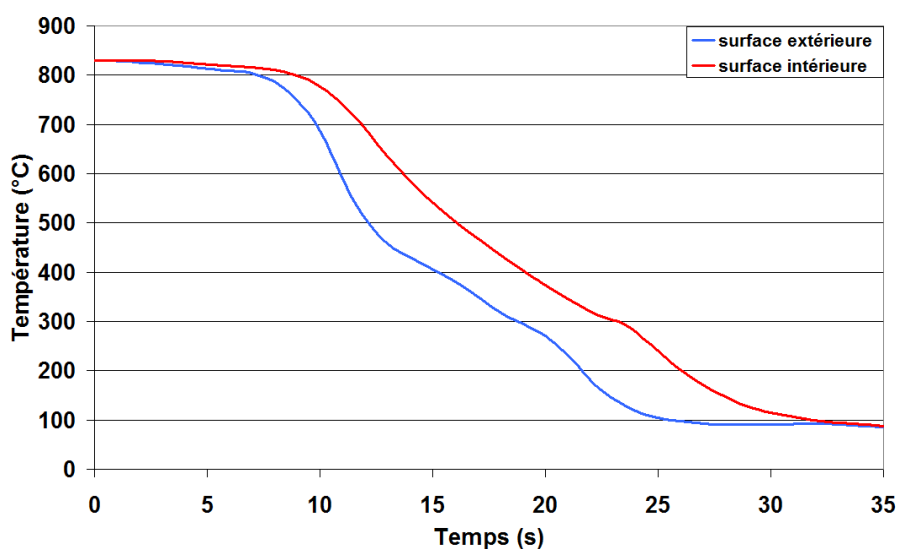


Fig. 4.38 Température en surface extérieure et intérieure pour la position $\theta = 90^\circ$

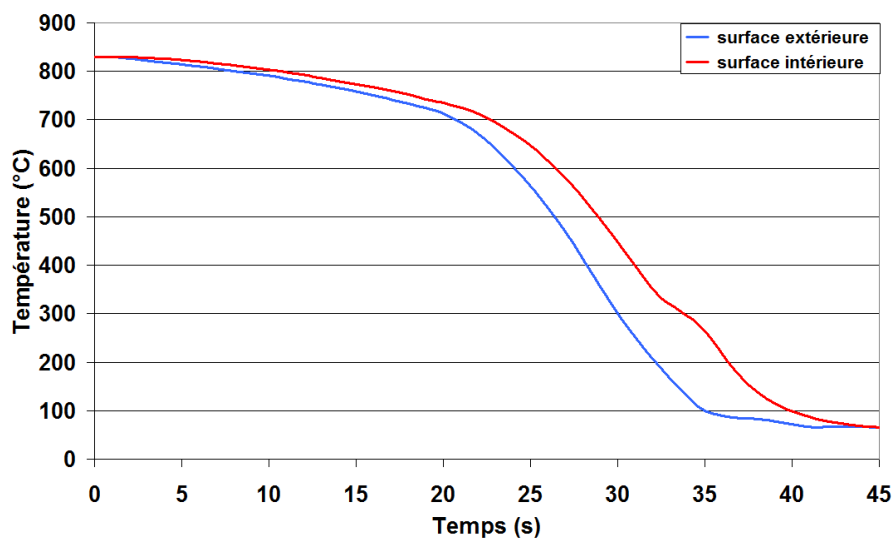


Fig. 4.39 Température en surface extérieure et intérieure pour la position $\theta = 180^\circ$

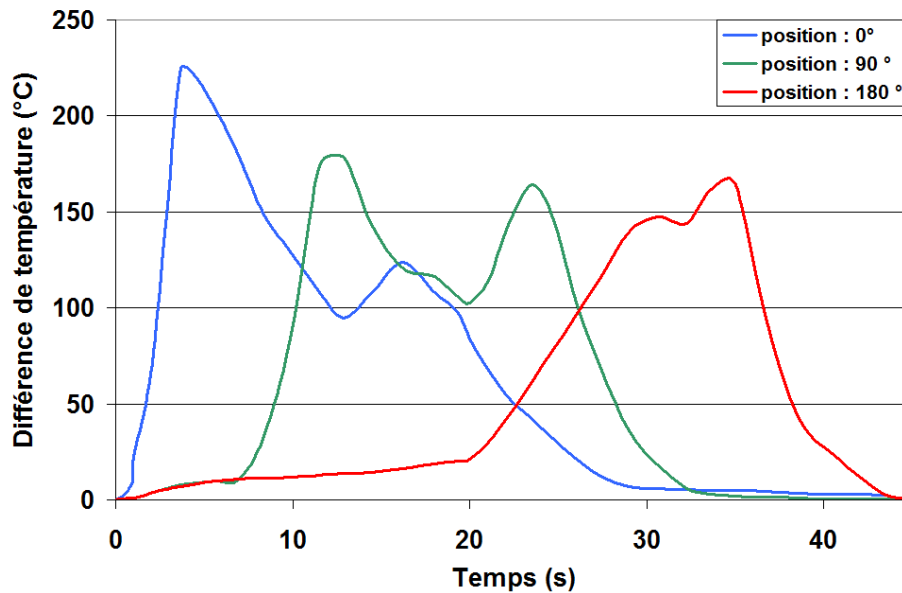


Fig. 4.40 Evolution de la différence de température (extérieure – intérieure) pour les 3 positions 0°, 90°, 180°

iv. Cinétiques de transformations de phase calculées

A l'aide du calcul, nous pouvons suivre aussi la progression des transformations de phase dans le tube au cours du refroidissement en traçant les isovaleurs du taux de martensite à différents instants du refroidissement (Figure 4.41) et les courbes d'évolution temporelle en différentes positions de la surface (Figure 4.42). On observe la formation de martensite au point d'impact du jet, tout d'abord en surface externe, après environ 10 s de refroidissement lorsque la température de la surface extérieure au point d'impact atteint la température M_s qui est de 310°C. La transformation se propage dans un premier temps uniquement en surface externe du tube, mais après environ 15 s de refroidissement elle démarre aussi en surface interne sous le jet (alors qu'elle est déjà quasiment terminée en surface extérieure à la position 45°). Après environ 18 s, la transformation martensitique atteint la position à 90° en surface et se propage vers la partie inférieure du tube d'abord en surface puis dans l'épaisseur du tube. La transformation martensitique ne débute qu'après 28 s de refroidissement au niveau du point situé à 180° du point d'impact. L'intégralité du tube est complètement martensitique après 40 s de refroidissement.

La dureté calculée en fin de refroidissement est fort logiquement homogène et égale à 650 Hv.

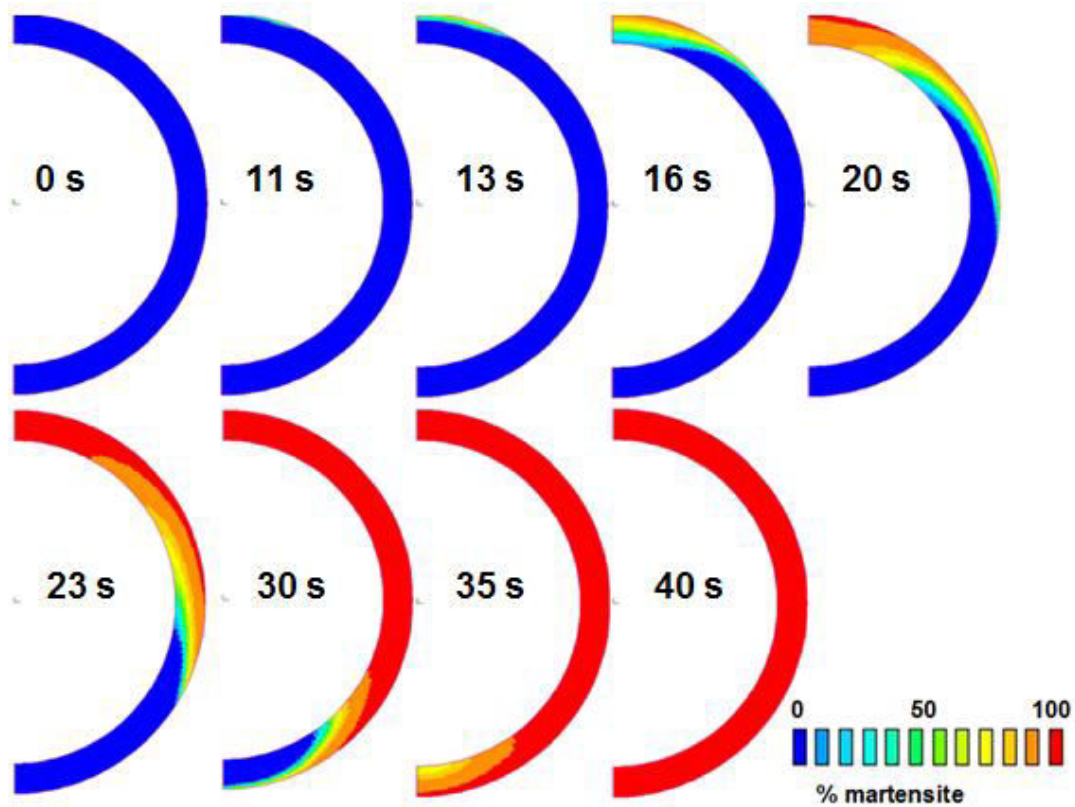


Fig. 4.41 Iso-valeurs du taux de martensite à différents instants du refroidissement

