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

Science et Ingénierie des Molécules, des Produits, des Procédés et de l'Énergie

Étude de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 28 janvier 2021
en vue de l'obtention du

Doctorat de l'Université de Lorraine
(Spécialité : Mécanique et Énergétique)
par

Alexandre Lecoanet

Composition du jury :

Rapporteurs :	Mme Cathy CASTELAIN	Directrice de recherche, CNRS, LTEN
	M. Christian RUYER-QUIL	Professeur, Univ. Savoie-Mont Blanc, LOCIE
Examinateurs :	Mme Nathalie MARIE	Ingénieur-chercheur, CEA, DES/IRESNE/DTN/SMTA/LMAG
	Mme Xiaoyang GAUS-LIU	Docteur-ingénieur, KIT, ITES
	M. Michael BERHANU	Chargé de recherche, CNRS, MSC
Directeur de thèse :	M. Michel GRADECK	Professeur, Univ. Lorraine, LEMTA
Co-directeurs de thèse :	M. Nicolas RIMBERT	Professeur, Univ. Lorraine, LEMTA
	M. Frédéric PAYOT	Chef de projet, CEA, DES/IRESNE/DER
Invité :	M. Christophe JOURNEAU	Expert international, CEA, DES/IRESNE/DTN/SMTA/LEAG

Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée

Laboratoire d'Études et d'Expérimentations pour les Accidents Graves

Remerciements

Comme toute aventure humaine, cette thèse n'aurait pu arriver à son terme sans le concours d'un certain nombre de personnes que je souhaite ici mettre en lumière et remercier.

Je voudrais tout d'abord remercier Michel GRADECK, Nicolas RIMBERT et Frédéric PAYOT pour leur implication, et ce, surtout pour la dernière ligne droite, pour les situations qu'ils ont su débloquer, ainsi que pour les discussions scientifiques fructueuses sur les sciences en général, qui m'ont permis d'améliorer ma compréhension globale du vaste domaine de la physique. Le temps qu'ils m'ont consacré pour m'aider à parfaire mon travail m'a été précieux.

Je suis reconnaissant envers Cathy CASTELAIN et Christian RUYER-QUIL d'avoir accepté d'expertiser mon travail ainsi qu'envers Michaël BERHANU qui, avec Christian RUYER-QUIL, m'a suivi tout au long de mon doctorat via le comité de suivi individuel. De même, je suis honoré que mes travaux aient été expertisés de manière détaillée par Nathalie MARIE, Christophe JOURNEAU et Xiaoyang GAUS-LIU, ce qui a permis des discussions pertinentes et fructueuses, ce qui participe à la spécificité de la formation doctorale.

Je voudrais exprimer ma gratitude envers Michael JOHNSON pour sa précieuse aide concernant l'analyse d'images.

Ce projet de thèse possédant une composante expérimentale forte, il n'aurait pu aboutir sans l'implication des membres des équipes techniques du LEMTA : les Franck DEMEURIE et MANSUY pour la partie sécurité et logistique, Jean-Yves MOREL, Jérémy BIANCHIN, Sébastien LEJEUNE pour la réalisation mécanique du système expérimental qui a nécessité une grande rigueur, Mathieu WEBER, Jamel OUHAJJOU, Simon BECKER pour l'instrumentation, partie cruciale du système expérimental. Merci à Ludovic BUHLER d'avoir toujours été là pour exorciser les démons de l'informatique. D'une manière générale, pour le sérieux de leur travail, je suis reconnaissant envers l'ensemble des personnels techniques et administratifs du LEMTA. Je voudrais adresser une mention spéciale à Hadrien CHAYNES pour les nombreuses discussions intéressantes que nous avons eues, concernant entre autres les plantes carnivores.

Pour l'ambiance dans le bureau et leur soutien moral, je dis merci à Arthur PASCOT et Badr SHANOUN. Ce fut un plaisir de travailler, d'échanger et de rire avec vous. Je voudrais aussi exprimer ma gratitude envers Thomas VARÉ avec qui converser a toujours été un plaisir et qui a toujours été là pour échanger sur des sujets divers et variés. De même, je suis heureux d'avoir côtoyé nombres de doctorants intéressants et dévoués, notamment Célien ZACHARIE le violoniste, Marc CORNU et Brice PORTELENELLE avec qui discuter le midi était un plaisir, mais aussi Mylène ROBERT, Mehdi STITI. J'ai été honoré et content de siéger à l'école doctorale aux côtés des autres représentants des doctorants : Romain COLLIGNON, Pauline LOUIS, Géraldine RANGEL, Clémentine VEROVE, Charlotte GODOY, Linda ACOSTA SALGADO et Maxence ARNOULD, avec qui nous avons formé un groupe soudé. Je suis reconnaissant envers Clémentine RESVE et Georges EL HADDAD avec qui j'ai siégé au CLED pour les discussions passionnantes dans le domaine des SHS. Je vous souhaite à tous le meilleur pour la suite.

Enfin, je voudrais adresser un grand merci à ma famille et notamment à ma mère Nadine LAUPERRIN, à mon père Frédéric LECOANET ainsi qu'à ma compagne Emilie TRIQUENEAUX-FLEURY pour leur soutien indéfectible et pour m'avoir supporté tout au long de ces trois années quelle qu'a été la situation. Je vous dédie ce travail.

Table des matières

Notations **xxv**

1 Introduction **1**
1.1 Contexte de l'étude 1
1.2 Plan de thèse 7

2 État de l'art sur l'ablation par un jet liquide et phénomènes associés **9**
2.1 Phénoménologie de l'impact d'un jet de corium sur une paroi solide . . . 10
2.1.1 Interactions sans ablation 10
2.1.2 Interactions ablatives 11
2.1.3 Le cas particulier du « pool-effect » 12
2.1.4 Le cas le plus défavorable 12
2.2 Étalement d'un jet sur une paroi plane 13
2.2.1 Description de l'écoulement 13
2.2.2 Le ressaut hydraulique 18
2.2.3 Transferts thermiques lors de l'impact d'un jet 24
2.2.4 Fonte d'un solide par convection forcée 36
2.2.5 Ablation due à l'impact d'un jet 40
2.3 Entraînement de gaz par un jet libre 51
2.4 Conclusions 55

3 Dispositif expérimental **57**
3.1 Système physique étudié et représentativité 57
3.1.1 Type d'ablation 58
3.1.2 Forme du jet 58
3.1.3 Propriétés physiques du jet 59
3.1.4 Influence de la température initiale du solide 60
3.1.5 Localisation du front d'ablation 61
3.1.6 Comparaison *a priori* des essais HAnSoLO et JIMEC 61
3.1.7 Conclusions 62
3.2 Installation HAnSoLO 63
3.2.1 Objectifs 63
3.2.2 Hydraulique 63

3.2.3 Mesures optiques . . . 68
3.2.4 Bloc de glace transparente . . . 69
3.2.5 Visualisation . . . 72
3.2.6 Conclusions . . . 78
3.3 Présentation des essais réalisés et incertitudes . . . 78

4 Différents régimes d'ablation 83
4.1 Phénoménologie de l'ablation . . . 84
4.1.1 Évolution temporelle de la forme de la cavité . . . 84
4.1.2 Nature de l'épaulement constaté au sein de la cavité . . . 90
4.1.3 Aplanissement de la zone d'impact . . . 92
4.1.4 Angle initial latéral de la cavité . . . 93
4.1.5 Nappe liquide . . . 94
4.1.6 Entraînement de gaz . . . 97
4.1.7 « Pool-effect » . . . 97
4.1.8 Analyse de la température de surface . . . 101
4.1.9 Conclusions . . . 113
4.2 Obtention de la profondeur en fonction du temps . . . 114
4.2.1 Synchronisation . . . 114
4.2.2 Repérage des points importants . . . 114
4.2.3 Procédure d'analyse d'image . . . 114
4.2.4 Résultats bruts . . . 118
4.3 Analyse avant « pool-effect » . . . 121
4.3.1 Vitesse d'ablation . . . 121
4.3.2 Comparaisons avec la littérature . . . 125
4.3.3 Développement de nouvelles corrélations . . . 129
4.3.4 Influence de l'état de surface à l'impact . . . 132
4.4 Transition vers le « pool-effect » . . . 134
4.4.1 Résultats bruts . . . 135
4.4.2 Modélisation de la transition vers le « pool-effect » . . . 137
4.4.3 Comparaisons . . . 140
4.5 Analyse en « pool-effect » . . . 143
4.5.1 Évolution de la profondeur d'ablation au cours du temps . . . 143
4.5.2 Étude de la vitesse d'ablation en « pool-effect » . . . 149
4.5.3 Modélisation de la vitesse d'ablation en « pool-effect » . . . 156
4.5.4 Phénomènes mis en jeu lors du « pool-effect » . . . 158
4.6 Conclusions . . . 161

5 Dynamique de formation de la cavité 165
5.1 Modélisation de la forme de la cavité . . . 165
5.1.1 Lien entre angle instantané et vitesse de fonte locale . . . 166
5.1.2 Modèle de film laminaire avec croissance de couche limite . . . 169
5.1.3 Modèle à coefficient d'échange constant . . . 173
5.1.4 Prise en compte de la fonte . . . 181

5.2 Analyse de la forme de la cavité . . . 198
5.2.1 Procédure de traitement d'image . . . 198
5.2.2 Évolution de la forme de la cavité . . . 202
5.2.3 Analyse de la surface latérale et du volume de la cavité . . . 218
5.3 Conclusions . . . 232

6 Conclusions et perspectives 235
6.1 Conclusions . . . 235
6.2 Pistes de développements futurs . . . 239
6.2.1 Études complémentaires sans changement de dispositif . . . 239
6.2.2 Études complémentaires avec adaptation mineure du dispositif HAnSoLO . . . 240
6.2.3 Études complémentaires avec changement de dispositif expérimental 241
6.2.4 Simulations numériques . . . 242

Bibliographie 243

A Propriétés des matériaux étudiés 253
A.1 Eau . . . 253
A.2 304 . . . 258
A.3 316 L . . . 259
A.4 Molybdène . . . 261
A.5 Corium oxyde . . . 262

B Système de pilotage de HAnSoLO 265

C Précision du débitmètre 271

D Dispositif JOLO 273

E Essais JIMEC 279

Table des figures

1.1 (Gauche) Vue en coupe d'un RNR-Na équipé d'un couple tubes de déchargement / plateau récupérateur en situation accidentelle. (Droite) Vue en coupe du réacteur ASTRID. 3

1.2 Schéma en coupe des deux principaux régimes d'ablation. 5

2.1 Présentation schématique des quatre cas possibles lors de l'impact d'un jet liquide sur une paroi solide. 13

2.2 Reproduction du schéma explicatif de l'écoulement dû à l'impact d'un jet circulaire sur une paroi plane, proposé par Lienhard [25]. Ont été ajoutés les numéros correspondants aux zones d'écoulement décrites dans le document. 14

2.3 Comparaison des modèles de Watson avec des résultats expérimentaux. a désigne le rayon du jet, R le nombre de Reynolds basé sur le débit défini par Watson ($R = \frac{\pi}{2}Re$). Ces graphiques sont tirés de l'article de Watson [27]. 21

2.4 Variation de la fonction F selon les deux expressions données par Lienhard [25]. Croix bleues : Éq. (2.38) ; cercles rouges Éq. (2.39). 27

2.5 Exemple d'évolution du nombre de Nusselt en fonction de la distance radiale à l'impact présentée par Liu *et al.* [32]. 34

2.6 Comparaison de l'évolution du nombre de Stefan du côté fluide en fonction de la réduction du coefficient d'échange convectif prévue par plusieurs auteurs – Tien *et al.* [59]. 41

2.7 Adaptation du schéma explicatif donné par Swedish *et al.* [3]. La zone observée se situe sur l'axe du jet au point d'impact avec le solide. 46

2.8 Évolution du nombre de Nusselt réduit, défini par Furutani *et al.* [18], avec le nombre X défini par Swedish *et al.* [3]. La courbe continue rouge a été obtenue en utilisant la relation (2.114), la seconde, en pointillés bleus, a été obtenue en utilisant l'équation (2.115). 50

2.9 Exemple de résultats de simulation de l'ablation d'une plaque en acier au carbone par un jet d'acier inoxydable obtenu par Li *et al.* [67]. La température initiale du jet est de 2 000 K, soit 300 K au-dessus de la température de fusion de l'acier inoxydable considéré. L'acier au carbone solide est représenté en magenta. L'acier inoxydable est en bleu foncé lorsqu'il est liquide et bleu clair lorsqu'il est solide. 52

2.10 Comparaison effectuée par Li *et al.* [67] entre les résultats de leurs simulations et les expériences de Sato *et al.* [13]. 52

3.1 Position des expériences HAnSoLO et JIMEC sur le diagramme d'évolution du nombre de Nusselt réduit présenté par Furutani *et al.* [18] en fonction de la température adimensionnelle de jet définie par Swedish *et al.* [3]. 63

3.2 Schéma du dispositif HAnSoLO. TT : Transmetteur de température. TC : Contrôleur de température. LT : Transmetteur de niveau. PT : Transmetteur de pression. 65

3.3 Photographies annotées de l'installation HAnSoLO. 66

3.4 Photographie annotée de buses utilisées dans HAnSoLO. 67

3.5 Image de la mire simplifiée utilisée dans HAnSoLO prise avec la caméra rapide. 68

3.6 Photographie d'un bloc de glace prêt à être positionné dans HAnSoLO. . 70

3.7 Photographie annotée du dispositif de maintien avec platine de positionnement. 71

3.8 Photographie annotée d'un essai de faisabilité d'expérience avec bloc incliné. 71

3.9 Photographies annotées des caches de protection de l'axe optique. 73

3.10 Photographie d'un test en cours de réalisation. Jet à 50 ^oC, impactant à 10 m/s, provenant d'une buse de 6 mm – essai réf. 625. 74

3.11 Exemple de déroulé d'une expérience avec, en regard à droite, les images de caméra rapide correspondantes. Essai effectué à 31 ^oC avec une vitesse de $2,5$ m/s. Le diamètre de la buse était de 6 mm. 75

3.12 Exemple de comparaison des données brutes obtenues par la caméra thermique – à gauche –, la caméra rapide – au centre – et la caméra positionnée selon l'axe du jet – à droite –, avant l'apparition du « pool-effect ». L'intervalle de couleur sur les images infrarouges va de -5 ^oC à 50 ^oC. Jet de 6 mm de diamètre à 50 ^oC et $5,1$ $m.s^{-1}$. 76

3.13 Exemple de comparaison des données brutes obtenues par la caméra thermique – à gauche –, la caméra rapide – au centre – et la caméra positionnée selon l'axe du jet – à droite –, à partir de l'apparition du « pool-effect ». L'intervalle de couleur sur les images infrarouges va de -5 ^oC à 50 ^oC. Jet de 6 mm de diamètre à 50 ^oC et $5,1$ $m.s^{-1}$. Suite de la figure 3.12. . 77

3.14 Diagramme Prandtl / Reynolds des essais réalisés. Les points notés d'un cercle sont ceux réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre, ceux notés d'un triangle ont été réalisés avec une buse de 10 mm de diamètre. Les intervalles de confiances sont représentés par des flèches, bleues pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre et orange pour les essais réalisés avec une buse de 10 mm de diamètre. 79

4.1 Évolution de la forme de la cavité au cours du temps annotée avec mise en évidence des points importants. A : Point d'impact. B,B' : Fin de la zone de stagnation. C,C' : Début de l'épaulement. D,D' : Fin de l'épaulement. E,E' : Fin de la cavité. Les flèches noires indiquent l'extension radiale de la zone de stagnation prévue par Stevens *et al.* [1]. Essai 623 réalisé avec une température de jet de 50 ^oC, une buse de 6 mm et un Reynolds de 55 000. 84

4.2 Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet d'environ 30^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm. 85

4.3 Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet d'environ 50^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm. 86

4.4 Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet d'environ 70^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm. 87

4.5 Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 10 mm et une température de jet d'environ 30^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm. 88

4.6 Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 10 mm et une température de jet d'environ 50^oC et 70 ^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm. 89

4.7 Évolution de la forme de la cavité en fonction du temps pour les essais 623 – $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$, $Re = 55\ 000$ – 624 – $V_j = 7,5\ m.s^{-1}$, $Re = 82\ 000$ – et 625 – $V_j = 10,0\ m.s^{-1}$, $Re = 109\ 000$ – qui ont été réalisés avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet de 50 ^oC. Les lignes verticales correspondent aux points B, C et D définis en figure 4.1. Le point B n'est pas visible sur les images du test 625. 90

4.8 À gauche : Schéma explicatif en coupe de la forme de la cavité observée. À droite : comparaison de la forme de la cavité vue du dessus et vue par la caméra rapide pour l'essai 1031, avant et après remplissage du tore, avec mise en évidence des points importants. Cet essai a été effectué avec une buse de 10 mm, un Reynolds de 38 000 et une température de 68 ^oC. 91

4.9 Positions des expériences dans le diagramme Prandtl / Reynolds suivant la position de l'épaulement au sein de la cavité. Les triangles bleus correspondent aux expériences pour lesquelles les points B et C définis en figure 4.1 sont clairement distincts, les ronds orange correspondent aux essais pour lesquels ce n'est pas le cas. 92

4.10 Exemple de mesure de l'angle latéral de la partie tronconique sur l'essai 1013 – $Re = 65\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$ et $D_j = 9,8\ mm$. 93

4.11 Exemples de formes prises par le film liquide en sortie de cavité. Essai 631 – $Re = 19\ 000$ – : le film suit la paroi solide. Essai 632 – $Re = 37\ 000$ – : une nappe liquide cohérente se forme. Essai 634 – $Re = 112\ 000$ – : le film sort fragmenté de la cavité. Les trois expériences ont été réalisées avec une buse de 6 mm et une température voisine de 70 ^oC. 96

4.12 Positions des expériences dans le diagramme Weber / Reynolds suivant la forme du film liquide s'échappant de la cavité. Les triangles bleus correspondent aux expériences pour lesquelles le film longe la paroi solide. Les disques orange correspondent aux expériences au cours desquelles une nappe liquide cohérente se forme. Les carrés verts représentent les expériences pour lesquelles le film sort de la cavité sous forme de nappe fragmentée. La figure de droite est un zoom sur la partie bas We, bas Re de la figure de gauche. 96

4.13 Photographie de la cavité à la fin de l'essai 625 – $Re = 109\ 000$, $T_j = 51\ ^oC$ et $D_j = 6\ mm$. Des cupules dues à la fonte sont visibles. 98

4.14 Temps d'apparition du « pool-effect » en fonction du nombre de Prandtl – en haut – et du nombre de Reynolds – en bas. 99

4.15 À gauche : distance entre le point d'impact du jet – A – et la fin de la cavité – E – en fonction de la vitesse du jet. À droite : distance $[AE]$ adimensionnée par le diamètre du jet, en fonction du nombre de Reynolds du jet à l'impact. Est aussi rapportée sur le graphe de droite la corrélation de Stevens *et al.* – Éq. (2.23). 101

4.16 Exemple d'image thermique prise à $t^* = 0$ pour l'essai 623 – $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 5,9\ mm$ – avec représentation du segment de mesure utilisé pour l'obtention des profils de température. 102

4.17 Profils de température pris à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 623 réalisé avec une température de jet de 50 ^oC, une buse de 6 mm et un Reynolds de 55 000. 104

4.18 Profils de température à $t^* = 0,5$ pour les essais 615, 623 et 634 avant l'apparition du « pool-effect ». L'essai 615 a été effectué avec une température de jet de 30 ^oC et une vitesse de jet de $10,2\ m.s^{-1}$, l'essai 623 a été réalisé à une température de 50 ^oC et une vitesse de jet $5,1\ m.s^{-1}$ et pour l'essai 634 la température du jet était de 71 ^oC et la vitesse de $7,6\ m.s^{-1}$. Pour ces trois expériences, le diamètre de la buse était de 6 mm. 104

4.19 Profils de température à $t^* = 0,5$ pour les essais 623, 1023 et 1014 en régime d'ablation en film. L'essai 623 a été effectué avec une buse de 6 mm, à une température de 50 ^oC et une vitesse de jet $5,1\ m.s^{-1}$. L'essai 1023 a été réalisé dans des conditions similaires à l'essai 623 : vitesse de jet de $5,2\ m.s^{-1}$ et température de 50 ^oC, mais avec une buse de 10 mm de diamètre. L'essai 1014 a lui été réalisé avec une buse de 10 mm, une température de jet de 30 ^oC et une vitesse de jet de $7,6\ m.s^{-1}$. 105

4.20 Profils de température à $t^* = 0,5$ pour les essais 623, 611, 631 et 1011. L'essai 623, utilisé ici comme référence, a été réalisé avec une buse de 6 mm, à une température de 50 ^oC et une vitesse de jet $5,1\ m.s^{-1}$. Les trois autres essais ont été réalisés à des vitesses de jet respectivement de $1,5\ m.s^{-1}$, $1,4\ m.s^{-1}$ et $1,6\ m.s^{-1}$ et des températures respectivement de 30 ^oC, 67 ^oC et 30 ^oC. Les essais 611 et 631 ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Une buse de 10 mm a été utilisée pour l'essai 1011. 106

4.21 Schéma de la zone tronconique à l'impact du jet avec les notations de l'équation (4.5). 107

4.22 Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 623 – *cf.* fig. 4.17 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$. 109

4.23 Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 1011 – *cf.* fig. 4.20 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 19\ 000$, $Pr = 5,38$, $T_j = 30\ ^oC$ et $D_j = 8,1\ mm$. 110

4.24 Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 634 – *cf.* fig. 4.18 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 112\ 000$, $Pr = 2,52$, $T_j = 71\ ^oC$ et $D_j = 6,0\ mm$. 111

4.25 Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 1023 – *cf.* fig. 4.19 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 94\ 000$, $Pr = 3,56$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 9,8\ mm$. 112

4.26 Profils de température à $t^* = 1,25$, $t^* = 1,5$ et $t^* = 1,75$ pour l'essai 623. Pour cet essai : $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$. . . 113

4.27 Exemple de déroulement de la procédure d'analyse d'image pour le test référencé 621 – $Re = 13\ 000$, $T_j = 48\ ^oC$ et $D_j = 4,9\ mm$. Un seuil fixe de 30 a été utilisé et la limite de taille pour les éléments retirés était de 512 pixels. Sur la première image, l'axe d'analyse est représenté par une ligne verticale rouge, les lignes horizontales représentent dans l'ordre vertical descendant : la position de la surface, la position de la profondeur de cavité minimale détectable et la profondeur maximale de recherche de la cavité. 115

4.28 Positions de l'interface – ligne rouge discontinue – déterminées avec 3 seuils différents pour deux t^* sur les images provenant de l'essai référencé 623 – $Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$. 117

4.29 Évolution de la profondeur en fonction du temps pour l'expérience référencée 623 – $Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$. Les lignes discontinues rouges correspondent aux temps $t^* = 0,25\,;\ 0,5\,;\ 0,75\,;\ 1,25\,;\ 1,5\,;\ 1,75$ et $2,46$. La ligne continue noire correspond au temps d'apparition du « pool-effect » ($t^* = 1$). Les lignes pointillées noires marquent l'intervalle de confiance sur l'apparition du « pool-effect ». Ces t^* correspondent à ceux représentés en figure 3.12 et 3.13. 119

4.30 Évolution de la profondeur en fonction du temps pour les essais réalisés. La première ligne correspond aux expériences réalisées avec une buse de 6 mm, la seconde correspond à celles effectuées avec une buse de 10 mm. Les graphes sont regroupés verticalement par température de consigne du jet. Les croix noires indiquent, pour chaque expérience, le temps de transition vers le « pool-effect ». La vitesse du jet augmente selon la flèche noire sur chaque graphique. 120

4.31 Comparaison de l'évolution de la profondeur en fonction du temps obtenue expérimentalement avec celle obtenue par régression dans le cas du test 623 – $Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$. La figure de droite compare les résidus à l'extension spatiale maximale d'un pixel. 124

4.32 Courbes de parité comparant les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux de différents modèles. À gauche : nombres de Nusselt calculés à l'aide des corrélations sans corrections proposées par Furutani *et al.* [18] – Éq. (2.116) – et Sitharamayya *et al.* [24] – Éq. (2.46). À droite : nombres de Nusselt obtenus après correction – Nu_{Fu} et Nu_{Sit}. Ligne continue noire : bissectrice ; zone rouge : écart de 10% à la bissectrice ; zone bleue claire : écart de 20 % à la bissectrice. . . 127

4.33 Courbes de parité comparant les nombres de Nusselts obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux de différents modèles. À gauche : nombres de Nusselt calculés à l'aide de la corrélation rapportée par Gilpin [51] pour une ablation dite laminaire – Éq. (2.95). À droite : nombres de Nusselt obtenus par application de la corrélation développée par Gilpin pour une ablation dite turbulente – Éq. (2.96). Ligne continue noire : bissectrice ; zone rouge : écart de 10% à la bissectrice ; zone bleue claire : écart de 20 % à la bissectrice. 128

4.34 Courbes de parité comparant les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux obtenus avec les corrélations de Sato *et al.* [13] – Éq. (2.90), graphe de gauche – et Saito *et al.* [9] – Éq. (2.93), graphe de droite. 129

4.35 Courbes de parité comparant les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux obtenus avec les corrélations issues des régressions de nos données expérimentales en fixant l'exposant sur le nombre de Prandtl à $0,33$, sans prendre en compte la correction utilisant le nombre de fonte B – Éq. (4.10) graphe de gauche – et en la prenant en compte – Éq. (4.11) graphe de droite. 131

4.36 Comparaison des formes de cavités obtenues lors de l'impact sur un bloc lisse et sur un bloc rugueux pour un même temps depuis l'impact du jet. Les temps correspondent à la transition vers le « pool-effect » pour le cas lisse. Les essais sur des blocs lisses sont référencés 634 ($Re = 112\ 000$, $Pr = 2,52$) et 635 ($Re = 147\ 000$, $Pr = 2,54$). Les essais sur des blocs rugueux correspondants sont référencés 634-2 ($Re = 107\ 000$, $Pr = 2,61$) et 635-2 ($Re = 146\ 000$, $Pr = 2,58$). 133

4.37 Profondeurs de transition vers le « pool-effect » en fonction de la vitesse du jet. Les essais 6XX ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Ceux dont la référence commence par 10 ont été réalisés avec une buse de 10 mm. Les essais X1X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC. Les essais X2X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC. Les essais X3X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC. 136

4.38 Évolution de la hauteur de transition vers le « pool-effect » en fonction de la puissance d'impact du jet – Éq. (4.2). 137

4.39 Schéma du système étudié pour l'établissement du bilan de quantité de mouvement. Équilibrage par le jet d'une masse d'eau remplissant la cavité. 138

4.40 Comparaison dans le domaine Z^*, Fr_j des résultats expérimentaux, concernant la profondeur de transition vers le « pool-effect », obtenus sur les installation HAnSoLO et JIMEC et du modèle de transition vers le « pool-effect » – Éq. (4.22) – pour plusieurs angles de cavité α. La condition de Saito *et al.* [9] est aussi représentée. Les essais 6XX ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Ceux dont la référence commence par 10 ont été réalisés avec une buse de 10 mm. Les essais X1X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC. Les essais X2X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC. Les essais X3X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC. 141

4.41 Comparaison dans le domaine Z^*, Fr_j des résultats expérimentaux, concernant la profondeur de transition vers le « pool-effect », obtenus sur les installation HAnSoLO et JIMEC et du modèle de transition vers le « pool-effect » simplifié – Éq. (4.23) – pour plusieurs angles de cavité α. La condition de Saito *et al.* [9] est aussi représentée. Les essais 6XX ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Ceux dont la référence commence par 10 ont été réalisés avec une buse de 10 mm. Les essais X1X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC. Les essais X2X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC. Les essais X3X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC. 142

4.42 Schéma explicatif de l'augmentation de vitesse d'ablation par formation de recirculations sur les côtés du jet à l'impact. L'image correspond à l'expérience 1015 ($Re = 128\ 000$) à $t^* = 1,25$. 145

4.43 Évolution de la profondeur adimensionnée Z_2^* – *cf.* Éq. (4.24) – en fonction du temps adimensionné t_2^* – *cf.* Éq. (4.25) – pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm, avec zoom sur la zone où les courbes se séparent. Les essais 61X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC – $Pr = 5,39$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 11 000 pour l'essai 611 à 77 000 pour l'essai 615. Les essais 62X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC – $Pr = 3,57$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 13 000, pour l'essai 621, à 109 000 pour l'essai 625. Les essais 63X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC – $Pr = 2,56$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 19 000, pour l'essai 631, à 147 000 pour l'essai 635. 147

4.44 Évolution de la profondeur adimensionnée Z_2^* – *cf.* Éq. (4.24) – en fonction du temps adimensionné t_2^* – *cf.* Éq. (4.25) – pour les essais réalisés avec une buse de 10 mm, avec zoom sur la zone où les courbes se séparent. Les essais 101X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC – $Pr = 5,39$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 19 000, pour l'essai 1011, à 128 000 pour l'essai 1015. Les expériences 102X ont été effectuées avec une température de jet d'environ 50 ^oC – $Pr = 3,57$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 29 000, pour l'essai 1021, à 94 000 pour l'essai 1023. Les essais 103X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC – $Pr = 2,56$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 38 000 pour l'essai 1031 à 68 000 pour l'essai 1032. 148

4.45 Évolution de la vitesse d'ablation en fonction du temps écoulé depuis la transition vers le « pool-effect » pour les essais réalisés. Les barres d'erreur correspondent à 2 fois l'écart-type. Il a été calculé à l'aide des différentes valeurs de largeur de fenêtres d'analyse utilisées. La première ligne correspond aux expériences réalisées avec une buse de 6 mm, la seconde correspond à celles effectuées avec une buse de 10 mm. Les graphes sont regroupés verticalement par température de consigne du jet. La vitesse du jet augmente selon la flèche noire sur chaque graphique. 151

4.46 Comparaisons de la variation de vitesse d'ablation en « pool-effect » en fonction du temps écoulé depuis le passage en « pool-effect », suivant le diamètre de buse utilisé. Les conditions expérimentales des essais représentés sont les suivantes, 611 : $Re = 11\,000$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$, $D_j = 5,0\ mm$; 1011 : $Re = 19\,000$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,6\ m.s^{-1}$, $D_j = 8,1\ mm$; 623 : $Re = 55\,000$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$, $D_j = 5,9\ mm$; 1023 : $Re = 94\,000$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,2\ m.s^{-1}$, $D_j = 9,8\ mm$. Les barres d'erreur correspondent à 2 fois l'écart-type. Il a été calculé à l'aide des différentes valeurs de largeur de fenêtre d'analyse utilisées. 152

4.47 Évolution du ratio de la vitesse de fonte en « pool-effect » sur la vitesse de fonte en régime d'ablation en film – $V_{fpe}^* = V_{fpe}/V_f$ – en fonction du temps adimensionné $t_2^* = \frac{(t-t_{pe})V_f}{D_j}$, pour l'essai 623 – $Re = 55\,000$, $Pr = 3,55$. 153

4.48 Évolution de la vitesse de fonte maximale obtenue en « pool-effect », adimensionnée par la vitesse de fonte obtenue en régime d'ablation en film, en fonction du nombres de Reynolds. Les essais pour lesquels aucune augmentation de vitesse n'a été constatée, ainsi que l'essai 1015, ont été omis. Les valeurs numériques sont disponibles au sein du tableau 4.10. 154

4.49 Profondeur adimensionnée par le diamètre du jet $Z^* = Z/D_j$ correspondant au maximum de vitesse de fonte mesurée en « pool-effect », en fonction de la vitesse du jet à l'impact. Les essais pour lesquels aucune augmentation de vitesse d'ablation n'a été constatée ont été omis. Les valeurs numériques sont disponibles au sein du tableau 4.10. 155

4.50 Comparaison de l'évolution de la profondeur depuis le début du « pool-effect » prévue par le modèle de zone parfaitement agitée pour différentes valeurs du rendement d'échange η avec les données expérimentales pour les expériences 611 – ligne du haut – et 635 – ligne du bas – dont les conditions sont rappelées au sein des figures de droite. Pour les graphes de gauche $R_0 = Z_{pe}$. Pour les graphes de droite $R_0 = D_j/2$. 159

4.51 Schéma de l'évolution de la vitesse d'un jet turbulent submergé avec la profondeur de pénétration. Le schéma est inspiré de Midoux [53]. 160

5.1 Schéma de la cavité avec représentation du repère de Fresnet au point M. 167

5.2 Comparaisons des modèles incurvé – Éq. (5.19) – et planaire – Éq. (5.15) – pour l'essai 612 à différents t^*. Les courbes représentant les modèles s'arrêtent au niveau de la surface initiale du bloc. 171

5.3 Comparaison des modèles incurvé – Éq. (5.19) – et planaire – Éq. (5.15) – aux formes de cavités obtenues au moment du passage en « pool-effect » pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm. Les images ne sont pas à la même échelle. Les courbes représentant les modèles s'arrêtent au niveau de la surface initiale du bloc. 172

5.4 Comparaison des modèles incurvé – Éq. (5.19) – et planaire – Éq. (5.15) – aux formes de cavités obtenues au moment du passage en « pool-effect » pour les essais réalisés avec une buse de 10 mm. Les images ne sont pas à la même échelle. Les courbes représentant les modèles s'arrêtent au niveau de la surface initiale du bloc. 173

5.5 Comparaison des modèles à h constant avec et sans prise en compte de l'évolution de la surface d'échange réelle – Modèle incurvé : méthode itérative et Modèle planaire : surface d'un disque – avec les essais HAnSoLO, 611 ($St = 1,99 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,37$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$), 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$) et 635 ($St = 0,92 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,88$, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$), au moment de la transition vers le « pool-effect ». Le h utilisé est celui obtenu expérimentalement – *cf.* tableau 4.5. 178

5.6 Comparaison des modèles avec et sans prise en compte de l'évolution de la surface d'échange réelle – modèle incurvé : méthode itérative, modèle planaire : surface d'un disque – avec les essais JIMEC au moment de la transition vers le « pool-effect ». Les pointillés rouges correspondent à l'interpolation réalisée pour obtenir la largeur de la cavité au niveau de la surface d'impact. Pour le calcul du nombre de Stanton, les coefficients d'échange convectif obtenus expérimentalement sont utilisés – *cf.* section 4.3.1. 180
5.7 Schéma du système local modélisé au sein de la section 5.1.4. 182
5.8 Comparaisons des modèles à coefficients d'échange convectif constant présentés en section 5.1.4 avec les expériences HAnSoLO, 611 ($St = 1,99 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,37$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$), 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$) et 635 ($St = 0,92 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,88$, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$), au moment de la transition vers le « pool-effect ». Les modèles représentés sont : le Modèle Planaire Sans Fonte – MPSF, Éqs. (5.50) –, le Modèle Incurvé Sans Fonte – MISF, Éqs. (5.56) –, le Modèle Planaire Avec Fonte – MPAF, Éqs. (5.58) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte – MIAF, Éqs. (5.59) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68). Le h obtenu expérimentalement a été utilisé pour déterminer St – *cf.* tableau 4.5. 191
5.9 Évolution de l'épaisseur adimensionnée du film liquide $e^* = \frac{e}{D_j}$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ prévu par les différents modèles présentés en section 5.1.4 dans le cas de l'expérience 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$). Les modèles représentés sont : le Modèle Planaire Sans Fonte – MPSF, Éqs. (5.50) –, le Modèle Incurvé Sans Fonte – MISF, Éqs. (5.56) –, le Modèle Planaire Avec Fonte – MPAF, Éqs. (5.58) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte – MIAF, Éqs. (5.59) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68). 193
5.10 Évolution de la vitesse adimensionnée du fluide $V^* = \frac{V}{V_j}$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ prévu par le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68). 194
5.11 Évolution de la température adimensionnée du film liquide $\theta = \frac{T - T_{s,f}}{T_j - T_{s,f}}$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ prévue par les différents modèles présentés en section 5.1.4 dans le cas de l'expérience 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$). Les modèles représentés sont : le Modèle Planaire Sans Fonte – MPSF, Éqs. (5.50) –, le Modèle Incurvé Sans Fonte – MISF, Éqs. (5.56) –, le Modèle Planaire Avec Fonte – MPAF, Éqs. (5.58) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte – MIAF, Éqs. (5.59) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68). Les mesures IR de température de surface du film liquide effectuées pour cet essai à $t^* = 0,75$ sont aussi rapportées. 195

5.12 Illustration des différentes étapes de la procédure de traitement d'images utilisée dans le but d'obtenir le contour de la cavité. L'essai représenté est l'essai 631 à $t^* = 4,6$. 20 images ont été utilisées pour la moyenne. Le seuil fixe était de 5. L'aire minimale des objets gardés était de 64 px. L'élément structurant utilisé pour les opérations de dilatation et d'érosion était un disque de rayon 10 px. 201
5.13 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en régime d'ablation en film. Six essais HAnSoLO ont été sélectionnés, trois pour une buse de 6 mm et trois pour une buse de 10 mm. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées sur les graphiques. 203
5.14 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir du point le plus bas de la cavité, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en régime d'ablation en film pour trois essais pour lesquels la superposition des contours est moins bonne. Pour l'expérience 622, le liquide sort de la cavité sous forme de nappe cohérente entre $t^* = 0,52$ et $t^* = 0,73$. Pour l'expérience 1012, une nappe liquide cohérente est présente de $t^* = 0,31$ à $t^* = 1$. Pour l'essai 635, de grandes quantités d'eau retombent dans la cavité dès $t^* = 0,44$. . 205
5.15 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$ en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$ en régime d'ablation en film, pour les deux essais JIMEC. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques, de même que la position de la surface à chaque t^* représenté. 206
5.16 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$ en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$ en régime d'ablation en film, pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $1,5\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant l'évolution de la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*. La zone principale ainsi que la zone de sortie sont repérées sur les graphes correspondant aux essais 611 et 1011. 211
5.17 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $2,5\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*. 212

5.18 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $5,0\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*. 213

5.19 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $7,5\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*. 214

5.20 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $10,0\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec la figure 4.43 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*. 215

5.21 Visualisations de caméra rapide correspondant aux derniers temps enregistrés et analysables pour les essais 632, 633 et 611. Photographie de panache de bulles entraîné par un jet d'eau dans un bain d'eau extraite de Clanet *et al.* [70]. 216

5.22 Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$ en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$ en « pool-effect », pour l'expérience JIMEC-2 décrite en annexe E. 217

5.23 Images de caméra rapide à $t^* = 0$ et $t^* = 2,46$ pour l'essai 623. La profondeur de la zone aveugle est marquée dans les deux cas. 219

5.24 Évolution de la surface latérale de la cavité calculée à l'aide des 6 contours obtenus pour l'essai 634 ($Re = 112\ 000$; $Pr = 2,52$; $T_j = 71\ ^oC$; $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$). Les × correspondent aux calculs réalisés avec la partie du contour se trouvant à gauche (g) de l'axe du jet. Les + correspondent à ceux réalisés avec la partie se trouvant à droite (d) du jet. Les couleurs correspondent au seuil utilisé : noir pour le seuil nominal (N), bleu pour le seuil - 10% (M) et rouge pour le seuil + 10 % (P). Le temps de transition vers le « pool-effect » (t_{pe}), ainsi que l'incertitude associée (Δt_{pe}), sont aussi représentés. 221

5.25 Évolution de la surface latérale de la cavité, en fonction du temps, pour l'essai 623. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé. 222

5.26 Évolution de la surface latérale en cm^2 de la cavité, en fonction du temps, pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634 réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé. 223

5.27 Évolution du volume de la cavité calculé à l'aide des 6 contours obtenus pour l'essai 634 ($Re = 112\,000\,; Pr = 2,52\,; T_j = 71\ ^oC\,; V_j = 7,6\ m.s^{-1}$). Les $\times$ correspondent aux calculs réalisés avec la partie du contour se trouvant à gauche (g) de l'axe du jet. Les + correspondent à ceux réalisés avec la partie se trouvant à droite (d) du jet. Les couleurs correspondent au seuil utilisé : noir pour le seuil nominal (N), bleu pour le seuil - 10% (M) et rouge pour le seuil + 10 % (P). Le temps de transition vers le « pool-effect » (t_{pe}), ainsi que l'incertitude associée (Δt_{pe}), sont aussi représentés. 224

5.28 Évolution du volume de la cavité en cm^3, en fonction du temps, pour l'essai 623. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé. 225

5.29 Évolution du volume de la cavité en cm^3, en fonction du temps, pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634, réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé. Les incertitudes sur la régression n'ont pas été rapportées pour l'essai 611 pour des raisons de lisibilité. 226

5.30 Évolution du coefficient d'échange convectif global, en fonction du temps, pour l'essai 623. La valeur nominale est représentée avec une ligne noire. Les lignes discontinues rouges correspondent aux valeurs maximale et minimale calculées à l'aide des incertitudes sur les différentes grandeurs utilisées pour le calcul. Le coefficient d'échange local obtenu en régime d'ablation en film – disponible au sein du tableau 4.5 – est figuré par une ligne verte. L'intervalle de confiance associé est représenté par des lignes discontinues vertes. L'axe des temps commence au temps de transition vers le « pool-effect ». 229
5.31 Évolution du coefficient d'échange convectif global, en fonction du temps, pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634 réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre. La valeur nominale est représentée avec une ligne noire. Les lignes discontinues rouges correspondent aux valeurs maximale et minimale calculées à l'aide des incertitudes sur les différentes grandeurs utilisées pour le calcul. Le coefficient d'échange local obtenu en régime d'ablation en film – disponible au sein du tableau 4.5 – est figuré par une ligne verte. L'intervalle de confiance associé est représenté par des lignes discontinues vertes. Les valeurs minimale et maximale pour le coefficient d'échange global ne sont pas rapportées pour l'essai 611, pour des raisons de lisibilité. L'axe des temps commence au temps de transition vers le « pool-effect ». 230

A.1 Conductivité thermique de l'eau sur l'intervalle : (Gauche) $263\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$, (Droite) $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$ 254
A.2 Masse volumique de l'eau sur l'intervalle : $263\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$. 255
A.3 Viscosité dynamique de l'eau sur l'intervalle : $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$. . . . 256
A.4 Évolution du nombre de Prandtl de l'eau sur l'intervalle : $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$. 257
A.5 Tension superficielle de l'eau sur l'intervalle : $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$. . . . 257
A.6 Diagramme de phase fer / molybdène. 262

B.1 Pop-up apparaissant à l'appui de la touche connexion. 265
B.2 Interface de commande de HAnSoLO annotée. 269

C.1 Précision du débitmètre utilisé dans l'installation HAnSoLO sur la plage $0,2 - 50,0\ L.min^{-1}$. 272

D.1 Diagramme Prandtl / Reynolds des essais JOLO. 274

E.1 Photographie de l'installation JIMEC traduite à partir du rapport [74]. . 280
E.2 Schéma du bloc d'acier utilisé comme solide cible lors des essais JIMEC. Les positions des thermocouples sont notées d'un rond rouge. Ce schéma est extrait du rapport [74]. 281

Notations

Lettres latines

a	Paramètre de corrélation utilisé par Stevens *et al.* [1]	-	-
A_p	Constantes définies par Chaudhury [2]	-	-
A	Constante définie par Swedish *et al.* [3]	$\sqrt{\left(\frac{\rho_f}{\rho_j}\right)^{1/2}\frac{\nu_f}{\nu_j}}$	-
b	Constante définie par Swedish *et al.* [3]	$\frac{k_f}{k_j}\sqrt{\left(\frac{\rho_j}{\rho_f}\right)^{1/2}\frac{\nu_j}{\nu_f}}$	-
	Paramètre de corrélation utilisé par Stevens *et al.* [1]	-	-
	Ordonnée à l'origine de la procédure de régression donnant la vitesse de fonte avant le « pool-effect »	-	cm
B	Nombre de fonte	$\frac{C_{p,j}\left(T_j - T_{s,f}\right)}{L + C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)}$	-
C	Constante de proportionnalité vitesse/position radiale dans la zone de stagnation	-	s^{-1}
	Constante	-	sans objet
C_f	Coefficient de frottement	-	-
	Constante de proportionnalité vitesse/position radiale dans la zone de stagnation de la couche de liquide de fonte	-	s^{-1}
C_p	Chaleur spécifique	-	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$C_{px/cm}$	Nombre de pixels dans 1 cm	-	cm^{-1}
d	Hauteur de fluide en aval du ressaut	-	m
		-	
D	Diamètre	-	m
e	Épaisseur du film liquide	-	m
e^*	Épaisseur adimensionnée du	$\frac{e}{D_j}$	-

	film liquide		
$\overrightarrow{e}_r$	Vecteur unitaire dans la direction radiale	-	-
$\overrightarrow{e}_z$	Vecteur unitaire dans la direction verticale	-	-
f	Fonction adimensionnelle décrivant la vitesse dans la couche limite	-	-
F	Fonction du nombre de Prandtl	-	-
F_G	Fonction hypergéométrique	-	-
Fr	Nombre de Froude	$\frac{V}{\sqrt{gl_c}}$	-
g	Accélération de la pesanteur	$9,81$	$m.s^{-2}$
G	Gradient adimensionné de vitesse radiale au point d'impact	$2\frac{D_j}{V_j}\left.\frac{dv}{dr}\right\|_{r=0}$	-
$\mathcal{G}$	Constante définie pour le modèle de film laminaire planaire	-	$m^{-1/2}$
h	Hauteur du film liquide	-	m
	Coefficient d'échange convectif		$W.m^{-2}.K^{-1}$
$\bar{h}$	Coefficient d'échange convectif global		$W.m^{-2}.K^{-1}$
H	Profondeur maximale de pénétration des bulles entraînées par un jet plongeant	-	m
I_p	Puissance d'impact du jet	$\frac{\pi}{8}\rho V_j^3 D_j^2$	W
I_p^*	Puissance d'impact adimensionnée	$\frac{\pi}{8}\frac{V_j^3 D_j^2}{\nu^{\frac{7}{3}} g^{\frac{1}{3}}}$	-
k	Conductivité thermique	-	$W.m^{-1}.K^{-1}$
	Rugosité		m
K	Constante	$\frac{\theta_0}{r_{ini}^* e_0^* V_0^*}$	-
l	Longueur de jet libre	-	m
l_c	Longueur caractéristique	-	m
L	Chaleur latente de fusion	-	$J.kg^{-1}$
$\mathcal{L}$	Longueur d'arc	-	m
$\dot{m}$	Débit massique surfacique	-	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
$\dot{M}$	Débit massique	-	$kg.s^{-1}$
$\overrightarrow{N}$	Vecteur normal de la base de Fresnet	-	
Nu	Nombre de Nusselt	$\frac{hl_c}{k}$	-
p	Variable entière muette	-	-
P	Pression	-	Pa
P_{th}	Puissance thermique du jet	-	W
Pe	Nombre de Péclet	$\frac{Vl_c\rho C_p}{k} = RePr$	-
Pr	Nombre de Prandtl	$\frac{\mu/\rho}{k/\rho C_p}$	-
q	Densité de flux thermique	-	$W.m^{-2}$

Q	Débit volumique	-	$m^3.s^{-1}$
R	Rayon	-	m
R^2	Coefficient de détermination	-	-
r_0	Distance radiale de transition zone de couche limite / zone de similarité	$0,1773 D_j Re^{1/3}$	m
r_1	Position radiale du ressaut	-	m
r_{c2}	Position pour laquelle le profil de température est connu [2]	-	m
r_h	Distance radiale pour laquelle la turbulence est développée	$2,86 \cdot 10^4 D_j Re^{-0.68}$	m
r_t	Distance radiale de transition vers la turbulence	$1\ 200 D_j Re^{-0.422}$ $730 D_j Re^{-0.315}$	m
r^*	Distance radiale adimensionnée	$\frac{r}{D_j}$	-
Re	Nombre de Reynolds	$\frac{\rho V l_c}{\mu}$	-
S	Surface	-	m^2
S_c	Surface d'échange caractéristique	-	m^2
S_I	Surface transversale du jet à l'impact	-	m^2
St	Nombre de Stanton	$\frac{h}{v\rho C_p} = \frac{Nu}{RePr}$	-
Ste	Nombre de Stefan	$\frac{C_{p,l}\left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{L}$	-
t	Temps	-	s
t^*	Temps adimensionné par le temps de transition, vers le « pool-effect »	$\frac{t}{t_{pe}}$	-
t_2^*	Temps adimensionné par la vitesse de fonte en régime d'ablation en film	$\frac{(t - t_{pe}) V_f}{D_j}$	-
T	Température	-	K
$\overrightarrow{T}$	Vecteur tangent de la base de Fresnet	-	-
u	Vitesse selon la parallèle à la paroi solide	-	$m.s^{-1}$
v	Vitesse selon la normale à la paroi solide	-	$m.s^{-1}$
V	Vitesse	-	$m.s^{-1}$
V_c	Vitesse axiale du jet	-	$m.s^{-1}$
V_f	Vitesse de fonte	-	$m.s^{-1}$
V_j	Vitesse du jet	-	$m.s^{-1}$
V^*	Vitesse adimensionnée	$\frac{V}{V_j}$	-
$\mathcal{V}$	Volume	-	m^3
We	Nombre de Weber	$\frac{\rho V^2 l_c}{\sigma}$	-
x	Variable de position horizontale en 2D	-	m
X	Température de jet adimensionnelle définie par Swedish *et al.* [3]	-	-

y	Épaisseur de film adimensionnelle définie par Swedish *et al.* [3]	-	-
Y	Nombre de fonte défini par Swedish *et al.* [3]	-	-
z	Longueur de pénétration du jet dans le bain liquide	-	m
	Coordonnée verticale	-	m
Z	Profondeur de la cavité d'ablation	-	m
Z^*	Profondeur adimensionnée par le diamètre du jet	$\frac{Z}{D_j}$	-
Z_2^*	Z^* avec correction de l'ordonnée à l'origine et mise à 0 au « pool-effect »	$\frac{Z-b-V_f \cdot t_{pe}}{D_j}$	-

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique	$\frac{k}{\rho C_p}$	$m^2.s^{-1}$
	Angle latéral de la cavité	-	rad
	Risque de première espèce	-	-
α_1	Constante définie par Chaudhury [2]	-	-
β	Angle	-	rad
γ	Nombre d'images nécessaire pour observer un mouvement de 1 px pour une vitesse de fonte V_f	$\frac{FPS}{C_{px/cm} V_f}$	-
δ	Épaisseur de la couche limite hydrodynamique	-	m
δ_T	Épaisseur de la couche limite thermique	-	m
Δ	incertitude absolue	-	-
ΔT	Différence de température	-	K
η	Variable adimensionnée de position verticale dans la couche limite hydrodynamique	$\frac{z}{\delta}$	-
	Rendement d'échange thermique à l'impact du jet	-	-
η_T	Variable adimensionnée de position verticale dans la couche limite thermique	$\frac{z}{\delta_T}$	-
θ	Température adimensionnée	$\frac{T-T_{s,f}}{T_j-T_{s,f}}$	-
λ	Variable définie par Chaudhury [2]	-	-
μ	Viscosité dynamique	-	$Pa.s = kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$\frac{\mu}{\rho}$	$m^2.s^{-1}$
ξ	Variable de paramétrage	-	-

ρ	Masse volumique	-	$kg.m^{-3}$
σ	Tension de surface	-	$N.m^{-1}$
σ'	Tenseur des contraintes visqueuse	-	$N.m^{-2}$
ϕ	Densité de flux thermique	-	$W.m^{-2}$
Φ	Puissance thermique échangée	-	W

Indices

0	Initial ou sans fonte
$bain$	Relatif au bain liquide
CL	Relatif à la couche limite
e	Relatif à l'entraînement de gaz Entrée
eff	Effectif – avec fusion
f	Fusion
fin	Valeur finale
i	Interface
imp	Impact
inc	Modèle prenant la courbure de la surface en compte
ini	Valeur initiale
j	Jet / sous-entendu au point d'impact
l	Liquide
max	Valeur maximale
pe	*Pool-effect*
pla	Modèle supposant la surface égale à celle d'un disque
s	Solide
sim	Relatif à la zone de similarité
$stag$	Relatif à la zone de stagnation
$surf$	Relatif à la surface du film liquide

Acronymes

CEA	Commissariat à l'Énergie atomique et aux énergies Alternatives
$DCS-M-TT$	Dispositif Complémentaire de Sûreté-Mitigation-Tube de transfert
EPR	*Evolutionary Power Reactor*
$ESFR-SMART$	*European Sodium Fast Reactor Safety Measures Assessment and Research Tools*
FPS	*Frame per second*
$HAnSoLO$	*Hot AblatioN of a SOlid by a Liquid jet – Observations*

$JIMEC$	*Jet Impingement on Metallic Core Catcher*
KIT	*Karlsruher Institut für Technologie*
LDV	*Laser-Doppler velocimetry*
LES	*Large Eddy Simulation*
$LEAG$	Laboratoire d'études et d'Expérimentations pour les Accidents Graves
$LEMTA$	Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée
MPS	*Moving Particule Semi-implicit*
$PLINIUS$	*Platform for Improvements in Nuclear Industry*
$PMMA$	Polyméthacrylate de méthyle
PVC	Polychlorure de vinyle
$RNR-Na$	Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au Sodium (Na)
$WENRA$	*Western European Nuclear Regulators Association*

1. Introduction

Table des matières

1.1 Contexte de l'étude 1
1.2 Plan de thèse 7

1.1 Contexte de l'étude

Ce sujet de thèse s'inscrit dans le cadre du projet européen *European Sodium Fast Reactor-Safety Measures Assessment and Research Tools* (ESFR-SMART) lancé en 2017, dont le but est d'étudier de nouvelles mesures de sûreté pour les Réacteurs nucléaires à Neutrons Rapides refroidis au Sodium (RNR-Na). Les activités de recherche sont partagées entre le Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) de l'Université de Lorraine et le Laboratoire d'études et d'Expérimentations pour les Accidents Graves (LEAG) du Commissariat à l'Énergie atomique et aux énergies Alternatives (CEA) de Cadarache.

En France, en 2006, dans le cadre de la loi du 28 juin 2006 relative à la gestion des déchets radioactifs [4], un programme de recherche impliquant le CEA, Framatome, et EDF, se concentrant sur le développement de réacteurs de quatrième génération refroidis au sodium, a été lancé. À la fin de l'année 2009, la mise au point d'un démonstrateur industriel de RNR-Na a été identifiée comme étant une priorité nationale dans un plan d'investissement global. C'est la naissance du projet ASTRID, dont le budget a été arrêté par la loi de finances de 2010 [5]. C'est dans le cadre des études de sûreté pour ASTRID que le présent sujet de thèse tire son origine.

Tout nouveau réacteur nucléaire doit prendre en compte, dès sa conception, les leçons tirées de l'accident de Fukushima Dai-ichi, comme souligné par le rapport de la *Western European Nuclear Regulators Association* de 2013 [6]. Ainsi, la possibilité de dégradation du cœur et la fusion de combustible conduisant à la rupture de la première barrière de confinement – les crayons combustibles – doivent être prises en compte. Des stratégies

de mitigation doivent donc être définies. Ces recommandations s'appliquent tout particulièrement aux réacteurs de quatrième génération dont les objectifs sont basés sur [7] :

- la possibilité de multi recyclage du plutonium et une utilisation optimale de la ressource en uranium naturel ;
- la possibilité de transmuter et détruire une partie des actinides mineurs à l'origine de la dangerosité des déchets nucléaires ;
- l'amélioration des niveaux de sûreté, qui devront être au moins équivalents à la troisième génération (*Evolutionary Power Reactor* - EPR) ;
- l'atteinte d'un niveau de compétitivité économique acceptable rapporté à l'utilisation ;
- la démonstration de résistance à la prolifération d'armes nucléaires.

Les deux premiers objectifs cités avantagent les réacteurs à neutrons rapides. Dans le spectre rapide, l'isotope 238 de l'uranium, qui constitue environ 99 % de l'uranium naturel, se transmute en plutonium dont tous les isotopes sont fissiles dans ce même spectre.

En cas de fusion du cœur d'un RNR-Na, la stratégie de mitigation, initialement pensée pour le projet ASTRID, consiste à placer des tubes de déchargement traversant le cœur du réacteur et les structures de maintien – sommier, platelage – pour déboucher dans le plénum de sodium (*cf.* fig. 1.1). Entre les tubes et la cuve, qui constitue la deuxième barrière de confinement [1], serait positionné un plateau récupérateur de corium. Il permettrait de protéger la paroi de la cuve de l'impact du jet, mais aussi d'étaler le corium, augmentant ainsi la surface d'échange thermique. Par ailleurs, l'étalement induit un accroissement des fuites neutroniques ce qui réduit la probabilité de recriticité du corium. Ce plateau permettrait donc d'augmenter la probabilité de stabilisation du corium, après formation, et d'améliorer sa gestion à long terme. Les spécifications techniques du récupérateur de corium sont les suivantes [8] :

- Peut contenir la totalité de la matière relocalisée (combustible et éléments de structure) ;
- Optimise le contrôle de la criticité de la matière relocalisée ;
- Permet de refroidir le corium et d'évacuer la chaleur résiduelle due aux désintégrations des produits de fission ;
- Protège les structures de maintien du récupérateur des chocs thermiques et mécaniques ;
- Maintient ses performances malgré le possible impact d'un jet de corium ;
- Une fois la matière relocalisée, le rôle du sodium est d'évacuer la chaleur résiduelle en évitant une évaporation excessive ;
- Est construit dans un matériau compatible avec du sodium dans des conditions normales d'opération sur la durée de vie du réacteur ;
- Présente des coûts de production acceptables.

1. La première étant la gaine du combustible et la troisième le bâtiment réacteur.

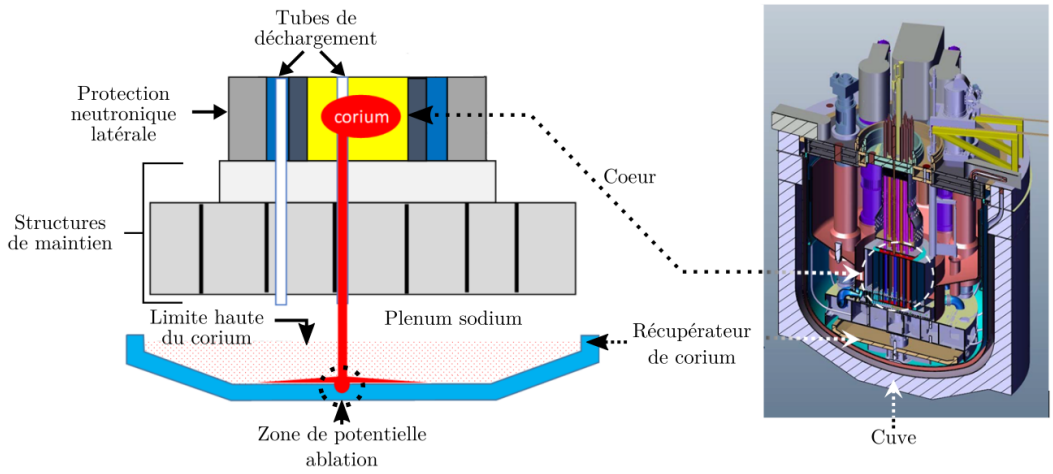

FIGURE 1.1 – (Gauche) Vue en coupe d'un RNR-Na équipé d'un couple tubes de déchargement / plateau récupérateur en situation accidentelle. (Droite) Vue en coupe du réacteur ASTRID.

Pour permettre aux futurs récupérateurs de corium de répondre à ces spécifications, plusieurs points doivent être éclaircis. L'efficacité des stratégies de mitigation retenues doit être prouvée. L'absence de données quantitatives et de codes prédictifs sur les chargements thermiques et mécaniques reçus par les éléments présents dans la cuve du réacteur, y compris le récupérateur de corium, doit être comblée. Notamment, de grandes incertitudes demeurent sur les interactions corium / sodium lors du déchargement. Les méthodes de détermination de la longueur de rupture du jet de corium pénétrant dans du sodium doivent être fiabilisées. Donc, la possibilité d'impact d'un jet cohérent de corium ne pouvant être écartée, elle doit être étudiée, et le récupérateur de corium dimensionné en conséquence.

Malgré l'arrêt du projet ASTRID, les activités de recherche se maintiennent dans le domaine des réacteurs de quatrième génération, qui sont nécessaires pour envisager un avenir à la filière électronucléaire. C'est d'autant plus vrai pour ce qui concerne les études de sûreté qui sont des préalables indispensables à la mise en œuvre de tout nouveau réacteur. La stratégie du CEA concernant les RNR-Na met l'accent sur trois grands axes de recherche :

1. L'amélioration des connaissances des phénomènes liés aux accidents nucléaires graves ;
2. L'édification d'un programme de recherche axé sur la simulation numérique permettant de capitaliser les connaissances acquises afin de perfectionner, ou de mettre au point, des codes de calculs et d'estimer les incertitudes ;
3. La réalisation d'un programme expérimental visant à :

(a) Étendre la base de données disponible pour la qualification des codes de calculs ;

(b) Qualifier les approches proposées pour les futurs RNR-Na.

L'intérêt pour les RNR-Na, parmi les technologies retenues pour la quatrième génération de réacteurs nucléaires, et l'importance de l'analyse de leur sûreté ont été confirmés au niveau européen par l'institution du projet ESFR-SMART en 2017. Dans le cadre de ce projet, deux programmes ont été proposés :

— La mise en place d'une plateforme expérimentale permettant l'étude de l'ablation de blocs de glace transparente par des jets d'eau - approche utilisant des matériaux simulants - et la réalisation d'expériences par son biais, qui est l'objet de la thèse ;

— La construction du dispositif *Jet Impingement on Metallic Core Catcher* (JIMEC), à partir de l'installation MOCKA au *Karlsruher Institut für Tehnologie* (KIT), pour l'étude de l'ablation d'un bloc d'acier par un jet d'acier – matériaux prototypiques [2] – qui a reçu des contributions du projet de thèse et dont les résultats sont discutés au sein du présent document.

Beaucoup d'inconnues demeurent sur la forme finale que pourront prendre les récupérateurs de corium des futurs RNR-Na. L'enjeu principal du projet et de donner accès à des éléments fiables permettant de prendre les meilleures décisions de dimensionnement pour ces dispositifs. La succession de régimes d'ablation déjà identifiée, régime d'ablation en film suivi du régime de « pool-effect » doit être confirmée.

Les régimes d'ablation et la phénoménologie seront développés plus loin dans le texte. Il semble néanmoins pertinent de présenter ici les deux principaux régimes d'ablation, qui viennent d'être mentionnés. Ils sont schématisés en figure 1.2. Le premier est celui qui a été le plus étudié par le passé. La vitesse d'ablation y est constante. Le second régime d'importance, appelé « pool-effect », a été baptisé ainsi par Saito *et al.* [9], il se produit lorsque le film liquide s'effondre et remplit la cavité. Il est à l'origine d'une réduction de vitesse d'ablation dans les expériences de Saito *et al.* [9].

Les autres régimes potentiellement rencontrés doivent être inventoriés. Les limites d'existence des différents régimes doivent être étudiées, autant que possible. Les différents régimes étudiés doivent être caractérisés, en particulier à l'aide de corrélations expérimentales ou de modèles physiques lorsque c'est possible. Ce sont les objectifs principaux de la thèse.

L'étude de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide fait intervenir de nombreux concepts physiques. C'est un problème de transfert thermique convectif triphasique (solide - liquide - gaz), dont l'approche par simulation est ardue et nécessite un grand nombre d'informations *a priori*. Une partie de ces informations sont fournies dans la

2. Les matériaux prototypiques sont ceux qui peuvent être rencontrés en situation réelle.

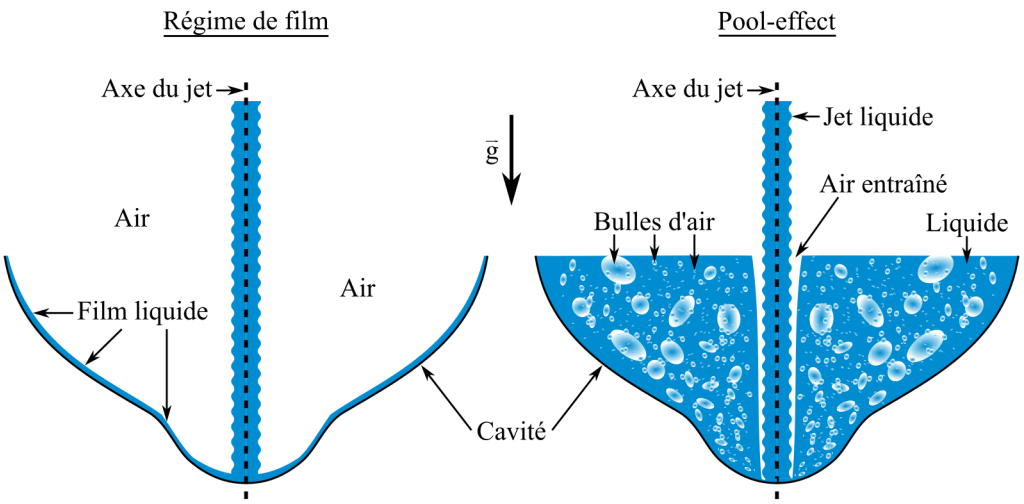

FIGURE 1.2 – Schéma en coupe des deux principaux régimes d'ablation.

présente étude à dominante expérimentale. L'impact de la nature diphasique des interactions liquide / gaz se retrouve lors de la chute du jet, dont le comportement est totalement différent de celui d'un jet submergé. Il se retrouve aussi lors de l'étalement du jet sous forme de film sur la paroi, et avec l'entraînement de gaz dans la cavité remplie de liquide lors du « pool-effect ». La gravité et la forme de la cavité ont un effet majeur sur la succession des régimes d'ablation, qui a été négligé dans les études précédentes. Dans le but de comprendre les phénomènes mis en jeu et étendre l'étude au-delà de la zone de stagnation, une étude bibliographique approfondie a été réalisée sur la base des phénomènes d'intérêt - étalement d'un jet liquide, fonte en convection forcée. Elle fait l'objet du deuxième chapitre de cette thèse.

Le développement d'un nouveau dispositif expérimental était nécessaire afin de s'affranchir des limitations techniques des installations précédemment décrites par les auteurs ayant étudié la problématique. Ce dispositif nommé *Hot Ablation of a SOlid by a Liquid jet - Observation* (HAnSoLO) est la colonne vertébrale du projet de thèse. Sa mise en place a nécessité de nombreux développements techniques qui sont présentés au sein du troisième chapitre. La conception a été pensée de manière à ce que l'installation soit pérenne et puisse être le support de futurs travaux étendant, notamment, le nombre de paramètres étudiés.

Plus précisément, l'installation HAnSoLO, qui a été conçue au LEMTA pour étudier l'ablation de manière analytique, possède deux buts. Le premier est d'améliorer la compréhension physique du phénomène. Le second est d'apporter des éléments pour construire une démonstration de sûreté. Pour concilier ces deux impératifs, des choix ont été faits. Ils sont cités ici et seront détaillés ultérieurement. Nous avons fait le choix

de nous concentrer sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide cohérent de même nature. Nous supposons que c'est la situation entraînant les plus grandes vitesses d'ablation. Pour obtenir une visualisation correcte, le système eau / glace transparente a été utilisé. Le jet est vertical et dirigé dans le sens de la gravité. Le solide impacté – glace – est à une température proche de sa température de fusion, et les expériences sont faites de telle manière que le profil de température à l'intérieur de ce dernier soit uniforme. Pour se rapprocher du cas « réacteur », les jets utilisés sont turbulents.

Ces décisions ont été prises pour limiter le nombre de phénomènes mis en jeu et se concentrer sur la vitesse d'ablation, la succession de régimes d'ablation et notamment le « pool-effect » décrit pour la première fois par Saito *et al.* [9], ainsi que la forme de la cavité. Aussi, nous avons privilégié l'étude de l'influence de paramètres ciblés : la vitesse du jet, la température du jet et le diamètre du jet.

1.2 Plan de thèse

Ce document comporte 5 parties, en plus de l'introduction .

Étude Bibliographique : Une bibliographie étendue est présentée. Elle est divisée en 4 sous-parties. La première récapitule les connaissances phénoménologiques sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide disponibles dans la littérature. La deuxième se concentre sur l'étalement d'un film liquide sur une paroi solide dû à l'impact d'un jet vertical. La troisième traite de la fonte d'un solide par convection forcée de manière générale et aussi plus spécifiquement lors de l'impact d'un jet liquide. La quatrième aborde l'entraînement de gaz par un jet liquide plongeant dans un bain liquide.

Dispositif expérimental : Dans un premier temps, le système physique étudié est présenté et comparé à ce qui est attendu en situation d'accident grave sur un réacteur à neutron rapides refroidi au sodium du type ASTRID. Le dispositif expérimental HAnSoLO est décrit. Enfin, les essais réalisés sont présentés.

Différents régimes d'ablation : Cette partie commence par une présentation phénoménologique de l'ablation avec un recueil des constatations expérimentales effectuées. Ensuite, la méthode de traitement d'images dans l'axe du jet est détaillée. Elle est suivie par la présentation d'un modèle de transition vers le « pool-effect ». Ce chapitre se fini par l'analyse de l'évolution de la profondeur au cours du temps lors du « pool-effect ».

Dynamique de formation de la cavité : La première partie de ce chapitre porte sur la modélisation de la forme de la cavité. Deux méthodes de modélisation sont décrites. Les modèles qui en découlent sont présentés et comparés aux expériences. Ensuite, une méthode de traitement des images permettant d'extraire le contour de la cavité au cours du temps est présentée. Les contours sont ensuite analysés. Finalement, les variations de surface et de volume de la cavité sont étudiées au cours de l'ablation, de même que l'évolution du coefficient d'échange global entre le bain liquide et le solide durant le « pool-effect ».

Conclusions et perspectives : L'ensemble des points importants dégagés au cours de la thèse sont repris. Les zones d'ombres restant à éclaircir sont aussi listées avec des pistes pour les éclaircir.

2. État de l'art sur l'ablation par un jet liquide et phénomènes associés

Table des matières

2.1 Phénoménologie de l'impact d'un jet de corium sur une paroi solide 10
2.1.1 Interactions sans ablation 10
2.1.2 Interactions ablatives 11
2.1.3 Le cas particulier du « pool-effect » 12
2.1.4 Le cas le plus défavorable 12
2.2 Étalement d'un jet sur une paroi plane 13
2.2.1 Description de l'écoulement 13
2.2.2 Le ressaut hydraulique 18
2.2.3 Transferts thermiques lors de l'impact d'un jet 24
2.2.4 Fonte d'un solide par convection forcée 36
2.2.5 Ablation due à l'impact d'un jet 40
2.3 Entraînement de gaz par un jet libre 51
2.4 Conclusions 55

Ce chapitre présente les études utiles à la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide. Le large spectre de cette bibliographie provient des deux caractères innovant et pionnier de l'étude. Il est ainsi nécessaire de revenir à des considérations générales sur l'interaction d'un jet liquide avec son environnement – liquide ou gazeux – pour appréhender les phénomènes rencontrés. Cet état de l'art s'appuie sur une note technique rédigée pendant la thèse [10].

Le chapitre est organisé en deux parties principales et une partie complémentaire. La première est axée sur la phénoménologie de l'impact d'un jet de corium sur une paroi solide telle que celle d'un récupérateur de corium. Vient ensuite une description

de l'étalement d'un jet liquide sur une paroi solide, d'un point de vue hydrodynamique d'abord, puis thermique. Le problème de la fonte d'un solide au-dessus duquel s'écoule un fluide, d'une manière générale, et dans le cas de l'ablation consécutive à l'impact d'un jet y est aussi abordé. Une dernière section aborde brièvement l'entraînement de gaz par un jet libre plongeant dans un bain liquide de même nature que le jet. Ce phénomène intervient lors du « pool-effect ».

2.1 Phénoménologie de l'impact d'un jet de corium sur une paroi solide

L'ensemble des phénomènes possibles identifiés, et étudiés, dans le cas de l'impact d'un jet de corium, sont présentés ici. Le but de cette section est de situer les principaux mécanismes à prendre en compte parmi l'ensemble des possibilités. Les quatre cas présentés sont schématisés en figure 2.1 décrite ci-après. Il est intéressant de mentionner ici que le corium, qui résulte de la fonte du combustible nucléaire, se compose de l'oxyde combustible, mais aussi de métal provenant de la fonte, par le corium, d'éléments présents au sein du réacteur. Le corium peut donc être constitué de deux phases : une phase oxyde et une phase métallique.

2.1.1 Interactions sans ablation

Lors de l'impact, il est possible, dans un premier temps, que le solide ne fonde pas, et que le jet ne se solidifie pas (cas 1 fig. 2.1). Cela arrive lorsque l'énergie transférée du jet au solide n'est pas suffisante pour amener le solide à sa température de fusion, et que parallèlement, l'énergie extraite du jet n'est pas suffisante pour diminuer sa température à sa température de solidification. Ce cas est rare, voire impossible, dans le contexte d'une paroi impactée par un jet de corium, mais il peut toutefois être rencontré lors d'essais avec des simulants.

Une variante du cas précédent est celle où le solide ne fond pas tandis que le liquide du jet se solidifie (cas 2 fig. 2.1) [11, 12, 13]. Le raisonnement est le même que précédemment. Ce qui signifie, pour le liquide, qu'au contact, l'énergie thermique extraite est suffisante pour atteindre son point de solidification. Il peut se rencontrer lors des premiers instants de l'impact d'un jet sur une paroi dont la température initiale est très inférieure à sa température de fusion. Ce cas a été mentionné plusieurs fois dans la littérature [14, 15, 13]. Une couche solide se forme alors, et croît, puis atteint une épaisseur maximale pour enfin diminuer avant de disparaître. Sato *et al.* [13], citant Epstein [11], donnent la relation reproduite ici – Éq. (2.1) – pour la température de contact. Cette relation classique exprime la température de contact comme moyenne des températures du jet et du solide, pondérées par l'effusivité des deux matériaux : $\sqrt{k\rho C_p}$. k correspond à la conductivité du matériau considéré, ρ et C_p sont sa masse volumique et sa capacité thermique massique. Si elle est inférieure à la température de fusion de la plaque et de

solidification du jet, alors il y a formation d'une couche solide.

$$T_{contact} = T_s + \frac{T_j - T_s}{1 + \sqrt{\frac{k_s \rho_s C_{p,s}}{k_j \rho_j C_{p,j}}}} \tag{2.1}$$

Il se peut aussi que les contraintes mécaniques dues à ce gradient thermique entraînent l'éclatement de la paroi solide. Cela peut arriver dans le cas d'interactions corium-béton, ou lors d'expériences pour lesquelles le solide impacté est « fragile », comme la glace par exemple [16].

Ensuite, si le jet possède une température de fusion inférieure à celle de la plaque, alors la couche solide qui a pu se former va se réduire, disparaître, puis le jet va de nouveau impacter le solide. Sa température continuera d'augmenter jusqu'à atteindre sa température de fusion. Dans les cas pratiques, cette situation se rencontre lorsque le récupérateur et le jet sont de même nature et métalliques. Cet effet retarde l'ablation du solide, mais d'après Powers et Moxon [14, 15] il est négligeable en pratique.

2.1.2 Interactions ablatives

Si la température initiale du jet est supérieure à la température de fusion du solide, alors, après une courte période pendant laquelle une couche solide peut se former sur la paroi, le solide arrive à sa température de fusion. Il y a ablation du solide. Les deux grandes possibilités sont : une interaction jet / solide directe et une interaction jet / solide écrantée par la présence d'une croûte solide.

Lors de l'interaction directe (cas 3, fig. 2.1) le jet fournit de l'énergie par convection forcée au solide. Suivant les cas, il est possible que le solide fondu se mélange immédiatement avec le liquide du jet ou alors forme une couche protectrice qui protégera le solide. La formation de cette couche de liquide est fonction de la nature du solide fondu, du jet, de leur miscibilité, et sûrement de l'intensité de la turbulence. Ce cas a été étudié en aérospatial [17] et lors d'études d'impact de jets liquides avec des matériaux simulants [3, 18].

L'autre possibilité est celle de la formation d'une croûte dont la température de solidification est supérieure à la température de fusion du solide impacté (cas 4 fig. 2.1). Dans ce cas, le jet impacte réellement la croûte qui fait office de résistance thermique. Suivant les cas, cette croûte peut être stable ou non. Cette stabilité a été étudiée d'un point de vue thermique et mécanique. Des résultats sur la stabilité de telles croûtes sont rassemblés dans l'étude bibliographique de Seiler [19]. Cette interaction avec présence de croûte peut se rencontrer lors de l'impact d'un jet composé de la phase oxyde du corium sur un récupérateur métallique.

2.1.3 Le cas particulier du « pool-effect »

Lors d'expériences, Saito *et al.* [9], dont le travail s'intéressait à l'étude de l'effet de formation d'une croûte sur l'ablation, ont remarqué qu'à partir d'une certaine profondeur ($Z/D_j > 4$) le jet pouvait ne plus interagir directement avec le solide, mais avec une « piscine » de liquide. Une réduction de vitesse a été notée lors de ce régime d'ablation. Ils ont nommé ce régime d'ablation « pool-effect ».

Avant le « pool-effect » le liquide provenant du jet est évacué sur les côtés en longeant la paroi, mû par la pression exercée par le jet ; il en va de même pour la phase produite par la fonte du solide qui peut elle aussi s'écouler. Dans ce régime d'ablation, appelé régime de film, la vitesse d'ablation a toujours été supposée [9, 13] et vérifiée constante [3, 20].

Durant le « pool-effect » le liquide provenant du jet n'arrive plus à s'échapper de la cavité sous forme de film. La cavité se remplit, ce qui réduit les transferts thermiques. Le critère donné par Saito n'est pas absolu, car l'apparition de cet effet a été constatée pour des ratios Z/D_j bien supérieurs à 4, lors d'essais sur le système eau / glace transparente [1]. Ce phénomène a été trop peu étudié, mais devrait être pris en compte pour le dimensionnement des futurs récupérateurs de corium de grande épaisseur. L'intégralité de la succession d'éventuels régimes d'écoulement et d'ablation n'a pour l'instant pas été décrite. Il se peut qu'il y ait d'autres régimes d'ablation, non documentés, ayant un effet sur le récupérateur, ou les structures environnantes.

2.1.4 Le cas le plus défavorable

Dans le cas d'un accident nucléaire grave impliquant l'écoulement de corium dans les tubes de transferts en cœur, la majorité des cas décrits précédemment sont possibles. Cependant, selon les configurations, la prise en compte des phénomènes d'intérêt est à discriminer et prioriser. Le corium est composé d'un mélange de combustible nucléaire (oxyde) et d'éléments de structures fondus (acier). Les deux phases du corium, acier et oxyde, sont majoritairement immiscibles. Ainsi, il est probable que les deux phases s'écoulent séparément. Deux situations extrêmes sont donc à considérer pour un récupérateur métallique :

— L'interaction avec un jet oxyde
— L'interaction avec un jet métallique

Dans le premier cas, on peut observer la formation d'une croûte réduisant la vitesse d'ablation, mais la question de la stabilité de cette croûte et celle de sa reformation ultérieure ne sont pas triviales ; son effet « bénéfique » reste donc en partie hypothétique. Ainsi, la situation la plus défavorable, en l'état des connaissances actuelles, est celle où un jet de métal liquide impacte un récupérateur métallique. Dans ce cas, les premiers

1. Lors des essais effectués durant le projet de thèse.

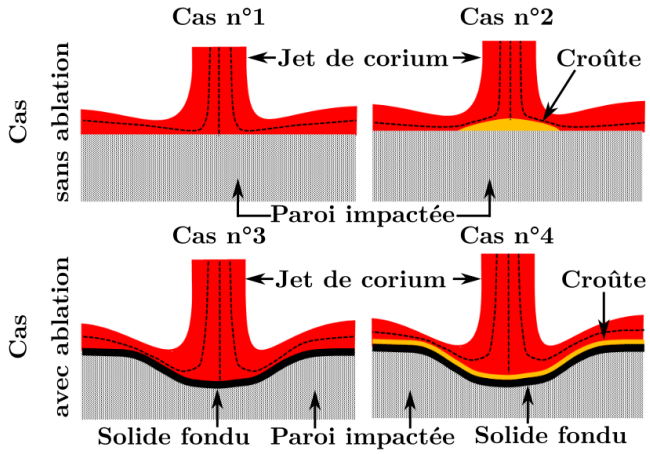

FIGURE 2.1 – Présentation schématique des quatre cas possibles lors de l'impact d'un jet liquide sur une paroi solide.

instants, où peut se former une croûte solide, peuvent être négligés. Il est intéressant d'étudier la transition du régime de film vers le « pool-effect ». Quelle que soit la nature du jet et du solide, il y aura une profondeur d'ablation au-delà de laquelle le fluide ne pourra plus s'échapper sous la forme d'un film.

2.2 Étalement d'un jet sur une paroi plane

Une grande partie des travaux sur des jets impactants ont été menés sur des jets submergés [21, 22, 23, 24]. Leur comportement est très différent de celui des jets libres. Il faut alors faire attention à la façon dont on utilise les résultats de ces études. Il est généralement admis que les résultats dans la zone de stagnation sont similaires dans les deux cas, mais il est nécessaire de rester prudent. Pour un jet libre, la position de l'interface entre le jet et son environnement fait partie, *a priori* des inconnues.

2.2.1 Description de l'écoulement

Avant d'atteindre la surface solide, le jet libre se contracte et voit son profil de vitesse évoluer. La conservation du débit permet d'obtenir la variation de la vitesse moyenne dans la section du jet en fonction de la longueur de chute – notée l. La vitesse et le diamètre du jet à l'impact sont donnés par les équations (2.2) et (2.3). Dans la suite, si rien n'est précisé, V_j et D_j sont les valeurs de la vitesse et du diamètre du jet à l'impact.

$$V_{j,imp} = \sqrt{V_{j,0}^2 + 2gl} \tag{2.2}$$

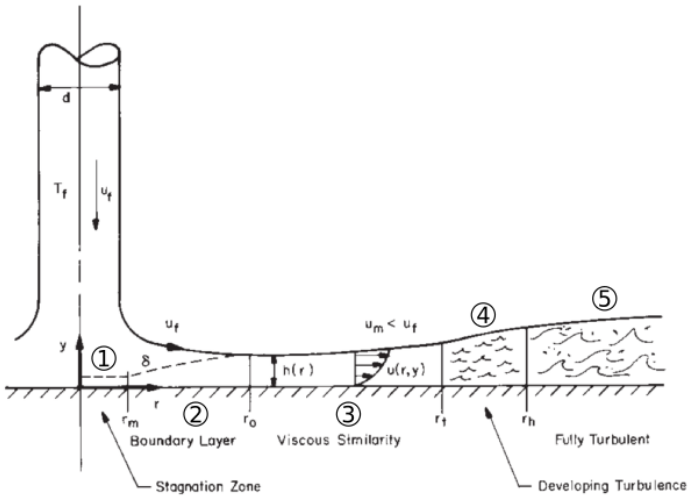

FIGURE 2.2 – Reproduction du schéma explicatif de l'écoulement dû à l'impact d'un jet circulaire sur une paroi plane, proposé par Lienhard [25]. Ont été ajoutés les numéros correspondants aux zones d'écoulement décrites dans le document.

$$D_{j,imp} = D_{j,0}\left(1 + \frac{2gl}{V_{j,0}^2}\right)^{-1/4} \tag{2.3}$$

Le profil de vitesse dans le jet s'uniformise lors de sa progression vers la paroi solide. Pour des hauteurs de chute conséquentes – $\frac{l}{D_j} > 5$ pour Lienhard [25] et $\frac{l}{D_j} > 6$ pour Tong [26] – il peut être considéré comme uniforme. Pour l'expérience HAnSoLO, nous nous plaçons dans ce cas de figure.

Une fois la paroi solide atteinte, le jet s'étale sous forme de film liquide. La première description complète de l'écoulement, dû à l'impact d'un jet circulaire sur une plaque disposée perpendiculairement à sa direction, avec étude du ressaut hydraulique circulaire, est attribuée à Watson [27]. Cette analyse est largement reprise et acceptée [2, 25]. Pour illustrer notre propos, la figure 2.2, reproduite de Lienhard [25], montre les différentes zones de l'écoulement. Dans cette analyse, l'écoulement est décomposé en cinq zones qui se succèdent radialement, auxquelles il faut ajouter le ressaut hydraulique circulaire :

1. La zone de stagnation. Au-dessus de la couche limite, dans la direction radiale, la vitesse augmente rapidement jusqu'à être égale à la vitesse du jet à l'impact V_j. Elle est nulle au point de stagnation.
   Dans cette partie de l'écoulement, il est le plus souvent considéré que l'écoulement est potentiel et que l'accélération de l'écoulement est constante selon l'axe radial ($\overrightarrow{V} = u(r)\overrightarrow{e}_r = C\, r\overrightarrow{e}_r$)[2]. On se trouve alors dans un cas particulier pour lequel

2. Swedish *et al.* [3] donnent $C \simeq V_j/D_j$.

des résultats analytiques existent et dont l'étude est détaillée par Schlichting [28]. L'épaisseur de la couche limite est indépendante de la position radiale. Toutefois, ce n'est qu'une approximation. Il a été montré, par Lipsett [29], Liu *et al.* [30] ainsi que Tong [26], qu'en réalité l'accélération radiale de l'écoulement dans cette zone n'est pas strictement constante. Pour un jet présentant un profil de vitesse uniforme, elle est maximale à la distance radiale correspondant au rayon du jet. Cependant, Lienhard [31] rapporte que l'approximation est utilisable pour la détermination de la pression à la paroi et les transferts thermiques sur toute la zone de stagnation. En pratique, l'extension de la zone de l'écoulement, au sein de laquelle l'accélération radiale du fluide peut être supposée constante, varie selon ce qui est recherché. Pour la pression, elle se termine au rayon du jet, pour les échanges thermiques, elle est plus grande.

2. La couche limite croît ensuite jusqu'à atteindre la surface libre de l'écoulement. La vitesse à l'extérieur de la couche limite reste constante et égale à la vitesse du jet V_j. Par conservation du débit, l'épaisseur du film liquide décroît selon $h(r) \sim 1/r$ [25]. D'après Lienhard [31, 25], la zone de croissance de couche limite ne commence réellement que pour $r/D_j = 2,23$. Entre la zone de stagnation et la zone de croissance de couche limite, un régime de transition devrait être pris en compte. L'épaisseur de la couche limite est donnée par l'équation (2.4). Le profil de vitesse dans la couche limite est donné par l'équation (2.5). $v_{surf}(r)$ est la vitesse du fluide à la surface du film liquide. Elle est constante, et égale à la vitesse initiale du jet, tant que la couche limite n'a pas englobé tout le film. La conservation du débit impose la relation (2.6).

$$\delta = 2,679 \left(\frac{rD_j}{Re}\right)^{1/2} \tag{2.4}$$

$$u\,(r,y) = u_{surf}(r) \left[\frac{3}{2}\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2}\left(\frac{y}{\delta}\right)^3\right] \tag{2.5}$$

$$h\,(r) = \frac{D^2}{8r} + 1,005 \left(\frac{rD_j}{Re}\right)^{1/2} \tag{2.6}$$

3. Lorsque la couche limite rejoint la surface, l'épaisseur arrête de diminuer et peut même augmenter ; la vitesse du fluide au niveau de l'interface liquide / gaz décroît. C'est la zone nommée zone de similarité. Elle est appelée ainsi du fait du profil similaire obtenu par Watson [27]. La position radiale – r_0, Éq. (2.7) – de cette transition est calculée en égalisant le débit de liquide traversant la section du jet juste avant l'impact – $\pi D_j^2 V_j/4$ – et celui dans la couche limite. La vitesse à la surface du film liquide et son épaisseur sont données par les équations (2.8) et (2.9). Le profil de vitesse est détaillé par Watson [27], mais n'est pas reproduit ici.

$$\frac{r_0}{D_j} = 0,1773 Re^{1/3} \tag{2.7}$$

$$u_{surf}(r) = \frac{1}{5}\frac{V_j D_j^2}{h(r)r} \tag{2.8}$$

$$h_{sim}(r) = 0,1713\frac{D_j^2}{r} + \frac{5,147}{Re}\frac{r^2}{D_j} \tag{2.9}$$

4. Ensuite la turbulence se développe. Elle peut s'accompagner d'un épaississement du film. Cette zone est rapportée par Lienhard [25] et Watson [27]. Liu *et al.* [32] donnent deux corrélations expérimentales permettant d'estimer la position radiale – r_t – de la transition. Ils ont déterminé la première – Éq. (2.10). La seconde – Éq. (2.11) – provient du travail d'Azuma *et al.* [33].

$$\frac{r_t}{D_j} = 1\ 200Re^{-0,422} \tag{2.10}$$

$$\frac{r_t}{D_j} = 730Re^{-0,315} \tag{2.11}$$

5. Selon Liu *et al.* [32], le film devient ensuite totalement turbulent en r_h – Éq. (2.12). Il peut se laminariser plus loin à mesure que la vitesse décroît, par conservation du débit et action des forces de frottement.

$$\frac{r_h}{D_j} = 28\ 600Re^{-0,68} \tag{2.12}$$

L'effet principal de la turbulence sur l'hydrodynamique est de provoquer un ralentissement du fluide du fait de l'augmentation des forces de frottements pariétales, ainsi qu'une hausse de l'épaisseur du film liquide nécessaire à la conservation de la masse. Liu *et al.* [32] font l'hypothèse d'un profil de vitesse en puissance 1/7, ce qui correspond à une loi de Blasius sur les frottements. La vitesse maximale est obtenue par conservation du débit. – Éq. (2.13).

$$u_{max} = \frac{1}{7}\frac{V_j D_j^2}{hr} \tag{2.13}$$

Le coefficient de frottement peut alors être évalué en utilisant la loi de Blasius correspondant au profil de vitesse postulé.

$$C_f = 0,045\left(\frac{\nu}{u_{max}h}\right)^{1/4} \Rightarrow C_f = 0,073\left(\frac{r}{D_j Re}\right)^{1/4} \tag{2.14}$$

La hauteur de fluide h – Éq. (2.15) – est déterminée, dans la partie turbulente de l'écoulement commençant en $r = r_t$, en raccordant la vitesse maximale dans

le film, ainsi que la hauteur de fluide, avec celle obtenue dans la zone précédente – zone de similarité. Néanmoins, les auteurs ne donnent pas le détail des calculs.

$$\begin{aligned} h &= D_j \left(\frac{0{,}02091}{Re^{1/4}} \left(\frac{r}{D_j} \right)^{5/4} + C \frac{D_j}{r} \right) \\ C &= 0,1713 + \frac{5{,}147}{Re} \frac{r_t}{D_j} - \frac{0{,}02091}{Re^{1/4}} \left(\frac{r_t}{D_j} \right)^{1/4} \end{aligned} \tag{2.15}$$

Expérimentalement, un autre effet important est le détachement de gouttes à partir du film liquide s'étalant sur le solide impacté. La formation de ces projections a été étudiée par Bhunia *et al.* [34]. Elle est gouvernée par le ratio de la distance entre la buse et la plaque sur le diamètre du jet, ainsi que par le nombre de Weber $\left(We = \frac{\rho V_j^2 D_j}{\sigma} \right)$. L'intervalle de positions radiales sur lequel des éclaboussures sont générées est resserré et peut, en première approximation, être estimé à l'aide de l'expression (2.16).

$$\frac{r}{D_j} \approx 4,5 \tag{2.16}$$

6. En plus de ces zones d'écoulement, il faut prendre en compte la possibilité d'apparition d'un ressaut hydraulique circulaire, qui est abordée plus loin dans ce document. Il peut apparaître dans toutes les zones rapportées ici.

Cette approche n'est valide que pour des nombres de Reynolds assez grands [27, 25], mais aucune valeur n'est précisée dans la littérature. Néanmoins, dans les analyses ici abordées, le jet impactant est toujours considéré comme laminaire. Ces jets laminaires à haut nombre de Reynolds sont obtenus grâce à une contraction brusque en fin de buse.

Pour des jets initialement turbulents, l'écoulement dans la zone de stagnation, même en dehors de la couche limite, est laminaire, même pour de grands nombres de Reynolds, car le gradient de pression laminarise l'écoulement [15, 26]. Une couche limite laminaire s'y développe, à condition que le solide impacté soit lisse [25]. Le film reste alors laminaire, sur une distance néanmoins inférieure à ce qui est observé pour des jets initialement laminaires. Lienhard [31] affirme que la vitesse en surface du film commence à diminuer pour des distances de l'ordre de $2,5 D_j$.

La majeure partie des études portant sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide se sont concentrées sur la zone de stagnation, car c'est là où les transferts thermiques – présentés après – sont les plus grands. Il est néanmoins important de comprendre la totalité des phénomènes mis en jeu.

En ce qui concerne les simulations numériques de l'impact de jets, les jets submergés ont été les plus étudiés, car les jets libres possèdent une interface dont la position n'est pas exactement connue *a priori*. Ainsi, la nature multiphasique du phénomène ne peut

pas être mise de côté, et des méthodes telles que la méthode « Volume of Fluid » [26] doivent être employées pour localiser l'interface.

2.2.2 Le ressaut hydraulique

Le ressaut hydraulique est un phénomène physique qui se rencontre pour des étalements de jets ou des problèmes de Saint-Venant. Il sépare un régime dans lequel la vitesse du fluide est supérieure à la vitesse des ondes de surface, d'un régime pour lequel la vitesse moyenne du fluide est inférieure à la vitesse des ondes de surface [35]. Dans le premier cas, une perturbation de la hauteur du film sera emportée avec le courant, dans l'autre, elle pourra le remonter. Du fait de la conservation de la masse, le premier cas correspond à une situation où la hauteur de liquide est plus faible que pour le second. Dans les canaux fluviaux, il est notamment observé en aval d'un obstacle placé sur le fond. Si l'accélération due à l'élévation du fond du canal est assez grande, alors la vitesse de l'écoulement passe au-dessus de celle des ondes de surface, et l'épaisseur de la couche de liquide se réduit. Cette dernière étant imposée par les différents équipements hydrauliques présents loin en aval, elle doit revenir à sa valeur initiale. Cela se fait par le biais d'un ressaut. Pour quantifier ce qui vient d'être expliqué, le plus souvent, on utilise le nombre de Froude – Fr – qui compare la vitesse de l'écoulement V, à celle des ondes de surface qui est environ égale, en eaux peu profondes [3], à $\sqrt{gh}$ [36], h étant la hauteur de liquide, et g l'accélération de la pesanteur. Ainsi, on peut considérer que le ressaut est la zone de transition entre un régime d'écoulement pour lequel $Fr = \frac{V}{\sqrt{gh}} > 1$ et un où $Fr < 1$.

Un mécanisme similaire peut se rencontrer lors de l'impact d'un jet circulaire sur une paroi plane. Par analogie au ressaut hydraulique, il est appelé ressaut hydraulique circulaire [37]. La ressemblance entre ces deux phénomènes est frappante, mais le cas axisymétrique est beaucoup plus complexe. Dans le cas circulaire, le profil de vitesses dans l'épaisseur du film évolue radialement, comme rappelé dans la partie précédente. Liu *et al.* [38] rapportent qu'il est possible d'obtenir des nombres de Froude de plusieurs centaines avant le ressaut lors de l'impact d'un jet circulaire, tandis que dans les canaux, on observe des valeurs de l'ordre de quelques dizaines. L'effet de la viscosité ne peut pas être négligé et l'écoulement subit plusieurs transitions de régimes et ralentissements, sans qu'il soit nécessaire d'avoir un obstacle, et sans que cela induise nécessairement un ressaut. Il peut être stable, lisse et bien défini ; mais pour des écoulements plus rapides, notamment turbulents, ou alors des épaisseurs de liquide après le ressaut trop importantes, il peut y avoir brisure de symétrie et des figures polygonales peuvent se former [39]. La frontière du ressaut peut prendre des formes non circulaires et dépendantes du temps. Les raisons de l'apparition de ces instabilités sont mal connues. Le ressaut hy-

3. La vitesse de propagation des ondes de surface dépend, dans le cas général, de la longueur d'onde de ces dernières, mais cette évolution est le plus souvent négligée lorsqu'on étudie des écoulements à surface libre en eaux peu profondes [36]. Dans les faits, pour l'eau, il faut que l'épaisseur du film liquide soit très inférieure à 3 mm (entre 2 mm et 5 mm pour les métaux liquides).

draulique circulaire a fait l'objet d'un nombre d'études conséquent, [27, 37, 40, 41] mais, à notre connaissance, il n'existe aucune approche générale permettant de prévoir sa position ou sa forme. Dans ce qui suit, sont présentées plusieurs approches pour obtenir sa position radiale, déterminer les paramètres ayant un impact sur cette dernière. Ce sujet est notamment abordé, car il est possible que l'apparition d'un ressaut hydraulique circulaire puisse concourir à la transition vers le « pool-effect ».

Approche de Watson

Watson [27] est l'un des premiers auteurs (en 1964) à s'être intéressé au problème du ressaut hydraulique circulaire. Il fait, dans son analyse, les hypothèses suivantes :

- Le nombre de Reynolds du jet est grand, il ne donne pas de valeur ;
- L'extension radiale du ressaut est négligeable – le changement de hauteur se fait brusquement ;
- Les effets de la tension de surface sont négligeables.

L'argument avancé pour localiser le ressaut est que la destruction de quantité de mouvement à travers le ressaut est compensée par la poussée de la pression due à l'élévation de niveau. Cet argument est repris et mieux explicité par Bréchet *et al.* [41]. Il est traduit par l'égalité (2.17), dans laquelle r_1 désigne la position radiale du ressaut, h et d les hauteurs de fluide respectivement avant et après le ressaut. Cet argument a été formulé pour la première fois par Bélanger [42]. Le diamètre, la vitesse et le nombre de Reynolds considérés dans cette approche sont ceux à l'impact du jet sur la plaque.

$$\underbrace{\frac{1}{2}g\left(d^2-h^2\right)}_{\textit{Poussée de la pression}} = \underbrace{\left(\frac{D_j^2 V_j}{8r_1}\right)^2\left(\frac{1}{h}-\frac{1}{d}\right)}_{\textit{Variation de quantité de mouvement}} \tag{2.17}$$

Watson [27] considère aussi que l'écoulement après le ressaut est unidirectionnel, qu'il n'y a pas de décollement de la couche limite – ce qui est contredit par d'autres auteurs [43, 37, 44] – et que la hauteur de liquide en amont du ressaut h est négligeable devant celle en aval d. Avec ces approximations, et dans le cas d'un fluide parfait, l'équation (2.17) devient :

$$\frac{4r_1 d^2 g}{D_j^2 V_j^2} + \frac{D_j^2}{8r_1 d} = 1 \tag{2.18}$$

Watson [27] compare les positions du ressaut obtenues par résolution de l'équation (2.18) aux données expérimentales à sa disposition et remarque des différences – *cf.* fig. 2.3. On constate que l'approche considérant un fluide parfait ne permet de rendre fidélement compte des expériences. Pour améliorer cette estimation, la viscosité doit être prise en compte. La tentative la plus simple est la première rapportée par Bréchet *et al.* [41]. Elle s'appuie sur la conjecture de Godwin [45] selon laquelle le ressaut hydraulique

circulaire se produit au moment où la couche limite a englobé toute l'épaisseur de liquide – Éq. (2.7). Néanmoins, les résultats obtenus ne correspondent pas aux mesures effectuées par d'autres auteurs [46]. Les positions estimées de cette manière sont systématiquement inférieures aux valeurs expérimentales rapportées par Liu *et al.* [38].

Pour prendre en compte l'effet de la viscosité, Watson [27] commence par proposer des profils de vitesses pour les différentes zones du film – zones 2 et 3 *cf.* fig. 2.2 – les autres étant négligées ou ignorées. Deux cas sont distingués suivant que le ressaut arrive avant ou après l'absorption de toute l'épaisseur du film par la couche limite. La position radiale à laquelle la couche limite atteint la surface du film liquide est notée ici r_0. Pour calculer la distance radiale à laquelle cette absorption se produit, l'auteur utilise une expression proche de l'équation (2.7), mais avec un pré-facteur de $0,1834$ au lieu de $0,1773$. Nous n'avons pas trouvé l'origine de cette différence.

Si $r_1 \geqslant r_0$, la position du ressaut, pour un film laminaire, est alors donnée par l'équation (2.19).

$$\frac{4r_1d^2g}{\pi^2D_j^2V_j^2}+\frac{D_j^2}{8\pi^2r_1d}=0,01676\left[\left(\frac{2r_1}{D_j}\right)^3\left(\frac{\pi}{2}Re\right)^{-1}+0,1826\right]^{-1} \tag{2.19}$$

Si $r_1 < r_0$ alors Watson [27] propose, pour un film laminaire, l'équation (2.20).

$$\frac{4r_1d^2g}{\pi^2D_j^2V_j^2}+\frac{D_j^2}{8\pi^2r_1d}=0,10132-0,1297\left(\frac{2r_1}{D_j}\right)^{3/2}\left(\frac{\pi}{2}Re\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{2.20}$$

Dans son article, Watson s'intéresse aussi au cas d'une couche de liquide turbulente. Pour que la turbulence se développe dans le film liquide, il indique que le nombre de Reynolds du jet doit dépasser 16 400. Sinon, le fluide ralentit du fait des frottements avant d'avoir atteint la turbulence. Néanmoins, il affirme que les éventuelles fluctuations de vitesse du jet peuvent faire évoluer grandement ce critère. Il introduit une viscosité turbulente et se base sur les travaux de Glauert [21] qui utilise, pour calculer les contraintes pariétales, la loi de Blasius sur les frottements.

La partition considérée est alors la même que précédemment. Ainsi, Watson donne les deux relations suivantes pour $r_1 < r_0$, et un film turbulent.

$$\begin{gathered}\frac{4r_1d^2g}{D_j^2V_j^2}+\frac{D_j^2}{8r_1d}=1-\frac{\left[560\pi\left(A-\frac{2}{9}\right)\right]^{\frac{1}{5}}}{40}\left[\frac{2r_1}{D_j}\left(\frac{\pi}{2}Re\right)^{-\frac{1}{9}}\right]^{\frac{9}{5}}\\ A=0,239\end{gathered} \tag{2.21}$$

Pour $r_1 > r_0$, et une couche liquide turbulente il donne :

$$\frac{4r_1d^2g}{\pi^2D_j^2V_j^2}+\frac{D_j^2}{8\pi^2r_1d}=\frac{200}{81,14^{\frac{1}{4}}\left(\pi A\right)^{\frac{9}{4}}}\left[\left(\frac{2r_1}{D_j}\left(\frac{\pi}{2}Re\right)^{-\frac{1}{9}}\right)^{\frac{9}{4}}+\frac{40\left(1-2A\right)}{\left(7\pi\right)^{\frac{1}{4}}\left(2A\right)^{\frac{5}{4}}}\right]^{-1} \tag{2.22}$$

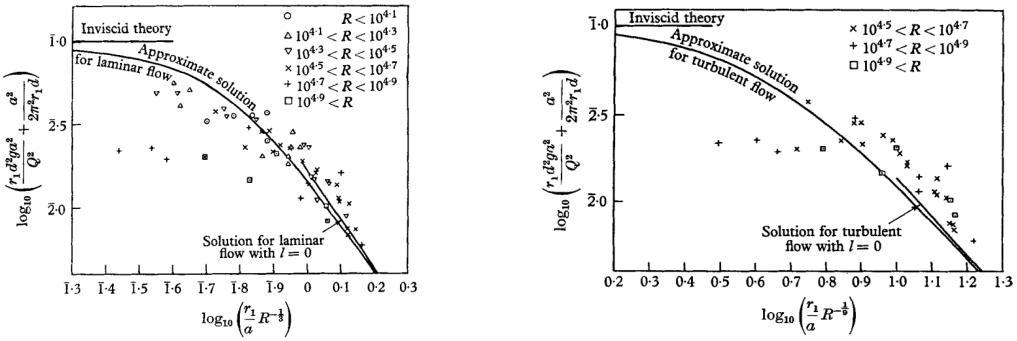

FIGURE 2.3 – Comparaison des modèles de Watson avec des résultats expérimentaux. a désigne le rayon du jet, R le nombre de Reynolds basé sur le débit défini par Watson ($R = \frac{\pi}{2} Re$). Ces graphiques sont tirés de l'article de Watson [27].

Watson [27] affirme que les résultats les plus proches des expériences, sont ceux pour lesquels $d/r_1 < 0.1$; ceci est confirmé par d'autres auteurs [44]. L'explication proposée aux différences constatées pour $d/r_1 > 0,1$ est, qu'alors, les contraintes à la paroi sur l'étendue radiale du ressaut, qui ont été négligées dans l'étude de Watson, doivent être prises en compte. Comme cet effet s'ajoute à celui du gradient de pression, le ressaut se forme à une distance du jet plus proche que prévue. La théorie développée en laminaire donne néanmoins une tendance générale qui semble satisfaisante. Pour le régime turbulent, les résultats sont plus éloignés des mesures, mais permettent d'estimer un ordre de grandeur pour des valeurs de $\frac{2r_1}{D_j} > \left(\frac{\pi}{2} Re\right)^{\frac{1}{9}} 10^{0,8}$. Ces deux dernières affirmations sont mises en lumière par la figure 2.3.

Étude de Craik *et al.*

Dans leur étude, Craik *et al.* [37] affirment que Nakoryakov *et al.* [47] ont prouvé qu'il y avait décollement de la couche limite au niveau du ressaut hydraulique. Cela va dans le sens de Tani [43], à ceci près que ce dernier affirme que c'est le décollement de la couche limite qui induit le ressaut. Watson néglige ce décollement et indique qu'au niveau du ressaut, la couche limite ne devrait pas décoller. La question de savoir si un décollement dans la couche limite induit un ressaut, ou si c'est le ressaut qui induit un décollement, n'est pas tranchée.

