Étude du comportement d'ablation d'une structure solide par un jet liquide chaud

Antoine Avrit

▶ **To cite this version:**

Antoine Avrit. Étude du comportement d'ablation d'une structure solide par un jet liquide chaud. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Lorraine, 2023. Français. NNT : 2023LORR0281 . tel-04539382

HAL Id: tel-04539382
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-04539382

Submitted on 9 Apr 2024

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

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

UNIVERSITÉ DE LORRAINE | BIBLIOTHÈQUES UNIVERSITAIRES

AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

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

Étude du comportement d'ablation d'une structure solide par un jet liquide chaud

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 18 décembre 2023

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Lorraine

(Spécialité : Énergie et mécanique)

par

Antoine Avrit

Composition du jury :

Présidente du jury :	Véronique Roig,	professeur, IMFT, Université de Toulouse
Rapporteurs :	Eric Goncalves,	professeur, ENSMA
	Lounes Tadrist,	professeur, Université d'Aix-Marseille
Examinateurs :	Véronique Roig,	professeur, IMFT, Université de Toulouse
	Michel Gradeck,	professeur, LEMTA, Université de Lorraine CNRS
	Nathalie Seiler,	Directrice de recherche, CEA Cadarache
	Nicolas Rimbert	professeur, LEMTA, Université de Lorraine CNRS
Directeur de thèse :	Michel Gradeck,	professeur, LEMTA Université de Lorraine CNRS
Co-directeurs de thèse :	Nathalie Seiler,	Directrice de recherche, CEA Cadarache
	Nicolas Rimbert,	professeur, LEMTA Université de Lorraine CNRS
Invité :	Frédéric Payot,	Chef de projet, CEA Cadarache

Remerciements

Ces travaux de thèse ont été réalisés à la fois au Commissariat à l'Energie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) de Cadarache dans le Laboratoire de Modélisation des Accidents Graves (LMAG), mais aussi au Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) à Nancy.

Je tiens premièrement à remercier mes deux rapporteurs de thèse, Eric Goncalves et Lounes Tadrist, pour avoir accepté d'évaluer la qualité de mon travail, et pour les questions et remarques qu'ils ont pu me transmettre. Je tiens également à remercier la présidente du jury et examinatrice Véronique Roig pour l'intérêt qu'elle a manifesté vis-à-vis de ce travail de thèse.

Je voudrais ensuite remercier Michel, Nathalie et Nicolas pour tout le soutien qu'ils ont pu m'apporter au cours de ces 3 ans (notamment au début de la thèse, en plein second confinement), et pour les échanges que nous avons pu avoir. J'ai beaucoup appris grâce à eux, et leurs conseils ainsi que leur réactivité au cours de ces trois années m'ont été d'une grande aide, en particulier lors de la rédaction du manuscrit. Nathalie et moi n'avons pas toujours été d'accord sur tout mais nos échanges ainsi que sa rigueur ont vraiment permis d'améliorer la qualité de ce travail. Nous avons également passé tous ensemble de très bons moments à Aussois, même si Michel marche un peu trop vite pour moi dans les randonnées !

Un grand merci aux gens que j'ai pu rencontrer à Nancy, notamment Arthur et Juan Esteban, mais aussi à mes collègues du CEA (en particulier les doctorants, dont la plupart sont désormais docteurs) ou de Scalian : Adrien, Faouzi, Thomas, Mirantsoa, Cyriaque, Arthur, Michael et Gabriel. Je me dois également d'adresser un remerciement particulier à Alexandre, sans qui *HAnSoLO* n'existerait pas. Ses explications sur le fonctionnement de la manip' m'ont été indispensables, et ses conseils tout au long de la thèse ont été très utiles. Je souhaite également beaucoup de courage au nouveaux doctorants Thibault et Asma.

Je tiens finalement à remercier ma famille pour leur soutien au cours de ces 3 ans et pour m'avoir rendu visite dans le sud à plusieurs reprises, notamment le jour de la soutenance. Merci également à mes amis pour le soutien moral qu'ils ont pu m'apporter (en particulier lors des périodes de confinement à travers de longues conversations sur Discord). Enfin, je remercie tout particulièrement Marina pour m'avoir soutenu et supporté pendant ces trois longues années, ses encouragements ont été grandement appréciés et sa présence m'a aidé à garder le moral dans les moments difficiles.

Table des matières

Notations **xix**

1 Introduction **1**
1.1 Contexte de l'étude . . . 1
1.1.1 Principe de fonctionnement d'un réacteur nucléaire et Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) . . . 1
1.1.2 Les Réacteurs à Neutrons Rapides à caloporteur Sodium (RNR-Na) 3
1.1.3 Accidents Graves dans les RNR-Na et problème étudié . . . 4
1.1.4 Modélisation du problème étudié . . . 6
1.2 Objectifs de cette thèse . . . 8
1.2.1 Travaux précédents . . . 8
1.2.2 Objectifs et travaux réalisés lors de cette étude . . . 10
1.2.3 Plan de thèse . . . 10

2 État de l'art sur l'ablation par un jet axisymétrique **13**
2.1 Ablation d'un solide par un jet immergé . . . 14
2.1.1 Généralités concernant les jets immergés impactant . . . 14
2.1.2 Région de jet libre immergé . . . 15
2.1.3 Région de stagnation . . . 19
2.1.4 Région de jet pariétal ("Wall-jet") . . . 21
2.1.5 Transferts thermiques à la paroi sans fonte . . . 24
2.1.6 Jet immergé impactant avec fonte du solide . . . 30
2.1.7 Conclusions . . . 36
2.2 Ablation d'un solide par un jet à surface libre . . . 36
2.2.1 Jet axisymétrique à surface libre sans fonte . . . 36
2.2.2 Ablation par un jet à surface libre . . . 45
2.2.3 Effet de la rugosité de paroi sur l'écoulement et les transferts à la paroi . . . 58
2.2.4 Conclusions . . . 62

3 État de l'art sur les méthodes numériques pour la simulation CFD de l'ablation d'un solide par un jet **63**
3.1 Simulation de la turbulence . . . 64
3.1.1 Rappels concernant la théorie de la turbulence . . . 64
3.1.2 "Direct Numerical Simulation" ou DNS . . . 66
3.1.3 "Reynolds Averaged Navier Stokes" ou RANS . . . 67
3.1.4 "Large Eddy Simulation" ou LES . . . 74

3.1.5 Turbulence synthétique 79
3.2 Simulation d'une surface libre 81
3.2.1 Méthode "Volume Of Fluid" (VOF) 81
3.2.2 Autres méthodes 84
3.3 Simulation d'une interface solide-liquide avec fonte 85
3.3.1 Approche d'enthalpie-porosité 85
3.3.2 Autres méthodes 88
3.4 Conclusions 90

4 Résultats expérimentaux d'ablation par un jet immergé 91
4.1 Système expérimental et expériences réalisées 92
4.1.1 Instrumentation et protocole expérimental pour le jet immergé . . 93
4.1.2 Matrice expérimentale 95
4.1.3 Importance de la température du solide 96
4.1.4 Importance de la température du liquide ambiant 97
4.2 Profondeur au point de stagnation 98
4.2.1 Procédure pour obtenir la profondeur au cours du temps 98
4.2.2 Évolution temporelle de y_0 102
4.2.3 Évolution de Nu_0 104
4.2.4 Corrélation finale 112
4.2.5 Conclusions concernant l'ablation au point de stagnation 117
4.3 Analyse de la forme de cavité 117
4.3.1 Procédure d'obtention de la forme de cavité 117
4.3.2 Analyse à faible profondeur ($y_0/D_j \leq 6$) 118
4.3.3 Analyse à plus grande profondeur ($y_0/D_j > 6$) 128
4.3.4 Évolution radiale du nombre de Nusselt 134
4.3.5 Conclusions concernant l'analyse de la forme de cavité 138

5 Résultats de simulation numérique pour l'ablation par un jet immergé 141
5.1 Résultats préliminaires : jet immergé impactant sans fonte 142
5.1.1 Condition d'entrée de fluide : données turbulentes 143
5.1.2 Comparaison des performances des méthodes de turbulence synthétique 147
5.1.3 Jet immergé impactant sans fonte 151
5.2 Résultats numériques d'ablation par un jet immergé 166
5.2.1 Analyse de sensibilité au paramètre C_{Voller} 167
5.2.2 Résultats d'ablation pour $Re = 11.6 \times 10^3$ 169
5.2.3 Résultats d'ablation pour $Re = 26.0 \times 10^3$ 174
5.2.4 Conclusions pour la simulation de l'ablation par un jet immergé . 178

6 Ablation par un jet à surface libre, avec et sans rugosité de surface 179
6.1 Comparaison de l'ablation par un jet à surface libre sans rugosité avec l'ablation par un jet immergé 180
6.1.1 Expériences considérées 180
6.1.2 Analyse qualitative 182
6.1.3 Comparaison de toutes les expériences 186
6.1.4 Corrélation entre Nu_0 et Re pour l'ablation par un jet à surface libre après "pool-effect" 189

6.1.5 Conclusions sur la comparaison de l'ablation par un jet immergé et par un jet à surface libre après apparition du "pool-effect" . . . 193
6.2 Résultats numériques d'ablation par un jet à surface libre 193
6.2.1 Validation du cas sans fonte 194
6.2.2 Simulation de l'ablation par un jet à surface libre 205
6.2.3 Conclusions concernant la simulation numérique d'un jet à surface libre impactant 208
6.3 Résultats expérimentaux d'ablation par un jet à surface libre pour un solide impacté rugueux 208
6.3.1 Expériences considérées 209
6.3.2 Résultats d'ablation pour une surface initialement rugueuse et comparaison au cas d'une surface lisse 210
6.3.3 Modélisation de la transition du régime d'ablation "lisse" au régime "rugueux" 224
6.3.4 Conclusions concernant l'effet de la rugosité sur les transferts thermiques à l'impact d'un jet 230

7 Conclusions et perspectives **233**

Bibliographie **239**

A Compléments sur les jets **251**
A.1 Caractéristiques de l'écoulement pour un jet immergé impactant sans fonte 251
A.1.1 Région de jet libre développé 251
A.1.2 Région de jet de paroi 255
A.2 Régions d'écoulement pour un jet à surface libre impactant sans fonte . . 258
A.2.1 Zone de similarité 258
A.2.2 Zone de développement de la turbulence 259
A.2.3 Zone de turbulence développée 259

B Annexe sur les méthodes numériques pour la simulation de l'ablation 261
B.1 Modèles de turbulence pour la simulation RANS 261
B.1.1 Modèle $k-\epsilon$ standard 261
B.1.2 Modèle $k-\epsilon$ RNG (Renormalization Group Method) 262
B.1.3 Modèle $k-\omega$ 262
B.1.4 Modèle $k-\omega$ SST (Shear-Stress Transport) 263
B.2 Digital Filter Method" (DFM) 264
B.2.1 Fonction d'auto-corrélation 264
B.2.2 Méthode de Filtrage numérique 264
B.2.3 "Forward-Stepwise Method" (FSM) 266
B.3 Comparaison des méthodes DFSEM, DFM et FSM : écoulement dans un canal 267

C Annexe sur les équations filtrées pour la LES **271**

D Incertitudes expérimentales **275**
D.1 Incertitudes sur le débit, le diamètre et la vitesse de jet 275
D.2 Incertitudes sur les nombres sans dimension 275
D.3 Incertitude sur le nombre de Nusselt 276

D.4 Incertitude sur l'exposant α sur Re 276

E Propriétés de l'eau **279**

F Procédures de traitement des images **281**
F.1 Obtention de la profondeur ablatée au point de stagnation 281
F.2 Obtention de la forme de cavité 282
F.3 Procédure d'obtention du profil radial de la vitesse de fonte 282

Table des figures

1.1 Schéma de fonctionnement d'un Réacteur à Eau Pressurisée (image : IRSN). 2
1.2 Schéma de fonctionnement de ASTRID, prototype de RNR-Na (image : CEA). 4
1.3 Schéma de déchargement du corium depuis le cœur vers le récupérateur [7]. Les flèches bleues représentent le parcours du corium à travers les tubes de déchargement. 5
1.4 Schéma des types de jet possibles en sortie des tubes de déchargement. . . 7
1.5 Schéma des interactions entre un jet et un solide, donnant lieu à une ablation thermique du solide. 8

2.1 Différentes régions d'écoulement lors de l'impact d'un jet immergé ; Z correspond à la distance à la buse (dans la direction axiale) et r la distance radiale à l'axe du jet. 14
2.2 Profils autosimilaires de u_z/U_c en fonction du paramètre de similarité r/b [16]. 16
2.3 Profils de $u_z(r, Z)/U_c(Z)$ en fonction de r/b obtenus avec la résolution de Tollmien et de Görtler et mesures expérimentales rapportés par Gauntner [14]. 18
2.4 Évolution de la pression relative en fonction de la coordonnée radiale à la paroi pour plusieurs valeurs de H/D_j [25]. 20
2.5 Profils expérimentaux de vitesse dans la zone de stagnation pour plusieurs valeurs de H/D_j [25]. 20
2.6 Profils de u_r (gauche) et u_z (droite) avec l'approximation et comparaison avec les résultats expérimentaux, pour plusieurs valeurs de H/D_j, obtenus par Tani et Komatsu [25]. Les profils à différentes valeurs de H/D_j sont espacés de 1 unité d'abscisse pour la visibilité. Les points expérimentaux sur le graphe de u_r/V_j vs $r/b(H)$ sont obtenus proches de la paroi mais en dehors de la couche limite [25]. Les profils de u_z sont obtenus dans l'axe du jet ($r = 0$). 21
2.7 Valeurs de α en fonction de Re (gauche) et forme du profil de vitesse (droite) [26]. 23
2.8 Comparaison des résultats obtenus par Bakke [27] ($\alpha = 1.3$ soit $Re = 5.2 \times 10^3$) et Sigalla [28] ($\alpha = 1.2$ soit $Re = 4.1 \times 10^4$) avec les profils prédits par Glauert [26] ; $u = u_r$ sur les figures. 23
2.9 Courbes de Nu en fonction de r/D_j pour plusieurs valeurs de H/D_j, à $Re = 23000$, rapportées par Viskanta [18] pour des jets immergés turbulents. 25
2.10 Nu_0 en fonction de H/D_j pour plusieurs valeurs de Re [17]. 26

2.11 Nu_0 vs H/D_j pour plusieurs valeurs de Re pour $H/D_j = 0.2$ [18]. 28
2.12 Comparaison des différents profils obtenus pour θ_T en fonction de B à partir de la littérature [39, 41, 44, 45]. 34
2.13 Schéma des différentes régions d'écoulement lors de l'impact d'un jet à surface libre, extrait du document de Lienhard [11], avec adaptation des notations. 37
2.14 Schéma du problème étudié par Swedish *et al.* [1] et Furutani *et al.* [60]. Schéma issu de l'article de Swedish [1], avec adaptation des notations. . . 46
2.15 Courbes de profondeur ablatée (adimensionnée) en fonction du temps au point de stagnation rapportées par Czarny *et al.* [65] pour plusieurs diamètres de jet $Djet$. 52
2.16 Courbes de profondeur ablatée (en mm) en fonction du temps au point de stagnation rapportées par Li *et al.* [68] pour plusieurs températures de jet, et comparaison avec les points expérimentaux de Sato *et al.* [50]. Les expériences et simulations sont réalisées à $D_j = 20\text{mm}$ et $V_j = 3.5\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. 52
2.17 Formes de cavité rapportées par Sato *et al.* [50] lors de leurs expériences en étain-étain pour deux valeurs de Re différentes. Les deux expériences ont été réalisées à $T_j = 350°\text{C}$ ($Pr = 1.13 \times 10^{-2}$). 53
2.18 Forme de cavité rapportée par Sato *et al.* [50] lors de leurs expériences en acier-acier pour $Re = 9.57 \times 10^4$ et $Pr = 1.68 \times 10^{-1}$ [50]. 53
2.19 a) Forme de cavité rapportée par Lecoanet *et al.* [54] et limite de la zone de stagnation [58] symbolisée par les flèches noires ; b) Formes de cavité obtenues par Lecoanet *et al.* [55] pour différentes valeurs de t^*. Figures obtenues pour un même expérience à $Re = 5.5 \times 10^4$ et $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr = 3.55$). 54
2.20 Forme de cône tronqué observée par Lecoanet *et al.* [55] et définition de l'angle α. 55
2.21 a) Comparaison des valeurs obtenues pour z_{PE} (en cm) par Lecoanet *et al.* [55] en fonction de V_j ; b) Comparaison par Lecoanet *et al.* [55] des points expérimentaux de Z^* en fonction de Fr pour différentes valeurs de D_j et T_j avec les courbes calculées avec l'équation (2.135) pour différentes valeurs de α. La notation "DxTy" est utilisée par les auteurs pour caractériser les points expérimentaux : D réfère au diamètre et le nombre x est la valeur en mm du diamètre de jet , T réfère à la température et le nombre y est la température de jet en °C. 56
2.22 Formes de cavité obtenues par Gilpin [62] pour différentes valeurs de Re, avec une surface initiale rugueuse sur la glace impactée. 62

3.1 Comparaison des lois de paroi en vitesse (3.46) et (3.47) rapportée par Pope [19] avec des résultats expérimentaux et de DNS. La courbe en trait plein correspond aux lois, la courbe en tirets correspond à un résultat de DNS et les ronds correspondent à des mesures expérimentales. 73
3.2 Schéma du problème de fonte dans une cavité 2D carrée, étudié par différents auteurs, adapté de celui donné par Ling et Tao [109]. 87

4.1 Schéma du système *HAnSoLO* pour l'étude de l'ablation par : (a) un jet à surface libre ; (b) un jet immergé. 92

4.2 Photo d'un bloc de glace immergé après une expérience, avec visualisation du réservoir, de la buse, des thermocouples et de la cavité formée par l'ablation par le jet. 94

4.3 Représentation des expériences réalisées avec un jet immergé en terme de Re et Pr en sortie de buse. 96

4.4 Exemple d'image enregistrée par la caméra pour la calibration et l'obtention du nombre de pixels par centimètre. 99

4.5 Évolution de la cavité au cours du temps, enregistrée par la caméra rapide. Expérience réalisée avec $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \sim 5.4 \times 10^4$) and $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr \sim 3.55$). 100

4.6 a) Évolution de la profondeur ablatée y_0 (en cm) au cours de l'ablation ; b) Évolution du nombre de Nusselt Nu_0 au cours de l'ablation. Expérience réalisée avec $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \sim 5.4 \times 10^4$) and $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr \sim 3.55$). Images brutes enregistrées par la caméra rapide. 101

4.7 a) Évolution de y_0/D_j en fonction de t déterminée de façon expérimentale (courbe bleue) et loi de puissance déterminée avec (4.9). L'expérience considérée est l'expérience 6500501 ($Re = 5.3 \times 10^4$ et $Pr = 3.55$) ; b) Valeurs de ξ (dans l'éq. (4.8)) déterminées pour les différentes expériences considérées. 103

4.8 a) Courbes de y_0/D_j en fonction de t pour plusieurs expériences ; b) Courbes de Nu_0 en fonction de y_0/D_j pour plusieurs expériences. Expériences réalisées pour différentes valeurs de Re, et à $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr \sim 3.55$, $B \sim 0.62$). 106

4.9 a) Courbes de y_0/D_j en fonction de t pour deux expériences ; b) Courbes de Nu_0 en fonction de y_0/D_j pour deux expériences. Expériences réalisées pour $Re \simeq 3.6 \times 10^4$, et pour deux valeurs de Pr et B différentes. 106

4.10 Courbes de α (exposant sur Re dans la corrélation (4.20)) en fonction de y_0/D_j, pour les trois valeurs de T_j testées. 108

4.11 Évolution de la valeur "optimale" calculée pour β (exposant sur Pr dans la corrélation (4.20)) pour les différentes valeurs de y_0/D_j considérées (courbe rouge en trait plein). La courbe bleue en tirets correspond à la moyenne de β sur la plage de y_0/D_j considérée. 109

4.12 Représentation des points Nu_0 en fonction de $Re^\alpha \cdot Pr^\beta \cdot \theta_T(B)$ pour $y_0/D_j = 2$ et $y_0/D_j = 5$. Le résultat des régressions linéaires est montré sous la forme des droites en tirets bleues. 111

4.13 Évolution des valeurs calculées de $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ en fonction de y_0/D_j (courbe en trait plein bleue). L'approximation exponentielle proposée en (4.28) est représentée en tirets oranges. 112

4.14 Comparaison de la courbe de Nu_0 calculée avec la corrélation avec la courbe expérimentale pour deux expériences, l'une présentant une faible erreur avec la corrélation (6300251, cf. Table 4.1) et l'autre une erreur importante (6501002, cf. Table 4.1). La plage d'incertitude expérimentale sur Nu_0 est représentée sous la forme des courbes en tirets noirs ($Nu_0 \pm \Delta Nu_0$). 114

4.15 Comparaison de la courbe de y_0/D_j en fonction de t calculée avec la corrélation (4.38) avec la courbe expérimentale pour deux expériences, l'une présentant une faible erreur avec la corrélation (6300251) et l'autre une erreur importante (6501002). La loi de puissance (4.8) est également représentée. 115
4.16 Superposition du contour obtenu en sortie de l'algorithme de détection (courbe bleue) avec le contour corrigé (courbe orange). La forme de cavité est obtenue pour $T_j = 50°\text{C}$ et $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \simeq 5.3 \times 10^4$, $Pr = 3.55$, $B = 0.62$), à $t \simeq 12.6\text{s}$. 119
4.17 Superposition des contours obtenus à différents instants, pour $T_j = 50°\text{C}$ et $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \simeq 5.3 \times 10^4$, $Pr = 3.55$, $B = 0.62$). La courbe en tirets noirs correspond à l'approximation parabolique, donnée en (4.43). . 119
4.18 $\sqrt{y(r)/D_j}$ en fonction de r/D_j à différents instants, pour $T_j = 50°\text{C}$ et $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \simeq 5.3 \times 10^4$, $Pr = 3.55$, $B = 0.62$). La courbe en tirets noirs correspond à la courbe de régression linéaire. 120
4.19 a) Formes de cavité obtenues pour $T_j = 50°\text{C}$ et pour différentes valeurs de Re ; b) Formes de cavité obtenues à $Re \simeq 3.7 \times 10^4$, pour deux valeurs de Pr. Figures obtenues pour $y_0/D_j \simeq 3.5$. 121
4.20 Coefficient γ_p de la parabole (4.41) en fonction de Re et de T_j utilisés. . . 122
4.21 Superposition de $y(r)/y_0$ en fonction de $R = \frac{r}{2\ r_{inflexion}}$ pour différentes profondeurs avec la forme gaussienne (4.51) pour : a) $Re = 1.83 \times 10^4$, $Pr = 5.32$ (réf. 6300251) ; b) $Re = 10.8 \times 10^4$, $Pr = 3.56$ (réf. 6501002). Les croix rouges représentent les points d'inflexion calculés avec la forme gaussienne. 125
4.22 y/y_0 en fonction de $R = \frac{r}{2\ r_{inflexion}}$ pour différentes expériences, à $y_0/D_j = 4.5$ et points d'inflexion de la forme gaussienne (croix rouges). 126
4.23 Formes de cavité obtenues pour une grande plage de profondeurs (réf. 6500751). 128
4.24 Évolution de l'erreur absolue entre la parabole calculée et les contours expérimentaux en fonction de y_0/D_j (réf. 6700251). 129
4.25 Valeurs de $y_{0,tr}$ obtenues pour différentes expériences, pour deux critères différents. 129
4.26 Superposition des formes de cavité à différentes valeurs de y_0/D_j avec la limite nominale de la région de jet libre ($r = b(Z)$, avec $b(Z)$ la demi-largeur du jet libre, cf. section 2.1.2). Référence de l'expérience : 6700251. 131
4.27 Illustration du volume cylindrique utilisé pour le bilan de chaleur. z désigne la distance axiale à la buse. 131
4.28 Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour $y_0/D_j = 2$ ($Re \simeq 2.53 \times 10^4$ et $T_j = 50°\text{C}$, réf. 6500251). Des résultats issus de la littérature sont superposés : Wienand *et al.* [127] ($--$), Lee et Lee [31] ($\times$), Goldstein et Franchett [34] ($- \cdot -$), obtenus pour des jets immergés impactant une surface plane sans fonte. 135
4.29 Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour différentes valeurs de y_0/D_j ($Re \simeq 2.53 \times 10^4$ et $T_j = 50°\text{C}$, réf. 6500251). Le profil obtenu pour un cas sans fonte par Wienand *et al.* [127] ($--$) est également représenté. 136
4.30 Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour différentes valeurs de Re ($T_j = 50°\text{C}$) et deux valeurs de y_0/D_j. 137

4.31 Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour deux valeurs de Pr et B ($Re \simeq 3.6 \times 10^4$) et deux valeurs de y_0/D_j. 138

5.1 Forme du maillage utilisé dans une tranche du tube à z fixé pour les simulations RANS préliminaires. 144

5.2 Comparaison des résultats obtenus par les simulations RANS préliminaires avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$, pour différentes valeurs de y_1^+ : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle^+$ en fonction de y^+ avec superposition des profils obtenus par Pirozzoli *et al.* [128]. 145

5.3 Comparaison des résultats obtenus par les simulations RANS préliminaires pour $y_1^+ = 6.1$ avec différents modèles de turbulence : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle^+$ en fonction de y^+ avec superposition des profils obtenus par Pirozzoli *et al.* [128]. 147

5.4 Comparaison des résultats de LES en utilisant deux méthodes de turbulence synthétique en entrée (DFSEM et FSM, cf. section 3.1.5) avec profils utilisés en paramètres d'entrée des méthodes (issu de la simulation RANS avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ pour $y_1^+ = 6.1$) : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle$ en fonction de r/D_j. 149

5.5 Comparaison des résultats de LES en utilisant la méthode FSM pour différentes valeurs de L_{FSM} : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle$ en fonction de r/D_j. Les profils obtenus par la simulation RANS avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ pour $y_1^+ = 6.1$ et qui servent de données d'entrée à la méthode FSM sont également représentés avec la légende "Real. $k-\epsilon$". 150

5.6 Domaine et conditions à la limite utilisés pour les simulations de jet immergé impactant sans fonte. 152

5.7 Forme du maillage utilisé pour simuler un jet immergé impactant sans fonte, vu selon différents plans : a) $x-y$; b) $y-z$. Le maillage a été adapté pour la visualisation : la taille de maille est plus grande que celle réellement utilisée dans les simulations. 153

5.8 Résolution ou non des sous-couches visqueuse et de conduction selon la localisation de la première maille à la paroi (figure de Piomelli et Chasnov [131]). 154

5.9 Résultats de simulation pour le problème du jet immergé impactant sans fonte, et comparaison pour différentes conditions à la limite à la sortie de la buse : a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5 D_j$; b) $\sqrt{\langle u'_r u'_r \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5 D_j$; c) Profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ en fonction de r à la paroi, avec superposition des résultats obtenus par Lee et Lee [31] pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$; d) Profil de $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}/T_j$ (avec T_j en kelvin) en fonction de r à la paroi. 157

5.10 mag(R_{ij}) obtenus avec les méthodes FSM (haut) et DFSEM (bas). 159

5.11 $\frac{\langle u_z \rangle}{u_{z,max}}$ au centre du jet en fonction de la distance $\frac{H-z}{D_j}$ à la buse. $u_{z,max}$ désigne la valeur maximale du profil de vitesse sortie de la buse, $u_{z,max} = u_z(Z = 0, r = 0) > V_j$. 160

5.12 Résultats de simulation pour le problème du jet immergé impactant sans fonte, et comparaison pour différentes valeurs de N_z : a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5 D_j$; b) $\sqrt{\langle u'_r u'_r \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5 D_j$; c) Profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ en fonction de r à la paroi, avec superposition des résultats obtenus par Lee et Lee [31] pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$; d) Profil de $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}/T_j$ (avec T_j en kelvin) en fonction de r à la paroi. . . 162

5.13 Résultats de simulation pour le problème du jet immergé impactant sans fonte, et comparaison pour différentes valeurs de z_1 : a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5 D_j$; b) $\sqrt{\langle u'_r u'_r \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5 D_j$; c) Profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ en fonction de r à la paroi, avec superposition des résultats obtenus par Lee et Lee [31] pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$; d) Profil de $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}/T_j$ (avec T_j en kelvin) en fonction de r à la paroi. . . 165

5.14 Domaine et conditions à la limite utilisés pour les simulations de l'ablation par un jet immergé. 167

5.15 Comparaison des résultats d'ablation au centre du jet pour les simulations avec les différentes valeurs de C_{Voller} testées. La corrélation sur y_0/D_j donnée en (4.38) est représentée comme courbe de référence. On représente les courbes selon deux types d'échelles pour améliorer la visualisation : a) échelle classique ; b) échelle log-log. 168

5.16 Illustration de la procédure de remaillage autour du point de stagnation au cours des simulations. 169

5.17 Champs obtenus lors de la simulation numérique de l'ablation par un jet immergé à $Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$: a) champ instantané de T ; b) champ de mag(R_{ij}). Les résultats sont obtenus à $t \simeq 8.0$s et dans le plan tel que $x = 0$. 170

5.19 Comparaison des formes de cavité obtenues avec une simulation numérique (approche LES et méthode DFSEM) avec la forme de cavité expérimentale de l'expérience 6500111 ($Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$). 173

5.20 Comparaison des courbes d'ablation au centre du jet obtenues pour les méthodes DFSEM et FSM avec les points expérimentaux de l'expérience 6500111 ($Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$). La corrélation sur y_0/D_j donnée en (4.38) est également représentée. 174

5.21 Champs obtenus lors de la simulation numérique de l'ablation par un jet immergé à $Re = 26.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$: a) champ instantané de T ; b) champ de mag(R_{ij}). Les résultats sont obtenus à $t \simeq 2.5$s et dans le plan tel que $x = 0$. 175

5.22 Comparaison des formes de cavité obtenues avec une simulation numérique (approche LES et méthode DFSEM) avec la forme de cavité expérimentale de l'expérience 6500252 ($Re = 26.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$). 176

5.23 Comparaison des courbes d'ablation au centre du jet obtenue par simulation numérique avec les points expérimentaux de l'expérience 6500252 ($Re = 26.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$). La corrélation sur y_0/D_j donnée en (4.38) est également représentée. 177

6.1 Représentation des expériences réalisées avec un jet immergé en terme de Re et Pr en sortie de buse. 181

6.2 Comparaison des courbes de profondeur ablatée au point de stagnation y_0/D_j en fonction de t, obtenues pour un jet à surface libre ou un jet immergé. Les deux expériences ont été réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.5$. La courbe verticale en tirets noirs représente le temps d'apparition du "pool-effect" pour l'expérience avec un jet à surface libre. 183
6.3 Comparaison des courbes de y_0^*/D_j en fonction de t^*, obtenues pour un jet à surface libre et un jet immergé. Les deux expériences ont été réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.5$. Les échelles utilisées sont logarithmiques. . 184
6.4 Comparaison des courbes de $y_0^*/y_0^*(t^* = 20\text{s})$ en fonction de t^*, obtenues pour un jet à surface libre et un jet immergé. Les deux expériences ont été réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.5$. 185
6.5 Image sans traitement capturée par la caméra rapide après apparition du "pool-effect" lors d'une expérience (6500501) de jet à surface libre. Les formes noires dans la cavité sont des bulles entrainées par le jet. 186
6.6 a) Valeurs de ξ (dans l'éq. (6.9)) déterminées pour les différentes expériences considérées, à la fois pour l'ablation par un jet immergé et pour l'ablation par un jet à surface libre après "pool-effect" ; b) Valeurs de ξ (dans l'éq. (6.9)) déterminées pour les expériences de jet à surface libre, en fonction de la température T_j de jet utilisée. 187
6.7 Schéma du problème de Stefan 1D. 188
6.8 Nu_0 en fonction de y_0^*/D_j pour $T_j = 70°\text{C}$. 191
6.9 α en fonction de y_0^*/D_j pour différentes valeurs de T_j. 191
6.10 Domaine utilisé pour la simulation numérique d'un jet à surface libre impactant un solide sans fonte. 197
6.11 Forme du maillage utilisé pour la simulation numérique d'un jet à surface libre impactant un solide sans fonte, dans le plan $y - z$. 198
6.12 Champ de α_1 à : a) $t = 0.01\text{s}$; b) $t = 0.02\text{s}$; c) $t = 0.04\text{s}$. On représente également en d) la norme du vecteur vitesse lorsque l'écoulement est établi. 199
6.13 Comparaison des résultats obtenus pour différentes valeur de z_1/δ : a) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 0.25D_j$) dans la région de stagnation ; b) Nu à la paroi en fonction de r ; c) Épaisseur du film liquide e_{film} en fonction de r ; d) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 2D_j$) à proximité de la région de croissance de couche limite. Les résultats sont obtenus une fois que l'écoulement est établi ($t > 100Dj/V_j$). 201
6.14 Comparaison des résultats obtenus pour différents profils de vitesse en sortie de la buse : a) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 0.25D_j$) dans la région de stagnation ; b) Nu à la paroi en fonction de r ; c) Épaisseur du film liquide e_{film} en fonction de r ; d) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 2D_j$) à proximité de la région de croissance de couche limite. Les résultats sont obtenus une fois que l'écoulement est établi ($t > 100Dj/V_j$). 203
6.15 Comparaison des profils de T en fonction de z à la paroi ($r = 0.25D_j$) dans la région de stagnation, pour un cas avec et un cas sans fluctuations turbulentes. 204
6.16 Domaine utilisé pour les premières simulations numériques d'ablation par un jet à surface libre. 205
6.17 a) Champ instantané de α_1 ; b) Champ instantané de T. Les deux figures sont obtenues à $t = 10^{-4}\text{s}$ avec le solver "compressibleInterFoam". 206

6.18 Comparaison des courbes de y_0/D_j en fonction de t obtenues par simulation avec deux solvers différents de OpenFOAM® 207
6.19 a) Pièce d'aluminium utilisée pour générer de la rugosité artificielle à la surface de la glace impactée. b) Schéma d'un jet à surface libre impactant un bloc de glace présentant de la rugosité, créée avec la pièce d'aluminium. 209
6.20 Diagramme $Re - Pr$ des expériences réalisées pour les différentes valeurs de k_r considérées. 210
6.21 Courbes de y_0/D_j en fonction de t obtenues pour une expérience de jet impactant une surface lisse (6500501, Table 6.1), et une expérience de jet impactant une surface présentant initialement une rugosité de taille caractéristique $k_r = 1$mm (6500501, Table 6.2). Les expériences sont réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$. 213
6.22 Visualisations de la cavité, obtenues à $t = 10$s pour : a) le cas d'une surface lisse (ref. 6500501, Table 6.1) ; b) le cas d'une surface rugueuse ($k_r = 1$mm, ref. 6500501, Table 6.2). Les images sont des images brutes de la caméra rapide, et ont été obtenues pour $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$. 213
6.23 Valeurs de Nu_0, obtenues avant "pool-effect", pour différentes valeurs de Re et de k_r, pour des expériences réalisées à $T_j = 323$K. Les lignes en pointillés représentent la relation $Nu \propto Re$ (6.40) et les lignes alternant pointillés et tirets représentent la relation (6.39). La ligne verticale en tiret sur la figure de gauche représente la valeur critique Re_c pour laquelle les points à $k_r = 0.2$mm présentent une augmentation importante de la valeur de Nu_0. 214
6.24 Nu_0 en fonction de $Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}$ pour les expériences réalisées avec $k_r = 1$mm et $k_r = 0.5$mm. La ligne bleue en tirets permet de mettre en évidence la relation de proportionnalité entre Nu_0 et $Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}$. . . . 216
6.25 Visualisation de la cavité après une expérience réalisée à $k_r = 1$mm, $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 5.3$. Des creux et bosses peuvent être observés sur toute la surface de la cavité. 217
6.26 Superposition des formes de cavité obtenues à différentes valeurs de y_0/D_j, pour une expérience réalisée à $k_r = 1$mm, $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$. . . 218
6.27 Superposition des formes de cavité obtenues à $k_r = 0.5$mm et $k_r = 1$mm pour deux valeurs de Re. 219
6.28 Superposition des formes de cavité obtenues à $k_r = 0.2$mm avec : a) une forme de cavité obtenue pour une surface lisse, à $Re < Re_c$; b) une forme de cavité obtenue avec $k_r = 1$mm, à $Re > Re_c$. 219
6.29 Superposition des formes de cavité obtenues à $y_0/D_j = 4$ pour différentes valeurs de Re en régime d'ablation rugueux. Les expériences sont réalisées avec $k_r = 1$mm et $Pr \simeq 3.6$. 220
6.30 Superposition des formes de cavité obtenues à $y_0/D_j = 5$ pour deux valeurs de Pr en régime d'ablation rugueux. Les expériences sont réalisées avec $k_r = 1$mm et $Re \simeq 5.5 \times 10^4$. 220
6.31 Superposition des formes de cavité obtenues à $y_0/D_j = 5$ pour des valeurs de Re et Pr en régime d'ablation rugueux. Les expériences sont réalisées avec $k_r = 1$mm. 221
6.32 Superposition des formes de cavité obtenues à différents instants pour un jet impactant une surface lisse et un jet impactant une surface rugueuse ($k_r = 1$mm). Formes de cavité obtenues pour $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$. 222

6.33 Superposition des formes de cavité obtenues à différentes valeurs de y_0/D_j pour un jet impactant une surface lisse et un jet impactant une surface rugueuse ($k_r = 1$mm). Formes de cavité obtenues pour $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$. 222
6.34 t_{ecoul}/t_{fonte} en fonction de Re et pour différentes valeurs de T_j, avec $k_r = 0.2$mm. 230

A.1 Profils de f et f' pour le cas du "wall-jet" laminaire [26]. 256

B.1 Comparaison des résultats **sans prise en compte de l'anisotropie** avec les résultats de DNS de Moser *et al.* [150] en fonction de la distance à l'une des parois du canal : a) $\langle u \rangle$; b) $\langle u'u' \rangle$; c) $\langle v'v' \rangle$; d) $\langle u'v' \rangle$. 268
B.2 Comparaison des résultats **avec prise en compte de l'anisotropie** (FSM et DFM) avec les résultats de DNS de Moser *et al.* [150] en fonction de la distance à l'une des parois du canal : a) $\langle u \rangle$; b) $\langle u'u' \rangle$; c) $\langle v'v' \rangle$; d) $\langle u'v' \rangle$. 269

D.1 Illustration des points "top" et "bottom" pour la détermination de $\Delta\alpha$. La Figure est obtenue à $y_0/D_j = 2$ pour le set d'expériences à $T_j = 50°$C. . . 277

F.1 Procédure de détection de la forme de cavité à différentes étapes, par Lecoanet [2]. 283
F.2 Procédure d'obtention de la vitesse de fonte locale. 284

Notations

Lettres latines

a	Coefficient utilisé pour les régressions	-	-
b	Largeur nominale d'un jet libre	-	m
	Coefficient utilisé pour les régressions	-	-
B	Nombre de fonte	$\frac{c_{p,j}\left(T_j - T_f\right)}{L + c_{p,s}\left(T_f - T_{s,-\infty}\right)}$	-
C	Constante sans dimension	-	-
C_f	Coefficient de frottement	-	-
c_p	Chaleur spécifique	-	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
C_o	Nombre de Courant	$\frac{\Delta i}{u_i}$	-
C_μ	Constante du modèle $k-\epsilon$ standard	0.09	-
D	Diamètre	-	m
e	Épaisseur	-	m
	Écart d'une courbe à une autre	-	-
f	Fonction quelconque	-	-
Fr	Nombre de Froude	$\frac{V_j}{\sqrt{gD_j}}$	-
g	Accélération de la pesanteur	$9,81$	$m.s^{-2}$
g_l	Fraction volumique de liquide	-	-
h	Coefficient d'échange convectif	-	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$\bar{h}$	Coefficient d'échange convectif global	-	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h_m	Enthalpie massique	-	$J.kg^{-1}$
H	Distance entre la buse et solide impacté	-	m
k	Énergie cinétique turbulente	$\frac{1}{2}\left\langle u_i' u_i' \right\rangle$	$m^2.s^{-2}$
k_r	Taille caractéristique de rugosité	-	m
L	Chaleur latente de fusion	-	$J.kg^{-1}$
	Longueur caractéristique turbulente	$C_\mu \frac{k^{3/2}}{\epsilon}$	m
l, $\mathcal{L}$	Longueur caractéristique	-	m
$\underline{n}$	Vecteur normal à une surface	-	
Nu	Nombre de Nusselt	$\frac{hD_j}{\lambda}$	-
p	Pression	-	Pa
Pr	Nombre de Prandtl	ν/α_{th}	-
Pr_T	Nombre de Prandtl turbulent	ν_T/Γ_T	-
$pxcm$	Nombre de pixels dans 1 cm	-	cm^{-1}
q	Densité de flux thermique	-	$W.m^{-2}$
$\dot{Q}$	Débit volumique	-	$m^3.s^{-1}$

r, R	Rayon	-	m
r^2	Coefficient de détermination	-	-
Re	Nombre de Reynolds	$\frac{\rho V_j D_j}{\mu}$	-
R_{ij}	Composantes du tenseur de Reynolds	$\left\langle u_i' u_j' \right\rangle$	$m^2.s^{-2}$
S	Surface	-	m^2
S_{ij}	Tenseur du taux de déformation	$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$	s^{-1}
t	Temps	-	s
T	Température	-	K
u, v, U, V	Composantes du vecteur vitesse	-	$m.s^{-1}$
$\mathcal{V}$	Volume	-	m^3
x	Variable de position	-	m
X	Température de jet sans dimension définie par Swedish *et al.* [1]	-	-
y	Variable de position	-	m
	Profondeur de la cavité	-	m
Y	Vitesse de fonte sans dimension définie par Swedish *et al.* [1]	-	-
z	Variable de position	-	m
Z	Distance axiale depuis la buse	-	m

Lettres grecques

α	Exposant sur Re dans les corrélations	-	-
α_{th}	Diffusivité thermique	$\frac{\lambda}{\rho c_p}$	$m^2.s^{-1}$
α_1	Fraction de présence pour la méthode VOF	-	-
β	Exposant sur Pr dans les corrélations	-	-
β_{th}	Coefficient d'expansion thermique	-	K^{-1}
Γ_T	Diffusivité thermique turbulente	-	$m^2.s^{-1}$
δ	Épaisseur de la couche limite hydrodynamique	-	m
δ_v	Épaisseur de la sous-couche visqueuse	-	m
δ_T	Épaisseur de la couche limite thermique	-	m
Δ	incertitude absolue	-	-
ΔT	Différence de température	-	K
Δi	Taille de maille dans la direction i (avec $i \in \{x, y, z, r, \theta\}$)	-	m
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	-	$m^2.s^{-3}$
η	Variable d'auto-similarité	-	-
θ	Température sans dimension	-	-
	Coordonnée azimutale	-	rad
κ	Constante de von Kármán	0.41	-
	Courbure de l'interface	-	m^{-1}
λ	Conductivité thermique	-	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	-	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	μ/ρ	$m^2.s^{-1}$
ν_T	Viscosité turbulente	-	$m^2.s^{-1}$

ρ	Masse volumique	-	$kg.m^{-3}$
σ	Tension de surface	-	$N.m^{-1}$
τ_w	Frottement pariétal	-	Pa
τ_{ij}	Tenseur des contraintes turbulentes	$-\rho R_{ij}$	Pa
ϕ	Densité de flux thermique	-	$W.m^{-2}$
Φ	Puissance thermique échangée	-	W
ω	Vorticité	-	s^{-1}
	Dissipation turbulente spécifique	-	s^{-1}
Ω_{ij}	Tenseur du taux de rotation	$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$	s^{-1}

Indices

0	Relatif au point de stagnation
c	Relatif au centre du jet
CL	Relatif à la couche limite
eff	Effectif
exp	Expérimental
f	Relatif à la fusion
$film$	Relatif au film liquide
g	Relatif au gaz
i	Indice de sommation
imm	Relatif à un jet immergé
imp	Relatif à l'impact
$init$	Valeur initiale
j	Relatif au jet
	Indice de sommation
k	Indice de sommation
l	Relatif au liquide
m, max	Valeur maximale
min	Valeur minimale
num	Numérique
pe	*Pool-effect*
s	Relatif au solide
lib	Relatif à un jet à surface libre
$stag$	Relatif à la zone de stagnation
r	Relatif à la rugosité
∞	Relatif au fluide ambiant (en immergé)
$-\infty$	Relatif au solide loin de l'interface

Acronymes

ASTRID	*Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration*
CEA	Commissariat à l'Énergie atomique et aux énergies Alternatives
$DCS - M - TT$	Dispositif Complémentaire de Sûreté-Mitigation-Tube de Transfert
DFM	*Digital Filtering Method*
DFSEM	*Divergence-Free Synthetic Eddy Method*

DNS	*Direct Numerical Simulation*
EPR	*Evolutionary Power Reactor*
FPS	*Frame per second*
FSM	*Forward Stepwise-Method*
FT	*Front-Tracking*
HAnSoLO	*Hot Ablation of a SOlid by a Liquid jet – Observations*
JIMEC	*Jet Impingement on Metallic Core Catcher*
KIT	*Karlsruher Institut für Technologie*
LES	*Large Eddy Simulation*
LMAG	Laboratoire de Modélisation pour les Accidents Graves
LEMTA	Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée
MPS	*Moving Particule Semi-implicit*
PMMA	Polyméthacrylate de méthyle
PVC	Polychlorure de vinyle
RANS	*Reynolds Averaged Navier-Stokes*
RNR-Na	Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au Sodium (Na)
VOF	*Volume Of Fluid*

1. Introduction

Table des matières

1.1 Contexte de l'étude 1
1.1.1 Principe de fonctionnement d'un réacteur nucléaire et Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) 1
1.1.2 Les Réacteurs à Neutrons Rapides à caloporteur Sodium (RNR-Na) 3
1.1.3 Accidents Graves dans les RNR-Na et problème étudié 4
1.1.4 Modélisation du problème étudié 6
1.2 Objectifs de cette thèse 8
1.2.1 Travaux précédents 8
1.2.2 Objectifs et travaux réalisés lors de cette étude 10
1.2.3 Plan de thèse 10

Dans ce chapitre d'introduction sont présentés le contexte de l'étude et les objectifs de la thèse. Cette thèse fait suite à une première thèse réalisée par Alexandre Lecoanet [2].

1.1 Contexte de l'étude

1.1.1 Principe de fonctionnement d'un réacteur nucléaire et Réacteurs à Eau Pressurisée (REP)

Un réacteur nucléaire repose sur la fission nucléaire de noyaux fissiles (en général de l'uranium) pour créer de la chaleur. Cette chaleur est ensuite utilisée pour générer et chauffer de la vapeur. Cette vapeur sera ensuite utilisée pour entrainer une turbine afin de générer de l'électricité.

Dans l'optique d'illustrer les explications qui vont suivre, on représente en Figure 1.1 le schéma de fonctionnement d'un REP du parc nucléaire français.

Le cœur du réacteur d'un réacteur est constitué d'assemblages combustibles, contenant ce que l'on appelle des "crayons de combustible" et qui contiennent des pastilles de dioxyde d'uranium UO_2. Ce sont les pastilles de combustible qui vont permettre de réaliser la réaction de fission qui constituent la base du fonctionnement du réacteur.

Un fluide caloporteur (fluide du circuit primaire) circule dans le cœur du réacteur et est réchauffé du fait des réactions de fission (qui sont exothermiques), et est ensuite transporté vers un générateur de vapeur. Au sein du générateur de vapeur le fluide caloporteur échange de la chaleur avec un fluide d'un circuit secondaire. Le fluide secondaire

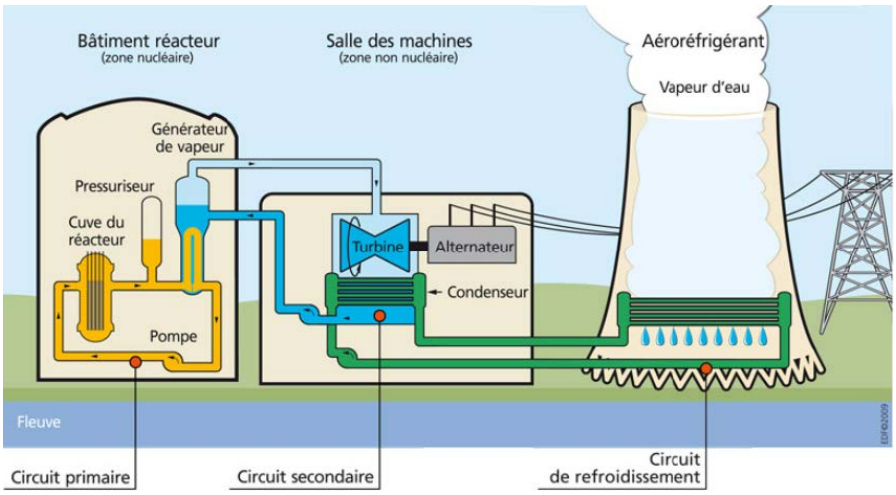


FIGURE 1.1 – Schéma de fonctionnement d'un Réacteur à Eau Pressurisée (image : IRSN).

se réchauffe et se vaporise du fluide du fait de la chaleur échangée dans le générateur de vapeur. La vapeur ainsi obtenue dans le circuit secondaire passe ensuite dans une turbine, ce qui permet de faire fonctionner un générateur d'électricité. Le fluide du secondaire est ensuite refroidi et condensé dans un condensateur en utilisant un circuit d'eau froide tertiaire alimenté par une source froide comme un fleuve ou l'océan.

Dans le cas des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) qui sont les réacteurs en fonctionnement en France, le caloporteur utilisé est de l'eau sous forte pression ($\sim$ 155bar) pour empêcher la vaporisation du fluide dans le primaire, et le fluide du secondaire est aussi de l'eau. L'eau du secondaire est à plus basse pression ($\simeq$ 75bar) afin qu'elle puisse se vaporiser dans les générateurs de vapeur.

L'eau du circuit primaire joue deux rôles dans les cas des REP : celui de caloporteur déjà présenté mais aussi celui de modérateur.

Un milieu modérateur est un milieu qui ralentit les neutrons le traversant, sans les absorber. Les neutrons issus de la fission de l'uranium ont une vitesse et une énergie cinétique très élevées (respectivement 10^4km/s en ordre de grandeur et 2MeV), on parle alors de "neutrons rapides". Lorsque ces neutrons traversent un milieu modérateur, ils ralentissent pour atteindre une vitesse d'environ 2km/s (et une énergie cinétique d'environ 0.025eV), on parle alors de "neutrons thermiques".

Les REP utilisent de l'eau afin de ralentir les neutrons car la fission de l'uranium 235 possède une probabilité d'occurrence (on parle en général de "section efficace") beaucoup plus importante en présence de neutrons thermiques qu'en présence de neutrons rapides. D'autre part l'uranium 238 non-fissile qui constitue entre 95 et 97% du combustible a une probabilité plus faible d'absorber les neutrons lorsqu'ils sont thermiques.

Les REP du parc nucléaire français présentent cependant des limites aujourd'hui, liées notamment à l'approvisionnement en combustible (les mines d'uranium ne sont pas localisées en France) et aux déchets (actinides mineurs très radioactifs) créés lors du fonctionnement normal d'un réacteur. De nouveaux réacteurs sont donc en cours de développement afin de traiter ces problèmes.

1.1.2 Les Réacteurs à Neutrons Rapides à caloporteur Sodium (RNR-Na)

Le Forum International pour les réacteurs de quatrième Génération (GIF) [3, 4] a permis de définir les objectifs pour les réacteurs de la quatrième génération. Les objectifs majeurs sont les suivants :

- Compétitivité économique ;
- Sureté et fiabilité ;
- Économie des ressources et minimisation des déchets ;
- Non prolifération et protection physique.

Différents concepts de réacteurs ont été retenus par le GIF (au total 6) :

- Les réacteurs nucléaires à très haute température ;
- Les réacteurs à eau supercritique ;
- Les réacteurs à sels fondus ;
- Les RNR à caloporteur gaz ;
- Les RNR à caloporteur plomb ;
- Les RNR à caloporteur sodium.

Parmi tous ces concepts, ce sont les Réacteurs à Neutrons Rapides à caloporteur Sodium (RNR-Na) auxquels on s'intéresse dans cette étude.

Contrairement aux REP présentés précédemment, les RNR-Na sont des réacteurs utilisant le caloporteur sodium qui modère très peu les neutrons ; les neutrons issus de la fission restent donc des neutrons rapides dans le cœur.

L'intérêt d'utiliser des neutrons rapides vient du fait que ces derniers possèdent une énergie élevée, ce qui leur permet de provoquer la fission d'une variété plus importante de noyaux lourds. Par ailleurs, ils peuvent être capturés par l'uranium 238 pour former du plutonium fissile. Des matériaux dits "fertiles" (noyaux pouvant donner lieu à l'apparition d'un noyau fissile par captation d'un neutron) sont ajoutés en périphérie du cœur et dans les assemblages des RNR. Ceci permet de capter et utiliser les neutrons qui n'ont pas provoqué la fission des noyaux lourds, et de réduire ainsi les fuites neutroniques.

Un RNR peut donc servir d'incinérateur d'une partie des déchets nucléaires (actinides très radioactifs en particulier) produits lors de l'utilisation normale de l'uranium dans le parc nucléaire français actuel. En effet, une partie des déchets nucléaires est fissile dans le domaine d'énergie des neutrons rapides.

L'utilisation du sodium comme caloporteur est intéressant car le sodium liquide possède de très bonnes propriétés thermiques et transporte donc bien la chaleur émise au sein du cœur par les réactions de fission. Le sodium est un métal présentant un point de fusion relativement bas, aux alentours de 97°C, il ne nécessite donc pas d'être fortement chauffé pour être à l'état liquide. Dans un RNR-Na, le sodium liquide "froid" entre dans le cœur à une température d'environ 400°C et ressort à une température d'environ 550°C [5].

Le sodium présente en revanche différents inconvénients du fait de sa réactivité : il peut provoquer des explosions au contact de l'eau car l'interaction sodium-eau forme du dihydrogène et est exothermique (suffisamment pour provoquer la détonation du dihydrogène). Par ailleurs, il est inflammable au contact de l'air lorsqu'il est chauffé à plus d'une centaine de degrés celsius (température qui est atteinte dans le cœur). Ceci donne lieu à des contraintes supplémentaires de sureté pour le développement d'un concept de RNR-Na, et contraint la compétitivité économique.

Le niveau de sureté des RNR-Na doit être au moins équivalent à celui des réacteurs

de troisième génération (parmi lesquels on trouve notamment les EPR [1]) : on trouve notamment un "récupérateur de corium" faisant partie de la stratégie de mitigation des accidents graves, et auquel on s'intéressera dans la sous-section suivante. Par ailleurs, du fait de l'utilisation du sodium, des systèmes supplémentaires doivent être intégrés au réacteur afin d'éviter toute interaction du sodium avec l'eau ou l'air : pour cela, la cuve du réacteur est placée sous atmosphère inerte et un circuit de sodium supplémentaire est ajouté entre le circuit primaire et le circuit alimentant la turbine.

La Figure 1.2 permet d'illustrer les systèmes précédents en montrant le schéma de fonctionnement d'un RNR-Na (démonstrateur ASTRID, présenté dans la suite).

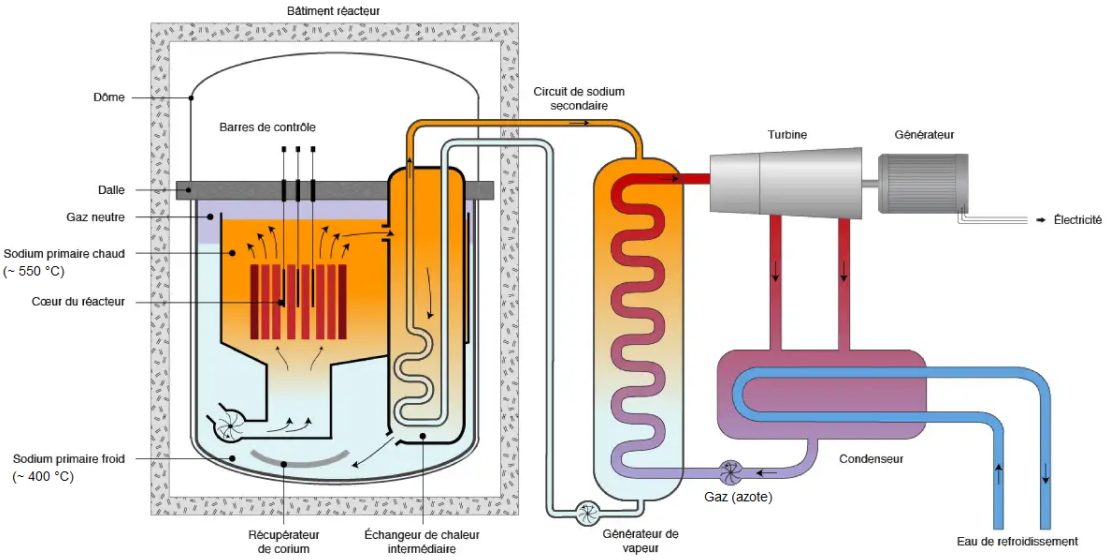


FIGURE 1.2 – Schéma de fonctionnement de ASTRID, prototype de RNR-Na (image : CEA).

Un projet de démonstrateur industriel pour les RNR-Na, intitulé ASTRID (pour "Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration") a été lancé en 2009 [2], mais a finalement été mis à l'arrêt en 2019 en raison de contraintes budgétaires. Pour ce concept de réacteur, le circuit entrainant la turbine devait utiliser de l'azote gazeux en guise de fluide [6] au lieu du système eau-vapeur des REP afin d'éliminer toute interaction qui pourrait avoir lieu entre le sodium du circuit secondaire et de l'eau lors d'une éventuelle brèche.

Auparavant, plusieurs réacteurs expérimentaux de type RNR-Na ont été construits et mis en service en France : Rapsodie, Phénix et Superphénix, tous trois mis à l'arrêt de façon définitive à l'heure actuelle. Néanmoins, la recherche sur les RNR-Na n'a pas été arrêtée.

Dans la prochaine sous-section, on s'intéresse aux accidents graves pouvant avoir lieu dans un RNR-Na, et aux moyens de mitigation envisagés afin d'y faire face.

1.1.3 Accidents Graves dans les RNR-Na et problème étudié

On parle d'"accident grave" dans un réacteur nucléaire lorsqu'a lieu la fusion au moins partielle du cœur du réacteur. Dans ce cas se forme un mélange de combustible

1. "Evolutionary Power Reactor"

et d'éléments de structure du cœur (essentiellement de l'acier pour les RNR-Na) fondus appelé le "corium". Le corium est généralement considéré comme un fluide d'une viscosité équivalente à celle de l'eau. Les propriétés du corium sont présentées partiellement dans le paragraphe suivant.

La prévention ainsi que la mitigation des accidents graves est intégrée dans le design des RNR, car ces réacteurs ne sont pas dans leur configuration la plus réactive lors du fonctionnement normal [7]. Un accident grave sur ce type de réacteur peut donner lieu à des excursions de puissance (augmentations ponctuelles de la puissance dans le cœur). Ceci peut donner lieu à des émissions importantes d'énergie thermique et mécanique et peut menacer l'intégrité de la cuve [7].

Afin de réduire autant que possible l'occurrence des excursions de puissance lors d'accidents, des "tubes de déchargement" (aussi appelés "DCS-M-TT" pour "Dispositif Complémentaire de Sûreté - Mitigation - Tube de Transfert") ont été intégrés dans le cœur. Ces tubes remplacent une partie des assemblages de combustible, et ont pour but d'assurer le transfert du corium depuis le cœur du réacteur vers un "récupérateur de corium" (ou "core catcher"). Ceci a notamment pour but de prévenir des problèmes d'excursions de puissance dans le cœur mentionnés précédemment. Le corium sort des tubes de déchargement sous forme de jet, impacte le récupérateur et s'étale sur ce dernier. L'étalement du corium permet un refroidissement plus efficace en augmentant la surface d'échange tout en évitant la criticité. Le transfert du corium à travers les tubes de déchargement est illustré en Figure 1.3.

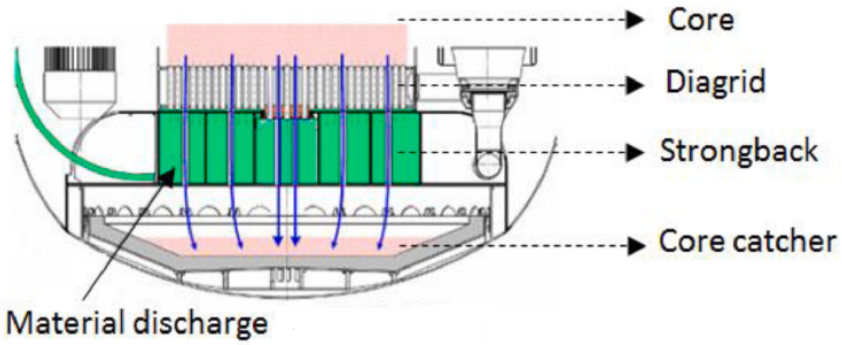


FIGURE 1.3 – Schéma de déchargement du corium depuis le cœur vers le récupérateur [7]. Les flèches bleues représentent le parcours du corium à travers les tubes de déchargement.

Le refroidissement du corium est indispensable afin de mitiger les conséquences de l'accident grave ayant provoqué sa formation. En effet, des produits radioactifs sont présents dans le corium, qui lui confère une puissance résiduelle volumique. Sans refroidissement, le corium est chauffé en continu et peut donc provoquer la fusion des matériaux qui se trouvent à son contact.

D'après Lecoanet [2], en sortie des tubes de déchargement dans le projet ASTRID, le jet de corium possède un diamètre $D_j = 8$cm et chute sur une distance de 1.6m. Le jet atteint une vitesse d'environ 10m.s^{-1} et sa température dépasse les 2000K. La masse de corium déchargé à travers les tubes est de l'ordre de 20t [7].

Lors du déchargement vers le récupérateur, l'impact du jet de corium sur le récupérateur peut donner lieu à son ablation thermique. En effet, le corium est un fluide très chaud ayant une température supérieure à 2000K [8, 9, 2], tandis que le récupérateur est a priori majoritairement en acier, et présente donc un point de fusion à une température

plus faible ($\sim 1600 - 1700$K) [2].

On s'intéresse dans cette thèse à l'ablation thermique du récupérateur de corium par impact d'un jet de corium. Ceci a pour but de dimensionner le récupérateur afin qu'il ne soit pas percé par l'impact du jet. Une modélisation du problème a été réalisée par Lecoanet [2] et est présentée dans la suite.

1.1.4 Modélisation du problème étudié

a) Phase métallique et phase oxyde du corium

Le corium est généralement considéré comme un fluide présentant deux phases immiscibles : une phase métallique, issue de la fonte de l'acier et du zirconium de la structure interne du cœur, et une phase "oxyde" issue de la fonte des oxydes constituant le combustible.

La phase métallique est en général assimilée à de l'acier liquide [2]. Lecoanet [2] indique que l'acier utilisé dans le design des éléments du cœur est de l'acier 316L et fournit les propriétés correspondantes. Il fournit en particulier la température de liquidus $T_{liq} \simeq 1710$K (température en dessous de laquelle le premier grain solide apparaît dans de l'acier complètement liquide) et la température de solidus $T_{sol} \simeq 1675$K (température au dessus de laquelle la première goutte de liquide apparaît dans de l'acier complètement solide). L'acier 316L serait a priori aussi le matériau utilisé pour le récupérateur de corium pour ASTRID. Lecoanet [2] fournit également une température de fusion approximative $T_f \simeq 3120$K pour la phase oxyde du corium (dite "corium oxyde"), à partir d'un rapport technique de l'IAEA [10]. Le corium oxyde présente en réalité une température de solidus et de liquidus plutôt qu'une température de fusion car ce n'est pas un corps pur, mais ces données ne sont pas fournies par Lecoanet [2].

Au vu des températures de fusion respectives des deux phases, la phase oxyde présente une probabilité plus élevée de former une croûte à l'impact du fait de sa température de fusion très élevée. Le cas le plus défavorable en terme de vitesse d'ablation du récupérateur correspondrait donc à l'impact d'un jet de corium métallique sur le récupérateur en acier [2].

b) Type de jet impactant

Lecoanet [2] a présenté la modélisation du problème de l'ablation du récupérateur par un jet de corium dans sa thèse. Différents types de jets sont envisageables en sortie des tubes de déchargement :

- Un jet de corium liquide cohérent traversant un milieu de sodium complètement liquide. On obtient alors un jet de corium "immergé" ;
- Un jet de corium liquide se solidifiant partiellement et se fragmentant lors de l'interaction avec le sodium. Le sodium se vaporise alors partiellement du fait de la forte température du jet ;
- Un jet de corium liquide cohérent traversant un milieu de sodium complètement vaporisé du fait de la forte température du corium. On obtient alors un jet de corium "à surface libre", qui interagit faiblement (du point de vue hydrodynamique) avec le sodium vapeur ambiant.

Ces trois types de jet sont schématisés en Figure 1.4.

Le cas le plus réaliste semble être le cas d'un jet fragmenté de corium [2]. Les deux autres cas correspondent à des cas extrêmes et reposent sur des hypothèses fortes. En

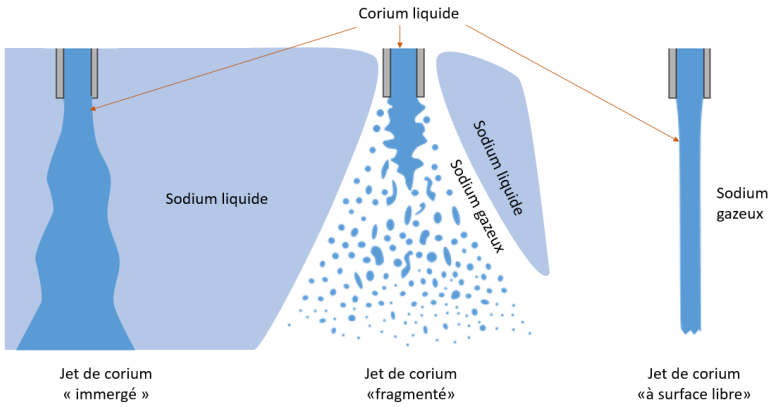


FIGURE 1.4 – Schéma des types de jet possibles en sortie des tubes de déchargement.

effet, il semble peu probable que le sodium et le corium restent complètement liquides du fait de la forte différence de température entre les deux. De même, il est peu probable que le jet provoque la vaporisation de l'intégralité du sodium environnant sans se fragmenter. Du point de vue de l'ablation thermique, le cas du jet à surface libre cohérent semble être le cas qui donne lieu à l'ablation la plus rapide du solide impacté. En effet le jet interagit très peu avec le milieu environnant et dissipe donc très peu son énergie dans le sodium, contrairement aux deux autres cas. Le cas du jet à surface libre est donc le cas le plus pénalisant pour le dimensionnement du récupérateur [2], c'est donc le cas considéré pour les études d'ablation d'un solide par un jet.

c) Interactions entre un jet et un solide

Lecoanet [2] a détaillé les différentes interactions possibles qui peuvent avoir lieu entre un jet et un solide impacté par ce jet. Parmi ces interactions, certaines ne donnent pas lieu à de l'ablation et ne sont donc pas présentées ici.

Les interactions avec ablation thermique impliquent que la température de fusion du solide $T_{f,s}$ soit inférieure à la température du jet T_j. Deux types d'interactions ablatives peuvent avoir lieu entre le jet et le solide impacté [2] :

- Lorsque la température de fusion du liquide du jet $T_{f,j}$ est supérieure à la température du solide impacté T_s, le liquide du jet peut se solidifier à l'impact et donc former une croûte solide thermiquement protectrice entre le liquide issu du jet et le solide impacté. Cette croûte n'existe a priori que de façon transitoire car le solide se réchauffe au cours de l'interaction avec le jet. La croûte provoque une réduction des transferts thermiques entre le jet et le solide ;
- Lorsque la température de fusion du liquide du jet $T_{f,j}$ est inférieure à la température du solide impacté T_s, il y a interaction directe entre le jet et le solide impacté. Dans ce cas les transferts thermiques sont plus élevés que pour le cas précédent.

Ces deux interactions sont schématisées en Figure 1.5.

L'ablation est moins rapide lorsqu'une croûte apparaît car le solide n'est plus en interaction directe avec le liquide issu du jet, ce qui induit une réduction des transferts thermiques. Le cas le plus pénalisant vis-à-vis du dimensionnement du récupérateur correspond donc au cas d'un jet à surface libre impactant le récupérateur sans formation

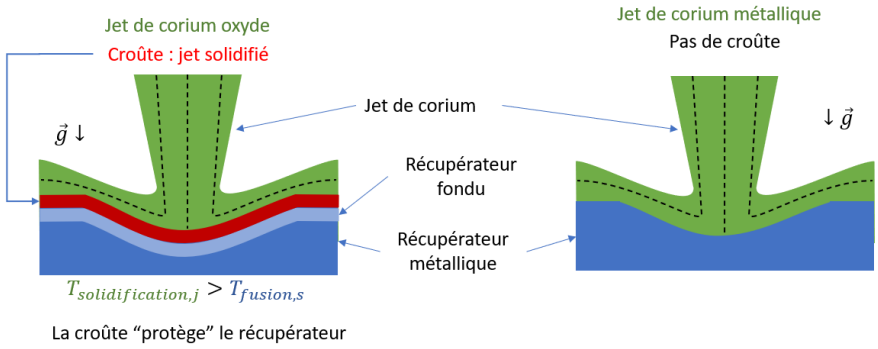


FIGURE 1.5 – Schéma des interactions entre un jet et un solide, donnant lieu à une ablation thermique du solide.

de croûte.

Finalement, le problème réacteur est assimilé à l'impact d'un jet d'acier à surface libre sur un substrat solide d'acier. Cette modélisation est pertinente du fait que ce cas est le plus pénalisant pour le dimensionnement du récupérateur. On présente dans la suite les différents objectifs de cette étude.

1.2 Objectifs de cette thèse

1.2.1 Travaux précédents

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de ce qui a été réalisé par Lecoanet [2], qui a caractérisé de façon expérimentale l'ablation d'un solide par un jet à surface libre. Lors de ses expériences, Lecoanet [2] a utilisé un couple eau-glace au lieu du couple acier-acier présenté précédemment pour le cas réacteur. Le système expérimental est également à échelle réduite par rapport au cas réacteur. L'intérêt de l'utilisation du couple eau-glace vient de deux principaux facteurs :

- Les expériences réalisées avec de l'eau et de la glace à échelle réduite sont peu coûteuses en comparaison avec des expériences à plus grande échelle et avec de l'acier. Ceci permet de réaliser une grande quantités d'expériences et d'explorer une grande variété de paramètres expérimentaux.
- L'eau et la glace sont deux matériaux transparents. Ainsi, l'ablation peut être observée en temps réel lors d'une expérience. Ceci permet de caractériser de façon fine la phénoménologie de l'ablation d'un solide par un jet à surface libre.

Afin de comparer deux problèmes physiques et justifier de la transposition des résultats obtenus en eau-glace à la configuration du réacteur, on compare dans la suite les nombres sans dimension d'importance entre les deux problèmes. Les nombres sans dimension principaux lors de cette étude sont les suivants :

- Le nombre de Reynolds Re du jet, qui permet notamment de caractériser si l'écoulement est turbulent ou non. Dans le cas d'un jet impactant, Re est défini de la façon suivante :

$$Re = \frac{D_j V_j}{\nu}, \tag{1.1}$$

avec V_j la vitesse du jet, D_j le diamètre du jet et ν la viscosité cinématique du fluide évaluée à la température du jet T_j ;

- Le nombre de Prandtl Pr du jet, qui compare la diffusivité thermique du fluide à sa diffusivité en terme de quantité de mouvement (viscosité cinématique). Le nombre de Prandtl joue un rôle important dans les transferts thermiques au sein d'un fluide, et est défini par la relation suivante dans le cas d'un jet impactant :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha_{th,j}}, \tag{1.2}$$

avec ν la viscosité cinématique du fluide et $\alpha_{th,j}$ la diffusivité thermique du fluide. Ces deux propriétés sont évaluées à la température T_j du jet ;

- Le nombre de fonte B du jet, qui compare l'énergie thermique du jet à l'énergie thermique nécessaire pour chauffer le solide impacté jusqu'à sa température de fusion et le faire fondre. Ce nombre est défini dans la suite en (2.59).

On donne une comparaison des plages de nombres sans dimension obtenues lors des expériences de Lecoanet [2] et attendues pour le cas réacteur en Table 1.1.

	Expériences de Lecoanet [2]	Cas réacteur [2]
Re	$1.2 \times 10^4 \ - \ 1.5 \times 10^5$	$\sim 10^6$
Pr	$2.5 \ - \ 5.5$	$\sim 0.1 \ - \ 0.6$
B	$0.3 \ - \ 0.9$	$\sim 0.25 \ - \ 0.95$

TABLE 1.1 – Comparaison des plages de nombres sans dimension obtenues lors des expériences de Lecoanet [2] et attendues pour le cas réacteur (données de Lecoanet [2]).

Cette table permet d'observer qu'il existe des similitudes entre les deux cas, mais aussi différences importantes entre les expériences réalisées en eau-glace par Lecoanet [2] et le cas réacteur :

- Les plages de B obtenues sont similaires pour les deux cas.
- On a un ordre de grandeur d'écart pour Re, ce qui ne permet pas d'avoir une similitude complète du point de vue hydrodynamique. Cependant, on a $Re > 4000$ dans les deux cas, ce qui est une valeur généralement utilisée pour déterminer si l'écoulement est complètement turbulent dans le jet [11, 2]. On aura donc un écoulement turbulent dans les deux cas, ce qui permet de supposer que la phénoménologie devrait être similaire entre les deux cas du point de vue hydrodynamique.
- Le problème majeur pour la similitude vient des plages de Pr obtenues. Dans le cas du couple eau-glace, on a $Pr > 1$, tandis que $Pr < 1$ pour le cas réacteur. Le comportement des transferts thermiques vis-à-vis de Pr est souvent différent lorsque $Pr > 1$ ou $Pr < 1$ [11, 2]. Cette différence de valeurs de Pr ne permet donc pas de garantir que les résultats obtenus pour le couple eau-glace seront applicables au cas réacteur, du point de vue des transferts thermiques.