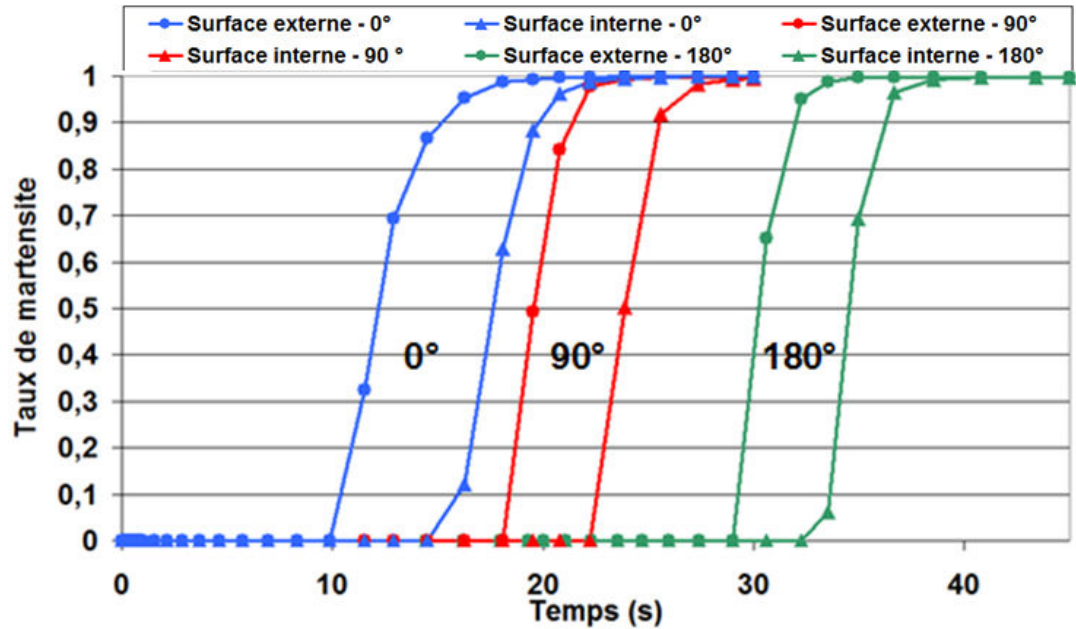


Fig. 4.43 Evolution du taux de martensite en surface externe et interne du cylindre pour 3 positions 0°, 90°, 180°

v. Evolution des contraintes et déformations

Après avoir analysé les évolutions de la température et des transformations de phases au sein du tube, nous pouvons suivre aussi les évolutions de contraintes et de déformations qui en résultent. Nous nous appuyons pour cela sur les isovaleurs de la contrainte axiale représentées à différents instants du refroidissement (Figure 4.44) ainsi que sur les évolutions temporelles des contraintes

au niveau des surfaces externes et internes du tube pour différentes positions angulaire 0° , 90° , 180° (Figure 4.45). Pour ces dernières, le temps correspondant au début de transformation martensitique a été indiqué. L'évolution de la déformation viscoplastique/plastique équivalente cumulée dans l'austénite $\varepsilon_e^{vp,p}$ est également représentée sur la Figure 4.46.

Jusqu'à environ 10 s, les contraintes dans le tube sont d'origine purement thermique car, comme nous l'avons vu précédemment, la transformation martensitique n'a pas démarré. Au début du refroidissement, la surface externe supérieure du tube (position angulaire 0°) se refroidissant rapidement, elle se contracte et se met en traction. Au temps $t = 5$ s, qui correspond à l'écart maximal de température entre la surface externe et la surface interne (Figure 4.46), la contrainte de traction atteint environ 180 MPa. Pendant cette période, la surface subit des déformations viscoplastiques ($\varepsilon_e^{vp,p}$ atteint 0,7%)

Puis l'écart de température diminuant, il y a une inversion du sens de variation de la contrainte qui passe en compression et il n'y a plus de déformation plastique. Lorsque la transformation martensitique se produit à environ 10 s, du fait de l'augmentation du volume, la mise en compression s'accélère et atteint - 550 MPa. Pendant la transformation martensitique, $\varepsilon_e^{vp,p}$ augmente fortement : il s'agit de la déformation associée à la plasticité de transformation. (La plasticité de transformation est une déformation macroscopique anisotrope qui se produit lorsque la transformation de phases a lieu sous contrainte appliquée). Lorsque la transformation progresse vers l'intérieur du tube, le sens de variation de la contrainte s'inverse ; la contrainte passe alors en traction et atteint un niveau relativement élevé (+ 300 MPa).

A partir de 25 s la transformation est terminée dans toute l'épaisseur du tube et la température s'homogénéise : on observe une relaxation de la contrainte de traction. Le champ de contrainte dans le tube doit bien sûr respecter l'équilibre de contraintes. Aussi l'évolution de la contrainte sur la surface interne est plus difficile à interpréter, mais on peut toutefois noter la mise en compression associée à la transformation martensitique qui se produit vers 15 s (Figure 4.45.a). Les évolutions de la contrainte axiale en surface extérieure du tube sont similaires aux différentes positions angulaire : à 90° et 180° on retrouve en effet une forte augmentation de la contrainte de traction quand l'écart de température surface extérieure – surface intérieure augmente fortement et une mise en compression lors de la transformation martensitique. On peut aussi noter des déformations viscoplastiques plus élevées à ces positions qu'à 0° puisque le refroidissement est lent à haute température et on constate évidemment les déformations associées à la plasticité de transformation. Il est aussi intéressant de noter qu'il existe tout au long du refroidissement des zones du tube soumises à une contrainte de traction lorsque la transformation martensitique progresse. Une analyse plus approfondie du champ de contrainte complet serait nécessaire pour vérifier que ce sont les zones à risque potentiel de fissures.

En fin de refroidissement, on trouve des contraintes résiduelles en traction au niveau de la surface extérieure du tube, et en compression au niveau de la surface interne (respectivement + 100 MPa et - 100 MPa à la position 0° (sous le jet)) et ceci sur toute la circonférence du tube comme le montre les isovalues. Ces contraintes résiduelles sont liées à la transformation martensitique, et dans une moindre mesure aux déformations viscoplastiques d'origine thermique.