Influence du diamètre du jet sur le ressaut

Cette partie s'appuie sur l'article de Choo *et al.* [48]. C'est une étude expérimentale conduite avec de l'eau. Des corrélations donnant le rayon adimensionnel du ressaut en fonction du nombre de Reynolds du jet existent. Pour des nombres de Reynolds du jet compris entre 1 000 et 52 000, Stevens *et al.* [1] ont obtenu la corrélation (2.23) et, pour

des Reynolds de 600 à 9 000, Baonga *et al.* [46] rapportent la corrélation (2.24).

$$\frac{r_1}{D_j} = 0,0061 Re_j^{0,82} \qquad avec \qquad Re_j = \frac{V_j D_j}{\nu} \qquad Re_j \in [1\ 000 - 52\ 000] \tag{2.23}$$

$$\frac{r_1}{D_j} = 0,046 Re_j^{0,62} \qquad Re_j \in [600 - 9\ 000] \tag{2.24}$$

Choo *et al.* [48] notent que pour un nombre de Reynolds du jet fixé, le rayon adimensionné du ressaut (r_1/D_j) est une fonction décroissante du rayon du jet. Les corrélations données par Stevens *et al.* [1], ou Baonga *et al* [46], occultent ce point. Néanmoins, Stevens *et al.* [1] font une observation similaire à Choo *et al.* [48]. Ces derniers remarquent que le rayon adimensionné du ressaut ne dépend pas du diamètre du jet si la puissance d'impact du jet est maintenue constante. Pour rendre compte de ce fait, ils définissent une puissance d'impact adimensionnée du jet et la corrèlent au rayon adimensionné du ressaut – (2.25). Toutefois, les résultats expérimentaux obtenus par Choo *et al.* [48] sont en accord avec la corrélation de Stevens *et al.*[1], à plus ou moins 20%.

$$\frac{r_1}{D_j} = 0,033 \left(I_p^*\right)^{\frac{1}{4}} \qquad avec \qquad I_p^* = \frac{\pi}{8} \frac{V_j^3 D_j^2}{\nu^{\frac{7}{3}} g^{\frac{1}{3}}}, \qquad I_p^* \in [2,1 \cdot 10^8 - 4,17 \cdot 10^{10}] \tag{2.25}$$

Influence du nombre de Froude sur le ressaut

Le nombre de Froude n'a pas un rôle aussi central pour l'étude du ressaut hydraulique circulaire que pour le ressaut hydraulique dans un canal. Craick *et al.* [37] commentent l'étude d'Ishigai *et al.* [49] dans laquelle les auteurs indiquent l'existence de plusieurs types de ressauts. Le type de ressaut serait dicté par le nombre de Froude du film liquide juste en amont du ressaut. Le nombre de Froude est donné par l'équation (2.26). $\overline{V_1}$ désigne la vitesse moyenne dans le film juste avant le ressaut.

$$Fr_1 = \frac{\overline{V_1}}{\sqrt{gh}} \tag{2.26}$$

Ces différents types sont [4] les suivants :
— Une surface lisse et stable supportant des vagues stationnaires ($Fr_1 < 2$) ;
— Une augmentation graduelle de hauteur de liquide ($2 < Fr_1 < 7$) ;
— Un ressaut de faible extension radiale ($7 < Fr_1 < 15$) ;
— Un ressaut instable avec entraînement de bulles d'airs ($Fr_1 > 15$).

4. D'après la description de Craik *et al.* [37].

L'existence de ces différents ressauts n'est pas remise en cause par Craik *et al.* [37]. Ils affirment néanmoins que ce n'est pas le nombre de Froude qui gouverne la transition de régime entre les différents types. Aussi, Liu *et al.* [38] notent que les relations permettant le calcul du rayon d'apparition du ressaut hydraulique peuvent le plus souvent s'écrire sous la forme de l'équation (2.27), dans laquelle un nombre de Froude du film similaire à celui défini par l'équation (2.26) est présent. Ils en donnent une expression plus explicite – Éq. (2.28). Les résultats classiques, notamment de Watson [27], se rapprochent des résultats expérimentaux pour des nombres de Froude faibles ($Fr_1 < 50$) mais au-delà, de grosses déviations sont observées.

$$\frac{d}{h} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{1+8Fr_1^2}-1\right) \tag{2.27}$$

$$Fr_1 = \frac{V_j D_j^2}{32 r_1 h^{\frac{3}{2}}\sqrt{g}} \tag{2.28}$$

De plus, Choo *et al.* [48] présentent une reformulation – Éq. (2.29) – de leur corrélation – Éq. (2.25) – faisant apparaître un nombre de Froude du jet. Le nombre de Froude n'est pas présent dans les corrélations expérimentales obtenues par d'autres auteurs comme Stevens *et al.* [1] et Baonga *et al.* [46] – Éq. (2.23) et (2.24). Ils expliquent l'omission du nombre de Froude par l'exposant qu'ils obtiennent par analyse dimensionnelle sur ce dernier. Il est plus de trois fois plus petit que celui du Reynolds et indique une faible dépendance du rayon de formation du ressaut au nombre de Froude. Dépendance qui a pu échapper à ces auteurs et qui peut être négligée en première approximation.

$$\frac{r_1}{D_j} = 0,037\left(\frac{\pi}{8}\right)^{\frac{1}{4}}\left(Re^7 Fr^2\right)^{\frac{1}{12}} \qquad avec \qquad Fr = \frac{V_j}{\sqrt{gD_j}} \tag{2.29}$$

Plus récemment, Duchesne *et al.* [50] ont étudié l'influence du nombre de Froude sur le ressaut hydraulique circulaire pour des fluides de viscosité élevée ($\nu \in [44\ cS - 98.8\ cS]$), un diamètre de jet donné ($3,2\ mm$), des débits volumiques entre 5 cm^3/s et 60 cm^3/s, une distance buse / plaque de 4 cm et un diamètre de plaque impactée de 15 cm. Ils obtiennent un nombre de Froude du film constant juste après le Ressaut. Sa définition est donnée par l'équation (2.30).

$$Fr_1 = \frac{Q}{2\pi r_1 g^{\frac{1}{2}} d^{\frac{3}{2}}} \qquad avec \qquad Q = \frac{\pi D_j^2 V_j}{4} \tag{2.30}$$

Dans les cas étudiés, et lorsque la hauteur de liquide à la sortie de la plaque est négligée, la relation suivante pour le rayon du ressaut est obtenue, avec r_∞ le rayon de la plaque.

$$r_1\left(ln\left(\frac{r_\infty}{r_1}\right)\right)^{\frac{3}{8}} = \left(\frac{6}{\pi}\right)^{-\frac{3}{8}}\frac{1}{2\pi}Fr_1^{-1}Q^{\frac{5}{8}}\nu^{-\frac{3}{8}}g^{-\frac{1}{8}} \approx Q^{\frac{5}{8}}\nu^{-\frac{3}{8}}g^{-\frac{1}{8}} \tag{2.31}$$

Conclusions sur le ressaut hydraulique circulaire

Ce qui ressort le plus des études citées est que le ressaut hydraulique circulaire est un problème plus complexe que le ressaut dans un canal. Il est toujours source d'étude en mécanique des fluides. Il n'existe, pour l'heure, pas de théorie globale expliquant la formation et l'évolution du ressaut hydraulique circulaire.

Le ressaut hydraulique circulaire est un candidat à l'explication de l'effondrement du film liquide lors du « pool-effect ». La principale difficulté à l'application des méthodes présentées ici est que, dans le cas de l'ablation, la hauteur loin du ressaut est inconnue *a priori*.

2.2.3 Transferts thermiques lors de l'impact d'un jet

Deux cas distincts sont considérés lors de l'étude des échanges thermiques entre un jet et une paroi plane. Le premier est celui où le flux thermique est maintenu constant à travers l'interface solide / liquide, le second est celui où la plaque est maintenue à température constante. Le premier cas a été largement étudié [25], car il est plus simple à mettre en œuvre expérimentalement, et plus représentatif de ce qui est le plus souvent rencontré dans l'industrie. Le second n'a été étudié que par le biais de modélisations [2, 29]. La différence entre les résultats obtenus dans ces deux cas est d'autant plus grande que le nombre de Prandtl du fluide est petit, car la température du fluide change plus rapidement – Liu *et al.* [32]. Les deux approches sont identiques dans la zone de stagnation, car l'épaisseur de la couche limite y est constante [25].

La zone de stagnation

C'est dans la zone de stagnation que les échanges thermiques sont les plus intenses, car c'est là où la couche limite thermique est la plus fine ; de plus, elle y est d'épaisseur constante. Ce qui conduit à un coefficient d'échange convectif constant. Néanmoins, cela n'est pas strictement vrai comme le montrent Lipsett *et al.* [29] pour des jets laminaires à profils de vitesses uniformes, impactant sur une paroi à température constante. Le coefficient d'échange thermique augmente à mesure qu'on s'éloigne de l'axe du jet. Des simulations numériques par Tong [26], utilisant les méthodes des volumes finis et *Volume of Fluids*, pour simuler l'écoulement et la localisation de l'interface, ainsi qu'une formulation enthalpique pour l'équation de la chaleur, montrent que, pour un profil de vitesse uniforme dans le jet, on observe effectivement cette augmentation. Néanmoins, expérimentalement cette augmentation n'est pas observée [1, 32, 25]. Donc, l'approximation consistant à considérer que les couches limites sont d'épaisseur constante dans la zone de stagnation semble valide. Comme indiqué dans la section 2.2.1, l'extension radiale, pour laquelle un profil de vitesse linéaire peut être utilisé, dépend de ce qui est étudié. Pour l'étude des transferts thermiques, plusieurs valeurs de l'extension radiale de la zone de stagnation sont données par différents auteurs. Dans les analyses faites ici,

celle rapportée par Stevens *et al.* [1] est privilégiée, car c'est celle qui a été établie dans les conditions les plus proches des nôtres.

— Stevens *et al.* [1] ont travaillé avec des jets initialement turbulents et donnent :

$$\frac{r_{stag}}{D_j} = 0,75 \tag{2.32}$$

— Liu *et al.* [32] obtiennent l'expression (2.33). Néanmoins, il est à noter que la démonstration succincte qu'ils donnent ne permet pas d'aboutir au résultat rapporté.

$$\frac{r_{stag}}{D_j} = 0,787 \tag{2.33}$$

— Lienhard [25] indique la valeur suivante.

$$\frac{r_{stag}}{D_j} = 0,7 \tag{2.34}$$

Ces valeurs sont cohérentes entre elles.

L'influence de la distance entre la buse et la plaque sur les transferts thermiques dans la zone de stagnation a été étudiée. Il a été démontré que, pour un jet axisymétrique, cette distance peut avoir une incidence si le rapport l/D_j est trop petit.

— Si $l/D_j < 0,5$, la surface latérale de la colonne fluide entre la buse et la plaque est inférieure à la surface de l'orifice de la buse. Ainsi, par conservation du débit, les vitesses augmentent, tout comme les transferts thermiques ; c'est l'un des cas étudiés par Gilpin [51] dans le cadre de l'étude de techniques de découpe de la glace.

— Si $0,5 < l/D_j < 6$, il se peut que le profil de vitesses dans le jet ne soit pas uniforme. Cela entraîne une augmentation du gradient de vitesse radiale au point de stagnation et donc un accroissement du coefficient d'échange convectif dans toute la zone de stagnation. Cela est confirmé par les simulations de Tong [26], qui ajoute que le nombre de Nusselt maximum, pour des profils de vitesses paraboliques (correspondant à un jet laminaire), ou en puissance 1/7 (correspondant à un jet turbulent), est atteint au point de stagnation. Cette constatation, alliée au fait que la linéarité de l'évolution radiale de la vitesse radiale avec la distance radiale, peut potentiellement expliquer l'absence d'augmentation radiale des transferts prévue par les modélisations, mais non mesurée expérimentalement.

— Lorsque [5] $l/D_j > 6$, seule l'étude de Stevens *et al.* [1] montre une influence de la hauteur de chute adimensionnée sur le coefficient d'échange convectif pour des jets turbulents. Les données qu'ils ont collectées sur le nombre de Nusselt à l'impact peuvent se mettre sous la forme (2.35). On remarque une faible influence de la hauteur de chute du jet comparée à celles des nombres de Reynolds et de Prandtl.

$$Nu = 2,67 Re^{0,567} Pr^{0,4} \left(\frac{l}{D_j}\right)^{-0,0336} \left(\frac{V_j}{D_j}\right)^{-0,237} \tag{2.35}$$

5. Lienhard [25] rapporte 5, nous avons choisi de considérer le cas majorant.

L'effet du gradient de vitesse moyen dans la zone de stagnation apparaît dans l'équation précédente sous la forme du ratio V_j/D_j. Son influence est bien supérieure à celle de la hauteur de chute du jet. L'influence du gradient de vitesse au point d'impact est explicitement traitée par Lienhard [25] qui recommande l'utilisation de l'équation (2.36) pour évaluer le nombre de Nusselt à l'impact. Elle lie le nombre de Nusselt dans la zone de stagnation aux nombres de Prandtl et de Reynolds, ainsi qu'au gradient de vitesse radiale adimensionné au point d'impact, G, défini par l'équation (2.37). La fonction F représente l'influence du nombre de Prandtl. Lienhard expose deux expressions [25] pour F – Éq. (2.38) et (2.39). Les deux expressions sont comparées dans la figure 2.4. Elles sont cohérentes. On remarque que, comme attendu, l'influence d'une variation du nombre de Prandtl est d'autant plus grande que ce dernier est petit.

$$Nu = \frac{hD_j}{k_j} = F\left(Pr\right) Re^{1/2}\sqrt{G} \tag{2.36}$$

$$G = 2\frac{D_j}{V_j}\left.\frac{du}{dr}\right|_{r=0} \tag{2.37}$$

$$F\left(Pr\right) \approx \begin{cases} \frac{\sqrt{2Pr/\pi}}{1+0{,}804552\sqrt{2Pr/\pi}} & Pr \leqslant 0,15 \\ 0,53898Pr^{0,4} & 0,15 < Pr < 3,0 \\ 0,60105Pr^{1/3} - 0,050848 & Pr \geqslant 3,0 \end{cases} \tag{2.38}$$

$$F\left(Pr\right) \approx 0,54Pr^{0,37} \quad 0,7 < Pr < 10 \tag{2.39}$$

Pour un profil uniforme de vitesse au sein du jet, le gradient de vitesse adimensionné à l'impact est donné par l'équation (2.40) [31].

$$G = 1,831 \tag{2.40}$$

L'effet de la tension de surface sur le jet et les transferts de chaleur, lors de son interaction avec une paroi plane, a été étudié par Liu et al. [30]. Ils ont défini un nombre de Weber d'impact selon l'équation (2.41). Ils montrent qu'une diminution du nombre de Weber entraîne une augmentation du gradient de vitesse au point d'impact et donc du nombre de Nusselt dans la zone de stagnation. Cet effet est toutefois négligeable lorsque le nombre de Weber est supérieur à 100. À titre d'exemple, pour un jet d'eau de 6 mm de diamètre à 20 ^oC, il faudrait que sa vitesse soit inférieure à 1 m/s pour que cet effet soit à prendre en compte. Pour des jets ayant un profil de vitesse uniforme Liu et al. [30] rapportent la corrélation (2.42). Le lien entre le nombre de Reynolds et de Weber montre que l'effet de la tension de surface pour un jet turbulent, dont le nombre de Reynolds est nécessairement supérieur à 4 000 [25], est négligeable, sauf dans le cas de jets de très petits diamètres. Pour un jet d'eau avec un nombre de Reynolds de 4 000 et un nombre de Weber de 100, il faudrait un diamètre inférieur à 2 mm pour espérer voir un effet

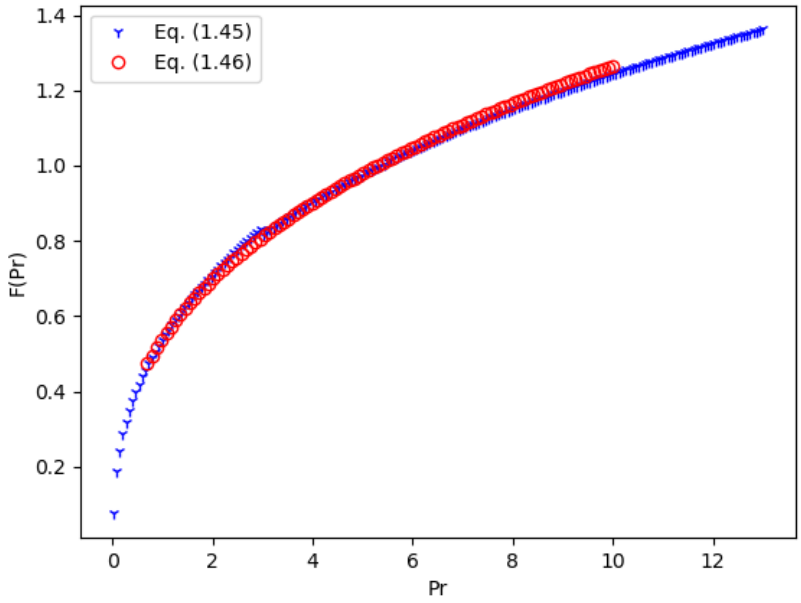

FIGURE 2.4 – Variation de la fonction F selon les deux expressions données par Lienhard [25]. Croix bleues : Éq. (2.38) ; cercles rouges Éq. (2.39).

de la tension superficielle. Cette configuration a notamment été étudiée par Elison *et al.* [52].

$$We = \frac{\rho V_j^2 D_j}{\sigma} = Re^2 \frac{\mu^2}{\rho \sigma D_j} \tag{2.41}$$

$$Nu = 0,745 Re^{1/2} Pr^{1/3} \qquad avec \qquad 2\ 100 < We < 34\ 000 \tag{2.42}$$

Une autre investigation expérimentale a été menée par Brdlik *et al.* [23]. Elle a conduit à la formulation de deux corrélations : Éqs. (2.43) et (2.44). La première est une formulation locale, l'autre une formulation moyennée sur le diamètre de la plaque impactée. Ces corrélations ont été établies analytiquement dans le cas d'un jet axisymétrique impactant, avec une incidence normale, une plaque sur laquelle se développe une couche limite laminaire. Il est de plus à noter que les développements ont été faits en considérant un jet submergé, donc traversant un fluide de même nature. Seuls les résultats proches du point de stagnation seront applicables à notre cas d'étude. L'intérêt principal de cette étude est que la température de la paroi est constante.

En posant l comme étant la distance entre la plaque et la buse et R le rayon de la plaque, supposée ici être un disque, deux cas sont distingués dans l'article. Celui pour lequel $l + R \leqslant 6,2 D_j$, l'autre correspondant à $l + R \geqslant 6,2 D_j$. Pour l'application présente, seul le premier cas nous intéresse. On aboutit aux relations suivantes.

$$Nu_r = \frac{hr}{k_j} = 0,82 \frac{1}{f\,(Pr)} \sqrt{Re_r} \tag{2.43}$$

$$Nu_D = \frac{hD}{k_j} = 1,54 \frac{1}{f\,(Pr)} \sqrt{Re_D} \tag{2.44}$$

Avec :

$$\begin{gathered} f\,(Pr) = Pr^{-1/3} \quad pour \quad Pr > 1 \\ f\,(Pr) = \left[\left(2,5 - 2,5 Pr^{1/3} + Pr^{2/3} \right) Pr \right]^{-1/2} \quad pour \quad Pr < 1 \end{gathered} \tag{2.45}$$

Des résultats d'expériences sont décrits dans l'article. Il est noté que la distance entre la buse et la plaque n'a pas d'incidence sur le coefficient d'échange thermique étant donné que $l/D_j \leqslant 6,2$. Cette valeur de $6,2 D_j$ correspond en fait à la longueur du cœur potentiel du jet submergé [53]. Ainsi, pour l'étude des transferts thermiques à l'interface solide / liquide, un jet submergé impactant est équivalent à un jet libre dans la zone de stagnation, à condition que le jet submergé atteigne la paroi avant la fin de son cœur potentiel. Les auteurs ne prennent pas en compte le profil de vitesse dans le jet.

L'expression (2.43) donne le flux thermique local, tandis l'équation (2.44) donne le flux moyen sur un disque de diamètre D. Il est possible d'obtenir une corrélation utilisant comme longueur caractéristique le diamètre du jet en remplaçant D par D_j dans l'équation (2.44). Cela donnera le coefficient d'échange moyen sur un disque de diamètre égal au diamètre du jet. Il est intéressant de constater que le ratio de l'équation (2.36), en considérant un jet de profil de vitesse uniforme – Éq. (2.40) – sur l'équation (2.44) ne varie qu'entre $0,65$ et $0,71$ sur un intervalle de nombre de Prandtl compris entre $0,01$ et 13.

L'article de Sitharamayya et al. [24] est important du fait de son utilisation dans le cadre de l'étude de la fonte par Swedish *et al.* [3]. Cette étude se concentre sur la caractérisation expérimentale des transferts thermiques dus à l'impact d'un jet d'eau submergé sur une plaque plane. Une corrélation – Éq. (2.46) – est donnée pour un diamètre de buse de $12,65$ mm et $Re \in [2\,000 - 4\,000]$. Elle lie le nombre de Nusselt moyen aux nombres de Reynolds et de Prandtl du jet. La température utilisée pour le calcul des propriétés du fluide est la moyenne de la température initiale du jet et de celle de la paroi. Des résultats existent pour un autre diamètre ($D_j = 1,737$ mm). Ils sont présentés dans l'article au gré d'une figure, mais aucune corrélation n'est précisée. Toutefois, les résultats présentés dans cette figure semblent indiquer que la corrélation serait différente pour le deuxième diamètre. Le Reynolds serait élevé à une puissance inférieure. Si le jet atteint la surface avant la fin du cœur potentiel, aucun effet de la longueur du jet sur les échanges thermiques n'est remarqué dans la zone de stagnation.

$$Nu_D = \frac{hD}{k_j} = 0,508 Pr^{0,33} Re^{0,523} \tag{2.46}$$

Il est intéressant de constater que les exposants, pour les nombres de Reynolds et de Prandtl dans les précédentes corrélations, sont cohérents avec ceux donnés par Schlichting [28] pour un écoulement au-dessus d'une plaque plane [6], une couche limite laminaire et des nombres de Prandtl supérieurs à 1, ainsi qu'avec les résultats donnés par Lienhard [25] pour un nombre de Prandtl supérieur à $0,15$. Sitharamayya *et al.* [24] et Brdlik *et al.* [23] se sont concentrés sur des jets submergés. Au sortir de la zone de stagnation, l'évolution radiale du jet submergé est très différente de celle d'un jet libre ; c'est la partie appelée « Wall-jet » dans laquelle le fluide environnant entraîné se mêle au fluide du jet et influence grandement les échanges.

Un jet très turbulent à l'impact peut voir sa couche limite perturbée. Les transferts thermiques s'en trouvent alors augmentés par rapport au cas laminaire. Lienhard [25] rapporte des augmentations pour le coefficient d'échange convectif allant jusqu'à 150%. Dans ce cas, il est une fonction de l'intensité de la turbulence et son évolution peut être vue comme une déviation du cas laminaire. L'intensité de la turbulence au cœur d'un jet débouchant d'un tube, dont la longueur excède 40 fois son diamètre, est de l'ordre

6. À savoir 1/2 pour le Reynolds, et 1/3 pour le Prandtl.

de 4% à 5%. Les corrélations dérivées pour de tels jets utilisent des formes suggérées par la théorie laminaire, et l'exposant pour le nombre de Prandtl est supposé égal à celui obtenu pour un écoulement laminaire – Éqs. (2.47) et (2.48). Ainsi, les effets de la turbulence sont englobés dans le pré-facteur. Cette approche semble justifiée, car le fort gradient de pression au point d'impact a tendance à laminariser l'écoulement. Des simulations numériques, conduites par Tong [26], utilisant les méthodes des volumes finis et « Volume of Fluid » pour traiter le champ de vitesses et la position de l'interface, tendent à confirmer que les jets turbulents se laminarisent à l'impact et ne redeviennent turbulents que plus loin au moment de la transition turbulente.

Plusieurs corrélations sont citées par Lienhard [31]. Deux sont reportées ci-après dans le but d'illustrer notre propos. La première est une reformulation [7] de l'Éq. (2.35). La seconde a été déterminée par Gabour *et al.* [54].

$$\begin{gathered} Nu = 1,51 Re^{0,44} Pr^{0,4} \left(\frac{l}{D_j}\right)^{-0,11} \\ Re \in [4\ 000 - 52\ 000]\ ;\quad D_j \in [2,2\ mm - 8,9\ mm] \end{gathered} \tag{2.47}$$

$$\begin{gathered} Nu = 0,278 Re^{0,633} Pr^{1/3} \\ Re \in [20\ 000 - 84\ 000]\ ;\quad Pr \in [8,2 - 9,1] \\ D_j \in [2,2\ mm - 8,9\ mm]\ ;\quad D_{buse} \in [4,4\ mm - 9,0\ mm] \end{gathered} \tag{2.48}$$

Dans le cas de l'impact d'un jet turbulent, Moxon [15] propose une corrélation – Éq. (2.49) – basée sur des calculs analytiques. Cette relation donne le nombre de Stanton local – $St(r)$ – en fonction d'un nombre de Reynolds défini par l'Éq. (2.50). La couche limite est considérée turbulente. La vitesse au-dessus de cette dernière est supposée constante et les épaisseurs des couches limites hydrodynamique et thermique sont supposées égales, ce qui revient à supposer que $Pr = 1$. Pour obtenir la valeur du coefficient d'échange moyen avec la plaque – $\overline{h}$ – sur un rayon égal à $1,2D_j$, il faut procéder à une intégration – Éq. (2.51).

$$St(r) = \frac{Nu(r)}{RePr} = \frac{h(r)}{\rho V_j C_p} = \frac{0,0295 Re^{-0,2}}{1 + 0,172 Re^{-0,1}\left(5Pr + 5ln\left(5Pr + 1\right) - 14\right)} \tag{2.49}$$

$$Re = \frac{\rho V_j r^2}{1,2 D_j \mu} \tag{2.50}$$

$$\overline{h} = \frac{2}{(1,2D_j)^2} \int_0^{1,2D_j} r St(r) dr \tag{2.51}$$

7. L'intervalle de variation du nombre de Prandtl n'est pas précisé.

La turbulence peut aussi être induite par la rugosité de la plaque impactée. Pour déterminer si l'effet de la rugosité doit être pris en compte, Gabour *et al.* [54] donnent la corrélation suivante, qui permet d'évaluer la rugosité (k en m) à partir de laquelle on peut s'attendre à une augmentation du nombre de Nusselt de 10%. Cette condition a été déterminée expérimentalement pour des jets présentant des nombres de Reynolds entre 20 000 et 84 000, des buses de diamètre $4,4\ mmm$, $6,0\ mm$ et $9,0\ mm$. Le nombre de Prandtl était lui fixé entre $8,2$ et $9,1$. Pour les jets métalliques, les effets de la rugosité seront vraissemblablement moins importants du fait de leur faible nombre de Prandtl [25], qui sous-entend une épaisseur de couche limite thermique plus grande.

$$\frac{k}{D_j} = 5,95 Re^{-0,713} \tag{2.52}$$

L'évolution du nombre de Nusselt avec la distance radiale

Les transferts de chaleur à la paroi sont affectés par le profil de vitesse de l'écoulement. On peut donc reprendre la partition de l'écoulement, présentée précédemment, à condition de l'adapter pour considérer l'évolution de la couche limite thermique qui se développe en parallèle de l'évolution de la couche limite hydrodynamique, mais à un rythme différent [55]. Ceci donne lieu à un nouveau sectionnement de l'écoulement. Suivant le nombre de Prandtl du liquide [8], plusieurs cas sont possibles :

- Si $Pr < 1$, alors la couche limite thermique atteint la surface de l'écoulement avant la couche limite hydrodynamique ;
- Si $1 < Pr < 5,2$, c'est la couche limite hydrodynamique qui atteint la surface de l'écoulement en premier ;
- Si $Pr > 5,2$, alors la couche limite thermique n'atteint jamais la surface de l'écoulement [32].

Le fait que la couche limite thermique atteigne la surface de l'écoulement change la température de surface du film liquide. Avant qu'elle n'atteigne la surface, la température du fluide à l'extérieur de la couche limite est considérée comme constante et égale à la température du jet liquide. Cette partition suivant le nombre de Prandtl donne des solutions différentes suivant les cas, données dans l'article de Liu *et al.* [32], mais ces solutions sont très proches les unes des autres. Ainsi, l'ordre dans lequel les couches limites atteignent la surface de l'écoulement a une influence en général négligeable sur les transferts thermiques à la paroi. Les évolutions radiales du nombre de Nusselt obtenues par les mêmes auteurs avec des jets laminaires ainsi que d'autres, obtenues par Stevens *et al.* [1] avec des jets turbulents, ne montrent pas de réelle influence des régions de l'écoulement avant l'apparition de la turbulence. En ce qui concerne les échanges entre le film liquide et le plenum gazeux, ils sont négligés dans toutes les études théoriques [2, 25].

8. Le nombre de Prandtl de l'eau est compris entre 2 et 13 tandis que le nombre de Prandtl de l'acier liquide et de l'UO_2 (corium oxyde) est inférieur à l'unité.

Les études de Liu *et al.* [32] et Lienhard [31] se concentrent sur les échanges avec une paroi à travers laquelle la densité de flux thermique est imposée. Tant que l'écoulement reste laminaire, les profils de température et de vitesse sont liés par l'équation (2.53). Lienhard [31] indique que l'effet du changement de température du film liquide à son interface avec le gaz environnant, lorsque la couche limite thermique a englobé tout le film, est négligeable. Donc, la température de surface peut-être prise égale à la température du jet tant que l'écoulement ne devient pas turbulent.

$$\frac{d}{dr}\int_0^{\delta_T} ru\,(T - T_j)\,dz = \frac{q_w}{\rho C_p} r \tag{2.53}$$

Dans la zone de turbulence, la loi thermique du mur est utilisée – Éq. (2.54). Aucune précision n'est donnée par Liu *et al.* [32] ou Lienhard [31] sur l'obtention de la température de surface du liquide $T_{l,surf}$. Le nombre de Nusselt local est déterminé via la vitesse maximale locale du fluide, sa hauteur et le coefficient de friction sont rappelés dans la section précédente.

$$St = \frac{q_w}{\rho C_p u_{max}\,(T_w - T_{l,surf})} = \frac{C_f/2}{1,07 + 12,7\,(Pr^{2/3} - 1)\,\sqrt{C_f/2}} = f(C_f, Pr) \tag{2.54}$$

L'ensemble des corrélations de Nusselt préconisées par Lienhard [31] sont reproduites dans le tableau 2.1. Lors d'essais pour reproduire les courbes de Nusselt en fonction de la distance radiale rapportée par Liu *et al.* [32], les nombres de Nusselt obtenus en zone 1 et 2 ne se raccordaient pas bien avec ceux obtenus via la corrélation de transition entre ces deux zones.

Plusieurs auteurs [32, 1] notent une augmentation du nombre de Nusselt concomitante à la transition du film vers la turbulence. Un tel exemple est donné en figure 2.5. Cette figure est extraite de l'article de Liu *et al.* [32]. Cette influence semble plus prononcée pour des fluides ayant un grand nombre de Prandtl. Cela est cohérent avec le fait que la turbulence a un impact moindre sur les transferts de chaleur lors de l'impact de jets de métaux liquides, du fait de leur meilleure conductivité thermique [25].

Le dernier phénomène influençant les échanges thermiques est celui du ressaut hydraulique circulaire, discuté précédemment. Son effet dépend, en partie, du nombre de Prandtl. Pour des fluides très visqueux, lorsque la dissipation visqueuse ne peut pas être négligée, il y aura échauffement local au niveau du ressaut. Sinon, le ressaut en lui-même n'a pas d'influence. Les échanges thermiques après un ressaut hydraulique se dégradent, car la vitesse de l'écoulement se réduit fortement [1].

Région	Extension spatiale	Nu
Zone 1	$0 \leqslant \frac{r}{D_j} < 0,787$	$0,745 Re^{1/2} Pr^{1/3}$
Transition : zones 1->2	$0,787 < \frac{r}{D_j} < 2,23$	$\left(\frac{\frac{27}{80} RePr \frac{r}{\delta}}{\frac{1}{2}\left(\frac{r}{D_j}\right)^2 - 0,2535} \right)^{1/3}$
zone 2	$2,23 < \frac{r}{D_j} < \underbrace{0,1773 Re^{1/3}}_{r_0}$	$0,632 Re^{1/2} Pr^{1/3} \left(\frac{D_j}{r}\right)^{1/2}$
zone 3	$\underbrace{0,1773 Re^{1/3}}_{r_0} < \frac{r}{D_j} < \underbrace{1200 Re^{-0,422}}_{r_t}$	$\frac{0,407 Re^{1/3} Pr^{1/3} \left(\frac{D_j}{r}\right)^{2/3}}{\left[0,1713\left(\frac{D_j}{r}\right)^2 + \frac{5,147}{Re}\frac{r}{D_j}\right]^{2/3}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{r}{D_j}\right)^2 + C_3\right]^{1/3}}$ $C_3 = \frac{0,267 (D_j/r_0)^{1/2}}{\left[0,1713 (D_j/r_0)^2 + (5,147 r_0/ReD_j)\right]^2 Re^{1/2}} - \frac{1}{2}\left(\frac{r_0}{D_j}\right)^2$
zone 4	$\underbrace{1200 Re^{-0,422}}_{r_t} < \frac{r}{D_j} < \underbrace{28600 Re^{-0,68}}_{r_h}$	$Nu_{zone3}(r_t) + \left[Nu_{zone5}(r_h) - Nu_{zone3}(r_t)\right] \frac{r - r_t}{r_h - r_t}$
zone 5	$\frac{r}{D_j} > \underbrace{28600 Re^{-0,68}}_{r_h}$	$Nu = \frac{8 RePr f(C_f, Pr)}{49\left(hr/D_j^2\right) + 28 (r/D_j)^2 f(C_f, Pr)}$ $f(C_f, Pr) = \frac{C_f/2}{1,07 + 12,7\left(Pr^{2/3} - 1\right)\sqrt{C_f/2}}$ $C_f = 0,073 \left(\frac{r}{D_j Re}\right)^{1/4}$ $\frac{h(r)}{D_j} = \frac{0,02091}{Re^{1/4}}\left(\frac{r}{D_j}\right)^{5/4} + C_2 \left(\frac{D_j}{r}\right)$ $C_2 = 0,1713 + \frac{5,147}{Re}\left(\frac{r_t}{D_j}\right) - \frac{0,02091}{Re^{1/4}}\left(\frac{r_t}{D_j}\right)^{1/4}$
zone 5	$\frac{r}{D_j} > \underbrace{28600 Re^{-0,68}}_{r_h}$; $Pr >> 1$	$Nu = 0,0052 Re^{3/4} \frac{D_j}{h}\left(\frac{D_j}{r}\right)^{3/4}\left(\frac{Pr}{1,07 + 12,7\left(Pr^{2/3} - 1\right)\sqrt{C_f/2}}\right)$

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des corrélations préconisées par Lienhard [31] avec prise en compte des *errata*.

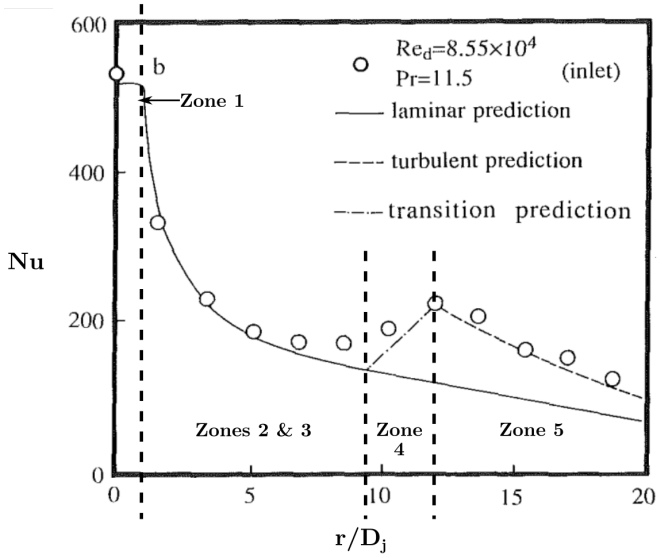

FIGURE 2.5 – Exemple d'évolution du nombre de Nusselt en fonction de la distance radiale à l'impact présentée par Liu *et al.* [32].

Pour une paroi maintenue à une température constante, les transferts thermiques à l'extérieur de la zone de stagnation ont été étudiés dans le cas laminaire par Chaudhury [2]. Cet article est le seul que nous ayons trouvé, traitant du transfert thermique entre un jet liquide à surface libre impactant une paroi maintenue à une température constante en-dehors du point de stagnation et de la zone de couche limite. C'est la raison pour laquelle sont reproduits ici les éléments clefs de ces travaux. Chaudhury [2] s'est appuyé sur les développements de Watson [27]. Il ne considère que deux régions, la région de croissance de couche limite et la zone de similarité. Le nombre de Prandtl est supposé supérieur à l'unité, de façon à ce que la couche limite thermique n'atteigne pas la surface avant la couche limite hydrodynamique, ce qui n'est pas le cas des métaux liquides.

Dans la zone de croissance de couche limite, la température et la vitesse sont approximées selon la méthode de Von Kármán-Pohlhausen, c'est-à-dire par des polynômes de degré 4 – Éq. (2.55) & Éq. (2.56). Dans ces équations, δ désigne l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique – Éq. (2.57) – et δ_T l'épaisseur de la couche limite thermique.

$$T - T_j = (T_s - T_j)\left(1 - 2\eta_T + 2\eta_T^3 - \eta_T^4\right) \quad avec \quad \eta_T = \frac{z}{\delta_T} \tag{2.55}$$

$$u = V_j\left(2\eta - 2\eta^3 + \eta^4\right) \quad avec \quad \eta = \frac{z}{\delta} \tag{2.56}$$

$$\delta^2 = \frac{420}{37}\frac{\nu r}{V_j} \tag{2.57}$$

Le flux thermique transféré à travers la couche limite est donné par l'équation (2.58) – bilan thermique.

$$\frac{d}{dr}\left[\int_0^{\delta_T} ru\,(T-T_j)\,dz\right] = -\frac{\nu r}{Pr}\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} \tag{2.58}$$

L'application des équations (2.55) et (2.56) à l'équation (2.58) donne l'équation (2.59). L'épaisseur de la couche limite est alors déterminée en résolvant cette dernière équation. Le flux en $z = 0$ est obtenu par dérivation de la température selon z.

$$\left(\frac{\delta_T}{\delta}\right)^2\left[\frac{2}{15}\frac{\delta_T}{\delta} - \frac{3}{140}\left(\frac{\delta_T}{\delta}\right)^3 + \frac{1}{180}\left(\frac{\delta_T}{\delta}\right)^4\right] = \frac{37}{135}\frac{1}{Pr} \tag{2.59}$$

La résolution du problème dans la zone de similarité requiert l'utilisation de fonctions hypergéométriques. L'équation (2.60) donne le flux thermique. Les valeurs des A_p sont calculées à l'aide de l'équation (2.61).

$$q = -k_l\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} = -\frac{\left(3\sqrt{3}\right)\left(-\frac{1}{2}\right)!\left(-\frac{4}{3}\right)!k_l V_j D_j^2 \alpha_1 r}{8\pi\nu\left(r_2^3 + l_c^3\right)}\sum_{p=0}^{\infty} A_p \frac{\lambda^{-[(1+2p)(1+3p)/Pr]-1}}{\left(p-\frac{1}{2}\right)!\left(-p-\frac{4}{3}\right)!} \tag{2.60}$$

$$\alpha_1 = 1,402$$

$$\frac{A_p}{T_j - T_s} = \frac{\left(2p+\frac{5}{6}\right)\left(p-\frac{1}{2}\right)!\left(p-\frac{1}{6}\right)!}{\pi p!\left(p+\frac{1}{3}\right)!}\int_0^1 \left.\frac{T-T_s}{T_j-T_s}\right|_{r=r_{c2}} (1-\gamma)^{-1/2}\,F_G\left(-p, \tfrac{5}{6}+p; \tfrac{1}{2}; 1-\gamma\right)d\gamma \tag{2.61}$$

$$\eta_T(\gamma, r) = \frac{1}{\alpha_1}\frac{\delta(r)}{\delta_T(r)}\int_0^{\sqrt[3]{\gamma}} \left(1-s^3\right)^{-1/2} ds \tag{2.62}$$

La détermination de λ par l'intermédiaire de l'équation (2.63) nécessite la donnée d'une longueur caractéristique – l_c – due au développement de la couche limite, ainsi que d'une position pour laquelle le profil de température est connu, r_{c2}. r_{c2} peut être choisi égal à la position radiale pour laquelle la couche limite englobe tout le film – Éq. (2.64). Chaudhury [2] stipule que cette distance correspond à celle pour laquelle le débit provenant du jet passe dans la couche limite, ce qui est l'argument présenté plutôt. Néanmoins, l'expression rapportée dans son article est différente – Éq. (2.64). La valeur de l_c est obtenue en raccordant la hauteur de liquide dans les deux zones – Éq. (2.65).

$$\lambda(r) = \frac{r^3 + l_c^3}{r_{c2}^3 + l_c^3} \tag{2.63}$$

D_j (mm)	$2,2$	$4,1$	$5,8$	$8,9$
$\frac{r_t}{D_j}$	$5,0$	$2,5$	$1,75$	$0,9$

TABLE 2.2 – Positions radiales adimensionnées de la transition vers la turbulence observée par Stevens *et al.* [1]. Le liquide utilisé était de l'eau.

$$r_{c2} = r_0 = 0,1215 D_j \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/3} Re^{1/3} \approx 0,1412 D_j Re^{1/3} \tag{2.64}$$

$$l_c = 0,279 D_j \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/3} Re^{1/3} \tag{2.65}$$

Pour les jets turbulents à l'impact, l'évolution des transferts thermiques avec la position radiale est moins bien décrite [31]. Lienhard [31] indique que pour de tels jets on constate une réduction rapide des transferts thermiques entre la fin de la zone de stagnation et le début de la transition vers la turbulence. Ensuite, le coefficient d'échange convectif montre un plateau, voire une augmentation. L'augmentation est d'autant plus probable, et forte, que le nombre de Reynolds est grand. Plus loin, h décroît de nouveau du fait du ralentissement du fluide. La décroissance est accélérée si le film liquide génère des éclaboussures dues aux instabilités à sa surface. Pour des jets initialement turbulents, la position de la zone de départ de gouttes est donnée par l'équation (2.16).

Stevens *et al.* [1] donnent des valeurs pour les positions des différentes transitions. La fin de la zone de stagnation est bien définie – Éq. (2.32) : $\frac{r_{stag}}{D_j} = 0,75$. Ce qui est cohérent avec une laminarisation de l'écoulement dans la zone de stagnation. Néanmoins, la valeur de la position radiale adimensionnée de transition vers la turbulence varie avec le diamètre du jet. Les données de Stevens *et al.* [1] sont reproduites dans le tableau 2.2. Dans la zone de transition entre la zone de stagnation et la zone de turbulence, Stevens *et al.* [1] développent une corrélation par diamètre de jet. Les paramètres a et b sont disponibles dans le tableau 2.3.

$$\frac{Nu(r)}{Nu_{stag}} = a e^{b(r/D_j)} \tag{2.66}$$

2.2.4 Fonte d'un solide par convection forcée

On s'intéresse, dans cette partie, à l'effet de la fonte sur les transferts par convection forcée entre un solide et un liquide s'écoulant parallèlement à sa surface, le solide et le liquide étant de même nature. Le changement de phase couple fortement l'hydrodynamique du fluide s'écoulant aux échanges de chaleur. Toutefois, on peut avancer un résultat général avant toute mise en équation. La fonte réduit systématiquement les

D_j (mm)	$2,2$	$4,1$	$5,8$	$8,9$
a	$1,15$	$1,34$	$1,48$	$1,59$
b	$-0,23$	$-0,41$	$-0,56$	$-0,70$

TABLE 2.3 – Paramètres des corrélations de Stevens *et al.* [1] pour l'évolution du nombre de Nusselt entre la zone de stagnation et la zone de transition vers la turbulence. Le liquide utilisé était de l'eau.

transferts de chaleur à la paroi [56], comparés au cas identique sans fonte. Plusieurs approches ont été proposées pour la prendre en compte.

Yen et al. [56] ont étudié le phénomène théoriquement en considérant une plaque plane au-dessus de laquelle s'écoule un fluide en régime laminaire. La température du fluide loin de la plaque est constante et égale à $T_{l,0}$. Ils considèrent une géométrie 2D. x est la variable de position dans la direction parallèle à la paroi, tandis que z est celle selon la normale. Ils font l'hypothèse que la vitesse tangentielle dans la couche limite évolue linéairement avec l'éloignement de la plaque – Éq. (2.67). La surface de la plaque est à sa température de changement de phase, $T_{s,f}$. Le changement majeur, par rapport à la théorie classique de la couche limite, est que la vitesse verticale du fluide ne peut plus être négligée. Le profil de vitesses horizontales étant linéaire [9] en z, on obtient une vitesse verticale constante dans la couche limite – Éq. (2.68) – et l'équation de l'énergie devient l'équation (2.69). Sachant que le solide est à sa température de fonte, on peut déterminer la vitesse verticale du liquide produit par liquéfaction, notée ici $V_{f,l}$, par égalité du flux thermique de chaque côté de la paroi. Il est important de noter que cette vitesse n'est pas la vitesse de fonte du solide, qui est celle qu'on peut enregistrer expérimentalement, car cette dernière est la vitesse de déplacement de l'interface solide / liquide qu'on notera ici V_f. Ces deux vitesses sont liées par l'équation (2.70) qui est la condition de saut sur la masse [17, 57]. On obtient alors la relation (2.71) pour la vitesse de fonte V_f. L désigne ici la chaleur latente de fusion du solide.

$$u = Cz \tag{2.67}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \implies v = v(z=0) = V_{f,l} \tag{2.68}$$

$$Cz\frac{\partial T}{\partial x} + V_{f,l}\frac{\partial T}{\partial z} = \alpha\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{2.69}$$

$$V_f \rho_s = V_{f,l}\rho_l \tag{2.70}$$

$$V_{f,l} = \frac{k_l}{L\rho_s}\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} \tag{2.71}$$

9. z est la coordonnée représentant l'éloignement à la plaque.

L'équation (2.69) est alors résolue par une méthode itérative dont on va donner les grands éléments, sans toutefois entrer dans le détail. Elle consiste à trouver une solution de l'équation (2.69) en posant $V_f = 0$, puis à évaluer V_f à l'aide de l'équation (2.71). Cette valeur de V_f est alors réinjectée dans l'équation (2.69) et une nouvelle valeur de la vitesse de fluide due à la fonte est trouvée. On continue ainsi jusqu'à ce que la valeur de V_f converge. La suite des profils de température est donnée par les équations (2.72) à (2.74). En notant N la valeur de n pour laquelle la procédure a convergé, on obtient une valeur pour V_f – Éq. (2.75). α est la diffusivité thermique. Γ est la variable réduite de position : $\Gamma = \left(\frac{C}{9\alpha x}\right)^{1/3} z$.

$$\frac{T^0 - T_{s,f}}{T_{l,0} - T_{s,f}} = \frac{\int_0^\Gamma e^{-\lambda^3} d\lambda}{a_0} \quad ; \quad a_0 = \int_0^\infty e^{-\lambda^3} d\lambda \tag{2.72}$$

$$\frac{T^1 - T_{s,f}}{T_{l,0} - T_{s,f}} = \frac{\int_0^\Gamma e^{-\lambda^3 + \frac{C_{p,l}\left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{L} \frac{\lambda}{a_0}} d\lambda}{a_1} \quad ; \quad a_1 = \int_0^\infty e^{-\lambda^3 + \frac{C_{p,l}\left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{L} \frac{\lambda}{a_0}} d\lambda \tag{2.73}$$

$$\frac{T^n - T_{s,f}}{T_{l,0} - T_{mp}} = \frac{\int_0^\infty e^{-\lambda^3 + \frac{C_{p,l}\left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{L} \frac{\lambda}{a_{n-1}}} d\lambda}{a_n} \quad ; \quad a_n = \int_0^\infty e^{-\lambda^3 + \frac{C_{p,l}\left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{L} \frac{\lambda}{a_{n-1}}} d\lambda \tag{2.74}$$

$$V_{f,l} = \frac{k_l \left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{a_N \rho_s L} \left(\frac{C}{9\alpha x}\right)^{1/3} \tag{2.75}$$

Pour avoir une idée de l'effet de la fonte, on peut former un nombre de Nusselt [56] et le comparer au cas sans fonte. On obtient la relation (2.76).

$$\frac{Nu_{avec\ fonte}}{Nu_{sans\ fonte}} = \frac{Nu_f}{Nu_0} = \left(\frac{a_0}{a_N}\right)^{4/3} \tag{2.76}$$

Dans un article de 1973, Griffin [57] présente une analyse plus complète du problème. Il prend en compte les profils de vitesse et de température dans les couches limites correspondantes, ainsi que l'influence de la température initiale du solide. Il introduit des notations pratiques et utilisées pour modéliser la fonte lors de l'impact d'un jet [3] – discutée plus tard. L'auteur applique une condition de saut sur l'enthalpie à la surface fondante – Éq. (2.77). L'équation (2.78) est une forme adimensionnée de l'équation (2.77). Ste_s et Ste_l sont les nombres de Stefan du côté solide et du côté fluide. l_c est une longueur caractéristique quelconque. Il en déduit des expressions pour la vitesse verticale du liquide due à la fonte – Éq. (2.79) – ainsi que pour le nombre de Nusselt local – Éq. (2.80). δ^{**} est un paramètre caractérisant la répartition de la température dans la couche

limite. On voit apparaître un nouveau nombre adimensionnel B, propre à la fonte, qui n'est autre qu'une combinaison des nombres de Stefan du côté liquide et solide [58].

$$q_l = k_l \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0^+} = V_{f,l}\rho_l \left[L + c_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)\right] \tag{2.77}$$

$$\left.\frac{\partial T^*}{\partial z^*}\right|_{z^*=0^+} = Pe\xi\left(\frac{1 + Ste_s}{Ste_l}\right) \tag{2.78}$$

$$T^* = \frac{T - T_{s,f}}{T_{l,0} - T_{s,f}}, \quad z^* = \frac{z}{l_c}, \quad \xi = \frac{v}{V}$$

$$Pe = \frac{V l_c \rho_l C_{p,l}}{k_l}, \quad Ste_s = \frac{C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)}{L}, \quad Ste_l = \frac{C_{p,l}\left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{L}$$

$$\xi = a_1 B\left[\frac{\delta_t^{**}}{2a_1\left(1+B\right)Pe_x}\right]^{1/2} \tag{2.79}$$

$$Nu_x = \frac{hx}{k_l} = \left[\frac{a_1}{2\left(1+B\right)}\delta_t^{**} Pe_x\right]^{1/2} \tag{2.80}$$

$$a_1 = \frac{3}{B}\left(\sqrt{1 + \frac{4}{3}B} - 1\right), \qquad B = \frac{Ste_l}{1 + Ste_s}, \qquad Pe_x = \frac{V x \rho_l C_{p,l}}{k_l}$$

Le nombre de fonte B est particulièrement important. Il peut être exprimé de la manière suivante.

$$B = \frac{C_{p,l}\left(T_{l,0} - T_{s,f}\right)}{L + C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)} \tag{2.81}$$

Les approches présentées ici utilisent la théorie de la couche limite. Tien *et al.* [59] décrivent deux autres approches. Elles ont en commun que le gradient de pression n'est pas pris en compte et les propriétés du fluide sont considérées constantes. Nous nous intéressons ici à la première d'entre elles. L'hypothèse y est faite que les résistances aux transferts se concentrent dans une fine couche de liquide stagnante. Les processus sont supposés unidimensionnels et en régime permanent. La température initiale du solide n'est pas prise en compte. On obtient un rapport de coefficient d'échange convectif – Éq. (2.82). Ce rapport fait intervenir le nombre de Stefan du fluide. Un résultat similaire est donné par Epstein – Éq. (2.83) [60, 58] qui ne le prouve pas. Il procède par analogie. Cette relation utilise le nombre de fonte introduit par Griffin [57], plus adapté à l'étude du processus de liquéfaction.

$$\frac{h_f}{h_0} = \frac{ln(1 + Ste_l)}{Ste_l} \tag{2.82}$$

$$\frac{Nu_f}{Nu_0} = \frac{ln(1 + B)}{B} \tag{2.83}$$

Epstein *et al.* [58] affirment aussi que le nombre de Prandtl a un effet d'autant plus prononcé – sur le rapport des nombres de Nusselt – qu'il est petit.

Tien *et al.* [59] exposent les résultats provenant de la théorie de pénétration qui suppose que les transferts sont dus au balayage de la surface solide par des vortex produits par un écoulement turbulent. Ils donnent un rapport de coefficients d'échange convectif – Éq. (2.84).

$$\frac{h_f}{h_0} = \frac{1}{(1-erf(\phi))exp\left(\phi^2\right)} \qquad avec \qquad (1-erf(\phi))\sqrt{\pi}\phi exp\left(\phi^2\right) = -Ste_l \tag{2.84}$$

Un dernier résultat est cité par Tien *et al.* [59]. Ils ne donnent aucun détail si ce n'est que c'est une étude analytique utilisant des méthodes intégrales, et l'attribue à Merk [61].

$$\frac{h_f}{h_0} = \left[\frac{1-\frac{89}{127}s+\frac{19}{434}s^2}{1-\frac{1}{2}s+\frac{1}{4}s^2}\left(1+\frac{1}{2}s\right)^5\right]^{\frac{1}{4}} \qquad avec \qquad s = -2-\frac{3}{Ste_l}\left(1+\frac{4}{3}Ste_l\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.85}$$

Les différentes approches sont comparées graphiquement par Tien *et al.* [59]. Le graphique est reproduit en figure 2.6. On note que pour $Ste < 1$ les différentes méthodes donnent des résultats proches et la réduction des transferts thermiques dus à la fonte est faible. Tien *et al.* indiquent que, pour des écoulements laminaires, les résultats issus de la théorie de la couche limite sont ceux à utiliser. En-dehors des écoulements laminaires, il est difficile de distinguer quelle est la meilleure approche. Les différentes analyses donnent des résultats qui s'éloignent à mesure que le nombre de Stefan liquide augmente.

2.2.5 Ablation due à l'impact d'un jet

Du fait de la complexité des phénomènes mis en jeu, l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide a le plus souvent été traitée de façon expérimentale. Toutes les études expérimentales rencontrées ne s'intéressent qu'aux transferts thermiques dans la zone de stagnation. Il existe quelques études théoriques, toujours centrées sur ce qui se passe dans la zone de stagnation, ainsi que quelques résultats de simulations. La présentation de ces différents travaux est l'objet de la présente section.

Études expérimentales

Plusieurs stratégies ont été mises en place expérimentalement pour étudier le phénomène. En ce qui concerne les travaux effectués dans le domaine du nucléaire, deux approches ont été explorées. La première consiste à considérer la vitesse d'ablation comme

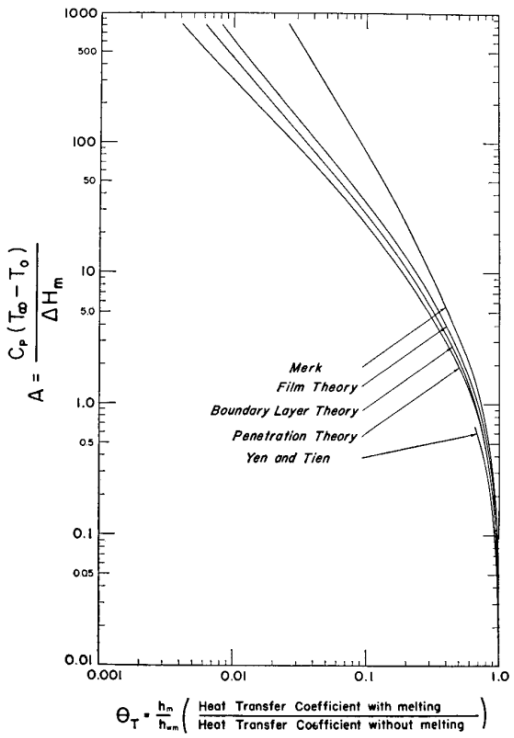

FIGURE 2.6 – Comparaison de l'évolution du nombre de Stefan du côté fluide en fonction de la réduction du coefficient d'échange convectif prévue par plusieurs auteurs – Tien *et al.* [59].

constante et à mesurer le temps que met un jet liquide à percer une plaque solide. La deuxième, moins répandue, se base sur la réponse de thermocouples [14, 62].

L'étude la plus proche du sujet de la présente étude est celle de Sato *et al.* [13]. Dans leur article, les auteurs présentent deux séries de tests. Pour la première, un jet d'étain impacte une plaque d'étain initialement à température ambiante ; le jet étant porté à une température [10] comprise entre 350 ^oC et 500 ^oC, ce qui correspond à un nombre de Prandtl variant entre $0,0095$ et $0,011$. Les diamètres de jet étudiés étaient de 10 mm, 20 mm et 30 mm. Pour la seconde série, c'est un jet d'acier inoxydable [11] ayant une température comprise entre 1 600 ^oC et 1 700 ^oC et donc, un nombre de Prandtl entre $0,17$ et $0,20$, d'un diamètre de 10 mm ou 20 mm, qui impacte perpendiculairement une plaque du même matériau à température ambiante.

Leur objectif était d'obtenir une corrélation expérimentale ayant la même forme que celles obtenues lors de l'étude des transferts thermiques par convection forcée, c'est-à-dire du type de l'équation (2.86), avec C, n et m des constantes. Pour ce faire, un coefficient d'échange thermique effectif – h_{eff} – et un nombre de Nusselt – Nu_f – sont définis tels qu'ils permettent d'écrire la relation (2.87), avec q la densité de flux thermique à la paroi solide. Les nombres de Nusselt, Reynolds et Prandtl considérés sont ceux calculés avec les propriétés du jet à l'impact.

$$Nu = CRe^n Pr^m \qquad avec \qquad Re = \frac{V_j D_j \rho_j}{\mu_j}, \quad et \quad Pr = \frac{\mu_j C_{p,j}}{k_j} \tag{2.86}$$

$$q = h_{eff}\left(T_{j,0} - T_{s,f}\right) \qquad Nu_f = \frac{h_{eff} D_j}{k_j} \tag{2.87}$$

Ils obtiennent la valeur de h_{eff} en effectuant un bilan thermique et en considérant la condition de saut sur l'enthalpie – Éq. (2.88). V_f est la vitesse de fonte du solide obtenue en divisant l'épaisseur de la plaque par le temps nécessaire pour avoir percement.

$$h_{eff}\left(T_{j,0} - T_{s,f}\right) = V_f \rho_s \left[L + C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)\right] \tag{2.88}$$

Il est possible de transformer l'équation précédente pour faire apparaître le nombre de fonte B.

$$\rho_s V_f = \frac{h_{eff}}{C_{p,j}} \underbrace{\frac{C_{p,j}\left(T_{j,0} - T_{s,f}\right)}{L + C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)}}_{B}$$

On constate que la vitesse d'ablation est proportionnelle à B. Il est aussi possible d'adimensionner la relation précédente et faire apparaître le nombre de Stanton : $St = \frac{h}{\rho_j V_j C_{p,j}}$.

10. La température de fusion de l'étain est de 232 ^oC.
11. Acier inoxydable 316 L, liquidus 1440 ^oC.

$$\frac{\rho_s V_f}{\rho_j V_j} = \frac{h_{eff}}{C_{p,j}\rho_j V_j} B$$

$$\frac{\rho_s V_f}{\rho_j V_j} = StB \tag{2.89}$$

Sato *et al.* [13] rapportent la corrélation suivante, pour $Pr \in [0,0095 - 0,20]$ et $Re \in \left[4,1 \cdot 10^4 - 4,9 \cdot 10^5\right]$:

$$Nu_f = 0,0152 Re^{0,92} Pr^{0,8} \tag{2.90}$$

Il rapportent aussi la relation suivante.

$$V_f = 0,0152 \frac{\rho_j C_{p,j} \left(T_{j,0} - T_{s,f}\right) V_j Re^{-0,08} Pr^{-0,2}}{\rho_s \left[L + C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)\right]} \tag{2.91}$$

Que l'on peut retrouver de la manière suivante :

$$V_f = \frac{\rho_j}{\rho_s}\frac{h_{eff}}{C_{p,j}\rho_j} B = \frac{\rho_j}{\rho_s C_{p,j}\rho_j} Nu_f \frac{k_j}{D_j} B = \frac{\rho_j}{\rho_s \cancel{C_{p,j}}\cancel{\rho_j}} \frac{\cancel{k_j}}{\cancel{D_j}} \frac{Nu_f}{RePr} \underbrace{\frac{\cancel{\rho_j} V_j \cancel{D_j}}{\cancel{\mu_j}}}_{Re} \underbrace{\frac{\cancel{\mu_j} \cancel{C_{p,j}}}{\cancel{k_j}}}_{Pr} B$$

$$V_f = \frac{\rho_j}{\rho_s} V_j \frac{Nu_f}{RePr} B$$

L'équation peut être réécrite de manière à faire apparaître le nombre de fonte B.

$$\frac{V_f}{V_j} = 0,0152 \frac{\rho_j}{\rho_s} B Re^{-0,08} Pr^{-0,2} \tag{2.92}$$

On constate alors que la vitesse d'ablation ne dépend que faiblement des nombres de Reynolds et de Prandtl, mais qu'elle est proportionnelle à la vitesse du jet, au rapport des densités du fluide et du solide et au nombre de fonte.

Lors de ces expériences, le rapport entre l'épaisseur de la plaque et le diamètre du jet était toujours inférieur ou égal à 10. Malgré cela, des réductions de vitesses d'ablation ont été observées et attribuées au « pool-effect » [12], pour les plus grands rapports d'épaisseur de plaque sur le diamètre du jet. La corrélation donnée – Éq. (2.90) – englobe l'ensemble des résultats obtenus ; or dans les faits, il y a deux séries d'expériences et pour chacune d'elles, le nombre de Prandtl est quasiment fixe. De plus, ils reconnaissent que si les deux séries sont étudiées séparément, alors ils trouvent que l'exposant sur le Reynolds vaut $0,8$ pour les tests avec de l'étain, et $1,0$ pour les tests avec des jets d'acier inoxydable.

12. Le « pool-effect » a été identifié et nommé pour la première fois par Saito *et al.* [9] (1990).

Une analyse similaire a été conduite par Saito *et al.* [9] dans le but d'étudier l'ablation d'une structure par un jet lorsqu'il y a formation d'une croûte. Ces tests ont été effectués en utilisant du NaCl à des températures comprises entre 900 ^oC et 1 100 ^oC comme matériau pour le jet dont le diamètre était compris entre 10 mm et 30 mm. La plaque était en étain. Le nombre de Reynolds était compris entre $6,8{\cdot}10^4$ et $3,46{\cdot}10^5$ et le nombre de Prandtl entre $0,75$ et $1,22$. Ils en déduisent la corrélation (2.93). Dans cet article, les auteurs réinterprètent les résultats d'un papier d'Epstein *et al.* [20] – Éq. (2.94) – pour lui donner une forme semblable à l'équation (2.86). Epstein *et al.* considèrent l'effet de la croûte d'un point de vue théorique dans le cas d'un jet laminaire.

Pour $Pr \in [0,75 - 1,22]$ et $Re \in \left[6,8 \cdot 10^4 - 3,46 \cdot 10^5\right]$ Saito *et al.* [9] obtiennent :

$$Nu_f = 0,0033RePr \quad \Leftrightarrow \quad Nu_f = 0,0033\frac{V_j D_j \rho_j C_{p,j}}{k_j} = 0,0033Pe \quad \Leftrightarrow \quad St = 0,0033 \tag{2.93}$$

L'équation obtenue par Saito *et al.* [9] en réinterprétant l'étude d'Epstein *et al.* [20] est la suivante.

$$Nu_f = 0,55\sqrt{2}Re^{0,5}Pr^{0,35} \qquad Pr > 0,5 \tag{2.94}$$

Saito *et al.* [9] expliquent les exposants plus élevés, et l'absence de la viscosité – Éq. (2.93) – de leur corrélation du fait de la nature turbulente des jets dans leurs essais expérimentaux. Toutefois, la turbulence du jet ne devrait pas beaucoup influencer sur les transferts, car le gradient de pression au point d'impact a tendance à laminariser l'écoulement. Moxon [15] attribue cette augmentation à la rugosité de la croûte sur laquelle s'écoule effectivement le jet. Cette interprétation est cohérente avec les travaux présentés plus tôt [25]. Cette explication est reprise dans un rapport de Sehgal *et al.* [62]. Des résultats expérimentaux y sont décrits et les auteurs affirment que l'écoulement devient toujours turbulent pour des profondeurs d'ablation supérieures au diamètre du jet. Même si le système eau / glace ne forme pas de croûte comme les systèmes étudiés par Saito *et al.* [9], Sehgal *et al.* [62] affirment que la corrélation (2.93) peut être appliquée aux système eau / glace et eau / glace d'eau salée. Ils considèrent que le transfert de masse dû à la fonte se fait par l'intermédiaire de petits vortex qui creusent localement la surface solide, la rendant rugueuse. Ils préconisent donc l'utilisation de corrélations de la forme $Nu = CPe$. Toutefois, lors des tests interprétés par Sehgal *et al.* [62], des thermocouples étaient insérés dans le solide, sur l'axe du jet. Leur présence a pu perturber le jet dans sa zone de stagnation et rendre la couche limite turbulente dès la zone de stagnation.

Gilpin [51] présente des résultats d'ablation de glace par un jet d'eau vertical dirigé vers le haut. Pour un même nombre de Reynolds du jet, deux modes distincts d'ablation sont observés. Le premier se rencontre lorsque le bloc impacté est lisse. Les vitesses

d'ablation constatées sont inférieures à celles obtenues pour le second régime, qui apparaît lorsqu'une indentation a été effectuée au point d'impact du jet. Il rapporte les corrélations suivantes pour les deux différents modes d'ablation : l'équation (2.95) pour le cas sans indentation, et l'équation (2.96) avec. Cependant, il est à noter que c'est le nombre de Reynolds au niveau de la buse qui est utilisé et que les propriétés de l'eau sont calculées à 0 ^oC. La température du jet d'eau était de 25 ^oC, 40 ^oC, ou 60 ^oC. L'état de surface de la paroi impactée semble donc être primordial dans l'étude de l'ablation d'un bloc solide par un jet liquide.

$$Nu_f = 0,4Re^{0,65} \tag{2.95}$$

$$Nu_f = 0,17Re^{0,8} \tag{2.96}$$

L'étude de Yen *et al.* [63] est similaire. La température du jet d'eau y varie entre $17,5$ ^oC à 56 ^oC, deux diamètres de buse ont été utilisés, $0,159$ cm et $0,238$ cm ; les extremums en nombres de Reynolds sont 6 000 et 40 000. Le nombre de Prandtl est compris entre $3,49$ et $7,48$. Le premier constat est que les parois du bloc de glace, après essai, étaient verticales et lisses comme pour le deuxième mode d'ablation décrit par Gilpin [51]. Ils donnent la corrélation (2.97). Elle semble en adéquation avec ce que rapporte Sehgal *et al.* [62] en ce qui concerne l'utilisation du nombre de Péclet. Toutefois, un rapide calcul effectué à l'aide de la figure représentant, au sein de l'article, la variation de Nu/Pr en fonction de Re, montre que l'exposant du Reynolds devrait être plus proche de $0,5$ que de 1. Un exposant de 1 a été postulé pour le nombre de Prandtl.

$$Nu_f = 0,88Re^{0,94}Pr \tag{2.97}$$

Mise en équation du problème

En ce qui concerne la mise en équation, Swedish *et al.* [3] préconisent l'utilisation de la relation (2.83) en conjonction avec la corrélation (2.46) de Sitharamayya *et al.* [24] lorsque le solide et le liquide composant le jet sont de même nature. Aucune justification n'est donnée pour le choix de corrélation de Nusselt sans fonte. Cette approche nécessite de faire l'hypothèse que le liquide provenant de la fonte se mélange sans problème avec le liquide du jet. Elle est légitime lorsque le liquide et le solide sont totalement miscibles. Lorsque ce n'est pas le cas, comme lors de l'impact d'un jet d'eau chaude sur des paraffines [18] ou pour l'étude de l'entrée d'un corps dans l'atmosphère [17], il faut prendre en compte la couche de liquide provenant du solide.

Pour analyser le cas pour lequel la couche de solide fondu doit être étudiée en tant que telle [17, 3], l'écoulement est scindé en trois parties – *cf.* fig. 2.7. La première, en partant de la surface solide, correspond à la couche de liquide provenant de la fonte ; elle est traitée comme une couche limite. La deuxième est la couche limite se développant à partir de l'interface avec la couche précédente dans l'écoulement de fluide impactant. La

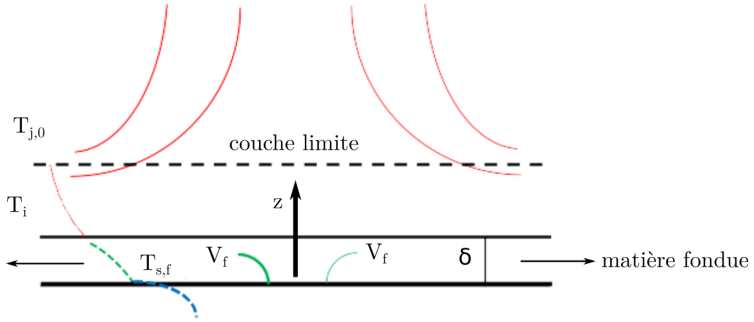

FIGURE 2.7 – Adaptation du schéma explicatif donné par Swedish *et al.* [3]. La zone observée se situe sur l'axe du jet au point d'impact avec le solide.

dernière est l'écoulement du fluide dans la partie de la zone de stagnation se trouvant en dehors de la couche limite. Loin de la paroi, c'est un écoulement potentiel autour d'un point de stagnation. Le premier à avoir fait cette analyse est Roberts [17]. Dans son article, il s'intéresse à l'étude de l'entrée d'un corps de glace dans l'atmosphère. C'est donc l'analyse de l'écoulement d'un gaz, et celui du solide fondu, autour du point de stagnation. Il étudie un système en régime quasi permanent et quasi infini. La dérivation est trop fastidieuse pour être reproduite ici en détail. On se contentera de donner les grandes lignes.

Il constate que la couche de liquide écrante le solide et réduit les transferts – jusqu'à 46 % dans son cas d'étude. La couche liquide a deux effets. Le premier est une réduction de la force motrice des échanges thermiques, car la température de l'interface entre le liquide et le gaz du jet est supérieure à la température de fonte du solide. Le second provient du fait que le liquide dans la couche de fonte induit une résistance aux transferts. On peut, en reprenant la dérivation de Roberts, écrire la relation (2.98). On voit alors que la densité de flux thermique provenant du fluide se répartit en trois contributions. Tout d'abord, le solide est amené à sa température de fusion, puis il est fondu, et la couche liquide est amenée à une température moyenne de mélange [64], c'est l'apparition de ce dernier terme qui traduit l'échauffement de la couche liquide qui augmente la résistance aux transferts thermiques de l'ensemble.

$$q = -\left[C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right) + L + C_{p,l}\left(T_{mélange} - T_{s,f}\right)\right] V_f \rho_s \tag{2.98}$$

$$T_{mélange} = \frac{\int_0^\delta \rho_l u T dy}{\int_0^\delta \rho_l u dz} \tag{2.99}$$

Dans leur étude Swedish *et al.* [3] résolvent les équations de la couche limite pour un écoulement axisymétrique autour d'un point de stagnation. Comme pour l'étude de Roberts [17] l'écoulement est découpé en trois zones décrites en figure 2.7. Les équations de Navier-Stokes et celle de l'énergie sont écrites pour chaque zone. En dehors des couches limites ($z \to \infty$), la vitesse du fluide selon la parallèle à la paroi (u) est proportionnelle à la distance radiale au point de stagnation. Swedish *et al.* [3] considèrent que la constante de proportionnalité peut être estimée selon $C \approx V_j/D_j$. L'équation de continuité permet d'exprimer la vitesse (v) selon la normale à la paroi.

$$z \to \infty \ : \quad u = Cr, \quad v = -2Cz \tag{2.100}$$

L'effet de la fusion sur la vitesse verticale du fluide est confiné à l'épaisseur du film de liquide provenant de la fonte. Ainsi, cette vitesse verticale est liée au flux thermique par le biais de la condition de saut d'enthalpie au niveau de l'interface solide / liquide. Elle est supposée nulle à l'interface entre les deux fluides. L'évolution du gradient de pression, selon la distance radiale au point de stagnation, est supposée identique dans tout l'écoulement. De cette hypothèse découle la relation (2.101). Elle permet d'obtenir le gradient de vitesse radiale dans la couche de fonte – ici noté C_f.

$$C_f = \left(\frac{\rho}{\rho_f}\right)^{1/2} C \tag{2.101}$$

La résolution dans les couches limites passe par l'utilisation de variables réduites définies comme suit.

$$\eta = \sqrt{\frac{2C}{\nu}} z, \quad u = Cr\frac{df(\eta)}{d\eta}, \quad v = -\sqrt{2C\nu} df(\eta) \tag{2.102}$$

La fonte fixe la valeur de la fonction f dans la couche de liquide provenant de la fonte. Il vient alors l'équation suivante :

$$f_f(0) = -\frac{V_{f,l}}{\sqrt{2C_f\nu_f}} \tag{2.103}$$

Il est à noter que dans leur article, Swedish *et al.* [3] semblent assimiler la vitesse de fonte du solide à la vitesse verticale du fluide à l'interface ; or il faut prendre en compte la condition de saut sur la masse – Éq. (2.70) – pour passer de la vitesse du fluide à la vitesse de fonte du solide.

Le reste du développement est classique pour un écoulement de couche limite autour d'un point de stagnation. Pour faciliter la résolution, en plus d'utiliser le nombre de fonte B, ils définissent les nombres adimensionnels rapportés en (2.104). Il est alors possible de résoudre le système numériquement de manière itérative par essai / erreur. Différentes valeurs sont testées pour $f''(0)$, qui représente les contraintes à la paroi, jusqu'à ce que la

condition $f'(\infty) = 1,0$ soit remplie ; c'est-à-dire jusqu'à ce qu'on retrouve l'écoulement potentiel non perturbé loin de la surface solide – Éq. (2.100).

$$\begin{aligned} B &= \frac{C_{p,f}\left(T_{j,0}-T_{s,f}\right)}{L+C_{p,s}\left(T_{s,f}-T_{s,0}\right)} \;;\quad \epsilon = \sqrt{\frac{\rho}{\rho_f}} \\ A &= \sqrt{\left(\frac{\rho_f}{\rho}\right)^{1/2}\frac{\nu_f}{\nu}} \;;\quad b = \frac{k_f}{k}\sqrt{\left(\frac{\rho}{\rho_f}\right)^{1/2}\frac{\nu}{\nu_f}} \end{aligned} \tag{2.104}$$

Il est aussi possible de supposer que la couche provenant de la fonte est mince. Les termes inertiels dans les équations de Navier-Stokes et de l'énergie sont alors négligeables. L'effet de la couche de fonte est approximativement la même que celle d'une paroi solide. $f''(0)$ peut être calculé et vaut $0,9277$. Ils déduisent de ces hypothèses l'équation (2.105). Elle relie un second nombre de fonte – Y, Éq. (2.106) – à une épaisseur de film adimensionnelle – y, Éq. (2.107) – et à une température de jet adimensionnelle – X, Éq. (2.109). Dans ces expressions apparaît aussi le gradient de température au niveau de la paroi – Éq. (2.110) – avec une dépendance au nombre de Prandtl en puissance 1/3 similaire à ce qui est rapporté plus haut pour des transferts laminaires au point de stagnation. L'épaisseur de film issu de la fonte δ est écrite η_δ sous forme adimensionnelle.

$$f''(0)y^2\left[1+\frac{1}{3}\frac{Aby}{\Pi'(0)f''(0)}\right] = \frac{2X}{1+y} = Y\sqrt{2} \tag{2.105}$$

$$Y = -\sqrt{2}A\left[\frac{\Pi'(0)}{b}\right]^2 f_f(0) \Leftrightarrow Y = \left(\frac{k}{k_f}\right)^2\left(\frac{\nu_f}{\nu}\right)\left(\frac{\rho_f}{\rho}\right)\Pi'(0)^2\frac{V_{f,l}}{\sqrt{C\nu}} \tag{2.106}$$

$$y = \frac{\Pi'(0)}{b}\eta_\delta \tag{2.107}$$

$$\eta_\delta = \delta\left(\frac{2C_f}{\nu_f}\right)^{1/2} \tag{2.108}$$

$$X = \left[\frac{\Pi'(0)}{b}\right]^3\frac{AB}{Pr_f} \Leftrightarrow X = \left(\frac{k}{k_f}\right)^2\left(\frac{\nu_f}{\nu}\right)\frac{\Pi'(0)^3}{Pr}\frac{C_p\left(T_{j,0}-T_{s,f}\right)}{L+C_{p,s}\left(T_{s,f}-T_{s,0}\right)} \tag{2.109}$$

$$\Pi'(0) = 0,553Pr^{1/3} \tag{2.110}$$

Si le profil de vitesse est supposé linéaire dans la couche de liquide provenant de la fonte, le second terme entre crochets de l'équation (2.105) peut être négligé devant 1. Il est alors possible d'écrire l'équation (2.111). La résolution de cette équation permet d'obtenir la vitesse de fonte adimensionnelle Y – Éq. (2.106). Il faut ensuite appliquer la

condition de saut sur la masse – Éq. (2.70) – pour obtenir la vitesse de fonte du solide, ce que les auteurs ont omis de préciser.

$$X = \frac{Y}{\sqrt{2}}\left[1 + \left(\frac{Y\sqrt{2}}{f''(0)}\right)^{1/2}\right] \Leftrightarrow X = \frac{1}{2}f''(0)\,(1+y)\,y^2 \tag{2.111}$$

Après résolution, la température de l'interface peut être obtenue à l'aide de l'équation (2.112). Si l'influence de la température sur les propriétés physiques des fluides considérés est importante, il est possible de les évaluer à $T = \frac{1}{2}\left(T_i + T_{s,f}\right)$ pour le liquide de fonte, et à $T = \frac{1}{2}\left(T_i + T_{j,0}\right)$ pour la couche limite du côté du jet. Les comparaisons avec les résultats expérimentaux présentées par les auteurs semblent concluantes.

$$\frac{T_i - T_{s,f}}{T_{j,0} - T_{s,f}} = \frac{y}{1+y} \tag{2.112}$$

Furutani *et al.* [18] commentent de manière éclairante l'article de Swedish *et al.* [3]. Si l'on suppose que la présence du film liquide provenant de la fonte a un effet négligeable sur les transferts thermiques, le second terme entre crochets de l'équation (2.111) peut aussi être négligé. Alors, l'équation (2.111) devient :

$$X = \frac{Y}{\sqrt{2}} \tag{2.113}$$

Le nombre de Nusselt est proportionnel à la vitesse de fonte, selon les équations (2.87) et (2.88). Le nombre Y définit par Swedish *et al.* [3] est aussi proportionnel à la vitesse de fonte. Donc, le nombre de Nusselt est proportionnel au nombre Y. Furutani *et al.* [18] définissent un nombre de Nusselt réduit $\tilde{Nu}$, qui est le ratio du nombre de Nusselt obtenu en considérant la présence d'une couche de liquide dû à la fonte, entre la paroi solide et le liquide provenant du jet – Éq. (2.111) –, et celui obtenu en négligeant l'impact de la couche de liquide provenant de la fonte – Éq. (2.113).

$$\tilde{Nu} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\sqrt{2}}{f''(0)}Y\right)^{1/2}} \tag{2.114}$$

Pour de grandes valeurs de X, on peut négliger le premier terme entre crochets devant le second dans l'équation (2.111) et on obtient :

$$\tilde{Nu} = 0,847X^{-1/3} \tag{2.115}$$

Nous avons reproduit en figure 2.8 l'évolution du nombre de Nusselt réduit en fonction de X donnée par Furutani *et al.* [18].

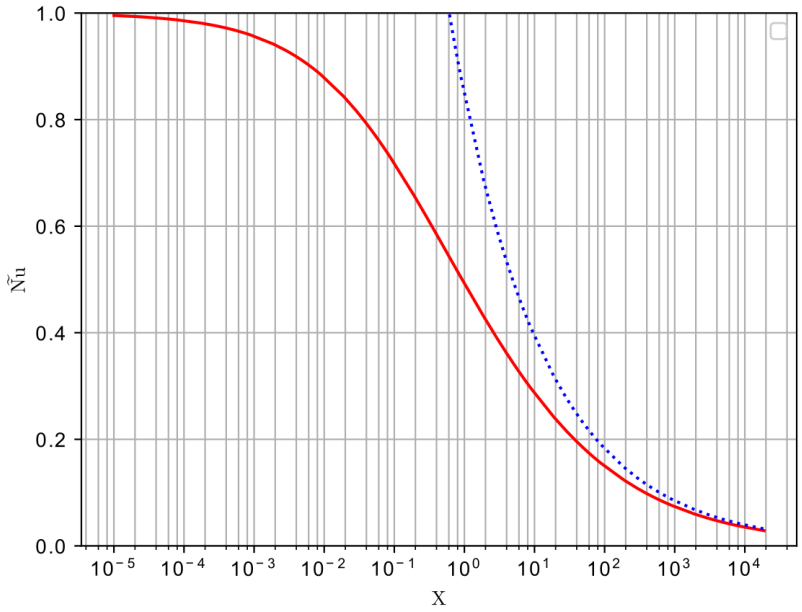

FIGURE 2.8 – Évolution du nombre de Nusselt réduit, défini par Furutani *et al.* [18], avec le nombre X défini par Swedish *et al.* [3]. La courbe continue rouge a été obtenue en utilisant la relation (2.114), la seconde, en pointillés bleus, a été obtenue en utilisant l'équation (2.115).

Furutani *et al.* [18] donnent la corrélation suivante pour le cas où l'influence de la couche de liquide provenant de la fonte du solide est négligeable. Il est intéressant de noter sa ressemblance à celle obtenue par Saito *et al.* [9] pour rendre compte des résultats d'Epstein *et al.* [20] – Éq. (2.94).

$$Nu = 0,553\sqrt{2}Re^{1/2}Pr^{1/3} \tag{2.116}$$

Simulations numériques

Les simulations numériques du problème de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide sont assez rares et – du fait de la complexité du système – doivent être interprétées avec précaution. On peut toutefois citer le travail de Lipsett *et al.* [29, 65] qui ont modélisé l'impact d'un jet laminaire sur un bloc de glace. Pour représenter l'écoulement, ils utilisent la méthode des éléments finis en considérant un écoulement potentiel dans le jet et un écoulement en film traité comme une couche limite. Ils ne donnent aucune comparaison avec des expériences. Le coefficient d'échange thermique présente un maximum à la distance radiale correspondant à la bordure du jet.

D'autres simulations prenant en compte la turbulence ont été menées par Li *et al.* [66, 67]. Pour inclure la turbulence, ils ont mis en œuvre les méthodes LES (*Large Eddy Simulation*) et MPS (*Moving Particule Semi-implicit*). Un exemple de résultats de simulations obtenu par Li *et al.* [67] est disponible en figure 2.9. La surface solide dans la zone de stagnation prend, dans leurs simulations, une forme de "W" comme prédit pour un jet laminaire avec un profil de vitesse uniforme. Les auteurs compare les temps de percements rapportés par Sato *et al.* [13] à leur simulations au sein d'une figure ici reproduite : fig. 2.10. L'évolution de la profondeur d'ablation en fonction du temps qu'ils obtiennent est cohérente avec les données de Sato *et al.* [13]. Cependant, il n'est pas assuré que leur méthode permette de prévoir la transition vers le « pool-effect », ou de simuler l'ablation durant ce régime. Ils ne montrent aucune simulation pour laquelle du liquide retombe dans la cavité.

2.3 Entraînement de gaz par un jet libre

Lors du « pool-effect », nous avons constaté expérimentalement l'entraînement de gaz au sein de la cavité remplie de liquide par le jet. Il nous semble donc judicieux d'évoquer ici ce sujet.

Les trois paramètres principaux influençant l'entraînement de gaz par un jet liquide plongeant dans un bain du même liquide sont : la longueur du jet, sa vitesse et ses corrugations de surface.

Lorsqu'un jet lisse pénètre un bain de liquide, un ménisque se forme et l'écoulement dans le bain est similaire à celui d'un jet submergé. Pour les jets de viscosité supérieure

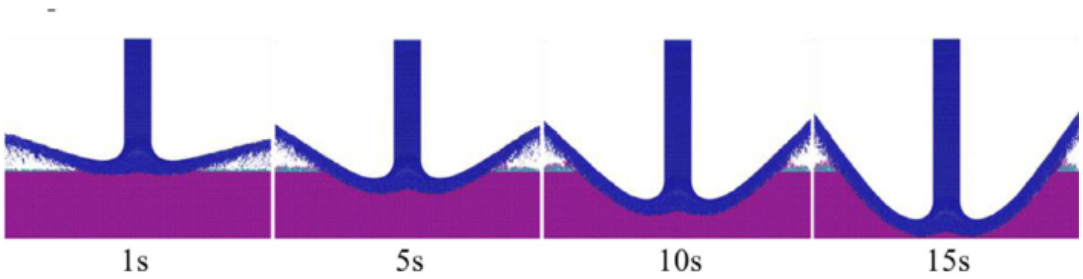

FIGURE 2.9 – Exemple de résultats de simulation de l'ablation d'une plaque en acier au carbone par un jet d'acier inoxydable obtenu par Li *et al.* [67]. La température initiale du jet est de 2 000 K, soit 300 K au-dessus de la température de fusion de l'acier inoxydable considéré. L'acier au carbone solide est représenté en magenta. L'acier inoxydable est en bleu foncé lorsqu'il est liquide et bleu clair lorsqu'il est solide.

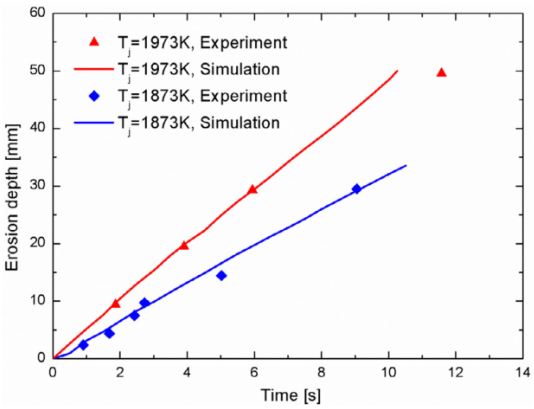

FIGURE 2.10 – Comparaison effectuée par Li *et al.* [67] entre les résultats de leurs simulations et les expériences de Sato *et al.* [13].

à $5 \cdot 10^{-3}$ $Pa.s$ [68], un film gazeux peut se former et pénétrer le bain à mesure que la vitesse du jet augmente. Pour les jets moins visqueux – jets d'eau ou de métal liquide – les instabilités aux interfaces liquide / gaz créeront des ponts entre le liquide du jet et celui du bain conduisant à la dislocation du film gazeux sous forme de bulles [69, 68, 70]. Dans ce cas, la forme du panache de bulles et la profondeur de pénétration maximale des bulles de gaz entraînées peuvent être déterminées [70]. Les bulles se dispersent en suivant un cône dont l'angle d'ouverture est constant et vaut $\alpha \approx 12,5^o$. Il est alors possible de prévoir l'évolution du diamètre du jet en fonction de sa longueur de pénétration, z. La vitesse moyenne dans une section droite du jet submergé peut alors être calculée par conservation du débit – Éq. (2.117).

$$\overline{V_j}(z) = V_{j,imp}\frac{D_{j,imp}}{D_j(z)} \tag{2.117}$$

La profondeur de pénétration maximale d'une bulle – H – correspond à la profondeur pour laquelle la vitesse du jet qui l'entraîne est égale à sa vitesse terminale. Cette vitesse terminale – V_T – dépend, dans le cas général, de la taille des bulles. Néanmoins, dans les courbes donnant la vitesse terminale en fonction du diamètre de bulle, un minimum indépendant des propriétés des fluides en présence existe pour $V_T = 0,22\ m.s^{-1}$ [70]. Il est possible d'utiliser cette valeur pour une première approche, car la profondeur ainsi prédite correspondra à un changement visible dans le comportement du panache de bulles. La profondeur maximale peut être évaluée à l'aide de l'équation (2.118). Clanet *et al.* [70] rapportent la formule (2.119) prenant en compte les fluctuations de vitesse dues à la turbulence. α est l'angle d'ouverture du cône occupé par le panache de bulles.

$$\frac{H}{D_{j,imp}} \approx 10,25V_{j,imp} \tag{2.118}$$

$$\frac{H}{D_{j,imp}} = \frac{1+tan(\alpha)}{2tan(\alpha)}\frac{V_{j,imp}}{V_T} \tag{2.119}$$

Pour les jets présentant des corrugations de surface, le mécanisme d'entraînement est différent. De l'air est piégé dans les ondulations de surface du jet. Elles déforment la surface du bain liquide par impacts successifs [71, 68, 72]. McKeogh *et al.* [71] indiquent que pour les jets modérément corrugués le jet entraîne, en plus du gaz piégé dans l'espace entre ces oscillations de surface, une partie de la couche limite du côté gaz. Au contraire, pour les jets présentant de fortes oscillations le jet entraîne moins de gaz que le volume compris entre les corrugations. Ils donnent pour limite entre ces deux régimes, la condition (2.120). Dans cette expression, ϵ désigne la différence entre le rayon maximal du jet – épaissi de l'amplitude d'une corrugation – et le rayon du jet s'il n'était pas perturbé.

$$\left(\frac{\epsilon}{D_j}\right)^2 + \frac{\epsilon}{D_j} = \frac{1}{2} \tag{2.120}$$

À mesure que le jet pénètre plus profondément dans le gaz, les oscillations de surface sont amplifiées et la couche limite côté gaz s'épaissit. Ainsi, apparaît l'influence de la hauteur de chute du jet. Notamment, pour les jets corrugués la profondeur maximale de pénétration du panache de bulles dépend de la longueur du jet. Biù [68] indique que l'effet de la longueur du jet cesse d'être important pour $l/D_j > 20$. Il rapporte l'équation suivante pour la profondeur de pénétration maximale.

$$H = 2,1 V_j^{0,775} D_{j,0}^{0,67} \tag{2.121}$$

Un autre effet de la longueur du jet provient de sa rupture. Si le jet impacte la surface liquide sous forme de succession de gouttes, le débit de gaz entraîné chute drastiquement [71].

Les jets plongeants induisent une grande agitation dans le bain liquide impacté. Biù [68] rapporte qu'il est possible de considérer comme parfaitement agité un volume égal à V_{pa} – Éq. (2.122) – au sein du bain liquide.

$$V_{pa} = 30 H^3 \tag{2.122}$$

L'entraînement de gaz ne commence réellement qu'à partir d'une certaine vitesse de jet à l'impact appelée vitesse minimale d'entraînement. Pour les jets laminaires visqueux, elle est bien définie, tandis que pour les jets turbulents sa détermination est plus délicate. Elle dépend du niveau de turbulence du jet [68]. Pour des jets présentant des nombres de Reynolds entre 8 et 1 500, des masses volumiques entre 846 $kg.m^{-3}$ et 1 246 $kg.m^{-3}$ des viscosités entre $0,03$ $N.m^{-1}$ et $0,063$ $N.m^{-1}$ Biù [68] rapporte la corrélation suivante.

$$We_j = \frac{\rho_j V_e^2 D_j}{\sigma_j} = 10 Re^{0,74} \tag{2.123}$$

Pour des jets turbulents débouchant de tubes cylindriques dont la longueur est égale à $59,6$ fois le diamètre, et un diamètre de $1,78$ mm, Biù [73] obtient des vitesses minimales d'entraînement entre $1,2$ $m.s^{-1}$ et $2,4$ $m.s^{-1}$. Dans son étude, Biù [68] donne deux critères d'intérêt permettant de déterminer la vitesse minimale d'entraînement de gaz pour des jets turbulents. Le premier porte sur le nombre de Weber du jet – Éq. (2.124). Sa détermination s'est fait avec des buses dont le ratio longueur sur diamètre était inférieur à 8. Le jet était composé d'eau ou de solutions de glycérol présentant des viscosités comprises entre 2 $mPa.s$ et $3,4$ $mPa.s$.

$$We_j = 400 \tag{2.124}$$

Le second critère – Éq. (2.125) – a été déterminé pour des ratios longueur sur diamètre inférieurs à 3, mais pour des diamètres de buses supérieurs à 7 mm. La longueur du jet

était comprise entre 1 et 100 diamètres de buse. Il fait intervenir la longueur de chute du jet.

$$V_e = 1,4 \left(\frac{l}{D_{j,0}} \right)^{0,164} \tag{2.125}$$

Dans le contexte de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide, l'entraînement de gaz peut se rencontrer lors du « pool-effect ». Il est à noter que dans ce cas le bain liquide n'est pas infini. La cavité confine la géométrie, ce qui peut changer la dynamique du bain liquide. Il n'est donc pas assuré que les résultats présentés soient utilisables dans notre cas.

2.4 Conclusions

Le phénomène d'ablation d'une paroi solide par un jet liquide n'est, à l'heure actuelle, pas totalement résolu. Pour pouvoir l'appréhender, il faut commencer par maîtriser la phénoménologie de l'impact d'un jet liquide sur une plaque solide, ainsi que les transferts thermiques associés. Notamment, pour aborder la problématique de l'apparition du « pool-effect », on ne peut faire l'économie de maîtriser l'évolution radiale du film liquide se développant à la suite de l'impact du jet. Avec le passage au « pool-effect », des changements drastiques dans les processus de transferts sont observés – remplissage de la cavité, entraînement de gaz.

Les études expérimentales portant sur les échanges thermiques dus à l'impact d'un jet se sont focalisées sur le cas où la densité de flux thermique à la paroi était maintenue constante ; or lors de l'ablation, c'est la température de paroi qui est constante. Ainsi, ces études ne peuvent donner que des indications qualitatives. Il existe quelques études théoriques étudiant le cas où la paroi est maintenue à température constante, mais elles demandent une vérification expérimentale.

L'ablation a surtout été étudiée expérimentalement. Ces études aboutissent à l'établissement de corrélations dont l'utilisation est le plus souvent restreinte au cas étudié. Il existe des travaux théoriques, mais ils se sont concentrés sur la zone de stagnation. Quelques études numériques ont été menées, mais les résultats ne donnent que des indications sur ce qui peut se passer.

Lors de cette étude bibliographique, plusieurs phénomènes ont été mis en lumière et sont d'une importance primordiale pour la compréhension de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide. Ainsi, hydrodynamiquement, la turbulence est le phénomène qui, semble-t-il, aura le plus d'effet. Donc, il faut, pour pouvoir interpréter les résultats d'expériences, garder à l'esprit que l'écoulement peut être laminariser à l'impact, mais que cet effet peut-être contrecarré par une rugosité de surface. Aussi, le film liquide

peut devenir turbulent à mesure qu'il s'écoule sur la surface solide. Dans le but de ne pas introduire de nouveaux effets dans l'étude, il faut garder à l'esprit qu'un profil de vitesse non-uniforme à l'impact du jet modifie les transferts de chaleur dans la zone de stagnation.

Parmi les différentes transitions hydrodynamiques décrites, le ressaut hydraulique circulaire est un candidat à l'explication de l'effondrement du film liquide dans la cavité.

Enfin, l'agitation induite dans un bain liquide lorsqu'y plonge un jet entraînant du gaz peut donner des éléments de compréhension, à la différence de comportement d'ablation entre avant et après l'effondrement du film liquide.

Du fait de la complexité de modélisation des différents mécanismes physiques mis en jeu lors de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide, nous nous sommes concentrés sur des considérations physiques plus globales et moins détaillées pour appréhender les phénomènes d'importance, tout en s'inspirant de ce qui a été présenté ici.

3. Dispositif expérimental

Table des matières

3.1 Système physique étudié et représentativité 57
3.1.1 Type d'ablation 58
3.1.2 Forme du jet 58
3.1.3 Propriétés physiques du jet 59
3.1.4 Influence de la température initiale du solide 60
3.1.5 Localisation du front d'ablation 61
3.1.6 Comparaison *a priori* des essais HAnSoLO et JIMEC 61
3.1.7 Conclusions 62
3.2 Installation HAnSoLO 63
3.2.1 Objectifs 63
3.2.2 Hydraulique 63
3.2.3 Mesures optiques 68
3.2.4 Bloc de glace transparente 69
3.2.5 Visualisation 72
3.2.6 Conclusions 78
3.3 Présentation des essais réalisés et incertitudes 78

3.1 Système physique étudié et représentativité

Dans cette partie nous comparons le système eau / glace transparente étudié, à ce qui peut être rencontré en situation accidentelle dans un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium (RNR-Na).

Dans le cadre du projet européen ESFR-SMART, dans lequel le présent projet de thèse s'inscrit, deux études étaient prévues pour l'ablation d'un bloc solide par un jet liquide. La première est l'objet du projet de thèse. Le système eau / glace y a été utilisé pour simuler l'ablation. La seconde concerne des essais prototypiques utilisant le couple jet / solide impacté : acier 304 / acier 304. Ces essais ont été réalisés au KIT. Des discussions ont été menées avec les équipes du KIT lors de la définition de ces essais

pour permettre des comparaisons fructueuses. Ces essais intitulés JIMEC constituent une base de comparaison exploitée durant l'analyse de nos résultats. Une description des essais et des résultats obtenus est disponible en annexe E. Une description plus détaillée est disponible dans un rapport rédigé conjointement entre le LEMTA et KIT pour le projet européen [74].

3.1.1 Type d'ablation

La situation accidentelle est schématisée en figure 1.1. Les différentes possibilités d'interactions ont été discutées dans la section 2.1 – *cf.* figure 2.1. Le corium se compose de combustible nucléaire et de métal provenant des éléments de structure fondus en situation d'accident grave. Les deux phases peuvent ségréguer et se relocaliser sur le récupérateur séparément. Le résultat d'interaction dépend donc de la composition du récupérateur. Une option réaliste pour préserver sa tenue au sodium est qu'il soit métallique, soit en acier 316L, soit en Molybdène. Les propriétés de ces matériaux sont consignées en annexe A. La température de fusion de l'acier est 1 675 K et celle du molybdène de 2 896 K. La température de fusion du corium oxyde étant supérieure à 3 000 K [75] – *cf.* annexe A.5 pour ses propriétés – on peut donc s'attendre à une ablation avec formation d'une croûte solide au point d'impact, isolant thermiquement le matériau du récupérateur du jet. Si c'est la phase métallique du corium qui atteint le récupérateur il n'y aura pas de formation de croûte et les échanges se feront directement entre le solide et le liquide provenant du jet. Si le récupérateur est en acier, il y aura ablation. Du fait de la température de fusion du molybdène, on pourrait s'attendre à une interaction sans ablation à l'arrivée d'un jet de corium métallique. Néanmoins, comme le montre le diagramme de phase rapporté en annexe A il forme avec l'acier un eutectique à bas point de fusion (1 450 ^oC). La situation est alors la même que pour un récupérateur en acier.

Les blocs de glace utilisés dans l'installation HAnSoLO étant à une température proche de 0 ^oC, il n'y a pas de formation de croûte au point d'impact pendant l'ablation. Du point de vue de la phénoménologie d'ablation le système eau / glace est *a priori* représentatif de l'ablation d'un récupérateur de corium métallique impacté par un jet composé de la phase métallique du corium.

3.1.2 Forme du jet

Lors de la sortie des tubes de déchargement, le corium rencontre le sodium liquide du collecteur froid. Il continue donc sa course sous la forme d'un jet submergé. Aussi, du fait de la différence de température entre le jet de corium et la température de vaporisation du sodium (1156 K [76]), il y aura génération de gaz qui pourra rester piégé sous les structures de maintien du cœur [77] (platelage). Ainsi, dans ce cas, on obtient un jet à surface libre se propageant dans un milieu tel que les contraintes tangentielles à sa surface sont négligeables [78] [1]. Par ailleurs, il pourra subir de la fragmentation, elle

1. p.408

participe à la réduction de la charge thermique subie par le récupérateur. Ce phénomène n'est pas encore bien décrit dans le cas de l'écoulement d'un jet de corium à travers le sodium du collecteur froid [79]. Dans les expériences eau / glace réalisées, le jet est libre et se propage dans de l'air de façon à ce que la fragmentation soit négligeable.

Le diamètre des tubes de déchargement, d'où sort le corium, varie entre le cœur du réacteur et leur partie débouchante. Ainsi, de [2] 17 cm, le diamètre se réduit à 8 cm puis augmente brutalement dans le sommier pour atteindre 10 cm. Il est donc supposé que le jet se formera avec un diamètre maximal de 8 cm. La différence de hauteur entre la zone de production en cœur du corium et le récupérateur est de l'ordre de 6 m. Un calcul rapide utilisant la loi de Bernoulli permet de donner un ordre de grandeur à la vitesse d'impact du jet : 10 $m.s^{-1}$. Ainsi, le nombre de Reynolds à l'impact du jet de corium sur le récupérateur serait d'environ : $Re = \rho V_j D_j / \mu_j = 1 \cdot 10^6$. Le jet est supposé turbulent au sortir des tubes de déchargement.

La hauteur entre la sortie des tubes et le récupérateur est d'environ $1,6$ m ce qui est supérieur a 6 fois le diamètre du jet. Ainsi, on peut s'attendre à ce que le profil de vitesse dans le jet soit uniforme à l'impact sur le récupérateur. Cependant, le jet peut être perturbé pendant sa chute, en particulier à cause de l'interaction avec le sodium. Néanmoins, il est difficile de prévoir comment.

Pour se rapprocher au maximum des conditions accidentelles, les expériences HAn-SoLO on été menées avec un jet libre, turbulent en sortie de buse, avec un profil de vitesse uniforme à l'impact. Les moyens d'obtention de tels jets sont donnés dans la section suivante.

3.1.3 Propriétés physiques du jet

La composition de la phase métallique du corium n'est pas exactement connue *a priori*. Elle dépend de potentiels transferts entre la phase oxyde et la phase métallique. Néanmoins, la majeure partie sera composée de l'acier de structure, fondu par le corium lors de sa formation. Cet acier est de l'acier austénitique 316 L.

Il est intéressant de comparer qualitativement les propriétés [3] du système eau / glace transparente à celles du système prototypique acier 316 L / acier 316 L. En ordre de grandeur [80, 81] la viscosité de l'eau est similaire à celle des aciers. Des différences pourraient être constatées sur l'entraînement de gaz pour des jets lisses, mais en situation accidentelle sur un RNR-Na, les jets de corium ne le seront vraisemblablement pas.

$$\mu_{eau} \approx 1 \cdot 10^{-3}\ Pa.s\ ; \quad \mu_{acier} \approx 5 \cdot 10^{-3}\ Pa.s$$

2. Distance entre 2 parois parallèles des tubes hexagonaux.

3. Les différentes propriétés de l'eau, des aciers 304 – utilisé dans l'installation JIMEC – et 316 L ainsi que d'autres matériaux utiles dans le contexte de l'étude sont consignées en annexe A.

$$\nu_{eau} \approx 1 \cdot 10^{-6}\ m^2.s^{-1}\ ; \quad \nu_{acier} \approx 6,3 \cdot 10^{-7}\ m^2.s^{-1}$$

Ces points communs permettent de s'approcher du cas « réacteur » d'un point de vue hydrodynamique. De plus, des nombres de Reynolds supérieurs à 10^5 sont envisageables avec le système eau / glace.

Les plus grosses différences entre le couple eau / glace et le couple acier / acier proviennent des propriétés thermiques. La conductivité des aciers est bien supérieure à celle de l'eau. Ainsi, le nombre de Prandtl – $Pr = \mu_j C_{p,j}/k_j$ – de l'eau est compris entre $13,18$ à $0,01\ ^oC$ et $1,73$ à $99,9\ ^oC$. La température estimée de l'acier pouvant s'écouler en situation accidentelle est de $2\ 000\ K$ [75]. Dans ces conditions, le nombre de Prandtl du jet d'acier serait d'environ $0,13$. Donc, il est possible d'être représentatif en nombre de Reynolds, mais pas en nombre de Prandtl. Lors de l'étude des transferts thermiques en convection, le nombre de Prandtl représente le ratio de la vitesse de croissance de la couche limite hydrodynamique rapportée à celle de la couche limite thermique. Ainsi, dans le cas « réacteur », la couche limite thermique atteindra en premier la surface du film liquide alors que dans notre cas ce sera l'inverse, voire elle peut ne pas toucher du tout la surface. Néanmoins, la réduction de température de surface du film liquide n'a *a priori* pas un effet prépondérant sur les transferts à la paroi selon Liu *et al.* [32]. Cependant, des coefficients d'échange convectif de 3 à 8 fois plus grands ont été observés pour des jets de nombre de Prandtl inférieurs à 1, comparés à ceux obtenus avec des liquides avec des nombres de Prandtl supérieurs à l'unité [25].

3.1.4 Influence de la température initiale du solide

Un sous refroidissement du solide peut avoir deux effets. Le premier est une période transitoire de solidification de matériau du jet sur le solide. Le second est un ralentissement de la cinétique d'ablation.