L'analyse des nombres sans dimension suggère qu'il est nécessaire d'obtenir des résultats supplémentaires pour un cas plus proche du cas réacteur. On décrit dans la suite les travaux qui ont été réalisés dans cette étude afin de compléter les travaux de Lecoanet [2].

1.2.2 Objectifs et travaux réalisés lors de cette étude

Il a été mis en évidence dans le paragraphe précédent qu'il est nécessaire de compléter les travaux expérimentaux de Lecoanet [2] afin d'avoir une meilleure similitude avec le cas réacteur.

La démarche qui a été adoptée pour cela est la suivante. Des simulations numériques doivent être réalisées avec un code de calcul CFD. Ces simulations ont pour but de reproduire les résultats expérimentaux de Lecoanet [2], afin de valider le code CFD utilisé. Le code CFD ainsi validé est supposé valide et applicable au cas réacteur à faible valeur de Pr.

Des simulations seront donc ensuite réalisées avec le code CFD validé en changeant les propriétés physiques des fluides (liquide du jet et gaz ambiant) et du solide, et en changeant les dimensions du problème. Ceci permettra donc de simuler numériquement le cas réacteur, ce qui évite de réaliser des manipulations expérimentales très coûteuses et difficiles à mettre en place dans les conditions du réacteur.

Le problème du jet à surface libre impactant un solide avec ablation est un problème très complexe à traiter numériquement. Il s'agit d'un problème triphasique avec deux interfaces distinctes et avec changement de phase.

Ce problème a donc été simplifié dans un premier temps, afin de tester les possibilités offertes par différents codes numériques vis-à-vis du phénomène de fonte. La surface libre entre le gaz et le jet a donc été supprimée dans une partie de l'étude. Le problème simplifié correspond donc à l'ablation d'un solide par un jet immergé (problème déjà présenté précédemment). Afin de valider le code CFD pour le cas du jet immergé, des expériences supplémentaires ont été réalisées dans le cadre de cette thèse.

Les simulations pour le problème de jet à surface libre ont été réalisées après que les simulations pour le cas immergé aient été validées.

Les simulations numériques devaient être réalisées avec le logiciel open-source TrioCFD [12], développé par le CEA et basé sur la plateforme TRUST. Malheureusement, les méthodes numériques implémentées dans ce logiciel n'ont pas permis de reproduire les résultats expérimentaux obtenus pour le problème de l'ablation par un jet immergé. Des divergences de calcul ont été observées de façon systématique au cours des simulations lorsque la fonte du solide était prise en compte. La méthode de simulation nécessitait d'être changée intégralement du fait de ces divergences mais aussi du fait des très fortes contraintes de temps de calcul qu'elle imposait (80 jours de calcul pour un cas 2D ne pouvant pas être parallélisé). Ces problèmes ne pouvaient être résolus dans le temps imparti à cette thèse car une campagne expérimentale a été menée en plus des simulations.

Un autre code CFD a donc dû être considéré pour réaliser les simulations numériques lors de cette thèse. Le code CFD qui a été retenu est OpenFOAM® [13], logiciel également open-source.

1.2.3 Plan de thèse

Ce manuscrit comporte 6 chapitres, en plus du présent chapitre d'introduction.

État de l'art concernant l'ablation par un jet impactant : Une revue de la littérature concernant les problèmes considérés est présentée. Elle comporte des résultats

concernant l'ablation par un jet immergé, puis des résultats pour l'ablation par un jet à surface libre.

État de l'art concernant la simulation numérique de l'ablation par un jet impactant : Une revue de la littérature concernant la simulation numérique de différents phénomènes d'importance est exposée. On présente dans un premier temps différentes approches pour la simulation de la turbulence. On présente ensuite un certain nombre de méthodes numériques permettant de traiter la fonte d'un solide. Enfin, différentes méthodes numériques permettant de simuler une surface libre sont détaillées. Cette revue de la littérature présente notamment les méthodes disponibles dans OpenFOAM® puisque c'est le logiciel qui est retenu pour cette thèse.

Résultats expérimentaux pour l'ablation d'un solide par un jet immergé : Les résultats expérimentaux obtenus pour l'ablation d'un solide par un jet immergé sont présentés dans ce chapitre. Une étude de la profondeur ablatée au centre du jet est réalisée dans un premier temps, afin de caractériser les transferts thermiques en fonction des paramètres du jet. Une caractérisation de la forme de la cavité obtenue lors de l'ablation est ensuite effectuée.

Résultats numériques pour l'ablation d'un solide par un jet immergé : Les résultats numériques obtenus pour l'ablation d'un solide par un jet immergé sont présentés dans ce chapitre. Une étude préliminaire pour un cas sans fonte est réalisée dans un premier temps, afin d'étudier l'effet de différents paramètres, et est validée à partir de résultats issus de la littérature. Des résultats de simulations avec fonte sont ensuite présentés et comparés aux résultats expérimentaux.

Résultats pour l'ablation d'un solide par un jet à surface libre : Les résultats obtenus pour l'ablation d'un solide par un jet à surface libre sont présentés dans ce chapitre. Une comparaison de la dynamique d'ablation par un jet immergé et par un jet à surface libre est réalisée. Des résultats numériques obtenus avec un jet à surface libre sont ensuite décrits et comparés à la littérature. Enfin, des résultats d'expériences réalisées avec un jet à surface libre impactant un solide rugueux avec fonte sont présentés et comparés aux résultats obtenus par Lecoanet [2] pour une surface lisse.

Conclusions et perspectives : Les résultats et observations majeurs sont synthétisés, et des pistes pour des travaux supplémentaires sont données.

2. État de l'art sur l'ablation par un jet axisymétrique

Table des matières

2.1 Ablation d'un solide par un jet immergé 14
2.1.1 Généralités concernant les jets immergés impactant 14
2.1.2 Région de jet libre immergé 15
2.1.3 Région de stagnation 19
2.1.4 Région de jet pariétal ("Wall-jet") 21
2.1.5 Transferts thermiques à la paroi sans fonte 24
2.1.6 Jet immergé impactant avec fonte du solide 30
2.1.7 Conclusions 36
2.2 Ablation d'un solide par un jet à surface libre 36
2.2.1 Jet axisymétrique à surface libre sans fonte 36
2.2.2 Ablation par un jet à surface libre 45
2.2.3 Effet de la rugosité de paroi sur l'écoulement et les transferts à la paroi 58
2.2.4 Conclusions 62

Ce chapitre présente les travaux ayant conduit à la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors de l'ablation d'une paroi solide par un jet de même nature. Deux types de jet sont considérés : les jets immergés, jet d'un fluide traversant un fluide de même nature, pour lesquels il y a une forte interaction entre le fluide ambiant et le jet ; les jets à surface libre, typiquement des jets de liquide traversant un gaz, pour lesquels le jet interagit peu avec le fluide ambiant.

Le chapitre est organisé en deux parties principales. La première est axée sur la phénoménologie de l'impact d'un jet immergé, avec et sans fonte de la paroi impactée. L'impact d'un jet immergé sur une paroi plane sans fonte a été grandement étudié dans la littérature ; en revanche, l'ablation d'un solide par un jet immergé a été très peu traitée. La seconde partie s'intéresse à la phénoménologie de l'impact d'un jet à surface libre, avec et sans fonte. Ce problème a déjà été étudié en détail par Lecoanet [2], mais l'on traite également ici l'effet de la rugosité sur les transferts et l'ablation.

2.1 Ablation d'un solide par un jet immergé

2.1.1 Généralités concernant les jets immergés impactant

On désigne ici par jet immergé un jet fluide qui s'écoule à travers un fluide de même nature, par exemple un jet d'eau liquide dans de l'eau liquide ou un jet d'air dans de l'air. On ne considère que des jets verticaux.

On note dans toute la suite H l'écart entre la buse et la paroi. L'écoulement induit par l'impact d'un jet peut être divisé en 3 régions liées à l'impact de jet [14, 15]. Un schéma de ces différentes régions est montré en Figure 2.1.

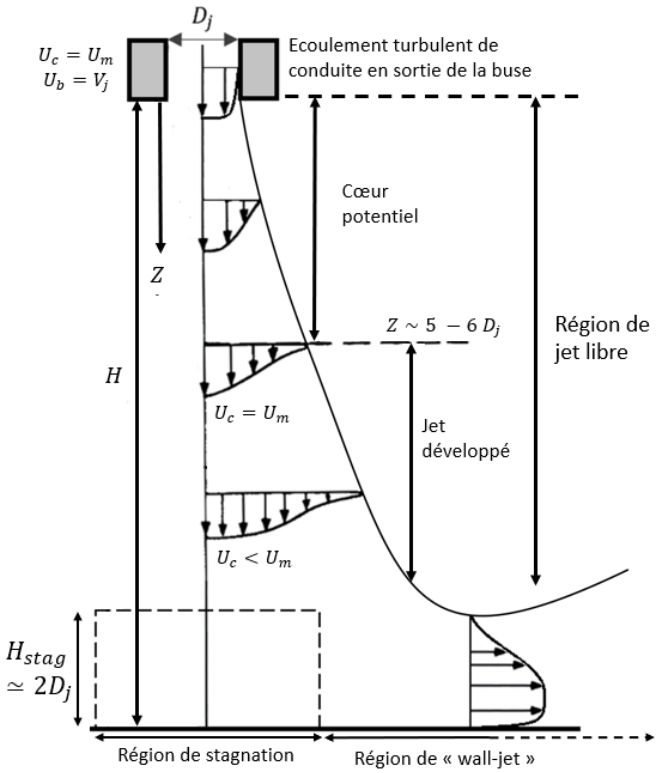


FIGURE 2.1 – Différentes régions d'écoulement lors de l'impact d'un jet immergé ; Z correspond à la distance à la buse (dans la direction axiale) et r la distance radiale à l'axe du jet.

La première région, située juste après la sortie de la buse est une région dite de *jet libre* : il s'agit d'une région en amont de la paroi où les effets de cette dernière sont négligeable pour l'écoulement. Cette zone s'étend jusqu'à ce que la paroi ait un effet notable sur l'hydrodynamique et provoquant un changement de direction de l'écoulement. L'écoulement atteint ensuite la zone de stagnation, caractérisée par des transferts importants entre la paroi et le fluide, un gradient de pression important autour du point de stagnation (point situé à $r = 0$ sur le solide impacté) et par un changement brusque de direction principale pour l'écoulement. Enfin, le fluide s'écoule le long de la paroi du solide impacté, dans une région dite de *jet de paroi* ou "wall-jet". Les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques de ces différentes régions d'écoulement sont décrites dans les paragraphes suivants.

2.1.2 Région de jet libre immergé

a) Généralités et équations

On note Z la coordonnée dans la direction axiale, telle que $Z = 0$ au niveau de la sortie de la buse, et r la coordonnée radiale telle que $r = 0$ dans l'axe du jet. On considère un jet circulaire de diamètre D_j en sortie d'une buse. On considère que le jet en question a une vitesse moyenne V_j en sortie de buse et est turbulent (cf. Figure 2.1 pour un schéma de la situation) ainsi qu'une vitesse maximale U_m en sortie de buse. D'après différents auteurs [16, 17, 18, 19, 15], deux sous-régions d'écoulement apparaissent en fonction de la distance parcourue par le jet depuis la buse :

1. La *zone de cœur potentiel*, où la vitesse $U_c(Z)$ au centre du jet ne varie pas et vaut U_m, proche de la buse.
2. La zone dite d'*écoulement développé* où la vitesse au centre du jet diminue peu à peu par entraînement du fluide ambiant, qui apparaît au-delà d'une certaine distance de la buse.

Jambunathan *et al.* [15] définit la séparation entre les deux sous-régions à Z tel que $U_c(Z) = 0.95U_m$. La zone de transition entre ces deux régions est donnée à $\frac{Z}{D_j} \simeq 6$ par Gauntner *et al.* [14] et par Viskanta [18]. Les données rassemblées par Jambunathan *et al.* [15] suggèrent quant à elles une transition pour $7.5 \leq \frac{Z}{D_j} \leq 8$. On a donc a priori une zone de transition aux alentours de $\frac{Z}{D_j} \sim 6 - 8$. Les différents auteurs ne mentionnent pas une dépendance de la distance de transition avec le nombre de Reynolds Re du jet, défini en (1.1).

La raison pour laquelle la vitesse au centre du jet diminue au bout d'une certaine distance est la pénétration de la turbulence induite par l'entraînement du fluide jusqu'au centre du jet d'après Rajaratnam [16].

On désigne par u_z la vitesse axiale et u_r la vitesse radiale au sein du jet libre (moyennes, au sens statistique). Rajaratnam [16] a montré via des résultats expérimentaux pour différents Z que les profils de vitesse en fonction de la coordonnée radiale r sont autosimilaires dans la zone d'écoulement développé : en notant b la valeur de r telle que l'on ait $u_z(r = b, Z) = U_c(Z)/2$, on obtient des profils de $u_z(r, Z)/U_c(Z)$ en fonction de r/b qui se superposent. La superposition des profils relevés par Rajaratnam [16] est rapportée en Figure 2.2.

Pope [19] et Rajaratnam [16] ont démontré de façon analytique les propriétés suivantes pour un jet libre développé (pour $Z > 20 - 30D_j$) :

$$b \propto Z, \tag{2.1}$$

$$U_c \propto Z^{-1}. \tag{2.2}$$

Le détail des calculs est disponible en Annexe A.1.1. Les évolutions de U_c et de b données précédemment en (2.2) à partir de considérations analytiques sont en accord avec ce qui est observé expérimentalement [19]. Dans les faits on suppose en général que l'écoulement dans le jet vérifie les caractéristiques précédentes dès lors que l'on se trouve hors du cœur potentiel ($Z > 6D_j$). Les notations suivantes sont introduites [19] afin d'adimensionner le problème :

$$\eta = \frac{r}{b}, \tag{2.3}$$

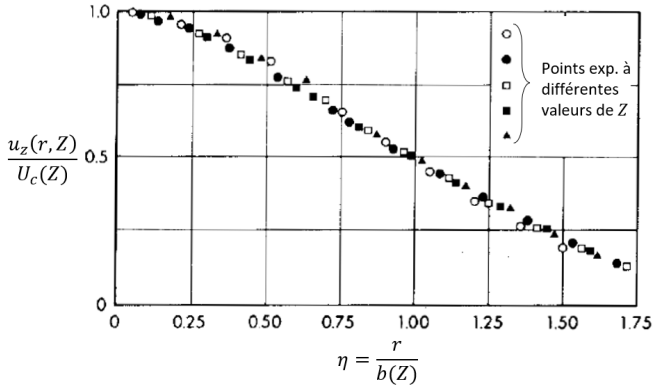


FIGURE 2.2 – Profils autosimilaires de u_z/U_c en fonction du paramètre de similarité r/b [16].

$$f(\eta) = \frac{u_z}{U_c}, \tag{2.4}$$

$$g(\eta) = \frac{\tau}{\rho U_c^2}, \tag{2.5}$$

$$F_1(\eta) = \frac{1}{\eta}\int_0^\eta x^2 f'(x)dx, \tag{2.6}$$

$$F_2(\eta) = \frac{1}{\eta}\int_0^\eta x f(x)dx, \tag{2.7}$$

avec f' la dérivée de f (notation conservé pour les fonctions ne dépendant que d'une variable), et τ un terme associé au tenseur de Reynolds, et défini en (A.5).

Les équations du problème peuvent être écrites sous la forme suivante [19] (le détail des calculs est en Annexe A.1.1) :

$$(g' + \frac{g}{\eta}) = A_1\left(f^2 - f'F_2\right) + A_2\left(F_1 f' - \eta f f'\right) \tag{2.8}$$

où A_1 et A_2 sont deux constantes.

b) Solutions des équations

D'après divers auteurs [14, 16], deux solutions ont été proposées pour résoudre ces équations (avec des hypothèses différentes pour traiter la turbulence), proposées par Tollmien [20] et Görtler [21] respectivement. Afin de pouvoir résoudre le système d'équations, il faut ajouter une loi de fermeture, en général portant sur τ, sans quoi il y a plus de variables que d'équations.

Solution de Tollmien : Tollmien [20] s'appuie sur une hypothèse de longueur de mélange pour modéliser la turbulence et fournir une équation de fermeture sur τ. La démarche et les calculs sont rapportés en Annexe A.1.1. À partir de la fonction f définie en (2.4), on peut définir la fonction F suivante :

$$F(\eta) = \int_0^\eta x f(x)dx \tag{2.9}$$

Il est alors possible d'obtenir l'équation suivante sur F [20, 16] :

$$\left(F'' - \frac{F'}{\eta}\right)^2 = FF' \tag{2.10}$$

Les conditions à la limite pour F sont détaillées dans les documents de Tollmien [20] et de Rajaratnam [16]. Les valeurs de u_z/U_c et u_r/U_c sont ensuite tabulées en fonction de η (un exemple est donné dans la suite).

Gauntner [14] rapporte les résultats suivants à partir des résultats de Tollmien :

$$b \simeq 0.097Z \Rightarrow \frac{U_c(Z)}{U_m} \simeq 6.1\frac{D_j}{Z} \tag{2.11}$$

Solution de Görtler : La démarche de Görtler [21] est similaire à celle de Tollmien, la différence dans les solutions obtenues repose sur l'équation de fermeture utilisée par Görtler qui n'est pas basée sur une longueur de mélange. On utilise cette fois une hypothèse de viscosité turbulente qui s'écrit :

$$\tau = \nu_T \partial_r u_z \tag{2.12}$$

D'après Pope [19] et Rajaratnam [16], l'expression choisie pour la viscosité turbulente est :

$$\nu_T = \hat{\nu} b U_c \tag{2.13}$$

Pope [19] précise que $\hat{\nu}$ n'est pas une véritable constante, mais qu'on peut considérer que c'est une constante du fait de sa faible variation au sein du jet. Reprenant la démarche présentée dans le paragraphe concernant la solution de Tollmien (fonction de Stokes ψ, fonction F, injection dans (A.6) avec les relations de proportionnalité sur U_c, b), on obtient l'équation suivante ([19, 16]) :

$$FF' = F' - \eta F'' \tag{2.14}$$

D'après Gauntner [14], cette équation peut être intégrée analytiquement, donnant la solution suivante pour u_z :

$$u_z(r, Z) = C_G \frac{\frac{3}{8\pi}\frac{K^{1/2}}{Z}}{\left(1 + \frac{1}{4}\eta_2^2\right)^2} \tag{2.15}$$

$$\eta_2 = C_G \frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{\pi}}\frac{r}{Z} \tag{2.16}$$

où $K = \frac{\pi}{4} D_j^2 V_j^2$ et C_G est une constante déterminée empiriquement ; Gauntner [14] rapporte $C_G \simeq 62.1$.

Le profil de $u_z(r, Z)/U_c(Z)$ pour chacune des deux solutions présentées ainsi que des points expérimentaux rapportés par Gauntner [14] sont fournis en Figure 2.3.

La solution de Tollmien [20] semble être la plus proche des points expérimentaux. Il est possible de déduire un profil pour u_r à partir de F (via l'Éq. (A.27)).

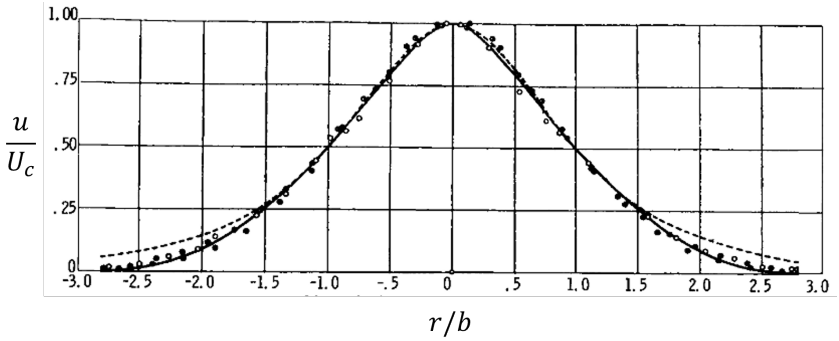


FIGURE 2.3 – Profils de $u_z(r,Z)/U_c(Z)$ en fonction de r/b obtenus avec la résolution de Tollmien et de Görtler et mesures expérimentales rapportés par Gauntner [14].

Profils de Bejan : Bejan [22] rapporte via une méthode analytique similaire une forme très similaire à celle de Görtler [21] :

$$u_z(r,Z) \;=\; \frac{3\gamma}{4}\frac{V_j D_j}{Z}\left[1+\left(\frac{\gamma}{2}\frac{r}{x}\right)^2\right]^{-2} \tag{2.17}$$

où γ est une constante déterminée de façon empirique. Bejan [22] rapporte également $\gamma \simeq 15.2$.

Bejan [22] indique également qu'un autre type de profil peut être envisagé pour corréler les points expérimentaux, qui s'écrit sous la forme :

$$u_z(r,Z) \;=\; U_c(Z)\exp\left[-\left(\frac{r}{r_{carac}}\right)^2\right] \tag{2.18}$$

où $r_{carac} = (0.107 \pm 0.003)Z$ est une grandeur caractéristique de l'élargissement du jet, déterminée expérimentalement ; Bejan [22] donne l'évolution suivante pour U_c :

$$U_c(Z) \;\simeq\; 7.46\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{D_j}{Z}V_j \tag{2.19}$$

Gauntner [14] rapporte un profil de forme identique pour corréler des points expérimentaux issus de différentes études, et indique que cette forme est plus adaptée pour reproduire les données expérimentales que les formes analytiques de Tollmien et Görtler.

Profil de température : Bejan [22] rapporte également la corrélation suivante pour l'évolution de la température moyenne (au sens statistique) du jet $\langle T\rangle$, de façon similaire à ce qui a été proposé en (2.18) pour u_z :

$$\langle T\rangle\,(r,Z) - T_\infty = (T_c(Z)-T_\infty)\exp\left[-\left(\frac{r}{r_T}\right)^2\right] \tag{2.20}$$

où $r_T = (0.127 \pm 0.004)Z$ est une grandeur caractéristique de l'élargissement thermique du jet, déterminée expérimentalement, et T_c désigne la température dans l'axe du jet ; Bejan [22] donne l'évolution suivante pour $T_c - T_\infty$:

$$T_c(Z) - T_\infty \;\simeq\; 5.65\frac{(T_j-T_\infty)D_j}{Z} \tag{2.21}$$

2.1.3 Région de stagnation

La seconde région est communément appelée *région de stagnation*. Elle est similaire à celle rencontrée pour les jets à surface libre : l'écoulement est dévié par la paroi, créant une surpression autour du point de stagnation (ou point d'impact, point de la paroi qui se trouve dans l'axe du jet) et les transferts atteignent leur maximum dans cette région. Une particularité importante de la zone de stagnation est que les couches limites hydraulique et thermique ont une épaisseur quasi constante [18].

L'écoulement dans la zone de stagnation est complexe dû au changement de direction de la vitesse. Schlichting [23] a étudié de façon analytique les écoulements de couche limite. Il indique que la résolution en écoulement **laminaire** axisymétrique autour d'un point de stagnation des équations de couche limite donne :

$$\begin{cases} u_{r,e} &= ar \\ u_{z,e} &= -2az \end{cases} \tag{2.22}$$

où l'indice e désigne la vitesse en dehors de la couche limite (mais dans le voisinage du point de stagnation), a correspond à un gradient de vitesse et z désigne la distance à la paroi dans la direction de l'axe du jet. À partir de mesures expérimentales pour un jet immergé impactant, Modak [24] rapporte la corrélation suivante sur a :

$$a = \frac{V_j}{D_j}\left(1.04 - 0.034\frac{H}{D_j}\right) \tag{2.23}$$

Dans la couche limite, Schlichting [23] utilise les notations :

$$\begin{cases} \eta &= \sqrt{\frac{a}{\nu}}z \\ u_r &= u_{r,e}f'(\eta) \\ u_z &= -2\sqrt{a\nu}f(\eta) \end{cases} \tag{2.24}$$

avec f qui vérifie :

$$\begin{cases} f''' + 2ff'' + 1 - f'^2 = 0 \\ f(0) = f'(0) = 0,\ f'(\eta \to \infty) = 1 \end{cases} \tag{2.25}$$

Les valeurs de f sont tabulées et fournies par Schlichting [23].

Pour le cas d'un écoulement turbulent, un modèle analytique est proposé par Tani et Komasu [25] dans la suite pour approcher l'écoulement dans cette région, basé sur des expériences avec des jets turbulents immergés d'air.

Des résultats expérimentaux pour évaluer la pression à la paroi en fonction de la coordonnée radiale obtenus par Tani et Komasu [25] sont montrés en Figure 2.4 pour plusieurs H/D_j. Des profils expérimentaux pour les vitesses verticales et radiales obtenus par les auteurs [25] sont également reportés en Figure 2.5.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces courbes d'après Tani et Komasu [25] :

- La vitesse verticale varie sur une plage allant de $1.6D_j$ à $2.2D_j$ (selon H/D_j), l'extension verticale de la zone de stagnation est donc de cet ordre.
- La pression à la paroi varie sur une plage radiale allant de $1.6D_j$ à $3D_j$ (selon H/D_j), ce qui donne un ordre de grandeur pour l'extension radiale de la zone de stagnation. En réutilisant la variable $b(H)$ introduite précédemment (rayon pour

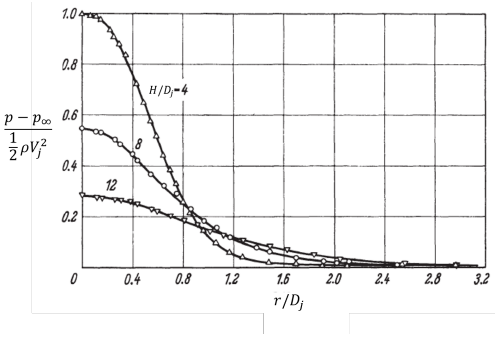
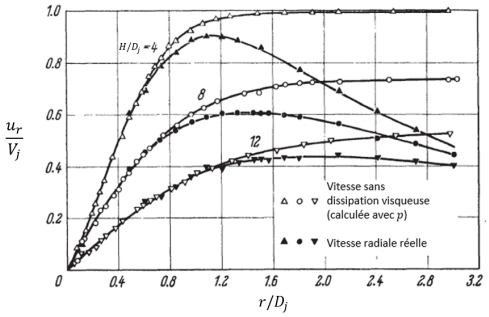
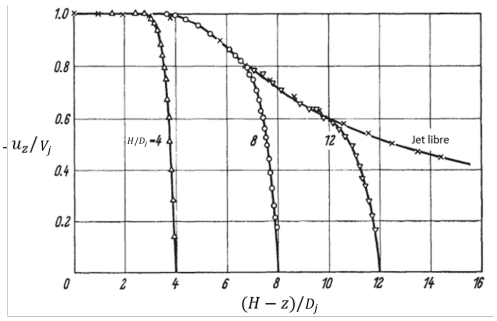


FIGURE 2.4 – Évolution de la pression relative en fonction de la coordonnée radiale à la paroi pour plusieurs valeurs de H/D_j [25].



(a) Vitesse radiale u_r proche de la paroi en fonction de r/D_j, avec et sans viscosité [25].



(b) Vitesse axiale u_z en fonction de z/D_j dans l'axe du jet [25].

FIGURE 2.5 – Profils expérimentaux de vitesse dans la zone de stagnation pour plusieurs valeurs de H/D_j [25].

lequel la vitesse verticale est égale à la moitié de la vitesse au centre d'un jet libre après qu'il ait parcouru une distance H), les auteurs notent que l'extension radiale est de l'ordre de $2.5b(H)$ peu importe la valeur de H/D_j.

- La vitesse radiale réelle proche de la paroi (en dehors de la couche limite) est comparée à la vitesse radiale sans viscosité en Figure 2.5a. Cette vitesse sans viscosité est calculée à partir des mesures de pression via la formule suivante :

$$u_{inviscide} = \left(2\frac{p-p_\infty}{\rho}\right)^{1/2}. \tag{2.26}$$

On note que les deux courbes se superposent sur une plage allant de $0.6D_j$ à $1.2D_j$ (selon H/D_j), donc dans une région proche du point de stagnation l'effet de la viscosité est négligeable.

Dans la zone d'écoulement où la viscosité peut être négligée, les auteurs proposent une approche analytique en considérant l'écoulement incompressible inviscide (ou non-visqueux) et rotationnel. Les variables sont adimensionnées comme suit :

$$\tilde{r} = r/b,\ \tilde{z} = z/b,\ \tilde{u} = u_r/V_j,\ \tilde{v} = u_z/V_j$$

Ils introduisent alors la fonction de courant axisymétrique de Stokes ψ (déjà vue précédemment) et la vorticité ω :

$$\omega = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{r}} \tag{2.27}$$

Avec quelques manipulations sur les équations de Navier-Stokes en incompressible sans terme visqueux (en éliminant la pression notamment), on obtient l'équation suivante :

$$\frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\frac{\omega}{\tilde{r}} \right) - \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial \psi}{\partial \tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{\omega}{\tilde{r}} \right) = 0 \tag{2.28}$$

Une expression est ensuite supposée pour ψ :

$$\psi = 1/2\tilde{r}^2 \left(f(\tilde{z}) + \tilde{r}^2 g(\tilde{z}) + \tilde{r}^4 h(\tilde{z}) + \cdots \right) \tag{2.29}$$

Les différentes fonctions $g, h, \cdots$ apparaissant peuvent être exprimées à partir de la seule fonction f et de ses dérivées via les conditions à la limite. $\tilde{u}, \tilde{v}, \omega$ peuvent être exprimés à partir de ψ. En approximant f par un polynôme de degré 6, les auteurs obtiennent des expressions pour $\tilde{u}$ et $\tilde{v}$ dans la zone de viscosité négligeable proche du point de stagnation. La comparaison des résultats obtenus avec cette approximation et des résultats expérimentaux est donnée en Figure 2.6 et montre de très bons résultats dans la zone proche du point de stagnation où l'hypothèse d'écoulement non-visqueux est valable.

La relation $\tilde{u} \propto \tilde{r}$ proche du point de stagnation démontrée par Schlichting [23] en dehors de la couche limite est en accord avec les résultats de Tani et Komatsu [25] montrés en Figure 2.6.

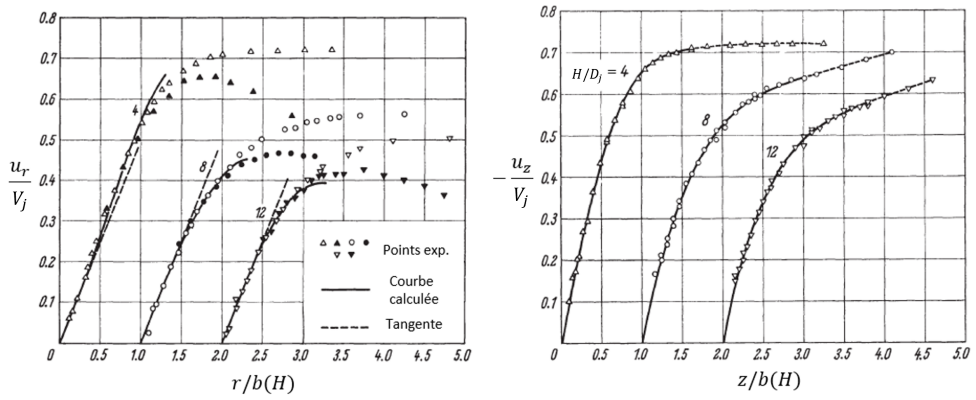


FIGURE 2.6 – Profils de u_r (gauche) et u_z (droite) avec l'approximation et comparaison avec les résultats expérimentaux, pour plusieurs valeurs de H/D_j, obtenus par Tani et Komatsu [25]. Les profils à différentes valeurs de H/D_j sont espacés de 1 unité d'abscisse pour la visibilité. Les points expérimentaux sur le graphe de u_r/V_j vs $r/b(H)$ sont obtenus proches de la paroi mais en dehors de la couche limite [25]. Les profils de u_z sont obtenus dans l'axe du jet ($r = 0$).

La transition avec la région suivante semble se faire pour une distance radiale entre $1.5D_j$ et $3D_j$ d'après ce qui a été déduit précédemment des résultats expérimentaux [25].

2.1.4 Région de jet pariétal ("Wall-jet")

Glauert [26] a étudié de façon analytique l'écoulement dans la région du jet de paroi (ou "wall-jet"), c'est-à-dire la région qui succède à la zone de stagnation (cf. Figure 2.1).

Son analyse repose sur l'hypothèse selon laquelle les profils de vitesse sont auto-similaires dans cette région.

L'analyse est dans un premier temps faite avec un écoulement laminaire puis l'auteur étend son analyse à un écoulement turbulent en introduisant une viscosité turbulente dans les équations de couche limite. Les calculs et solutions sont reportés en partie en Annexe A.1.2.

On présente ici de façon succincte les équations obtenues par Glauert [26] pour le cas du jet pariétal turbulent. Le profil de vitesse est supposé auto-similaire par l'auteur, et deux régions sont considérées :

- La *couche interne* qui correspond à une région de couche limite, située entre la paroi et le maximum du profil de vitesse.
- La *couche externe* qui correspond à une région de couche de mélange, située au delà du maximum du profil de vitesse, où le mélange avec le fluide ambiant est important et où la vitesse décroît.

La variable de similarité η_1 est introduite par Glauert [26] et définie en (A.35). La démarche de Glauert [26] est rapportée en Annexe A.1.2 ; le système pour obtenir les profils de vitesse est donné ci-dessous, où f_0 est la fonction de similarité dans la couche interne et g celle dans la couche externe :

$$\begin{aligned} \tfrac{d}{d\eta_1}\left(A f_0'^6 f_0''\right) + f_0 f_0'' + \alpha f_0'^2 &= 0 \\ g''' + g g'' + \alpha g'^2 &= 0 \end{aligned} \tag{2.30}$$

où A est une constante et α un paramètre dépendant de Re (l'évolution de α avec Re est donnée dans la suite). On note η_m la coordonnée à laquelle on joint les deux fonctions et qui correspond au maximum de vitesse U_m du profil ; d'après Glauert [26], les conditions à la limite sont :

$$\lim_{\eta_1 \to 0} f_0' \eta_1^{-1/7} = C, \quad g'(\infty) = 0 \tag{2.31}$$

$$\text{À } \eta_1 = \eta_m, \quad f_0'' = g'' = 0, \quad f_0 = g, \quad f_0' = g'. \tag{2.32}$$

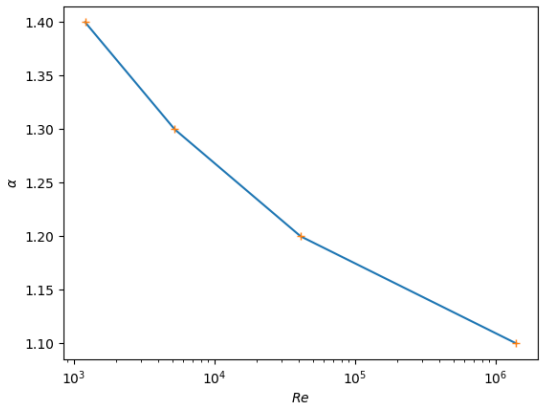
Avec C une constante. Une relation entre Re et α peut être obtenue et une table des valeurs de α en fonction de Re est donnée par Glauert [26]. Les équations peuvent être résolues de façon numérique.

On représente en Figure 2.7a l'évolution de α en fonction de Re à partir de ce qui est fourni par Glauert [26].

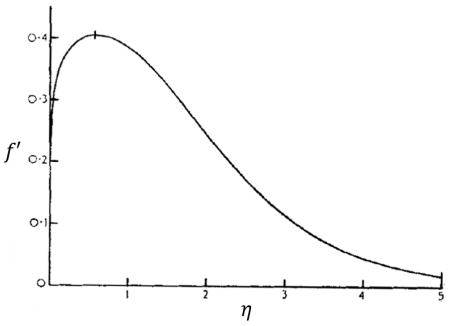
En Figure 2.7b est représenté le profil de f' (dérivée de f qui est la fonction de jonction, combinant f_0 et g) pour $\alpha = 1.4$ ce qui correspond à $Re = 1200$ (il est discutable de considérer l'écoulement turbulent à $Re = 1200$ mais c'est ce qui est fourni par Glauert [26]) ; à noter que $f' \propto u/U_m$.

La forme du profil est extrêmement peu sensible à la valeur de α, par contre la valeur atteinte au maximum de f' est fortement influencée par α et donc par Re [26].

Comparaison de la théorie avec des résultats expérimentaux : Suite à la parution de l'article de Glauert [26], de nombreux auteurs étudiant l'impact d'un jet immergé d'un point de vue hydrodynamique ont comparé leur résultats à ceux prédits par Glauert. Deux auteurs sont mentionnés ici : Bakke [27] s'est intéressé aux profils de vitesse et à l'expansion du jet de paroi (ou "wall-jet") d'un point de vue expérimental ; Sigalla [28]



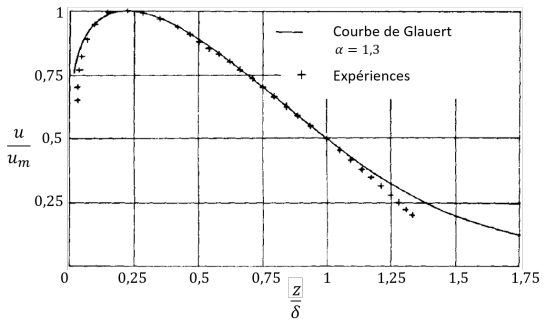
(a) α vs Re rapporté par Glauert [26].



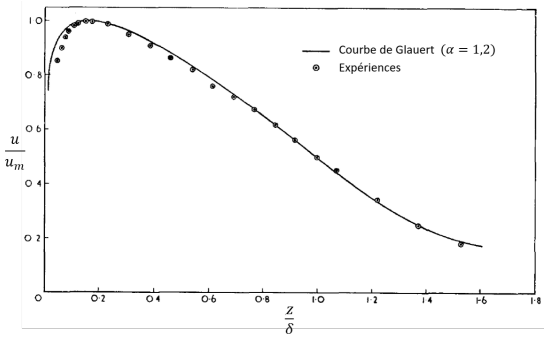
(b) Profil de f' pour $\alpha = 1.4$ [26].

FIGURE 2.7 – Valeurs de α en fonction de Re (gauche) et forme du profil de vitesse (droite) [26].

s'est intéressé au frottement pariétal induit par un jet impactant immergé et a réalisé en plus des mesures de vitesse au sein de l'écoulement. Les résultats pour le profil de vitesse obtenus par les 2 auteurs sont rapportés en Figure 2.8. Une valeur de α différente est utilisée par chaque auteur (ce qui correspond donc à des valeurs différentes de Re). Sur ces graphes, U_m désigne la vitesse maximale atteinte par le profil et δ est la largeur de jet de paroi définie telle que $u_r(z = \delta) = \frac{1}{2}U_m$ ($z = \delta$ est situé dans la couche externe, et non dans la couche interne).



(a) Résultats de Bakke [27] ($Re = 5.2 \times 10^3$).



(b) Résultats de Sigalla [28] ($Re = 4.1 \times 10^4$).

FIGURE 2.8 – Comparaison des résultats obtenus par Bakke [27] ($\alpha = 1.3$ soit $Re = 5.2 \times 10^3$) et Sigalla [28] ($\alpha = 1.2$ soit $Re = 4.1 \times 10^4$) avec les profils prédits par Glauert [26] ; $u = u_r$ sur les figures.

Les profils prédits par Glauert [26] sont en bon accord avec les résultats expérimentaux mais s'écartent des valeurs mesurées lorsque $z \to 0$. Néanmoins les profils proposés par Glauert [26] donnent une bonne idée du profil de vitesse radiale dans le "wall-jet". Glauert [26] n'a en revanche pas inclus la thermique dans son analyse.

2.1.5 Transferts thermiques à la paroi sans fonte

Viskanta [18], Webb et Ma [17] et Jambunathan *et al.* [15] ont compilé des études disponibles dans la littérature concernant les transferts thermiques à la paroi pour plusieurs types de jets immergés impactant une paroi solide (à iso-flux ou iso-température). Ces études ont été réalisées pour des jets immergés sans fonte de la paroi (la prise en compte de la fonte est traitée en section 2.1.6).

Les transferts thermiques entre une paroi solide et un écoulement fluide sont en général caractérisés par le nombre de Nusselt Nu, qui permet de comparer le flux thermique créé par la convection du fluide et le flux thermique créé par la diffusion thermique dans le fluide. Nu est défini comme :

$$Nu = \frac{hL}{\lambda} \tag{2.33}$$

où L est une longueur caractéristique du problème, en général $L = D_j$ est utilisé pour les problèmes de jet impactant ; λ est la conductivité thermique du fluide ; h est le coefficient de transfert convectif dans le fluide, défini à partir du flux thermique q à la paroi par :

$$h = \frac{q}{T_w - T_{ref}} = \frac{\lambda}{T_w - T_{ref}} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_w \tag{2.34}$$

avec $\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_w$ le gradient de température normal à la paroi. La température T_{ref} utilisée diffère selon les documents, certains auteurs utilisent la température du solide loin de la zone d'échange thermique ou la température du fluide ambiant (qui ne sont pas nécessairement les mêmes) par exemple. La variété des définitions peut donner lieu à des résultats différents d'un article à l'autre et peut rendre difficile les comparaisons à la littérature.

Différents paramètres influencent de façon importante le transfert thermique à la paroi entre le solide et le fluide issu du jet ; ces paramètres sont présentés dans les prochains paragraphes. On désigne par l'indice 0 les variables évaluées au point de stagnation.

Pour rappel, les définitions de Pr et Re sont données au chapitre précédent. Dans le cas de problèmes d'échanges thermiques entre un solide et un fluide en convection forcée (sans fonte), une corrélation entre Nu, Re et Pr est en général cherchée sous la forme suivante [23] :

$$Nu \;=\; C \cdot Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \tag{2.35}$$

où α, β et C sont des constantes. Dans le cas du jet impactant un solide sans fonte, on doit également ajouter la dépendance de Nu à H/D_j, en utilisant un préfacteur C non constant quand H/D_j varie, et que l'on note C_{H/D_j} [18, 29, 30, 17] :

$$Nu \;=\; C_{H/D_j} \cdot Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \tag{2.36}$$

Effet de l'écart entre la buse et la paroi H/D_j

Jambunathan *et al.* [15] et Viskanta [18] rapportent un effet important de l'écartement entre la buse et la paroi. Selon la valeur de H/D_j, le jet atteindra la paroi soit dans sa zone de cœur potentiel, soit dans sa zone de jet complètement développé. Les transferts changent fortement selon laquelle de ces 2 zones impacte la paroi.

Les deux auteurs [15, 18] suggèrent que le maximum pour les transferts thermiques est atteint à la fin de la zone de cœur potentiel et que pour des écartements supérieurs les

transferts diminuent de façon monotone. Des courbes du nombre de Nusselt en fonction de la distance radiale pour plusieurs valeurs de l'écartement entre la buse et la paroi sont rapportées par Viskanta [18] en Figure 2.9.

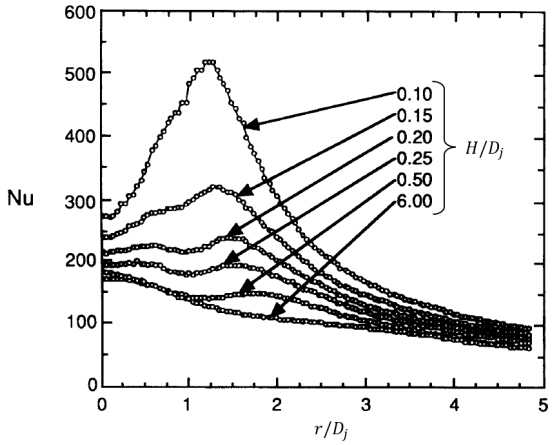


FIGURE 2.9 – Courbes de Nu en fonction de r/D_j pour plusieurs valeurs de H/D_j, à $Re = 23000$, rapportées par Viskanta [18] pour des jets immergés turbulents.

Les courbes rapportées par Viskanta [18] sont issues de la littérature et obtenues à $Re = 2.3 \times 10^4$.

Ces courbes mettent toutes en évidence deux comportements différents en fonction de la valeur de H/D_j :

- Pour des écartements faibles, 2 maxima locaux apparaissent sur les courbes de Nu vs r/D_j qui ne sont pas situés au point de stagnation ; ces deux pics sont attribués par la littérature à l'augmentation brusque de la vitesse radiale pour le pic le plus proche du point de stagnation et à une transition vers la turbulence de la couche limite pour le second. La présence d'un pic lié à la transition à la turbulence suggère que la couche limite est laminaire près du point de stagnation et ce malgré la turbulence du jet. Lienhard [11] a décrit ce phénomène dans le cas d'un jet à surface libre, attribuant la "laminarisation" de l'écoulement aux alentours du point de stagnation au fort gradient de pression à l'impact du jet. On peut imaginer que ce comportement est applicable au cas du jet immergé lorsque l'écartement entre la buse et la paroi est suffisamment faible.

  La courbe à $H/D_j = 0.1$ de la Figure 2.9 ne présente qu'un seul pic, pour laquelle on pourrait imaginer que la buse est tellement proche de la paroi que le comportement de l'écoulement dans la zone de stagnation est encore différent de ce qui a été vu précédemment.
- Pour des écartements de l'ordre de la distance de transition entre le cœur potentiel et le jet complètement développé ($H/D_j \sim 6$) ou pour des écartements plus grands, les pics à $r > 0$ disparaissent et le maximum de Nu se trouve alors au point de stagnation. Le nombre de Nusselt décroît de façon monotone lorsque l'on s'éloigne de $r = 0$. La disparition des pics liés à la transition de la couche limite vers la turbulence sur la Figure 2.9 suggère que pour $H/D_j \geq 6$, la couche limite n'est pas re-laminarisée (car la surpression diminue lorsque H/D_j augmente) ; la couche limite serait donc turbulente partout au niveau de la paroi pour $H/D_j \geq 6$.

Webb et Ma [17] ont eux aussi compilé des résultats expérimentaux de différents

auteurs sur les jets immergés impactant avec différents fluides. Ils ont en particulier étudié l'évolution du nombre de Nusselt au point de stagnation Nu_0 en fonction de la distance entre la paroi et la buse, et rapportent des courbes pour différentes valeurs de Re, que l'on montre en Figure 2.10.

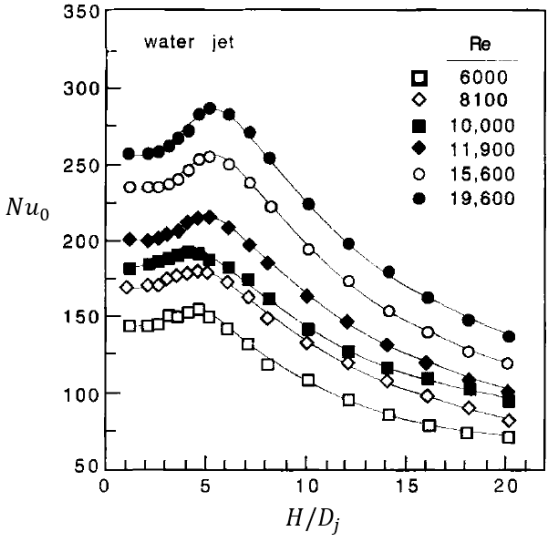


FIGURE 2.10 – Nu_0 en fonction de H/D_j pour plusieurs valeurs de Re [17].

Ces courbes mettent en évidence l'existence d'une distance pour laquelle Nu_0 atteint un maximum, qui se situe aux alentours de $H/D_j = 6$. Lee et Lee [31] ont étudié expérimentalement l'effet de Re et de H/D_j sur les transferts entre un jet immergé et une paroi, et mettent également en évidence une augmentation de Nu_0 avec H/D_j pour $2 \leq H/D_j \leq 6$ et donnent également $Nu_{0,H/D_j=6} > Nu_{0,H/D_j=10}$, ce qui est cohérent avec le résultat de Webb et Ma [17]. On constate en revanche que les courbes de Viskanta montrées en Figure 2.9 ne mettent pas évidence l'augmentation de Nu_0 avec H/D_j sur la plage considérée : Nu_0 semble décroître quand H/D_j augmente sur la plage $0.1 < H/D_j < 0.5$.

Le nombre de Reynolds ne semble pas avoir d'effet sur la distance maximisant les transferts à l'impact. D'après Webb et Ma [17], pour $H > H_m$ où H_m désigne la distance entre la buse et la paroi pour laquelle on obtient $Nu_{0,max}$ (environ $6D_j$ d'après ce qui a été présenté avant), on a à Re fixé :

$$\frac{Nu_0}{Nu_{0,max}} \propto \left(\frac{H}{D_j}\right)^{-1/2} \tag{2.37}$$

Ce résultat est appuyé par des mesures expérimentales dans leur article.

Choo *et al.* [29] ont étudié de façon expérimentale l'évolution de Nu_0 avec l'écart entre la buse et la paroi pour $0,1 \leq H/D_j \leq 40$. L'établissement de l'écoulement en amont de la buse se fait dans un tuyau droit suffisamment long pour obtenir un profil parabolique en sortie (pas d'information sur l'intensité turbulente en revanche mais d'après Leconanet [2] elle doit être de l'ordre de $4-5\%$ comme pour ses manipulations). Les auteurs obtiennent la corrélation suivante entre $Nu_0/Nu_{0,H/D_j=1}$ et H/D_j avec leurs résultats

ainsi que les résultats d'un certain nombre d'autres auteurs :

$$\frac{Nu_0}{Nu_{0,H/D_j=1}} = \sqrt{4\exp\left(-\frac{H}{0.14D_j}\right) + \left[0.57 - 0.5\tanh\left(\frac{H/D_j - 15}{11}\right)\right]} \tag{2.38}$$

Cette corrélation est strictement décroissante, elle ne fait donc pas apparaître l'augmentation de Nu_0 avec H/D_j pour $2 \leq H/D_j \leq 6$ mise en évidence par les précédents auteurs [17, 31], cela étant dû au fait que la corrélation a été établie sur une plage très large de H/D_j. Les points expérimentaux permettant d'établir cette corrélation font en revanche apparaître (au moins en partie) l'augmentation de Nu_0 avec H/D_j pour $2 \leq H/D_j \leq 6$. La corrélation est en revanche cohérente avec les courbes de Viskanta [18] qui montrent une décroissance de Nu_0 quand H/D_j augmente pour $0.1 \leq H/D_j \leq 0.5$.

Smirnov *et al.* [30] ont eux aussi étudié de façon expérimentale un jet immergé impactant une paroi à température constante contrôlée par un thermostat. Le fluide utilisé était de l'eau, et l'établissement de l'écoulement en amont de la buse était faite dans un tuyau droit d'une longueur de $80D_j$ ce qui garantit un profil parabolique en sortie. L'étude portait sur Nu_0 en fonction de Re et H/D_j, et la corrélation suivante a été obtenue pour $0.5 < H/D_j < 10$:

$$Nu_0 \propto \ Re^{0.64} \ \exp\left(-0.037\frac{H}{D_j}\right) \tag{2.39}$$

Les auteurs proposent ici une décroissance monotone de Nu_0 quand H/D_j augmente, ce qui n'est pas cohérent avec les résultats de Webb et Ma [17] ou Lee et Lee [31].

Ces différentes corrélations ne sont pas toutes en accord, mais la tendance générale indique que Nu_0 décroît (quand H/D_j augmente) pour $H/D_j > 6$.

Effet du nombre de Prandtl Pr

Il existe peu d'études portant sur l'évolution des transferts thermiques en fonction du nombre de Prandtl sur de grandes plages de valeurs, la majorité des études sont réalisées avec de l'eau ou de l'air pour lesquels le nombre de Prandtl est de l'ordre de l'unité ou supérieur à 1. L'analyse de l'écoulement dans la zone de stagnation donne d'après Liu *et al.* [32] :

$$\begin{cases} Nu_0 \propto Pr^{0.4}, & 0.15 < Pr < 3 \\ Nu_0 \propto Pr^{1/3}, & Pr > 3 \end{cases} \tag{2.40}$$

Webb et Ma [17] préconisent pour l'eau une dépendance du nombre de Nusselt vis-à-vis du nombre de Prandtl sous la forme :

$$Nu_0 \propto Pr^{0.42} \tag{2.41}$$

Cette dépendance est basée sur les résultats expérimentaux issus d'une revue de la littérature. Choo *et al.* [29] obtiennent un bon accord entre leurs résultats expérimentaux (obtenus avec un jet d'eau) et la corrélation :

$$Nu_0 \propto Pr^{0.4} \tag{2.42}$$

On voit donc que plusieurs valeurs sont préconisées par la littérature pour l'exposant sur Pr, même si ces valeurs sont relativement proches les unes des autres, entre 0.3 et

0.42 pour la plage de Pr d'intérêt pour cette étude : les manipulations réalisées lors de la présente thèse sont toutes réalisées avec de l'eau à différentes températures, la plage de nombre de Prandtl qui nous intéresse est donc l'ordre de $3 - 6$.

Effet du nombre de Reynolds Re

Des études analytiques des transferts dans la région de stagnation pour un jet laminaire donnent $Nu_0 \propto Re^{1/2}$ [17, 32].

Choo *et al.* [29] obtiennent des résultats expérimentaux en bon accord avec un exposant de 1/2 sur le nombre de Reynolds pour $H/D_j \leq 4$ (aucune corrélation n'a été réalisée par les auteurs pour $H/D_j > 4$, malgré le fait qu'ils aient obtenu des résultats pour $H/D_j = 0.1 - 40$). Les auteurs ont utilisé des valeurs de Re telles que leurs jets soient turbulents ($Re > 4000$ [11] sauf pour une expérience). Ceci renforce l'idée que la couche limite dans la zone de stagnation se comporte comme si l'écoulement était laminaire (il n'a pas pu être vérifié lors de cette étude que l'écoulement redevient effectivement laminaire) vis-à-vis des transferts pour $H/D_j < 6$.

L'influence du nombre de Reynolds ne se traduit pas uniquement sur Nu_0 mais aussi sur le profil de $Nu(r)/Nu_0$ en fonction de r/D_j : en effet, lorsque la couche limite est laminaire dans la zone de stagnation ($H/D_j < 6$), le nombre de Reynolds a un impact sur cette transition de la couche limite vers la turbulence. La coordonnée radiale à laquelle se déroule la transition correspond à un maximum local des transferts thermiques. Viskanta [18] rapporte la Figure 2.11 pour le profil de Nu en fonction de r/D_j pour différents Re. Cette figure est obtenue pour $H/D_j = 0.2$.

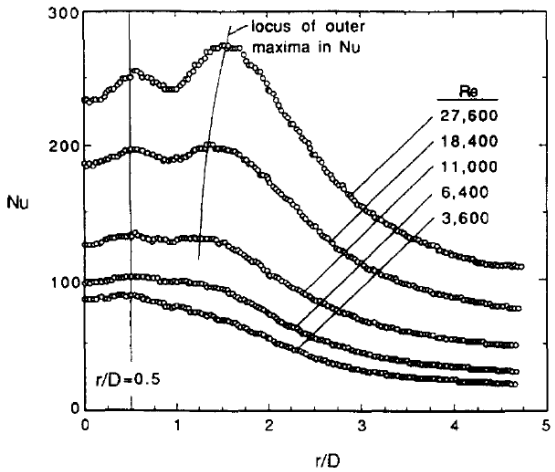


FIGURE 2.11 – Nu_0 vs H/D_j pour plusieurs valeurs de Re pour $H/D_j = 0.2$ [18].

On constate d'une part que le pic correspondant à la transition vers la turbulence de la couche limite (pic le plus éloigné du point de stagnation) se décale vers les r/D_j plus élevés avec l'augmentation de Re ; d'autre part, pour des $Re < 10000$, ces maxima locaux sont peu marqués voire non existants. Des courbes similaires sont présentées par Gardon *et al.* [33] avec des pics très peu marqués à bas Re et beaucoup plus importants à plus haut Re (pour $H/D_j = 2$ cette fois).

Lee et Lee [31] rapportent plusieurs corrélations entre Nu_0 et Re pour différentes

valeurs de H/D_j :

$$\begin{cases} Nu_0 \propto Re^{0.50}, & H/D_j = 2 \\ Nu_0 \propto Re^{0.53}, & H/D_j = 4 \\ Nu_0 \propto Re^{0.58}, & H/D_j = 6 \\ Nu_0 \propto Re^{0.65}, & H/D_j = 10 \end{cases} \tag{2.43}$$

Ces corrélations ont été établies pour $5000 < Re < 70000$. Pour H/D_j, l'exposant trouvé sur Re s'écarte notablement de la valeur 0.5 obtenue précédemment pour $H/D_j < 6$, ce qui est lié à la turbulence du jet qui augmente avec H/D_j. Pour $H/D_j < 6$, Lee et Lee [31] obtiennent une corrélation sur la position R_2/D_j du second pic, sous la forme :

$$R_2/D_j \;=\; 0.137\ Re^{0.265} \tag{2.44}$$

La corrélation obtenue par Smirnov *et al.* [30] en Equation (2.39) donne un exposant de l'ordre de 0.64 pour $0.5 < H/D_j < 10$ et $1.1 \times 10^4 < Re < 5.0 \times 10^4$. Une évolution de la dépendance entre Re et Nu_0 à partir de $H/D_j > 6$ n'est pas mise en évidence par les auteurs, mais l'exposant sur Re semble être en accord avec ce qui a été obtenu par Lee et Lee [31] pour $H/D_j > 6$.

Goldstein et Franchett [34] ont caractérisé Nu en fonction de r/D_j pour $1.0 \times 10^4 \leq Re \leq 3.0 \times 10^4$, différentes valeurs de H/D_j et pour différentes inclinaisons de la surface impactée. Pour une surface normale à l'axe du jet et $H/D_j = 10$, ils rapportent la corrélation suivante :

$$\frac{Nu}{Re^{0.7}} \;=\; 0.123\ \exp\left(-0.37\frac{r}{D_j}\right) \tag{2.45}$$

Pour la plage réduite de Re étudiée, l'exposant sur Re est donc trouvé à 0.7, ce qui est proche des valeurs données par Lee et Lee [31] ou Smirnov *et al.* [30].

La littérature fournit peu de données pour des nombres de Reynolds très élevés de l'ordre de 10^5 ou plus, en particulier pour $H/D_j > 6$.

Effet de l'intensité turbulente du jet

Les transferts à la paroi pour des jets immergés ont été étudiés par un grand nombre d'auteurs ; cependant, malgré le grand nombre de résultats, il est difficile de faire des comparaisons complètes entre les différentes études à cause de la diversité des conditions d'entrée utilisées : le type de buse et le profil de vitesse en sortie de la buse (qui dépend fortement de la longueur de la buse ou du tuyau en amont de la sortie de fluide) jouent un rôle important sur les transferts thermiques, en faisant varier notablement l'intensité de la turbulence Tu. L'intensité turbulente Tu est définie (en utilisant notation d'Einstein, i.e. la sommation sur les indices répétés) par :

$$Tu = \frac{\sqrt{u_i' u_i'}}{U_{ref}} \tag{2.46}$$

avec u_i' les fluctuations turbulentes dans la direction i et U_{ref} la vitesse dans la direction principale de l'écoulement.

Malgré son importance, la valeur de Tu en entrée n'est généralement pas mentionnée dans les articles.

Le cas étudié dans cette thèse est celui d'un jet turbulent en sortie d'une buse cylindrique avec établissement préalable dans un tube cylindrique. Ceci conduit en sortie

de la buse à un profil de vitesse turbulent établi en conduite cylindrique, qui est très bien caractérisé dans la littérature [35, 36, 37, 38]. Pour ce cas, Lecoanet [2] rapporte une intensité de la turbulence en sortie d'un tube d'une longueur supérieure à 40 fois son diamètre aux alentours de $4-5\%$ à partir de l'étude de Lienhard [11]. Aucune dépendance de cette valeur à Re n'a été donnée, on peut supposer qu'elle est valable sur la plage de Re étudiée par Lecoanet [2] qui est telle que $1.0 \times 10^4 < Re 1.5 \times 10^5$.

Gardon et Akfirat [33] mettent en évidence le rôle de l'intensité turbulente en comparant les résultats obtenus pour le nombre de Nusselt au point de stagnation Nu_0 pour une buse classique (i.e. une buse qui n'induit pas volontairement une intensité turbulente particulière) et une buse avec un moteur pour forcer une plus grande intensité turbulente (de 2% à 18% d'après l'article, avec $Re = 11000$). Pour cette dernière buse et pour $H/D_j < 10$, la valeur de Nu_0 change considérablement et au lieu d'augmenter jusqu'à un maximum local correspondant à la fin du cœur potentiel, Nu_0 reste à peu près constant pour $H/D_j \sim 1-10$.

Viskanta [18] rapporte une corrélation sur le nombre de Nusselt au point de stagnation Nu_0 en fonction de $Re^{1/2}$ et Tu :

$$\frac{Nu_0}{Re^{1/2}} = 0.65 + 2.03\left(TuRe^{1/2}\right) - 2.46\left(TuRe^{1/2}\right)^2 \tag{2.47}$$

Cette corrélation met en évidence le lien entre Nu et Tu, mais en général le rôle de ce paramètre n'est pas pris en compte dans la littérature. Le problème majeur de la relation entre Nu et Tu est que Tu dépend fortement de l'établissement de l'écoulement en amont de la buse, du type de buse et donc globalement de la géométrie du système, ce qui peut rendre compliquées les comparaisons entre les résultats de deux systèmes expérimentaux distincts.

La géométrie de la buse ainsi que son diamètre ne varient pas dans la présente thèse, on ne prend donc pas en compte le taux de turbulence dans l'établissement de corrélations, néanmoins l'effet de ce paramètre sur Nu_0 et Nu vs r/D_j méritait d'être mentionné.

2.1.6 Jet immergé impactant avec fonte du solide

a) Transferts thermiques entre un écoulement et un solide avec fonte

On s'intéresse dans cette partie à l'effet de la fonte du solide sur les transferts thermiques entre ledit solide et un écoulement de fluide à sa surface. Les résultats présentés ici sont issus de considérations analytiques sur des problèmes d'écoulements à la surface d'un solide plan avec fonte. Le cas de la fonte d'un solide par un jet liquide sera traité dans les prochains paragraphes.

Yen et Tien [39] ont adapté le problème classique de Lévêque [40] (problème d'un écoulement 2D au dessus d'une plaque plane avec échange de chaleur et avec u_x vérifiant (2.48) où x est la direction principale de l'écoulement) afin d'obtenir de façon itérative la vitesse de fonte d'une paroi solide plane dans un écoulement laminaire (en 2D plan). La paroi est située à $y = 0$ et $x > 0$. Le fluide est supposé incompressible. Ils écrivent les équations du problème sous la forme :

$$u_x \;=\; cy \tag{2.48}$$

avec c une constante,

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0, \tag{2.49}$$

$$u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_y \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_{th} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{2.50}$$

avec α_{th} la diffusivité thermique du fluide et avec les conditions à la limite suivantes :

$$T(x = 0, y > 0) = T_\infty, \quad T(x > 0, y = 0) = T_f \tag{2.51}$$

où T_∞ est la température de l'écoulement loin du solide ; le solide est supposé pur et ayant une température de fonte unique T_f (dont la température est supposée uniforme et égale à T_f),

$$u_y(x, y = 0) = \frac{\lambda}{\rho L} \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} = V_f \tag{2.52}$$

avec V_f une notation désignant la vitesse induite à la paroi par la fonte, L la chaleur latente de fusion, λ la conductivité thermique du fluide et ρ la masse volumique du fluide.

En utilisant l'équation de continuité (2.49) et l'équation (2.48), il vient :

$$u_y(x, y) = u_y(x, y = 0) = V_f \tag{2.53}$$

En combinant les équations (2.48), (2.50) et (2.53), on obtient :

$$cy \frac{\partial T}{\partial x} + V_f \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_{th} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{2.54}$$

La résolution de l'équation (2.54) se fait de façon itérative ; l'approximation $V_f = 0$ correspond au problème classique de Lévêque [40] dont la solution est la suivante :

$$\theta = \frac{T - T_f}{T_\infty - T_f} = \frac{1}{a_0} \int_0^X \exp\left(-Y^3\right) dY \tag{2.55}$$

avec $X = \left(\frac{c}{9\alpha_{th} x}\right)^{1/3} y$ et $a_0 = \int_0^\infty \exp\left(-Y^3\right) dY$. Le profil de θ peut être réinjecté dans (2.52) afin de déduire une vitesse de fonte $V_{f,1}$ correspondant au transfert thermique calculé. La valeur $V_{f,1}$ peut alors être réinjectée dans (2.54) pour remplacer l'approximation $V_f = 0$, et déduire un nouveau profil de température θ_1, permettant de déterminer une vitesse de fonte $V_{f,2}$ à réinjecter de nouveau dans (2.54) et ainsi de suite. Ce processus peut se résumer par le calcul d'une suite, s'écrivant sous la forme suivante :

$$a_n = \int_0^\infty \exp\left(-Y^3 + \frac{\beta}{a_{n-1}} Y\right) dY \tag{2.56}$$

avec $\beta = \frac{c_p(T_\infty - T_f)}{L}$ le nombre de Stefan (qui compare la chaleur sensible à la chaleur latente), c_p la chaleur spécifique du fluide et avec a_0 défini précédemment. Yen et Tien [39] indiquent que la suite définie ici est convergente et fournissent les valeurs obtenues par résolution numérique de a_∞ en fonction du paramètre β qui compare l'énergie apportée par le fluide à l'énergie nécessaire pour faire fondre le solide qui est supposé à température uniforme T_f. Les valeurs de a_∞ en fonction de β fournies par Yen et Tien [39] sont rapportées dans la Table 2.1.

β	a_∞	β	a_∞
0.0	0.893	0.6	1.176
0.1	0.941	0.7	1.219
0.2	0.990	0.8	1.262
0.3	1.041	0.9	1.302
0.4	1.085	1.0	1.364
0.5	1.131		

TABLE 2.1 – Valeurs de a_∞ en fonction de β fournies par Yen et Tien [39] dans leur analyse.

À noter que $a_0 = a_\infty(\beta = 0) = 0.893$. Les auteurs relient le nombre de Nusselt obtenu entre un écoulement et un solide immergé sans fonte Nu^{sf} au nombre de Nusselt Nu^f obtenu pour le même problème mais en ajoutant la fonte du solide :

$$\theta_T = \frac{Nu^f}{Nu^{sf}} = \left(\frac{a_0}{a_\infty(\beta)}\right)^{4/3} \tag{2.57}$$

La notation $\theta_T = \frac{Nu^f}{Nu^{sf}}$ est conservée dans la suite pour alléger l'écriture.

Epstein [41] fournit une relation (Eq. (2.58)) sur θ_T :

$$\theta_T = \frac{\ln(1+B)}{B} \tag{2.58}$$

La relation (2.58) fait apparaître le nombre de fonte B qui est défini de façon similaire au nombre β de Yen et Tien [39] pour un solide ayant une température $T_{s,-\infty} < T_f$ loin de l'interface solide-fluide :

$$B = \frac{c_{p,l}(T_\infty - T_f)}{L + c_{p,s}(T_f - T_{s,-\infty})} \tag{2.59}$$

où $c_{p,s}$ (resp. $c_{p,l}$) est la chaleur spécifique du solide (resp. du liquide), et $T_{s,-\infty}$ est la température du solide loin de l'interface. Le nombre de fonte B compare l'énergie apportée par le liquide à celle nécessaire pour réchauffer le solide jusqu'à sa température de fusion et conduire à sa fonte.

Epstein [41] établit l'équation (2.59) par analogie avec une relation obtenue par Spalding [42] pour l'écoulement d'un gaz au-dessus d'un liquide avec évaporation : la relation obtenue par Spalding [42] fait intervenir le nombre d'évaporation B_e (défini de façon similaire à B mais faisant intervenir les températures et propriétés des fluides, et la chaleur latente d'évaporation) au lieu du nombre de fonte, sous la forme :

$$\frac{Nu^{avec\ evap.}}{Nu^{sans\ evap.}} = \frac{\ln(1+B_e)}{B_e} \tag{2.60}$$

Epstein [41] indique que la relation de Spalding (2.60) [42] donne des résultats satisfaisants pour la corrélation de résultats expérimentaux sur des liquides en écoulement au-dessus de leur solide ; les résultats expérimentaux sont obtenus en écoulement laminaire et turbulent.

La relation (2.58) est valide dans le cas d'un écoulement laminaire [41]. Afin de tester sa validité, Epstein [41] a comparé la relation (2.58) avec des mesures expérimentales réalisées par Pozvonkov *et al.* [43] pour la fonte de sphères de glace dans un écoulement d'eau liquide laminaire. Epstein [41] met en évidence un bon accord entre la relation (2.58) et les expériences. Les valeurs de B utilisées pour les expériences de validation vont de 0 à 1 ($B = 1$ est le point présentant le plus d'écart entre la relation (2.58) et les expériences).

Tien et Yen [44] ont synthétisé différentes approches provenant de la littérature pour évaluer θ_T, et donnent un résultat similaire à Epstein [41] pour un écoulement turbulent avec un raisonnement basé sur une approximation d'écoulement en film liquide. Tien et Yen [44] proposent également une nouvelle formulation pour le terme θ_T, basée sur une autre approximation, dite "penetration theory", qui suppose que les transferts en proche paroi sont dus à des petits tourbillons et donne lieu à différentes approximations (non détaillées ici). Tien et Yen [44] en déduisent ici une autre formulation pour θ_T faisant également intervenir le nombre de fonte B :

$$\theta_T = \frac{-\phi\sqrt{\pi}}{B} \tag{2.61}$$

avec

$$\phi\,(1 - \mathrm{erf}(\phi))\,\sqrt{\pi}\exp(\phi^2) = -B \tag{2.62}$$

Merk [45] propose une autre formulation, développée en utilisant une approximation de couche limite laminaire, et obtient :

$$\theta_T = \left[\frac{1 - \frac{89}{217}s + \frac{19}{434}s^2}{1 - \frac{1}{2}s + \frac{1}{4}s^2}\left(1 + \frac{1}{2}s\right)^5\right]^{1/4} \tag{2.63}$$

avec

$$s = -2 - \frac{3}{B} + \frac{3}{B}\left(1 + \frac{4}{3}B\right)^{1/2} \tag{2.64}$$

Une comparaison du profil de θ_T en fonction de B (ou β dans le cas de Yen et Tien [39]) obtenu avec chaque approche est montrée en Figure 2.12. On note que les résultats fournis par les différentes approches sont d'autant plus éloignés que B augmente.

Ces différentes formules permettent de transposer des résultats obtenus sur le nombre de Nusselt relevé dans un problème sans fonte au nombre de Nusselt relevé lorsque la fonte est ajoutée au problème.

Dans le cas d'un jet impactant avec fonte, on peut donc chercher une corrélation entre Nu_0 et les nombres sans dimension du problème sous la forme suivante :

$$Nu_0 = \theta_T(B) \cdot Nu^{sf} = \theta_T(B) \cdot \mathcal{C} \cdot Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \tag{2.65}$$

où α et β sont les exposants sur Re et Pr et $\mathcal{C}$ est une fonction de la distance entre le point de stagnation et la buse. Ainsi, dans le cas avec fonte, α et β devraient avoir des valeurs proches de ce qui a été obtenu dans la littérature pour des jets sans fonte.

Lors de l'établissement d'une corrélation sur Nu_0 dans le cas d'un jet immergé impactant avec fonte, on peut donc s'attendre à obtenir un exposant supérieur à 0.5 sur Re pour $H/D_j > 6$, traduisant la perturbation de la couche limite dans la zone de stagnation par les fluctuations turbulentes dues au mélange du jet avec le fluide ambiant (on pourrait s'attendre à un exposant valant 0.5 pour $H/D_j < 6$ mais ce cas n'est pas étudié dans la présente thèse).

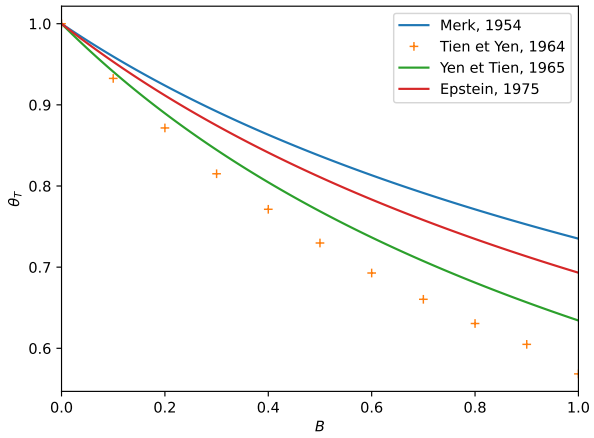


FIGURE 2.12 – Comparaison des différents profils obtenus pour θ_T en fonction de B à partir de la littérature [39, 41, 44, 45].