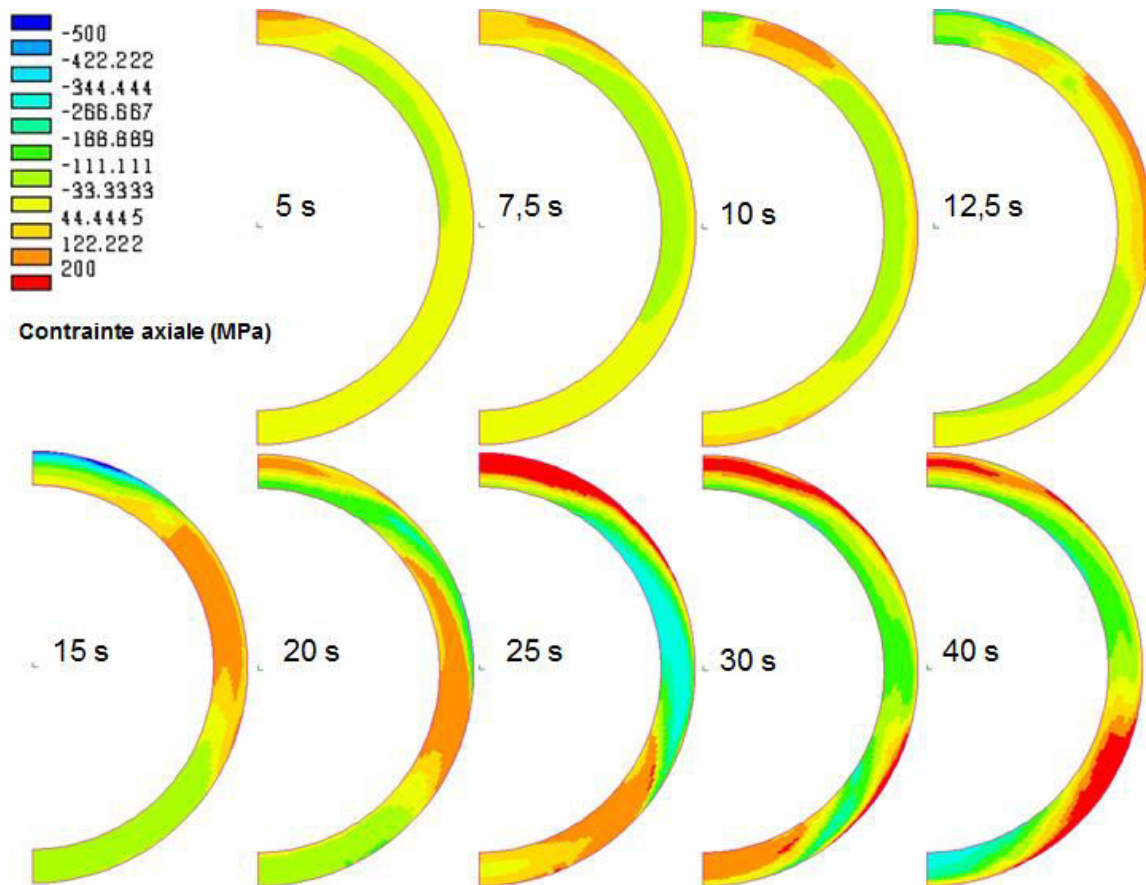


Fig. 4.44 Iso-valeurs de la contrainte axiale durant le refroidissement

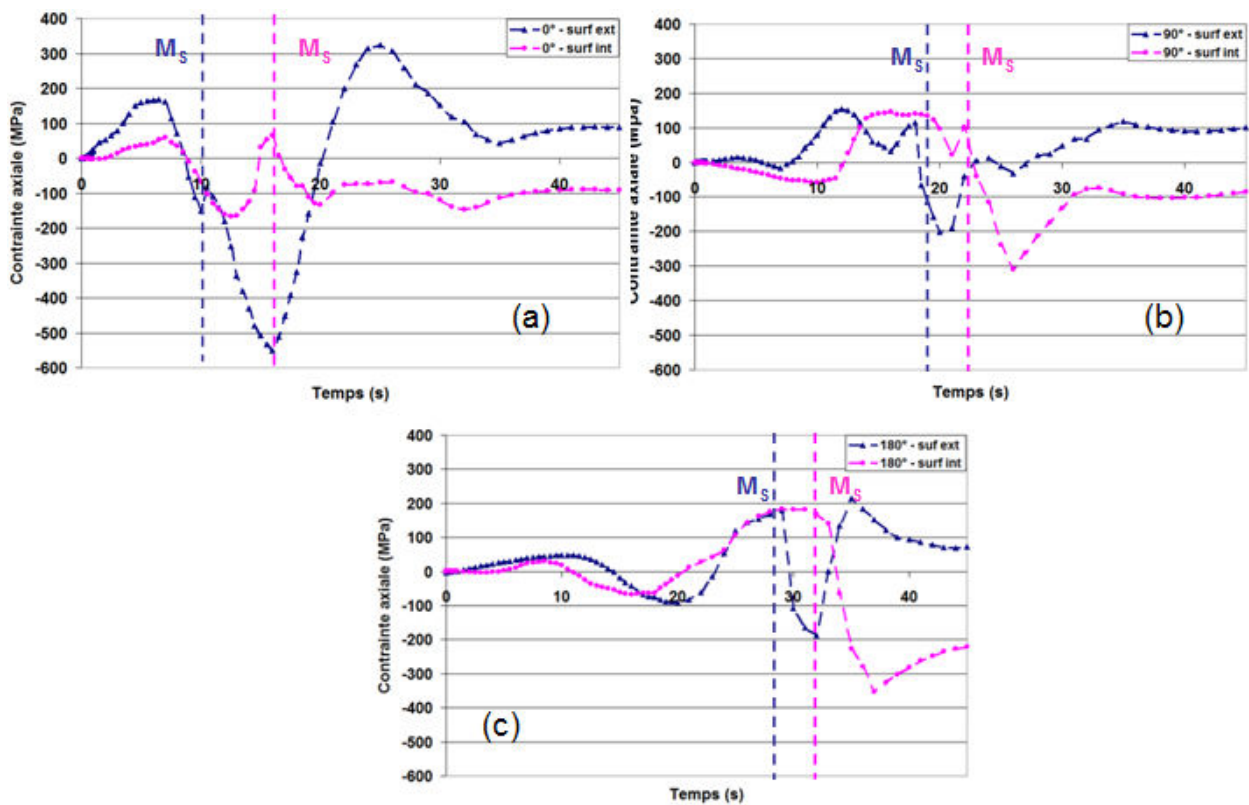


Fig. 4.45 Evolution temporelle de la contrainte axiale en surface externe et interne du tube pour différentes positions angulaire 0° , 90° , 180°

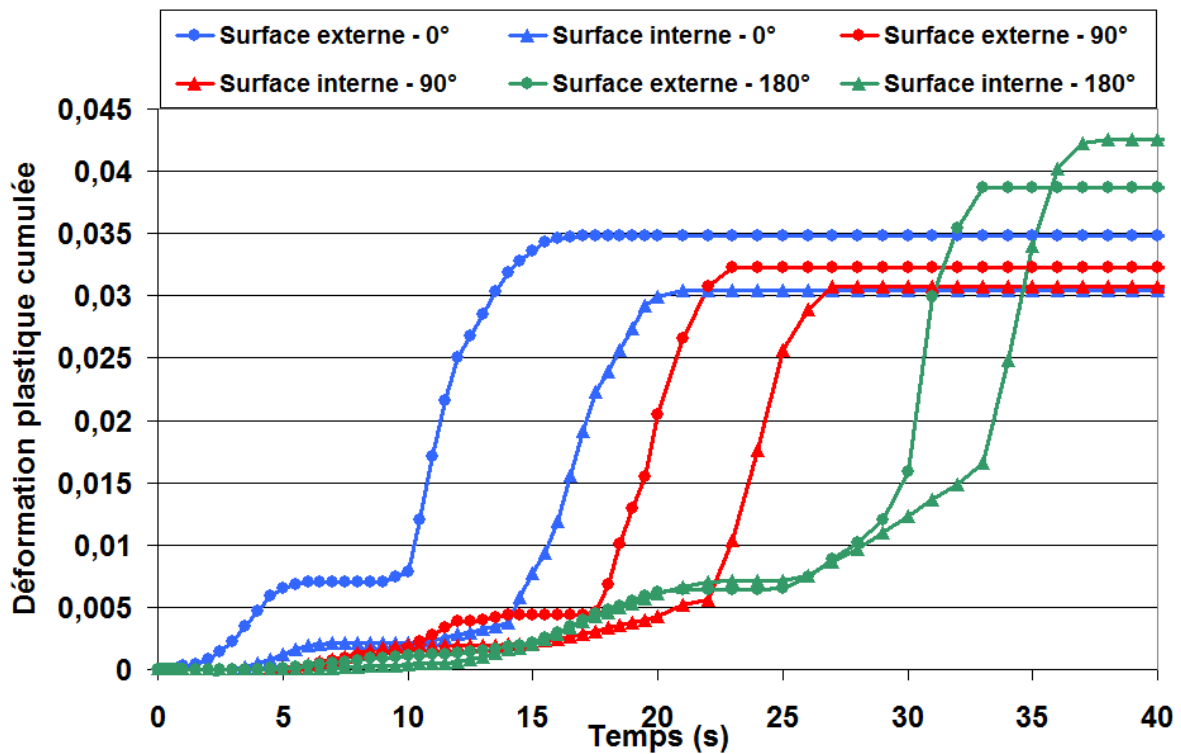


Fig. 4.46 Evolution temporelle de la déformation viscoplastique/plastique cumulée ($\varepsilon_e^{vp,p}$) dans l'austénite en surface du tube pour des points situés à 0°, 90° et 180° du point d'impact du jet)

vi. Evolution de la flèche

Après avoir analysé les évolutions de la température, des transformations de phases, des contraintes et des déformations dans le tube, nous avons analysé l'évolution du déplacement vertical, c'est-à-dire de la flèche. La Figure 4.47 fait le parallèle entre l'évolution de la flèche et les évolutions temporelles de la température et du taux de martensite formé aux 3 points en surface externe du tube (0°, 90° et 180°). Nous avons décomposé l'évolution de la flèche en 4 phases distinctes. Dans un premier temps, dès que le refroidissement débute, l'écart de température entre la partie supérieure et la partie inférieure du tube croît très rapidement, comme nous l'avons décrit sur la Figure 4.40. La contraction résultante du tube entraîne son cintrage vers le bas (flèche négative).

La flèche atteint une amplitude maximale de 2,8 mm à 12s puis la flèche décroît jusqu'à environ 25 s. Nous attribuons cette décroissance à la transformation martensitique (et à l'augmentation de volume associée) qui se produit d'abord dans la partie supérieure du tube et a tendance à redresser le tube. Nous pouvons noter que l'inversion du sens de variation de la flèche se produit quand le front de transformation atteint une position angulaire d'environ 20° sur 1 mm d'épaisseur (sous le jet à 0° en surface extérieure, il y a déjà 85 % de martensite formée). Au-delà de 25 s de refroidissement, il y a une nouvelle inversion du sens de variation de la flèche qui est liée au fait que la transformation martensitique atteint la partie inférieure du tube (au delà de la position angulaire de 90°) ce qui conduit à recintrer le tube (même si l'écart de température bas-haut décroît et vise à redresser le tube). A partir de 34 s, la transformation est terminée et le tube est complètement martensitique. La légère diminution de flèche (en valeur absolue) est liée à l'homogénéisation thermique du tube. En fin de refroidissement on observe une flèche résiduelle négative qui s'explique par les déformations permanentes hétérogènes qui se sont produites dans le tube au cours du refroidissement, notamment celles provenant de la transformation martensitique (plasticité de transformation).