La température du récupérateur de corium au moment de la décharge du corium dépend du scénario considéré. En fonctionnement nominal, le sodium à l'entrée du cœur est à $400\ ^oC$. Le récupérateur sera à cette température sauf si de premières coulées de corium ont déjà eu lieu. Ainsi, une influence de la température initiale du solide peut être envisagée. Cependant, il a été démontré que le retard au début de l'ablation est négligeable [11, 12, 13]. Demeure le second effet qui n'influe pas sur l'analyse des transferts thermiques à l'impact, car il est pris en compte dans la condition de saut liant la vitesse de fonte et la densité de flux thermique échangée (q).

$$q = V_f \rho_s \left[L + C_{p,s} \left(T_{s,f} - T_{s,0} \right) \right]$$

La glace est sensible aux chocs thermiques. Si sa température est inférieure à $-5\ ^oC$ et qu'elle est réchauffée trop rapidement, alors elle peut éclater [16]. De plus, les expériences étant effectuées à température ambiante, le profil uniforme de température

régnant dans le bloc de glace lors de son stockage va évoluer lors de sa mise en place et au cours de l'expérience. Ainsi, la glace n'est pas adaptée à l'étude de l'influence du sous-refroidissement du solide en situation d'ablation. Nous avons donc fait le choix d'utiliser des blocs de glace à une température aussi proche que possible de 0 ^oC. La température de contact entre le jet et la glace – Éq. (2.1) – sera toujours supérieure à la température de fusion de la glace. Même si on considère que la glace est en réalité à -5 ^oC et que le jet est à 15 ^oC, on obtient une température de contact supérieure à 0 ^oC. Donc, nous avons considéré qu'il n'y avait pas de retard à l'ablation avec le système eau / glace.

Le nombre de fonte $B = \frac{C_{p,j}\left(T_j - T_{f,s}\right)}{L + C_{p,s}\left(T_{f,s} - T_{0,s}\right)}$ permet de comparer l'énergie thermique apportée par le jet à l'énergie à apporter pour faire fondre le solide. L'installation décrite plus loin permet d'utiliser de l'eau entre 20 ^oC et 80 ^oC et des blocs de glace à 0 ^oC. Lors d'un hypothétique accident nucléaire grave avec formation et relocalisation du corium au sein d'un RNR-Na, la température d'un jet d'acier serait aux alentours de 2 000 K et la température du solide varierait entre 673 K, s'il n'y a pas eu d'échauffement préalable du récupérateur, et 1 675 K s'il a été amené à sa température de fusion. Ainsi, dans notre cas : $B \in [0,25 - 1,0]$. Dans le cas « réacteur » : $B \in [0,27 - 0,95]$. Le système est donc représentatif en nombre de fonte.

3.1.5 Localisation du front d'ablation

Pour localiser le front d'ablation se déplaçant au sein d'un bloc métallique impacté par un jet d'acier, il est possible d'y inclure des thermocouples [62]. Des thermocouples de type K ne perturberont pas la mesure, car ils sont détruits dès qu'ils sont au contact de l'acier en fusion. Ils permettent alors de détecter, là où ils sont positionnés, une fonte du solide. Ainsi, on peut suivre le front d'ablation. L'approximation est d'autant meilleure que leur nombre augmente. C'est la stratégie poursuivie avec succès par KIT pour les essais JIMEC. Deux autres possibilités qui pourraient être étudiées sont l'utilisation de rayons X dans le but de localiser les zones de saut de densité [82] et l'utilisation d'ultrasons.

L'inclusion de thermocouples n'est pas applicable au cas eau / glace, car leur positionnement est beaucoup moins précis dans de la glace, qui est difficile à usiner à température ambiante, que dans un bloc d'acier. Aussi, un jet d'eau ne peut pas détruire les thermocouples. Donc, une fois découverts, ils restent en place et peuvent perturber l'écoulement, ce qui peut être à l'origine des résultats surprenants obtenus par Seghal *et al.* [62]. L'utilisation de glace transparente permet par contre d'utiliser des méthodes de mesure optique plus précises. C'est l'option que nous avons choisie.

3.1.6 Comparaison *a priori* des essais HAnSoLO et JIMEC

Les expériences HAnSoLO visent à reproduire la phénoménologie de l'ablation d'un bloc solide par un jet liquide de même nature, ce qui est représentatif de l'ablation

d'un récupérateur métallique par un jet constitué de la phase métallique du corium. Dans cette thèse, les résultats HAnSoLO sont comparés aux résultats des essais JIMEC utilisant des matériaux prototypiques dans des conditions plus proches de ce qui peut être rencontré dans la situation « réacteur ». Les essais HAnSoLO ont été réalisés en utilisant trois températures de consigne différentes (30 ^oC, 50 ^oC et 70 ^oC), cinq vitesses d'impact nominales (1, 5 $m.s^{-1}$, 2, 5 $m.s^{-1}$, 5, 0 $m.s^{-1}$, 7, 5 $m.s^{-1}$ et 10 $m.s^{-1}$) ainsi que deux diamètres de buses (6 mm et 10 mm). La glace impactée était à environ 0 ^oC. Les deux essais JIMEC ont été réalisés avec de l'acier inoxydable 304 à une température de jet d'environ 2 050 ^oC. Le bloc d'acier impacté était à température ambiante – environ 20 ^oC. Pour les deux essais, la vitesse du jet à l'impact était d'environ 5 m/s. Le diamètre du jet à l'impact était de 37 mm pour JIMEC-1 et de 24 mm pour JIMEC-2. Avec ces informations il est possible de placer les points correspondants aux essais HAnSoLO et JIMEC sur le diagramme représentant le Nusselt réduit $\tilde{N}u$ – Éq. (2.116) – en fonction de la température adimensionnelle du jet X – Éq. (2.114) – proposé par Furutani *et al.* [18]. C'est l'objet de la figure 3.1. Pour ces calculs, la température de la couche de liquide provenant de la fonte a été supposée égale à la température de fonte. La température du liquide en dehors de cette dernière a été supposée égale à la température d'impact du jet. On remarque que, dans ces conditions, les points correspondants aux essais HAnSoLO et JIMEC sont proches. Donc, si l'approche de Swedish *et al.* [3] est applicable dans notre cas et dans le cas de JIMEC, alors nos expériences sont représentatives du système acier / acier concernant la réduction de vitesse d'ablation du fait de la fonte. On constate aussi que la fonte devrait réduire substantiellement les transferts thermiques à l'impact pour les deux systèmes.

3.1.7 Conclusions

Le système eau / glace a été sélectionné pour l'installation HAnSoLO que nous allons décrire et qui a pour objectif de comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide, dans le contexte des accidents nucléaires graves. Elle est *a priori* représentative hydrodynamiquement de l'impact d'un jet de corium métallique sur un récupérateur métallique. Du fait de la différence de gamme des nombres de Prandtl, elle n'est *a priori* pas complètement représentative thermiquement. C'est la raison pour laquelle les résultats obtenus seront comparés aux résultats des deux tests JIMEC qui ont été menés à KIT avec le système acier 304 / acier 304.

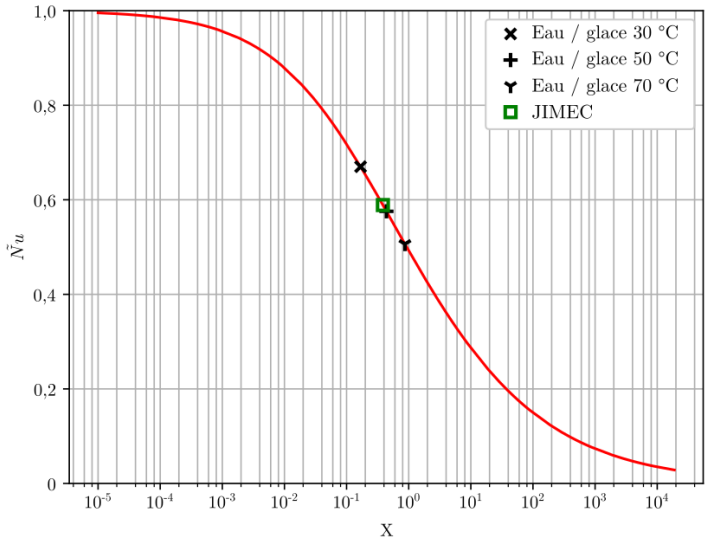

FIGURE 3.1 – Position des expériences HAnSoLO et JIMEC sur le diagramme d'évolution du nombre de Nusselt réduit présenté par Furutani *et al.* [18] en fonction de la température adimensionnelle de jet définie par Swedish *et al.* [3].

3.2 Installation HAnSoLO

3.2.1 Objectifs

Le but de ce dispositif expérimental est d'étudier l'ablation d'un bloc de glace transparente impactée par un jet d'eau chauffée. Il doit permettre la visualisation de l'évolution de la forme de la cavité au cours du temps. C'est la première fois, à notre connaissance, que de telles visualisations sont entreprises. Le diamètre et la vitesse du jet doivent se rapprocher autant que possible de la situation accidentelle dans un RNR-Na. Les plages de variation maximales des différents paramètres d'entrée du dispositif sont rassemblées dans le tableau 3.1. Elles y sont comparées aux valeurs attendues dans le cas d'ASTRID.

3.2.2 Hydraulique

Un schéma de principe de l'installation est reproduit en figure 3.2. Des photographies annotées sont disponibles en figure 3.3. De l'eau adoucie [4] est chauffée par un thermoplongeur dans un réservoir à l'air libre. Une pompe à vis excentrée – pompe à rotor excentré monobloc PCM EcoMoineau C modèle 13C12S – fait circuler le fluide dans la tuyauterie. Le débit peut être modifié grâce à un variateur – Schneider Electric Altivar

4. L'eau est adoucie pour éviter la dégradation des performances de l'installation avec le temps et faciliter le nettoyage de l'enceinte de protection après chaque essai.

	HAnSoLO		ASTRID
Valeur	Minimale	Maximale	Considérée
Vitesse du jet	$1,0\ m/s$	$10,0\ m/s$	$10,0\ m/s$
Température du jet	*Ambiante*	$80\ ^oC$	$2\ 000\ K$
Température du solide	$0\ ^oC$		$673\ K / 1\ 675\ K$
Diamètre du jet	$3,0\ mm$	$10,0\ mm$	$80,0\ mm$
Nombre de Reynolds	4 000	270 000	1 000 000
Nombre de Prandtl	$2,5$	$7,0$	$0,13$
Nombre de fonte B	$0,25$	$1,0$	$0,27/0,95$

TABLE 3.1 – Récapitulatif des conditions extrémales atteignables dans l'installation HAnSoLO, comparées aux conditions possibles dans le cas d'ASTRID. Les données pour ASTRID sont extraites d'une note de Bertrand [75]. Pour la température du solide dans le cas d'ASTRID, le cas sans échauffement préalable du récupérateur et celui où il a été ammené à sa température de fusion sont rapportés, de même pour B. Les nombres de Prandtl sont calculés à l'aide des formules données en annexe A.

31 – et un court-circuit hydraulique. Il est mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique instrumenté – Rosemount® 8732. Juste avant la zone d'impact, une vanne trois voies pilotée via le système d'acquisition / commande – dont l'interface est décrite en annexe B – permet de dévier le liquide vers le réservoir d'eau durant la mise en chauffe. Cette opération supprime les bulles d'air et met à température la tuyauterie. Avant de poursuivre l'expérience, une température stable sur l'ensemble des thermocouples de l'installation est attendue. Ils ont tous une précision de 2 K. La phase de mise en chauffe dure environ 10 min. Au début d'un test, la vanne 3 voies est commutée pour envoyer le fluide vers la buse. La distance de chute du jet entre la buse et le bloc de glace peut être modifiée. Ainsi, pour chaque test, elle a été maintenue au-dessus de 6 fois le diamètre pour s'assurer que le profil de vitesse dans le jet est uniforme [25, 26]. Elle a été mesurée pour chaque expérience. Cela permet d'évaluer la vitesse et le diamètre du jet à l'impact par application du théorème de Bernoulli – *cf.* chapitre 2 équations (2.2) et (2.3). Pour éviter les changements de température de l'eau au cours de l'expérience, elle n'est pas recyclée après impact sur le bloc de glace. Elle est récupérée dans une cuve de rétention. Le test d'ablation en lui-même a lieu dans une enceinte protectrice transparente en Polyméthacrylate de méthyle (PMMA). Elle protège les parties électriques et électroniques, ainsi que les personnes des éclaboussures d'eau chaude, ainsi que d'éventuelles déflexions inattendues du jet. Un système en double-toit permet le passage de l'air, ce qui empêche une augmentation trop rapide de l'humidité et de la température à l'intérieur de l'enceinte, tout en bloquant le passage aux éventuels jets et éclaboussures accidentels.

La longueur des buses a été fixée à 50 cm – fig. 3.4. La buse se termine par une portion cylindrique de diamètre constant et de longueur égale à 50 fois le diamètre intérieur. Dans

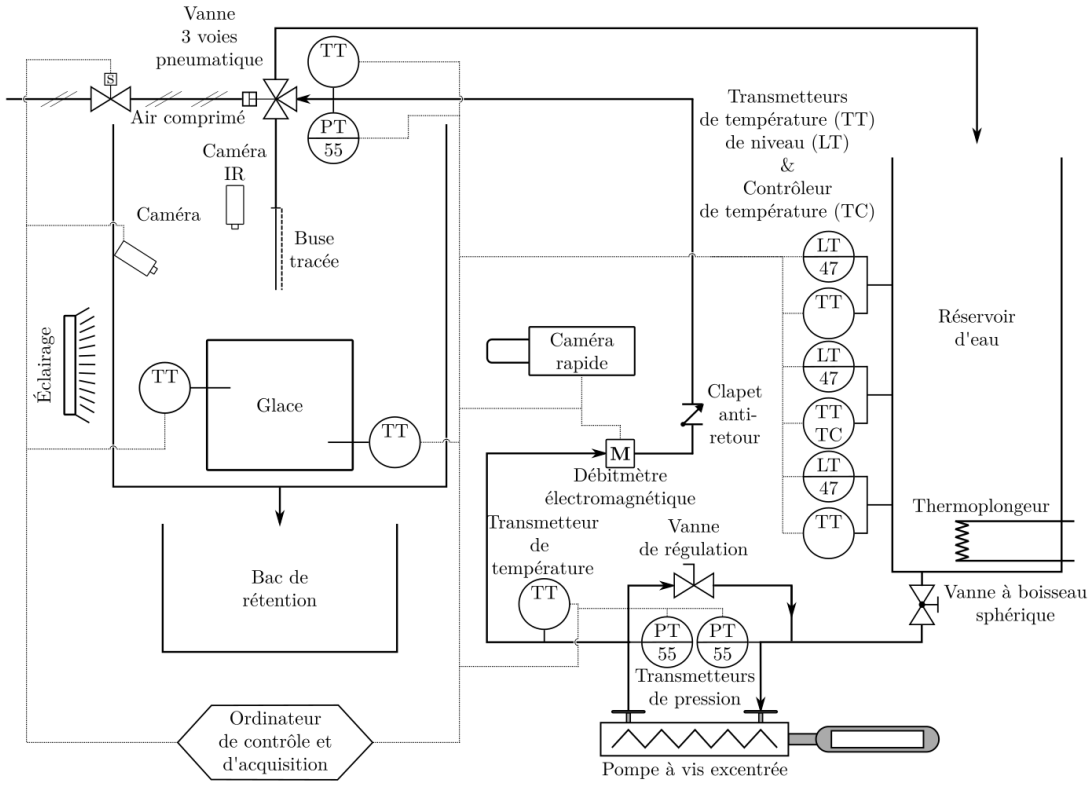

FIGURE 3.2 – Schéma du dispositif HAnSoLO. TT : Transmetteur de température. TC : Contrôleur de température. LT : Transmetteur de niveau. PT : Transmetteur de pression.

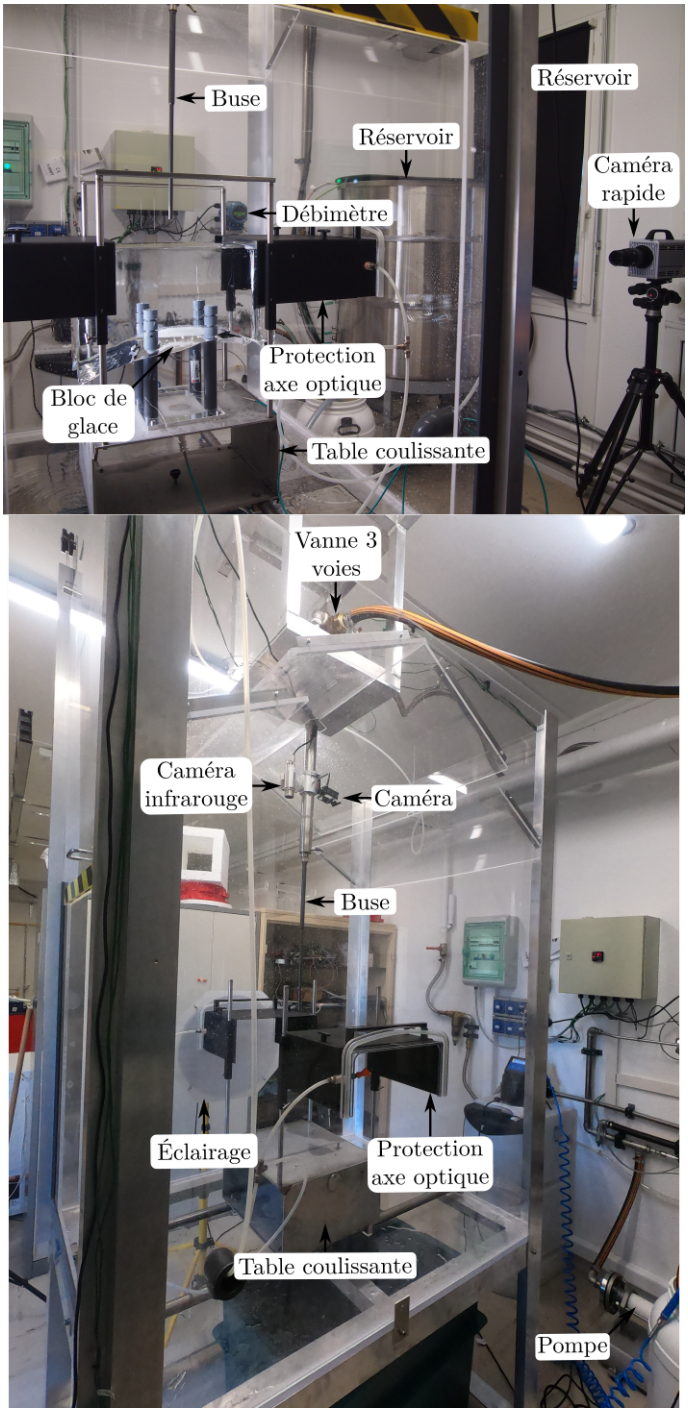

FIGURE 3.3 – Photographies annotées de l'installation HAnSoLO.

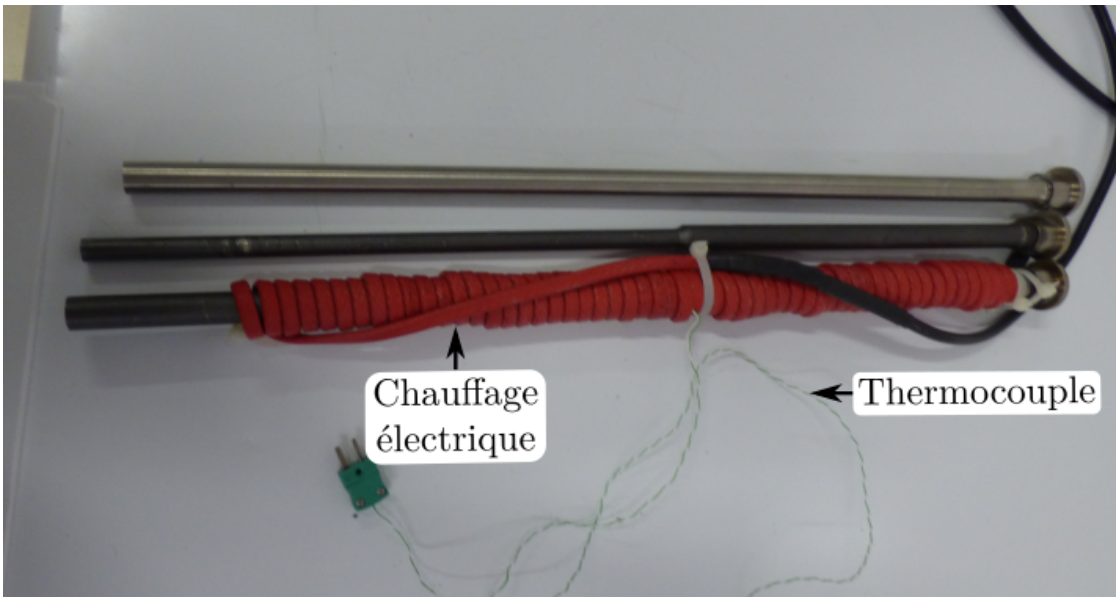

FIGURE 3.4 – Photographie annotée de buses utilisées dans HAnSoLO.

ce cas, l'intensité de la turbulence au cœur du jet est de l'ordre de 4% à 5% [31]. Le complément à 50 *cm* est constitué d'un cylindre de 1 *cm* de diamètre intérieur. Ainsi, on s'assure que le jet en sortie est totalement turbulent [83]. La précision sur le diamètre des buses est de $1 \cdot 10^{-4}$ *m*. Un chauffage électrique de la buse a été mis en place pour éviter que le jet ne perde trop d'énergie sur son trajet entre la vanne de commutation et la sortie de la buse. Par ailleurs, avant la mise en place définitive du bloc de glace, on effectue un jet préliminaire. Il permet de chasser les bulles d'air contenues dans la partie de la tuyauterie entre la vanne de commutation et la sortie de la buse. Lors de l'utilisation du court-circuit hydraulique, le débit peut ne pas être totalement identique lors de la recirculation et lorsqu'il sort de la buse. Cette opération permet d'apporter une correction.

Même après avoir apporté une correction, le débit à la commutation n'est pas immédiatement égal à sa valeur nominale. Il évolue durant les premiers instants de l'expérience selon l'équation (3.1). Une régression permet d'obtenir τ, A et B. Dans la majorité des tests effectués : $A/B < 0,05$. L'écart est donc considéré comme négligeable. Pour les autres, τ vaut en moyenne $2,2$ *s* avec un écart-type de $0,4$ *s*. Donc, s'il y a un effet, il sera contenu dans les premiers instants qui sont inaccessibles à la mesure du fait de la présence d'éléments de protection de la visualisation présentés plus loin.

$$Q = A \cdot exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + B \tag{3.1}$$

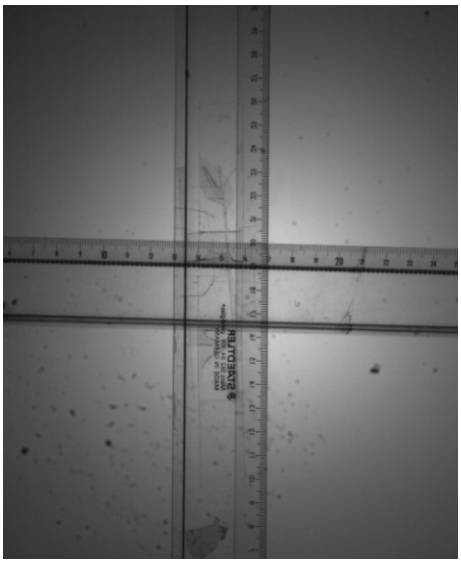

FIGURE 3.5 – Image de la mire simplifiée utilisée dans HAnSoLO prise avec la caméra rapide.

3.2.3 Mesures optiques

L'évolution du front d'ablation est enregistrée par ombroscopie à l'aide d'une caméra rapide – Photron FASTCAM-APX RS model 250K. La glace est éclairée par l'arrière avec un spot LED – Priolite LED 400. Suivant les tests, la vitesse d'acquisition est de 60, 125 ou 250 images par seconde. Le diaphragme est fermé au maximum afin d'obtenir une profondeur de champ supérieure à l'épaisseur du bloc. La caméra est placée de manière à ce que le centre de l'image se trouve au niveau de la surface d'impact. Seule la partie des images correspondant à la zone sous les caches de protections présentés plus loin est enregistrée. L'exposition est fixée à $0,5\ ms$. Pour déterminer la conversion entre le nombre de pixels et la distance en centimètres, une mire est positionnée sur l'axe du jet perpendiculairement à celui de la caméra rapide, à chaque fois que la caméra est déplacée. La mire se compose de deux règles transparentes assemblées en croix. Une image de cette mire est disponible en figure 3.5. La localisation des marques des centimètres est repérée. On obtient alors la conversion pixel / centimètres, ainsi qu'une évaluation des déformations optiques par le biais de l'écart-type sur les mesures de distance. Pour tous les essais, l'écart-type était inférieur au pixel. Nous avons donc considéré qu'il n'y avait aucune déformation géométrique et l'extension radiale d'un pixel a été prise comme estimation de l'incertitude sur la position.

Deux autres caméras sont placées dans l'enceinte de protection. La première est une caméra enregistrant dans le visible – Go Pro Hero 7 Black. Elle sert à vérifier que l'expérience s'est passée correctement et à observer le phénomène sous un nouvel angle. La seconde est une caméra infrarouge – Optris Xi 400. Son optique est parallèle à celui

du jet. Elle permet notamment de s'assurer que la température du jet n'évolue pas significativement au cours des expériences, ce qui peut être dû à un défaut de mise à température de la buse.

La caméra thermique est démarrée au moins 10 *min* avant le début de l'essai. Juste avant l'impact, la caméra coaxiale est démarrée, on lance le *trigger* de la caméra rapide et on commute la vanne pour diriger l'eau vers la buse. On utilise un *pretrigger* de 1 *s*. Ainsi, la première image enregistrée par la caméra rapide a été prise 1 *s* avant le déclenchement du *trigger*. Après récupération des données, la synchronisation est faite visuellement sur le temps d'impact du jet qui est visible sur les images provenant de toutes les caméras.

3.2.4 Bloc de glace transparente

Pour obtenir des blocs de glace transparente, il faut éviter la présence de bulles dans le bloc, ainsi que les contraintes mécaniques dues à la potentielle rencontre des plans de solidification. Donc, il faut agiter le liquide pour évacuer les bulles qui peuvent se former durant la solidification et s'assurer d'une solidification aussi directionnelle que possible. Un dispositif permettant la création de blocs, dont le volume utilisable était un cube de 20 *cm* de côté, a été construit au LEMTA pour les essais de qualification. Lors d'essais préliminaires, nous avons remarqué qu'il était possible que la cavité atteigne le bord du bloc de glace. Aussi, pour utiliser les systèmes de protection que nous avons mis au point – *cf.* sous section suivante – des blocs de glace plus longs dans la direction de l'axe de mesure optique étaient nécessaires. Ainsi, nous avons fait l'acquisition d'une machine dédiée – référence MB02 – fournie par *Koller Refrigeration Equipment*. Après adaptation à nos besoins, elle permettait d'obtenir 4 blocs par semaine avec un volume utile de 50 *cm* de long, 25 *cm* de largeur et 25 *cm* d'épaisseur. Un exemple de bloc de glace prêt à l'emploi est disponible en figure 3.6.

Au cours des expériences, le bloc de glace impacté doit rester statique. Elles sont effectuées à température ambiante. La température dans la glace est supposée uniforme et proche de sa température de fusion. Donc, au contact des différentes parties de l'installation, il peut commencer à fondre. Auquel cas un film d'eau peut se former en surface et le bloc peut glisser et bouger. Il peut aussi se déplacer du fait de la pression d'impact du jet, exacerbant ainsi toute imprécision de centrage du jet sur sa cible. Ces problèmes sont exacerbés par la masse des blocs utilisés qui dépasse les 20 *kg*.

Parmi les différentes options envisagées pour palier ces problèmes, celle qui a été retenue consiste à inclure des cylindres isolants dans le bloc de glace au cours de sa confection. Ils dépassent de la glace et sont faits dans une matière isolante, le polychlorure de vinyle (PVC) ; ils isolent donc la glace du système de fixation de l'installation. Ils présentent des rainures pour garder une solidarité mécanique même si la glace commence à fondre à leur surface. Pour une meilleure stabilité, ils sont au nombre de quatre et

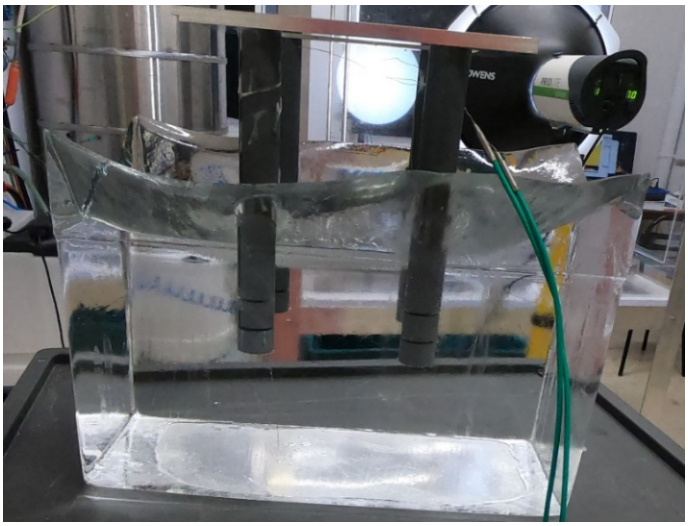

FIGURE 3.6 – Photographie d'un bloc de glace prêt à être positionné dans HAnSoLO.

disposés en carré. Une même platine sert pour les positionner lors de la confection et pour les fixer au cours d'une expérience. Ils ne sont pas traversants. Ainsi, ils sont absents de la partie supérieure de la glace. La figure 3.7 montre un exemple d'ensemble de cylindres disposés sur une platine avec les différentes cotes. On peut aussi les voir sur la figure 3.6. Ce système permet aussi de faciliter la manutention des blocs. Deux thermocouples leur sont adjoints à, respectivement, 2 cm et 10 cm de leurs sommets. Ils permettent de s'assurer que la température du solide ne varie pas excessivement – 2 K maximum – entre deux expériences. Dans certains cas, si on estimait qu'il y avait assez de hauteur de glace transparente pour réaliser un essai, mais que les cylindres n'étaient pas assez pris pour assurer un bon maintien mécanique, l'agitation de l'eau dans les moules de confection de la machine à glace était stoppée et le bloc laissé sans agitation pendant une nuit. La glace formée durant ce laps de temps n'est pas transparente.

Au sein du dispositif expérimental, le bloc de glace est fixé à une table en acier inoxydable. Cette table coulisse afin de permettre de positionner le bloc pour que le jet impacte en son centre. Elle peut aussi être inclinée – *cf.* fig. 3.8 – ce qui rend possible l'étude de l'impact d'un jet vertical sur une paroi non horizontale.

Les expériences sont menées à température ambiante. Pour éviter tout effet du sous-refroidissement, la glace est stockée dans un congélateur régulé à $-5\ ^oC$. Le bloc est sorti au moins 30 min avant la réalisation d'une expérience. On le laisse thermaliser à température ambiante jusqu'à ce que la température mesurée par les deux thermocouples insérés en son sein soit supérieure à $-2\ ^oC$ – leur précision est de 2 K.

L'état de surface pouvant affecter aussi bien quantitativement que qualitativement les transferts thermiques à l'impact du jet sur le bloc, la surface de ce dernier est lissée. On

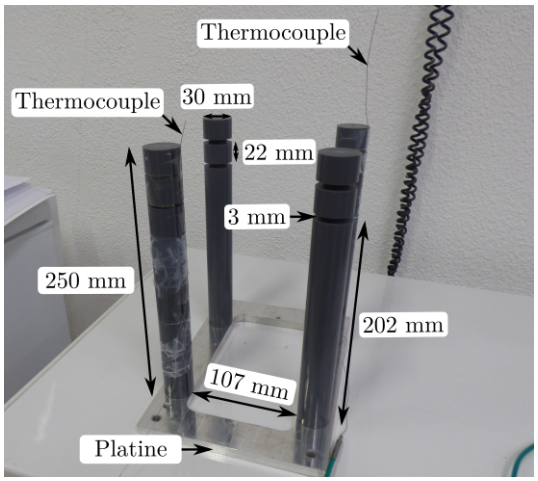

FIGURE 3.7 – Photographie annotée du dispositif de maintien avec platine de positionnement.

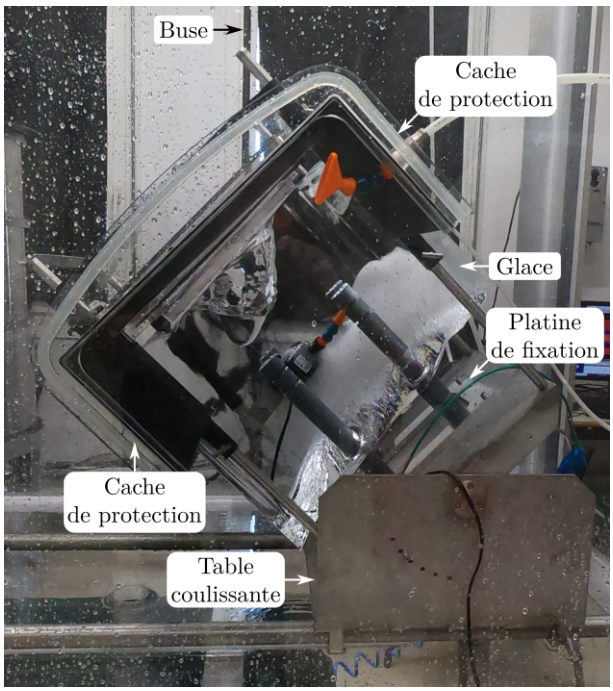

FIGURE 3.8 – Photographie annotée d'un essai de faisabilité d'expérience avec bloc incliné.

vérifie sa planéité et son horizontalité avant chaque expérience. Les surfaces perpendiculaires à l'axe optique de la caméra rapide sont aussi lissées pour éviter les déformations visuelles.

3.2.5 Visualisation

Protection de l'axe de vue de la caméra rapide

Lors des essais, deux phénomènes peuvent perturber l'enregistrement. Le premier est le ruissellement sur les côtés du bloc croisant l'axe optique de la caméra rapide. Le second est la production d'éclaboussures. Elles peuvent passer directement devant la scène à enregistrer, mais aussi s'écouler sur l'enceinte et traverser l'axe optique de la caméra rapide. Pour pallier ces deux problèmes, un dispositif de protection a été développé.

Des rigoles d'environ 1 cm de profondeur et de $2,5$ cm de largeur sont creusées sur la surface supérieure du bloc de glace dans le but d'accueillir le système de protection. Le système en lui-même est composé de deux caches disposés de part et d'autre du bloc selon l'axe optique. Ils viennent se fixer sur des tiges les solidarisant à la table de positionnement. Une partie du cache coulisse, ce qui permet de le plaquer contre la paroi de l'enceinte de protection. Pour éviter un gauchissement de l'ensemble cache + tiges elles sont, elles aussi, solidarisées dans leur partie supérieure selon la direction de l'axe optique. Au bout de la partie coulissante du cache, un joint flexible fait la jonction avec la paroi en PMMA de l'enceinte. Un élément du cache, en forme de barrière, vient se loger dans la rigole creusée dans la glace. Cette partie est constituée de PMMA pour la rendre transparente. Elle n'occupe pas toute la largeur des rigoles. Ainsi, le film d'eau descend dans la rigole avant d'être stoppé par la barrière, évitant *de facto* les effets de bord. Une lame d'air est dirigée depuis l'espace intérieur du cache vers le joint flexible. Les éventuels ruissellements résiduels et fuites sur les parois de l'enceinte, dans la fenêtre de visualisation, sont ainsi stoppés. Cette lame permet aussi, en conjonction avec une chauffe préalable de la paroi de l'enceinte, de lutter contre la formation de buée lors de tests avec des jets chauds à hauts débits. Des photographies annotées des caches sont reproduites en figure 3.9. La photographie du haut de la figure 3.3 montre le dispositif mis en place.

Exemple de visualisation

Dans la présente section, des illustrations permettant de donner une vue d'ensemble de l'installation HAnSoLO sont présentées. L'analyse de ces résultats sera faite plus loin. Pour les comparaisons, un temps adimensionnel t^* relatif à la transition vers le « pool-effect » a été défini comme suit. Dans cette équation t_{impact} correspond au temps auquel le jet impacte le solide et t_{pe} correspond à celui de la transition vers le « pool-effect ».

$$t^* = \frac{t - t_{impact}}{t_{pe}} \tag{3.2}$$

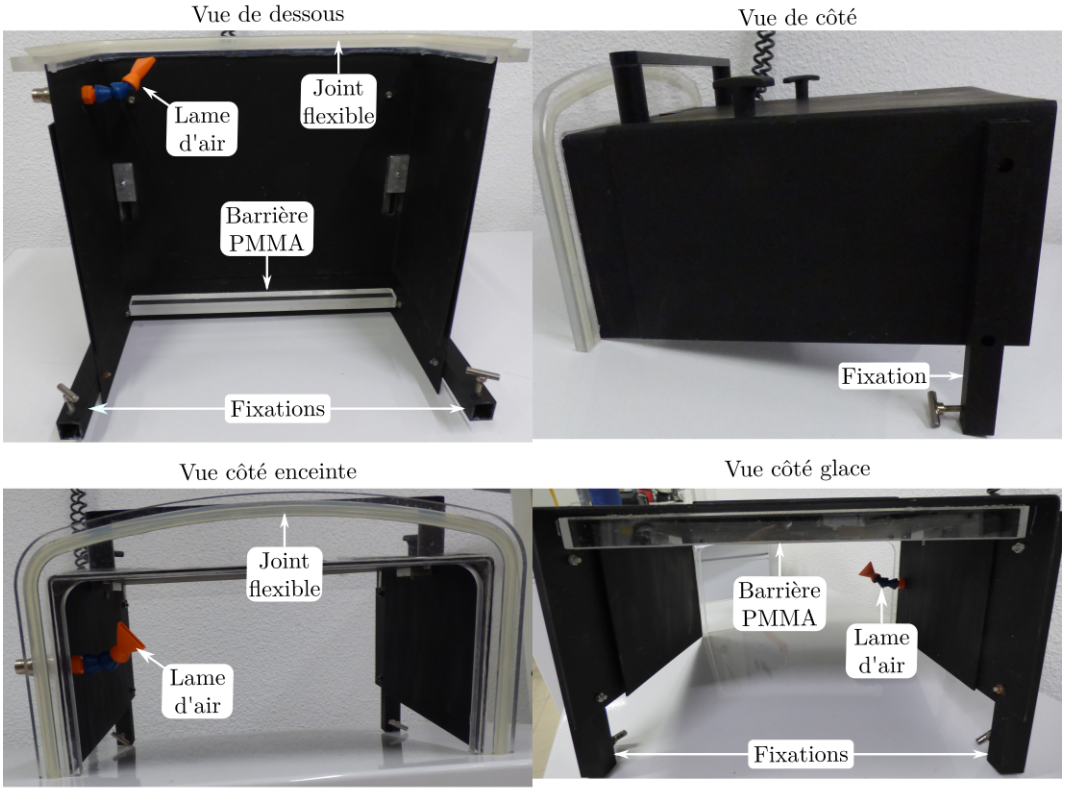

FIGURE 3.9 – Photographies annotées des caches de protection de l'axe optique.

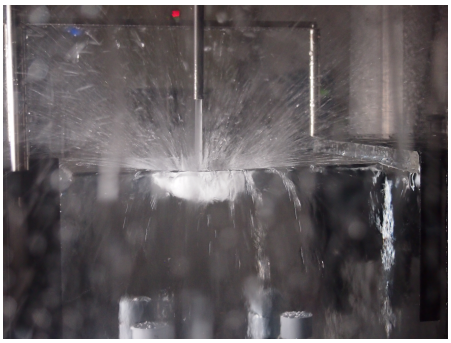

FIGURE 3.10 – Photographie d'un test en cours de réalisation. Jet à 50 ^oC, impactant à 10 m/s, provenant d'une buse de 6 mm – essai réf. 625.

Un premier exemple pour un jet provenant d'une buse de 6 mm à 50 ^oC impactant le bloc à 10 m/s est disponible en figure 3.10. La figure 3.11 montre des photographies latérales du bloc de glace durant une expérience pour plusieurs valeurs de t^*. En regard sont reportées les images correspondantes obtenues avec la caméra rapide. L'expérience, durant laquelle ces visualisations ont été réalisées, a été effectuée avec un jet à 31 ^oC impactant le bloc avec une vitesse de $2,5$ m/s et provenant d'une buse de 6 mm de diamètre – essai réf. 612. On peut remarquer que, malgré la présence d'éclaboussures en abondance, les images de la caméra rapide ne sont pas perturbées.

Les figures 3.12 et 3.13 permettent de comparer les différents points de vue obtenus avec les caméras, respectivement avant et après la transition vers le « pool-effect ». L'expérience utilisée pour cet exemple a été réalisée avec une buse de 6 mm de diamètre, une vitesse à l'impact de $5,1$ m/s. L'eau était à 50 ^oC – expérience référencée 623. On peut constater d'ores et déjà un des points forts de cette multiplicité de points de vue : la transition vers le « pool-effect » ($t^* = 1$) est plus visible sur les caméras enregistrant la surface du bloc de glace. Une zone aveugle est notée sur la figure 3.12. Sa présence est due au système de protection, ainsi qu'à l'arrondissement des arêtes du bloc de glace qui commence à fondre.

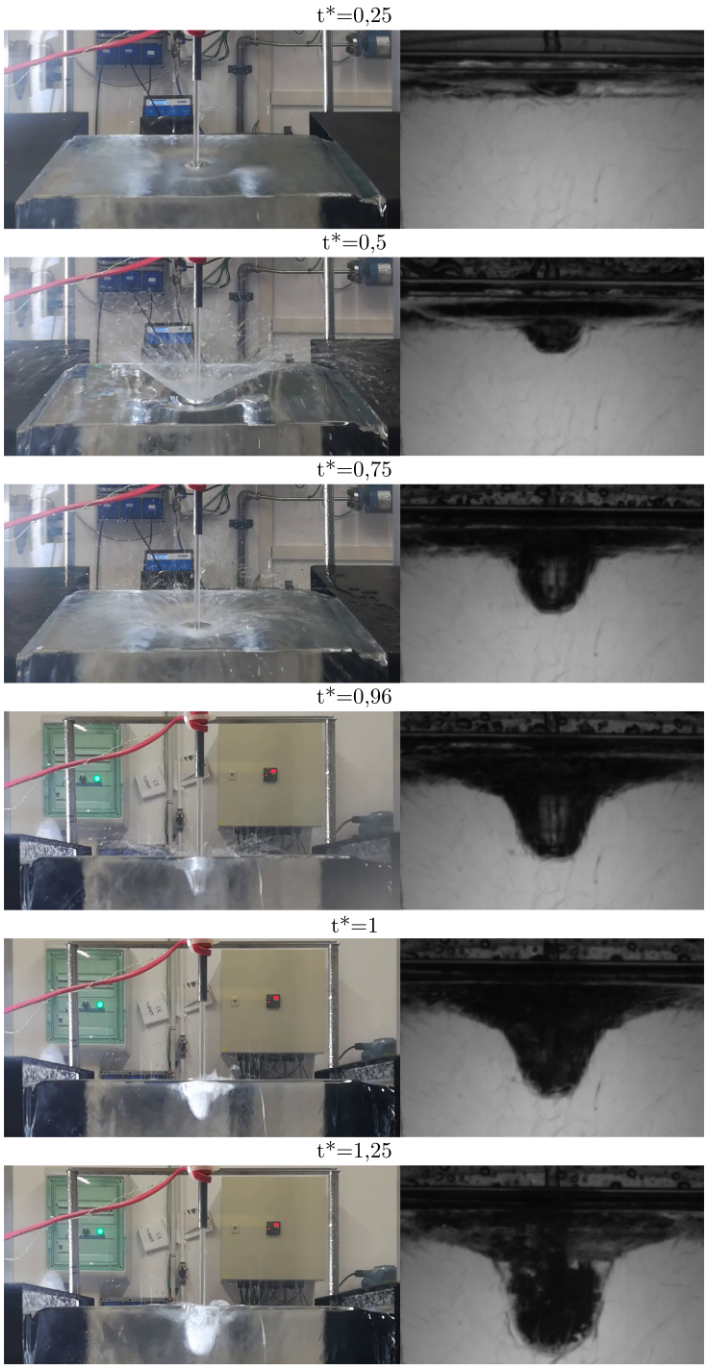

FIGURE 3.11 – Exemple de déroulé d'une expérience avec, en regard à droite, les images de caméra rapide correspondantes. Essai effectué à 31 ^oC avec une vitesse de $2,5$ m/s. Le diamètre de la buse était de 6 mm.

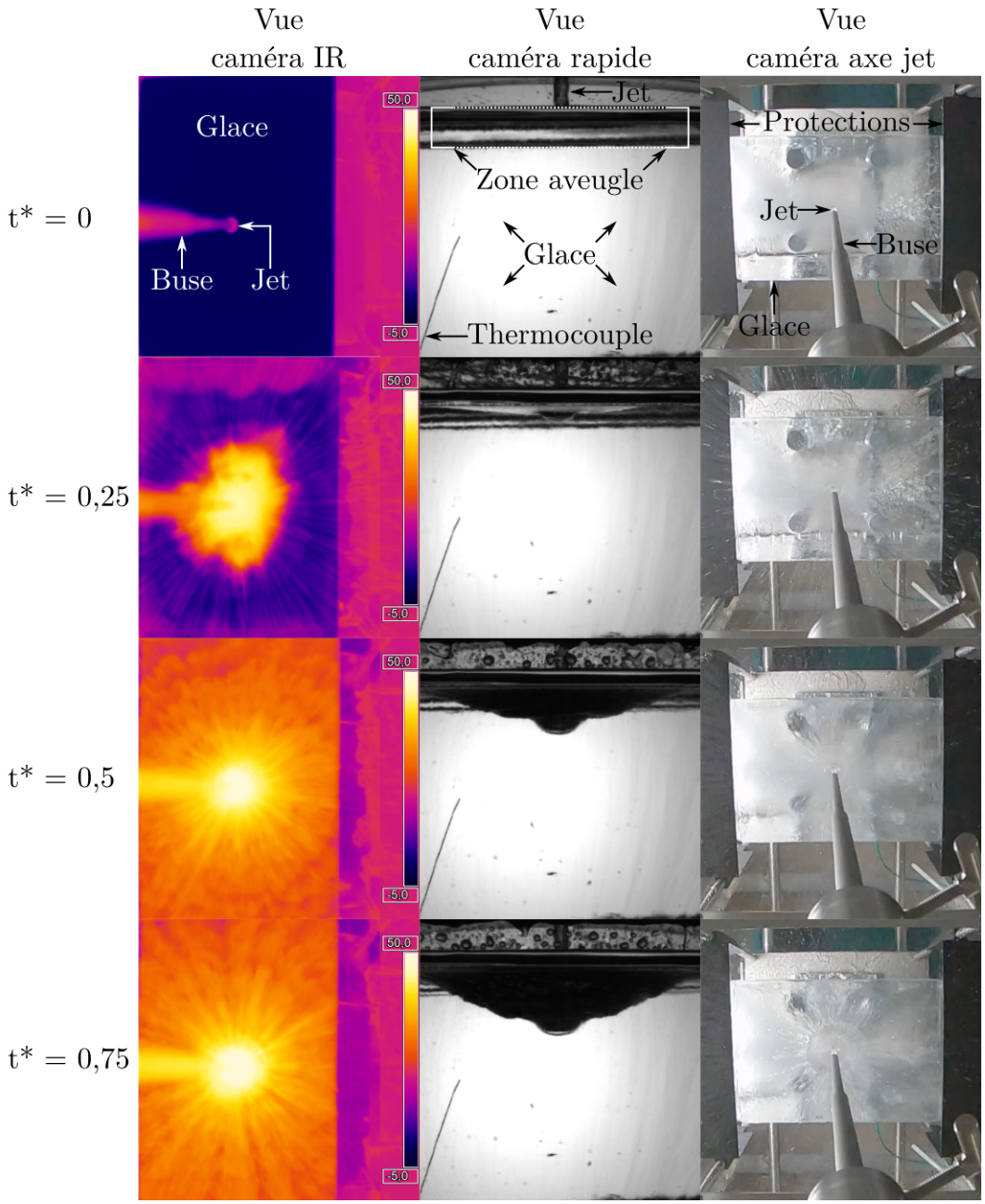

FIGURE 3.12 – Exemple de comparaison des données brutes obtenues par la caméra thermique – à gauche –, la caméra rapide – au centre – et la caméra positionnée selon l'axe du jet – à droite –, avant l'apparition du « pool-effect ». L'intervalle de couleur sur les images infrarouges va de $-5\ ^oC$ à $50\ ^oC$. Jet de 6 mm de diamètre à $50\ ^oC$ et $5,1\ m.s^{-1}$.

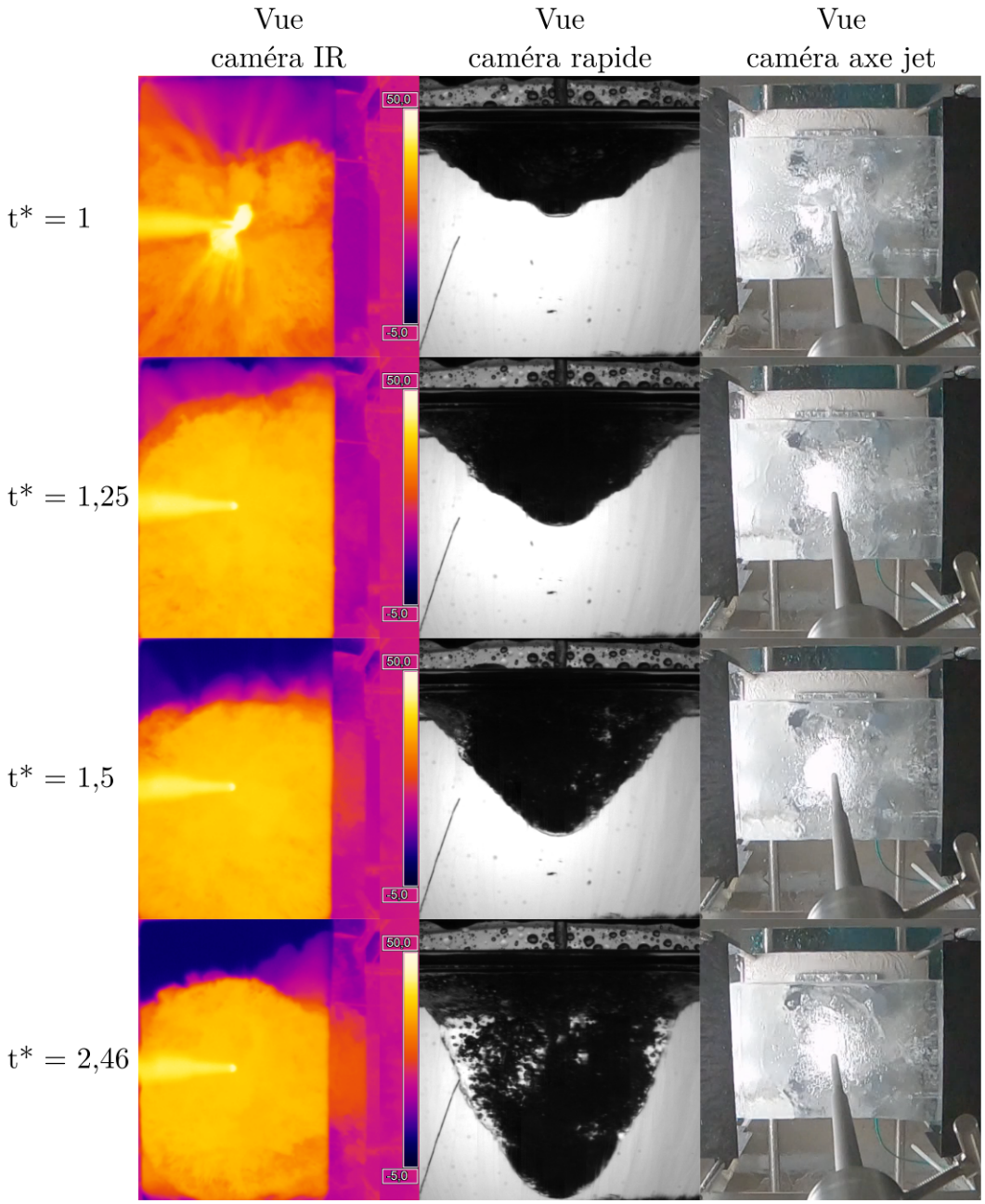

FIGURE 3.13 – Exemple de comparaison des données brutes obtenues par la caméra thermique – à gauche –, la caméra rapide – au centre – et la caméra positionnée selon l'axe du jet – à droite –, à partir de l'apparition du « pool-effect ». L'intervalle de couleur sur les images infrarouges va de $-5\ ^oC$ à $50\ ^oC$. Jet de 6 mm de diamètre à $50\ ^oC$ et $5,1\ m.s^{-1}$. Suite de la figure 3.12.

3.2.6 Conclusions

Une installation expérimentale nommée HAnSoLO a été construite. Elle permet la réalisation d'expériences d'ablation avec le système eau / glace transparente avec visualisation du front d'ablation en temps réel. Pour obtenir des visualisations de qualité, des dispositifs de protection de l'axe de visualisation ont été imaginés et conçus. Leur conception s'est faite en prenant garde à ne pas induire d'effets de bords.

Pour la réalisation du projet, un procédé de fabrication de glace transparente a été mis au point en se basant sur l'expertise préalable disponible au sein du laboratoire. Des moyens industriels de fabrication de glace transparente ont été adaptés dans le but de produire des blocs de glace de taille plus conséquente. Des moyens de mise en œuvre de blocs de glace transparente de plusieurs kilogrammes ont été mis au point.

L'intégralité du dimensionnement a eu pour but de se rapprocher au maximum de ce qui pourrait être rencontré en situation accidentelle sur un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium. Une instrumentation multiple permet de vérifier la bonne marche de chaque expérience.

Aussi, l'installation est pérenne, et peut être le support de nouvelles études qui pourront compléter celle qui est le sujet du présent manuscrit.

3.3 Présentation des essais réalisés et incertitudes

Dans cette section, les paramètres d'entrée des expériences réalisées avec HAnSoLO sont consignés avec les incertitudes associées – tableaux 3.2 et 3.3. Les essais ont été choisis avec l'objectif de couvrir 3 températures de jet (30 ^oC, 50 ^oC et 70 ^oC), et 5 vitesses ($1,5$ $m.s^{-1}$, $2,5$ $m.s^{-1}$, $5,0$ $m.s^{-1}$ $7,5$ $m.s^{-1}$ et 10 $m.s^{-1}$). 2 diamètres de buse ont été testés : 6 mm et 10 mm. Une partie des points n'ont pu être réalisés avec la buse de 10 mm, du fait de difficultés expérimentales – déformation du jet et buée. La position des points expérimentaux dans le diagramme Prandtl / Reynolds est disponible en figure 3.14.

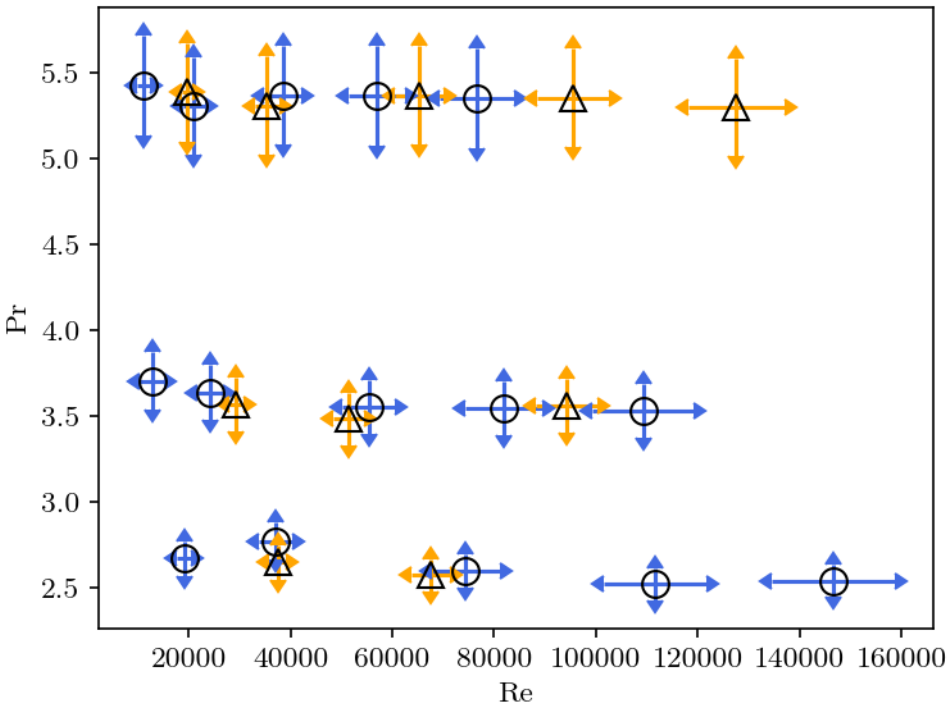

FIGURE 3.14 – Diagramme Prandtl / Reynolds des essais réalisés. Les points notés d'un cercle sont ceux réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre, ceux notés d'un triangle ont été réalisés avec une buse de 10 mm de diamètre. Les intervalles de confiances sont représentés par des flèches, bleues pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre et orange pour les essais réalisés avec une buse de 10 mm de diamètre.

Pour la détermination des données d'entrée, la température du jet a été prise égale à celle mesurée au niveau de la vanne trois voies. Dans toutes les expériences réalisées les évolutions de température en ce point ont toujours été inférieures à la précision du thermocouple de mesure : 2 K. C'est donc la valeur de la précision des thermocouples qui a été utilisée comme incertitude sur la température du jet. L'incertitude sur le débit a été supposée égale au maximum entre 2 écarts-types sur sa valeur asymptotique obtenue par régression de l'évolution du débit – Éq. (3.1) – et la précision donnée par le fabricant du débitmètre – *cf.* annexe C. L'incertitude sur la hauteur de chute a été estimée à 1 mm et celle sur le diamètre de la buse à $0,1$ mm. Les incertitudes sur la vitesse et le diamètre du jet à l'impact ont été calculées à partir de celles sur le débit, la hauteur de chute et le diamètre de la buse en suivant la méthode des bornes [84]. C'est-à-dire que l'on calcule les valeurs extrémales que peut prendre le paramètre étudié et on divise par 2 la différence de ces deux valeurs pour avoir la demi-largeur de l'intervalle de confiance et donc l'incertitude absolue.

Cette même méthode a été employée pour obtenir les incertitudes sur les nombres adimensionnels. L'incertitude sur la température a été répercutée sur les valeurs des propriétés physiques. Pour la capacité thermique de l'eau liquide, prise comme constante dans la présente étude, une incertitude de 30 $J.K^{-1}.kg^{-1}$ a été considérée [80]. Concernant le nombre de fonte B, en plus de l'influence de l'incertitude sur la température et la capacité thermique du jet, l'effet de celle sur la température initiale de la glace a été estimé en ajoutant puis retranchant à la chaleur latente de fusion, la chaleur sensible ($C_{p,s}\Delta T_s$) du bloc de glace s'il était sous-refroidi d'une température égale à l'incertitude sur la température. Ainsi, on pallie le manque de données d'incertitude sur la chaleur latente de fusion de l'eau au sein de la source utilisée [80].

Les valeurs des paramètres d'entrée sont consignées dans le tableau 3.2. Le tableau 3.3 donne les incertitudes associées. Pour le référencement des expériences, on utilise une concaténation de la valeur de consigne du diamètre, d'un indice représentant la température de consigne suivi d'un second représentant la vitesse de consigne. Ainsi, le test référencé 623 a été réalisé avec : une buse de 6 mm, la deuxième température testée (sur trois au total), soit environ 50 ^oC et la troisième vitesse considérée (sur cinq au total), soit environ 5 m/s. De même, l'essai 1011 a été réalisé avec : une buse de 10 mm, la première température testée (sur trois au total), soit environ 30 ^oC et la première vitesse considérée (sur cinq au total), soit environ $1,5$ m/s.

Des résultats ont été obtenus sur le dispositif JOLO précédemment construit au LEMTA. Ils seront comparés à ceux obtenus avec l'installation HAnSoLO. L'installation JOLO est présentée en annexe D avec les paramètres d'entrée des essais réalisés, ainsi qu'une estimation de l'incertitude sur ces paramètres.

Réf. essai	T_j ^oC	V_j $m.s^{-1}$	D_j mm	l cm	Re $\times 10^3$	Pr	B	We	Fr
611	30	1,5	5,0	5,8	11	5,42	0,37	185	6,7
612	31	2,8	5,8	6,0	21	5,30	0,38	646	11,7
613	30	5,1	6,0	6,5	39	5,37	0,38	2 199	21,2
614	30	7,6	6,0	6,5	57	5,36	0,38	4 823	31,3
615	30	10,2	6,0	6,8	77	5,35	0,38	8 663	42,0
621	48	1,2	4,9	4,3	13	3,70	0,60	131	5,6
622	49	2,3	5,6	6,0	24	3,64	0,61	456	9,7
623	50	5,1	5,9	6,0	55	3,55	0,63	2 274	21,2
624	50	7,5	6,0	6,1	82	3,55	0,63	4 963	31,2
625	51	10,0	6,0	6,0	109	3,53	0,63	8 769	41,4
631	67	1,4	4,8	5,8	19	2,67	0,84	170	6,4
632	65	2,8	5,8	5,5	37	2,77	0,81	682	11,6
633	69	5,2	5,9	5,0	74	2,60	0,87	2 462	21,6
634	71	7,6	6,0	6,0	112	2,52	0,89	5 282	31,5
635	71	10,1	6,0	5,0	147	2,54	0,88	9 225	41,5
1011	30	1,6	8,1	7,3	19	5,38	0,38	347	5,6
1012	31	2,8	9,4	8,8	35	5,31	0,38	1 095	9,2
1013	30	5,2	9,8	8,0	65	5,37	0,38	3 792	16,8
1014	30	7,6	9,9	8,6	95	5,35	0,38	8 065	24,3
1015	31	10,1	10,0	8,2	128	5,30	0,39	14 188	32,2
1021	50	1,6	7,9	8,3	29	3,56	0,63	385	5,85
1022	51	2,8	9,4	8,6	51	3,48	0,64	1 140	9,2
1023	50	5,2	9,8	9,4	94	3,56	0,63	3 970	16,8
1031	68	1,6	7,7	8,4	38	2,65	0,85	388	5,8
1032	70	2,8	9,4	8,4	68	2,57	0,87	1 200	9,3

TABLE 3.2 – Résumé détaillé des paramètres d'entrée des expériences réalisées. T_j, V_j, D_j, Re, Pr, We , Fr : température du jet, vitesse du jet à l'impact, diamètre du jet à l'impact, nombres de Reynolds, de Prandtl et de Weber et de Froude du jet à l'impact. l : distance buse-bloc de glace. B : nombre de fonte.

Réf. essai	ΔV_j $m.s^{-1}$	ΔD_j μm	ΔRe $\times 10^3$	ΔPr	ΔB	ΔWe	ΔFr
611	0,10	170	1,3	0,29	0,03	26	0,5
612	0,12	91	2,0	0,29	0,03	65	0,6
613	0,20	96	3,7	0,29	0,03	217	1,0
614	0,29	98	5,5	0,29	0,03	469	1,5
615	0,37	99	7,3	0,29	0,03	829	1,9
621	0,14	37	2,4	0,16	0,04	34	0,9
622	0,13	100	2,5	0,16	0,04	60	0,7
623	0,23	97	5,2	0.16	0,04	252	1,1
624	0,32	98	7,6	0.16	0,04	533	1,6
625	0,40	99	9,9	0,15	0,04	898	2,0
631	0,06	120	1,4	0,10	0,04	15	0,3
632	0,12	94	3,2	0,11	0,04	75	0,6
633	0,23	98	6,7	0,10	0,04	278	1,2
634	0,34	99	10	0,09	0,04	594	1,7
635	0,38	99	12	0,09	0,04	913	1,9
1011	0,03	80	1,1	0,29	0,03	14	0,1
1012	0,06	85	2,4	0,28	0,03	58	0,2
1013	0,11	95	7,8	0,29	0,03	218	0,5
1014	0,17	98	7,1	0,29	0,03	475	0,7
1015	0,23	99	9,5	0,28	0,03	847	0,9
1021	0,03	76	1,4	0,16	0,04	15	0,1
1022	0,06	86	3,1	0,15	0,04	62	0,2
1023	0,11	94	6,0	0,16	0,04	229	0,4
1031	0,03	80	1,6	0,10	0,04	15	0,1
1032	0,06	87	3,8	0,10	0,04	68	0,3

TABLE 3.3 – Incertitudes absolues sur la vitesse, le diamètre, le nombre de Reynolds, le nombre de Prandtl, le nombre de Weber, et le nombre de Froude du jet à l'impact, ainsi que sur le nombre de fonte pour les tests effectués.

4. Différents régimes d'ablation

Table des matières

4.1 Phénoménologie de l'ablation 84
4.1.1 Évolution temporelle de la forme de la cavité 84
4.1.2 Nature de l'épaulement constaté au sein de la cavité 90
4.1.3 Aplanissement de la zone d'impact 92
4.1.4 Angle initial latéral de la cavité 93
4.1.5 Nappe liquide 94
4.1.6 Entraînement de gaz 97
4.1.7 « Pool-effect » 97
4.1.8 Analyse de la température de surface 101
4.1.9 Conclusions 113
4.2 Obtention de la profondeur en fonction du temps 114
4.2.1 Synchronisation 114
4.2.2 Repérage des points importants 114
4.2.3 Procédure d'analyse d'image 114
4.2.4 Résultats bruts 118
4.3 Analyse avant « pool-effect » 121
4.3.1 Vitesse d'ablation 121
4.3.2 Comparaisons avec la littérature 125
4.3.3 Développement de nouvelles corrélations 129
4.3.4 Influence de l'état de surface à l'impact 132
4.4 Transition vers le « pool-effect » 134
4.4.1 Résultats bruts 135
4.4.2 Modélisation de la transition vers le « pool-effect » 137
4.4.3 Comparaisons 140
4.5 Analyse en « pool-effect » 143
4.5.1 Évolution de la profondeur d'ablation au cours du temps . . . 143
4.5.2 Étude de la vitesse d'ablation en « pool-effect » 149
4.5.3 Modélisation de la vitesse d'ablation en « pool-effect » 156
4.5.4 Phénomènes mis en jeu lors du « pool-effect » 158
4.6 Conclusions 161

4.1 Phénoménologie de l'ablation

Cette section rassemble l'ensemble des constatations phénoménologiques faites lors de la réalisation des expériences et de leur analyse. Elle commence par une présentation qualitative de la forme de la cavité. Un épaulement est constaté au sein de la cavité. Sa signification physique est étudiée. Ensuite, le mode de sortie de la cavité du fluide est analysé. L'entraînement de gaz lors du « pool-effect » est considéré. Les constatations expérimentales sur le « pool-effect » sont ensuite présentées. Enfin, la température de surface du liquide lors de l'ablation est analysée.

4.1.1 Évolution temporelle de la forme de la cavité

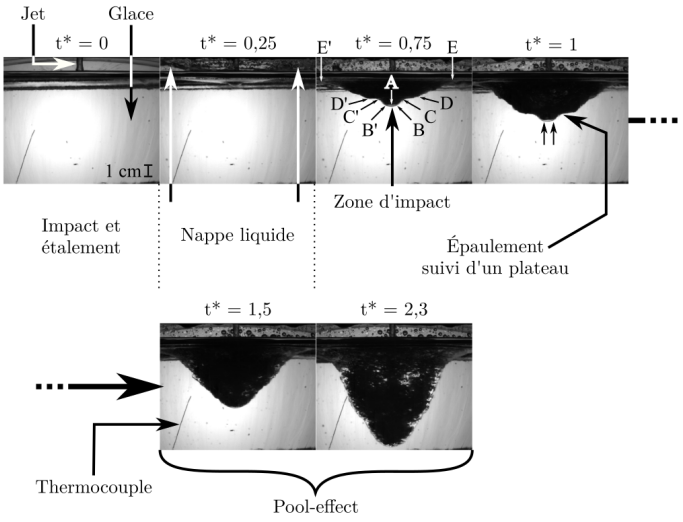

FIGURE 4.1 – Évolution de la forme de la cavité au cours du temps annotée avec mise en évidence des points importants. A : Point d'impact. B,B' : Fin de la zone de stagnation. C,C' : Début de l'épaulement. D,D' : Fin de l'épaulement. E,E' : Fin de la cavité. Les flèches noires indiquent l'extension radiale de la zone de stagnation prévue par Stevens *et al.* [1]. Essai 623 réalisé avec une température de jet de 50 ^oC, une buse de 6 mm et un Reynolds de 55 000.

La figure 4.1 montre l'évolution de la forme de cavité au cours du temps pour l'essai 623 réalisé avec un diamètre de buse de 6 mm, une température de 50 ^oC, un nombre de Reynolds de 55 000 et un nombre de Prandtl de $3,55$. Le temps utilisé est le temps adimensionné par le temps de transition vers le « pool-effect » : $t^* = t/t_{pe}$. Pour faciliter la description, des points remarquables ont été notés sur l'image correspondant à $t^* = 0,75$. Pour juger de la généralité de cette description les images correspondant à $t^* = 0,5$, $t^* = 1$ et $t^* = 1,5$ pour chaque test sont consignées en figures 4.2, 4.3 et 4.4 pour les

essais réalisés avec une buse de 6 mm et en figures 4.5 et 4.6 pour ceux effectués avec une buse de diamètre 10 mm.

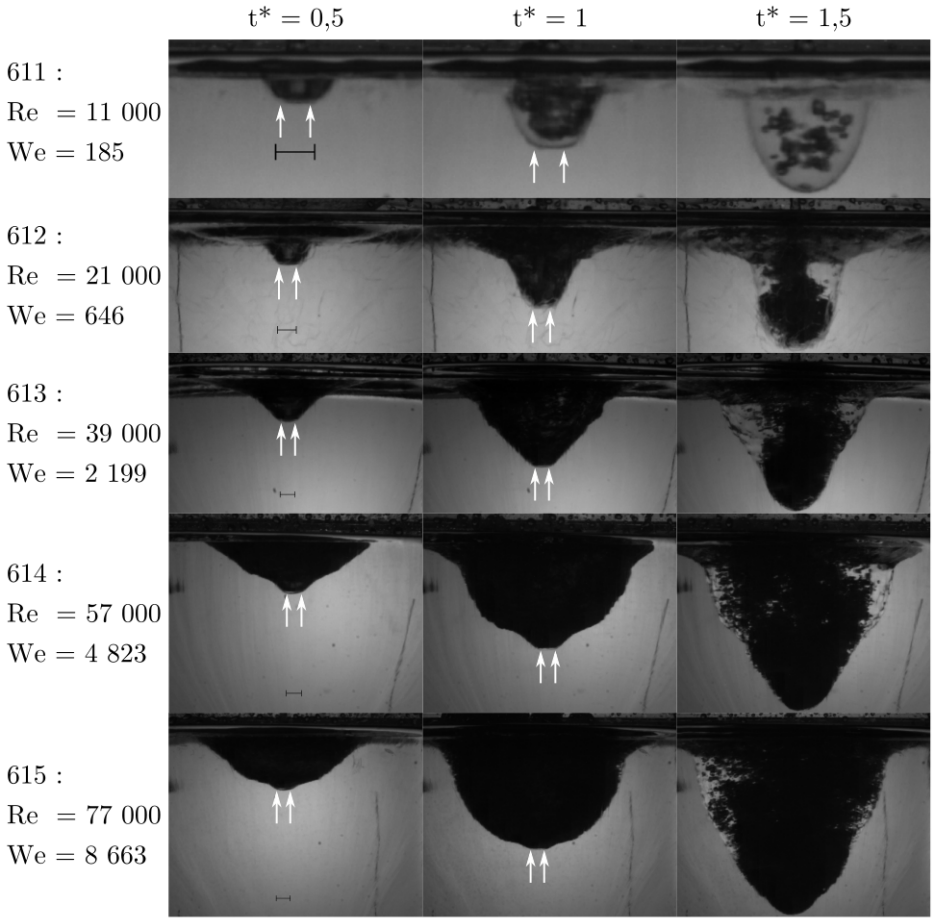

FIGURE 4.2 – Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet d'environ 30^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm.

Avant l'apparition du « pool-effect », on peut faire la description suivante de la forme de la cavité – *cf.* figure 4.1, $t^* = 0,75$. Partant du point d'impact A, on remarque une zone relativement plate qui s'étend jusqu'au point B. Cette planéité sous-entend que la vitesse de fonte est constante sur cette zone. Ensuite, la cavité s'évase en prenant la forme d'un tronc de cône qui est arrêté par un épaulement au point noté C. L'interface apparaît lisse entre B et C. L'évasement de la cavité suppose une réduction de la vitesse de fonte. La paroi semble alors s'aplanir entre C et D pour ensuite reprendre une évolution

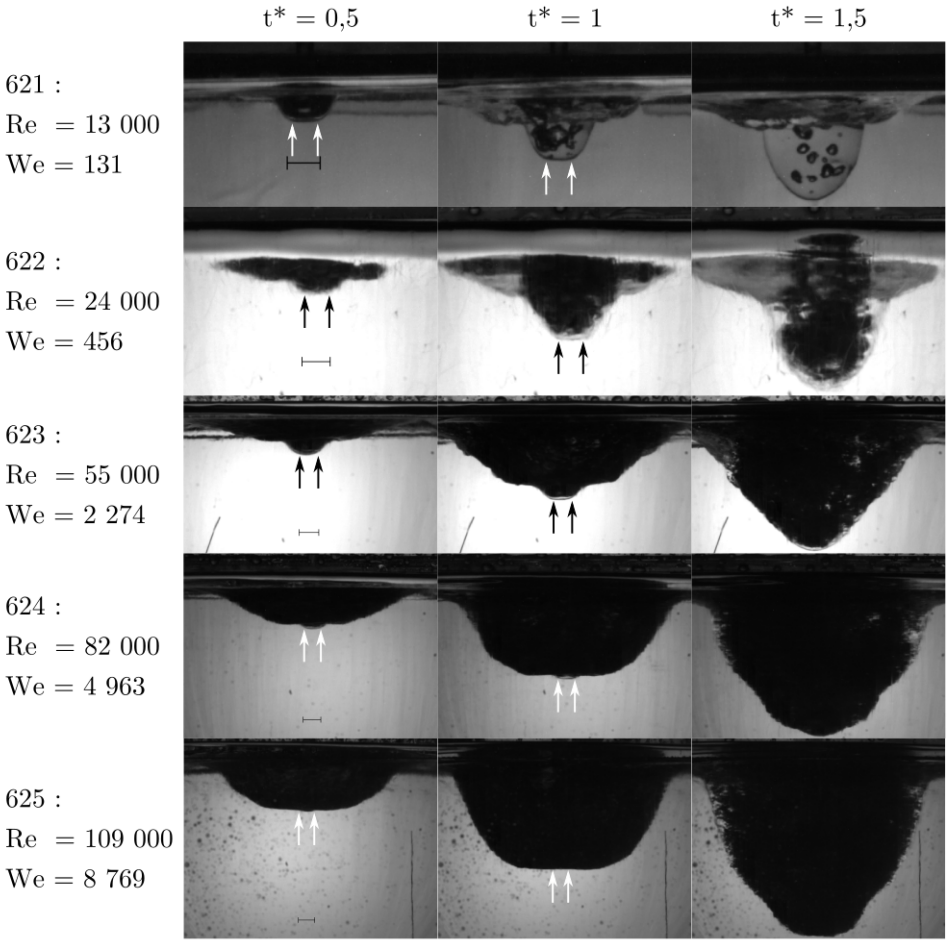

FIGURE 4.3 – Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet d'environ 50^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm.

approximativement tronconique, mais on note des oscillations à l'interface. La cavité n'est alors plus rigoureusement symétrique.

Lorsque le liquide n'arrive plus à s'échapper de la cavité sous forme de film, la cavité se remplit. C'est le « pool-effect ». Lors du « pool-effect » on remarque que les différentes zones de la cavité disparaissent progressivement, notamment l'épaulement, pour donner une forme globale de cavité plus arrondie et allongée.

Avant l'apparition du « pool-effect », la forme de la cavité semble autosimilaire. Un exemple plus détaillé d'évolution pour les essais 623, 624 et 625 est disponible en figure

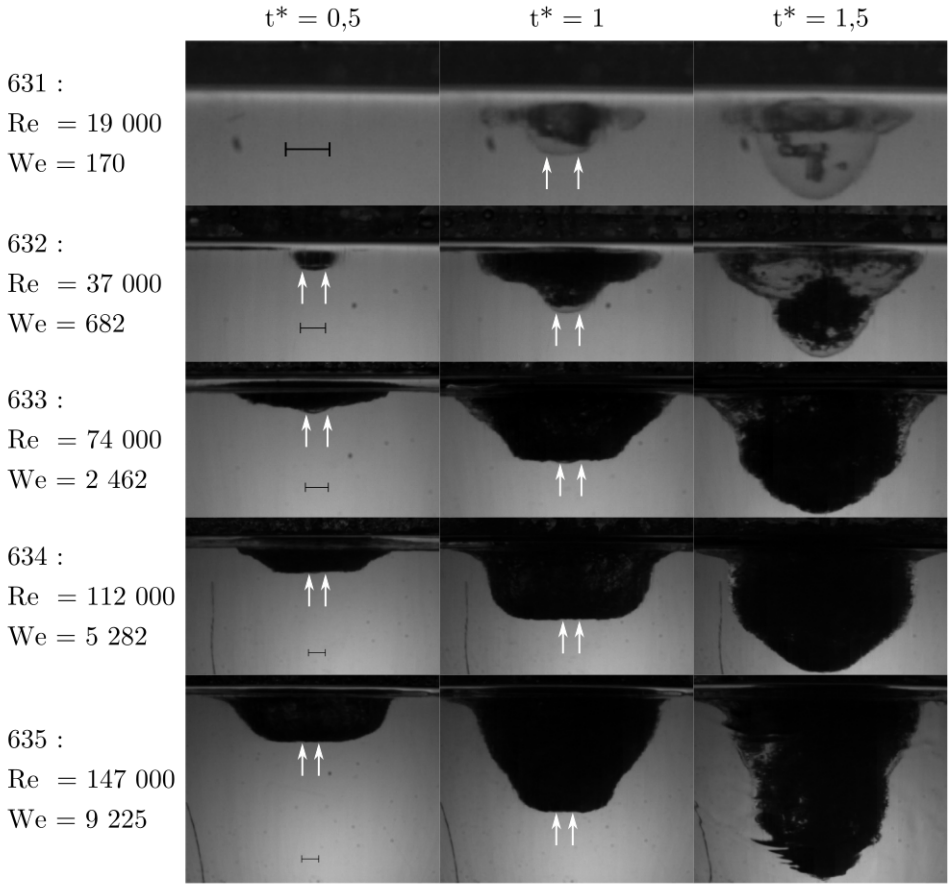

FIGURE 4.4 – Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet d'environ 70^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm.

4.7. Ces expériences ont été réalisées avec une buse de 6 mm, une température de jet de 50 ^oC et des vitesses de jet de respectivement : $5,1\ m.s^{-1}$, $7,5\ m.s^{-1}$ et $10,0\ m.s^{-1}$. Ces essais ont été choisis, car ils montrent les différentes formes que l'on peut rencontrer. Les lignes verticales sur les images correspondent aux points B, C et D définis dans la figure 4.1. On remarque qu'à partir du moment où la cavité a pris une forme elle la maintient jusqu'à l'apparition du « pool-effect ».

Sur l'image présentée au moment du « pool-effect » sur la figure 4.1 et sur celles présentées pour les autres essais avant l'apparition du « pool-effect » des flèches correspondant à une distance de $0,75 \cdot D_j$ sont représentées. Dans la majeure partie des cas, ces flèches encadrent la zone approximativement plate au-delà de laquelle la cavité

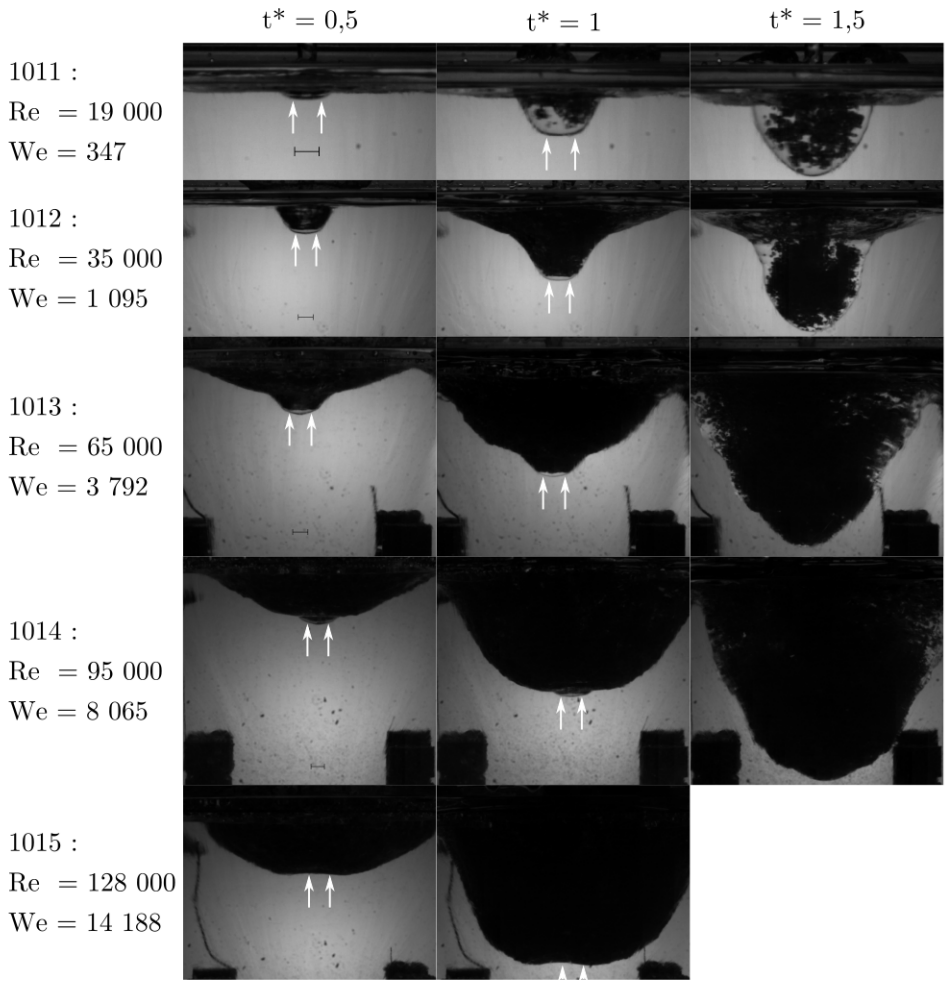

FIGURE 4.5 – Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 10 mm et une température de jet d'environ 30^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm.

prend une forme tronconique. Cette valeur de $0,75 \cdot D_j$ correspond à l'extension radiale de la zone de stagnation à l'impact d'un jet turbulent selon Stevens *et al.* [1]. Ainsi, il semble possible d'affirmer que la partie plate correspond à la zone de stagnation décrite pour les jets impactant une paroi plane [27, 25]. Dans la zone de stagnation la couche limite est d'épaisseur constante. Le flux thermique ne dépend pas de la distance à l'axe du jet. Donc on s'attend à obtenir une surface d'ablation plane, ce qui est vérifié par les expériences.

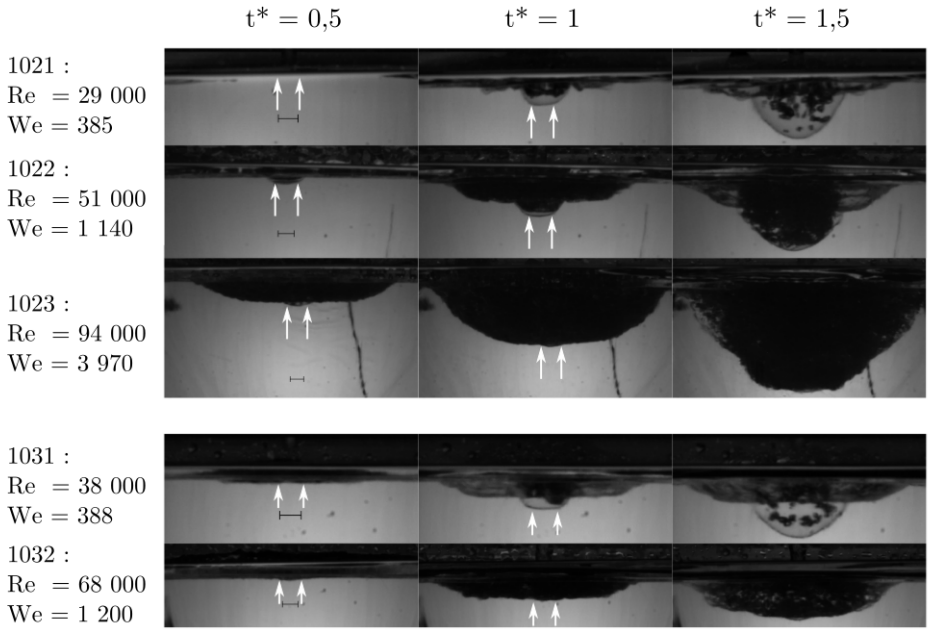

FIGURE 4.6 – Évolution de la forme de la cavité en fonction de t^* pour les essais effectués avec un diamètre de buse de 10 mm et une température de jet d'environ 50^oC et 70 ^oC. Les flèches correspondent à une distance de $0,75 \cdot D_j$ à l'axe du jet et la barre noire à une longueur de 1 cm.

Le liquide peut sortir de la cavité de plusieurs manières ; elles sont décrites plus loin – *cf.* section 4.1.5. Il peut notamment s'échapper de la cavité sous forme d'une nappe liquide cohérente, comme indiqué sur l'image à $t^* = 0,25$ de la figure 4.1.

En examinant les figures dans lesquelles sont présentés l'ensemble des essais, on remarque que certains essais ne semblent pas répondre à la description faite ici. La zone d'impact semble plane sur une distance bien supérieure à l'extension radiale de la zone de stagnation. Néanmoins, il nous semble que la forme de la cavité est la même. Pour l'expliquer, il nous faut clarifier la nature de l'épaulement visible sur la figure 4.1, ce qui est l'objet de la section suivante.

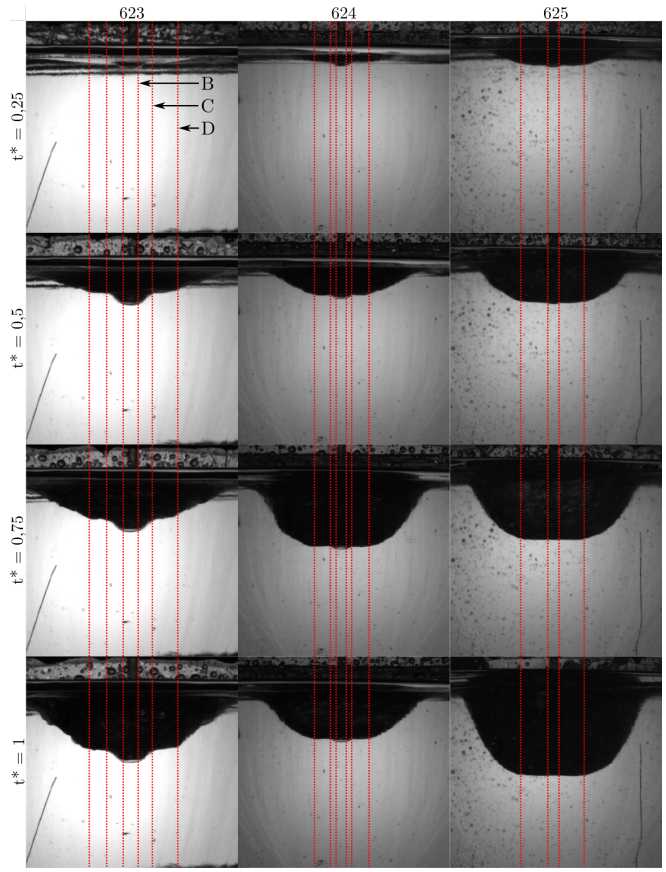

FIGURE 4.7 – Évolution de la forme de la cavité en fonction du temps pour les essais 623 – $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$, $Re = 55\ 000$ – 624 – $V_j = 7,5\ m.s^{-1}$, $Re = 82\ 000$ – et 625 – $V_j = 10,0\ m.s^{-1}$, $Re = 109\ 000$ – qui ont été réalisés avec un diamètre de buse de 6 mm et une température de jet de 50 ^oC. Les lignes verticales correspondent aux points B, C et D définis en figure 4.1. Le point B n'est pas visible sur les images du test 625.

4.1.2 Nature de l'épaulement constaté au sein de la cavité

Sur la figure 4.7, on remarque une évolution de la forme de la cavité à mesure que la vitesse augmente. Les points B et C, correspondant respectivement à la fin de la zone de stagnation et au début de l'épaulement, se rapprochent jusqu'à être confondus pour l'essai référencé 625. Néanmoins, sur la première image donnée pour ce test à $t^* = 0,25$ on distingue une petite forme tronconique qui semble disparaître. Une même évolution, en fonction de la vitesse du jet à l'impact, est constatée pour les autres séries d'expériences réalisées avec une buse de 6 mm – *cf.* figures 4.2, 4.3 et 4.4 – mais la disparition de l'épaulement et l'aplatissement de la zone d'impact au-delà de la zone de stagnation semble arriver à des vitesses d'autant plus faibles que la température du jet augmente. Enfin, pour un diamètre de 10 mm, cet effet se rencontre à des vitesses et températures plus basses – *cf.* figures 4.5 et 4.6.

En réalité, nous avons remarqué, lors des expériences, que la cavité n'était pas de géométrie convexe. Au sortir de la première forme tronconique la profondeur de la cavité peut ré-augmenter localement et former un tore. Les visualisations étant faites par ombroscopie, la forme enregistrée est, en fait, une projection de la forme de la cavité. Donc, une partie de la glace non fondue paraît faire partie de la cavité. Un schéma explicatif est disponible en figure 4.8. Des images du test 1031 sont aussi rapportées, car la zone toroïdale s'est remplie d'eau peu de temps avant le « pool-effect », ce qui laisse apparaître la forme réelle de la cavité. Des photographies de coupes post-essai, rapportées respectivement par Sato *et al.* [13] et Furutani *et al.* [18], montrent des formes de cavité semblables à celle qui est représentée dans le schéma de gauche de la figure 4.8, mais elles ne sont pas commentées.

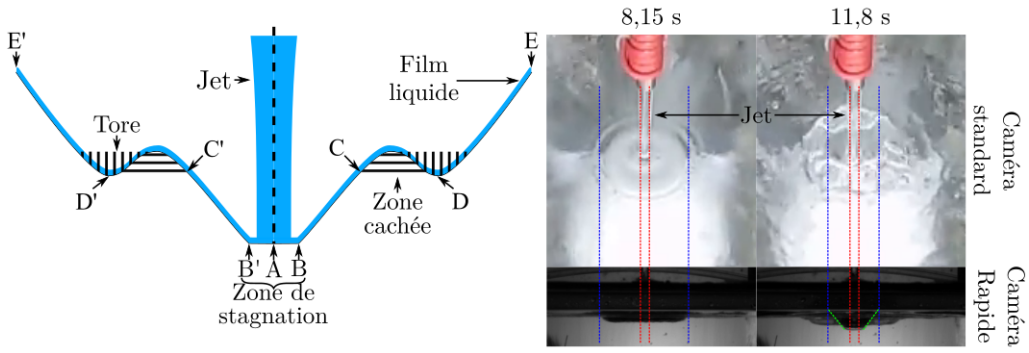

FIGURE 4.8 – À gauche : Schéma explicatif en coupe de la forme de la cavité observée. À droite : comparaison de la forme de la cavité vue du dessus et vue par la caméra rapide pour l'essai 1031, avant et après remplissage du tore, avec mise en évidence des points importants. Cet essai a été effectué avec une buse de 10 mm, un Reynolds de 38 000 et une température de 68 ^oC.

Il a été noté que l'interface solide / liquide est plutôt lisse dans la première partie entre les points B et C, mais présente des oscillations au-delà. Ainsi, nous supposons que cette forme concave est induite par une transition vers la turbulence du film liquide qui s'écoule en remontant sur la paroi. En effet, Liu *et al.* [32] montrent une augmentation du nombre de Nusselt local au moment de la transition vers la turbulence – *cf.* figure 2.5, ce qui est confirmé par Stevens *et al.* [1] dans le cas de jets initialement turbulents comme les nôtres. Stevens *et al.* [1] rapportent aussi que l'augmentation locale du nombre de Nusselt est d'autant plus grande que le nombre de Reynolds du jet est grand. De même, ils affirment que la transition vers la turbulence est d'autant plus proche du jet que le diamètre du jet est grand.

L'hypothèse d'une transition vers la turbulence est étayée par le fait que l'interface semble lisse avant l'épaulement, alors que des ondulations sont constatées après l'épaulement. Ces ondulations peuvent apparaître lorsqu'une paroi solide fond en étant soumise

à un écoulement turbulent. Cette situation peut donner naissance à des instabilités de la surface de fonte comme décrit par Hanratty [85].

4.1.3 Aplanissement de la zone d'impact

Les expériences réalisées peuvent être classées en deux catégories suivant qu'il est possible de clairement distinguer ou non les points B et C définis dans la figure 4.1. Lorsque B et C sont quasiment confondus, cela ne signifie pas que l'épaulement a disparu, mais que le point D, représenté en figure 4.8, est localisé à une profondeur très proche de l'extrémité de la cavité. Ainsi, la cavité semble plane sur une large zone dépassant la zone de stagnation. Le critère choisi pour discriminer ces deux catégories est la possibilité ou non de mesurer l'angle latéral de la première partie tronconique de la cavité, se situant au sortir de la zone de stagnation. La liste des expériences par groupe est la suivante :

— Expériences du premier groupe – avec zone de stagnation et épaulement distincts : 611 ($Re = 11\ 000$), 612 ($Re = 21\ 000$), 613 ($Re = 39\ 000$), 614 ($Re = 57\ 000$), 621 ($Re = 13\ 000$), 622 ($Re = 24\ 000$), 623 ($Re = 55\ 000$), 631 ($Re = 19\ 000$), 632 ($Re = 37\ 000$), 1011 ($Re = 19\ 000$), 1012 ($Re = 35\ 000$), 1013 ($Re = 65\ 000$), 1021 ($Re = 29\ 000$), 1022 ($Re = 51\ 000$) et 1031 ($Re = 38\ 000$) ;

— Expériences du second groupe – avec zone de stagnation confondue avec l'épaulement : 615 ($Re = 77\ 000$), 624 ($Re = 82\ 000$), 625 ($Re = 109\ 000$), 633 ($Re = 74\ 000$), 634 ($Re = 112\ 000$), 635 ($Re = 147\ 000$), 1014 ($Re = 95\ 000$), 1015 ($Re = 128\ 000$), 1023 ($Re = 94\ 000$) et 1032 ($Re = 68\ 000$).

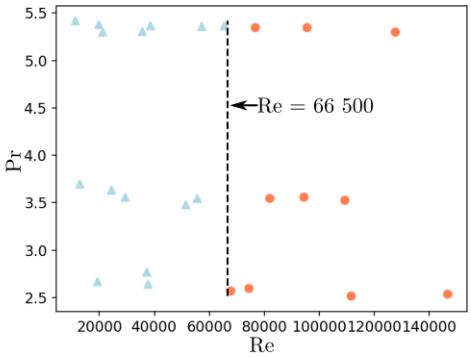

FIGURE 4.9 – Positions des expériences dans le diagramme Prandtl / Reynolds suivant la position de l'épaulement au sein de la cavité. Les triangles bleus correspondent aux expériences pour lesquelles les points B et C définis en figure 4.1 sont clairement distincts, les ronds orange correspondent aux essais pour lesquels ce n'est pas le cas.

La figure 4.9 montre une représentation des expériences dans le diagramme Prandtl / Reynolds classées suivant les deux groupes présentés. On remarque que, pour les expériences du premier groupe $Re \in [11\ 000 - 65\ 000]$, tandis que pour les expériences

du second groupe $Re \in [68\ 000 - 147\ 000]$. Il semble donc qu'on puisse, dans notre cas, définir un nombre de Reynolds (66 500) au-delà duquel la forme de la cavité est essentiellement plate sur une large zone d'impact. Cela ne signifie pas que la forme tronconique soit absente de la zone d'impact, mais que son influence est négligeable. C'est-à-dire que les transferts thermiques, après avoir baissés sur une courte distance correspondant à la zone tronconique, augmentent de nouveau de telle façon qu'ils engendrent une vitesse de fonte égale à celle à l'impact du jet.

4.1.4 Angle initial latéral de la cavité

Pour les essais présentant une forme tronconique autour de la zone d'impact, il est possible de mesurer un angle latéral de la cavité entre l'horizontale et le segment $[BC]$. La figure 4.10 donne un exemple de mesure.

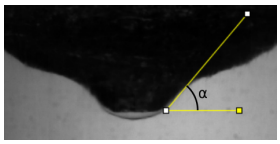

FIGURE 4.10 – Exemple de mesure de l'angle latéral de la partie tronconique sur l'essai 1013 – $Re = 65\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$ et $D_j = 9,8\ mm$.

Ces mesures ont été réalisées sur les images correspondant au temps de transition vers le « pool-effect » avec le logiciel Fiji [86]. Pour estimer l'incertitude sur l'angle, les mesures ont été refaites au moins 3 fois de chaque côté de la cavité. Les valeurs minimales et maximales ont été prises comme bornes de l'intervalle d'incertitude. La valeur rapportée correspond à leur moyenne, et l'incertitude à la moitié de leur différence. Les résultats sont tabulés au sein du tableau 4.1. Une légère tendance à la baisse à mesure que la vitesse du jet augmente peut-être remarquée, mais nécessite d'être vérifiée. Aucune autre tendance ne semble pouvoir être dégagée. On note globalement que les angles sont compris entre 42 ^{o} et 67 ^{o}.

Réf.	Re $\times 10^3$	α (^{o})	$\Delta\alpha$ (^{o})
611	11	63,5	2,5
612	21	64,5	1,5
613	39	46,5	2,5
614	57	42,5	4,5
621	13	64,0	3,0
622	24	52,5	1,5
623	55	46,5	1,5
631	19	49,5	5,5
632	37	49,0	3,0

Réf.	Re $\times 10^3$	α (^{o})	$\Delta\alpha$ (^{o})
1011	19	59,5	1,5
1012	35	56,5	1,5
1013	65	46,5	2,5
1021	29	59,0	5,0
1022	51	49,0	3,0
1031	38	52,5	5,5

TABLE 4.1 – Angles latéraux mesurés au moment de la transition en « pool-effect » pour la partie tronconique des essais pour lesquels un angle latéral de cavité est mesurable. Les essais référencés 6XX ont été réalisés avec un diamètre de buse de 6 mm. Ceux référencés 10XX l'ont été avec une buse de 10 mm de diamètre. Pour les essais X1X la température de consigne était de 30 ^oC. Pour les essais X2X la température de consigne était de 50 ^oC. Pour les essais X3X la température de consigne était de 70 ^oC.

4.1.5 Nappe liquide

Nous avons remarqué, lors des expériences, que pendant le régime d'ablation en film, le film liquide peut sortir de la cavité sous différentes formes. Trois cas ont été distingués :

- Soit il suit la forme de la cavité ;
- Soit une nappe cohérente se forme au niveau de l'épaulement décrit en figure 4.8 avant de disparaître en rejoignant la surface solide ;
- Soit le film longe la paroi solide et s'échappe de la cavité sous la forme de nappe fragmentée.

Le classement des différentes expériences selon la manière dont le fluide sort de la cavité est disponible au sein du tableau 4.2. Les temps, adimensionnés par le temps de transition vers le « pool-effect » d'existence de la nappe liquide, y sont aussi rapportés lorsqu'une nappe liquide cohérente se forme. Aucune tendance ne semble se dégager sur ces temps d'existence de nappe liquide cohérente. Des exemples de ces trois situations sont disponibles en figure 4.11. Après la disparition de la nappe liquide, lorsqu'elle est cohérente, le film s'échappe de la cavité sous la forme de nappe fragmentée. La figure 4.12 donne une représentation des trois groupes d'expériences dans l'espace Weber / Reynolds.

En analysant le tableau 4.2 et la figure 4.12, deux limites semblent se distinguer. Un Weber de 400 semble séparer les cas où le liquide suit la surface solide en sortie de cavité, de ceux où une nappe liquide cohérente se forme avant de disparaître. Le nombre de Weber compare les forces d'inertie à la tension superficielle. Pour créer une nappe liquide, il faut créer de l'interface liquide / gaz. Il faut donc que le film ait assez d'énergie

Nappe liquide	Réf.	Re	We	t^*
Non	611	11 000	185	-
	621	13 000	131	
	631	19 000	170	
	1011	19 000	347	
	1021	29 000	385	
	1031	38 000	388	
Oui cohérente	612	21 000	646	$0,44 - 0,72$
	613	29 000	2 299	$0,15 - 1$
	622	24 000	456	$0,52 - 0,73$
	623	55 000	2 274	$0,20 - 0,28$
	632	37 000	682	$0,31 - 0,60$
	1012	35 000	1 095	$0,31 - 1$
	1022	51 000	1 140	$0,34 - 0,52$
Oui fragmentée	614	57 000	4 823	-
	615	77 000	8 663	
	624	82 000	4 963	
	625	109 000	8 769	
	633	74 000	2 462	
	634	112 000	5 282	
	635	147 000	9 225	
	1013	65 000	3 792	
	1014	95 000	8 065	
	1015	128 000	14 188	
	1023	94 000	3 970	
	1032	68 000	1 200	

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des différentes expériences classées selon la manière dont le fluide sort de la cavité. Les temps adimensionnés par le temps de transition vers le « pool-effect » sont aussi rapportés lorsqu'une nappe liquide cohérente se forme.

cinétique pour permettre la création de l'interface liquide gaz, ce qui explique le fait que la condition trouvée à l'apparition d'une nappe liquide porte sur le nombre de Weber. Un nombre de Reynolds de 56 000 semble séparer les cas où une nappe liquide cohérente se forme, de ceux pour lesquels le liquide s'échappe de la cavité exclusivement sous forme de nappe fragmentée. Le nombre de Reynolds compare les forces d'inertie et les forces de dissipation visqueuse. Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus l'écoulement est instable. Il se peut que les instabilités de surface, générées par les forces d'inertie, déstabilisent la nappe liquide [31], ce qui peut donner une nappe liquide fragmentée. Il se peut aussi que la vraie limite entre nappe cohérente et nappe fragmentée soit aussi sur le nombre de Weber, car parmi les essais avec fragmentation un seul a été réalisé avec un nombre de Weber comparable à ceux présentant une nappe cohérente. Pour trancher

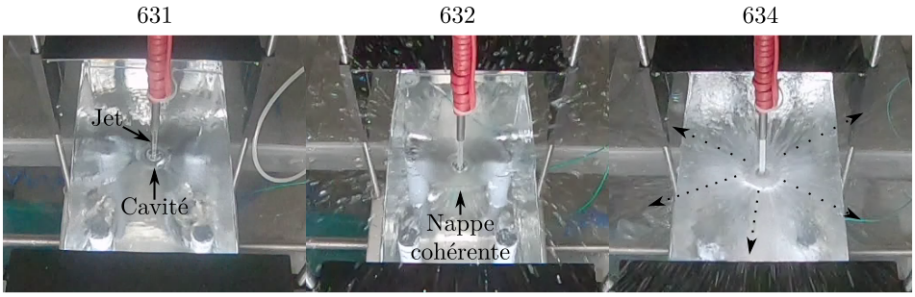

FIGURE 4.11 – Exemples de formes prises par le film liquide en sortie de cavité. Essai 631 – $Re = 19\ 000$ – : le film suit la paroi solide. Essai 632 – $Re = 37\ 000$ – : une nappe liquide cohérente se forme. Essai 634 – $Re = 112\ 000$ – : le film sort fragmenté de la cavité. Les trois expériences ont été réalisées avec une buse de 6 mm et une température voisine de 70 ^oC.

la question, des essais devraient être réalisés en faisant varier la tension superficielle de l'eau en y ajoutant des tensioactifs.

Dans le cas des essais JIMEC – *cf.* annexe E – le nombre de Weber est supérieur à 400 et le nombre de Reynolds supérieur à 56 000. La nappe liquide se fragmente en suivant la forme de la cavité, ce qui est en adéquation avec ce que nous venons de présenter.

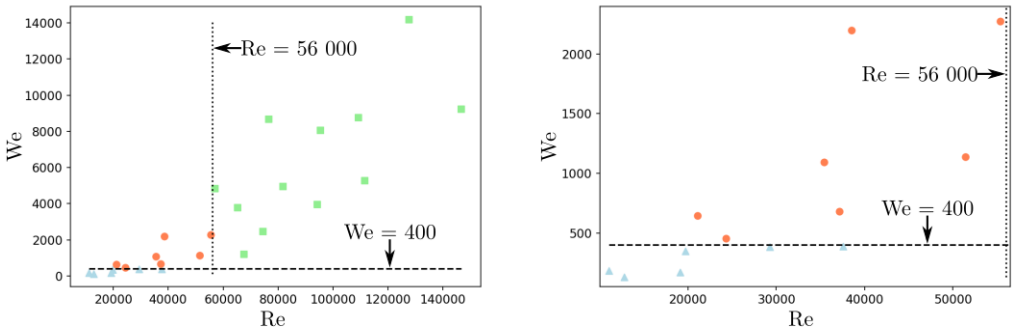

FIGURE 4.12 – Positions des expériences dans le diagramme Weber / Reynolds suivant la forme du film liquide s'échappant de la cavité. Les triangles bleus correspondent aux expériences pour lesquelles le film longe la paroi solide. Les disques orange correspondent aux expériences au cours desquelles une nappe liquide cohérente se forme. Les carrés verts représentent les expériences pour lesquelles le film sort de la cavité sous forme de nappe fragmentée. La figure de droite est un zoom sur la partie bas We, bas Re de la figure de gauche.