Étant donné qu'il n'existe aucune étude de jet immergé liquide impactant un solide avec fonte, une étude avec une géométrie différente a été considérée : Machicoane *et al.* [46] ont réalisé des expériences pour étudier la fonte de balles de glace dans un écoulement turbulent, et ont obtenu la corrélation suivante :

$$Nu_{moy} \propto Re^{0.8} \tag{2.66}$$

Le Nusselt moyen est mesuré dans leurs expériences en relevant le volume de la balle de glace $\mathcal{V}$ et sa surface $\mathcal{S}$ et en utilisant la relation suivante :

$$\rho_f L \frac{\mathrm{d}\mathcal{V}}{\mathrm{d}t} = \lambda_f \mathcal{S} \left\langle \frac{\partial T}{\partial n} \right\rangle_{\mathcal{S}} - \langle h \rangle (T_{eau} - T_f)\mathcal{S} \tag{2.67}$$

où $\langle h \rangle$ est le coefficient d'échange convectif moyen (sur toute la balle de glace, relié à $\langle Nu \rangle$ via l'eq. (2.33) avec $L = D$ le diamètre des balles de glace) et T_f est la température de fusion de la glace. Il est intéressant d'observer que la valeur de l'exposant sur Re obtenue par les auteurs est similaire à la valeur obtenue classiquement pour les transferts entre une couche limite turbulente et une plaque plane (sans fonte) [47, 48, 49] ; cette valeur est supérieure à la valeur obtenue par Lee et Lee [31] pour l'expérience de jet impactant sans fonte à $H/D_j = 10$, pour laquelle la couche limite est turbulente (ou fortement affectée par la turbulence du jet).

La géométrie du problème n'est pas la même mais les phénomènes d'importance sont similaire : il s'agit d'un problème de fonte d'un solide immergé dans un écoulement turbulent. Le cas étudié par Machicoane *et al.* [46] suggère qu'un exposant sur Re relativement proche de 0.8 pourrait être obtenu lors de l'ablation d'un solide par un jet liquide immergé turbulent.

b) Ablation d'un solide par un jet immergé

Dans le cas où la paroi solide fond et où le solide a une unique température de fonte T_f (cas d'un corps pur comme la glace par exemple, par opposition aux alliages tels que l'acier), on a alors une interface solide-liquide à température constante. Sato *et al.*

[50] proposent la relation suivante pour caractériser le coefficient d'échange convectif h, basée sur un bilan d'enthalpie à l'interface :

$$h\left(T_j - T_f\right) = V_f \rho_s \left[L + c_{p,s}\left(T_f - T_{s,-\infty}\right)\right] \tag{2.68}$$

où $T_{s,-\infty}$ désigne la température du solide loin de l'interface solide-liquide et V_f est la vitesse de l'interface solide-liquide créée par la fonte du solide, aussi appelée "vitesse d'ablation". Sato *et al.* ont établi l'éq. (2.68) pour un jet à surface libre avec fonte, mais le bilan d'enthalpie réalisé par les auteurs est également valable dans le cas d'un jet immergé.

Il est possible de réécrire l'équation (2.68) pour faire apparaître le nombre de fonte B :

$$\rho_s V_f \;=\; \frac{h}{c_{p,j}}\; B \tag{2.69}$$

avec dans le cas d'un jet impactant avec fonte :

$$B \;=\; \frac{c_{p,l}(T_j - T_f)}{L + c_{p,s}(T_f - T_{s,-\infty})} \tag{2.70}$$

avec les mêmes notations qu'en (2.59). En utilisant la définition du nombre de Nusselt (Eq. (2.33)) et l'équation (2.68) qui relie h et V_f, il est possible de relier Nu, V_f et les nombres sans dimension du problème :

$$Nu \;=\; \frac{\rho_s D_j c_{p,j}}{B\lambda_j} V_f \;=\; \frac{\rho_s}{\rho_j} \cdot \frac{\rho_j c_{p,j}\nu}{\lambda_j} \cdot \frac{D_j V_j}{\nu} \cdot \frac{V_f}{V_j} \cdot \frac{1}{B} \;=\; \frac{\rho_s}{\rho_j} \cdot \frac{V_f}{V_j} \cdot \frac{RePr}{B} \tag{2.71}$$

Il existe peu de documents concernant les jets immergés avec fonte ; pour un jet liquide de même nature que le solide fondu, il n'existe à notre connaissance aucune étude.

Il existe en revanche quelques études expérimentales de fonte de glace par des jets d'air ou de vapeur (l'application principale étant le dégivrage) : on peut mentionner l'étude de Ji *et al.* [51], dans lequel les auteurs fondent un bloc de glace avec un jet de vapeur pour différents diamètres de jet, trois vitesses de jet différentes et plusieurs valeurs d'écart buse-solide. La masse de glace fondue est mesurée au cours du temps, mais c'est la seule donnée caractérisant les transferts thermiques qui est relevée lors de leur étude. Leurs essais sont réalisés à $T_j = 140°\mathrm{C}$ (avec une incertitude $\Delta T_j = \pm 0.5°\mathrm{C}$) pour des vitesses de jet valant 30, 40 ou $50\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ (avec une incertitude $\Delta V_j = \pm 0.5\mathrm{m} \cdot \mathrm{s}$). Les propriétés de la vapeur surchauffée à 140°C à pression atmosphérique ne sont pas fournies par les auteurs. Kretzschmar et Wagner [52] donnent les propriétés suivantes pour la vapeur surchauffée à $p = 1.013 \times 10^5\mathrm{Pa}$ et $T = 140°\mathrm{C}$:

$$\begin{aligned} \mu &= 13.8 \times 10^{-6}\mathrm{kg} \cdot (\mathrm{m} \cdot \mathrm{s})^{-1} \\ \rho &= 0.529\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^{-3} \\ c_p &= 1993\mathrm{J} \cdot (\mathrm{kg} \cdot \mathrm{K})^{-1} \\ \lambda &= 0.0279\mathrm{W} \cdot (\mathrm{K} \cdot \mathrm{m})^{-1} \end{aligned} \tag{2.72}$$

La chaleur latente de vaporisation de l'eau liquide est $L_{vap} = 2.260 \times 10^3\mathrm{kJ} \cdot \mathrm{kg}^{-1}$ [53]. Ceci donne les nombres sans dimension suivants :

$$Re \;\sim\; 6900 \;-\; 32600$$

$$Pr \;\sim\; 1$$

$$B_v \;=\; \frac{c_{p,v}(T_v - T_{ebu}) + L_{vap} + c_{p,eau}(T_{ebu} - T_s)}{L + c_{p,s}(T_s - T_{s,-\infty})} \;\sim\; 7.56$$

où T_{ebu} est la température d'ébullition de l'eau à $p = 1.013 \times 10^5$Pa, soit $T_{ebu} \simeq 372.75$K [52], et l'indice v renvoie aux propriétés de la vapeur surchauffée.

La plage de Re et la valeur de Pr sont comparables en ordre de grandeur aux plages qui peuvent être obtenues avec l'installation *HAnSoLO* utilisée pour les expériences de jet réalisées dans cette thèse (Tables 1.1 et 4.1), mais le nombre de fonte est plus élevé à cause de la chaleur latente de condensation.

Il est à noter qu'à Re identique, la masse transportée par le jet dans le cas du jet de vapeur est bien plus faible que dans le cas d'un jet d'eau liquide ; il nous paraîtrait donc plus pertinent pour la comparaison de définir un nombre de fonte basé sur l'énergie volumique B_{vol} (plutôt que sur l'énergie massique dans la définition habituelle de B) tel que :

$$B_{vol} = B \cdot \frac{\rho_j}{\rho_s} \tag{2.73}$$

où ρ_j désigne la masse volumique du jet. Dans ce cas, on a $B_{vol,v} << B_{vol,eau}$ car la vapeur est peu dense et le jet de vapeur apporte moins d'énergie par unité de volume au solide qu'un jet d'eau à Re équivalent, mais possède en revanche plus d'énergie massique que le jet liquide. Dans les deux cas, on n'a pas une similitude sur le nombre de fonte (volumique ou massique), ce qui se traduira par un régime d'ablation différent.

Les auteurs relèvent une masse totale de glace ablatée qui augmente linéairement avec le temps. Cette augmentation linéaire indique que le solide reçoit une quantité d'énergie fixe par unité de temps de la part du jet de vapeur. Du fait de la non-similitude en terme de nombre de fonte, il n'est pas garanti que la masse de glace ablatée au cours du temps évolue linéairement dans le cas d'un jet immergé liquide.

2.1.7 Conclusions

Les transferts thermiques à la paroi lors de l'impact d'un jet immergé en absence de changement de phase ont été caractérisés par de nombreux auteurs pour des plages larges de Re, Pr et H/D_j. En revanche, le cas avec fonte a été très peu traité, voire même jamais traité lorsque le jet est liquide. La revue de la littérature a mis en évidence que les résultats sur Nu_0 dans le cas sans fonte devraient pouvoir être appliqués au cas avec fonte en utilisant un terme correctif θ_T.

2.2 Ablation d'un solide par un jet à surface libre

Cette section vise à rassembler les différents résultats obtenus dans la littérature concernant l'ablation d'un solide par un jet à surface libre. Les deux premières sous-sections ont déjà été traitées en détail par Lecoanet lors de sa thèse [2] et sont donc en partie basées sur l'état de l'art réalisé par Lecoanet [2]. On y rappelle également les résultats obtenus par Lecoanet *et al.* [2, 54, 55]. La dernière sous-section traite de l'effet de la rugosité sur les transferts thermiques entre un fluide et un solide rugueux : on s'intéresse en particulier aux transferts entre un jet et une surface rugueuse avec ou sans ablation.

2.2.1 Jet axisymétrique à surface libre sans fonte

Lienhard [11] a réalisé une étude analytique pour décrire l'impact d'un jet laminaire à surface libre sans fonte du solide. Il indique que différentes régions d'écoulement peuvent

être distinguées lors de l'impact d'un jet à surface libre :

1. La zone de stagnation : région située aux alentours du point de stagnation (point de la surface impactée, situé dans l'axe du jet). L'accélération radiale de l'écoulement en dehors du jet est approximativement constante [2, 1, 11]. La taille des couches limites thermique et hydrodynamique est également approximativement constante [2, 11]. D'après Lienhard [11], l'écoulement se comporte comme un écoulement laminaire dans cette région même dans le cas d'un jet turbulent, à cause du fort gradient de pression qui provoque une réduction des fluctuations turbulentes.
2. La zone de croissance de couche limite : les couches limites thermique et hydrodynamique s'élargissent jusqu'à atteindre la surface libre. La température et la vitesse de surface sont égales à celles du jet à l'impact tant que les couches limites n'ont pas atteint la surface. Par conservation du débit, l'épaisseur du film liquide $e_{film}(r)$ est inversement proportionnelle à r dans ce cas [2, 11].
3. La zone de similarité : lorsque $\delta(r) = e_{film}(r)$ (δ est la taille locale de la couche limite hydrodynamique) et $\delta_T(r) = e_{film}(r)$ (δ_T est la taille locale de la couche limite thermique), le profil de vitesse est auto-similaire [11] et a été décrit par Watson [56].
4. La zone de développement de la turbulence : comme dit précédemment, l'écoulement se comporte comme étant laminaire à partir de la zone de stagnation même pour un jet turbulent, il est donc possible qu'il y ait une nouvelle transition à la turbulence en aval de la zone de stagnation. Liu *et al.* [32] ont étudié expérimentalement cette région. Lienhard [11] indique que cette région apparaît de façon précoce lors de l'impact d'un jet turbulent.
5. La zone d'écoulement complètement turbulent : Lecoanet [2] indique que la transition à la turbulence provoque un ralentissement de l'écoulement du fait de l'augmentation du frottement pariétal, ce qui induit également une augmentation de la hauteur du film liquide.

Ces différentes régions sont illustrées en Figure 2.13.

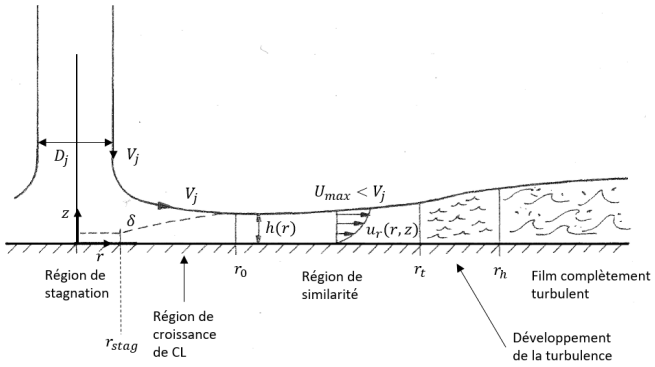


FIGURE 2.13 – Schéma des différentes régions d'écoulement lors de l'impact d'un jet à surface libre, extrait du document de Lienhard [11], avec adaptation des notations.

Au-delà de la zone de turbulence développée, l'écoulement peut redevenir laminaire : par conservation du débit, la vitesse peut décroître et provoquer la décroissance des fluctuations turbulentes [2, 11].

En plus de ces différentes régions d'écoulement, un phénomène appelé le "ressaut

hydraulique" peut apparaître dans l'écoulement, qui se caractérise par une augmentation soudaine de l'épaisseur du film liquide. La localisation du ressaut ne semble pas bien identifiée dans la littérature. Le phénomène du ressaut hydraulique n'est pas traité dans la présente thèse.

a) Écoulement en amont de l'impact

L'écoulement en amont de la zone d'impact (ou zone de stagnation peut influencer les transferts en aval d'après Lienhard [11].

L'écoulement en sortie de buse dépend des conditions en amont : pour un tube de diamètre D_j d'une longueur supérieure à $40D_j$, le profil obtenu en sortie de la buse est un profil "développé" [11]. Le profil développé est turbulent si $Re > 4000$ et laminaire si $Re < 2000$ (le profil est alors parabolique) [11].

Le profil de vitesse (moyen, au sens statistique) développé obtenu pour un écoulement turbulent dans une conduite cylindrique a été largement étudié. Le profil le plus souvent rencontré dans la littérature est le profil en loi de puissance [38, 37, 36, 35], qui se présente sous la forme :

$$\frac{\overline{U}(r)}{U_{max}} = \left(1 - \frac{2r}{D_j}\right)^{1/n} \tag{2.74}$$

avec

$$\frac{U_b}{U_{max}} = 0.811 + 0.038\left(\log\left(Re\right) - 4\right) \tag{2.75}$$

U_{max} désigne ici la vitesse au centre du tube (vitesse maximale atteinte par le profil moyen), U_b la vitesse moyennée dans une tranche ("bulk velocity") et n est un coefficient qui augmente avec Re. La loi de puissance classique de Blasius (loi en "1/7-ème") donne $n = 7$; Dairay *et al.* [37] donnent $n = 6.77$ pour $Re = 1.0 \times 10^4$; Aillaud *et al.* [36] donnent $n = 7.23$ pour $Re = 2.3 \times 10^4$.

La loi de puissance n'est pas une véritable solution dérivée des équations de Navier-Stokes, mais c'est en général une bonne approximation pour les écoulements internes turbulents (canaux, tuyaux, ...) [35] ; à noter que ce profil donne $\left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0} \neq 0$, résultat incorrect car les contraintes devraient être nulles au centre du tuyau (contrainte d'axisymétrie). En introduisant le système de coordonnées polaires (r, θ), l'axisymétrie implique d'avoir :

$$\forall \theta, \ \left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0,\theta} = -\left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0,-\theta},$$

tandis que la continuité des contraintes dans l'écoulement (en l'absence de discontinuité au sein de l'écoulement) implique d'avoir :

$$\forall \theta, \ \left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0,\theta} = \left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0,-\theta}.$$

On doit donc avoir :

$$\forall \theta, \ \left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0,\theta} = -\left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0,\theta} \Rightarrow \forall \theta, \ \left.\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\right|_{r=0,\theta} = 0$$

Salama [35] fournit une loi modifiée pour le profil de vitesse moyen :

$$\frac{\overline{U}(r)}{U_{max}} = \left(1 - \left(\frac{2r}{D_j}\right)^m\right)^{1/n} \tag{2.76}$$

avec

$$\frac{U_b}{U_{max}} = \frac{2\beta\left(\frac{2}{m}, \frac{n+1}{n}\right)}{m} \tag{2.77}$$

$$n = 0.77 \ln(Re) - 3.47 \tag{2.78}$$

Où $\beta(\,\cdot\,,\,\cdot\,)$ est la fonction bêta ou intégrale d'Euler de première espèce. Pour la plage $1.0 \times 10^4 < Re < 2.0 \times 10^7$, les auteurs concluent que $m = 2$ donnent des résultats satisfaisants. Ce profil possède une dérivée selon r qui est continue en $r = 0$ contrairement au profil donné en (2.74).

D'après Lienhard [11], un jet turbulent à surface libre ayant un profil développé en sortie de buse atteint un profil uniforme (vitesse constante pour toute valeur de r) entre 3 et 5 diamètres de jet en aval de la buse.

Un jet vertical qui s'écoule dans le sens de la gravité g subit une accélération et par conservation du débit, son diamètre diminue avec la distance parcourue depuis la buse [11]. En utilisant l'équation de Bernoulli et la conservation du débit, Lienhard [11] donne l'évolution suivante pour la vitesse et le diamètre du jet pour une distance Z parcourue depuis la buse :

$$V_{j,z} = \sqrt{V_{j,0}^2 + 2gZ} \tag{2.79}$$

$$D_{j,z} = D_{j,0}\sqrt{\frac{V_{j,0}}{\sqrt{V_{j,0}^2 + 2gZ}}} = D_{j,0}\left(1 + \frac{2gZ}{V_{j,0}^2}\right)^{-1/4} \tag{2.80}$$

où $V_{j,0}$, $D_{j,0}$ désignent respectivement la vitesse moyenne et le diamètre du jet en sortie de la buse. Dans le cas d'un jet à surface libre, on utilise la notation $V_j = V_{j,H}$ et $D_j = D_{j,H}$ sauf mention contraire, avec H la distance entre la buse et le point de stagnation. Pour le cas du jet à surface libre, V_j et D_j sont les quantités utilisées dans la définition des nombres sans dimension (plutôt que les quantités en sortie de buse).

b) Écoulement dans la zone de stagnation

Lienhard [11] a étudié en détail les caractéristiques de l'écoulement dans la zone de stagnation d'un jet à surface libre axisymétrique impactant. On note ici u la vitesse dans la direction radiale, et v la vitesse dans la direction de l'axe du jet (perpendiculaire à la surface impactée). L'analyse est effectuée pour un écoulement laminaire, mais la laminarisation (au moins partielle) de l'écoulement autour du point de stagnation indiquée par Lienhard [11] suggère que l'analyse est aussi applicable au cas d'un jet turbulent impactant.

D'après Lienhard [11], l'extension radiale de la zone de stagnation pour un jet circulaire est d'environ $r_{stag,hydro} = 0.4 - 0.5D_j$ du point de vue hydrodynamique : la pression due à l'impact décroît rapidement au-delà ; du point de vue thermique, la zone de stagnation s'étend jusqu'à $r_{stag,therm} \sim 0.7 - 0.75\ D_j$: le transfert thermique reste à peu près constant pour $r \leq r_{stag,therm}$.

Écoulement hors couche limite : Dans la zone de stagnation et en dehors de la couche limite, Lienhard [11] propose l'approximation suivante pour la vitesse radiale u_e (l'indice e indique que l'on se place en dehors de la couche limite) :

$$u_e(r) \simeq Cr \tag{2.81}$$

où $C = \frac{du_e}{dr}$ est approximativement une constante dans la zone de stagnation, et correspond au gradient de vitesse radial. Lienhard [11] fournit également une relation entre les paramètres du jet et C, en définissant la constante A :

$$A = 2\frac{D_j}{V_j}\frac{du_e}{dr} = \frac{2D_jC}{V_j} \tag{2.82}$$

Avec $A = 1.831$ dans le cas d'un jet axisymétrique. Cette relation ne fait pas intervenir la viscosité car l'écoulement est quasi inviscide dans la zone de stagnation [11] (de façon similaire à ce qui a été mis en évidence concernant la zone de stagnation dans le cas d'un jet immergé par Tani et Komatsu [25]) : la couche limite hydrodynamique est très fine et l'effet de la viscosité est très faible en dehors de la couche limite.

Écoulement dans le couche limite : Les équations de couche limite en axisymétrique sont applicables à l'écoulement dans la couche limite autour du point de stagnation [11]. Les équations de l'écoulement dans la couche limite de la zone de stagnation sont donc :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(v)}{\partial z} = 0 \tag{2.83}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial r} + v\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{-1}{\rho}\frac{dp}{dz} + \nu\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \tag{2.84}$$

L'approximation de couche limite permet de supprimer le terme de pression en écrivant (via une analyse en ordre de grandeur) :

$$\frac{-1}{\rho}\frac{dp}{dz} = u_e\frac{du_e}{dr} \tag{2.85}$$

Lienhard [11] introduit la fonction de courant ψ qui vérifie :

$$u = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z}\ ,\ v = -\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} \tag{2.86}$$

La variable sans dimension η est introduite, elle vérifie :

$$\eta(z) = z\sqrt{2\frac{u_e}{\nu r}} = z\sqrt{2\frac{C}{\nu}} \tag{2.87}$$

Finalement, Lienhard [11] réécrit ψ sous la forme suivante :

$$\psi = r\sqrt{\frac{\nu r u_e}{2}}f(\eta) \tag{2.88}$$

où f est une fonction de la variable η. Cette formulation donne les expressions suivantes pour u et v :

$$\begin{aligned} u &= u_e f'(\eta) \\ v &= -\sqrt{2\tfrac{\nu}{r}u_e}f(\eta) \end{aligned} \tag{2.89}$$

En réinjectant ces expressions dans (2.83) et (2.84), on obtient l'équation suivante sur f :

$$f''' + ff'' = \frac{1}{2}(f'^2 - 1) \tag{2.90}$$

avec $f(0) = f'(0) = 0$, $f(\eta \to \infty) = 1$.

Cette équation est non-linéaire et ne possède pas de solution analytique, mais Lienhard [11] fournit quelques valeurs de f' obtenues par intégration numérique, dont une partie sont reportées en Table 2.2.

η	$f'(\eta)$
0	0
1.0	0.6811
2.0	0.9422
2.6	0.9853
$\simeq 2.76$	~ 0.99
2.8	0.9913
3.0	0.9950
4.0	0.9998

TABLE 2.2 – Valeurs tabulées pour la fonction f' [11], où f est solution de (2.90).

Lienhard [11] fournit également la valeur $f''(0) = 0.9278$, qui est reliée au frottement pariétal τ_w :

$$\tau_w(r) = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=0} = \mu u_e(r) \frac{\partial \eta}{\partial z}(0) f''(0) \tag{2.91}$$

On peut déduire de l'équation précédente l'équation caractérisant la vitesse de friction $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ à la paroi :

$$u_\tau(r) = \sqrt{\nu u_e(r) \frac{\partial \eta}{\partial z}(0) f''(0)} = \sqrt{\nu u_e(r) f''(0) \sqrt{\frac{V_j}{\nu D_j} A}} \tag{2.92}$$

Les valeurs données en Table 2.2 permettent également de déduire la taille de couche limite hydrodynamique δ dans la zone de stagnation :

$$\begin{aligned} u(\delta) = 0.99 u_e \Leftrightarrow f'(\eta) = 0.99 \Leftrightarrow \eta(z = \delta) \simeq 2.76 \\ \Rightarrow \quad \delta\sqrt{2\tfrac{C}{\nu}} &= 2.76 \\ \Rightarrow \quad \delta\sqrt{\tfrac{AV_j}{D_j \nu}} &= 2.76 \\ \Rightarrow \quad \delta &= \tfrac{2.76}{\sqrt{ARe}} D_j \end{aligned} \tag{2.93}$$

c) Écoulement dans les autres régions

Zone de croissance des couches limites : La région de croissance des couches limites commence à $r = 2.23 D_j$ d'après Lienhard [11]. L'épaisseur de la couche limite hydrodynamique dans cette région vérifie l'équation suivante [11] :

$$\delta(r) = 2.679\sqrt{\frac{rD_j}{Re}} \tag{2.94}$$

Pour $\delta(r) < e_{film}(r)$ (e_{film} est l'épaisseur du film liquide), Lienhard [11] approxime le profil de vitesse radiale par :

$$u_r(r,z) = V_j \left[\frac{3}{2}\frac{z}{\delta} - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{\delta}\right)^3\right] \tag{2.95}$$

où z désigne la distance verticale à la paroi. Lecoanet [2] indique l'évolution suivante pour l'épaisseur du film liquide e_{film} par conservation du débit en utilisant (2.95) :

$$e_{film}(r) = \frac{D_j^2}{8r} + 1.005\sqrt{\frac{rD_j}{Re}} \tag{2.96}$$

Le rayon r_0 auquel la couche limite atteint la surface du film liquide dépend de Re et vérifie

$$e_{film}(r_0) = \delta(r_0) \tag{2.97}$$

Une solution analytique de 2.97 peut être trouvée en utilisant $r_0 = aD_jRe^{1/3}$: l'équation se simplifie alors, et on obtient $a \simeq 0.1773$. Ainsi :

$$e_{film}(r_0) = \delta(r_0) \Leftrightarrow r_0 = 0.1773D_jRe^{1/3} \tag{2.98}$$

Lorsque $e_{film} = \delta$ ($r \geq r_0$), la vitesse de surface décroît sous l'effet de la viscosité du liquide. Lienhard [11] indique que la vitesse de surface commence à décroître pour $r \simeq 2.5D_j$ dans le cas d'un jet turbulent, et indique que cette valeur est inférieure à celle prévue par la théorie laminaire : pour $Re = 1.0 \times 10^4$, $r_0 \simeq 3.70D_j > 2.5D_j$ et r_0 augmente avec Re. La décroissance prématurée de la vitesse de surface dans le cas d'un jet turbulent pourrait s'expliquer par une transition vers la turbulence qui a lieu plus tôt.

Les caractéristique hydrodynamiques des régions en aval de la région de croissance de couche limite sont données en Annexe A.2.

d) Transferts thermiques

Les transferts thermiques dans la zone de stagnation et la zone de croissance des couches limites sont traités ici, tandis que les transferts dans les autres régions ne sont pas rapportés ici (mais sont disponibles dans les études de Lienhard [11, 57] ou la thèse de Lecoanet [2]).

Zone de stagnation : La zone de stagnation est la région où le transfert thermique est maximal. Le coefficient d'échange convectif h ainsi que l'épaisseur de couche limite thermique δ_T sont approximativement constants [2]. L'extension radiale de la région du point de vue thermique est un peu plus large que du point de vue hydrodynamique ; Lecoanet [2] mentionne différentes valeurs issues de la littérature pour l'extension radiale de cette région :

- Stevens et Webb [58] ont étudié expérimentalement l'impact de jets turbulents et relèvent une valeur approximativement constante de Nu pour $0 < r < 0.75D_j$.

- Lienhard [11] indique que pour des jets laminaires, $Nu(r)$ ne s'écarte pas de plus de 10% de la valeur au centre $Nu_0 = Nu(r = 0)$ pour $0 < r < 0.7$; dans un second document, Lienhard rapporte une valeur similaire pour des jets turbulents [57].

Ces valeurs sont en accord, et indiquent que d'un point de vue thermique, la zone de stagnation s'étend plus loin que du point de vue hydrodynamique. On note dans la suite Nu_0 la valeur du Nusselt dans la zone de stagnation, en utilisant l'approximation que Nu est constant dans cette zone.

Liu *et al.* [32] donnent la relation suivante pour l'écoulement autour d'un point de stagnation :

$$Nu_0 = G(Pr)\sqrt{ARe} \tag{2.99}$$

avec A défini en (2.82) (valeur caractérisant le gradient de vitesse autour du point de stagnation), les auteurs donnent ici $A \simeq 1.76$; G est une fonction de Pr telle que :

$$G(Pr) \;=\; \begin{cases} 0.53898\ Pr^{0.4} & 0.15, \leq Pr \leq 3, \\ 0.6010\ Pr^{1/3} - 0.05085, & Pr > 3. \end{cases} \tag{2.100}$$

Liu *et al.* [32] indiquent que pour des valeurs de Re suffisamment grandes, Nu_0 peut être approximé par :

$$Nu_0 \;=\; \begin{cases} 0.715\ Re^{1/2}\ Pr^{0.4} & 0.15, < Pr < 3.0, \\ 0.797\ Re^{1/2}\ Pr^{0.4}, & Pr > 3.0. \end{cases} \tag{2.101}$$

Liu *et al.* [32] constatent un bon accord entre leurs résultats expérimentaux et les formules précédentes, sur la plage $2.0 \times 10^4 < Re < 5.0 \times 10^4$.

Stevens et Webb [58] ont étudié expérimentalement l'effet de Re et de D_j sur les transferts dans la région de stagnation pour des jets turbulents. Les expériences sont réalisées avec $4.0 \times 10^3 < Re < 5.2 \times 10^4$ et D_j compris entre 2.2mm et 8.9mm. Ils rapportent un effet du paramètre V_j/D_j (proportionnel au gradient de vitesse dans la zone de stagnation), qui est selon eux un paramètre indépendant de Re (car la viscosité ν n'intervient pas). V_j/D_j est un paramètre de corrélation dimensionné mais les auteurs indiquent que le fait de l'inclure dans les corrélations permet de faire disparaître la dépendance constatée de leurs résultats à D_j. La corrélation qu'ils rapportent est :

$$Nu_0 \;\propto\; Re^{0.567}\ \left(\frac{V_j}{D_j}\right)^{-0.237} \tag{2.102}$$

La constante multiplicative dans la relation de proportionnalité précédente doit être dimensionnée du fait de l'inclusion du paramètre V_j/D_j. Stevens et Webb [58] rapportent une seconde corrélation présentant une erreur plus importante vis-à-vis des expériences (5% d'erreur et jusqu'à 14% d'erreur avec les expériences pour la première corrélation incluant l'effet du gradient de vitesse, contre 15% d'erreur en moyenne et jusqu'à 60% d'erreur pour la seconde), mais ne faisant pas intervenir V_j/D_j, sous la forme :

$$Nu_0 \;\propto\; Re^{0.44} \tag{2.103}$$

Il est à noter que les résultats de Stevens et Webb [58] sont obtenus en partie pour des écartements solide-buse H/D_j plus faibles que $3 - 5$ qui est la plage de valeurs indiquée par Lienhard [11] permettant d'obtenir un jet ayant une vitesse uniforme à partir d'un profil de vitesse turbulent en sortie de la buse.

La turbulence du jet ne semble pas modifier la dépendance entre Nu_0 et Re par rapport à la théorie laminaire pour des valeurs de Re allant jusqu'à 5.0×10^4 d'après les différents résultats précédents : les diverses études [32, 11, 58] semblent indiquer une valeur proche de 0.5 pour l'exposant sur Re. En revanche, Gabour et Lienhard [59] rapportent un exposant sur Re plus élevé avec des jets turbulents pour des valeurs de Re un peu supérieures à celles explorées précédemment :

$$Nu_0 \;=\; 0.278\; Re^{0.633}\; Pr^{1/3}, \quad \text{avec } 2.5 \times 10^4 < Re < 8.5 \times 10^4 \tag{2.104}$$

Cette corrélation est obtenue pour des jets d'eau froide avec $8.2 < Pr < 9.1$, mais Lienhard [57] indique qu'elle devrait être valable pour $Pr > 3$. L'augmentation de l'exposant sur Re est attribuée par Lienhard [57] à l'augmentation de la turbulence en amont de la zone de stagnation ; les fluctuations interagissent de façon d'autant plus importante avec la couche limite dans la zone de stagnation que Re est grand.

La majorité des résultats précédents sont obtenus pour $Pr \geq 1$. Peu d'études existent pour les jets avec $Pr << 1$ (typiquement pour des métaux liquides), mais Lienhard [11] indique que la théorie en jet laminaire permet d'obtenir la relation suivante :

$$Nu_0 \;=\; 1.08\; Re^{1/2}\; Pr^{1/2} \tag{2.105}$$

Il n'existe pas à notre connaissance de résultat expérimental pour un jet turbulent à $Pr << 1$ sans ablation.

Zone de croissance des couches limites : La zone de croissance des couches limites commence à $r \simeq 2.23 D_j$ (pas de changement par rapport à la même région du point de vue hydrodynamique) [57]. Deux cas se distinguent selon la valeur de Pr :

- $Pr \geq 1$: La couche limite visqueuse (ou hydrodynamique) atteint la surface libre avant la couche limite thermique. Dans ce cas, l'évolution de Nu avec r s'écrit [57, 32, 2] :

$$Nu(r) \;=\; 0.632\; Re^{1/2} Pr^{1/3} \left(\frac{D_j}{r}\right)^{1/2} \tag{2.106}$$

  La couche limite visqueuse atteint la surface en $r = r_0 \simeq 0.1773 D_j Re^{1/3}$.
- $Pr < 1$: la couche limite thermique atteint la première la surface libre. Liu *et al.* [32] utilisent l'équation intégrale de l'énergie afin de déterminer le profil de température au sein du film et en déduire l'évolution de Nu avec r. L'équation intégrale de l'énergie s'écrit :

$$\frac{d}{dr} \int_0^{\delta_T} r u_r (T - T_j)\; dy \;=\; \frac{q_w}{\rho c_p} r \tag{2.107}$$

  où q_w est le flux thermique à la paroi. Le profil de température est approximé par [32] :

$$T - T_w = (T_j - T_w) \left[\frac{3}{2}\frac{z}{\delta_T} - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{\delta_T}\right)^3\right] \tag{2.108}$$

  où T_w désigne la température à la paroi. En notant $\phi = \frac{\delta}{\delta_T}$ le rapport d'épaisseur des couches limites, Liu *et al.* obtiennent :

$$Nu(r) \;=\; \left[\frac{\frac{9}{16}\;Re\;Pr\left(\frac{r}{D_j}\right)\left(1-\phi+\frac{2}{5}\phi^2-\frac{1}{35}\phi^4\right)}{\frac{1}{2}\left(\frac{r}{D_j}\right)^2+C}\right]^{1/2} \tag{2.109}$$

avec C une constante qui permet d'avoir $Nu(r = r_{stag}) = Nu_0$. Pour C suffisamment faible et $Pr << 1$, on a $\delta << \delta_T$ et donc $\phi << 1$, ce qui permet d'après Liu *et al.* [32] de simplifier l'équation (2.109) en :

$$Nu(r) \;\simeq\; 1.06\;Re^{1/2}\;Pr^{1/2}\left(\frac{D_j}{r}\right)^{1/2} \tag{2.110}$$

Pour $r = r_{stag} \simeq 0.75D_j$, cette équation donne un résultat très proche de celui donné par Lienhard [11] en (2.105) pour la zone de stagnation à $Pr << 1$. La région se termine en $r = r_{T0}$ où r_{T0} vérifie [32] :

$$\frac{r_{T0}}{D_j} \;=\; \frac{0.1984\;Re^{1/3}\,\mathrm{Pr}^{1/3}}{\left(1-0.7107\;Pr^{1/2}\right)^{2/3}} \tag{2.111}$$

Les analyses précédentes sont basées sur des considérations théoriques en écoulement laminaire, on peut s'attendre à une décroissance différente dans le cas d'un jet turbulent. Stevens et Webb [58] ont quant à eux corrélé leur mesures de Nu en jet turbulent pour différentes valeurs de r avec une fonction sous la forme suivante :

$$\frac{Nu(r)}{Nu_0} \;=\; \left[1+\left(f(r)\right)^{-P}\right]^{1/P} \qquad \text{pour } r > 0.75D_j, \tag{2.112}$$

$$f(r) \;=\; a\exp\left(b\frac{r}{D_j}\right) \tag{2.113}$$

avec a et b des coefficients empiriques, qui varient avec D_j dans les mesures de Stevens et Webb [58]. Ils obtiennent un bon accord avec leurs mesures pour $P = 9$. Les auteurs observent une augmentation de Nu avec r à partir de $r/D_j \simeq 3-5.5$ (la valeur de r pour laquelle l'augmentation de Nu apparaît varie avec D_j dans leurs expériences) : cette augmentation est attribuée à la transition vers la turbulence qui arrive de façon précoce dans le cas d'un jet turbulent. En utilisant les deux corrélations données en (A.44) et (A.45), on obtient une apparition de la turbulence au plus tôt à $r_t = 12.3D_j$, ce qui est considérablement plus élevé que ce qui est mesuré par Stevens et Webb [58].

2.2.2 Ablation par un jet à surface libre

Les études de l'effet de la fonte sur les transferts entre un solide et un liquide présentées en section 2.1.6 sont applicables au problème du jet à surface libre impactant avec fonte. Ceci permet de transposer certains résultats obtenus pour un jet à surface libre impactant sans fonte au cas avec fonte via le nombre de fonte B (défini en Éq. (2.70)) et le terme θ_T pour lequel différentes expressions ont été données (Éq. (2.63),(2.58),(2.61) et Table 2.1) ; on s'attend donc à trouver une dépendance similaire entre Nu, Re et Pr pour les cas sans fonte et avec fonte.

a) Ablation au point de stagnation : études expérimentales

Furutani *et al.* [60] ont étudié de façon analytique l'écoulement autour du point de stagnation lors de l'impact d'un jet avec fonte, et ont comparé les résultats analytiques avec des résultats expérimentaux obtenus avec un jet d'eau chauffé à surface libre impactant différents solides (de la paraffine ou du métal de Wood).

L'analyse est basée sur un raisonnement de Swedish *et al.* [1] et a pour but de déterminer l'influence de la couche de solide fondu sur les transferts entre un jet impactant et un solide qui fond. Le schéma de la situation fournit par Swedish *et al.* [1] est rapporté en Figure 2.14, où les variables figurant avec l'indice *ext* sont évaluées en dehors de la couche limite.

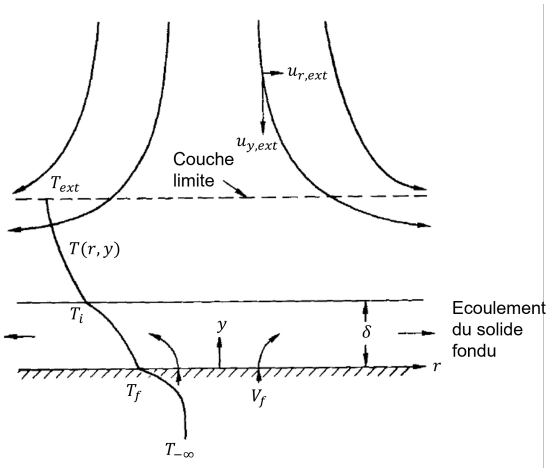


FIGURE 2.14 – Schéma du problème étudié par Swedish *et al.* [1] et Furutani *et al.* [60]. Schéma issu de l'article de Swedish [1], avec adaptation des notations.

Les équations pour un écoulement autour d'un point de stagnation (laminaire, stationnaire, axisymétrique) à résoudre sont détaillées par Swedish *et al.* [1] et Furutani *et al.* [60], et ne sont donc pas rappelées ici. Furutani *et al.* [60] obtiennent l'équation suivante reliant la température sans dimension X, l'épaisseur de film de solide fondu sans dimension $\tilde{\delta}$ et la vitesse de fonte sans dimension Y :

$$f''(0)\tilde{\delta}^2\left[1+\frac{1}{3}\frac{Ab\tilde{\delta}}{\Pi'(0)f''(0)}\right] = \frac{2X}{1+\tilde{\delta}} = \sqrt{2}Y \tag{2.114}$$

avec les notations suivantes :

$$\tilde{\delta} = \frac{\Pi'(0)}{b}\delta, \tag{2.115}$$

$$X = \left[\frac{\Pi'(0)}{b}\right]^3 \frac{AB_{fu}}{Pr_m}, \tag{2.116}$$

$$Y = -\sqrt{2}A\left[\frac{\Pi'(0)}{b}\right]^2 f_m(0), \tag{2.117}$$

$$A = \left[\left(\frac{\rho_m}{\rho}\right)^{1/2}\frac{\nu_m}{\nu}\right]^{1/2}, \tag{2.118}$$

$$b = \frac{\lambda_m}{\lambda}A^{-1}, \tag{2.119}$$

$$B_{fu} \;=\; \frac{c_{p,m}(T_{ext} - T_f)}{L + c_{p,s}(T_f - T_{-\infty})} \tag{2.120}$$

où l'indice m désigne les variables ou propriétés évaluées dans la couche de solide fondu (m pour "melting") donc à $T \simeq T_f$; f (resp. f_m) est la fonction sans dimension utilisée pour les profils auto-similaires de u_r, u_y dans la région hors de la couche fondue (resp. dans la couche fondue) ; $\Pi'(0)$ correspond au transfert thermique adimensionnel à la paroi ; $f''(0)$ correspond au frottement pariétal sans dimension.

En supposant la couche de solide fondu suffisamment fine, Swedish *et al.* [1] donnent :

$$\Pi'(0) \;=\; 0.553 Pr^{1/3} \tag{2.121}$$

avec une erreur de moins de 5% pour $Pr > 1$ [1], et :

$$f''(0) \;=\; 0.9277 \tag{2.122}$$

Avec l'hypothèse de couche de solide fondu fine [60], (2.114) devient :

$$X \;=\; \frac{Y}{\sqrt{2}}\left[1 + \left(\sqrt{2}\frac{Y}{f''(0)}\right)^{1/2}\right] \tag{2.123}$$

Deux cas limites se distinguent :

- Lorsque $\left(\sqrt{2}\frac{Y}{f''(0)}\right)^{1/2} << 1 \;\Rightarrow\; Y << \frac{f''(0)}{\sqrt{2}} \simeq 0.66$, (2.123) se réduit à l'équation suivante :
$$X \;\simeq\; \frac{Y}{\sqrt{2}} \tag{2.124}$$
On en déduit que cette hypothèse est valable pour les petites valeurs de X : $Y \simeq \sqrt{2}X$ et $Y << 0.66$ donc $X << \frac{0.66}{\sqrt{2}} < 1$.
- Lorsque $\left(\sqrt{2}\frac{Y}{f''(0)}\right)^{1/2} >> 1 \;\Rightarrow\; Y >> \frac{f''(0)}{\sqrt{2}}$, (2.123) se réduit à l'équation suivante :
$$X \;\simeq\; \frac{1}{\left(\sqrt{2}f''(0)\right)^{1/2}} Y^{3/2} \tag{2.125}$$
On en déduit que cette hypothèse est valable pour les grandes valeurs de X (raisonnement similaire à celui pour les petites valeurs de X).

Furutani *et al.* [60] ont ensuite réalisé des expériences en utilisant des jets d'eau à surface libre impactant différent matériaux : ils constatent une vitesse d'ablation au point de stagnation $V_{f,0}$ quasi-constante au début des expériences, pour des vitesses de jet entre $5\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $10\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, et pour des profondeurs maximales ablatées comprises entre $0.5D_j$ et $3D_j$.

$V_{f,0}$ reste approximativement constante tant que la profondeur ablatée n'est pas trop importante [60, 2] : lorsque la profondeur augmente, la cavité formée par l'ablation du substrat solide peut se remplir de liquide, ce qui réduit la vitesse d'ablation à mesure que la profondeur augmente. Ce phénomène est appelé le "pool-effect" (traité en section 2.2.2) et est observé par Furutani *et al.* [60].

Le fait que la vitesse d'ablation autour du point de stagnation reste quasi-constante tant que la cavité n'est pas remplie de liquide peut s'expliquer par le fait que le jet transmet une quantité de chaleur au solide qui ne varie pas au cours du temps autour du point de stagnation. Pour une ablation allant jusqu'à $3D_j$, on peut calculer la variation de la vitesse d'impact pour $D_j \sim 5-40\text{mm}$, $H \sim 5-40D_j$ et $V_j \sim 5-10\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ (valeurs

utilisées par Furutani *et al.* lors de leurs expériences) via l'équation (2.79) ; on peut donc montrer que la vitesse à l'impact varie très peu pour la hauteur ablatée considérée, ce qui implique une très faible variation du nombre de Reynolds local et donc une très faible variation de Nu_0.

L'étude de Sato *et al.* [50] est proche de ce qui est étudié pour le cas réacteur décrit dans le chapitre précédent 1 : leur étude s'inscrit dans le contexte de la recherche sur les accidents graves dans les réacteurs nucléaires et portent sur l'ablation d'un solide par un jet métallique à surface libre. Les auteurs ont réalisé des expériences en utilisant différents métaux :

- Des jets d'étain liquide impactant un substrat d'étain solide, avec T_j entre 350°C et 500°C, D_j entre 10mm et 30mm et $1.26 \times 10^5 < Re < 4.89 \times 10^5$.
- Des jets d'acier liquide impactant un substrat d'acier solide, avec T_j entre 1600°C et 1700°C, D_j entre 10mm et 20mm et $4.06 \times 10^4 < Re < 1.02 \times 10^5$.

La plage de Pr correspondante est $0.0095 < Pr < 0.20$ d'après les auteurs [50]. À travers leurs expériences, Sato *et al.* [50] mesurent le temps nécessaire pour qu'un jet de métal liquide perce le substrat impacté afin de déduire la vitesse de fonte, à partir de ce temps et de l'épaisseur du substrat. Ceci se base sur le comportement mis en évidence par Furutani *et al.* [60], à savoir que la vitesse d'ablation au point de stagnation $V_{f,0}$ est constante dans les expériences. Le "pool-effect" n'est pas considéré par les auteurs car les profondeurs ablatées ne sont pas suffisamment importantes pour permettre l'apparition du phénomène.

Sato *et al.* [50] ont proposé le bilan d'enthalpie donné en (2.68) afin de relier h et $V_{f,0}$ pour l'impact d'un jet avec fonte. La température de référence utilisée est la température du jet T_j. Cette relation permet également de relier le Nusselt au point de stagnation Nu_0 à $V_{f,0}$ (Éq. (2.71)). Ils obtiennent ainsi les corrélations suivantes pour $0.0092 < Pr < 0.2$ et $4.1 \times 10^4 < Re < 4.9 \times 10^5$:

$$\frac{V_{f,0}}{V_j} = 0.0152 \frac{\rho_j}{\rho_s} B \, Re^{-0.08} \, Pr^{-0.2}, \tag{2.126}$$

$$Nu_0 = 0.0152 \, Re^{0.92} \, Pr^{0.8}. \tag{2.127}$$

Sato *et al.* [50] précisent que l'exposant obtenu sur Re est plus important que celui prévu par la théorie en jet laminaire de Swedish *et al.* [1] qui obtiennent un exposant sur Re valant 0.5. L'exposant de Sato *et al.* [50] est également supérieur à ce qui est obtenu par Lienhard [11] ou Liu *et al.* [32] pour l'analyse de l'impact de jet en écoulement laminaire sans fonte (0.5). Cet exposant est également supérieur à celui obtenu par Gabour et Lienhard [59] pour des jets turbulents impactant sans fonte (0.66).

L'exposant sur Pr obtenu par Sato *et al.* [50] est également notablement plus élevé que ce qui est obtenu dans les études sans fonte : pour un écoulement à $Pr << 1$, Lienhard [11] et Liu *et al.* [32] donnent un exposant à 0.5. Les auteurs [50] indiquent que la plage pour Pr pourrait ne pas être suffisante pour expliquer l'exposant obtenu dans leurs expériences.

Yen et Zehnder [61] ont étudié l'ablation d'un bloc de glace par un jet d'eau liquide, pour plusieurs valeurs de T_j (19.6°C, 40.3°C et 54.9°C) et pour $6.0 \times 10^3 < Re < 4.0 \times 10^4$. Les auteurs rapportent une corrélation entre Nu_0 et Re sous la forme suivante :

$$Nu_0 = 0.88 \, Re^{0.94} \, Pr \tag{2.128}$$

Yen et Zhender [61] obtiennent eux aussi un exposant proche de 1 sur Re, et constatent que leurs courbes expérimentales (obtenues avec les trois valeurs de T_j) de Nu_0/Pr vs

Re se superposent, ce qui donne un exposant de l'ordre de 1 sur Pr. La plage de variation de Pr est ici très réduite, $3.5 < Pr < 7.5$, il est difficile de conclure sur la validité de l'exposant proposé par les auteurs sur Pr.

Gilpin [62] a lui aussi réalisé des expériences d'impact de jet d'eau liquide sur un bloc de glace, en utilisant des valeurs de D_j comprises entre 2.4mm et 15.2mm, pour des températures de jet T_j entre 25°C et 60°C et pour $2.0 \times 10^3 < Re < 7.0 \times 10^4$. Gilpin [62] observe 2 régimes d'ablation différents selon l'état de surface du bloc de glace impacté. Pour une surface lisse, il obtient :

$$Nu_0 \;=\; 0.4\; Re^{0.65} \tag{2.129}$$

Pour un bloc présentant une surface rugueuse, il relève des valeurs de Nu_0 plus élevées par comparaison avec le cas à surface lisse, et obtient :

$$Nu_0 \;=\; 0.17\; Re^{0.8} \tag{2.130}$$

L'exposant obtenu pour une surface lisse est similaire à celui obtenu par Gabour et Lienhard [59] pour le cas d'un jet sans fonte (0.66). Il est supérieur à celui obtenu par Swedish *et al.* [1] pour l'analyse en écoulement laminaire (0.5), dû au fait que les jets utilisés ici sont turbulents.

L'augmentation de l'exposant sur Re en passant d'une surface lisse à une surface rugueuse observée par Gilpin [62] est attribuée une augmentation de la turbulence dans la région de stagnation par la rugosité. L'effet de la rugosité sur l'écoulement et les transferts sera étudié plus en détails dans la section 2.2.3.

Lecoanet *et al.* [54] ont étudié l'ablation d'un bloc de glace par un jet d'eau liquide avec l'installation *HAnSoLO* ("Hot Ablation of a Solid by a Liquid jet - Observation") qui est l'installation utilisée dans la présente thèse. Une description de cette installation est disponible dans les chapitres de résultats expérimentaux 4 et 6, et une description détaillée est également disponible dans la thèse de Lecoanet [2].

Lecoanet *et al.* [54] ont étudié l'ablation sur les plages $4.5 \times 10^3 < Re < 1.47 \times 10^5$ et $2.52 < Pr < 5.42$, et en utilisant la formule d'Epstein [41] en (2.58) pour inclure l'effet du nombre de fonte B, ils ont cherché une corrélation sous la forme suivante :

$$Nu_0 \;=\; C\; \frac{\ln(1+B)}{B}\; Re^{\alpha}\; Pr^{1/3} \tag{2.131}$$

Ils obtiennent :

$$\begin{aligned} C &= 0.33 \pm 0.11 \\ \alpha &= 0.57 \pm 0.03 \end{aligned} \tag{2.132}$$

L'exposant obtenu par Lecoanet *et al.* [54] est à la fois proche de la valeur fournie par Swedish *et al.* [1] en laminaire et la valeur obtenue pour des jets turbulents par Gabour et Lienhard [59].

Tout comme Gilpin [62], Lecoanet [2] a mis en évidence une augmentation des transferts et un régime d'ablation différent lorsque la glace présentait des défauts et n'était pas parfaitement lisse (l'effet de la rugosité de la paroi est traité en section 2.2.3).

Lecoanet *et al.* [8] ont comparé les résultats obtenus avec l'installation *HAnSoLO* avec la corrélation sur Nu_0 donnée par Sato *et al.* [50] ainsi qu'avec la modélisation de Furutani *et al.* [60]. Ils mettent un évidence un bon accord entre les expériences réalisées avec un couple eau-glace et la modélisation de Furutani *et al.* [60], mais des résultats

éloignés de la corrélation de Sato *et al.* [50]. La différences observée entre les résultats de Lecoanet *et al.* [8, 54] avec la corrélation expérimentale obtenue avec des métaux liquides semble être due à la différence de Pr entre les matériaux utilisés.

Lecoanet *et al.* [54] présentent également succinctement les expériences JIMEC réalisées à KIT. Il s'agit d'expériences d'ablation d'un substrat solide d'acier inoxydable par un jet d'acier inoxydable. Deux essais ont été menés avec $Re = 5.82 \times 10^5$ et $Re = 4.2 \times 10^5$, et à $Pr \simeq 0.05$.

Tromm et Gaus-Liu [63] présentent plus en détail les résultats obtenus avec les essais JIMEC, et mettent en évidence à nouveau une vitesse d'ablation constante suivie d'une réduction de celle-ci à l'apparition du "pool-effect". Les auteurs calculent la vitesse d'ablation avant "pool-effect" à partir des courbes de profondeur et en déduisent Nu_0. Ils comparent alors les valeurs mesurées avec la corrélation (2.127) de Sato *et al.* [50], et montrent un bon accord.

De ces études ressort le fait que la dépendance de Nu_0 à Re et Pr semble varier de façon importante entre le cas du couple eau-glace ou d'un couple métal liquide-métal solide : l'exposant sur Re est globalement proche de 1 dans le cas des métaux tandis qu'il est entre 0.5 et 0.65 dans le cas de l'eau. La différence de Pr semble donc jouer un rôle important sur la dépendance de Nu_0 à Re. L'exposant sur Pr est également plus élevé dans les expériences à $Pr < 1$ par rapport aux expériences réalisées avec $Pr > 1$.

b) Ablation au point de stagnation : études numériques

Pawar *et al.* [64] ont étudié numériquement l'ablation d'un substrat solide de métal de Wood par un jet liquide à surface libre de métal de Wood. Les auteurs simplifient considérablement le problème et ne résolvent qu'une équation de conduction instationnaire modifiée dans le solide :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{eff} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \tag{2.133}$$

avec

$$\lambda_{eff} = \lambda_j \left(1 + \eta \cdot Nu\right) \tag{2.134}$$

Les auteurs utilisent une méthode de conductivité effective, qui consiste à corriger la conductivité dans le solide en utilisant Nu, évalué via une corrélation expérimentale et avec un coefficient empirique η déterminé en comparant les résultats de simulation avec des résultats expérimentaux. La corrélation utilisée doit être une corrélation obtenue pour un jet avec ablation pour tenir compte de l'effet de la fonte sur le transfert thermique à la paroi, ce qui permet de tenir compte du changement de phase.

Les auteurs résolvent l'équation de conductivité et déterminent la profondeur ablatée en fonction du temps en évaluant à quelle profondeur la température du solide atteint la température théorique de fonte du métal de Wood $T_{f,Wood}$. Pour $T > T_{f,Wood}$, le matériau est considéré comme fondu. L'avantage de cette modélisation est qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser de méthode numérique particulière afin de prendre en compte la fonte dans la résolution numérique.

Pawar *et al.* [64] utilisent la corrélation (2.127) de Sato *et al.* [50] pour calculer λ_{eff} et obtiennent $\eta = 1.7$ en comparant avec des résultats expérimentaux d'ablation d'un substrat en métal de Wood par un jet liquide de métal de Wood.

La modélisation fournie par Pawar *et al.* [64] permet de prédire numériquement l'ablation au point de stagnation, mais nécessite d'être bien calibrée avec des données

expérimentales. Elle ne donne en revanche aucune autre information concernant la forme de cavité ou l'écoulement.

Czarny *et al.* [65] ont étudié numériquement le problème d'un jet de dioxyde d'uranium UO_2 traversant un bain de sodium liquide Na et impactant un substrat solide d'alumine Al_2O_3. Ils considèrent un jet à $T_j = 3200\text{K}$ et $V_j = 6\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, et donnent $Re > 10^6$. Le logiciel utilisé est Fluent.

Afin de simplifier le problème et de s'affranchir de l'interface UO_2-Na, ils appliquent les propriétés de UO_2 à T_j au bain liquide, ce qui revient à considérer un jet immergé, dont la température ne varie pas sous l'effet du mélange avec le fluide du bain. Les auteurs utilisent cette approximation afin d'éviter l'utilisation d'une méthode pour traiter l'interface UO_2-Na, coûteuse en ressources numériques [65]. En revanche, la vitesse de l'écoulement atteignant la zone de stagnation devrait décroître au fur et à mesure que le solide est ablaté (d'après ce qui a été vu sur les jets libres immergés dans la section 2.1.2) ; ceci devrait donner lieu à une ablation moins rapide car la valeur locale de Re dans l'écoulement à proximité de la zone de stagnation sera plus faible que dans le cas d'un jet à surface libre (et Nu_0 augmente quand Re augmente).

La cavité obtenue par ablation ne correspondra pas à celle obtenue pour un jet à surface libre car l'écoulement en aval de la zone de stagnation change entre un jet immergé et un jet à surface libre, mais Czarny *et al.* [65] cherchent uniquement à obtenir l'évolution du maximum d'ablation, afin de dimensionner le solide impacté pour qu'il ne soit pas percé par l'ablation thermique.

L'approche utilisée par Czarny *et al.* [65] pour traiter la turbulence du jet ($Re > 10^6$) est une approche RANS avec le modèle $k - \epsilon$ RNG (approche et modèle détaillés dans le chapitre 3 concernant les méthodes numériques). La méthode utilisée dans Fluent pour traiter la fonte est une méthode de pénalisation introduite par Voller et Prakash [66] (également présentée dans le prochain chapitre 3).

Les courbes d'ablation au point de stagnation obtenues par les auteurs pour différentes valeurs de D_j (noté $Djet$ sur les courbes) sont rapportées en Figure 2.15. Les courbes ne montrent pas une vitesse d'ablation quasi-constante au début de l'ablation, contrairement à ce qui est observé expérimentalement [50, 67, 60, 54]. Dû au caractère immergé du jet utilisé dans la simulation, la cavité est intégralement remplie de liquide dès le début de l'ablation, et les auteurs obtiennent une apparition du "pool-effect" dès le début de la simulation, ce qui explique la réduction de la vitesse d'ablation observée au cours du temps.

L'absence d'utilisation d'une méthode pour traiter la surface libre, et donc le fait d'utiliser un jet immergé, ne permet pas de rendre compte de la dynamique d'ablation avant "pool-effect", et donc sous-estime la vitesse à laquelle est ablaté le solide.

Li *et al.* [68, 69] ont étudié numériquement l'ablation d'un solide par un jet en utilisant une méthode dite "Moving Particle Semi-implicit" (MPS) qui est une méthode lagrangienne consistant à modéliser le fluide par des particules (cette méthode est détaillée dans le prochain chapitre sur les méthodes numériques 3). Ils ont utilisé dans leur étude des particules ayant les propriétés de l'acier inoxydable liquide ainsi qu'un substrat solide d'acier inoxydable. Leurs résultats d'ablation au point de stagnation ont été comparés à ceux de Sato *et al.* [50]. Les courbes de Li *et al.* [68] ainsi que les points expérimentaux de Sato sont rapportés en Figure 2.16, et montrent un bon accord tant que la vitesse d'ablation reste constante.

Les courbes de Li *et al.* [68] semblent s'écarter des points expérimentaux lors de l'apparition du "pool-effect", qui ne semble pas apparaître dans les simulations. La forme

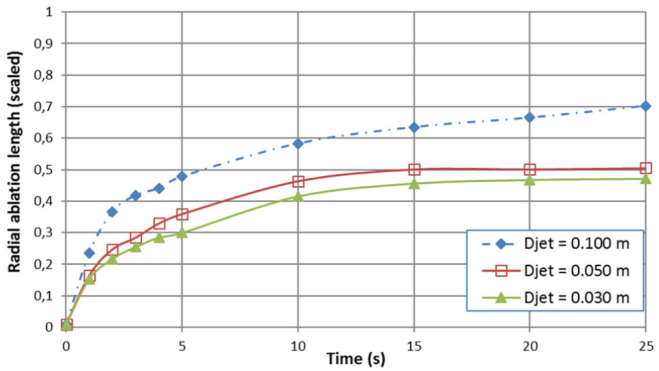


FIGURE 2.15 – Courbes de profondeur ablatée (adimensionnée) en fonction du temps au point de stagnation rapportées par Czarny *et al.* [65] pour plusieurs diamètres de jet $Djet$.

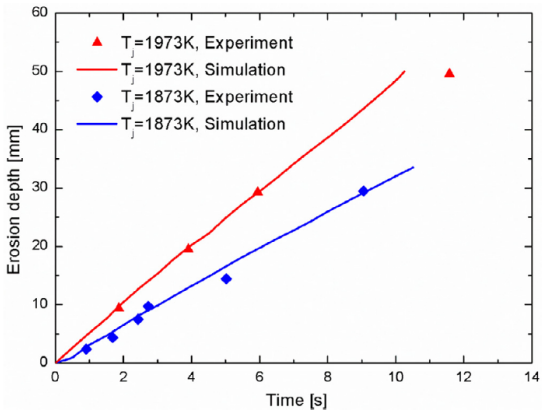
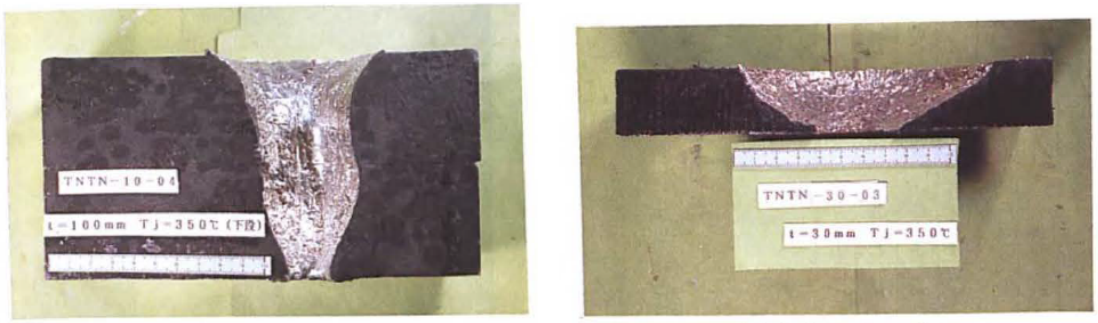


FIGURE 2.16 – Courbes de profondeur ablatée (en mm) en fonction du temps au point de stagnation rapportées par Li *et al.* [68] pour plusieurs températures de jet, et comparaison avec les points expérimentaux de Sato *et al.* [50]. Les expériences et simulations sont réalisées à $D_j = 20\text{mm}$ et $V_j = 3.5\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.



(a) $Re = 1.28 \times 10^5$ [50]. (b) $Re = 4.72 \times 10^5$ [50].

FIGURE 2.17 – Formes de cavité rapportées par Sato *et al.* [50] lors de leurs expériences en étain-étain pour deux valeurs de Re différentes. Les deux expériences ont été réalisées à $T_j = 350°\text{C}$ ($Pr = 1.13 \times 10^{-2}$).

de cavité obtenue est discutée dans le paragraphe suivant.

c) Forme de cavité

La forme de la cavité permet d'observer l'évolution radiale du transfert thermique. Différentes formes de cavité sont rapportées dans la littérature selon les matériaux utilisés et les paramètres du jet à surface libre : les expériences de Sato *et al.* [50] mettent en évidence des formes de cavité différentes entre les expériences en acier-acier et en étain-étain. Les formes obtenues pour les expériences en étain-étain sont rapportées en Figure 2.17 et la forme de cavité montrée par les auteurs en acier-acier est rapportée en Figure 2.18.

FIGURE 2.18 – Forme de cavité rapportée par Sato *et al.* [50] lors de leurs expériences en acier-acier pour $Re = 9.57 \times 10^4$ et $Pr = 1.68 \times 10^{-1}$ [50].

L'expérience réalisée en étain-étain à $Re = 1.28 \times 10^5$, présente une forme de cavité (cf. Fig. 2.17a) très verticale et très différente des autres formes de cavité présentées dans cette section. Ceci pourrait être dû à une rugosité initiale mal contrôlée à la surface du solide impacté (ce qui est discuté en section 2.2.3).

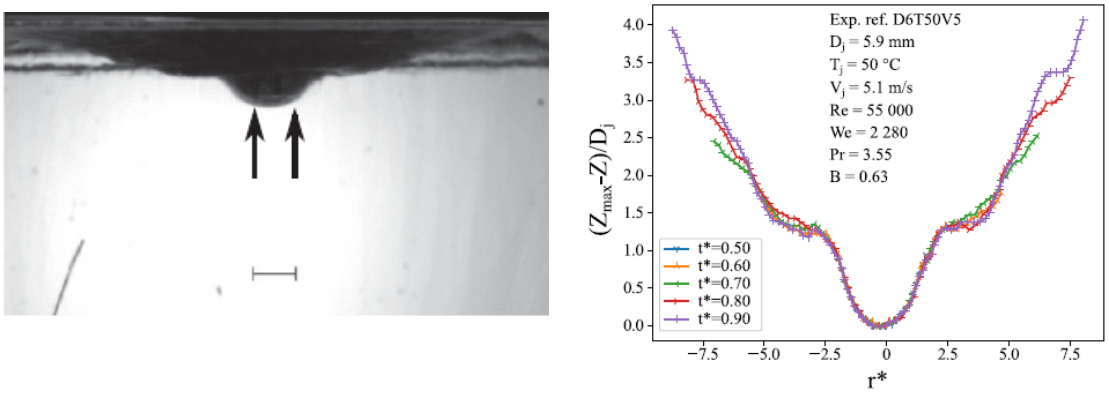
La forme de cavité obtenue par Sato *et al.* [50] pour le couple acier-acier avec $Re \simeq 9.5 \times 10^4$ (Fig. 2.18) présente un maximum local de profondeur au delà du point de stagnation, ce qui caractérise une augmentation locale des transferts, et pourrait donc s'interpréter par une transition du film liquide s'écoulant à la surface du solide vers la turbulence. Ce maximum local n'est pas observé par les auteurs pour l'expérience en

étain-étain à $Re = 4.72 \times 10^5$ (Fig. 2.17b), ce qui semble indiquer que le film pourrait être turbulent dès la zone de stagnation pour des valeurs de Re élevées.

Furutani *et al.* [60] obtiennent des formes de cavité similaires à celles de Sato *et al.* pour leurs expériences avec les couples eau-paraffine et eau-métal de Wood : dans le cas du couple eau-paraffine, le maximum local (hors zone de stagnation) est visible pour $Re \sim 2.9 \times 10^4$, mais ne l'est plus pour $Re \sim 8.1 \times 10^4$; dans les expériences avec le couple eau-Wood, ce maximum local n'est pas visible pour $4.5 \times 10^4 < Re < 1.5 \times 10^5$.

Lecoanet *et al.* [54] montrent des formes de cavité obtenues à différents temps pour un grand nombre de valeurs de Re (allant de 1.1×10^4 à 1.47×10^5), et superposent ces formes de cavité à la limite théorique de la zone de stagnation (du point de vue thermique) proposée par Stevens et Webb [58], à $r = r_{stag} = 0.75 D_j$. Un exemple de cavité obtenue par Lecoanet *et al.* [54] avec indication de r_{stag} est rapporté en Figure 2.19a.

La limite théorique de la zone de stagnation obtenue pour un écoulement sur une surface plane sans fonte par Stevens et Webb [58] semble être également valable pour le cas avec fonte. La cavité est approximativement plate dans cette zone, ce qui est cohérent avec un transfert thermique ne variant pas avec r dans la région de stagnation.



(a) Cavité avant le "pool-effect" [54] et limite de la zone de stagnation [58].

(b) Superposition des formes de cavité pour différentes valeurs de t^* [55].

FIGURE 2.19 – a) Forme de cavité rapportée par Lecoanet *et al.* [54] et limite de la zone de stagnation [58] symbolisée par les flèches noires ; b) Formes de cavité obtenues par Lecoanet *et al.* [55] pour différentes valeurs de t^*. Figures obtenues pour un même expérience à $Re = 5.5 \times 10^4$ et $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr = 3.55$).

Dans un autre article, Lecoanet *et al.* [55] mettent en évidence une évolution auto-similaire de la cavité avec le temps avant apparition du "pool-effect" : les formes de cavité obtenues pour différents temps peuvent être superposées autour de la zone de stagnation.

Un exemple de superposition des formes de cavité rapportée par Lecoanet *et al.* est montré en Figure 2.19b, pour des valeurs de t^* comprises entre 0.5 et 0.9 où $t^* = t/t_{PE}$ et t_{PE} est le temps d'apparition du "pool-effect" : pour $r^* = r/D_j \leq 5$, les formes de cavité sont très proches les unes des autres.

Li *et al.* [68] présentent dans leur article les formes de cavité obtenues à différents instants avec leurs simulations numériques d'ablation avec un couple acier-acier. Leurs simulations montrent un maximum qui ne se trouve pas au point de stagnation, ce qui n'est pas cohérent avec ce qui a été montré expérimentalement par les différents

auteurs précédents, en particulier Sato *et al.* [50] qui ont traité le même cas de façon expérimentale.

Ces différentes formes de cavité semble indiquer qu'il est possible lorsque Re n'est pas trop élevé d'obtenir un maximum secondaire d'ablation par transition du film liquide vers la turbulence. Le maximum d'ablation se situe au point de stagnation avec une ablation à peu près constante dans la zone de stagnation tout entière. Il semble que le maximum local d'ablation (hors de la zone de stagnation) disparaisse lorsque Re est suffisamment élevé, mais un critère sur Re ne peut pas être déduit des différentes études.

d) Le "pool-effect"

Mise en évidence du "pool-effect" : Furutani *et al.* [60] ont mis en évidence à travers leur expériences le fait qu'au delà d'une certaine profondeur ablatée, la vitesse d'ablation diminue avec le temps. Cette baisse de la vitesse de fonte est concomitante avec un changement de régime d'écoulement dans la cavité créée par l'ablation : au début des expériences, le liquide du jet et le solide fondu s'écoulent le long de la paroi sous la forme d'un film liquide, mais au delà d'une certaine profondeur ablatée, le film s'effondre dans la cavité car il ne possède plus assez de quantité de mouvement pour remonter la paroi de la cavité et être évacué. La cavité se remplit, et le jet doit alors traverser une épaisseur de liquide avant d'atteindre la zone de stagnation : ce phénomène est appelé "pool-effect". L'apparition du "pool-effect" dépend des paramètres du jet et n'a pas été étudiée par Furutani *et al.* [60].

Lecoanet *et al.* [54] décrivent également l'apparition du "pool-effect" lors des expériences réalisées avec *HAnSoLO* et mettent en évidence une augmentation de la profondeur de transition du régime d'écoulement en film vers le "pool-effect" quand V_j augmente.

Modélisation de la transition vers le "pool-effect" : Une autre étude a été réalisée par Lecoanet *et al.* [55] afin de modéliser l'apparition du "pool-effect". Les auteurs considèrent que la cavité est plate dans la zone de stagnation (car les transferts sont quasi constants [11] dans cette région) et a une forme de cône tronqué en dehors de la région de stagnation : cette région forme un angle α avec la région de stagnation, et une illustration de la forme de cône tronqué est donnée en Figure 2.20 (avec superposition sur une forme de cavité).

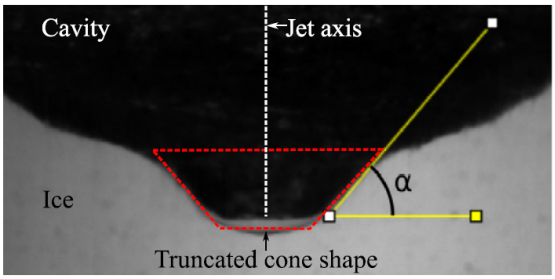
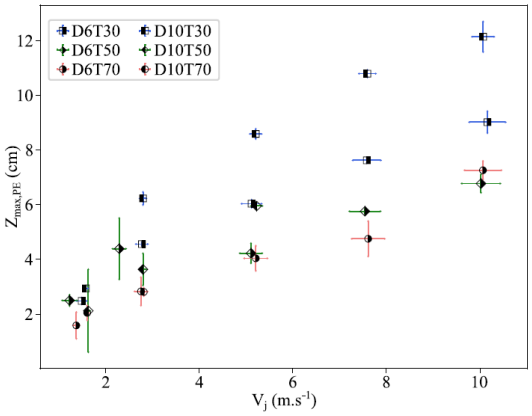
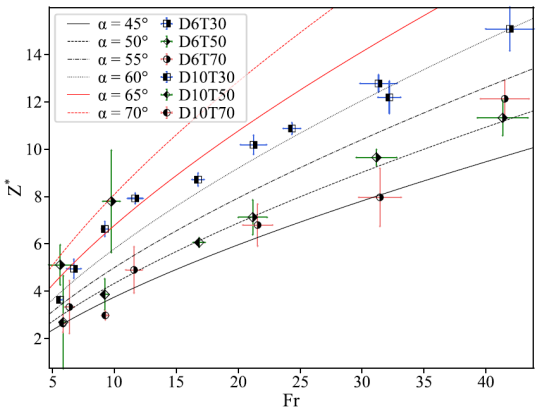


FIGURE 2.20 – Forme de cône tronqué observée par Lecoanet *et al.* [55] et définition de l'angle α.

Un bilan de quantité de mouvement est réalisé par Lecoanet *et al.* [55] dans la cavité pour $r > r_{stag}$, en supposant que le fluide remontant la paroi n'est ralentit que par la



(a) Valeurs de z_{PE} (en cm) vs V_j expérimentales pour plusieurs D_j et T_j.



(b) Valeurs de Z^* vs Fr expérimentales et équation (2.135) pour plusieurs α.

FIGURE 2.21 – a) Comparaison des valeurs obtenues pour z_{PE} (en cm) par Lecoanet *et al.* [55] en fonction de V_j ; b) Comparaison par Lecoanet *et al.* [55] des points expérimentaux de Z^* en fonction de Fr pour différentes valeurs de D_j et T_j avec les courbes calculées avec l'équation (2.135) pour différentes valeurs de α. La notation "DxTy" est utilisée par les auteurs pour caractériser les points expérimentaux : D réfère au diamètre et le nombre x est la valeur en mm du diamètre de jet , T réfère à la température et le nombre y est la température de jet en °C.

gravité g (l'effet de la viscosité et du gradient de pression sont ignorés pour simplifier le raisonnement). En introduisant le nombre de Froude Fr, défini par $Fr = \frac{V_j}{\sqrt{gD_j}}$, et en notant z_{PE} la profondeur à partir de laquelle apparaît le "pool-effect", les auteurs obtiennent la relation suivante :

$$Z^* = \frac{z_{PE}}{D_j} = \sin(\alpha)\left[\frac{3}{4}\left(\frac{Fr}{\cos(\alpha)}\right)^2\right] \tag{2.135}$$

Z^* est la profondeur d'apparition du "pool-effect" sans dimension. L'inconvénient d'une telle formule est que z_{PE} dépend fortement de α, qui dépend lui même fortement des paramètres du jet et que les auteurs ne corrèlent pas aux paramètre du jet : α doit être déterminé expérimentalement. Lecoanet *et al.* [55] représentent les valeurs mesurées pour z_{PE} en fonction de V_j pour plusieurs expériences à D_j et T_j variable. Ces valeurs sont rapportées en Figure 2.21a, et mettent en évidence pour une valeur de V_j donnée une dépendance de z_{PE} à D_j et T_j.