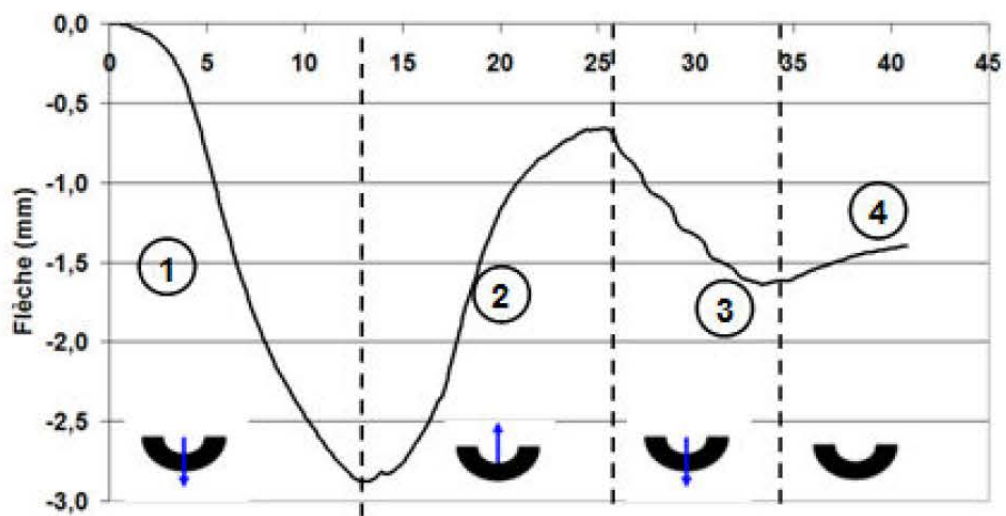
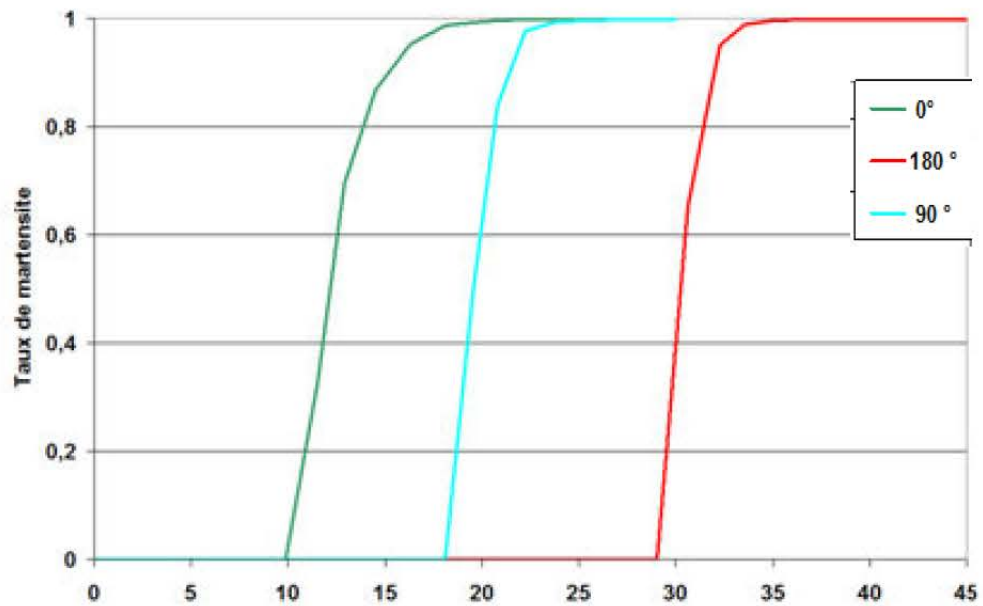
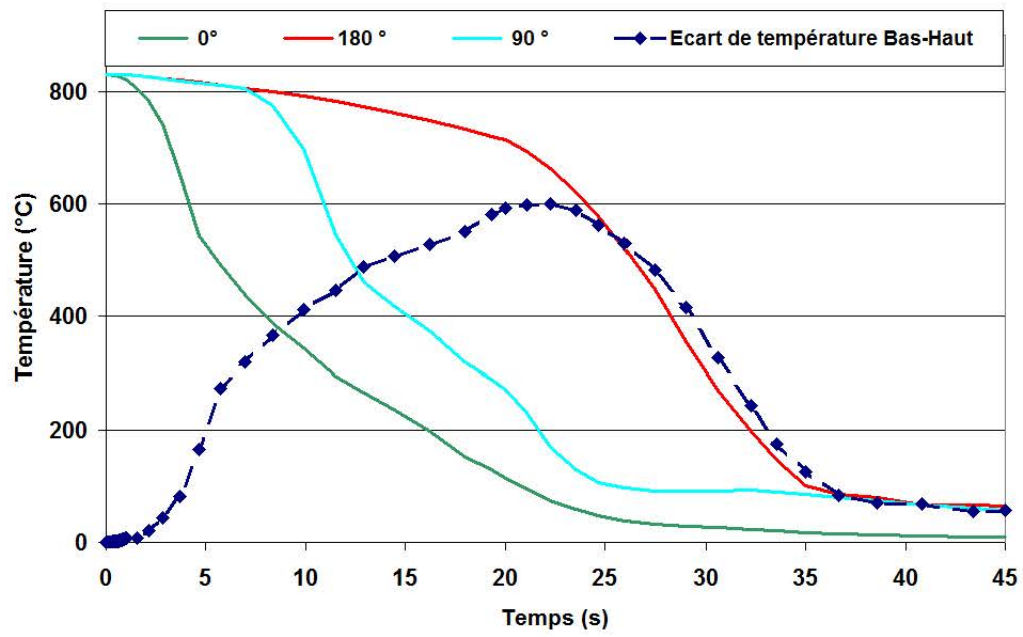


Fig. 4.47 Evolution temporelle de la température, du taux de martensite et de la flèche du tube

Afin de mettre en évidence le rôle joué par la transformation martensitique sur la flèche du tube, nous avons simulé, en imposant les mêmes densités de flux en surface du tube, un refroidissement pour lequel nous avons volontairement supprimé la transformation de phases. Les résultats de ce calcul sont comparés sur la Figure 4.48 avec les résultats du cas de référence que nous venons de présenter. Nous avons également représenté sur cette courbe l'évolution de l'écart de température bas-haut dans le tube.

A la différence du cas de référence, l'évolution de la flèche du tube peut s'analyser en regard des déformations d'origine thermique et donc de l'évolution de la différence de température bas-haut. En effet, jusqu'à environ 23s l'augmentation de $\Delta T_{\text{bas-haut}}$ conduit comme attendu à un cintrage du tube puis on observe le redressement du tube quand $\Delta T_{\text{bas-haut}}$ diminue. On peut aussi noter que la flèche résiduelle est très faible dans ce cas (elle n'est due qu'aux hétérogénéités de déformations viscoplastiques qui se produisent au début du refroidissement et qui sont faibles). Ce résultat souligne le rôle majeur joué par la transformation martensitique sur l'évolution de la flèche et sur la flèche résiduelle.

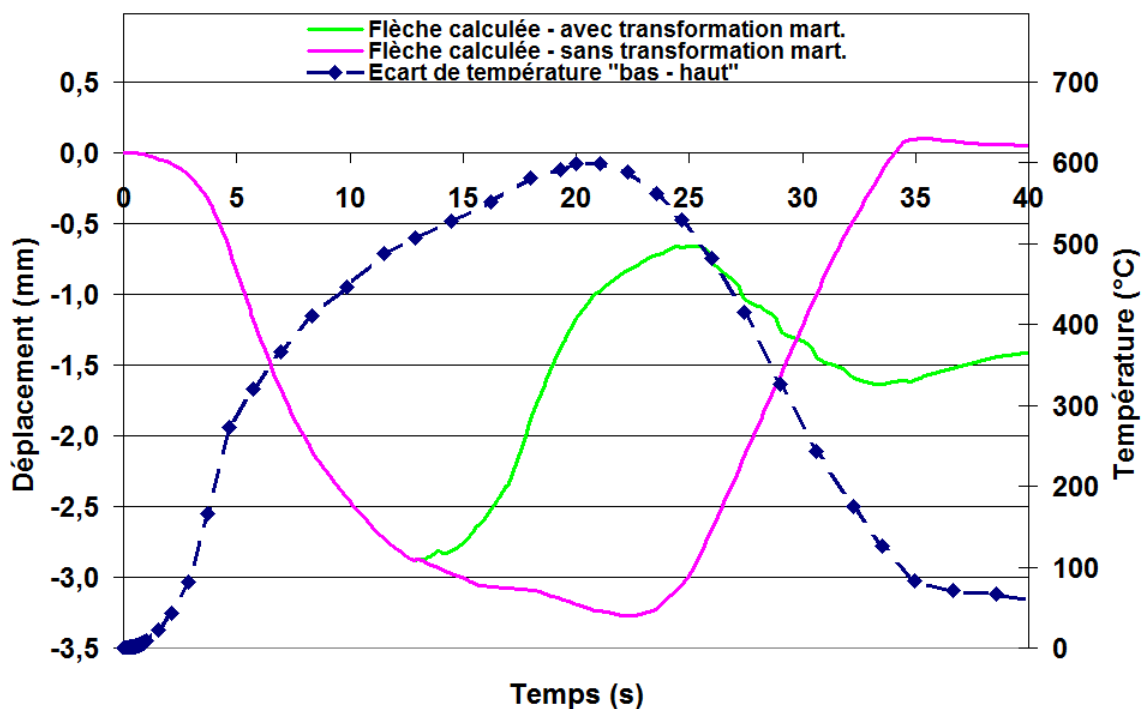


Fig. 4.48 Evolution temporelle de la flèche du tube avec et sans transformation martensitique

d. Comparaison expérience / simulation

Nous comparons dans cette partie les résultats de nos calculs aux résultats expérimentaux obtenus lors de nos campagnes d'essais au VRA.

i. Température

La Figure 4.49 compare les évolutions de température calculées à 1 mm de la surface externe à celles mesurées par les thermocouples (implantés à 1 mm sous la paroi externe du tube) en différentes positions angulaires ($0^\circ, 25^\circ, 90^\circ, 180^\circ$). Ayant utilisé en partie les évolutions de température mesurées pour établir les conditions limites de densité de flux de chaleur superficielles (méthode inverse), il est logique d'observer un relativement bon accord calcul-expérience. On note néanmoins quelques écarts pour la position angulaire de 90° . D'autre part, le calcul sous estime l'accélération du refroidissement qui se produit à basse température (vers 200°C), notamment pour les positions angulaires $0^\circ, 25^\circ$ et 180° , et que nous avons attribué à l'entrée dans le régime d'ébullition nucléée. Ces comparaisons nous permettent néanmoins de confirmer le choix que nous avons fait concernant les conditions de flux thermiques établies sur toute la surface du tube.

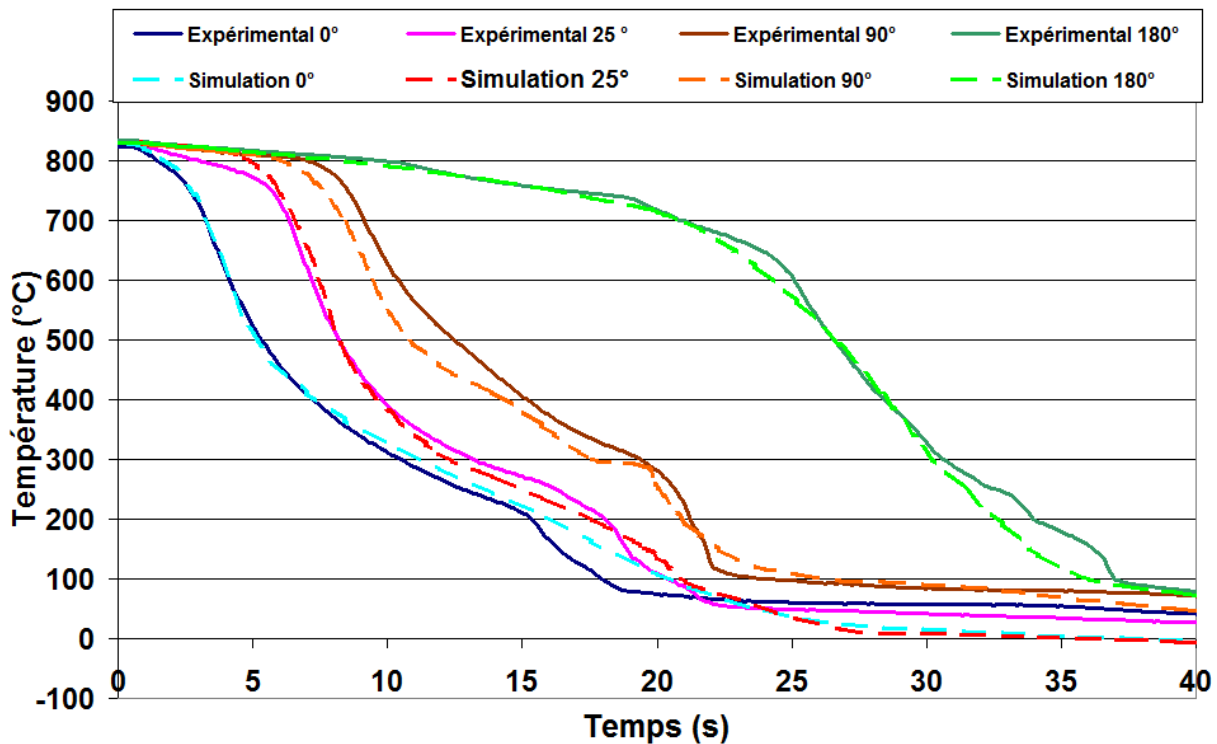


Fig. 4.49 Comparaison des évolutions de températures calculées et mesurées aux positions angulaires $0^\circ, 25^\circ, 90^\circ$ et 180°