4.1.6 Entraînement de gaz

Au sein des images reportées en figures 4.2, 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6, on note, qu'en « pool-effect », l'entraînement de gaz est différent pour les essais qui ont été effectués aux plus basses vitesses [1] – entre $1,2\ m.s^{-1}$ et $1,6\ m.s^{-1}$. Pour ces essais, le gaz est entraîné de manière intermittente sous forme de bulles distinctes formées au niveau de la surface libre, tandis que pour les autres essais, du gaz est entraîné par le jet et les bulles semblent se former au niveau du fond de la cavité. Le jet est notamment visible au sein de la cavité pour l'essai 632, $t^* = 1,5$ dans l'image reportée en figure 4.4.

Il est intéressant de constater que les essais, pour lesquels l'entraînement de gaz est intermittent, sont ceux dont le nombre Weber à l'impact est inférieur à 400. Ce qui correspond à un critère avancé par Biù [68] – Éq. (2.124) – permettant de déterminer une vitesse minimale d'entraînement de gaz. Ce critère a néanmoins été établi pour des buses dont le ratio longueur sur diamètre était inférieur à 8 ; or, dans nos expériences, il était supérieur à 50. Cette valeur du nombre de Weber n'a, *a priori*, aucun lien avec celle trouvée dans la sous-section précédente sur l'analyse de la nappe liquide.

Pour tous les essais avec entraînement de gaz, la paroi de la cavité apparaît ondulée sur les images rapportées après le passage en « pool-effect ». Aussi, après chaque essai, nous avons noté la présence de vagues dues à la fonte prenant le plus souvent la forme de cupules, comme visible en figure 4.13 pour l'essai 625, ou prenant la forme de rouleaux concentriques à l'axe du jet. Ces formations apparaissent lorsque se dissout un solide immergé dans un écoulement turbulent ; situation décrite par Hanratty [85]. Il semble alors possible de dire que le liquide dans la cavité subit une agitation conséquente, ce qui est cohérent avec la littérature – *cf.* section 2.3 sur l'entraînement de gaz. En effet, l'équation (2.122) indique que pour des jets plongeants, un volume important au sein du bain liquide peut être considéré comme parfaitement agité. En notant H la profondeur maximale de pénétration du panache de bulles produit par le plongement du jet, le volume de la zone parfaitement agitée est égal à $30H^3$. Dans nos expériences, lorsqu'il y a entraînement de gaz, les bulles pénètrent jusqu'au fond de la cavité. Donc, d'après ce résultat l'ensemble de la cavité devrait être parfaitement agité, car le volume de la cavité est toujours inférieur à $30H^3$ lorsqu'il y a entraînement de gaz.

4.1.7 « Pool-effect »

Lors de la réalisation des expérience, nous avons constaté que le temps d'apparition du « pool-effect » était le même dans plusieurs cas. Nous avons donc suivi cette piste. La figure 4.14 donne l'évolution du temps d'apparition du « pool-effect » en fonction des nombres de Prandtl et de Reynolds. On constate que le temps d'apparition du « pool-effect » est indépendant du nombre de Reynolds. Par contre, on note qu'à mesure que le nombre de Prandtl diminue, le temps d'apparition du « pool-effect » se réduit

1. Ceux dont la référence se finit par un 1.



FIGURE 4.13 – Photographie de la cavité à la fin de l'essai 625 – $Re = 109\,000$, $T_j = 51\ ^oC$ et $D_j = 6\ mm$. Des cupules dues à la fonte sont visibles.

et les valeurs semblent se regrouper, ce qui sous-entend que la dépendance du temps d'apparition du « pool-effect » aux paramètres autres que le Prandtl diminue. Pour $Pr \approx 5,4$, un point pour chaque diamètre de buse est situé bien en dessous des autres. Ces points correspondent aux essais réalisés avec les plus basses vitesses et pour lesquels l'évolution du diamètre était la plus grande entre la buse et le point d'impact. Le diamètre d'impact était d'environ 5 mm pour l'essai avec une buse de 6 mm, et d'environ 8 mm pour celui réalisé avec la buse de 10 mm. De plus, on remarque – pour $Pr \approx 5,4$ –, un regroupement autour de valeurs différentes pour les essais réalisés avec la buse de 6 mm et ceux réalisés avec la buse de 8 mm. Donc, on peut supposer un effet du diamètre sur le temps d'apparition du « pool-effect », d'autant plus grand que le nombre de Prandtl est élevé. Néanmoins, le temps d'apparition du « pool-effect » reste plus grand pour les plus gros diamètres, ce qui est cohérent avec les observations de Saito *et al.* [9] : $Z_{pe} > 4D_j$. Lors de nos expériences, les nombres de Prandtl et de fonte B varient ensemble. Donc, les mêmes conclusions peuvent être formulées concernant le nombre de fonte B et il ne nous est pas possible, avec nos expériences, de déterminer lequel de ces deux nombres influence le plus la transition vers le « pool-effect ».

Si on utilise une corrélation pour déterminer le coefficient d'échange convectif au point d'impact du jet, il est possible d'exprimer la vitesse de fonte à partir des nombres de Reynolds et de Prandtl à l'aide de l'équation de saut sur l'enthalpie – *cf.* Éq. (2.92) – en régime d'ablation en film. En supposant une relation du type $Nu = CRe^nPr^m$, la vitesse de fonte s'exprime selon l'équation (4.1). Nous avons $n < 1$ pour toutes les corrélations rapportées pour le cas de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide sans formation de croûte : Sato *et al.* [13] Éq. (2.90), Gilpin [51] Éqs. (2.95) et (2.96), Yen *et al.* [63] Éq. (2.97), Furutani *et al.* [18] Éq. (2.116) et Sitharamayya *et al.* [24] Éq. (2.46). Donc, la vitesse d'ablation est une fonction décroissante du diamètre du jet par le biais du nombre de Reynolds. Par contre, la puissance d'impact du jet donnée par Choo *et al.*

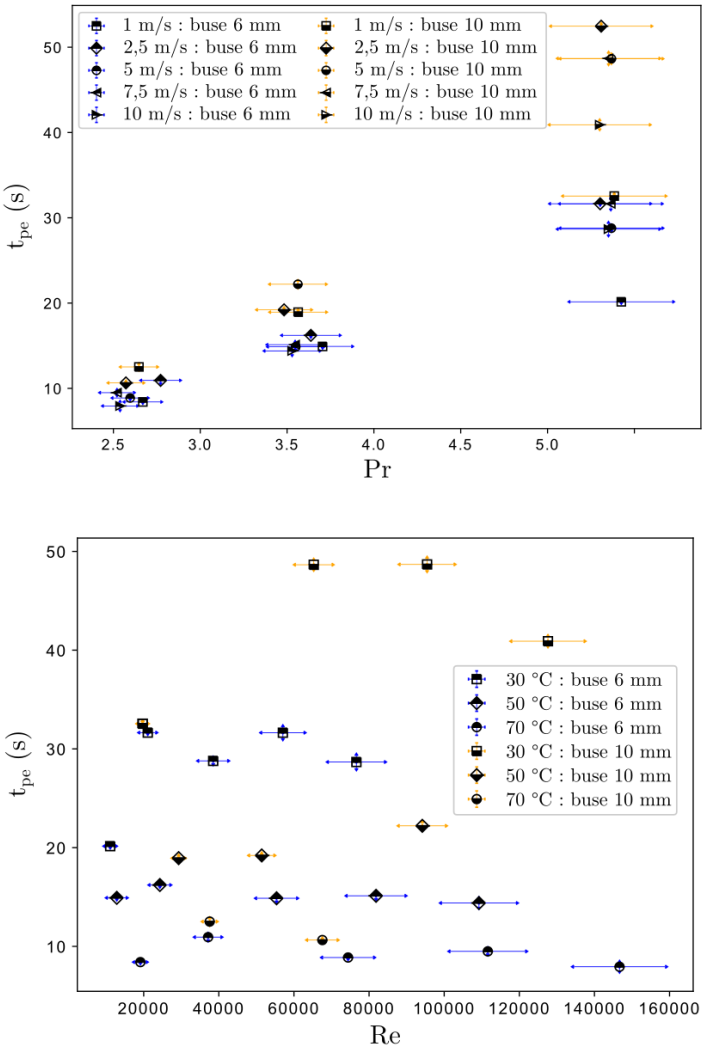

FIGURE 4.14 – Temps d'apparition du « pool-effect » en fonction du nombre de Prandtl – en haut – et du nombre de Reynolds – en bas.

[48] – Éq. (4.2) – est une fonction croissante du diamètre du jet. Donc, à mesure que le diamètre du jet augmente, la cavité se creuse moins rapidement et la puissance d'impact du jet augmente. Donc, il faut plus de temps pour atteindre le « pool-effect ».

$$V_f = CV_j \frac{\rho_j}{\rho_s} BRe^{n-1} Pr^{m-1} \tag{4.1}$$

$$I_p = \frac{\pi}{8} \rho V_j^3 D_j^2 \tag{4.2}$$

Lors des essais JIMEC – *cf.* annexe E – les temps d'apparition du « pool-effect » sont de 18 s pour l'essai JIMEC-1 et 15 s pour l'essai JIMEC-2. Ces temps sont comparables entre eux et avec ceux que nous obtenons, malgré un nombre de Prandtl bien inférieur. Le diamètre du jet est inférieur pour l'essai JIMEC-2 comparé à l'essai JIMEC-1. Donc, le temps d'apparition du « pool-effect » augmente avec le diamètre du jet. On observe ainsi des tendances similaires pour les essais JIMEC et nos expériences.

Le passage en « pool-effect » se caractérise par un effondrement du film liquide produit par l'impact du jet vers l'intérieur de la cavité. Lors des essais, un ressaut hydraulique circulaire était clairement visible sur les images obtenues par le biais de la caméra standard [2] au moment du « pool-effect ». Pour les essais 611 ($Re = 11\ 000$, $Pr = 5,42$) et 1011 ($Re = 19\ 000$, $Pr = 5,38$), un ressaut stable était présent à l'extérieur et se rapprochait du bord de la cavité à mesure que le bloc se creusait. Pour les autres essais [3], une élévation claire du niveau de liquide, assimilable à un ressaut hydraulique circulaire, se manifeste, soit au bord de la cavité, soit plus loin, auquel cas elle avance vers le cavité. Dans nos expériences, le ressaut atteignait la cavité en moins de 3 s, exception faite des essais 611 et 1011 pour lesquels le bord de la cavité était atteint en 13 s. Les essais 635 et 1015 montrent un comportement différent. Pour le 635 une partie du film liquide retombe directement dans la cavité juste avant le « pool-effect », pour l'essai 1015 la cavité est d'une largeur comparable à celle du bloc de glace juste avant la transition.

Une fois au bord de la cavité, le ressaut, soit entre dans la cavité et provoque le passage en « pool-effect », soit il peut rester bloqué pendant un temps pouvant aller jusqu'à 5 s. Il peut aussi rester bloqué dans le tore décrit plus tôt – *cf.* fig. 4.8. Cette situation a été rencontrée pour les essais 631 ($Re = 19\ 000$, $Pr = 2,67$), 1011 ($Re = 19\ 000$, $Pr = 5,38$), 1021 ($Re = 29\ 000$, $Pr = 3,56$) et 1031 ($Re = 38\ 000$, $Pr = 2,65$). Pour l'essai 1012 ($Re = 35\ 000$, $Pr = 5,31$) le ressaut est resté bloqué 2 s par la nappe liquide cohérente s'échappant de la cavité. Aussi, pour les essais 614 ($Re = 57\ 000$, $Pr = 5,36$), 615 ($Re = 77\ 000$, $Pr = 5,35$), 624 ($Re = 82\ 000$, $Pr = 3,55$), 625 ($Re = 109\ 000$, $Pr = 3,53$), 634 ($Re = 112\ 000$, $Pr = 2,52$), 635 ($Re = 147\ 000$, $Pr = 2,54$) et 1015 ($Re = 128\ 000$, $Pr = 5,30$), on constate que du liquide tombe dans la cavité, mais est rejeté à l'extérieur sur une durée maximale de 5 s. Il se peut donc que l'apparition d'un ressaut hydraulique circulaire participe à l'effondrement du film liquide, mais son apparition seule ne permet pas d'expliquer entièrement le passage en « pool-effect ».

Il nous a semblé intéressant de déterminer la distance entre le point d'impact du jet et la fin de la cavité – distance $[AE]$ fig. 4.1 – au moment de la transition vers le « pool-effect », pour chacun des essais présentés dans le tableau 3.2, dans le but de dégager

2. Cette caméra est disposée dans l'enceinte de protection et enregistre ce qui se passe au niveau de la surface supérieure du bloc de glace.

3. Sauf les essais 1014 ($Re = 95\ 000$, $Pr = 5,35$), 1015 ($Re = 128\ 000$, $Pr = 5,30$) et 635 ($Re = 147\ 000$, $Pr = 2,54$). Les images de la caméra disposée dans l'enceinte ne sont pas exploitables au moment du « pool-effect » pour l'essai 1014.

des tendances. Pour ce faire, le logiciel Fiji [86] a été utilisé. Une partie de la cavité se trouve dans la zone aveugle. Donc le point E a été supposé se trouver sur la surface d'impact, telle que déterminée au moment de l'impact du jet. Sa position sur cette surface a été déterminée en interpolant linéairement la forme de la cavité. Ainsi, ces mesures présentent de grandes incertitudes et ne sont que qualitatives. Les résultats de mesures sont disponibles en figure 4.15. On remarque que la longueur $[AE]$ croît avec la vitesse et le diamètre du jet, mais décroît avec la température. Pour permettre une comparaison avec la corrélation de Stevens *et al.* [1] – Éq. (2.23) – l'évolution de la longueur latérale de la cavité adimensionnée par le diamètre du jet, en fonction du Reynolds du jet, est aussi reportée en 4.15 avec la corrélation en question. On note tout d'abord que la longueur prévue par la corrélation de Stevens *et al.* [1] est supérieure à la distance entre le point d'impact et la sortie de la cavité mesurée. Ce n'est pas contradictoire, du fait de la présence d'un gradient de pression adverse lors de la remontée du film liquide le long de la paroi solide. $[AE]/D_j$ décroît lorsque le diamètre du jet augmente, ce qui a déjà été noté par Stevens *et al.* [1] et Choo *et al.* [48].

Ainsi, les mesures de la distance entre le point d'impact du jet et la sortie de la cavité sont en accord avec l'hypothèse que l'effondrement est provoqué, au moins en partie, par l'apparition d'un ressaut hydraulique circulaire au bord de la cavité.

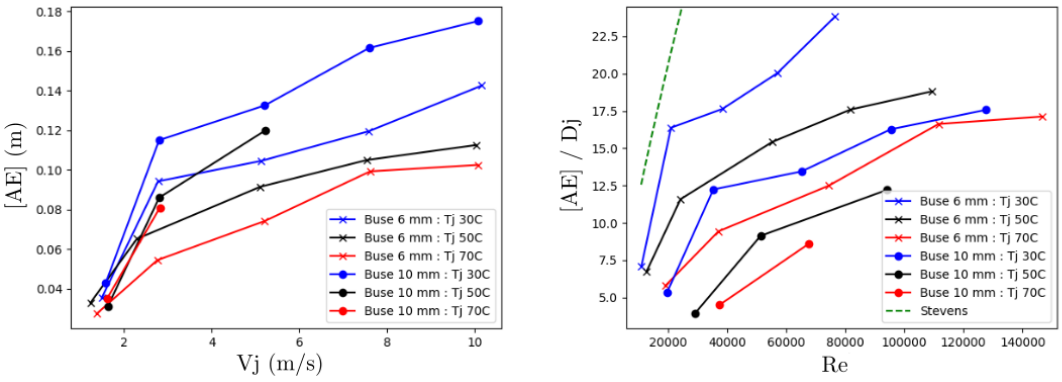

FIGURE 4.15 – À gauche : distance entre le point d'impact du jet – A – et la fin de la cavité – E – en fonction de la vitesse du jet. À droite : distance $[AE]$ adimensionnée par le diamètre du jet, en fonction du nombre de Reynolds du jet à l'impact. Est aussi rapportée sur le graphe de droite la corrélation de Stevens *et al.* – Éq. (2.23).

4.1.8 Analyse de la température de surface

L'installation HAnSoLO dispose d'une caméra thermique coaxiale au jet – *cf.* fig. 3.2 – permettant la mesure de la température de surface au cours de l'ablation. Des exemples d'images thermiques sont donnés en figures 3.12 et 3.13. Pour permettre une

comparaison au cours du temps, et entre les expériences, l'évolution de la température selon un segment croisant le point d'impact du jet a été extraite – *cf.* fig. 4.16. Une émissivité de $0,97$ a été utilisée pour l'eau. Pour les comparaisons, nous nous sommes volontairement écartés du moment du « pool-effect », car, comme décrit précédemment, le mode d'effondrement est très variable entre les tests, ce qui empêche les comparaisons au moment de l'effondrement.

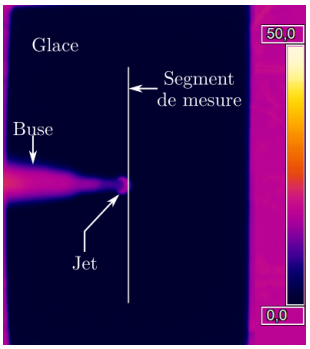

FIGURE 4.16 – Exemple d'image thermique prise à $t^* = 0$ pour l'essai 623 – $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 5,9\ mm$ – avec représentation du segment de mesure utilisé pour l'obtention des profils de température.

Du fait des nombreux phénomènes pouvant être rencontrés en surface lors de l'ablation, tous les tests ne sont pas comparables. Néanmoins, pour obtenir une vision d'ensemble des effets potentiels de la vitesse et de la température du jet, il a été décidé de comparer les essais 611 ($T_j = 30\ ^oC$, $Re = 11\ 000$, $Pr = 5,42$), 631 ($T_j = 48\ ^oC$, $Re = 13\ 000$, $Pr = 3,70$), 623 ($T_j = 50\ ^oC$, $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$), 615 ($T_j = 30\ ^oC$, $Re = 77\ 000$, $Pr = 5,35$) et 634[4] ($T_j = 71\ ^oC$, $Re = 112\ 000$, $Pr = 2,52$) effectués avec une buse de $6\ mm$; ainsi que les essais 1011 ($T_j = 30\ ^oC$, $Re = 19\ 000$, $Pr = 5,38$), 1023 ($T_j = 50\ ^oC$, $Re = 94\ 000$, $Pr = 3,56$) et 1014 ($T_j = 30\ ^oC$, $Re = 95\ 000$, $Pr = 5,35$) pour juger de l'influence du diamètre du jet.

La dimension spatiale des profils de température obtenus est en pixels. Pour la convertir en centimètres, un repère de longueur connue est pris au sein de l'image. Soit une règle avait été photographiée, soit nous avons pris la largeur d'un bloc de glace – $21\ cm$ avec la fonte due à la préparation – ou l'entrefer du système de protection disposé de part et d'autre du bloc de glace. Lorsque possible, plusieurs longueurs ont été prises et comparées pour s'assurer de la justesse de la valeur trouvée. L'incertitude maximale sur la conversion est de $0,9\ px/cm$, soit une incertitude relative de 10 %. Pour les comparaisons, la distance radiale est adimensionnée par le diamètre du jet à l'impact. Il est possible d'estimer un taux d'incertitude sur cette grandeur. En notant r_{cm} la position radiale en centimètre, r_{px} la position radiale en pixels, $C_{px/cm}$ le nombre de pixels par

4. Le test 635 présente trop d'éclaboussures pour permettre une comparaison pertinente.

centimètre, D_j le diamètre du jet à l'impact, et les incertitudes associées Δr_{px}, $\Delta C_{px/cm}$ et ΔD_j, il est possible d'écrire le taux d'incertitude selon l'équation suivante :

$$f = \frac{r_{cm}}{D_j} = \frac{r_{px}}{C_{px/cm} D_j} \Rightarrow \frac{\Delta f}{f} = \underbrace{\frac{\Delta r_{px}}{r_{px}}}_{négligée} + \frac{\Delta D_j}{D_j} + \frac{\Delta C_{px/cm}}{C_{px/cm}} \tag{4.3}$$

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta D_j}{D_j} + \frac{\Delta C_{px/cm}}{C_{px/cm}} \tag{4.4}$$

L'incertitude sur la position en pixels est négligée. Ainsi, l'équation 4.4 donne une valeur du taux d'incertitude sur la position radiale adimensionnée par le diamètre du jet. En voici la liste par expérience ici analysée : 611 : 4 %, 615 : 11 %, 623 : 11 %, 631 : 8 %, 634 : 2 %, 1011 : 6 %, 1014 : 11 % et 1023 : 6 %.

Régime d'ablation en film

Dans le but de statuer sur une éventuelle évolution au cours du temps du profil de température, deux temps adimensionnés sont ici analysés : $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$. Pour mettre au même niveau les différents essais, l'écart entre la température mesurée et celle du solide – 0 ^oC – est adimensionné par l'écart maximum sur le segment de mesure, et la distance à l'axe est divisée par le diamètre du jet à l'impact. Avant l'arrivée du « pool-effect » aucune différence significative n'a été remarquée entre les profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$. Les deux profils sont reportés en figure 4.17 pour l'essai 623 ($T_j = 50\ ^oC$, $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$), à titre d'exemple. Cette constatation sous-entend qu'avant l'apparition du « pool-effect » les transferts thermiques entre le liquide provenant du jet et le solide sont établis et que la forme de la cavité reste la même, car sinon les deux courbes ne pourraient se superposer.

Ainsi, pour le reste de l'analyse, par souci de concision et de clarté, seuls les profils pour $t^* = 0,5$ seront montrés. Deux types de comportements ont été notés suivant les tests, qui peuvent donc être scindés en deux groupes : les essais 615 ($Re = 77\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 6,0\ mm$), 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 5,9\ mm$), 634 ($Re = 112\ 000$, $T_j = 71\ ^oC$, $D_j = 6,0\ mm$), 1023 ($Re = 94\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 9,8\ mm$) et 1014 ($Re = 95\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 9,9\ mm$), désignés tests à hautes vitesses d'un côté, et les essais 611 ($Re = 11\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 5,0\ mm$), 631 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 67\ ^oC$, $D_j = 4,8\ mm$) et 1011 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 8,1\ mm$) de l'autre, désignés tests à basses vitesses. On les traite ici séparément.

Les profils de température adimensionnés des essais 615 ($Re = 77\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 6,0\ mm$), 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 5,9\ mm$), 634 ($Re = 112\ 000$, $T_j = 71\ ^oC$, $D_j = 6,0\ mm$) sont présentés en figure 4.18. Ils se superposent. On constate que la température est égale à la température maximale, qui est celle du jet, entre le point d'impact et une distance radiale allant de $1,2 \cdot r/D_j$ à $1,5 \cdot r/D_j$. Ensuite, on constate une

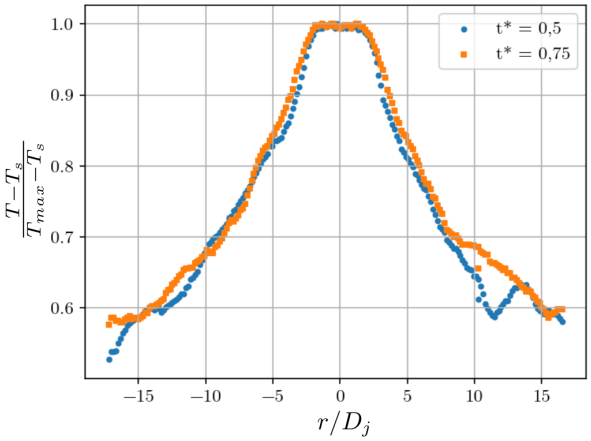

FIGURE 4.17 – Profils de température pris à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 623 réalisé avec une température de jet de 50 ^oC, une buse de 6 mm et un Reynolds de 55 000.

décroissance identique pour ces trois cas. Ces constatations sous-entendent qu'il existe une loi d'évolution de la température de surface du film liquide avec la distance radiale pour un diamètre de jet donné.

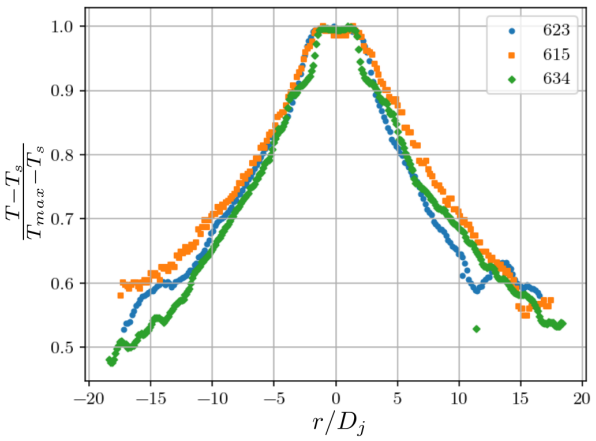

FIGURE 4.18 – Profils de température à $t^* = 0,5$ pour les essais 615, 623 et 634 avant l'apparition du « pool-effect ». L'essai 615 a été effectué avec une température de jet de 30 ^oC et une vitesse de jet de 10,2 $m.s^{-1}$, l'essai 623 a été réalisé à une température de 50 ^oC et une vitesse de jet 5,1 $m.s^{-1}$ et pour l'essai 634 la température du jet était de 71 ^oC et la vitesse de 7,6 $m.s^{-1}$. Pour ces trois expériences, le diamètre de la buse était de 6 mm.

La figure 4.19 permet de comparer les profils de température des essais 1023 ($Re =$ 94 000, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j =\ 9,8\ mm$) et 1014 ($Re = 95\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j =\ 9,9\ mm$) effectués avec un diamètre de buse de 10 mm à l'essai 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j =\ 5,9\ mm$). On constate que l'extension radiale de la zone plate reste identique. La décroissance en-dehors de la zone plate est comparable à celle obtenue à 6 mm, sachant que l'on constate une plus grande variabilité du profil de température avec le temps et de plus grandes imprécisions sur les profils réalisés avec une buse 10 mm. Néanmoins, elle semble plus lente, ce qui pourrait être dû au fait qu'avec un plus gros diamètre le débit de capacité thermique – $\dot{C} = \dot{M}_j Cp_j$ – est plus grand.

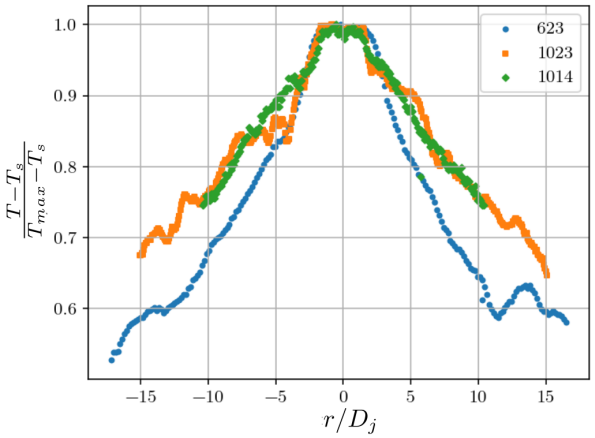

FIGURE 4.19 – Profils de température à $t^* = 0,5$ pour les essais 623, 1023 et 1014 en régime d'ablation en film. L'essai 623 a été effectué avec une buse de 6 mm, à une température de 50 ^oC et une vitesse de jet $5,1\ m.s^{-1}$. L'essai 1023 a été réalisé dans des conditions similaires à l'essai 623 : vitesse de jet de $5,2\ m.s^{-1}$ et température de 50 ^oC, mais avec une buse de 10 mm de diamètre. L'essai 1014 a lui été réalisé avec une buse de 10 mm, une température de jet de 30 ^oC et une vitesse de jet de $7,6\ m.s^{-1}$.

Les essais réalisés avec les plus basses vitesses montrent des évolution qualitativement différentes de celles présentées. La figure 4.20 compare les profils de température des essais 611 ($Re = 11\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j =\ 5,0\ mm$), 631 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 67\ ^oC$, $D_j =\ 4,8\ mm$) et 1011 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j =\ 8,1\ mm$), avec l'essai 623 ($Re =$ 55 000, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j =\ 5,9\ mm$) utilisé comme référence. On remarque que, pour ces essais, la zone pour laquelle la température de surface est égale à la température du jet est plus grande que dans le cas de l'essai 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j =\ 5,9\ mm$). Pour ces essais, la fin de la zone de température constante est localisée entre $r/D_j = 4$ et $r/D_j = 5,2$. Le diamètre du jet ne semble pas influer sur le profil de température. Les incertitudes et variabilités de mesure ne permettent pas de statuer quantitativement sur la décroissance en dehors de la zone de température constante, mais on retrouve

qualitativement la même décroissance que pour les autres essais.

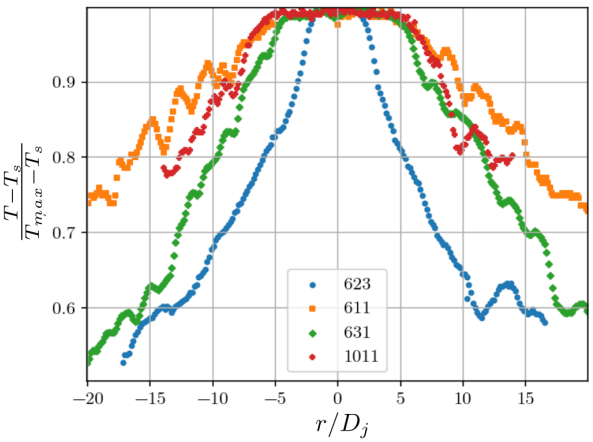

FIGURE 4.20 – Profils de température à $t^* = 0,5$ pour les essais 623, 611, 631 et 1011. L'essai 623, utilisé ici comme référence, a été réalisé avec une buse de 6 mm, à une température de 50 ^oC et une vitesse de jet $5,1\ m.s^{-1}$. Les trois autres essais ont été réalisés à des vitesses de jet respectivement de $1,5\ m.s^{-1}$, $1,4\ m.s^{-1}$ et $1,6\ m.s^{-1}$ et des températures respectivement de 30 ^oC, 67 ^oC et 30 ^oC. Les essais 611 et 631 ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Une buse de 10 mm a été utilisée pour l'essai 1011.

Il est intéressant de constater que la largeur du plateau à température constante ne semble pas dépendre de la température du jet ; or, si cette décroissance était due au fait que la couche limite thermique se développant au sortir de la zone de stagnation ait touché la surface, on devrait voir une dépendance au nombre de Prandtl, et donc à la température du fluide. De plus, pour un nombre de Prandtl supérieur à 5,2, la couche limite thermique ne devrait pas arriver jusqu'à la surface selon Liu *et al.* [32] ; or, on constate une décroissance, même lorsque le nombre de Prandtl du jet est supérieur à 5,2 : essais 611 ($Pr = 5,42$; $Re = 11\ 000$; $T_j = 30\ ^oC$; $D_j = 5,0\ mm$) et 1011 ($Pr = 5,38$; $Re = 19\ 000$; $T_j = 30\ ^oC$; $D_j = 8,1\ mm$). Ainsi, nous pensons que cette décroissance est le signe que le film liquide devient turbulent, ce qui induit une homogénéisation de la température dans l'épaisseur du film et donc induit un changement dans la température de surface mesurée par la caméra thermique.

Dans un premier temps, la distance de fin du plateau, adimensionnée par le diamètre du jet, a été comparée aux données de Stevens *et al.* [1] – *cf.* tab. 2.2 – pour les essais effectués à hautes vitesses. Il est possible d'estimer la distance parcourue par le fluide entre le point d'impact et le point pour lequel une décroissance de la température est constatée. Pour ce faire, on suppose que la cavité est tronconique, telle que décrite avant et schématisée en figure 4.21. On obtient la relation (4.5) en considérant l'équation (2.32).

$\mathcal{L}$ désigne la longueur parcourue par le fluide depuis l'impact. Stevens *et al.* [1] donnent des distances de reprise de la turbulence adimensionnées par le diamètre du jet pour un diamètre proche de 6 *mm*. Donc, il est possible de comparer les résultats obtenus avec la buse de 6 *mm*. Pour une buse de 6 *mm* on mesure $\alpha \in [42,5\ ^o - 64,5\ ^o]$ – *cf.* tab. 4.10. On obtient alors $\mathcal{L}/D_j \in [1,36 - 2,49]$ ce qui est cohérent avec la valeur de 1,75 rapportée par Stevens *et al.* [1]. Par contre Stevens *et al.* [1] notent une décroissance de la distance de transition vers la turbulence, divisée par le diamètre du jet, à mesure que le diamètre du jet augmente, ce que nous ne retrouvons pas ici, sachant que les angles mesurés pour une buse de 10 *mm* sont comparables à ceux obtenus avec la buse de 6 *mm*. Les valeurs de $\mathcal{L}/D_j$ obtenues sont aussi en accord avec l'observation de Lienhard [31], qui affirme que, pour des jets initialement turbulents, la vitesse en surface du film commence à diminuer pour une distance radiale de l'ordre de $2,5D_j$.

$$\frac{\mathcal{L}}{D_j} = \frac{3}{4} + \left(\frac{r}{D_j} - \frac{3}{4}\right)\frac{1}{cos\,(\alpha)} \tag{4.5}$$

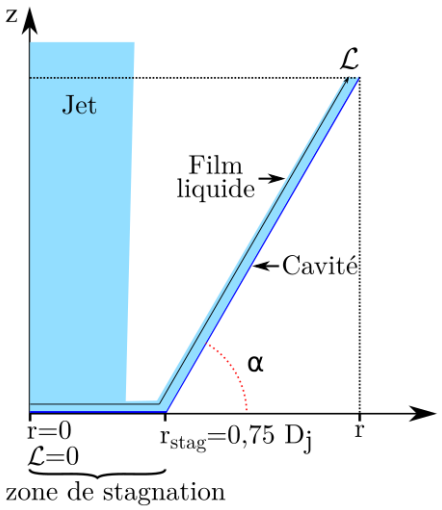

FIGURE 4.21 – Schéma de la zone tronconique à l'impact du jet avec les notations de l'équation (4.5).

Le même calcul a été réalisé pour les essais à basses vitesses et on trouve $\mathcal{L}/Dj \in [8,0 - 10,7]$ pour l'essai 611 ($Re = 11\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 5,0\ mm$), $\mathcal{L}/Dj \in [5,8 - 7,6]$ pour l'essai 631 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 67\ ^oC$, $D_j = 4,8\ mm$) et $\mathcal{L}/Dj \in [7,2 - 9,5]$ pour l'essai 1011 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 8,1\ mm$). On peut comparer ces valeurs à la formule proposée par Lienhard [31] pour un jet initialement laminaire, qui donne 23 pour l'essai 611 et 18 pour les essais 631 et 1011. Donc, on constate que pour les essais à basse vitesse la transition vers la turbulence se fait à un rayon supérieur à celui donné par Stevens *et al.* [1] pour des jets turbulents, mais inférieur

à celui rapporté par Lienhard [31] pour des jets laminaires ; or les jets utilisés pour les expériences HAnSoLO sont tous turbulents – $Re > 11\ 000 > 4\ 000$. Dans leur étude, Stevens *et al.* [1] affirment que la hauteur de chute du jet n'a qu'une faible influence, mais ne le prouve que pour le nombre de Nusselt à l'impact. Ils ne présentent de résultats d'évolution radiale du coefficient de transfert thermique que pour des distances buse / plaque fixées et inférieures à 3 diamètres de jet. Donc cet effet peut être dû à une influence combinée de la vitesse du jet, donc du Reynolds, et de la hauteur de chute. Aussi, Watson [27] rapporte que pour que le film liquide puisse devenir turbulent, il faut que le nombre de Reynolds du jet dépasse 16 400 ; or, le nombre de Reynolds de l'essai 611 est inférieur à cette valeur et celui des expériences 631 et 1011 en est proche. Ce critère a été donné pour un film s'écoulant sur une plaque plane sans fonte. Donc, il se peut que le film redevienne turbulent du fait de la fusion de l'interface, mais que cela intervienne pour une distance au point d'impact plus grande que si c'était les fluctuations de vitesses au sein du jet, transmises au film liquide, qui le rendent turbulent.

Il est aussi possible de comparer la forme de la cavité au profil de température de surface obtenu. Pour ce faire, on aligne l'axe d'impact du jet obtenu par analyse de l'image de la caméra rapide [5] et le point d'impact du jet sur le profil de température. Ensuite, on met le profil de température à la même échelle spatiale que l'image. Enfin, on superpose l'image et le profil de température. Pour plus de visibilité l'axe des températures adimensionnées a été renversé sur les figures présentées.

La figure 4.22 montre un exemple pour l'essai 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 5,9\ mm$) à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$. On remarque que l'alignement est correct ce qui permet de valider les méthodes de positionnement de l'axe du jet. On constate que l'épaulement visible sur la cavité correspond à une baisse de la température de surface, ce qui confirme que l'épaulement est dû à la transition vers la turbulence du film liquide – hypothèse avancée en section 4.1.2. Il est à noter que cette adéquation est obtenue alors même que la projection donnée par la caméra rapide et la direction selon laquelle le profil de température est réalisé sont orthogonales entre elles. Donc, cette observation confirme qu'il est possible de considérer la géométrie de la cavité comme étant axisymétrique. Cette comparaison est plus ardue dans le cas des essais à basse vitesse, car l'épaulement est moins visible ; il se trouve majoritairement dans la zone aveugle. La figure 4.23 donne un exemple de comparaison pour l'essai 1011 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $D_j = 8,1\ mm$) pour lequel on voit le début de l'épaulement se former à la verticale $r/D_j = -5$. Il est intéressant de faire une comparaison pour l'essai 634 ($Re = 112\ 000$, $T_j = 71\ ^oC$, $D_j = 6,0\ mm$), car pour ce test on ne voit pas de forme tronconique à l'impact – *cf.* section 4.1.3. La comparaison est disponible en figure 4.24. On remarque que, comme pour l'essai 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 5,9\ mm$) – *cf.* fig. 4.22 – il y a un plateau sur le profil de température dont l'extension radiale est comparable à celle obtenue pour les autres essais. Il est suivi d'une décroissance du profil de température.

5. La méthode d'obtention de la position de l'axe est détaillée dans la section suivante

Ces constatations sont cohérentes avec l'hypothèse selon laquelle le film liquide redevient turbulent, mais que la forme tronconique est réellement cachée par l'épaulement. La figure 4.25 montre que les conclusions restent les mêmes pour un diamètre de buse de 10 mm.

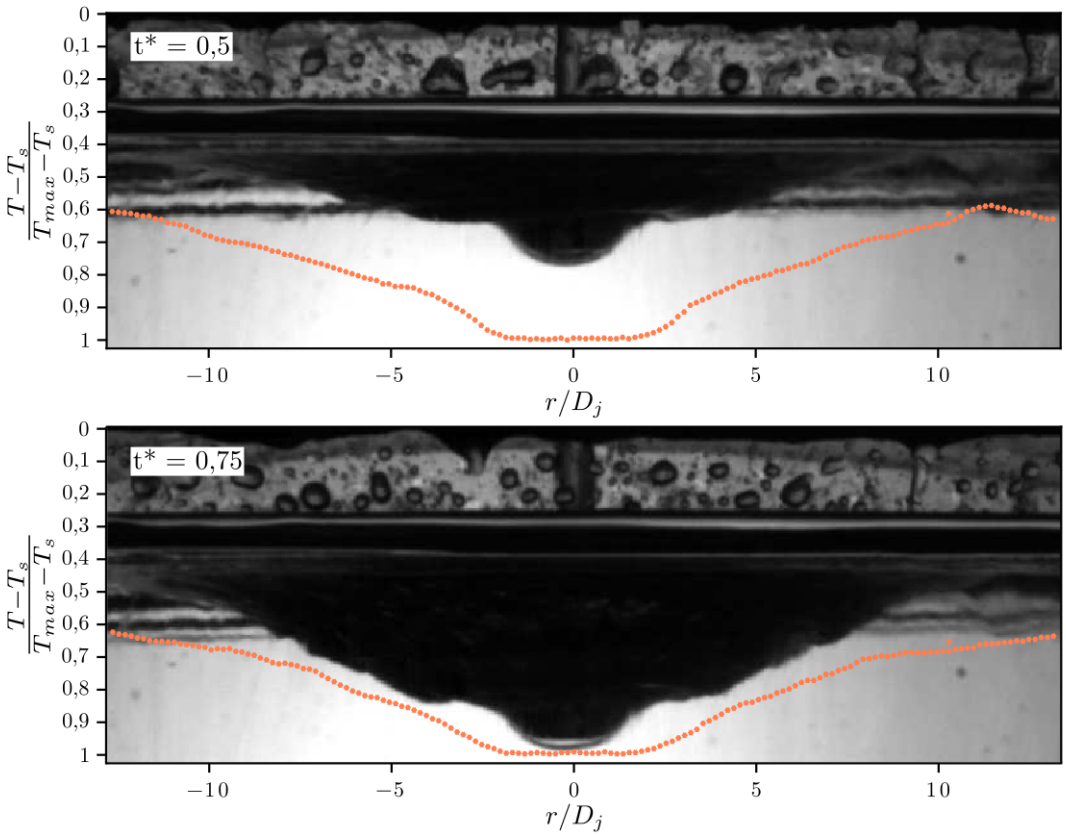

FIGURE 4.22 – Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 623 – *cf.* fig. 4.17 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$.

Pendant le « pool-effect »

Durant le « Pool-effect » on constate un changement drastique dans les profils de température qui deviennent uniformes. On ne constate plus de différence de comportement entre les essais à basses ou hautes vitesses. Un exemple d'évolution est donné en figure 4.26 pour l'essai 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $D_j = 5,9\ mm$). On remarque que le profil de température de surface est relativement uniforme. Le pic visible sur les courbes correspond au jet. Durant le « pool-effect », nous avons noté que la caméra thermique tendait à donner une température inférieure à la température réelle sur le jet. Nous attribuons cela à l'environnement qui change autour du jet. En effet, il n'y a plus la

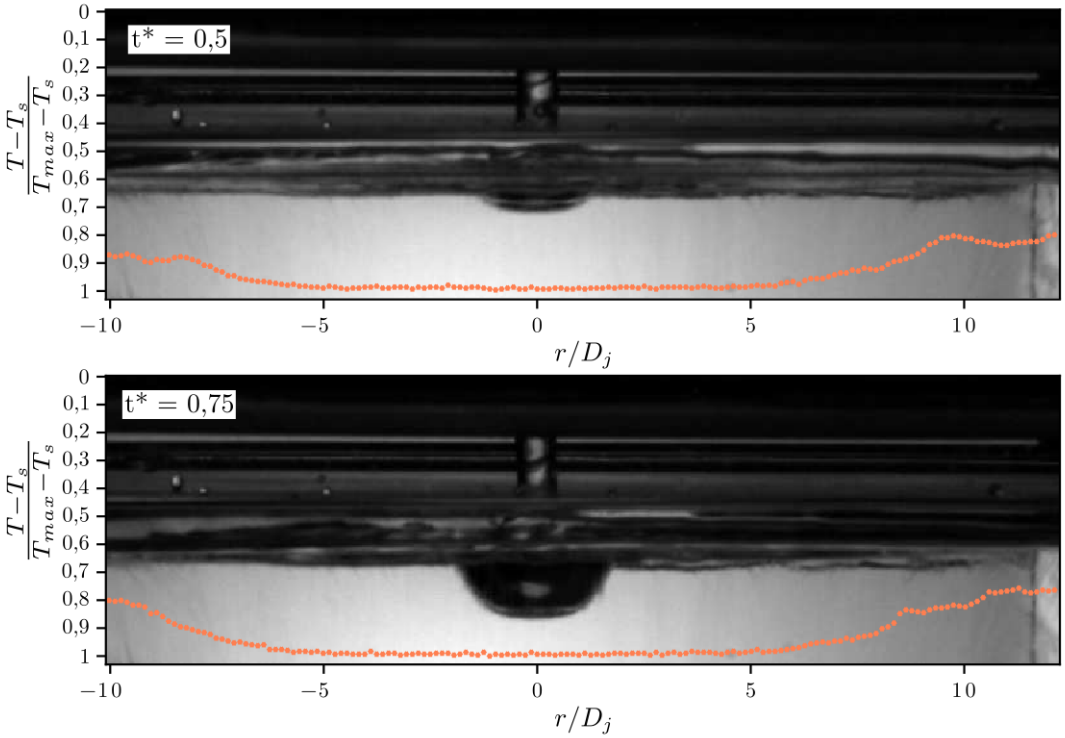

FIGURE 4.23 – Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 1011 – *cf.* fig. 4.20 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 19\ 000$, $Pr = 5,38$, $T_j = 30\ ^oC$ et $D_j = 8,1\ mm$.

décroissance de température du film liquide qui est remplacé par un bain liquide. Aussi, de la glace apparaît sur le segment de mesure. C'est pour cette raison que la température mesurée est adimensionnée par la température du jet mesurée au niveau de la vanne et non par le maximum de température obtenu sur le profil. Lors des mesures en « pool-effect », une partie de la glace était découverte. C'est l'origine des chutes drastiques observées sur les profils de température rapportés en figure 4.26 et c'est la raison pour laquelle elles ont été ignorées pour l'analyse. Pour $r/D_j \in [1-15]$, on constate une évolution du ratio de températures inférieur à 10%. La précision de la caméra thermique est de 2 K, ce qui correspond pour ce test à $T/T_j = 0,04$. La température du bain liquide devrait tendre à baisser, car le volume du bain liquide augmente au cours du temps. Néanmoins, il est possible que la durée des expériences n'ait pas été assez grande pour observer cette diminution.

Les valeurs des ratios $\frac{T-T_s}{T_j-T_s}$ étant relativement stables sur l'intervalle de temps de mesure, elles sont rapportées pour chaque test analysé avec les incertitudes associées dans le tableau 4.3. La valeur rapportée est la moyenne de la valeur maximale et minimale sur l'intervalle $|r/D_j| \in [1,10]$. L'incertitude a été prise égale à la différence maximale

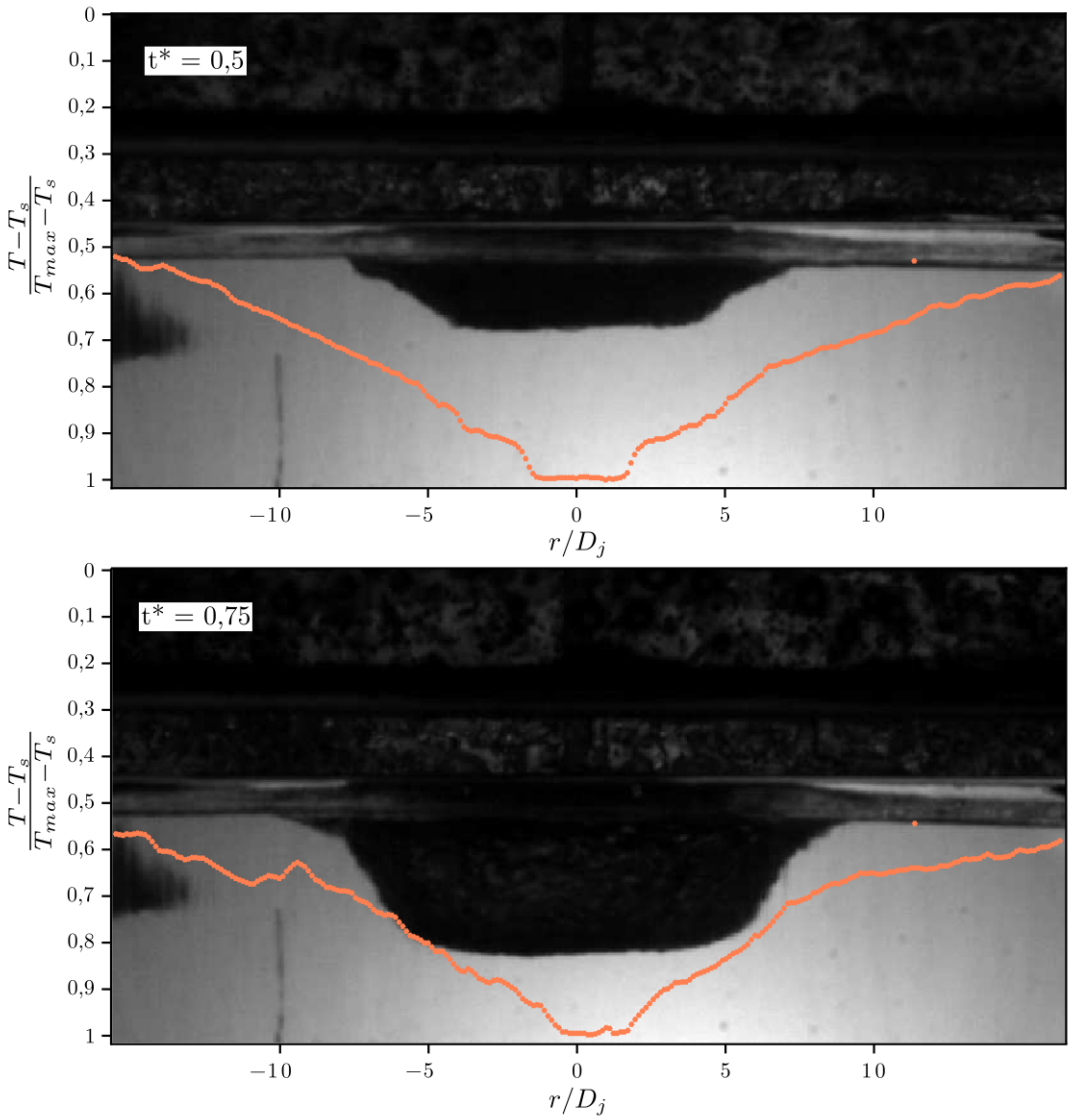

FIGURE 4.24 – Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 634 – *cf.* fig. 4.18 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 112\ 000$, $Pr = 2,52$, $T_j = 71\ ^oC$ et $D_j = 6,0\ mm$.

entre cette valeur moyenne et les points observés sur l'intervalle. Les valeurs obtenues sont relativement proches. Les incertitudes rapportées sont du même ordre de grandeur que celle de l'instrument de mesure. La moyenne de ces valeurs est de $0,77$, avec une incertitude [6] de $0,1$.

6. Prise égale à 2 écarts-types.

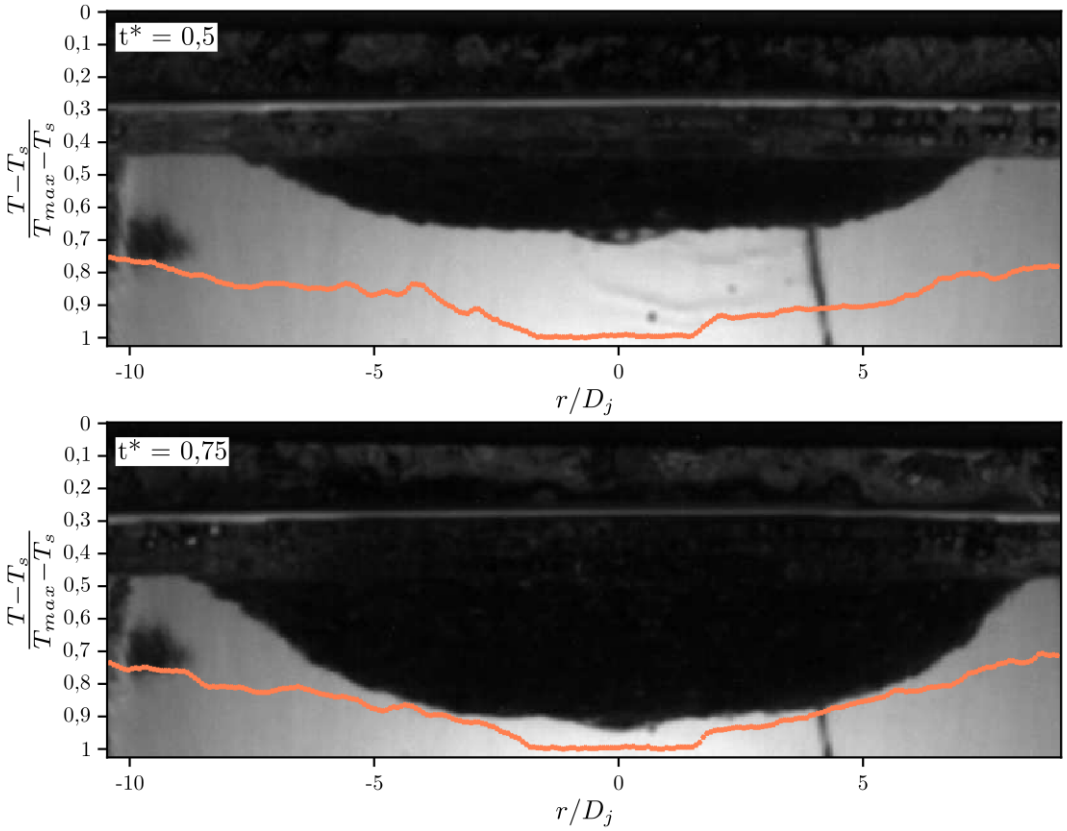

FIGURE 4.25 – Profils de température à $t^* = 0,5$ et $t^* = 0,75$ pour l'essai 1023 – *cf.* fig. 4.19 – mis à l'échelle des images obtenues par la caméra rapide aux mêmes moments. Pour cet essai : $Re = 94\ 000$, $Pr = 3,56$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 9,8\ mm$.

Réf.	$\frac{T-T_s}{T_j-T_s}$	$\Delta\frac{T-T_s}{T_j-T_s}$
611	0,83	0,05
1011	0,83	0,05
615	0,73	0,03
1014	0,79	0,03
631	0,78	0,05
634	0,67	0,05
623	0,74	0,03
1023	0,77	0,04

TABLE 4.3 – Ratio de l'écart entre température du bain liquide à la température de la glace – 0 ^oC – sur l'écart entre température du jet à la température de la glace pendant le « pool-effect », avec l'incertitude associée pour les essais étudiés.

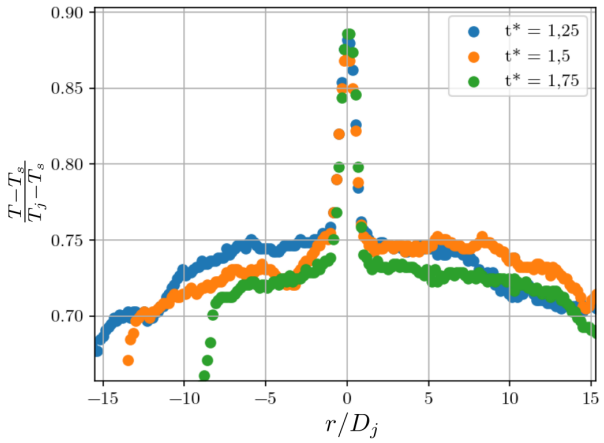

FIGURE 4.26 – Profils de température à $t^* = 1,25$, $t^* = 1,5$ et $t^* = 1,75$ pour l'essai 623. Pour cet essai : $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$.

Nous ne constatons pas de réelle dépendance de $\frac{T-T_s}{T_j-T_s}$ aux paramètres d'entrée du système.

4.1.9 Conclusions

Au sein de cette section, plusieurs phénomènes et mécanismes d'importance ont été observés. Tout d'abord, nous avons noté que la forme de la cavité était autosimilaire durant le régime d'ablation en film, que sa forme était dictée en majeure partie par l'hydrodynamique du film s'écoulant à sa surface. Un épaulement a été noté et son origine semble se trouver dans la reprise de la turbulence au sein du film liquide. En surface, nous avons noté la présence d'un ressaut hydraulique circulaire juste avant le « pool-effect », néanmoins ce phénomène, complexe à modéliser en géométrie axisymétrique non-plane, n'est pas suffisant pour prédire l'apparition du « pool-effect ». Plusieurs modes de sortie du liquide on été mis en évidence : en longeant la paroi, sous forme de nappe liquide cohérente, sous forme de nappe totalement fragmentée. Les profils de température, adimensionnés par la température maximale, suivant la distance radiale adimensionnée par le diamètre du jet, se superposent pour les essais réalisés avec des vitesses de jet supérieures à 2 $m.s^{-1}$, ce qui sous-entend qu'une loi générale d'évolution du profil de température pourrait être obtenue. Des campagnes d'essais devraient être menées pour essayer de déterminer quelle est cette loi, et si ces conclusions sont toujours valables pour l'ablation d'un bloc d'acier par un jet d'acier. Lors du « pool-effect » la température du bain liquide semble homogène et ne montre pas de réelle évolution au cours du temps pour nos expériences. Il est probable que, pour des temps d'expérience plus longs, une baisse de température de surface soit constatée du fait de l'augmentation du volume du bain liquide dans lequel le jet plonge.

4.2 Obtention de la profondeur en fonction du temps

Lors des essais, la caméra rapide enregistre une séquence d'images à une vitesse prédéfinie. Ce sont des images en nuance de gris au format .tiff 8 bits, qui donc possèdent 256 niveaux d'intensité. Lors des expériences menées sur HAnSoLO, le nombre d'images par seconde a été fixé à 60, 125 ou 250 suivant la cinétique d'ablation attendue. Ces images sont analysées pour obtenir l'évolution de la position du front d'ablation dans l'axe du jet.

4.2.1 Synchronisation

Tout d'abord, on repère l'image correspondant à l'impact du jet sur la surface pour permettre une conversion entre le numéro de l'image et le temps écoulé depuis l'impact. Du fait de la présence d'une zone aveugle, présentée dans la section 3.2.5, l'évolution du front d'ablation ne peut cependant pas être suivie depuis l'impact. L'image correspondant au moment où la cavité a dépassé la zone aveugle est déterminée par observation des images. Les dernières images ne sont pas toujours exploitables et il se peut qu'après un certain temps la visualisation ne permette plus une bonne analyse. Cette situation peut se rencontrer dans plusieurs cas : lorsque la cavité sort de la partie transparente du bloc de glace, lorsqu'elle a atteint la fin du bloc, lorsque son extrémité sort du champ de vision de la caméra ou alors, lorsque l'eau a réussi à sortir de la rigole aménagée et commence à ruisseler abondamment dans l'axe optique, ce qui est peu fréquent. Ainsi, la dernière image analysable est repérée.

4.2.2 Repérage des points importants

Pour réussir à localiser correctement la position de l'interface dans l'axe du jet, il faut déterminer la position de l'axe. Pour ce faire, les bords du jet sont repérés manuellement sur l'image correspondant à l'impact du jet sur le bloc de glace, et l'axe du jet est pris comme étant la verticale se situant entre ces deux points. De même, la position de la surface d'impact est estimée sur cette même image. Sur la première image analysable, la profondeur minimale détectable de la cavité est déterminée. Enfin, sur la dernière image analysable la profondeur maximale de recherche de la cavité est repérée. Toute la hauteur des images enregistrées n'est en générale pas utilisable. Dans la partie basse se trouvent parfois des défauts dans les blocs de glace dus à leur production. La profondeur maximale de recherche doit être choisie telle que ces éventuels défauts soient exclus. La position des différents points importants est représentée sur la première image de la figure 4.27.

4.2.3 Procédure d'analyse d'image

Une fois les étapes précédentes réalisées, il faut segmenter les images prises entre le moment où la cavité est visible et celui pour lequel l'analyse ne peut plus être menée, c'est-à-dire séparer l'image en deux régions, l'intérieur et l'extérieur de la cavité produite



FIGURE 4.27 – Exemple de déroulement de la procédure d'analyse d'image pour le test référencé 621 – $Re = 13\ 000$, $T_j = 48\ ^oC$ et $D_j = 4,9\ mm$. Un seuil fixe de 30 a été utilisé et la limite de taille pour les éléments retirés était de 512 pixels. Sur la première image, l'axe d'analyse est représenté par une ligne verticale rouge, les lignes horizontales représentent dans l'ordre vertical descendant : la position de la surface, la position de la profondeur de cavité minimale détectable et la profondeur maximale de recherche de la cavité.

par l'ablation. Ces images sont alors analysées en utilisant Python 3 et Scikit-Image [87] en suivant la succession d'opérations suivante :

1. On soustrait le fond ;
2. On binarise l'image en lui appliquant un seuil – seuillage ;
3. On retire les petits objets ;
4. On localise ensuite l'interface en détectant un passage de la valeur FAUX à la valeur VRAI des pixels selon la verticale correspondant à l'axe du jet.

La figure 4.27 présente les différentes étapes de l'analyse pour un test relativement difficile à analyser du fait de la présence de ruissellement, l'essai 621. Nous allons maintenant détailler les opérations d'analyse.

Lors de l'analyse, nous cherchons à interpréter les variations d'intensité des pixels en termes d'appartenance ou non à la cavité. Il faut donc écarter les variations qui ne sont pas générées par la présence de la cavité. La première source de variation est la variation propre à la scène observée, c'est le fond. Elle peut être constante au cours du temps et provenir d'une inhomogénéité de l'éclairage ou de la présence d'éléments tiers dans le champ de vision de la caméra, ou alors varier au cours du temps du fait, par exemple, d'un éclairage d'intensité variant avec le temps. Dans notre cas, nous n'avons pas constaté de variation du fond au cours du temps, sauf dans les cas pour lesquels de la buée était présente. Nous avons décidé de gérer ce problème dans l'opération de seuillage, présentée plus loin, plutôt qu'au niveau de la gestion du fond de la collection

d'images. Donc, la première image enregistrée par la caméra est prise comme image de fond. Plusieurs techniques existent pour s'affranchir de l'influence du fond. On peut soustraire pixel par pixel, à l'image analysée, l'image de fond ce qui donne une variation d'intensité absolue, ou alors diviser, pixel par pixel, l'image analysée par l'image de fond. Nous avons opté pour la première méthode dans le but d'éviter l'amplification du bruit dans les zones de basse intensité de l'image de fond.

Le problème de segmentation par seuillage consiste à déterminer une intensité telle que tous les pixels ayant une intensité supérieure au seuil soient considérés comme appartenant à une région, et le reste des pixels soient considérés comme appartenant à la seconde région. La première méthode qui peut être utilisée consiste à déterminer une valeur fixe et l'appliquer à l'ensemble des images analysées. Cette approche revient à considérer que la zone d'intérêt se manifeste par une variation absolue d'intensité égale à la valeur du seuil. C'est celle que nous avons privilégiée. Pour déterminer la valeur du seuil à appliquer, des essais ont été réalisés en utilisant le logiciel Fiji [86]. Les seuils utilisés ont été sélectionnés de manière à ce que l'interface soit toujours détectable au niveau de l'axe du jet, et ce, sur l' ensemble des images, après avoir retiré le fond, tout en essayant d'éviter d'avoir trop de parasites. Pour tous les essais réalisés, un seuil de 30 sur 256 niveaux de gris a été utilisé, sauf pour l'essai 631 pour lequel un seuil de 20 a été utilisé. Pour les essais 1011, 1012, 1021, 1022, 1031 et 1032 un seuil de 10 a été utilisé.

La seconde méthode employée pour le reste des expériences consiste à utiliser l'algorithme de Li *et al.* [88], disponible dans la librairie Scikit-Image [87], pour déterminer un seuil pour chaque image de la collection d'images correspondant à un essai. L'utilisation de cette méthode s'est avérée nécessaire lorsque de la buée était présente, car sa présence faisait varier l'intensité dans les zones où la cavité ne se trouvait pas. Ainsi, elle a été utilisée pour les essais référencés : 1013, 1014, 1015 et 1023. Cet algorithme repose sur la minimisation de l'entropie-croisée entre les deux zones obtenues après seuillage. Plus précisément, Li *et al.* [88] proposent de considérer l'image comme étant une fonction $f : N_1 \times N_2 \rightarrow [0, 255]$ qui, à chaque pixel de coordonnées $(x, y) \in [N_1, N_2]$, fait correspondre une valeur de l'intensité. Pour trouver le seuil on détermine une fonction g approximant f et dont la forme est donnée par l'équation (4.6). s est un seuil. μ_1 et μ_2 sont des constantes représentant l'intensité dans chacune des deux régions, dont les valeurs dépendent de celle du seuil s. Elles sont déterminées en même temps que le seuil.

$$g\left(x, y\right) = \begin{cases} \mu_1, \ f\left(x, y\right) < s \\ \mu_2, \ f\left(x, y\right) \geqslant s \end{cases} \tag{4.6}$$

Ensuite, on exprime l'entropie croisée – η – selon l'équation (4.7) dans laquelle les pixels sont considérés comme une collection 1D, c'est la raison pour laquelle ils sont adressés à l'aide d'un seul indice, i.

$$\eta(s) = \sum_{f_i < s} f_i log\left(\frac{f_i}{\mu_1(s)}\right) + \sum_{f_i \geqslant s} f_i log\left(\frac{f_i}{\mu_2(s)}\right) \tag{4.7}$$

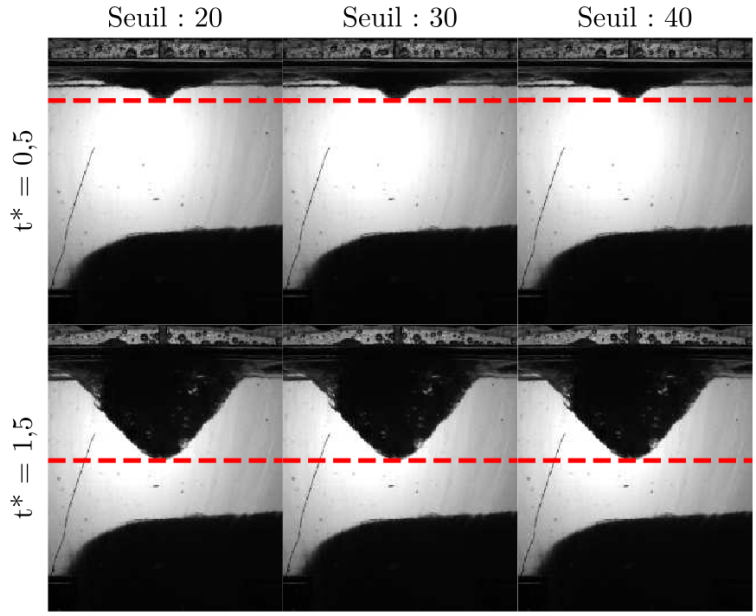

FIGURE 4.28 – Positions de l'interface – ligne rouge discontinue – déterminées avec 3 seuils différents pour deux t^* sur les images provenant de l'essai référencé 623 – $Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$.

Enfin, le seuil optimal est obtenu en minimisant l'entropie-croisée η sous les contraintes suivantes :

— En chaque pixel $g \in \{\mu_1, \mu_2\}$;

— f et g donnent la même intensité totale dans chacune des régions, ce qui se traduit par les égalités ci-après. μ_1 correspond alors à la moyenne des intensités inférieures au seuil s, et μ_2 correspond à la moyenne des intensités supérieures au seuil s.

$$\sum_{f_i<s} f_i = \sum_{f_i<s} \mu_1 \quad et \quad \sum_{f_i\geqslant s} f_i = \sum_{f_i\geqslant s} \mu_2$$

Lors de nos traitements, nous n'avons pas remarqué de réelle influence de la valeur du seuil sur la détection de l'interface dans l'axe du jet. Pour illustrer notre propos la figure 4.28 montre, pour l'essai référencé 623 et $t^* = 0,5$ et $t^* = 1,5$, la position de l'interface détectée dans l'axe pour des seuils fixes de 20, 30 et 40. On ne constate aucune différence sur la valeur trouvée pour la profondeur de l'interface.

Néanmoins, on ne peut pas dire que la valeur du seuil n'a aucun effet sur la détection de l'interface, mais cette influence n'est pas de nature à faire changer l'évolution de la profondeur en fonction du temps. Elle aura pour effet de générer plus de points parasites. Ces points sont visiblement différents des autres et peuvent aisément être écartés. En « pool-effect », une variabilité plus grande de la position de l'interface, comparée au régime d'ablation en film, est parfois constatée. Changer le seuil n'influe pas sur cette

variabilité de la position de l'interface. Ainsi, comme de plus elle n'est pas rencontrée à chaque essai, nous avons fait le choix de traiter ce problème lors de la phase d'analyse de la profondeur en fonction du temps.

Malgré le soin apporté au dégagement de l'axe de visualisation, quelques éclaboussures venaient parfois perturber les mesures en provoquant des pics de variation d'intensité qui peuvent être détectés par la procédure d'analyse. Pour pallier ce problème, tous les éléments de l'image dont la surface, en nombre de pixels, est inférieure à une limite, sont supprimés. Plusieurs limites ont été utilisées : 64, 128 ou 512 suivant les cas.

Une fois l'ensemble de ces opérations réalisées, la position de l'interface est déterminée. Pour ce faire, on parcourt la colonne de l'image traitée correspondant à l'axe du jet entre une profondeur maximale et minimale [7], et l'on détecte un changement de valeur d'intensité [8].

Ensuite, les éventuels points aberrants sont retirés de l'ensemble des points qui seront analysés. Ce sont des points isolés ou des groupements se trouvant très éloignés des autres points, et dont la position n'est pas physique. Enfin, la position en pixels, et le numéro de l'image sont convertis en profondeur, en centimètres, et en temps grâce aux données récoltées lors de la phase de synchronisation.

4.2.4 Résultats bruts

Dans cette partie, l'évolution de la profondeur en fonction du temps, obtenue par analyse d'image, est présentée pour la totalité des essais.

En figure 4.29 est reproduite l'évolution de la profondeur en fonction du temps pour l'essai 623. Les différents t^* montrés en figures 3.12 et 3.13 sont aussi repérés ainsi que le temps d'apparition du « pool-effect ». La figure 4.30 effectue une comparaison globale. On remarque qu'avant le « pool-effect » l'évolution de la profondeur en fonction du temps est approximativement linéaire, ce qui sous-entend que la vitesse d'ablation est constante. Aussi, à mesure que la vitesse du jet augmente, une tendance à la hausse de la vitesse d'ablation est visible. La vitesse d'ablation avant l'apparition du « pool-effect » peut donc être déterminée par le biais d'une régression linéaire, ce qui est le sujet de la section 4.3.1.

La procédure d'analyse d'image permet de localiser en temps et en profondeur l'apparition du « pool-effect » pour chaque expérience. La transition vers le « pool-effect » est aussi repérée pour chaque expérience sur les figures 4.29 et 4.30. L'étude de la profondeur d'apparition du « pool-effect » est l'objet de la section 4.4.2.

7. Ces profondeurs ont été fixées lors de la phase de repérage des points importants de la cavité.
8. L'image ayant été binarisée, cela revient à détecter un passage de VRAI à FAUX.

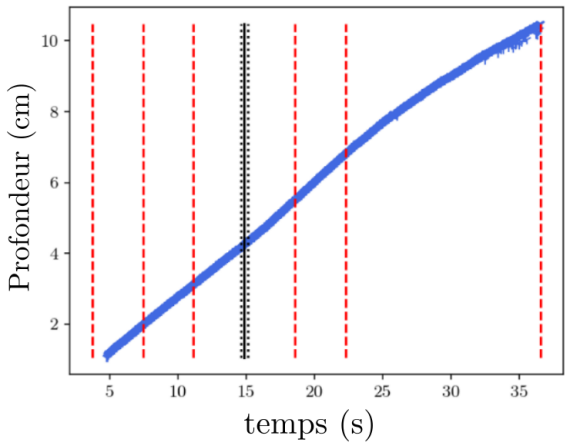

FIGURE 4.29 – Évolution de la profondeur en fonction du temps pour l'expérience référencée 623 – $Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$. Les lignes discontinues rouges correspondent aux temps $t^* = 0,25\,;\ 0,5\,;\ 0,75\,;\ 1,25\,;\ 1,5\,;\ 1,75$ et $2,46$. La ligne continue noire correspond au temps d'apparition du « pool-effect » ($t^* = 1$). Les lignes pointillées noires marquent l'intervalle de confiance sur l'apparition du « pool-effect ». Ces t^* correspondent à ceux représentés en figure 3.12 et 3.13.

Après la transition vers le « pool-effect » une évolution temporelle différente de la profondeur de la cavité est constatée. La profondeur de la cavité n'évolue plus linéairement au cours du temps, la vitesse d'ablation n'est donc plus constante. Aussi, la vitesse d'ablation semble même augmenter. Ce sujet est traité en section 4.5.

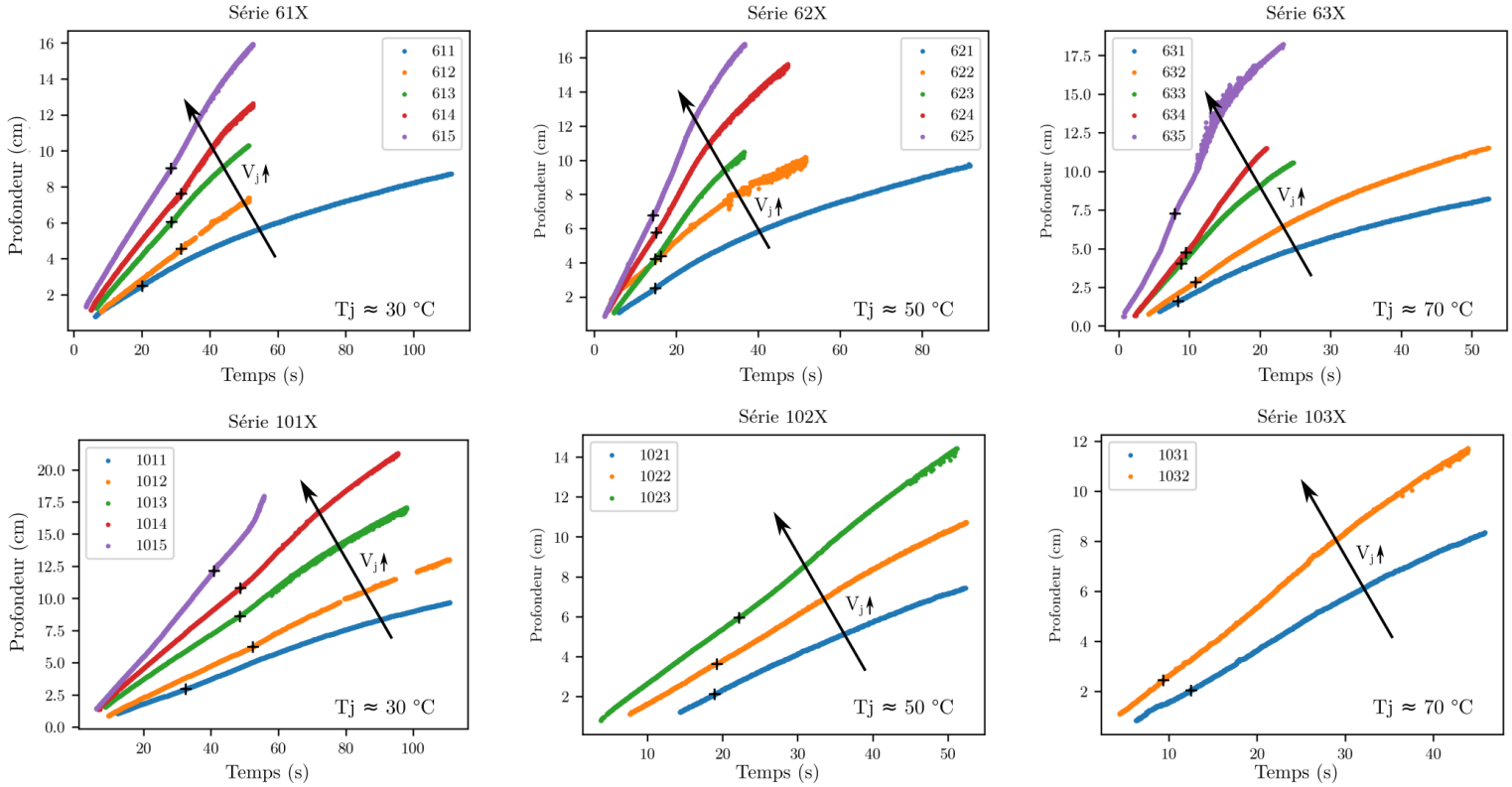

FIGURE 4.30 – Évolution de la profondeur en fonction du temps pour les essais réalisés. La première ligne correspond aux expériences réalisées avec une buse de 6 *mm*, la seconde correspond à celles effectuées avec une buse de 10 *mm*. Les graphes sont regroupés verticalement par température de consigne du jet. Les croix noires indiquent, pour chaque expérience, le temps de transition vers le « pool-effect ». La vitesse du jet augmente selon la flèche noire sur chaque graphique.

4.3 Analyse avant « pool-effect »

4.3.1 Vitesse d'ablation

La méthode décrite précédemment donne l'évolution de la profondeur au point d'impact en fonction du temps pour chaque expérience. Pour obtenir la vitesse d'ablation, il nous faut dériver la position en fonction du temps. Dans la littérature, la vitesse d'ablation au point d'impact est considérée constante avant l'apparition du « pool-effect » [17, 20, 9, 13, 18]. Dans leur article, Swedish *et al.* [3] donnent une courbe d'évolution de la position du front d'ablation au cours du temps et on remarque que la vitesse est constante. Nous avons donc fait le choix, pour obtenir la vitesse d'ablation, de modéliser l'évolution de la profondeur au point d'impact en fonction du temps à l'aide d'une fonction affine du type $z = V_f \cdot t + b$. Dans certains cas, les premiers instants ont été retirés de l'analyse, car une évolution non linéaire ou visiblement différente des autres points était visible et nous l'avons attribuée à une courbure locale de la glace. En effet, durant leur thermalisation, les blocs de glace fondent en partie, et les arêtes fondent plus promptement que les faces, ce qui entraîne un arrondissement des blocs près de la surface supérieure. Cet arrondissement induit des distorsions optiques que nous ne pouvons mesurer.

La vitesse est obtenue par le biais d'une procédure de régression linéaire à l'aide du module *scikit-learn* de Python3 [89]. Le coefficient de régression est donné par la fonction effectuant la régression. Les intervalles de confiance sont calculés à part à l'aide d'un test de Student avec $\alpha = 5\%$ [90]. La régression est menée du premier temps pour lequel la cavité est visible, jusqu'au temps correspondant au « pool-effect » retranché de l'incertitude sur le temps d'apparition du « pool-effect ». L'origine des temps est prise à l'impact du jet sur le bloc.

Le coefficient de régression et les intervalles de régression permettent d'obtenir une quantification de l'adéquation du résultat de la régression avec les données expérimentales. Dans la section s'intéressant à l'influence de la température initiale du solide – section 3.1.4 – nous avons insisté sur le fait qu'il ne devait pas y avoir de retard à la fusion, car la température de contact est toujours supérieure à la température de fusion de la glace. L'évolution de la profondeur en fonction du temps devrait donc passer par l'origine au temps d'impact. Ce n'est pas ce qu'on observe. Nous attribuons cela à l'incertitude sur le positionnement de la surface d'impact. Donc on peut voir l'ordonnée à l'origine dans la régression linéaire comme une correction de la position de la surface d'impact, qui a été déterminée manuellement lors de la procédure d'analyse d'image.

Les vitesses de fonte obtenues ainsi que les ordonnées à l'origine sont disponibles dans le tableau 4.4. Pour chaque test, la profondeur mesurée en fonction du temps est comparée à la droite de régression et les résidus sont tracés et comparés à l'extension spatiale maximale d'un pixel. L'extension spatiale maximale d'un pixel est obtenue en

prenant l'inverse de la conversion pixel/cm diminuée de 2 fois son écart-type, les deux ayant été déterminés en analysant la mire correspondant au test. Un exemple typique est reproduit en figure 4.31 pour le test 623. On remarque que la majeure partie des résidus est en fait inférieure à l'extension radiale d'un pixel. Des résidus plus grands en valeurs absolus sont souvent constatés au début de la courbe. Nous attribuons cela à la courbure locale de la glace qui commence à fondre par ses arêtes durant la mise en place. On constate de même que les résidus augmentent en valeur absolue juste avant le « pool-effect ».

Les coefficients d'échange convectif ainsi que les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement sont consignés au sein du tableau 4.5. Ils ont été obtenus en effectuant le même bilan thermique que Sato *et al.* [13] – Éq. (2.88) rappelée ci-dessous.

$$h_{eff}\left(T_{j,0} - T_{s,f}\right) = V_f \rho_s \left[L + C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)\right]$$

On constate que les coefficients de corrélation sont tous supérieurs à $0,99$ et les incertitudes sur les vitesses de fonte sont basses. Donc, il semble qu'on puisse considérer que la vitesse de fonte est constante avant le « pool-effect ». En observant les résultats consignés au sein du tableau 4.4 on peut dégager trois tendances. La vitesse de fonte semble augmenter à mesure qu'augmente la vitesse du jet et la température du jet, mais elle diminue avec une augmentation du diamètre de jet. Ces constatations sont cohérentes avec l'analyse de Sato *et al.* [13] – Éq. (2.91) – qui obtiennent une dépendance décroissante de la vitesse de fonte aux nombres de Reynolds et de Prandtl.

En réalisant une analyse semblable, la vitesse de fonte a été déterminée par les membres de l'équipe de KIT avant l'apparition du « pool-effect » pour les deux essais JIMEC – *cf.* annexe E. Tout d'abord, il est intéressant de noter que la même vitesse de fonte a été obtenue pour les deux essais – $1,75 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$ $m.s^{-1}$ – malgré des diamètres différents à l'impact. En effet, une augmentation du diamètre devrait entraîner une diminution de la vitesse de fonte – *cf.* Éq. (2.91). La vitesse de fonte étant constante, le même coefficient d'échange convectif a été obtenu pour les deux essais : $h_{exp} = 2,1 \cdot 10^5 \pm 2,2 \cdot 10^4$ $W.m^{-2}.K^{-1}$. Le diamètre à l'impact étant différent, le nombre de Nusselt diffère et on obtient pour JIMEC-1 : $Nu_{exp} = 224 \pm 32$ et pour JIMEC-2 : $Nu_{exp} = 145 \pm 42$. On peut remarquer que ces nombres de Nusselt sont du même ordre de grandeur que ceux que nous avons obtenus avec une vitesse de jet comparable soit environ 5 $m.s^{-1}$ – essais : 613, 623, 633, 1013 et 1023.

Réf. essai	Re $\times 10^3$	Pr	V_f $cm.s^{-1}$	b cm	R^2 $-$
611	11	$5,42$	$0,120 \pm 3,9 \cdot 10^{-4}$	$0,10 \pm 5,3 \cdot 10^{-3}$	$0,998$
612	21	$5,30$	$0,145 \pm 1,0 \cdot 10^{-4}$	$-0,043 \pm 2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
613	39	$5,37$	$0,215 \pm 1,1 \cdot 10^{-4}$	$-0,13 \pm 2,0 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
614	57	$5,36$	$0,245 \pm 4,0 \cdot 10^{-4}$	$0,078 \pm 4,6 \cdot 10^{-3}$	$0,998$
615	77	$5,35$	$0,304 \pm 2,1 \cdot 10^{-4}$	$0,38 \pm 3,6 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
621	19	$3,70$	$0,155 \pm 4,2 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \pm 4,5 \cdot 10^{-3}$	$0,999$
622	24	$3,64$	$0,202 \pm 4,0 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \pm 4,3 \cdot 10^{-3}$	$0,998$
623	55	$3,55$	$0,309 \pm 2,8 \cdot 10^{-4}$	$-0,35 \pm 2,9 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
624	82	$3,55$	$0,386 \pm 4,6 \cdot 10^{-4}$	$-0,024 \pm 4,4 \cdot 10^{-3}$	$0,999$
625	109	$3,53$	$0,495 \pm 4,0 \cdot 10^{-4}$	$-0,32 \pm 3,6 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
631	19	$2,67$	$0,245 \pm 1,7 \cdot 10^{-3}$	$-0,47 \pm 1,2 \cdot 10^{-2}$	$0,996$
632	37	$2,77$	$0,308 \pm 7,2 \cdot 10^{-4}$	$-0,50 \pm 5,5 \cdot 10^{-3}$	$0,999$
633	74	$2,60$	$0,501 \pm 4,5 \cdot 10^{-4}$	$-0,44 \pm 2,7 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
634	112	$2,52$	$0,575 \pm 4,6 \cdot 10^{-4}$	$-0,63 \pm 2,8 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
635	147	$2,54$	$0,871 \pm 4,9 \cdot 10^{-3}$	$-0,11 \pm 2,2 \cdot 10^{-2}$	$0,993$
1011	19	$5,38$	$0,093 \pm 1,6 \cdot 10^{-4}$	$-0,066 \pm 3,7 \cdot 10^{-3}$	$0,999$
1012	35	$5,31$	$0,124 \pm 8,1 \cdot 10^{-5}$	$-0,22 \pm 2,7 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
1013	65	$5,37$	$0,176 \pm 1,5 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \pm 4,7 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
1014	95	$5,35$	$0,221 \pm 1,5 \cdot 10^{-4}$	$0,11 \pm 4,4 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
1015	128	$5,30$	$0,306 \pm 2,6 \cdot 10^{-4}$	$-0,54 \pm 6,6 \cdot 10^{-3}$	$0,999$
1021	29	$3,56$	$0,190 \pm 8,6 \cdot 10^{-4}$	$-1,49 \pm 1,4 \cdot 10^{-2}$	$0,997$
1022	51	$3,48$	$0,220 \pm 3,1 \cdot 10^{-4}$	$-0,57 \pm 4,3 \cdot 10^{-3}$	$0,999$
1023	94	$3,56$	$0,275 \pm 2,0 \cdot 10^{-4}$	$-0,12 \pm 2,8 \cdot 10^{-3}$	$1,000$
1031	38	$2,65$	$0,184 \pm 1,6 \cdot 10^{-3}$	$-0,25 \pm 1,5 \cdot 10^{-2}$	$0,985$
1032	68	$2,57$	$0,275 \pm 9,5 \cdot 10^{-4}$	$-0,13 \pm 6,7 \cdot 10^{-3}$	$0,998$

TABLE 4.4 – Résultats de la procédure de régression linéaire. Pour chaque expérience, la vitesse de fonte V_f, l'ordonnée à l'origine b sont rapportées avec leurs intervalles d'incertitude, ainsi que le coefficient de détermination R^2. Les nombres de Reynolds et de Prandtl sont indiqués pour chaque expérience.

Réf. essai	h_{exp} $kW.m^{-2}.K^{-1}$	Nu_{exp} –
611	$12,3 \pm 1,8$	99 ± 18
612	$14,4 \pm 1,9$	134 ± 21
613	$21,8 \pm 2,9$	209 ± 33
614	$24,8 \pm 3,4$	239 ± 38
615	$30,7 \pm 4,1$	297 ± 46
621	$9,9 \pm 0,9$	75 ± 13
622	$12,6 \pm 1,1$	111 ± 12
623	$18,8 \pm 1,5$	174 ± 18
624	$23,4 \pm 1,9$	218 ± 22
625	$30,0 \pm 2,4$	278 ± 28
631	$11,2 \pm 0,7$	80 ± 8
632	$14,5 \pm 0,9$	128 ± 11
633	$22,5 \pm 1,3$	203 ± 16
634	$24,8 \pm 1,4$	223 ± 17
635	$37,8 \pm 2,4$	341 ± 28

Réf. essai	h_{exp} $kW.m^{-2}.K^{-1}$	Nu_{exp} –
1011	$9,4 \pm 1,3$	123 ± 19
1012	$12,3 \pm 1,6$	187 ± 28
1013	$17,8 \pm 2,4$	284 ± 43
1014	$22,3 \pm 3,0$	358 ± 54
1015	$30,4 \pm 4,1$	490 ± 72
1021	$11,6 \pm 1,0$	142 ± 14
1022	$13,1 \pm 1,0$	192 ± 18
1023	$16,8 \pm 1,4$	257 ± 24
1031	$8,3 \pm 0,6$	97 ± 8
1032	$12,1 \pm 0,7$	172 ± 12

TABLE 4.5 – Coefficient d'échange convectif et nombres de Nusselt expérimentaux calculés à partir des vitesses d'ablation.

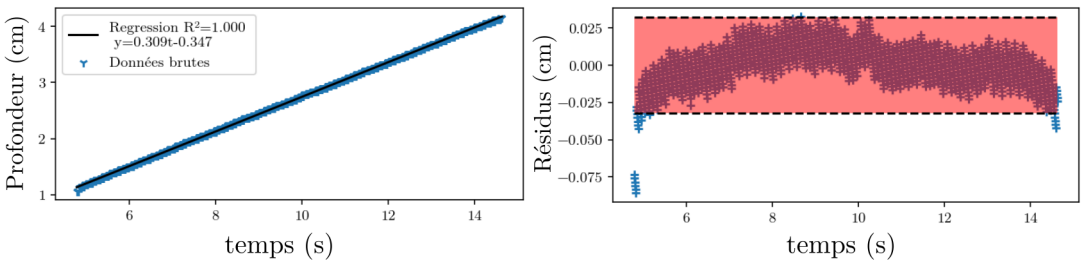

FIGURE 4.31 – Comparaison de l'évolution de la profondeur en fonction du temps obtenue expérimentalement avec celle obtenue par régression dans le cas du test 623 – $Re = 55\,000$, $T_j = 50\ ^oC$ et $D_j = 5,9\ mm$. La figure de droite compare les résidus à l'extension spatiale maximale d'un pixel.

4.3.2 Comparaisons avec la littérature

On peut comparer les données brutes obtenues aux modélisations de Swedish *et al.* [3] et Furutani *et al.* [18]. C'est l'objet du tableau 4.6. Il présente la vitesse de fonte obtenue en appliquant le modèle du film fin de Swedish *et al.* [3] – $V_{f,si}$ –, le nombre de Nusselt obtenu à l'aide de la modélisation de Furutani *et al.* [18] – Nu_{Fu} – et le nombre de Nusselt calculé en utilisant la corrélation de Sitharamayya *et al.* [24] corrigée suivant la méthode d'Epstein [60] – Nu_{Sit} – comme préconisé par Swedish *et al.* [3], pour un système pour lequel le liquide et le solide sont de même nature. Ces différents modèles ont été présentés dans la section 2.2.5. Les variations des propriétés physiques du fluide avec la température ont été prises en compte pour le calcul de la vitesse de fonte selon Swedish *et al.* [3]. Les nombres de Reynolds, Prandtl et de fonte utilisés pour les corrélations sont ceux à l'impact du jet. Les incertitudes ont été calculées par la méthode des bornes [84].

La première constatation qui peut être faite est que les approches de Furutani *et al.* [18] – Éqs. (2.114) à (2.116) – et celle consistant à utiliser la corrélation de Sitharamayya *et al.* [24] – Éq. (2.46) – avec correction – Éq. (2.83) – décrites en section 2.2.5, donnent des résultats équivalents pour nos expériences, au vu des valeurs et intervalles de confiances obtenus. Les deux méthodes reposent sur la correction de corrélations existantes et les deux proposent de prendre une corrélation de la même forme. C'est-à-dire avec un nombre de Reynolds élevé à une puissance proche de 1/2 et un nombre de Prandtl élevé à une puissance proche de 1/3. Ces exposants sont d'ailleurs caractéristiques d'un écoulement laminaire [28]. Ainsi, on peut affirmer dans notre cas que la correction proposée par Epstein [60] est équivalente à celle proposée par Furutani *et al.* [18].

Les courbes de parité, pour les corrélations avec et sans corrections proposées par Furutani *et al.* [18] et Swedish *et al.* [24, 3], sont disponibles en figure 4.32. Les incertitudes n'y ont pas été rapportées pour améliorer la lisibilité du diagramme, sachant qu'elles sont disponibles dans le tableau 4.6. Tout d'abord, on remarque que les corrélations brutes sans corrections, dont le graphique de parité est représenté sur la partie gauche de la figure, donnent une première approximation qui ne permet pas d'être prédictif, mais donne une tendance générale cohérente. Le graphique de parité sur les nombres de Nusselts corrigés – *cf.* figure 4.32 et tableau 4.6, Nu_{Fu} et Nu_{Sit} – montre que les corrections permettent de mieux approximer les résultats de nos expériences. Néanmoins, on note une déviation d'autant plus grande que le nombre de Nusselt expérimental est grand. Le nombre de Nusselt expérimental augmente avec le nombre de Reynolds. Il se peut que, pour les plus grands nombres de Reynolds, les turbulences au sein du jet aient entraîné une déstabilisation de la couche limite dans la zone de stagnation et donc une augmentation des transferts de chaleur [31].

Réf. essai	$V_{f,si}$ $cm.s^{-1}$	Nu_{Fu} -	Nu_{Sit} -
611	$0,107 \pm 0,012$	103 ± 52	98 ± 9
612	$0,140 \pm 0,013$	141 ± 69	136 ± 11
613	$0,185 \pm 0,017$	191 ± 94	188 ± 15
614	$0,225 \pm 0,020$	233 ± 115	230 ± 19
615	$0,261 \pm 0,023$	269 ± 132	268 ± 22
621	$0,155 \pm 0,021$	89 ± 41	86 ± 11
622	$0,201 \pm 0,016$	121 ± 50	119 ± 10
623	$0,300 \pm 0,021$	181 ± 72	181 ± 14
624	$0,363 \pm 0,025$	220 ± 87	222 ± 17
625	$0,420 \pm 0,028$	253 ± 99	257 ± 19
631	$0,229 \pm 0,014$	90 ± 25	88 ± 6
632	$0,284 \pm 0,017$	129 ± 39	128 ± 9
633	$0,410 \pm 0,024$	175 ± 48	177 ± 13
634	$0,508 \pm 0,029$	211 ± 54	215 ± 15
635	$0,580 \pm 0,032$	243 ± 63	249 ± 17
1011	$0,088 \pm 0,007$	137 ± 65	132 ± 8
1012	$0,110 \pm 0,008$	182 ± 87	178 ± 12
1013	$0,145 \pm 0,011$	249 ± 120	247 ± 17
1014	$0,175 \pm 0,014$	301 ± 145	301 ± 21
1015	$0,204 \pm 0,016$	346 ± 166	349 ± 24
1021	$0,146 \pm 0,007$	132 ± 49	130 ± 7
1022	$0,180 \pm 0,009$	172 ± 64	172 ± 10
1023	$0,235 \pm 0,013$	236 ± 90	239 ± 14
1031	$0,196 \pm 0,008$	126 ± 33	125 ± 6
1032	$0,241 \pm 0,010$	166 ± 42	167 ± 9

TABLE 4.6 – Vitesse de fonte et nombres de Nusselt calculés selon les méthodes proposées par Swedish *et al.* [3] et Furutani *et al.* [18]. $V_{f,si}$: vitesse de fonte calculée selon le modèle du film fin de Swedish *et al.* [3] ; Nu_{Fu} : nombre de Nusselt prévu par Furutani *et al.* [18] ; Nu_{Sit} : nombre de Nusselt calculé à l'aide la corrélation de Sitharamayya *et al.* [24] et de la correction d'Epstein [60].

Il nous a aussi paru judicieux de comparer nos résultats à ceux de Gilpin [51], car il étudie l'ablation d'un bloc de glace par de l'eau et il fait un distinguo entre deux régimes d'ablation : laminaire et turbulent. La transition du premier vers le second est surtout dictée par la présence, ou non, d'une indentation sur la surface cible. En figure 4.33, sont disponibles les diagrammes de parité pour les deux corrélations rapportées par Gilpin [51], correspondant respectivement à : une ablation dite laminaire – graphe de gauche – Éq. (2.95) – et à une ablation dite turbulente – graphe de droite – Éq. (2.96).

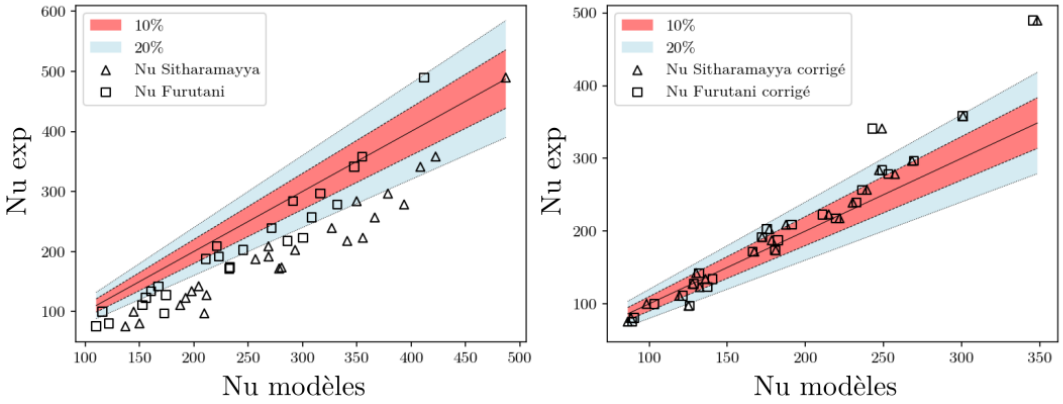

FIGURE 4.32 – Courbes de parité comparant les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux de différents modèles. À gauche : nombres de Nusselt calculés à l'aide des corrélations sans corrections proposées par Furutani *et al.* [18] – Éq. (2.116) – et Sitharamayya *et al.* [24] – Éq. (2.46). À droite : nombres de Nusselt obtenus après correction – Nu_{Fu} et Nu_{Sit}. Ligne continue noire : bissectrice ; zone rouge : écart de 10% à la bissectrice ; zone bleue claire : écart de 20 % à la bissectrice.

On remarque que la corrélation correspondant à une ablation laminaire d'un bloc lisse est cohérente avec nos résultats. Donc, on peut affirmer que les blocs étaient bien lisses avant impact. Néanmoins, on remarque que des points s'alignent verticalement ainsi qu'une tendance dans les écarts entre les points et la bissectrice. L'alignement vertical provient sûrement du fait que dans ses corrélations, Gilpin [51] ne prend pas en compte l'influence du nombre de Prandtl. Une autre différence avec notre cas est que le système expérimental utilisé par Gilpin mettait en œuvre un jet dirigé vers le haut. Aussi, dans son article, Gilpin a utilisé les nombres de Reynolds de l'eau à 0 ^oC et la vitesse du jet au niveau de la buse.

L'étude la plus proche de la nôtre utilisant des matériaux métalliques – acier 316L / acier 316L et étain / étain – proposant une corrélation – Éq. (2.90) – est celle de Sato *et al.* [13]. Le diagramme de parité comparant cette corrélation à nos résultats expérimentaux est disponible en figure 4.34 – graphe de gauche. On remarque que les nombres de Nusselt prévus par cette corrélation sont beaucoup plus élevés que dans notre cas. Il est à noter que les nombres de Prandtl pour les essais HAnSoLO sont bien supérieurs à la gamme sur laquelle cette corrélation a été établie. De même, le diagramme de parité comparant nos données à la corrélation de Saito *et al.* [9] – Éq. (2.93) – occupe la partie droite de la figure 4.34. Elle donne aussi des valeurs du nombre de Nusselt supérieures à ce que nous observons. En plus de la différence en matière de nombres de Prandtl, cette corrélation a été établie avec des systèmes formant une croûte à l'impact. Ainsi, il semble que cette dernière corrélation ne permette pas de prédire le comportement d'ablation du système

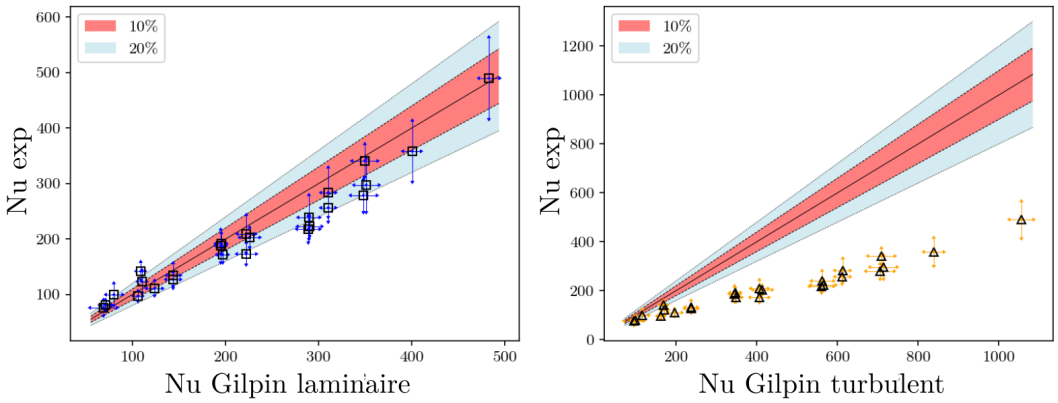

FIGURE 4.33 – Courbes de parité comparant les nombres de Nusselts obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux de différents modèles. À gauche : nombres de Nusselt calculés à l'aide de la corrélation rapportée par Gilpin [51] pour une ablation dite laminaire – Éq. (2.95). À droite : nombres de Nusselt obtenus par application de la corrélation développée par Gilpin pour une ablation dite turbulente – Éq. (2.96). Ligne continue noire : bissectrice ; zone rouge : écart de 10% à la bissectrice ; zone bleue claire : écart de 20 % à la bissectrice.

eau / glace, contrairement à ce qu'affirment Sehgal *et al.* [62].

Les nombres de Nusselt obtenus lors des essais JIMEC sont comparables à ceux que nous avons obtenus avec l'installation HAnSoLO. Il est intéressant de les confronter aux méthodes proposées dans la littérature, de la même façon que nous avons procédé pour les résultats présentés avant. C'est l'objet du tableau 4.7. La corrélation de Sato *et al.* [13] est celle qui permet de prévoir le mieux les nombres de Nusselts obtenus lors des deux essais JIMEC. Ainsi, il est possible d'affirmer que la corrélation de Sato *et al.* [13] est la plus prédictive de ces équations sur toute la durée de l'ablation de l'impact jusqu'à l'apparition du « pool-effect ». La corrélation de Saito *et al.* [9] donne un nombre de Nusselt plus éloigné et inférieur, ce qui était attendu sachant qu'elle a été obtenue sur des systèmes formant une croûte à l'impact. On remarque aussi que les vitesses de fonte prévues par la méthode de Swedish *et al.* [3] sont inférieures à celles obtenues expérimentalement, mais sont du même ordre de grandeur. Les nombres de Nusselt calculés à partir de la méthode de Furutani *et al.* [18] et par correction de la corrélation de Sitharramaya *et al.* [24], comme préconisé par Swedish *et al.* [3], sont inférieurs aux résultats expérimentaux, mais restent du même ordre de grandeur. Il semble alors possible de déterminer une valeur maximum et minimum du nombre de Nusselt en utilisant respectivement l'approche de Furutani *et al.* [18] et la corrélation de Sato *et al.* [13]. Le fait que les nombres de Nusselts pour les essais JIMEC soient plus grands que ceux prévus pour un film laminaire à l'impact – Furutani *et al.* [18] – peut

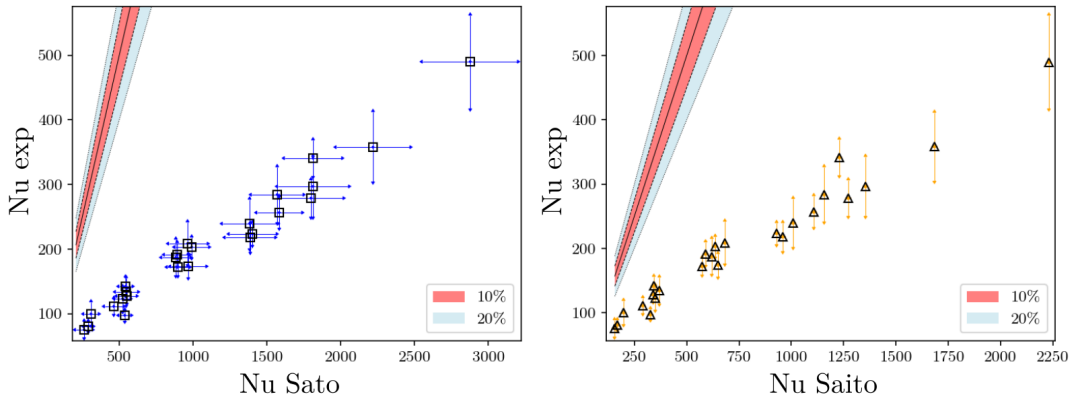

FIGURE 4.34 – Courbes de parité comparant les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux obtenus avec les corrélations de Sato *et al.* [13] – Éq. (2.90), graphe de gauche – et Saito *et al.* [9] – Éq. (2.93), graphe de droite.

venir du fait que la turbulence dans le jet était telle qu'elle a induit une déstabilisation de la couche limite dans la zone de stagnation [31]. Cette explication est cohérente avec le fait que l'approche de Furutani *et al.* [18] tende à sous-estimer les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement avec l'installation HAnSoLO pour les plus grands Reynolds, ce qui est visible sur la courbe de parité disponible en figure 4.32 et en comparant les tableaux 4.5 et 4.6. Aussi, les blocs d'acier utilisés dans les essais JIMEC n'étaient pas parfaitement lisses, et au début de chaque essai des gouttes d'acier impactaient le bloc, dans la zone d'impact avant l'arrivée du jet, ce qui pourrait induire des irrégularités de surface pouvant induire une déstabilisation de la couche limite dans la zone de stagnation ou dans les autres zones de l'écoulement. Aussi, l'équation (2.52) proposée par Gabour *et al.* [54] permet de déterminer une rugosité au-delà de laquelle une augmentation de 10% du nombre de Nusselt est attendue. En prenant une rugosité de $k = 0,046\ mm$ pour l'acier du bloc impacté [91] on obtient $\frac{k}{D_j} \geqslant 5,95 Re^{-0,713}$. Néanmoins, cette approche a été proposée pour une paroi sans fonte. Il se peut que la fonte efface ces rugosités ou les amplifie.

Ces comparaisons nous amènent à conclure que nos résultats sont comparables, en terme de nombre de Nusselt, au cas acier / acier, et sont cohérents avec les résultats présents dans la littérature pour l'étude de l'ablation de la glace par un jet d'eau impactant sur une paroi lisse.