Lecoanet *et al.* [55] comparent ensuite leurs points expérimentaux de z_{PE} en fonction de Fr pour différentes valeurs de D_j et T_j avec les courbes calculées avec l'équation (2.135) pour différentes valeurs de α. Les courbes et points sont rapportés en Figure 2.21b. Sur cette figure, la notation "DxTy" est utilisée par les auteurs pour caractériser les points expérimentaux : D réfère au diamètre et le nombre x est la valeur en mm du diamètre de jet, T réfère à la température et le nombre y est la température de jet en °C.

La superposition du modèle avec les points expérimentaux semble indiquer que la transition vers le "pool-effect" est relativement bien décrite en utilisant les nombres sans dimension Fr et Z^* : les points expérimentaux Z^* vs Fr sont indépendants de D_j, et

leur évolution avec Fr semble relativement similaire avec celle prévue par le modèle. Il manque cependant une loi sur l'évolution de α avec T_j et Fr pour fermer le modèle et permettre une prédiction de Z^* à partir des paramètres du jet.

Lecoanet [2] indique que les essais JIMEC vérifient $Z^* = 7.7 \pm 0.3$ et $Fr = 7.8 \pm 0.74$ pour le premier essai et $Z^* = 10.25 \pm 2.5$ et $Fr = 10.25 \pm 0.2$ pour le second essai ; il rapporte une tendance similaire pour l'évolution de Z^* avec Fr entre les essais JIMEC et les essais avec *HAnSoLO*, avec un "pool-effect" qui apparaît plus tardivement dans les essais JIMEC.

Effet de l'entraînement d'air dans la cavité : Les fluctuations turbulentes au sein du jet libre avant impact peuvent entraîner des fluctuations de la surface libre, ce qui peut induire l'entrainement d'air par le jet dans le bain liquide se trouvant dans la cavité après apparition du pool-effect.

Ervine *et al.* [70] ont réalisé des expériences avec des jets à surface libre plongeant dans un bain liquide (de même nature que le jet) et indiquent que pour une intensité turbulente Tu de plus de 2%, le jet présente une rugosité de surface due aux fluctuations de la surface libre (qui sont induites par les fluctuations de vitesse dans le jet), ce qui provoque un entraînement important d'air dans le bain liquide.

Les expériences réalisées avec *HAnSoLO* sont telles que $Tu \sim 4 - 5\%$ [2, 11], et le jet devrait donc entraîner une quantité importante d'air dans le bain liquide lors du "pool-effect". C'est effectivement ce qui est observé par Lecoanet *et al.* [54]. La quantité de bulles entrainées augmente avec la vitesse de jet, comportement qui est également mis en évidence dans les expériences de Ervine *et al.* [70].

Ervine et Falvey [71] proposent un résultat concernant le rapport entre la quantité d'air et la quantité d'eau β_i au niveau de l'entrée d'un jet liquide dans un bain pour un jet turbulent avec Tu >2% :

$$\beta_i = 0.4\sqrt{\frac{H}{D_j}} \tag{2.136}$$

Ervin et Falvey [71] indiquent également que pour $Tu > 2\%$, le cœur potentiel du jet immergé induit par la pénétration du jet libre dans le bain disparait pour une profondeur de l'ordre de $3.5D_j$: au delà le jet est développé et présente les caractéristiques présentées dans la section 2.1.2.

Guyot *et al.* [72] ont étudié l'entrainement de bulles par un jet pénétrant dans un bain liquide et ont en particulier modélisé la profondeur maximale $y_{max,pen}$ de pénétration des bulles. En réalisant un bilan de quantité de mouvement prenant en compte les effets de la flottabilité, ils obtiennent l'équation suivante :

$$\frac{y_{max,pen}}{D_{j,0}} = \frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{3}{\alpha\ (\tan\gamma)^2}\frac{V_j V_{j,0}}{g\frac{D_{j,0}}{2}}} \tag{2.137}$$

où V_j est la vitesse du jet au niveau de la surface du bain, $V_{j,0}$ est la vitesse du jet en sortie de buse, $D_{j,0}$ est le diamètre du jet en sortie de buse, γ est un angle caractérisant la diffusion radiale des bulles dans le bain et α est le taux de vide du jet (caractérisant le pourcentage d'air dans le jet) à son entrée dans le bain. Guyot *et al.* [72] donnent $\gamma = 12.5°$ indépendamment des caractéristiques du jet tant que $Tu > 2\%$. D'après Ervine et Falvey [71], α peut être relié à β_i défini précédemment par :

$$\alpha = \frac{\beta_i}{1 + \beta_i} \tag{2.138}$$

Pour un jet vérifiant $H/D_j = 10$, on obtient $\alpha \simeq 55\%$ en utilisant les relations (2.136) et (2.138). Guyot *et al.* [72] ont réalisé des expériences de jet pénétrant dans un bain afin de valider leur modèle, et montrent un très bon accord entre les valeurs expérimentales de profondeur de pénétration $y_{pen,exp}$ et les valeurs $y_{max,pen} \times (1 + \tan\gamma)$ données en (2.137). Les auteurs indiquent que la correction en $1+\tan\gamma$ permet de prendre en compte les fluctuations de vitesses en bas du nuage de bulles.

Dans le cas du jet à surface libre avec ablation, il est possible que la présence de bulles puisse avoir pour effet d'augmenter localement les transferts en provoquant une augmentation importante de l'intensité turbulente.

La dynamique d'ablation par un jet à surface libre en "pool-effect" sera comparée dans un chapitre ultérieur à la dynamique d'ablation par un jet immergé car ces dynamiques semblent similaires en première approximation : dès lors que le jet immergé induit par la pénétration du jet libre dans le bain dépasse la longueur du cœur potentiel ($\sim 3.5D_j$ dans ce cas [71]) et que la profondeur de la cavité est telle que les bulles n'atteignent plus la zone de stagnation, on peut supposer que la dynamique d'ablation sera très similaire entre le jet libre en "pool-effect" et le jet immergé.

2.2.3 Effet de la rugosité de paroi sur l'écoulement et les transferts à la paroi

a) Généralités concernant les écoulements le long d'une paroi rugueuse

De manière générale, toutes les parois sont rugueuses, mais la rugosité peut interagir ou non avec un écoulement se développant le long de cette paroi. Dans cette étude, on désigne par k_r la taille de rugosité absolue, ce qui correspond à la hauteur moyenne des éléments rugueux. Lorsque la taille caractéristique k_r de la rugosité est suffisamment faible, elle interagit de façon négligeable avec l'écoulement. En revanche, lorsque cette taille est suffisamment importante, la rugosité peut provoquer une déstabilisation des couches limites en proche paroi, ce qui peut modifier considérablement l'écoulement de façon locale voire de façon plus globale si la déstabilisation se propage en dehors de la couche limite.

Différents types de rugosité sont distinguées par la littérature. Jayatilleke [73] mentionne notamment deux types principaux :

- La rugosité naturelle, qui est aléatoire : la distribution de la taille des structures rugueuses varie localement, et est très différente d'un problème à l'autre ; on peut citer comme exemple la rugosité dans un cours d'eau, induite par les objets se trouvant sur le fond.
- La rugosité régulière ou artificielle : les structures rugueuses sont de taille et/ou de forme contrôlée(s). Leur espacement peut être contrôlé ou non selon les cas.

On parle de régime hydrodynamique lisse lorsque la rugosité n'influe pas sur l'écoulement, et de régime hydrodynamique rugueux dans le cas contraire.

b) Déstabilisation d'une couche limite sous l'effet de la rugosité

La littérature fournit différents critères pour prédire si la rugosité aura un effet sur l'écoulement et les transferts à la paroi ou non. Les critères varient selon les études et selon le type de couche limite (laminaire ou turbulente). On présente ici des critères issus d'études sur différentes problèmes physiques. L'étude de l'effet de la rugosité dans le cas d'un jet à surface libre impactant est traitée dans la prochaine sous-sous-section.

Couche limite laminaire : Dans le cas d'une couche limite laminaire, la déstabilisation de la couche limite passe par la transition vers la turbulence. Tani et Sato [74] ont étudié le comportement d'une couche limite laminaire sur une plaque plane en présence d'un élément rugueux. Ils obtiennent un décrochage de la couche limite à partir de l'élément, avec une couche limite qui reste laminaire pour $k_r/\delta = 0.12$, où k_r désigne la taille caractéristique de la rugosité et δ la taille de la couche limite. Ils obtiennent également une couche limite qui devient turbulente pour $k_r/\delta \geq 0.34$. On peut envisager un critère très simplifié à partir de ce résultat sous la forme

$$\boxed{k_r \sim 0.34\delta} \tag{2.139}$$

Ce résultat est basé sur une étude expérimentale pour un écoulement sur une plaque plane et n'est potentiellement pas applicable à l'écoulement d'un jet impactant une paroi non-plane. Ce résultat met cependant en évidence le fait que dans le cas d'une couche limite laminaire, la transition vers la turbulence est liée au rapport de taille de rugosité et de couche limite hydrodynamique.

Couche limite turbulente : Ce critère est en général appliqué à des couches limites turbulentes, pour lesquelles il y a une distinction entre la taille totale de la couche limite et la taille de la sous-couche visqueuse. Différents régimes hydrodynamiques sont distingués dans la littérature [75] selon la taille caractéristique de la rugosité k_r par rapport à la longueur caractéristique dans la sous-couche visqueuse $\delta_v = \nu/u_\tau$, avec $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$, où τ_w désigne le frottement pariétal.

Différents régimes hydrodynamiques existent pour une couche limite turbulente selon la taille caractéristique de rugosité [75] :

- Le régime *hydrodynamique lisse* : pour $k_r < k^+_{smooth}\delta_v$, la rugosité est intégralement englobée dans la sous-couche visqueuse et n'a pas d'effet sur la couche inertielle de la couche limite. La valeur de k^+_{smooth} se situe entre 2.5 et 5 selon les études [75].
- Le régime *hydrodynamique rugueux* : pour $k_r > k^+_{rough}\delta_v$, la rugosité atteint la couche inertielle ou logarithmique de la couche limite turbulente et a un effet important sur l'hydrodynamique. k^+_{rough} est compris entre 40 et 90 [75].
- Un régime de transition se développe entre les deux critères précédents, pour lequel la rugosité peut perturber l'écoulement de façon significative.

Schultz *et al.* [76] mettent en évidence l'effet de la rugosité sur l'écoulement dans la sous-couche visqueuse d'une couche limite turbulente : pour $k_r/\delta_v > 5$, la loi de paroi universelle n'est plus vérifiée par l'écoulement, et un terme doit être ajouté à la loi logarithmique pour tenir compte de l'effet de la rugosité.

Le critère qui semble ressortir de ces études est que la rugosité doit se trouver dans la sous-couche visqueuse pour ne pas avoir d'effet sur l'écoulement, un critère sur la taille de rugosité k_r qui conduit à une perturbation de l'écoulement s'écrit donc sous la forme suivante :

$$\boxed{k_r > 5\delta_v} \tag{2.140}$$

Pour des valeurs de k_r supérieures à environ $5\delta_v$, la rugosité peut donner lieu à un décrochage de la couche limite, et peut résulter en une augmentation locale des transferts. Van Driest [77] donne le critère suivant pour avoir une déstabilisation systématique de

la couche limite :

$$\boxed{k_r = 60\delta_v} \tag{2.141}$$

Un comportement qui diffère fortement de la loi universelle de paroi est relevé par l'auteur pour le profil de vitesse quand $k_r \sim 60$, ce qui justifie son critère. Ce résultat est une fois encore obtenu pour une étude sur une plaque plane, et sa validité pour le cas d'un jet impactant n'est pas garantie. Cependant, des études similaires n'existent pas pour le cas du jet impactant.

Critères indépendants du type de couche limite : Santos [78] rapporte différents critères trouvés dans la littérature :

- Braslow et Knox [79] donnent le Reynolds critique suivant :

$$Re_k = \frac{u_k k_r}{\nu} = 600 \tag{2.142}$$

  où u_k est la vitesse calculée à $y = k_r$ dans l'écoulement équivalent sans rugosité.
- Gibbings [80] donne quand à lui le Reynolds critique suivant :

$$Re_k = 826 \quad \text{avec} \quad Re_k = \frac{U_\infty k_r}{\nu} = Re_j \frac{k_r}{D_j} \tag{2.143}$$

  où U_∞ désigne la vitesse loin de la paroi (en dehors de la couche limite), sur laquelle est définie Re_j.

c) Effet de la rugosité à l'impact d'un jet à surface libre

Résultats sans fonte : Lienhard et Gabour [59] ont étudié de façon expérimentale l'impact d'un jet avec transfert thermique sur une paroi rugueuse, afin de caractériser l'effet de la rugosité sur les transferts thermiques. Leurs expériences sont réalisées à Pr constant (la valeur n'est pas précisée mais les expériences sont réalisées avec de l'eau donc $Pr \sim 3 - 6$) et avec $2.0 \times 10^4 < Re < 8.4 \times 10^4$. Différentes valeurs de D_j ont été utilisées : 4.4mm, 6.0mm et 9.0mm ; la rugosité k_r de la surface impactée varie entre 4.7μm et 28.2μm. Ils constatent que la rugosité augmente les transferts de façon d'autant plus importante que Re est élevé. Ils rapportent ainsi la corrélation suivante sur la taille de rugosité k_r permettant d'obtenir une augmentation de 10% des transferts par rapport au cas à surface lisse (cas pour lequel la rugosité a été mesurée à 0.3μm et pour lequel les auteurs considèrent qu'elle n'influe pas sur les transferts thermiques à la paroi) :

$$\frac{k_r}{D_j} \;=\; 5.95\; Re^{-0.713} \tag{2.144}$$

Les auteurs considèrent qu'au delà de 10% d'augmentation des transferts, l'écoulement ne peut plus être considéré comme étant en régime "lisse". Ils proposent également une corrélation (toujours pour obtenir 10% d'augmentation des transferts) prenant en compte l'effet de Pr pour tenir compte de la perturbation de la couche limite thermique par la rugosité, sous la forme :

$$\frac{k_r}{D_j} \;=\; 12.1\; Re^{-0.713}\; Pr^{-1/3} \tag{2.145}$$

Il est important de noter que cette corrélation est établie pour la gamme très restreinte de $8.2 \leq Pr \leq 9.1$.

Résultats avec fonte : Dans le cas de l'impact d'un jet liquide avec fonte du solide, Lecoanet [2] et Gilpin [62] ont mis en évidence un augmentation des transferts en présence de rugosité à la surface du solide impacté. L'effet de la rugosité ne disparaît pas avec la fonte : les transferts ne diminuent pas une fois que les aspérités fondent, ce qui semblent indiquer que la rugosité initiale induit le maintien d'une rugosité dans la zone de stagnation tout au long des expériences.

Gilpin a mis en évidence le fait que Nu dépend plus fortement de Re dans le cas d'une surface rugueuse (cf. Éq. (2.129) et (2.130)), l'exposant sur Re allant de 0.65 dans le cas lisse à 0.8 dans le cas rugueux. L'exposant trouvé obtenu dans le cas rugueux est similaire à celui obtenu par Machicoane *et al.* [46] pour la fonte de sphères de glace en écoulement turbulent, et est également proche de l'exposant classiquement obtenu pour les transferts entre une couche limite turbulente et une plaque plane sans fonte [47, 48, 49]. Ceci suggère que la rugosité provoque la transition vers la turbulence de la couche limite dans la zone de stagnation.

Saito *et al.* [67] ont étudié l'ablation d'un solide (étain ou acier) par un jet liquide (NaCl ou Al_2O_3) avec formation de croûte à l'impact. La croûte formée peut présenter une rugosité importante (suffisante pour que la couche limite soit turbulente). Ils ont réalisé une étude analytique préalable en jet laminaire autour du point de stagnation en prenant en compte l'effet du film liquide créé par la fonte du solide et l'effet de la croûte formée par la solidification du jet sur les transferts thermiques, et obtiennent :

$$Nu \;=\; 0.55\sqrt{2}\; Re^{1/2}\; Pr^{0.35} \tag{2.146}$$

Saito *et al.* [67] ont également réalisé des expériences avec des jets de sel (NaCl) liquide impactant un substrat solide d'étain et des jets de Al_2O_3 impactant un substrat solide d'acier inoxydable. Ils obtiennent la corrélation suivante pour $0.75 < Pr < 1.22$ et $6.8 \times 10^4 < Re < 3.46 \times 10^5$:

$$Nu_0 = 0.0033\; Re\; Pr \tag{2.147}$$

L'exposant sur Re vaut 1 et est donc très éloigné de la valeur calculée en écoulement laminaire. Lecoanet [2] explique que cet exposant élevé serait lié à la rugosité de la croûte formée lors de la solidification du jet, qui provoquerait la transition vers la turbulence de la couche limite autour du point de stagnation. Saito *et al.* ne discutent pas l'exposant élevé trouvé sur Pr (qui est généralement trouvé à 0.5 ou en-dessous, ici à 1), mais la plage de Pr étant assez restreinte, il est difficile de l'interpréter.

Dans le cas d'un jet avec ablation, la rugosité du solide impacté semble donc avoir pour effet d'augmenter la dépendance des transferts thermiques à Re, en passant d'un exposant sur Re à $0.5 - 0.66$ dans le cas d'une surface lisse à un exposant à $0.8 - 1$ pour le cas d'une surface rugueuse.

Forme de cavité avec surface initiale rugueuse : Gilpin [62] a décrit les formes de cavité obtenues en fonction de la présence initiale ou non de rugosité sur la glace ablatée. Les formes de cavité obtenues par Gilpin [62] en présence de rugosité sont rapportées en Figure 2.22. Les formes de cavité obtenues par l'auteur dans le cas sans rugosité sont similaires à celles obtenues par Lecoanet *et al.* [55] (et ne sont pas rapportées ici). Contrairement au cas à surface lisse, la forme de cavité obtenue avec une surface initialement rugueuse ne semble pas dépendre de Re : l'ablation est très localisée autour du point de stagnation et la cavité devient quasi-verticale, lorsque l'on s'éloigne de la

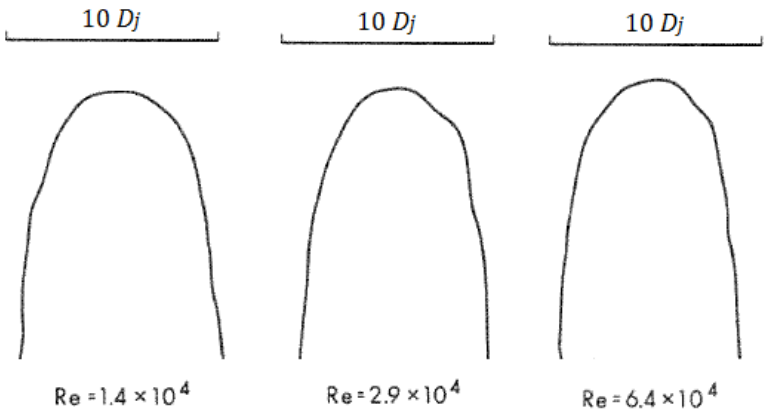


FIGURE 2.22 – Formes de cavité obtenues par Gilpin [62] pour différentes valeurs de Re, avec une surface initiale rugueuse sur la glace impactée.

région de stagnation. Cette forme de cavité suggère que le jet échange la quasi-totalité de son énergie thermique avec le solide proche du point de stagnation, ce qui donne une ablation avec une faible extension radiale.

2.2.4 Conclusions

Le cas de l'ablation d'un solide par un jet à surface libre a déjà été traité par différents auteurs pour des plages de Pr et de Re relativement étendues. L'effet de la rugosité a en général été négligé dans ces études (sauf Gilpin [62] et Lecoanet [2]) : les surfaces impactées sont supposées initialement lisses.

Dans le cas réacteur, rien ne garantit que la surface du récupérateur serait parfaitement lisse lors du déchargement du jet de corium, d'où l'intérêt d'étudier l'effet de la rugosité sur l'ablation. Il a été mis en évidence que la rugosité peut provoquer une augmentation importante des transferts thermiques entre le fluide et la paroi, ce qui peut donner lieu à une ablation plus importante. L'effet de la rugosité sera donc étudié de façon expérimentale dans la suite.

3. État de l'art sur les méthodes numériques pour la simulation CFD de l'ablation d'un solide par un jet

Table des matières

3.1 Simulation de la turbulence 64
3.1.1 Rappels concernant la théorie de la turbulence 64
3.1.2 "Direct Numerical Simulation" ou DNS 66
3.1.3 "Reynolds Averaged Navier Stokes" ou RANS 67
3.1.4 "Large Eddy Simulation" ou LES 74
3.1.5 Turbulence synthétique 79
3.2 Simulation d'une surface libre 81
3.2.1 Méthode "Volume Of Fluid" (VOF) 81
3.2.2 Autres méthodes 84
3.3 Simulation d'une interface solide-liquide avec fonte 85
3.3.1 Approche d'enthalpie-porosité 85
3.3.2 Autres méthodes 88
3.4 Conclusions 90

Pour donner des résultats corrects et en accord avec ce qui est observé expérimentalement, les simulations numériques d'un jet impactant (immergé ou avec surface libre) doivent correctement résoudre ou modéliser différents phénomènes :

- La turbulence qui a une grande importance sur les transferts à la paroi.
- La fonte qui doit être prise en compte lors des transferts thermiques entre le liquide et le solide.
- Dans le cas du jet à surface libre, une méthode numérique doit être utilisée afin de résoudre l'interface liquide-gaz.

On présente dans la suite les méthodes numériques pouvant être utilisées afin de prendre en compte ces phénomènes dans les simulations, en mettant l'accent sur les méthodes qui seront utilisées et disponibles dans OpenFOAM® [81, 82, 83, 84, 13].

3.1 Simulation de la turbulence

Il a été mis en évidence dans le chapitre précédent que la turbulence au sein d'un jet impactant (immergé ou à surface libre) a une grande influence sur les transferts entre le jet et la paroi impactée. La turbulence dans l'écoulement doit donc être correctement résolue ou modélisée pour pouvoir rendre compte de son effet sur les transferts.

On présente dans cette section des rappels concernant la turbulence, qui permettront de comprendre les difficultés pour la simuler ; on présente ensuite les différentes approches utilisées dans la littérature afin de simuler la turbulence.

3.1.1 Rappels concernant la théorie de la turbulence

Deux auteurs ont apporté une contribution majeure à la description de la turbulence : d'après Pope [19], c'est Richardson [85] qui a introduit le concept de la "cascade d'énergie" et le concept de tourbillons pour décrire la turbulence ; Kolmogorov [86, 87] a théorisé la turbulence et a notamment donné plusieurs hypothèses permettant de caractériser les différentes échelles de la turbulence. Pope [19] a quant à lui compilé des études de la littérature concernant la turbulence.

L'analyse de la turbulence est réalisée pour un écoulement ayant une longueur caractéristique $\mathcal{L}$ et une vitesse caractéristique $\mathcal{U}$ tels que $Re = \frac{\mathcal{L}\mathcal{U}}{\nu} \gg 1$.

La "cascade d'énergie" [85]

Afin de décrire le phénomène de la turbulence, Richardson [85] écrit qu'un écoulement turbulent est composé de "tourbillons" ou de structures turbulentes ("eddies" est le terme utilisé en anglais) de taille variable, chacun ayant une taille caractéristique l, un vitesse caractéristique u_l et un temps caractéristique τ_l.

Richardson [85] introduit le concept de "cascade d'énergie" en considérant que les tourbillons les plus larges ont une longueur $\mathcal{L}$, une vitesse $\mathcal{U}$ et un temps $\tau_\mathcal{L} = \mathcal{L}/\mathcal{U}$ caractéristiques ; ces tourbillons sont instables et finissent par se diviser en tourbillons plus petits, auxquels ils transfèrent leur énergie : les grands tourbillons ont un Re associé qui est très grand, et donc la dissipation d'énergie par la viscosité est négligeable dans ce cas. Ces tourbillons, plus petits, sont eux-mêmes instables et se divisent aussi en tourbillons plus petits en transférant leur énergie, et ainsi de suite. Le transfert d'énergie s'arrête lorsque les tourbillons formés sont tels que l et u_l vérifient $Re_l = \frac{lu_l}{\nu} \simeq 1$: à cette échelle spatiale, la dissipation par la viscosité devient prédominante et les tourbillons ne transfèrent plus d'énergie à de plus petites échelles.

Le taux de dissipation de l'énergie des tourbillons $\epsilon_\mathcal{L}$ est directement déterminé par l'énergie des plus grands tourbillons qui est transférée jusqu'aux petites échelles. Les plus grands tourbillons ont une énergie cinétique $E \sim \mathcal{U}^2$ et un temps caractéristique $\tau_\mathcal{L} = \mathcal{L}/\mathcal{U}$, et donc d'après Pope [19], $\epsilon_\mathcal{L}$ est proportionnel à l'énergie cinétique des tourbillons divisée par leur temps caractéristique, soit :

$$\epsilon_\mathcal{L} \propto \frac{E}{\tau_\mathcal{L}} = \frac{\mathcal{U}^3}{\mathcal{L}} \tag{3.1}$$

Ainsi, pour $Re \gg 1$, le taux de dissipation d'énergie $\epsilon_\mathcal{L}$ est indépendant de ν.

Théorie de Kolmogorov [86, 87]

Kolmogorov [86, 87] a cherché à caractériser les échelles intermédiaires et les petites échelles de l'écoulement. Il s'appuie sur 3 hypothèses majeures :

I - Pour $Re \gg 1$, les petites échelles de la turbulences telles que $l \ll \mathcal{L}$ sont statistiquement isotropes ; le corollaire de cette hypothèse est que les petites échelles de l'écoulement sont universelles à tous les écoulements turbulents pour $Re \gg 1$ [19].

II - Pour $Re \gg 1$, les statistiques des petites échelles ne dépendent que de $\epsilon_{\mathcal{L}}$ le taux de dissipation de l'énergie et de ν. On peut donc par analyse dimensionnelle créer une longueur η, une vitesse u_η et un temps τ_η caractéristiques sous la forme suivante [19] :

$$\left\{ \begin{array}{rl} \eta & \equiv (\nu^3/\epsilon_{\mathcal{L}})^{1/4} \\ u_\eta & = (\epsilon_{\mathcal{L}}\nu)^{1/4} \\ \tau_\eta & = (\nu/\epsilon_{\mathcal{L}})^{1/2} \end{array} \right. \tag{3.2}$$

L'échelle caractérisée par η, u_η et τ_η est appelée "échelle de Kolmogorov", et correspond à la plus petite échelle de la turbulence, pour laquelle la dissipation visqueuse est très importante. On a :

$$Re_\eta = \frac{\eta u_\eta}{\nu} = 1, \tag{3.3}$$

ce qui caractérise une échelle pour laquelle la dissipation visqueuse est non-négligeable comparée au transfert d'énergie par convection. Pope [19] indique qu'on peut écrire comparer les très grandes échelles et les plus petites échelles de l'écoulement afin d'obtenir les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\eta}{\mathcal{L}} & \sim Re^{-3/4} \\ \\ \frac{\tau_\eta}{\tau_{\mathcal{L}}} & \sim Re^{-1/2} \end{array} \right. \tag{3.4}$$

Les relations en Éq. (3.4) s'obtiennent en combinant la définition de $\epsilon_{\mathcal{L}}$ en Éq. (3.1) et les relations sur l'échelle de Kolmogorov en Éq. (3.2).

III - Pour $Re \gg 1$, il existe une plage de taille caractéristique l telle que $\eta \ll l \ll \mathcal{L}$ déterminée par $\epsilon_{\mathcal{L}}$ et l, et donc indépendante de ν. Ces échelles de l'écoulement sont appelées les "échelles inertielles", car l'inertie du fluide domine largement sur la dissipation visqueuse ($Re_l >> 1$) ; par opposition, les échelles telles que $Re \sim 1$ (ou $l \sim \eta$) sont appelées "échelles dissipatives" (et incluent l'échelle de Kolmogorov avec $l = \eta$).

En complément de l'échelle de Kolmogorov, Batchelor [88] a proposé une taille caractéristique η_T des plus petites fluctuations en température :

$$\eta_T = \frac{\eta}{\sqrt{Pr}}. \tag{3.5}$$

Pour $Pr > 1$, $\eta_T < \eta$, et inversement pour $Pr < 1$.

Micro-échelle de Taylor

Pour le cas de la turbulence homogène et isotrope, Taylor [89] définit une échelle supplémentaire, intermédiaire entre les échelles inertielles et l'échelle de Kolmogorov, qui

correspond à l'échelle à partir de laquelle la dissipation visqueuse devient non-négligeable, il s'agit donc de la limite entre les échelles dissipatives et les échelles inertielles. Cette échelle est appelée "micro-échelle de Taylor".

Taylor donne la relation suivante sur la longueur caractéristique λ_t de la micro-échelle de Taylor :

$$\epsilon_{\mathcal{L}} = \frac{15\nu \ \langle u'_{rms}\rangle^2}{\lambda_t^2} \Rightarrow \lambda_t = \langle u'_{rms}\rangle \sqrt{15\frac{\epsilon_{\mathcal{L}}}{\nu}} \tag{3.6}$$

où $\langle u'_{rms}\rangle$ est la moyenne quadratique de la vitesse fluctuante, s'écrivant sous la forme :

$$\langle u'_{rms}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\sqrt{\langle u'_i u'_i\rangle} \tag{3.7}$$

D'après Pope [19], on obtient l'Équation 3.8 en comparant la taille caractéristique de l'échelle de Taylor avec celle des grandes échelles de l'écoulement :

$$\frac{\lambda_t}{\mathcal{L}} \sim Re^{-1/2} \tag{3.8}$$

L'échelle de Taylor effectue la délimitation entre les échelles inertielles et les échelles dissipatives : pour des échelles ayant des longueurs caractéristiques plus faibles que λ_t, d'après les hypothèses de Kolmogorov, la turbulence a un comportement universel qui peut être modélisé indépendamment du type de problème considéré.

Les différentes échelles de la turbulence ont été présentées ici. On présente dans la suite différentes approches permettant de simuler numériquement la turbulence dans un écoulement avec ou sans modélisation d'une partie des échelles.

3.1.2 "Direct Numerical Simulation" ou DNS

Les équations de Navier-Stokes en cartésien permettant de décrire l'évolution de la vitesse et de la pression dans un écoulement incompressible d'un fluide newtonien s'écrivent de la façon suivante (en utilisant la notation d'Einstein) :

- Équation de conservation de la masse, ou équation de continuité (en incompressible) :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \ = \ 0 \tag{3.9}$$

- Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j u_i) \ = \ \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{1}{\rho}p\delta_{ij} + \nu\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) + S_i \tag{3.10}$$

  où S_i sont les composantes des éventuels termes sources à ajouter au problème (pour tenir compte de la gravité, de la flottabilité, de la porosité, etc...).

À ces équations peut être ajoutée une équation de conservation de l'énergie (sur la température T ou l'enthalpie massique h_m, ici on l'écrit en enthalpie h_m) :

$$\frac{\partial h_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j h_m) \ = \ \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\alpha_{th}\frac{\partial h_m}{\partial x_i}\right) + S_{th} \tag{3.11}$$

où S_{th} est un éventuel terme source.

Il existe différentes approches afin de résoudre numériquement ce système d'équations, la plus évidente étant de résoudre directement les équations sans modélisation : cette approche est appelée "Direct Numerical Simulation" ou DNS. Afin d'obtenir une résolution complète des échelles de la turbulence (dans le cas contraire la simulation est inexacte) cette approche nécessite une très forte quantité de ressources numériques :

- La relation (3.4) indique que la longueur caractéristique de Kolmogorov décroît quand Re augmente, et vérifie :

$$\eta \propto \mathcal{L} Re^{-3/4} \tag{3.12}$$

  Le nombre de cellules nécessaire afin de discrétiser le domaine d'écoulement pour un problème en 3D augmente de façon proportionnelle à $Re^{9/4}$.
- La relation (3.4) indique que le temps caractéristique de l'échelle de Kolmogorov décroît quand Re augmente, et vérifie :

$$\tau_\eta \propto \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{U}} Re^{-1/2} \tag{3.13}$$

  Le pas de temps à utiliser afin de discrétiser en temps le problème est proportionnel à $Re^{-1/2}$, donc pour résoudre une même échelle de temps t, cela conduit à une augmentation du nombre de pas de temps proportionnelle à $Re^{1/2}$.

Au total, les ressources numériques nécessaires afin de résoudre correctement le problème augmente proportionnellement à $Re^{13/4}$. Ainsi, le coût en ressources numériques devient rapidement prohibitif pour $Re > 10^4$. Il est à noter que pour $Pr > 1$ (typiquement pour simuler un problème impliquant de l'eau), la simulation doit être basée sur l'échelle caractéristique de Batchelor [88] donnée en (3.5) (qui est dans ce cas plus petite que l'échelle de Kolmogorov), ce qui ajoute un facteur $Pr^{3/2}$ au nombre de mailles nécessaires, afin de résoudre complètement les fluctuations en température.

Afin de réduire le coût en ressources, les études disponibles dans la littérature ont en général recours à des approches pour lesquelles une partie voire même la totalité des échelles turbulentes est modélisée. On présente donc dans les sections 3.1.3 et 3.1.4 deux de ces approches.

3.1.3 "Reynolds Averaged Navier Stokes" ou RANS

L'approche dite "Reynolds Averaged Navier-Stokes" ou RANS est une approche qui consiste à s'affranchir de la résolution directe de la turbulence en modélisant l'intégralité des échelles de la turbulence. Ceci permet de réduire de façon drastique la quantité de ressources numériques nécessaire, en revanche la modélisation doit être bien adaptée au problème considéré afin de diminuer les erreurs par rapport à la résolution directe des équations.

L'approche RANS s'appuie sur la décomposition de Reynolds du champ de vitesse :

$$u = \langle u \rangle + u' \tag{3.14}$$

où $\langle u \rangle$ est la moyenne statistique du champ de vitesse et u' la partie fluctuante du champ de vitesse. La partie fluctuante u' est ce qui caractérise la turbulence. Cette décomposition est également appliquée au champ de pression (et de température/enthalpie pour un cas avec thermique).

a) Équations moyennées

L'approche RANS consiste à ne résoudre que la partie moyennée des variables et à modéliser la partie fluctuante. On utilise pour cela la moyenne statistique $\langle \cdot \rangle$ qui vérifie les propriétés suivantes :

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial X} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial X}, \tag{3.15}$$

$$\langle \langle \phi \rangle \rangle = \langle \phi \rangle , \tag{3.16}$$

$$\langle \phi + \psi \rangle = \langle \phi \rangle + \langle \psi \rangle , \tag{3.17}$$

$$\langle \langle \phi \rangle \cdot \psi \rangle = \langle \phi \rangle \cdot \langle \psi \rangle , \tag{3.18}$$

où ϕ (et ψ) est une variable quelconque (et X peut être remplacé par x_i ou t). D'autre part, en appliquant la moyenne statistique à la décomposition de Reynolds (Éq. (3.14)), on obtient :

$$\langle \phi \rangle = \langle \langle \phi \rangle \rangle + \langle \phi' \rangle \Rightarrow \langle \phi' \rangle = \langle \phi \rangle - \langle \langle \phi \rangle \rangle = \langle \phi \rangle - \langle \phi \rangle = 0 \tag{3.19}$$

La partie fluctuante des champs possède donc une moyenne statistique nulle. La moyenne statistique $\langle \cdot \rangle$ est appliquée aux Équations (3.9), (3.10) et (3.11) afin d'obtenir les équations de Navier-Stokes moyennées (ce qui donne le nom de l'approche RANS) :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0, \tag{3.20}$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \left\langle \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j u_i) \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{1}{\rho} \langle p \rangle \delta_{ij} + \nu \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right) + \langle S_i \rangle , \tag{3.21}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \left\langle \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j T) \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_{th} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \right) + \langle S_T \rangle . \tag{3.22}$$

Dans l'Équation (3.21), le terme convectif peut être réécrit sous la forme suivante :

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\langle (\langle u_i \rangle + u_i') \cdot (\langle u_j \rangle + u_j') \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle + \left\langle u_i' u_j' \right\rangle \right) \tag{3.23}$$

car $\left\langle \langle u_i \rangle \cdot u_j' \right\rangle = \langle u_i \rangle \cdot \left\langle u_j' \right\rangle = 0$ et $\langle \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle \rangle = \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle$.

De la même façon, on peut réécrire le terme convectif de l'Équation (3.22) sous la forme suivante :

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j T) \right\rangle = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle u_j \rangle \langle T \rangle + \left\langle u_j' T' \right\rangle \right). \tag{3.24}$$

On obtient alors les équations moyennées suivantes pour la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{1}{\rho} \langle p \rangle \delta_{ij} + \nu \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \left\langle u_i' u_j' \right\rangle \right) + \langle S_i \rangle , \tag{3.25}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle T \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_{th} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} - \left\langle u_j' T' \right\rangle \right) + \langle S_T \rangle . \tag{3.26}$$

Les composantes $\left\langle u_i' u_j' \right\rangle$ sont les composantes d'un tenseur appelé "tenseur de Reynolds". On peut relier la diagonale du tenseur de Reynolds à l'énergie cinétique turbulente k :

$$k \;=\; \frac{1}{2} \left\langle u_i' u_i' \right\rangle \tag{3.27}$$

Le système d'équations moyennées (3.20), (3.25) et (3.26) fait intervenir plus de variables qu'il n'y a d'équations, du fait de l'introduction de la décomposition de Reynolds. Il faut donc ajouter des équations de fermeture afin de pouvoir résoudre le système.

Dans l'approche RANS, les termes $\left\langle u_i' u_j' \right\rangle$ et $\left\langle u_j' T' \right\rangle$ sont modélisés, avec deux hypothèses similaires :

- On utilise une hypothèse de viscosité turbulente [19] afin de modéliser les composantes du tenseur de Reynolds $\left\langle u_i' u_j' \right\rangle$ en les reliant au taux de déformation moyenné $\langle S_{ij} \rangle$:

$$\left\langle u_i' u_j' \right\rangle \;=\; \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2\nu_T \langle S_{ij} \rangle \tag{3.28}$$

avec

$$\langle S_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right). \tag{3.29}$$

ν_T désigne la viscosité turbulente, définie par analogie avec la viscosité cinématique car les fluctuations turbulentes créent une "contrainte turbulente".

- On utilise une hypothèse de gradient-diffusion [19] afin de modéliser les termes de couplage des fluctuations de vitesse à celles de température $\langle u_i' T' \rangle$, en les reliant au gradient de $\langle T \rangle$:

$$\langle u_i' T' \rangle \;=\; \Gamma_T \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} \tag{3.30}$$

Γ_T désigne la diffusivité thermique turbulente, définie par analogie avec la diffusivité thermique moléculaire car les fluctuations turbulentes de vitesse "diffusent" la température.

D'autres approches n'utilisant pas l'hypothèse de viscosité turbulente existent (modèle "Reynolds-stress" par exemple, décrit par Pope [19]) mais sont peu répandues et complexes, on ne les présente donc pas ici.

Γ_T et ν_T doivent être modélisés avec des modèles de turbulence. Les différents modèles de turbulence couramment utilisés avec l'approche RANS sont donc présentés dans la suite. On définit le nombre de Prandtl turbulent Pr_T par analogie avec le nombre de Prandtl Pr à partir des quantités turbulentes :

$$Pr_T = \frac{\nu_T}{\Gamma_T} \tag{3.31}$$

D'après Pope [19], Pr_T est de l'ordre de l'unité pour des écoulements turbulents simples ; Schlichting [23] donne $Pr_T = 0.87$ pour l'eau à partir de considérations analytiques pour les couches limites turbulentes. Kays *et al.* [90] donnent $Pr_t = 0.85$ pour de l'eau. Lee *et al.* [91] ont réalisé des DNS de couches limites turbulentes et on obtenu en proche paroi des valeurs de Pr_T entre 0.85 et 1 selon la distance à la paroi, avec une valeur qui tend vers 1 lorsque l'on s'approche de la paroi. Ces simulations sont réalisées à $Pr = 5.4$ dans l'écoulement loin de la paroi et avec une viscosité variant avec la température (donc Pr variable en proche paroi).

Pour $Pr \ll 1$, Kays *et al.* [90] donnent la corrélation suivante en compilant de nombreuses études disponibles dans la littérature :

$$Pr_T = 0.85 + \frac{0.7}{Pr}\frac{\nu_T}{\nu} \tag{3.32}$$

ce qui donne des valeurs plus élevées de Pr_T lorsque Pr diminue. Kawamura *et al.* ont réalisé des DNS pour l'écoulement turbulent dans un canal pour différentes valeurs de Pr et Re, et obtiennent en proche paroi $Pr_T \simeq 2$ pour $Pr = 0.025 \ll 1$, et $Pr_T \simeq 1$ pour $Pr \geq 0.2$.

En général, une valeur constante dans tout l'écoulement comprise entre 0.85 et 1 est utilisée dans les simulations numériques pour $Pr > 1$, et il suffit de modéliser ν_T pour en déduire Γ_T via l'équation (3.31). On traite donc dans la suite les différents modèles couramment utilisés pour ν_T.

b) Modèles de turbulence pour ν_T

Différents modèles sont disponibles dans la littérature, apportant un nombre variables d'équations pour clore le système. Les modèles sur ν_T présentés dans la suite sont à deux équations. On présente ici le modèle Realizable $k-\epsilon$ (car c'est le modèle dont on se servira le plus parmi tous les modèles présentés), d'autres modèles sont présentés en Annexe B.1.

Modèle "Realizable $k-\epsilon$" : Le modèle repose sur une équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente k et une équation d'évolution pour ϵ qui est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, afin de fermer le système. Il vise à améliorer les performances du modèle $k-\epsilon$ standard (décrit en Annexe B.1).

Shih *et al.* [92, 93] ont proposé le modèle "Realizable $k-\epsilon$" qui cherche à obtenir des conditions mathématiques (dites de "réalisabilité") en s'appuyant sur l'équation de la vorticité turbulente. Le modèle $k-\epsilon$ standard (cf. Annexe B.1) repose sur la loi suivante pour ν_T :

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{3.33}$$

avec $C_\mu = 0.09$ une constante. Les auteurs utilisent cette loi comme point de départ pour leur démarche.

Shih *et al.* [92] montrent en utilisant la définition de ν_T (3.33) et la relation entre les composantes du tenseur de Reynolds et ν_T (3.28) que lorsque le taux de déformation est important, il est possible d'obtenir $\langle u_i' u_i' \rangle < 0$, ce qui est non-physique. De même, ils prouvent que l'inégalité de Schwarz qui s'écrit (sans sommation sur les indices) :

$$\left\langle u_i' u_j' \right\rangle^2 \leq \left\langle u_i'^2 u_j'^2 \right\rangle \tag{3.34}$$

qui est censée être toujours vérifiée peut ne plus l'être en présence de fort taux de déformation.

Shih *et al.* [92] proposent donc de rendre C_μ variable afin que les conditions précédentes soient toujours vraies. C_μ s'écrit alors sous la forme suivante :

$$C_\mu = \frac{2/3}{A_1 + \eta + \alpha\xi} \tag{3.35}$$

où $A_1 = 1.25$, $\alpha = 0.9$ et avec

$$\eta = \frac{kS}{\epsilon} \quad \text{où} \quad S = \sqrt{2 \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}, \tag{3.36}$$

$$\xi = \frac{k\Omega}{\epsilon} \quad \text{où} \quad \Omega = \sqrt{2 \langle \Omega_{ij} \rangle \langle \Omega_{ij} \rangle} \quad \text{et} \quad \langle \Omega_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right). \tag{3.37}$$

Cette formulation pour C_μ permet également de prendre en compte les zones de vorticité, ce qui n'était pas le cas dans le modèle $k - \epsilon$ standard et ce qui améliore les performances du modèle.

Shih *et al.* [92] fournissent pour ϵ et k les équations suivantes :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k + P_b - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - Y_M, \tag{3.38}$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 S \epsilon - C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}}, \tag{3.39}$$

avec P_k un terme de production de k (lié au taux de déformation) défini en (B.3), Y_M un terme de compressibilité (non décrit ici ccar les écoulements considérés sont à faible nombre de Mach), P_b la production de k due à la flottabilité qui s'écrit :

$$P_b = \beta_{th} g_i \frac{\nu_T}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial x_i}, \tag{3.40}$$

où β_{th} est le coefficient d'expansion thermique du fluide considéré, et les g_i sont les composantes du vecteur gravité ; $C_2, \sigma_k, \sigma_\epsilon$ sont des paramètres du modèles, les valeurs utilisées sont généralement $C_2 = 1.9$, $\sigma_k = 1.0$ et $\sigma_\epsilon = 1.2$; enfin, C_1 vérifie la relation suivante :

$$C_1 = \max \left(0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right) \tag{3.41}$$

avec η défini précédemment pour C_μ.

Ces éléments permettent d'assurer un meilleur comportement du modèle par rapport au modèle $k - \epsilon$ standard.

c) Lois de paroi

La simulation numérique d'un écoulement en proche paroi nécessite un traitement particulier : en effet, les échelles de la turbulence sont plus petites dans cette région sous l'effet de la paroi ; les couches limites créées par l'interaction entre la paroi et l'écoulement doivent être bien résolues afin que le frottement pariétal et le transfert thermique à la paroi soient évalués correctement. Plusieurs approches se dessinent : soit les couches limites sont résolues directement en diminuant la taille de maille en proche paroi, soit un modèle est utilisé afin de ne pas augmenter de façon trop importante le nombre de mailles dans le domaine : ce type de modèle est appelé une "loi de paroi". On présente dans la suite les lois de paroi pour la vitesse et la température notamment. Dans le cas des modèles $k - \epsilon$, Pope [19] indique que la relation sur ν_T (B.1) donne des valeurs trop élevées de viscosité turbulente en proche paroi : il est donc nécessaire pour ces modèles d'utiliser des lois de paroi afin de corriger le comportement naturel des modèles. En revanche, les modèles basés sur une formulation $k - \omega$ ne nécessitent pas forcément de loi de paroi [94].

Loi de vitesse : La contrainte τ est une donnée importante afin de décrire un écoulement de couche limite en proche paroi. τ est défini à partir des contraintes visqueuses ainsi qu'à partir des contraintes créées par la turbulence. En 2D, en notant x la coordonnée le long de la paroi et y la coordonnée normale à la paroi, τ s'écrit sous la forme suivante [19] :

$$\tau \;=\; \nu\rho\frac{\partial \langle u_x\rangle}{\partial y} - \rho\left\langle u'_x u'_y\right\rangle \tag{3.42}$$

Lorsque $y \to 0$, la partie turbulente des contraintes s'annule et on obtient le frottement pariétal τ_w :

$$\tau_w(x) \;=\; \tau(y=0) \;=\; \nu\rho\left.\frac{\partial \langle u_x\rangle}{\partial y}\right|_{y=0}(x). \tag{3.43}$$

τ_w est utilisé pour définir localement une vitesse de friction u_τ et une longueur visqueuse δ_v :

$$\begin{cases} u_\tau &= \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \\ \delta_v &= \nu\sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \frac{\nu}{u_\tau} \end{cases} \tag{3.44}$$

On peut définir une distance à la paroi sans dimension y^+ sous la forme suivante :

$$y^+ \;=\; \frac{y}{\delta_v} \;=\; y\frac{u_\tau}{\nu} \tag{3.45}$$

D'après Pope, différentes régions d'écoulement en proche paroi sont distinguées selon la valeur de y^+ considérée :

- La "sous-couche visqueuse" pour $y^+ < 5$, région dans laquelle l'effet de la viscosité est prépondérant devant l'effet des contraintes turbulentes.
- La "buffer layer" ou "zone tampon" pour $5 < y^+ < 30 - 50$ où les effets de la viscosité et des contraintes turbulentes sont d'importance comparable.
- La "zone log" pour $y^+ > 30{-}50$, dans laquelle les effets des contraintes turbulentes sont prédominants devant ceux de la viscosité.

Pope [19] indique l'évolution suivante pour la vitesse dans la sous-couche visqueuse à partir d'un raisonnement mathématique :

$$u^+ \;=\; \frac{\langle u_x\rangle}{u_\tau} \;=\; y^+ \tag{3.46}$$

Pope [19] indique que cette loi montre une excellent accord avec les mesures expérimentales, mais donne une vitesse qui s'écarte fortement des expériences pour $y^+ > 5$ (25% d'erreur pour $y^+ = 12$).

Dans la zone log, Pope [19] rapporte la loi logarithmique suivante à partir de considérations mathématiques :

$$u^+ \;=\; \frac{1}{\kappa}\ln y^+ + B_u \tag{3.47}$$

avec $\kappa = 0.41$ et $B_u = 5.2$. Cette loi est en accord avec de nombreuses mesures expérimentales de la littérature et est retrouvée également par des calculs DNS de nombreux auteurs. Une comparaison proposée par Pope [19] des deux lois avec des points expérimentaux est rapportée en Figure 3.1, et montre un très bon accord entre la théorie et les expériences.

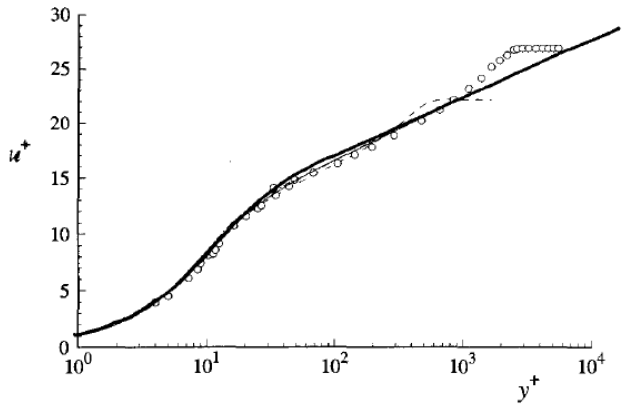


FIGURE 3.1 – Comparaison des lois de paroi en vitesse (3.46) et (3.47) rapportée par Pope [19] avec des résultats expérimentaux et de DNS. La courbe en trait plein correspond aux lois, la courbe en tirets correspond à un résultat de DNS et les ronds correspondent à des mesures expérimentales.

Pope [19] fournit également une loi basée sur des considérations empiriques pour la zone tampon :

$$u^+ = \int_0^{y+} \frac{2}{1+\sqrt{1+4f(Y)^2}} dY \tag{3.48}$$

avec

$$f(Y) = \kappa Y \left[1 - \exp\left(-Y/A^+\right)\right] \tag{3.49}$$

où $A^+ = 26$.

Loi de température : L'évolution de la température en proche paroi suit une évolution proche de celle de la vitesse. Menter *et al.* [95] rapportent la loi suivante pour l'évolution de la température sans dimension θ^+ :

$$\begin{aligned} \theta^+ &= \frac{\rho c_p u_\tau (T_w - T)}{q_w} \\ &= Pr\ y^+\ \exp(-\Gamma) + \left[2.12 \ln(1+y^+) + \beta(Pr)\right]\ \exp(-1/\Gamma) \end{aligned} \tag{3.50}$$

avec T_w, q_w la température et le flux thermique à la paroi, et

$$\beta(Pr) = (3.85\ Pr^{1/3} - 1.3)^2 + 2.12 \ln(Pr) \quad \text{et} \quad \Gamma = \frac{0.01(Pr \cdot y^+)^4}{1 + 5Pr^3 \cdot y^+} \tag{3.51}$$

Schlichting [23] indique que le profil de température est universel (de la même façon que le profil de vitesse) pour $Pr > 0.5$. Il utilise la même définition de température sans dimension θ^+ que Menter [95] (Eq. (3.50)) et obtient dans la sous-couche visqueuse :

$$\theta^+ = Pr\ y^+, \quad Pr > 0.5,\ y^+ < 5, \tag{3.52}$$

on parle également de sous-couche de conduction thermique pour désigner cette région [91] par analogie avec la sous-couche visqueuse. Schlichting [23] donne également l'expression suivante pour θ^+ dans la zone log :

$$\theta^+ = \frac{1}{\kappa_\theta} \ln y^+ + C_\theta^+(Pr), \quad Pr > 0.5,\ y^+ > 30 - 50 \tag{3.53}$$

avec $\kappa_\theta = \frac{\kappa}{Pr_T} = \frac{0.41}{0.87} = 0.47$ et $C_\theta^+(Pr)$ qui peut être approximé par :

$$C_\theta^+(Pr) \simeq 13.7\ Pr^{2/3} - 7.5 \quad (Pr > 0.5). \tag{3.54}$$

Jayatilleke [73] donne une autre expression pour C_θ^+ sous la forme $C_\theta^+ = Pr_T\ B_u + P$ (où B_u est la constante définie en (3.47)) avec :

$$P = 9.24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_T} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0.28 \exp\left(-0.007 \frac{Pr}{Pr_T} \right) \right]. \tag{3.55}$$

Évolution de ω à la paroi : Menter *et al.* [95] utilisent les lois suivantes pour ω :

$$\omega = \frac{6\nu}{0.075 y^2} \quad \text{pour } y \text{ tel que } y^+ < 5, \tag{3.56}$$

$$\omega = \frac{1}{0.3\kappa} \frac{u_\tau}{y} \quad \text{pour } y \text{ tel que } y^+ > 30 - 50. \tag{3.57}$$

Ces deux lois permettent également de prescrire une condition à la paroi pour ω en fonction de la taille de la première maille utilisée à la paroi.

Il est à noter que le modèle $k - \omega$ SST ne nécessite pas forcement d'utiliser des fonctions de parois car son comportement est correct en proche paroi, néanmoins l'utilisation de telles lois permet de réduire la quantité de mailles à utiliser pour la discrétisation spatiale proche de la paroi.

L'approche RANS nécessite une part très importante de modélisation, avec notamment le choix d'un modèle ainsi que l'utilisation ou non de lois de paroi selon le problème étudié. Les modèles présentent différents problèmes qui ont été mentionnés précédemment, et la résolution des équations moyennées donne peu d'information sur les structures/tourbillons créés par les fluctuations turbulentes, qui peuvent avoir un effet important sur les transferts [96, 36].

Afin d'assurer une meilleure résolution de la turbulence et des transferts entre un jet impactant et le solide impacté, une approche résolvant une partie des échelles de la turbulence est en général préférée [96, 19]. On présente donc dans la suite une approche permettant la résolution partielle des échelles de la turbulence mais présentant un coût en ressources numériques plus faible que l'approche DNS.

3.1.4 "Large Eddy Simulation" ou LES

Une seconde approche permettant de réduire le coût en ressources numériques par rapport à l'approche DNS consiste à modéliser partiellement les échelles de la turbulence et résoudre directement celles qui ne sont pas modélisées. La résolution d'une partie des échelles permet de réduire les erreurs de modélisation, ce qui augmente la qualité des résultats : en particulier, le calcul du frottement pariétal et des transferts à la paroi est moins erroné que pour une modélisation totale de la turbulence.

L'approche présentée ici est appelée "Large Eddy Simulation" (LES), en français "simulation des grandes structures turbulentes" : elle consiste à résoudre directement les grandes échelles de la turbulence et à modéliser les petites échelles, ce qui permet donc d'utiliser de plus grandes mailles par rapport à l'approche DNS. L'intérêt de la modélisation des petites échelles réside dans le fait que d'après les hypothèses de Kolmogorov (cf. section 3.1.1), les petites échelles ont un caractère universel pour $Re \gg 1$, il est donc

plus facile de les modéliser indépendamment du problème étudié. L'approche LES est à mi-chemin entre l'approche RANS et l'approche DNS en terme de ressources numériques nécessaires, du fait de la résolution partielle des échelles de la turbulence.

Pope [19] indique qu'une LES doit résoudre les grandes échelles et les échelles inertielles, ce qui représente environ 80% du spectre de l'énergie de la turbulence, afin de ne pas modéliser une trop grande partie de la turbulence. La micro-échelle de Taylor (Éq. (3.8)) est adaptée afin de définir la taille caractéristique jusqu'à laquelle doit être résolue la turbulence.

Le principe de la LES est de filtrer les équations avec un filtre spatial passe-bas pour ne conserver que les fluctuations ayant un nombre d'onde (ou fréquence spatiale) inférieur au nombre d'onde associé à la micro-échelle de Taylor.

Équations filtrées

Il existe différents filtres communément utilisés (les principaux sont décrits par Pope [19]), on se place ici dans le cas d'un filtre quelconque ; on note $\overline{\phi}$ la variable ϕ filtrée dans la suite. Le filtre est noté G et l'opération de filtrage de ϕ correspond à la convolution de G avec ϕ :

$$\overline{\phi}(\underline{x},t) = \int \phi(\underline{x}-\underline{r},t)G(\underline{x},\underline{r})\ d\underline{r} \tag{3.58}$$

où $\underline{\cdot}$ désigne un vecteur.

L'opération de filtrage possède les propriétés suivantes :

$$\overline{\frac{\partial\phi}{\partial X}} = \frac{\partial\overline{\phi}}{\partial X}, \tag{3.59}$$

$$\overline{\phi+\psi} = \overline{\phi}+\overline{\psi}, \tag{3.60}$$

où ϕ (et ψ) est une variable quelconque (et X peut être remplacé par x_i ou t). Il est important de noter que dans le cas général :

$$\overline{\overline{\phi}} \neq \overline{\phi}. \tag{3.61}$$

Pope [19] indique que les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie filtrées s'écrivent à partir de (3.9), (3.10) et (3.11) sous la forme suivante :

$$\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_i} = 0, \tag{3.62}$$

$$\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial\overline{u}_i\overline{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{1}{\rho}\overline{p}\delta_{ij} + \nu\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j} - \tau_{ij}\right) + \overline{S_i}, \tag{3.63}$$

$$\frac{\partial\overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial\overline{u}_j\overline{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_{th}\frac{\partial\overline{T}}{\partial x_j} - \tau_{T,j}\right) + \overline{S_T}. \tag{3.64}$$

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement filtrée 3.10, un tenseur τ_{ij} apparaît avec l'opération de filtrage. Ce tenseur est appelé *tenseur des contraintes de sous-maille*, et s'exprime sous la forme :

$$\tau_{ij} = \overline{u_iu_j} - \overline{u}_i\overline{u}_j \tag{3.65}$$

De même, dans l'équation de conservation de l'énergie filtrée (3.64) apparaît un vecteur $\tau_{T,j}$, créé par le filtrage du terme convectif, et qui s'écrit :

$$\tau_{T,j} = \overline{u_j T} - \overline{u}_j \overline{T} \tag{3.66}$$

L'effet des petites échelles apparaît via τ_{ij} et $\tau_{T,j}$. Les termes $\overline{u_i u_j}$ et $\overline{u_j T}$ doivent être modélisés afin de clore le système, car ce sont des termes d'ordre élevé qui augmentent le nombre de variables dans le système.

Modèles de turbulence

On note ici $\overline{S}_{ij}$ les composantes du tenseur taux de déformation filtré, qui s'exprime ainsi :

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right) \tag{3.67}$$

Les modèles de LES se basent en général sur l'approximation de viscosité turbulente, qui est donnée en Equation 3.68.

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = 2\nu_T \overline{S}_{ij} \tag{3.68}$$

L'enjeu principal est encore une fois d'exprimer la viscosité turbulente, ce qui peut être fait avec différents modèles de turbulence. On présente ici les plus courants.

Modèle de Smagorinsky : Le modèle le plus répandu est celui de Smagorinsky [97], où ν_T est exprimé en fonction notamment d'une taille caractéristique de sous-maille Δ. L'expression de ν_T donnée par Smagorinsky [97] est la suivante :

$$\nu_T = (C_s \Delta)^2 |\overline{S}|, \quad \text{avec } |\overline{S}| = \sqrt{2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}} \tag{3.69}$$

La taille caractéristique Δ est généralement prise comme étant la taille de la maille locale ; Δ peut être interprété comme la longueur caractéristique en dessous de laquelle les échelles turbulentes sont modélisées, d'où la nécessité de bien choisir le maillage.

Un certain nombre de problèmes sont à noter pour ce modèle [98] :

1. C_s est une constante qui dépend de l'écoulement considéré, le modèle n'est donc pas complet.
2. La viscosité turbulente ne tend pas vers 0 en proche paroi, ce qui est non-physique.
3. Le modèle ne tient pas compte des zones de forte vorticité.

On présente dans la suite le modèle WALE (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity) initialement proposé par Nicoud *et al.* [98]. Ce modèle a pour but de répondre aux problèmes précédemment mentionnés.

Modèle "Wall-Adapting Local Eddy-viscosity" (WALE) Au lieu de simplement baser l'expression de la viscosité turbulente sur le taux de déformation dans l'écoulement, Nicoud *et al.* [98] ajoutent une dépendance au taux de rotation ; ceci afin que la viscosité turbulente soit importante dans toutes les zones de fortes turbulence et pas uniquement dans les zones de fort cisaillement.

On note Ω_{ij} les composantes du tenseur taux de rotation, qui s'exprime comme :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{3.70}$$

Nicoud *et al.* [98] définissent un nouvel opérateur s_{ij}^d à partir des gradients de vitesse :

$$\begin{cases} g_{ij} &= \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ s_{ij}^d &= \frac{1}{2}\left(\overline{g}_{ij}^2 + \overline{g}_{ji}^2\right) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\overline{g}_{kk}^2 \end{cases} \tag{3.71}$$

s_{ij}^d est par construction un opérateur à trace nulle. Cet opérateur est réécrit à partir des composantes du tenseur $(\overline{S}_{ij})$ et des composantes du tenseur $(\overline{\Omega}_{ij})$ sous la forme suivante :

$$s_{ij}^d = \overline{S}_{ik}\overline{S}_{kj} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\left[\overline{S}_{mn}\overline{S}_{mn} - \overline{\Omega}_{mn}\overline{\Omega}_{mn}\right] \tag{3.72}$$

On utilise finalement la quantité $s_{ij}^d s_{ij}^d$ qui peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$s_{ij}^d s_{ij}^d = \frac{1}{6}\left(S^2S^2 + \Omega^2\Omega^2\right) + \frac{2}{3}S^2\Omega^2 + 2\overline{S}_{ik}\overline{S}_{kj}\overline{\Omega}_{jl}\overline{\Omega}_{li} \tag{3.73}$$

Avec $S^2 = \overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}$ et $\Omega^2 = \overline{\Omega}_{ij}\overline{\Omega}_{ij}$. Le modèle WALE lie la viscosité turbulente à $s_{ij}^d s_{ij}^d$, de façon à ce que la viscosité turbulente soit importante dans les zones de déformation, de convergence et de rotation de l'écoulement [98].

D'après Nicoud *et al.* [98], l'étude du comportement de la viscosité turbulente en proche paroi indique que, en notant y la distance à la paroi (la coordonnée normale à la paroi pour une paroi plane), on a pour $y \to 0$, $\nu_T = \mathcal{O}(y^3)$ (ν_T évolue comme y^3 en proche paroi).

Pour $y \to 0$, $s_{ij}^d s_{ij}^d = \mathcal{O}(y^2)$. La quantité $\left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{3/2}$ est donc utilisée pour avoir le bon comportement en proche paroi. On écrit donc :

$$\nu_T = (C_w\Delta)^2 \cdot F \cdot \left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{3/2} \tag{3.74}$$

avec C_w une constante universelle (i.e. indépendante de l'écoulement), Nicoud *et al.* [98] préconisent $C_w \simeq 0.5$, en se basant sur les résultats obtenus par le modèle sur des simulations de turbulence derrière une grille. F est un facteur présent pour que ν_T ait la bonne dimension (à savoir des $\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$). Le terme $\left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{3/2}$ est homogène à une fréquence à la puissance 5 (s^{-5}), et $(C_w\Delta)^2$ à une surface (m^2). Il faut donc utiliser un facteur F homogène à un temps à la puissance 4 (s^4). Ce facteur doit par ailleurs être tel que pour $y \to 0$, $F = \mathcal{O}(1)$ (F doit tendre vers une constante non-nulle en proche paroi) de façon à ne pas changer le comportement de la viscosité turbulente en proche paroi.

Le choix pour F de Nicoud *et al.* [98] est la fonction suivante :

$$F = \frac{1}{\left(\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}\right)^{5/2} + \left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{5/4}} \tag{3.75}$$

Cette expression permet les points suivants :

— Il est possible que $\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}$ s'annule (notamment en cisaillement pur), l'ajout du terme dépendant de $s^d_{ij}s^d_{ij}$ permet d'éviter une éventuelle divergence de la viscosité turbulente.
— En proche paroi, $\left(\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}\right)^{5/2} \gg \left(s^d_{ij}s^d_{ij}\right)^{5/4}$, en effet, pour $y \to 0$, $\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij} = \mathcal{O}(1)$, donc ce facteur permet bien de conserver le comportement en proche paroi de la viscosité turbulente.

Le modèle WALE pour la viscosité turbulente s'écrit finalement :

$$\nu_T = (C_w\Delta)^2 \frac{\left(s^d_{ij}s^d_{ij}\right)^{3/2}}{\left(\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}\right)^{5/2} + \left(s^d_{ij}s^d_{ij}\right)^{5/4}} \tag{3.76}$$

Les résultats obtenus par le modèle WALE ont été comparés avec ceux obtenus par un modèle de Smagorinsky par les auteurs [98], sur un cas de turbulence derrière une grille et sur un cas d'écoulement turbulent dans un tuyau cylindrique. Dans le cas du tuyau cylindrique, le profil de vitesse moyenne en proche paroi est très proche de celui obtenu avec la loi de paroi, le frottement à la paroi est très proche du frottement théorique, et le comportement de la viscosité turbulente en proche paroi est bien celui attendu. Le comportement en proche paroi est globalement meilleur dans le cas de ce modèle que pour le modèle de Smagorinsky [98].

Les équations filtrées résolues lors des simulations numériques réalisées avec l'approche LES dans le cadre de cette thèse sont synthétisées en Annexe C.

Traitement en proche paroi

Deux types de LES sont à distinguer lors de la simulation d'un écoulement le long d'une paroi : la "Wall Modeled LES" (WMLES) et la "Wall Resolved LES" (WRLES). Afin de résoudre correctement l'écoulement en proche paroi, la première maille au niveau de la paroi doit se trouver dans la sous-couche visqueuse, et donc vérifier $y^+ < 5$ [36, 37, 96], ce qui peut représenter un coût en ressources important, d'autant plus élevé que Re est élevé. La résolution sans modélisation en paroi correspond à une WRLES. Contrairement à l'approche RANS avec un modèle $k-\epsilon$, la modélisation en proche paroi n'est pas nécessaire afin d'obtenir une résolution correcte des équations pour l'approche LES.

Afin de réduire les coûts en proche paroi (typiquement pour des simulations à l'échelle industrielle), les WMLES utilisent les lois de paroi présentées précédemment pour l'approche RANS en section 3.1.3.

L'approche "Detached Eddy Simulation" (DES) a été développée afin de réduire les coûts d'une simulation LES en proche paroi : elle consiste à résoudre les équations d'une approche RANS en proche paroi et résoudre les équations de la LES dans les zones d'écoulement libre, en utilisant une fonction de mélange (similaire à celle utilisée pour le modèle $k-\omega$ SST). Menter *et al.* [94] proposent une formulation utilisant un modèle $k-\omega$ SST en proche paroi : la DES a ici pour intérêt d'améliorer les résultats "loin" de la paroi par rapport à l'utilisation d'une approche RANS avec un modèle $k-\omega$. Menter *et al.* [94] indiquent cependant que la fonction de mélange doit être paramétrée de façon à ce que la transition entre les deux approches ait lieu hors de la couche limite. Dans le cas contraire, l'écoulement en proche paroi peut être incorrectement calculé : par exemple,

les auteurs montrent une séparation prématurée de la couche limite sur un profil d'aile lorsque la transition se trouve dans la couche limite.

Condition d'entrée de fluide

L'approche LES est l'approche qui a été retenue pour les simulations. La condition d'entrée utilisée pour une simulation LES a de l'importance pour le développement de la turbulence dans le domaine de calcul [99]. Ainsi, il est souvent nécessaire d'utiliser une condition d'entrée de fluide comportant des fluctuation turbulentes réalistes dans le champ de vitesse. Deux méthodes sont généralement utilisées pour cela : la méthode la plus intuitive consiste à réaliser une DNS préalable en amont du domaine étudié, par exemple pour un jet sortant d'un tuyau droit, la DNS devrait être réalisée dans une portion de tuyau en amont afin de générer les structures turbulentes caractéristiques d'un écoulement turbulent dans une conduite. Cette méthode est très coûteuse du fait de l'utilisation d'une DNS. Une autre méthode développée depuis quelques années par différents auteurs [100, 101, 99, 102, 103] consiste à générer de façon numérique un profil turbulent. Cette catégorie de méthodes est décrite dans la sous-section suivante.

3.1.5 Turbulence synthétique

Des méthodes de génération de fluctuations turbulentes réalistes ont été proposées par de nombreux auteurs [100, 101, 99, 102, 103] afin de fournir des conditions d'entrée pour réaliser des LES. On présente ici deux méthodes différentes permettant la génération d'un champ de vitesse turbulent afin d'obtenir une condition d'entrée pour des simulations : la première est appelée "Divergence-Free Synthetic Eddy Method" (DFSEM) et la seconde est appelée "Digital Filter Method" (DFM).

a) "Divergence-Free Synthetic Eddy Method" (DFSEM)

La méthode DFSEM consiste à générer des fluctuations de vitesses, ou des "tourbillons"/structures turbulentes ("eddies" en anglais), et à les superposer au champ de vitesse moyen sur la surface d'entrée. On considère le cas d'une surface d'entrée plane notée S à $z = z_S$ fixé, de direction normale $\underline{e_z}$, et discrétisée par les points P_{ij} (x_i, y_j, z_S).

La "Synthetic Eddy Method" proposée par Jarrin *et al.* [101] utilise en paramètre d'entrée le champ de vitesse moyen $\overline{u_i}$, le tenseur de Reynolds de composantes $\mathcal{R}_{ij} = \left\langle u_i' u_j' \right\rangle$ et l'échelle caractéristique turbulente locale $L(\underline{x})$ sur la surface S. Ces données peuvent être obtenues expérimentalement, avec une DNS ou estimées avec une simulation RANS. L se calcule à partir du taux de dissipation de l'énergie turbulente ϵ et de l'énergie cinétique turbulente k par la relation suivante [19] :

$$L \;=\; C_\mu \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \tag{3.77}$$

avec $C_\mu = 0.09$ la constante du modèle $k - \epsilon$ standard.

Un volume V est défini entre la surface S_+, définie par la translation de la surface S à $z_{S+} = z_S + \max_{\underline{x}} (L(\underline{x}))$ et S_- définie de la même façon avec $z_{S-} = z_S - \max_{\underline{x}} (L(\underline{x}))$ (on définit un domaine qui fait deux fois le maximum de la longueur turbulente en largeur selon $\underline{e_z}$) ; la méthode SEM va permettre de générer des structures turbulentes dans ce volume V, et ces structures seront projetées sur la surface d'entrée de la simulation LES.

Les tourbillons/structures générés seront advectés dans le volume V à chaque pas de temps de la simulation par le champ de vitesse moyen ; lorsqu'ils sont advectés hors du volume, ils sont générés de nouveau à un endroit aléatoire en entrée du volume.

Un nombre N de tourbillons, calculé à partir du volume de V et de l'échelle turbulente, est généré dans V. Les fluctuations de vitesse u_i' sont calculées sous la forme :

$$u_i'(\underline{x}) \;=\; \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^{N} a_{ij} \epsilon_j^k f_L(\underline{x} - \underline{x}_k) \tag{3.78}$$

avec

$$a_{ij} = \begin{pmatrix} (\mathcal{R}_{xx})^{1/2} & 0 & 0 \\ \mathcal{R}_{xy}/a_{11} & (\mathcal{R}_{yy} - a_{21}^2)^{1/2} & 0 \\ \mathcal{R}_{zy}/a_{11} & (\mathcal{R}_{zy} - a_{21}a_{31})/a_{22} & (\mathcal{R}_{zz} - a_{31}^2 - a_{32}^2)^{1/2} \end{pmatrix}. \tag{3.79}$$

Le tenseur de composantes a_{ij} correspond à la décomposition de Cholesky du tenseur de Reynolds ; ϵ_j^k sont les intensités associées au tourbillon k et $\underline{x}_k$ sa position, ces deux quantités sont initialisées pour chaque tourbillon via des variables aléatoires indépendantes ayant des distributions uniformes : ϵ_j^k vérifie $\left\langle \epsilon_j^k \right\rangle = 0$ et $\left\langle \epsilon_j^k \epsilon_j^k \right\rangle = 1$; $\underline{x}_k$ est un point aléatoire dans le volume V. Enfin, f_L est une distribution spatiale des tourbillons qui dépend de la position du tourbillon $\underline{x}_k$ et de l'échelle turbulente L, cette distribution donne l'influence du tourbillon k sur les fluctuations de vitesse en $\underline{x}$.

Une modification de la méthode précédente est proposée par Poletto *et al.* [99] pour ajouter la condition de divergence nulle aux fluctuations générées (ce qui donne la "Divergence-Free SEM"), et prendre en compte l'anisotropie de la turbulence, via une échelle turbulente L_i dépendant de la direction i. Les fluctuations sont écrites sous la forme suivante, sans sommation sur les indices i :

$$u_i'(\underline{x}) \;=\; \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^{N} L_i (1 - r_\beta^k r_\beta^k) E_{ijl} r_j^k \epsilon_l^k \tag{3.80}$$

où E_{ijl} est le symbole de Levi-Civita, ϵ_l^k est de nouveau l'intensité du tourbillon et r_j^k est défini comme

$$r_j^k \;=\; \frac{x_i - x_i^k}{L_i(\underline{x}_k)}. \tag{3.81}$$

D'après Poletto *et al.* [99], cette formulation vérifie la condition de divergence nulle sur u_i' mais donne également $\left\langle u_i' u_j' \right\rangle = 0$ pour $i \neq j$, ce qui est faux dans le cas général.