ii. Microstructures et duretés

Du point de vue expérimental, des échantillons ont été prélevés dans le tube trempé (essai 2.2) afin de le caractériser métallurgiquement. La Figure 4.50 représente les microstructures observées au microscope optique provenant de 3 échantillons de tube prélevés en proche paroi externe, respectivement à 0° (zone d'impact), 90° et 180° . Les trois microstructures observées sont semblables et typiques d'une microstructure martensitique, mais laissent cependant apparaître des hétérogénéités microstructurales comme nous l'avons déjà observé sur les éprouvettes dilatométriques trempées (Figure 4.30 et 4.31).

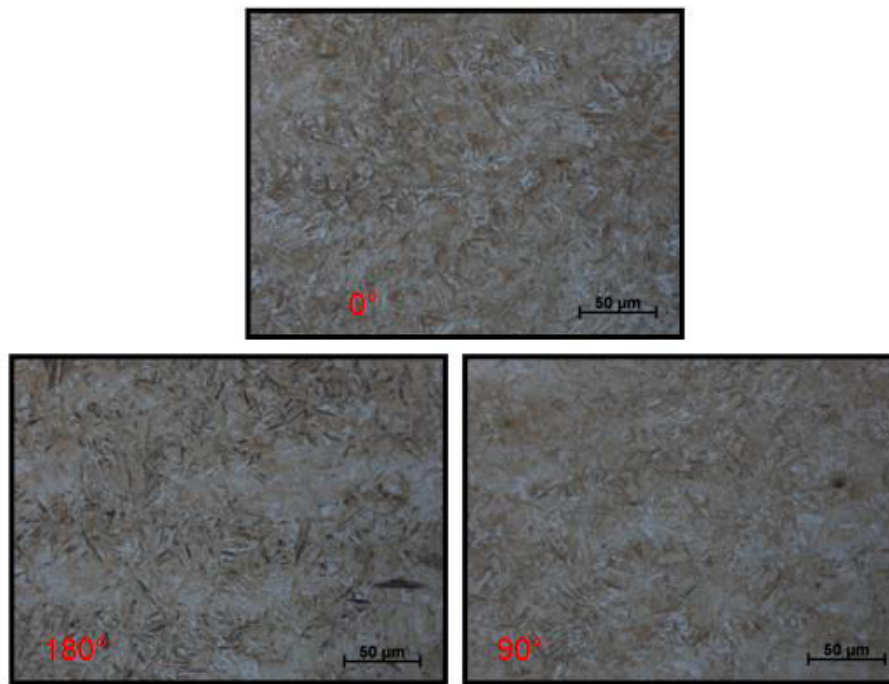


Fig. 4.50 Microstructures observées en 3 positions du tube (surface extérieure)

Nous avons complété ces observations par des mesures de dureté. Trois profils de dureté ont été établis selon l'épaisseur du tube aux positions angulaires 0° , 90° et 180° . Ils sont représentés sur la Figure 4.51.

On observe d'abord des différences d'épaisseur significatives (environ 1 mm) selon la position angulaire ce qui signifie que le tube utilisé n'a pas été usiné de façon homogène (le tube a en effet subi un usinage à partir de la surface extérieure avant nos traitements pour lui conférer la même épaisseur (6 mm) que celle des autres tubes de notre étude. Les profils de duretés mesurés sont relativement plats entre la surface extérieure et jusqu'à environ 5,5 mm de profondeur. On peut néanmoins noter une dureté moyenne d'environ 640 HV jusqu'à 3,5 mm de profondeur qui correspond à une microstructure martensitique et une dureté moyenne plus proche de 600 HV entre 3,5 et 5,5 mm qui correspond à une microstructure contenant à priori plus de bainite. En s'approchant de la surface intérieure, on observe une diminution importante de la dureté sur environ 500 μm quelle que soit la position angulaire, ce qui indique une microstructure majoritairement bainitique. Cette différence de microstructure près de la surface interne du tube peut s'expliquer par une décarburation superficielle du tube (issue du laminage). En effet, des analyses microstructurales du tube (avant nos traitements) ont révélé une zone formée majoritairement de ferrite sur environ 100 μm de profondeur à proximité de la surface intérieure du tube, alors que la microstructure est bainitique dans le reste de l'épaisseur du tube (Figure 4.52). Le calcul quant à lui donne, comme nous l'avons décrit précédemment, une microstructure totalement martensitique dans toute l'épaisseur du tube, avec une dureté uniforme de 650 HV.

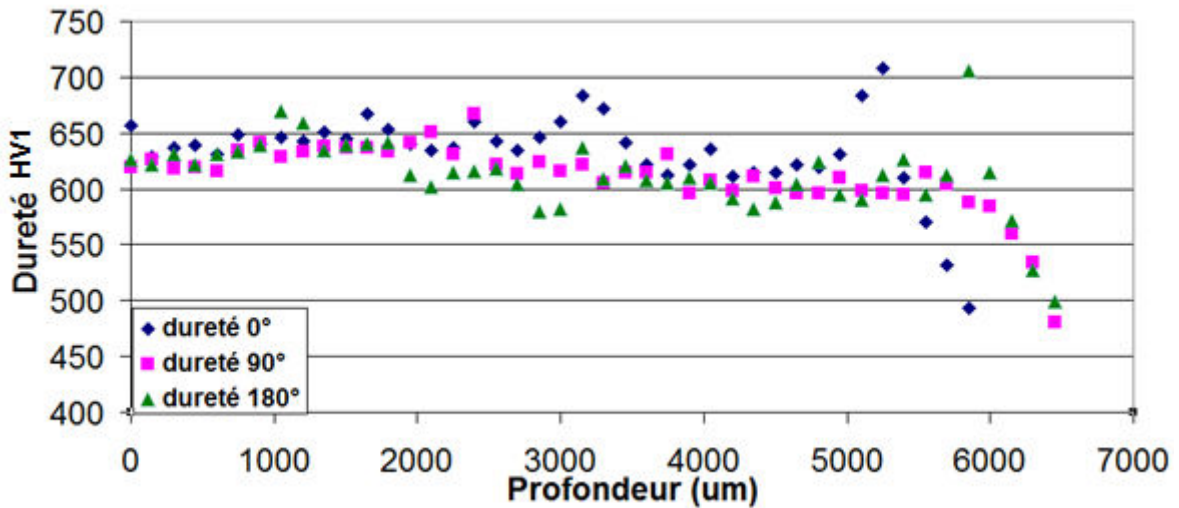


Fig. 4.51 Profils de dureté mesurés selon l'épaisseur du tube, à trois positions angulaires

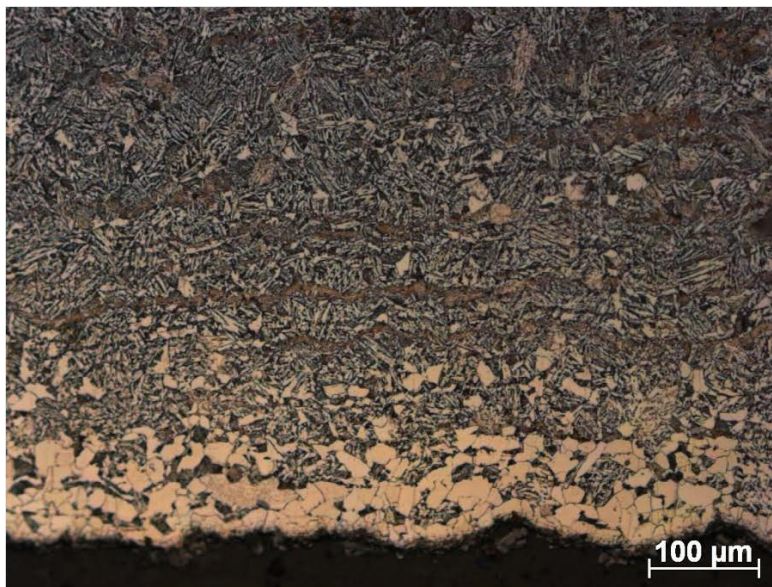


Fig. 4.52 Microstructures du tube brut (avant traitement) bord intérieur

iii. Déplacement

Nous avons ensuite comparé sur la Figure 4.53 le déplacement vertical du tube calculé aux valeurs obtenues expérimentalement (essais 1.1, 1.2, 2.1 et 2.2). Globalement on retrouve des similitudes entre les sens de variation de la flèche entre le calcul et l'expérience, notamment l'augmentation de la flèche au début du refroidissement suivie d'une première inversion et même la deuxième inversion notée pour les essais 1.1 et 2.2. Mais, il apparaît des différences notables. La plus marquante concerne la première inversion du sens de variation de la flèche ; le calcul donne une inversion vers 13s (qui est liée, comme nous l'avons déjà vu, à la transformation martensitique dans la zone superficielle du tube dans la zone d'impact du jet) alors qu'expérimentalement l'inversion se produit plus tôt pendant le refroidissement et donc à plus haute température (par exemple après 5s pour l'essai 2.2 soit à une température de 500°C en surface externe du tube sous le jet). On peut aussi remarquer qu'expérimentalement, pour les essais 1.1, 2.2 et 2.1 la flèche

devient positive et conserve une valeur résiduelle positive, alors que dans le calcul la flèche demeure négative jusqu'à la fin du refroidissement.