4.3.3 Développement de nouvelles corrélations

Nous avons cherché à modéliser nos résultats expérimentaux sous forme d'une corrélation pour : déterminer s'il était possible ainsi de mieux représenter nos données,

Grandeur	JIMEC-1	JIMEC-2
Re	$402\ 000 \pm 69\ 000$	$277\ 000 \pm 93\ 000$
Pr	$0,064 \pm 0,006$	
$V_{f,exp}\ m.s^{-1}$	$1,75 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$	
Nu_{exp}	224 ± 32	145 ± 42
$V_{f,si}\ m.s^{-1}$	$9,7 \cdot 10^{-3} \pm 1,3 \cdot 10^{-3}$	$12,5 \cdot 10^{-3} \pm 2,8 \cdot 10^{-3}$
Nu_{Sato}	242 ± 56	171 ± 66
Nu_{Saito}	85 ± 22	59 ± 25
Nu_{Fu}	132 ± 65	109 ± 63
Nu_{Sit}	144 ± 15	118 ± 23

TABLE 4.7 – Comparaison des vitesses de fonte et nombres de Nusselt expérimentaux des essais JIMEC avec les méthodes de la littérature. $V_{f,si}$: vitesse de fonte calculée selon le modèle du film fin de Swedish *et al.* [3] ; Nu_{Fu} : nombre de Nusselt prévu par Furutani *et al.* [18] ; Nu_{Sit} : nombre de Nusselt calculé à l'aide la corrélation de Sitharamayya *et al.* [24] et de la correction d'Epstein [60]. Les nombres de Reynolds – Re – et de Prandtl – Pr – sont aussi rapportés à titre indicatif.

aider aux éventuels développements futurs utilisant un système semblable, et finalement effectuer une nouvelle comparaison de nos résultats aux données de la littérature.

Pour la régression en elle-même, nous sommes passés par une représentation logarithmique de la forme de corrélation étudiée – l'équation (4.8) donne un exemple. Ensuite, nous avons procédé comme pour la détermination de la vitesse de fonte. Nous avons réalisé une régression multi-linéaire avec le module *scikit-learn* de Python3 [89]. Les intervalles de confiance ont été calculés à part, à l'aide d'un test de Student avec $\alpha = 5\%$ [90]. Pour le pré-facteur, l'incertitude a été déterminée en utilisant la méthode des bornes [84] à partir de l'incertitude sur son logarithme donné par le test de Student. Les nombres de Reynolds et de Prandtl utilisés sont ceux calculés à la température du jet – rapporté au tableau 3.2.

$$Nu = CRe^{n}Pr^{m} \Rightarrow ln\,(Nu) = ln\,(C) + n \cdot ln\,(Re) + m \cdot ln\,(Pr) \tag{4.8}$$

Pour réaliser les régressions nous avons utilisé les données présentées plus tôt dans le manuscrit [9], sans l'essai 1031. Il a été retiré, car nous avons remarqué que sa présence avait une influence plus grande sur les résultats que les autres points. Aussi, une irrégularité a été constatée sur la courbe donnant la position de l'interface en fonction du temps pour ce test. Les résultats obtenus lors d'essais préliminaires, présentés au sein de l'annexe D, ont aussi été inclus dans l'analyse. Parmi ces résultats, certains ont

9. Les nombres adimensionnels sont calculés à la température du jet. L'utilisation de la température de film $T = (T_j - T_{paroi})/2$ pour les nombres adimensionnels ne change pas les résultats obtenus.

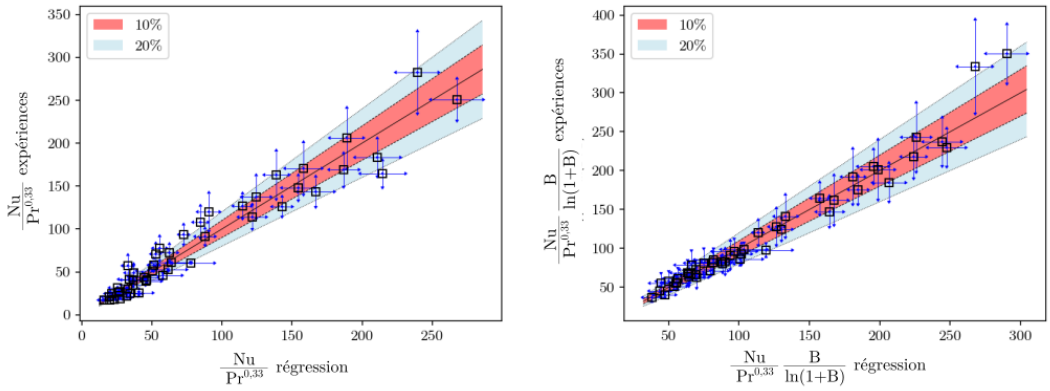

FIGURE 4.35 – Courbes de parité comparant les nombres de Nusselt obtenus expérimentalement – en ordonnées – avec ceux obtenus avec les corrélations issues des régressions de nos données expérimentales en fixant l'exposant sur le nombre de Prandtl à $0,33$, sans prendre en compte la correction utilisant le nombre de fonte B – Éq. (4.10) graphe de gauche – et en la prenant en compte – Éq. (4.11) graphe de droite.

été obtenus avec des nombres de Reynolds inférieurs à 4 000, le jet n'était alors pas nécessairement turbulent à l'impact [31]. Donc, ces résultats n'ayant pas été obtenus dans les mêmes conditions ils ont été écartés. Finalement, les essais analysés couvrent les intervalles suivants en nombre de Reynolds, de Prandtl et de fonte :

$$Re \in [4\ 500 - 147\ 000] \quad ; \quad Pr \in [2,52 - 5,42] \quad ; \quad B \in [0,36 - 0,89] \tag{4.9}$$

Pour nos expériences, la variation de nombre de Prandtl est trop faible pour pouvoir réellement étudier l'influence de ce nombre adimensionnel. L'exposant sur le nombre de Prandtl est de 1/3 pour la corrélation théorique de Furutani [18] sans fonte – Éq. (2.116) – et de Sitharamayya *et al.* [24] – Éq. (2.46). Il est typique d'un écoulement laminaire pour des fluides avec un nombre de Prandtl supérieur à l'unité. Nous avons donc postulé une corrélation de la forme $Nu = CRe^{n}Pr^{0,33}$ et nous avons obtenu :

$$Nu = 0,017 \cdot Re^{0,81}Pr^{0,33} \tag{4.10}$$
$$\Delta C = 0,013 \; ; \quad \Delta n = 0,07 \; ; \quad R^2 = 0,93$$

L'exposant sur le nombre de Reynolds n'est pas cohérent avec les corrélations rapportées dans la littérature et s'éloigne de ce qui est attendu pour un écoulement laminaire. De plus, les incertitudes sont grandes sur la constante et l'exposant du nombre de Reynolds. La courbe de parité correspondant à cette régression est disponible au sein du graphe de gauche de la figure 4.35. On remarque une forte dispersion autour de la bissectrice indiquant que la régression ne capture pas correctement la variabilité des données. Nous

avons donc cherché à déterminer si l'utilisation de la correction d'Epstein [58] – Éq. (2.83) – pouvait faire évoluer les résultats et avons postulé une corrélation de la forme $Nu = \frac{B}{ln(1+B)} C Re^n Pr^{0,33}$ et nous avons obtenus :

$$Nu = 0,28 \cdot \frac{B}{ln(1+B)} Re^{0,58} Pr^{0,33} \tag{4.11}$$

$$\Delta C = 0,09 \; ; \quad \Delta n = 0,03 \; ; \quad R^2 = 0,97$$

L'exposant sur le nombre de Reynolds se rapproche de la valeur de $0,5$ de la loi de Furutani *et al.* [18]. La courbe de parité correspondante est disponible au sein du graphe de droite de la figure 4.35. Les points sont moins dispersés que pour la régression n'utilisant pas le nombre de fonte B. Cette évolution montre l'importance de l'utilisation du nombre de fonte B, ou d'une méthode de prise en compte de la fonte lors de la recherche d'une corrélation permettant de rendre compte des échanges thermiques lors de l'ablation.

Pour réaliser une dernière comparaison, nous avons déterminé, pour nos expériences, la valeur de $\frac{Nu}{Re^{0,5} Pr^{0,33}} \frac{B}{ln(1+B)}$. Le but était de déterminer si l'on obtiendrait une constante similaire à celle de la loi de Furutani *et al.* [18] avec nos expériences. Nous obtenons $C = 0,62 \pm 0,11$ en prenant la moyenne des valeurs obtenues à partir des données expérimentales, et le double de l'écart-type comme incertitude. La constante pour la loi de Furutani *et al.* [18] vaut $0,553\sqrt{2} \approx 0,78$. Donc nous pouvons affirmer de nouveau que nos résultats sont cohérents avec ceux de Furutani *et al.* [18] malgré que nous ayons utilisé une méthode de correction différente pour prendre en compte la fonte. Ainsi, on montre à nouveau l'équivalence des deux approches. Finalement, nous n'avons pas obtenu de corrélation permettant de mieux représenter nos résultats en comparaison de ce qui existe déjà dans la littérature.

4.3.4 Influence de l'état de surface à l'impact

Dans son article Gilpin [51] rapporte un effet de l'état de surface du bloc de glace sur l'ablation. Lors de nos essais, deux ont été effectués sur des blocs qui n'avaient pas été suffisamment lissés. Il restait des colonnes de bulles au niveau de la surface d'impact. La rugosité n'a pas été mesurée. Les formes de cavités obtenues lors de l'ablation étant très différentes de celles obtenues lors d'autres essais, ces expériences ont été refaites sur des blocs qui ont été lissés jusqu'à ce qu'il n'y ai plus de restes de colonnes de bulles ou de rugosité apparente. Les formes de cavité se sont alors rapprochées de celles obtenues pour les autres expériences.

Les expériences sur des blocs lisses sont celles référencées 634 et 635. L'expérience 634 a été réalisée avec une vitesse de jet de $7,6\ m.s^{-1}$, une température de jet de 71 ^oC, et un diamètre de jet à l'impact de 6 mm, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 112 000 et un nombre de Prandtl de $2,52$. L'expérience 635 a été réalisée avec une

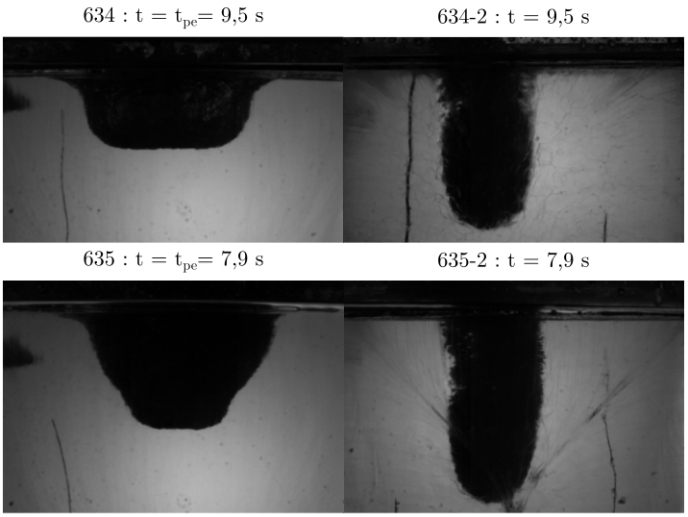

FIGURE 4.36 – Comparaison des formes de cavités obtenues lors de l'impact sur un bloc lisse et sur un bloc rugueux pour un même temps depuis l'impact du jet. Les temps correspondent à la transition vers le « pool-effect » pour le cas lisse. Les essais sur des blocs lisses sont référencés 634 (Re = 112 000, $Pr = 2,52$) et 635 (Re = 147 000, $Pr = 2,54$). Les essais sur des blocs rugueux correspondants sont référencés 634-2 (Re = 107 000, $Pr = 2,61$) et 635-2 (Re = 146 000, $Pr = 2,58$).

vitesse de jet de $10,1\ m.s^{-1}$, une température de jet de 71 ^oC, et un diamètre de jet à l'impact de 6 mm, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 147 000 et un nombre de Prandtl de 2, 54. Nous avons référencé les expériences effectuées sur des blocs rugueux 634-2 et 635-2. L'expérience 634-2 a été réalisée avec une vitesse de jet de $7,5\ m.s^{-1}$, une température de jet de 69 ^oC, et un diamètre de jet à l'impact de 6 mm, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 107 000 et un nombre de Prandtl de 2, 61. L'expérience 635 a été réalisée avec une vitesse de jet de $10,2\ m.s^{-1}$, une température de jet de 69 ^oC, et un diamètre de jet à l'impact de 6 mm, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 146 000 et un nombre de Prandtl de 2, 58. La figure 4.36 compare les formes de cavité obtenues pour ces expériences, lors de l'impact sur un bloc lisse et sur un bloc rugueux pour un même temps. Pour les comparaisons, nous avons choisi le temps de transition vers le « pool-effect » pour le cas lisse. Les résultats des expériences référencées 634 et 635, ont été analysées avec les autres et sont cohérentes avec l'ensemble des résultats obtenus. On remarque que la cavité est plus profonde dans le cas rugueux et sa largeur est inférieure à celle obtenue lors de l'impact sur un bloc lisse. Cette forme traduit une vitesse d'ablation, et donc des transferts thermiques beaucoup plus importants dans la zone de stagnation. L'explication avancée par Gilpin [51] est que la rugosité du bloc déstabilise la couche limite dans la zone de stagnation.

Les résultats d'analyse des essais, avec et sans rugosité, sont consignés au sein du tableau 4.8 pour le couple d'essais 634 / 634-2 et au sein du tableau 4.9 pour le couple d'essais 635 / 635-2. On remarque une augmentation significative de la vitesse d'ablation qui est presque doublée. Les nombres de Nusselts expérimentaux sont comparrés avec les corrélations de Gilpin [51] au sein des tableau 4.8 et 4.9. Les nombres de Nusselt expérimentaux des essais réalisés avec des blocs lisses sont en accord avec ceux obtenus avec la corrélation de Gilpin [51] dans le cas sans indentation de surface – Éq. (2.95). Les nombres de Nusselt expérimentaux des expériences réalisées avec des blocs rugueux sont en accord avec ceux prévus par la corrélation donnée par Gilpin [54] dans le cas avec indentation de surface – Éq. (2.96).

Ces deux expériences ne permettent pas de conclure de manière générale. Elles étayent néanmoins la conclusion de Gilpin [51] qui affirme qu'une indentation à la surface du bloc au niveau de la zone d'impact du jet peut entraîner une augmentation des transferts thermiques et donc de la vitesse d'ablation. Une étude systématique devrait être menée, dans le but, notamment, de déterminer la valeur de la rugosité de surface minimale entraînant un changement de régime d'ablation.

Réf.	634	634-2
Re $(\times 10^3)$	$112 \pm 2,4$	107 ± 12
Pr $(-)$	$2,52 \pm 0,09$	$2,61 \pm 0,1$
V_f $(cm.s^{-1})$	$0,574 \pm 4,6.10^{-4}$	$1,262 \pm 3,04.10^{-3}$
h $(kW.m^{-2}.K^{-1})$	$24,8 \pm 1,4$	$56,2 \pm 3,4$
Nu_{exp} $(-)$	223 ± 17	508 ± 41
Nu_{G-lam} $(-)$	290 ± 12	288 ± 11
Nu_{G-turb} $(-)$	565 ± 28	558 ± 26

TABLE 4.8 – Comparaison des résultats en régime d'ablation en film pour l'essai 634, avec et sans rugosité de surface. Les coefficients d'échange convectif ainsi que les nombres de Nusselt expérimentaux sont aussi rapportés. Les nombres de Nusselt calculés à l'aide des deux corrélations de Gilpin [51] – Éq. (2.95) et Éq. (2.96) – sont aussi donnés.

4.4 Transition vers le « pool-effect »

Le « pool-effect » est un phénomène d'importance dans l'étude de l'ablation d'une paroi solide impactée par un jet liquide vertical orienté dans le même sens que la gravité. Néanmoins, il n'a jamais, à notre connaissance, été étudié directement. Dans cette partie, les résultats de mesures, concernant la profondeur d'apparition du « pool-effect », sont présentés et commentés ; suit la présentation d'un modèle proposant une première approche qui est ensuite comparée aux résultats des expériences.

Réf.	635	635-2
Re $(\times 10^3)$	147 ± 12	146 ± 12
Pr $(-)$	$2,54 \pm 0,09$	$2,58 \pm 0,1$
V_f $(cm.s^{-1})$	$0,871 \pm 4,9.10^{-3}$	$1,650 \pm 3,52.10^{-3}$
h $(kW.m^{-2}.K^{-1})$	$37,8 \pm 2,4$	$72,8 \pm 4,4$
Nu_{exp} $(-)$	341 ± 28	658 ± 52
Nu_{G-lam} $(-)$	350 ± 12	352 ± 13
Nu_{G-turb} $(-)$	709 ± 32	716 ± 32

TABLE 4.9 – Comparaison des résultats en régime d'ablation en film pour l'essai 635, avec et sans rugosité de surface. Les coefficients d'échange convectif ainsi que les nombres de Nusselt expérimentaux sont aussi rapportés. Les nombres de Nusselt calculés à l'aide des deux corrélations de Gilpin [51] – Éq. (2.95) et Éq. (2.96) – sont aussi donnés.

4.4.1 Résultats bruts

L'évolution de la profondeur d'apparition du « pool-effect » en fonction de la vitesse du jet est rapportée, pour nos expériences, en figure 4.37. Les profondeurs de transition vers le « pool-effect » sont prises égales à celles obtenues par analyse d'image au moment du « pool-effect ». Le temps de transition vers le « pool-effect » correspond au moment du remplissage de la cavité par du liquide. Les incertitudes sont calculées en deux temps. Une incertitude est liée au temps d'apparition du « pool-effect ». Un premier intervalle de confiance est déterminé en prenant les profondeurs aux limites de l'intervalle de confiance sur le temps d'apparition du « pool-effect ». Un second est obtenu en supposant l'incertitude absolue sur cette profondeur égale à l'ordonnée à l'origine donnée par la procédure de régression, utilisée pour calculer la vitesse d'ablation avant la transition vers le « pool-effect » – *cf.* tab. 4.4. La plus grande de ces incertitudes est retenue.

On remarque que la profondeur d'apparition du « pool-effect » est une fonction croissante de la vitesse du jet et du diamètre. Le comportement vis-à-vis de la température du jet est moins clair. On note une diminution de la profondeur pour laquelle la transition est observée entre les essais réalisés avec une température de jet d'environ 30 ^oC (61X et 101X) et ceux réalisés à une température de 50 ^oC (62X et 102X), mais ceux effectués avec une température de 70 ^oC (63X et 103X) sont proches de ceux réalisés à 50 ^oC [10].

De la même manière que ce qui a été fait en section 4.1.7, on peut s'intéresser à la puissance à l'impact du jet – I_p, Éq. (4.2). Elle augmente avec la vitesse et le diamètre du jet. Plus elle est grande, plus il faudra de hauteur et de surface latérale pour la dissiper par le biais de la gravité ou des frottements. La figure 4.38 montre l'évolution de la hauteur de transition vers le « pool-effect » – Z_{pe} – en fonction de la puissance d'impact du jet – I_p. On constate bien que Z_{pe} est une fonction croissante de la puissance

10. Exception faite de l'essai référencé 622.

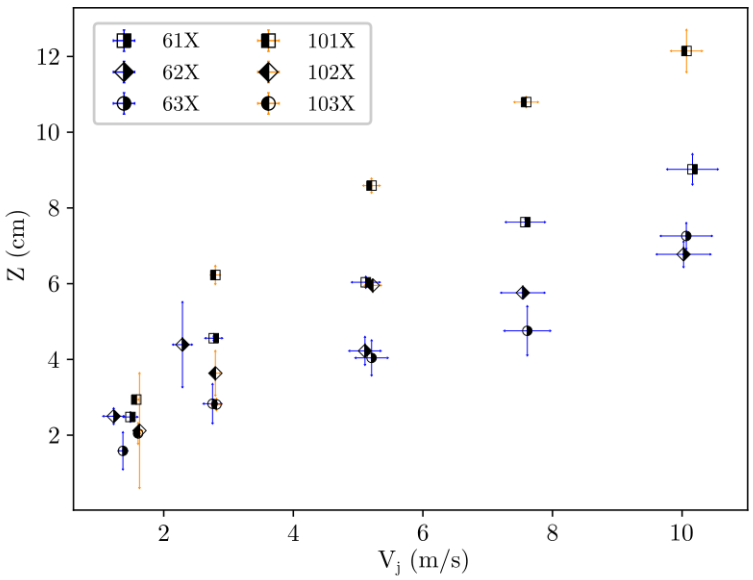

FIGURE 4.37 – Profondeurs de transition vers le « pool-effect » en fonction de la vitesse du jet. Les essais 6XX ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Ceux dont la référence commence par 10 ont été réalisés avec une buse de 10 mm. Les essais X1X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC. Les essais X2X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC. Les essais X3X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC.

d'impact du jet. Néanmoins, on constate une certaine dispersion des données et une quasi indépendance de Z_{pe} à I_p pour les plus faibles valeurs de I_p et Z_{pe}. Donc ce paramètre ne permet pas de décrire entièrement la transition vers le « pool-effect ».

Les deux essais JIMEC ont été réalisés à des vitesses d'impact quasiment identiques – environ 5 $m.s^{-1}$. Donc on ne peut juger de l'évolution de la profondeur d'apparition du « pool-effect » avec la vitesse du jet dans ce cas. Néanmoins, le diamètre du jet était différent entre ces deux expériences. Pour l'essai JIMEC-1 le diamètre du jet était de $37 \pm 0,7$ mm et la profondeur d'apparition du « pool-effect » était de 285 ± 10 mm. Pour l'essai JIMEC-2 le diamètre du jet était de 24 ± 4 mm et la profondeur d'apparition du « pool-effect » était de 250 ± 10 mm. Ainsi, on voit se confirmer une tendance à la hausse de la profondeur d'apparition du « pool-effect » avec le diamètre du jet. La puissance d'impact du jet était égale à 371 ± 108 W pour l'essai JIMEC-1 et à 211 ± 120 W pour l'essai JIMEC-2. La tendance à la hausse de la profondeur de transition vers le « pool-effect » avec la puissance d'impact du jet se confirme dans le cas du système acier / acier.

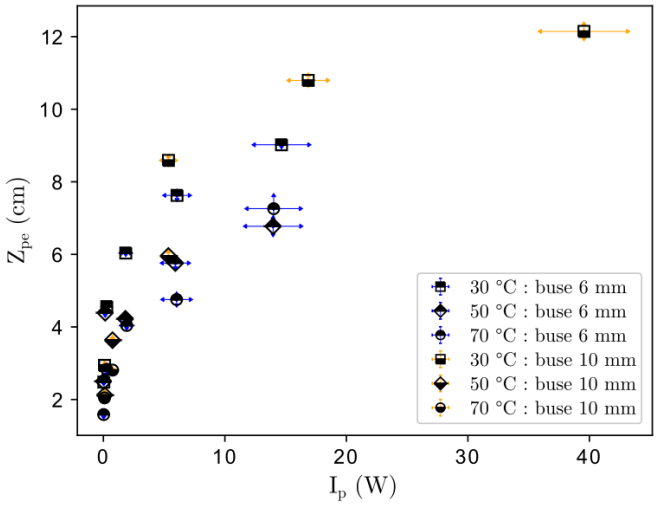

FIGURE 4.38 – Évolution de la hauteur de transition vers le « pool-effect » en fonction de la puissance d'impact du jet – Éq. (4.2).

4.4.2 Modélisation de la transition vers le « pool-effect »

Dans la sous-section traitant du « pool-effect » de la section phénoménologie du présent chapitre – section 4.1.7 – nous avons exposé le nombre conséquent de phénomènes à l'œuvre au moment de la transition et la complexité de leur modélisation. Nous avons aussi constaté que le fait que du liquide pénètre dans la cavité n'était pas suffisant pour déclencher le « pool-effect ». Nous en sommes arrivés à la conclusion que, pour qu'il puisse y avoir transition, il faut que le jet ne soit plus capable de vider la cavité si jamais cette dernière venait à se remplir. C'est sur cette hypothèse que nous avons développé le modèle présenté ici.

La cavité est supposée de géométrie tronconique, ce qui correspond à la géométrie réelle proche de la zone d'impact. On considère que la cavité est remplie lorsqu'il y a du liquide jusqu'au niveau de la fin de la zone de stagnation. Ainsi, nous supposons que si le jet n'est pas capable de repousser une masse d'eau en dehors de la zone de stagnation alors il y a passage en «pool-effect ». Un schéma du système étudié est disponible en figure 4.39.

L'équilibre juste avant le passage en « pool-effect » peut être traduit par un bilan de quantité de mouvement. Le volume de contrôle est représenté sur le schéma 4.39. Ainsi, en considérant un volume de contrôle $\mathcal{V}$ et sa frontière S, l'équation de bilan de quantité de mouvement s'écrit comme suit, selon Guyon *et al.* [35] :

$$\iint_S \rho v_i \left(v_j n_j\right) dS + \iint_S p n_i dS - \iint_S {\sigma'}_{ij} n_j dS - \iiint_{\mathcal{V}} \rho g_i d\mathcal{V} = 0 \qquad (4.12)$$

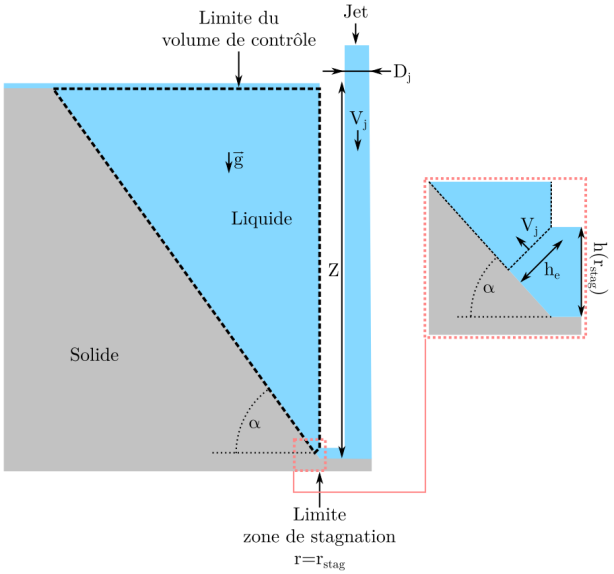

FIGURE 4.39 – Schéma du système étudié pour l'établissement du bilan de quantité de mouvement. Équilibrage par le jet d'une masse d'eau remplissant la cavité.

On suppose le fluide parfait. La pression est considérée constante et égale à la pression atmosphérique en tout point du liquide. Donc, les deuxième et troisième termes de l'équation (4.12) sont nuls et on obtient l'équation (4.13).

$$\iint_S \rho v_i \left(v_j n_j\right) dS = \iiint_{\mathcal{V}} \rho g_i d\mathcal{V} \tag{4.13}$$

On projette l'équation de bilan selon l'axe vertical. Aussi, on suppose la vitesse verticale du fluide nulle sur le pourtour du volume de contrôle, sauf sur la zone d'entrée de fluide provenant du jet. Les grandeurs relatives à l'entrée du fluide sont indicées « e ». Le membre de gauche de l'équation (4.13) devient :

$$\iint_S \rho \underbrace{v_z}_{V_j sin(\alpha)} \underbrace{\left(v_j n_j\right)}_{-V_j} dS = -2\pi\rho V_j^2 r_e h_e sin(\alpha) \tag{4.14}$$

La hauteur de fluide en entrée du volume de contrôle h_e est supposée égale à la hauteur de fluide en sortie de zone de stagnation $h\left(r_{stag}\right)$, avant sa déflexion. La conservation du débit donne alors :

$$\frac{\pi D_j^2}{4} V_j = 2\pi r_e h_e V_j \Rightarrow h_e = \frac{D_j}{6} \tag{4.15}$$

La position radiale de l'entrée de fluide est égale à l'extension radiale de la zone de stagnation. L'extension de la zone de stagnation pour des jets initialement turbulents

est de l'ordre de : $r_e = r_{stag} = 0,75 \cdot D_j$, selon Stevens *et al.* [1]. L'équation (4.14) prend alors la forme suivante :

$$\iint_S \rho v_z \left(v_j n_j\right) dS = -\frac{\pi}{4} \rho D_j^2 V_j^2 sin(\alpha) \tag{4.16}$$

La formule permettant d'obtenir le volume engendré par la rotation d'angle β de la surface délimitée par les deux courbes $r = r_e$ et $r = f(z)$ entre $z = 0$ et $z = Z$, autour de l'axe O_z est reportée ci-après. L'influence de l'addition du volume engendré par la rotation du triangle d'hypoténuse $h\left(r_{stag}\right)$ et de côté h_e est négligeable.

$$\mathcal{V} = \beta \int_0^Z \int_{r_e}^{f(z)} r dr dz \tag{4.17}$$

Pour le système étudié $f(z) = r_e + \frac{z}{tan(\alpha)}$.

$$\mathcal{V} = \pi \left[\frac{r_e Z^2}{tan(\alpha)} + \frac{1}{3} \frac{Z^3}{tan^2(\alpha)} \right] \tag{4.18}$$

Finalement, on peut réinjecter l'expression de r_e dans l'équation précédente et définir $Z^* = \frac{Z}{D_j}$ pour obtenir :

$$\mathcal{V} = \pi D_j^3 \left[\frac{3}{4} \frac{Z^{*2}}{tan(\alpha)} + \frac{1}{3} \frac{Z^{*3}}{tan^2(\alpha)} \right] \tag{4.19}$$

Le membre de gauche du bilan de quantité de mouvement (4.13) peut alors être écrit en fonction de D_j, Z^* et α :

$$\iiint_{\mathcal{V}} \rho(-g) d\mathcal{V} = -\rho g \pi D_j^3 \left[\frac{3}{4} \frac{Z^{*2}}{tan(\alpha)} + \frac{1}{3} \frac{Z^{*3}}{tan^2(\alpha)} \right] \tag{4.20}$$

L'égalisation des deux membres – Éq. (4.16) et Éq. (4.20) – de l'équation (4.13) donne :

$$Z^{*3} + \frac{9}{4} tan(\alpha) Z^{*2} - \frac{3}{4} \frac{sin^3(\alpha)}{cos^2(\alpha)} \frac{V_j^2}{g D_j} = 0 \tag{4.21}$$

On définit Fr_j le nombre de Froude du jet : $Fr_j = \frac{V_j}{\sqrt{g D_j}}$. On obtient l'égalité (4.22), qui correspond à la profondeur adimensionnée au-delà de laquelle le jet n'est plus capable

de vider la cavité si elle est remplie. C'est donc la profondeur adimensionnée à partir de laquelle une transition vers le « pool-effect » est possible.

$$\boxed{Z^{*3} + \frac{9}{4} tan(\alpha) Z^{*2} - \frac{3}{4} \frac{sin^3(\alpha)}{cos^2(\alpha)} Fr_j^2 = 0} \tag{4.22}$$

En première approximation, on peut négliger le terme d'ordre 2. La formule devient alors :

$$\boxed{Z^* = sin(\alpha) \sqrt[3]{\frac{3}{4} \left(\frac{Fr_j}{cos(\alpha)} \right)^2}} \tag{4.23}$$

4.4.3 Comparaisons

Le modèle présenté montre que les coordonnées naturelles pour représenter les résultats sont $Z^* = Z/D_j$ et $Fr_j = V_j/\sqrt{gD_j}$. La figure 4.40 compare les résultats expérimentaux obtenus sur les installations HAnSoLO et JIMEC [74] et le modèle présenté – Éq. (4.22). La même comparaison est effectuée en figure 4.41 pour la version simplifiée du modèle – Éq. (4.23). Sur ces figures est aussi représentée la condition donnée par Saito *et al.* [9] dans l'article baptisant le « pool-effect » : $Z^* = 4$. Pour les calculs effectués, des angles de cavités ont dus être choisis. Nous nous sommes appuyés sur les mesures présentées en section 4.1.4.

On remarque que les points obtenus avec les deux diamètres de buse se regroupent, aucune dépendance au diamètre du jet n'est alors visible pour les essais effectués avec HAnSoLO. Pour les essais JIMEC, on a pour JIMEC-1 : $Z^* = 7,7 \pm 0,3$ et $Fr_j = 7,8 \pm 0,74$ et pour JIMEC-2 : $Z^* = 10,31 \pm 2,5$ et $Fr_j = 10,25 \pm 2$. Dans le plan Z^*, Fr_j, les essais JIMEC se rapprochent fortement des points expérimentaux obtenus avec HAnSoLO. On note que pour un même nombre de Froude du jet la transition vers le « pool-effect » s'effectue à un Z^* plus grand pour les essais JIMEC que pour les essais HAnSoLO. Cette augmentation peut être due au fait que la masse volumique de l'acier est nettement supérieure à celle de l'eau ; or la masse volumique de l'eau n'apparaît pas dans la modélisation, mais nous avons montré que la profondeur d'apparition du « pool-effect » était une fonction croissante de la puissance d'impact du jet qui dépend de la masse volumique du jet.

On note que la condition donnée par Saito *et al.* [9] ne permet pas de décrire les résultats de nos expériences ou des expériences JIMEC. Les résultats semblent se rassembler autour de deux courbes. Il est intéressant de voir que les deux premiers points de la série 62X suivent la même courbe que les points de la série 61X, tandis que les trois derniers points de la série 62X suivent la même courbe que la série 63X. Les points de la série 101X suivent bien la même courbe que les points 61X, ceux de la série 102X suivent la

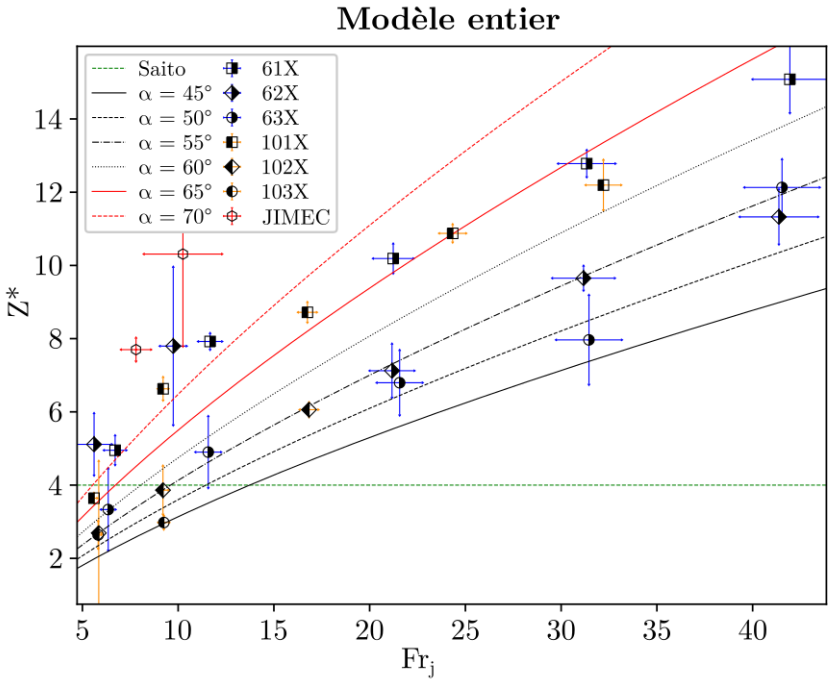

FIGURE 4.40 – Comparaison dans le domaine Z^*, Fr_j des résultats expérimentaux, concernant la profondeur de transition vers le « pool-effect », obtenus sur les installation HAnSoLO et JIMEC et du modèle de transition vers le « pool-effect » – Éq. (4.22) – pour plusieurs angles de cavité α. La condition de Saito *et al.* [9] est aussi représentée. Les essais 6XX ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Ceux dont la référence commence par 10 ont été réalisés avec une buse de 10 mm. Les essais X1X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC. Les essais X2X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC. Les essais X3X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC.

même tendance que ceux de la série 63X ; par contre l'évolution des deux points de la série 103X est plus ambiguë.

Les tendances prévues par le modèle sont en accord avec ce qui est observé expérimentalement. Lors de nos mesures de l'angle initial de la cavité – *cf.* sec. 4.1.4 – nous avons noté une tendance à la baisse de l'angle lorsque la vitesse du jet augmente. Cette constatation peut expliquer que, pour les séries 61X et 101X, les résultats expérimentaux ne semblent pas suivre une seule courbe, mais semblent suivre celle correspondant à $\alpha = 70^o$, puis celle correspondant à $\alpha = 65^o$ et enfin se diriger vers la courbe correspondant à $\alpha = 60^o$.

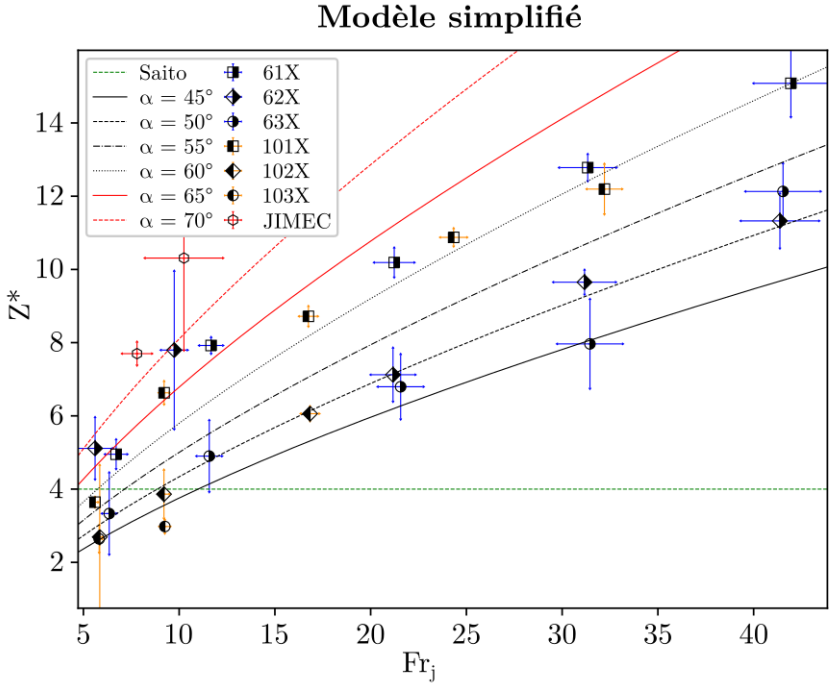

FIGURE 4.41 – Comparaison dans le domaine Z^*, Fr_j des résultats expérimentaux, concernant la profondeur de transition vers le « pool-effect », obtenus sur les installation HAnSoLO et JIMEC et du modèle de transition vers le « pool-effect » simplifié – Éq. (4.23) – pour plusieurs angles de cavité α. La condition de Saito *et al.* [9] est aussi représentée. Les essais 6XX ont été réalisés avec une buse de 6 mm. Ceux dont la référence commence par 10 ont été réalisés avec une buse de 10 mm. Les essais X1X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC. Les essais X2X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC. Les essais X3X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC.

Le fait de négliger le terme d'ordre 2 dans l'équation (4.22) engendre une augmentation du Z^* prévu pour un angle donné. Néanmoins, comme l'angle n'est *a priori* pas connu à l'avance, le modèle simplifié peut être utilisé en première approche, car les évolutions sont les mêmes avec ou sans avoir négligé ce terme de l'équation.

Pour conclure, ce modèle permet de donner une tendance de l'évolution de la profondeur d'apparition du « pool-effect » et constitue une amélioration vis-à-vis de la condition de Saito *et al.* [9].

4.5 Analyse en « pool-effect »

Dans la section 4.2.4 un changement qualitatif du comportement d'ablation a été noté lors du passage au « pool-effect ». L'étude de ces changements est l'objet de la présente section.

4.5.1 Évolution de la profondeur d'ablation au cours du temps

Pour faciliter les comparaisons dans cette section, deux nouveaux nombres adimensionnels sont définis : Z_2^* et t_2^* – *cf.* Éqs. (4.24) et (4.25). Pour l'adimensionalisation d'autres grandeurs caractéristiques ont été testées. Notamment, nous avons essayé d'utiliser la hauteur d'apparition du « pool-effect » comme longueur caractéristique et la vitesse du jet à la place de la vitesse de fonte, mais aucune tendance ne semblait se dégager. Donc, nous avons décidé d'utiliser les nombres Z_2^* et t_2^*, car ils permettent de bien montrer la différence de comportement entre le régime d'ablation en film, pour lequel les courbes suivent la bissectrice, et le « pool-effect ». Dans le calcul de Z_2^* la profondeur est corrigée en prenant en compte l'ordonnée à l'origine déterminée plus tôt – *cf.* tableau 4.4. La transition vers le « pool-effect » a lieu pour $t_2^* = 0$ pour toutes les expériences. Les évolutions de Z_2^* en fonction de t_2^* pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm sont reproduites en figure 4.43. De même, les évolutions de Z_2^* en fonction de t_2^* pour les essais réalisés avec une buse de 10 mm sont reproduites en figure 4.44. Dans les deux cas, les points correspondants à la progression dans l'axe du jet du front d'ablation pour les essais JIMEC sont aussi représentés.

$$Z_2^* = \frac{Z - b - V_f \cdot t_{pe}}{D_j} \tag{4.24}$$

$$t_2^* = \frac{(t - t_{pe})\, V_f}{D_j} \tag{4.25}$$

Tout d'abord, on peut noter que les courbes suivent bien la bissectrice avant le « pool-effect ». Donc, la vitesse d'ablation en régime d'ablation en film est bien constante et la détermination de la vitesse de fonte avant le « pool-effect » est correcte. Les courbes représentant les expériences réalisées avec l'installation HAnSoLO restent groupées autour de la bissectrice jusqu'à au moins $t_2^* = 2$ et ne commence réellement à s'écarter, entre elles, et de la bissectrice, que pour $t_2^* \geqslant 5$. Ainsi, l'effondrement du film liquide et le remplissage de la cavité, n'ont pas un effet immédiat sur les transferts de chaleur. Pour les jets pour lesquels la zone d'impact est cachée par l'épaulement – *cf.* section 4.1.2 – il est possible que le retard soit dû au temps nécessaire pour que la zone d'impact du jet rattrape la zone de l'épaulement. Par exemple, pour l'essai 634 ($Re = 112\ 000$), on constate que la zone d'impact ne change pas de forme, et semble plate, pendant plusieurs secondes après le passage en « pool-effect ». Pour les essais sans entraînement de gaz il se peut que le retard au changement de vitesse d'ablation soit dû au fait que le jet

submergé [11] impacte le fond de la cavité avant la fin de son cœur potentiel [12]. En effet, pour un jet pénétrant dans un bain liquide de même composition, son profil de vitesse et température restent inchangés sur son axe, jusqu'à la fin de son cœur potentiel, qui s'étend jusqu'à une profondeur d'environ $6,2D_j$ [23, 24], ce qui correspond dans notre cas à $Z^* = 6,2$. Pour les jets sans entraînement de gaz, la transition vers le « pool-effect » se fait pour $Z^* < 6,2$. Néanmoins, certains présentent une augmentation momentanée de leur vitesse d'ablation au passage au « pool-effect ». Donc ce phénomène ne peut expliquer entièrement ce qui se passe lors de la transition vers le « pool-effect » pour des jets sans entraînement de gaz. Aussi, même pour les jets n'entraînant pas beaucoup de gaz, un peu de gaz est entraîné au moment de l'effondrement du film, ce qui peut changer la dynamique de l'écoulement au sein de la cavité.

On remarque aussi qu'une grande partie des courbes passent au-dessus de la bissectrice avant de la croiser plus loin. Ce dépassement signifie qu'il y a, transitoirement, une augmentation de la vitesse de fonte de la glace au cours du « pool-effect ». Ce comportement n'a jamais été documenté. Saito *et al.* [9], au sein de l'article dans lequel il donne son nom au « pool-effect », ne mentionne qu'une réduction de la vitesse d'ablation. Ainsi, suivant l'épaisseur du solide impacté, la transition vers le « pool-effect » peut se traduire par une baisse, une augmentation ou aucun effet sur la vitesse moyenne d'ablation du bloc.

L'augmentation momentanée de la vitesse d'ablation en « pool-effect » est surprenante, car on s'attend à ce que les interactions entre le jet et le bain liquide lui fasse perdre de l'énergie cinétique, élargisse sa zone d'impact par le biais de frottements et fasse baisser sa température, comme dans le cas d'un jet submergé. Il se peut néanmoins que cette augmentation momentanée soit due à la perturbation du profil de vitesse à l'impact du jet. Lors de nos expériences, la hauteur de chute est supérieure à 6 fois le diamètre de la buse. Donc le profil de vitesses est uniforme au niveau de l'impact sur le bloc avant le « pool-effect ». Lors du passage en « pool-effect », du liquide remplit la cavité et perturbe le jet. Il est alors probable que le profil de vitesse ne soit plus uniforme au niveau de la zone d'impact. Le gradient de vitesse à l'impact, défini par l'équation (2.37), augmente alors. Or Lienhard [31] rapporte qu'une augmentation du gradient de vitesse à l'impact induit une augmentation des transferts thermiques. Donc, la perturbation du jet par le liquide présent dans la cavité peut engendrer une augmentation de la vitesse de fonte. Il se peut aussi que le confinement du jet dans sa zone d'impact induise la formation de recirculations sur les côtés de ce dernier. Un schéma est disponible en figure 4.42. Il se peut que ces recirculations réduisent localement le diamètre du jet en le comprimant et réduisent les frottements avec le bain liquide. Ce phénomène pourrait concourir à l'augmentation de la vitesse de fonte pour les essais à haut Reynolds. Il est probable que

11. Un jet submergé est un jet de fluide progressant dans un domaine rempli du même fluide : example jet d'eau dans de l'eau ou jet d'air dans de l'air.

12. Le cœur potentiel d'un jet submergé correspond à la section droite du jet au sein de laquelle il possède les mêmes caractéristiques qu'au sortir de la buse ; par exemple profil de vitesse ou température.

l'existence de telles recirculations soit dépendante de la forme de la cavité au passage au « pool-effect », car il faut qu'elles puissent se former. Cette explication peut permettre de comprendre la forme de la cavité obtenue pour l'essai 1015 à $t^* = 1,25$ – *cf.* figure 4.42.

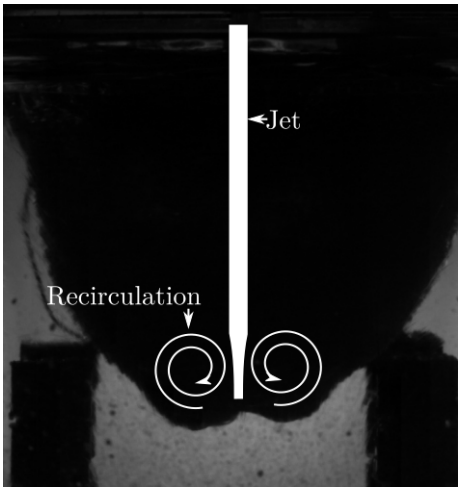

FIGURE 4.42 – Schéma explicatif de l'augmentation de vitesse d'ablation par formation de recirculations sur les côtés du jet à l'impact. L'image correspond à l'expérience 1015 ($Re = 128\ 000$) à $t^* = 1,25$.

Aucune augmentation de la vitesse de fonte n'a été constatée, ni sur les essais JIMEC – aussi représentés en figure 4.43 et 4.44 –, ni pour les essais préliminaires réalisés sur l'installation JOLO. Les essais JIMEC mettant en œuvre de l'acier 304, le nombre de Prandtl du jet y est quantitativement et qualitativement différent, puisqu'il est inférieur à 1. Il se peut que la meilleure conductivité thermique des jets d'acier rende négligeable l'effet de la perturbation du jet par le liquide retombant dans la cavité, ce qui expliquerait qu'on ne constate pas d'accélération de la vitesse de fonte en « pool-effect ». Il se peut aussi que l'influence de la présence de gaz soit moins grande dans le cas des essais JIMEC, car l'acier possède une masse volumique plus élevée que celle de l'eau. L'influence du nombre de fonte ne semble pas primordiale, car il reste du même ordre de grandeur pour les essais HAnSoLO, JOLO et JIMEC. Le diamètre du jet étant bien inférieur pour les essais JOLO, comparés aux essais HAnSoLO, ce paramètre peut avoir une importance pour expliquer le phénomène.

Les courbes semblent se diriger vers une pente commune pour t_2^* supérieur à 15. Il est donc probable que le temps d'enregistrement et la profondeur des blocs de glace utilisés dans HAnSoLO n'aient pas été assez grands pour pouvoir capturer le phénomène de « pool-effect » dans sa totalité. En effet, à mesure que la cavité se creuse, le jet traverse une plus grande épaisseur de liquide. En interagissant avec le liquide du bain, le jet

perd de l'énergie cinétique. Donc sa vitesse à l'impact tend à diminuer. De même, il échange de la chaleur avec le bain liquide, qui est refroidi par la fonte, et dont le volume augmente. Donc, l'énergie thermique du jet dirigée selon son axe au fond de la cavité doit nécessairement diminuer. Ainsi, asymptotiquement la vitesse d'ablation selon l'axe du jet doit diminuer en « pool-effect ».

Pour les essais prototypiques JIMEC, une vitesse d'ablation constante en « pool-effect » de $7,5 \pm 0,5\ mm.s^{-1}$ a été calculée par les équipes de KIT. Dans le plan (Z^*, t_2^*) la pente d'une courbe correspond au ratio de la vitesse de fonte sur la vitesse de fonte avant le « pool-effect ». Pour les essais JIMEC cette pente vaut $0,45$. On ne peut pas être certain que la valeur constante de la vitesse d'ablation, obtenue en « pool-effect » lors des essais JIMEC, sera toujours valable pour des profondeurs d'ablation plus grandes. Si des épaisseurs supérieures à 40 cm sont envisagées pour le récupérateur de corium, alors de nouveaux essais devront être réalisés pour s'assurer de la profondeur d'ablation maximale. Néanmoins, comme la vitesse d'ablation ne peut que diminuer asymptotiquement, la valeur obtenue peut être utilisée comme majorant lors du dimensionnement.

Pour les essais HAnSoLO, réalisés avec une buse de 6 mm, on constate que les courbes s'organisent partiellement selon leur nombre de Reynolds après s'être séparées. C'est-à-dire que l'écart maximal, dans le plan (Z^*, t_2^*), augmente avec le nombre de Reynolds du jet – *cf.* figure 4.43. Cette affirmation n'est vraie que pour de grands écarts de nombres de Reynolds, comme, par exemple, entre les essais 622 ($Re = 24\ 000$) et 624 ($Re = 82\ 000$). Lorsque les nombres de Reynolds sont plus proches, on peut observer des comportements identiques, malgré des nombres de Reynolds différents comme pour les expériences 621 ($Re = 13\ 000$) et 631 ($Re = 19\ 000$). On peut même constater des inversions. Par exemple, la courbe correspondant à l'expérience 623 ($Re = 55\ 000$) est au-dessus de celle de l'essai 633 ($Re = 74\ 000$). L'ordre des courbes n'est pas clairement analysable pour les essais réalisés avec une buse de 10 mm. On constate notamment que l'essai 1011 ($Re = 19\ 000$) est au-dessus de l'essai 1012 ($Re = 35\ 000$), de même l'essai 1031 ($Re = 38\ 000$) est au-dessus de l'essai 1032 ($Re = 68\ 000$). Ces observations peuvent provenir du fait que les t_2^* maximaux sont inférieurs, pour ces essais, comparés à ceux réalisés avec une buse de 6 mm et aussi inférieurs à 15. De plus, les courbes sont proches les unes des autres. Il est alors difficile de juger de leur ordre. Ainsi, il est probable que le nombre de Reynolds joue un rôle dans l'augmentation de vitesse d'ablation, soit sur l'intensité de l'augmentation, soit sur le temps durant lequel il y a augmentation de la vitesse d'ablation. Néanmoins, il semble qu'on ne puisse expliquer cette augmentation seulement à l'aide du nombre de Reynolds. L'influence de la température du jet n'est pas claire, par exemple la courbe correspondant à l'essai 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$) est au-dessus de celle de l'essai 613 ($Re = 39\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$) et de l'essai 633 ($Re = 74\ 000$, $T_j = 69\ ^oC$). De nouvelles expériences sont nécessaires pour caractériser les transferts lors du « pool-effect ». Nous n'avons pas constaté de tendance claire avec les autres adimensionnements testés. Ces constatations, notamment les inversions de courbes, montrent la complexité des phénomènes mis en jeu et de leur interaction.

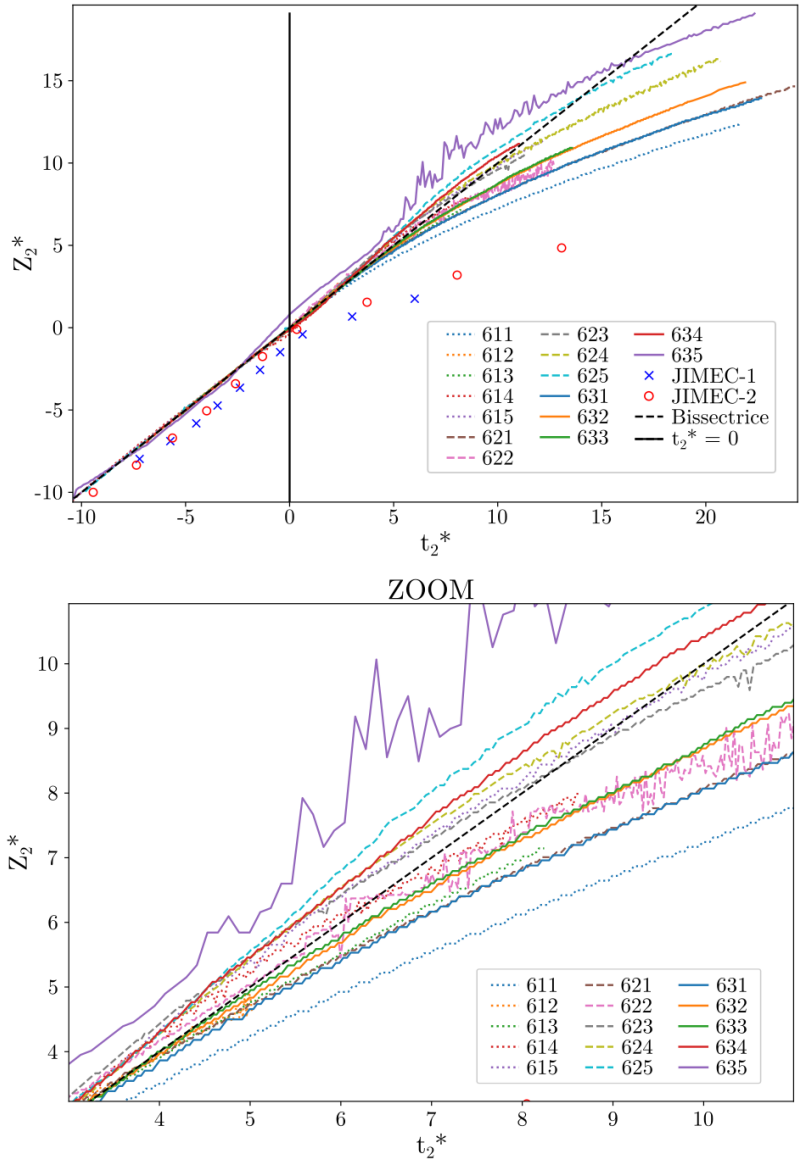

FIGURE 4.43 – Évolution de la profondeur adimensionnée Z_2^* – *cf.* Éq. (4.24) – en fonction du temps adimensionné t_2^* – *cf.* Éq. (4.25) – pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm, avec zoom sur la zone où les courbes se séparent. Les essais 61X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC – $Pr = 5,39$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 11 000 pour l'essai 611 à 77 000 pour l'essai 615. Les essais 62X ont été effectués avec une température de jet d'environ 50 ^oC – $Pr = 3,57$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 13 000, pour l'essai 621, à 109 000 pour l'essai 625. Les essais 63X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC – $Pr = 2,56$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 19 000, pour l'essai 631, à 147 000 pour l'essai 635.

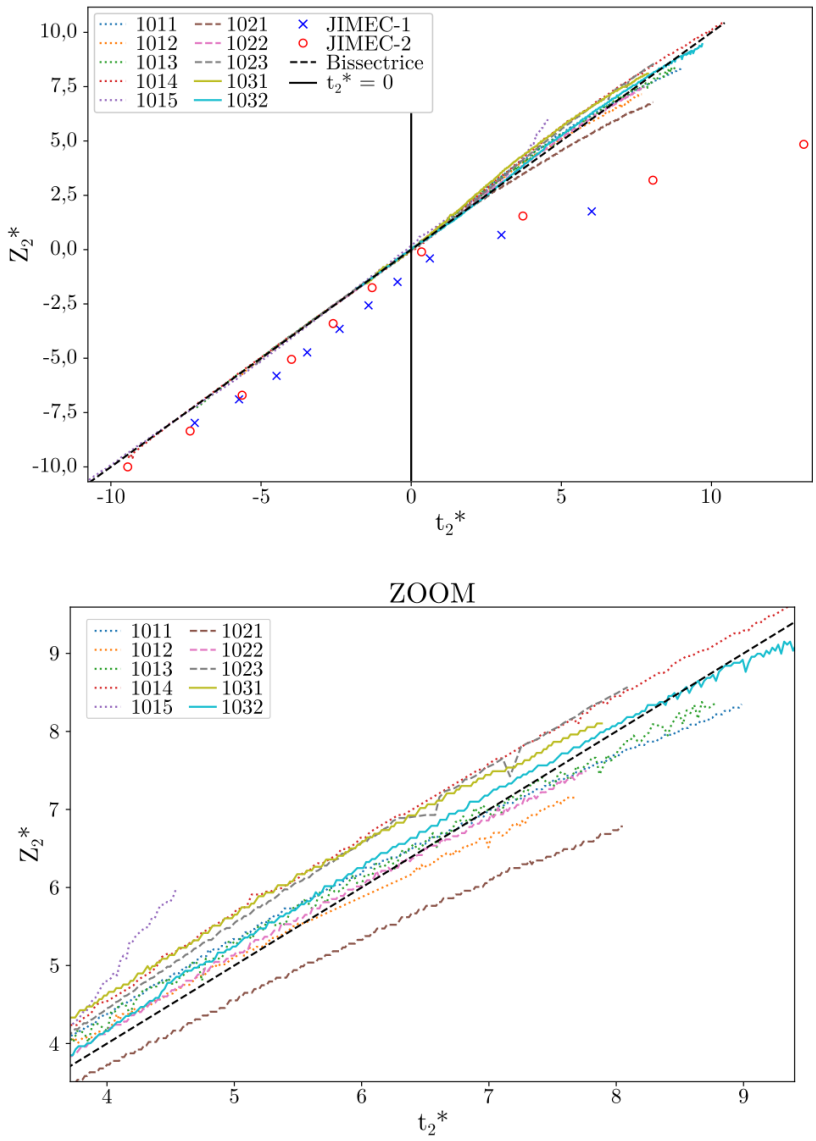

FIGURE 4.44 – Évolution de la profondeur adimensionnée Z_2^* – *cf.* Éq. (4.24) – en fonction du temps adimensionné t_2^* – *cf.* Éq. (4.25) – pour les essais réalisés avec une buse de 10 mm, avec zoom sur la zone où les courbes se séparent. Les essais 101X ont été effectués avec une température de jet d'environ 30 ^oC – $Pr = 5,39$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 19 000, pour l'essai 1011, à 128 000 pour l'essai 1015. Les expériences 102X ont été effectuées avec une température de jet d'environ 50 ^oC – $Pr = 3,57$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 29 000, pour l'essai 1021, à 94 000 pour l'essai 1023. Les essais 103X ont été effectués avec une température de jet d'environ 70 ^oC – $Pr = 2,56$. Les nombres de Reynolds correspondants vont de 38 000 pour l'essai 1031 à 68 000 pour l'essai 1032.

4.5.2 Étude de la vitesse d'ablation en « pool-effect »

L'évolution de la vitesse d'ablation en « pool-effect » n'ayant jamais été décrite, nous nous sommes attachés à la caractériser. Dans cette section, nous présentons la méthode de calcul que nous avons utilisée, puis nous présentons les évolutions de la vitesse d'ablation en fonction du temps en « pool-effect ». Enfin, l'augmentation momentanée de la vitesse d'ablation lors du « pool-effect » est étudiée séparément.

Méthode d'analyse

À notre connaissance, il n'existe pas de données concernant la vitesse d'ablation en « pool-effect ». Nous nous sommes donc attachés à la mesurer. Les données recueillies, malgré le soin porté à l'instrumentation, sont bruitées. Donc, une détermination directe de la vitesse d'ablation n'est pas praticable. Il a donc été nécessaire de nettoyer et lisser les données. Après plusieurs essais, nous avons choisi une méthode en deux étapes. Tout d'abord, un filtre de Savitzky-Golay est appliqué aux données récoltées après le « pool-effect », puis une moyenne glissante est appliquée aux données filtrées une première fois. L'utilisation d'un filtre Savitzky-Golay seul, ou d'une moyenne glissante seule, donne des données toujours trop bruitées pour être analysées directement. C'est la raison pour laquelle nous avons fait le choix de les utiliser séquentiellement.

L'algorithme utilisé pour le filtre de Savitsky-Golay est celui implémenté dans la librairie Scipy.Signal [92] de Pyhon3. L'algorithme fonctionne de la manière suivante. Pour une collection de points, on renseigne la taille de la fenêtre d'analyse N, qui doit être un nombre impair, et un ordre de polynôme d. Ensuite, pour chaque point, une régression est effectuée sur un nombre de points égal à la taille de la fenêtre d'analyse définie, pour déterminer les coefficients du polynôme de degré d permettant de représenter ces points au mieux, au sens des moindres carrés. Finalement, le point analysé est remplacé par la valeur donnée par le polynôme. Pour l'analyse, nous avons remarqué que l'utilisation de fonctions affines, polynômes de degré 1, était suffisant dans notre cas. Ensuite, la moyenne glissante est réalisée sur une fenêtre deux fois plus grande que celle utilisée pour l'algorithme de filtrage.

Lors de l'utilisation d'une moyenne glissante sur une fenêtre d'analyse de taille M impaire, les $(M-1)/2$ premiers et derniers points sont perdus. Pour éviter de perdre des points au début du « pool-effect », qui est la zone dans laquelle peut apparaître l'augmentation de vitesse que nous essayons d'analyser, les $(M-1)/2$ derniers points avant le « pool-effect » sont ajoutés au vecteur traité. Lors de nos analyses, nous avons fixé $M = 2N$. L'un des problèmes majeurs se présentant lors du filtrage de données est la détermination de la taille de la fenêtre d'analyse. Plus la fenêtre est petite, moins on réduit le bruit sur les données ; plus elle est grande, plus les chances d'occulter un phénomène rapide augmentent. L'évolution de la profondeur de la cavité au cours du temps étant obtenue par analyse d'image, le pas de temps entre deux mesures correspond à l'inverse du nombre d'images enregistrées par la caméra en 1 s (FPS). Il est alors intéressant de calculer le temps qu'il est nécessaire d'attendre, en nombre d'images, pour obtenir un

déplacement de 1 *pixel*, en supposant la vitesse de fonte égale à celle obtenue avant le « pool-effect ». Cette quantité, ici notée γ, peut-être calculée à l'aide de l'équation 4.26. Ainsi, après plusieurs essais nous avons déterminé qu'un lissage acceptable était obtenu pour $N \in [5\gamma - 25\gamma]$.

$$\gamma = \frac{FPS}{C_{px/cm} V_f} \tag{4.26}$$

Vitesse d'ablation en « pool-effect »

Les variations de la vitesse d'ablation, calculées à l'aide de la méthode décrite précédemment, en fonction du temps écoulé depuis le passage en « pool-effect » sont disponibles en fin de cette sous-section, en figure 4.45 pour tous les essais réalisés. Chaque valeur rapportée est la moyenne des 21 valeurs obtenues en faisant varier la taille de la fenêtre d'analyse. Les barres d'erreur correspondent à 2 écarts-types dont la valeur est calculée à partir de ces 21 approximations.

On constate, en analysant la figure 4.45, que pour une température et un diamètre de jet donné la vitesse d'ablation augmente avec la vitesse de jet. La vitesse d'ablation maximale est d'autant plus grande que la vitesse et la température du jet augmentent. L'augmentation avec la vitesse provient sûrement de la réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique. L'augmentation avec la température provient de l'augmentation de la force motrice des transferts de chaleur. La vitesse d'ablation diminue d'autant plus rapidement que la vitesse du jet est grande. L'évolution plus rapide de la profondeur du bain, par le biais d'une plus grande vitesse d'ablation, ne peut pas, à elle seule, expliquer ce comportement, car les évolutions sont les mêmes en fonction de la profondeur de la cavité. Il semblerait que les courbes puissent suivre une asymptote pour des temps d'ablation plus longs.

Pour statuer sur l'effet du diamètre sur l'évolution de la vitesse d'ablation en « pool-effect », la figure 4.46 superpose sur deux graphiques les expériences 611 ($Re = 11\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$, $D_j = 5,0\ mm$) et 1011 ($Re = 19\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,6\ m.s^{-1}$, $D_j = 8,1\ mm$) ainsi que les expériences 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$, $D_j = 5,9\ mm$) et 1023 ($Re = 94\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,2\ m.s^{-1}$, $D_j = 9,8\ mm$). On remarque qu'une augmentation de diamètre entraîne une évolution plus lente de la vitesse d'ablation. Donc, au début du « pool-effect » la vitesse d'ablation est supérieure pour un jet de diamètre inférieur, puis la tendance s'inverse. Cette constatation est d'autant plus intéressante qu'elle va à l'inverse de ce qui se passe en régime d'ablation en film, pour lequel la vitesse d'ablation diminue lorsque le diamètre du jet augmente. Les mêmes évolutions sont constatées pour les autres couples d'essais effectués avec des vitesses et températures de jet semblables, mais des diamètres de buse différents. Les tendances sont les mêmes en fonction de la profondeur d'ablation qu'en fonction du temps. Les variations de vitesse en fonction de $Z^* = Z/D_j$ ne montrent pas de tendances claires. L'ensemble des phénomènes que nous avons identifiés comme pouvant influencer l'ablation durant le « pool-effect » sont consignés dans la section 4.5.4.

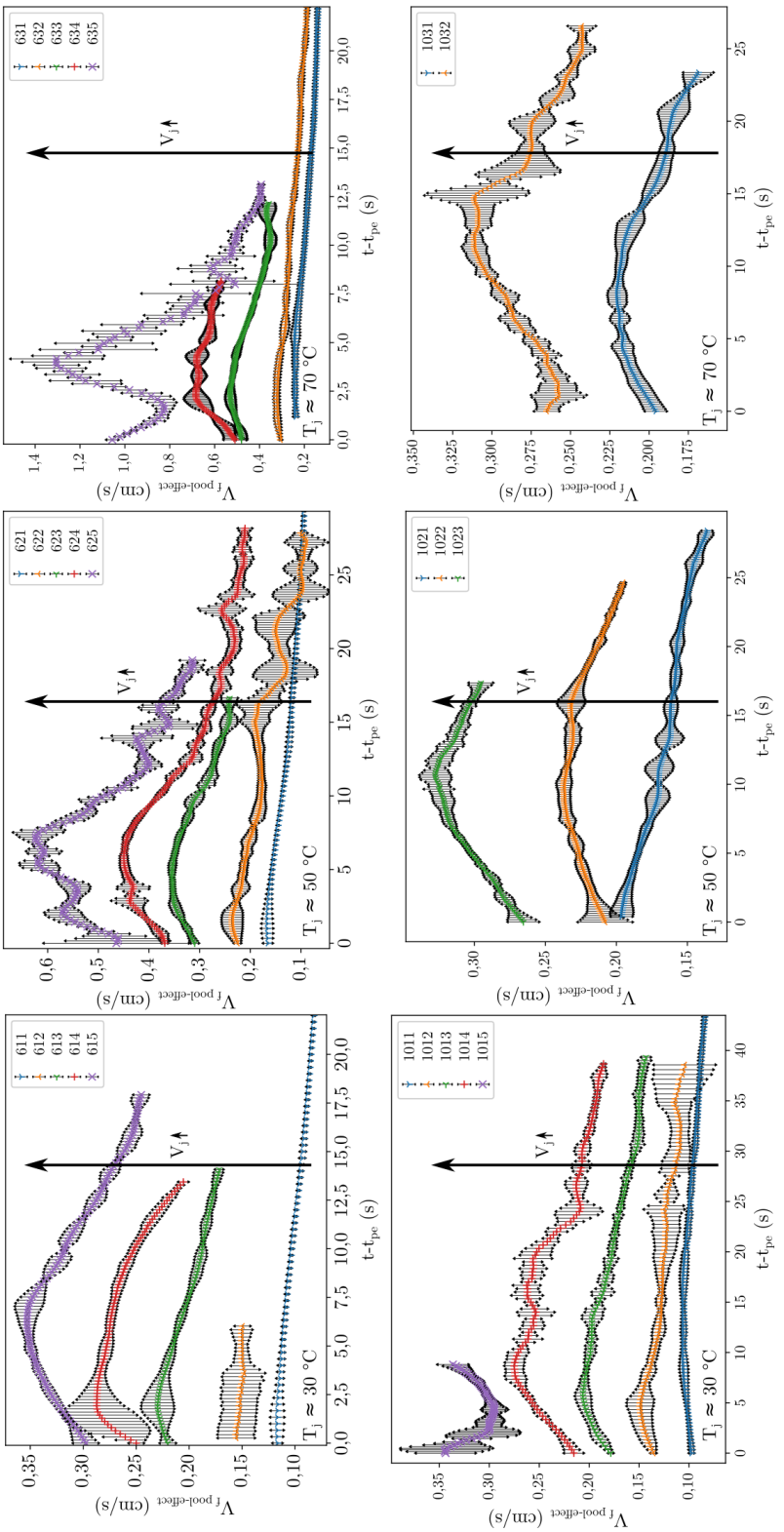

FIGURE 4.45 – Évolution de la vitesse d'ablation en fonction du temps écoulé depuis la transition vers le « pool-effect » pour les essais réalisés. Les barres d'erreur correspondent à 2 fois l'écart-type. Il a été calculé à l'aide des différentes valeurs de largeur de fenêtres d'analyse utilisées. La première ligne correspond aux expériences réalisées avec une buse de 6 *mm*, la seconde correspond à celles effectuées avec une buse de 10 *mm*. Les graphes sont regroupés verticalement par température de consigne du jet. La vitesse du jet augmente selon la flèche noire sur chaque graphique.

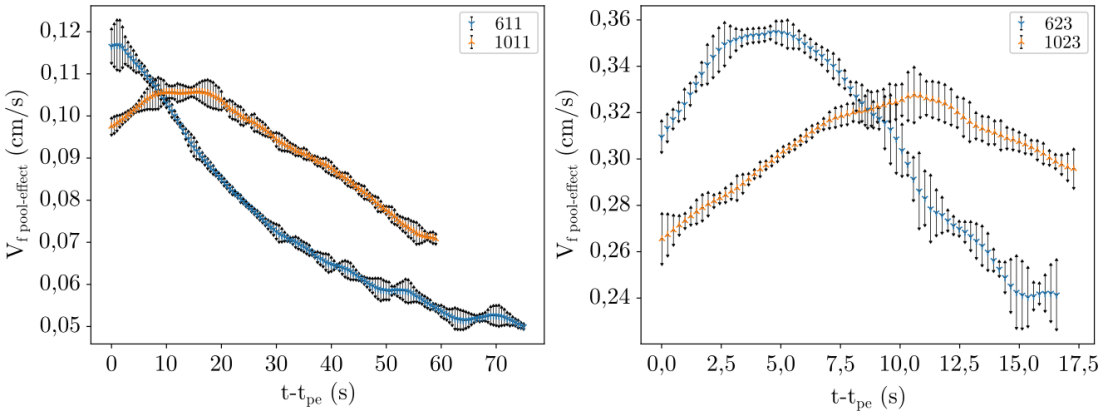

FIGURE 4.46 – Comparaisons de la variation de vitesse d'ablation en « pool-effect » en fonction du temps écoulé depuis le passage en « pool-effect », suivant le diamètre de buse utilisé. Les conditions expérimentales des essais représentés sont les suivantes, 611 : $Re = 11\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$, $D_j = 5,0\ mm$; 1011 : $Re = 19\ 000$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,6\ m.s^{-1}$, $D_j = 8,1\ mm$; 623 : $Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$, $D_j = 5,9\ mm$; 1023 : $Re = 94\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,2\ m.s^{-1}$, $D_j = 9,8\ mm$. Les barres d'erreur correspondent à 2 fois l'écart-type. Il a été calculé à l'aide des différentes valeurs de largeur de fenêtre d'analyse utilisées.

Augmentation de vitesse d'ablation en « pool-effect »

Dans cette section, nous nous sommes concentrés sur l'étude de la vitesse maximale d'ablation en « pool-effect » dans l'axe du jet. Pour sa caractérisation, nous nous sommes intéressés au ratio de la vitesse de fonte en « pool-effect » sur celle obtenue en régime d'ablation en film : $V^*_{fpe} = V_{fpe}/V_f$.

Un exemple d'évolution du ratio $V^*_{fpe} = V_{fpe}/V_f$ en fonction de t^*_2 est disponible en figure 4.47 pour l'essai 623 qui a été réalisé dans les conditions suivantes : $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$, $T_j = 50\ ^oC$. On note une augmentation initiale de la vitesse de fonte suivie d'une décroissance. Il est possible de déterminer le ratio de la vitesse maximale de progression du front d'ablation sur la vitesse de fonte en régime de film pour chaque essai – $V^*_{fpe,max}$ –, ainsi que les valeurs de $Z^* = Z/D_j$ et t^*_2 correspondantes. Ces valeurs sont consignées au sein du tableau 4.10. Pour obtenir une valeur plus fiable de la vitesse maximale et des autres grandeurs déterminées, celles-ci ont été calculées pour des tailles de fenêtres d'analyse comprises entre 5γ et 25γ. Les valeurs rapportées correspondent à la moyenne des résultats obtenus et l'incertitude a été prise égale à deux fois l'écart-type. Les autres incertitudes – sur le diamètre du jet ou la vitesse d'ablation – ont été négligées devant celles générées par le nettoyage des données.

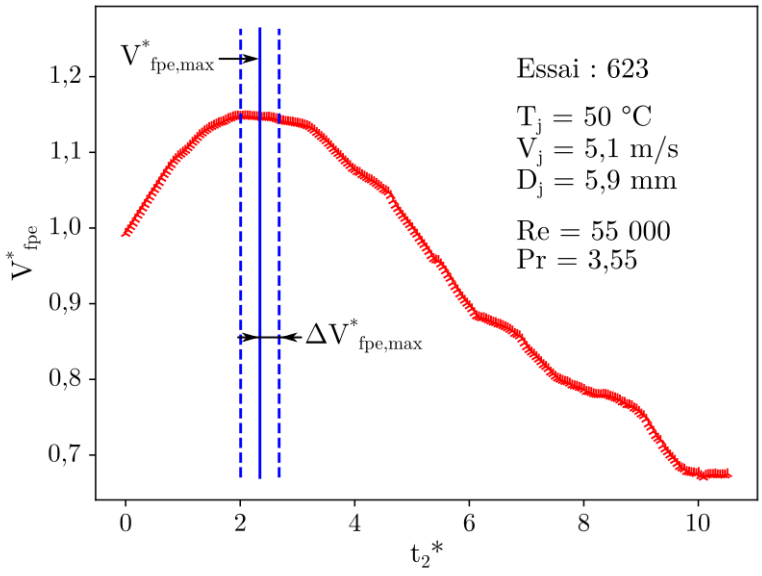

FIGURE 4.47 – Évolution du ratio de la vitesse de fonte en « pool-effect » sur la vitesse de fonte en régime d'ablation en film – $V^*_{fpe} = V_{fpe}/V_f$ – en fonction du temps adimensionné $t^*_2 = \frac{(t-t_{pe})V_f}{D_j}$, pour l'essai 623 – $Re = 55\ 000$, $Pr = 3,55$.

En analysant le tableau 4.10, on ne constate pas d'augmentation systématique de la vitesse de fonte en « pool-effect ». Aucune réelle augmentation de vitesse d'ablation n'est observée pour les essais 611 ($Re = 11\,000$, $Pr = 5,42$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$, $T_j = 30\ ^oC$), 612 ($Re = 21\,000$, $Pr = 5,30$, $V_j = 2,8\ m.s^{-1}$, $T_j = 31\ ^oC$), 613 ($Re = 39\,000$, $Pr = 5,37$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$, $T_j = 30\ ^oC$), 631 ($Re = 19\,000$, $Pr = 2,67$, $V_j = 1,4\ m.s^{-1}$, $T_j = 67\ ^oC$) et 1021 ($Re = 29\,000$, $Pr = 3,56$, $V_j = 1,6\ m.s^{-1}$, $T_j = 50\ ^oC$). Cette augmentation est d'autant plus probable que la vitesse du jet augmente. Tous les essais réalisés à $7,5\ m.s^{-1}$ – ceux référencés XX4 – et ceux effectués avec une vitesse de jet de $10\ m.s^{-1}$ – référencés XX5 – présentent une augmentation de vitesse de fonte au cours du « pool-effect ». Un seul essai ne présente pas d'augmentation parmi ceux réalisés avec une buse de 10 mm, l'essai 1021. Donc, le diamètre du jet semble avoir un effet sur l'augmentation de la vitesse d'ablation durant le « pool-effect ». La majorité des essais ne présentant pas d'augmentation de vitesse de fonte font partie de ceux pour lesquels seulement de faibles quantités de gaz sont entraînées. Donc, il se peut que l'entraînement de gaz joue un rôle sur l'augmentation momentanée de la vitesse de fonte en « pool-effect ».

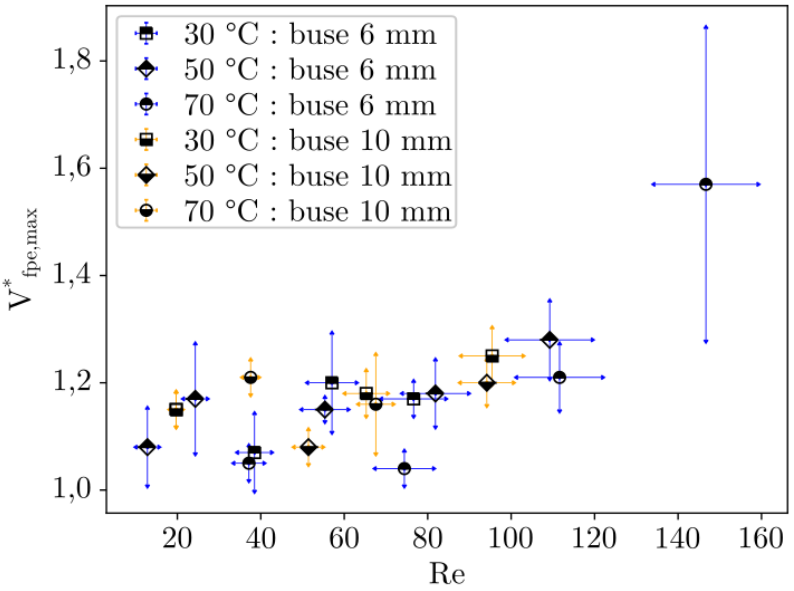

FIGURE 4.48 – Évolution de la vitesse de fonte maximale obtenue en « pool-effect », adimensionnée par la vitesse de fonte obtenue en régime d'ablation en film, en fonction du nombres de Reynolds. Les essais pour lesquels aucune augmentation de vitesse n'a été constatée, ainsi que l'essai 1015, ont été omis. Les valeurs numériques sont disponibles au sein du tableau 4.10.

En complément du tableau 4.10, la figure 4.48 donne l'évolution de la vitesse maximale d'ablation adimensionnée par la vitesse d'ablation en régime de film – $V^*_{fpe,max}$ – en fonction du nombre de Reynolds. On constate bien que $V^*_{fpe,max}$ est supérieur à 1,

traduisant une augmentation de vitesse d'ablation. On remarque une légère tendance à la hausse. Néanmoins, on ne remarque pas de tendance franche sur l'évolution de la vitesse maximale d'ablation constatée en « pool-effect » adimensionnée par la vitesse d'ablation en régime d'ablation en film. Il est probable que la vitesse d'ablation maximale en « pool-effect » soit indépendante de la vitesse d'ablation en régime d'ablation en film.

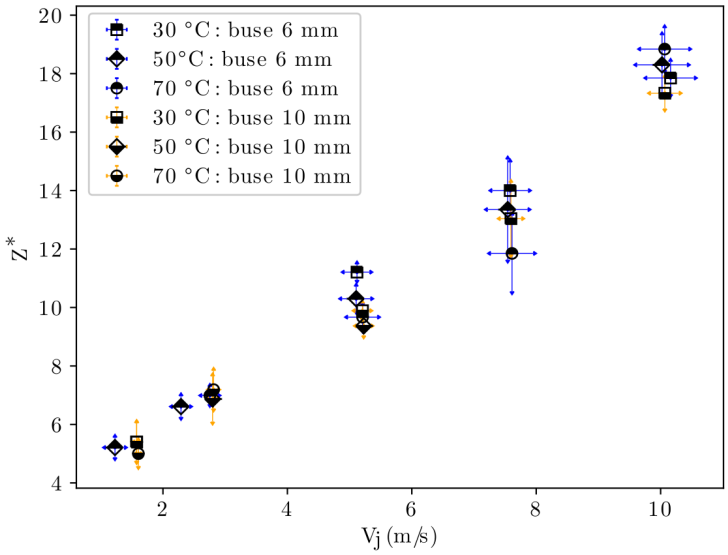

FIGURE 4.49 – Profondeur adimensionnée par le diamètre du jet $Z^* = Z/D_j$ correspondant au maximum de vitesse de fonte mesurée en « pool-effect », en fonction de la vitesse du jet à l'impact. Les essais pour lesquels aucune augmentation de vitesse d'ablation n'a été constatée ont été omis. Les valeurs numériques sont disponibles au sein du tableau 4.10.

L'évolution de la profondeur adimensionnée $Z^* = Z/D_j$, pour laquelle la vitesse de fonte est maximale en fonction de la vitesse du jet à l'impact, est consignée en figure 4.49. Seules les expériences pour lesquelles une augmentation de vitesse est constatée sont représentées. Les valeurs de V_j et Z^*, obtenues pour les différentes expériences, sont rapportées au sein du tableau 4.10. Z^* ne semble pas affecté par le diamètre du jet à l'impact, ce qui semble signifier, que la profondeur pour laquelle la vitesse de fonte est maximale en « pool-effect », dépend linéairement du diamètre du jet. On constate que, pour une vitesse de jet donnée, Z^* est relativement constant. De même on remarque que Z^* augmente avec la vitesse du jet à l'impact. Il est intéressant de constater que l'évolution de la vitesse sur l'axe d'un jet submergé évolue selon $\frac{V_c}{V_j} \propto (Z^*)^{-1}$. Pour un Z^* donné, la vitesse du jet submergé est une fonction croissante de la vitesse du jet. Il

est donc possible que l'augmentation de la vitesse d'ablation maximale en « pool-effect » avec la vitesse du jet soit liée à l'évolution du profil de vitesse au sein du bain liquide.

Réf.	$V^*_{fpe,max}$	V_j $m.s^{-1}$	Re $\times 10^3$	Z^*	t^*_2
611	$0,98 \pm 0,05$	$1,5 \pm 0,10$	$11 \pm 1,3$	$4,97 \pm 0,34$	0
612	$1,08 \pm 0,08$	$2,8 \pm 0,12$	$21 \pm 2,0$	$8,50 \pm 1,15$	0
613	$1,07 \pm 0,07$	$5,1 \pm 0,2$	$39 \pm 3,7$	$11,21 \pm 0,27$	$0,75 \pm 0,26$
614	$1,20 \pm 0,09$	$7,6 \pm 0,29$	$57 \pm 5,5$	$14,00 \pm 0,97$	$1,11 \pm 0,83$
615	$1,17 \pm 0,03$	$10,2 \pm 0,37$	$77 \pm 7,3$	$17,85 \pm 0,56$	$3,11 \pm 0,49$
621	$1,08 \pm 0,07$	$1,2 \pm 0,14$	$13 \pm 2,4$	$5,21 \pm 0,34$	$0,41 \pm 0,32$
622	$1,17 \pm 0,10$	$2,3 \pm 0,13$	$24 \pm 2,5$	$6,61 \pm 0,36$	$0,64 \pm 0,32$
623	$1,15 \pm 0,02$	$5,1 \pm 0,23$	$55 \pm 5,2$	$10,30 \pm 0,42$	$2,34 \pm 0,37$
624	$1,18 \pm 0,06$	$7,5 \pm 0,32$	$82 \pm 7,6$	$13,35 \pm 1,72$	$3,39 \pm 1,30$
625	$1,28 \pm 0,07$	$10,0 \pm 0,4$	$109 \pm 9,9$	$18,3 \pm 1,02$	$5,7 \pm 0,81$
631	$1,00 \pm 0,04$	$1,4 \pm 0,06$	$19 \pm 1,4$	$5,71 \pm 0,87$	$1,42 \pm 0,89$
632	$1,05 \pm 0,03$	$2,8 \pm 0,12$	$37 \pm 3,2$	$6,99 \pm 0,30$	$1,15 \pm 0,28$
633	$1,04 \pm 0,03$	$5,2 \pm 0,23$	$74 \pm 6,7$	$9,67 \pm 0,43$	$2,12 \pm 0,41$
634	$1,21 \pm 0,06$	$7,6 \pm 0,34$	112 ± 10	$11,85 \pm 1,30$	$2,64 \pm 1,1$
635	$1,57 \pm 0,29$	$10,1 \pm 0,38$	147 ± 12	$18,84 \pm 0,72$	$5,70 \pm 0,47$
1011	$1,15 \pm 0,03$	$1,6 \pm 0,03$	$19 \pm 1,1$	$5,4 \pm 0,65$	$1,49 \pm 0,57$
1012	$1,21 \pm 0,11$	$2,8 \pm 0,06$	$35 \pm 2,4$	$7,59 \pm 0,21$	$0,59 \pm 0,18$
1013	$1,18 \pm 0,04$	$5,2 \pm 0,11$	$65 \pm 7,8$	$9,89 \pm 0,25$	$1,13 \pm 0,21$
1014	$1,25 \pm 0,05$	$7,6 \pm 0,17$	$95 \pm 7,1$	$13,04 \pm 1,23$	$2,01 \pm 1,04$
1021	$1,03 \pm 0,04$	$1,6 \pm 0,03$	$29 \pm 1,4$	$4,60 \pm 0,06$	0
1022	$1,08 \pm 0,03$	$2,8 \pm 0,06$	$51 \pm 3,1$	$6,87 \pm 0,78$	$2,33 \pm 0,73$
1023	$1,20 \pm 0,04$	$5,2 \pm 0,11$	$94 \pm 6,0$	$9,37 \pm 0,33$	$2,90 \pm 0,28$
1031	$1,21 \pm 0,03$	$1,6 \pm 0,03$	$29 \pm 1,6$	$5,00 \pm 0,43$	$1,75 \pm 0,36$
1032	$1,16 \pm 0,09$	$2,8 \pm 0,06$	$68 \pm 3,8$	$7,19 \pm 0,65$	$3,93 \pm 0,57$

TABLE 4.10 – Vitesses d'ablation maximales adimensionnées par la vitesse d'ablation avant « pool-effect » – $V^*_{fpe,max} = max\,(V_{fpe}/V_f)$ – pour les différents essais HAnSoLO avec les valeurs correspondantes de la vitesse du jet à l'impact V_j, du nombre de Reynolds du jet Re, de la profondeur adimensionnée $Z^* = \frac{Z}{D_j}$, et du temps adimensionné t^*_2 défini en équation (4.25). Les t^*_2 des essais 611, 612 et 1021 ont été mis à 0, car leur intervalle de confiance incluait 0. L'essai 1015 a été exclu, car il ne montre pas de décroissance. Donc, la valeur du maximum trouvée n'est pas fiable.

4.5.3 Modélisation de la vitesse d'ablation en « pool-effect »

Cette partie expose un premier modèle d'évolution de la profondeur ablatée au cours du temps durant le « pool-effect ».

Lors du « pool-effect », le jet interagit avec un bain liquide. Ces interactions diffusent latéralement la quantité de mouvement et la chaleur du jet vers le bain liquide. Un cas limite serait que la totalité de la quantité de mouvement et de la chaleur apportées par le jet soient dispersées dans une partie de la cavité de manière isotrope. Ainsi, en guise de première approche, nous avons essayé de modéliser la vitesse d'ablation observée, en considérant que l'agitation induite par le plongement du jet agite parfaitement le liquide du bain dans une zone entourant la zone d'impact. Nous avons considéré que la zone d'impact pouvait être approximée par un hémisphère et que, dans cette zone, la même fraction – η – de la puissance thermique apportée par le jet est dissipée au cours du temps et que seule la géométrie change par expansion homothétique de l'hémisphère. La puissance thermique apportée par le jet est donnée par l'équation suivante :

$$P_{th,jet} = \frac{\pi}{4} D_j^2 \rho_j V_j C_{p,j} \left(T_j - T_{s,f}\right) \tag{4.27}$$

Une condition de saut d'enthalpie à l'interface permet de relier cette puissance au rayon de l'hémisphère, ici noté R.

$$\rho_s V_f \left[L + C_{p,s} \left(T_{s,f} - T_s\right)\right] = \eta \frac{P_{th,jet}}{2\pi R^2} \tag{4.28}$$

Le volume de l'hémisphère étant considéré comme parfaitement agité, la puissance déposée étant supposée constante, la vitesse de fonte est égale à la dérivée temporelle du rayon de l'hémisphère.

$$V_f = \frac{dR}{dt} \tag{4.29}$$

L'intégration de l'équation (4.28), en considérant l'équation (4.29) entre les instants t_0 et t, donne l'équation (4.30). t_0 correspond au moment à partir duquel on peut considérer que la géométrie autour de la zone d'impact est hémisphérique et R_0 correspond au rayon initial de l'hémisphère.

$$R = \left(R_0^3 + \frac{3 P_{th,jet}}{2\pi \rho_s \left[L + C_{p,s} \left(T_{s,f} - T_s\right)\right]} \eta \left(t - t_0\right) \right)^{1/3} \tag{4.30}$$

Pour effectuer des comparaisons, deux expériences extrêmes ont été sélectionnées. L'expérience 611 (Re = 11 000, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$) pour laquelle aucune augmentation de vitesse n'est constatée en « pool-effect » et où il n'y a pas d'entraînement de gaz. L'expérience 635 (Re = 147 000, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$) pour laquelle on constate une augmentation de vitesse d'ablation en « pool-effect » et de l'entraînement de gaz. Nous avons choisi deux cas limites pour la taille initiale de l'hémisphère : $R_0 = Z_{pe}$ et $R_0 = D_j/2$. La valeur de η n'est pas connue *a priori*, ainsi elle doit être postulée. La figure 4.50 met en regard les évolutions de la profondeur en fonction du temps pour ces expériences, et celles calculées à l'aide du modèle pour quatre valeurs différentes de η. On remarque que le modèle ne permet pas de reproduire les données expérimentales. Il se peut, néanmoins, que pour des temps plus grands, il permette de donner une tendance

cohérente avec les données expérimentales. Cette inadéquation peut venir de la forme supposée pour la zone parfaitement agitée. Il se peut aussi que la valeur de η ne soit pas constante au cours du temps.

Une autre possibilité est que le modèle ne soit pas valable dès le début du « pool-effect », auquel cas il devrait exister une valeur de t_0 avec Z_0 la profondeur expérimentale correspondante, telle que pour $t > t_0$, $(Z - Z_0)^3$ évolue de manière affine avec le temps. Néanmoins, pour nos expériences nous n'avons pas trouvé de temps t_0 répondant à ce critère. Ainsi, au cours de nos expériences, il n'existe pas de zone parfaitement agitée hémisphérique autour du point d'impact, ce qui n'empêche pas de considérer que le reste de la cavité soit parfaitement agitée, cette observation indique que vraisemblablement le jet n'est pas dispersé et impacte le fond de la cavité, malgré sa traversée du bain liquide. Néanmoins, il est possible que le modèle soit valable asymptotiquement pour des temps, et des profondeurs d'ablation supérieures. Pour le déterminer des expériences devraient être menées avec des jets plus petits et de plus longue durée.

4.5.4 Phénomènes mis en jeu lors du « pool-effect »

Nous n'avons pas réussi à expliquer totalement l'évolution de la profondeur au cours de l'ablation pendant le « pool-effect ». Il nous semble donc intéressant de lister ici les phénomènes qui peuvent intervenir au cours de ce régime d'ablation.

Tout d'abord, on peut s'intéresser au cas d'un jet submergé turbulent. Un schéma de l'évolution du profil de vitesse d'un jet submergé turbulent avec la profondeur de pénétration est disponible en figure 4.51. Pour un tel jet, il existe un cœur potentiel qui s'étend de la sortie de la buse jusqu'à une profondeur de pénétration égale à $6,2D_j$. Au sein de ce cœur potentiel, le jet garde la même vitesse [53] et température qu'au niveau de la buse d'injection. Suit une zone de transition qui s'étend jusqu'à $8D_j$. Au delà, le profil de vitesse devient autosimilaire. La vitesse sur l'axe du jet, ici notée V_c, décroît avec la profondeur de pénétration selon l'équation (4.31). La vitesse évolue radialement en suivant une courbe gaussienne. Cette zone s'étend jusqu'à une profondeur d'environ $100D_j$.

$$\frac{V_c}{V_j} = 6,2\frac{D_j}{Z} \tag{4.31}$$

Dans le cas d'un jet submergé impactant une paroi, la profondeur de pénétration du jet joue un rôle important. Notamment, un maximum de transfert thermiques est rapporté au niveau de la fin de la zone de stagnation [93, 94]. Ce maximum se situerait au niveau de la zone d'impact du jet aux alentours de $Z^* = 7,5$ d'après Jambunathan *et al.* [93]. Ensuite, alors que le liquide provenant du jet s'éloigne radialement de la zone d'impact, il entraîne le liquide du bain qui le freine.

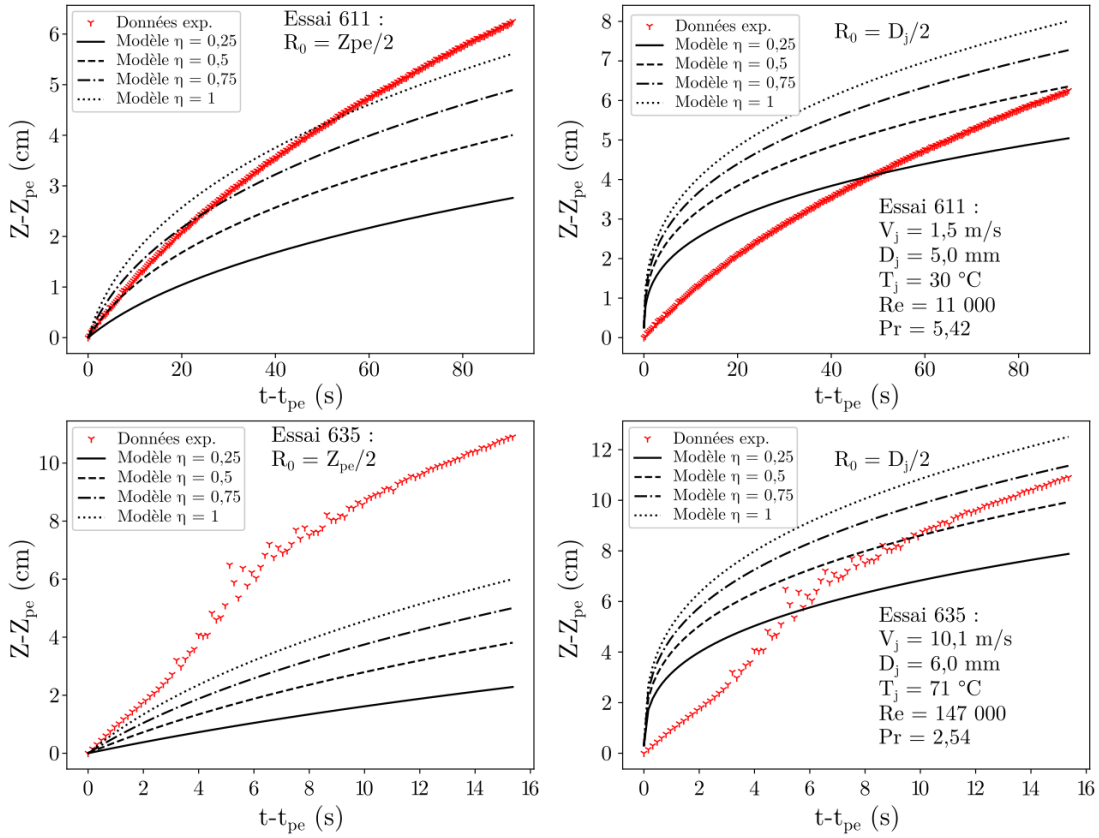

FIGURE 4.50 – Comparaison de l'évolution de la profondeur depuis le début du « pool-effect » prévue par le modèle de zone parfaitement agitée pour différentes valeurs du rendement d'échange η avec les données expérimentales pour les expériences 611 – ligne du haut – et 635 – ligne du bas – dont les conditions sont rappelées au sein des figures de droite. Pour les graphes de gauche $R_0 = Z_{pe}$. Pour les graphes de droite $R_0 = D_j/2$.

Dans la majeure partie des cas que nous avons étudiés, les jets entraînent de l'air, ce qui change les interactions entre le jet et le bain liquide. Une décroissance, similaire à celle observée pour des jets submergés, a été rapportée pour des jets plongeants dans un bain liquide par McEogh *et al.* [71], mais avec un exposant supérieur, traduisant une décroissance légèrement plus rapide – Éq. (4.32). Par ailleurs, Harby *et al.* [95] ont montré expérimentalement que l'exposant $1,1$ n'est en fait pas constant, mais change avec la profondeur de pénétration. Notamment, la décélération axiale d'un jet plongeant augmente pour des profondeurs telles que $Z/D_j > 15$. Ces évolutions de vitesses ont été établies pour des jets n'impactant pas le fond du bain. Dans notre cas, le jet impacte le fond de la cavité, ce qui entraîne une décélération brusque et ne permet pas d'utiliser avec exactitude les relations donnant l'évolution de la vitesse axiale du jet en fonction

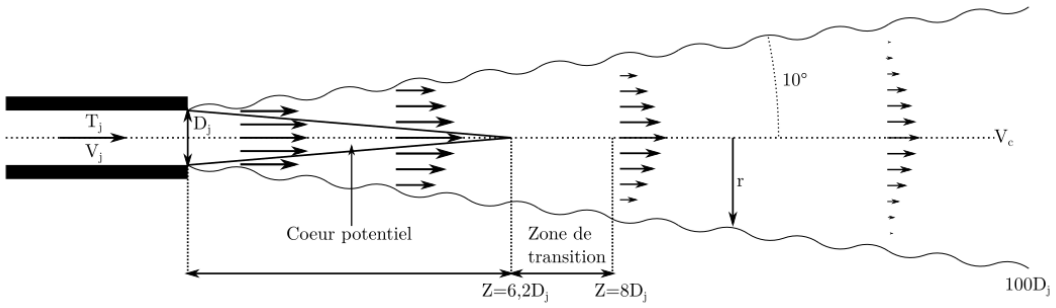

FIGURE 4.51 – Schéma de l'évolution de la vitesse d'un jet turbulent submergé avec la profondeur de pénétration. Le schéma est inspiré de Midoux [53].

de la profondeur de pénétration.

$$\frac{V_c}{V_j} = 3,3 \left(\frac{D_j}{Z} \right)^{1,1} \tag{4.32}$$

Un autre obstacle à l'étude des transferts en « pool-effect » provient du fait que la cavité confine la géométrie. Donc, le jet ne plonge pas dans un bain liquide de dimension infinie. On remarque lors des visualisations que les bulles atteignent le bord du bain liquide. Elles atteignent aussi le fond du bain liquide, ce qui peut changer leur dynamique. Ainsi, le taux de bulles n'est pas le même que celui qu'on pourrait attendre pour une géométrie infinie. Il ne peut être que plus élevé, car les bulles ne peuvent s'écarter autant que dans le cas d'une géométrie infinie. Il est possible, alors, que les interactions entre le bain et le jet le ralentissent moins, car, en moyenne, le bain liquide est composé de moins de liquide et plus de bulles que s'il était infini. En d'autres termes, la densité moyenne du bain est plus faible que pour le cas d'un bain infini. Le fait que de l'air soit entraîné dans le bain le rend plus isolant thermiquement. Donc le jet perdra moins de chaleur en le traversant. Aussi, le liquide du bain provient majoritairement du jet. Donc, sa température est proche de celle du jet. Donc, dans cette situation, on s'attend à ce que la traversée du bain liquide ait un effet négligeable sur la température du jet au fond de la cavité. Un autre effet du confinement est que les bulles et le liquide, qui doivent sortir de la cavité, engendrent un écoulement ascendant, qui s'oppose au mouvement du jet et est de nature à augmenter les frottements entre le jet et le bain liquide. Il se peut aussi qu'il y ait création sur les côtés du jet, dans la zone d'impact, de recirculations interagissants avec le jet – *cf.* figure 4.42.

On constate que plusieurs phénomènes ont des effets antagonistes, comme par exemple l'entraînement d'air qui peut augmenter la décélération du jet et le confinement, qui augmente le taux d'air dans la cavité, ce qui a tendance à faire diminuer les frottements entre le jet et le bain liquide. Il n'est donc pas possible, avec les résultats de la présente étude, d'identifier clairement les phénomènes expliquant l'intégralité de l'évolution de la

vitesse d'ablation lors du « pool-effect ». Il est probable que la forme de la cavité juste avant le « pool-effect » ait un effet sur l'ablation lors du début du « pool-effect », car c'est elle qui est responsable du confinement de la géométrie. Les effets décrits ici, concourent à la complexité du « pool-effect » dont la modélisation n'a, à notre connaissance, jamais été réalisée.

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons commencé par étudier la phénoménologie de l'ablation. Nous avons observé la succession de deux régimes d'ablation : le régime d'ablation en film, qui est celui qui a été le plus étudié dans la littérature, et le « pool-effect ». Au cours du premier régime, le jet impacte la paroi et s'écoule sur les bords de la cavité sous forme de film liquide. Lors du second, la cavité est remplie de liquide et le jet impacte sur un bain liquide. La transition entre les deux régimes fait suite à l'effondrement du film liquide au sein de la cavité. Une première analyse de la forme de la cavité nous a permis de montrer que, dans une majorité de cas, la cavité était relativement plate jusqu'à une extension radiale correspondant à la fin de la zone de stagnation observée pour un jet impactant. Ensuite, la cavité prend une forme approximativement tronconique qui se fini par un épaulement au-delà duquel la cavité continue à s'évaser. À mesure que le nombre de Reynolds augmente, la hauteur de la zone approximativement tronconique diminue. Nous avons déterminé qu'au delà d'un nombre de Reynolds à l'impact de 66 500, la zone tronconique était quasiment confondue avec le zone de stagnation. Il a été montré que l'épaulement est en fait dû à une augmentation locale de la profondeur de la cavité. Nous avons formulé l'hypothèse que cette augmentation locale de profondeur est due au fait que le film liquide devient turbulent.

Lors du régime d'ablation en film nous avons constaté plusieurs modes de sortie pour le liquide :

- Pour $We < 400$ le film liquide suit la paroi du solide ;
- Pour $We > 400$ et $Re < 56\ 000$ une nappe liquide cohérente peut se former et disparaître pour donner une nappe fragmentée ;
- Pour $Re > 56\ 000$ le liquide s'échappe de la cavité sous forme de nappe fragmentée.

Nous avons noté que ces modes de sortie pouvaient avoir un effet sur la forme de la cavité et la transition vers le « pool-effect ».

En « pool-effect » nous avons observé que l'épaulement disparaissait. Aussi, nous avons noté que l'entraînement de gaz au sein de la cavité était dépendant des conditions initiales des expériences, par le biais du nombre de Weber. En effet, pour tous les essais effectués avec un nombre de Weber inférieur à 400, l'entraînement de gaz au sein de la cavité est intermittent et tend à devenir nul avec le temps, ce qui est cohérent avec la littérature [68]. Juste avant la transition vers le « pool-effect », on constate visuellement l'avancée d'une élévation d'eau vers les bords de la cavité. Ainsi, il est possible qu'un ressaut

hydraulique circulaire soit impliqué dans l'effondrement du film liquide, mais nous avons déterminé qu'il n'en est pas l'unique responsable.

Des mesures de températures de surfaces ont été réalisées par le biais d'une caméra infrarouge. Nous avons constaté un comportement différent suivant le nombre de Reynolds du jet. Pour des nombres de Reynolds supérieurs ou égaux à 55 000, l'évolution des écarts de températures entre le jet et le solide impacté adimensionnés par l'écart maximum $\left(\frac{T-T_s}{T_{max}-T_s}\right)$, avec la distance radiale adimensionnée par le diamètre du jet (r^*), ne dépend pas de la température ou de la vitesse du jet, et elle ne dépend que faiblement du diamètre du jet. Nous avons notamment constaté que le r^* auquel la température de surface du film commençait à chuter, correspondait à la position de l'épaulement constaté sur les visualisations. Cette constatation confirme l'hypothèse selon laquelle l'épaulement est dû au fait que le film liquide devient turbulent.