La DFSEM proposée par Poletto *et al.* [99] est implémentée dans OpenFOAM.

b) "Digital Filter Method" (DFM)

Klein *et al.* [100] ont introduit le concept de la méthode de filtre numérique (généralement appelée "Digital Filtering Method" ou DFM) pour obtenir à partir de signaux aléatoires un champ de vitesse avec les statistiques turbulentes souhaitées. Xie et Castro [103] ont mis en place une méthode similaire (et basée sur celle de Klein *et al.* [100]) moins coûteuse en ressources (généralement appelée "Forward-Stepwise Method" ou FSM). Enfin, Kim *et al.* [102] ont proposé une amélioration de la méthode générale afin de rendre nulle la divergence du champ de vitesse généré.

Tout comme la DFSEM présentée précédemment, la DFM (et la FSM) prend en entrée des statistiques turbulentes, à savoir le profil de vitesse moyenne et les composantes du tenseur de Reynolds. La méthode proposée par Kim *et al.* [102] permet également de prendre en compte l'anisotropie du problème en utilisant des échelles turbulentes qui varient selon la direction considérée. La DFM et la FSM sont relativement complexes et sont présentées plus en détail en Annexe B.2.

La DFM et la FSM sont implémentées dans OpenFOAM® avec prise en compte de l'anisotropie.

3.2 Simulation d'une surface libre

On désigne par surface libre une interface fluide-fluide (le traitement de l'interface solide-liquide avec fonte est décrit dans la prochaine section 3.3). Les fluides sont considérés immiscibles dans toute cette étude.

La simulation des surfaces libres (et de façon plus générale des problème multiphasiques) est un sujet de recherche d'importance depuis plusieurs dizaines d'années : ainsi, un grand nombre de méthodes ont vu le jour afin de simuler des interfaces.

Parmi ces méthodes, on distingue deux types principaux : les méthodes lagrangiennes, qui suivent directement la position de particules ou de marqueurs au cours du temps, et les méthodes eulériennes qui consistent à advecter avec le champ de vitesse eulérien une fonction caractérisant la position de l'interface.

Le traitement de la force de tension de surface est une des difficultés de la simulation des surfaces libres, car il s'agit d'une force localisée à l'interface pouvant contrôler sa dynamique.

Brackbill *et al.* [104] définissent la tension de surface via un bilan de contraintes à l'interface entre un fluide 1 et un fluide 2 :

$$p1 - p2 + \sigma\kappa \;=\; n_i(\tau_{ij,1} - \tau_{ij,2})n_j \tag{3.82}$$

$$p1 - p2 \;=\; t_i(\tau_{ij,1} - \tau_{ij,2})t_j + \frac{\partial\sigma}{\partial x_i}t_i \tag{3.83}$$

avec κ la courbure de l'interface, σ le coefficient de tension de surface entre les fluides 1 et 2, $\tau_{ij,k}$ la contrainte visqueuse (à laquelle on peut ajouter la contrainte turbulente) dans le fluide k, et n_i les composantes de la normale à l'interface allant du fluide 1 vers le fluide 2 ; t_i correspond au vecteur unitaire d'une des directions tangentes à la surface localement.

C'est le terme $\sigma\kappa$ ainsi que le gradient de σ qui rendent compte de l'effet de la tension de surface.

On présente dans la suite différentes méthodes issues de la littérature afin de simuler une surface libre. Ces méthodes sont ici présentées en l'absence de changement de phase à l'interface.

3.2.1 Méthode "Volume Of Fluid" (VOF)

La méthode VOF est implémentée dans OpenFOAM® afin de traiter les surfaces libres. Une méthode de fluide homogène est utilisée : plutôt que de résoudre des équations sur l'interface et sur chaque fluide séparément, on considère que le système se comporte

comme un seul fluide, vérifiant un set d'équations de mélange décrites dans la suite et avec un champ de vitesse global (idem pour la pression et la température).

Principe et équations de la méthode VOF

Les équations de la méthode VOF sont obtenues en introduisant une fraction volumique α_k du fluide k, telle que $\alpha_1 = 1 - \alpha_2$; ceci permet de faire varier les propriétés du fluide "mélangé" localement en fonction des présences relatives de chaque fluide. On utilise dans la suite la fonction $\alpha_1 \in [0, 1]$ afin de décrire les présences relatives du fluide 1 et du fluide 2 ; $\alpha_1 = 1$ lorsque localement seul le fluide 1 est présent et $\alpha_1 = 0$ lorsque localement seul le fluide 2 est présent. Cette méthode a été proposée dans un premier temps par Hirt et Nichols [105], et a ensuite été utilisée dans de très nombreuses études.

La méthode proposée par Hirt et Nichols [105] repose sur les équations suivantes :

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_1 u_j)}{\partial x_j} = 0, \tag{3.84}$$

$$\phi = \alpha_1 \phi_1 + (1 - \alpha_1)\phi_2 \tag{3.85}$$

où ϕ désigne une propriété physique quelconque (ρ, ν, c_p, λ, ...). Les équations de conservation utilisées sont les mêmes que celles données en (3.9), (3.10) et (3.11) en utilisant les propriétés physiques ϕ (via l'éq. (3.85)). Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (3.10) il faut ajouter en terme source la force de tension de surface $f_{\sigma,i}$ qui est modélisée dans la suite.

Heyns *et al.* [106] proposent d'ajouter un terme de "compressibilité artificielle" dans l'équation d'advection sur α_1 (3.84) qui se réécrit donc sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_1 u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[u_{c,i}\alpha_1(1 - \alpha_1)\right] = 0 \tag{3.86}$$

avec

$$u_{c,i} = c_\alpha |\underline{u}| \frac{1}{|\underline{\nabla}\alpha_1|} \frac{\partial \alpha_1}{\partial x_j} \tag{3.87}$$

où c_α est une constante non précisée par les auteurs, $|\underline{\nabla}\alpha_1|$ désigne la norme du gradient de α_1 et $|\underline{u}|$ la norme du vecteur vitesse. Le terme de compressibilité artificielle permet de réduire la diffusion numérique de l'interface [106], ce qui permet de conserver une description plus précise de l'interface. Ce terme est ajouté aux équations dans OpenFOAM® .

Un avantage de la méthode VOF est qu'elle est conservative par nature, ce qui n'est pas le cas de toutes les méthodes utilisées dans la littérature. D'autre part, d'un point de vue purement numérique, elle est implicitable en temps ce qui permet de ne pas contraindre le pas de temps lors des simulations. Georgoulas *et al.* [82] indiquent que l'équation (3.86) sur α_1 n'est pas résolue de façon complètement implicite dans OpenFOAM® : la résolution s'appuie sur un algorithme appelé MULES (Multiphase Universal Limiter with an Explicit Solution) en appliquant un limiteur sur α_1 ; MULES est décrit dans la thèse de Márquez Damián [83]. L'algorithme MULES peut également être appliqué dans OpenFOAM® dans une version semi-implicite afin de réduire la contrainte sur le pas de temps [13]. On privilégiera la version semi-implicite dans les simulations.

La méthode VOF repose sur une interface qui est diffuse et sur une modélisation particulière de la force de tension de surface, qui est présentée dans le paragraphe suivant.

Traitement de la tension de surface : "continuum surface force" (CSF)

Brackbill *et al.* [104] ont proposé la méthode CSF afin de modéliser la tension de surface sous une forme volumique plutôt qu'une forme surfacique, ce qui permet de supprimer la discontinuité sur les contraintes (plus facile à traiter numériquement car les discontinuités ont tendance à déstabiliser les calculs).

Le principe est d'utiliser la fraction volumique α_1 et de considérer que l'interface est localisée à $\alpha_1 = 0.5$. L'interface est approximée par une interface diffuse de largeur l afin de répartir sur un volume plutôt que sur une surface les effets de la tension de surface. La force de tension de surface "surfacique" de composantes $f^s_{\sigma,i}$ est approximée par la force de tension de surface "volumique" de composantes $f^v_{\sigma,i}$ dans la région de largeur l autour de l'interface. $f^v_{\sigma,i}$ doivent être choisies telles que pour $l \to 0$, on ait :

$$\lim_{l\to 0} \int_l \int_S f^v_{\sigma,i} \, dl dS \;=\; \int_S f^s_{\sigma,i} \, dS. \tag{3.88}$$

La largeur l correspond à la largeur de l'interface diffuse, telle que $0 < \alpha_1 < 1$. Les auteurs [104] fournissent la forme suivante pour $f^v_{\sigma,i}$:

$$f^v_{\sigma,i} \;=\; \sigma\kappa \frac{\partial \alpha_1}{\partial x_i}. \tag{3.89}$$

Lorsque les deux fluides possèdent des densités très différentes, typiquement lorsque le premier fluide est un gaz et le second un liquide ou inversement, Brackbill *et al.* [104] donnent une forme alternative pour $f^v_{\sigma,i}$. On considère ici le cas d'un liquide de densité ρ_l et d'un gaz de densité ρ_g :

$$f^v_{\sigma,i} \;=\; \sigma\kappa \frac{2\rho}{\rho_l + \rho_g} \; \frac{1}{\rho_l - \rho_g} \frac{\partial \rho}{\partial x_i}. \tag{3.90}$$

Les deux définitions sont plus ou moins équivalentes puisque ρ est une fonction affine de α_1 (donc le gradient de ρ est proportionnel au gradient de α_1), au terme de correction en $\frac{2\rho}{\rho_l+\rho_g}$ près [107].

Brackbill *et al.* [104] donnent la relation suivante afin d'évaluer la courbure κ :

$$\kappa \;=\; -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{|\underline{\nabla}\alpha_1|} \frac{\partial \alpha_1}{\partial x_j} \right) \tag{3.91}$$

où $|\underline{\nabla}\alpha_1|$ désigne la norme du gradient de α_1.

Le modèle CSF est utilisé pour la méthode VOF, et donc $f_{\sigma,i} = f^v_{\sigma,i}$ dans les équations de conservation de la quantité de mouvement.

Georgoulas *et al.* [82] indiquent que la méthode VOF de OpenFOAM® peut présenter des instabilités sur le champ de vitesse au niveau de l'interface dues aux erreurs de calcul de la courbure κ à cause de l'évolution rapide de la fraction volumique autour de l'interface ; ceci peut poser problème lorsque la courbure est importante, mais ces instabilités n'ont pas été rencontrées lors de la simulation d'un jet à surface libre dans le cadre de la présente thèse.

La méthode VOF est la méthode qui a été retenue pour la simulation de la surface libre du fait des avantages présentés : elle est implicitable en temps, conservative et l'ajout du terme de compressibilité artificielle présenté en (3.87) permet de conserver une interface peu diffuse. Dans le problème qui est traité dans cette thèse, elle est adaptée car il y

a peu d'atomisation, de coalescence de gouttes, etc... La méthode pourrait en revanche être peu précise pour le traitement des bulles créées lors du pool-effect.

On présente rapidement dans la suite d'autres méthodes utilisées dans la littérature pouvant permettre de simuler une surface libre, mais c'est bien la méthode VOF qui sera utilisée dans les simulations de cette étude.

3.2.2 Autres méthodes

Méthode "Level-set"

La méthode Level-set est une méthode eulérienne qui repose sur une fonction dite "level-set" ϕ afin de suivre l'interface. La fonction ϕ correspond à la distance signée à l'interface (le signe permet de savoir de quel côté de l'interface on se trouve en un point donné) ; cette fonction est advectée par l'écoulement et permet de suivre l'interface, mais la méthode est naturellement non-conservative vis-à-vis de la masse [108].

Une combinaison de cette méthode avec la méthode VOF a été proposée par Sun et Tao [108] ainsi que Ling et Tao [109] : cette méthode est appelée VOSET par les auteurs ; ceci permet de combiner les avantages des deux méthodes et notamment d'éliminer la non-conservativité de la méthode Level-set.

Sun et Tao [108] valident la méthode VOSET avec différents problèmes, et mettent notamment en évidence que la masse totale du système reste constante lors de l'étude de l'évolution d'une bulle elliptique (ils mettent également en évidence une diminution de la masse avec une méthode Level-set classique).

Méthode "Moving Particle Semi-implicit" (MPS)

La méthode MPS a été appliquée dans différentes publications [68, 69, 110] afin de simuler une interface liquide gaz. Il s'agit d'une méthode lagrangienne qui consiste à modéliser le liquide par des particules, et à suivre la position de ces particules au cours du temps.

La dynamique des particules suit les équations de conservation (3.9), (3.10) et (3.11) avec des opérateurs de dérivation qui doivent être réécrits, et avec des termes supplémentaires permettant de tenir compte des interactions entre particules ; les opérateurs et les termes sont détaillés par Li *et al.* [68]. La méthode est conservative.

Méthode "Front-Tracking" (FT)

La méthode FT est une méthode lagrangienne qui consiste à placer des marqueurs sur la surface libre, définis à l'initialisation de la simulation numérique, et à suivre l'évolution de ces marqueurs afin de suivre l'évolution de la surface libre. Les marqueurs sont advectés par le champ de vitesse eulérien ; la méthode FT ne vérifie pas la conservation de la masse [111].

Afin que la précision sur la surface libre ne diminue pas au cours d'une simulation, un algorithme doit être utilisé afin d'ajouter/supprimer des marqueurs à chaque pas de temps.

Bois et Mathieu [111] ont proposé un couplage de la méthode FT avec une méthode VOF afin de corriger le déplacement des marqueurs et rendre conservative la méthode. Cette méthode couplée a été implémentée dans TrioCFD, et donne de bons résultats

pour la simulation d'écoulements avec des bulles [112] (l'algorithme de FT traite bien la coalescence ou la division de bulles lorsqu'il est couplé avec des modèles adaptés).

L'algorithme de remaillage rend la méthode non-implicitable en temps et ajoute donc une forte contrainte sur le pas de temps, et n'est pas implémentée dans OpenFOAM® .

3.3 Simulation d'une interface solide-liquide avec fonte

L'interface solide-liquide nécessite également une traitement particulier : son évolution, liée au changement de phase, doit être modélisée correctement.

La simulation des interfaces avec changement de phase est également un sujet de recherche d'importance depuis plusieurs dizaines d'années. Une partie des méthodes présentées pour le traitement d'une surface libre (section précédente 3.2) peuvent également être appliquées au cas de l'interface solide-liquide, en modifiant les équations de conservation afin de tenir compte du changement de phase. Les différences principales résident dans les éléments suivants :

- dans le cas général, la vitesse est nulle dans le solide, et l'interface évolue donc uniquement à cause du changement de phase.
- la tension de surface ne joue pas de rôle.

On présente dans la suite différentes méthodes issues de la littérature afin de simuler une interface solide-liquide avec fonte.

3.3.1 Approche d'enthalpie-porosité

Principe et équations

L'approche d'enthalpie-porosité a été proposée par Voller et Prakash [66] afin de simuler la fonte ou la solidification d'un matériau non pur (typiquement un alliage) en utilisant un maillage fixe. Elle consiste à décrire le système liquide-solide avec une fraction volumique de présence g_l telle que $g_l = 1$ dans le liquide et $g_l = 0$ dans le solide : le principe est similaire à la méthode VOF mais ici la fraction g_l est contrôlée par la température T.

Dans le système solide-liquide, les équations de conservation (3.9), (3.10) et (3.11) sont résolues avec des termes sources supplémentaires afin de faire tendre la vitesse vers 0 dans le solide et modéliser le changement de phase.

Voller et Prakash [66] considèrent un alliage ayant une température de solidus T_{sol} (température à partir de laquelle le solide commence à fondre) et de température de liquidus T_{liq} (température à laquelle le solide est entièrement fondu). Ils font une approximation d'évolution linéaire de la fraction volumique g_l sur la plage de température $T_{sol} < T < T_{liq}$:

$$g_l(T) = \begin{cases} 0, & T \leq T_{sol} \\ \frac{T-T_{sol}}{T_{liq}-T_{sol}}, & T_{sol} < T < T_{liq} \\ 1, & T \geq T_{liq} \end{cases} . \tag{3.92}$$

Voller et Prakash [66] écrivent l'équation de conservation de l'énergie sous forme enthalpique (cf. (3.11)). Afin de tenir compte de la fonte, un terme source S_{th} est ajouté

à l'équation de conservation de l'énergie sous forme enthalpique :

$$S_{th} \;=\; L\left[\frac{\partial g_l}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_j g_l\right)\right]. \tag{3.93}$$

avec L la chaleur latente de fusion. Dans les équations de conservation de la quantité de mouvement (3.10), les auteurs [66] ajoutent un terme source de porosité de composantes $S_{p,i}$:

$$S_{b,i} \;=\; \rho_{ref}\; g_i\; \beta_{th}\frac{h_m - h_{m,ref}}{c_p}, \tag{3.94}$$

$$S_{p,i} \;=\; -Au_i \tag{3.95}$$

avec h_m qui désigne l'enthalpie massique, ρ_{ref} une valeur de référence pour la densité dans le liquide, g_i les composantes du vecteur gravité, β_{th} le coefficient d'expansion thermique du liquide et $h_{m,ref}$ une valeur de référence pour l'enthalpie ; A est un coefficient qui dérive de l'équation de Carman-Kozeny, et peut être écrit sous la forme suivante :

$$A \;=\; C_{Voller}\frac{(1-g_l^2)}{g_l^3 + q} \tag{3.96}$$

avec C_{Voller} un paramètre qui contrôle "l'importance" du terme poreux dans les équations, et q un terme permettant d'empêcher A de diverger (car pas possible à traiter numériquement) mais tel que $q \ll 1$ ($q = 0.001$ est utilisé en général [66]).

Voller et Prakash [66] ont recourt à un terme de porosité afin de faire tendre la vitesse vers 0 dans la partie solide du système : lorsque $g_l \to 0$, $A \to 1/q \gg 1$; ainsi, lorsque $g_l \ll 1$, le terme en Au_i devient prédominant et les équations de quantité de mouvement peuvent être approximées par :

$$\frac{1}{q}u_i \;\simeq\; 0, \quad g_l \to 1 \tag{3.97}$$

$$\Rightarrow \forall i,\; u_i = 0$$

ce qui force donc la vitesse vers 0 dans le solide (dans le cas d'un solide ayant une vitesse de composantes $u_{s,i}$, il est possible de remplacer u_i par $(u_i - u_{s,i})$ de sorte que pour $g_l \to 0$, $u_i \to u_{s,i}$). En revanche, dans le liquide, A s'annule, l'effet du terme de porosité est donc entièrement localisé autour de l'interface et dans le solide.

Le paramètre C_{Voller} contrôle l'importance du terme de porosité : pour des très grandes valeurs de C_{Voller}, le terme de porosité devient prépondérant dans les équations dès lors que $g_l < 1$, ce qui force une vitesse nulle dès que la fraction volumique est inférieure à 1. Dans le cas d'un alliage, la région "mushy" (un mélange solide-liquide local pour $T_{sol} < T < T_{liq}$) ne devrait pas nécessairement présenter une vitesse nulle car le système n'est localement pas complètement solide et se comporte effectivement comme un milieu poreux ; Voller et Prakash [66] utilisent dans ce cas $C_{Voller} = 1600$ de façon à ne pas annuler complètement la vitesse dans la zone "mushy".

Cette méthode peut être appliquée pour approximer la fonte/solidification d'un corps purs plutôt qu'un alliage en utilisant $T_{liq} - T_{sol} \ll 1$ et $C_{Voller} \gg 1$ (par exemple $C_{Voller} > 10^6$).

Brent *et al.* [113] ont proposé une formulation basée sur celle de Voller et Prakash [66] adaptée pour la fonte/solidification d'un matériau pur, afin de mieux traiter le changement de phase isotherme ; **à un pas de temps donné**, lors de la résolution du

champ de h_m (ou T), les auteur calculent l'enthalpie reçue par les cellules où $T = T_f$. On note $\Delta H = g_l L$ l'enthalpie de changement de phase, qui permet de quantifier l'énergie reçue par le système localement pour la fonte ou la solidification. Brent *et al.* [113] utilisent les relations suivantes dans une cellule donnée du maillage afin de déterminer l'évolution de ΔH et donc de g_l pendant les itérations de résolution de h_m :

$$\Delta H^{k+1} := \Delta H^k + \gamma_{relax}\, c_p(T^k - T_f), \tag{3.98}$$

$$\Delta H^{k+1} := \max\left[0, \min\left(L, \Delta H^{k+1}\right)\right] \tag{3.99}$$

où les exposants $k+1$ et k réfèrent à l'itération en cours et à l'itération précédente sur la résolution de g_l et T, γ_{relax} est un coefficient de relaxation. La notation := désigne l'affectation d'une valeur à une variable dans un code numérique.

Lorsque la résolution a convergé à l'itération N, on a :

$$\begin{cases} T \leq T_f, & \Delta H^N = 0 \\ T = T_f, & 0 < \Delta H^N < L \\ T \geq T_f, & \Delta H^N = L \end{cases} \tag{3.100}$$

Brent *et al.* [113] mettent en évidence un bon accord entre les fronts de fusion calculés et ceux mesurés expérimentalement pour le problème de la fonte de gallium pur dans une cavité 2D. Un schéma du problème est donné en Figure 3.2 : T_c est la température de la paroi froide ($T_c \leq T_f$) et $T_h > T_f$ est la température de la paroi chaude qui induit la fonte du gallium.

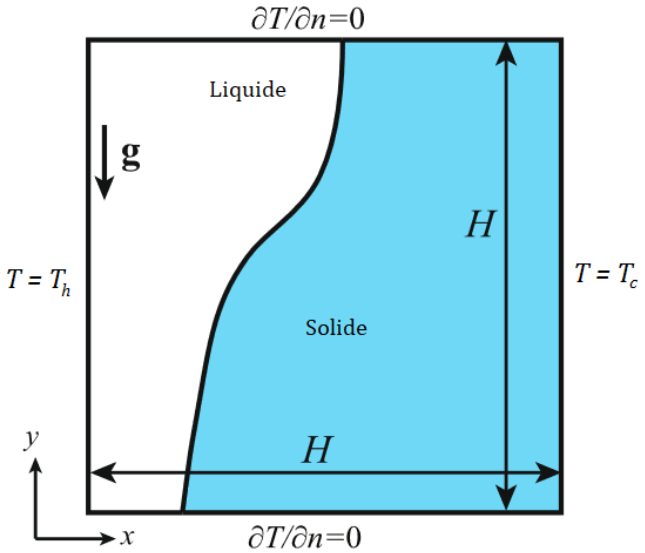


FIGURE 3.2 – Schéma du problème de fonte dans une cavité 2D carrée, étudié par différents auteurs, adapté de celui donné par Ling et Tao [109].

La méthode implémentée dans OpenFOAM® est très proche de celle proposée par Brent *et al.* [113] ; cette méthode est décrite par Rad [81], qui réécrit (3.98) et (3.99) sous la forme suivante :

$$g_l^{k+1} := g_l^k + \gamma_{relax}\frac{c_p}{L}(T^k - T_f), \tag{3.101}$$

$$g_l^{k+1} := \max\left[0, \min\left(1, g_l^{k+1}\right)\right] \tag{3.102}$$

Le principe est le même que celui décrit précédemment pour la méthode de Brent *et al.* [113]. Cette méthode est celle qui sera utilisée pour la simulation de la fonte avec OpenFOAM® .

La méthode disponible dans OpenFOAM® ne permet pas d'utiliser des densités différentes pour le solide et le liquide. En revanche, Faden *et al.* [114] ont implémenté une méthode enthalpique "optimisée" dans OpenFOAM® , qui n'est pour le moment pas disponible au grand public. Faden *et al.* [114] proposent une méthode utilisant une température de solidus T_{sol} et une température de liquidus T_{liq} (particulièrement adaptée pour les alliages) ; ils utilisent une masse volumique dépendant de g_l et une nouvelle relation sur g_l :

$$\rho = g_l\rho_l + (1 - g_l)\rho_s, \tag{3.103}$$

$$g_l = \frac{\rho_s(h_{m,s} - h_m)}{h_m(\rho_l - \rho_s) - \rho_l h_{m,l} + \rho_s h_{m,s}} \tag{3.104}$$

où $h_{m,s}$ est l'enthalpie du solide à la température de solidus et $h_{m,l}$ l'enthalpie du liquide à la température de liquidus. La méthodologie pour la résolution des équations n'est pas reportée ici mais est détaillée par les auteurs [114]. Les auteurs mettent en évidence une amélioration des performances (en terme de nombre d'itérations nécessaires pour obtenir une convergence sur la résolution de l'équation de l'énergie) par rapport à la méthode déjà implémentée dans OpenFOAM® . La méthode est validée avec un problème de fonte pour de l'octadecane dans une cavité carrée 2D (Fig. 3.2) ; Faden *et al.* [114] comparent les fronts de fusion obtenus à différents instants avec des résultats expérimentaux et constatent un bon accord.

Il est à noter que pour le cas réacteur (jet d'acier liquide faisant fondre un substrat d'acier solide), la différence de masse volumique entre le solide et le liquide est faible : pour de l'acier 304 (propriétés données par Lecoanet [2]), on a une différence de masse volumique inférieure à 10% ; de même pour le couple eau-glace, on peut donc supposer que cet effet peut être supposé négligeable dans le cas réacteur et pour les expériences réalisées avec *HAnSoLO* au vu des faibles différences de masse volumiques entre les solides et les liquides considérés.

La méthode qui est utilisée pour la simulation de la fonte dans la présente thèse est bien celle décrite par Rad [81] : elle a l'avantage d'être implicitable en temps et ne nécessite par de traitement spécial sur le maillage ou sur l'interface solide liquide, ce qui la rend efficace par rapport à certaines autres méthodes utilisées dans la littérature ; en revanche, l'effet du changement de densité entre le solide et le liquide n'est pas pris en compte dans les simulations.

On présente rapidement dans la suite une partie des autres méthodes utilisées dans la littérature.

3.3.2 Autres méthodes

Adaptation de la méthode VOSET

Ling et Tao [109] ont adapté la méthode VOSET développée par Sun et Tao [108] afin de l'appliquer pour décrire une interface solide-liquide avec fonte/solidification.

Un traitement particulier est proposé par les auteurs pour évaluer les gradients de température de chaque côté de l'interface. Pour un matériau pur ayant une température unique de fusion T_f, les auteurs utilisent la relation suivante :

$$\rho L V_f \;=\; \lambda_s \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_s - \lambda_l \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_l \tag{3.105}$$

avec $\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_s$ le gradient de température à l'interface, côté solide (idem avec l'indice l pour le côté liquide) et V_f la vitesse de l'interface dans la direction normale à l'interface (la vitesse de fonte/solidification). Les gradients doivent être évalués par interpolation depuis les cellules adjacentes.

La méthode permet également de prendre en compte le changement de densité entre le solide et le liquide, qui induit une vitesse du liquide en proche paroi sous la forme suivante :

$$u_i \;=\; \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_l}\right) V_f n_i \tag{3.106}$$

avec n_i les composantes du vecteur normal à l'interface localement.

Ling et Tao [109] valident la méthode sur un cas de Stefan 1D puis sur un cas de fonte 2D dans une cavité carrée (Fig. 3.2), et montrent un bon accord avec des résultats expérimentaux.

Adaptation de la méthode MPS

La MPS peut prendre en compte l'interaction des particules avec un solide avec fonte/solidification : Li *et al.* [68, 69] ont réalisé des simulations d'ablation d'un solide par un jet à surface libre avec la méthode MPS (des détails supplémentaires sur les simulations et les résultats obtenus ont été donnés dans le chapitre précédent, et le lecteur est invité à s'y reporter pour plus de détails).

Adaptation de la méthode FT

Drouillet [115, 116] a décrit une adaptation de la méthode FT disponible dans TrioCFD afin de l'appliquer à une interface solide liquide avec fonte/solidification. La méthode développée permet également de prendre en compte le saut de masse volumique à l'interface, ce qui donne lieu à un terme supplémentaire dans les équations de conservation de quantité de mouvement (3.10) et de conservation de la masse (3.9) (et donne lieu à une vitesse en proche paroi, comme vu en (3.106)). Drouillet [115] a validé cette méthode sur un cas simple de Stefan 1D, mais a mis en évidence un temps de calcul prohibitif pour des simulations en 3D avec une convection importante, du fait du caractère non implicitable de la méthode FT.

Autres méthodes de champ de phase

Des méthodes similaires à celle proposée par Voller et Prakash [66] ont été utilisées dans la littérature ; on parle de méthode de champ de phase car on utilise à nouveau une fonction (souvent la fonction de fraction liquide g_l) afin de caractériser la présence locale de chaque phase et forcer la vitesse à tendre vers 0 dans le solide (avec un terme de porosité par exemple comme pour la méthode de Voller et Prakash [66]).

Blais *et al.* [117] ont proposé d'utiliser la fraction de présence du liquide g_l pour augmenter fortement la viscosité dans le solide (et rendre donc nulle la vitesse) ; une

adaptation de cette méthode a été réalisée par Blais et Illinca [118] afin de prendre en compte la fonte, et a été validée sur le cas de la fonte dans une cavité 2D (Fig 3.2), donnant des résultats proches des résultats expérimentaux.

Angot *et al.* [119] ont proposé une équation d'évolution pour la fraction liquide g_l, basée sur l'équation de Gibbs-Thomson ; Beckermann *et al.* [120] ont adapté cette équation pour tenir compte de la fonte, et obtiennent :

$$\frac{5}{6}\delta_i \frac{L}{\kappa}\frac{\partial g_l}{\partial t} - \gamma_{gibbs}\frac{\partial}{\partial x_i}\frac{\partial g_l}{\partial x_i} = -\frac{1}{\delta^2} g_l(1-g_l)\left[\gamma_{gibbs}(2g_l-1)+\delta\ T\right] \tag{3.107}$$

où δ est un coefficient qui détermine à quel point l'interface est diffuse (la "sharpness" de l'interface), κ désigne la courbure de l'interface, et γ_{gibbs} est un paramètre de l'équation. Un terme source de porosité est ajouté dans les équations de conservation de la quantité de mouvement (3.10), similaire à celui utilisé dans l'approche de Voller et Prakash [66] (cf. eq. (3.95)) afin d'obtenir une vitesse nulle dans le solide. Différents cas sont traités par Beckermann *et al.* [120] afin d'illuster le comportement de la méthode en terme de sensibilité au maillage utilisé, mais les résultats ne sont pas comparés à la littérature pour valider ou réaliser un "benchmark", il est donc difficile d'évaluer les performances de cette approche.

3.4 Conclusions

Les phénomènes physiques d'importance lors de l'ablation d'un solide par un jet ont été identifiés en début de chapitre, ce qui a donné lieu à la revue des méthodes numériques disponibles pour la simulation de ces phénomènes :

- La turbulence doit être correctement simulée du fait de son importance sur les transferts entre l'écoulement et le solide. Pour cela, une approche LES avec un modèle WALE, sans loi de paroi (et donc avec un maillage fin en proche paroi), a été retenue ; ceci doit permettre une résolution précise du transfert thermique entre le solide et l'écoulement lors de la fonte, en limitant le coût en ressources par rapport à une approche DNS.
- La méthode VOF a été retenue pour la simulation de la surface libre de l'écoulement (pour le cas du jet à surface libre), car elle est déjà implémentée et éprouvée dans OpenFOAM® . Cette méthode permet de réduire la contrainte en pas de temps par rapport à certaines méthodes de la littérature qui ne peuvent pas être implicitées en temps, tout en conservant une description correcte de l'interface gaz-liquide.
- La fonte est modélisée par une méthode d'enthalpie-porosité, car cette méthode est implicitable en temps et déjà implémentée dans OpenFOAM® (une adaptation du code est toutefois nécessaire pour la combiner avec la méthode VOF). Cette méthode a été très utilisée dans la littérature et a montré de bons résultats, mais la méthode telle qu'elle est implémentée dans OpenFOAM® ("v2212") ne permet pas de prendre en compte la variation de masse volumique entre le solide et le liquide.

4. Résultats expérimentaux d'ablation par un jet immergé

Table des matières

4.1 Système expérimental et expériences réalisées 92
4.1.1 Instrumentation et protocole expérimental pour le jet immergé 93
4.1.2 Matrice expérimentale 95
4.1.3 Importance de la température du solide 96
4.1.4 Importance de la température du liquide ambiant 97
4.2 Profondeur au point de stagnation 98
4.2.1 Procédure pour obtenir la profondeur au cours du temps 98
4.2.2 Évolution temporelle de y_0 102
4.2.3 Évolution de Nu_0 104
4.2.4 Corrélation finale 112
4.2.5 Conclusions concernant l'ablation au point de stagnation . . . 117
4.3 Analyse de la forme de cavité 117
4.3.1 Procédure d'obtention de la forme de cavité 117
4.3.2 Analyse à faible profondeur ($y_0/D_j \leq 6$) 118
4.3.3 Analyse à plus grande profondeur ($y_0/D_j > 6$) 128
4.3.4 Évolution radiale du nombre de Nusselt 134
4.3.5 Conclusions concernant l'analyse de la forme de cavité 138

On présente dans ce chapitre les expériences d'ablation réalisées avec un jet immergé. Dans un premier temps, le système expérimental ainsi que les expériences en elles-mêmes sont présentées en détails ; on présente ensuite les résultats d'ablation au point de stagnation, où les transferts thermiques atteignent leur maximum ; enfin, la forme de la cavité et son évolution temporelle en fonction des expériences est traitée.

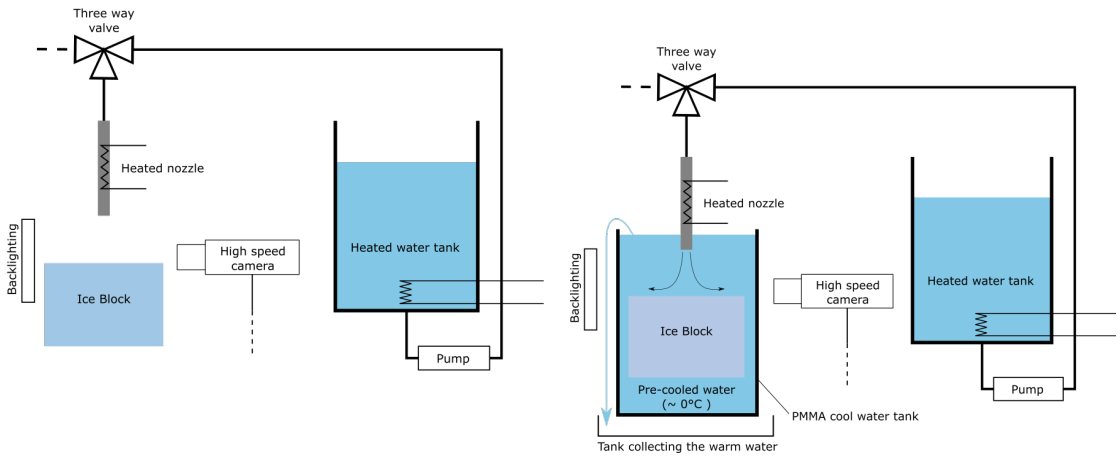
Les expériences d'ablation avec un jet immergé présentent de l'intérêt pour différentes raisons :

- Le cas d'un jet immergé constitue un problème simplifié du cas réacteur, lorsque le jet ne vaporise pas intégralement le liquide ambiant (sans fragmentation). Ce cas donne lieu à une ablation moins importante que le cas d'un jet cohérent à surface libre (traité par Lecoanet [2]), et est donc moins important pour le dimensionnement du récupérateur ; néanmoins, ce cas reste pertinent pour comprendre

la physique de l'ablation lorsque le jet doit interagir de façon importante avec le fluide ambiant avant d'atteindre le solide.
- La dynamique d'ablation par un jet immergé semble similaire à celle obtenue pour le cas d'un jet à surface libre lorsque le "pool-effect" apparait : dans les deux cas, le jet doit "traverser" et interagir avec une certaine épaisseur de liquide avant d'atteindre le solide. Si la comparaison entre les deux problèmes s'avère concluante, l'étude de l'ablation par un jet immergé pourrait permettre de mieux comprendre la dynamique d'ablation après apparition du "pool-effect" dans le cas d'un jet à surface libre.
- Les expériences doivent permettre de valider un code CFD sur un problème simplifié : en effet, la suppression de l'interface liquide-gaz (par rapport au cas de l'ablation par un jet à surface libre) réduit grandement la complexité des simulations. Ceci permettra notamment de vérifier que la fonte est résolue correctement lors des simulations avant d'ajouter la surface libre.

4.1 Système expérimental et expériences réalisées

Le système expérimental utilisé afin de réaliser les expériences d'ablation est appelé "Hot Ablation of a Solid by a Liquid - Observation" (*HAnSoLO*). Le système a été mis en place et décrit de façon très détaillée par Lecoanet [2] lors de sa thèse, afin d'étudier l'ablation d'un bloc de glace par un jet d'eau à surface libre. Une description plus concise est donnée ici. Un schéma simplifié du système *HAnSoLO* tel qu'il a été utilisé dans la thèse de Lecoanet [2] est donné en Figure 4.1a.



(a) Schéma de *HAnSoLO* pour le jet à surface libre.

(b) Adaptation de *HAnSoLO* pour le jet immergé.

FIGURE 4.1 – Schéma du système *HAnSoLO* pour l'étude de l'ablation par : (a) un jet à surface libre ; (b) un jet immergé.

Le système *HAnSoLO* tel qu'utilisé par Lecoanet [2] est le suivant : de l'eau est chauffée dans un réservoir à la température de jet voulue T_j, elle passe ensuite dans une pompe dont le débit est contrôlé de façon à obtenir la vitesse de jet V_j voulue, et sort

ensuite par une buse (chauffée également à T_j) de diamètre D_j. La buse a une longueur de 50 diamètres de jet. Le diamètre utilisé dans les expériences est $D_j = 6$mm.

Un bloc parallélépipédique de glace transparente est placé en dessous de la buse – à une distance initiale contrôlée H de la sortie de la buse – et est impacté par le jet en sortie de la buse. Les expériences présentées dans la thèse de Lecoanet [2] sont toutes réalisées à $H/D_j = 10$; ce sera également le cas pour les expériences réalisées dans cette thèse.

Le processus pour obtenir un bloc de glace transparente n'est pas reporté ici mais est détaillé par Lecoanet [2]. Les références de tous les éléments du système sont également données par Lecoanet [2].

Au cours d'une expérience, le bloc de glace utilisé est maintenu par quatre piliers de maintien verticaux en PVC (PolyChlorure de Vinyle, matériau polymère plastique), afin qu'il ne puisse pas se déplacer avec l'impact du jet ; les piliers sont en PVC car ce matériau est un faible conducteur thermique [2] ce qui permet d'éviter la fonte de la glace autour d'eux (une photo du bloc ainsi que les piliers prise après une expérience avec un jet immergé est montrée en Figure 4.2). Les piliers ne traversent pas entièrement le bloc (ils s'arrêtent environ à mi-hauteur, la localisation du haut des piliers dans le glaçon dépend des expériences comme expliqué dans la suite) pour ne pas perturber l'écoulement et l'ablation à la surface impactée.

Une caméra rapide – enregistrant un nombre d'images par seconde contrôlé – est placée face au bloc impacté (l'axe de la caméra est perpendiculaire à l'une des faces du bloc pour éviter la réfraction de la lumière à la surface du bloc) afin d'enregistrer l'évolution de la cavité créée lors de l'ablation du bloc par le jet. Un système d'éclairage est placé de l'autre côté du bloc dans l'axe de la caméra pour augmenter la visibilité de la cavité.

Deux caméras différentes ont été utilisées lors des expériences : une caméra Photron FASTCAM-APX RS model 250K et une caméra ORCA-Flash4.0 V3 Digital CMOS camera C13440-20CU. On a utilisé une seule caméra par expérience, mais la caméra a dû être changée pour une partie des expériences car la Photron était sollicitée par d'autres chercheurs au sein du laboratoire.

4.1.1 Instrumentation et protocole expérimental pour le jet immergé

Une adaptation de *HAnSoLO* a été réalisée au cours de cette thèse afin d'immerger le bloc de glace impacté et la buse. Un schéma simplifié de l'installation modifiée est donné en Figure 4.1b. Afin d'obtenir un jet et un solide immergés, un réservoir en PMMA (Poly-(Methyl MethAcrylate), matériau polymère transparent, visible sur la Figure 4.2) a été placé autour de la buse et du bloc. Ce réservoir est rempli avant les expériences avec de l'eau préalablement refroidie à une température aux alentours de $T_f = 273.15$K (0°C) : l'eau utilisée dans le réservoir est refroidie dans un bac en la mélangeant avec de la glace et en l'agitant de façon très régulière jusqu'à mesurer une température inférieure à 274.15K (1°C) via un thermocouple à différents endroits du bac. L'incertitude sur toutes les températures mesurées dans les expériences est $\Delta T = 2$K (incertitude des thermocouples utilisés [2]).

Le réservoir en PMMA n'est pas refroidi, et lorsque l'eau froide est versée à l'intérieur, la température est mesurée entre 276K ($\sim$ 3°C) et 278K ($\sim$ 5°C). L'eau en excès est évacuée par débordement sur les côtés du réservoir (pas dans l'axe optique). Au cours des expériences, la température est mesurée dans le fluide ambiant (hors champ de la

caméra, voir Figure 4.2) afin d'évaluer l'évolution de la température dans le réservoir due à l'insertion d'eau plus chaude par le jet. Toutes les expériences donnent une température du fluide ambiant T_∞ qui ne dépasse pas 283K ($\sim 10°C$).

Du fait de l'humidité dans la pièce et de la différence de température entre l'air ambiant et le réservoir contenant l'eau refroidie, de la buée peut se former à la surface du réservoir dans l'axe optique. Un produit anti-buée est donc appliqué sur les surfaces du réservoir dans l'axe optique, car la buée réduit le contraste sur les images enregistrées par la caméra rapide (les images deviennent floues), ce qui empêche de détecter correctement la forme de la cavité créée lors de l'ablation.

Dans la suite, les températures sont données en °C afin d'améliorer la lisibilité.

La surface des blocs est lissée avant l'immersion du bloc (une plaque métallique plane chauffée est passée à la surface des blocs afin de faire fondre les aspérités, tout en vérifiant que la surface du bloc reste bien horizontale). Il arrive que des impuretés soient présentes entre 0.5 cm et 2 cm en dessous de la surface impactée du bloc : dans ce cas le haut du bloc est tronqué afin de faire disparaître ces impuretés et supprimer un éventuel effet de rugosité du solide impacté. Le sommet des piliers de maintien n'est donc pas à une distance constante de la surface impactée selon les expériences.

Les blocs de glace utilisés sont stockés à $-5°C$ (une température plus basse peut provoquer des fissures dans la glace à l'impact du jet [2]) avant les expériences. Ils sont ensuite laissés à température ambiante afin que la température s'uniformise à l'intérieur du bloc ; deux thermocouples sont placés respectivement à 2cm et 10cm du haut des piliers de maintien, afin de mesurer la température au cœur du bloc et la température proche du bord du bloc (ces thermocouples sont montrés dans la Figure 4.2). Au début des expériences, la température donnée par les thermocouples est toujours supérieure à $-2°C$, afin de minimiser la diffusion au sein du bloc.

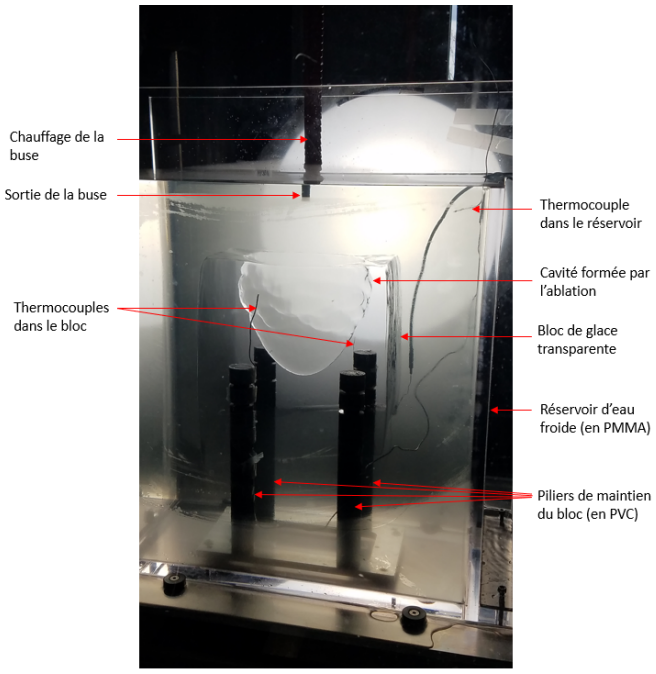


FIGURE 4.2 – Photo d'un bloc de glace immergé après une expérience, avec visualisation du réservoir, de la buse, des thermocouples et de la cavité formée par l'ablation par le jet.

Différents thermocouples sont disposés au sein du système afin de mesurer la température de l'eau chauffée utilisée. Les tuyaux sont mis à température avant les expériences en faisant circuler l'eau chauffée à T_j dans le circuit. La vanne en amont de la buse, lorsqu'elle est fermée, permet de faire circuler l'eau chaude venant du réservoir d'eau chaude dans les tuyaux (l'eau retourne ensuite dans le réservoir chauffé). La buse dispose d'un système de chauffage afin d'être également à la température imposée au début des expériences.

La température est mesurée au niveau de la vanne en amont de la buse, et la température du jet en sortie de la buse est considérée égale à cette température (la température n'est pas mesurée en aval de la vanne pour ne pas perturber le profil de vitesse dans la buse).

Lors de la recirculation permettant de mettre à température les tuyaux, le débit est mesuré en continu afin de fixer la valeur voulue de V_j. À l'ouverture de la vanne de la buse au début des expériences, le débit descend à 0 puis ré-augmente rapidement vers la valeur déterminée précédemment. Lecoanet [2] indique que le débit $\dot{Q}$ peut être approximé par la forme suivante :

$$\dot{Q} \;=\; \frac{\pi}{4} D_j^2 V_j \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)\right] \tag{4.1}$$

avec τ un temps caractéristique d'établissement du débit. Selon la valeur du débit imposé, τ est compris entre 3 s et 5 s : il y a donc un transitoire d'une dizaine de seconde avant que le débit atteigne sa valeur nominale, les premiers instants des expériences sont donc peu significatifs par rapport au reste des expériences. L'obtention des incertitudes sur $\dot{Q}$ et V_j est détaillée en Annexe D.1.

Un logiciel d'acquisition décrit par Lecoanet [2] est utilisé afin de centraliser les données mesurées par les thermocouples et le débit-mètre (entre autres, d'autres données telles que le niveau d'eau dans le réservoir chauffée sont également relevées).

4.1.2 Matrice expérimentale

Par analogie avec les expériences réalisées dans la thèse de Lecoanet [2], 5 vitesses de jet et 3 températures différentes ont été testées, ce qui donne 15 expériences différentes réalisées. Une partie des expériences a été réalisée en double afin de vérifier la reproductibilité des résultats. Comme dit précédemment, les valeurs de H et D_j sont gardées constantes au cours des expériences, du fait du nombre important d'expériences qui ont dues être réalisées.

Les valeurs suivantes ont été utilisées pour T_j et V_j :

$$V_j \;\in\; \{1.1,\; 2.5,\; 5.0,\; 7.5,\; 10.0\}\ \mathrm{m.s^{-1}},$$

$$T_j \;\in\; \{30,\; 50,\; 70\}\ ^\circ\mathrm{C}$$

Les expériences sont représentées en Figure 4.3 dans un diagramme Prandtl / Reynolds évalués en sortie de la buse (l'évolution de Pr et Re en fonction de la température est donnée en Annexe E). L'obtention des incertitudes expérimentales sur les nombres sans dimension est détaillée en Annexe D.2.

Les expériences réalisées, les nombres sans dimension et les incertitudes associées sont rassemblés dans la Table 4.1.

La référence d'une expérience se lit de la façon suivante : le premier chiffre indique la valeur de D_j en mm ; les deux chiffres suivants indiquent la valeur de T_j visée lors

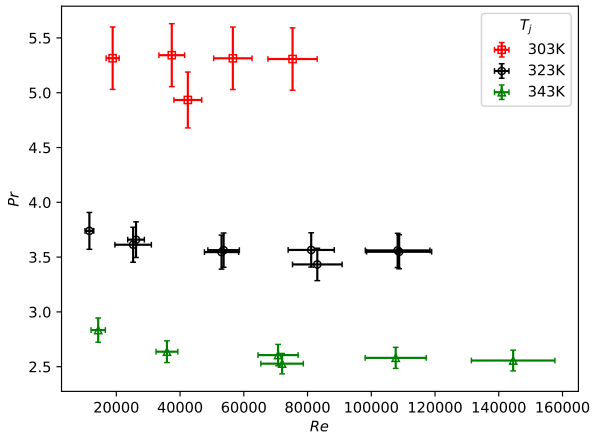


FIGURE 4.3 – Représentation des expériences réalisées avec un jet immergé en terme de Re et Pr en sortie de buse.

de l'expérience, en °C ; les 3 chiffres suivants indiquent la vitesse V_j visée en dm.s^{-1}. Le dernier chiffre sur chaque référence permet de distinguer les expériences en cas de doublons.

Pour les expériences réalisées à $T_j = 50$°C et $T_j = 70$°C pour une vitesse de jet voulue à 1.1m.s^{-1}, la pompe est dans sa limite basse de débit, le débit est donc plus difficile à contrôler dans ce cas. Les températures mesurées (au niveau de la vanne de la buse) sont ainsi légèrement inférieures à la température voulue : le débit étant faible, il est difficile de maintenir les tuyaux à température, ce qui explique une température un peu plus faible que celle visée.

Une expérience avec $T_j = 30$°C et $V_j \simeq 1.1$m.s^{-1} a également été réalisée mais a finalement été écartée du fait d'un problème de la caméra CMOS : le nombre d'image enregistré par seconde n'était pas constant au cours de l'expérience ce qui rend inexploitable les images car il n'est pas possible de savoir précisément à quel temps elles ont été enregistrées.

4.1.3 Importance de la température du solide

La température du bloc de glace impacté n'est pas parfaitement uniforme, et varie entre $T_f = 0$°C (proche des bords) et $T_{s,-\infty} \sim -2$°C (autour du cœur du bloc). La température reste donc proche de la température de fonte, avec de faibles gradients.

D'après Lecoanet *et al.* [54], on peut évaluer l'importance de la distribution de température non-uniforme au sein du bloc (entre $T_{s,-\infty}$ et T_f) via le nombre de Stefan St qui s'écrit sous la forme suivante :

$$St = \frac{c_{p,s}(T_f - T_{s,-\infty})}{L} \tag{4.2}$$

Ce nombre compare l'énergie nécessaire pour réchauffer un certain volume solide jusqu'à sa température de fusion à l'énergie nécessaire pour la fonte de ce volume solide. En utilisant la valeur $T_f - T_{s,-\infty} \sim 2$°C, on obtient $St \sim 10^{-2}$ (le calcul des propriétés physique pour l'eau et la glace se fait via les formules données en Annexe E) : comme

Réf. exp.	V_j (m.s^{-1})	T_j (°C)	Re ($\times 10^3$)	ΔRe ($\times 10^3$)	Pr	ΔPr	B	ΔB
6300251	2.5	31	18.9	2.1	5.32	0.29	0.38	0.02
6300501	5.0	30	37.4	4.0	5.34	0.29	0.37	0.02
6300502	5.2	34	42.4	4.4	4.93	0.25	0.42	0.02
6300751	7.5	31	56.6	6.0	5.31	0.28	0.38	0.02
6301001	9.9	31	75.3	7.7	5.31	0.28	0.38	0.02
6500111	1.1	47	11.6	1.4	3.74	0.17	0.58	0.02
6500251	2.4	49	25.3	5.7	3.61	0.16	0.61	0.02
6500252	2.5	49	26.2	2.6	3.66	0.16	0.6	0.02
6500501	4.9	50	53.0	5.4	3.55	0.16	0.62	0.02
6500502	5.0	50	53.7	4.9	3.56	0.16	0.62	0.02
6500751	7.5	50	81.1	7.2	3.57	0.16	0.61	0.02
6500752	7.4	52	83.1	7.8	3.43	0.15	0.64	0.02
6501001	10.0	50	108.7	10.2	3.55	0.16	0.62	0.02
6501002	10.0	50	108.3	10.1	3.56	0.16	0.62	0.02
6700111	1.1	63	14.3	2.2	2.83	0.11	0.78	0.02
6700251	2.5	68	35.9	3.4	2.64	0.1	0.84	0.02
6700501	5.0	69	70.8	6.3	2.61	0.1	0.85	0.02
6700502	4.9	71	72.0	6.7	2.53	0.09	0.87	0.02
6700751	7.5	69	107.7	9.6	2.58	0.1	0.85	0.02
6701001	10.0	70	144.5	13.1	2.56	0.09	0.86	0.02

TABLE 4.1 – Références et caractéristiques des essais réalisés et traités ici.

$St \ll 1$, la faible distribution initiale de température au sein du solide devrait avoir peu d'influence sur les transferts thermiques en comparaison avec le changement de phase lors de l'ablation [54].

4.1.4 Importance de la température du liquide ambiant

Afin d'évaluer l'importance de la fonte induite par la diffusion de chaleur par l'eau froide ambiante, le temps caractéristique $\tau_{diff,fonte}$ de fonte par diffusion est estimé via la formule suivante :

$$\tau_{diff,fonte} = \frac{\mathcal{L}^2}{\alpha_{th}} \frac{L}{c_{p,\infty}(T_\infty - T_f)} \tag{4.3}$$

où $\mathcal{L}$ est une longueur caractéristique du problème, et avec $c_{p,\infty}$ la chaleur spécifique de l'eau froide ambiante à $T = T_\infty$ et α_{th} la diffusivité thermique de l'eau également évaluée à $T = T_\infty$ (on étudie la diffusion de la chaleur par l'eau ambiante). De la même

façon, le temps caractéristique de fonte par convection par le jet est estimé par :

$$\tau_{conv,fonte} = \frac{\mathcal{L}}{V_j} \frac{L}{c_{p,j}(T_j - T_f)} \tag{4.4}$$

L'objectif est de comparer les temps caractéristiques par convection et par diffusion, afin de mettre en évidence que le fluide ambiant intervient de façon négligeable dans la fonte du solide par rapport au jet. Le temps caractéristique $\tau_{diff,fonte}$ varie selon la valeur de T_∞ : dans les expériences, on a $276\text{K} \leq T_\infty \leq 283\text{K}$ (selon si on est au début de l'expérience ou à la fin). Le temps caractéristique $\tau_{conv,fonte}$ varie avec T_j et V_j : dans les expériences, on a $303\text{K} \leq T_j \leq 343\text{K}$ et $1.5\text{m.s}^{-1} \leq V_j \leq 10\text{m.s}^{-1}$ (la matrice expérimentale a été détaillée précédemment). Ainsi, en utilisant $\mathcal{L} = D_j$ (on caractérise donc le temps nécessaire pour ablater une épaisseur d'un diamètre de jet de glace pour chaque phénomène), on obtient :

$$\begin{cases} \tau_{diff,fonte} \sim & 257 - 644\text{s} \\ \tau_{conv,fonte} \sim & 6.8 \times 10^{-4} - 0.011\text{s} \end{cases} . \tag{4.5}$$

On a $\tau_{diff,fonte} \gg \tau_{conv,fonte}$: la fonte induite par la convection du jet est donc très rapide en comparaison avec celle due à la diffusion de chaleur depuis le fluide ambiant.

4.2 Profondeur au point de stagnation

Il a été mis en évidence en section 2.1.5 que pour un jet immergé impactant un solide sans fonte avec $H/D_j > 6$, les transferts thermiques à la paroi atteignent leur maximum au point de stagnation : on s'attend donc à obtenir un maximum d'ablation au point de stagnation. Le maximum de la profondeur ablatée au cours du temps est une donnée d'importance pour le cas réacteur et le dimensionnement du récupérateur. On étudie donc ici l'évolution de la profondeur au point de stagnation en fonction des paramètres du jet, dans le cas d'un jet immergé impactant avec fonte du solide impacté.

En particulier, on va chercher à caractériser le nombre de Nusselt au point de stagnation $Nu(r = 0) = Nu_0$ (via la vitesse de fonte au point de stagnation $V_f(r = 0) = V_{f,0}$) en fonction des nombres sans dimension du problème Re, Pr et B.

4.2.1 Procédure pour obtenir la profondeur au cours du temps

Caractéristiques des images enregistrées par la caméra rapide

Les images fournies par la caméra rapide permettent de repérer la position de l'interface solide-liquide au cours du temps. La caméra enregistre des images avec une fréquence fixe (noté fps) ce qui permet de savoir précisément à quel temps correspond une image donnée. Deux valeurs de fps sont utilisées : 50 images $\cdot$ s^{-1} (pour la caméra CMOS) et 100 images $\cdot$ s^{-1} (pour la caméra Photron). La résolution des images est de 1024×1024 pixels^2.

Un algorithme de traitement d'images (détaillé dans la suite) est ensuite appliqué aux images enregistrées par la caméra afin de relever de façon automatique la position de l'interface solide-liquide.

Une calibration est réalisée en amont de chaque test pour convertir les distances en pixels (obtenues via les images de la caméra) en centimètres : avant chaque expérience,

une règle est positionnée à la place du bloc et une image est enregistrée par la caméra rapide. Cette image est ensuite utilisée afin de déterminer le nombre de pixels nécessaires pour mesurer un centimètre sur la règle. Un exemple d'image utilisée pour la calibration est donné en Figure 4.4.

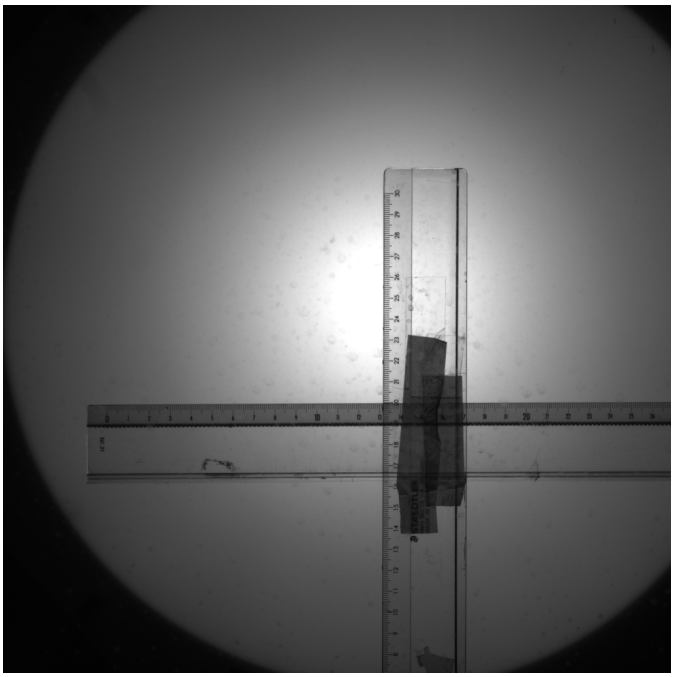


FIGURE 4.4 – Exemple d'image enregistrée par la caméra pour la calibration et l'obtention du nombre de pixels par centimètre.

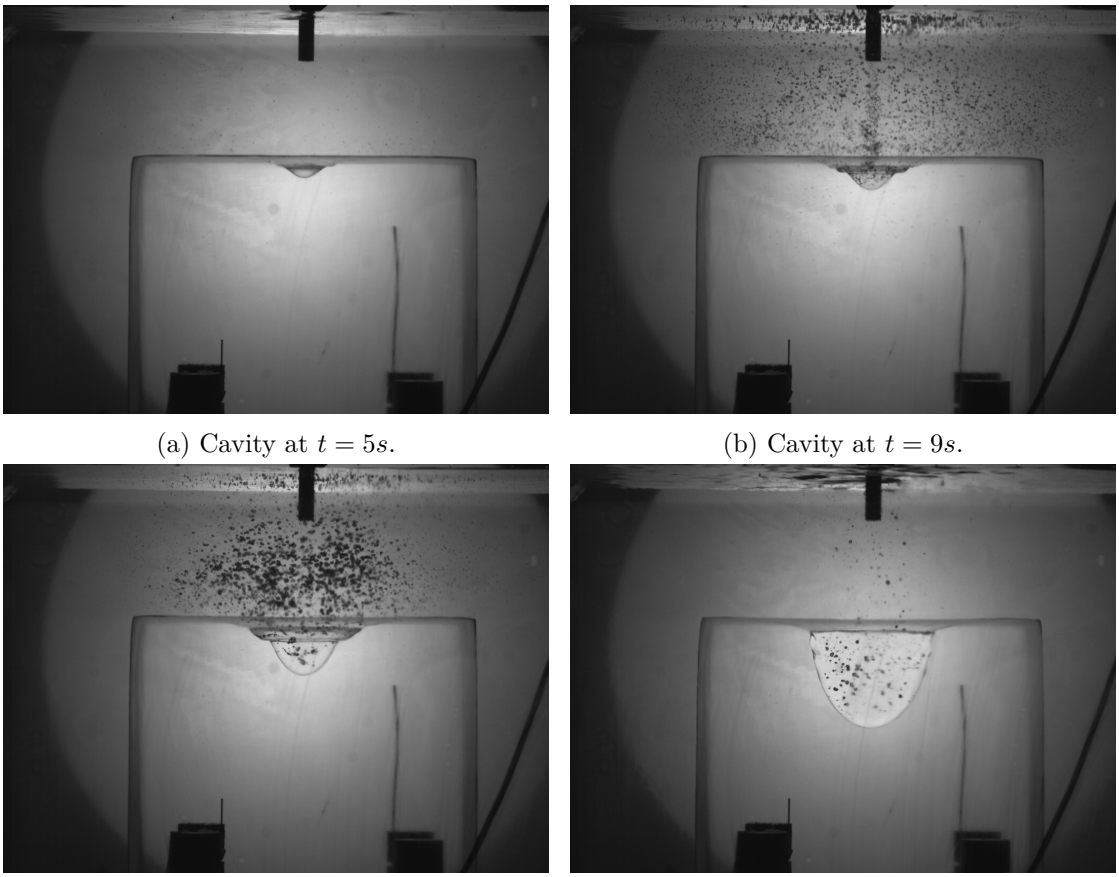
On note $pxcm$ le nombre de pixels par centimètre. Environ vingt mesures de $pxcm$ sont réalisées sur l'image, puis la moyenne m_{pxcm} et l'écart-type σ_{pxcm} de ces mesures sont calculés. La valeur de $pxcm$ utilisée est la valeur moyenne m_{pxcm} calculée et l'incertitude $\Delta pxcm$ sur $pxcm$ est prise comme deux fois l'écart-type σ_{pxcm} calculé.

Dans les expériences, $pxcm$ est compris entre 25 et 30 pixels $\cdot$ cm^{-1} (la caméra n'est pas fixée entre les expériences et devait être utilisée pour d'autres manipulations, ce qui explique que $pxcm$ puisse varier d'une expérience à l'autre). Une valeur $fps = 50$ images $\cdot$ s^{-1} est suffisante pour suivre l'évolution au cours du temps de la cavité : Lecoanet *et al.* [54] ont obtenu des valeurs de la vitesse de fonte $V_{f,0}$ (vitesse de l'interface solide-liquide au point de stagnation) allant jusqu'à 8.82×10^{-3}m.s^{-1} pour un jet à surface libre avec ablation, et pour des plages de Re, Pr et B très proches de ce qui est utilisé ici. Entre deux images (toutes les $0.01 - 0.02$s), la cavité peut se déplacer au maximum de $0.02 \cdot 8.82 \times 10^{-3} \simeq 1.7 \times 10^{-4}$m (à partir de la valeur de $V_{f,0}$ maximale obtenue par Lecoanet [54], qui considérait l'ablation par un jet à surface libre). Ici, $V_{f,0}$ devrait être plus faible que dans les expériences de Lecoanet *et al.* [54] puisque le jet est immergé et dissipe une partie de son énergie avant d'atteindre le point de stagnation (ce qui n'est pas le cas pour un jet à surface libre). La distance entre les centres de deux pixels dans les expériences réalisées au cours de ce travail est comprise entre $1/(30 \times 10^2) \simeq 3.3 \times 10^{-4}$m et $1/(25 \times 10^2) = 4.0 \times 10^{-4}$m (à partir des valeurs de $pxcm$ déterminées précédemment). Ainsi, l'interface solide-liquide ne devrait pas se déplacer de plus d'un pixel entre deux images consécutives, la résolution en temps est donc suffisante

pour décrire correctement l'évolution de la profondeur au point de stagnation.

Algorithme de traitement d'image

On montre en Figure 4.5 des images enregistrées par la caméra rapide pour une expérience à $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ et $T_j = 50°\text{C}$ ($Re \sim 5.4 \times 10^4$, $Pr \sim 3.55$), permettant de visualiser l'interface solide-liquide à différents instants de l'ablation. Sur ces images, on peut noter que la frontière entre la glace et l'eau est marquée par un important contraste. Cette caractéristique a été utilisée dans un algorithme de traitement d'image pour calculer le contour de la cavité : Lecoanet [2] a développé un algorithme utilisant le package *scikit-learn*, disponible dans *python3*. La procédure permettant d'obtenir la profondeur au point de stagnation à partir des images de la caméra rapide est décrite en Annexe F.1.



(a) Cavity at $t = 5s$.

(b) Cavity at $t = 9s$.

(c) Cavity at $t = 20s$.

(d) Cavity at $t = 50s$.

FIGURE 4.5 – Évolution de la cavité au cours du temps, enregistrée par la caméra rapide. Expérience réalisée avec $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \sim 5.4 \times 10^4$) and $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr \sim 3.55$).

Obtention du nombre de Nusselt au point de stagnation

Afin d'obtenir le nombre de Nusselt au point de stagnation Nu_0, la profondeur ablatée au cours du temps est calculée avec l'algorithme précédent. La profondeur ablatée peut être reliée à la vitesse d'ablation au point de stagnation $V_{f,0}$, qui est définie comme la

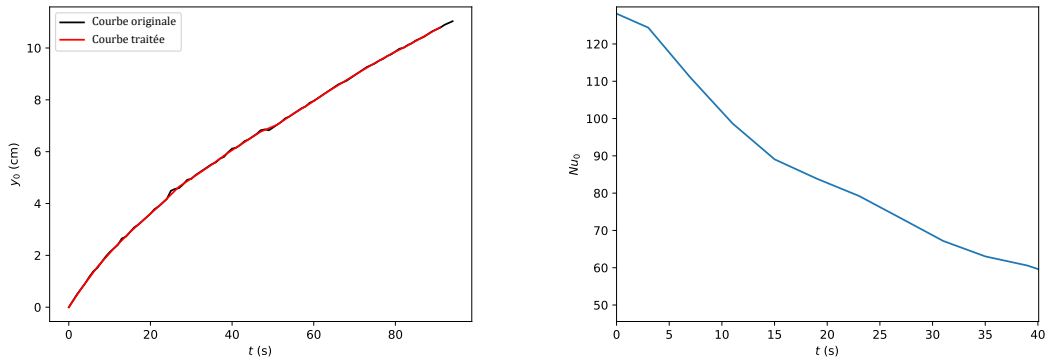
dérivée par rapport au temps de y_0 :

$$V_{f,0} = \frac{\partial y_0}{\partial t} \tag{4.6}$$

$V_{f,0}$ traduit les échanges thermiques entre le solide et le fluide et est reliée via (2.68) au coefficient d'échange convectif au point de stagnation h_0. Le calcul de h_0 permet d'évaluer Nu_0 via la relation (2.33) (en utilisant la longueur caractéristique $L = D_j$). On peut combiner les relations (2.68), (2.33) et (4.6) pour obtenir la relation suivante entre Nu_0 et y_0 :

$$Nu_0 = \frac{\rho_s D_j c_{p,j}}{B\lambda_j} \frac{dy_0}{dt} \tag{4.7}$$

Afin d'illustrer ce qui est obtenu via le post-traitement des images, on prend l'exemple des expériences (réf. 6500501, voir Table 4.1) réalisée à $V_j \simeq 4.9\text{m.s}^{-1}$ ($Re \sim 5.3 \times 10^4$) et $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr \sim 3.55$). On montre en Figure 4.6a la courbe de profondeur ablatée au cours du temps en sortie de l'algorithme de traitement d'image pour cette expérience (courbe noire, légendée "Courbe originale").



(a) y_0 en fonction de t.

(b) Nu_0 en fonction de t.

FIGURE 4.6 – a) Évolution de la profondeur ablatée y_0 (en cm) au cours de l'ablation ; b) Évolution du nombre de Nusselt Nu_0 au cours de l'ablation. Expérience réalisée avec $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \sim 5.4 \times 10^4$) and $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr \sim 3.55$). Images brutes enregistrées par la caméra rapide.

La courbe en sortie de l'algorithme de traitement d'image peut présenter du bruit ou de légères oscillations non-physiques (ce comportement est visible sur la courbe noire en Figure 4.6a). Un traitement de la courbe de profondeur ablatée est donc nécessaire afin d'obtenir la courbe de Nu_0 en fonction de t. En effet, il faut prendre la dérivée par rapport au temps de y_0 pour obtenir Nu_0, et la présence de bruit sur la courbe de y_0 en fonction de t se traduit par de fortes oscillations sur la courbe de Nu_0 en fonction de t.

La procédure permettant de traiter les courbes de y_0 en fonction de t et de Nu_0 en fonction de t se fait en plusieurs étapes :

a. Les images enregistrées par la caméra (une fois converties en tableaux d'entiers) sont moyennées entre elles via une moyenne glissante (par défaut on moyenne 20 images entre elles) de façon à réduire les éventuelles variations de luminosité ponctuelles.

b. Des plateaux (suites de valeurs identiques) peuvent être présents sur la courbe de $y_0(t)$ lorsque qu'à plusieurs temps de suite la cavité est trouvée au même pixel : une décimation est appliquée à la courbe, ce qui réduit le nombre de points et supprime les plateaux.
c. On applique à la courbe de profondeur un limiteur de pente avec suppression des points aberrants afin d'éliminer le bruit autant que possible.
d. Une moyenne glissante est appliquée à la courbe $y_0(t)$ avec un nombre de points n (par défaut on utilise $n = 10$). Si du bruit est toujours présent sur la courbe, un filtre passe-bas d'ordre 1 est appliqué afin de le réduire.
e. Une dérivée temporelle est appliquée à la courbe afin d'obtenir la courbe de $Nu_0(t)$ via (4.7). Cette courbe est systématiquement bruitée (malgré les traitements précédents), on lui applique donc un traitement similaire : on applique une moyenne glissante avec un nombre de points n, et éventuellement un filtre passe-bas d'ordre 1 de coefficient c. n et c sont déterminés de façon automatique avec $5 \leq n \leq 50$ et $0 \leq c \leq 10$: pour un couple (n, c) la courbe obtenue après application de la moyenne et du filtre est intégrée (en inversant la relation (4.7)) et l'erreur entre la courbe intégrée et la courbe originale de $y_0(t)$ (en sortie de l'algorithme de traitement d'image) est mesurée. Les valeurs finales utilisées pour n et c sont celles minimisant l'erreur précédente. Ceci permet d'obtenir une courbe de Nu_0 traitée, mais qui reste fidèle à la courbe de profondeur obtenue initialement.

Le résultat du traitement de la courbe de profondeur pour l'expérience 6500501 (étapes a. à d. de la procédure) correspond à la courbe rouge légendée "Courbe traitée" en Figure 4.6a. La courbe traitée de $Nu_0(t)$ est représentée en Figure 4.6b, sur laquelle aucune oscillation n'est visible.

4.2.2 Évolution temporelle de y_0

Lorsque l'on représente y_0 en fonction de t en utilisant une échelle logarithmique sur l'axe des abscisses et des ordonnées, un comportement pseudo-affine peut être observé sur les courbes de profondeur en fonction du temps, ce qui suggère que les courbes peuvent être approximées par la forme suivante (pour la plage de profondeurs considérée $y_0/D_j \in [0, 10]$) :

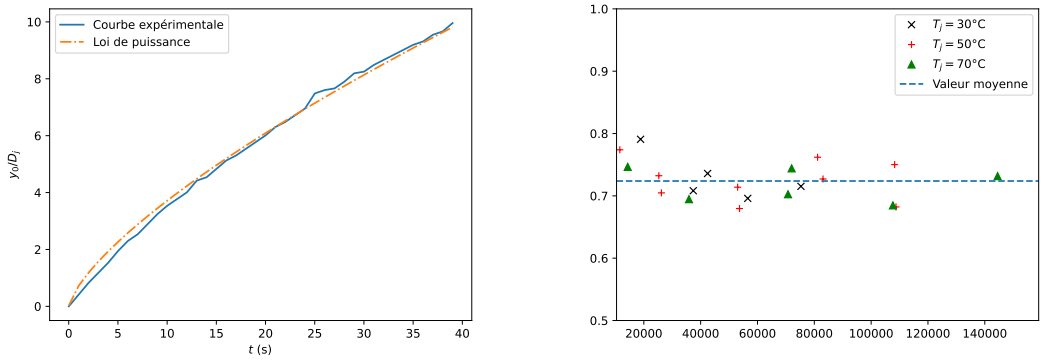
$$y_0/D_j \;=\; \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\xi} \tag{4.8}$$

avec ξ un exposant qui peut être déterminé pour chaque expérience et τ un paramètre dimensionné (en s) tel que $y_0(t = \tau) = D_j$. En considérant 2 points de la courbe de profondeur $(t_1, y_0(t_1))$ et $(t_2, y_0(t_2))$, on peut écrire :

$$\left\{\begin{array}{ll} y_0(t_1)/D_j & = \left(\frac{t_1}{\tau}\right)^{\xi} \\ y_0(t_2)/D_j & = \left(\frac{t_2}{\tau}\right)^{\xi} \end{array}\right. \Rightarrow \left\{\begin{array}{ll} \xi & = \frac{\ln\left[y_0(t_1)/y_0(t_2)\right]}{\ln\left[t_1/t_2\right]} \\ \tau & = \left(\frac{y_0(t_1)}{D_j}\right)^{(-1/\xi)} \cdot t_1 \end{array}\right. \tag{4.9}$$

Cette méthode permet donc d'obtenir ξ et τ à partir de seulement 2 points. On prendra t_2 comme étant la valeur maximale de t dans l'expérience considérée, et $t_1 = t_2/4$. Le fait d'utiliser deux points assez écartés l'un de permet de mieux approcher la courbe de profondeur avec l'approximation en loi de puissance, et le fait de prendre t_2 comme la valeur maximale de t atteinte lors de l'expérience permet en particulier de bien approcher la dynamique aux temps longs.