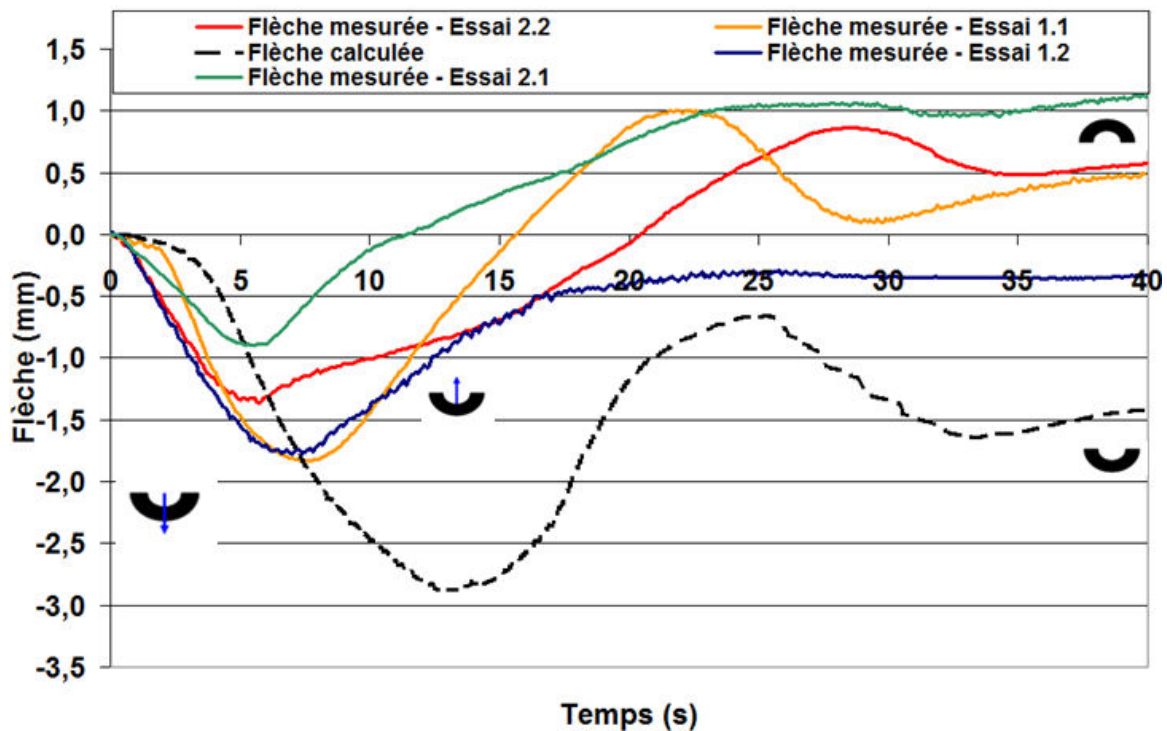


Fig. 4.53 Comparaison des flèches calculées et mesurées

e. Discussion

De nos comparaisons calcul-expérience il ressort d'une part une évolution de la flèche calculée différente de celle mesurée, même si l'on tient compte des difficultés expérimentales qui conduisent à une mauvaise reproductibilité des essais. Il ressort aussi que les microstructures expérimentales et calculées dans le tube sont différentes (si l'on se réfère aux duretés) avec notamment une zone majoritairement bainitique en surface interne du tube (attribuée à la décarburation superficielle) qui n'est pas prise en compte dans le calcul. Il semble aussi qu'il y ait une certaine proportion de bainite dans l'épaisseur du tube (entre 3,5 et 5,5 mm de profondeur) qui n'est pas prévue par le calcul. Ces écarts entre microstructures calculées et expérimentales apportent des éléments pour essayer d'expliquer les différences d'évolutions de flèche. En effet une transformation bainitique qui se produirait dans le tube à plus haute température pourrait conduire à une inversion de la flèche plus tôt pendant le refroidissement. Différentes raisons peuvent être évoquées pour expliquer que le calcul ne prévoit pas de transformation bainitique.

Une première hypothèse serait que le calcul prévoit des cinétiques de refroidissement trop rapides. Mais d'après nos essais dilatométriques, les vitesses de refroidissement qui donneraient lieu à une transformation bainitique notable sont relativement lentes (de l'ordre de 5°C/s pour former 30% de bainite). Dans le tube, les vitesses de refroidissement sont beaucoup plus élevées (supérieures à 40°C/s dans le domaine 700°C-500°C) et même si nous ne disposons pas de mesures de températures à proximité de la surface interne du tube, il est peu probable que les vitesses de refroidissement soit à ce point surestimées.

Par contre, nous avons vu qu'il y a une zone décarburrée en surface intérieure du tube que le calcul ne prend pas en compte et qui pourrait conduire à une transformation bainitique avant que la transformation martensitique ne se produise en surface. D'autre part, le tube est le siège

d'hétérogénéités chimiques (provenant de la solidification) qui peuvent aussi engendrer localement une transformation bainitique.

On peut aussi mentionner le fait que notre calcul ne prend pas en compte l'effet des contraintes internes sur les cinétiques de transformation de phases. Or nous avons vu que les niveaux de contrainte dans l'austénite sont relativement élevés (~ 180 MPa) et peuvent conduire à une accélération de la transformation bainitique comme cela a été montré dans des travaux antérieurs [65]. Le fait qu'une transformation bainitique puisse avoir lieu dans le tube est par ailleurs corroborée par certaines courbes de refroidissement mesurées où apparaissent des effets de chaleur latente dans le domaine de transformation bainitique (par exemple essai 1.1 Figure 4.12 et 4.16, essai 2.1 Figure 4.13). De plus, si une transformation bainitique se produisait, la chronologie des transformations de phases dans le tube serait modifiée, les amplitudes de déformations permanentes, notamment celles associées aux transformations de phases, seraient différentes et la flèche finale pourrait être d'amplitude voire de signe différents.

Des simulations numériques complémentaires pourraient permettre de confirmer ou d'infirmer nos hypothèses.

CONCLUSIONS GENERALES - PERSPECTIVES

Ce travail de thèse a été initié afin de répondre au besoin industriel de mieux contrôler l'étape de trempe, qui est primordiale pour apporter les microstructures requises par l'usage en conditions extrêmes des tubes d'acier. La prévision des évolutions des échanges thermiques en paroi de tube en cours de refroidissement est aujourd'hui le plus grand challenge dans le développement d'outils performants pour la prédiction de certains défauts de trempe, comme les tapures ou le cintrage des tubes.

Nous avons donc mis l'accent dans le chapitre 2 de ce manuscrit, sur la caractérisation des effets de plusieurs paramètres opératoires sur les transferts thermiques s'établissant en paroi du tube refroidi par un jet d'eau impactant. Dans une première partie, une analyse détaillée de la littérature a été réalisée. Elle nous a permis de noter que la majorité des travaux avaient été consacrés à l'étude de l'influence du sous-refroidissement et de la vitesse du jet. Très peu d'études par contre se sont attachées à analyser l'effet de la mobilité de la paroi du tube refroidi, l'angle d'impact du jet et son orientation par rapport au vecteur gravité ; ces paramètres opératoires sont pourtant au cœur du procédé de trempe par jet impactant utilisé dans la tuberie de Saint-Saulve (59) du groupe Vallourec. Pour réaliser cette étude nous nous sommes appuyés sur deux dispositifs expérimentaux originaux de refroidissement que nous avons construits au sein du LEMTA à Nancy.

Nous avons montré que la vitesse de déplacement de la paroi du tube refroidi avait une influence considérable sur les flux échangés. L'augmentation du rapport des vitesses r^* provoque une diminution des flux échangés, ce qui se traduit par un aplanissement des courbes d'ébullition. Grâce à nos essais expérimentaux nous avons pu proposer de nouvelles corrélations liant les maximum de flux échangés en paroi à ce rapport r^* , pour des conditions de faible et de fort sous-refroidissement. Nous avons également pu démontrer que l'orientation spatiale du jet et que son angle d'impact sur la paroi semblaient jouer un rôle significatif sur l'efficacité du refroidissement. Bien que l'effet quantitatif de ces paramètres sur les coefficients de transfert de chaleur n'ait pu être corrélé, nous avons pu observer une influence sensible sur l'hydrodynamique de l'écoulement en surface du cylindre, ce qui entraîne alors d'importantes variations du taux de refroidissement.

Une importante conclusion provenant de nos résultats est le lien apparent entre le développement de la zone mouillée sur la paroi et le rôle des forces gravitaires. Ces effets ne sont pas dominants en début de refroidissement lorsque la zone mouillée reste confinée à la zone d'impact du jet, mais au fur et à mesure que la température surfacique diminue et que le régime d'ébullition de transition initial laisse place au régime d'ébullition nucléée puis à la convection forcée, la zone mouillée se déploie vers des positions plus éloignées du point d'impact et les effets gravitaires deviennent alors prédominants.

En parallèle à nos recherches expérimentales, nous avons entrepris de simuler à l'aide d'un code de calcul CFD, les mécanismes de transferts convectifs en surface d'un tube refroidi par un jet d'eau impactant. Nous avons pu engager la simulation de l'hydrodynamique du jet et de son écoulement à la paroi en condition isotherme, avec des comparaisons satisfaisantes avec des résultats issus de la littérature, mais nous ne sommes pas parvenus à simuler correctement les régimes de transferts thermiques ainsi que leur transition.