L'évolution de la profondeur dans l'axe du jet au cours du temps a été obtenue. Nous avons démontré de nouveau, par des mesures directes, que la vitesse de fonte, dans l'axe du jet, est constante lors du régime d'ablation en film. Nos résultats sont cohérents avec ceux de la littérature, notamment ceux de Swedish *et al.* [3] et de Furutani *et al.* [18]. Ils montrent l'importance de la prise en compte d'une correction utilisant le nombre de fonte pour la modélisation des transferts thermiques avec fonte. On constate que les modélisations proposées par Swedish *et al.* [3] et de Furutani *et al.* [18] tendent à sous-estimer les nombres de Nusselt pour les plus hauts nombres de Reynolds. Nous attribuons cela au fait que la turbulence du jet commence à déstabiliser la couche limite thermique dans la zone de stagnation. Deux essais ont été réalisés sur des surfaces non-lisses. La vitesse d'ablation s'en est trouvée grandement augmentée. Ce résultat confirme ce qui a été rapporté par Gilpin [51].

Les données concernant la dépendance de la profondeur d'apparition du « pool-effect » aux données d'entrée du système ont été analysées. Nous avons déterminé que la profondeur d'apparition du « pool-effect », adimensionnée par le diamètre du jet Z^*_{pe}, était une fonction croissante du nombre de Froude du jet, Fr_j. Une modélisation a été entreprise et permet de rendre compte qualitativement de l'évolution de Z^*_{pe} en fonction de Fr_j.

Lors du « pool-effect », nous avons montré que la vitesse d'ablation n'était pas constante et qu'une augmentation transitoire de vitesse d'ablation pouvait être observée. Nous attribuons cette augmentation à un effet combiné de perturbation du profil de vitesse au sein du jet par le bain liquide, et de réduction des frottements entre le jet et le liquide du bain liquide due à l'entraînement de gaz et au confinement de la géométrie par la cavité. Nous avons déterminé que la profondeur adimensionnée par le diamètre du jet Z^*, à laquelle la vitesse d'ablation était maximale, était une fonction croissante de la vitesse du jet. La vitesse d'ablation en « pool-effect » tend à diminuer au cours du temps. La modélisation complète des transferts thermiques lors du « pool-effect » est, à l'heure actuelle, hors de portée du fait du grand nombre d'interactions à l'œuvre.

Des comparaisons systématiques ont été réalisées avec les résultats des essais JIMEC. Ces essais, effectués avec un système acier / acier, sont plus proches des conditions pouvant être rencontrées lors d'un accident nucléaire grave au sein d'un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium. La même succession de régime d'ablation à été constatée : régime d'ablation en film puis « pool-effect ». Une réduction de la vitesse d'ablation est aussi constatée en « pool-effect ». Néanmoins, aucune augmentation de vitesse d'ablation n'est constatée en « pool-effect » pour les essais JIMEC. Aussi, pour les essais JIMEC, les transferts thermiques sont mieux décrits par la corrélation de Sato *et al.* [13] que par les modélisations proposées par Swedish *et al.* [3] et Furutani *et al.* [18], alors que c'est le contraire pour les essais HAnSoLO. Il est cependant à noter que ces méthodes donnent, pour JIMEC, des résultats inférieurs aux résultats expérimentaux, mais du même ordre de grandeur, alors que la corrélation de Sato *et al.* [13] donne des résultats au moins un ordre de grandeur au-dessus des résultats expérimentaux pour les essais HAnSoLO. Ainsi, les modélisations de Swedish *et al.* [3] et Furutani *et al.* [18] sont plus à même de décrire l'ablation que les corrélations telles que celle de Sato *et al.* [13]. Le fait qu'elles sous-estiment les nombres de Nusselt expérimentaux pour les essais JIMEC peut-être dû à la déstabilisation de la couche limite dans la zone de stagnation du fait de la turbulence du jet, comme pour les essais HAnSoLO réalisés aux plus hauts nombres de Reynolds. De même, concernant la transition vers le « pool-effect », les valeurs de Z^*_{pe} sont supérieures aux valeurs obtenues pour les essais HAnSoLO, pour un même nombre de Froude du jet. Néanmoins, elles sont du même ordre de grandeur que celle obtenues avec le système eau / glace. Ainsi, on constate que les essais utilisant le système eau / glace permettent d'obtenir des informations utiles au dimensionnement d'un récupérateur de corium métallique.

5. Dynamique de formation de la cavité

Table des matières

5.1 Modélisation de la forme de la cavité 165
5.1.1 Lien entre angle instantané et vitesse de fonte locale 166
5.1.2 Modèle de film laminaire avec croissance de couche limite . . . 169
5.1.3 Modèle à coefficient d'échange constant 173
5.1.4 Prise en compte de la fonte 181
5.2 Analyse de la forme de la cavité 198
5.2.1 Procédure de traitement d'image 198
5.2.2 Évolution de la forme de la cavité 202
5.2.3 Analyse de la surface latérale et du volume de la cavité 218
5.3 Conclusions 232

Le chapitre précédent se concentre sur la description phénoménologique de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide chaud, et sur une quantification des transferts thermiques consécutifs sur l'axe du jet. Le présent chapitre s'intéresse à la description et à la quantification de la dynamique de la cavité dans son ensemble. Ainsi, différentes approches de modélisation sont proposées pour rendre compte de la forme de la cavité. L'évolution de la forme de la cavité est ensuite étudiée. Enfin, des analyses visant à obtenir l'évolution du volume et de la surface latérale de la cavité sont aussi présentées ; elles seront utilisées pour déterminer un coefficient d'échange global.

5.1 Modélisation de la forme de la cavité

Dans cette section, différents modèles sont présentés pour rendre compte de la forme de la cavité produite par l'ablation d'une paroi initialement horizontale impactée par un jet liquide. Elle commence par la description d'une méthode permettant de lier l'angle local de la cavité et la vitesse d'ablation locale. Ensuite, plusieurs modèles exploitant cette méthode sont présentés. Après, les évolutions des formes de cavité sont analysées

pendant le régime d'ablation en film et pendant le « pool-effect ». Enfin, les variations de surface latérale et de volume des cavités obtenues sont étudiées dans le but d'obtenir un coefficient d'échange global lors du « pool-effect ».

5.1.1 Lien entre angle instantané et vitesse de fonte locale

La forme de la cavité et son évolution traduisent la variation des transferts thermiques depuis le point d'impact du jet jusqu'à la sortie de la cavité et en fonction du temps. Le postulat de départ dans cette section repose sur un jet impactant un solide dont la surface est initialement perpendiculaire à son axe. Si l'on suppose que les transferts thermiques sont uniformes et ne dépendent pas de la distance à l'axe du jet, alors on s'attend à obtenir un front d'ablation quasiment plat et perpendiculaire à l'axe du jet. La courbe représentant la cavité forme un angle nul avec l'horizontale. C'est ce qu'on observe, autour de l'axe du jet, dans la zone de stagnation. Si, on suppose que les transferts sont constants jusqu'à une distance r_0 à l'axe du jet, puis deviennent nuls, alors on s'attend à obtenir une cavité de forme cylindrique. L'angle que forme la courbe représentant la cavité vis-à-vis de l'horizontale est nul pour $r < r_0$, puis vaut $\pi/2$ pour $r > r_0$. On voit que l'angle que forme la courbe en un point M avec l'horizontale est fonction des transferts thermiques en ce point comparés à ceux au point d'impact, car si les transferts sont aussi nuls pour $r > r_{ini}$, alors on observe un front plat, qui ne bouge pas, et est identique à la surface initiale du solide.

Il est possible de traduire ces observations de façon mathématique dans le but de lier quantitativement la forme de la cavité et le rapport des vitesses locale et maximale d'ablation. Pour ce faire, on suppose que la vitesse maximale d'ablation est celle au point d'impact du jet et qu'elle est constante. On note O' le point d'impact du jet. La vitesse d'ablation maximale, qui correspond à la vitesse au point O', est notée $\overrightarrow{V}_{f,imp}$. On considère que la courbe est paramétrée par la fonction $\overrightarrow{f}$ définie ci-dessous. Le point étudié est noté M et les vecteurs $\overrightarrow{N}$ et $\overrightarrow{T}$ sont les vecteurs normal et tangent de la base de Fresnet attachée au point M. L'angle local que fait la courbe avec l'horizontale au point M est noté α. La figure 5.1 donne une représentation schématique de la situation étudiée.

$$\begin{array}{rccl} \overrightarrow{f} & : & \mathbb{R}^+ & \rightarrow & \mathbb{R}^+ \\ & & \xi & \mapsto & r(\xi)\overrightarrow{e}_r + z(\xi)\overrightarrow{e}_z \end{array} \tag{5.1}$$

On considère que la fonte ne peut s'opérer que selon le vecteur normal au point M, donc selon $\overrightarrow{N}$. Pour pouvoir lier la vitesse de fonte au point M à la vitesse de fonte maximale, il nous faut supposer que la forme de la cavité est autosimilaire. Ainsi $\overrightarrow{f}$ ne dépend du temps que par une translation d'un vecteur $\overrightarrow{V}_{f,imp}t$. Donc, tous les points de la courbe représentée par $\overrightarrow{f}$ se déplacent avec une vitesse $\overrightarrow{V}_{f,imp}t$; or la fonte n'induit qu'un déplacement selon le vecteur normal avec une vitesse V_f. Ainsi, le point M n'est

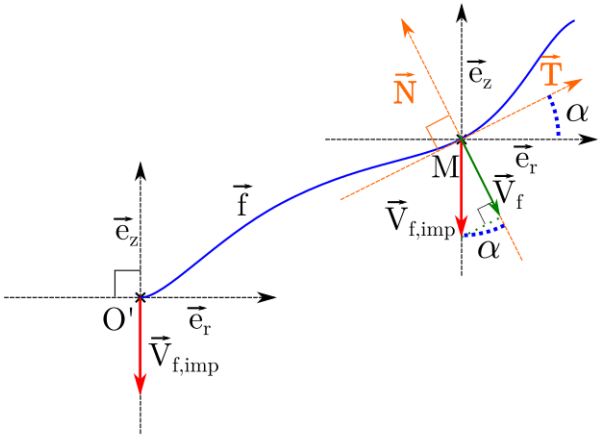

FIGURE 5.1 – Schéma de la cavité avec représentation du repère de Fresnet au point M.

pas un point physique, mais le point coïncidant avec la cavité et se trouvant à une distance constante du point d'impact. Il est possible d'exprimer la vitesse du point M dans le repère de Fresnet qui lui est attaché, sachant que cette dernière est constante et vaut $\overrightarrow{V}_M = -V_{f,imp}\overrightarrow{e}_z$.

$$\overrightarrow{V}_M = -V_{f,imp}\overrightarrow{e}_z = -V_{f,imp}\left(cos(\alpha)\overrightarrow{N} + sin(\alpha)\overrightarrow{T}\right) \tag{5.2}$$

La composante de $\overrightarrow{V}_M$ selon $\overrightarrow{N}$ est égale à la vitesse de fonte locale, tandis que celle dirigée selon $\overrightarrow{T}$ correspond au déplacement du point coïncident par rapport au point réel. Ces considérations permettent de déterminer une expression de α en fonction du rapport de la vitesse d'ablation V_f au point M, et la vitesse d'ablation maximale $V_{f,imp}$ – *cf.* équation (5.3).

$$V_{f,imp}cos(\alpha) = V_f \qquad \Longrightarrow \qquad \alpha = arccos\left(\frac{V_f}{V_{f,imp}}\right) \tag{5.3}$$

Si $V_{f,imp}$ et l'évolution de V_f sont connues, il devient possible de déterminer la forme de la cavité. Les expressions des vecteurs tangent $\overrightarrow{T}$ et normal $\overrightarrow{N}$ de la base de Fresnet peuvent être déterminées à partir des expressions des fonctions r et z. L'abscisse curviligne est notée ξ.

$$\overrightarrow{T} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dr}{d\xi}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\xi}\right)^2}}\left(\frac{dr}{d\xi}\overrightarrow{e_r} + \frac{dz}{d\xi}\overrightarrow{e_z}\right) \tag{5.4}$$

$$\overrightarrow{N} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dr}{d\xi}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\xi}\right)^2}}\left(-\frac{dz}{d\xi}\overrightarrow{e_r} + \frac{dr}{d\xi}\overrightarrow{e_z}\right) \tag{5.5}$$

La longueur d'arc parcourue entre $\xi = a$ et $\xi = b$ s'exprime selon :

$$\mathcal{L}(a,b) = \int_a^b \left\| \frac{d\overrightarrow{f}}{d\xi} \right\| d\xi = \int_a^b \sqrt{\left(\frac{dr}{d\xi}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\xi}\right)^2} d\xi \tag{5.6}$$

Lors de l'ablation et dans le cadre de nos hypothèses, l'angle α, représenté en figure 5.1, ne peut dépasser $\pi/2$. Un angle supérieur nécessiterait soit qu'il y ait solidification, soit que la courbe se déforme au cours du temps. Les fonctions r et z sont donc injectives. Il est alors possible de considérer que z est une fonction de r. Les définitions de α et du vecteur $\overrightarrow{T}$ permettent d'écrire l'équation suivante :

$$tan\,(\alpha) = \frac{\overrightarrow{T} \cdot \overrightarrow{e}_z}{\overrightarrow{T} \cdot \overrightarrow{e}_r} = \frac{dz/d\xi}{dr/d\xi} = \frac{dz}{d\xi} = \frac{dz}{dr} = z' \tag{5.7}$$

En reprenant l'équation (5.3) il vient :

$$z' = tan\left(arccos\left(\frac{V_f}{V_{f,imp}}\right)\right) \tag{5.8}$$

En considérant l'identité (5.9), l'équation (5.8) peut être transformée pour donner l'équation (5.10).

$$arccos(x) = arctan\left(\frac{\sqrt{1-x^2}}{x}\right) \tag{5.9}$$

$$z' = \sqrt{\left(\frac{V_{f,imp}}{V_f}\right)^2 - 1} \tag{5.10}$$

En prenant le point O' comme origine des ξ et donc des r, et des z, il est possible de déterminer z par intégration.

$$z = \int_0^r \left[\sqrt{\left(\frac{V_{f,imp}}{V_f}\right)^2 - 1}\right] d\tau \tag{5.11}$$

Pour déterminer z, il faut obtenir une expression de V_f. Il est probable que cette expression soit elle-même fonction de la longueur d'arc de la courbe exprimée selon l'équation (5.12). Ces équations montrent qu'il est nécessaire, sauf pour des formes simples, de mettre en œuvre une procédure de résolution numérique pour obtenir la forme de la cavité.

$$\mathcal{L}(0,r) = \int_0^r \left[\sqrt{1 + (z')^2}\right] d\tau \tag{5.12}$$

5.1.2 Modèle de film laminaire avec croissance de couche limite

Dans la section précédente, nous avons décrit une méthode permettant de déterminer la forme de la cavité si l'évolution de la vitesse d'ablation avec la distance à l'impact est connue. Ici, nous nous proposons de déterminer théoriquement la forme de la cavité, en supposant que le film liquide se développant sur la paroi ablatée est laminaire.

Développements

La vitesse d'ablation est déterminée par le flux thermique traversant l'interface solide / liquide. En appliquant la condition de saut sur l'enthalpie à l'interface et la loi de Newton, on peut écrire l'équation suivante.

$$V_f = \frac{h\,(T - T_{f,s})}{\rho_s\,[L + C_{p,s}\,(T_{s,f} - T_{s,0})]} \tag{5.13}$$

Par conséquent, l'évolution de la vitesse de fonte locale dépend de la différence entre la température du fluide et le solide, ainsi que du coefficient d'échange convectif . Dans la zone de stagnation, ainsi que dans la zone de croissance de couche limite, on peut considérer, selon Lienhard [31], que la température du fluide est constante, tant que la couche limite n'a pas atteint la surface. De plus, nous avons montré par des mesures IR – *cf.* section 4.1.8 – qu'avant le «pool-effect » et jusqu'à l'épaulement visible sur les formes de cavités, la température de surface du film liquide reste constante. Il est alors possible de considérer, pour ces zones de l'écoulement, que seule la valeur du coefficient d'échange convectif change avec la distance radiale. En se plaçant dans ce cas de figure, on peut exprimer le rapport entre le coefficient d'échange convectif en un point donné et le coefficient d'échange convectif maximum, c'est-à-dire celui correspondant à la zone de stagnation. Cette approche s'apparente à exprimer le rapport des nombres de Nusselt correspondants. La correction à apporter sur des corrélations établies sans fonte, pour les appliquer au cas avec changement de phase, ne dépend que du nombre de fonte qui lui-même ne dépend que de la température du fluide et du solide. Donc, dans notre cas d'étude, le rapport des nombres de Nusselt en un point est le même avec ou sans fonte. En conséquence, les corrélations établies sans fonte par Lienhard – reproduites ci-dessous – peuvent être utilisées pour déterminer le rapport des vitesses de fonte en un point M et, au point d'impact, par l'intermédiaire du rapport des coefficients d'échange convectif.

$$Nu_{f,stag} = 0,745\ Re^{\frac{1}{2}}\ Pr^{\frac{1}{3}}$$

$$Nu_f = 0,632\ Re^{\frac{1}{2}}\ Pr^{\frac{1}{3}}\ \left(\frac{D_j}{r}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Pour modéliser la forme de la cavité à l'aide de la méthode présentée précédemment, nous avons utilisé les corrélations rapportées par Lienhard [31] pour la zone de stagnation et la zone de croissance couche limite et nous avons négligé la zone de transition entre ces deux zones. Ces corrélations sont rapportées au sein du tableau 2.1 ; la zone de

stagnation correspond à la zone 1 du tableau et la zone de croissance de couche limite correspond à la zone 2. En première approximation, on peut considérer que la position radiale du point considéré lors des calculs est égale à la distance parcourue par le fluide pour y arriver. Dans ce cas il vient :

$$\frac{V_{f,imp}}{V_f} = \mathcal{G}\sqrt{r} \qquad : \qquad \mathcal{G} \approx \frac{1}{0,848 \cdot \sqrt{D_j}} = \frac{1,179}{\sqrt{D_j}} \tag{5.14}$$

L'application de l'équation (5.11) donne l'évolution de z en fonction de la position radiale en dehors de la zone de stagnation [1], r_{stag} désigne la position radiale de la fin de la zone de stagnation :

$$\boxed{z = \begin{cases} 0 & : \quad r \leqslant r_{stag} \\ 0,48 \cdot D_j \left(\frac{1,39}{D_j} r - 1\right)^{3/2} & : \quad r > r_{stag} \end{cases}} \tag{5.15}$$

On peut affiner ce premier modèle en prenant en compte la distance réelle parcourue par le fluide. Il faut alors remplacer r par $\mathcal{L}(0,r)$ dans l'équation (5.14). La longueur d'arc parcourue par le fluide pour arriver au point d'abscisse r est la suivante.

$$\mathcal{L}(0,r) = \begin{cases} r & : \quad r \leqslant r_{stag} \\ r_{stag} + \int\limits_{r_{stag}}^{r} \mathcal{G}\sqrt{\mathcal{L}} dr & : \quad r > r_{stag} \end{cases} \tag{5.16}$$

On peut dériver l'équation précédente sur l'intervalle $r > r_{stag}$ pour obtenir une équation différentielle qui peut être intégrée par séparation des variables.

$$\int\limits_{r_{stag}}^{r} \frac{d\mathcal{L}}{\sqrt{\mathcal{L}}} = \int\limits_{r_{stag}}^{r} \mathcal{G} dr \tag{5.17}$$

$$\mathcal{L}(0,r) = \begin{cases} r & : \quad r \leqslant r_{stag} \\ \left(\sqrt{r_{stag}} + \frac{\mathcal{G}}{2}\left(r - r_{stag}\right)\right)^2 & : \quad r > r_{stag} \end{cases} \tag{5.18}$$

La hauteur de la cavité mesurée par rapport au point le plus bas – la zone de stagnation – est alors donnée par la relation ci-dessous [2]. Elle fait intervenir une intégrale elliptique qui peut être calculée par intégration numérique. L'équation (5.19) donne l'évolution de la hauteur de la cavité ; elle est le résultat du modèle désigné comme incurvé. Le

1. z vaut 0 dans la zone de stagnation.
2. Les échanges sont considérés comme indépendants de la position dans la zone de stagnation, la vitesse d'ablation est donc constante et la hauteur de cavité, mesurée depuis le point d'impact, nulle.

premier modèle – Éq. (5.15) – est appelé modèle planaire, car il ne prend pas en compte la courbure de l'interface.

$$z = \begin{cases} 0 & : \quad r \leqslant r_{stag} \\ \displaystyle\int_{r_{stag}}^{r} \sqrt{\mathcal{G}^2 \left(\sqrt{r_{stag}} + \frac{\mathcal{G}}{2} \left(r - r_{stag} \right) \right)^2 - 1} \; dr & : \quad r > r_{stag} \end{cases} \tag{5.19}$$

Comparaisons aux expériences

Pour réaliser les comparaisons, nous avons choisi le moment du passage en « pool-effect », car, proportionnellement, c'est celui pour lequel la cavité est la moins cachée par la zone aveugle, et la forme de la cavité n'a pas eu le temps d'être modifiée par le passage en « pool-effect ». La figure 5.2 met à une même échelle les résultats des méthodes présentées et les images issues de l'essai référencé 612 pour différentes valeurs de t^*, avant et au moment de la transition vers le « pool-effect ». On ne note pas de différence notable entre les modèles et les visualisations. La même constatation a été faite pour les autres expériences.

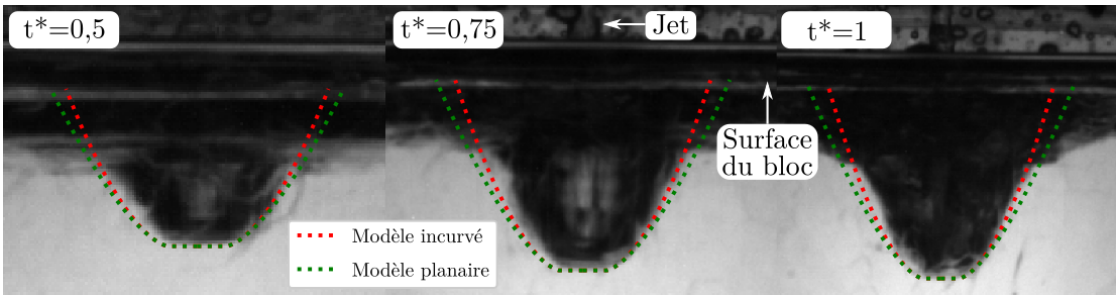

FIGURE 5.2 – Comparaisons des modèles incurvé – Éq. (5.19) – et planaire – Éq. (5.15) – pour l'essai 612 à différents t^*. Les courbes représentant les modèles s'arrêtent au niveau de la surface initiale du bloc.

Les figures 5.3 et 5.4 comparent les images de cavités obtenues au moment du passage en « pool-effect » aux équations (5.15) et (5.19), pour les essais pour lesquels on peut observer distinctement la partie de la cavité se situant avant l'épaulement – *cf.* section 4.1.3. Pour les comparaisons nous avons testé $r_{stag} = 0,75 \cdot D_j$ donné par Stevens *et al.* [1] et $r_{stag} = 0,787 \cdot D_j$ donné par Lienhard [31]. Nous n'avons pas observé de différences. On remarque que les modèles suivent bien la forme de la cavité jusqu'à l'épaulement. Le modèle incurvé est plus proche de la géométrie réelle. Néanmoins, le modèle planaire donne une évolution cohérente. Il peut donc être utilisé en première approximation. Ainsi, le fait de supposer tronconique la forme de la cavité autour du point d'impact n'est qu'une approximation. Aussi, plus la hauteur de la zone laminaire visible est grande, plus l'angle latéral de la cavité mesuré, en supposant que c'est un tronc

de cône, va augmenter. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus l'extension visible de la zone laminaire sera réduite, ce qui explique la tendance à la baisse de l'angle latéral de la cavité, mesuré avant l'épaulement – *cf.* section 4.1.4 –, lorsque le nombre de Reynolds augmente. C'est la raison pour laquelle les modèles présentés ici ne permettent pas de suivre la forme de la cavité pour les essais pour lesquels $Re > 66\,500$, ils en sous-estiment la largeur, car la zone laminaire est cachée par l'épaulement.

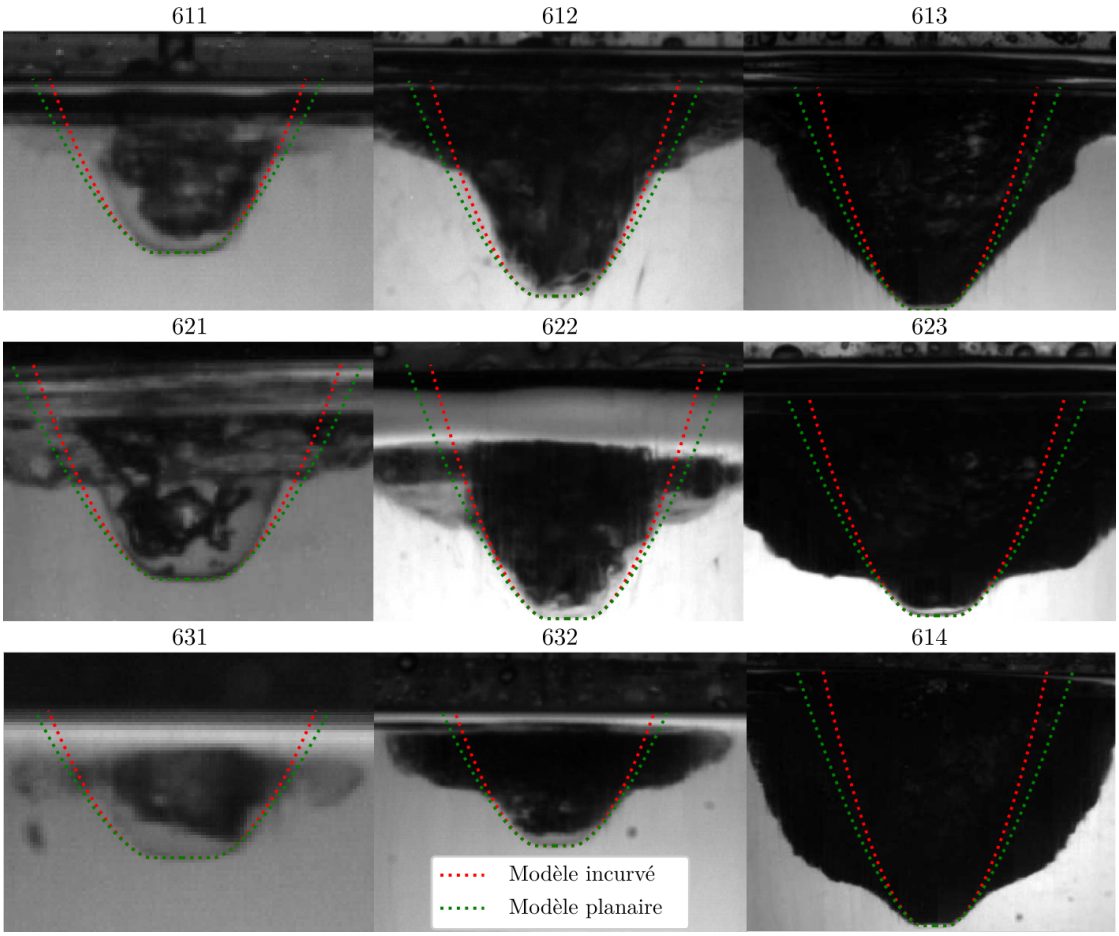

FIGURE 5.3 – Comparaison des modèles incurvé – Éq. (5.19) – et planaire – Éq. (5.15) – aux formes de cavités obtenues au moment du passage en « pool-effect » pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm. Les images ne sont pas à la même échelle. Les courbes représentant les modèles s'arrêtent au niveau de la surface initiale du bloc.

Le fait que les modèles présentés permettent de reproduire la forme des cavités d'ablation jusqu'à l'épaulement est en adéquation avec l'hypothèse selon laquelle le film est laminaire avant l'épaulement. Ce dernier est généré par la transition vers la turbulence. De même, le fait que cette approche sous-estime la largeur de la cavité pour les autres

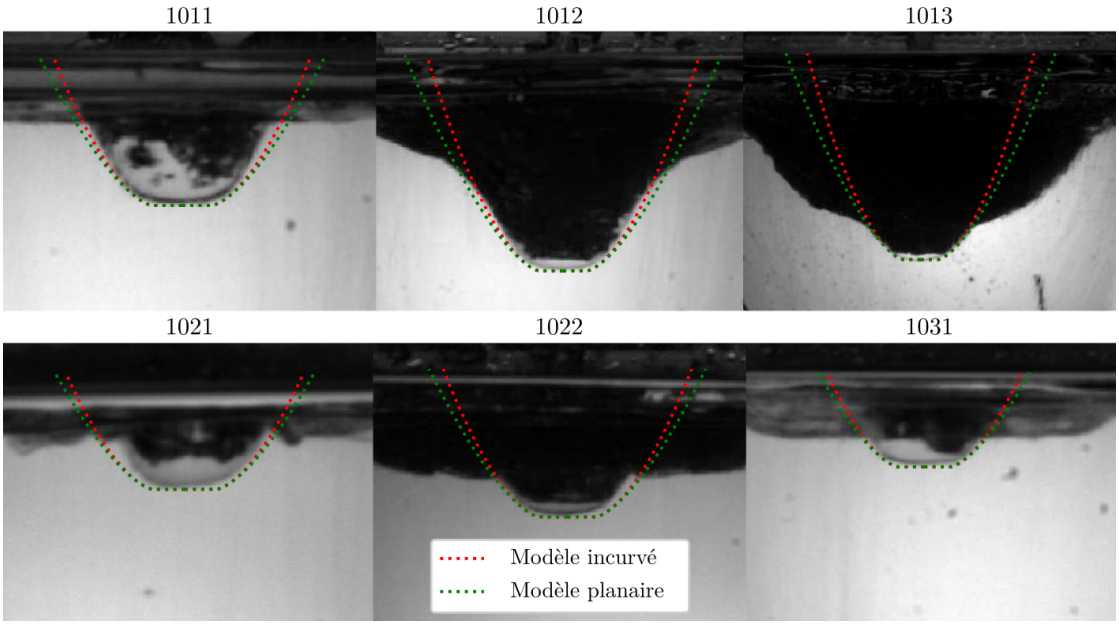

FIGURE 5.4 – Comparaison des modèles incurvé – Éq. (5.19) – et planaire – Éq. (5.15) – aux formes de cavités obtenues au moment du passage en « pool-effect » pour les essais réalisés avec une buse de 10 *mm*. Les images ne sont pas à la même échelle. Les courbes représentant les modèles s'arrêtent au niveau de la surface initiale du bloc.

essais est cohérent avec l'hypothèse que, pour ces cas, la zone laminaire n'est pas visible. L'essai 613 ne montre pas de réel épaulement. Il se peut que la transition soit, dans ce cas, moins abrupte et ne génère pas un point d'inflexion, mais un évasement de la cavité. Pour cette expérience, une nappe liquide cohérente existe de $t^* = 0,15$ jusqu'à la transition dvers le « pool-effect » – *cf.* section 4.1.5. Donc, cet évasement peut être dû à sa présence.

Le calcul n'a pas été poursuivi dans la zone turbulente, car le régime d'écoulement est différent et l'on ne peut plus considérer que la température du fluide reste constante. Aussi, les relations rapportées par Lienhard [31] – *cf.* tableau 2.1 – dépendent alors plus fortement de la géométrie par le biais, notamment, de la hauteur de fluide et il ne donne pas le détail de leur obtention, ce qui rend leur adaptation à notre cas délicat.

5.1.3 Modèle à coefficient d'échange constant

Nous avons montré que l'application des corrélations de Lienhard [31], ainsi que de la méthode présentée pour lier l'angle instantané de la cavité, permettent de bien rendre compte de la forme de la cavité lorsqu'une forme relativement tronconique est visible autour du point d'impact. Ce modèle ne permet néanmoins pas de rendre compte de la forme de la cavité au-delà de l'épaulement, ou pour des essais pour lesquels cette zone

n'est pas visible – second groupe défini en section 4.1.3. Nous avons donc développé un deuxième modèle en supposant que le coefficient d'échange convectif est constant sur l'ensemble de la cavité, plus particulièrement applicable pour un régime turbulent.

Développements

Pour établir le modèle de film laminaire, l'hypothèse avait été faite que la température du fluide ne changeait pas. Ici, nous nous proposons de supposer au contraire que la température évolue, mais que le coefficient d'échange convectif reste lui inchangé. Cette dernière hypothèse suppose que la vitesse du fluide varie peu lors de la remontée du film liquide longeant la cavité et que les propriétés physiques du fluide ne varient pas de manière appréciable. La température est supposée constante dans l'épaisseur du film. De plus, l'épaisseur de la couche limite est supposée négligeable devant l'épaisseur du film. Ces hypothèses sont plus adaptées à la description des transferts avec un film en écoulement turbulent.

Il est alors possible de s'appuyer sur les méthodes développées pour le dimensionnement d'échangeurs à contact direct pour analyser la situation [96, 97]. On peut exprimer la puissance thermique – Φ – cédée par le fluide au solide sur une surface de contact infinitésimale dS, en fonction de la différence de température entre le film liquide et le solide $\Delta T = T - T_{f,s}$, par le biais de la loi de Newton. L'effet du liquide provenant de la fonte est ici négligé.

$$d\Phi = h\Delta T dS \tag{5.20}$$

Ce flux thermique se traduit par une réduction de l'enthalpie du fluide. Il est donc possible d'écrire le flux thermique d'une seconde manière.

$$d\Phi = -A\rho_j V_j C_{p,j} \cdot d\Delta T \tag{5.21}$$

La surface traversée par le fluide A et sa vitesse V sont liées par la conservation du débit de telle manière que le produit AV soit constant. On note $\dot{M}_j$ le débit massique de fluide.

$$d\Phi = -\dot{M}_j C_{p,j} \cdot d\Delta T \tag{5.22}$$

En égalisant les équations (5.22) et (5.20) il vient :

$$\frac{d\Delta T}{\Delta T} = -\frac{h}{\dot{M}_j C_{p,j}} dS \tag{5.23}$$

Le débit massique de fluide est constant et peut être déterminé au niveau de la zone d'impact ou de la buse – indice 0. On note S_I la surface correspondant à l'aire transversale du jet à l'impact.

$$\dot{M}_j = \frac{\pi \rho_j V_j D_j^2}{4} = \rho_j V_j S_I \tag{5.24}$$

On peut alors écrire la relation suivante en notant $St = \frac{h}{V_j \rho_j C_{p,j}}$ le nombre de Stanton :

$$\frac{d\Delta T}{\Delta T} = -\frac{St}{S_I} dS \tag{5.25}$$

Cette équation peut être intégrée pour donner l'évolution de la différence de température entre le liquide provenant du jet, et le solide en fonction de la surface d'échange. Le Stanton est supposé constant.

$$\boxed{\frac{\Delta T}{\Delta T(0)} = exp\left(-St\frac{S}{S_I}\right)} \tag{5.26}$$

Il est aussi possible d'exprimer le débit massique de fonte. Sur un élément de surface de contact infinitésimal, on peut écrire la condition de saut sur l'enthalpie. On note $\dot{m}_s = \rho_s V_{f,s}$ le débit massique surfacique de solide ablaté.

$$\dot{m}_s \left[L + C_{p,s}\Delta T_s\right] dS = -\dot{M}_j C_{p,j} \cdot d\Delta T \tag{5.27}$$

Le débit massique total de solide fondu s'obtient en intégrant la précédente expression, sachant que $\dot{M}_s = \iint_S \dot{m}_s dS$.

$$\left[L + C_{p,s}\Delta T_s\right] \dot{M}_s = -\dot{M}_j C_{p,j} \left(\Delta T\left(S\right) - \Delta T\left(0\right)\right) \tag{5.28}$$

Le rapport du débit massique de fonte sur le débit massique de liquide provenant du jet est donné par l'équation (5.29). Il est à noter que cette expression fait intervenir le nombre de fonte initial B_0, équivalent du nombre de Stefan dans le cas de la fonte. Cette expression donne un majorant du débit de solide ablaté.

$$\boxed{\frac{\dot{M}_s}{\dot{M}_j} = \frac{C_{p,j}\Delta T\left(0\right)}{L + C_{p,s}\Delta T_s}\left[1 - \frac{\Delta T\left(S\right)}{\Delta T\left(0\right)}\right] = B_0\left[1 - \frac{\Delta T\left(S\right)}{\Delta T\left(0\right)}\right]} \tag{5.29}$$

L'expression (5.26) montre qu'il y a une surface caractéristique d'échange : $S_c = S_I/St$. Cette surface caractéristique définit une unité de transfert. Au-delà de 5 unités de transfert, la différence de température est inférieure à 1% de sa valeur initiale. On peut considérer que les transferts s'arrêtent. Pour extraire de plus amples informations, il faut postuler une forme pour la cavité, ou alors faire évoluer cette dernière avec la distance radiale, de la même manière que celle utilisée pour le modèle de film laminaire.

Une première approche instructive est de supposer que la surface sur laquelle se développe le film liquide est un disque. Ce faisant, on sous-estime, pour une position radiale donnée, la surface d'échange, ce qui permet d'obtenir un majorant de la distance radiale maximale au-delà de laquelle il n'y aura plus de fonte. Dans ce cas $S = \pi r^2$. En prenant pour limite 5 unités de transfert on obtient :

$$r_{max} = \sqrt{\frac{5}{\pi}\frac{S_I}{St}} \tag{5.30}$$

Pour estimer plus précisément la forme de la cavité, il est possible d'utiliser la méthode décrite en section 5.1.1 et notamment l'équation (5.11). Si la valeur du coefficient d'échange convectif est prise constante, alors le rapport de la vitesse de fonte en un point sur celui au point d'impact est égal au ratio des écarts de température.

$$\frac{V_f}{V_{f,imp}} = \frac{\Delta T}{\Delta T(0)} \tag{5.31}$$

L'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir du point d'impact, peut alors être déterminée par le biais d'une intégration numérique exposée ici. Du fait de la grande évolution possible de la hauteur en fonction de la distance radiale au point d'impact, nous avons fixé le pas d'espace en longueur d'arc $\Delta\mathcal{L}$. Pour une itération n, les étapes du calcul sont les suivantes :

- On prend une valeur de α, l'angle instantané, égale à celle du pas précédent : $\alpha_n = \alpha_{n-1}$. Si on effectue le premier pas d'espace, alors on prend une valeur nulle.
- On détermine le pas de distance radiale $\Delta r = \Delta\mathcal{L} \cdot cos(\alpha_n)$.
- On détermine la surface correspondant au pas d'espace en supposant une géométrie tronconique.

$$\Delta S = \pi \left(2r_{n-1} + \Delta r\right) \Delta\mathcal{L}$$

- On détermine l'élévation Δz en utilisant la règle des trapèzes pour intégrer l'équation (5.11) en considérant la relation (5.26).

$$\Delta z = \left[\sqrt{exp\left(2 \cdot St\frac{S_{n-1}}{S_I}\right) - 1} + \sqrt{exp\left(2 \cdot St\frac{Sn - 1 + \Delta S}{S_I}\right) - 1}\right] \frac{\Delta r}{2}$$

- On met à jour α :

$$\alpha_{recalculé} = tan^{-1}\left(\frac{\Delta z}{\Delta r}\right)$$

- On détermine une nouvelle valeur de Δr :

$$\Delta r_{recalculé} = \Delta\mathcal{L} \cdot cos\left(\alpha_{recalculé}\right)$$

— On calcule la différence relative ϵ. Si elle est supérieure à la tolérance renseignée [3], on effectue une nouvelle itération avec $\alpha_n = \alpha_{recalculé}$. Sinon on met à jour la surface $S_n = S_{n-1} + \Delta S$, la position radiale $r_n = r_{n-1} + \Delta r$, la hauteur $z_n = z_{n-1} + \Delta_z$ et on passe à l'itération suivante.

$$\epsilon = 2 \left| \frac{\Delta r - \Delta r_{recalculé}}{\Delta r + \Delta r_{recalculé}} \right|$$

Nous n'avons pas remarqué de réelle dépendance des résultats au pas d'espace $\Delta\mathcal{L}$. Nous l'avons donc fixé à 1 mm.

Comparaison aux essais HAnSoLO

La figure 5.5 met sur la même échelle les résultats des méthodes utilisant des coefficients d'échange convectif constants, présentées dans la sous-section précédente, et les visualisations réalisées au moment du passage en « pool-effect », pour trois cas extrêmes – 611 ($St = 1,99 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,37$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$), 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$) et 635 ($St = 0,92 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,88$, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$) – représentatifs des différentes géométries rencontrées et décrites au sein du chapitre précédent. Pour le calcul du nombre de Stanton, les coefficients d'échange convectif obtenus expérimentalement sont utilisés – *cf.* tableau 4.5. La courbure de l'interface n'est pas prise en compte par le modèle désigné comme planaire sur la figure 5.5. Celui désigné comme incurvé prend en compte la courbure. On constate que les approches présentées ne permettent pas de rendre compte exactement de la forme de la cavité, mais permettent de déterminer un majorant cohérent avec la largeur de la cavité, pour une profondeur inférieure ou égale à celle de la transition vers le « pool-effect ». Les différences avec l'expérience peuvent venir du fait que le coefficient d'échange convectif n'est pas constant, et évolue à mesure que le fluide remonte sur la paroi de la cavité. Elles peuvent aussi venir de l'absence de prise en compte du fluide provenant de l'ablation du solide.

Dans le but de réaliser des comparaisons plus quantitatives et systématiques, la largeur de la cavité au niveau de la surface d'impact a été estimée pour différents essais au moment de la transition vers le « pool-effect ». L'estimation a été faite en localisant visuellement le point où la cavité semble atteindre la surface initiale du bloc. Cependant, une zone aveugle ne permet pas d'identifier réellement le moment où la cavité rejoint le bloc. Aussi, la cavité s'infléchit lorsqu'elle atteint la surface du bloc [4]. Le point de croisement de la cavité avec la surface initiale du bloc a donc été déterminé de deux manières : en supposant que la cavité devienne verticale dans la zone aveugle et en prolongeant linéairement la cavité dans la zone aveugle. C'est à partir de ces deux valeurs que l'on a déterminé une largeur et l'incertitude associée. Ces mesures sont uniquement qualitatives.

3. Nous avons utilisé $1 \cdot 10^{-12}$.
4. La modélisation présentée ne peut rendre compte de cet effet de bord.

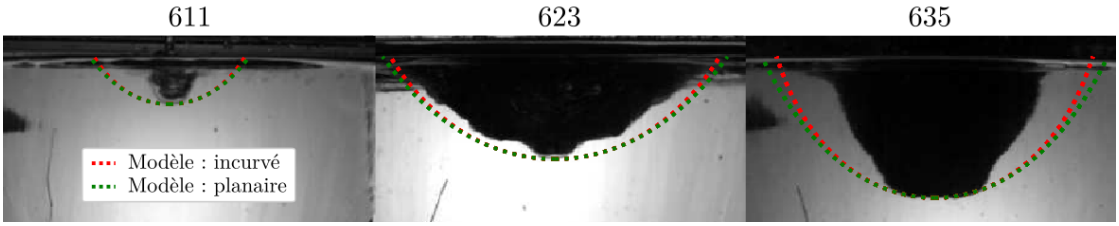

FIGURE 5.5 – Comparaison des modèles à h constant avec et sans prise en compte de l'évolution de la surface d'échange réelle – Modèle incurvé : méthode itérative et Modèle planaire : surface d'un disque – avec les essais HAnSoLO, 611 ($St = 1,99{\cdot}10^{-3}$, $B = 0,37$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$), 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$) et 635 ($St = 0,92{\cdot}10^{-3}$, $B = 0,88$, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$), au moment de la transition vers le « pool-effect ». Le h utilisé est celui obtenu expérimentalement – *cf.* tableau 4.5.

Les largeurs de cavités adimensionnées mesurées au moment du « pool-effect » – $r^*_{exp,pe}$ – ainsi que celles prévues par les modèles incurvé – $r^*_{inc,pe}$ – et planaire [5] – $r^*_{pla,pe}$ sont consignées au sein du tableau 5.1. Les rayons maximaux d'échange [6], calculés à l'aide des deux méthodes – $r^*_{inc,max}$ et $r^*_{pla,max}$ –, y sont aussi consignés. Aussi, pour plusieurs essais, il n'était pas possible de donner de valeur de $r^*_{exp,pe}$, ils ont donc été exclus – essais 612, 1013, 1014 et 1015. On note une tendance à la hausse du rayon expérimental avec la vitesse du jet, ce qui est cohérent avec le fait que le débit de capacité thermique augmente avec la vitesse du jet. On remarque que, comme montré en figure 5.5 pour les essais 611, 623 et 635, les rayons prévus sont supérieurs aux largeurs de cavité réelles. Ce qui peut provenir du choix du coefficient d'échange convectif supposé égal au coefficient maximal. Aussi l'effet du liquide provenant de la fonte a été négligé. Néanmoins, les valeurs sont proches des valeurs mesurées et les résultats du modèle planaire sont proches de ceux du modèle incurvé. Ainsi, si la profondeur d'apparition du « pool-effect » est connue, il semble possible d'utiliser les deux modèles pour obtenir une première approximation de la largeur de la cavité au moment du « pool-effect ».

Dans le tableau 5.1 sont aussi rapportées les largeurs maximales de cavités calculées par le biais des deux méthodes présentées. Cette largeur maximale correspond à la distance radiale à l'impact du jet, pour laquelle la surface d'échange est supérieure à $5S_c$. La différence de température entre le film et le solide est alors inférieure à 1% de sa valeur au point d'impact. On note que les deux méthodes donnent alors des résultats très différents. Les résultats de la méthode prenant en compte la courbure sont alors beaucoup plus proches des valeurs estimées à l'apparition du « pool-effect », que ceux obtenus en supposant que le film s'étale sur un disque.

5. Le modèle incurvé prend en compte l'évolution de la géométrie pour le calcul de la surface d'échange, tandis que le modèle planaire suppose la surface d'échange égale à celle d'un disque plan de même rayon.

6. C'est la distance radiale correspondant à 5 unités de transfert : S_I/St.

Réf.	St $\times 10^{-3}$	$r^*_{exp,pe}$	$r^*_{inc,pe}$	$r^*_{pla,pe}$	$r^*_{inc,max}$	$r^*_{pla,max}$
611	$1,99$	$5,7 \pm 1,7$	$7,88$	$8,29$	$11,17$	$25,06$
613	$1,02$	$11,4 \pm 0,3$	$12,52$	$13,56$	$15,58$	$34,96$
614	$0,79$	$14,0 \pm 2,3$	$14,73$	$16,07$	$17,78$	$39,88$
615	$0,73$	$15,0 \pm 1,2$	$15,85$	$17,54$	$18,50$	$41,51$
621	$1,95$	$6,1 \pm 1,0$	$8,03$	$8,44$	$11,29$	$25,32$
622	$1,34$	$9,3 \pm 2,4$	$10,49$	$11,23$	$13,63$	$30,57$
623	$0,89$	$11,7 \pm 1,0$	$11,62$	$12,15$	$16,67$	$37,41$
624	$0,75$	$12,0 \pm 0,8$	$13,68$	$14,49$	$18,15$	$40,72$
625	$0,72$	$12,1 \pm 0,6$	$14,61$	$15,64$	$18,52$	$41,55$
631	$1,99$	$4,7 \pm 0,8$	$6,73$	$7,00$	$11,17$	$25,07$
632	$1,29$	$7,0 \pm 0,8$	$9,02$	$9,32$	$13,89$	$31,16$
633	$1,06$	$9,1 \pm 1,2$	$10,82$	$11,34$	$15,32$	$34,37$
634	$0,80$	$11,9 \pm 1,6$	$12,51$	$13,19$	$17,66$	$39,62$
635	$0,92$	$11,6 \pm 2,0$	$13,73$	$14,97$	$16,44$	$36,90$
1011	$1,44$	$4,4 \pm 1,6$	$7,69$	$7,94$	$13,15$	$29,51$
1012	$1,06$	$9,1 \pm 1,1$	$10,69$	$11,18$	$15,30$	$34,32$
1021	$1,73$	$3,7 \pm 2,1$	$6,38$	$6,57$	$11,98$	$26,88$
1022	$1,14$	$6,8 \pm 0,8$	$8,43$	$8,64$	$14,78$	$33,16$
1023	$0,78$	$9,8 \pm 0,6$	$11,32$	$11,75$	$17,86$	$40,06$
1031	$1,26$	$6,9 \pm 0,6$	$6,95$	$7,05$	$14,03$	$31,48$
1032	$1,05$	$7,8 \pm 1,3$	$7,72$	$7,88$	$15,40$	$34,54$

TABLE 5.1 – Comparaison des étendues radiales adimensionnées – $r^* = r/D_j$ – expérimentales et calculées à l'aide des modèles supposant un h constant pour les essais HAnSoLO. Les valeurs indicées *pe* sont celles prévues par les modèles pour une hauteur de cavité égale à celle au « pool-effect ». Celles indicées *max* sont les valeurs prévues par les modèles au moment où la surface d'échange est égale à 5 fois la surface d'échange caractéristique $S_c = S_I/St$. Les valeurs indicées *pla* sont celles provenant du modèle considérant que le film se développe sur un disque plat, et *inc* celles pour lesquelles la déformation de l'interface a été prise en compte dans le calcul de l'aire d'échange. Le nombre de Stanton est aussi rapporté. Le h utilisé est celui obtenu expérimentalement – *cf.* tableau 4.5.

Comparaison aux essais JIMEC

Pour déterminer si ces constatations restent valables pour un système jet / solide différent, des comparaisons ont été réalisées avec les résultats JIMEC effectués avec le système acier 304 / acier 304 – *cf.* annexe E. Une comparaison visuelle est disponible en figure 5.6 au moment de la transition vers le « pool-effect ». Pour obtenir la forme de la cavité à un instant donné, des interpolations linéaires ont été effectuées sur les couples

temps / positions donnés par la succession des destructions des thermocouples [74]. Pour obtenir la position de la cavité au niveau de la surface du bloc, une interpolation linéaire de la fin de la cavité a été utilisée. Pour l'essai JIMEC-2, nous n'avons pas utilisé les deux derniers points, mais l'antépénultième et le pénultième, car nous attribuons l'inflexion visible au fait que la cavité rejoint la surface, et donc à un effet de bord. Cette inflexion n'est pas visible sur l'essai JIMEC-1, car nous n'avons pas assez de points à proximité de la surface. Pour le calcul du nombre de Stanton, les coefficients d'échange convectif obtenus expérimentalement sont utilisés – *cf.* section 4.3.1. Les deux méthodes surestiment la largeur de la cavité, mais donnent, comme pour les essais HAnSoLO, une estimation cohérente. Cette surestimation provient certainement de la non-prise en compte du fluide provenant de la fonte du solide et de l'hypothèse de h constant. On observe une plus grande différence entre l'approche planaire et celle prenant en compte la courbure de la cavité que pour les essais HAnSoLO. Cette différence s'explique par les plus grandes profondeurs de cavité rencontrées lors des essais JIMEC, comparés aux essais HAnSoLO.

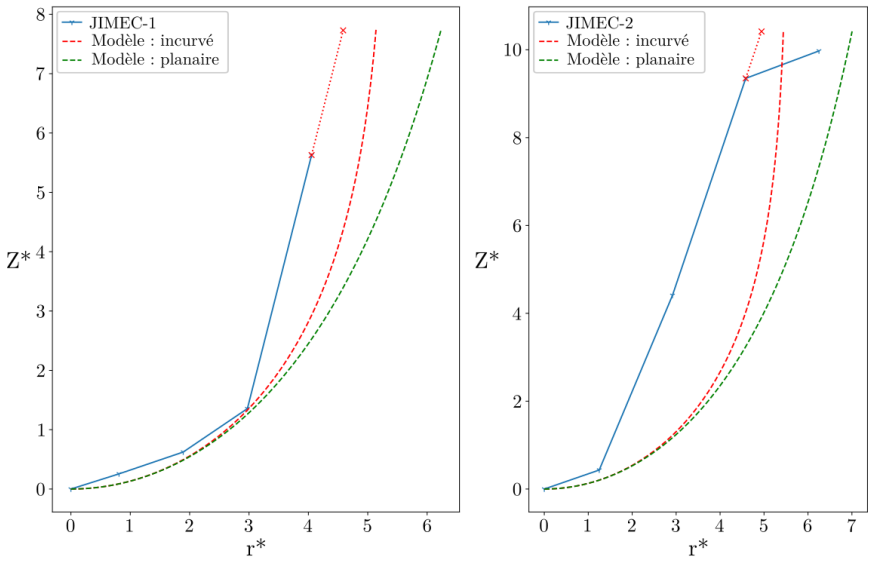

FIGURE 5.6 – Comparaison des modèles avec et sans prise en compte de l'évolution de la surface d'échange réelle – modèle incurvé : méthode itérative, modèle planaire : surface d'un disque – avec les essais JIMEC au moment de la transition vers le « pool-effect ». Les pointillés rouges correspondent à l'interpolation réalisée pour obtenir la largeur de la cavité au niveau de la surface d'impact. Pour le calcul du nombre de Stanton, les coefficients d'échange convectif obtenus expérimentalement sont utilisés – *cf.* section 4.3.1.

Une comparaison similaire à celle réalisée pour les essais HAnSoLO, au sein du tableau 5.1, est disponible pour les essais JIMEC au sein du tableau 5.2. On constate que, si

la hauteur de la cavité au moment du « pool-effect » n'est pas connue, il semble alors possible de l'estimer en utilisant le modèle incurvé qui donne, pour une surface d'échange égale à $5S_c$, une largeur de cavité comparable à celle estimée pour les expériences au moment du « pool-effect ». Ce qui n'est pas le cas de la méthode estimant la surface d'échange en supposant qu'elle est équivalente à celle d'un disque plan.

Réf.	St $\times 10^{-3}$	$r^*_{exp,pe}$	$r^*_{inc,pe}$	$r^*_{pla,pe}$	$r^*_{inc,max}$	$r^*_{pla,max}$
JIMEC-1	$0,87$	$4,59$	$5,14$	$6,23$	$5,35$	$12,01$
JIMEC-2	$0,81$	$4,94$	$5,44$	$7,00$	$5,52$	$12,39$

TABLE 5.2 – Comparaison des étendues radiales adimensionnées – $r^* = r/D_j$ – expérimentales et calculées à l'aide des modèles pour les essais JIMEC. Les valeurs indicées *pe* sont celles prévues par les modèles pour une hauteur de cavité égale à celle mesurée à la transition vers le « pool-effect ». Celles indicées *max* sont les valeurs prévues par les modèles au moment où la surface d'échange est égale à 5 fois la surface d'échange caractéristique $S_c = S_I/St$. Les valeurs indicées *pla* sont celles provenant du modèle considérant que le film se développe sur un disque plat, et *inc* celles pour lesquelles la déformation de l'interface a été prise en compte dans le calcul de l'aire d'échange. Le nombre de Stanton est aussi rapporté. Pour le calcul du nombre de Stanton, les coefficients d'échange convectif obtenus expérimentalement sont utilisés – *cf.* section 4.3.1.

5.1.4 Prise en compte de la fonte

Dans les modèles présentés précédemment, la fonte n'est prise en compte que pour l'évolution de la forme de la cavité avec la distance radiale au point d'impact. Nous avons donc ajouté l'effet de la fonte sur les transferts thermiques, aux modélisations à coefficient d'échange convectif constant détaillées précédemment. Dans cette section, nous présentons les dérivations permettant d'aboutir aux différents modèles. Au total, cinq modèles sont obtenus. Deux sont des reformulations des modèles à coefficient d'échange convectif constant déjà abordés. Deux sont des extensions de ces modèles prenant en compte la fonte. Un dernier modèle, qui prend en compte la courbure de l'interface, la fonte et la variation de quantité de mouvement, est présenté.

Dérivations

Pour cette étude, des bilans sont effectués sur un système de dimensions infinitésimales. Il est représenté au sein de la figure 5.7.

Conservation de la masse : Tout d'abord, on peut écrire le bilan correspondant à la conservation de la masse. Ici, on note e l'épaisseur du film liquide, V la vitesse du

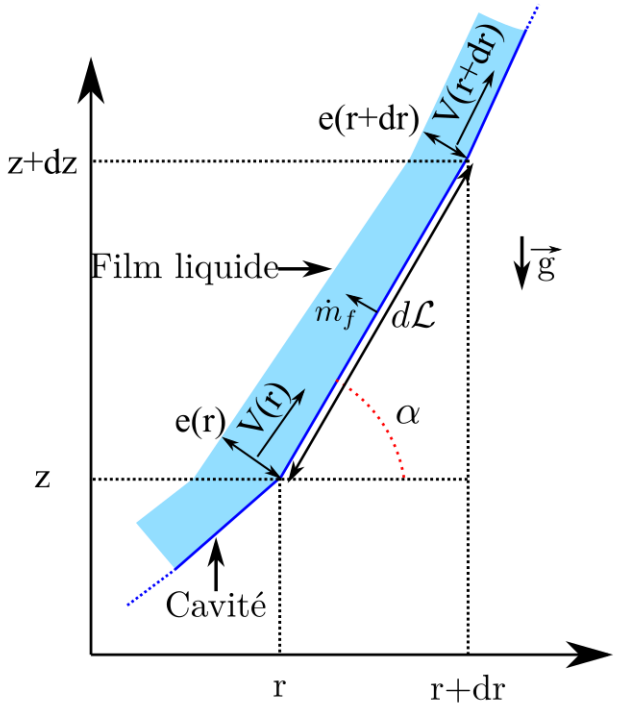

FIGURE 5.7 – Schéma du système local modélisé au sein de la section 5.1.4.

fluide, T sa température, α l'angle latéral local de la cavité, $\mathcal{L}$ la longueur d'arc et $\dot{m}_f$ le débit massique surfacique de liquide provenant de la fonte. ρ est la masse volumique du fluide. La surface latérale d'un tronc de cône est donnée, dans la situation considérée, par la relation suivante [7] :

$$dS = 2\pi r d\mathcal{L} \tag{5.32}$$

La conservation de la masse sur le volume considéré permet d'écrire l'équation :

$$2\pi\rho r e(r)V(r) + 2\pi r d\mathcal{L}\dot{m}_f = 2\pi(r+dr)\rho e(r+dr)V(r+dr) \tag{5.33}$$

En divisant l'équation précédente des deux côtés par $2\pi r dr$ on peut écrire la relation ci-dessous :

$$\dot{m}_f \frac{d\mathcal{L}}{dr} = \frac{\rho e(r+dr)V(r+dr) - \rho e(r)V(r)}{dr} + \frac{\rho e(r+dr)V(r+dr)}{r} \tag{5.34}$$

Il est possible de lier $\frac{d\mathcal{L}}{dr}$ à α, l'angle local de la cavité.

$$\frac{d\mathcal{L}}{dr} = \frac{1}{cos(\alpha)} \tag{5.35}$$

7. Le terme d'ordre deux a été négligé.

En passant à la limite et en considérant la relation précédente, le bilan (5.33) donne l'équation :

$$\frac{\dot{m}_f}{cos(\alpha)} = \frac{d\left(\rho e V\right)}{dr} + \frac{\rho e V}{r} \tag{5.36}$$

On peut alors utiliser la relation ci-dessous permettant d'écrire la divergence en coordonnées cylindriques de manière plus compacte.

$$\frac{1}{r}\frac{d\left(r\bullet\right)}{dr} = \frac{d\bullet}{dr} + \frac{\bullet}{r} \tag{5.37}$$

Ainsi, le bilan peut finalement s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\dot{m}_f}{cos(\alpha)} = \frac{1}{r}\frac{d\left(r\rho e V\right)}{dr} \tag{5.38}$$

Conservation de l'enthalpie : Un bilan similaire à celui réalisé sur la masse peut être écrit sur l'enthalpie. La capacité thermique massique est notée C_p. La température de référence est ici prise égale à la température de fusion du solide $T_{s,f}$. La densité de flux thermique traversant l'interface solide / liquide est notée ϕ. Le bilan d'enthalpie sur le système considéré s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} 2\pi r\rho e(r)V(r)C_p\left(T(r)-T_{s,f}\right) &= 2\pi(r+dr)\rho e(r+dr)V(r+dr) \\ & \quad C_p\left(T(r+dr)-T_{s,f}\right) \\ & \quad +2\pi\phi r d\mathcal{L} \end{aligned} \tag{5.39}$$

Après réarrangement des termes, passage à la limite et utilisation des relations (5.35) et (5.37), on obtient l'équation ci-dessous. Par ailleurs, on note $\Delta T = T - T_{s,f}$.

$$-\frac{\phi}{cos(\alpha)} = \frac{1}{r}\frac{d\left(r\rho e V C_p \Delta T\right)}{dr} \tag{5.40}$$

Pour permettre le calcul il faut éliminer ϕ et $\dot{m}_f$ des équations (5.38) et (5.40). Pour ce faire, on peut exprimer la densité de flux de chaleur ϕ en fonction de ΔT à l'aide de la loi de Newton.

$$\phi = h\Delta T \tag{5.41}$$

De même, on peut lier le débit massique surfacique de solide fondu à la densité de flux thermique et donc à ΔT grâce à la condition de saut sur l'enthalpie. On note $C_{p,s}$ la capacité thermique du solide et $T_{s,0}$ la température initiale du solide.

$$\phi = \dot{m}_f\left[L + C_{p,s}\left(T_{s,f} - T_{s,0}\right)\right] \tag{5.42}$$

L'équation (5.38) peut alors être mise sous la forme suivante, avec $\Delta T_s = T_{s,f} - T_{s,0}$:

$$\frac{1}{cos(\alpha)}\frac{h\Delta T}{L + C_{p,s}\Delta T_s} = \frac{1}{r}\frac{d\left(r\rho e V\right)}{dr} \tag{5.43}$$

De même, la relation (5.40) peut être reformulée de la manière suivante :

$$-\frac{h\Delta T}{cos(\alpha)} = \frac{1}{r}\frac{d\left(r\rho eVC_p\Delta T\right)}{dr} \tag{5.44}$$

Ces équations peuvent être adimensionnées en utilisant les nombres et variables adimensionnels ci-dessous. B est le nombre de fonte. St est le nombre de Stanton.

$$B = \frac{C_{p,j}\left(T_j - T_{s,f}\right)}{L + C_{p,s}\Delta T_s} \; ; \quad St = \frac{h}{\rho_j V_j C_{p,j}} \; ; \quad \theta = \frac{T - T_{s,f}}{T_j - T_{s,f}} \tag{5.45}$$

$$r^* = \frac{r}{D_j} \; ; \quad e^* = \frac{e}{D_j} \; ; \quad V^* = \frac{V}{V_j} \tag{5.46}$$

On considère que la masse volumique et la capacité thermique massique du fluide sont constantes. Ainsi, $\rho = \rho_j$ et $C_p = C_{p,j}$.

$$\frac{StB}{cos(\alpha)}\theta = \frac{1}{r^*}\frac{d\left(r^*e^*V^*\right)}{dr^*} \tag{5.47}$$

$$-\frac{St}{cos(\alpha)}\theta = \frac{1}{r^*}\frac{d\left(r^*e^*V^*\theta\right)}{dr^*} \tag{5.48}$$

Pour obtenir l'évolution de la hauteur de la cavité avec la distance radiale au point d'impact, on utilise la relation (5.10). Le coefficient d'échange convectif est supposé constant. Donc, le rapport des vitesses de fonte au point d'impact et à une distance quelconque est égal au rapport des températures adimensionnées θ. Donc, l'équation (5.10) s'écrit, dans ce cas, de la manière suivante. On note avec un indice [8] 0 les valeurs initiales des différentes variables.

$$\frac{dz}{dr} = \sqrt{\left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^2 - 1} = \frac{dz^*}{dr^*} \quad \text{avec} \quad z^* = \frac{z}{D_j} \tag{5.49}$$

Ne pas prendre en compte l'effet de la courbure de l'interface solide / liquide sur la surface d'échange revient à fixer $\alpha = 0$ au sein des équations (5.47) et (5.48). Ignorer l'influence de la fonte est équivalent à fixer $B = 0$ dans ces mêmes équations. Aussi, pour l'instant aucune équation donnant l'évolution de la vitesse avec la distance à l'impact n'a été donnée. Donc, on fait l'hypothèse du fluide parfait, ce qui revient ici à considérer que $V^* = 1$. Le système d'équations résultant est alors le suivant. On le note MPSF

8. Ou *ini* s'il y a conflit de notation. Ainsi, on écrit r_{ini} et non r_0.

pour Modèle Planaire Sans Fonte.

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{d\left(r^* e^*\right)}{dr^*} = 0 \\ \dfrac{1}{r^*}\dfrac{d\left(r^* e^* \theta\right)}{dr^*} = -St\theta \qquad \text{MPSF} \\ \dfrac{dz^*}{dr^*} = \sqrt{\left(\dfrac{\theta_0}{\theta}\right)^2 - 1} \end{cases}} \tag{5.50}$$

Des solutions analytiques existent pour e^* et θ. On considère que $\theta = \theta_0$ en $r^* = r^*_{ini} = 3/4$. Cette valeur de r^*_{ini} correspond à la fin de la zone de stagnation. La conservation de la masse donne la condition :

$$\frac{\pi D_j^2}{4} = 2\pi r_{ini} e_0 V_j \quad \Leftrightarrow \quad e_0^* = \frac{1}{6} \tag{5.51}$$

La hauteur de la cavité, mesurée depuis son point le plus bas, est nulle à la fin de la zone de stagnation, car sur cette zone de la cavité la vitesse de fonte est constante. Les conditions initiales sont donc ici :

$$r^* = r^*_{ini} = \frac{3}{4} \; ; \quad \theta = \theta_0 \; ; \quad e^* = e^*_0 = \frac{1}{6} \; ; \quad z^* = z^*_0 = 0 \tag{5.52}$$

On néglige les échanges thermiques dans la zone de stagnation. Alors, $\theta_0 = 1$. La première équation du système (5.50) donne :

$$e^* = \frac{1}{8r^*} \tag{5.53}$$

La seconde équation du système (5.50) donne :

$$\frac{\theta}{\theta_0} = exp\left(-4St\left[(r^*)^2 - (r^*_{ini})^2\right]\right) \tag{5.54}$$

Cette dernière équation est équivalente à celle obtenue précédemment – Éq. (5.26) – en considérant que les échanges ne commencent qu'à partir d'une distance radiale r_{ini}.

Pour ajouter l'effet de la courbure de l'interface sur les bilans effectués, il faut exprimer la variation de $cos(\alpha)$ avec la distance radiale. On peut utiliser l'équation (5.3). Comme le coefficient d'échange convectif est ici supposé constant, l'équation (5.3) s'écrit ici de la manière suivante :

$$cos(\alpha) = \frac{\theta}{\theta_0} \tag{5.55}$$

On obtient alors le système (5.56), qui définit le Modèle Incurvé Sans Fonte (MISF).

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{d\left(r^*e^*\right)}{dr^*} = 0 \\ \dfrac{1}{r^*}\dfrac{d\left(r^*e^*\theta\right)}{dr^*} = -St\theta_0 \\ \dfrac{dz^*}{dr^*} = \sqrt{\left(\dfrac{\theta_0}{\theta}\right)^2 - 1} \end{cases} \quad \text{MISF}} \tag{5.56}$$

Les mêmes conditions initiales s'appliquent ici – *cf.* Éqs. (5.52). L'évolution de l'épaisseur de fluide avec la distance radiale est la même que pour le modèle précédent – *cf.* Éq. (5.53). L'évolution de la température adimensionnée du fluide est différente. Elle est donnée par l'équation :

$$\frac{\theta}{\theta_0} = 1 - 4St\left[\left(r^*\right)^2 - \left(r^*_{ini}\right)^2\right] \tag{5.57}$$

Ce modèle est équivalent au modèle présenté au sein de la section précédente.

On peut ensuite reprendre le modèle planaire et y ajouter l'eau de fonte. On obtient alors le système d'équations (5.58). Les conditions initiales restent les mêmes – *cf.* Éqs. (5.52).

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{d\left(r^*e^*\right)}{dr^*} = StB\theta \\ \dfrac{1}{r^*}\dfrac{d\left(r^*e^*\theta\right)}{dr^*} = -St\theta \\ \dfrac{dz^*}{dr^*} = \sqrt{\left(\dfrac{\theta_0}{\theta}\right)^2 - 1} \end{cases} \quad \text{MPAF}} \tag{5.58}$$

Pour prendre en compte l'évolution de la géométrie de l'interface, on utilise la relation (5.55). On aboutit au système suivant, qui définit le Modèle Incurvé Avec Fonte (MIAF) :

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{d\left(r^*e^*\right)}{dr^*} = StB\theta_0 \\ \dfrac{1}{r^*}\dfrac{d\left(r^*e^*\theta\right)}{dr^*} = -St\theta_0 \\ \dfrac{dz^*}{dr^*} = \sqrt{\left(\dfrac{\theta_0}{\theta}\right)^2 - 1} \end{cases} \quad \text{MIAF}} \tag{5.59}$$

Une dernière évolution peut être apportée à ce modèle en considérant la réduction de vitesse due à la gravité lors de la remontée du fluide le long de la paroi. Les équations (5.47) et (5.48) restent inchangées, mais maintenant V^* n'est plus une constante valant

1. Par ailleurs, l'évolution de α avec la distance radiale doit être prise en compte. Pour déterminer l'évolution de la vitesse avec la distance radiale, il nous faut une nouvelle équation. Elle est donnée par un bilan de quantité de mouvement sur le système différentiel étudié, et présenté en figure 5.7. L'équation (4.12) est l'équation générale avec l'intégralité de ses termes. Elle est rappelée ci-dessous.

$$\iint_S \rho v_i \left(v_j n_j\right) dS + \iint_S p n_i dS - \iint_S {\sigma'}_{ij} n_j dS - \iiint_{\mathcal{V}} \rho g_i d\mathcal{V} = 0$$

Ici, le fluide est considéré comme parfait. La pression est supposée constante et égale à la pression du gaz environnant en tout point du film liquide. Le bilan de quantité de mouvement se transforme pour donner l'équation suivante, déjà utilisée pour la modélisation de la transition vers le « pool-effect » – *cf.* section 4.4.2 Éq. (4.13).

$$\iint_S \rho v_i \left(v_j n_j\right) dS = \iiint_{\mathcal{V}} \rho g_i d\mathcal{V}$$

Dans notre cas, le bilan local de quantité de mouvement s'écrit comme suit. $\overrightarrow{T}$ est le vecteur tangent – *cf.* fig. 5.1.

$$\left[2\pi\rho(r+dr)e(r+dr)V^2(r+dr) + 2\pi\rho(r)e(r)V^2(r)\right]\overrightarrow{T} = 2\pi\rho r e(r) d\mathcal{L}\overrightarrow{g} \tag{5.60}$$

On projette la relation précédente selon l'axe vertical, sachant que $\overrightarrow{T}\cdot\overrightarrow{e}_z = -sin(\alpha)$. Après division des deux membres par $2\pi r dr$ on obtient la relation :

$$\begin{array}{c} sin(\alpha)\left[\frac{\rho e(r+dr)V^2(r+dr)-\rho e(r)V^2(r)}{dr} + \frac{\rho e(r+dr)V^2(r+dr)}{r}\right] \\ = \rho e(r) g \frac{d\mathcal{L}}{dr} \end{array} \tag{5.61}$$

Après passage à la limite et utilisation des relations (5.35) et (5.37) il vient l'équation :

$$\frac{sin(\alpha)}{r}\frac{d\left(r\rho e V^2\right)}{dr} = \frac{\rho e g}{cos\left(\alpha\right)} \tag{5.62}$$

Nous faisons l'hypothèse que la masse volumique est constante. L'équation (5.62) peut être adimensionnée à l'aide des nombres et variables listés avant – relations (5.45) et (5.46) – en ajoutant le nombre de Froude $Fr_j = \frac{V_j}{\sqrt{gD_j}}$. On obtient alors l'équation ci-dessous :

$$\frac{1}{r^*}\frac{d\left(r^* e^* \left(V^*\right)^2\right)}{dr^*} sin(\alpha) = -\frac{e^*}{Fr_j^2}\frac{1}{cos(\alpha)} \tag{5.63}$$

Dans notre cas :

$$\alpha = arccos\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right) \tag{5.64}$$

On peut alors directement exprimer $sin(\alpha)$ en fonction de $\frac{\theta}{\theta_0}$.

$$sin(arccos(x)) = sin\left(arctan\left(\frac{\sqrt{1-x^2}}{x}\right)\right) = sin\left(arcsin\left(\frac{\frac{\sqrt{1-x^2}}{x}}{\sqrt{1+\frac{\sqrt{1-x^2}}{x}}}\right)\right)$$

Donc :

$$\sin(arccos(x)) = \sqrt{1-x^2} \tag{5.65}$$

Ainsi, on peut écrire :

$$sin(\alpha) = \sqrt{1-\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2} \tag{5.66}$$

Les relations (5.55) et (5.66) permettent de mettre l'équation (5.63) sous la forme :

$$\frac{1}{r^*}\frac{d\left(r^*e^*\left(V^*\right)^2\right)}{dr^*}\sqrt{1-\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2} = -\frac{e^*}{Fr_j^2}\frac{\theta_0}{\theta} \tag{5.67}$$

Le système d'équations obtenu est alors le suivant. Il définit le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement (MIAFQ).

$$\boxed{\begin{cases} \dfrac{d\left(r^*e^*V^*\right)}{dr^*} = StB\theta_0 \\ \dfrac{1}{r^*}\dfrac{d\left(r^*e^*V^*\theta\right)}{dr^*} = -St\theta_0 \qquad \text{MIAFQ} \\ \dfrac{1}{r^*}\dfrac{d\left(r^*e^*\left(V^*\right)^2\right)}{dr^*}\sqrt{1-\left(\dfrac{\theta}{\theta_0}\right)^2} = -\dfrac{e^*}{Fr_j^2}\dfrac{\theta_0}{\theta} \\ \dfrac{dz^*}{dr^*} = \sqrt{\left(\dfrac{\theta_0}{\theta}\right)^2 - 1} \end{cases}} \tag{5.68}$$

Il est possible de déterminer des solutions analytiques au système d'équations précédent pour e^* et θ lorsque le nombre de Froude est grand [9]. Dans ce cas, l'avant-dernière équation du système (5.68) devient :

$$\frac{d}{dr^*}\left(r^*e^*\left(V^*\right)^2\right) = 0 \tag{5.69}$$

La quantité $r^*e^*\left(V^*\right)^2$ est donc constante. On peut donc écrire :

$$r^*e^*\left(V^*\right)^2 = r^*_{ini}e^*_0\left(V^*_0\right)^2 \tag{5.70}$$

9. Lors de nos essais le nombre de Froude du jet était compris entre $5,6$ et 42 – *cf.* tableau 3.2. Pour les essais JIMEC les nombres de Froudes du jet étaient de $7,8$ et $10,25$ – *cf.* annexe E.

Nous avons fait l'hypothèse d'un fluide parfait. On considère que seule la gravité, par le biais du bilan de quantité de mouvement, ralentit le fluide. La zone de stagnation étant considérée comme plane, la vitesse reste égale à celle du jet à l'impact dans cette zone. Donc en r^*_{ini} on a $V^* = V^*_0 = 1$.

Il est possible de réécrire les deux premières équations du système (5.68) en prenant en compte la relation (5.70). On obtient ainsi :

$$\frac{StB\theta_0}{r^*_{ini}e^*_0\left(V^*_0\right)^2} = \frac{1}{r^*}\frac{d}{dr^*}\left(\frac{1}{V^*}\right) \quad \text{et} \quad -\frac{St\theta_0}{r^*_{ini}e^*_0\left(V^*_0\right)^2} = \frac{1}{r^*}\frac{d}{dr^*}\left(\frac{\theta}{V^*}\right) \tag{5.71}$$

Pour simplifier les expressions, on peut définir $K = \frac{\theta_0}{r^*_{ini}e^*_0\left(V^*_0\right)^2}$. En considérant les conditions initiales que nous avons présentées – *cf.* équations (5.52) et $V^*_0 = 1$ –, on obtient $K = 8$. Il vient alors :

$$StBK = \frac{1}{r^*}\frac{d}{dr^*}\left(\frac{1}{V^*}\right) \quad \text{et} \quad -StK = \frac{1}{r^*}\frac{d}{dr^*}\left(\frac{\theta}{V^*}\right) \tag{5.72}$$

On peut résoudre la première équation (5.72) par séparation des variables. On obtient :

$$V^*\left(r^*\right) = \frac{V^*_0}{1 + \frac{StBKV^*_0}{2}\left(\left(r^*\right)^2 - \left(r^*_0\right)^2\right)} \tag{5.73}$$

Il devient alors possible de résoudre la seconde équation (5.72) en considérant l'équation précédente sur V^*. Il vient alors :

$$\theta\left(r^*\right) = \frac{\theta_0 - \frac{StBKV^*_0}{2}\left(\left(r^*\right)^2 - \left(r^*_0\right)^2\right)}{1 + \frac{StBKV^*_0}{2}\left(\left(r^*\right)^2 - \left(r^*_0\right)^2\right)} \tag{5.74}$$

En utilisant la valeur déterminée à partir des conditions initiales pour K (c-à-d. $K = 8$, $\theta_0 = 1$ et $V^*_0 = 1$) on obtient :

$$V^*\left(r^*\right) = \frac{1}{1 + 4StB\left(\left(r^*\right)^2 - \left(r^*_0\right)^2\right)} \tag{5.75}$$

$$\theta\left(r^*\right) = \frac{1 - 4St\left(\left(r^*\right)^2 - \left(r^*_0\right)^2\right)}{1 + 4StB\left(\left(r^*\right)^2 - \left(r^*_0\right)^2\right)} \tag{5.76}$$

On remarque que θ s'annule, ce qui signifie que la fonte s'arrête. Donc, la position radiale pour laquelle $\theta = 0$ correspond à la largeur adimensionnée maximale de la cavité r^*_{max}. Nous obtenons alors :

$$r^*_{max} = \sqrt{\left(r^*_0\right)^2 + \frac{1}{4St}} \tag{5.77}$$

Les nombres de Stanton pour les différentes expériences sont disponibles au sein du tableau 5.1. Dans tous les cas $\frac{1}{4St} > 100\,(r_0^*)^2$. Donc, on peut faire l'hypothèse que $\frac{1}{4St} >> (r_0^*)^2$. Ainsi, l'équation 5.77 devient :

$$r_{max}^* = (4St)^{-1/2} \tag{5.78}$$

Le nombre de Stanton peut être exprimé en fonction des nombres de Nusselt et de Péclet et donc en fonction des nombres de Nusselt, de Reynolds et de Prandtl :

$$St = \frac{Nu}{Pe} = \frac{Nu}{RePr} \tag{5.79}$$

On peut utiliser une relation du type suivant pour lier le nombre de Nusselt aux nombres de Reynolds et de Prandtl :

$$Nu = CRe^n Pr^m$$

On obtient alors :

$$r_{max}^* = \frac{1}{2\sqrt{C}} Re^{\frac{1-n}{2}} Pr^{\frac{1-m}{2}} \tag{5.80}$$

On peut, par exemple, utiliser la corrélation de Sato *et al.* [13] – Éq. (2.90) – pour obtenir une expression *a priori* de r_{max}^*. Il vient alors :

$$r_{max}^* = 4,05 Re^{0,04} Pr^{0,1} \tag{5.81}$$

On constate que les exposants sur les nombres de Reynolds et de Prandtl sont faibles. Ainsi, la largeur maximale de la cavité ne dépend, selon cette modélisation, que faiblement des données d'entrée du système. On rappelle que cette corrélation a été établie pour un système jet métallique / récupérateur métallique. Ce résultat peut donc avoir un intérêt pour le dimensionnement de récupérateurs de corium métalliques.

Comparaisons

Dans cette sous-section, les différents modèles, dont la dérivation a été présentée dans la sous-section précédente, sont comparés entre eux et aux expériences.

Une comparaison visuelle des formes de cavité obtenues expérimentalement et de celles déterminées à l'aide des cinq modèles présentés dans la sous-section précédente est disponible en figure 5.8. Les expériences choisies pour les comparaisons sont les mêmes que celles utilisées en figure 5.5. Il s'agit des expériences 611 ($St = 1,99 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,37$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$), 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$) et 635 ($St = 0,92 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,88$, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$). Elles ont été choisies, car elles représentent les différentes géométries de cavité que l'on peut rencontrer. Les modèles présentés au sein de la figure sont : le Modèle Planaire Sans Fonte – MPSF, Éqs. (5.50) –, le Modèle Incurvé Sans Fonte – MISF, Éqs. (5.56) –, le Modèle Planaire Avec Fonte – MPAF, Éqs. (5.58) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte – MIAF, Éqs. (5.59) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68).

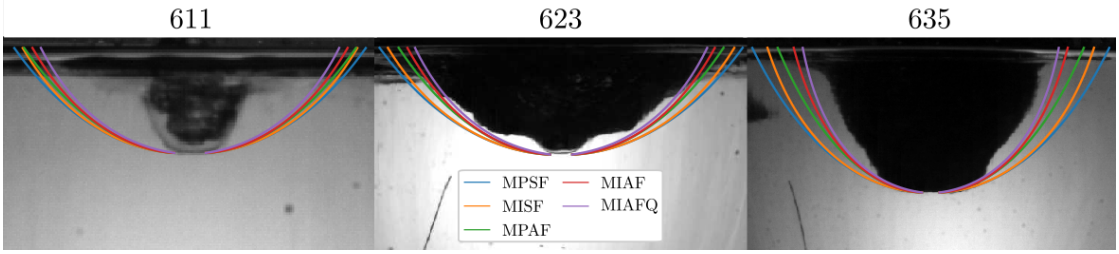

FIGURE 5.8 – Comparaisons des modèles à coefficients d'échange convectif constant présentés en section 5.1.4 avec les expériences HAnSoLO, 611 ($St = 1,99 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,37$, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$), 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$) et 635 ($St = 0,92 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,88$, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$), au moment de la transition vers le « pool-effect ». Les modèles représentés sont : le Modèle Planaire Sans Fonte – MPSF, Éqs. (5.50) –, le Modèle Incurvé Sans Fonte – MISF, Éqs. (5.56) –, le Modèle Planaire Avec Fonte – MPAF, Éqs. (5.58) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte – MIAF, Éqs. (5.59) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68). Le h obtenu expérimentalement a été utilisé pour déterminer St – *cf.* tableau 4.5.

En comparant les modèles planaires (P) et incurvés (I), on constate que la prise en compte de l'évolution de l'interface avec la remontée du fluide dans les équations de bilans entraîne un resserrement de la cavité, ce qui est logique car alors la surface de contact pour une distance radiale donnée est supérieure. De même, on remarque que la prise en compte de la fonte directement dans les équations – modèles AF – donne une cavité moins large, ce qui est attendu car on prend en compte la contribution du liquide de fonte dans les bilans. Finalement, le modèle prenant en compte le ralentissement du fluide lors de sa remontée sur la paroi de la cavité – modèle MIAFQ – prévoit la cavité la plus étroite, ce qui est cohérent car alors le fluide ralentit lors de sa remontée le long de la paroi.

On remarque, en observant, la figure 5.8, que tous les modèles surestiment la largeur de la cavité sur toute sa hauteur pour l'essai 611. Pour cet essai, on ne voit quasiment pas l'épaulement qui se trouve dans la zone aveugle. Donc, le film liquide est majoritairement laminaire sur la hauteur de cavité visible. Donc, il y a évolution du coefficient d'échange convectif qui diminue avec la distance parcourue par le fluide. La modélisation à température de film constante présentée en section 5.1.2 est alors plus appropriée pour rendre compte de la forme de la cavité – *cf.* figure 5.3. Pour l'essai 635, la zone de film laminaire n'est pas visible. Donc, le film est turbulent sur l'intégralité de la cavité visible. On remarque que, dans ce cas, les formes de cavité obtenues par le biais des différents modèles à coefficient d'échange convectif constant se rapprochent de plus en plus de la forme réelle à mesure qu'on prend en compte la courbure, la fonte et enfin la variation de vitesse. Pour l'essai 623, on remarque que les modèles les plus complets – avec prise en compte de la fonte et de la variation de vitesse – tendent à sous-estimer la largeur

de la cavité lorsqu'on se rapproche de la surface. On peut expliquer cela par le fait que les transferts sont surestimés avant l'épaulement ce qui fait perdre plus d'énergie thermique qu'il n'en perd réellement dans cette partie de la cavité. Donc, à de plus grandes distances du point d'impact, l'énergie thermique du fluide est inférieure à sa valeur réelle.

Ainsi, il semble que le meilleur des modèles développés pour rendre compte de la forme de la cavité lorsque le film liquide est majoritairement turbulent au sein de la cavité est le modèle incurvé avec fonte et quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68). Il peut être utilisé lorsqu'un épaulement est visible et proche de la zone d'impact, mais il faudra faire attention au fait qu'il est possible qu'il sous-estime la largeur maximale de la cavité.

Les évolutions de e^*, V^* et θ en fonction de r^*, prévues par les différents modèles pour l'essai 623, sont disponibles respectivement en figure 5.9, 5.10 et 5.11. La température de surface mesurée pour l'expérience 623 à $t^* = 0,75$ est aussi représentée en figure 5.11. Nous avons utilisé cette mesure car nous avons montré que le profil de température n'évoluait pas de manière appréciable lors du régime d'ablation en film, qui est celui que l'on considère ici. On remarque une faible influence du modèle utilisé sur l'évolution de l'épaisseur du fluide. Concernant la vitesse dans le film liquide, seul le modèle incurvé avec fonte et quantité de mouvement (MIAFQ) peut donner un résultat. On remarque au sein de la figure 5.10 une baisse appréciable de la vitesse du fluide. Les évolutions de température adimensionnée du film liquide en fonction de r^*, prévues par les différents modèles – *cf.* fig. 5.11 –, montrent que la baisse est plus rapide lorsque la courbure de la surface et la fonte sont prises en compte. De même, cette réduction s'intensifie encore lorsque la réduction de vitesse due à la remontée du fluide est considérée. On constate une relativement bonne adéquation des modèles prenant en compte la fonte avec les mesures expérimentales jusqu'à environ $r^* = 5 - 7,5$. Pour les faibles valeurs de r^*, la température de surface du fluide est constante ; or, pour ces valeurs de r^*, la réduction de température prévue par les modèles est faible. Ainsi, s'explique le fait que les mesures de températures semblent en accord avec les modèles même avant l'épaulement, alors que les comparaisons visuelles montrent le contraire. Dans cette zone h n'est pas constant. Au-delà de $r^* = 7,5$ la température de surface du fluide baisse moins vite que ce qui est prévu par les modèles. Pour établir les modèles, nous avons supposé que le coefficient d'échange convectif était constant. Il se peut qu'il soit en réalité une fonction de la distance parcourue par le fluide depuis le point d'impact du jet, ce qui pourrait expliquer cette différence de comportement. L'évolution de V^* en fonction de r^* montrent que la vitesse évolue de manière appréciable lors de la remontée du fluide le long de la cavité. Donc, les conditions hydrodynamiques changent entre le point d'impact du jet et la sortie du fluide de la cavité, ce qui peut expliquer les différences observées.

La solution analytique obtenue pour θ dans le cas où le nombre de Froude est très grand – Éq. (5.76) – permet d'obtenir un rayon maximal de cavité – Éq. (5.77). La largeur maximale de cavité ainsi obtenue est rapportée, dans le cas des essais HAnSoLO, au sein du tableau 5.3 et au sein du tableau 5.4 pour les expériences JIMEC. On constate,

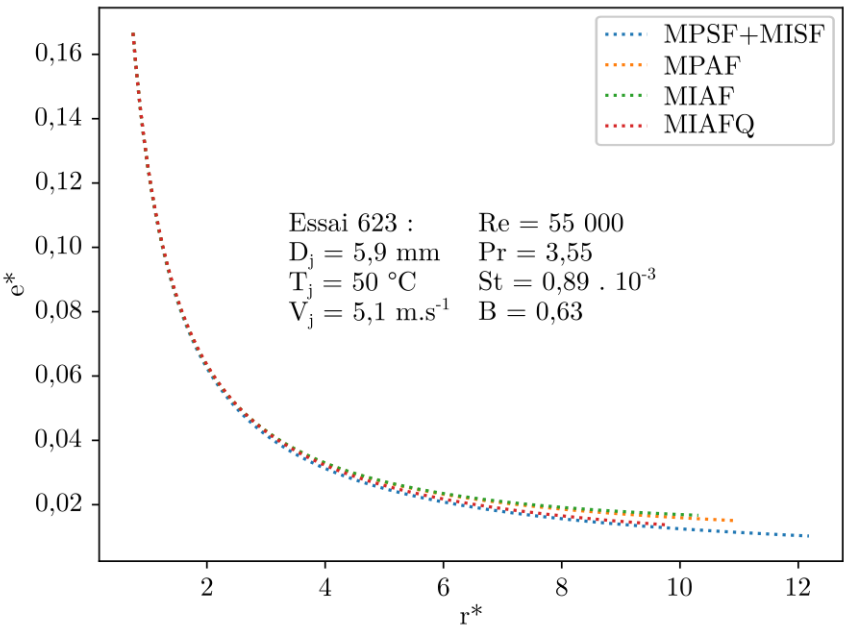

FIGURE 5.9 – Évolution de l'épaisseur adimensionnée du film liquide $e^* = \frac{e}{D_j}$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ prévu par les différents modèles présentés en section 5.1.4 dans le cas de l'expérience 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$). Les modèles représentés sont : le Modèle Planaire Sans Fonte – MPSF, Éqs. (5.50) –, le Modèle Incurvé Sans Fonte – MISF, Éqs. (5.56) –, le Modèle Planaire Avec Fonte – MPAF, Éqs. (5.58) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte – MIAF, Éqs. (5.59) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68).

pour les essais HAnSoLO, que l'adéquation est moins bonne que pour le modèle incurvé sans fonte dont les valeurs sont comparées aux résultats expérimentaux au sein du tableau 5.1. Néanmoins, les valeurs restent relativement proches des valeurs mesurées et l'expression utilisée – Éq. (5.77) – est très simple. Il peut donc être intéressant de l'utiliser en première approche. Les différences entre le modèle à grand nombre de Froude et les résultats expérimentaux peuvent provenir du fait que supprimer le membre de droite de l'équation (5.67) supprime aussi, dans l'équation, l'effet de la courbure de l'interface et l'on trouve alors des valeurs proches de celles obtenues avec le modèle planaire sans fonte. On remarque de même que les valeurs de largeurs maximales, obtenues pour les essais JIMEC en utilisant l'équation (5.77), sont bien supérieures aux valeurs estimées à partir des résultats expérimentaux. Néanmoins, on remarque que si l'on utilise l'équation (5.81) qui fait appel à la corrélation de Sato *et al.* [13] – Éq. (2.90) – pour estimer le coefficient d'échange convectif, alors les largeurs maximales de cavité calculées sont proches de celles estimées à partir des résultats expérimentaux. Ce rapprochement peut provenir du fait que le coefficient d'échange convectif estimé par le biais de la corrélation de Sato *et al.* [13] est supérieur au coefficient d'échange calculé au point d'impact– *cf.*

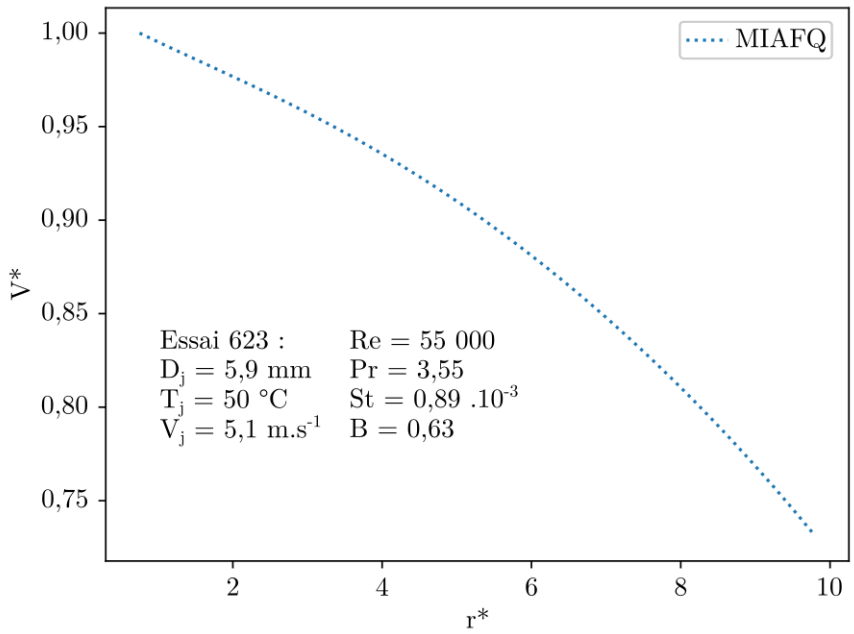

FIGURE 5.10 – Évolution de la vitesse adimensionnée du fluide $V^* = \frac{V}{V_j}$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ prévu par le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68).

tableau 4.7.

Conclusions

Dans cette section nous avons présenté de nouveaux modèles à coefficient d'échange convectif constant. Notamment, nous avons pris en compte la fonte directement dans les équations de bilan. Nous avons aussi développé un modèle prenant en compte la variation de vitesse du fluide due à la gravité lors de sa remontée le long de la cavité Nous avons montré qu'en dehors de l'épaulement, la prise en compte de la fonte permettait d'obtenir une estimation de la forme de la cavité encore plus proche de la réalité. Ceci est d'autant plus vrai pour les essais pour lesquels la zone laminaire n'est pas visible. Ces modèles montrent aussi l'importance centrale qu'ont les nombres de Stanton et de fonte B dans l'étude de la forme de la cavité.

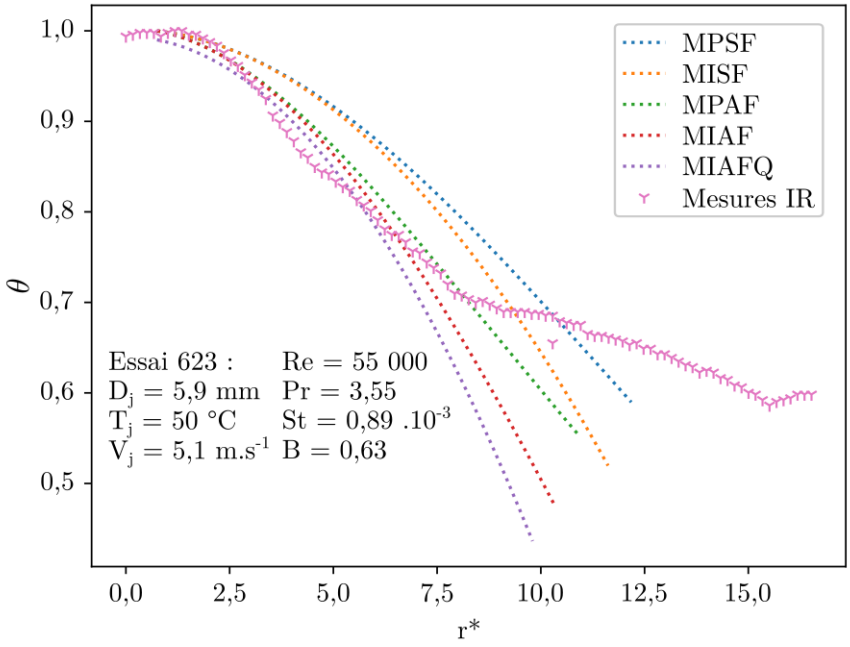

FIGURE 5.11 – Évolution de la température adimensionnée du film liquide $\theta = \frac{T-T_{s,f}}{T_j-T_{s,f}}$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ prévue par les différents modèles présentés en section 5.1.4 dans le cas de l'expérience 623 ($St = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,63$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$). Les modèles représentés sont : le Modèle Planaire Sans Fonte – MPSF, Éqs. (5.50) –, le Modèle Incurvé Sans Fonte – MISF, Éqs. (5.56) –, le Modèle Planaire Avec Fonte – MPAF, Éqs. (5.58) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte – MIAF, Éqs. (5.59) –, le Modèle Incurvé Avec Fonte et Quantité de mouvement – MIAFQ, Éqs. (5.68). Les mesures IR de température de surface du film liquide effectuées pour cet essai à $t^* = 0,75$ sont aussi rapportées.

Réf.	St $\times 10^{-3}$	$r^*_{exp,pe}$	$r^*_{max,MIAFQ}$
611	$1,99$	$5,7 \pm 1,7$	$11,2$
613	$1,02$	$11,4 \pm 0,3$	$15,7$
614	$0,79$	$14,0 \pm 2,3$	$17,8$
615	$0,73$	$15,0 \pm 1,2$	$18,5$
621	$1,95$	$6,1 \pm 1,0$	$11,3$
622	$1,34$	$9,3 \pm 2,4$	$13,7$
623	$0,89$	$11,7 \pm 1,0$	$16,8$
624	$0,75$	$12,0 \pm 0,8$	$18,3$
625	$0,72$	$12,1 \pm 0,6$	$18,6$
631	$1,99$	$4,7 \pm 0,8$	$11,2$
632	$1,29$	$7,0 \pm 0,8$	$13,9$
633	$1,06$	$9,1 \pm 1,2$	$15,4$
634	$0,80$	$11,9 \pm 1,6$	$17,7$
635	$0,92$	$11,6 \pm 2,0$	$16,5$
1011	$1,44$	$4,4 \pm 1,6$	$13,2$
1012	$1,06$	$9,1 \pm 1,1$	$15,4$
1021	$1,73$	$3,7 \pm 2,1$	$12,0$
1022	$1,14$	$6,8 \pm 0,8$	$14,8$
1023	$0,78$	$9,8 \pm 0,6$	$17,9$
1031	$1,26$	$6,9 \pm 0,6$	$14,1$
1032	$1,05$	$7,8 \pm 1,3$	$15,4$

TABLE 5.3 – Comparaison des largeurs radiales de la cavité – $r^* = r/D_j$ – expérimentales obtenues pour les expériences HAnSoLO au moment du passage en « pool-effect », et du rayon maximal déterminé en utilisant le modèle prenant en compte la quantité de mouvement à grands nombres de Froude $r_{max,MIAFQ}$ – Éq. (5.77). Le nombre de Stanton est aussi rapporté. Le h utilisé pour le calcul du Stanton est celui obtenu expérimentalement – *cf.* tableau 4.5. Seules sont considérées les expériences pour lesquelles il est possible d'obtenir une mesure correcte de la largeur de la cavité au moment du passage en « pool-effect ».

Réf.	St $\times 10^{-3}$	$r^*_{exp,pe}$	$r^*_{max,MIAFQ}$	$r^*_{max,Sato}$
JIMEC-1	$0,87$	$4,59$	$17,0$	$5,15$
JIMEC-2	$0,81$	$4,94$	$17,6$	$5,07$

TABLE 5.4 – Comparaison des largeurs de cavité $r^* = \frac{r}{D_j}$ déterminées au moment du passage en « pool-effect » pour les essais JIMEC avec les largeurs maximales $r_{max,MIAFQ}$ et $r_{max,Sato}$ respectivement déterminées en utilisant le modèle prenant en compte la quantité de mouvement à grands nombres de Froude – Éq. (5.77) – et en utilisant la relation (5.79) qui en plus fait appelle à la corrélation de Sato *et al.* [13] pour la détermination *a priori* du h. Le nombre de Stanton est aussi rapporté. Pour le calcul du nombre de Stanton, les coefficients d'échange convectif obtenus expérimentalement sont utilisés – *cf.* section 4.3.1.

5.2 Analyse de la forme de la cavité

Dans cette section la forme de la cavité et son évolution sont analysées par traitement d'images.

5.2.1 Procédure de traitement d'image

Pour obtenir les points appartenant au contour de la cavité, une procédure d'analyse d'image dédiée a été élaborée. Une partie des points abordés en section 4.2 restent valident ici. Nous allons les lister sans pour autant les détailler à nouveau.

La même synchronisation que pour l'analyse selon l'axe du jet est utilisée ici. Elle permet de faire la conversion entre l'indice d'une image et le temps écoulé depuis l'impact du jet. Sur l'image avant traitement, des points importants sont repérés. La position de l'axe du jet est obtenue en repérant les bords du jet, sur l'image correspondant au moment de son impact sur le bloc solide. Une fenêtre d'analyse est alors définie. Elle est définie grâce au repérage des points suivants :

- L'horizontale correspondant à la profondeur minimale analysable ;
- Une horizontale définissant une profondeur maximale d'analyse supérieure à la profondeur maximale de la cavité ;
- Une verticale définissant le bord droit ;
- Une verticale définissant le bord gauche.

Pour les opérations d'analyse d'image, seule la partie de l'image correspondant à la fenêtre d'analyse est considérée.

Les images ont été enregistrées en format 8 bits. Donc, elles possèdent 256 niveaux de gris entre 0 et 255. Les opérations décrites ici sont réalisées à l'aide de Python 3 et de la librairie Scikit-Image [87]. Le traitement se déroule alors de la manière suivante.

- La première étape consiste à déterminer une image de fond. L'image de fond est construite en prenant la moyenne des images prises avant l'impact du jet.
- On réduit l'image analysée à la fenêtre d'analyse.
- On lui soustrait le fond et l'on prend la valeur absolue du résultat.
- On répète les deux dernières opérations sur N_m images et l'on en prend la moyenne. C'est-à-dire, que l'on crée une image dont les intensités correspondent à la valeur absolue de l'écart des intensités moyennes des N_m images à l'image de fond.
- On applique un seuil fixe. L'image est alors segmentée en deux régions : celle pour laquelle l'intensité des pixels est inférieure ou égale au seuil, elle correspond au fond de l'image, et celle pour laquelle l'intensité des pixels est supérieure au seuil, qui correspond à la zone d'intérêt – la cavité. L'image est alors un tableau de valeurs binaires. Les pixels appartenant au fond de l'image ont pour valeur FAUX. Les autres ont pour valeur VRAI.

— Les ensembles de pixels VRAI dont l'aire est inférieure à une certaine valeur A_{min} sont supprimés. La valeur des pixels correspondants est mise à FAUX. Cette opération permet de supprimer d'éventuelles éclaboussures.

— On effectue une dilatation morphologique [98]. On utilise un disque comme élément structurant. Lors de cette opération, les éventuelles hachures de l'interface sont connectées. Pour réaliser une dilatation, il faut définir un élément structurant, qui est une matrice dont les valeurs sont 1 ou 0 [10], dont la répartition dépend de la forme de l'élément structurant. Ci-dessous, deux éléments structurants sont présentés. Le premier correspond à un disque, le second à une croix, les deux ont un rayon de 2 px.

$$disque(2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad ; \qquad croix(2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

La dilatation consiste alors à mettre à VRAI la valeur de tous les pixels de l'image binarisée analysée tels que, lorsque l'élément structurant est centré dessus, alors il intersecte au moins un pixel de l'image binarisée dont la valeur est VRAI. Imaginons une image représentée par le tableau suivant :

$$img = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{5.82}$$

Sa dilatation par une croix de rayon 1 px – Éq. (5.83) – donne la matrice (5.84).

$$croix(1) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{5.83}$$

$$dilatation(img) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{5.84}$$

— On remplit les petits « trous ». Donc, les ensembles de pixels détectés comme appartenant au fond de l'image – valeur à FAUX – entourés de pixels de la zone d'intérêt – valeur à VRAI –, sont englobés dans la zone d'intérêt. Leur valeur est passée à VRAI.

10. Valeurs correspondant respectivement à VRAI ou FAUX dans le cas d'une image binarisée.

— On effectue une érosion morphologique [98]. On utilise le même élément structurant que pour la dilatation, ce qui permet d'annuler les effets de la dilatation là où la cavité était déjà lisse. L'érosion morphologique fonctionne de la même manière que la dilatation, mais seuls gardent VRAI pour valeur les pixels de l'image analysée dont la valeur est VRAI et pour lesquels, lorsque l'élément structurant est centré dessus, il n'intersecte aucun pixel de l'image analysée ayant pour valeur FAUX. En reprenant l'exemple précédent, l'érosion de l'image représentée par la matrice (5.82) par l'élément structurant (5.83) donne la matrice suivante :

$$érosion(img) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{5.85}$$

En plus du lissage de la cavité, que les trois dernières opérations de la procédure de traitement apportent, celles-ci permettent de « fermer » la cavité lorsque le contour présente des « trous ». Cette fermeture est illustrée en figure 5.12, dans le cas de l'essai 631 pour $t^* = 4,6$. En effet, du fait des différences de contraste que l'on peut obtenir le long de la cavité, notamment en « pool-effect », il se peut que certaines parties de l'interface n'aient pas un contraste suffisant par rapport au seuil. Elles seront donc classées comme appartenant au fond. La procédure de détection de contour va donc suivre l'interface et donner une interface à l'intérieur de la cavité, ce qui fausserait les calculs.

La succession des opérations décrites ici est illustrée en figure 5.12, dans le cas de l'essai 631 à $t^* = 4,6$.

Ensuite, la liste des pixels appartenant au contour de la cavité est déterminée à l'aide de l'algorithme des « marching squares » implémenté dans la librairie Scikit-Image [11] [87]. Cet algorithme est une version 2D de celui des « marching cubes » [99]. Il permet de déterminer, sur une image, les points appartenant à une courbe d'isovaleur. Les points sont ordonnés, ce qui facilite le traitement. Dans notre cas, l'image ne contient que des booléens. Donc il n'y a que deux valeurs possibles. Elles sont assimilées à 0 pour FAUX et 1 pour VRAI. Le contour correspond à la courbe d'isovaleur $0,5$. Dans cette configuration, l'algorithme se déroule de la manière suivante. Le centre de chaque pixel est supposé être le sommet d'un carré. Si la valeur aux quatre sommets d'un carré n'est pas la même, alors la courbe d'isovaleur passe dans le carré. La position des points d'intersection entre la courbe d'isovaleur et les côtés du carré est déterminée par interpolation linéaire entre les sommets. Ce sont ces points que l'algorithme retourne.