La superposition de la loi de puissance obtenue via cette méthode avec la courbe expérimentale est montrée pour l'expérience 6500501 en Figure 4.7a : on constate un bon accord entre la régression et la courbe de profondeur (erreur absolue maximale à $0.4D_j$ ce qui est faible en comparaison de la plage de profondeurs décrite – $10D_j$).



(a) y_0/D_j en fonction de t (6500501). (b) ξ (eq. (4.8)) en fonction des expériences.

FIGURE 4.7 – a) Évolution de y_0/D_j en fonction de t déterminée de façon expérimentale (courbe bleue) et loi de puissance déterminée avec (4.9). L'expérience considérée est l'expérience 6500501 ($Re = 5.3 \times 10^4$ et $Pr = 3.55$) ; b) Valeurs de ξ (dans l'éq. (4.8)) déterminées pour les différentes expériences considérées.

On représente la valeur de ξ obtenue pour les différentes expériences traitées en Figure 4.7b, afin de déterminer si ξ évolue avec les paramètres du jet ou non. Aucune évolution ne se dégage clairement des points obtenus. La valeur moyenne ξ_{moy} de ξ est :

$$\xi_{moy} = 0.724 \tag{4.10}$$

Les points présentent une dispersion relativement faible : l'écart-type σ_ξ sur ξ vaut 0.030. De ce fait, on peut considérer que les courbes de profondeur expérimentales sont raisonnablement bien approchées par la loi (4.8) en utilisant la valeur et l'incertitude suivantes pour ξ :

$$\xi = \xi_{moy} \pm 2\sigma_\xi = 0.724 \pm 0.061 \tag{4.11}$$

Il est à noter que l'évolution en loi de puissance décrite ici est bien une approximation, puisqu'une telle loi donne :

$$\left.\frac{dy_0}{dt}\right|_{t=0} = +\infty \;\Rightarrow\; Nu_0(t=0) = +\infty, \tag{4.12}$$

ce qui est non-physique. Cette loi n'est donc pas valable quand $y_0 \to 0$.

L'évolution décrite ici pour la profondeur ablatée en fonction du temps sera comparée à celle observée une fois le "pool-effect" atteint dans le cas de l'ablation par un jet à surface libre (section 6.1). On comparera également cette évolution en loi de puissance avec la corrélation qui sera obtenue à l'issue de l'analyse sur le nombre de Nusselt Nu dans la section 4.2.3.

Comparaison à l'évolution obtenue par Webb et Ma [17] : La loi de puissance obtenue ici rappelle l'évolution en loi de puissance donnée en (2.10) par Webb et Ma [17] pour l'évolution entre Nu_0 et H/D_j. En remplaçant H/D_j par $(H + y_0)/D_j$ dans (2.10) afin d'adapter la formule au cas avec fonte, et en combinant cette relation avec (4.7), on obtient :

$$\begin{aligned} Nu_0 &= A_1 \tfrac{dy_0}{dt} \\ &= C_{webb} \left(\tfrac{H+y_0}{D_j}\right)^{-1/2} \end{aligned} \tag{4.13}$$

$$\Rightarrow \frac{dy_0}{dt} \cdot \left(\frac{H + y_0}{D_j}\right)^{1/2} = \frac{C_{webb}}{A_1} \tag{4.14}$$

avec C_{webb} un paramètre (qui n'était pas fourni par Webb et Ma [17]) et A_1 qui vérifie la relation suivante :

$$A_1 = \frac{\rho_s D_j c_{p,j}}{B\lambda_j}. \tag{4.15}$$

En notant que :

$$\frac{d}{dt}\left[\left(\frac{H + y_0}{D_j}\right)^{3/2}\right] = \frac{3}{2D_j}\frac{dy_0}{dt} \cdot \left(\frac{H + y_0}{D_j}\right)^{1/2}, \tag{4.16}$$

on peut intégrer la relation (4.14) par rapport à t :

$$\int_0^t \frac{dy_0}{dt} \cdot \left(\frac{H + y_0}{D_j}\right)^{1/2} dt = \frac{C_{webb}}{A_1} t \tag{4.17}$$

$$\Rightarrow \frac{2D_j}{3}\left[\left(\frac{H + y_0}{D_j}\right)^{3/2}\right]_0^t = \frac{2D_j}{3}\left[\left(\frac{H + y_0(t)}{D_j}\right)^{3/2} - \left(\frac{H}{D_j}\right)^{3/2}\right] = \frac{C_{webb}}{A_1} t \tag{4.18}$$

$$\Rightarrow \frac{y_0(t)}{D_j} = \left[\frac{3}{2}\frac{C_{webb}}{A_1 D_j} t + \left(\frac{H}{D_j}\right)^{3/2}\right]^{2/3} - \frac{H}{D_j} \tag{4.19}$$

La relation (4.19) donne une évolution en $t^{2/3}$ asymptotiquement ($t \to \infty$), et donne donc un exposant sensiblement plus faible que la valeur de ξ relevée expérimentalement. Globalement, les résultats de Webb et Ma [17] sur la relation entre Nu_0 et H/D_j pour un jet immergé sans fonte ne semblent pas pouvoir être transposés au cas avec fonte.

4.2.3 Évolution de Nu_0

D'après ce qui a été vu en section 2.1.6, les résultats obtenus pour un jet immergé impactant sans fonte pourraient être transposables au cas avec fonte en utilisant un terme correctif θ_T dépendant du nombre de fonte B. Différentes expressions ont été données pour θ_T : par Merk [45] en (2.63), par Tien et Yen [44] en (2.61), par Epstein [41] en (2.58) ou par Yen et Tien [39] en Table 2.1.

Il a été montré en utilisant les résultats pour un jet sans fonte (section 2.1.5) qu'une corrélation entre Nu_0, Re, Pr, et B pour le cas avec fonte peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$Nu_0 = \mathcal{C}_{y_0/D_j} \cdot Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B) \tag{4.20}$$

avec $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ une fonction uniquement de la profondeur ablatée sans dimension y_0/D_j, et α, β deux constantes supposées indépendantes des paramètres du jet (afin de faciliter l'analyse en séparant l'effet des différentes variables).

L'objectif ici est de déterminer $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$, α et β afin de fournir une première corrélation pour l'impact d'un jet immergé avec fonte, puisque ce problème n'a encore jamais été caractérisé ainsi dans la littérature. La forme privilégiée pour θ_T est celle donnée par Epstein [41] (eq. (2.58)) pour des raisons de simplicité d'écriture et car c'est celle qui a été utilisée par Lecoanet [2] pour l'établissement d'une corrélation pour des jets à surface libre avec ablation. Néanmoins, on utilisera les différentes formes proposées précédemment pour θ_T pour établir différentes corrélations et les comparer.

Les expériences qui existent en double sont moyennées lors de l'analyse afin de simplifier le traitement (on utilise une valeur moyenne de Re, Pr et B, les valeurs sont de toutes façons proches puisque les doublons sont des expériences visant à vérifier la reproductibilité des résultats). On utilise ensuite la courbe de profondeur moyenne pour en déduire la courbe de Nu_0. Les incertitudes sont prises comme étant le maximum des incertitudes sur les deux expériences moyennées. Par contre, la corrélation finale sera comparée à toutes les expériences (et non les expériences moyennées).

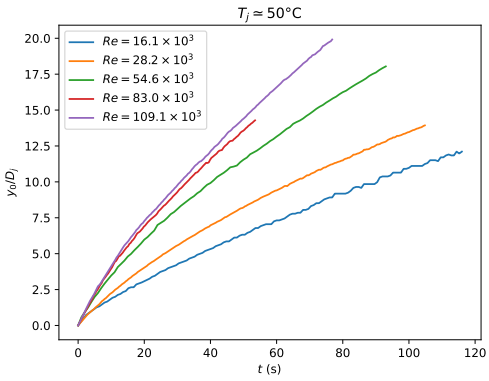
Analyse qualitative

On représente en Figure 4.8a les courbes de profondeurs obtenues à $T_j \simeq 50°\text{C}$ pour les différentes vitesses de jet testées (et donc pour différentes valeurs de Re). Cette figure met en évidence que pour une valeur fixée de T_j (et donc de Pr et B) l'ablation est plus rapide lorsque V_j (et Re) augmente.

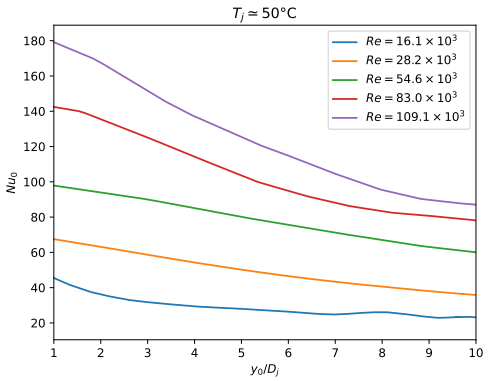
Il est également possible de constater que la profondeur ablatée augmente de moins en moins vite lorsque t augmente (peu importe la valeur de Re) : ceci est dû au fait que la distance entre le point de stagnation et la buse augmente avec la profondeur ablatée, or l'écoulement dans la zone de jet libre (en amont de la zone de stagnation) voit sa vitesse et sa température diminuer (cf. section 2.1.2) lorsque la distance parcourue depuis la buse augmente (au delà de la zone de cœur potentiel). Ce comportement induit un transfert thermique plus faible au point de stagnation quand cette distance augmente et donc quand la profondeur ablatée augmente (puisque que dans ce cas le point de stagnation s'éloigne de la sortie de la buse).

À partir des courbes de y_0 en fonction de t on peut déduire l'évolution de Nu_0 avec t en utilisant la méthodologie présentée précédemment. Afin de pouvoir comparer les expériences entre elles à un même stade de l'ablation, on exprime Nu_0 en fonction de y_0 (la dépendance à t des deux quantités étant connue). On représente donc en Figure 4.8b l'évolution de Nu_0 avec la profondeur ablatée sans dimension y_0/D_j, pour $T_j \simeq 50°\text{C}$ ($Pr \simeq 3.55$, $B \sim 0.62$) et différentes valeurs de Re. Ceci met en évidence que Nu_0 augmente avec Re et décroît lorsque y_0/D_j augmente. Le fait que Nu_0 augmente avec Re est cohérent avec ce qui a été observé dans la littérature pour le cas d'un jet immergé sans fonte (cf. section 2.1.5).

On peut également étudier l'évolution de la courbe de profondeur ablatée en fonction du temps, à Re fixé, pour plusieurs valeurs de T_j (et donc de Pr et B). On représente en Figure 4.9a deux courbes de y_0/D_j obtenues à une même valeur de Re, mais à des valeurs de Pr et B différentes. On constate que les deux courbes de profondeur sont très proches, mais que l'ablation est légèrement plus rapide pour $T_j \simeq 68°\text{C}$ que pour $T_j \simeq 31°\text{C}$ à Re fixé : on s'attend intuitivement à ce qu'un jet ayant une température



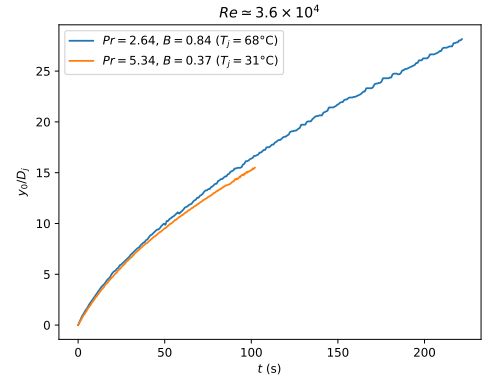
(a) y_0/D_j en fonction de t.



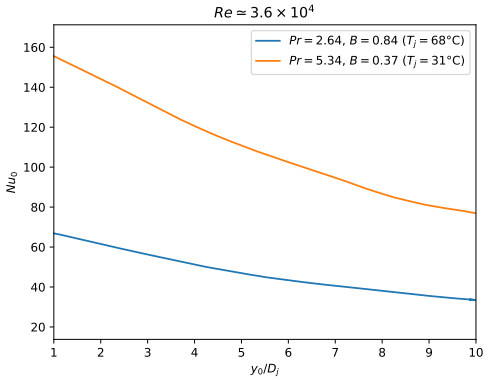
(b) Nu_0 en fonction de y_0/D_j.

FIGURE 4.8 – a) Courbes de y_0/D_j en fonction de t pour plusieurs expériences ; b) Courbes de Nu_0 en fonction de y_0/D_j pour plusieurs expériences. Expériences réalisées pour différentes valeurs de Re, et à $T_j = 50°C$ ($Pr \sim 3.55$, $B \sim 0.62$).

plus élevée ablate plus rapidement à Re fixé du fait qu'il transporte plus de chaleur.



(a) y_0/D_j en fonction de t.



(b) Nu_0 en fonction de y_0/D_j.

FIGURE 4.9 – a) Courbes de y_0/D_j en fonction de t pour deux expériences ; b) Courbes de Nu_0 en fonction de y_0/D_j pour deux expériences. Expériences réalisées pour $Re \simeq 3.6 \times 10^4$, et pour deux valeurs de Pr et B différentes.

On constate en revanche que Nu_0 varie de façon importante avec T_j (et donc Pr et B) à Re fixé, et on note que Nu_0 est plus grand pour $T_j = 31°C$ que pour $T_j = 68°C$. Ceci est cohérent avec les résultats obtenus pour un jet immergé impactant sans fonte : Nu_0^{sf} augmente avec Pr, or Pr diminue lorsque la température T_j du jet augmente. D'autre part, la corrélation recherchée (4.20) suppose que $Nu_0 \propto \theta_T(B)$, or la Figure 2.12 met en évidence que $\theta_T(B)$ décroît lorsque B augmente, et B augmente avec T_j, donc $\theta_T(B)$ diminue lorsque T_j augmente. Ainsi, il semble logique que Nu_0 diminue lorsque T_j augmente à Re fixé.

On cherche dans la suite à déterminer $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$, α et β dans la corrélation (4.20) afin d'obtenir de façon plus quantitative la dépendance de Nu_0 aux paramètres du jet. On étudie cette dépendance pour $y_0/D_j \in [0, 10]$ car les courbes de profondeurs de certaines

expériences ne vont pas au-delà.

Analyse de la dépendance de Nu à Re

Méthodologie : Afin d'étudier la dépendance de Nu_0 à Re uniquement, on traite séparément les expériences selon la valeur de T_j utilisée de façon à obtenir des sets d'expériences où Pr et B sont fixes. Pour un set d'expériences donné, on applique donc la méthodologie suivante :

a. Pour chaque expérience du set, la courbe de Nu_0 en fonction de y_0/D_j est calculée.
b. Pour une valeur donnée de y_0/D_j, on associe pour chaque expérience la valeur utilisée de Re et la valeur de Nu_0 obtenue à cette profondeur : ceci permet de constater l'évolution à une profondeur donnée de Nu_0 avec Re pour les différentes expériences.
c. En appliquant un logarithme à la corrélation 4.20, on obtient :

$$\ln Nu_0 \;=\; \alpha \ln Re + \underbrace{\ln\left(\mathcal{C}_{y_0/D_j} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)\right)}_{=\ constante} \tag{4.21}$$

Cette relation repose sur le fait qu'on considère une profondeur en particulier, et que T_j est fixé pour le set d'expériences considéré. Une régression linéaire sur la courbe de $\ln Nu_0$ en fonction de $\ln Re$ permet de déterminer α à la profondeur considérée.
d. On effectue les étapes a. à c. pour 90 valeurs de y_0/D_j espacées linéairement entre 1 et 10 (les valeurs en dessous de 1 ne sont pas considérées du fait de la difficulté pour détecter le contour de la cavité pour de telles valeurs de y_0/D_j).

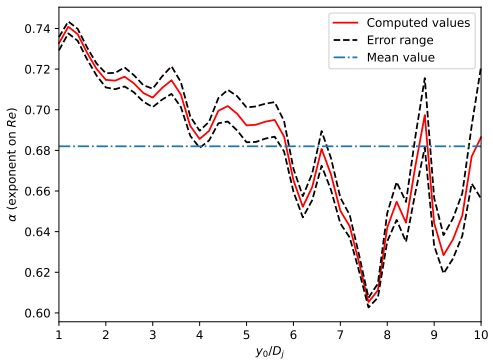
Résultats : Cette méthodologie est appliquée aux trois sets d'expériences correspondant aux trois températures testées. En Figures 4.10a , 4.10b et 4.10c on représente l'évolution de α en fonction de y_0/D_j (pour $1 \leq y_0/D_j \leq 10$), respectivement pour les expériences à $T_j = 30°\text{C}$, $T_j = 50°\text{C}$ et $T_j = 70°\text{C}$. Sur ces figures est aussi représentée la valeur moyenne de α sur toutes les profondeurs. Les valeurs moyennes (notées α_{moy}) obtenues sont :

$$\begin{cases} \alpha_{moy}(T_j = 30°\text{C}) = & 0.682 \pm 0.070 \\ \alpha_{moy}(T_j = 50°\text{C}) = & 0.636 \pm 0.034 \\ \alpha_{moy}(T_j = 70°\text{C}) = & 0.624 \pm 0.028 \end{cases} \tag{4.22}$$

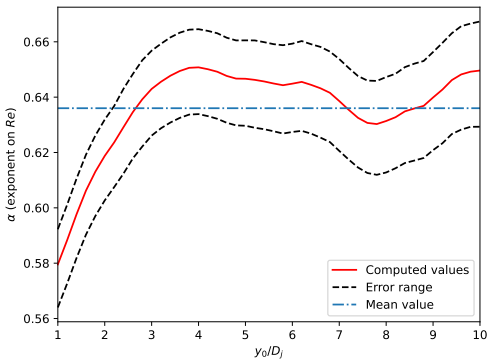
La méthode pour déterminer les incertitudes sur les α_{moy} est détaillée en Annexe D.4. La plage d'incertitude est illustrée par les courbes en tirets noirs (légendées "Error range").

On utilise en général le coefficient r^2 (ou coefficient de détermination) pour caractériser le résultat d'une régression linéaire : ce coefficient permet de quantifier à quel point la régression est proche des points sur lesquels elle est appliquée. Plus r^2 est proche de 1, meilleur est l'accord entre la régression et les points expérimentaux. On obtient pour chaque T_j une valeur moyenne de r^2 supérieure à 0.99 sur toutes les régressions réalisées, ce qui montre un bon accord entre la régression et les points.

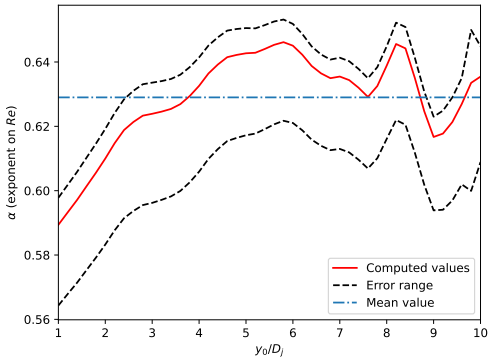
Les Figures 4.10 montrent que pour les 3 valeurs de T_j considérées, α oscille autour de la valeur moyenne sur la plage de profondeurs étudiée. Ceci est cohérent avec les



(a) $\alpha(T_j = 30°\text{C})$ en fonction de y_0/D_j.



(b) $\alpha(T_j = 50°\text{C})$ en fonction de y_0/D_j.



(c) $\alpha(T_j = 70°\text{C})$ en fonction de y_0/D_j.

FIGURE 4.10 – Courbes de α (exposant sur Re dans la corrélation (4.20)) en fonction de y_0/D_j, pour les trois valeurs de T_j testées.

hypothèses initiales sur la corrélation (4.20), qui consistent à considérer que α est indépendant de y_0/D_j. D'autre part, les valeurs obtenues pour les différentes températures sont très proches les unes des autres, on peut donc raisonnablement considérer que α est indépendant de T_j, ce qui est également cohérent avec les hypothèses réalisées sur la corrélation (4.20).

Finalement, la valeur de α utilisée dans la corrélation (4.20) est prise comme étant la moyenne des trois valeurs moyennes obtenues précédemment en 4.22. L'incertitude sur α est prise comme le maximum des incertitudes données en 4.22. On obtient donc finalement :

$$\alpha \;=\; 0.647 \pm 0.070 \tag{4.23}$$

Cette valeur est établie pour $Re \in [11.6 \times 10^3, 144.5 \times 10^3]$. La valeur obtenue est très proche de la valeur obtenue par Lee et Lee [31] (0.65) pour un jet immergé impactant sans fonte, à $H/D_j > 6$ (ici $H/D_j > 10$ initialement, et la distance entre le point de stagnation augmente au cours des expériences).

Analyse de la dépendance de Nu à Pr

Méthodologie : Une méthodologie différente de l'approche précédente est adoptée pour déterminer l'exposant β sur Pr dans la corrélation (4.20) : en effet, seules trois températures différentes sont considérées, et Re varie avec T_j (cf. Annexe E), ce qui ne permet pas d'étudier l'effet de Pr à Re fixe (car trop peu de points).

On utilise ici une méthode itérative en testant pour β 80 valeurs, espacées de façon linéaire entre 0.2 et 1, afin de déterminer la valeur "optimale" de β :

a. Pour une profondeur donnée, on calcule pour toutes les expériences la valeur $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ (avec $\alpha = 0.673$ la valeur déterminée précédemment), et on associe cette valeur au Nu_0 obtenu.
b. On réalise ensuite une régression linéaire sur la courbe de Nu_0 en fonction de $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ et on calcule l'écart des points à la courbe.
c. La valeur de β minimisant l'écart des points à la courbe est la valeur "optimale" pour la profondeur considérée.
d. On effectue les étapes a. à c. pour 90 valeurs de y_0/D_j espacées linéairement entre 1 et 10 pour déterminer l'évolution de la valeur optimale de β avec y_0/D_j.

Résultats : On représente en Figure 4.11 l'évolution de la valeur "optimale" calculée pour β pour les différentes valeurs de y_0/D_j considérées.

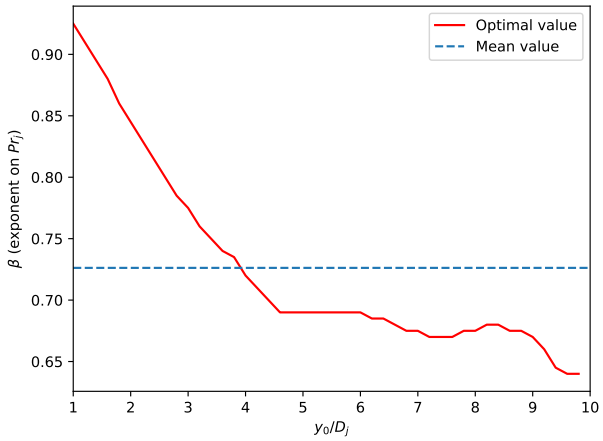


FIGURE 4.11 – Évolution de la valeur "optimale" calculée pour β (exposant sur Pr dans la corrélation (4.20)) pour les différentes valeurs de y_0/D_j considérées (courbe rouge en trait plein). La courbe bleue en tirets correspond à la moyenne de β sur la plage de y_0/D_j considérée.

On constate que la valeur obtenue de β varie sensiblement avec y_0/D_j pour $1 \leq y_0/D_j \leq 3$, mais se stabilise au delà. La moyenne β_{moy} de β sur les profondeurs considérées est :

$$\beta_{moy} = 0.73 \tag{4.24}$$

β est supposé indépendant de y_0/D_j dans la corrélation (4.20) : cette hypothèse semble raisonnable pour $y_0/D_j > 4$, mais semble un peu moins valable pour les faibles

profondeurs ($y_0/D_j < 3$), sans qu'une explication ait pu être trouvée. Néanmoins, l'hypothèse que β est indépendant de y_0/D_j est conservée afin de permettre de séparer l'effet des différentes variables dans la corrélation. Finalement, on conserve pour β la valeur moyennée β_{moy} ; l'incertitude sur β est prise comme étant deux fois l'écart-type de la courbe donnée en Figure 4.11. On obtient donc finalement :

$$\beta \ = \ 0.73 \pm 0.15 \tag{4.25}$$

Cette valeur est obtenue pour l'expression de θ_T proposée par Epstein [41] en (2.58). L'utilisation des autres expressions de θ_T proposées précédemment donne :

$$\beta \ = \ \begin{cases} 0.63 \pm 0.15 & \text{avec les valeurs données en Table 2.1[39]} \\ 0.68 \pm 0.15 & \text{avec l'expression de Tien et Yen (2.61)[44]} \\ 0.77 \pm 0.15 & \text{avec l'expression de Merk (2.63)[45]} \end{cases} \tag{4.26}$$

Les valeurs obtenues sont proches les unes des autres, on voit peu d'influence du choix de l'expression de θ_T sur β, on conservera donc la valeur obtenue pour l'expression (2.58) de Epstein [41] en (4.25).

Les valeurs de β ont été calculées pour $Pr \in [2.5, 5.5]$, ce qui est une plage assez restreinte de valeurs, et ce qui donne une incertitude importante sur β ($\Delta\beta/\beta \sim 20\%$) ; il est donc difficile d'interpréter la valeur obtenue ici et de justifier l'exposant notablement plus élevé obtenu par rapport au cas sans fonte. En effet, les études présentées en section 2.1.5 pour le cas d'un jet immergé impactant sans fonte donnaient $\beta \in [0.3, 0.42]$, ce qui est plus faible que la valeur obtenue ici. Il n'existe pas d'étude explorant la dépendance des transferts thermiques à Pr pour le cas d'un jet immergé impactant avec fonte. En revanche dans le cas de l'ablation par un jet à surface libre, des exposants proches de ce qui a été obtenu ici en (4.25) ont pu être observés :

- Sato *et al.* [50] rapportent un exposant valant 0.8 (jets de métaux liquides, cf. section 2.2.2) pour $0.0092 < Pr < 0.2$.
- Yen et Zehnder [61] rapportent un exposant valant 1 sur Pr pour des expériences avec de l'eau pour $3.5 < Pr < 7.5$, qui est une plage similaire à celle étudiée dans la présente thèse.

La phénoménologie n'est pas exactement identique entre l'ablation par jet à surface libre et l'ablation par un jet immergé comme vu au chapitre 2, mais ces résultats suggèrent que Nu_0 pourrait dépendre plus fortement de Pr dans le cas avec fonte que dans le cas sans fonte via un exposant plus élevé, ce qui pourrait justifier l'exposant trouvé dans cette analyse.

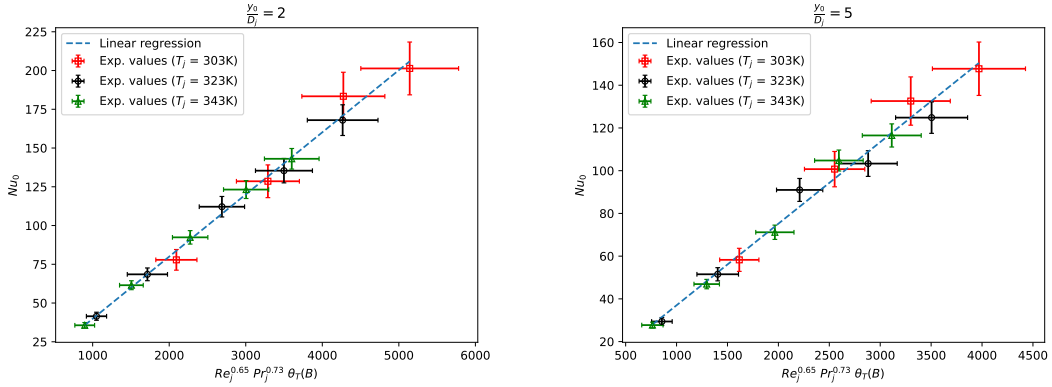
Analyse de la dépendance de Nu_0 à y_0/D_j

On cherche dans ce paragraphe à déterminer l'évolution de Nu_0 au cours de l'ablation : il a été montré précédemment en Figures 4.8b et 4.9b que Nu_0 décroît quand y_0/D_j augmente, le but est donc de trouver une relation plus quantitative entre ces deux quantités.

Méthodologie : On s'appuie ici sur les valeurs déterminées précédemment pour α et β. Pour une valeur donnée de y_0/D_j, on procède de la façon suivante pour déterminer $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$:

a. On représente pour toutes les expériences les points Nu_0 en fonction de la quantité $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$.
b. D'après la forme adoptée pour la corrélation (4.20), les points Nu_0 en fonction de $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ devraient pouvoir être approximés par une droite. Ainsi, on réalise une régression linéaire sur les points.
c. La pente de la régression linéaire correspond à la valeur de $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ pour la profondeur considérée.

Résultats : Cette procédure est appliquée pour 90 valeurs de y_0/D_j régulièrement espacées entre 1 et 10. On représente en Figure 4.12 les points Nu_0 en fonction de $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ pour $y_0/D_j = 2$ et $y_0/D_j = 5$ afin d'illustrer le principe de la procédure.



(a) Nu_0 en fonction de $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ pour $y_0/D_j = 2$.

(b) Nu_0 en fonction de $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ pour $y_0/D_j = 5$.

FIGURE 4.12 – Représentation des points Nu_0 en fonction de $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ pour $y_0/D_j = 2$ et $y_0/D_j = 5$. Le résultat des régressions linéaires est montré sous la forme des droites en tirets bleues.

Ceci permet de mettre en évidence le fait que la courbe de Nu_0 en fonction de $Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \theta_T(B)$ peut être raisonnablement approchée par une droite. On représente finalement la courbe de $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ en fonction de y_0/D_j en Figure 4.13, où l'axe des ordonnées est logarithmique. La courbe de $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ semble pouvoir être approximée par une droite en utilisant l'axe des ordonnées logarithmique, ce qui suggère que $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ peut être approché par une fonction de la forme :

$$\mathcal{C}_{y_0/D_j} = b \exp\left(a \frac{y_0}{D_j}\right), \tag{4.27}$$

avec a, b deux constantes. En appliquant une régression linéaire à la courbe $\ln \mathcal{C}_{y_0/D_j}$ en fonction de y_0/D_j, on obtient l'approximation suivante sur la courbe de $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$:

$$\mathcal{C}_{y_0/D_j} = 0.054 \exp\left(-0.0775 \frac{y_0}{D_j}\right) \simeq 0.054 \exp\left(-\frac{y_0}{12.9 D_j}\right). \tag{4.28}$$

L'approximation exponentielle de la courbe $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ en fonction de y_0/D_j est aussi représentée en Figure 4.13 (courbe orange en tirets, légendée "*exp*-regression"), et montre

un bon accord avec la courbe expérimentale, avec au maximum 3.6% d'erreur entre la régression et les valeurs calculées de $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$.

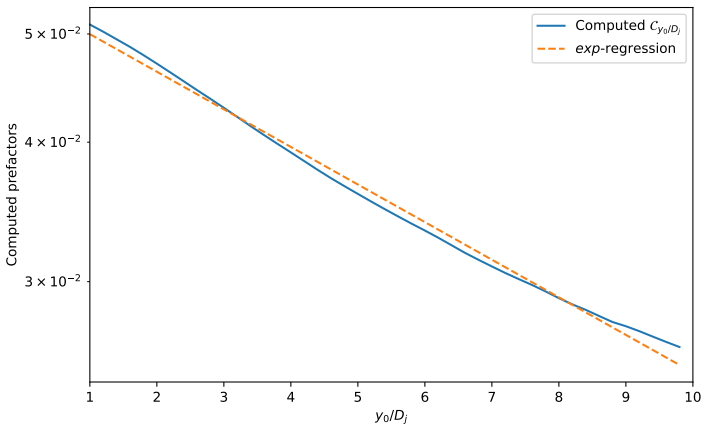


FIGURE 4.13 – Évolution des valeurs calculées de $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ en fonction de y_0/D_j (courbe en trait plein bleue). L'approximation exponentielle proposée en (4.28) est représentée en tirets oranges.

L'approximation obtenue sur $\mathcal{C}_{y_0/D_j}$ en (4.28) peut être comparée à l'évolution de Nu_0 avec H/D_j obtenue dans le cas de l'impact d'un jet immergé sans fonte : en remplaçant H/D_j par $(H + y_0)/D_j$ dans la corrélation (2.39) obtenue par Smirnov *et al.* [30], on obtient une évolution de Nu_0 avec y_0 qui est similaire à celle décrite dans cette analyse (décroissance exponentielle).

4.2.4 Corrélation finale

Validation de la corrélation sur Nu_0

En utilisant l'expression (2.58) pour θ_T ainsi que ce qui a été déterminé précédemment, la corrélation (4.20) s'écrit :

$$\boxed{Nu_0 \;=\; 0.054 \exp\left(-\frac{y_0}{12.9 D_j}\right) \cdot Re^{0.647} \cdot Pr^{0.73} \cdot \frac{\ln(1+B)}{B}} \tag{4.29}$$

Afin de quantifier l'écart de la corrélation aux courbes expérimentales de Nu_0 en fonction de y_0/D_j, on donne en Table 4.2 l'écart (en %) en moyenne sur toutes les profondeurs et l'écart maximal (en %) constaté entre la corrélation et la courbe expérimentale pour chaque expérience.

L'erreur maximale ne dépasse pas 30%, ce qui est une valeur acceptable car similaire à ce qui est en général obtenu dans la littérature lors de l'établissement d'une corrélation sur Nu. L'erreur moyenne entre la courbe expérimentale et la corrélation atteint $\sim$ 17% pour deux expériences, et l'erreur maximale dépasse les 20% pour seulement 3 expériences. On représente en Figure 4.14 la comparaison de la courbe de Nu_0 calculée via la corrélation (4.29) avec la courbe expérimentale pour deux expériences.

Le détail de l'obtention de l'incertitude ΔNu_0 sur Nu_0 est donné en Annexe D.3. Dans le cas de l'expérience 6300251, la courbe de la corrélation 4.29 reste comprise dans

Réf.	Re ($\times 10^3$)	Pr	Err. moy. (%)	Err. max. (%)
6300251	18.9	5.32	4.4	9.0
6300501	37.4	5.34	11.4	13.6
6300502	42.4	4.93	9.4	15.3
6300751	56.6	5.31	5.7	14.8
6301001	75.3	5.31	3.1	8.4
6500111	11.6	3.74	9.4	12.6
6500251	25.3	3.61	6.5	9.2
6500252	26.2	3.66	10.2	12.5
6500501	53.0	3.55	5.6	8.5
6500502	53.7	3.56	1.9	3.2
6500751	81.1	3.57	4.4	14.6
6500752	83.1	3.43	17.3	29.3
6501001	108.7	3.55	2.9	5.9
6501002	108.3	3.56	17.2	22.0
6700111	14.3	2.83	3.4	7.4
6700251	35.9	2.64	2.7	5.2
6700501	70.8	2.61	4.4	8.7
6700502	72.0	2.53	14.1	23.1
6700751	107.7	2.58	7.4	13.0
6701001	144.5	2.56	2.3	8.3

TABLE 4.2 – Erreurs (moyennée et maximale) entre la corrélation et les courbes expérimentales de Nu_0 en fonction de y_0/D_j.

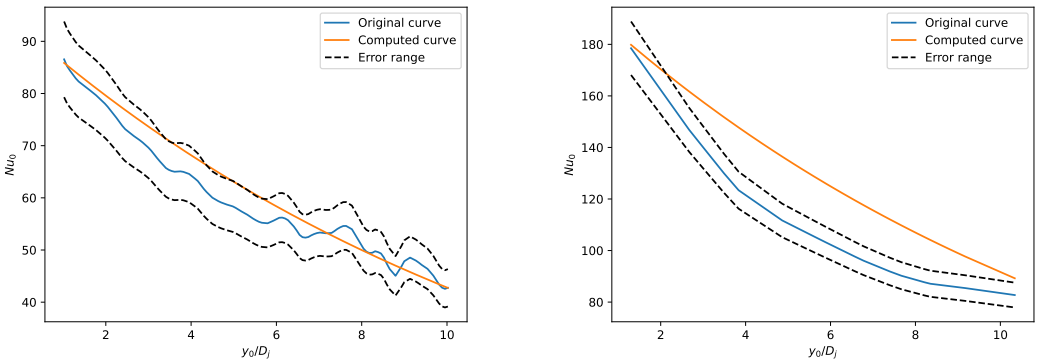
la plage d'incertitude sur Nu_0. Dans le cas de l'expérience 6501002, on constate que Nu_0 est surestimé par la corrélation mais donne une valeur similaire à la courbe expérimentale aux faibles profondeurs.

En utilisant les expressions pour θ_T de Yen et Tien [39] (Table 2.1), de Tien et Yen [44] (eq. (2.61)) et Merk [45] (eq. (2.63)), on obtient respectivement un maximum d'erreur sur toutes les expériences à 29.3%, 29.3% et 29.2%. Les erreurs sont quasi-identiques à celle obtenue (29.3%) pour l'expression d'Epstein [41] (eq. (2.58)).

Corrélation sur y_0 à partir de la corrélation sur Nu_0

En combinant la corrélation obtenue en (4.29) avec la relation (4.7) entre Nu_0 et y_0/D_j, on obtient l'équation différentielle suivante sur y_0 :

$$\frac{\rho_s D_j c_{p,j}}{B\lambda_j}\frac{dy_0}{dt} \;=\; b\exp\left(a\frac{y_0}{D_j}\right)\cdot Re^{\alpha}\cdot Pr^{\beta}\cdot\frac{\ln(1+B)}{B}. \tag{4.30}$$



(a) Réf. 6300251 (b) Réf. 6501002

FIGURE 4.14 – Comparaison de la courbe de Nu_0 calculée avec la corrélation avec la courbe expérimentale pour deux expériences, l'une présentant une faible erreur avec la corrélation (6300251, cf. Table 4.1) et l'autre une erreur importante (6501002, cf. Table 4.1). La plage d'incertitude expérimentale sur Nu_0 est représentée sous la forme des courbes en tirets noirs ($Nu_0 \pm \Delta Nu_0$).

avec a, b, α, β les valeurs déterminées précédemment. On utilise les notations suivantes :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\rho_s D_j c_{p,j}}{B\lambda_j}, \\ A_2 &= b \cdot Re^{\alpha} \cdot Pr^{\beta} \cdot \frac{\ln(1+B)}{B}. \end{aligned} \tag{4.31}$$

Ceci permet de réécrire l'équation différentielle (4.30) sur y_0 sous la forme suivante :

$$A_1 \frac{dy_0}{dt} = A_2 \exp\left(a\frac{y_0}{D_j}\right) \tag{4.32}$$

$$\Rightarrow \exp\left(-a\frac{y_0}{D_j}\right)\frac{dy_0}{dt} = \frac{A_2}{A_1}. \tag{4.33}$$

L'équation (4.33) peut être intégrée en notant que :

$$\frac{d}{dt}\left(\exp\left[-a\frac{y_0}{D_j}\right]\right) = -\frac{a}{D_j}\exp\left(-a\frac{y_0}{D_j}\right)\frac{dy_0}{dt}. \tag{4.34}$$

En intégrant (4.33), on obtient :

$$\int_0^t \exp\left(-a\frac{y_0}{D_j}\right)\frac{dy_0}{dt}\,dt = \int_0^t \frac{A_2}{A_1}dt \tag{4.35}$$

$$\Rightarrow -\frac{D_j}{a}\left[\exp\left(-a\frac{y_0}{D_j}\right)\right]_0^t = \frac{A_2}{A_1}[t]_0^t \tag{4.36}$$

$$\Rightarrow -\frac{D_j}{a}\left(\exp\left[-a\frac{y_0(t)}{D_j}\right] - 1\right) = \frac{A_2}{A_1}t \tag{4.37}$$

car $y_0(0) = 0$ donc $\exp\left(-a\frac{y_0(0)}{D_j}\right) = 1$,

$$\Rightarrow \boxed{\frac{y_0(t)}{D_j} = -\frac{1}{a}\ln\left(-\frac{aA_2}{A_1 D_j}t + 1\right)}. \tag{4.38}$$

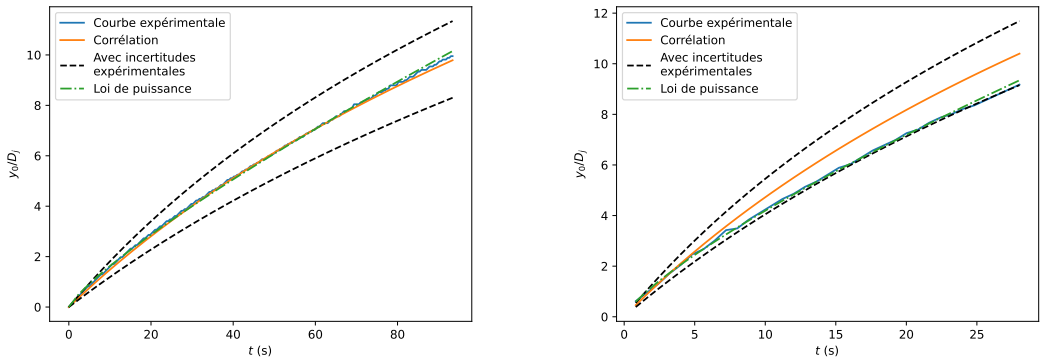
On obtient une nouvelle loi permettant de décrire les courbes de profondeur, qui possède une expression différente de la loi de puissance trouvée précédemment en (4.8). Cette loi présente une meilleure réalité physique dans les instants initiaux de l'ablation (par rapport à la loi de puissance) puisqu'on obtient pour $t = 0$:

$$\left.\frac{dy_0}{dt}\right|_{t=0} \neq +\infty. \tag{4.39}$$

Les deux lois seront comparées dans la suite.

Une comparaison des courbes obtenues par la corrélation (4.38) avec les courbes expérimentales de profondeur peut être réalisée. On donne donc les erreurs calculées entre les courbes de corrélation et les courbes expérimentales en Table 4.3.

On désigne par "erreur absolue" la valeur absolue de l'écart entre la courbe expérimentale et la corrélation. On obtient une erreur absolue moyennée par rapport à y_0/D_j qui ne dépasse jamais 0.7 (ce qui est peu par rapport à la profondeur maximale considérée, qui vaut $10D_j$). L'erreur maximale atteint 1.2 sur toutes les expériences.



(a) Réf. 6300251 (b) Réf. 6501002

FIGURE 4.15 – Comparaison de la courbe de y_0/D_j en fonction de t calculée avec la corrélation (4.38) avec la courbe expérimentale pour deux expériences, l'une présentant une faible erreur avec la corrélation (6300251) et l'autre une erreur importante (6501002). La loi de puissance (4.8) est également représentée.

On représente en Figure 4.15 la comparaison de la courbe de $y_0(t)$ calculée via la corrélation (4.38) avec la courbe expérimentale pour deux expériences (6300251 et 6501002) et la loi de puissance (4.8).

La Figure 4.15a met en évidence un excellent accord de la corrélation avec la courbe expérimentale pour l'expérience 6300251 ; en revanche, on constate sur la Figure 4.15b que la profondeur est surestimée (environ de 10% d'après la Table 4.3) dans le cas de l'expérience 6501002. Sur les Figures 4.15a et 4.15b, on a représenté les résultats obtenus avec la corrélation en prenant en compte les incertitudes sur Re, Pr, B, D_j et

Réf.	Re ($\times 10^3$)	Pr	Err. moy. absolue	Err. max. absolue
6300251	18.9	5.32	0.1	0.2
6300501	37.4	5.34	0.7	1.0
6300502	42.4	4.93	0.5	0.7
6300751	56.6	5.31	0.5	0.6
6301001	75.3	5.31	0.1	0.3
6500111	11.6	3.74	0.1	0.4
6500251	25.3	3.61	0.1	0.1
6500252	26.2	3.66	0.2	0.5
6500501	53.0	3.55	0.4	0.7
6500502	53.7	3.56	0.1	0.4
6500751	81.1	3.57	0.1	0.2
6500752	83.1	3.43	0.6	1.0
6501001	108.7	3.55	0.2	0.3
6501002	108.3	3.56	0.7	1.2
6700111	14.3	2.83	0.1	0.2
6700251	35.9	2.64	0.2	0.4
6700501	70.8	2.61	0.1	0.4
6700502	72.0	2.53	0.6	1.1
6700751	107.7	2.58	0.6	0.8
6701001	144.5	2.56	0.1	0.2

TABLE 4.3 – Erreurs absolues (moyennée et maximale) entre la corrélation et les courbes expérimentales de y_0/D_j en fonction de t.

T_j dans la corrélation (4.38). Les courbes de profondeurs pour les expériences 6300251 et 6501002 sont bien incluses entre les deux courbes avec incertitude (à noter que les courbes obtenues en prenant en compte les incertitudes sur α et β présentent peu d'intérêt car elles sont très éloignées et décrivent une très large plage de valeurs, elle n'ont donc pas été représentées).

La corrélation (4.38) permet donc raisonnablement bien de prédire l'évolution de y_0 en fonction de t à partir des paramètres du jet, et donne des résultats proches de la loi de puissance proposée en (4.8). Les deux lois (puissance et logarithmique) semblent donc valables pour approcher la courbe de profondeur expérimentale, mais la loi log permet d'obtenir une dynamique d'ablation initiale plus réaliste (avec une dérivée initiale finie).

4.2.5 Conclusions concernant l'ablation au point de stagnation

Une caractérisation du nombre de Nusselt au point de stagnation Nu_0 au cours de l'ablation par un jet immergé a été réalisée, en fonction des paramètres du jet. La corrélation (4.29) obtenue permet de prédire l'évolution de Nu_0 au cours de l'ablation avec une erreur pouvant aller jusqu'à 30% selon les expériences considérées pour la validation. L'obtention d'une telle corrélation n'avait jamais été réalisée dans la littérature. Les différentes composantes de la corrélation ($\mathcal{C}_{y_0/D_j}$, α, β) ont été comparée à différentes études de la littérature concernant les jets immergés sans fonte ou l'ablation par un jet à surface libre.

La corrélation (4.29) sur Nu_0 a également été utilisée afin d'obtenir la corrélation (4.38) donnant l'évolution de y_0 avec t. Cette corrélation montre une évolution pseudo-logarithmique de y_0 avec t, proche de celle observée expérimentalement (erreur absolue à $1.2D_j$ au maximum sur toutes les expériences).

Il a été montré qu'une loi de puissance sous la forme (4.8) permet également de bien approcher les courbes expérimentales de y_0 en fonction de t, avec un exposant relativement constant entre les expériences (à ~ 0.8). Ce comportement sera comparé dans la suite à celui observé pour l'ablation par un jet à surface libre après "pool-effect" : le jet initialement à surface libre devient immergé lorsque la cavité créée par ablation est remplie d'eau, on peut donc s'attendre à un comportement similaire à ce qui a été observé pour un cas d'ablation par un jet immergé.

4.3 Analyse de la forme de cavité

La section précédente visait à caractériser la profondeur ablatée au point de stagnation et les transferts thermiques correspondants. On cherche dans cette section à étudier les transferts thermiques dans le reste de la cavité, donc pour $r \neq 0$.

On présente ici la méthode utilisée afin de reconstruire la forme de la cavité, à un instant donné, à partir des images enregistrées par la caméra rapide.

On étudie ensuite l'évolution de la forme de cavité avec le temps, mais aussi avec les paramètres du jet.

La forme de cavité sera par la suite utilisée afin de déduire le volume et la surface de la cavité, ce qui permet de calculer le transfert thermique moyen entre la cavité et le jet.

Enfin, la forme de la cavité est également utilisée afin d'évaluer les transferts thermiques locaux, en calculant le nombre de Nusselt local en fonction de r, afin d'étudier leur évolution au sein de la cavité.

4.3.1 Procédure d'obtention de la forme de cavité

L'algorithme de traitement d'image permettant d'obtenir la forme de la cavité à un instant donné de l'ablation a été développé et décrit en détail par Lecoanet [2]. Cette procédure est détaillée en Annexe F.2. Elle peut présenter une faible précision pour une cavité telle que $y_0/D_j < 2$ (la précision est très variable selon les expériences), ainsi on ne présentera donc que des formes de cavité obtenues pour $y_0/D_j \geq 2$ dans la suite.

Dans la suite, on note $y(r)$ la hauteur locale du contour de la cavité par rapport au point de stagnation ($r = 0$) : la profondeur locale de la cavité correspond donc à $y_0 - y(r)$ (avec y_0 la profondeur de la cavité en $r = 0$). On montre en Figure 4.16 un

exemple de contour obtenu en sortie de l'algorithme de détection de la forme de cavité (courbe bleue, légendée "Original"). Le contour est assez irrégulier avec une présence importante de plateaux (succession de points ayant une valeur identique de y) créés lorsque plusieurs points sont détectés à la même profondeur du fait de la résolution de l'image. Le problème d'un tel contour est que la dérivée de y par rapport à r présente dans ce cas des oscillations importantes, or le calcul de cette dérivée est nécessaire pour évaluer les transferts thermiques locaux (cf. section 4.3.4 dans la suite).

Les contours en sortie de l'algorithme de détection de l'interface doivent être traités pour les rendre plus réguliers (ou plus lisses), on détaille donc ici la méthodologie qui a été développée pour cela :

a. La forme de cavité est centrée afin que le point de profondeur maximale se trouve exactement à $r/D_j = 0$ car il peut arriver que le contour en sortie de l'algorithme soit légèrement décentré.
b. Une opération d'anti-aliasing est appliquée au contour afin de supprimer les plateaux : les points consécutifs présentant une même valeur de $y = y_p$ sont remplacés via une interpolation linéaire entre le premier point du plateau et le premier point après le plateau (tel que $y \neq y_p$). Pour cela, on note (r_p, y_p) le premier point du plateau et (r_{ext}, y_{ext}) le premier point en dehors du plateau. Les points du plateau de coordonnées (r_k, y_k) voient leur y_k modifié avec la formule suivante :

$$y_k \;=\; y_p \cdot \frac{r_k - r_p}{r_{ext} - r_p} + y_{ext} \cdot \frac{r_{ext} - r_k}{r_{ext} - r_p} \tag{4.40}$$

   On parcourt tout le contour afin de supprimer tous les plateaux avec cette procédure.
c. Une opération de décimation est appliquée au contour afin de réduire les éventuelles oscillations qui pourraient être générées en sortie de l'algorithme de détection de la forme de cavité : 1 point sur 4 du contour est conservé, ce qui est possible car la résolution initiale du contour (en terme de nombre de points) est élevée. On applique également une moyenne glissante au contour, toujours pour traiter les éventuelles oscillations.
d. L'algorithme de détection du contour ne donne pas nécessairement un contour parfaitement symétrique (par rapport à l'axe $r = 0$) alors que le problème est bien axisymétrique, on moyenne donc la partie du contour obtenue à $r/D_j < 0$ (partie gauche de la cavité) avec la partie du contour obtenue à $r/D_j > 0$ (partie droite).

Cette procédure permet d'obtenir un contour lissé mais présentant une évolution de y par rapport à r fidèle à celle obtenue en sortie de l'algorithme de détection de la forme de cavité. On représente en Figure 4.16 le contour obtenu après ce traitement (courbe orange).

Ceci met bien évidence que le contour obtenu avec cette procédure est beaucoup plus lisse, mais reste très proche du contour obtenu en sortie de l'algorithme de traitement d'image.

4.3.2 Analyse à faible profondeur ($y_0/D_j \leq 6$)

On étudie ici l'évolution de la cavité pour une profondeur au point de stagnation y_0 ne dépassant pas les $6D_j$. On mettra en évidence dans la section 4.3.3 que la dynamique de formation de la cavité change lorsque la profondeur est suffisamment importante

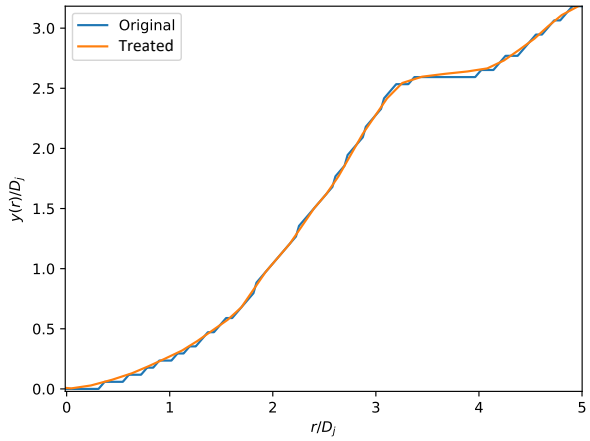


FIGURE 4.16 – Superposition du contour obtenu en sortie de l'algorithme de détection (courbe bleue) avec le contour corrigé (courbe orange). La forme de cavité est obtenue pour $T_j = 50°\text{C}$ et $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \simeq 5.3 \times 10^4$, $Pr = 3.55$, $B = 0.62$), à $t \simeq 12.6\text{s}$.

$(y_0/D_j > 6)$.

On représente en Figure 4.17 le contour de la cavité obtenu à différents instants pour $T_j = 50°\text{C}$ et $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \simeq 5.3 \times 10^4$, $Pr = 3.55$, $B = 0.62$, réf. 6500501).

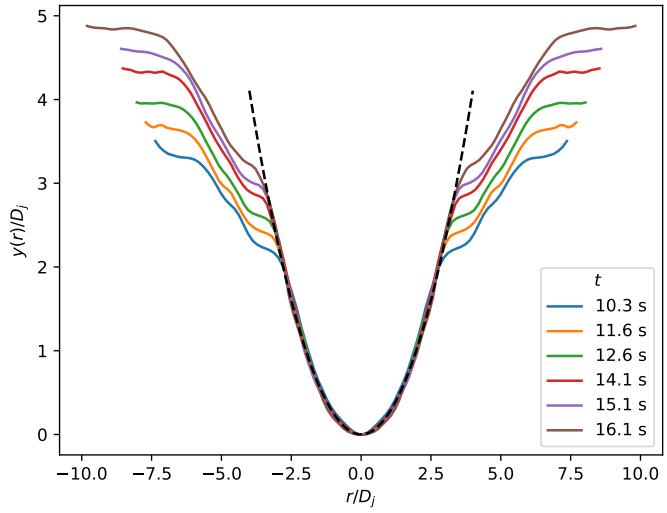


FIGURE 4.17 – Superposition des contours obtenus à différents instants, pour $T_j = 50°\text{C}$ et $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \simeq 5.3 \times 10^4$, $Pr = 3.55$, $B = 0.62$). La courbe en tirets noirs correspond à l'approximation parabolique, donnée en (4.43).

Différentes choses peuvent être observées en Figure 4.17 :

- Pour $|r|/D_j < 2.5$, les formes de cavité obtenues à différents instants sont très proches : la cavité est dite "auto-similaire" par rapport au temps, du fait qu'elle est superposable à elle-même à différents instants. Ce comportement auto-similaire

résulte du fait que les transferts de chaleur à un rayon donné varient peu au cours de temps pour $|r|/D_j < 2.5$ et $y_0/D_j < 6$. La cavité présente également une forme pseudo-parabolique qui sera étudiée dans la suite.

- Pour $|r|/D_j > 2.5 - 3$, on observe l'apparition d'un "épaulement", c'est-à-dire que la courbure de la surface solide change rapidement et laisse apparaître un creux. L'apparition de cet épaulement est attribuée à une augmentation locale des transferts, qui pourrait être causée par un décrochage de la couche limite, augmentant ainsi les fluctuations turbulentes. L'épaulement est étudié dans le paragraphe qui suit celui traitant de la forme parabolique.

a) Forme parabolique

On cherche ici à montrer que les contours obtenus à différents instants pour une même expérience peuvent être approchés par la forme parabolique suivante :

$$\frac{y(r)}{D_j} = \gamma_p \left(\frac{r}{D_j}\right)^2, \quad |r| < 2.5 D_j, \tag{4.41}$$

avec γ_p supposé constant pour un expérience donnée, tant que $y_0 > 6D_j$.

Afin de mettre en évidence la forme pseudo-parabolique, on représente en Figure 4.18 les courbes de $\sqrt{y(r)/D_j}$ en fonction de r/D_j (pour $r/D_j \in [0, 2.5]$) aux différents instants montrés en Figure 4.17 (expérience 6500501).

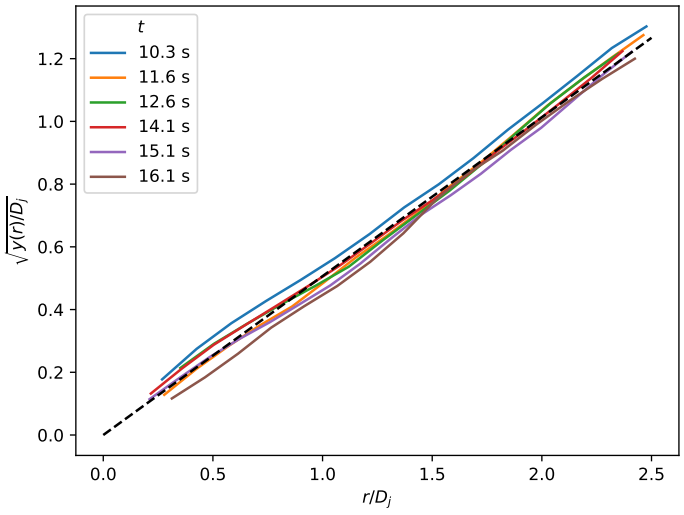


FIGURE 4.18 – $\sqrt{y(r)/D_j}$ en fonction de r/D_j à différents instants, pour $T_j = 50°\text{C}$ et $V_j = 5\text{m.s}^{-1}$ ($Re \simeq 5.3 \times 10^4$, $Pr = 3.55$, $B = 0.62$). La courbe en tirets noirs correspond à la courbe de régression linéaire.

Une régression linéaire est appliquée aux courbes de $\sqrt{y(r)/D_j}$ en fonction de r/D_j montrées en Figure 4.18. Elle permet d'obtenir l'approximation suivante sur la forme du contour pour l'expérience 6500501 :

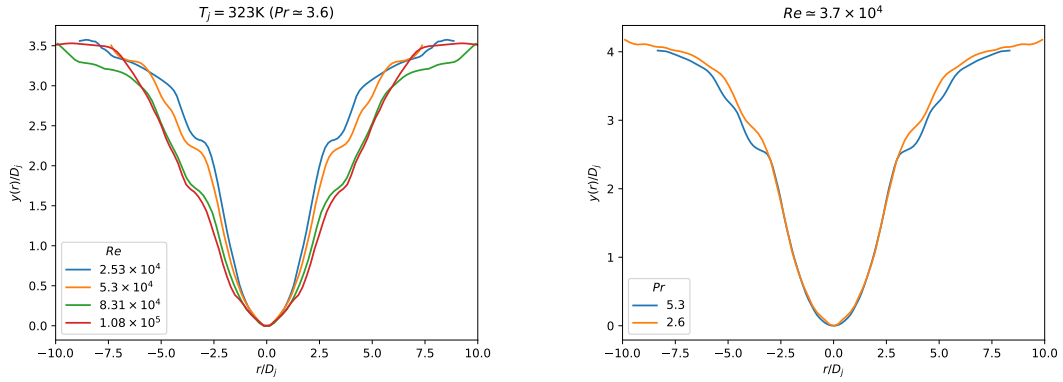
$$\sqrt{y(r)/D_j} \simeq 0.513\ r/D_j \tag{4.42}$$

La courbe de régression linéaire sur $\sqrt{y(r)/D_j}$ en fonction de r/D_j ainsi obtenue est également montrée en Figure 4.18 (courbe en tirets noirs). Pour $|r| < 2.5D_j$, la forme de la cavité obtenue pour l'expérience 6500501 peut donc être approchée par la parabole suivante :

$$\frac{y(r)}{D_j} \simeq 0.263 \left(\frac{r}{D_j}\right)^2, \tag{4.43}$$

et on obtient donc $\gamma_p = 0.263$ pour l'expérience 6500501, avec γ_p la constante multiplicative définie en (4.41). La parabole (4.43) ainsi déterminée est superposée aux formes de cavité en Figure 4.17, et montre un excellent accord avec les formes expérimentales obtenues pour $|r| < 2.5D_j$.

Évolution de γ_p selon les expériences : On représente en Figure 4.19a les formes de cavité obtenues à $T_j = 50°\text{C}$ et $y_0/D_j = 3.5$ pour différentes valeurs de Re : une cavité plus large est obtenue lorsque Re augmente. De même, on représente les formes de cavité obtenues pour $Re \simeq 3.7 \times 10^4$ à deux valeurs de T_j (et donc de Pr et B) différentes en Figure 4.19b. Les formes de cavité obtenues sont très proches dans la partie parabolique, mais il semblerait que l'épaulement se rapproche du point de stagnation pour l'expérience à Pr plus élevé (et B plus bas, puisque Pr et B varient de façon inverse par rapport à T).



(a) Formes de cavité en fonction de Re.

(b) Formes de cavité en fonction de Pr.

FIGURE 4.19 – a) Formes de cavité obtenues pour $T_j = 50°\text{C}$ et pour différentes valeurs de Re ; b) Formes de cavité obtenues à $Re \simeq 3.7 \times 10^4$, pour deux valeurs de Pr. Figures obtenues pour $y_0/D_j \simeq 3.5$.

Afin d'étudier de façon plus quantitative l'évolution de la partie parabolique de la cavité en fonction des paramètres du jet, le coefficient γ_p a ensuite été déterminé pour toutes les expériences (les valeurs obtenues pour les expériences en double sont moyennées), et son évolution en fonction de Re et de T_j est représentée en Figure 4.20.

On peut observer en Figure 4.20 que pour $Re > 2.0 \times 10^4$, γ_p a tendance à diminuer quand Re augmente, peu importe la valeur de T_j. La température du jet T_j (et donc Pr et B) ne semble pas influer sur la valeur de γ_p. Les points à $Re \leq 2.0 \times 10^4$ ne semblent pas suivre le même comportement que les autres points représentés, sans qu'une explication ait pu être dégagée.

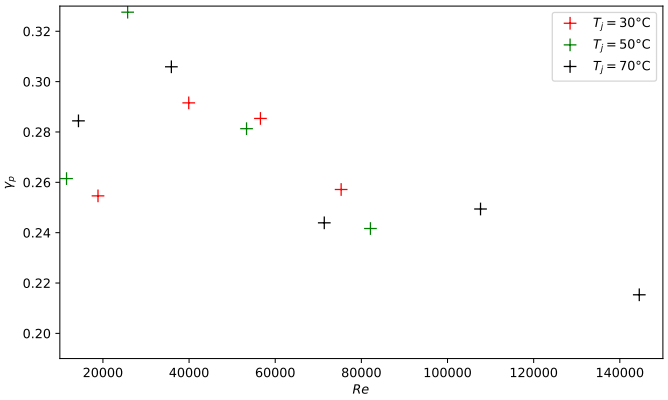


FIGURE 4.20 – Coefficient γ_p de la parabole (4.41) en fonction de Re et de T_j utilisés.

Interprétation de l'évolution de γ_p : Plus γ_p est bas plus la cavité est "large", i.e. pour une valeur fixée de y_0/D_j, la profondeur ablatée à une valeur de $r \neq 0$ donnée augmente lorsque γ_p diminue.

Dans la région $0 \leq r \leq 2.5D_j$ (et de façon identique pour r négatif), les transferts thermiques évoluent de façon monotone avec r : la profondeur ablatée diminue quand r augmente, ce qui se traduit par une réduction des échanges thermiques entre le solide et le fluide à mesure que l'on s'éloigne du point de stagnation. Ceci est cohérent avec la décroissance monotone de Nu avec r relevée dans la littérature [31, 34] dans le cas d'un jet immergé impactant un solide sans fonte avec $H/D_j > 10$ (cf. section 2.1.5).

Il a été constaté précédemment que γ_p a tendance à diminuer quand Re augmente ce qui signifie que la cavité s'élargit quand Re augmente et traduit des transferts thermiques plus élevés en $r \neq 0$ quand Re augmente. L'évolution de Nu en fonction de r sera étudiée de façon plus quantitative dans la suite en section 4.3.4.

La cavité peut être donc bien être approximée par une parabole qui s'élargit quand Re croît, pour $y_0/D_j < 6$, avec des valeurs de γ_p comprises entre 0.21 (grandes valeurs de Re) et 0.53 (petites valeurs de Re).

b) Analyse de l'"épaulement"

La cavité présente un point d'inflexion : le contour passe d'un forme concave (proche du point de stagnation) à une forme convexe (proche de la surface pas encore fondue du glaçon, loin du point de stagnation).

La courbure de la paroi et son évolution pourraient causer le décrochage de la couche limite s'écoulant le long de la paroi depuis le point de stagnation. Le décrochage d'une couche limite de la surface sur laquelle elle s'écoule initialement a lieu lorsque le frottement pariétal τ_w devient nul, en présence d'un gradient de pression adverse [121, 23].

Lopes *et al.* [122] ont étudié de façon numérique l'écoulement dans un tuyau "en S" présentant une partie concave et une partie convexe [1], et ont observé qu'un décrochage

1. À noter que la définition de convexe et concave pour l'interface utilisée en général [122, 123, 124] est opposée à la définition mathématique, la partie parabolique de la cavité est considérée comme la partie concave de la cavité.

de la couche limite était possible dans les zones de courbure importante (partie convexe ou concave), mais aussi dans la zone de transition entre la région concave et convexe du fait du changement rapide de la courbure. You *et al.* [123] ont relevé expérimentalement le fait qu'une paroi concave peut créer un gradient de pression adverse, résultant en un décrochage de la couche limite. Dans le cas d'un jet impactant une paroi concave, Taghinia *et al.* [124] ont montré qu'aucun décrochage de la couche limite n'était présent à la paroi même loin du point de stagnation, du fait du fort gradient de pression proche du point de stagnation qui empêche l'apparition d'un gradient de pression adverse.

D'après les études précédentes, le décrochage de la couche limite ne devrait pas avoir lieu dans la partie concave de la cavité : on va donc chercher à mettre en évidence dans la suite que les épaulements apparaissent au début de la région convexe, possiblement à cause du passage d'une forme convexe à concave.

Forme gaussienne et point d'inflexion : On cherche dans la suite à déterminer la position du point d'inflexion (point de changement de signe de la courbure) d'une fonction approchant la cavité sans épaulement : ceci permettra de localiser le point en lequel on passe d'une forme concave à convexe, et de comparer la localisation de l'épaulement obtenue expérimentalement à la localisation de ce point d'inflexion.

La fonction la plus simple permettant d'obtenir une courbure similaire à ce qui est obtenu expérimentalement (sans tenir compte des épaulements) est une fonction gaussienne ($\exp(-r^2)$). Pour $y_0/D_j < 6$, on cherche donc un fit des contours expérimentaux à partir de la forme f suivante :

$$f(r) \;=\; \frac{y_0}{D_j}\;\left(1-\exp\left[-\gamma_e\left(\frac{r}{D_j}\right)^2\right]\right), \tag{4.44}$$

avec γ_e un coefficient qui dépend des paramètres du jet et de y_0. La forme gaussienne est proche de la forme de la cavité expérimentale dans la partie parabolique de la cavité, et s'écarte de la forme de cavité au niveau de l'épaulement : elle permet d'approcher la forme de la cavité si l'épaulement n'était pas présent. Le fit rejoint ensuite la cavité au niveau de la surface du glaçon loin du point de stagnation.

On peut noter que la forme gaussienne possède un comportement cohérent avec l'approximation parabolique montrée précédemment. En écrivant un développement limité autour de $r = 0$, on a :

$$f(r) = \frac{y_0}{D_j}\;\left(1-\exp\left[-\gamma_e\left(\frac{r}{D_j}\right)^2\right]\right) \sim \frac{y_0}{D_j}\;\cdot\;\gamma_e\left[\frac{r}{D_j}\right]^2 \;+\; o\left(\left[\frac{r}{D_j}\right]^2\right) \tag{4.45}$$

pour $\gamma_e\,(r/D_j)^2$ suffisamment proche de 0, ce qui donne bien un comportement parabolique à proximité du point de stagnation.

On cherche donc à déterminer la localisation du point d'inflexion de cette forme gaussienne afin de déterminer où se trouverait les points d'inflexion du contour si les épaulements n'étaient pas présents. Dans la suite, on s'intéresse en particulier à la hauteur y à laquelle apparaît l'épaulement.

Position du point d'inflexion : Le point d'inflexion d'une fonction g est le point pour lequel le signe de g'' change. Dans notre cas, pour la forme gaussienne f, on a :

$$f''(r) \;=\; 2\gamma_e \frac{y_0}{D_j^3}\left[1 - 2\gamma_e\left(\frac{r}{D_j}\right)^2\right] \;\cdot\; \exp\left[-\gamma_e\left(\frac{r}{D_j}\right)^2\right] \tag{4.46}$$

Le signe de f'' change pour $1 - 2\gamma_e\left(\frac{r}{D_j}\right)^2 = 0$, ce qui donne un point d'inflexion qui apparaît à :

$$\frac{r_{inflexion}}{D_j} = \pm(2\gamma_e)^{-1/2}, \tag{4.47}$$

$$\frac{y(r = r_{inflexion})}{D_j} = \frac{y_{inflexion}}{D_j} = \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}\right)\right] \;\cdot\; \frac{y_0}{D_j} \simeq 0.39\frac{y_0}{D_j}. \tag{4.48}$$

La valeur de $y_{inflexion}$ ne dépend que de y_0 avec la forme gaussienne choisie.

La valeur de $r_{inflexion}$ est difficile à utiliser dans les comparaisons car elle dépend de γ_e, qui varie au cours de l'ablation et entre les expériences.

En utilisant l'éq. (4.47) sur $r_{inflexion}$, on peut réécrire (4.44) de façon à éliminer γ_e :

$$f(r) \;=\; \frac{y_0}{D_j}\;\left(1 - \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{r}{r_{inflexion}}\right)^2\right]\right). \tag{4.49}$$

Ainsi, en supposant que le fit gaussien représente correctement les contours expérimentaux, on devrait obtenir des courbes qui se superposent peu importe la valeur de y_0 considérée en représentant les contours expérimentaux par $y(r)/y_0$ en fonction de la variable R définie par :

$$R = \frac{r}{2\ r_{inflexion}} \tag{4.50}$$

On a en particulier $R = \pm 0.5$ pour $r = \pm r_{inflexion}$.

En utilisant la représentation $y(r)/y_0$ en fonction de R, les contours devraient être auto-similaires par rapport au temps, pas seulement dans la partie parabolique.

Pour un contour donné, on peut déterminer la valeur de $r_{inflexion}$ en cherchant la valeur de r telle que :

$$y(r) = y_{inflexion} = \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}\right)\right] y_0 \simeq 0.39 y_0$$

d'après (4.48). On va comparer les contours obtenus sous cette forme dans la suite.

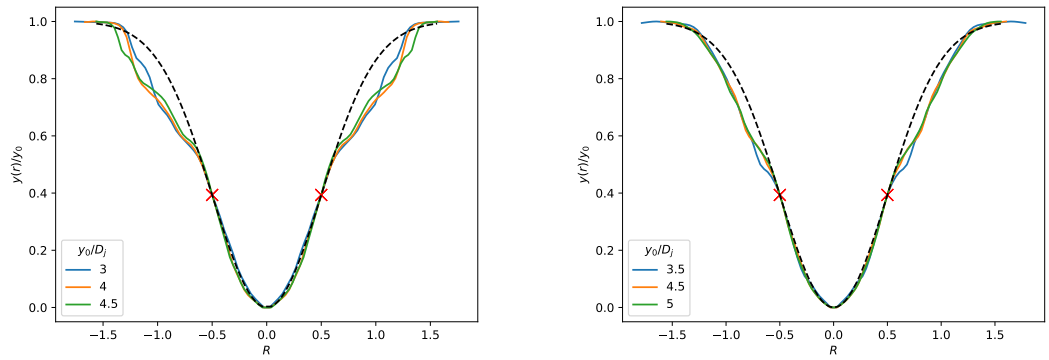
Évolution de la position de l'épaulement pour deux expériences : On représente $y(r)/y_0$ en fonction de R pour différentes valeurs de y_0, et pour deux expériences différentes (6300251, 6501002) en Figures 4.21a et 4.21b.

On superpose à ces contours la fonction gaussienne suivante :

$$f_1(R) = 1 - \exp\left(-2R^2\right). \tag{4.51}$$

On observe sur la Figure 4.21 un bon accord entre les courbes expérimentales et la fonction gaussienne f_1 en dehors de la zone d'épaulement.

La Figure 4.21 permet de mettre en évidence que les formes de cavité obtenues à différents instants peuvent presque intégralement être superposées sur une même courbe,



(a) $Re = 1.83 \times 10^4$, $Pr = 5.32$ (6300251). (b) $Re = 10.8 \times 10^4$, $Pr = 3.56$ (6501002).

FIGURE 4.21 – Superposition de $y(r)/y_0$ en fonction de $R = \frac{r}{2\ r_{inflexion}}$ pour différentes profondeurs avec la forme gaussienne (4.51) pour : a) $Re = 1.83 \times 10^4$, $Pr = 5.32$ (réf. 6300251) ; b) $Re = 10.8 \times 10^4$, $Pr = 3.56$ (réf. 6501002). Les croix rouges représentent les points d'inflexion calculés avec la forme gaussienne.

en dehors de la région de l'épaulement qui se décale légèrement au cours du temps et avec l'augmentation de y_0. La représentation des contours sous la forme y/y_0 en fonction de R permet donc de supprimer la dépendance de la forme de cavité par rapport au temps : la cavité est bien auto-similaire par rapport au temps.