La seconde grande partie de ce manuscrit a été consacrée au refroidissement volontairement hétérogène d'un tube d'acier 42CrMo4 par un jet d'eau impactant, afin de maximiser la déformation (flèche) du tube au cours du temps. Les résultats expérimentaux ont été confrontés à des simulations numériques du comportement thermique, métallurgique et mécanique du tube.

Pour la partie expérimentale, nous nous sommes appuyés sur un dispositif de trempe par jet impactant que nous avons construit au sein du Centre de Recherche de Vallourec et qui nous a permis de suivre à la fois la température en proche surface du tube d'acier mais également son déplacement grâce à un capteur LVDT. Différents essais ont été réalisés et ont mis en lumière la faible reproductibilité des évolutions de températures et des valeurs de déplacement obtenues. L'observation par caméra rapide d'une couche de calamine en surface du tube et de sa fragmentation incontrôlée au cours du refroidissement explique en partie cette faible reproductibilité.

Les valeurs expérimentales ont ensuite été confrontées aux résultats de simulations réalisées avec le code de calcul par éléments finis, Sysweld. Les modèles thermométallurgiques et thermomécaniques nécessaires pour le calcul ont été alimentés par de nombreuses données qui ont été recueillies en se basant sur des travaux antérieurs de l'IJL et de la littérature et sur quelques caractérisations expérimentales complémentaires réalisées au laboratoire. Les résultats des calculs ont montré des gradients thermiques relativement élevés dans l'épaisseur du tube, le développement de contraintes internes ainsi que des déformations viscoplastiques/plastiques locales. L'effet de la transformation martensitique se produisant au cours du refroidissement sur les évolutions de contrainte et de déformation du tube a été analysé de manière détaillée. La comparaison calcul-expérience a montré des écarts entre les profils de duretés calculés et mesurés ainsi qu'entre les évolutions de flèche calculée et mesurées même si des similitudes ont été observées. L'hypothèse émise pour expliquer ces écarts est qu'une transformation bainitique peut se produire dans certaines parties du tube au cours du refroidissement que le calcul actuel ne prévoit pas.

Les travaux menés durant cette thèse ont aussi permis d'identifier précisément les difficultés qui restent à surmonter avant d'être en mesure de construire un outil complet de simulation prédictif des défauts de trempe.

Dans un premier temps, il serait intéressant de développer les dispositifs expérimentaux de laboratoire permettant de déterminer les densités de flux de chaleur superficiel d'un tube refroidi par un jet d'eau impactant pour prendre en compte une température initiale du tube plus élevée et étudier l'effet de l'état de surface (état d'oxydation pour un acier par exemple). Cette approche pourrait permettre d'utiliser plus directement les résultats comme conditions limites dans la simulation d'un procédé semi-industriel.

La simulation des phénomènes hydrodynamiques et des différents régimes de transfert thermique s'établissant en paroi d'un tube au cours de son refroidissement est un sujet complexe. Il est nécessaire aujourd'hui pour pouvoir mener à bien ces simulations, d'intégrer aux codes de calculs existant des modèles complémentaires, qui permettront de mieux décrire les évolutions des densités de flux surfaciques en fonction de la température de paroi et de prendre en compte les transitions entre chaque régime apparaissant au cours du refroidissement. Ce sujet pourrait faire l'objet de travaux de thèse à part entière avant d'envisager le couplage de la simulation des transferts thermiques en surface du tube avec la simulation dans le tube des transferts thermiques et des transformations de phases, des contraintes et des déformations.

La campagne expérimentale de refroidissement d'un tube d'acier a mis en avant le problème de reproductibilité des mesures de température et de déformation. L'accent doit donc être porté dans l'amélioration des conditions expérimentales. Nous avons identifié comme problème majeur la formation de calamine en surface du tube qui, en se fragmentant de manière imprévisible influençait considérablement les échanges thermiques en surface du tube. Nous proposons d'intégrer à un futur banc d'essai expérimental, un environnement en azote ou argon afin de prévenir la formation de cette couche de calamine.

Nos travaux ont également souligné l'importance de la connaissance de « l'histoire » du tube avant son refroidissement. L'état initial du tube (microstructural et mécanique), qui dépend des différents traitements thermomécaniques qu'il a subi ainsi que la phase de chauffage qui précède la trempe, peuvent être des éléments clé permettant d'expliquer certains défauts comme la déformation.

Nous avons aussi pu juger de l'intérêt d'instrumenter les essais avec une caméra rapide. Nous avons en effet montré l'importance du positionnement et du déplacement du front de mouillage en paroi du tube. Afin de pouvoir analyser toujours plus finement les phénomènes se produisant en surface du tube et leur influence sur les évolutions internes au tube, de nouvelles campagnes de visualisations devraient être menées.

REFERENCES

- [1] S. Denis, P. Archambault, E. Gautier, A. Simon, and G. Beck, "Prediction of residual stress and distortion of ferrous and non-ferrous metals: Current status and future developments" *J. Mater. Eng. Perform.*, vol. 11, no. 1, pp. 92–102, Feb. 2002.
- [2] L. Mangin, "Etude et simulation des processus de déformation au cours du chauffage de tubes d'acier : prise en compte des couplages fluide - thermique - métallurgie - mécanique", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 2010.
- [3] A. Kouachi, "Etude expérimentale de l'ébullition convective d'un jet d'eau plan impactant une surface mobile portée à hautes températures", Thèse de l'Université Henri Poincaré - Nancy I, Nancy, 2006.
- [4] J.-F. Douce, "Modélisation de la trempe gazeuse haute pression - Application aux aciers de cémentation et de trempe", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 2008.
- [5] D. H. Wolf, F. P. Incropera, and R. Viskanta, "Jet Impingement Boiling", *Advances in Heat Transfer*, vol. Volume 23, James P. Hartnett and Thomas F. Irvine, Ed. Elsevier, 1993, pp. 1–132.
- [6] H. Robidou, "Etude expérimentale du refroidissement diphasique à haute température par jet d'eau impactant", Thèse de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1, 2000.
- [7] N. Karwa, "Experimental study of water jet impingement cooling of hot steel plates", Darmstadt, 2012.
- [8] S. Nukiyama, "The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 9, no. 12, pp. 1419–1433, 1966.
- [9] D. T. Vader, "Convective and boiling heat transfer from a heated surface to an impinging, planar jet of water", Purdue University, 1988.
- [10] S. Ishigai, S. Nakanishi, and T. Ochi, "Boiling heat transfer for a plane water jet impinging on a hot surface", *Heat transfer*, pp. 445–450, 1978.
- [11] B. D. G. Piggott, E. P. White, and R. B. Duffey, "Wetting delay due to film and transition boiling on hot surfaces", *Nucl. Eng. Des.*, vol. 36, no. 2, pp. 169–181, 1976.
- [12] M. A. Islam, M. Monde, P. L. Woodfield, and Y. Mitsutake, "Jet impingement quenching phenomena for hot surfaces well above the limiting temperature for solid–liquid contact", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 5–6, pp. 1226–1237, 2008.
- [13] L. Bogdanic, H. Auracher, and F. Ziegler, "Two-phase structure above hot surfaces in jet impingement boiling", *Heat Mass Transf.*, vol. 45, no. 7, pp. 1019–1028, 2009.
- [14] M. M. Prieto, L. S. Ruiz, and J. A. Menendez, "Thermal performance of numerical model of hot strip mill run out table", *Ironmaking and Steelmaking*, vol. 28, no. 6, pp. 474–480, 2001.
- [15] R. Viskanta and T. Bergman, "Heat transfer in material processing" *Handbook of heat transfer*, 3rd ed., 1998.
- [16] W. Timm, K. Weinzierl, and A. Leipertz, "Heat transfer in subcooled jet impingement boiling at high wall temperatures" *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 46, no. 8, pp. 1385–1393, 2003.
- [17] H. Leocadio, J. C. Passos, and A. F. C. da Silva, "Heat transfer behavior of a high temperature steel plate cooled by a subcooled impinging circular water jet" proceeding of the 7th ECI International Conference on Boiling Heat Transfer, Florianopolis-SC-Brazil, 2009.
- [18] J. Hammad, Y. Mitsutake, and M. Monde, "Movement of maximum heat flux and wetting front during quenching of hot cylindrical block" *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 43, no. 8, pp. 743–752, 2004.
- [19] A. K. Mozumder, M. Monde, and P. L. Woodfield, "Delay of wetting propagation during jet impingement quenching for a high temperature surface", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 25–26, pp. 5395–5407, 2005.
- [20] A. K. Mozumder, "Thermal and hydrodynamic characteristics of jet impingement quenching for high temperature surface", PhD thesis, Saga University, 2006.