11. Fonction : *skimage.measure.find_contour*

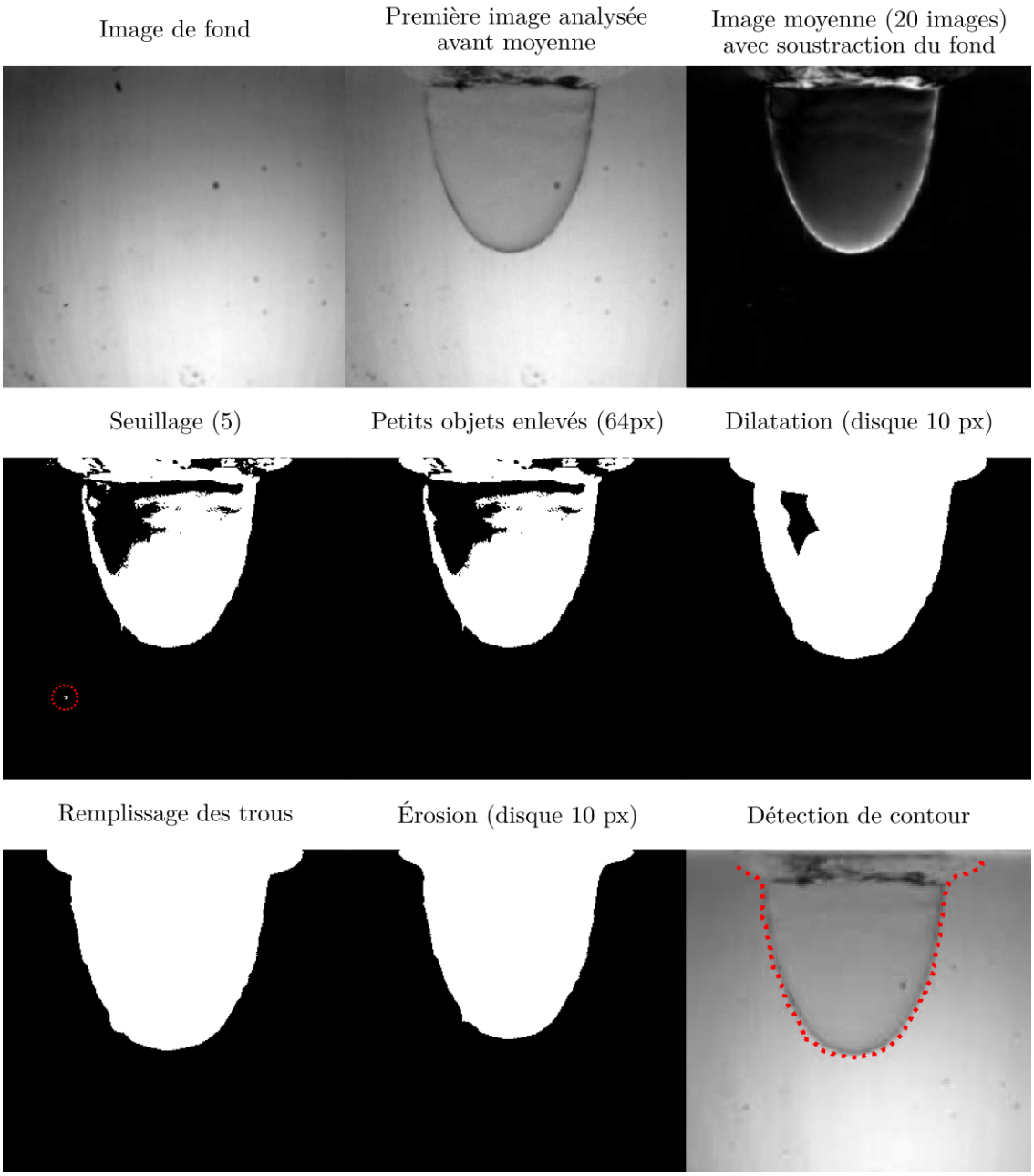

FIGURE 5.12 – Illustration des différentes étapes de la procédure de traitement d'images utilisée dans le but d'obtenir le contour de la cavité. L'essai représenté est l'essai 631 à $t^* = 4,6$. 20 images ont été utilisées pour la moyenne. Le seuil fixe était de 5. L'aire minimale des objets gardés était de 64 px. L'élément structurant utilisé pour les opérations de dilatation et d'érosion était un disque de rayon 10 px.

Lors de la procédure de traitement le nombre d'images utilisées pour réaliser la moyenne a été fixé à 20. Les valeurs du seuil, de la taille de l'élément structurant utilisé pour la dilatation et l'érosion ainsi que la valeur de A_{min} ont été déterminées empiriquement en comparant le contour détecté aux images obtenues par le biais de la caméra rapide.

5.2.2 Évolution de la forme de la cavité

En régime d'ablation en film

Dans la section 4.1.1 nous avons avancé l'hypothèse que la forme de la cavité était autosimilaire – *cf.* figure 4.7 –, lors du régime d'ablation en film. Avec l'obtention du contour de la cavité durant ce régime d'ablation il est possible de vérifier cette hypothèse. Il faut noter que les contours obtenus sont limités par la zone aveugle discutée en section 3.2.5. Elle est due notamment à la présence d'éléments de protection de l'axe de vue. Des exemples représentatifs des différents types de cavités rencontrés sont disponibles en figure 5.13. La hauteur de cavité, mesurée à partir du point le plus bas adimensionné par le diamètre du jet $(Z_{max} - Z)/D_j$, y est rapportée en fonction de $r^* = r/D_j$. La colonne de gauche correspond à des essais réalisés avec une buse de 6 mm et celle de droite a des expériences effectuées avec une buse de 10 mm de diamètre. La première ligne correspond à des essais réalisés à basse vitesse : $1,5\ m.s^{-1}$ pour l'essai 611 et $2,8\ m.s^{-1}$ pour l'essai 1022. L'épaulement n'est pas visible pour tous les t^*, car il se situe initialement dans la zone aveugle. On remarque que les contours se superposent. De même, pour les essais 623 et 1023 réalisés avec une vitesse de jet de consigne de $5\ m.s^{-1}$, les contours se superposent et l'épaulement reste au même endroit. Nous avons aussi rapporté les contours pour les essais 634 – $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$ – et 1014 – $V_j = 10,1\ m.s^{-1}$. On constate encore que les contours se superposent. Cette superposition est observée dans les cas où l'épaulement est bien distinct de la zone d'impact – essais 611, 1022 et 623 – mais aussi pour les expériences pour lesquelles il est très proche de la zone d'impact, voire se confond avec elle – essais 1023, 634 et 1014.

Il nous faut citer plusieurs cas pour lesquels les contours ne se superposent pas totalement. Ce sont les essais 622, 1012, 635 et 1031. Les contours correspondant aux expériences 622, 1012 et 635 sont disponibles en figure 5.14. Pour les essais 622 et 1012, les contours se superposent jusqu'à l'épaulement, mais la position de l'épaulement évolue au cours du temps. Ces deux essais font partie de ceux pour lesquels il y a formation d'une nappe liquide cohérente – *cf.* section 4.1.5. La liste des temps d'existence de la nappe liquide cohérente, pour les différents essais, est disponible au sein du tableau 4.2. Pour l'essai 622, la nappe liquide se maintient entre $t^* = 0,52$ et $t^* = 0,73$. C'est sur cet intervalle de temps que l'on constate la plus grande évolution de la position de l'épaulement. La nappe liquide cohérente est présente de $t^* = 0,31$ à $t^* = 1$ pour l'essai 1012. L'épaulement n'est visible qu'à partir de $t^* = 0,70$, car avant il se situe dans la zone aveugle. Sa position évolue au cours du temps et les contours changent de pente après l'épaulement.

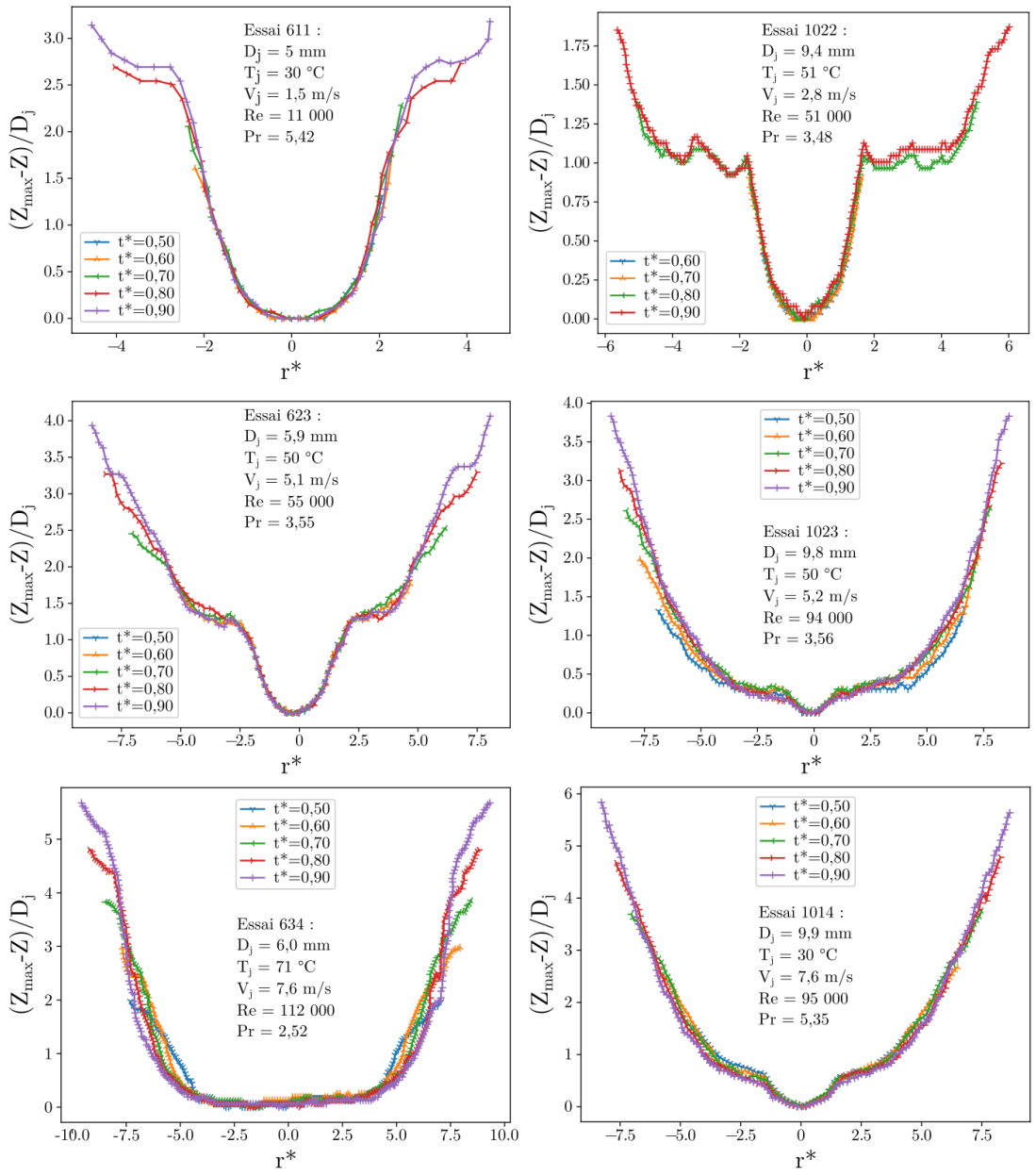

FIGURE 5.13 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en régime d'ablation en film. Six essais HAnSoLO ont été sélectionnés, trois pour une buse de 6 mm et trois pour une buse de 10 mm. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées sur les graphiques.

Si l'on fait l'hypothèse que la nappe cohérente se détache de la cavité au niveau de l'épaulement, la cavité n'est plus en contact avec le liquide dans la zone se situant après le détachement de la nappe liquide. La cavité arrête de se creuser au-delà du détachement de la nappe et elle semble devenir de plus en plus verticale au cours du temps. Pour l'essai 622, on ne constate pas de changement immédiat de la forme de la cavité après l'épaulement, ce qui peut être dû à la forme réelle de la cavité au niveau de l'épaulement et à l'erreur de projection, toutes deux détaillées en section 4.1.2. Des nappes liquides cohérentes ont été observées pour d'autres expériences. Pour toutes, sauf l'expérience 613, l'épaulement se trouve dans la zone aveugle sur l'intervalle d'existence de la nappe liquide cohérente. L'influence de la nappe liquide sur la position de l'épaulement n'est donc pas visible pour ces expériences. Pour l'essai 613, la nappe liquide apparaît pour $t^* = 0,15$ et ne disparaît qu'au moment de la transition vers le « pool-effect ». On ne constate pas d'épaulement pour cette expérience, ce qui peut être lié à l'existence prolongée de la nappe liquide.

Pour l'essai 635, on constate un resserrement de la zone d'impact. Pour cette expérience, de l'eau retombe dans la cavité avant le « pool-effect » à partir de $t^* = 0,44$. Il se peut que l'eau retombant dans la cavité soit responsable du resserrement visible pour $t^* = 0,9$. Pour l'essai 1031, de l'eau vient remplir l'épaulement avant le passage en « pool-effect » – *cf.* figure 4.8. La partie de la cavité se trouvant entre le point d'impact et l'épaulement devient alors visible et la dynamique d'ablation change dans la zone de l'épaulement alors remplie de liquide.

Pour les essais présentés au sein de la figure 5.13, on constate que l'épaulement prend fin pour $r^* \approx 5$, pour tous les essais, sauf l'essai 611 pour lequel il est plus difficile de juger. Ce comportement se retrouve pour les essais pour lesquels une nappe fragmentée existe pendant la phase d'ablation, ce qui couvre les essais pour lesquels seule une nappe fragmentée existe, ainsi que ceux pour lesquels une nappe liquide cohérente existe qui ne se maintient pas jusqu'au « pool-effect » – *cf.* tableau 4.2. Lienhard [31] indique que, lorsque des jets corrugués impactent une paroi plane, des gouttelettes se détachent du film liquide sur une bande d'extension radiale réduite, et dont la position radiale est d'environ $r^* = 4,5$. Il est possible que la réduction de vitesse locale d'ablation, traduite par la fin de l'épaulement, soit, au moins en partie, due au départ de gouttelettes de la surface du film liquide, car elles emportent avec elles de l'énergie thermique qui ne pourra servir à faire fondre la paroi.

Une comparaison des contours de cavité a aussi été réalisée pour les essais JIMEC, décrits en annexe E et dans le rapport [74]. Elle est disponible en figure 5.15. On peut tout d'abord observer la zone d'impact. Pour l'expérience JIMEC-1, on constate une zone relativement plate qui s'étend sur l'intervalle $\frac{r}{D_j} \in [0 - 1,86]$. De même, pour l'expérience JIMEC-2 on constate une zone relativement plate qui s'étend sur l'intervalle $\frac{r}{D_j} \in [0 - 1,07]$. On considère que les variations de profondeurs constatées sur ces intervalles sont dues, en majeure partie, aux incertitudes sur le placement des thermocouples,

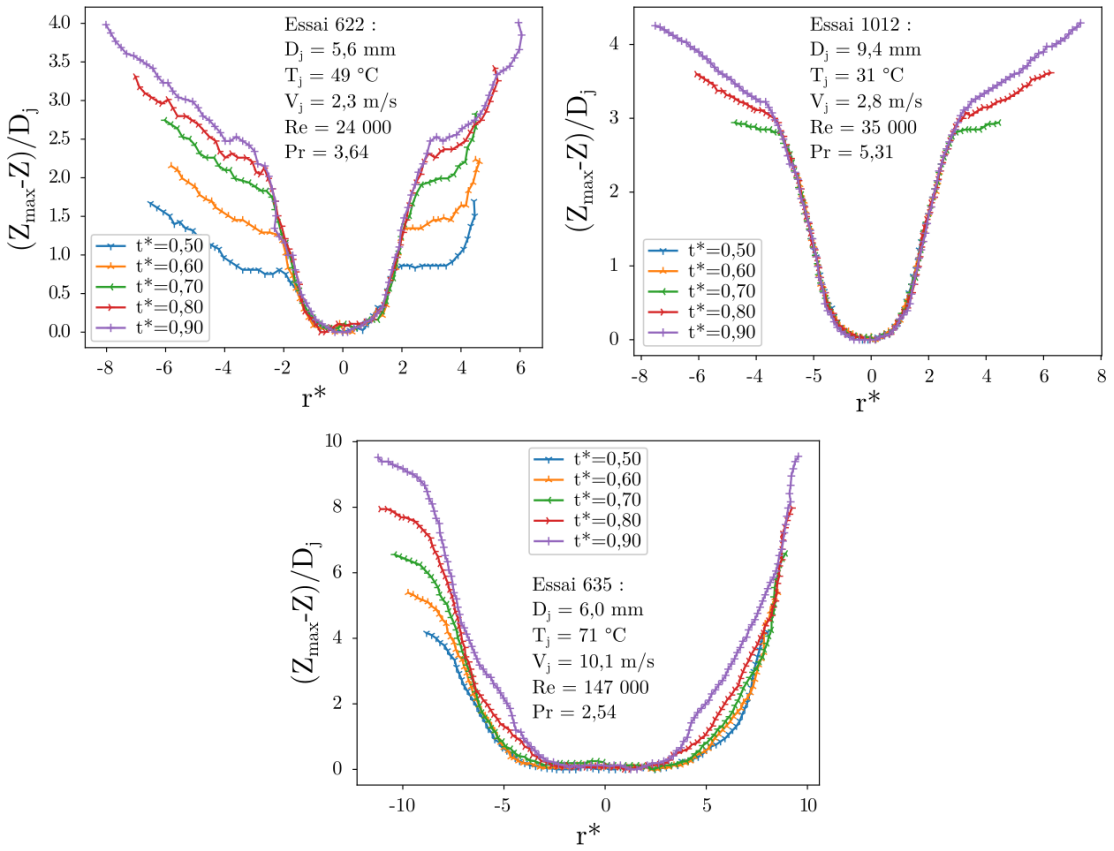

FIGURE 5.14 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir du point le plus bas de la cavité, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en régime d'ablation en film pour trois essais pour lesquels la superposition des contours est moins bonne. Pour l'expérience 622, le liquide sort de la cavité sous forme de nappe cohérente entre $t^* = 0,52$ et $t^* = 0,73$. Pour l'expérience 1012, une nappe liquide cohérente est présente de $t^* = 0,31$ à $t^* = 1$. Pour l'essai 635, de grandes quantités d'eau retombent dans la cavité dès $t^* = 0,44$.

et aussi au fait que la position de l'interface est obtenue par interpolation linéaire entre les temps de destruction des thermocouples. L'extension radiale de cette zone est supérieure, dans les deux cas, à celle de la zone de stagnation prévue par Stevens *et al.* [1] : $0,75 \cdot D_j$ et par Lienhard [31] : $0,787 \cdot D_j$. On ne constate pas non plus d'épaulement au sein des contours de cavités pour les essais JIMEC. Les nombres de Reynolds sont supérieurs – 402 000 et 277 000 – à ceux des essais HAnSoLO – 147 000. Ils sont bien supérieurs au nombre de Reynolds de transition défini en section 4.1.3 – 66 500. Aussi, Stevens *et al.* [1] rapportent que la distance radiale, adimensionnée par le diamètre du jet, pour laquelle l'écoulement redevient turbulent dans le film liquide, diminue lorsque le diamètre du jet augmente. Il se peut alors que le film liquide ait été turbulent dès sa

sortie de la zone de stagnation. Il se peut aussi qu'il le soit devenu sur une distance radiale trop proche du jet pour qu'il nous soit possible de le voir sur les contours, du fait de l'espacement des thermocouples. Le nombre de Prandtl compare le temps caractéristique de diffusion thermique au temps caractéristique de diffusion de la quantité de mouvement. Les métaux liquides possèdent des nombres de Prandtl inférieurs à $1 - 0,064$ pour l'acier 304 de JIMEC – tandis que le nombre de Prandtl de l'eau est compris entre $2,5$ et $7,0$ pour nos essais. Donc, il se peut aussi que le film liquide soit laminaire à l'impact, puis redevienne turbulent, mais que la transition ne soit pas visible, car elle n'entraîne pas d'augmentation significative des transferts thermiques [25]. Ce qui peut expliquer pourquoi on ne voit ni de transition aux environs de $\frac{r}{D_j} = 0,75$ ni d'épaulement.

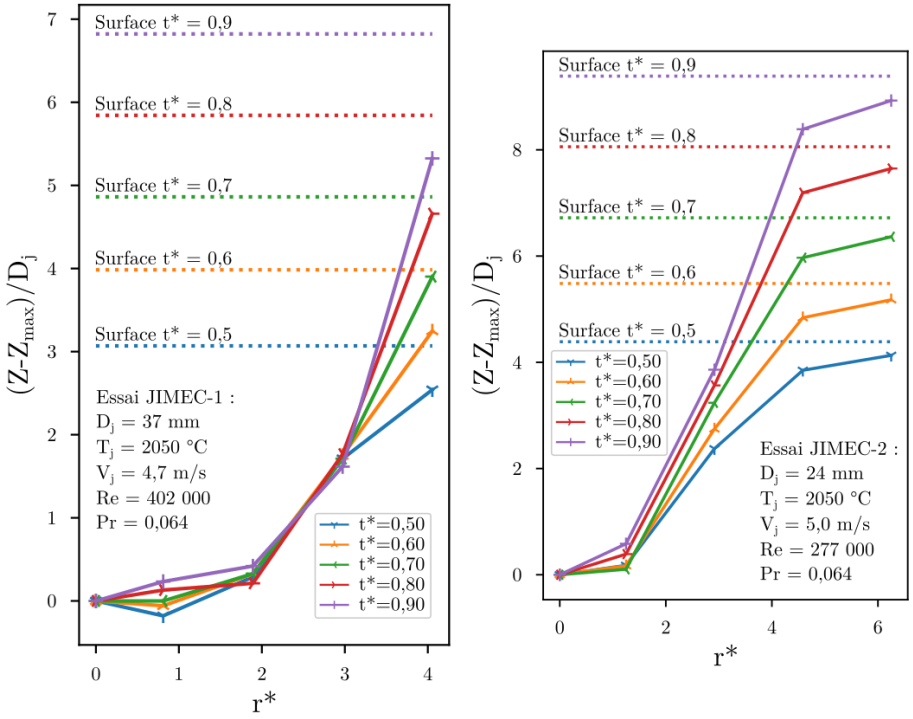

FIGURE 5.15 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$ en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$ en régime d'ablation en film, pour les deux essais JIMEC. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques, de même que la position de la surface à chaque t^* représenté.

Pour l'essai JIMEC-1, les contours se superposent, jusqu'à la quatrième colonne de thermocouples : $\frac{r}{D_j} = 2,97$. Pour l'expérience JIMEC-2, les courbes ne se superposent pas aussi bien que pour les expériences HAnSoLO ou JIMEC-1. Néanmoins, les profils suivent des courbes proches pour $\frac{r}{D_j} \leqslant 2,92$, et l'on peut considérer le profil comme

autosimilaire jusqu'à cette limite. Pour cette expérience, les deux dernières colonnes de thermocouples sont proches de la surface. Ce sont aussi les points pour lesquels les contours de cavité sont les plus éloignés les uns des autres. On note aussi une inflexion pour les essais JIMEC. Le liquide s'échappait de la cavité sous forme de nappe fragmentée qui n'était pas parallèle à la surface. Donc, il est probable que cette zone de la cavité ne soit pas représentative de l'ablation en régime de film. L'inflexion peut être générée par un effet de bord dû à la présence de la surface du bloc. Cette inflexion n'est en général pas visible sur les visualisations des essais HAnSoLO, car elle se trouve dans la zone aveugle. Elle est néanmoins visible en figure 5.14, sur les contours de l'expérience 635. De même, le point s'éloignant le plus des autres sur les contours rapportés pour l'essai JIMEC-1, est le plus proche de la surface du bloc. Il est également intéressant de constater que la cavité semble arrêter de se creuser pour $r^* \approx 4-5$ – *cf.* fig. 5.15. C'est cohérent avec la valeur de rayon maximal de la cavité – *cf.* Éq. (5.81) et tab. 5.4 – obtenu en considérant une version simplifiée du système d'équations représentant le modèle incurvé avec fonte et quantité de mouvement – Éq. (5.68) –, ainsi que la corrélation de Sato *et al.* [13] – Éq. (2.90).

On peut donc conclure qu'avant la transition vers le « pool-effect », les contours de la cavité formée par l'ablation, sont autosimilaires tant qu'il n'y a, ni nappe liquide cohérente, ni retombée de liquide au sein de la cavité. Cette constatation est en accord avec l'analyse des profils de température de surface en régime d'ablation en film, effectuée en section 4.1.8 . De plus, même s'il y a existence d'une nappe liquide cohérente, la cavité reste autosimilaire jusqu'à l'épaulement.

En « pool-effect »

Dans la section précédente, nous avons établi que la forme de la cavité était autosimilaire durant le régime d'ablation en film. Ici les formes de cavité en « pool-effect » sont présentées et commentées.

Tout d'abord, on peut s'intéresser aux essais pour lesquels il n'y a que peu, voire pas, d'entraînement de gaz. Ces expériences sont celles réalisées aux plus basses vitesses. Les vitesses de jet à l'impact étaient d'environ $1,5\ m.s^{-1}$ pour ces expériences. Le nombre de Weber du jet dans ces expériences était inférieur à 400. Il s'agit des expériences : 611 ($Re = 11\ 000$, $We = 185$, $T_j = 30\ ^oC$), 621 ($Re = 13\ 000$, $We = 131$, $T_j = 48\ ^oC$), 631 ($Re = 19\ 000$, $We = 170$, $T_j = 67\ ^oC$) réalisées avec une buse de 6 mm ainsi que des expériences : 1011 ($Re = 19\ 000$, $We = 347$, $T_j = 30\ ^oC$), 1021 ($Re = 29\ 000$, $We = 385$, $T_j = 50\ ^oC$) et 1031 ($Re = 38\ 000$, $We = 388$, $T_j = 68\ ^oC$) réalisées avec une buse de 10 mm. Les évolutions de la hauteur de la cavité mesurée à partir du point d'impact adimensionnée par le diamètre du jet $\frac{Z_{max}-Z}{D_j}$ en fonction de la distance radiale à l'axe du jet $r^* = \frac{r}{D_j}$ sont disponibles en figure 5.16 pour ces expériences. Pour les comparaisons nous avons choisi de tracer six contours régulièrement espacés entre $t^* = 0,9$ et le temps

maximum pour lequel la cavité est analysable. Les valeurs de $t_2^* = \frac{(t-t_{pe})V_f}{D_j}$ sont aussi rapportées pour permettre des comparaisons avec les figures 4.43 et 4.44.

Pour les essais réalisés avec une buse de 6 mm, on note un élargissement progressif de la cavité au cours du temps. Cet élargissement traduit des transferts thermiques plus uniformes au sein de la cavité. Pour ces essais, aucune augmentation de vitesse d'ablation n'est constatée en « pool-effect ». Cette meilleure répartition des transferts thermiques est cohérente avec le développement d'un jet submergé qui s'élargit à mesure qu'il pénètre plus profondément dans le bain liquide. De plus, le liquide remontant échange avec le jet. Il ralentit le jet d'autant plus en remontant, ce qui peut entraîner un élargissement plus conséquent. Il échange aussi de la chaleur, ce qui tend à réduire la température du jet à l'impact et augmenter celle du fluide remontant. On note deux zones distinctes au sein de la cavité. Ces deux zones sont repérées pour les essais 611 et 1011 au sein de la figure 5.16. Une première zone entoure l'impact, elle se termine par un point d'inflexion suivi d'un évasement de la cavité. On l'appellera zone principale. L'évasement final de la cavité est sûrement une zone de sortie du fluide, qui après être remonté, atteint la surface avant de s'écouler latéralement puis arrive au bord du bloc impacté pour se déverser sur le côté. On appellera cette zone, zone de sortie. Dans cette zone, la vitesse est moins importante qu'au sein de la cavité. Les transferts s'en trouvent diminués. Ce qui peut expliquer pourquoi la distance entre le fond de la cavité et le point d'inflexion séparant la zone principale de la zone de sortie augmente au cours du temps.

Les deux zones identifiées sont aussi présentes pour les essais sans entraînement de gaz avec une buse de 10 mm. On ne remarque pas d'élargissement flagrant de la zone principale de la cavité pour les expériences réalisées avec un diamètre de buse de 10 mm. Au contraire, la forme de la cavité semble être autosimilaire dans la zone principale. On peut avancer plusieurs hypothèses pour expliquer cette différence de comportement. On remarque que le nombre de Weber des jets réalisés avec une buse de 10 mm sont inférieurs à 400, mais restent proches de cette valeur. L'entraînement de gaz reste intermittent, mais il se peut que plus de temps soit nécessaire pour stabiliser la cavité au moment de l'effondrement, et pour arriver à une situation similaire à celle obtenue avec une buse plus petite. Dans le chapitre précédent nous avons rapporté l'évolution de $Z_2^* = \frac{Z-b-V_f \cdot t_{pe}}{D_j}$ en fonction de $t_2^* = \frac{(t-t_{pe})V_f}{D_j}$ au sein des figures 4.43 et 4.44. Nous avions remarqué que les courbes correspondant aux essais réalisés avec une buse de 10 mm restaient proches de la bissectrice, ce qui signifie que les évolutions de vitesse de fonte sont moins rapides. On remarque, sur les contours, que la hauteur de la zone principale des cavités obtenues, adimensionnée par le diamètre du jet, est plus petite avec une buse de 10 mm que lorsqu'une buse de 6 mm est utilisée. Le profil de vitesse d'un jet submergé évolue en fonction de Z/D_j. Il est donc possible que les cavités correspondant aux essais effectués avec une buse de 10 mm ne soient pas assez profondes pour permettre d'avoir la même diffusion radiale du profil de vitesse que pour ceux réalisés avec une buse de 6 mm.

Les contours obtenus pour les autres essais sont disponibles en figure 5.17 pour une vitesse de jet d'environ $2,5\ m.s^{-1}$, en figure 5.18 pour une vitesse de jet d'environ $5,0\ m.s^{-1}$, en figure 5.19 pour une vitesse de jet d'environ $7,5\ m.s^{-1}$, et en figure 5.20 pour une vitesse de jet d'environ $10\ m.s^{-1}$. On constate toujours la présence des deux zones décrites plus tôt : zone principale et zone de sortie. On constate un léger élargissement de la zone principale pour les expériences 612, 622, 632 et 1012. Cet élargissement est potentiellement dû au comportement du panache de bulles au sein de la cavité. La figure 5.21 compare les visualisations correspondant aux derniers temps enregistrés analysables pour les essais 611, 632 et 633. Une photographie extraite de Clanet *et al.* [70], représentant l'entraînement d'air par un jet d'eau dans un bain d'eau, est aussi reproduite en figure 5.21 en bas à droite. On remarque que, pour l'essai 632, le panache semble plus proche de ce que l'on attend lors de l'entraînement de gaz dans un bain de dimension infinie – fig. 5.21 – que pour l'essai 633. Aussi la forme de la cavité se rapproche de celle obtenue en fin de l'essai 611. Les mêmes constatations peuvent être faites pour les essais 612, 622 et 1012. Il est donc probable que, pour les grandes profondeurs de pénétration, on tende vers un comportement comparable à celui observé sans entraînement de gaz pour tous les essais.

Pour tous les autres essais, sauf l'essai 635 qui sera traité à part, on constate que la forme de la cavité tend vers une forme autosimilaire. Cette autosimilarité sous-entend que les transferts évoluent au cours du temps de manière autosimilaire. Il est à noter que le profil de vitesse d'un jet submergé est lui aussi autosimilaire. Il se peut donc qu'en « pool-effect », et malgré l'entraînement de gaz les profils de vitesse et de température prennent une forme autosimilaire.

La zone de sortie est présente pour toutes les expériences, mais n'est pas forcément visible sur les contours. On constate un resserrement de la cavité autour de la zone d'impact du jet, notamment pour les essais pour lesquels la zone d'impact est très plate, c'est-à-dire ceux effectués avec des nombres de Reynolds de jet supérieurs à 66 000. La forme aplatie de la cavité, lors du régime d'ablation en film, est due au fait que le film liquide se développant à l'interface solide / liquide, redevient turbulent à une distance radiale proche du jet et que les transferts thermiques augmentent tellement que la profondeur de la cavité au point le plus bas de l'épaulement est comparable à celle au point d'impact ; or, en « pool-effect », le liquide provenant du jet interagit avec le bain liquide, ce qui peut le ralentir et le refroidir. Ainsi, radialement les transferts sont moins intenses et la vitesse de fonte diminue. On constate aussi que les formes de cavité deviennent plus verticales comparées à celles observées au cours du régime d'ablation en film.

Pour l'essai 635, on constate un resserrement, mais ensuite on observe un élargissement de la cavité autour de la zone d'impact du jet au fond de la cavité. Cette expérience fait partie des plus longues et des profondeurs d'ablation les plus grandes. Cette constatation tend à confirmer l'existence d'un régime d'ablation pour lequel la zone d'impact du jet s'élargirait à la suite d'un régime pour lequel la cavité est de géométrie autosimilaire.

Il semblerait que l'entraînement de gaz joue sur la transition vers ce potentiel nouveau régime d'ablation.

L'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée depuis le point d'impact, en « pool-effect », pour l'expérience JIMEC-2, est disponible en figure 5.22. Les expériences JIMEC sont décrites en annexe E. Seule l'expérience JIMEC-2 est ici analysée, car le nombre de points disponibles en « pool-effect » pour l'expérience JIMEC-1 n'est pas assez grand pour analyser la forme de la cavité. On remarque que la cavité commence par se resserrer, puis elle s'élargit autour de la zone d'impact. Donc, on observe une évolution similaire à celle de l'essai 635.

En conclusion, l'évolution de la forme de la cavité en « pool-effect » semble grandement affectée par l'entraînement de gaz. Pour les essais sans entraînement de gaz, la cavité s'élargit au cours du temps. Le diamètre du jet semble être un paramètre d'importance, car le comportement est différent sans entraînement de gaz entre les essais réalisés avec une buse de 6 mm et ceux réalisés avec une buse de 10 mm. Le plus souvent, les formes de cavité semblent tendre vers une forme autosimilaire en « pool-effect ». Néanmoins, il est probable que cette tendance ne soit que transitoire et, qu'asymptotiquement, la cavité s'élargisse autour de la zone d'impact. Les observations faites sur l'installation HAnSoLO sont cohérentes avec les résultats de l'essai JIMEC-2. Des essais avec des temps d'acquisition plus longs, et des profondeurs d'ablation plus grandes, devraient être réalisés pour étudier l'évolution asymptotique de la cavité d'ablation.

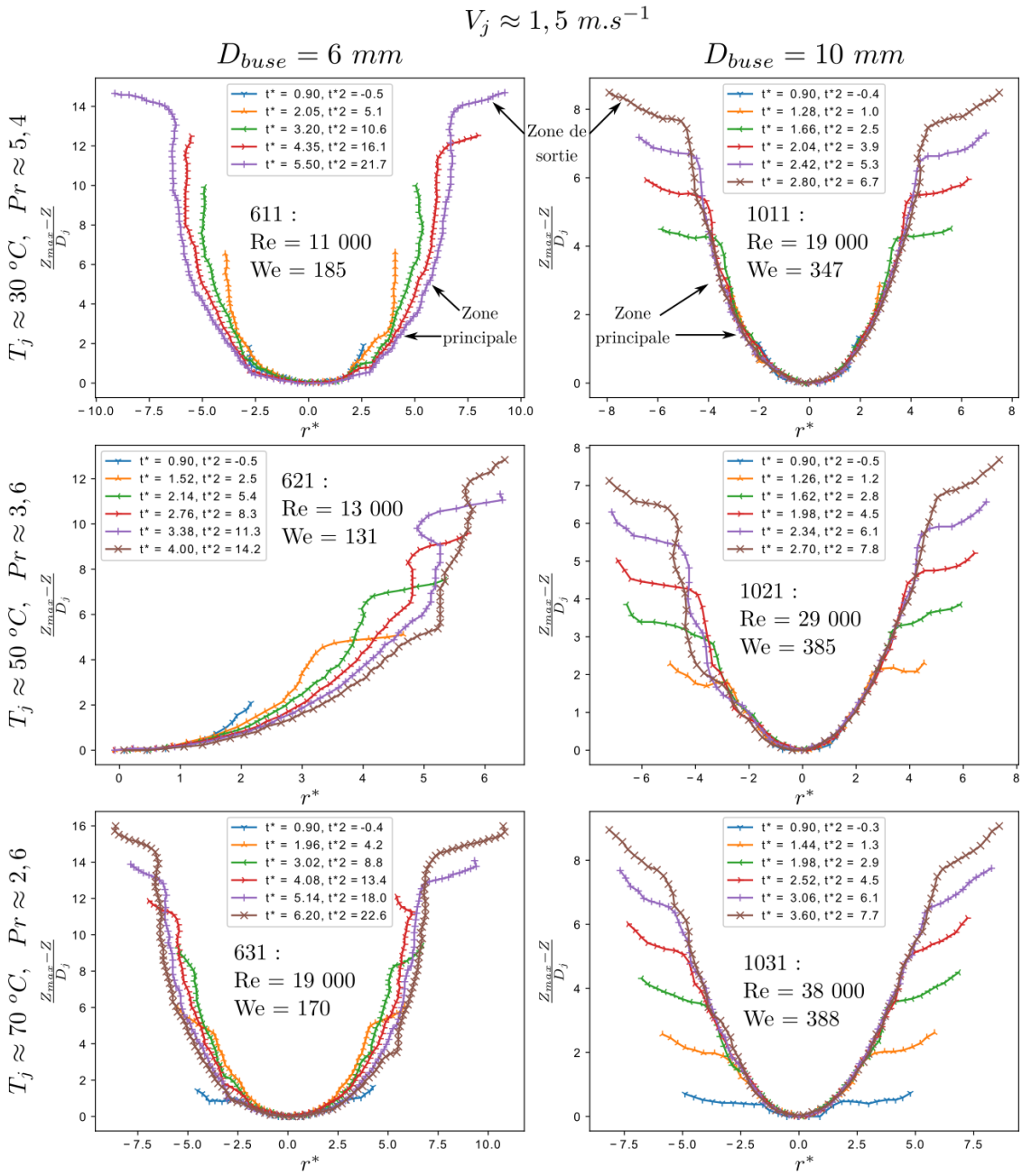

FIGURE 5.16 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$ en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$ en régime d'ablation en film, pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $1,5\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant l'évolution de la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*. La zone principale ainsi que la zone de sortie sont repérées sur les graphes correspondant aux essais 611 et 1011.

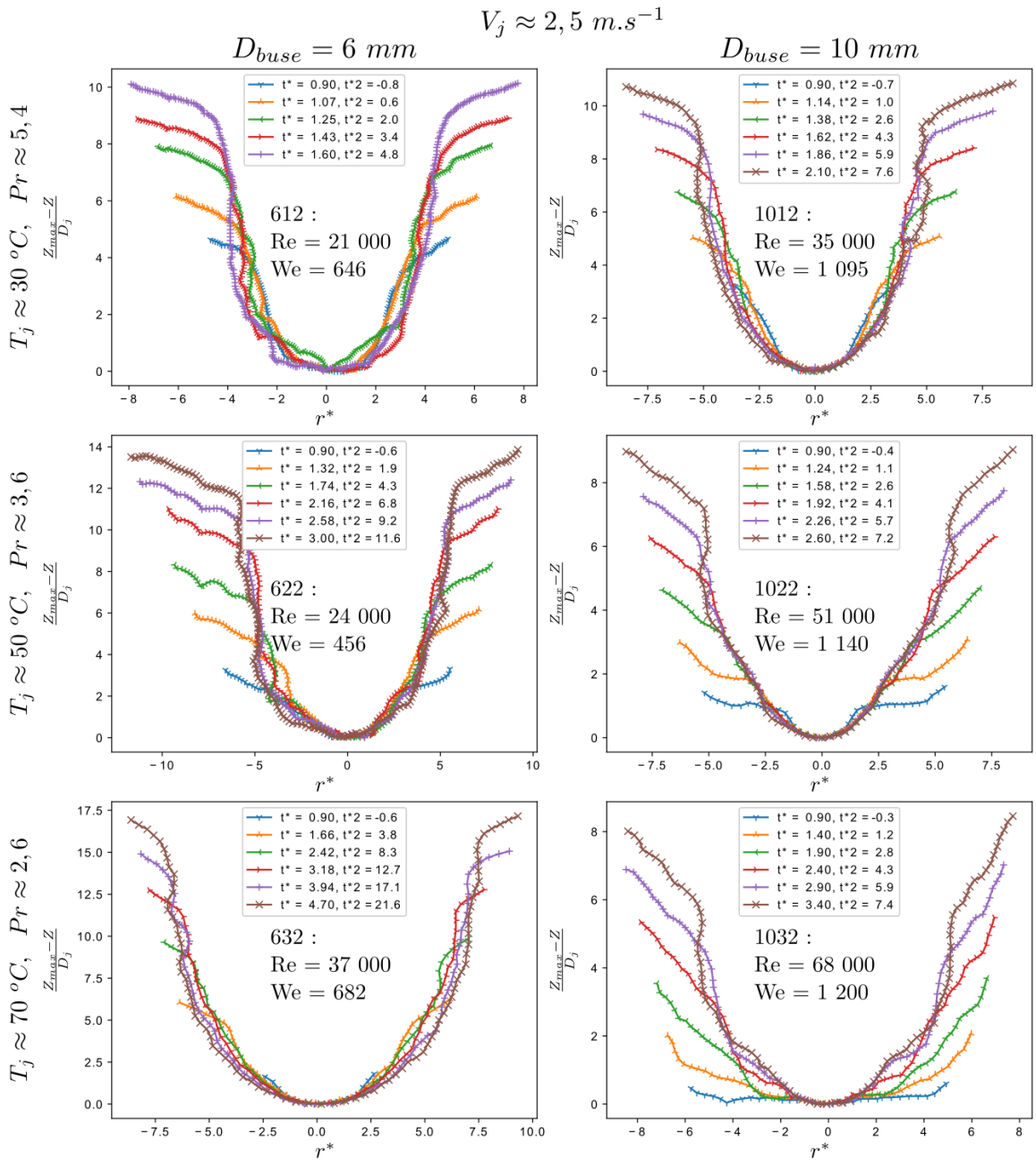

FIGURE 5.17 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $2,5\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*.

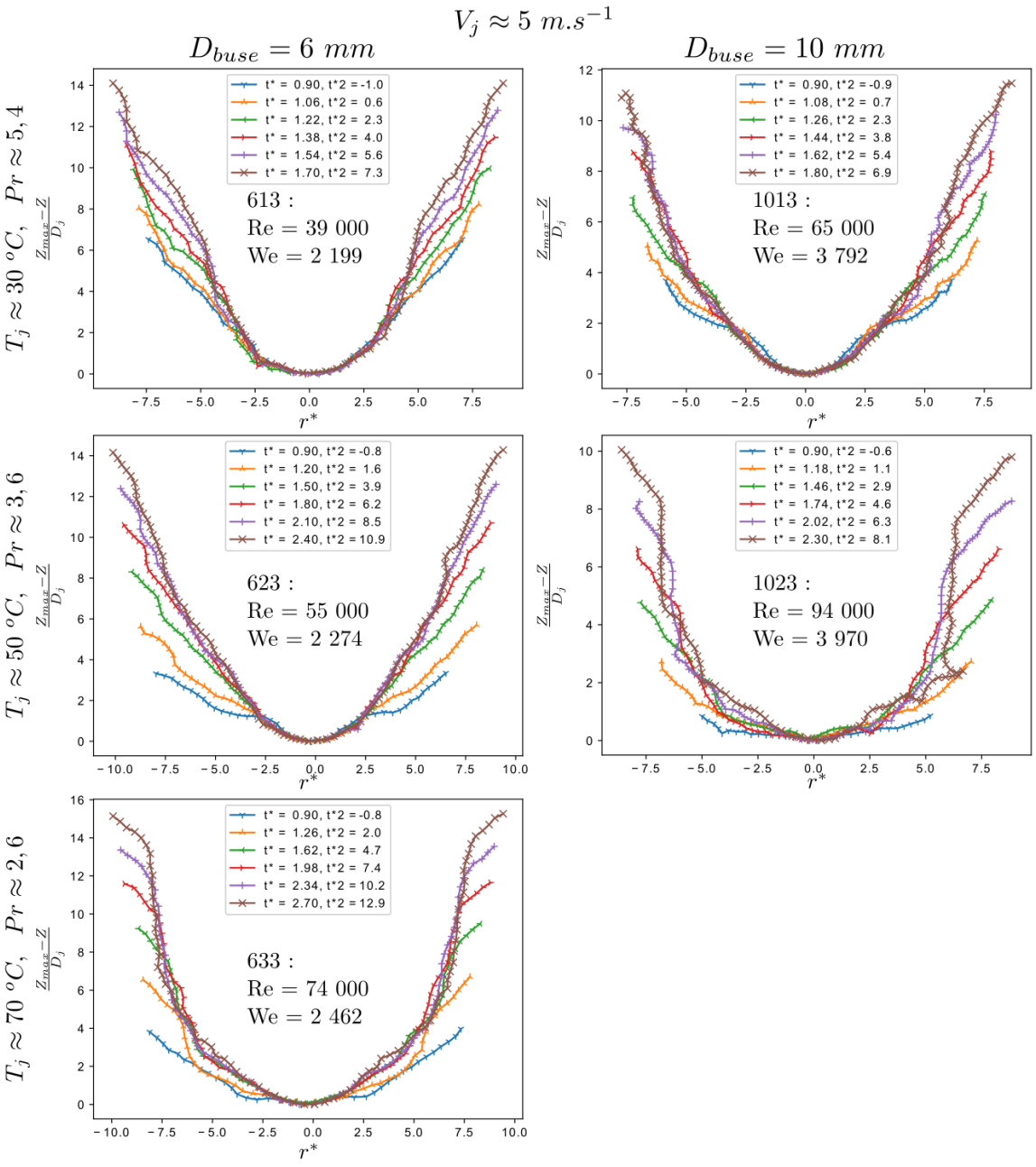

FIGURE 5.18 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $5,0\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*.

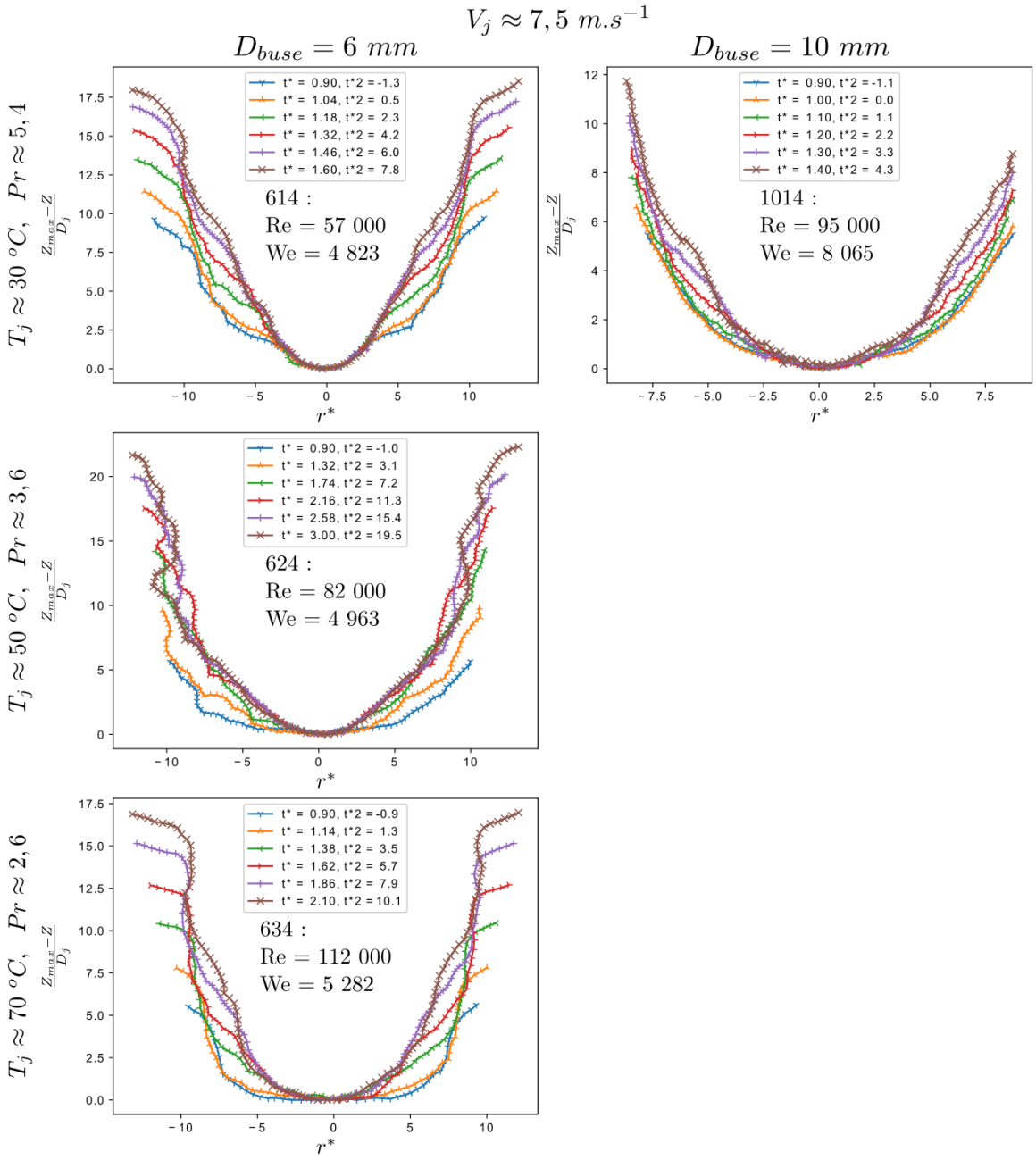

FIGURE 5.19 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $7,5\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec les figures 4.43 et 4.44 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*.

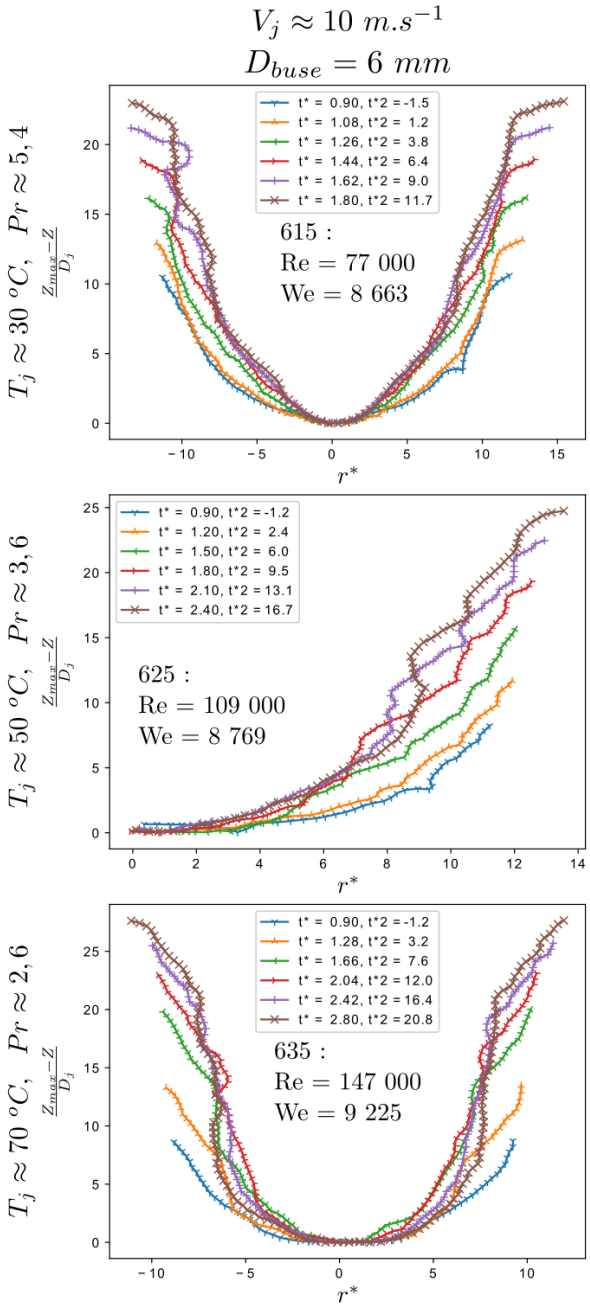

FIGURE 5.20 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité, mesurée à partir de son point le plus bas, adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$, en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$, pour différents $t^* = t/t_{pe}$, en « pool-effect », pour les essais HAnSoLO réalisés avec une vitesse d'impact d'environ $10,0\ m.s^{-1}$. Les conditions expérimentales correspondantes sont indiquées dans les graphiques. La valeur de t_2^* est aussi rapportée pour comparaison avec la figure 4.43 présentant la profondeur d'ablation en fonction de t_2^*.

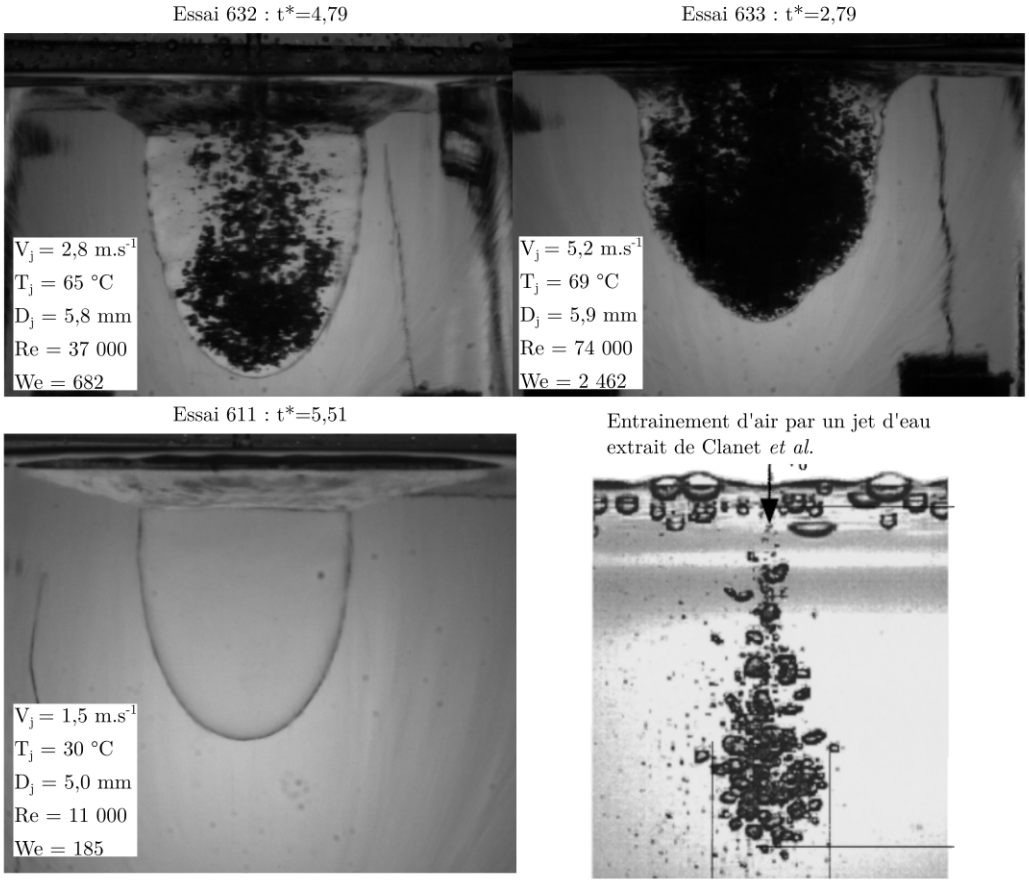

FIGURE 5.21 – Visualisations de caméra rapide correspondant aux derniers temps enregistrés et analysables pour les essais 632, 633 et 611. Photographie de panache de bulles entraîné par un jet d'eau dans un bain d'eau extraite de Clanet *et al.* [70].

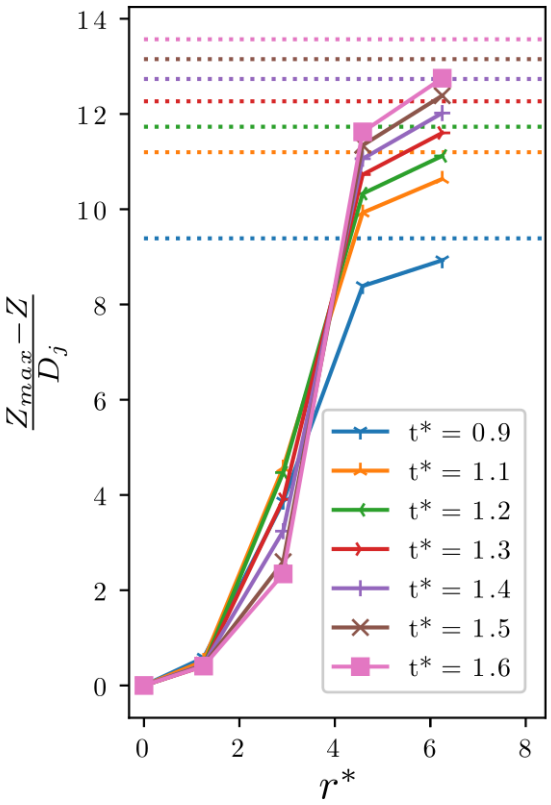

FIGURE 5.22 – Courbes d'évolution de la hauteur de la cavité mesurée à partir de son point le plus bas adimensionnée par le diamètre du jet $\left(\frac{Z-Z_{max}}{D_j}\right)$ en fonction de $r^* = \frac{r}{D_j}$ pour différents $t^* = t/t_{pe}$ en « pool-effect », pour l'expérience JIMEC-2 décrite en annexe E.

5.2.3 Analyse de la surface latérale et du volume de la cavité

Le but de cette partie est de caractériser les transferts thermiques de manière globale, en étudiant l'évolution du volume et de la surface latérale de la cavité d'ablation de manière à obtenir un coefficient d'échange convectif global lors du « pool-effect ». Lors de la description du dispositif HAnSoLO, nous avons indiqué qu'on ne pouvait pas voir toute la cavité – section 3.2.5. Il existe une zone aveugle au sein de laquelle la forme de la cavité ne peut pas être analysée. Elle existe du fait de la présence des systèmes de protection de la visualisation. Pour évacuer l'eau, sans qu'elle ruisselle en croisant l'axe optique, une rigole est creusée sur le haut du bloc. L'eau s'écoule dedans et sort sur les côtés du bloc. Si l'eau pénétrant au sein des rigoles est assez chaude, elle les fait fondre. Ainsi, la profondeur des rigoles augmente. L'étendue de la zone aveugle augmente donc au cours d'une expérience. La figure 5.23 donne un exemple d'augmentation de la profondeur de la zone aveugle au cours d'une expérience.

Nous avons essayé de quantifier les valeurs minimale et maximale de la surface latérale et du volume de la cavité cachés par la zone aveugle. Pour ce faire, la hauteur de la zone aveugle a été prise égale à la distance entre la surface d'impact [12] et la profondeur minimale analysable décrite lors de la présentation de la procédure de traitement d'images – section 5.2.1. L'extension radiale de la zone aveugle a été prise égale au maximum de distance entre l'axe du jet et le bord de la fenêtre d'analyse. Nous avons considéré que la surface minimale était égale à la surface latérale du cylindre de rayon égal à celui du jet. La surface maximale a été supposée égale à celle du disque de rayon égal à celui de la zone aveugle. Les volumes minimal et maximal ont été calculés en considérant un cylindre de rayon égal respectivement à celui du jet et à celui de la zone aveugle. Les valeurs numériques obtenues sont consignées au sein du tableau 5.5 pour les expériences analysées ici. On constate que les valeurs maximales sont conséquentes. Pour la surface, elles sont surévaluées. Pour le volume, elles sont plus proches de la réalité. Cependant, la zone aveugle se trouve à l'endroit de la cavité le plus éloigné de la zone principale. Donc, là où se trouve la zone de sortie et où les vitesses de fonte sont les plus faibles. Ainsi, les estimations portant sur les évolutions de la surface latérale, le volume de la cavité et le coefficient d'échange global, que nous allons faire, sont des majorants représentatifs de ce qui se passe dans la zone principale discutée dans la section précédente.

Un des problèmes que l'on peut rencontrer lors du calcul de propriétés, telles que la longueur d'un contour ou la surface qu'il engendre, est que le contour suit les pixels identifiés comme appartenant au contour ; or, le contour réel ne passe pas nécessairement par les points détectés mais au sein de ces derniers. Ainsi, il se peut que les valeurs obtenues soient artificiellement hautes. Pour pallier ce problème, les contours bruts obtenus par analyse d'image sont modélisés à l'aide de splines [13].

12. L'ordonnée à l'origine obtenue lors de la procédure d'analyse de la vitesse d'ablation dans l'axe avant le « pool-effect » – *cf.* tableau 4.4 – a été utilisée pour obtenir une position de la surface d'impact plus précise.

13. On utilise la fonction splprep de la librairie scipy.interpolate.

Réf.	Surface (cm^2)		Volume (cm^3)	
	minimum	maximum	minimum	maximum
611	$2,5$	$100,5$	$0,3$	$161,4$
613	$3,1$	$135,0$	$0,3$	$225,6$
614	$2,2$	$217,2$	$0,3$	$256,8$
623	$3,5$	$140,3$	$0,5$	$265,0$
631	$0,9$	$109,6$	$0,1$	$64,0$
633	$2,6$	$144,9$	$0,4$	$199,3$
634	$2,1$	$205,6$	$0,3$	$228,2$

TABLE 5.5 – Estimation des surfaces et volumes minimum et maximum cachés par la zone aveugle, pour les essais 611 (Re = 11 000, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 1,5\ m.s^{-1}$), 613 (Re = 39 000, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$), 614 (Re = 57 000, $T_j = 30\ ^oC$, $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$), 623 (Re = 55 000, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$), 631 (Re = 19 000, $T_j = 67\ ^oC$, $V_j = 1,4\ m.s^{-1}$), 633 (Re = 74 000, $T_j = 69\ ^oC$, $V_j = 5,2\ m.s^{-1}$) et 634 (Re = 112 000, $T_j = 71\ ^oC$, $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$).

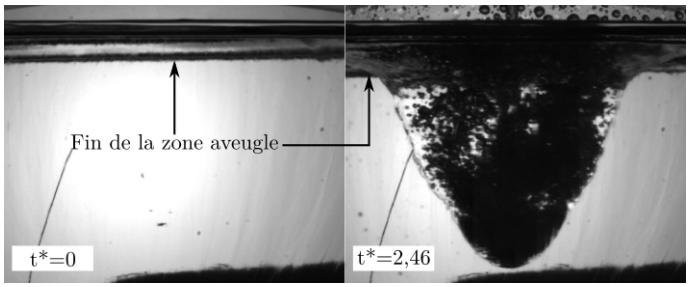

FIGURE 5.23 – Images de caméra rapide à $t^* = 0$ et $t^* = 2,46$ pour l'essai 623. La profondeur de la zone aveugle est marquée dans les deux cas.

Comme pour l'obtention des contours présentés avant, les valeurs du seuil et du rayon de l'élément structurant utilisé pour les opérations de dilatation et d'érosion sont déterminées empiriquement de manière à ce que les contours obtenus suivent bien le contour de la cavité au cours du temps. Nous n'avons pas trouvé de valeurs permettant une détection correcte utilisable pour toutes les expériences réalisées. Pour les vérifications, le contour obtenu a été tracé sur l'image correspondant au temps d'analyse pour chaque temps analysé. Les contours obtenus en utilisant un seuil réduit de 10 % par rapport au seuil nominal et un seuil augmenté de 10% par rapport au seuil nominal ont aussi été extraits [14]. Ainsi, l'influence de la valeur du seuil sur les grandeurs calculées peut être appréciée.

14. Si le seuil nominal est inférieur à 10, une valeur de 1 est utilisée pour la variation du seuil au lieu de 10%.

Pour les analyses, 1 000 points sont générés à partir de l'approximation avec des splines. Cette collection de points est scindée en deux parties, correspondant aux côtés gauche et droit de la cavité. Ensuite, le volume et la surface sont déterminés. On obtient alors deux approximations. Cette opération est répétée pour le contour obtenu avec le seuil nominal, le seuil réduit et le seuil augmenté. Ainsi, six valeurs sont déterminées pour la grandeur étudiée. Il est possible que la position de l'axe du jet utilisée ne soit pas exactement la bonne. Le fait d'avoir une série d'approximations calculées en prenant la partie à gauche de l'axe et une autre en prenant la partie à droite de l'axe permet de s'affranchir de ce biais. Finalement, les grandeurs rapportées correspondent à la moyenne des six approximations. Pour déterminer l'incertitude sur cette moyenne, nous avons utilisé un test de student bilatéral à 5 %.

Pour pouvoir déterminer correctement le volume et la surface latérale de la cavité, il faut une bonne détection de son contour. Donc, les essais présentant trop de bruits n'ont pu être analysés ici. Aussi, il ne faut pas que la cavité atteigne les bords des images enregistrées par la caméra rapide. Sinon, l'étendue de la zone aveugle devient réellement problématique. Ce problème se rencontre principalement avec les expériences réalisées avec une buse de 10 mm de diamètre. Nous avons donc décidé de nous concentrer sur les essais réalisés avec une buse de 6 mm. Nous en avons sélectionné 7 : trois essais effectués avec une température de consigne du jet de 30 ^oC, trois réalisés avec une température de consigne du jet de 70 ^oC, et l'essai 623 ($Re = 55\ 000$, $T_j = 50\ ^oC$, $V_j = 5,1\ m.s^{-1}$), souvent utilisé au cours de la thèse comme référence. Les trois essais choisis pour chaque température ont été réalisés avec des vitesses de consigne de $1,5\ m.s^{-1}$, $5,0\ m.s^{-1}$ et $7,5\ m.s^{-1}$. Les 7 essais étudiés sont référencés : 611 ($Re = 11\ 000$), 613 ($Re = 39\ 000$), 614 ($Re = 57\ 000$), 623 ($Re = 55\ 000$), 631 ($Re = 19\ 000$), 633 ($Re = 74\ 000$), 634 ($Re = 112\ 000$).

Surface

Pour déterminer la surface latérale d'échange, nous avons utilisé le théorème de Guldin [100]. Il permet d'exprimer l'aire S engendrée par la rotation d'angle β d'une courbe $\mathcal{C}$, autour d'un axe qu'elle ne coupe pas, en fonction de $\mathcal{L}$ la longueur d'arc de $\mathcal{C}$ et r_G, la distance radiale entre le centre de gravité de $\mathcal{C}$ et l'axe de rotation. Dans notre cas, S est donnée par l'équation (5.86) avec $\beta = 2\pi$.

$$S = \beta \cdot r_G \cdot \mathcal{L} \tag{5.86}$$

La figure 5.24 donne un exemple d'évolution de la surface latérale calculée à l'aide des 6 collections de points représentant chacune la moitié du contour de la cavité. On rappelle que ces 6 courbes proviennent du découpage de la cavité en partie gauche et droite, ainsi que de l'utilisation de 3 seuils : nominal, nominal - 10% et nominal + 10%. L'essai utilisé pour l'exemple est l'essai 634 ($Re = 112\ 000$; $Pr = 2,52$; $T_j = 71\ ^oC$; $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$). Ce test a été choisi, car il est représentatif de la variabilité pouvant être

observée. On remarque que l'influence de la valeur du seuil est moindre. On rejoint ce qui a été dit en section 4.2.3, et illustré au sein de la figure 4.28, dans le cas de l'analyse de l'évolution de la profondeur de la cavité en fonction du temps selon l'axe du jet. À l'opposé, on constate une influence du côté utilisé pour réaliser les calculs. Ainsi, on peut affirmer que l'erreur de centrage est plus importante que l'erreur de seuillage.

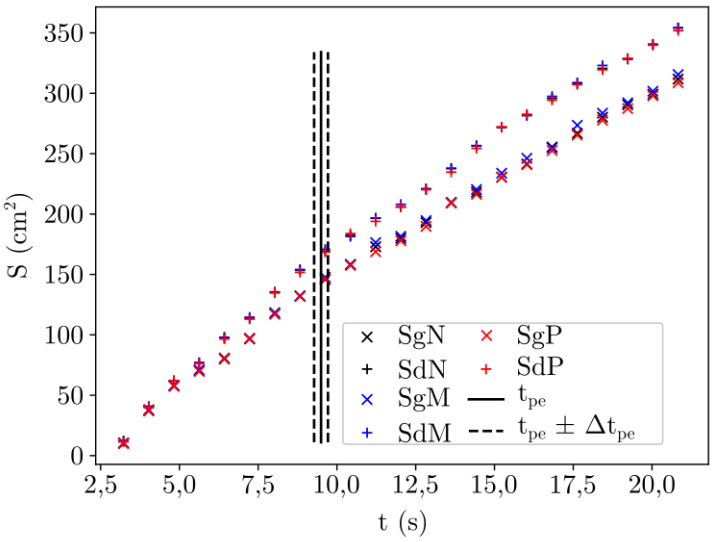

FIGURE 5.24 – Évolution de la surface latérale de la cavité calculée à l'aide des 6 contours obtenus pour l'essai 634 ($Re = 112\ 000$; $Pr = 2,52$; $T_j = 71\ ^oC$; $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$). Les $\times$ correspondent aux calculs réalisés avec la partie du contour se trouvant à gauche (g) de l'axe du jet. Les + correspondent à ceux réalisés avec la partie se trouvant à droite (d) du jet. Les couleurs correspondent au seuil utilisé : noir pour le seuil nominal (N), bleu pour le seuil - 10% (M) et rouge pour le seuil + 10 % (P). Le temps de transition vers le « pool-effect » (t_{pe}), ainsi que l'incertitude associée (Δt_{pe}), sont aussi représentés.

L'évolution de la surface au cours du temps est rapportée pour l'essai 623 au sein de la figure 5.25 et, pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634, au sein dans la figure 5.26. Sur les figures, les régressions utilisées pour l'analyse de la variation du coefficient d'échange convectif en « pool-effect » et les incertitudes associées sont aussi représentées. On constate une différence de comportement entre le régime d'ablation en film et le « pool-effect ». Lors du régime d'ablation en film, on remarque une accélération ou une décélération de la variation de surface au cours du temps, pour les essais où plus de trois points sont visibles en régime d'ablation en film. Cette évolution est sûrement due à la forme de la cavité qui s'évase en régime d'ablation en film. On constate une différence à la transition vers le « pool-effect » entre les essais réalisés avec des nombres de Reynolds inférieurs à 66 500 et ceux effectués avec un nombre de Reynolds supérieur. En effet,

lorsque le nombre de Reynolds du jet est inférieur à 66 500 on constate une cassure lors de la transition, alors que lorsque le nombre de Reynolds du jet est supérieur à cette valeur, la transition semble continue. La valeur de 66 500 a été identifiée en section 4.1.3 comme séparant les essais pour lesquels une forme tronconique se terminant par un épaulement est clairement visible au sortir de la zone de stagnation, de ceux pour lesquels la zone tronconique est quasiment invisible. Ainsi, pour le second ensemble d'expériences réalisées avec $Re > 66\ 500$, l'épaulement est moins marqué, voire invisible. Donc, lors du passage au « pool-effect », sa disparition n'affecte que peu l'évolution de la surface en fonction du temps. On constate qu'en « pool-effect » l'évolution de la surface d'échange entre le bain liquide et le solide est linéaire dans la majorité des cas. Seul l'essai 631 montre une accélération du taux de génération d'interface.

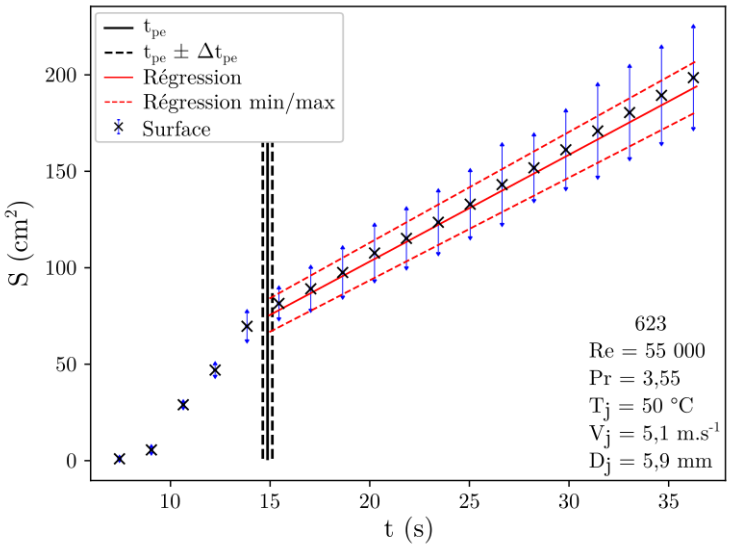

FIGURE 5.25 – Évolution de la surface latérale de la cavité, en fonction du temps, pour l'essai 623. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé.

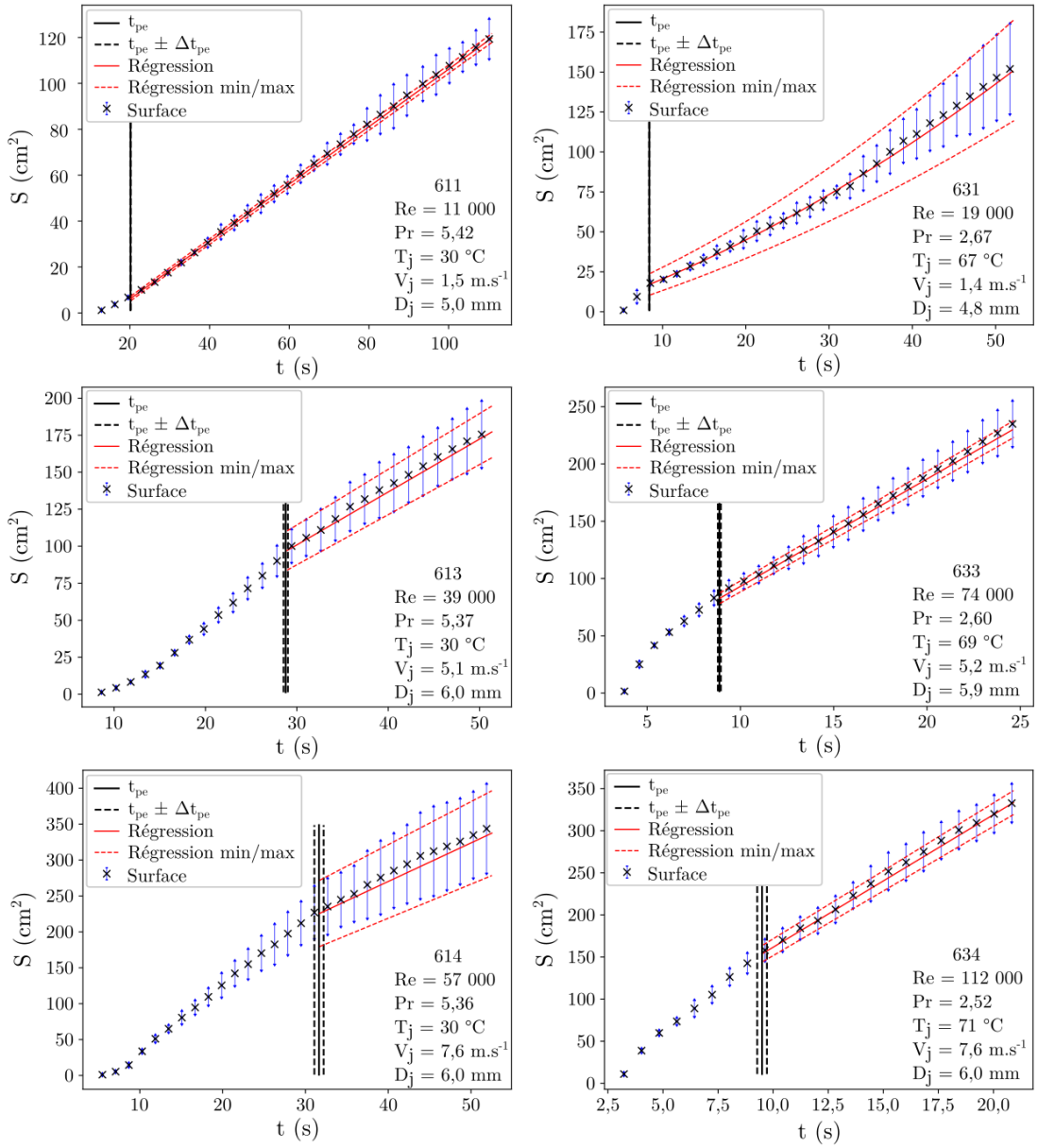

FIGURE 5.26 – Évolution de la surface latérale en cm^2 de la cavité, en fonction du temps, pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634 réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé.

Volume

Pour déterminer le volume de la cavité à partir de son contour, nous avons procédé à une intégration numérique. Le volume a été approximé par un empilement de troncs

de cônes, ce qui correspond à l'utilisation de la méthode des trapèzes en géométrie axisymétrique. Les 6 courbes de variation du volume au cours du temps pour l'essai 634 (Re = 112 000 ; $Pr = 2,52$; $T_j = 71\ ^oC$; $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$) sont disponibles en figure 5.27. On remarque que, comme dans le cas de la surface, l'erreur de centrage est plus importante que celle générée par l'incertitude sur la valeur du seuil à utiliser.

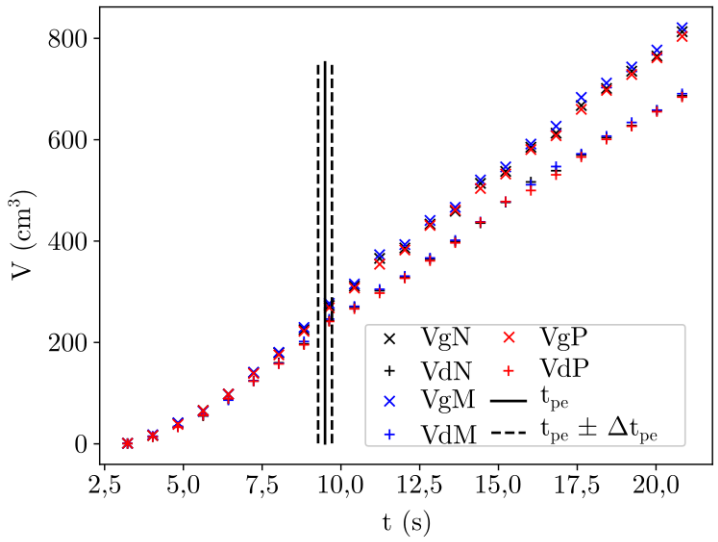

FIGURE 5.27 – Évolution du volume de la cavité calculé à l'aide des 6 contours obtenus pour l'essai 634 (Re = 112 000 ; $Pr = 2,52$; $T_j = 71\ ^oC$; $V_j = 7,6\ m.s^{-1}$). Les $\times$ correspondent aux calculs réalisés avec la partie du contour se trouvant à gauche (g) de l'axe du jet. Les + correspondent à ceux réalisés avec la partie se trouvant à droite (d) du jet. Les couleurs correspondent au seuil utilisé : noir pour le seuil nominal (N), bleu pour le seuil - 10% (M) et rouge pour le seuil + 10 % (P). Le temps de transition vers le « pool-effect » (t_{pe}), ainsi que l'incertitude associée (Δt_{pe}), sont aussi représentés.

La figure 5.28 présente l'évolution du volume de la cavité au cours du temps pour l'essai 623. La variation du volume au cours du temps est rapportée pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634 au sein de la figure 5.29. Les régressions utilisées pour le calcul du coefficient d'échange convectif global, étudié dans la section suivante, sont représentées avec les incertitudes associées. On ne remarque pas de réelle différence de comportement suivant le nombre de Reynolds. Pour les expériences avec entraînement d'air [15], on constate une nette différence de comportement lors du passage en « pool-effect ». Il est probable que ce changement soit dû à une baisse des transferts en dehors du fond de la cavité durant le « pool-effect ». Le volume évolue de manière majoritairement linéaire en « pool-effect ». Seul l'essai 633 présente une légère accélération de la variation de volume en fonction du temps en « pool-effect ». L'évolution linéaire suppose un taux de fonte

15. Essais 613, 614, 623, 633 et 634.

global constant. Cette évolution est cohérente avec le fait que la cavité semble devenir autosimilaire et de même, sa pente semble devenir plus verticale en « pool-effect ». La fonte a lieu majoritairement sur une zone dont la largeur reste relativement constante. Pour les essais sans entraînement de gaz, on note que le volume de la cavité n'évolue pas linéairement. Cette constatation signifie que la part de la puissance thermique du jet, transférée vers le solide, augmente ; ce qui est cohérent avec l'élargissement de la cavité constaté plus tôt. Ainsi, l'entraînement de gaz a un effet indéniable sur la répartition de la puissance thermique cédée par le jet au solide.

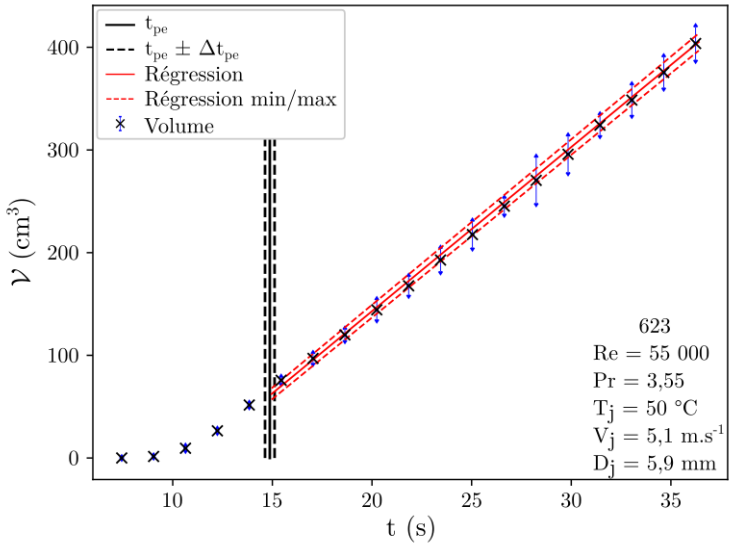

FIGURE 5.28 – Évolution du volume de la cavité en cm^3, en fonction du temps, pour l'essai 623. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé.

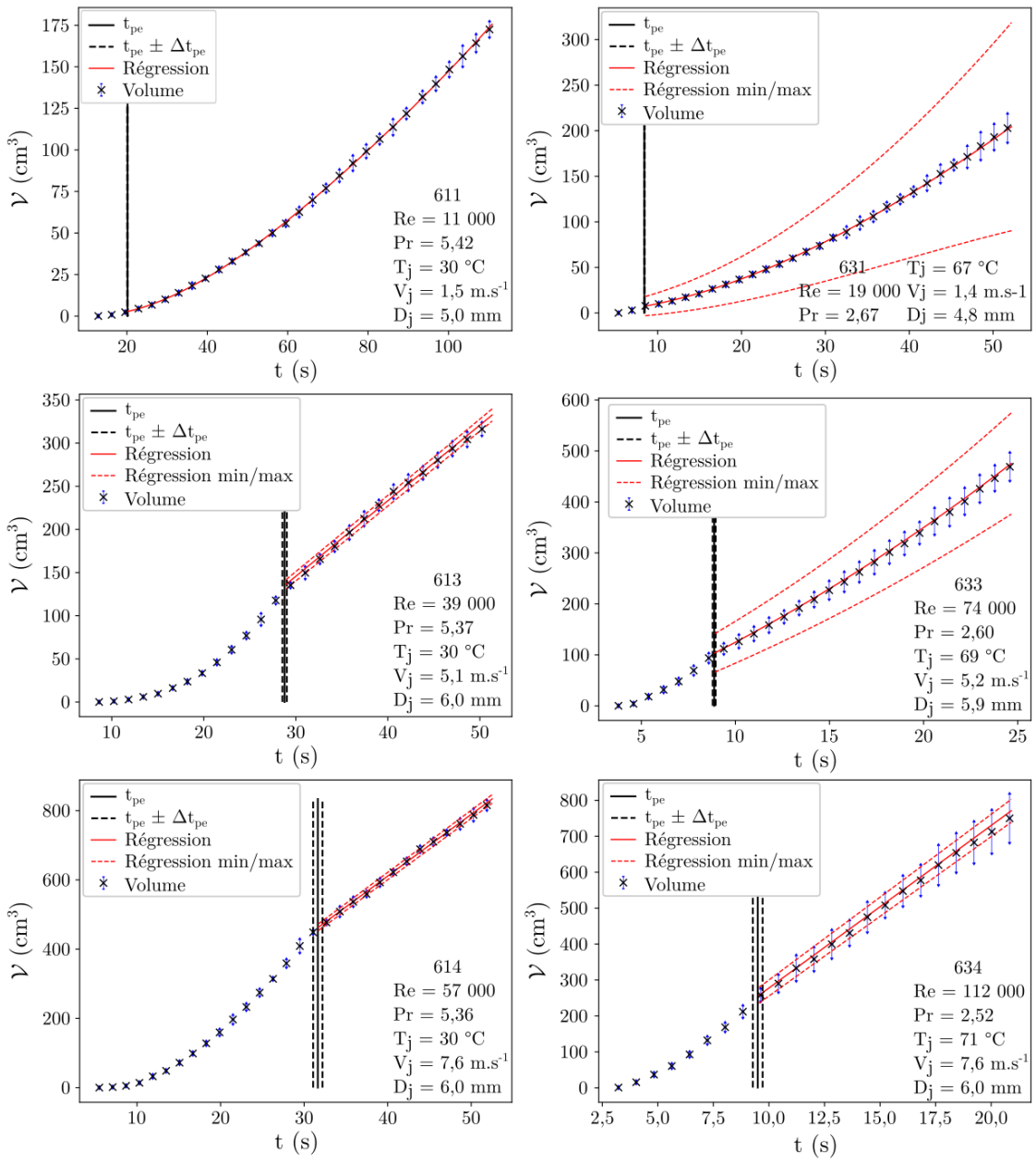

FIGURE 5.29 – Évolution du volume de la cavité en cm^3, en fonction du temps, pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634, réalisés avec une buse de 6 mm de diamètre. Les bornes de l'intervalle de confiance sont représentées pour chaque point rapporté. Le temps de transition vers le « pool-effect », ainsi que l'incertitude associée, sont figurés par des lignes verticales noires. Les lignes rouges correspondent à la régression effectuée durant le « pool-effect » et à l'intervalle de confiance associé. Les incertitudes sur la régression n'ont pas été rapportées pour l'essai 611 pour des raisons de lisibilité.

Coefficient d'échange global

À partir de l'évolution temporelle de la surface latérale de la cavité et de son volume, il est possible de déterminer un coefficient d'échange convectif global. Pour ce faire, il faut intégrer le bilan thermique à l'interface – Éq. (2.88) – sur l'ensemble de la surface visible. Dans notre cas, sachant que le solide est initialement à sa température de fusion, le coefficient d'échange moyen $\bar{h}$ s'exprime en fonction du volume du bain $\mathcal{V}$, de la surface d'échange S, de la différence de température entre le bain liquide et le solide $T_{bain} - T_{s,f}$, de la chaleur latente de fusion L, et de la masse volumique de la glace ρ_s, à l'aide de l'équation suivante.

$$L\rho_s \frac{d\mathcal{V}}{dt} = \bar{h} S \left(T_{bain} - T_{s,f}\right) \tag{5.87}$$

Du fait de l'étendue de la zone aveugle, l'incertitude en régime d'ablation en film est grande. Aussi, pour certains essais, très peu de points sont disponibles avant le « pool-effect ». Enfin, les transferts thermiques ont déjà été caractérisés localement pour le régime d'ablation en film au sein de ce document – section 4.3. Donc, nous nous sommes concentrés sur l'analyse du coefficient d'échange global lors du « pool-effect ».

Pour calculer le coefficient d'échange global, il faut modéliser les variations du volume et de la surface latérale de la cavité générée par l'ablation au cours du temps. Pour ce faire, nous avons choisi des polynômes. Les régressions sont représentées sur les figures 5.25, 5.26, 5.28 et 5.29. Pour la surface, des polynômes d'ordre 1 ont été utilisés sauf pour l'essai 631 pour lequel il a été nécessaire d'utiliser un polynôme d'ordre 2. Concernant le volume, des fonctions affines ont été utilisées pour les essais 613, 614, 623 et 634. Pour l'essai 611, nous avons dû utiliser un polynôme d'ordre 4 pour modéliser le début de la courbe au moment du passage en « pool-effect ». Pour la même raison un polynôme d'ordre 3 a été utilisé pour l'essai 631 et un polynôme d'ordre 2 pour l'expérience référencée 633. L'utilisation de polynômes de plus haut degré permet d'améliorer le suivi des points expérimentaux, mais augmente l'incertitude totale. C'est la raison pour laquelle seul le résultat nominal de la régression [16] est rapporté pour l'essai 611. Notamment, la valeur minimale calculée en prenant en compte les incertitudes sur les estimations des coefficients du polynôme pour cet essai est négative, ce qui n'est physiquement pas possible. Pour les autres essais, les valeurs maximale et minimale présentées sur les courbes correspondent aux estimations utilisant les valeurs minimale et maximale des coefficients estimés pour les polynômes considérés, ainsi que celles des autres grandeurs utilisées lors du calcul.

Pour estimer la température du bain liquide, nous nous sommes appuyés sur les mesures présentées en section 4.1.8. La valeur mesurée a été utilisée lorsqu'elle était disponible, sinon nous avons utilisé la valeur moyenne du ratio de la température du

16. Le résultat nominal correspond au résultat de la régression sans prise en compte des incertitudes sur les coefficients estimés par le biais de la régression. Les autres résultats correspondent aux valeurs minimales et maximales des coefficients estimés par la procédure de régression en considérant les incertitudes sur les coefficients estimés.

bain sur la température du jet, déterminée sur les mesures analysées en section 4.1.8 – à savoir $0,77 \pm 0,1$.

La figure 5.30 présente l'évolution du coefficient d'échange convectif calculé à l'aide de la formule (5.87), pour l'expérience référencée 623, en modélisant S et $\mathcal{V}$ par des polynômes. De même, la variation du coefficient d'échange global est rapportée en figure 5.31 pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634. Le coefficient d'échange local, calculé à l'impact du jet en régime d'ablation en film – *cf.* tableau 4.5, section 4.3.1 –, est aussi représenté avec les incertitudes associées. On constate que le coefficient d'échange global obtenu en « pool-effect » est toujours inférieur au coefficient d'échange local déterminé en régime d'ablation en film. Aussi, les coefficients d'échange global obtenus sont du même ordre de grandeur que le coefficient d'échange convectif local obtenu en régime d'ablation en film. Ces deux constatations soutiennent la cohérence de notre approche. Nous pouvons remarquer que la valeur du coefficient d'échange diminue au cours du temps, et donc à mesure que le volume de la cavité augmente. On peut expliquer ce phénomène par le fait que la puissance mécanique du jet reste la même, alors que le volume du bain augmente. Donc, il se peut que l'agitation dans le bain soit de moins en moins soutenue. Aussi, si l'on suppose que les échanges ont lieu principalement sur une zone de dimension définie, alors avec l'augmentation de la profondeur de la cavité la portion de la cavité se trouvant dans cette zone diminue au cours du temps.

Il est intéressant de constater que le coefficient d'échange global $\bar{h}$ semble tendre vers une asymptote. Les valeurs des coefficients d'échange convectif global, correspondant aux derniers instants analysés, sont rapportés au sein du tableau 5.6 pour les 7 expériences considérées ici. Les valeurs de T_{bain} sont aussi rapportées au sein du tableau 5.6. On note une nette différence entre les expériences réalisées à basses vitesses, pour lesquelles il n'y a pas d'entraînement d'air, et les autres. Les valeurs de $\bar{h}$ sont nettement inférieures à celles rapportées pour les autres essais. Ainsi, il semblerait que l'entraînement de gaz augmente globalement les transferts thermiques. Néanmoins, il se peut aussi que ce soit un effet de la vitesse du jet. Pour les essais avec entraînement de gaz, on constate que les valeurs finales de $\bar{h}$ sont comparables. On remarque une légère hausse de $\bar{h}$ avec la vitesse et la température du jet. Il est possible que les valeurs rapportées ne soient pas les vraies valeurs asymptotiques. Il faudrait réaliser des essais plus longs pour s'assurer de l'existence d'une telle valeur. Ces valeurs asymptotiques, si elles existent, ne peuvent être que transitoires au sens où il se peut qu'une valeur asymptotique existe pour un certain intervalle de temps, mais, pour des temps très longs, il existera assurément un moment où l'agitation produite par le jet ne sera plus ressentie au niveau de la paroi. À ce moment, les mécanismes d'échange seront différents et la valeur du coefficient d'échange global s'en trouvera nécessairement changée. Le fait que des valeurs finales de $\bar{h}$ proches soient obtenues pour différentes expériences sous-entend que les mécanismes de transferts deviennent relativement identiques et semblent devenir indépendants des conditions initiales.

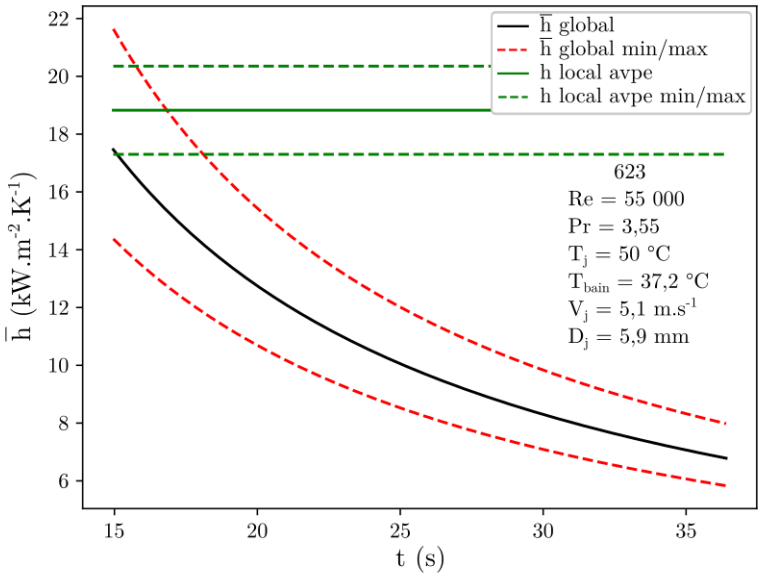

FIGURE 5.30 – Évolution du coefficient d'échange convectif global, en fonction du temps, pour l'essai 623. La valeur nominale est représentée avec une ligne noire. Les lignes discontinues rouges correspondent aux valeurs maximale et minimale calculées à l'aide des incertitudes sur les différentes grandeurs utilisées pour le calcul. Le coefficient d'échange local obtenu en régime d'ablation en film – disponible au sein du tableau 4.5 – est figuré par une ligne verte. L'intervalle de confiance associé est représenté par des lignes discontinues vertes. L'axe des temps commence au temps de transition vers le « pool-effect ».

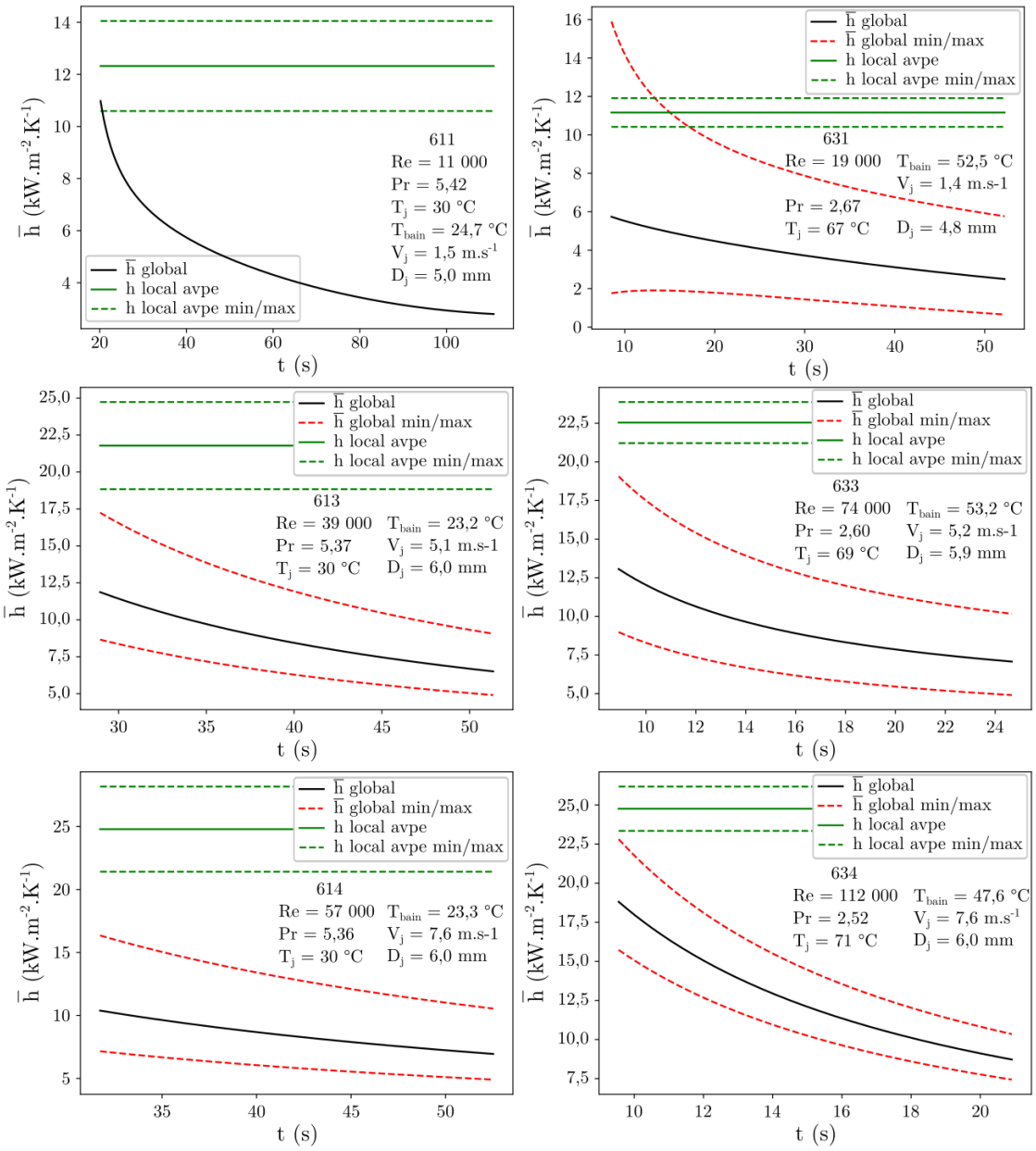

FIGURE 5.31 – Évolution du coefficient d'échange convectif global, en fonction du temps, pour les essais 611, 613, 614, 631, 633 et 634 réalisés avec une buse de 6 *mm* de diamètre. La valeur nominale est représentée avec une ligne noire. Les lignes discontinues rouges correspondent aux valeurs maximale et minimale calculées à l'aide des incertitudes sur les différentes grandeurs utilisées pour le calcul. Le coefficient d'échange local obtenu en régime d'ablation en film – disponible au sein du tableau 4.5 – est figuré par une ligne verte. L'intervalle de confiance associé est représenté par des lignes discontinues vertes. Les valeurs minimale et maximale pour le coefficient d'échange global ne sont pas rapportées pour l'essai 611, pour des raisons de lisibilité. L'axe des temps commence au temps de transition vers le « pool-effect ».

Réf.	V_j	T_j	T_{bain}	$\bar{h}_{fin}$		
				Nominal	maximum	minimum
	$m.s^{-1}$	^oC	^oC	$kW.m^{-2}.K^{-1}$		
611	$1,5$	30	$24,7 \pm 3,1$	$2,8$	-	-
613	$5,1$	30	$23,2 \pm 4,6$	$6,5$	$9,1$	$4,9$
614	$7,6$	30	$23,3 \pm 4,6$	$6,9$	$10,5$	$4,9$
623	$5,1$	50	$37,2 \pm 3,0$	$6,8$	$8,0$	$5,8$
631	$1,4$	67	$52,5 \pm 4,9$	$2,5$	$5,8$	$0,7$
633	$5,2$	69	$53,2 \pm 8,4$	$7,1$	$10,1$	$4,9$
634	$7,6$	71	$47,6 \pm 4,9$	$8,7$	$10,3$	$7,4$

TABLE 5.6 – Coefficient d'échange global, correspondant aux derniers instants de mesure en « pool-effect », pour les essais 611, 613, 614, 623, 631, 633 et 634. La valeur nominale ainsi que les valeurs maximale et minimale, calculées en prenant en compte les erreurs sur les données d'entrées, sont rapportées. Les valeurs maximale et minimale ne sont pas rapportées pour l'essai 611, car elles n'ont pas de sens physique. Les valeurs de la vitesse et de la température du jet sont indiquées. L'incertitude sur la température du jet est de 2 K et les incertitudes sur la vitesse sont disponibles au sein du tableau 3.3. Les températures du bain liquide, utilisées pour les calculs, sont aussi indiquées.

5.3 Conclusions

Au sein de cette section, nous avons entrepris une analyse globale de la cavité d'ablation. Nous avons commencé par présenter une méthode pour lier l'angle local de la cavité [17] et le ratio de la vitesse de fonte locale et de la vitesse de fonte au point d'impact. Cette méthode a ensuite été appliquée pour modéliser la forme de la cavité de deux manières différentes. La première consiste à considérer constante la température du film liquide et à utiliser les corrélations rapportées par Lienhard [31], pour la zone de stagnation et celle de croissance de couche limite, pour déterminer l'évolution du coefficient d'échange convectif avec la distance au point d'impact. Nous avons constaté une bonne adéquation de la forme de cavité ainsi modélisée aux visualisations réalisées avec une caméra rapide, pour les essais présentant un épaulement et ce jusqu'à l'épaulement. Cette adéquation est une nouvelle preuve que le film liquide reste laminaire jusqu'à l'épaulement.

Un ensemble de modèles de complexité croissante a ensuite été présenté pour rendre compte de la forme de la cavité au-delà de l'épaulement. Le coefficient d'échange convectif a été supposé constant et égal à sa valeur à l'impact du jet. Cette supposition revient à considérer que les conditions d'écoulement restent relativement identiques pour le film liquide lors de son écoulement sur les parois de la cavité. Les modèles ne prenant pas en compte la fonte surestiment la largeur de la cavité. Néanmoins, ils permettent d'obtenir des volumes de cavité majorants et des largeurs de cavité cohérentes avec nos données expérimentales, ainsi que celles des essais JIMEC. Les modèles prenant en compte la fonte ont été comparés visuellement aux essais HAnSoLO et l'on constate, pour les essais pour lesquels on ne peut discerner l'épaulement, qu'ils donnent une meilleure estimation de la forme de la cavité. La meilleure estimation est donnée par le modèle qui en plus considère la variation de la vitesse du film à mesure qu'il remonte le long de la cavité. L'utilisation du modèle de film laminaire et des modèles considérant un h constant, notamment les plus simples, permet d'encadrer la forme de la cavité entre deux limites.

Ensuite, nous avons étudié la forme de la cavité en tant que telle. Une méthode de traitement d'image permettant d'extraire le contour de la cavité au cours du temps a été développée. Les évolutions de la hauteur de la cavité, mesurée depuis le point d'impact du jet, avec la distance radiale, montrent que la cavité est bien autosimilaire en régime d'ablation en film. Aussi, nous avons noté une influence significative de l'apparition d'une nappe liquide cohérente sur la forme de la cavité et son évolution en régime d'ablation en film. Une analyse similaire a été menée lors du « pool-effect ». Nous avons montré que l'évolution du profil de la cavité était influencée par l'entraînement de gaz. Notamment, un élargissement de la cavité au cours du temps a été constaté pour les expériences réalisées sans entraînement de gaz. Pour les autres essais, la forme de la cavité semblait tendre vers une forme autosimilaire différente de celle obtenue lors du régime d'ablation en film. L'épaulement tendait à disparaître. Aussi, deux zones ont été identifiées au sein de la cavité : une zone principale qui évolue vers une forme autosimilaire, et une zone de

17. Angle formé par la tangente à la cavité en un point donné et l'horizontale.

sortie au sein de laquelle la cavité s'évase. Nous suspectons que, pour les temps longs, la cavité aura tendance à s'élargir autour de la zone d'impact du jet. L'analyse des essais JIMEC montre des tendances similaires. Lors du régime d'ablation en film, la cavité semble autosimilaire, et lors du « pool-effect » elle tend d'abord vers une autre forme plus resserrée au niveau de la zone d'impact, puis elle s'évase dans sa partie basale.

La dernière section de ce chapitre a été consacrée à l'étude des variations de la surface de la cavité et de son volume lors du « pool-effect ». Nous nous sommes concentrés, pour l'analyse, sur 7 essais. Nous avons constaté que l'évolution du volume au cours du temps était différente suivant qu'il y avait ou non entraînement de gaz. Lors du « pool-effect », la surface et le volume de la cavité évoluent de manière linéaire pour la majorité des expériences réalisées avec des vitesses de jet supérieures à $5,0\ m.s^{-1}$. Les variations des coefficients d'échange global $\bar{h}$ ont été caractérisées. Il a été déterminé que ceux-ci diminuaient au cours du temps et donc de l'augmentation de volume de la cavité. Aussi, nous avons noté que les valeurs de $\bar{h}$ semblaient tendre vers une asymptote. Une nouvelle fois, une différence a été constatée entre les essais avec et sans entraînement de gaz. Les valeurs finales de $\bar{h}$ obtenues sans entraînement de gaz sont cohérentes entre elles, mais inférieures à celles obtenues pour les autres essais. Pour les expériences avec entraînement de gaz, les valeurs finales de $\bar{h}$ sont proches les unes des autres, ce qui semble indiquer que les mécanismes de transferts thermiques tendent à s'uniformiser au sein de la cavité.