Les Figures 4.21a et 4.21b montrent que l'épaulement observé expérimentalement se trouve systématiquement en aval (en suivant le contour depuis le point de stagnation, à $|r|$ croissant) du point d'inflexion calculé avec l'approximation gaussienne : ceci suggère donc que le passage de la forme concave à convexe pourrait effectivement être la cause du décrochage de la couche limite s'écoulant le long de la paroi de la cavité, augmentant localement la turbulence et donc les transferts thermiques. Ce comportement de l'épaulement a également été observé sur les autres expériences.

Évolution de la position de l'épaulement avec Re : On représente en Figure 4.22 l'évolution des contours (représentés par y/y_0 en fonction de R) pour différentes valeurs de Re et Pr (et B), ainsi que les points d'inflexion (croix rouges) calculés avec l'approximation gaussienne : dans cette représentation, ils ont pour coordonnée $y_{inflexion}/y_0 = 1 - e^{-1/2}$śimeq0.39 et $R = \pm 0.5$.

L'épaulement semble se rapprocher du point de stagnation (et du point d'inflexion évalué théoriquement) lorsque Re augmente. Ceci est un résultat contre-intuitif : Dróżdż *et al.* [121] ont étudié un écoulement sur une surface plane en présence de gradient de pression adverse et ont montré que le décrochage de la couche limite a lieu plus en aval de l'écoulement lorsque Re augmente. Ceci est lié à l'augmentation avec Re du frottement turbulent à la paroi, ce qui favorise la condition $\tau_w > 0$.

Deux propositions sont données dans la suite pour essayer d'expliquer ce résultat dans le cas présent d'une paroi avec fonte.

Aspiration de liquide à la paroi : L'interface solide-liquide, du fait de la fonte, possède une vitesse V_f et induit une vitesse normale à la paroi u_l dans le liquide. Ceci

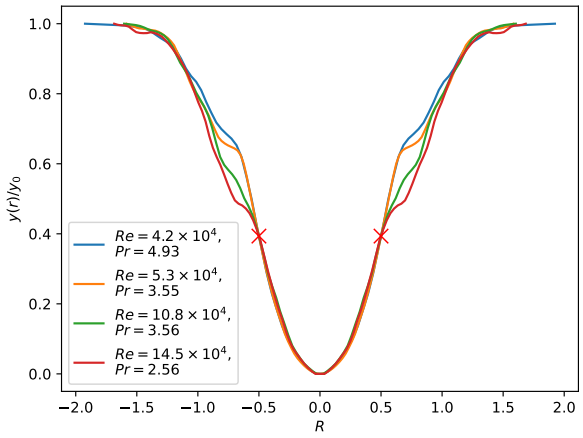


FIGURE 4.22 – y/y_0 en fonction de $R = \frac{r}{2\ r_{inflexion}}$ pour différentes expériences, à $y_0/D_j = 4.5$ et points d'inflexion de la forme gaussienne (croix rouges).

est dû à la différence de ρ entre le solide et le liquide. Drouillet [116] donne la relation suivante entre la vitesse du liquide u_l et la vitesse de l'interface V_f :

$$u_l \ = \ V_f \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_l}\right). \tag{4.52}$$

Dans le problème étudié, $\rho_s/\rho_l < 1$, donc la vitesse induite dans le liquide est dirigée dans la direction du liquide vers le solide, tout comme la vitesse de fonte V_f (puisqu'il s'agit bien d'un problème de fonte). Dans ce cas, la paroi peut être assimilée à une paroi qui "aspire" le liquide.

Le comportement d'une couche limite en utilisant une paroi pouvant "aspirer" (condition de fluide entrant dans la paroi) ou "souffler" (condition de fluide sortant de la paroi) a été étudié par différents auteurs [125, 23, 126] : il a été mis en évidence pour une surface plane qu'une condition de fluide entrant (aspiration) augmente le frottement pariétal et, de ce fait, tend à empêcher le décrochage de la couche limite.

D'après (4.52) on a $u_l \propto V_f$. On peut donc caractériser V_f en fonction des paramètres du jet afin de déterminer comment évolue u_l avec ces paramètres, et en déduire ce qui favorise ou non le décrochage de la couche limite.

Au point de stagnation, on a :

$$Nu_0 = \frac{\rho_s D_j c_{p,j}}{B\lambda_j}\ \frac{dy_0}{dt} = \frac{\rho_s D_j c_{p,j}}{B\lambda_j}\ V_{f,0} \tag{4.53}$$

$$\Rightarrow Nu_0 = \frac{1}{B}\ \frac{\rho_s}{\rho_j}\ \frac{D_j \rho_j V_j}{\mu}\ \frac{c_{p,j}\mu}{\lambda_j}\ \frac{V_{f,0}}{V_j} = \frac{\rho_s}{\rho_j}\ \frac{Re\ Pr}{B}\ \frac{V_{f,0}}{V_j}, \tag{4.54}$$

et d'après la corrélation (4.29), on a :

$$Nu_0 \propto Re^{0.65} \cdot Pr^{0.8} \cdot \frac{\ln(1+B)}{B}. \tag{4.55}$$

En combinant les deux relations précédentes, on a :

$$V_{f,0} \propto V_j \cdot \frac{\rho_j}{\rho_s} \cdot Re^{-0.35} \cdot Pr^{-0.2} \cdot \ln(1+B) \tag{4.56}$$

On suppose que $V_f(r \neq 0)$ dépend des paramètres du jet de façon similaire à $V_{f,0}$: V_f augmente quand B ou V_j augmentent, mais décroît quand Re ou Pr augmentent.

Ainsi, l'augmentation de Re ou Pr (à V_j constant) provoque une réduction de V_f et donc de u_l, l'aspiration par la paroi est donc moins forte et favorise un peu plus la séparation de la couche limite. À l'inverse, augmenter V_j à Re constant provoque une stabilisation de la couche limite par augmentation de V_f.

Ceci est cohérent avec ce qui est observé en Figure 4.19b : les expériences sont réalisées à $Re \simeq 3.7 \times 10^4$ fixé, mais ρ_j, Pr, V_j et B changent entre les deux expériences :

- Pour l'expérience réalisée à $Pr = 5.3$ (expérience 6300501, $T_j = 30°\text{C}$ et $V_j = 5.0\text{m.s}^{-1}$), on a $V_j \cdot \frac{\rho_j}{\rho_s} \cdot Pr^{-0.2} \cdot \ln(1+B) \simeq 1.23\text{m.s}^{-1}$;
- Pour l'expérience réalisée à $Pr = 2.6$ (expérience 6700251, $T_j = 70°\text{C}$ et $V_j = 2.5\text{m.s}^{-1}$), on a $V_j \cdot \frac{\rho_j}{\rho_s} \cdot Pr^{-0.2} \cdot \ln(1+B) \simeq 1.39\text{m.s}^{-1}$.

Ainsi, $V_f(Pr = 2.6) > V_f(Pr = 5.3)$, donc l'aspiration à la paroi est plus importante dans l'expérience 6700251 ($Pr = 2.6$) que dans l'expérience 6300501 ($Pr = 5.3$). Or, l'aspiration a un rôle stabilisant vis-à-vis de la couche limite d'après les études mentionnées précédemment, ce qui pourrait expliquer que l'épaulement apparaisse plus proche du point de stagnation pour l'expérience 6300501 que dans l'expérience 6700251.

En revanche, cela ne suffit pas à expliquer le comportement observé en Figure 4.19a, puisque seuls Re et V_j varient (Re varie à cause de V_j). Dans (4.56), on obtient une dépendance de V_f à $V_j^{0.65}$ en prenant en compte la dépendance de Re à V_j. On s'attendrait donc à obtenir un épaulement qui apparaît plus loin du point de stagnation pour les expériences montrées en Figure 4.19a quand V_j (et donc Re) augmente, or c'est l'inverse qui est observé.

De la même manière, en calculant $V_j \cdot \frac{\rho_j}{\rho_s} \cdot Pr^{-0.2} \cdot \ln(1+B) \cdot Re^{-0.35}$ pour les expériences représentées en Figure 4.22 (pour lesquelles différents paramètres du jet varient) : on devrait obtenir un épaulement qui apparaît plus tard pour les courbes à haut Re qu'à bas Re, ce qui n'est pas le cas.

Manifestement, l'aspiration de fluide par la fonte à la paroi ne permet pas complètement d'expliquer l'évolution de la localisation de l'épaulement avec les paramètres du jet.

Structures turbulentes dues au mélange : Le mélange entre le jet et le fluide ambiant peut induire la création de structures turbulentes de taille importante. Dans le cas d'un jet immergé impactant une paroi sans fonte, Dairay *et al* [37] et Aillaud *et al.* [36] ont montré que pour $H/D_j = 2$, les transferts thermiques sont fortement influencés par ces structures. Les auteurs ont observé qu'un vortex toroïdal est généré périodiquement par le mélange entre le jet et le fluide ambiant. Ce vortex peut être transporté vers la paroi et interagir avec la couche limite, et les auteurs [37, 36] relèvent un décrochage instationnaire de la couche limite dans la région $1.5 \leq r/D_j \leq 2$ dont la cause serait l'interaction entre ce vortex et la couche limite. Ceci résulte en une augmentation locale des transferts.

On peut supposer qu'un phénomène similaire peut avoir lieu dans le cas d'un jet immergé impactant un solide avec fonte : le mélange du jet avec le fluide ambiant pourrait créer des structures turbulentes dans la cavité, qui pourraient interagir avec la couche limite et contribuer à son décrochage. L'importance des structures turbulentes augmentant avec Re, ceci pourrait expliquer que la couche limite se déstabilise plus facilement quand Re augmente.

L'interaction entre le jet et le fluide ambiant pourrait donc être responsable du fait

que l'épaulement apparaît plus proche du point de stagnation quand Re augmente, comme observé en Figure 4.22 et 4.19a. L'effet des structures turbulentes semble être prépondérant par rapport à l'effet de l'aspiration à la paroi décrit précédemment, puisqu'à l'inverse cet effet tend à stabiliser la couche limite.

4.3.3 Analyse à plus grande profondeur ($y_0/D_j > 6$)

Lorsque la cavité devient suffisamment profonde, la cavité ne suit plus un comportement auto-similaire ; en particulier, l'approximation parabolique de la forme de cavité observée entre les épaulements n'est plus valable. On montre en Figure 4.23 l'évolution de la cavité pour des valeurs de y_0/D_j allant au delà de 6. Cette figure montre que la partie initialement parabolique a tendance à s'élargir au delà d'une certaine profondeur.

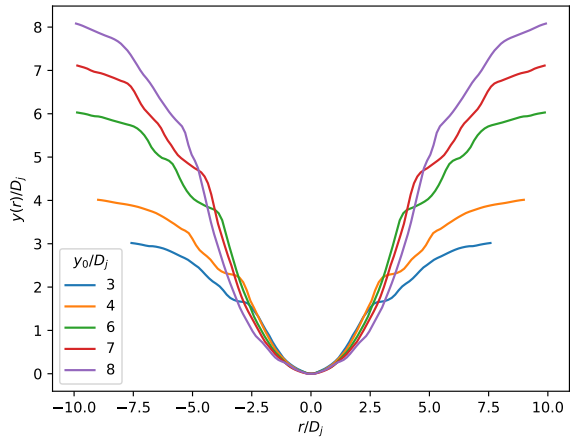


FIGURE 4.23 – Formes de cavité obtenues pour une grande plage de profondeurs (réf. 6500751).

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier l'élargissement de la cavité.

Profondeur de transition

Pour déterminer une profondeur de transition entre le régime d'ablation auto-similaire décrit précédemment et le régime d'élargissement de la cavité, on compare les formes de cavité obtenues à différents instants à la parabole déterminée dans la sous-section précédente (4.3.2). On détermine l'erreur absolue $e_{parab}(r)$ (pour une valeur de r donnée) entre la parabole et les contours expérimentaux avec la formule suivante :

$$e_{parab}(r) = |y(r) - \gamma_p r^2|, \quad r/D_j \in [0, 3]. \tag{4.57}$$

On détermine ensuite $e_{parab,moy}$ la valeur moyennée sur $r/D_j \in [0, 3]$ (cette plage de valeur est choisie car c'est la plage pour laquelle on obtient un comportement parabolique pour $y_0/D_j < 6$) de $e_{parab}(r)$. L'évolution de $e_{parab,moy}$ en fonction de y_0/D_j est représentée en Figure 4.24 pour l'expérience 6700251.

On observe une augmentation progressive de l'erreur absolue moyennée quand y_0/D_j augmente, du fait de l'élargissement de la cavité montré en Figure 4.23.

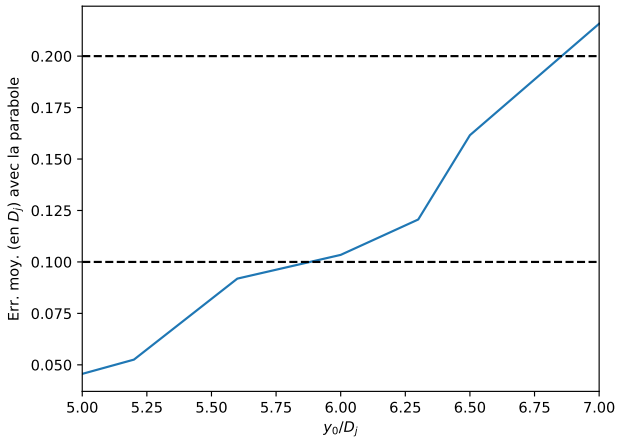
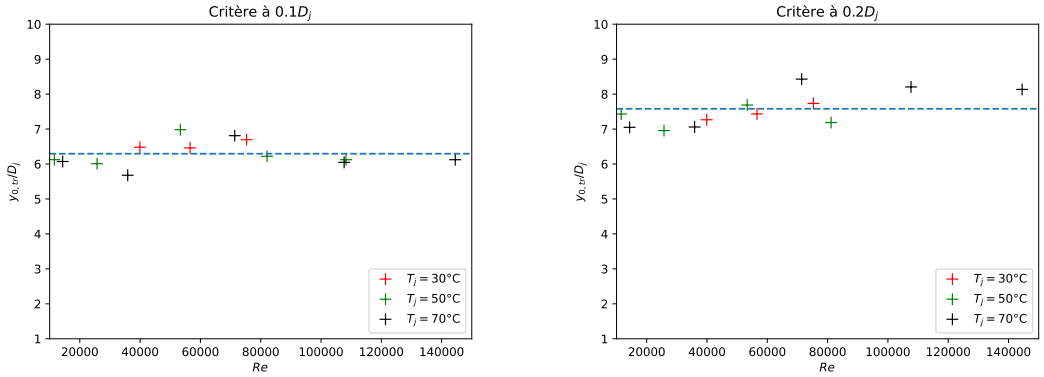


FIGURE 4.24 – Évolution de l'erreur absolue entre la parabole calculée et les contours expérimentaux en fonction de y_0/D_j (réf. 6700251).

Pour caractériser la transition du régime auto-similaire au régime d'élargissement de la cavité, on chercher à déterminer pour chaque expérience la profondeur $y_{0,tr}$ à partir de laquelle l'erreur dépasse une certaine valeur. On choisit (de façon arbitraire) deux valeurs servant de critère : lorsque l'erreur absolue dépasse $0.1D_j$ et $0.2D_j$. Les valeurs de $y_{0,tr}$ obtenues pour chaque expérience sont représentées en Figures 4.25a et 4.25b, respectivement pour un critère à $0.1D_j$ ou à $0.2D_j$.



(a) Critère à $0.1D_j$.

(b) Critère à $0.2D_j$

FIGURE 4.25 – Valeurs de $y_{0,tr}$ obtenues pour différentes expériences, pour deux critères différents.

Les valeurs de $y_{0,tr}$ obtenues pour chaque expérience, pour un critère donné, sont assez proches les unes des autres et relativement peu dispersées, elles semblent pouvoir être raisonnablement approchées par une valeur constante.. On obtient les valeurs moyennes $y_{tr,moy}$ suivantes sur $y_{0,tr}$:

$$y_{tr,moy} = \begin{cases} 6.29 \pm 0.71, & \text{critère à } 0.1D_j \\ 7.58 \pm 0.96, & \text{critère à } 0.2D_j \end{cases} . \tag{4.58}$$

L'incertitude sur les valeurs de $y_{tr,moy}$ est prise comme étant 2 fois l'écart-type des points. On peut considérer que la transition entre le régime auto-similaire et le régime d'élargissement à lieu pour $y_0/D_j \in [6.2, 7.6]$. Au delà d'une erreur moyenne de plus $0.2D_j$, on considère que la forme de cavité est très éloignée de la forme parabolique, et cette approximation n'est donc plus valable.

Modélisation de la transition

La transition entre le régime auto-similaire et le régime d'élargissement de la cavité pourrait venir de la distribution de chaleur advectée par le jet : quand l'écoulement de jet libre parvient dans la cavité (lorsque la cavité est suffisamment grande), une partie de la chaleur apportée par le jet est advectée vers les côtés de la cavité plutôt que directement vers la région de stagnation, du fait du mélange entre le jet et le fluide déjà présent dans la cavité. On va donc chercher à vérifier si l'élargissement de la cavité peut être dû au fait que les côtés de la cavité reçoivent une proportion de chaleur plus importante de la part du jet que la proportion reçue par la région de stagnation au delà d'une certaine profondeur.

On propose dans la suite un raisonnement simple pour approximer la distribution de la chaleur dans la région de jet libre. En utilisant cette distribution de chaleur, on cherchera ensuite à déterminer quelle partie de la chaleur advectée par le jet est dirigée vers la région de stagnation, pour en déduire la chaleur reçue par les côtés de la cavité. Ceci permettra de déterminer à partir de quelle profondeur y_0 la région de stagnation reçoit moins de chaleur de la part du jet que le reste de la cavité. Pour rappel, on utilise la coordonnée Z pour caractériser la distance axiale à la sortie de la buse.

Les hypothèses de cette analyse sont les suivantes :

- La hauteur de la zone de stagnation (définie comme la distance depuis la paroi où l'effet de la paroi est non-négligeable sur l'écoulement) vaut environ $2D_j$, basé sur l'analyse de l'écoulement pour un jet immergé impactant en section 2.1.3.
- On approche l'écoulement en amont de la cavité par un écoulement de jet libre développé (on a bien $Z/D_j > 6$ mais la distance entre la surface initiale du glaçon et la buse est trop faible pour obtenir un jet complètement développé, cf. 2.1.2) : ceci permet d'approcher les profils de vitesse et de température avec des formes connues et présentées en section 2.1.2.
- On considère que dans la cavité, en amont de la zone de stagnation, l'écoulement peut être assimilé à un écoulement de jet libre développé lorsqu'on se place suffisamment proche de l'axe du jet : ceci signifie que le confinement de l'écoulement imposé par la forme de cavité influe de façon négligeable sur l'écoulement au centre de la cavité. Cette hypothèse paraît forte. On représente en Figure 4.26 la superposition des formes de cavité à différentes valeurs de y_0/D_j (pour l'expérience 6700251) avec la limite nominale de la région de jet libre ($r = b(Z)$, avec $b(Z)$ le rayon tel que $\langle u_z \rangle (r = b(Z), Z) = \frac{1}{2} U_c(Z)$, avec les notations données en section 2.1.2). La limite nominale du jet apparaît relativement éloignée des bords de chaque contour, ainsi l'hypothèse semble finalement relativement acceptable pour des valeurs de y_0 relativement importantes ($5D_j$ au moins).

On considère un volume cylindrique de rayon $r = b(Z = H)$, situé entre l'entrée de la cavité ($Z = H$) et la limite haute de la région de stagnation ($2D_j$ au-dessus du point de stagnation). On choisit d'utiliser un cylindre de rayon $b(Z = H)$ car il s'agit de la limite nominale du jet après avoir parcouru la distance H entre la buse et la surface initiale

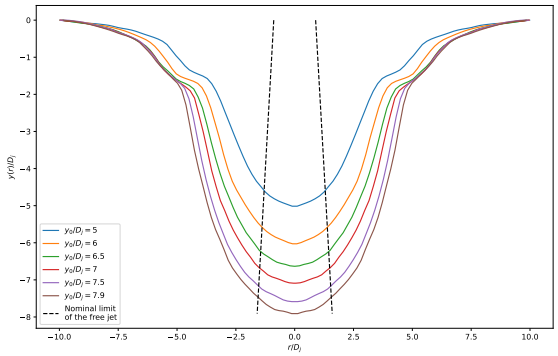


FIGURE 4.26 – Superposition des formes de cavité à différentes valeurs de y_0/D_j avec la limite nominale de la région de jet libre ($r = b(Z)$, avec $b(Z)$ la demi-largeur du jet libre, cf. section 2.1.2). Référence de l'expérience : 6700251.

de la glace impactée. La hauteur du cylindre est $y_0 - 2D_j$ puisque la cavité possède une taille verticale de y_0 et la zone de stagnation $2D_j$. Un schéma du cylindre est donné en Figure 4.27 afin d'illustrer la situation.

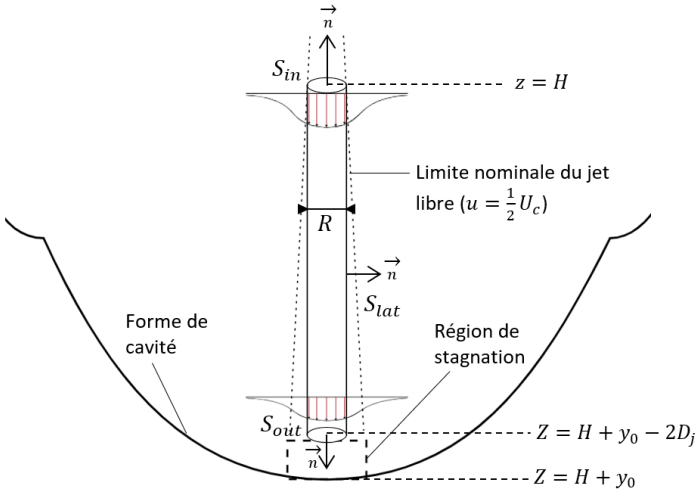


FIGURE 4.27 – Illustration du volume cylindrique utilisé pour le bilan de chaleur. z désigne la distance axiale à la buse.

Un bilan d'énergie va être réalisé dans ce cylindre pour déterminer la chaleur sortante par la surface S_{out} vers la région de stagnation et la chaleur sortante par la surface S_{lat} vers les côtés de la cavité.

Bejan [22] donne les approximations suivantes pour les profils de $\langle T \rangle$ et $\langle u_z \rangle$ (vitesse axiale) pour un écoulement de jet libre développé (cf. section 2.1.2) :

$$\begin{aligned} \langle u_Z \rangle (r, Z) &\simeq U_c(Z) \exp\left[-\left(\frac{r}{0.107Z} \right)^2 \right] \\ \langle T \rangle (r, Z) - T_\infty &\simeq (T_c(Z) - T_\infty) \exp\left[-\left(\frac{r}{0.127Z} \right)^2 \right] \end{aligned} \tag{4.59}$$

avec U_c et T_c qui sont respectivement la vitesse axiale et la température au centre du jet (moyennées au sens statistique). D'après ce qui a été vu en section 2.1.2, pour un écoulement de jet libre développé, on a $U_c \propto \frac{1}{Z}$ et $(T_c - T_\infty) \propto \frac{1}{Z}$ pour $Z > 6D_j$ avec Z la distance axiale parcourue depuis la buse. On utilise donc les approximations suivantes pour décrire l'évolution de U_c et T_c avec Z :

$$U_c(Z) \simeq \begin{cases} V_j & \text{for } Z/D_j \leq 6 \\ V_j \frac{6D_j}{Z} & \text{for } Z/D_j > 6 \end{cases}, \tag{4.60}$$

$$T_c(Z) - T_\infty \simeq \begin{cases} T_j - T_\infty & \text{for } Z/D_j \leq 6 \\ (T_j - T_\infty)\frac{6D_j}{Z} & \text{for } Z/D_j > 6 \end{cases} \tag{4.61}$$

D'après Bejan [22], dans le cas d'un écoulement de jet libre, le flux de chaleur moyen (au sens statistique) Φ à travers une surface S normale à l'axe du jet s'écrit :

$$\Phi = \int_S \vec{q} \cdot \vec{n}\, dS \quad \text{with} \quad \vec{q} = \rho_j c_{p,j} \langle \vec{u} \rangle (\langle T \rangle - T_\infty) \tag{4.62}$$

Le bilan de chaleur dans le volume cylindrique présenté précédemment (Figure 4.27) s'écrit sous la forme suivante :

$$\Phi_{in} + \Phi_{lat} + \Phi_{out} = 0 \tag{4.63}$$

où Φ_{in} (resp. Φ_{lat}, Φ_{out}) est le flux de chaleur à travers la surface S_{in} (resp. S_{lat}, S_{out}). Φ_{in} et Φ_{out} peuvent être déterminés via la formule (4.62), pour en déduire Φ_{lat}. On pourra ensuite comparer Φ_{out} (flux vers la zone de stagnation) et Φ_{lat} (flux dirigé vers les côtés de la cavité) afin de déduire une condition sur y_0 pour que $\Phi_{out} < \Phi_{lat}$.

On considère une surface S qui est un disque de rayon R, tel que :

$$R = b(Z = H) \tag{4.64}$$

ce qui correspond à la limite nominale du jet à une distance Z de la buse. On obtient en combinant l'expression (4.63) du flux de chaleur Φ avec les approximations (4.59), (4.60) et (4.61) sur $\langle u \rangle$ et $\langle T \rangle$ la formule suivante sur Φ (pour $Z/D_j > 6$ ce qui est bien le cas dans cette analyse) :

$$\begin{aligned} \Phi(Z) &= 2\pi \int_{r=0}^{R} \rho c_p (\langle T \rangle - T_\infty) \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{n}\, r dr \\ &= \pm 2\pi \rho c_p U_c(Z)(T_c(Z) - T_\infty) \int_{r=0}^{R} r \exp \underbrace{\left[-\left(\frac{r}{0.127Z}\right)^2 - \left(\frac{r}{0.107Z}\right)^2 \right]}_{\simeq -150(r/Z)^2} dr \end{aligned} \tag{4.65}$$

$$\begin{aligned} \text{et } \int_0^R r \exp\left[-150\left(\frac{r}{Z}\right)^2\right] dr &= \left[-\frac{Z^2}{300}\exp\left[-150\left(\frac{r}{Z}\right)^2\right]\right]_0^R \\ &= \frac{Z^2}{300}\left(1 - \exp\left[-150\left(\frac{R}{Z}\right)^2\right]\right) \end{aligned} \tag{4.66}$$

$$\Rightarrow \Phi(Z) \simeq \pm 2\pi\rho c_p \frac{V_j(T_j - T_\infty)(6D_j)^2}{300}\left(1 - \exp\left[-150\left(\frac{R}{Z}\right)^2\right]\right). \tag{4.67}$$

Le signe $\pm$ devant l'expression de Φ témoigne du produit scalaire entre le vecteur vitesse et la normale sortante à la surface : $\mathrm{sgn}\left(\langle\vec{u}\rangle \cdot \vec{n}\right) = \pm 1$. Dans le cas du volume cylindrique, on a :

$$\begin{aligned} \Phi_{in} &= \Phi_-(Z = H) \\ \Phi_{out} &= \Phi_+(Z = H + y_0 - 2D_j) \end{aligned} \tag{4.68}$$

où les indices + et − désignent le signe de $\mathrm{sgn}\left(\langle\vec{u}\rangle \cdot \vec{n}\right)$: dans le cas de la surface S_{in}, la normale sortante est orientée vers le haut (cf. Figure 4.27, inversement pour la surface S_{out}) et la direction de la vitesse est de haut en bas (depuis la buse vers le point de stagnation).

Le critère pour que la chaleur transportée par l'écoulement de jet libre qui entre dans la cavité soit moins advectée vers la zone de stagnation que vers les côtés de la cavité est :

$$\Phi_{lat} > \Phi_{out} \tag{4.69}$$

En combinant le bilan de chaleur (4.63) avec cette condition, on a :

$$\begin{cases} \Phi_{in} = \Phi_{lat} + \Phi_{out} \\ \Phi_{lat} > \Phi_{out} \end{cases} \Rightarrow \frac{\Phi_{in}}{2} > \Phi_{out} \tag{4.70}$$

En remplaçant Φ_{in} et Φ_{out} dans (4.70) respectivement par $\Phi_-(Z = H)$ et $\Phi_+(Z = H + y_0 - 2D_j)$, on obtient l'inéquation suivante sur y_0 :

$$\frac{1}{2}\left(1 - \exp\left[-150\left(\frac{R}{H}\right)^2\right]\right) > \left(1 - \exp\left[-150\left(\frac{R}{H + y_0 - 2D_j}\right)^2\right]\right) \tag{4.71}$$

avec $R = b(Z = H)$ qui vérifie :

$$\begin{aligned} \langle u_z\rangle(r = R, Z = H) = \frac{1}{2}U_c(Z = H) &= U_c(Z = H)\exp\left[-\left(\frac{R}{0.107H}\right)^2\right] \\ \Rightarrow R &= 0.107H\sqrt{\ln 2}. \end{aligned} \tag{4.72}$$

La résolution numérique de (4.71) donne :

$$y_0 > 8.68D_j \tag{4.73}$$

La valeur obtenue avec ce raisonnement est indépendante des paramètres du jet, ce qui est constaté en Figures 4.25a et 4.25b. En revanche, elle est supérieure aux deux valeurs déterminées avec les critères d'erreur à $0.1D_j$ (6.29 ± 0.71) et $0.2D_j$ (7.58 ± 0.96).

Il est important de noter que le rayon R utilisé pour le cylindre (ici $R = b(Z = H)$) influe assez fortement sur la valeur critique trouvée :

- Pour $R = 0.5D_j$, la résolution de (4.71) donne :

$$y_0 > 6.85D_j. \tag{4.74}$$

- Pour $R = D_j$, la résolution de (4.71) donne :

$$y_0 > 9.47 D_j. \tag{4.75}$$

Pour $R = 0.5D_j$, on constate que le modèle fournit une profondeur de transition qui est en accord avec les critères d'erreur à $0.1D_j$ et $0.2D_j$. La définition de R étant arbitraire, il est difficile de conclure sur les résultats obtenus par ce modèle. L'utilisation de $R = b(Z = H)$ semble moins arbitraire dans la mesure où ce rayon correspond à la largeur nominale d'un jet libre après avoir parcouru la distance initiale H entre le bloc de glace et la buse.

Conclusion sur le modèle de distribution de la chaleur advectée par le jet : Cette tentative de modélisation semble trop grossière pour pouvoir modéliser la transition du régime d'évolution auto-similaire vers le régime d'élargissement de la cavité et le critère choisi pour la transition donne une transition qui se fait plus tardivement que ce qui est observé expérimentalement.

On peut supposer que le confinement de l'écoulement dans la cavité ainsi que l'interaction du jet avec l'écoulement le long du contour de la cavité précipitent la transition par rapport à ce qui est prévu par ce modèle : tant que l'approximation de la cavité parabolique (proche du point de stagnation) est valable, la forme de la cavité reste identique autour du point de stagnation, et donc ne s'élargit pas lorsque la profondeur augmente. En revanche, lorsque la profondeur augmente, la largeur nominale de la région de jet libre augmente puisque le jet parcourt plus de distance au sein de la cavité (et donc plus de distance depuis la buse). Ainsi, au delà d'une certaine profondeur, l'écoulement de jet libre commencerait à interagir de façon non négligeable avec l'écoulement le long de la paroi de la cavité car la largeur nominale du jet libre devient trop importante par rapport à la largeur de la cavité qui ne varie pas. Ceci induirait une augmentation des transferts sur les côtés de la cavité, provoquant un élargissement progressif de la cavité et la disparition de la forme parabolique.

L'augmentation des transferts par l'interaction entre le jet et l'écoulement le long de la paroi aurait lieu à plus faible profondeur que ce qui est prévu par le modèle développé précédemment. En effet, le modèle ne fait que quantifier la répartition de la chaleur advectée par le jet dans la cavité, il ne permet pas de déduire les transferts thermiques qui résultent de l'advection de la chaleur par le jet vers les parois de la cavité. Or, l'interaction entre l'écoulement le long de la paroi et l'écoulement de jet libre génère de la turbulence ce qui résulte en une augmentation des transferts thermiques le long du contour de la cavité, on peut donc avoir des transferts importants sur les côtés de la cavité sans que la chaleur advectée par le jet soit plus dirigée vers les paroi que vers le point de stagnation.

4.3.4 Évolution radiale du nombre de Nusselt

La vitesse de fonte V_f pour $r \neq 0$ est définie comme la vitesse locale de l'interface dans la direction normale (vers le solide) à celle-ci à un instant donné [2]. Le calcul de $V_f(r \neq 0)$ est plus complexe que le calcul de $V_{f,0}$, car il nécessite d'évaluer le vecteur normal à l'interface au point considéré, ce qui implique d'avoir une interface relativement régulière (d'où l'intérêt de la procédure présentée au début de la section). Le profil de Nu en fonction de r dans la cavité peut être déterminé en évaluant le profil de V_f en fonction de r et en utilisant la relation (2.71) qui lie V_f et Nu.

La procédure numérique permettant d'obtenir les profils de V_f et de Nu en fonction de r est décrite en Annexe F.3.

Résultat à faible profondeur ($y_0/D_j = 2$) :

La procédure précédente est appliquée à l'expérience 6500251 ($Re \sim 2.53 \times 10^4$ et $T_j = 50°C$), afin de comparer le profil de $Nu(r)$ à des résultats de la littérature, obtenus pour des jets impactant **sans fonte**. La valeur $\Delta t = 2s$ est utilisée (le profil obtenu ne varie pas pour des valeurs plus élevées de Δt), de façon à obtenir une distance suffisamment importante entre les deux contours pour éviter l'apparition d'oscillations dans le profil de $Nu(r)$ lors du traitement numérique. On représente en Figure 4.28 le profil de $Nu(r)$ obtenu à $y_0/D_j = 2$ pour $r/D_j \in [0, 3.5]$.

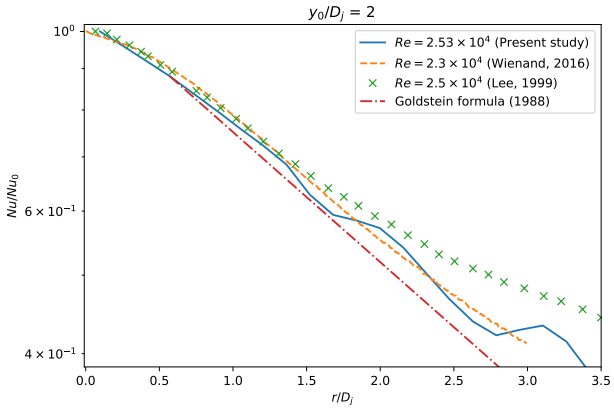


FIGURE 4.28 – Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour $y_0/D_j = 2$ ($Re \simeq 2.53 \times 10^4$ et $T_j = 50°C$, réf. 6500251). Des résultats issus de la littérature sont superposés : Wienand *et al.* [127] ($--$), Lee et Lee [31] ($\times$), Goldstein et Franchett [34] ($- \cdot -$), obtenus pour des jets immergés impactant une surface plane sans fonte.

En Figure 4.28 sont également représentés différents résultats de la littérature, obtenus pour un jet immergé impactant une surface plane sans fonte : Wienand *et al.* [127] ont réalisé un calcul RANS avec un modèle $k - \omega$ SST (cf. Annexe B.1) pour $Re = 2.3 \times 10^4$; la courbe issue des résultats expérimentaux de Lee et Lee [31] a été obtenue pour $Re = 2.5 \times 10^4$ avec de l'air ($Pr = 0.7$) ; la corrélation (2.45) entre Nu, Re et r obtenue par Goldstein et Franchett [34] est représentée pour $r > 0.5D_j$.

On constate un bon accord entre les différents résultats de la littérature et le profil de $Nu(r)$ pour $y_0/D_j = 2$. Pour cette valeur de y_0/D_j, la forme de la cavité ainsi que la fonte du solide ne semblent pas jouer sur la forme du profil de $Nu(r)/Nu_0$, ce qui donne un profil similaire entre le cas avec et le cas sans fonte. Pour $r > 3D_j$, on observe un maximum local de Nu pour l'expérience avec fonte réalisée dans cette étude, qui coïncide avec la position de l'épaulement, ce qui est donc cohérent avec les explications données précédemment sur l'origine de l'épaulement.

Pour $0.5 < r/D_j < 3$, le profil décroît et peut être approché par une fonction exponentielle décroissante (la courbe peut être approchée par une droite lorsque l'axe des ordonnées est logarithmique), à l'instar de la corrélation (2.45). En appliquant une régression linéaire à $\ln(Nu)$ en fonction de r, on obtient la corrélation suivante :

$$\frac{Nu}{Re^{0.7}} = 0.059 \exp\left(-0.327\frac{r}{D_j}\right), \quad 0.5 < r/D_j < 3. \tag{4.76}$$

Le coefficient multiplicatif dans l'exponentielle (-0.327) est assez proche de celui obtenu par Goldstein et Franchett [34] (-0.37), ce qui montre une évolution similaire entre la corrélation (2.45) et le profil de $Nu(r)$ obtenu expérimentalement pour le cas avec fonte à $y_0/D_j = 2$.

Résultat pour d'autres profondeurs ($y_0/D_j \geq 2$) :

On représente en Figure 4.29 les profils de $Nu(r)$ obtenus à différentes profondeurs pour l'expérience 6500251. On représente également le profil obtenu par la simulation RANS de Wienand *et al.* [127] présenté précédemment (et obtenu sans fonte).

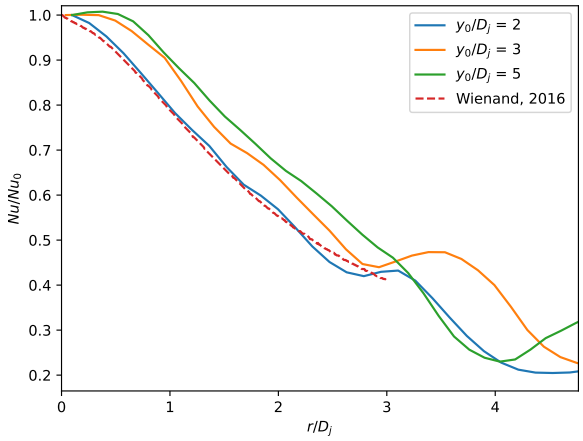


FIGURE 4.29 – Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour différentes valeurs de y_0/D_j ($Re \simeq 2.53 \times 10^4$ et $T_j = 50°C$, réf. 6500251). Le profil obtenu pour un cas sans fonte par Wienand *et al.* [127] ($--$) est également représenté.

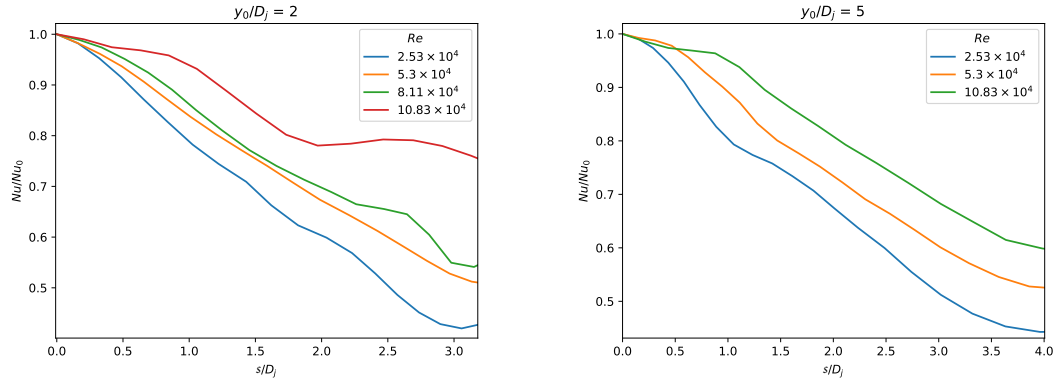
La Figure 4.29 met en évidence que la forme du profil de $Nu(r)$ évolue au cours de l'ablation : plus y_0/D_j augmente, plus $Nu(r)/Nu_0$ est élevé pour $r/D_j \leq 3$. Ceci témoigne du fait que les transferts thermiques s'intensifient sur les côtés de la cavité lorsque y_0 augmente.

Une région où $Nu(r)$ est à peu près constant pour $r/D_j \leq 0.5D_j$ apparaît pour $y_0/D_j > 2$. On observe également que le rayon auquel se trouve l'épaulement, caractérisé par un pic local de $Nu(r)$, augmente quand y_0/D_j augmente, ce qui est cohérent avec les observations précédentes.

De manière générale, on constate que le profil de $Nu(r)$ obtenu n'est plus comparable à ce qui est obtenu pour un cas sans fonte quand la profondeur de la cavité augmente. Ceci est dû à l'influence du confinement induit par la forme de cavité, qui perturbe l'écoulement et augmente les transferts sur les côtés de la cavité. Ce phénomène a également été mis en évidence précédemment avec l'étude de la transition du régime auto-similaire vers le régime d'élargissement de la cavité.

Évolution du profil de $Nu(r)$ avec Re et T_j :

On représente en Figures 4.30a et 4.30b les profils de Nu en fonction de l'abscisse curviligne s (distance le long de la paroi parcourue depuis le point de stagnation) obtenus pour différentes expériences à $T_j = 50°C$ respectivement à $y_0/D_j = 2$ et $y_0/D_j = 5$ (la Figure 4.30b présente une expérience en moins du fait d'un problème de contraste sur les images aux alentours de $y_0/D_j = 5$). L'intérêt d'utiliser l'abscisse curviligne s est que la forme de la cavité change de façon non-négligeable d'une expérience à l'autre (tandis que pour une même expérience on a vu que la forme de cavité changeait peu pour $y_0/D_j < 6$), il peut donc être plus pertinent d'étudier les transferts en fonction de la distance au point de stagnation plutôt qu'en fonction du rayon r.



(a) $y_0/D_j = 2$.

(b) $y_0/D_j = 5$.

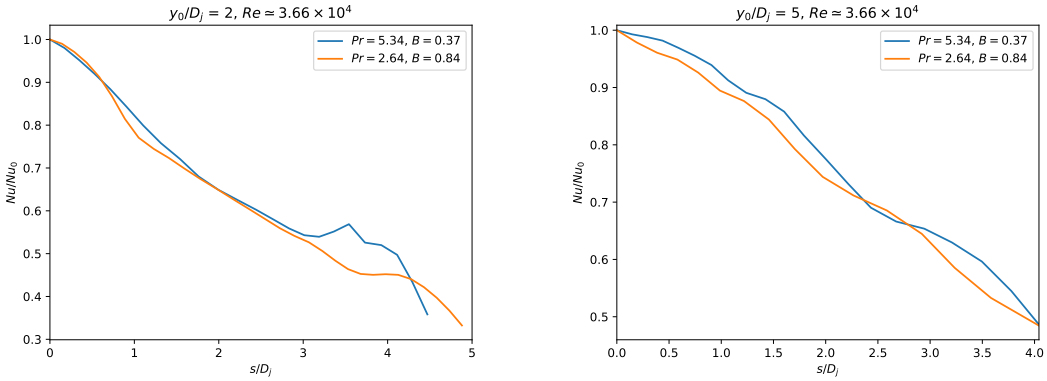
FIGURE 4.30 – Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour différentes valeurs de Re ($T_j = 50°C$) et deux valeurs de y_0/D_j.

Ces figures permettent de mettre en évidence que le profil de Nu/Nu_0 décroît moins rapidement avec s quand Re augmente, ce qui permet de comprendre l'évolution sur γ_p mise en évidence précédemment (section 4.3.2) : Nu (et donc la fonte) reste plus proches de Nu_0 pour des valeurs élevées de Re quand on s'éloigne du point de stagnation, ce qui donne une cavité plus large à y_0 donné quand Re augmente. Le même comportement est observé peu importe la profondeur considérée.

Des résultats similaires sont obtenus en variant Re pour les expériences réalisées avec les deux autres valeurs de T_j considérées, mais ne sont pas rapportés ici pour ne pas surcharger l'étude.

On représente ensuite en Figures 4.31a et 4.31b (respectivement pour $y_0/D_j = 2$ et $y_0/D_j = 5$) les profils de Nu/Nu_0 pour deux expériences (réf. 6300501 et 6700251) à Pr et B variables, pour $Re \simeq 3.6 \times 10^4$.

Ces figures mettent en évidence que le profil de Nu/Nu_0 ne semble pas être dépendant de la température du jet T_j à Re fixé (ou les effets de la variation de Pr et de B se compensent). La différence la plus notable est que le maximum local des transferts apparaît à une valeur de s/D_j plus élevée pour l'expérience à $T_j = 70°C$ ($Pr = 2.64$ et $B = 0.84$) que pour l'expérience à $T_j = 30°C$ ($Pr = 5.34$ et $B = 0.37$), comportement qui est cohérent avec l'apparition plus tardive de l'épaulement pour $Pr = 2.64$ que pour $Pr = 5.34$ montrée en section 4.3.2.



(a) $y_0/D_j = 2$. (b) $y_0/D_j = 5$.

FIGURE 4.31 – Profil de $\frac{Nu}{Nu_0}$ pour deux valeurs de Pr et B ($Re \simeq 3.6 \times 10^4$) et deux valeurs de y_0/D_j.

L'analyse du profil obtenu pour Nu/Nu_0 en fonction de différents paramètres permet de confirmer certains comportements qui avaient été observés précédemment :

- L'épaulement est bien associé à un maximum local des transferts.
- La cavité plus large observée lorsque Re augmente (pour $y_0/D_j \leq 6$) est liée à un profil de Nu/Nu_0 qui décroît plus lentement avec r (ou s) lorsque Re augmente.
- Pour $y_0/D_j = 2$, le profil de Nu/Nu_0 obtenu pour l'expérience 6500251 ($Re \simeq 2.6 \times 10^4$) est proche de différents profils issus de la littérature, obtenus pour un jet immergé impactant une surface plane sans fonte. Ceci montre que la forme de cavité n'influe pas sur la forme du profil de Nu/Nu_0 pour y_0 suffisamment faible (seule la valeur de Nu_0 change du fait de la réduction des transferts par la fonte, cf. section 4.2.3).
- Pour $y_0/D_j \leq 3$, le confinement de l'écoulement induit par la forme de cavité a un effet non-négligeable sur les transferts. Ceci se traduit par des valeurs plus importantes de Nu/Nu_0 en dehors de la zone de stagnation, ce qui provoque l'élargissement de la cavité. Ce phénomène devient vraiment notable aux alentours de $y_0 \simeq 6D_j$ d'après l'analyse de la transition du régime auto-similaire vers le régime d'élargissement de la cavité.

4.3.5 Conclusions concernant l'analyse de la forme de cavité

L'évolution de la forme de cavité au cours de l'ablation en fonction des paramètres du jet a été caractérisée. Une forme de cavité auto-similaire et parabolique a été trouvée pour $y_0/D_j < 6$, et il a été montré que la cavité tend à s'élargir pour les grandes profondeurs. L'épaulement a été étudié, notamment l'évolution de sa localisation en fonction de Re. Enfin, les transferts thermiques ont été étudiés dans toute la cavité et comparés à des résultats de la littérature (pour un jet impactant une surface plane sans fonte), et montrent un bon accord pour de profondeurs relativement faibles telles que $y_0/D_j \simeq 2$).

La résolution des images obtenues expérimentalement dans cette étude ne permet pas d'étudier la dynamique de formation de la cavité pour les faibles profondeurs car l'objectif était d'étudier la formation de la cavité sur des échelles de temps importantes de l'ordre

de la centaine de seconde pour des profondeurs ablatées de plus de $10D_j$. Une étude avec des images plus zoomées sur la surface initiale du bloc impactée pourrait fournir des données intéressantes sur la formation de la cavité et l'apparition des épaulements.

5. Résultats de simulation numérique pour l'ablation par un jet immergé

Table des matières

5.1 Résultats préliminaires : jet immergé impactant sans fonte . 142
5.1.1 Condition d'entrée de fluide : données turbulentes 143
5.1.2 Comparaison des performances des méthodes de turbulence synthétique 147
5.1.3 Jet immergé impactant sans fonte 151
5.2 Résultats numériques d'ablation par un jet immergé 166
5.2.1 Analyse de sensibilité au paramètre C_{Voller} 167
5.2.2 Résultats d'ablation pour $Re = 11.6 \times 10^3$ 169
5.2.3 Résultats d'ablation pour $Re = 26.0 \times 10^3$ 174
5.2.4 Conclusions pour la simulation de l'ablation par un jet immergé 178

Les résultats expérimentaux d'ablation par un jet immergé, obtenus au chapitre précédent, vont être utilisés dans ce chapitre afin de valider le code CFD OpenFOAM® . En particulier, on va chercher à vérifier s'il est possible d'obtenir, par simulation numérique, une profondeur ablatée au point de stagnation qui évolue de façon similaire à ce qui a été observé expérimentalement.

L'approche LES a été retenue pour la simulation de l'ablation par un jet immergé du fait des différents avantages donnés précédemment par rapport aux autres approches (RANS, DNS) : coût en ressources numériques moins élevé que pour une DNS, meilleure précision que pour l'approche RANS, en particulier pour la résolution de la turbulence et des transferts en proche paroi. L'approche LES permet également de simuler un écoulement fluctuant et instationnaire, ce qui n'est pas le cas avec l'approche RANS classique qui ne résout que les champs moyennés.

L'étude par simulation numérique de l'ablation par un jet immergé réalisée dans cette thèse se fait en plusieurs étapes :

- Dans un premier temps, une étude du problème sans fonte avec validation sur des résultats de la littérature sera réalisée afin d'une part de s'assurer de la validité de la méthodologie (résolution de la turbulence et simulation de la fonte notamment) et d'autre part de mesurer la sensibilité des résultats de simulations à différents paramètres : le maillage et la condition d'entrée de fluide à la buse.

- Dans un second temps, les paramètres obtenus à l'issue de l'étude sur le cas sans fonte seront appliqués aux simulations du cas avec fonte, qui nécessite une plus grande quantité de ressources numériques.

Dans ce chapitre, on utilise le "solver" OpenFOAM® "buoyantPimpleFoam" [13], pour la résolution des équations, car il permet de simuler un écoulement turbulent anisotherme avec flottabilité, et permet de traiter la fonte en utilisant la méthode d'enthalpie-porosité décrite précédemment en section 3.3.

5.1 Résultats préliminaires : jet immergé impactant sans fonte

Le problème d'un jet immergé impactant sans fonte a été étudié avant le problème de l'ablation par un jet immergé dans cette thèse : il s'agit d'un cas d'étude préliminaire. L'objectif en étudiant ce cas est de caractériser les paramètres de simulation permettant de simuler des transferts thermiques réalistes entre un jet et un solide tout en réduisant les ressources numériques et donc le temps de simulation nécessaire par rapport au cas avec fonte. Le cas avec fonte sera traité dans la section suivante, et validé à partir des résultats obtenus au chapitre 4.

Afin de vérifier si les transferts thermiques sont correctement résolus, les résultats de simulation seront comparés aux résultats de Lee et Lee [31], qui ont obtenu des profils de Nu en fonction de la distance radiale r au point de stagnation pour des valeurs de Re comprises entre 1.0×10^4 et 3.0×10^4 et à $Pr = 0.7$.

L'effet de différents paramètres de simulation est étudié ici :

- Les paramètres de maillage, via une convergence en maillage.
- Le type de condition d'entrée de fluide au niveau de la buse.

Dans cette section on considère un jet en sortie de buse tel que $Re = 11.6 \times 10^3$ ($V_j = 1.1\text{m.s}^{-1}$) et $T_j = 50°\text{C}$ ($Pr = 3.55$), ce qui correspond à l'expérience 6500111 qui est l'expérience présentant la plus faible valeur de Re, ce qui permet de réduire les ressources numériques nécessaires par rapport à un cas à plus haut Re (cf. 4.1 au chapitre précédent).

Les valeurs de Re utilisées dans la thèse sont toujours supérieures à la valeur critique de 4000 pour que l'écoulement en sortie de la buse soit turbulent [11], il semble donc nécessaire d'utiliser une méthode pour générer un champ de vitesse turbulent en sortie de la buse plutôt qu'un champ de vitesse uniforme. On mettra en évidence dans la suite que l'utilisation d'un champ de vitesse uniforme en sortie de la buse donne des résultats éloignés de ce qui est trouvé dans la littérature.

La conductivité thermique λ et la viscosité cinématique ν du fluide sont rendues dépendantes à la température dans les simulations (sauf mention contraire) : une table de valeurs pour chacune de ces propriétés a été ajoutée aux jeux de données pour la plage de température $0°\text{C} - 50°\text{C}$. Lors des simulations, ces propriétés sont évaluées dans chaque cellule en fonction de la température locale. La masse volumique ρ est gardée constante car le fait d'utiliser une masse volumique variable induit des instabilités voire des divergences lors des reprises de calcul. La force de flottabilité (qui n'implique pas directement d'utiliser ρ variable via l'approximation de Boussinesq) est prise en compte dans les simulations.

La géométrie et le problème de jet immergé impactant étudié sont détaillés en section 5.1.3. Il a été mentionné au chapitre 3 qu'une méthode de génération de fluctuations

turbulentes réalistes doit être utilisée en sortie de la buse. Une telle méthode utilise différentes données d'entrée. On détaille l'obtention de ces données dans la suite en section 5.1.1. Ceci permettra de générer un champ de vitesse fluctuant réaliste en sortie de la buse pour la simulation du jet immergé impactant sans fonte, puis avec fonte.

5.1.1 Condition d'entrée de fluide : données turbulentes

Les méthodes DFSEM et FSM (décrites en section 3.1.5) permettent de générer un champ de vitesse présentant des fluctuations turbulentes réalistes. Les deux méthodes nécessitent pour cela que des données concernant la turbulence soient renseignées : les composantes du champ de vitesse moyen (au sens statistique) $\langle u_i \rangle$ et les composantes du tenseur de Reynolds $\left\langle u_i' u_j' \right\rangle$. On cherche donc, dans la suite, à obtenir ces quantités en sortie d'une buse cylindrique via une simulation RANS de l'écoulement turbulent dans un tube. Le tube doit avoir une longueur suffisamment importante pour permettre l'obtention d'un écoulement turbulent complètement développé : Lienhard [11] et Lecoanet [2] indiquent qu'il faut une longueur d'environ $40D_j$ pour cela.

Pourquoi ne pas utiliser directement le résultat d'une simulation RANS comme condition à la limite à la sortie de la buse ? Une simulation RANS ne permet de résoudre que le champ moyen de vitesse $\langle u_i \rangle$, elle ne permet donc pas d'obtenir un champ de vitesse fluctuant u_i, ayant pour moyenne $\langle u_i \rangle$ et comportant des fluctuations de vitesse u_i'. Ces fluctuations sont a priori nécessaires à l'initialisation de la turbulence en sortie de la buse. Il est donc nécessaire d'utiliser une méthode numérique qui génère un champ fluctuant à partir du profil moyen obtenu par la simulation RANS. Le fait de fournir les R_{ij} permet de contraindre les fluctuations ajoutées au champ moyen, afin qu'elles soient réalistes.

Problème étudié : On considère donc un tube de diamètre $D_j = 0.006\text{m}$ (ce qui correspond au diamètre intérieur de la buse utilisée dans les expériences) et de longueur $40D_j$ pour la simulation RANS. Le modèle de turbulence utilisé comme référence est un modèle "Realizable" $k - \epsilon$ du fait des propriétés mises en avant précédemment (cf. section 3.1.3).

L'axe du tube est l'axe z, et l'écoulement s'effectue du haut vers le bas (vers les z décroissants) car la buse est orientée dans ce sens dans les expériences. La gravité est prise en compte.

Le maillage utilisé est composé exclusivement d'hexaèdres et est régulier. On utilise des cellules de taille Δz constante selon l'axe z, avec $\Delta z = D_j/5$, valeur suffisante pour atteindre la convergence en maillage dans cette direction. La forme du maillage dans une tranche du tube à z constant est montrée en Figure 5.1.

Une condition de vitesse uniforme est imposée en entrée : $u_z = -1.1\text{m.s}^{-1}$ (ce qui correspond à la vitesse utilisée pour l'expérience 6500111 que l'on va chercher à reproduire dans la suite), de façon à obtenir $Re = 11.6 \times 10^3$ pour toutes les simulations de l'écoulement turbulent dans un tube. Cette condition de vitesse uniforme sert uniquement à fixer la vitesse moyenne de l'écoulement. Le frottement pariétal provoque l'établissement progressif d'un profil turbulent de conduite qui est complètement établi pour une distance de $40D_j$.

On utilise en sortie une condition de pression uniforme. Une condition de vitesse nulle est imposée à la paroi.

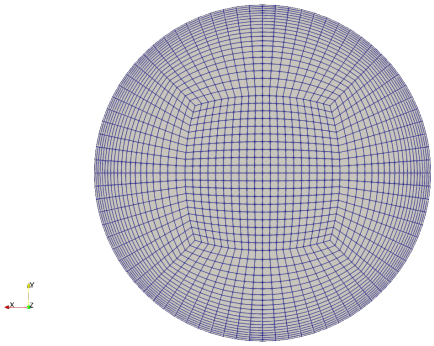


FIGURE 5.1 – Forme du maillage utilisé dans une tranche du tube à z fixé pour les simulations RANS préliminaires.

Les mailles proches de la paroi sont plus raffinées afin de résoudre correctement la couche limite. La taille de la première maille au niveau de la paroi est déterminante pour la résolution de l'écoulement : en effet, les modèles $k-\epsilon$ nécessitent l'utilisation d'une loi de paroi pour corriger le comportement des modèles en proche paroi. Or, les lois de parois ne sont valides que sur certaines plages de y_1^+, où y_1^+ est la valeur de y^+ dans la première cellule à la paroi. Deux types de lois de paroi peuvent être utilisées dans OpenFOAM® :

— Les lois de paroi dites "à bas Reynolds", i.e. pour des valeurs de y_1^+ aux alentours de 5 pour que la première maille se trouve dans la région où $u^+ = y^+$;
— Les lois dites "à haut Reynolds", i.e. pour des valeurs de y_1^+ aux alentours de $30-50$ pour que la première maille se trouve dans la région logarithmique (3.47).

On utilisera dans cette étude des lois "à bas Reynolds" car le diamètre du tube considéré ne permet pas d'obtenir $y_1^+ = 30$ avec une résolution spatiale suffisante (les mailles dans le tube deviennent trop grandes car le diamètre du tube est petit).

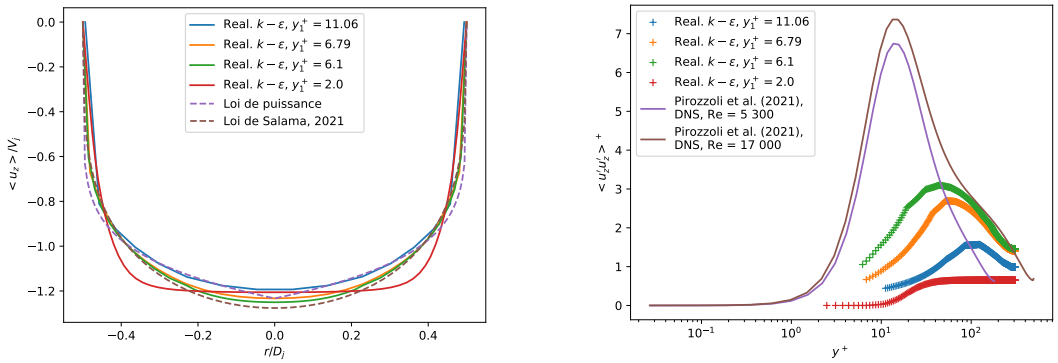
Dans la suite, on comparera les résultats de simulations pour des maillages plus ou moins raffinés en proche paroi, puis on comparera les résultats obtenus pour le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ avec d'autres modèles de turbulence.

a) Taille de la première maille y_1^+ en proche paroi

Profils de $\langle u_z \rangle$ et $\langle u_z' u_z' \rangle$: On représente en Figures 5.2a et 5.2b respectivement les profils de $\langle u_z \rangle$ et de $\langle u_z' u_z' \rangle^+$ obtenus en sortie du tube pour différentes valeurs de la taille de maille à la paroi y_1^+, avec $\langle u_z' u_z' \rangle^+ = \langle u_z' u_z' \rangle / u_\tau^2$ (u_τ défini en (3.44)).

Les profils obtenus pour $\langle u_z \rangle$ en Figure 5.2a sont superposés à la loi de puissance (en 1/7) donnée précédemment en (2.74) et à la loi fournie par Salama [35], donnée en (2.76). On observe un bon accord entre la loi de Salama [35] et les simulations pour $y_1^+ \simeq 6-7$; en revanche pour $y_1^+ \sim 2$, le résultat de calcul semble erroné car le profil est très éloigné des résultats de la littérature.

Les profils obtenus pour $\langle u_z' u_z' \rangle^+$ en Figure 5.2b sont superposés à des résultats de DNS dans un tube, obtenus par Pirozzoli *et al.* [128] pour deux valeurs de Re. Les résultats sont assez éloignés en terme de valeurs, témoignant du fait que l'approche RANS est imprécise par rapport à une DNS, mais la tendance est similaire. On observe un pic très marqué à $y^+ \simeq 10-20$ pour les DNS de Pirozzoli *et al.* [128], tandis qu'on observe un pic un peu moins marqué à $y^+ \simeq 50-100$ pour la simulation RANS pour



(a) $\langle u_z \rangle$ en fonction de r.

(b) $\langle u'_z u'_z \rangle^+$ en fonction de y^+.

FIGURE 5.2 – Comparaison des résultats obtenus par les simulations RANS préliminaires avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$, pour différentes valeurs de y_1^+ : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle^+$ en fonction de y^+ avec superposition des profils obtenus par Pirozzoli *et al.* [128].

laquelle on obtient $y_1^+ = 6.1$.

Les résultats RANS montrent un comportement proche de la littérature pour le profil de $\langle u_z \rangle$. En revanche, on obtient un profil un peu plus éloigné de la littérature pour $\langle u'_z u'_z \rangle$, même si la tendance est bonne. On obtient bien un pic de $\langle u'_z u'_z \rangle$ en proche paroi, ce qui reflète la production de turbulence dans cette région. Une DNS n'étant pas envisageable pour obtenir les données turbulentes voulues, on utilisera donc ces résultats RANS dans l'objectif d'initialiser la turbulence en entrée de notre système. On ne peut pas non plus utiliser les résultats issus directement de la littérature car ils sont obtenus à des valeurs de Re différentes (et pour des valeurs de D_j non spécifiées ce qui ne permet pas de garantir la transposition à notre cas).

Le champ turbulent généré à la sortie de la buse en utilisant les données de la simulation RANS pour le jet immergé impactant ne détermine pas complètement les fluctuations turbulentes qui seront obtenues à proximité de la paroi impactée. En effet, la région de mélange entre le jet libre et le fluide ambiant joue très fortement sur l'établissement des fluctuations turbulentes au point de stagnation. L'intérêt de générer de la turbulence au sein du jet est de créer une interaction réaliste entre le jet turbulent et le fluide ambiant, ce qui se traduira par des fluctuations correctement simulées à la paroi impactée.

Frottement pariétal τ_w et nombre de Reynolds de frottement Re_τ : On cherche ici à évaluer le frottement pariétal (statistiquement moyenné) dans les simulations afin de comparer la valeur obtenue à une valeur de référence issue de la littérature. Ceci permet de vérifier que le comportement de l'écoulement en proche paroi est correct.

La valeur du frottement pariétal est une donnée importante dans les écoulements internes comme l'écoulement de conduite cylindrique considéré : le frottement pariétal est fortement lié à la forme du profil de vitesse moyen. Pour un écoulement turbulent, Pope [19] indique que la "loi de friction de Prandtl", donnée ci-dessous, permet d'évaluer le frottement pariétal τ_w dans une conduite cylindrique lisse :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2.0 \log\left(\sqrt{f} Re\right) - 0.8 \tag{5.1}$$

avec

$$f = \frac{8u_\tau^2}{V_j^2} = \frac{8\tau_w}{\rho V_j^2}. \tag{5.2}$$

Pour $Re = 11.6 \times 10^3$ et $V_j = 1.1\text{m.s}^{-1}$, on obtient par résolution numérique la valeur suivante du nombre de Reynolds de frottement Re_τ :

$$Re_\tau = \frac{u_\tau D_j}{\nu} \simeq 722. \tag{5.3}$$

Les valeurs de Re_τ obtenues par les simulations pour les différentes valeurs de y_1^+ sont rapportées en Table 5.1.

y_1^+	Re_τ
11.06	425
6.79	476
6.10	544
2.00	466
Réf. (eq. (5.3))	722

TABLE 5.1 – Comparaison des valeurs de Re_τ obtenues pour les simulations RANS (modèle "Realizable" $k-\epsilon$) pour différentes valeurs de y_1^+.

Les simulations RANS sous-estiment un peu le frottement pariétal car les contraintes turbulentes sont sous-estimées dans la région de proche paroi (illustré en Figure 5.2b). On constate que la valeur calculée de Re_τ augmente quand on raffine le maillage en proche paroi (quand y_1^+ diminue) et qu'elle se rapproche de la valeur de référence, sauf pour $y_1^+ = 2.0$ du fait des erreurs de calcul déjà mises en évidence précédemment. La valeur la plus proche de la littérature est obtenue pour $y_1^+ = 6.1$, et est acceptable car l'ordre de grandeur obtenu est bon (25% d'erreur par rapport à la valeur de référence).

La simulation RANS à $y_1^+ = 6.1$ donne des résultats relativement satisfaisants, et globalement plus proches de la littérature que les autres simulations. On utilisera donc le maillage correspondant pour les simulations RANS de l'écoulement dans un tube dans la suite.

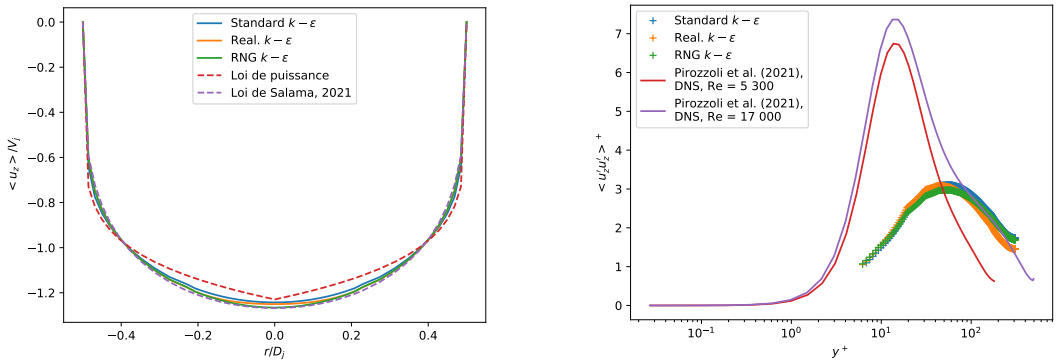
b) Comparaison avec d'autres modèles de turbulence

On compare ensuite les résultats obtenus avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ avec les résultats de deux autres modèles de turbulence : le modèle $k-\epsilon$ standard et le modèle $k-\epsilon$ RNG (décrits en Annexe B.1). Ceci permet de vérifier si l'utilisation du modèle "Realizable" $k-\epsilon$ est bien pertinente ou non.

Le maillage utilisé ici est le même maillage qui permis de réaliser la simulation RANS donnant $y_1^+ = 6.1$ avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$.

On représente en Figures 5.3a et 5.3b respectivement les profils de $\langle u_z \rangle$ et de $\langle u_z' u_z' \rangle^+$ obtenus en sortie du tube pour les différents modèles.

On n'observe que très peu de différences entre les résultats donnés par les différents modèles de turbulence. L'utilisation de lois de paroi corrige le comportement des modèles



(a) $\langle u_z \rangle$ en fonction de r.

(b) $\langle u'_z u'_z \rangle^+$ en fonction de y^+.

FIGURE 5.3 – Comparaison des résultats obtenus par les simulations RANS préliminaires pour $y_1^+ = 6.1$ avec différents modèles de turbulence : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle^+$ en fonction de y^+ avec superposition des profils obtenus par Pirozzoli *et al.* [128].

en proche paroi et l'écoulement est très fortement dépendant de la résolution en proche paroi car c'est un écoulement interne.

Les valeurs de Re_τ obtenues par les simulations pour les différents modèles de turbulence sont rapportées en Table 5.2.

Modèle de turbulence	Re_τ
Standard $k-\epsilon$	566
Realizable $k-\epsilon$	544
RNG $k-\epsilon$	548
Réf. (eq. (5.3))	722

TABLE 5.2 – Comparaison des valeurs de Re_τ obtenues pour les simulations RANS pour différents modèles de turbulence.

Les résultats obtenus avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ sont bien en accord avec ceux obtenus pour les deux autres modèles considérés : on obtient seulement 4% d'écart sur la valeur calculée de Re_τ.

5.1.2 Comparaison des performances des méthodes de turbulence synthétique

On cherche dans ce paragraphe à tester les méthodes de génération de champ turbulent (méthodes DFSEM et FSM, cf. section 3.1.5) sur le cas de l'écoulement turbulent dans un tube. Ceci permet comparer les champs ($\langle u_z \rangle$, $\langle u'_z u'_z \rangle$) et le frottement pariétal obtenus avec ces méthodes avec les champs obtenus par simulation RANS, qui servent de données d'entrée pour les méthodes. On peut ainsi vérifier si le champ fluctuant généré est bien en accord avec les données d'entrée de chaque méthode.

a) Comparaison des différentes méthodes avec les données fournies par l'approche RANS

Méthodologie et intérêt de la démarche : Les résultats de la simulation RANS avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ (pour laquelle on a obtenu $y_0^+ = 6.1$) ont été utilisés en paramètres d'entrée pour les méthodes DFSEM et FSM. Afin de tester ces méthodes et de comparer les résultats obtenus avec les paramètres d'entrée, on réalise des LES sur un tube d'une seule maille. En effet, une seule maille dans la direction principale de l'écoulement est nécessaire pour observer le champ de vitesse fluctuant obtenu sur la surface où les méthodes sont appliquées.

Les paramètres d'entrée de chaque méthode ont été obtenus avec une simulation RANS pour un tube de $40D_j$ de longueur, ils correspondent donc à un écoulement établi et turbulent de conduite. Ainsi, les méthodes DFSEM et FSM devraient générer un profil de vitesse turbulent et établi de conduite.

Spécificité des méthodes : Deux LES ont été réalisées : l'une avec la méthode DFSEM et l'autre avec la méthode FSM. Le maillage utilisé pour les deux simulations est plus raffiné que celui utilisé dans la simulation RANS dans le plan $x-y$, notamment en proche paroi où l'on a cherché à obtenir $y_1^+ < 2$ de façon à garantir que la première maille se trouve dans la sous-couche visqueuse de la couche limite.

Les deux méthodes nécessitent en entrée les champs $\langle u_i \rangle$ et $\left\langle u_i' u_j' \right\rangle$, mais chacune présente une spécificité :

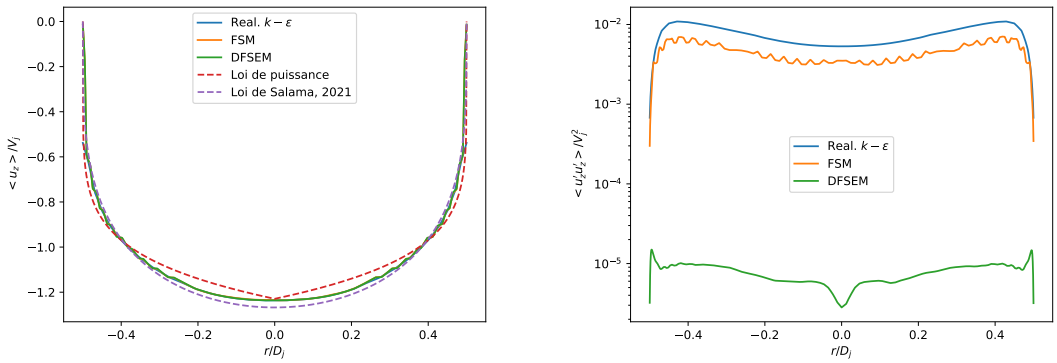
- La méthode DFSEM nécessite de fournir la longueur caractéristique turbulente locale L définie en (3.77) ($L = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\epsilon}$, avec $C_\mu = 0.09$). L est donc calculée à partir des champs de k et ϵ obtenus en sortie du tube dans la simulation RANS.
- La méthode FSM nécessite de fournir les neuf échelles caractéristiques L_{u_i,x_j} (définies en Annexe B.2). Les simulations RANS préliminaires ne permettent pas de calculer les L_{u_i,x_j}, on utilisera donc dans un premier temps une seule valeur $L_{u_i,x_j} = L_{FSM}\ \forall i,j$, valeur qu'il faut estimer. On approche la valeur de L_{FSM} par la valeur moyenne de L calculée pour la méthode DFSEM. Dans le cas présent, on obtient $L_{FSM} \simeq 1.4 \times 10^{-4}$m.

Résultats des simulations : On représente en Figures 5.4a et 5.4b respectivement les profils de $\langle u_z \rangle$ et de $\langle u_z' u_z' \rangle$ obtenus pour les deux LES, ainsi que les profils obtenus pour la simulation RANS ($y_1^+ = 6.1$) comme référence.

Les profil de vitesse moyenne $\langle u_z \rangle$ générés par les deux méthodes sont en accord avec le profil obtenu par la simulations RANS et avec les résultats de la littérature.

Pour le profil de $\langle u_z' u_z' \rangle$, on observe des résultats qui sont relativement proches des résultats de la simulation RANS pour la méthode FSM, malgré des oscillations numériques assez importantes. En revanche la méthode DFSEM ne permet pas d'obtenir des résultats corrects pour l'écoulement considéré. Ce comportement avait déjà été mis en évidence dans la comparaison entre les méthodes de turbulence synthétique présentée en Annexe B.2 : la méthode DFSEM (telle qu'elle est implémentée dans OpenFOAM®) ne permet pas de retrouver les composantes du tenseur de Reynolds fournies en entrée à travers le champ de vitesse généré, elle sous-estime de façon importante (3 ordres de grandeur ici) la valeur de ces composantes en proche paroi.