- [21] P. L. Woodfield, A. K. Mozumder, and M. Monde, "On the size of the boiling region in jet impingement quenching", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 1–2, pp. 460–465, 2009.
- [22] L. . Chai, M. Shoji, and X. . Peng, "Dry patch interaction caused by lateral conduction in transition boiling", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 44, no. 21, pp. 4169–4173, 2001.
- [23] D. P. Jordan, "Film and Transition Boiling", *Advances in Heat Transfer*, vol. Volume 5, Thomas F. Irvine and James P. Hartnett, Ed. Elsevier, pp. 55–128, 1969.
- [24] L. C. Witte and J. H. Lienhard, "On the existence of two 'transition' boiling curves", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 25, no. 6, pp. 771–779, 1982.
- [25] N. Hatta, J. Kokado, and K. Hanasaki, "Numerical Analysis of Cooling Characteristics for Water Bar", *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, vol. 23, no. 7, pp. 555–564, 1983.
- [26] M. Gradeck, A. Kouachi, J. L. Borean, P. Gardin, and M. Lebouché, "Heat transfer from a hot moving cylinder impinged by a planar subcooled water jet", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 25–26, pp. 5527–5539, 2011.
- [27] N. Seiler-Marie, "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 l' Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, 2004.
- [28] P. Zhang, "Study of boiling heat transfer on a stationary downward facing hot steel plate cooled by a circular water jet", PhD thesis, University of British Columbia, 2004.
- [29] M. Gradeck, A. Kouachi, A. Dani, D. Arnoult, and J. L. Boréan, "Experimental and numerical study of the hydraulic jump of an impinging jet on a moving surface", *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 30, no. 3, pp. 193–201, 2006.
- [30] M. Gradeck, A. Kouachi, M. Lebouché, F. Volle, D. Maillet, and J. L. Borean, "Boiling curves in relation to quenching of a high temperature moving surface with liquid jet impingement", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 5–6, pp. 1094–1104, 2009.
- [31] C. Bartoli, P. Di Marco, and S. Faggiani, "Heat transfer and flow pattern at a cylinder impinged by a slot jet during incipient and nucleate boiling", *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 15, no. 2, pp. 101–108, 1997.
- [32] Y. Miyasaka and S. Inada, "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, pp. 29–35, 1980.
- [33] M. Monde and Y. Katto, "Burnout in a high heat-flux boiling system with an impinging jet", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 21, no. 3, pp. 295–305, 1978.
- [34] Y. Qiu and Z. Liu, "Critical heat flux of steady boiling for saturated liquids jet impinging on the stagnation zone", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 21–22, pp. 4590–4597, 2005.
- [35] Z.-H. Liu and Q.-Z. Zhu, "Prediction of Critical Heat Flux for Convective Boiling of Saturated Water Jet Impinging on the Stagnation Zone", *J. Heat Transf.*, vol. 124, no. 6, p. 1125, 2002.
- [36] M. Masanori and O. Yoshiaki, "Critical heat flux in saturated forced convective boiling on a heated disk with an impinging jet—CHF in L-regime", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 28, no. 3, pp. 547–552, 1985.
- [37] Z. H. Liu, "Prediction of minimum heat flux for water jet boiling on a hot plate", *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 17, no. 2, pp. 159–165, 2003.
- [38] J. Kokado, N. Hatta, J. Harada, H. Takuda, and N. Yasuhira, "An analysis of film boiling phenomena of subcooled water spreading radially on hot steel plate", *Arch Eisenhüttenwes.*, vol. 55, no. 3, 1984.
- [39] M. Gradeck, A. Kouachi, J. L. Borean, P. Gardin, and M. Lebouché, "Heat transfer from a hot moving cylinder impinged by a planar subcooled water jet", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 54, no. 25–26, pp. 5527–5539, 2011.
- [40] F. Volle, "Conduction inverse sur un cylindre en rotation - Cas de l'ébullition convective induite par l'impact d'un jet d'eau", Thèse de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1, Nancy, 2006.

- [41] F. Volle, D. Maillet, M. Gradeck, A. Kouachi, and M. Lebouché, "Practical application of inverse heat conduction for wall condition estimation on a rotating cylinder", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, pp. 210–221, 2009.
- [42] J. V. Beck, B. Blackwell, and C.R. St. Clair, *Inverse Heat Conduction, ill posed problems*, John Wiley and Sons, Inc., New York, NY, 1985
- [43] G. Blanc and M. Raynaud, "Solution of the Inverse Heat Conduction Problem From Thermal Strain Measurements", *J. Heat Transf.*, vol. 118, no. 4, pp. 842–849, 1996.
- [44] M. Z. Podowski and R. Podowski, "Mechanistic Multidimensional Modeling of Forced Convection Boiling Heat Transfer", *Sci. Technol. Nucl. Install.*, vol. 2009, 2009.
- [45] N. Basu, G. R. Warrier, and V. K. Dhir, "Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling : Part 1 - model development", *J. Heat Transfer*, pp. 131–140, 2005.
- [46] N. Basu, G. R. Warrier, and V. K. Dhir, "Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling : Part 2 - model validation", *J. of Heat Transfer*, pp. 141–148, 2005.
- [47] M. Montout, "Contribution au développement d'une approche prédictive locale de la crise d'ébullition", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Toulouse, 2009.
- [48] R. Kopun, D. Greif, Z. Kovacic, and M. Suffa, "Numerical investigation of the immersion quenching process for heat treated parts using an eulerian multi-fluid approach", proceeding of the 10th Int. Conf. on CFD in Oil & Gas, Metallurgical and Process Industries, Trondheim, Norway, 2014.
- [49] A. Mulayim, S. Eroglu, U. Weiss, E. Prabhu, J. Jan, J. Lasecki, R. Kopun, and D. Greif, "Experimental and numerical investigation of water quench cooling of aluminum cylinder heads, ", proceeding of the 5th Int. Conf. on Thermal Process Modeling and Computer Simulation, Orlando, USA, pp. 276–283, 2014.
- [50] V. H. Del Valle and D. B. R. Kenning, "Subcooled flow boiling at high heat flux", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 28, no. 10, pp. 1907 – 1920, 1985.
- [51] P. Stark, B. Hinrichs, N. Hornig, S. Schuettenberg, and U. Fritsching, "Simulation of quenching process with liquid jets", *Proceedings from the 6th International Quenching and Control Distortion Conference Including the 4th International Distortion Engineering Conference*, Chicago, 2012.
- [52] S. Narumanchi, A. Troshko, D. Bharathan, and V. Hassani, "Numerical simulations of nucleate boiling in impinging jets : Applications in power electronics cooling", *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, pp. 1–12, 2008.
- [53] ESI Group, "Manuel de référence Sysweld 2000", Rungis, ESI Software ed., 2000.
- [54] S. Denis, D. Farias, and A. Simon, "Mathematical model coupling phase transformation and temperature evolutions in steels", *ISIJ Int.*, vol. 32, no. 3, pp. 316–325, 1992.
- [55] F. Fernandes, S. Denis, and A. Simon, "Prévision de l'évolution thermique et structurale des aciers au cours de leur refroidissement continu", *Mémoires Études Sci.*, pp. 355–366, 1986.
- [56] D. Farias, "Traitement thermique laser de l'acier XC 42 et modélisation des transformations de phases en cycles rapides au chauffage et au refroidissement", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, 1991.
- [57] A. Mey, "Prévision par le calcul des cinétiques de transformation de phases et des contraintes internes lors du traitement thermique des aciers cémentés", Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, 1997.
- [58] W. A. Johnson and R. Mehl, "Reaction kinetics in processes of nucleation and growth", *Trans AIME* 135 pp. 416–442, 1939.
- [59] M. Avrami, "Kinetics of phase change-I", *J. Chem Phys*, vol. 7, no. 12, pp. 1103–1112, 1939.
- [60] E. Scheil, "Anlaufzeit der austenitumwandlung," in *Arch. Eisenhüttenwes*, vol. 8, 1935, pp. 565–567.
- [61] D. Koistinen and R. . Marburger, "A general equation prescribing the extent of the austenite-martensite transformation in pure iron-carbon alloys and plain carbon steels," *Acta Met.*, vol. 7, pp. 59–60, 1959.

- [62] J. Leblond, G. Mottet, and J. Devaux, "Mathematical modelling of transformation plasticity in steels, 1 : case of ideal-plastic phases," *Int J Plast.*, vol. 5, pp. 551–572, 1989.
- [63] J. Leblond, J. Devaux, and J. . Devaux, "Mathematical modelling of transformation plasticity in steel, 2 : coupling with strain hardening phenomena," *Int J Plast.*, vol. 5, pp. 573–591, 1989.
- [64] Y. Vincent, "Simulation numérique des conséquences métallurgiques et mécaniques induite par une opération de soudage," INSA, Lyon.
- [65] M. Veaux, "Etude expérimentale et prévision par le calcul des cinétiques de transformation de phases, des contraintes résiduelles et des déformations lors de la transformation bainitique," INP, Nancy, 2003.
- [66] G. Vidal, P. Lescop, and L. Raymondin, "Influence de la température sur les constantes élastiques des métaux et alliages," *Rev. Métallurgie*, vol. XL VIII, no. 11, 1951.
- [67] R. Wendelstorf, K.H. Spitzer, and J. Wendelstorf, "Effect of oxide layers on spray water cooling heat transfer at high surface temperatures," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 19–20, pp. 4892–4901, Sep. 2008.

Etude expérimentale et numérique du procédé de trempe par jet impactant

Résumé

En fin de fabrication, les tubes d'acier subissent un refroidissement rapide, encore appelé trempe, qui a pour but de leur conférer des propriétés mécaniques élevées. Les phénomènes hydrauliques et thermiques survenant en surface des tubes au cours de la trempe nécessitent une parfaite compréhension et maîtrise pour anticiper l'apparition de certains défauts de trempe comme le cintrage des tubes. Les transferts thermiques, lors de la trempe par jet impactant, ont été étudiés par un dispositif original ; la compréhension du régime d'ébullition de transition a été améliorée et des corrélations ont été déduites. Des simulations numériques du refroidissement d'un tube d'acier ont ensuite permis de calculer les évolutions de température, des transformations de phases, des contraintes et des déformations dans le tube. Les résultats de ces simulations ont été confrontés à des mesures issues d'essais menés sur un tube d'acier subissant une trempe volontairement hétérogène.

Mots clés : refroidissement par jet impactant, méthode inverse, ébullition de transition, simulation numérique, acier, transformation de phases, cintrage

Experimental and numerical study of water jet impingement quenching process

Abstract

In the last processing stage, seamless steel tubes undergo a rapid cooling treatment, also called quenching, with the aim of providing the desired mechanical properties. A thorough understanding and control of the hydraulic and thermal phenomena occurring at the tube surface during quenching are necessary in order to prevent the appearance of quench defects such as tube bending and quench cracks. The thermal transfers occurring during impingement jet quenching have been studied using an innovative experimental device; the understanding of the transition boiling regime has been improved leading to the development of new correlations. Numerical simulations of the cooling of a steel tube allowed us to predict the temperature evolutions as well as the phase transformations and the stress and strain evolutions of the tube. These simulations have been compared to experimental results obtained from a steel tube undergoing a deliberately heterogeneous cooling.

Key words: impinging jet cooling, inverse method, transition boiling, numerical simulation, phase transformation, steel, bending