6. Conclusions et perspectives

Table des matières

6.1 Conclusions 235
6.2 Pistes de développements futurs 239
6.2.1 Études complémentaires sans changement de dispositif 239
6.2.2 Études complémentaires avec adaptation mineure du dispositif HAnSoLO 240
6.2.3 Études complémentaires avec changement de dispositif expérimental 241
6.2.4 Simulations numériques 242

6.1 Conclusions

Le but du présent projet de recherche était d'étudier l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide. Le caractère novateur de l'étude réside dans l'utilisation du système eau / glace transparente qui permet une visualisation en temps réel du front d'ablation par mesures optiques.

Pour ce faire, un dispositif expérimental nommé Hot AblatioN of a SOlid by a Liquid - Observation (HAnSoLO) a été pensé, conçu et exploité. Sa description est l'objet du chapitre 3. Lors de la conception, nous avons essayé de nous rapprocher autant que possible des conditions « réacteur ». Notamment, les jets produits étaient turbulents. Nous avons pris soin d'obtenir des visualisations de bonne qualité sans changer les conditions d'écoulement du fluide. En plus des visualisations de la cavité, réalisées à l'aide d'une caméra rapide, des visualisations de la surface ablatée ont été effectuées à l'aide d'une caméra classique et d'une caméra infrarouge, le but étant d'observer le phénomène sous différents angles. Le système expérimental a été construit de manière à pouvoir quantifier les erreurs sur les paramètres d'entrée du système. Il est pérenne et pourra servir de base à de futurs travaux de recherche. Des perspectives pour de tels travaux sont fournies au sein de la section suivante. Des résultats expérimentaux ont été obtenus pour 25 cas

différents : trois températures, cinq vitesses et deux diamètres de jet [1].

Le chapitre 4 se concentre sur l'étude des différents régimes d'ablation rencontrés. La phénoménologie de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide a été analysée en premier. Nous avons identifié deux régimes d'ablation principaux : le régime d'ablation en film auquel succède le « pool-effect ». Lors du premier régime d'ablation, le liquide s'écoule sur le solide sous forme d'un film liquide. Lors du second régime d'ablation, le film s'est effondré, la cavité s'est remplie et le jet impacte sur un bain liquide. Lors du régime d'ablation en film, nous avons observé la présence de plusieurs zones au sein de la cavité. Il y a une zone d'impact dont l'extension spatiale est comparable à celle de la zone de stagnation du jet. Elle est suivie par une zone tronconique terminée par un épaulement. Au-delà de l'épaulement, la cavité s'évase de nouveau. Nous avons déterminé que l'épaulement était dû au fait que le film liquide, laminarisé par l'impact, redevenait turbulent. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 66 500, l'épaulement est quasiment confondu avec la zone d'impact. Au cours du régime d'ablation en film, nous avons noté plusieurs modes de sortie du liquide. Ainsi, le liquide peut sortir de la cavité, soit en longeant la paroi solide, soit sous forme de nappe cohérente, soit sous forme de nappe fragmentée.

Par la suite, l'évolution de la profondeur de la cavité selon l'axe du jet, en fonction du temps, a été déterminée par analyse d'image. Nous avons démontré, par des mesures directes, que la vitesse d'ablation était constante lors du régime d'ablation en film. Nos résultats sont cohérents avec ceux de la littérature et, notamment, ceux de Swedish *et al.* [3], Furutani *et al.* [18] et Gilpin [51]. On a aussi montré que la vitesse d'ablation pouvait augmenter lors du « pool-effect », avant de finir par diminuer. C'est la première fois que ce phénomène est observé.

Concernant la transition entre les deux régimes d'ablation, il a été déterminé que la hauteur de cavité, correspondant à l'apparition du « pool-effect » $Z^*_{pe} = \frac{Z_{pe}}{D_j}$, était une fonction croissante du nombre de Froude du jet Fr_j.

L'objet du chapitre 5 est l'étude de la dynamique de la cavité. Une relation entre l'angle local de la cavité et le ratio de la vitesse locale de fonte sur la vitesse de fonte maximale, au point d'impact, a été établie pour le régime d'ablation en film. En se basant sur ce résultat, plusieurs modèles ont été établis. Le premier considère constante la température du film liquide, et utilise les corrélations rapportées par Lienhard [31] pour déterminer l'évolution du coefficient d'échange convectif, pour un film liquide laminaire créé par l'impact d'un jet liquide sur une paroi. Ce modèle a été comparé à des visualisations, et il permet de rendre compte correctement de la forme de la cavité avant l'épaulement, en régime d'ablation en film. Pour les autres modèles on considère que le coefficient d'échange convectif est constant, et que la réduction de vitesse de fonte est due à la baisse de température du film liquide. Ces modèles ne suivent pas exactement la forme de la cavité, mais permettent d'obtenir une enveloppe majorante de la forme de la cavité,

1. Toutes les conditions expérimentales n'ont pu être explorées avec la plus large des deux buses.

notamment après l'épaulement. Ainsi, l'utilisation de ces deux types de modèles permet de déterminer des bornes à la forme de la cavité. Ces modèles montrent aussi que la forme de la cavité est majoritairement pilotée par les nombres de Stanton et de fonte B.

Ensuite, une procédure de traitement d'image, permettant d'obtenir le contour de la cavité au cours du temps, a été mise en place. Elle a permis d'étudier l'évolution temporelle de la forme de la cavité. Lors du régime d'ablation en film, nous avons prouvé que la forme de la cavité était autosimilaire. En « pool-effect », nous avons montré que la forme de la cavité était impactée par l'entraînement de gaz et que, lorsqu'il était important, la forme de la cavité évoluait vers une forme autosimilaire dans laquelle l'épaulement constaté en régime d'ablation en film tendait à disparaître. Néanmoins, nous supputons qu'asymptotiquement la cavité devrait s'élargir autour de sa zone d'impact.

L'analyse des évolutions du volume et de la surface de la cavité au cours de l'ablation nous a enfin permis de déterminer un coefficient d'échange global lors du « pool-effect ». Nous avons montré qu'il était une fonction décroissante du temps et qu'il était possible qu'il tende vers une valeur asymptotique.

Dans le cadre du projet européen ESFR-SMART, au sein duquel s'inscrit la thèse présentée ici, des échanges ont eu lieu avec les équipes de KIT, dans le but d'aider à la mise en place d'essais plus représentatifs des conditions attendues lors d'un hypothétique accident nucléaire grave, avec fusion du cœur, au sein d'un RNR-Na. Pour ces essais, mis en place et réalisés par les équipes du KIT, le système prototypique acier 304 / acier 304 a été sélectionné. Ils ont permis de procéder à des comparaisons avec les résultats obtenus avec l'installation HAnSoLO.

Ces comparaisons montrent que les essais avec le système eau / glace ne sont pas entièrement représentatifs du système acier / acier. Notamment, les corrélations établies dans un cas ne sont pas directement applicables dans l'autre. Pour les essais HAnSoLO, un épaulement est visible au sein de la cavité, dans un certain nombre d'expériences, tandis que, pour les essais JIMEC, un tel épaulement n'est pas visible. Néanmoins, il y a des similitudes. Dans les deux cas, on observe une même succession de régimes : ablation en film puis « pool-effect ». Une réduction de vitesse est constatée pour les deux types d'essais. On observe aussi que la forme de la cavité est autosimilaire pour les deux systèmes avant le « pool-effect ». Les différences en matière de transferts thermiques à l'impact peuvent être expliquées par les plus grands nombres de Reynolds des essais JIMEC. En effet, le nombre de Reynolds maximum atteint avec l'installation HAnSoLO était de 147 000, tandis que les expériences JIMEC ont été réalisées avec des Reynolds de jet de 402 000 pour JIMEC-1 et 277 000 pour JIMEC-2. Ainsi, malgré des différences, les informations obtenues sur le système eau / glace peuvent être utiles au dimensionnement de futurs récupérateurs de corium.

Au cours de ces travaux de recherche, nous avons déterminé que plusieurs groupements adimensionnels étaient importants pour l'étude de l'ablation. Ces nombres adimensionnels sont les suivants : le nombre de fonte (B), le nombre de Stanton (St), le nombre

de Froude (Fr), le nombre de Reynolds (Re) et dans une moindre mesure le nombre de Weber (We) et le nombre de Prandtl (Pr). Les nombres de fonte et de Stanton influent fortement la forme de la cavité. Aussi, le groupement StB est assimilable à une vitesse d'ablation adimensionnelle. Le nombre de Froude est particulièrement important pour l'étude de la transition entre le régime d'ablation en film et le « pool-effect ». Le nombre de Reynolds dicte la transition du film liquide vers la turbulence et donc influe sur la position relative de l'épaulement et de la zone de stagnation. Aussi, il intervient, au côté du nombre de Prandtl, pour la détermination de l'intensité des transferts de chaleur dans la zone de stagnation en régime d'ablation en film. Il se peut aussi qu'il intervienne dans la détermination d'une frontière entre un régime d'ablation laminaire ou turbulent dans la zone de stagnation ; régimes rapportés par Gilpin [51] et que nous avons rencontrés expérimentalement. Le nombre de Weber intervient lors du régime d'ablation en film pour caractériser le mode de sortie du fluide, qui a un impact sur la forme de la cavité. Lors du « pool-effect », le nombre de Weber intervient dans l'étude de l'entraînement de gaz au sein de la cavité, qui a un effet sur les transferts thermiques au sein du bain liquide.

Ainsi, au cours de la thèse, une installation expérimentale pérenne permettant d'étudier l'ablation d'un solide par un jet liquide, a été mise en place. Des résultats cohérents avec la littérature ont été obtenus ainsi que des résultats inédits. Ils permettront de réaliser des comparaisons avec les futurs codes de calculs qui seront les piliers de développement des générations ultérieures de réacteurs nucléaires. Notamment, pour permettre de réaliser les prochaines études de sûreté, ces plateformes de simulation devront montrer leur capacité à reproduire des phénomènes complexes pouvant être rencontrés en situation accidentelle, tels que l'ablation, la transition vers le « pool-effect » et la progression de l'interface solide/liquide durant le « pool-effect ».

La présente étude pourra être complétée par d'autres. Des exemples de futures études sont décrits dans la section suivante.

6.2 Pistes de développements futurs

Les résultats et développements présentés dans cette thèse peuvent être complétés. Nous donnons ici un ensemble de pistes qu'il serait intéressant de poursuivre.

6.2.1 Études complémentaires sans changement de dispositif

Pour obtenir des contours de cavité plus précis, on pourrait essayer d'opacifier le liquide, dans le but d'augmenter le contraste entre la cavité et le fond des images. On pourrait penser à utiliser du lait ou du bleu de bromothymol en petites quantités.

À partir de la forme de la cavité et des mesures de température de surface avant le « pool-effect », il devrait être possible de déterminer l'évolution du coefficient d'échange thermique avec la distance à l'impact du jet par méthodes inverses.

Pour améliorer la caractérisation des échanges lors du « pool-effect », il serait intéressant d'étudier la dépendance de la température de mélange au sein du bain liquide aux paramètres d'entrée du système : vitesse, diamètre de jet, température du jet. Nous n'avons pas trouvé de relation liant ces grandeurs à la température de mélange du bain, mais une étude systématique axée sur la détermination de ces liens devrait permettre de dégager des tendances.

Lors de nos expériences, nous avons constaté que le liquide, en régime d'ablation en film, pouvait sortir de la cavité de plusieurs manières : en longeant le solide, sous forme de nappe liquide cohérente ou sous forme de nappe liquide fragmentée. Nous avons essayé de déterminer les critères de transition entre ces trois régimes. Il faudrait néanmoins les préciser. Les nombres adimensionnels importants identifiés sont le nombre de Weber et le nombre de Reynolds. On pourrait réaliser des expériences en faisant varier la tension de surface du liquide impactant en y ajoutant un tensioactif, pour préciser l'influence du nombre de Weber sur la transition entre une nappe liquide cohérente et une nappe liquide fragmentée.

Le dispositif HAnSoLO permet de réaliser des essais avec des blocs inclinés par rapport à la verticale. Ainsi, il pourrait être intéressant d'étudier ce paramètre et son influence sur la vitesse d'ablation avant et pendant le « pool-effect », ainsi que sur la transition vers le « pool-effect ». Les résultats qui pourraient être obtenus permettraient d'adapter, au sein des futurs RNR-Na, les zones potentiellement impactées par un jet de corium, pour en augmenter leur efficacité à ralentir l'ablation.

Pour tous les essais dans lesquels du gaz était entraîné dans le bain liquide en « pool-effect », le panache de bulles touchait le fond de la cavité jusqu'à la fin de l'expérience. Nous supposons que la présence de gaz entraîné modifie grandement l'hydrodynamique et les échanges entre le bain liquide et la paroi solide. Il serait donc intéressant de

réaliser des expériences pour lesquelles la profondeur de la cavité dépasse la profondeur de pénétration maximale du panache de bulles. Ces expériences pourraient être réalisées dans l'installation HAnSoLO avec des blocs de glace de taille supérieure et / ou des buses plus petites et des temps d'acquisition plus longs.

6.2.2 Études complémentaires avec adaptation mineure du dispositif HAnSoLO

Les jets utilisés lors de la thèse étaient turbulents. Il serait intéressant d'étudier l'ablation d'un bloc solide par des jets laminaires à hauts nombres de Reynolds. Pour réaliser de tels jets, des buses se terminant par une réduction brusque de leur diamètre pourraient être employées [31]. Notamment, des comparaisons pourraient être effectuées entre les formes de cavité obtenues et la température de surface du film liquide.

La dynamique de la cavité durant le « pool-effect » étant influencée par l'entraînement de gaz [2], qui lui-même est influencé par la hauteur de chute du jet, l'influence de ce paramètre sur la vitesse d'ablation en « pool-effect » devrait être étudiée. Il faudrait adapter le dispositif expérimental de manière à pouvoir régler la hauteur sur une plus grande amplitude.

Lors de sa sortie des tubes de déchargement, le corium rencontre du sodium au moins partiellement liquide. Il peut donc y avoir fragmentation du jet de corium. Nous avons considéré que la fragmentation était de nature à améliorer la tenue à l'ablation du récupérateur, car elle élargit la zone d'interaction entre le panache du jet et le récupérateur, et augmente la surface de contact entre le jet de corium et le sodium avant son arrivée sur le récupérateur – *cf.* section 3.1. Néanmoins, il serait intéressant de vérifier cette hypothèse. Ainsi, des expériences d'ablation avec des buses d'atomisation pourraient être réalisées dans l'expérience HAnSoLO.

Lors d'essais préliminaires, nous avons remarqué que, si le jet n'était pas circulaire, mais de forme elliptique, on obtenait une surface d'ablation en "W", avec un creusement plus rapide selon le petit axe de l'ellipse du jet. La forme du jet de corium ne pouvant être assurée en sortie des tubes de déchargement, l'influence de la circularité du jet sur l'ablation pourrait être étudiée.

Dans la littérature, une forte dépendance du comportement d'ablation à l'état de surface du bloc impacté a été rapportée. Une indentation dans la zone d'impact peut induire une augmentation significative de la vitesse d'ablation. Cet effet a été observé sur deux essais au cours de cette thèse – *cf.* section 4.3.4. Il est difficile de garantir l'état de surface du récupérateur, en situation accidentelle, sur un réacteur à neutrons rapides

2. Ce cas peut aussi se rencontrer lors de la décharge d'un bain de corium par le biais de tubes de déchargement, du fait d'une potentiellement évaporation massive du sodium entrant en contact avec le corium.

refroidi au sodium. Il se peut que plusieurs coulées de corium aient lieu successivement et que des débris, produits notamment par de la fragmentation, viennent modifier la surface du récupérateur. Donc, pour parer à toute éventualité, il faudrait pouvoir quantifier l'influence de l'état de surface du récupérateur sur l'ablation. Une étude systématique devrait être menée à ce sujet. Le but devrait être de déterminer les dimensions minimales de l'indentation, ou la rugosité de surface minimale, nécessaire pour faire basculer le phénomène d'ablation vers le mode d'ablation turbulent décrit par Gilpin [51] et constaté par nos soins. Plusieurs modes d'indentations pourraient aussi être testés. On pourrait tester des pointes coniques, mais aussi des rainures parallèles entre elles, et de longueur égale à celle du bloc ablaté, ce qui permettrait de déterminer si la forme de l'indentation peut influencer la forme de la cavité obtenue. Il faudrait mettre au point un dispositif permettant de générer des indentations de dimensions connues et centrées sur l'axe du jet. Ces essais pourraient être réalisés au sein de l'installation HAnSoLO avec le système eau / glace pour obtenir de premières informations. Des essais prototypiques acier / acier dans l'installation JIMEC pourraient compléter les résultats obtenus avec le système eau / glace. Le nombre de Prandtl de l'acier étant nettement inférieur à celui de l'eau, il se peut qu'une plus grande indentation soit nécessaire pour constater un effet.

Enfin, nous avons constaté, lors de nos expériences, qu'un ressaut hydraulique circulaire apparaissait quelques secondes avant la transition en « pool-effect » et que du liquide avançait vers la cavité. La position du ressaut est en partie dictée par la hauteur de liquide en aval de ce dernier. Ainsi, la présence d'obstacles à l'écoulement du fluide en dehors de la cavité peut avoir un impact sur la transition vers le « pool-effect ». Nous avons pris soin de ne pas contraindre la zone d'impact pour ne pas perturber l'écoulement de manière artificielle. Néanmoins, si l'apparition d'un ressaut hydraulique circulaire concourt à l'apparition du « pool-effect », il peut être bénéfique de le déclencher plus tôt. En effet, même si une accélération initiale de la vitesse de fonte a été constatée à la transition vers le « pool-effect » lors des essais HAnSoLO, la vitesse d'ablation tend à décroître en « pool-effect ». Des expériences pourraient être réalisées pour étudier l'effet de la présence de barrières à l'écoulement sur la transition vers le « pool-effect ». On peut penser à faire des expériences d'ablation sur des blocs de glace creusés au niveau de leur zone d'impact, de manière à contraindre la sortie du liquide. Elles pourraient permettre d'imaginer des dispositifs ayant pour but d'améliorer la résistance à l'ablation des futurs récupérateurs de corium lors de la phase de relocalisation du corium.

6.2.3 Études complémentaires avec changement de dispositif expérimental

L'influence du battement du jet devrait aussi être considérée, car en situation accidentelle il est probable que le jet soit perturbé dans sa chute, et que son point d'impact oscille.

En situation « réacteur », il se peut que de grandes quantités de gaz soient générées, mais il est peu probable que le jet de corium soit totalement libre. Nous avons étudié le

cas limite d'un jet libre. Il serait aussi intéressant d'étudier l'autre cas limite, celui de l'ablation d'un bloc solide par un jet submergé. De tels essais pourraient être effectués avec le couple eau / glace transparente dans l'installation JEDI disponible au LEMTA. Il faudrait veiller à réguler la température du liquide du bain pour qu'il soit proche de 0 ^oC, et fabriquer des buses permettant de garantir la température du jet à leur sortie.

En situation accidentelle sur un RNR-Na, le corium peut former deux phases liquides, une phase métallique et une phase oxyde, qui peuvent s'écouler séparément. Un récupérateur métallique peut donc être impacté par un jet d'oxyde dont la température de solidification est supérieure à sa température de fusion. Dans cette situation, une croûte solide peut se former entre le liquide provenant du jet et celui provenant de la fonte du solide. Cette situation pourrait être simulée dans l'installation JEDI. Elle a initialement été conçue pour l'étude de la fragmentation de métal liquide dans de l'eau. Des expériences d'ablation de blocs de glace, impactés par du métal liquide à bas point de fusion, pourraient y être réalisées. Le métal de Wood se solidifie à 70 ^oC. Une croûte solide peut donc se former à l'impact.

Pour obtenir des mesures en temps réel sur le système acier / acier, de nouveaux dispositifs de mesure pourraient être envisagés. Ainsi, la possibilité de réaliser des visualisations avec des rayons X, au sein de plateformes expérimentales industrielles semblables à la plateforme PLINIUS [82] disponible au CEA de Cadarache, devrait être étudiée. Ces mesures permettraient, en outre, de connaître le taux de gaz entraîné. De même, il peut être intéressant d'essayer de mesurer la progression du front d'ablation dans l'axe du jet par mesures ultrasonores. Des essais pourraient aussi être réalisés au plus près des conditions accidentelles en noyant le système dans du sodium [82].

6.2.4 Simulations numériques

Au cours du projet de thèse, nous n'avons pas pu étudier numériquement le problème. Pour dimensionner les récupérateurs de corium des futurs RNR-Na, et réaliser les études de sûreté nécessaires à leur mise en service, la possibilité et l'impact de l'ablation du récupérateur devront être quantifiés. Pour ce faire, le processus d'ablation devra être simulé numériquement. De premières études existent [66, 67], mais elles se concentrent sur l'étude de l'ablation au cours du régime d'ablation en film. Pour mieux simuler le phénomène, il faudrait commencer par obtenir une forme réaliste de la cavité. On pourrait essayer de simuler les transferts thermiques entre un jet libre et une paroi plane, puis faire évoluer itérativement la forme de la cavité au cours du temps en supposant un régime établi. Ensuite, l'effondrement du film liquide pourrait être étudié en prescrivant la forme de la cavité et en faisant un calcul purement hydrodynamique. Notamment, les expériences pour lesquelles le liquide sort de la cavité en longeant la paroi solide devraient bien se prêter à de premières simulations.

Bibliographie

[1] J. Stevens and B. W. Webb, "Local Heat Transfer Coefficients Under an Axisymmetric, Single-Phase Liquid Jet," *Journal of Heat Transfer*, vol. 113, pp. 71–78, Feb. 1991.

[2] Z. H. Chaudhury, "Heat transfer in a radial liquid jet," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 20, pp. 501–511, Nov. 1964.

[3] M. J. Swedish, M. Epstein, J. H. Linehan, G. A. Lambert, G. M. Hauser, and L. J. Stachyra, "Surface ablation in the impingement region of a liquid jet," *AIChE Journal*, vol. 25, no. 4, pp. 630–638, 1979.

[4] "Loi n° 2006-739 du 28 juin 2006 de programme relative à la gestion durable des matières et déchets radioactifs | Legifrance."

[5] "Convention du 9 septembre 2010 entre l'état et le Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives relative au programme d'investissements d'avenir (action « réacteur de 4e génération ASTRID »)." Library Catalog : Légifrance.

[6] Reactor Harmonization Group RHWG, "Safety of new NPP designs," tech. rep., Western European Nuclear Regulators Association, Mar. 2013.

[7] F. Gauché, "Generation IV reactors and the ASTRID prototype : Lessons from the Fukushima accident," *Comptes Rendus Physique*, vol. 13, pp. 365–371, May 2012.

[8] F. Payot, C. Journeau, C. Suteau, F. Serre, M. Gradeck, N. Rimbert, A. Lecoanet, and A. Miassoedov, "A new experimental R&D program associated with the corium jet impingement on the ASTRID core catcher sacrificial material," in *International Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP 2018)*, (Charlotte, NC The Westin Charlotte, USA), American Nuclear Society (ANS), Apr. 2018.

[9] M. Saito, K, A. Furutani, M. Isozaki, S. Imahori, and Y. Hattori, "Melting attack of solid plates by a high temperature liquid jet — effect of crust formation," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 121, no. 1, pp. 11 – 23, 1990.

[10] A. Lecoanet, "État de l'art sur l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide chaud – focus sur le cas d'un jet de corium impactant un récupérateur," Note technique CEA/DEN/CAD/DTN/SMTA/LEAG/NT 2019-003, CEA, Jan. 2019.

[11] M. Epstein, "The growth and decay of a frozen layer in forced flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 19, no. 11, pp. 1281 – 1288, 1976.

[12] J. M. Savino, R. Siegel, and J. F. Zumdieck, "Experimental study of freezing and melting of flowing warm water at a stagnation point on a cold plate," in *Heat Transfer 1970 : Papers Presented at The Fourth International Heat Transfer Conference Paris-Versailles 1970 :* (U. Grigull and E. Hahne, eds.), Amsterdam : Elsevier, 1970., Sept. 1970.

[13] K. Sato, A. Furutani, M. Saito, M. Isozaki, K. Suganuma, and S. Imahori, "Melting attack of solid plates by a high-temperature liquid jet [ii] — erosion behavior by a molten metal jet," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 132, no. 2, pp. 171 – 186, 1991.

[14] D. A. Powers, "Erosion of steel structures by high-temperature melts," *Nuclear Science and Engineering*, vol. 88, no. 3, pp. 357–366, 1984.

[15] D. Moxon, "Ablation by a liquid jet," in *Proceedings of the 1990 International Fast Reactor Safety Meeting*, (Snowbird, Utah), American Nuclear Society (ANS), Aug. 1990.

[16] D. B. Coveney, "Cutting Ice with High Pressure Water Jets (Decoupage de la Glace par de Puissants Jets D'eau).," Tech. Rep. ADA106985, NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF CANADA OTTAWA (ONTARIO) DIV OF MECHANICAL ENGINEERING, NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF CANADA OTTAWA (ONTARIO) DIV OF MECHANICAL ENGINEERING, Ottawa, July 1981.

[17] L. Roberts, "On the melting of a semi-infinite body of ice placed in a hot stream of air," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 4, no. 5, p. 505–528, 1958.

[18] A. Furutani, S. Imahori, K. Sato, and M. Saito, "Erosion behavior of a solid plate by a liquid jet - effect of molten layer," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 132, no. 2, pp. 153 – 169, 1991.

[19] J. M. Seiler, "Etude bibliographique du problème de percement de structures par un jet de corium liquide," Tech. Rep. STT/LMSP/90.103/JMS, CEA- Centre d'études nucléaires de Grenoble, Dec. 1990.

[20] M. Epstein, M. J. Swedish, J. H. Linehan, G. A. Lambert, G. M. Hauser, and L. J. Stachyra, "Simultaneous melting and freezing in the impingement region of a liquid jet," *AIChE Journal*, vol. 26, no. 5, pp. 743–751, 1980.

[21] M. B. Glauert, "The wall jet," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 1, pp. 625–643, Dec. 1956.

[22] P. Bakke, "An experimental investigation of a wall jet," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 2, pp. 467–472, July 1957.

[23] P. M. Brdlik and V. K. Savin, "Heat transfer between an axisymmetric jet and a plate normal to the flow," *Journal of engineering physics*, vol. 8, pp. 91–98, Feb. 1965.

[24] S. Sitharamayya and K. S. Raju, "Heat transfer between an axisymmetric jet and a plate held normal to the flow," *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 47, pp. 365–368, Aug. 1969.

[25] J. H. V. Lienhard, "Heat Tansfer by Impingement of Circular Free-Surface Liquid Jets," in *Heat and mass transfer 2006 : proceedings of the 18th National & 7th ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference* (S. C. Mishra, B. V. S. S. S. Prasad, S. V. Garimella, Indian Society for Heat and Mass Transfer, and American Society of Mechanical Engineers, eds.), New Delhi : Tata McGraw-Hill Pub. Co., ©2006., Jan. 2006.

[26] A. Y. Tong, "A Numerical Study on the Hydrodynamics and Heat Transfer of a Circular Liquid Jet Impinging Onto a Substrate," *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, vol. 44, pp. 1–19, July 2003.

[27] E. J. Watson, "The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 20, pp. 481–499, Nov. 1964.

[28] H. Schlichting and J. Kestin, *Boundary-layer theory [Texte imprimé]*. McGraw-Hill series in mechanical engineering, New York : McGraw-Hill. cop. 1979., 1979.

[29] A. W. Lipsett, "Jet impingement heat transfer encluding the effect of melting," Master's thesis, University of Alberta, Oct. 1976.

[30] X. Liu, L. A. Gabour, and V. J. H. Lienhard, "Stagnation-Point heat Transfer During Impingement of Laminar Liquid Jets : Analysis Including Surface Tension," *Journal of Heat Transfer*, vol. 115, pp. 99–105, Feb. 1993.

[31] H. J. V. Lienhard, "Annual review of heat transfer," in Tien [83], ch. Liquid jet impingement, pp. 100 – 270.

[32] X. Liu, V. J. H. Lienhard, and J. S. Lombara, "Convective Heat Transer by Impingement of Circular Liquid Jets," *Journal of Heat Transfer*, vol. 113, pp. 571–582, Aug. 1991.

[33] T. AZUMA and T. HOSHINO, "The radial flow of a thin liquid film : 1st report, laminar-turbulent transition," *Bulletin of JSME*, vol. 27, no. 234, pp. 2739–2746, 1984.

[34] S. K. Bhunia and V. Lienhard, John H., "Splattering During Turbulent Liquid Jet Impingement on Solid Targets," *Journal of Fluids Engineering*, vol. 116, pp. 338–344, June 1994.

[35] E. Guyon, J.-P. Hulin, and P. L., *Hydrodynamique physique*, ch. Équations de bilan, pp. 191 – 224. In *Savoirs Actuels. Physique* [101], 3e éditions. ed., 2012.

[36] E. Guyon, J.-P. Hulin, and P. L., *Hydrodynamique physique*, ch. Écoulements potentiels, pp. 225 – 282. In *Savoirs Actuels. Physique* [101], 3e éditions. ed., 2012.

[37] A. D. D. Craik, R. C. Latham, M. J. Fawkes, and P. W. F. Gribbon, "The circular hydraulic jump," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 112, pp. 347–362, Nov. 1981.

[38] X. Liu and V. J. H. Lienhard, "The Hydraulic Jump in Circular Jet Impingement and in Other Thin Liquid-Films," *Experiments in Fluids*, vol. 15, pp. 108–116, July 1993.

[39] J. W. M. Bush, J. Aristoff, and A. E. Hosoi, "An experimental investigation of the stability of the circular hydraulic jump," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 558, pp. 33–52, July 2006.

[40] T. Bohr, P. Dimon, and V. Putkaradze, "Shallow-water approach to the circular hydraulic jump," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 254, pp. 635–648, Sept. 1993.

[41] Y. Brechet and Z. Néda, "On the circular hydraulic jump," *American Journal of Physics*, vol. 67, pp. 723–731, July 1999.

[42] M. J.-B. Bélanger, *Essai sur la Solution Numérique de quelques Problèmes Relatifs au Mouvement Permanent des Eaux Courantes*. Les corps royaux des ponts et chaussées et des mines, Quai des augustins,n 41, Paris : Carilian-Goeury, 1828.

[43] I. Tani, "Water Jump in the Boundary Layer," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 4, no. 4-6, pp. 212–215, 1949.

[44] J. W. M. Bush and J. M. Aristoff, "The influence of surface tension on the circular hydraulic jump," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 489, pp. 229–238, July 2003.

[45] R. P. Godwin, "The hydraulic jump ("shocks" and viscous flow in the kitchen sink)," *American Journal of Physics*, vol. 61, pp. 829–832, Sept. 1993.

[46] J. B. Baonga, H. Louahlia-Gualous, and M. Imbert, "Experimental study of the hydrodynamic and heat transfer of free liquid jet impinging a flat circular heated disk," *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, pp. 1125–1138, Aug. 2006.

[47] V. E. Nakoryakov, B. G. Pokusaev, and E. N. Troyan, "Impingement of an axisymmetric liquid jet on a barrier," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 21, pp. 1175–1184, Sept. 1978.

[48] K. Choo and S. J. Kim, "The influence of nozzle diameter on the circular hydraulic jump of liquid jet impingement," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 72, pp. 12–17, Apr. 2016.

[49] S. Ishigai, S. Nakanishi, M. Mizuno, and T. Imamura, "Heat Transfer of the Impinging Round Water Jet in the Interference Zone of Film Flow along the Wall," *Bulletin of JSME*, vol. 20, no. 139, pp. 85–92, 1977.

[50] A. Duchesne, L. Lebon, and L. Limat, "Constant froude number in a circular hydraulic jump and its implication on the jump radius selection," *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 107, p. 54002, aug 2014.

[51] R. R. Gilpin, "The Ablation of Ice by a Water Jet," *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering*, vol. 2, pp. 91–96, June 1973.

[52] B. Elison and B. Webb, "Local heat transfer to impinging liquid jets in the initially laminar, transitional, and turbulent regimes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, no. 8, pp. 1207–1216, 1994.

[53] N. Midoux, *Mécanique et rhéologie des fluides en génie chimique*, ch. Ecoulement des fluides autour des solides, couche limite et jets, pp. 359 – 409. Génie des procédés de l'École de Nancy, Paris Londres New York : Tec & Doc, 1993.

[54] L. A. Gabour and V. Lienhard, J. H., "Wall Roughness Effects on Stagnation-Point Heat Transfer Beneath an Impinging Liquid Jet," *Journal of Heat Transfer*, vol. 116, pp. 81–87, 02 1994.

[55] C. F. Ma, Y. H. Zhao, T. Masuoka, and T. Gomi, "Analytical study on impingement heat transfer with single-phase free-surface circular liquid jets," *Journal of Thermal Science*, vol. 5, no. 4, pp. 271–277, 1996.

[56] Y.-C. Yen and C. Tien, "Laminar heat transfer over a melting plate, The modified leveque problem," *Journal of Geophysical Research*, vol. 68, p. 3673, June 1963.

[57] O. M. Griffin, "Heat, Mass, and Momentum Transfer During the Melting of Glacial Ice in Sea Water," *Journal of Heat Transfer*, vol. 95, pp. 317–323, Aug. 1973.

[58] M. Epstein and D. H. Cho, "Melting Heat Transfer in Steady Laminar Flow Over a Flat Plate," *Journal of Heat Transfer*, vol. 98, pp. 531–533, Aug. 1976.

[59] C. Tien and Y.-C. Yen, "The Effect of Melting on Forced Convection Heat Transfer," *Journal of Applied Meteorology*, vol. 4, no. 4, pp. 523–527, 1965.

[60] M. Esptein, "The effect of melting on heat transfer to submerged bodies," *Letters in Heat and Mass Transfer*, vol. 2, pp. 97–103, 1975.

[61] H. J. Merk, "The influence of melting and anomalous expansion on the thermal convection in laminar boundary layers," *Applied Scientific Research, Section A*, vol. 4, pp. 435–452, Sept. 1954.

[62] B. R. Sehgal, T. N. Dinh, J. A. Green, M. Konovalikhin, W. G. Dong, and R. R. Nourgaliev, "Experimental investigation of melt jet impingement during severe accidents," Research report RIT/NPS Research Report EU-MVI-JI1-97, Division of Nuclear Power Safety, Royal Institue of Technology, 1997.

[63] Y.-C. Yen and A. Zehnder, "Melting heat transfer with water jet," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 16, pp. 219–223, 1973.

[64] E. Saatdjian, *Les bases de la mécanique des fluides et des transferts de chaleur et de masse pour l'ingénieur*, ch. Convection forcée laminaire, pp. 139 – 168. S.l : Editions Sapientia, 2009.

[65] A. Lipsett and R. Gilpin, "Laminar jet impingement heat transfer including the effects of melting," *Transfert thermique pour un jet laminaire incident avec effet de fusion (French)*, vol. 21, pp. 25–33, Jan. 1978.

[66] G. Li, M. Liu, G. Duan, D. Chong, and J. Yan, "Numerical investigation of erosion and heat transfer characteristics of molten jet impinging onto solid plate with MPS–LES method," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 99, pp. 44–52, Aug. 2016.

[67] G. Li, M. Liu, J. Wang, D. Chong, and J. Yan, "Numerical study of thermal erosion behavior of RPV lower head wall impinged by molten corium jet with particle method," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 104, pp. 1060–1068, Jan. 2017.

[68] A. K. Biń, "Gas entrainment by plunging liquid jets," *Chemical Engineering Science*, vol. 48, no. 21, pp. 3585–3630, 1993.

[69] H. N. Oğuz, A. Prosperetti, and A. M. Lezzi, "Examples of air-entraining flows," *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, vol. 4, no. 4, pp. 649–651, 1992.

[70] C. Clanet and J. C. Lasheras, "Depth of penetration of bubbles entrained by a plunging water jet," *Physics of Fluids*, vol. 9, no. 7, pp. 1864–1866, 1997.

[71] E. Mckeogh and D. Ervine, "Air entrainment rate and diffusion pattern of plunging liquid jets," *Chemical Engineering Science*, vol. 36, no. 7, pp. 1161–1172, 1981.

[72] C. D. Ohl, H. N. Oğuz, and A. Prosperetti, "Mechanism of air entrainment by a disturbed liquid jet," *Physics of Fluids*, vol. 12, no. 7, pp. 1710–1714, 2000.

[73] A. Biǹ, "Minimum air entrainment velocity of vertical plunging liquid jets," *Chemical Engineering Science*, vol. 43, no. 2, pp. 379–389, 1988.

[74] A. Lecoanet, F. Payot, C. Journeau, J.-Y. Morel, N. Rimbert, M. Gradeck, B. Fluhrer, X. Gaus-Liu, T. Cron, T. Wenz, R. Stängle, and M. Vervootz, "Experimental results and post-test analysis of the hansolo and jimec tests on interaction between corium jet simulant and sacrificial solid material," Tech. Rep. WP2.2,T2.2.3, ESFR-SMART, June 2020.

[75] F. Bertrand, "Proposal for conservatism relaxation related to the core catcher thermal erosion assessment," memo DER/SESI (pour JAEA), CEA/DER/SESI, 2017.

[76] C. Latgé, "Sodium Physical and Chemical Properties," in *Sodium-Cooled Nuclear Reactors*, pp. 23–27, Paris : F. Gauché, cea saclay et groupe moniteur (Éditions du moniteur) ed., 2016.

[77] Zabiego, M. and Focheato, C., "Etude phénoménologique de la fragmentation de coulées de corium dans du sodium," Note technique CEA/DEN/CAD/DTN/SMTA/LPMA/NT/2017-072, CEA, Oct. 2017.

[78] E. Guyon, J.-P. Hulin, and P. L., *Hydrodynamique physique*, ch. Écoulements quasi parallèles – Approximation de lubrification, pp. 373 – 415. In *Savoirs Actuels. Physique* [101], 3e éditions. ed., 2012.

[79] M. Zabiego and C. Fochesato, "Corium-sodium interaction the development of the SCONE software," in *NURETH-17 - 17th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*, (Xi-An, China), Sept. 2017.

[80] P. Mouchet and M. Roustan, "Caractéristiques et propriétés des eaux - Eau pure, eaux naturelles," *Techniques de l'ingénieur Eau : propriétés, qualité, valeurs d'usage*, vol. base documentaire : TIB506DUO., no. w110, 2011.

[81] L. Lucas, "Viscosité des principaux métaux et métalloïdes," *Techniques de l'ingénieur Bases de données : matériaux métalliques*, vol. base documentaire : TIB584210., no. m66, 1984.

[82] A. Lecoanet and F. Payot, "Expression de besoin des essais plinius2-impact," Note technique CEA/DEN/CAD/DTN/SMTA/LEAG/NT 2019-006, CEA, June 2019.

[83] C.-H. Tien, ed., *Annual Review of heat transfer*, vol. 6. New York, Wallingford (U.K.) : begell housen inc., 1995.

[84] R. J. Moffat, "Describing the uncertainties in experimental results," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 1, no. 1, pp. 3–17, 1988.

[85] T. J. Hanratty, "Stability of surfaces that are dissolving or being formed by convective diffusion," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 13, no. 1, pp. 231–252, 1981.

[86] J. Schindelin, I. Arganda-Carreras, E. Frise, V. Kaynig, M. Longair, T. Pietzsch, S. Preibisch, C. Rueden, S. Saalfeld, B. Schmid, J.-Y. Tinevez, D. J. White, V. Hartenstein, K. Eliceiri, P. Tomancak, and A. Cardona, "Fiji : an open-source platform for biological-image analysis," *Nature Methods*, vol. 9, pp. 676–682, Jul 2012.

[87] S. Van der Walt, J. L. Schönberger, J. Nunez-Iglesias, F. Boulogne, J. D. Warner, N. Yager, E. Gouillart, and T. Yu, "scikit-image : image processing in Python," *PeerJ*, vol. 2, p. e453, June 2014. Publisher : PeerJ Inc.

[88] C. Li and C. Lee, "Minimum cross entropy thresholding," *Pattern recognition*, vol. 26, no. 4, pp. 617–625, 1993.

[89] F. Pedregosa, G. Varoquaux, A. Gramfort, V. Michel, B. Thirion, O. Grisel, M. Blondel, P. Prettenhofer, R. Weiss, V. Dubourg, J. Vanderplas, A. Passos, D. Cournapeau, M. Brucher, M. Perrot, and E. Duchesnay, "Scikit-learn : Machine learning in Python," *Journal of Machine Learning Research*, vol. 12, pp. 2825–2830, 2011.

[90] D. C. Montgomery and G. C. Runger, *Applied Statistics and Probability for Engineers*, ch. 12. Multiple Linear Regression, pp. 449 – 512. 111 River Street, Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 5th ed., 2011.

[91] J. McGovern, "Friction factor diagrams for pipe flow," tech. rep., Dublin Institue of Technology, Oct. 2011.

[92] P. Virtanen, R. Gommers, T. E. Oliphant, M. Haberland, T. Reddy, D. Cournapeau, E. Burovski, P. Peterson, W. Weckesser, J. Bright, S. J. van der Walt, M. Brett, J. Wilson, K. J. Millman, N. Mayorov, A. R. J. Nelson, E. Jones, R. Kern, E. Larson, C. J. Carey, İ. Polat, Y. Feng, E. W. Moore, J. VanderPlas, D. Laxalde, J. Perktold, R. Cimrman, I. Henriksen, E. A. Quintero, C. R. Harris, A. M. Archibald, A. H. Ribeiro, F. Pedregosa, P. van Mulbregt, and SciPy 1.0 Contributors, "SciPy 1.0 : Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python," *Nature Methods*, vol. 17, pp. 261–272, 2020.

[93] K. Jambunathan, E. Lai, M. A. Moss, and B. L. Button, "A review of heat transfer data for single circular jet impingement," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 13, pp. 106–115, June 1992.

[94] B. Kashi and H. D. Haustein, "The stagnation point heat transfer under partially-developed submerged jets," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 146, p. 118804, 2020.

[95] K. Harby, S. Chiva, and J. Muñoz-Cobo, "An experimental study on bubble entrainment and flow characteristics of vertical plunging water jets," *Experimental thermal and fluid science*, vol. 57, pp. 207–220, 2014.

[96] A. BONTEMPS, "Échangeurs de chaleur définitions et principes généraux," *Techniques de l'ingénieur Échangeurs de chaleur*, vol. base documentaire : TIB376DUO., no. ref. article : be9515, 2014. fre.

[97] A. BONTEMPS and J.-F. FOURMIGUÉ, "Échangeurs de chaleur dimensionnement thermique," *Techniques de l'ingénieur Échangeurs de chaleur*, vol. base documentaire : TIB376DUO., no. ref. article : be9517, 2014. fre.

[98] L. Diane, *Introduction au traitement d'images / Diane Lingrand*, ch. Recherche de primitives : opérateurs morphomathématiques, pp. 126 – 140. Multimédia, graphisme, Paris : Vuibert, 2e édition ed., 2008.

[99] W. E. Lorensen and H. E. Cline, "Marching cubes : A high resolution 3d surface construction algorithm," in *Proceedings of the 14th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*, SIGGRAPH '87, (New York, NY, USA), p. 163–169, Association for Computing Machinery, 1987.

[100] Wikipédia, "Théorèmes de guldin." `https://fr.wikipedia.org/wiki/Th%C3%A9or%C3%A8mes_de_Guldin`, June 2020.

[101] E. Guyon, J.-P. Hulin, and P. L., *Hydrodynamique physique*. Savoirs Actuels. Physique, Ulis, France : EDP Sciences, 3e éditions. ed., 2012.

[102] P. Perrot, "Propriétés thermodynamiques de l'eau," *Techniques de l'ingénieur Caractérisations thermodynamiques*, vol. base documentaire : TIB341DUO., no. ref. article : k585, 2006. fre.

[103] S. Fukusako, "Thermophysical properties of ice, snow, and sea ice," *International Journal of Thermophysics*, vol. 11, no. 2, pp. 353–372, 1990.

[104] E. O. Holzbecher, *Modeling Density-Driven Flow in Porous Media Principles, Numerics, Software*, ch. Density and other Water Properties, pp. 13 – 23. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1st ed. 1998. ed., 1998.

[105] T. Petrova and R. B. Dooley, "Revised release on surface tension of ordinary water substance," Tech. Rep. IAPWS R1-76, The International Association for the Properties of Water and Steam, 2014.

[106] J. J. Valencia and P. N. Quested, "Thermophysical Properties," in *ASM Handbook* (ASM Handbook Committee, ed.), vol. 15 : Casting, Materials Park (Ohio) : ASM International, 9th edition ed., 2008.

[107] B. Lally, L. T. Biegler, and H. Henein, "Optimization and continuous casting : Part ii. application to industrial casters," *Metallurgical Transactions B*, vol. 22, no. 5, pp. 649–659, 1991.

[108] K. C. Mills, Y. Su, Z. Li, and R. F. Brooks, "Equations for the calculation of the thermo-physical properties of stainless steel," *ISIJ International*, vol. 44, no. 10, pp. 1661–1668, 2004.

[109] Langley Alloys, "Alliage 316l." https://www.langleyalloys.com/fr/products/alloy-316l/, July 2020.

[110] P. Pichler, B. J. Simonds, J. W. Sowards, and G. Pottlacher, "Measurements of thermophysical properties of solid and liquid nist srm 316l stainless steel," *Journal of Materials Science*, vol. 55, pp. 4081–4093, Mar 2020.

[111] Nuclear Power Technology Development Section, "Thermophysical properties of Materials for Nuclear Engineering : A tutorial and Collection of Data," tech. rep., International Atomic Energy Agency, Nov. 2008.

[112] GoodFellow, "Molybdène (mo)." http://www.goodfellow.com/F/Molybdene.html, July 2020.

[113] Nuclear Power Technology Development Section, "Thermophysical properties database of materials for light water reactors and heavy water reactors," tech. rep., International Atomic Energy Agency, June 2006.

[114] C. Zacharie and F. Payot, "Etude de la cinétique d'ablation d'une surface par un jet liquide : expérience et modélisation," Note technique CEA/DEN/CAD/DTN/SMTA/LPMA/NT 2016-069, CEA, Dec. 2016.

[115] A. Miassoedov, J. Foit, and T. Cron, "Mocka experiments on mcci of metal and oxide melt with siliceous concrete." 2014 ANS Winter Meeting and Nuclear Technology Expo, Anaheim, Calif., November 9-13, 2014, 2014. 32.22.11 ; LK 01.

A. Propriétés des matériaux étudiés

Table des matières

A.1 Eau 253
A.2 304 258
A.3 316 L 259
A.4 Molybdène 261
A.5 Corium oxyde 262

A.1 Eau

L'eau et la glace sont les deux matériaux étudiés dans l'expérience HAnSoLO. Les équations utilisées pour déterminer les valeurs des différentes propriétés sont reproduites ici. La glace peut être présente sous plusieurs phases. Néanmoins, dans les conditions normales de température et de pression seule la phase hexagonale Ih de la glace est stable [102]. Seules les propriétés de cette dernière sont données ici.

La température de fusion de l'eau est universellement connue et vaut $273,15\ K$ dans les conditions normales de pression.

Pour la chaleur spécifique de la glace, on utilise l'équation suivante donnée par Fukusako [103]. La température est en kelvins.

$$C_p = 0,185 + 0,689 \cdot 10^{-2} T \ ; \quad \left(kJ.kg^{-1}.K^{-1}\right) \ ; \quad T \in [90\ K - 273\ K] \tag{A.1}$$

La chaleur spécifique de l'eau varie peu dans l'intervalle d'étude. Elle passe de $4\ 181,8$ $Jkg^{-1}.K^{-1}$ à $20\ ^oC$ à $4\ 189,5\ Jkg^{-1}.K^{-1}$ à $70\ ^oC$ [80]. Nous avons fait le choix de la

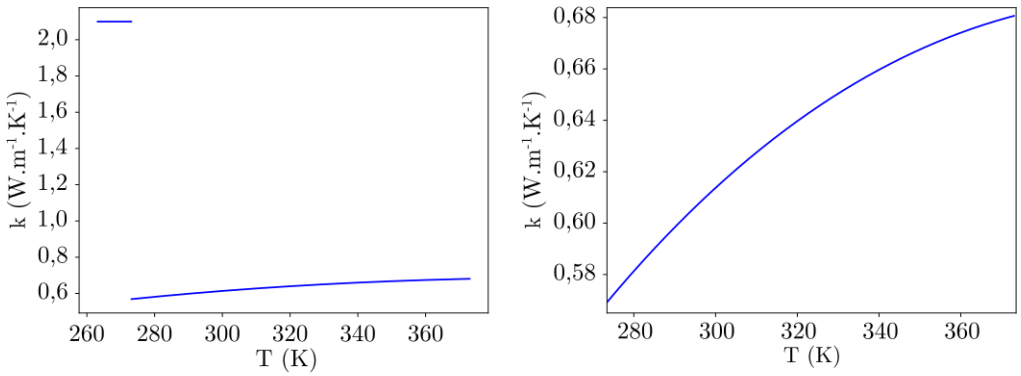

FIGURE A.1 – Conductivité thermique de l'eau sur l'intervalle : (Gauche) $263\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$, (Droite) $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$

prendre constante et égale à sa valeur à 20 ^oC.

$$C_p = 4\ 181,8\ J.kg^{-1}.K^{-1} \tag{A.2}$$

La chaleur latente de fusion de l'eau est donnée par Mouchet *et al.* [80].

$$L = 333,7 \cdot 10^3\ J.kg^{-1} \tag{A.3}$$

On considère la conductivité thermique de la glace comme étant constante. Mouchet *et al.* [80] donnent :

$$k = 2,1\ W.m^{-1}.K^{-1} \tag{A.4}$$

En phase liquide on utilise l'expression donnée par Holzbecher [104]. Elle donne la conductivité thermique en $kW.m^{-1}.K^{-1}$.

$$k = -922,47 + 1839,5\left(\frac{T}{T_0}\right) - 1800,7\left(\frac{T}{T_0}\right)^2 + 525,77\left(\frac{T}{T_0}\right)^3 - 73,44\left(\frac{T}{T_0}\right)^4 \tag{A.5}$$

$$T_0 = 273,15\ K$$

La conductivité thermique de l'eau sur l'intervalle de températures $263\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$ est reproduite en figure A.1.

Pour la masse volumique de la glace, on utilise l'expression rapportée par Fukusako [103].

$$\rho = 917\left(1 - 1,17 \cdot 10^{-4}\left(T - 273,15\right)\right)\ ;\quad \left(kg.m^{-3}\right) \tag{A.6}$$

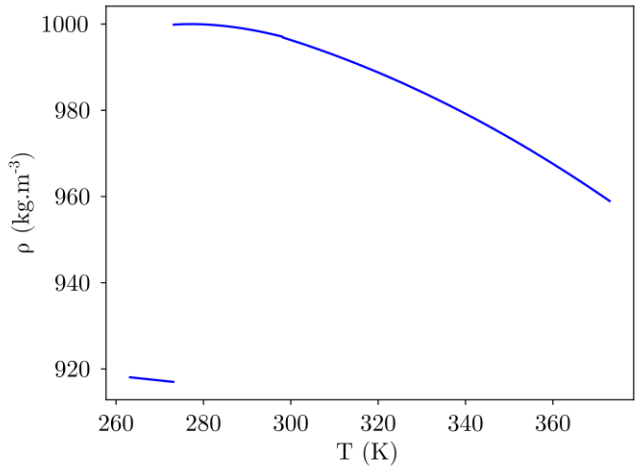

FIGURE A.2 – Masse volumique de l'eau sur l'intervalle : $263\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$.

Pour l'eau liquide, on utilise deux équations données par Holzbecher [104] :

Pour $273,15\ K < T \leqslant 298,15\ K$, l'auteur rapporte deux équations. On utilise la plus récente des deux. La température doit être spécifiée en degrés Celsius.

$$\rho = 1\ 000 \left(1 - \frac{(T-3,98)^2}{508\ 929,2} \frac{T+288,9414}{T+68,12963}\right) \ ; \quad \left(kg.m^{-3}\right) \tag{A.7}$$

Pour $298,15\ K < T \leqslant 373,15\ K$, on utilise l'équation dont l'intervalle de validité rejoint celui de l'équation précédente. La température doit ici être donnée en kelvins.

$$\rho = 996,9 \left[1 - 3,17 \cdot 10^{-4} (T - 298,15) - 2,56 \cdot 10^{-6} (T - 298,15)^2\right] \ ; \quad \left(kg.m^{-3}\right) \tag{A.8}$$

La variation de la masse volumique de l'eau sur l'intervalle $263\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$ est l'objet de la figure A.2.

Pour la viscosité de l'eau, on utilise la formule suivante indiquée par Holzbecher [104]. La température est en kelvins. L'évolution de la viscosité dynamique de l'eau avec la température est reproduite en figure A.3, pour l'intervalle $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$.

$$\mu = 10^{-3} \left[1 + 0,015512 \cdot (T - 293,15)\right]^{-1,572} \ ; \qquad (Pa.s) \tag{A.9}$$

Le nombre de Prandtl d'un liquide est défini comme suit. Il ne dépend que de la température. Son évolution sur l'intervalle de température $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$ est

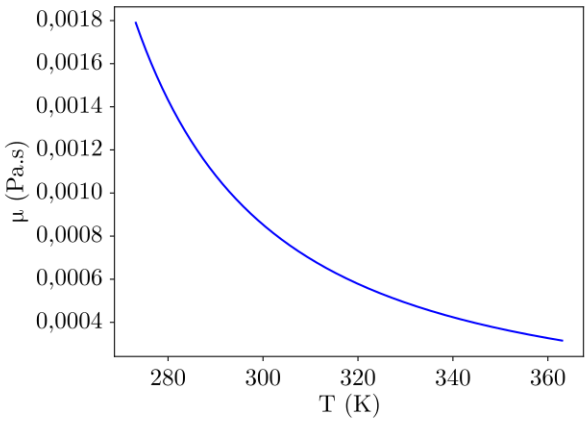

FIGURE A.3 – Viscosité dynamique de l'eau sur l'intervalle : $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$.

reproduite en figure A.4.

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k} \tag{A.10}$$

La tension de surface de l'eau est donnée par la formule (A.11) – rapport de l'*International Association for the Properties of Water and Steam* [105]. La température doit être spécifiée en kelvins. La variation de la tension de surface avec la température est rapportée en figure A.5 pour $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$.

$$\sigma = 235,8 \cdot 10^{-3} \tau^{1,256} (1 - 0,625\tau)\ ; \quad \left(N.m^{-1}\right) \tag{A.11}$$

$$\tau = 1 - \frac{T}{T_c}\ ; \qquad T_c = 647,096\ K$$

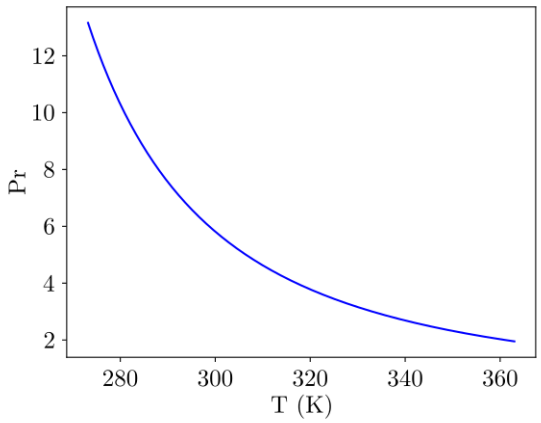

FIGURE A.4 – Évolution du nombre de Prandtl de l'eau sur l'intervalle : $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$.

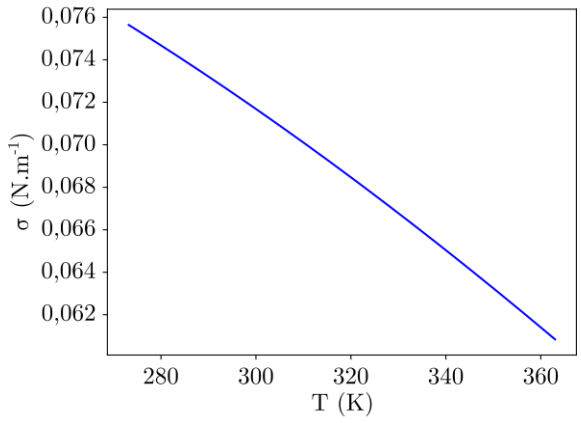

FIGURE A.5 – Tension superficielle de l'eau sur l'intervalle : $273,2\ K \leqslant T \leqslant 363\ K$.

A.2 304

L'acier 304 est mentionné ici, car c'est la nuance d'acier utilisée lors des essais JIMEC qui se sont déroulés au KIT. Le pourcentage massique des éléments majoritaires de l'alliage tel qu'utilisé dans JIMEC est disponible en tableau A.1. Ici on ne s'intéresse qu'aux propriétés en phase solide et liquide. Donc, la vaporisation n'est pas prise en compte.

Élément	Cr	Ni	Si	Mn
Pourcentage massique	$17,0 - 19,0$	$8,0 - 10,5$	$\leqslant 1,0$	$\leqslant 2,0$

TABLE A.1 – Composition en éléments principaux de l'acier utilisé pour les essais JIMEC.

Les températures de liquidus – T_l et de solidus – T_s – sont [106, 107] :

$$T_l = 1\ 727\ K\ ; \qquad T_s = 1\ 673\ K \tag{A.12}$$

La chaleur latente de fusion est de [106] :

$$L = 2,9 \cdot 10^5\ J.kg^{-1} \tag{A.13}$$

Chaleur spécifique pour $298\ K \leqslant T \leqslant T_l$ [106] :

$$C_p = 1\ 000 \left(0,443 + 2 \cdot 10^{-4}T + 8 \cdot 10^{-10}T^2\right) \qquad \left(J.kg^{-1}.K^{-1}\right) \tag{A.14}$$

La chaleur spécifique dans la phase liquide $T \geqslant T_l$ est constante [106, 108] :

$$C_p = 800\ J.kg^{-1}.K^{-1} \tag{A.15}$$

La conductivité thermique des aciers dans la zone solide, pour $273\ K \leqslant T \leqslant T_s$, peut être obtenue par le biais de l'équation [106] :

$$k = 10,33 + 15,4 \cdot 10^{-3}T - 7,0 \cdot 10^{-7}T^2 \qquad \left(W.m^{-1}.K^{-1}\right) \tag{A.16}$$

Sur l'intervalle $T_s < T < T_l$ [106] elle peut être obtenue via l'équation ci-dessous :

$$k = 355,93 - 196,8 \cdot 10^{-3}T \qquad \left(W.m^{-1}.K^{-1}\right) \tag{A.17}$$

Dans la zone totalement liquide :

$$k = 6,6 + 12,14 \cdot 10^{-3}T \qquad \left(W.m^{-1}.K^{-1}\right) \tag{A.18}$$

Pour la détermination de la masse volumique selon [108] une composition exacte doit être postulée.

Élément	Cr	Ni	Mn	Si	C	Fe
Pourcentage massique	19,0	9,3	1,0	0,5	0,04	70,12

TABLE A.2 – Composition postulée pour la détermination de la masse volumique de l'acier 304.

Pour calculer la masse volumique de des aciers 304 sur 273 $K \leqslant T \leqslant T_s$ l'expression suivante peut être utilisée [108]. Il faut entrer les pourcentages massiques des différents éléments. Par exemple, $\%Fe$ correspond au pourcentage massique de fer.

$$\begin{aligned} \rho &= (79,6\%Fe + 78,3\%Cr + 85,4\%Ni + 76,9\%Mn + 47,1\%Si) \\ &\quad -0,5\,(T - 298) \qquad \left(kg.m^{-3}\right) \end{aligned} \tag{A.19}$$

Pour $T_l \leqslant T$ [108] rapporte l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \rho &= (69,4\%Fe + 66,3\%Cr + 71,4\%Ni + 57,2\%Mn + 49,3\%Si) \\ &\quad -0,86\,(T - 1823) \qquad \left(kg.m^{-3}\right) \end{aligned} \tag{A.20}$$

Dans l'intervalle $T_s < T < T_l$ la masse volumique peut être déterminée par interpolation linéaire entre la valeur obtenue pour $T = T_s$ et pour $T = T_l$.

Mills *et al.* [108] indiquent que l'expression suivante est utilisable pour déterminer l'évolution de la viscosité dynamique de tous les aciers inoxydables pour $T_l \leqslant T$. Elle n'est donc pas spécifique aux aciers 304.

$$\mu = 1 \cdot 10^{-3} e^{-2,396 + \frac{7\ 950}{T}} \ \ (Pa.s) \tag{A.21}$$

Concernant la tension superficielle, Mills *et al.* [108] donnent l'équation suivante. Elle néglige les effets du soufre et de l'oxygène ; or leur présence dans l'alliage influe fortement sur cette propriété. Elle est valable sur $T_l \leqslant T$.

$$\sigma = 1 \cdot 10^{-3}\,(1\ 840 - 0,4\,(T - 1\ 823)) \ \left(N.m^{-1}\right) \tag{A.22}$$

A.3 316 L

L'acier 316 L est le plus utilisé pour le design des éléments présents au sein d'un cœur de RNR-Na. C'est un acier austénitique [109]. Sa principale différence avec l'acier 304 est la présence de molybdène [109]. Il présente une meilleure résistance à la corrosion par piqûres en présence de chlore que le 304, d'où son utilisation intensive dans la marine ou le mobilier urbain de bord de mer.

Élément	Cr	Ni	Mo	C	Mn
$\%m$	$16,5-18,5$	$10,0-13,0$	$2,0-2,5$	$<0,04$	$<2,0$
	N	Si	P	S	
	$<0,11$	$<1,0$	$<0,04$	$<0,03$	

TABLE A.3 – Intervalles de composition des aciers 316 L [109].

Les températures de liquidus – T_l et de solidus – T_s – sont les suivantes [110]. Les incertitudes étant données dans l'article elles sont reproduites ici.

$$T_l = 1\ 708 \pm 30\ K\ ; \qquad T_s = 1\ 675 \pm 15\ K \tag{A.23}$$

La chaleur latente de fusion des aciers 316 L est de [110] :

$$L = 2,9 \cdot 10^5\ J.kg^{-1} \tag{A.24}$$

Pichler *et al.* [110] ont mesuré l'évolution de l'enthalpie massique de l'alliage en fonction de la température par *Differential Scanning Calorimetry* (DSC). Ils donnent les résultats de régression linéaire donnant l'enthalpie massique en fonction de la température. Pour obtenir la capacité calorifique, on peut prendre la dérivée de cette régression selon la température. Ainsi, on obtient l'expression suivante pour $500\ K \leqslant T \leqslant 1\ 250\ K$. La valeur de la capacité thermique massique de l'alliage à 20^oC est aux alentours de $500\ J.kg^{-1}.K^{-1}$ [109]. Donc, en première approximation la validité de l'équation peut être étendue sur l'intervalle $273\ K \leqslant T \leqslant 1\ 250\ K$.

$$C_p = 459 + 14,32 \cdot 10^{-2} T \qquad \left(J.kg^{-1}.K^{-1}\right) \tag{A.25}$$

Pour $1\ 350\ K \leqslant T \leqslant T_s$:

$$C_p = 714\ J.kg^{-1}.K^{-1} \tag{A.26}$$

En phase liquide $T_l \leqslant T$:

$$C_p = 847\ J.kg^{-1}.K^{-1} \tag{A.27}$$

Des interpolations linéaires peuvent être pratiquées pour combler les zones non couvertes.

La conductivité thermique peut être approximée à l'aide des expressions suivantes [106]. Pour $T < T_s$:

$$k = 6,31 + 27,2 \cdot 10^{-3} T - 7,0 \cdot 10^{-6} T^2 \qquad \left(W.m^{-1}.K^{-1}\right) \tag{A.28}$$

Pour $T_l < T$ on peut utiliser la corrélation suivante [106] qui est cohérente avec les résultats de Pichler *et al.* [110] sur la résistivité des 316 L. La résistivité électrique d'un métal peut être reliée à la conductivité thermique en utilisant la loi de Wiedemann et Franz.

$$k = 6,6 + 12,14 \cdot 10^{-3} T \qquad \left(W.m^{-1}.K^{-1}\right) \tag{A.29}$$

Pour $T_s \leqslant T \leqslant T_l$ on peut procéder à une interpolation linéaire.

Mills *et al.* [108] rapportent les équations suivantes pour la masse volumique de l'alliage. Pour 500 $K \leqslant T \leqslant T_s$ ils donnent l'expression :

$$\rho = 8\ 052 - 0,564T \qquad \left(kg.m^{-3}\right) \tag{A.30}$$

La masse volumique des aciers 316 L à température ambiante est d'environ 8 000 $kg.m^{-3}$ [109], ce qui est proche du résultat donné par l'équation (A.30) à 20 ^oC : 7 884 $kg.m^{-3}$.

Pour $T_l \leqslant T$ les mêmes auteurs rapportent :

$$\rho = 8\ 065 - 0,661T \qquad \left(kg.m^{-3}\right) \tag{A.31}$$

Des interpolations linéaires peuvent être pratiquées pour combler les zones non couvertes.

Pour la viscosité dynamique, nous n'avons trouvé qu'une équation générique – Éq. (A.21) – valable pour tous les aciers inoxydables [108].

De même pour la tension de surface seule l'équation (A.22) a été trouvée.

A.4 Molybdène

On rapporte ici, à titre indicatif, les propriétés thermiques du molybdène à 20 ^oC – tableau A.4 [111]. La chaleur latente de fusion provient du site de GoodFellow [112]. La conductivité du Molybdène change avec la température. Elle vaut 88 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 2 200 K [111]. Le diagramme de phase fer / molybdène est reproduit en figure A.6. On remarque la formation d'un eutectique à 1 450 ^oC.

Propriété	Valeur
ρ	10 200 $kg.m^{-3}$
C_p	272 $J.kg^{-1}.K^{-1}$
k	147 $W.m^{-1}.K^{-1}$
T_f	2 896 K
L	290 000 $J.kg^{-1}$

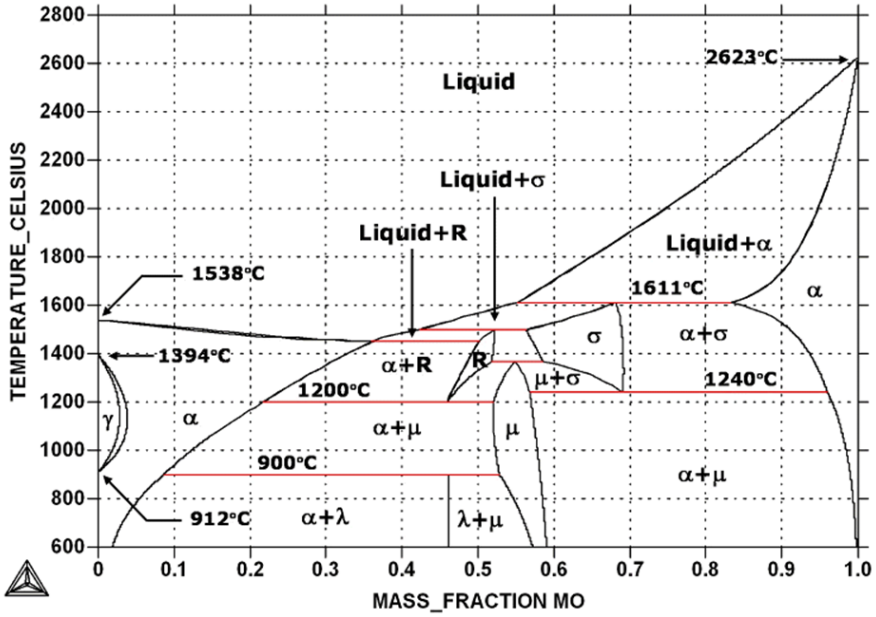

FIGURE A.6 – Diagramme de phase fer / molybdène.

TABLE A.4 – Propriétés approximatives du molybdène à 20 ^oC.

A.5 Corium oxyde

Sont ici consignées, au sein du tableau A.5, les valeurs utilisées dans l'expression de besoin rédigée pour l'installation PLINIUS 2 - IMPACT – revues et enrichies [111]. Le corium oxyde est majoritairement composé de dioxyde d'uranium. La chaleur latente rapportée ici de fusion provient d'un rapport de l'IAEA [113]. On peut consulter ce rapport pour obtenir des informations exhaustives sur les propriétés de l'UO_2.

Propriété	Valeur
ρ	8 000 $kg.m^{-3}$
C_p	500 $J.kg^{-1}.K^{-1}$
k	3 $W.m^{-1}.K^{-1}$
T_f	3 120 K
L	70 000 $J.mol^{-1}$
μ	$3 \cdot 10^{-3}$ $Pa.s$
Pr	$0,5$

TABLE A.5 – Propriétés approximatives de la phase oxyde du corium.

Pour la viscosité dynamique de l'UO_2 sur 3 120 $K < T <$ 3 400 K on peut utiliser l'expression suivante qui est précise à 25 % [111].

$$\mu = 0,988 \cdot 10^{-3} exp\,(4\ 620/T) \qquad (Pa.s) \tag{A.32}$$

Pour la tension de surface on peut utiliser, avec une incertitude de 17 %, l'équation [111] :

$$\sigma = [513 - 0,19\,(T - 3\ 120)] \cdot 10^{-3} \qquad \left(N.m^{-1}\right) \tag{A.33}$$

B. Système de pilotage de HAnSoLO

Pour le pilotage de HAnSoLO, et la récupération des données des capteurs, une interface sous Labview a été réalisée par les services communs du LEMTA. Elle communique en MODBUS avec des modules d'acquisition / commande de chez SENECA : Z-8AI (8 entrées analogiques), Z-8TC (8 entrées thermocouples avec compensation de soudure froide), Z-10-D-OUT (10 sorties digitales tout ou rien), Z-10-D-IN (10 entrées digitales tout ou rien).

Une capture d'écran est disponible en figure B.2. Nous allons ici détailler les fonctions des différentes parties repérées sur la figure B.2.

1. **Bouton :** Permets de se connecter aux modules d'acquisition si l'opération n'a pu être faite automatiquement. En appuyant sur le bouton, on fait apparaître le pop-up reproduit en figure B.1. On peut cliquer sur la liste déroulante et choisir le bon port COM.
2. **Indicateur :** Indique l'état de la connexion. Vert : connexion établie. Rouge : connexion perdue.
3. Répertoire de sauvegarde :
   (a) **Zone de saisie :** Zone de saisie manuelle du chemin de sauvegarde.

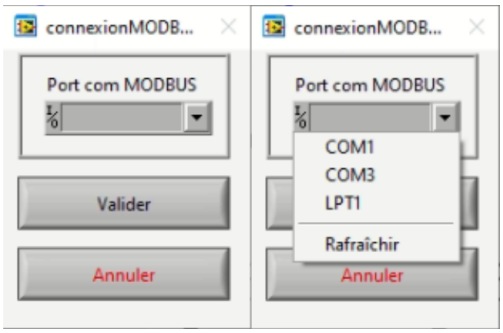

FIGURE B.1 – Pop-up apparaissant à l'appui de la touche connexion.

(b) **Bouton :** Parcourir les dossiers pour sélectionner celui où enregistrer le fichier de données.

4. **Zone de saisie :** Nom du fichier d'enregistrement des données.
5. **Zone de saisie :** Commentaires qui seront reproduits en en-tête du fichier enregistré.
6. **Bouton :** Démarrage de l'enregistrement.
7. **Bouton :** Arrêt de l'enregistrement.
8. **Indicateur :** Vert clair, mention ON : enregistrement en cours. Vert foncé, mention OFF : enregistrement arrêté.
9. **Bouton :** Permet de quitter. Il faut impérativement quitter le logiciel de cette manière sinon des problèmes à l'enregistrement peuvent survenir.
10. **Onglet :** Montre l'interface de commande.
11. **Onglet :** Montre une représentation graphique des différentes données acquises sur 1 *heure*.
12. **Onglet :** Montre une représentation graphique des différentes données acquises sur 1 *min*.
13. **Zone de saisie :** Permet d'entrer la valeur de consigne de la régulation de température en ^oC.
14. **Indicateur :** Valeur mesurée par le thermocouple de type K utilisé pour la régulation (19). Précision 2 ^oC.
15. **Indicateur :** Donne 100 si l'interface ordonne au régulateur de chauffer et 0 sinon.
16. **Indicateur :** Valeur de la température mesurée en ^oC par le thermocouple de type K situé à 256 L dans le réservoir. Précision 2 ^oC.
17. **Indicateur :** Niveau d'eau (interrupteur à niveau Capteur optique, Cynergy3 OLS200D3LSH). Si le voyant est vert clair, le volume d'eau est égal ou dépasse 256 L.
18. **Indicateur :** Valeur de la température mesurée en ^oC par le thermocouple de type K situé à 128 L dans le réservoir. Ce thermocouple est utilisé pour la régulation de température. Précision 2 ^oC.
19. **Indicateur :** Niveau d'eau (interrupteur à niveau Capteur optique, Cynergy3 OLS200D3LSH). Si le voyant est vert clair, le volume d'eau est égal ou dépasse 128 L.
20. **Indicateur :** Valeur de la température mesurée en ^oC par le thermocouple situé à 80 L dans le réservoir.
21. **Indicateur :** Niveau d'eau (interrupteur à niveau Capteur optique, Cynergy3 OLS200D3LSH). Si le voyant est vert clair, le volume d'eau est égal ou dépasse 80 L. Si le niveau est inférieur à 80 L le système coupe la chauffe et la pompe automatiquement.

22. **Indicateur :** Voyant indiquant si l'on peut s'attendre à de la cavitation : non opérationnel.
23. **Indicateur :** Valeur de la pression de vapeur saturante calculée à l'aide de la loi d'Antoine en $bars$.
24. **Indicateur :** Valeur du nombre de cavitation : $\frac{p-p_{vap-sat}}{\frac{1}{2}\rho v^2}$.
25. **Indicateur :** Valeur de la pression mesurée en $bars$ en entrée de pompe (transmetteur de pression piézorésistif PR23 de chez KELLER en $4-20mA$). Valeur utilisée pour le calcul du nombre de cavitation.
26. **Bouton / Indicateur :** Démarrage de la pompe (Pompe à rotor excentré monobloc PCM EcoMoineau C modèle 13C12S). Vert clair : pompe en marche. Vert foncé : pompe à l'arrêt.
27. **Indicateur :** Valeur de la pression relative de refoulement en $bars$ de la pompe (transmetteur de pression piézorésistif PR23 de chez KELLER en $4-20mA$). L'installation est dimensionnée pour des pressions inférieures à 8 $bars$.
28. **Indicateur :** Valeur de la température de refoulement de la pompe en ^oC. Thermocouple de type K : précision 2 ^oC.
29. **Indicateur :** Valeur de la température en ^oC mesurée par le biais du thermocouple relié au terminal noté T_{glace2}. Il s'agit généralement de la température du thermocouple situé dans le bloc de glace à 2 cm du haut des cylindres de maintien.
30. **Indicateur :** Valeur de la température mesurée en ^oC par le biais du thermocouple relié au terminal noté T_{glace1}. Il s'agit généralement de la température du thermocouple situé dans le bloc de glace à 10 cm du haut des cylindres de maintien.
31. **Indicateur :** Valeur de la température de l'enceinte mesurée en ^oC au niveau du support de la buse. Thermocouple de type K : précision 2 ^oC.
32. **Indicateur :** Valeur du débit en $L.min^{-1}$ mesuré par le débitmètre électromagnétique (Rosemount® 8732 avec transmetteur Rosemount® 8732EM).
33. **Indicateur :** Valeur de l'incertitude sur le débit en $L.min^{-1}$ calculée à partir de la valeur du débit et de l'expression déterminée par régression présentée en annexe C.
34. **Indicateur :** Valeur de la pression relative en $bars$ mesurée juste avant la vanne 3 voies. Transmetteur de pression piézorésistif PR23 de chez KELLER en $4-20mA$.
35. **Indicateur :** Valeur de la température de l'eau au niveau de la vanne 3 voies. Thermocouple de type K : précision 2 ^oC.
36. **Bouton / Indicateur :** Commutation de l'électrovanne commandant la vanne pneumatique 3 voies. Le fluide sur le schéma passe entre les triangles bleus. Sur la figure B.2 le système est en recyclage, l'électrovanne est alors dans sa position nominale et ne chauffe pas.

Le fichier d'enregistrement est un fichier .csv. Il commence par les commentaires entrés lors de l'enregistrement. Ils sont suivis d'une ligne avec les titres des colonnes espacés par des tabulations. Ensuite les lignes correspondent au temps. Le détail des colonnes est donné ci-après.

1. Temps en s.
2. Pression relative en entrée de la pompe en $bars$.
3. Pression relative au refoulement de la pompe en $bars$.
4. Pression relative au niveau de la vanne 3 voies en $bars$.
5. Débit en $L.min^{-1}$.
6. Température mesurée dans le réservoir à 256 L en ^oC.
7. Température mesurée dans le réservoir à 128 L en ^oC.
8. Température mesurée dans le réservoir à 80 L en ^oC.
9. Température mesurée au niveau de la pompe en ^oC.
10. Température mesurée au niveau de la vanne 3 voies en ^oC.
11. Température mesurée au terminal noté T_{glace1} en ^oC.
12. Température mesurée au terminal noté T_{glace2} en ^oC.
13. Température de l'enceinte en ^oC.
14. Incertitude sur le débit en $L.min^{-1}$.
15. Nombre de cavitation (sans dimension).
16. Niveau à 256 L en tout ou rien (0/1). 0 : à l'air libre ; 1 : dans l'eau.
17. Niveau à 128 L en tout ou rien (0/1). 0 : à l'air libre ; 1 : dans l'eau.
18. Niveau à 80 L en tout ou rien (0/1). 0 : à l'air libre ; 1 : dans l'eau.
19. Indicateur de cavitation en tout ou rien (0/1).
20. Indicateur de commutation de vanne en tout ou rien (0/1). 0 : vanne en recyclage ; 1 : injection vers la buse ; essai en cours.
21. Indicateur de marche de la pompe en tout ou rien (0/1). 0 : pompe à l'arrêt ; 1 : pompe en marche.

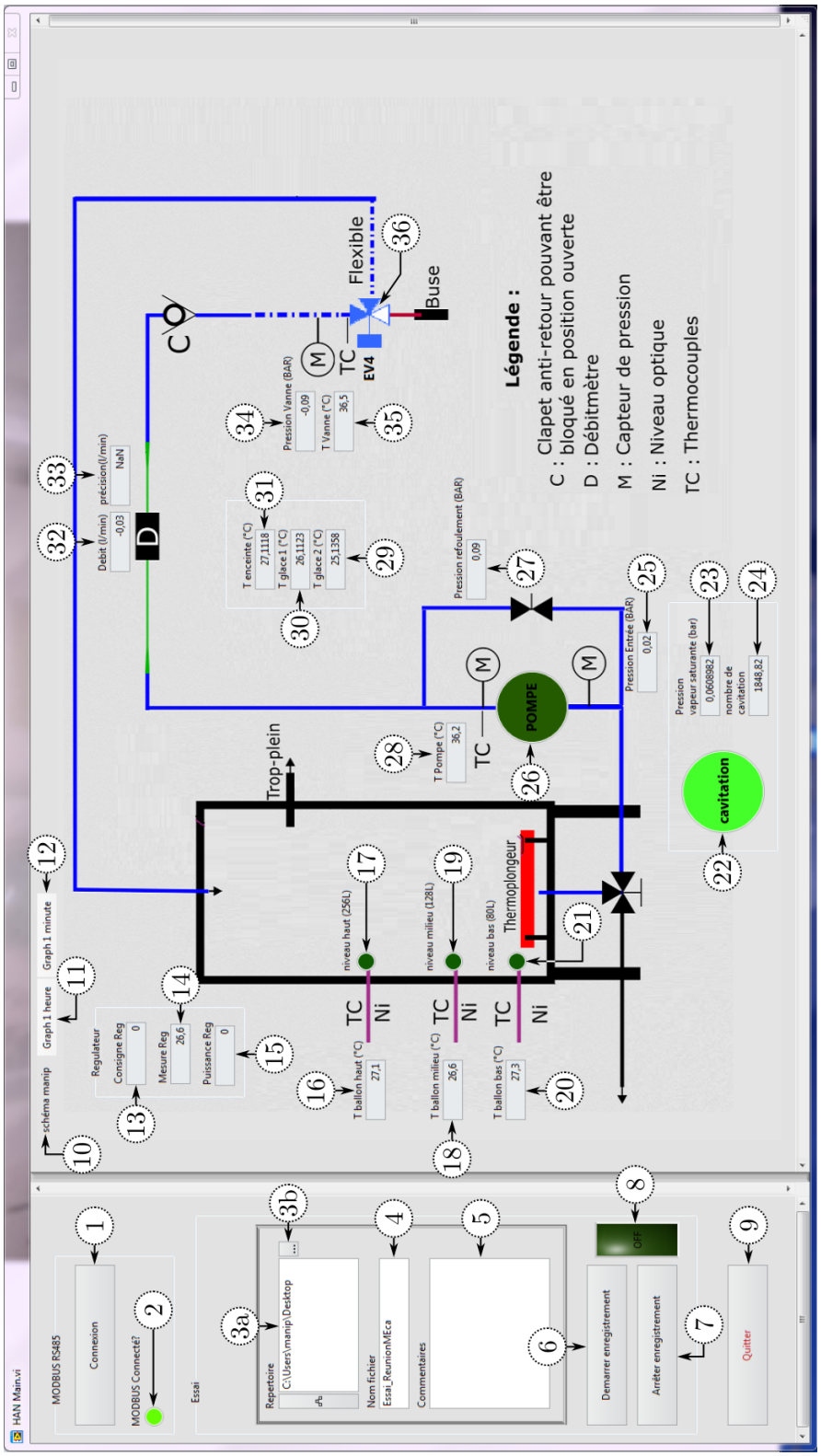

FIGURE B.2 – Interface de commande de HAnSoLO annotée.

C. Précision du débitmètre

Le débitmètre utilisé durant l'étude est un Rosemount® 8732 avec un transmetteur Rosemount® 8732EM. Sa plage de mesure nominale est de $0,5\ L.min^{-1} - 50\ L.min^{-1}$. Il peut être poussé jusqu'à $0,2\ L.min^{-1}$ avec une précision dégradée. Les valeurs sont récupérées par le système d'acquisition développé au LEMTA. Des valeurs de précisions en pourcent ont été données par le fabricant pour différents débits. Nous avons procédé à une régression de ces données selon l'équation suivante.

$$100 \cdot \frac{\Delta Q}{Q} = a \cdot Q^b + c \tag{C.1}$$

Les résultats sont consignés au sein du tableau suivant et de la figure C.1.

Coefficient	Valeur	Intervalle de confiance
a	1.174	$[1,171\ ;\ 1,178]$
b	$-1,001$	$[-1,003\ ;\ -0,9988]$
c	$0,1514$	$[0,1498\ ;\ 0,1531]$
R^2	1	

TABLE C.1 – Résultats de régression des données de précision du débitmètre en fonction du débit.

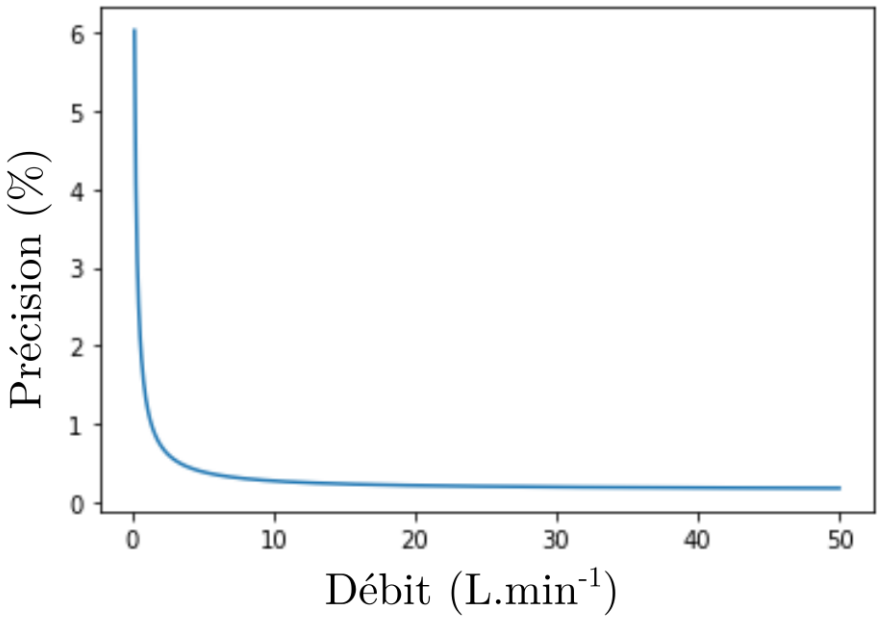

FIGURE C.1 – Précision du débitmètre utilisé dans l'installation HAnSoLO sur la plage $0,2 - 50,0\ L.min^{-1}$.

D. Dispositif JOLO

Un premier système nommé *Jets Of Liquids - Observations* (JOLO) avait été bâti au LEMTA pour explorer la faisabilité de l'expérience avant le début de la thèse. Dans ce dispositif, l'eau était chauffée à l'aide d'une double enveloppe régulée en température. L'eau était mise en mouvement par le biais d'une pompe à engrenages. L'eau était réchauffée au sortir de la pompe par un échangeur de chaleur. Enfin, le jet se formait au sortir d'une buse droite de rapport longueur sur diamètre supérieur à 50 disposée à l'aplomb d'un bloc de glace dans une enceinte protectrice. Plus de précisions se trouvent dans le rapport de Zacharie [114].

Des données ont été rassemblées en utilisant ce dispositif au cours de différents stages. Deux diamètres de buses ont été testés : 1 mm et $1,2$ mm, trois températures 30 ^oC, 50 ^oC et 70 ^oC, ainsi que quatre vitesses aux alentours de $2,5$ $m.s^{-1}$, 5 $m.s^{-1}$, $7,5$ $m.s^{-1}$ et $10,0$ $m.s^{-1}$. Les paramètres d'entrée des tests qui ont été réalisés avec cette installation sont disponibles au sein des tableaux D.1 et D.2. Dans ces tableaux sont aussi rapportées les incertitudes sur les nombres de Reynolds et de Weber. On peut remarquer que certains tests ont été effectués avec des nombres de Reynolds inférieurs à 4 000. Il est alors possible que pour ces expériences les jets aient été laminaires [25]. Ces expériences ont été exclues de nos analyses. Les données recueillies grâce à l'installation JOLO sont utiles pour effectuer des comparaisons. Ainsi, nous les avons réanalysées.

Nous avons quantifié les incertitudes sur les données d'entrée. Elles étaient moins bien maîtrisées que sur HAnSoLO. Ainsi, des hypothèses ont dues être formulées pour mener le calcul d'erreur. L'incertitude sur la température du jet a été estimée à 4 K car seule la température de consigne a été rapportée et non la température réelle. Les incertitudes sur la vitesse et le diamètre du jet ont été prises égales à 10 % de la valeur rapportée. La température initiale de la glace n'était pas mesurée et un congélateur standard était utilisé pour le stockage. Donc le profil de température pouvait ne pas être uniforme au moment des expériences. La température de la glace a donc été estimée à -5 ^oC avec une incertitude de 5 ^oC. Outre ces différences, le calcul d'incertitude a été réalisé de la même façon que pour les expériences effectuées avec HAnSoLO. Comme seules 3 températures ont été rapportées, les incertitudes sur le nombre de Prandtl et le nombre de fonte ont été tabulées à part – tab. D.3.

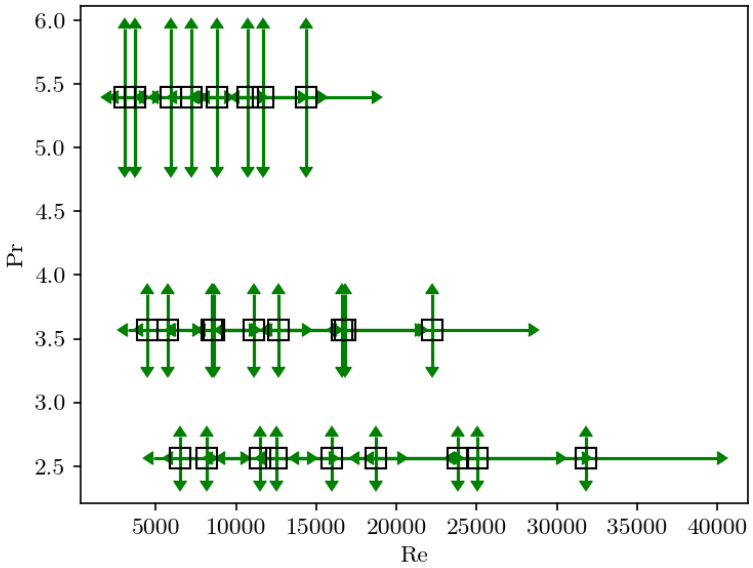

FIGURE D.1 – Diagramme Prandtl / Reynolds des essais JOLO.

Les vitesses de fonte obtenues, de même que les coefficients d'échange convectif et les nombres de Nusselt, sont consignés au sein des tableaux D.4 et D.5.

Réf.	T_j ^oC	V_j $m.s^{-1}$	Re $\times 10^3$	ΔRe $\times 10^3$	We	ΔWe
P001	70	4,77	11,5	3,0	345	109
P002	50	4,77	8,6	2,3	331	104
P111	30	2,47	3,1	0,9	85,3	27
P112		4,77	6,0	1,7	318	99
P113		7,07	8,8	2,5	699	218
P114		9,37	11,7	3,4	1 227	382
P121	50	2,49	4,5	1,2	90	28
P122		4,72	8,5	2,3	324	101
P123		7,02	12,6	3,4	716	224
P124		9,34	16,8	4,5	1 268	397
P131	70	2,71	6,5	1,7	111	35
P132		5,20	12,5	3,2	410	129
P133		7,77	18,7	4,8	915	288
P134		10,4	25,1	6,5	1 640	516

TABLE D.1 – Conditions expérimentales des essais JOLO réalisés avec une buse de 1 mm.

Réf.	T_j ^oC	V_j $m.s^{-1}$	Re $\times 10^3$	ΔRe $\times 10^3$	We	ΔWe
P211	30	2,48	3,7	1,1	103	32
P212		4,81	7,2	2,1	388	121
P213		7,18	10,8	3,1	865	269
P214		9,57	14,3	4,1	1 536	479
P221	50	2,66	5,7	1,5	123	39
P222		5,15	11,1	3,0	463	145
P223		7,70	16,6	4,5	1 034	324
P224		10,3	22,3	6,0	1 850	579
P231	70	2,82	8,2	2,1	145	46
P232		5,51	15,9	4,1	552	174
P233		8,24	23,8	6,1	1 235	389
P234		11,0	31,8	8,2	2 201	693

TABLE D.2 – Conditions expérimentales des essais JOLO réalisés avec une buse de 1,2 mm.

T_j (^oC)	Pr	ΔPr	B	ΔB
30	$5,39$	$0,55$	$0,36$	$0,06$
50	$3,57$	$0,29$	$0,61$	$0,07$
70	$2,56$	$0,17$	$0,85$	$0,08$

TABLE D.3 – Nombres de Prandtl, de fonte B et les incertitudes associées pour les essais JOLO selon les différentes températures explorées.

Réf.	V_f $cm.s^{-1}$	h_{exp} $kW.m^{-2}.K^{-1}$	Nu_{exp} $-$
P001	$1,0$	$43,7 \pm 3,3$	66 ± 12
P002	$0,7$	$42,8 \pm 4,2$	67 ± 14
P111	$0,31$	$31,6 \pm 4,9$	51 ± 14
P112	$0,5$	$51,0 \pm 7,9$	83 ± 22
P113	$0,55$	$56,1 \pm 8,7$	91 ± 24
P114	$0,71$	$72,4 \pm 11,1$	117 ± 31
P121	$0,46$	$28,2 \pm 2,8$	44 ± 9
P122	$0,693$	$42,4 \pm 4,2$	66 ± 14
P123	$0,912$	$55,8 \pm 5,5$	87 ± 19
P124	$0,107$	$65,5 \pm 6,4$	102 ± 21
P131	$0,606$	$26,5 \pm 2,0$	40 ± 7
P132	$0,992$	$43,4 \pm 3,2$	66 ± 12
P133	$1,24$	$54,2 \pm 4,0$	82 ± 15
P134	$1,48$	$64,7 \pm 4,8$	98 ± 18

TABLE D.4 – Vitesses d'ablation, coefficients d'échange convectif et nombres de Nusselt obtenus avec l'installation JOLO et un diamètre de buse de $1,0$ mm.

Réf.	V_f $cm.s^{-1}$	h_{exp} $kW.m^{-2}.K^{-1}$	Nu_{exp} $-$
P211	$0,357$	$36,4 \pm 5,6$	71 ± 19
P212	$0,434$	$44,3 \pm 6,8$	86 ± 23
P213	$0,517$	$52,8 \pm 8,1$	102 ± 27
P214	$0,609$	$62,2 \pm 9,6$	121 ± 32
P221	$0,467$	$28,6 \pm 2,8$	53 ± 11
P222	$0,662$	$40,5 \pm 4,0$	76 ± 16
P223	$0,853$	$52,2 \pm 5,1$	97 ± 20
P224	$1,00$	$61,2 \pm 6,0$	114 ± 24
P231	$6,35$	$27,8 \pm 2,1$	50 ± 9
P232	$8,81$	$38,5 \pm 2,9$	70 ± 13
P233	$1,07$	$46,8 \pm 3,5$	85 ± 15
P234	$1,22$	$53,4 \pm 4,0$	97 ± 18

TABLE D.5 – Vitesses d'ablation, coefficients d'échange convectif et nombres de Nusselt obtenus avec l'installation JOLO et un diamètre de buse de $1,2\ mm$.

E. Essais JIMEC

Dans le cadre du projet européen ESFR-SMART [74] deux essais utilisant le couple acier 304 / acier 304 ont été réalisés. Ces essais ont été effectués au KIT. Le dispositif expérimental utilisé, appelé JIMEC pour *Jet Impingement on Metallic Core Catcher,* est décrit dans le rapport [74]. Il a été adapté à partir du système MOCKA [115] précédemment construit et exploité au KIT. La définition de l'instrumentation et des paramètres d'entrée des deux essais a été le fruit de la collaboration entre les membres du KIT et du LEMTA. Le but de ces essais était d'obtenir des données avec un couple jet / solide plus représentatif des conditions accidentelles attendues pour un RNR-Na que le couple eau / glace transparente.

Une photographie annotée de l'installation JIMEC est disponible en figure E.1. Elle a été traduite à partir du rapport [74]. On peut voir le creuset dans lequel l'acier en fusion est généré par une réaction thermitique avec addition de différents éléments pour s'approcher de la composition de l'acier voulu. Lors des expériences, la réaction est lancée, puis, après avoir attendu quelques secondes pour que les phases métallique et oxyde ségrèguent, la voie est libérée pour que le jet se forme. Un mécanisme, visible en figure E.1, vient se placer sur le trajet du jet, à la fin de l'écoulement de la phase métallique, pour dévier la phase oxyde vers un collecteur externe pour qu'elle n'impacte pas le bloc. La forme de la cavité peut ainsi être analysée en fin d'expérience.

Pour chaque essai, un bloc cylindrique de 40 cm de haut et 40 cm de diamètre en acier inoxydable 304 a été impacté par 1 tonne d'acier inoxydable 304. Le bloc d'acier est visible sur la photographie rapportée en figure E.1. Un schéma montrant la position des différents thermocouples au sein du bloc, reproduit à partir du rapport [74], est disponible en figure E.2. 41 thermocouples de type K étaient positionnés au sein du bloc sur 5 colonnes. La première colonne de thermocouples était placée sur l'axe du jet, la suivante était décalée de 30 mm, les autres étant espacées entre elles de 40 mm. Les deux premières colonnes contenaient 10 thermocouples et les autres 8, 7 puis 6 à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. La progression du front d'ablation était repérée en suivant les défaillances des thermocouples.

La température du liquide était fixée à environ $2\ 323 \pm 50K$. À cette température, le nombre de Prandtl du jet d'acier est de : $Pr = 0,064 \pm 0,006$ et le nombre de fonte

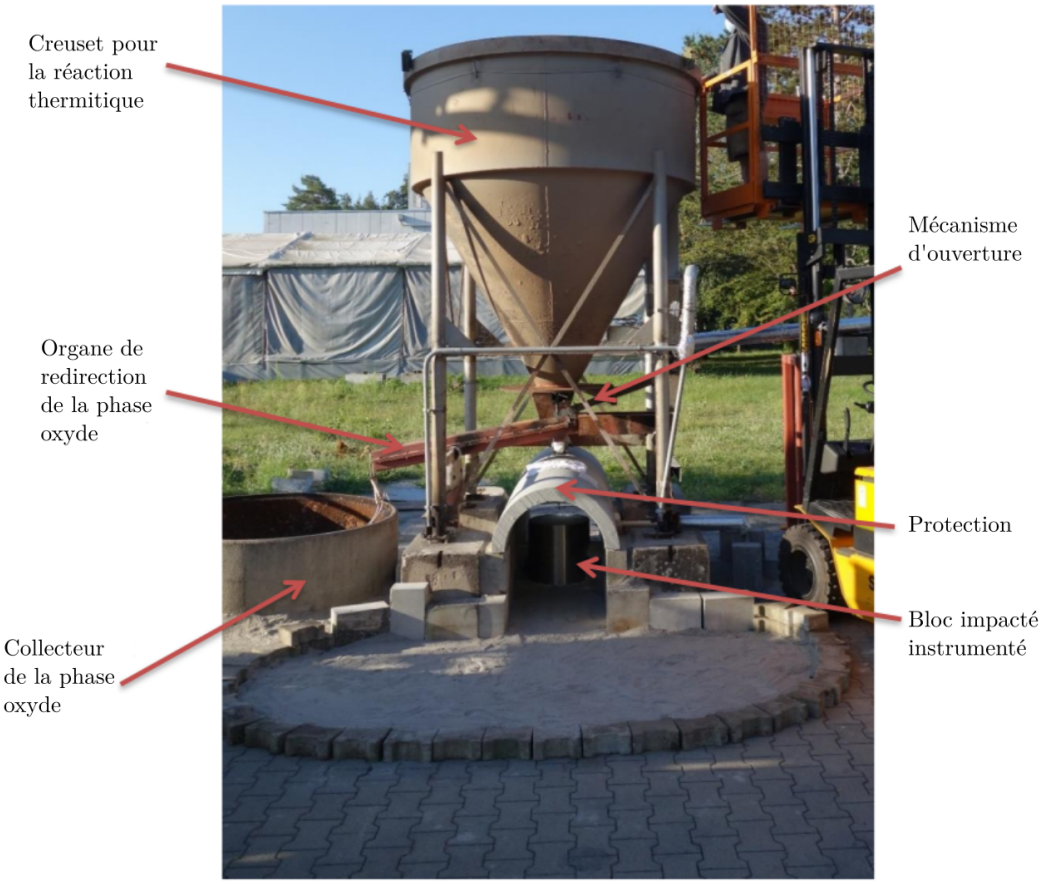

FIGURE E.1 – Photographie de l'installation JIMEC traduite à partir du rapport [74].

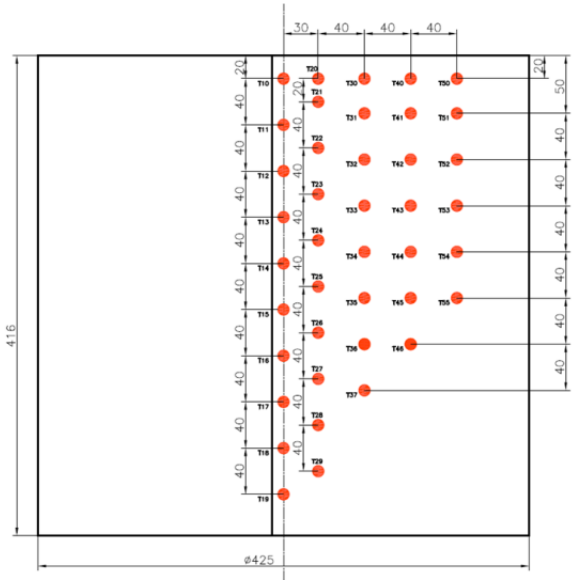

FIGURE E.2 – Schéma du bloc d'acier utilisé comme solide cible lors des essais JIMEC. Les positions des thermocouples sont notées d'un rond rouge. Ce schéma est extrait du rapport [74].

$B = 0,53 \pm 0,04$. Le paramètre variant le plus est le diamètre du jet à l'impact.

L'essai JIMEC-1 a été réalisé avec comme paramètres d'entrée :
- Hauteur de chute du jet : 1 080 mm ;
- Diamètre du jet à l'impact : $37 \pm 0,7$ mm ;
- Vitesse du jet à l'impact : $4,7 \pm 0,4$ $m.s^{-1}$;
- Nombre de Reynolds du jet : $402\ 000 \pm 69\ 000$;
- Nombre de Weber du jet : $3\ 211 \pm 626$;
- Nombre de Froude du jet : $7,8 \pm 0,74$.

L'essai JIMEC-2 a été réalisé avec comme paramètres d'entrée :
- Hauteur de chute du jet : 940 mm ;
- Diamètre du jet à l'impact : 24 ± 4 mm ;
- Vitesse du jet à l'impact : $5 \pm 0,5$ $m.s^{-1}$;
- Nombre de Reynolds du jet : $277\ 000 \pm 93\ 000$;
- Nombre de Weber du jet : $2\ 358 \pm 882$;
- Nombre de Froude du jet : $10,25 \pm 2$.

Pour l'essai JIMEC-1 L'évolution de la position du front d'ablation est la même pour les trois premières colonnes de thermocouples. De même, l'évolution est la même pour les deux premières colonnes de thermocouples pour l'essai JIMEC-2.

Lors de l'analyse de la position de l'interface sur les trois premières colonnes de thermocouples, pour les deux essais, la vitesse de fonte semble constante avant le « pool-effect ». Elle est égale, dans les deux cas, et vaut $1,75 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}\ m.s^{-1}$. De même, la vitesse de fonte en « pool-effect » semble constante et est identique pour les deux essais, elle vaut $0,75 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}\ m.s^{-1}$.

Le temps de transition vers le « pool-effect » est d'environ $18,5\ \pm 0,5\ s$ pour l'essai JIMEC-1 et d'environ $15 \pm 1\ s$ pour l'essai JIMEC-2. Ce qui correspond à une profondeur d'apparition du « pool-effect » de $286 \pm 9\ mm$ ($Z^* = 7,7 \pm 0,3$) pour l'essai JIMEC-1 et de $250 \pm 10\ mm$ ($Z^* = 10,31 \pm 2,5$) pour JIMEC-2.

Étude de l'ablation d'une paroi solide par un jet liquide

En cas de fusion du cœur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium (RNR-Na), il est important d'extraire le corium ainsi produit du cœur. Pour ce faire, il est possible d'insérer au sein du cœur du réacteur des tubes de déchargement débouchant dans le collecteur froid. Ils permettraient d'évacuer le corium vers un récupérateur placé dans le fond de la cuve du réacteur. Ce récupérateur faciliterait le refroidissement du corium, en augmentant sa surface d'échange avec le sodium. Néanmoins, le jet de corium sortant des tubes de déchargement à une température supérieure à 2 000 K impacterait le récupérateur qui subirait alors une ablation conséquente. Dans le but d'améliorer la compréhension physique du phénomène d'ablation et de fournir de nouvelles données de validation aux futurs codes de calculs qui seront utilisés pour les études de sûreté, une installation expérimentale mettant en œuvre le système eau liquide / glace transparente a été imaginée et conçue. Elle permet d'obtenir des visualisations en temps réel de la progression du front d'ablation, ce qui est une première à notre connaissance. Au cours de la thèse, cette installation, nommée Hot AblatioN of a SOlid by a Liquid - Observations (HAnSoLO), a été mise en place. La phénoménologie de l'ablation a ainsi pu être étudiée. Des données ont été obtenues concernant la vitesse d'ablation dans l'axe et ont permis des comparaisons avec celles disponibles au sein de la littérature. Nous avons ensuite entrepris une analyse de la forme de la cavité qui rend compte des transferts locaux de chaleur et de masse dus à la thermohydraulique au sein de celle-ci. Enfin, plusieurs modèles physiques ont été proposés et comparés aux résultats expérimentaux. L'installation expérimentale mise en place et les données générées serviront de support à d'autres études, notamment numériques.

Mots-clés : Ablation, jet liquide, fonte, interaction solide liquide, sûreté nucléaire, récupérateur de corium.

Study of the ablation of a solid wall impacted by a liquid jet

In case of core meltdown in a sodium-cooled fast reactor (SFR), it is important to remove the corium, formed from the core. To do so, discharge tubes connecting the core to the sodium plenum can be implemented within the reactor core. They could drive the corium toward a core-catcher placed in the lower part of the vessel. As corium should spread on it, its cooling would be enhanced by increasing its exchange surface with surrounding sodium. Nevertheless, as the corium jet's temperature would be above 2 000 K, the core-catcher could therefore undergo substantial thermal attack and be ablated. To improve understanding of the ablation process and to provide new validation data for CFD codes, an experimental setup using simulant materials (*ie.* water and transparent ice) was designed and built. It allows for realtime visualization of ablation. It is the first time that someone has obtained such data, to the best of our knowledge. During the PhD project, this setup named Hot AblatioN of a SOlid by a Liquid - Observations (HAnSoLO) was built. Ablation phenomenology was thus studied. Data were obtained on the ablation velocity along the jet axis and allowed for comparisons with some scaling laws from the literature. Then, an analysis of the cavity which helps understanding the local heat and mass transfer linked to thermal-hydraulics was undertaken. Finally, several new physical models were compared with experimental data. The experimental setup implemented, and the database will be the basis for future studies.

Keywords : Ablation, liquid jet, melting, liquid solid interaction, nuclear safety, core-catcher.