Le comportement observé pour la méthode DFSEM ne sera pas nécessairement problématique pour obtenir des fluctuations turbulentes réalistes à proximité de la paroi



(a) $\langle u_z \rangle$ en fonction de r.

(b) $\langle u'_z u'_z \rangle$ en fonction de r/D_j.

FIGURE 5.4 – Comparaison des résultats de LES en utilisant deux méthodes de turbulence synthétique en entrée (DFSEM et FSM, cf. section 3.1.5) avec profils utilisés en paramètres d'entrée des méthodes (issu de la simulation RANS avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ pour $y_1^+ = 6.1$) : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle$ en fonction de r/D_j.

impactée dans le cas du jet immergé impactant, pour les mêmes raisons que celles données précédemment pour les simulations RANS. En effet, la turbulence dans la région de jet libre est majoritairement influencée par le mélange entre le jet et le fluide ambiant pour $H/D_j > 6$, et les transferts à la paroi impactée semblent donc peu dépendants de la forme du tenseur de Reynolds en sortie de la buse.

La méthode DFSEM sera donc bien testée dans les simulations, d'autant plus qu'elle ne nécessite pas de calibrer des paramètres comme les L_{u_i,x_j} pour la méthode FSM (en l'absence de résultats de DNS).

Les valeurs de Re_τ obtenues par les simulations pour les deux méthodes de turbulence synthétique ainsi que la valeur obtenue pour la simulation RANS sont rapportées en Table 5.3.

Simulation	Re_τ
Realizable $k-\epsilon$	544
DFSEM	443
FSM	452
Réf. (eq. (5.3))	722

TABLE 5.3 – Comparaison des valeurs de Re_τ obtenues pour les simulations RANS pour différents modèles de turbulence.

Les valeurs de Re_τ sont globalement sous-estimées par les simulations LES par rapport au résultat de la simulation RANS et le résultat de la littérature ($Re_\tau \simeq 722$ pour $Re = 11600$ et $V_j = 1.1\text{m.s}^{-1}$). Les deux méthodes donnent des valeurs proches.

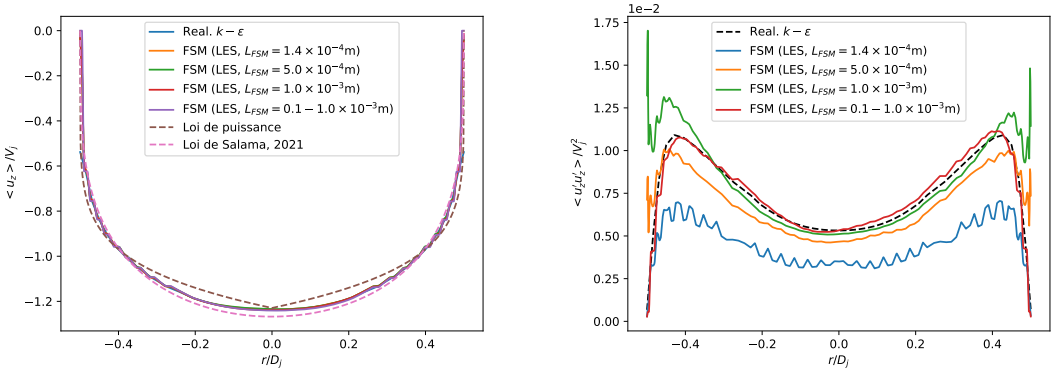
On cherche dans la suite à calibrer la longueur caractéristique L_{FSM} pour la méthode FSM de façon à obtenir des résultats les plus proches possible de ce qui est obtenu avec la simulation RANS.

b) Ajustement de la longueur caractéristique L_{FSM}

L'objectif de ce paragraphe est de trouver une valeur de L_{FSM} qui permet d'obtenir les résultats les plus proches possibles des données d'entrée de la méthode (issus de la simulation RANS). Ceci a pour but de calibrer L_{FSM} ne pas utiliser une valeur arbitraire dans les simulations de jet immergé impactant.

Différentes valeurs ont été testées pour L_{FSM} en comparant avec les résultats issus de la simulation RANS de référence et des résultats de la littérature : $L_{FSM} \in \{1.4 \times 10^{-4}; 5.0 \times 10^{-4}; 1.0 \times 10^{-3}\}$m. Une valeur non isotrope de L_{FSM} a également été testée : on utilise $\forall i \; L_{u_i,x} = L_{u_i,y} = 10^{-3}m$ et $\forall i \; L_{u_i,z} = 10^{-4}$m. Ces valeurs sont relativement arbitraires mais sont inspirées des valeurs utilisées pour le cas test du canal plan fourni dans OpenFOAM® (décrit en Annexe B.2) ; elles suggèrent que les fluctuations sont plus corrélées entre elles dans une tranche de l'écoulement (plan $x-y$) que dans la direction de l'écoulement (selon l'axe z). La simulation utilisant la valeur anisotrope de L_{FSM} est référencée par $L_{FSM} = 0.1 - 1 \times 10^{-3}$m dans la suite.

On représente en Figure 5.5 les résultats obtenus pour les différentes valeurs de L_{FSM} testées.



(a) $\langle u_z \rangle$ en fonction de r.

(b) $\langle u'_z u'_z \rangle$ en fonction de r/D_j.

FIGURE 5.5 – Comparaison des résultats de LES en utilisant la méthode FSM pour différentes valeurs de L_{FSM} : a) Profil radial de $\langle u_z \rangle$ avec superposition des profils en loi de puissance (2.74) et de Salama [35] ; b) Profil de $\langle u'_z u'_z \rangle$ en fonction de r/D_j. Les profils obtenus par la simulation RANS avec le modèle "Realizable" $k-\epsilon$ pour $y_1^+ = 6.1$ et qui servent de données d'entrée à la méthode FSM sont également représentés avec la légende "Real. $k-\epsilon$".

On observe des profils de $\langle u_z \rangle$ extrêmement similaires pour toutes les simulations, en revanche le profil calculé de $\langle u'_z u'_z \rangle$ varie sensiblement en fonction de la valeur de L_{FSM} utilisée. On constate un très bon accord entre le profil obtenu pour la longueur L_{FSM} anisotrope et le profil obtenu par la simulation RANS, avec très peu d'oscillations contrairement aux profils obtenus avec les autres valeurs de L_{FSM}.

Les valeurs de Re_τ obtenues par les simulations pour les différentes valeurs de L_{FSM} testées sont rapportées en Table 5.4.

La valeur de Re_τ obtenue semble très peu sensible à la valeur de L_{FSM} utilisée.

L'utilisation de $L_{FSM} = 0.1 - 1.0 \times 10^{-3}$m permet d'obtenir un tenseur de Reynolds très proche du profil fourni par la simulation RANS, ce qui permet donc d'obtenir un

L_{FSM} (m)	Re_τ
1.4×10^{-4}	452
5.0×10^{-4}	456
1.0×10^{-3}	455
$0.1 - 1.0 \times 10^{-3}$	457
Réf. (eq. (5.3))	722

TABLE 5.4 – Comparaison des valeurs de Re_τ obtenues en LES avec la méthode FSM pour différentes valeurs de L_{FSM}.

champ de vitesse turbulent cohérent avec les données turbulentes fournies à la méthode FSM. On utilisera donc cette valeur pour les simulations recourant à la méthode FSM dans la suite.

5.1.3 Jet immergé impactant sans fonte

On s'intéresse désormais au problème du jet impactant sans fonte. Les simulations pour ce problème sont toutes réalisées avec une approche LES afin d'avoir une bonne résolution de la turbulence et des transferts thermiques à la paroi.

Les schémas de discrétisation utilisés sont d'ordre le plus élevé possible par rapport à ce qui est disponible dans OpenFOAM® , afin de minimiser les erreurs de discrétisation : on utilise un schéma implicite d'ordre 2 pour la discrétisation temporelle (Crank-Nicolson [13]), un schéma d'ordre 4 pour la discrétisation des gradients en espace (schéma "fourth" [13]) et un schéma d'ordre 2 pour les opérateurs de divergence en espace (Van Leer d'ordre 2 [13]). Les schémas d'ordre élevé peuvent en revanche être plus instables que les schémas d'ordre plus faible (et pour des discrétisations semi-implicite, ils contraignent un peu plus le pas de temps pour garantir la stabilité des calculs).

Le maillage utilisé est un maillage tri-dimensionnel (et non 2D axisymétrique) car la turbulence est un phénomène 3D et est un phénomène d'importance dans le problème.

Le domaine ainsi que les conditions à la limite considérés pour le problème du jet immergé impactant sont représentés en Figure 5.6.

Un demi-cylindre est utilisé pour le domaine afin de réduire le coût en ressources numériques nécessaire aux calculs, d'où l'utilisation d'une condition de symétrie en $x = 0$.

La sortie de la buse se trouve en $z = H$ ($0 \leq r \leq 0.5D_j$, avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$), et la surface impactée en $z = 0$. Le domaine possède un diamètre total de $20D_j$. L'axe du jet est placé en $r = 0$.

Dans les expériences, la buse est immergée mais le jet n'est pas confiné (i.e. le haut du domaine n'est pas une paroi fixe) : ceci induit de l'entrainement de fluide autour de la buse. Aillaud *et al.* [36] suggèrent d'utiliser une condition de vitesse fixée (et non-nulle) sur la surface en haut du domaine (autour de la buse, $r \geq 0.5D_j$, $z = H$) telle que $u_z = 0.05V_j$: ceci permet de modéliser simplement l'entrainement du fluide autour de la buse, et influence de façon négligeable la dynamique du jet d'après les auteurs [36].

La pression est fixée à $p = 10^5$Pa sur la surface de sortie (en $r = 10D_j$). Cette surface est située loin du jet afin de réduire au maximum l'influence de la condition à la limite sur la dynamique du jet et les transferts thermiques dans la zone de stagnation.

La température est fixée à $T_j = 323.15$K en sortie de la buse, et une condition de gradient thermique $\nabla_z T = \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{z=0}$ constant (équivalent à une condition de flux constant)

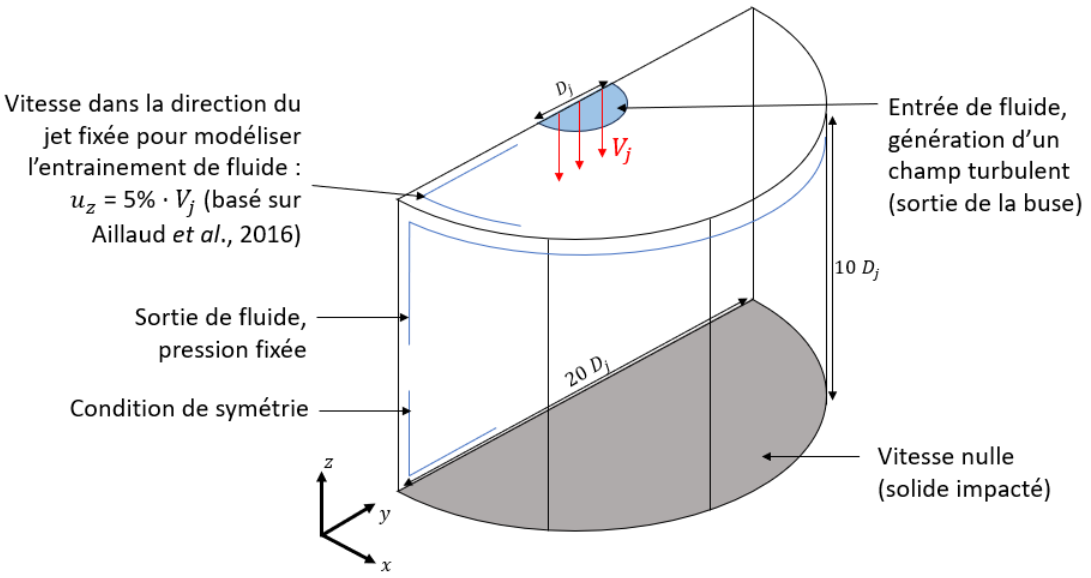


FIGURE 5.6 – Domaine et conditions à la limite utilisés pour les simulations de jet immergé impactant sans fonte.

est utilisée à la paroi impactée, car cette condition facilite le post-traitement. Il suffit de récupérer la température à la paroi pour en déduire Nu (cf. eq (5.12) dans la suite), tandis que l'utilisation d'une condition de température constante à la paroi nécessite de déterminer le gradient de température à la paroi pour calculer Nu. On utilise ici la valeur arbitraire $\nabla_z T = -1000\text{K/m}$ (la paroi est donc refroidie) à la paroi, cette valeur servant principalement dans la définition de Nu.

a) Maillage utilisé

Le maillage utilisé pour simuler le problème du jet immergé impactant (avec ou sans fonte) est composé exclusivement d'hexaèdres et est régulier.

On montre en Figure 5.7 la forme du maillage utilisé.

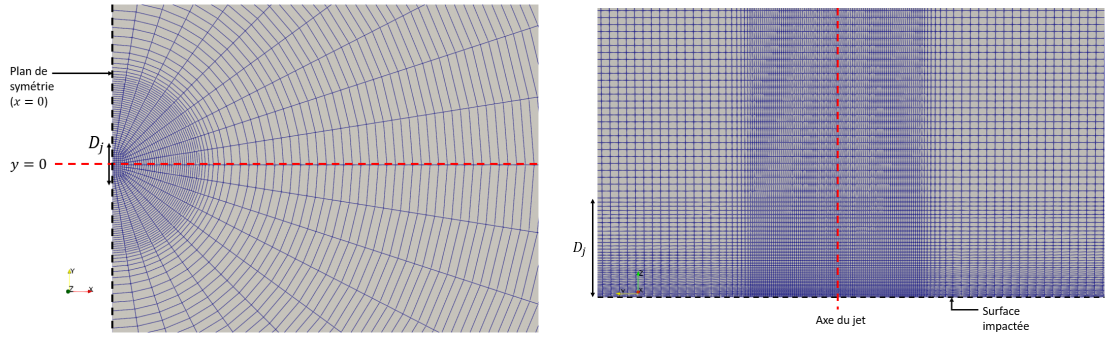
Le maillage est particulièrement raffiné proche de la paroi pour résoudre correctement la couche limite. Il est également très raffiné dans la région $0 \leq r \leq 1.5D_j$ afin de bien résoudre l'écoulement dans la région de stagnation et dans la région de jet libre. On présente dans la suite différentes préconisations issues de la littérature afin de réaliser un maillage adapté aux simulations avec l'approche LES.

Régions d'écoulement libre : Dans les régions d'écoulement libre (loin des parois), l'échelle de transition entre les échelles inertielles et les échelles de dissipation correspond à l'échelle de Taylor [19], définie en (3.6). Pope [19] indique que l'échelle de Taylor λ_T peut s'écrire sous la forme suivante pour un écoulement de jet libre :

$$\frac{\lambda_T}{D_j} = \sqrt{\frac{10}{Re}} \tag{5.4}$$

On obtient donc pour $Re = 11.6 \times 10^3$:

$$\lambda_T(Re = 11.6 \times 10^3) \simeq 0.029 D_j. \tag{5.5}$$



(a) Maillage dans le plan $x - y$.

(b) Maillage dans le plan $y - z$.

FIGURE 5.7 – Forme du maillage utilisé pour simuler un jet immergé impactant sans fonte, vu selon différents plans : a) $x - y$; b) $y - z$. Le maillage a été adapté pour la visualisation : la taille de maille est plus grande que celle réellement utilisée dans les simulations.

L'objectif est d'utiliser un maillage dont la taille de maille correspond à λ_T dans la zone de jet libre afin que les échelles dissipatives soient filtrées et les échelles inertielles résolues directement : en effet, la longueur caractéristique de coupure du filtre utilisé dans cette étude pour les simulations utilisant l'approche LES correspond à la taille de maille.

Il faut donc utiliser un maillage présentant environ 34 cellules par diamètre de jet, soit environ 340 cellules selon l'axe z (dans la direction de l'axe du jet) entre la sortie de la buse et la couche limite pour atteindre l'échelle de Taylor dans la région de jet libre.

Régions en proche paroi : Dans cette étude, la direction normale à la paroi est selon l'axe z, on utilisera donc plutôt la notation $z_1^+ = z_1/\delta_v$ (au lieu de la notation précédente y_1^+) pour désigner la taille sans dimension de la première maille à la paroi (dans la direction normale à la paroi), avec z_1 la taille de la première maille et $\delta_v = \frac{\nu}{u_\tau}$.

En proche paroi, les lois suivantes sont valides pour des couches limites turbulentes hydrodynamique et thermique [23, 91] :

$$\left.\begin{array}{ll} u^+ & = z^+ \\ \theta^+ & = Pr\ z^+, \quad Pr > 0.5 \end{array}\right\} \quad \text{pour } z^+ \leq 5 \tag{5.6}$$

avec u^+ et θ^+ respectivement la vitesse et la température adimensionnées avec u_τ (cf. section 3.1.3). On parle de sous-couche visqueuse (pour l'hydrodynamique) et sous-couche de conduction thermique (pour la thermique) pour désigner la région telle que $z^+ \leq 5$ et dans laquelle u^+ et θ^+ augmentent linéairement avec z^+.

La plupart des auteurs [36, 129, 96, 130] ayant réalisé des LES de jet impactant une paroi sans fonte utilisent un maillage tel que $z_1^+ \simeq 2$ à la paroi, ce qui permet de résoudre correctement la couche limite hydrodynamique à la paroi et d'obtenir une première maille à la paroi se trouvant dans la région de sous-couche visqueuse.

Piomelli et Chasnov [131] fournissent des recommandations pour la LES et indiquent que le maillage pour une LES doit vérifier $z_1^+ \leq 2$. Dans le cas contraire, la sous-couche visqueuse et la sous-couche de conduction thermique dans les couches limites pourraient être mal résolues, ce qui induit une sous-estimation des gradients en proche paroi. Ceci est illustré en Figure 5.8 : lorsque la première maille est trop éloignée de la paroi, le gradient

de vitesse ou de température est mal évalué car la région linéaire est mal résolue. D'après (5.6), avoir $z_1^+ \leq 2$ permet de résoudre correctement les sous-couches visqueuse et de conduction thermique, pour un fluide vérifiant $Pr > 0.5$.

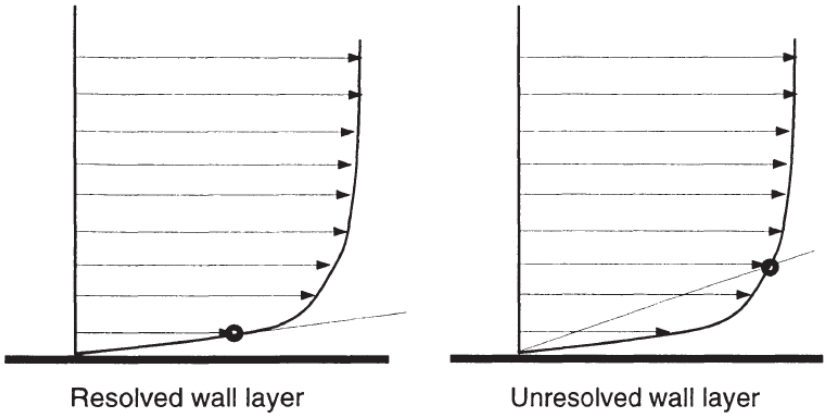


FIGURE 5.8 – Résolution ou non des sous-couches visqueuse et de conduction selon la localisation de la première maille à la paroi (figure de Piomelli et Chasnov [131]).

Afin de déterminer la taille de maille nécessaire pour obtenir $z_1^+ \simeq 2$, il faut évaluer le frottement pariétal τ_w à l'impact d'un jet immergé pour calculer δ_v. Phares *et al.* [132] ont obtenu la formule suivante pour évaluer la valeur maximale $\tau_{w,max}$ de τ_w pour l'impact d'un jet immergé axisymétrique :

$$\tau_{w,max} = 44.6 \rho_j V_j^2 \left(\frac{D_j}{H}\right)^2 Re^{-1/2}. \tag{5.7}$$

On en déduit la valeur maximale $u_{\tau,max}$ de u_τ :

$$u_{\tau,max} = \sqrt{\frac{\tau_{w,max}}{\rho_j}} = \sqrt{44.6} V_j \frac{D_j}{H} Re^{-1/4}, \tag{5.8}$$

et on obtient donc la valeur minimale $\delta_{v,min}$ de δ_v :

$$\frac{\delta_{v,min}}{D_j} = \frac{\nu}{u_{\tau,max}} = \frac{1}{\sqrt{44.6}} \frac{\nu}{V_j D_j} \frac{H}{D_j} Re^{1/4} = \frac{1}{\sqrt{44.6}} \frac{H}{D_j} Re^{-3/4}. \tag{5.9}$$

Pour $Re = 11.6 \times 10^3$, on obtient :

$$\delta_{v,min}(Re = 11.6 \times 10^3) \simeq 0.0013 D_j. \tag{5.10}$$

Ainsi, il faut utiliser la valeur $z_1 \simeq 0.0026 D_j$ pour obtenir $z_1^+ \leq 2$.

D'après Schlichting [23], Lee *et al.* [91] et ce qui a été dit précédemment, la sous-couche de conduction thermique possède une taille du même ordre de grandeur que la sous-couche visqueuse pour $Pr > 0.5$. Dans cette étude, réalisée avec de l'eau ($Pr > 1$), la couche limite thermique devrait donc être correctement résolue pour $z_1^+ \leq 2$.

Le maillage est également raffiné selon r dans la région $0 \leq r \leq 1.5 D_j$ pour résoudre correctement le frottement pariétal et les transferts à la paroi autour du point de stagnation. Afin de quantifier le raffinement radial et azimutal du maillage, les quantités $\Delta r^+ = \Delta r / \delta_v$ et $(r\Delta\theta)^+ = (r\Delta\theta)/\delta_v$ sont généralement introduites [36, 130, 96].

Aillaud *et al.* [36], Uddin *et al.* [96] et Grenson et Deniau [130] ont réalisé des LES pour l'impact d'un jet immergé et utilisent des valeurs de Δr^+ et $(r\Delta\theta)^+$ ne dépassant pas 30 dans les régions d'intérêt. On cherchera donc à respecter cette contrainte dans cette étude.

Dans cette étude, le maillage utilisé pour les simulations peut contenir jusqu'à environ 5×10^6 cellules ; une simulation réalisée avec ces paramètres nécessite environ 10^5s de calcul (pour atteindre $t = 0.7$s) en utilisant 192 processeurs (ce qui permet d'obtenir environ 26000 cellules par processeur), ce qui représente environ $5300h$ CPU de calcul (nombre d'heures multiplié par le nombre de processeurs). Ce temps est relativement raisonnable, mais nécessite d'avoir accès à un cluster de calcul. Dans le cas contraire, le nombre de processeurs est beaucoup plus limité et le temps de calcul effectif augmente sensiblement, passant d'un peu plus d'une journée en utilisant un cluster de calcul à environ une semaine lorsqu'on ne peut utiliser que 90 processeurs.

b) Sensibilité à l'écoulement en sortie de la buse

On étudie dans cette partie la sensibilité des résultats à l'écoulement en sortie de la buse. Le maillage utilisé vérifie :

- $z_1 = 0.001D_j$, on devrait donc obtenir $z_1^+ \leq 1$, ce qui est suffisant ;
- $N_z = 500$, valeur très supérieure à la valeur calculée (340) pour atteindre l'échelle de Taylor.

Lors des simulations, on obtient également $(r\Delta\theta)^+ \leq 30$ pour $0 \leq r \leq 0.5D_j$ et $\Delta r^+ \leq 20$ pour $0 \leq r \leq 1.5D_j$. Les paramètres de maillage utilisés devraient donc permettre d'obtenir des résultats convergés en espace, et donc permettre de résoudre correctement les transferts thermiques et le frottement à la paroi.

Plusieurs simulations ont été réalisées avec différentes conditions d'entrée de fluide à la sortie de la buse : une simulation avec une vitesse $u_z(r) = V_j$ uniforme en sortie de buse, une simulation avec un champ turbulent synthétique généré par la méthode FSM et enfin une simulation avec la méthode DFSEM. Ceci a pour but de comparer les performances des deux méthodes de turbulence synthétique vis-à-vis du cas du jet immergé impactant sans fonte ; le cas utilisant une condition de vitesse uniforme est également étudié pour mettre en évidence l'intérêt d'utiliser un profil de vitesse turbulent réaliste.

Profils de vitesse, fluctuations et Nusselt : Lee et Lee [31] ont obtenu des profils de $\langle Nu \rangle$ en fonction de r/D_j pour plusieurs valeurs de Re, notamment $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$, pour $H/D_j = 10$ et $Pr = 0.7$. Ces profils seront comparés aux résultats des simulations.

D'après la section 2.1.5, pour un jet impactant une paroi sans fonte, on a :

$$\begin{aligned} h &= \frac{\lambda_j}{T_w - T_j} \nabla_z T \\ Nu &= \frac{hD_j}{\lambda_j} \end{aligned}, \tag{5.11}$$

où T_w désigne la température à la paroi (w pour "wall"). Le nombre de Nusselt à la paroi est donc évalué dans les simulations avec la formule suivante :

$$Nu = \frac{\nabla_z T D_j}{T_w - T_j}. \tag{5.12}$$

La moyenne statistique $\langle \cdot \rangle$ des champs est obtenue en utilisant un outil de moyenne temporelle via OpenFOAM® (en utilisant une hypothèse d'équivalence entre moyenne

temporelle et moyenne statistique pour un écoulement établi et statistiquement stationnaire). Les profils sont obtenus à $t = 0.7\text{s} \geq 100\frac{D_j}{V_j} \simeq 0.55\text{s}$ soit à plus de 100 fois le temps caractéristique de convection pour le problème considéré.

Un script python de post-traitement a été développé afin d'appliquer en plus une moyenne azimutale aux champs puisque le problème est axisymétrique.

La moyenne statistique réalisée par OpenFOAM® donne des résultats qu'il faut interpréter avec une certaine prudence : les oscillations présentes sur certains profils de variables "moyennées" laissent à penser que cet outil fonctionne modérément bien. Ceci peut expliquer les disparités et les oscillations observées sur certaines courbes dans cette section. Certaines simulations ont été réalisées plusieurs fois avec strictement les mêmes paramètres, et ne donnent pourtant pas les même courbes moyennées. La fenêtre temporelle pour la moyenne a également été variée mais ceci n'a pas mis en évidence une amélioration du comportement observé pour les quantités moyennées.

Le fait de réaliser une moyenne statistique des quantités sans passer par l'outil de OpenFOAM® nécessite de stocker et traiter une très grande quantité de données pour chaque simulation, ce qui n'est pas réaliste dans cette étude.

On représente en Figure 5.9 les résultats de simulation : le profil de vitesse radiale $\langle u_r \rangle$ en fonction de z en $r = 0.5D_j$, le profil de $\langle u'_r u'_r \rangle$ en fonction de z en $r = 0.5D_j$, le profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ à la paroi en fonction de r et le profil de $\langle T'T' \rangle$ (aussi écrit $\langle T'^2 \rangle$ dans la suite) à la paroi en fonction de r.

Les profils de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ obtenus pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$ par Lee et Lee [31] sont également représentés en Figure 5.9c. Les points ont été extraits de leur article (via un script python développé dans cette thèse) et les barres d'erreur représentent l'incertitude sur la valeur extraite.

On constate un accord raisonnable entre les profils de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ et les profils obtenus par Lee et Lee [31]. Comme expliqué précédemment, on observe des oscillations ayant un caractère non-physique sur le profil de Nu : d'après l'analyse de la littérature proposée en section 2.1.5, on s'attend à obtenir un profil de Nu qui décroît de façon monotone quand r augmente. Les différents profils montrent bien une décroissance de Nu quand r augmente en terme de tendance, mais présentent des oscillations qui suggèrent que le profil de Nu n'est pas correctement moyenné.

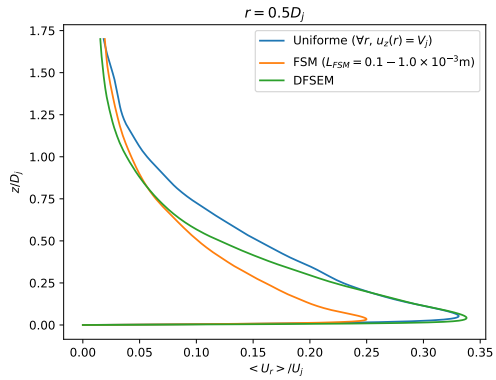
Les résultats obtenus avec la vitesse uniforme, la méthode FSM et la méthode DFSEM pour les profils de $\langle u_r \rangle$, $\sqrt{\langle u'_r u'_r \rangle}$ et $\langle T'T' \rangle$ sont assez écartés les uns des autres. On constate notamment un pic des fluctuations de vitesse en proche paroi plus important pour la simulation DFSEM que pour les autres simulations.

Dans la suite, on va chercher à interpréter plus finement les résultats de simulation.

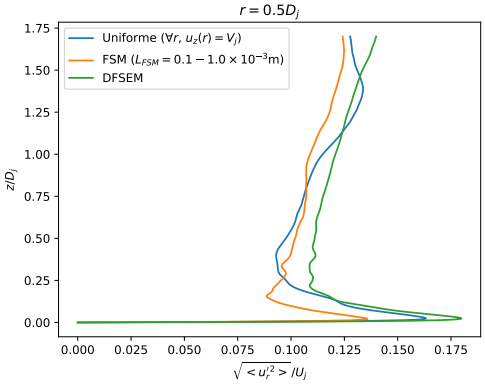
Valeur de Nu_0 : Lee et Lee [31] obtiennent la corrélation suivante sur Nu_0 pour $Pr = 0.7$ et $H/D_j = 10$:

$$Nu_0 = 0.2 \; Re^{0.65}. \tag{5.13}$$

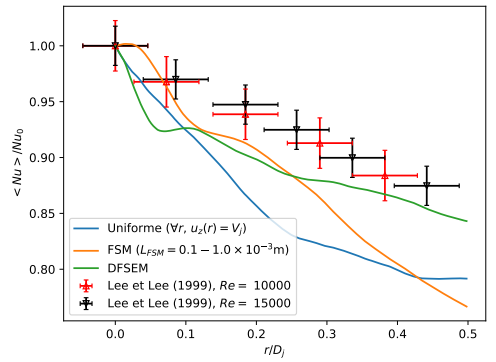
Cette corrélation est obtenue pour $Pr = 0.7$. Les simulations que nous avons réalisées vérifient quant à elles $Pr = 3.55$ car elles ont notamment pour but de dimensionner le maillage sur un cas sans fonte pour ensuite l'utiliser sur le cas avec fonte. On va donc faire en sorte d'adapter la corrélation (5.13) afin de pouvoir comparer les résultats de Lee et Lee [31] à ceux obtenus dans cette étude.



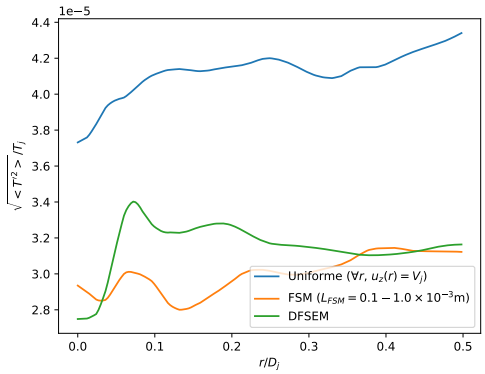
(a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$.



(b) $\sqrt{\langle u_r' u_r' \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$.



(c) $\langle Nu \rangle / Nu_0$ à la paroi.



(d) $\sqrt{\langle T'T' \rangle}/T_j$ à la paroi.

FIGURE 5.9 – Résultats de simulation pour le problème du jet immergé impactant sans fonte, et comparaison pour différentes conditions à la limite à la sortie de la buse : a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$; b) $\sqrt{\langle u_r' u_r' \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$; c) Profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ en fonction de r à la paroi, avec superposition des résultats obtenus par Lee et Lee [31] pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$; d) Profil de $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}/T_j$ (avec T_j en kelvin) en fonction de r à la paroi.

L'analyse de la littérature réalisée en section 2.1.5 donne la relation suivante :

$$Nu_0 \propto Pr^{0.3-0.42} \tag{5.14}$$

pour un jet immergé impactant. En combinant ce résultat avec la corrélation (5.13), on peut écrire :

$$Nu_0 = 0.2\ Re^{0.65} \left(\frac{Pr}{0.7}\right)^{0.3-0.42}, \tag{5.15}$$

puisque les expériences de Lee et Lee [31] sont réalisées à $Pr = 0.7$. L'ajout du terme $\left(\frac{Pr}{0.7}\right)^{0.3-0.42}$ permet de prendre en compte l'effet de Pr, et vaut 1 pour $Pr = 0.7$ de sorte qu'on retrouve la corrélation (5.13) pour cette valeur de Pr.

Pour $Pr = 3.55$ et $Re = 11.6 \times 10^3$, on obtient avec (5.15) la plage de valeurs de référence $Nu_{0,ref}$ suivante :

$$Nu_{0,ref} \in [143,\ 173], \tag{5.16}$$

la plage de valeurs venant du fait qu'on a une plage d'exposant sur Pr dans (5.15).

La plage de valeurs $Nu_{0,ref}$, obtenue à partir de la corrélation de Lee et Lee [31] va donc être comparée aux valeurs obtenues dans les simulations réalisées dans cette étude.

Les valeurs obtenues de Nu_0 sont rapportées dans la Table 5.5 pour $Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$.

Entrée de fluide	Nu_0
Vitesse uniforme	132
FSM	127
DFSEM	162
Réf. (eq. (5.15))	$143 - 173$

TABLE 5.5 – Valeurs de Nu_0 obtenues par les simulations en fonction de la condition à la limite utilisée à la sortie de la buse.

La valeur de Nu_0 obtenue avec la simulation DFSEM se trouve bien dans la plage de valeur de référence, elle est donc en accord avec la littérature.

On observe que la valeur obtenue pour une condition de vitesse uniforme est sous-estimée : une explication qualitative pourrait être que les fluctuations turbulentes sont plus faibles au sein de l'écoulement du fait de l'utilisation d'un profil uniforme, résultant en une baisse des transferts thermiques à la paroi par rapport à un cas utilisant un profil turbulent comme condition d'entrée.

La valeur de Nu_0 obtenue avec la méthode FSM est sensiblement plus faible que celle obtenue avec la méthode DFSEM et que les valeurs de référence issues de (5.15). Ceci pourrait venir soit d'une sous-estimation des fluctuations turbulentes (ce qui revient à la même explication que pour le cas du profil uniforme), soit d'une sur-estimation des fluctuations, résultant en une trop grande dissipation de l'énergie de l'écoulement dans la région de jet libre.

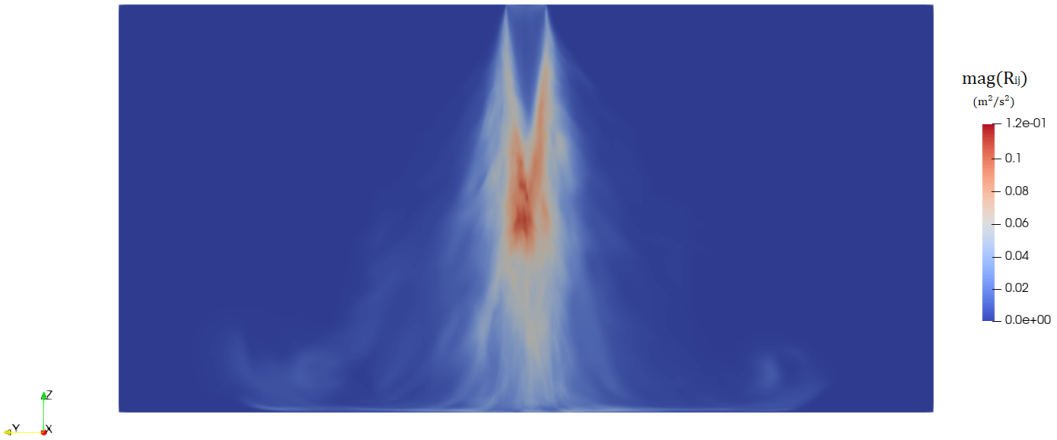
Afin d'interpréter la différence observée entre les résultats obtenus avec la méthode FSM et la méthode DFSEM, on représente en Figure 5.10 la norme $\mathrm{mag}(R_{ij})$ du tenseur des contraintes turbulentes (plan $y - z$, $x = 0$), avec :

$$\mathrm{mag}(R_{ij}) = \sqrt{\sum_{i,j} (R_{ij})^2}. \tag{5.17}$$

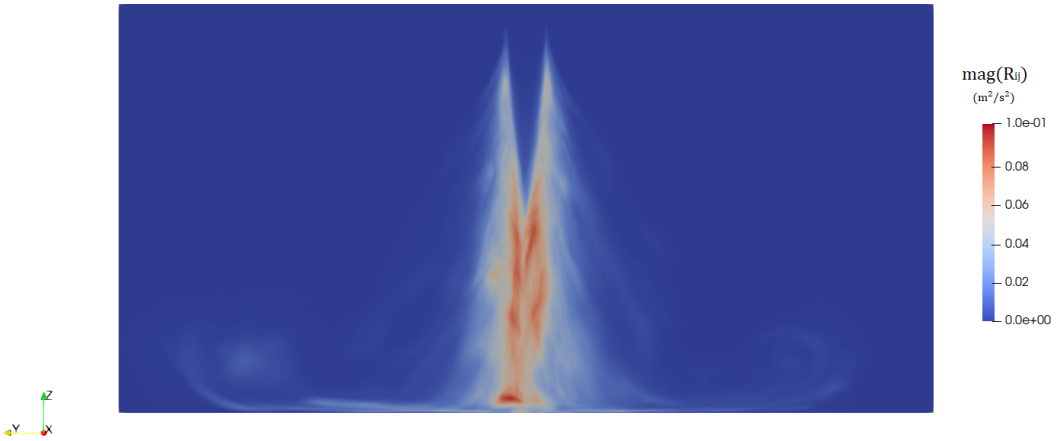
Le maximum de $\mathrm{mag}(R_{ij})$ apparaît plus proche de la buse pour la simulation FSM que pour la simulation DFSEM, et la turbulence induite par le mélange semble atteindre le centre du jet à une distance de la sortie de la buse plus faible pour la simulation FSM que pour la simulation DFSEM. Le maximum des fluctuations ayant lieu plus loin de la paroi pour la simulation FSM, on a donc une réduction des transferts par rapport à la simulation DFSEM car les fluctuations turbulentes dans la région de stagnation sont alors plus faibles pour la méthode FSM.

Les Figures 5.10b et 5.10a mettent en évidence le problème mentionné précédemment concernant la moyenne statistique/temporelle réalisée avec OpenFOAM® : on constate sur ces deux figures que le profil de $\mathrm{mag}(R_{ij})$ n'est pas symétrique, et ne semble donc pas parfaitement établi. La moyenne est effectuée sur 0.1s, soit environ 20 fois le temps convectif D_j/V_j, pourtant le résultat obtenu ne semble pas stabilisé.

La Figure 5.10a suggère que la turbulence atteint le centre du jet trop proche de la buse par rapport à la théorie du jet libre donnée en section 2.1.2. On va donc étudier



(a) mag(R_{ij}) avec la méthode FSM.



(b) mag(R_{ij}) avec la méthode DFSEM.

FIGURE 5.10 – mag(R_{ij}) obtenus avec les méthodes FSM (haut) et DFSEM (bas).

dans la suite l'évolution de la vitesse axiale au centre du jet U_c avec la distance à la buse.

Vitesse au centre du jet : On représente en Figure 5.11 pour les trois simulations l'évolution $\frac{\langle u_z \rangle}{u_{z,max}}$ ($u_{z,max}$ désigne la valeur maximale du profil de vitesse sortie de la buse, $u_{z,max} > V_j$) au centre du jet ($r = 0$) en fonction de la distance $Z = \frac{H-z}{D_j}$ à la buse, afin de mesurer la distance à partir de laquelle la vitesse au centre baisse de façon notable.

On observe que pour le profil uniforme et la méthode FSM, on obtient une décroissance de $\langle u_z \rangle$ qui apparaît vers $Z \simeq 3$, tandis que pour la méthode DFSEM, cette décroissance devient notable aux alentours de $Z = 5$. Le début de la décroissance correspond à la fin de la région de cœur potentiel. L'analyse de la littérature réalisée en section 2.1.5 indique que la fin du cœur potentiel a lieu pour $Z = 5 - 6$. Le comportement observé pour la méthode DFSEM est donc cohérent avec la littérature, tandis que la méthode FSM donne lieu à un cœur potentiel qui se termine de façon précoce.

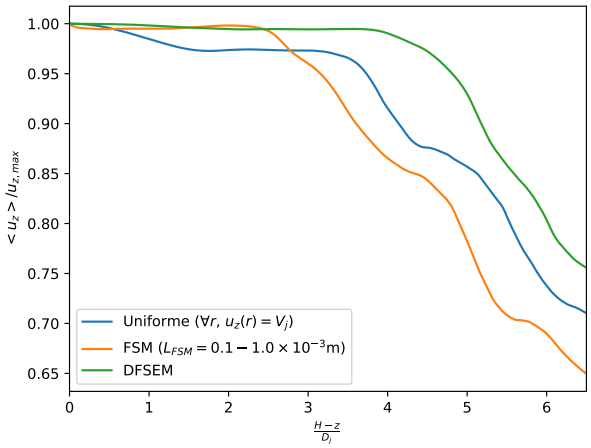


FIGURE 5.11 – $\frac{\langle u_z \rangle}{u_{z,max}}$ au centre du jet en fonction de la distance $\frac{H-z}{D_j}$ à la buse. $u_{z,max}$ désigne la valeur maximale du profil de vitesse sortie de la buse, $u_{z,max} = u_z(Z = 0, r = 0) > V_j$.

Ceci suggère que la méthode FSM est soit inutilisable pour simuler un écoulement de jet libre, soit mal paramétrée malgré l'étude préliminaire réalisée précédemment. La méthode DFSEM permet en revanche bien de simuler l'écoulement de jet libre.

Valeur de z_1^+ : On désigne par $\max(z_1^+)$ la valeur maximale de z_1^+ (taille de la première maille à la paroi z_1, adimensionnée avec u_τ) mesurée à la paroi :

$$\max(z_1^+) = \max_{z=0}(z_1^+). \tag{5.18}$$

z_1 ne varie pas à la paroi mais τ_w varie à la paroi, donc z_1^+ varie également à la paroi. La formule (5.7) de Phares *et al.* [132] ne donne une valeur théorique que pour le maximum de τ_w, c'est pourquoi on étudie $\max(z_1^+)$.

On peut comparer les valeurs de $\max(z_1^+)$ obtenues pour chaque simulation à la valeur calculée avec la relation (5.7) de Phares *et al.* [132]. Ceci permet de vérifier si le frottement pariétal τ_w (qui est moins facilement accessible dans OpenFOAM® que le champ de z^+) est correctement évalué dans les simulations. ceci permet de vérifier si le frottement pariétal est correctement évalué, car τ_w est directement lié à la valeur de z_1^+ calculée (connaissant la valeur de z_1).

Les valeurs obtenues dans les simulations sont rapportées en Table 5.6. La valeur présentée pour chaque simulation correspond à la valeur $\max(z_1^+)$ mesurée à la paroi et moyennée au cours du temps. La moyenne au cours du temps est nécessaire car OpenFOAM® calcule z^+ à partir du champ de vitesse total u_i et non à partir de $\langle u_i \rangle$. Dans les simulations, on a utilisé $z_1 = 0.001 D_j$, on devrait donc obtenir :

$$\max(z_1^+) \simeq 0.76. \tag{5.19}$$

Les valeurs de $\max(z_1^+)$ obtenues par la méthode FSM et par la condition de vitesse uniforme sont sous-estimées avec plus de 30% d'écart à la valeur de référence. z_1^+ est proportionnel à $\sqrt{\tau_w}$ ce qui signifie que les simulations sous-estiment le frottement pariétal, car les fluctuations turbulentes proches de la paroi sont trop faibles (pour les mêmes raisons que précédemment).

Entrée de fluide	$\max(z_1^+)$
Vitesse uniforme	0.49
FSM	0.53
DFSEM	0.66
Réf. (eq. (5.7))	0.76

TABLE 5.6 – Valeurs de $\max(z_1^+)$ (à la paroi) obtenues par les simulations en fonction de la condition à la limite utilisée pour l'entrée de fluide.

Conclusions de l'étude de sensibilité à la condition d'entrée de fluide : Les résultats obtenus par les simulations mettent en évidence que la méthode FSM ou l'utilisation d'une condition de vitesse uniforme ne permettent pas d'obtenir un écoulement en accord avec la littérature, tandis que la méthode DFSEM donne des résultats relativement proches de la littérature.

La méthode DFSEM ne permet pas de reproduire les valeurs de R_{ij} prescrites d'après l'étude préliminaire dans une conduite cylindrique. Malgré cela, cette méthode permet d'obtenir des résultats en accord avec la littérature pour le jet impactant une paroi sans fonte. Ceci suggère que les fluctuations dans la région de stagnation sont majoritairement influencées par le mélange du jet turbulent avec le fluide ambiant, comme ce qui avait été supposé précédemment.

On utilisera donc la méthode DFSEM dans les simulations pour toute la suite de ce chapitre (sauf mention contraire).

c) Analyse de sensibilité au maillage

Une étude de sensibilité au maillage a été réalisée afin de vérifier que les paramètres de maillage déterminés précédemment permettent de retrouver des résultats de référence issus de la littérature. Ceci permet également de vérifier que les résultats sont suffisamment convergés en maillage.

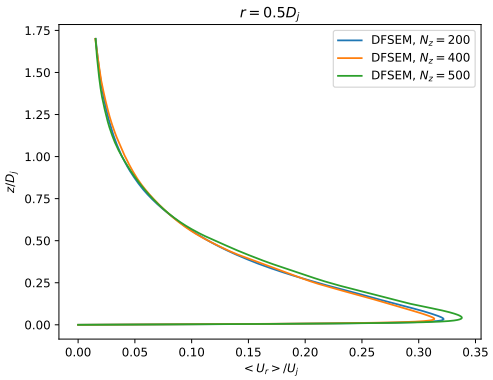
On présente dans la suite des résultats obtenus avec la méthode de turbulence synthétique DFSEM en condition d'entrée, conformément aux résultats du paragraphe précédent.

Deux paramètres de maillage principaux sont considérés ici : le nombre de mailles N_z entre la buse et la couche limite, et la taille z_1 de la première maille à la paroi impactée. Une étude de convergence est réalisée dans la suite portant sur chacun de ces paramètres.

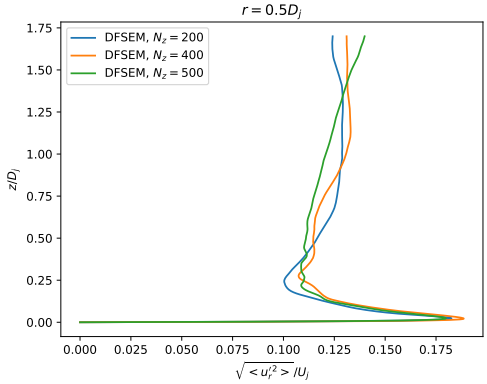
c.i) Convergence sur le nombre de mailles N_z entre la buse et la couche limite : L'analyse précédente indique qu'il faut environ $N_z = 340$ cellules entre la sortie de la buse et la couche limite afin d'obtenir des cellules de la taille de l'échelle de Taylor. On considère donc 3 valeurs différentes de N_z : 200, 400, 500 ; les résultats obtenus pour ces trois valeurs vont être comparés.

Les 3 maillages utilisés sont tels que $z_1 = 0.001 D_j$, ce qui est inférieur à la valeur $\delta_{v,min}$ calculée précédemment et doit garantir $z_1^+ \leq 2$. Un algorithme de post-traitement a été développé afin de vérifier les différentes conditions présentées précédemment : pour chaque simulation, on a $(r\Delta\theta)^+ \leq 30$ pour $0 \leq r \leq 0.5 D_j$ et $\Delta r^+ \leq 20$ pour $0 \leq r \leq 1.5 D_j$.

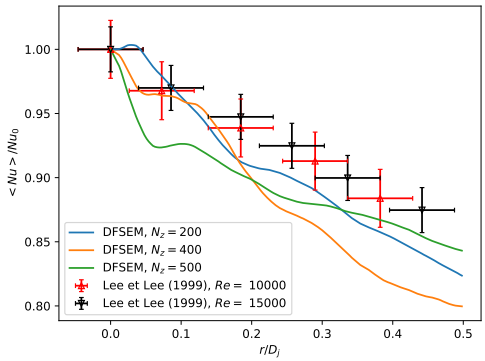
Profils de vitesse, fluctuations et Nusselt : On représente en Figure 5.12 les résultats de simulation : le profil de vitesse radiale $\langle u_r \rangle$ en fonction de z en $r = 0.5D_j$, le profil de $\langle u'_r u'_r \rangle$ en fonction de z en $r = 0.5D_j$, le profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ à la paroi en fonction de r et le profil de $\langle T'^2 \rangle$ à la paroi en fonction de r.



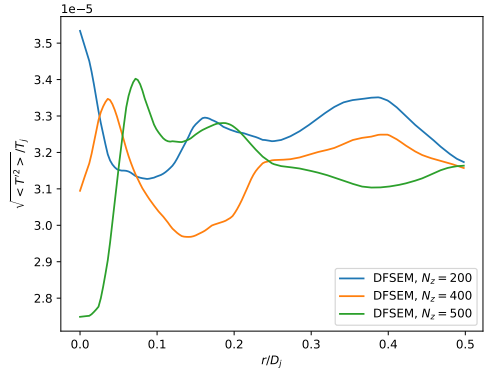
(a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$.



(b) $\sqrt{\langle u'_r u'_r \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$.



(c) $\langle Nu \rangle / Nu_0$ à la paroi.



(d) $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}/T_j$ à la paroi.

FIGURE 5.12 – Résultats de simulation pour le problème du jet immergé impactant sans fonte, et comparaison pour différentes valeurs de N_z : a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$; b) $\sqrt{\langle u'_r u'_r \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$; c) Profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ en fonction de r à la paroi, avec superposition des résultats obtenus par Lee et Lee [31] pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$; d) Profil de $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}/T_j$ (avec T_j en kelvin) en fonction de r à la paroi.

Les profils de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ obtenus pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$ par Lee et Lee [31] sont également représentés en Figure 5.12c.

On constate un bon accord entre les courbes de simulation pour les profils de $\langle u_r \rangle$, $\sqrt{\langle u'_r u'_r \rangle}$ et $\langle T'^2 \rangle$: les pics de $\langle u_r \rangle$ et $\langle u'_r u'_r \rangle$ sont globalement identiques pour toutes les valeurs de N_z testées et les fluctuations de température présentent des oscillations (problème de moyenne mentionné précédemment) mais sont du même ordre de grandeur.

On constate un assez bon accord entre les profils de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ et les profils obtenus par Lee et Lee [31] malgré quelques oscillations sur les courbes dues à la moyenne réalisée avec OpenFOAM® .

On constate globalement que la simulation à $N_z = 400$ donne des résultats plus

proches de la simulation à $N_z = 500$ que la simulation $N_z = 200$ (en particulier sur les profils de vitesse et de fluctuations de vitesse), ce qui suggère que les résultats peuvent être considérés comme convergés pour $N_z \geq 400$.

Valeur de Nu_0 : Les valeurs obtenues de Nu_0 vont être comparées avec la plage de référence calculée par (5.15). Ces valeurs de Nu_0 sont rapportées en Table 5.7 pour $Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$.

N_z	Nu_0
200	161
400	162
500	162
Réf. (eq. (5.15))	$143 - 173$

TABLE 5.7 – Valeurs de Nu_0 obtenues par les simulations en fonction de la valeur de N_z utilisée.

Pour $Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$, la corrélation (5.15) donne $Nu_0 = 143 - 173$: toutes les valeurs de N_z considérées permettent donc d'obtenir des valeurs de Nu_0 en accord avec les résultats de cette corrélation. On constate que les valeurs calculées via les différentes simulations sont extrêmement proches, on a donc un résultat convergé vis-à-vis de Nu_0 pour toutes les valeurs de N_z testées.

Valeur de z_1^+ : On peut également comparer la valeur $\max(z_1^+)$ (maximum de z_1^+ sur toute la paroi) obtenue pour chaque simulation à la valeur calculée avec la relation (5.7) de Phares *et al.* [132]. En effet, cette relation donne $\max(z_1^+) \simeq 2$ quand $z_1 = 0.0026 D_j$. Dans les simulations précédentes, on a utilisé $z_1 = 0.001 D_j$, on devrait donc obtenir :

$$\max(z_1^+) \simeq 0.76. \tag{5.20}$$

Les valeurs obtenues dans les simulations sont rapportées en Table 5.8.

N_z	$\max(z_1^+)$
200	0.65
400	0.66
500	0.66
Réf. (eq. (5.7))	0.76

TABLE 5.8 – Valeurs de $\max(z_1^+)$ obtenues par les simulations en fonction de la valeur de N_z utilisée.

Les valeurs de $\max(z_1^+)$ obtenues pour les différentes valeurs de N_z sont cohérentes entre elles et relativement proches de la valeur de référence, ce qui signifie que le frottement pariétal est correctement évalué. On constate à nouveau que les valeurs calculées via les différentes simulations sont extrêmement proches, on a donc un résultat convergé vis-à-vis de $\max(z_1^+)$ pour toutes les valeurs de N_z testées.

Conclusion : Les résultats obtenus par les simulations sont cohérents avec la littérature pour toutes les valeurs considérées de N_z. On obtient des résultats proches les uns des autres pour toutes les valeurs de N_z testées. Les résultats semblent peu sensibles à la valeur de N_z pour des valeurs supérieures ou égales à 200.

On utilisera si possible $N_z = 500$ dans la suite afin d'avoir des résultats qui garantissent la convergence vis-à-vis de N_z.

c.ii) Convergence sur la taille de la première maille z_1 à la paroi : L'analyse précédente indique que pour atteindre $z_1^+ \leq 2$, il faut avoir $z_1 \leq 0.0026 D_j$. On considère donc 3 valeurs différentes de z_1 : $0.005 D_j$, $0.002 D_j$, $0.001 D_j$; les résultats obtenus pour ces trois valeurs vont être comparés entre eux.

Les 3 maillages utilisés sont tels que $N_z = 500$, choix basé sur ce qui a été réalisé précédemment ; ils vérifient $(r\Delta\theta)^+ \leq 30$ pour $0 \leq r \leq 0.5 D_j$ et $\Delta r^+ \leq 20$ pour $0 \leq r \leq 1.5 D_j$.

Profils de vitesse, fluctuations et Nusselt : On représente en Figure 5.13 les résultats de simulation : le profil de vitesse radiale $\langle u_r \rangle$ en fonction de z en $r = 0.5 D_j$, le profil de $\langle u_r' u_r' \rangle$ en fonction de z en $r = 0.5 D_j$, le profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ à la paroi en fonction de r et le profil de $\langle T'^2 \rangle$ à la paroi en fonction de r.

Les profils de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ obtenus par Lee et Lee [31] (à $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$) sont à nouveau superposés aux profils issus des simulations en Figure 5.13c. On constate un bon accord de toutes les simulations avec les profils de Lee et Lee [31], mais un creux suivi d'un pic est présent sur chaque courbe autour de $r = 0.1 D_j$. Ce comportement non-monotone semble être un artéfact de simulation, mais n'est pas physique.

Les courbes de $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$ présentent encore des oscillations assez importantes mais montrent des valeurs similaires en ordre de grandeur. On observe un bon accord entre toutes les courbes de simulation pour les différents profils.

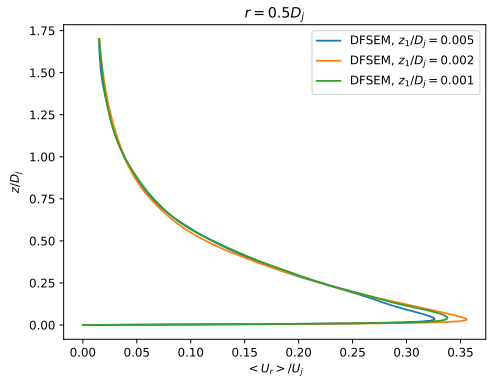
Valeur de Nu_0 : Les valeurs obtenues de Nu_0 sont rapportées dans la Table 5.9 pour $Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$.

z_1	Nu_0
$0.005 D_j$	178
$0.002 D_j$	164
$0.001 D_j$	162
Réf. (eq. (5.15))	$143 - 173$

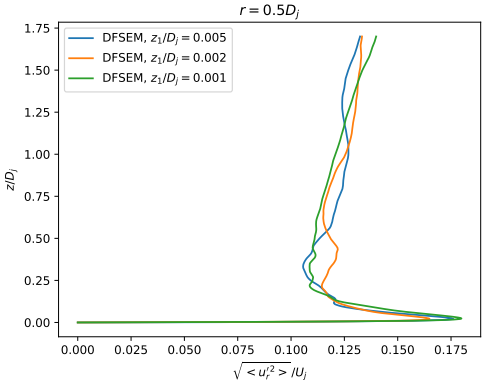
TABLE 5.9 – Valeurs de Nu_0 obtenues par les simulations en fonction de la valeur de z_1 utilisée.

Pour $Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$, la corrélation (5.15) donne $Nu_0 = 143 - 173$: pour $z_1 \leq 0.002 D_j$, on obtient donc des valeurs de Nu_0 en accord avec les résultats de cette corrélation, et proches les unes des autres. Pour $z_1 = 0.005$, la valeur de Nu_0 est légèrement sur-estimée.

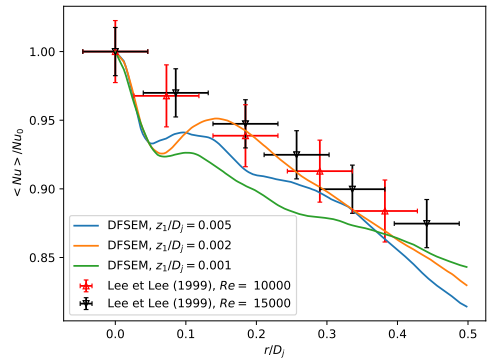
Ce résultat suggère que les simulations sont convergées vis-à-vis de Nu_0 pour $z_1 \leq 0.002 D_j$.



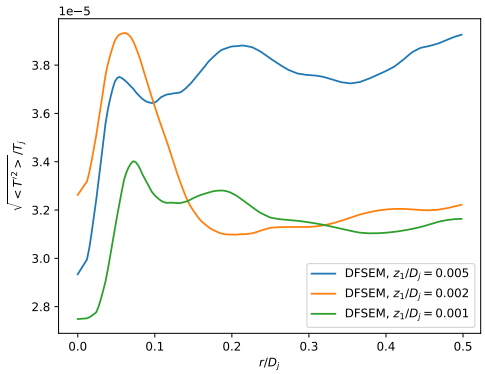
(a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$.



(b) $\sqrt{\langle u_r' u_r' \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$.



(c) $\langle Nu \rangle / Nu_0$ à la paroi.



(d) $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}$ à la paroi.

FIGURE 5.13 – Résultats de simulation pour le problème du jet immergé impactant sans fonte, et comparaison pour différentes valeurs de z_1 : a) $\langle u_r \rangle / V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$; b) $\sqrt{\langle u_r' u_r' \rangle}/V_j$ en fonction de z, en $r = 0.5D_j$; c) Profil de $\langle Nu \rangle / Nu_0$ en fonction de r à la paroi, avec superposition des résultats obtenus par Lee et Lee [31] pour $Re = 1.0 \times 10^4$ et $Re = 1.5 \times 10^4$; d) Profil de $\sqrt{\langle T'^2 \rangle}/T_j$ (avec T_j en kelvin) en fonction de r à la paroi.

Valeur de z_1^+ : On peut également comparer les valeurs $\max(z_1^+)$ obtenues pour chaque simulation à la valeur calculée avec la relation (5.7) de Phares *et al.* [132] pour en déduire si le frottement pariétal est correctement évalué.

Les valeurs obtenues dans les simulations sont rapportées en Table 5.10 ; pour chaque simulation on rapporte également la valeur calculée via la corrélation (5.7) (puisque z_1 varie en fonction des simulations, la valeur attendue de $\max(z_1^+)$ varie donc aussi).

z_1	$\max(z_1^+)$	Valeur avec (5.7)
$0.005D_j$	3.14	3.80
$0.002D_j$	1.36	1.52
$0.001D_j$	0.66	0.76

TABLE 5.10 – Valeurs de $\max(z_1^+)$ obtenues par les simulations en fonction de la valeur de z_1 utilisée.

Les valeurs de $\max(z_1^+)$ obtenues pour les différentes simulations sont relativement proches des valeurs calculées (l'écart à la valeur de référence ne dépasse pas 20%) par la corrélation (5.7), ce qui indique que le frottement pariétal est calculé correctement pour les différentes valeurs de z_1.

Conclusion : Les résultats obtenus par les simulations sont assez cohérents avec la littérature pour $z_1 \leq 0.002D_j$. Cette valeur est proche de la valeur qui avait été calculée précédemment ($0.0026D_j$) pour obtenir $z_1^+ \leq 2$.

c.iii) Conclusions de l'étude de sensibilité au maillage : D'après les résultats présentés, $N_z \geq 400$ et $z_1 \leq 0.002D_j$ permettent d'obtenir des résultats cohérents avec la littérature. Pour les simulations du jet immergé impactant un solide avec fonte, on utilisera plutôt $N_z = 500$ pour résoudre le mieux possible la turbulence dans la région de jet libre, en revanche on utilisera plutôt $z_1 = 0.002D_j$ pour réduire la quantité de mailles nécessaires pour discrétiser le domaine car la taille de maille utilisée autour de l'interface solide-liquide initiale sera aussi utilisée dans le solide pour que la taille de maille reste toujours la même autour de l'interface qui se déplace au cours de l'ablation.

On s'intéresse dans la suite à l'effet de la condition d'entrée de fluide à la sortie de la buse.

5.2 Résultats numériques d'ablation par un jet immergé

L'étude du problème de jet immergé impactant sans fonte a permis de déterminer les caractéristiques du maillage et la condition d'entrée de fluide permettant d'obtenir des transferts thermiques réalistes entre le jet et la paroi. On cherche désormais à simuler le problème de l'ablation par un jet immergé de façon à comparer les résultats de simulation aux résultats expérimentaux. On utilise pour cela la méthode d'enthalpie-porosité décrite en section 3.3, qui permet de modéliser la fonte en introduisant notamment la fraction volumique de fluide g_l.

Le domaine considéré est similaire à celui utilisé pour le problème sans fonte, mais une épaisseur H_{glace} de glace est ajoutée en bas du domaine pour simuler le solide. Le domaine utilisé est représenté en Figure 5.14.

La glace ablatée se trouve initialement entre $z = 0$ et $z = H_{glace}$, et l'eau se trouve entre $z = H_{glace}$ et $z = H_{glace}+H$. On utilise $H_{glace} = 5D_j$ de façon à réduire l'interaction entre la condition à la limite appliquée en $z = 0$ et les transferts thermiques à l'interface solide-liquide. On fixe $T = T_{s,-\infty} = 271$K à la surface en $z = 0$ (pour tenir compte de la distribution non-uniforme de température mentionnée dans le chapitre précédent au sein de la glace) et $g_l = 0$. On suppose que la valeur $H_{glace} = 5D_j$ est suffisante car les profondeurs ablatées obtenues lors des simulations ne devraient pas pouvoir atteindre des valeurs supérieures à $2D_j$, du fait du temps de calcul très important observé lors des simulations (environ 2 mois de calculs pour $1.5D_j$ ablaté).

La température initiale du fluide situé en $H_{glace} \leq z \leq H_{glace} + H$ est $T_\infty = 277.15\text{K} = T_f + 4\text{K}$ pour tenir compte de la température initiale de l'eau ambiante dans les expériences (basé sur ce qui a été dit dans le chapitre précédent).

Un profil linéaire de température est appliqué initialement dans la glace :

$$\forall r, \quad T(r,z) = (T_f - T_{s,-\infty}) \frac{z}{H_{glace}} + T_{s,-\infty} \quad \text{pour } 0 \leq z \leq H_{glace}. \tag{5.21}$$

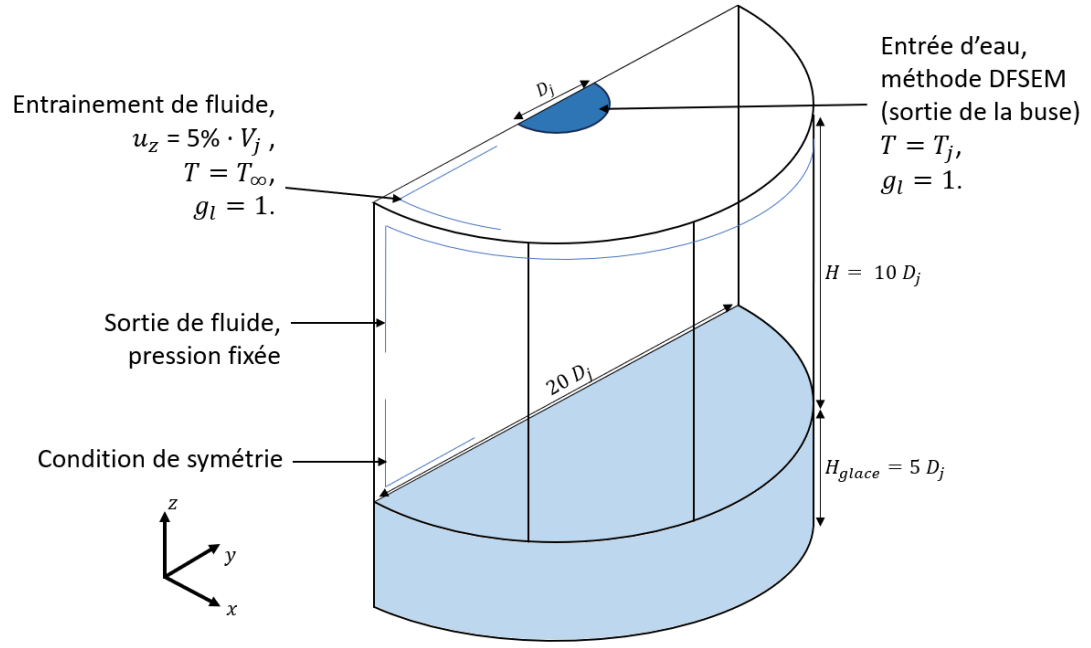


FIGURE 5.14 – Domaine et conditions à la limite utilisés pour les simulations de l'ablation par un jet immergé.

Ceci permet de tenir compte du fait que le bloc de glace a été laissé à température ambiante avant les expériences, on obtient alors un profil de température établi entre la surface de la glace à $T = T_f$ et le centre du bloc à $T = T_{s,-\infty}$.

Le maillage initial utilisé vérifie $N_z = 500$ et $\Delta z = 0.002 D_j$ dans la région $H_{glace} - 0.75 D_j \leq z \leq H_{glace}$: ceci permet de conserver une taille de maille telle que $z^+ \leq 2$ lorsque l'interface se déplace du fait de l'ablation, tant que $y_0 \leq 0.75 D_j$ (pour rappel y_0 désigne la profondeur ablatée en $r = 0$).

Le modèle d'enthalpie-porosité introduit le terme source S_p défini en (3.95) dans les équations de conservation de la quantité de mouvement. Ce terme source fait apparaître un paramètre C_{Voller} qui contrôle la prépondérance du terme S_p lorsque $g_l < 1$ (lorsque localement la fraction volumique du solide est non-nulle). Une analyse de la sensibilité des résultats à ce paramètre est conduite dans la suite pour déterminer s'il est possible d'obtenir un résultat en accord avec les expériences et ne dépendant pas de la valeur de C_{Voller}.

Dans cette section, sauf mention contraire, c'est la méthode DFSEM qui est utilisée comme condition d'entrée.

5.2.1 Analyse de sensibilité au paramètre C_{Voller}

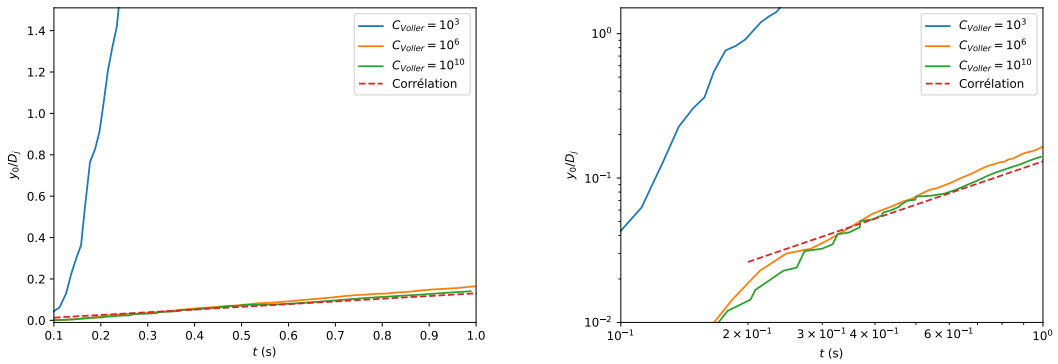
Voller et Prakash [66] ont utilisé $C_{Voller} = 1600$ pour simuler la solidification d'un alliage ayant une température de solidus T_s et une température de liquidus T_l : entre les deux températures on trouve un état dit "mushy", mélange entre solide et liquide, pour lequel on a $0 < g_l < 1$. Les régions dans l'état "mushy" peuvent être modélisées par un milieu poreux, et on peut imaginer que la vitesse du fluide peut être non-nulle dans ces régions.

En revanche, dans le cas d'un matériau pur tel que l'eau, il n'y a qu'une seule tem-

pérature de fonte/solidification, et pas d'état "mushy", donc pas de réalité physique à la région poreuse. La région pour laquelle $0 < g_l < 1$ correspond à l'interface eau-glace qui est une interface ayant une très faible largeur spatiale (contrairement à la région "mushy" pour un alliage). On s'attend donc à obtenir un meilleur résultat pour des valeurs importantes (très supérieures à la valeur de 1600 utilisée par Voller et Prakash [66]) de C_{Voller}, pour lesquelles la vitesse est totalement supprimée au sein de l'interface liquide-solide, de façon à obtenir une interface de faible extension.

Trois valeurs différentes de C_{Voller} ont été testées pour cette analyse de sensibilité : 10^3, 10^6 et 10^{10}.

La valeur de la profondeur ablatée au centre du jet y_0 est extraite via un script de post-traitement à partir du champ de g_l, en considérant que la frontière solide-liquide se trouve en $g_l = 0.5$. On représente en Figure 5.15 les courbes de y_0/D_j en fonction de t obtenues pour les différentes valeurs de C_{Voller} considérées. La vision avec une échelle classique met bien en évidence que la courbe à $C_{Voller} = 1600$ est extrêmement éloignée du reste des courbes, tandis que la vision en log-log permet de comparer les autres résultats entre eux.



(a) Échelle normale.

(b) Échelle log-log.

FIGURE 5.15 – Comparaison des résultats d'ablation au centre du jet pour les simulations avec les différentes valeurs de C_{Voller} testées. La corrélation sur y_0/D_j donnée en (4.38) est représentée comme courbe de référence. On représente les courbes selon deux types d'échelles pour améliorer la visualisation : a) échelle classique ; b) échelle log-log.

La corrélation sur y_0/D_j donnée en (4.38) est représentée et fait ici office de courbe de référence pour les faibles profondeurs ablatées, car les premiers points expérimentaux ne sont obtenus que pour $t > 2$s (la cavité n'est pas détectable par l'algorithme de détection de l'interface pour une valeur inférieure de t dans l'expérience 6500111).

On constate un bon accord entre les courbes de profondeur ablatée obtenues pour $C_{Voller} \geq 10^6$ et la corrélation (4.38). En revanche, on observe que la profondeur ablatée est très fortement sur-estimée pour $C_{Voller} = 10^3$: la vitesse n'est pas complètement annulée dans la région de l'interface ($0 < g_l < 1$), ce qui induit une augmentation forte des transferts thermiques entre le solide et le liquide du fait de la convection qui a lieu dans la région de l'interface.

Au vu de ces résultats, on utilisera $C_{Voller} = 10^{10}$ dans la suite afin d'annuler de façon systématique la vitesse dans la région de l'interface.

5.2.2 Résultats d'ablation pour $Re = 11.6 \times 10^3$

On cherche désormais à valider les résultats de simulation en les comparant avec les résultats expérimentaux, pour t allant jusqu'à la dizaine de secondes.

Afin de pouvoir traiter le problème sans obtenir un nombre de cellules dans le maillage prohibitif vis-à-vis du temps de calcul, la stratégie suivante a été retenue : le domaine est fortement maillé selon z autour du point de stagnation et moins maillé loin du point de stagnation. Ceci implique que lorsque ce point se déplace du fait de l'ablation, la région raffinée est déplacée régulièrement de façon à garder une bonne résolution des transferts thermiques au point de stagnation, tout en réduisant le nombre de mailles dans les régions plus éloignées de ce point. Cela se justifie par le fait que le point de stagnation correspond au maximum d'ablation, qui est la donnée la plus importante pour le cas industriel faisant le cadre de cette étude.

Le remaillage n'étant pas automatique dans cette étude (on n'utilise pas un maillage adaptatif), il a été décidé de ré-adapter le maillage dès lors que le point de stagnation est à une distance selon z de moins de $0.02D_j$ de la fin de la région raffinée. Dans ce cas, les simulations sont arrêtées, et on translate la région de maillage raffinée de $0.25D_j$ vers le bas (vers les z négatifs) afin que le point de stagnation se trouve toujours dans une région raffinée dans la suite de la simulation. L'opération de remaillage est schématisée en Figure 5.16.

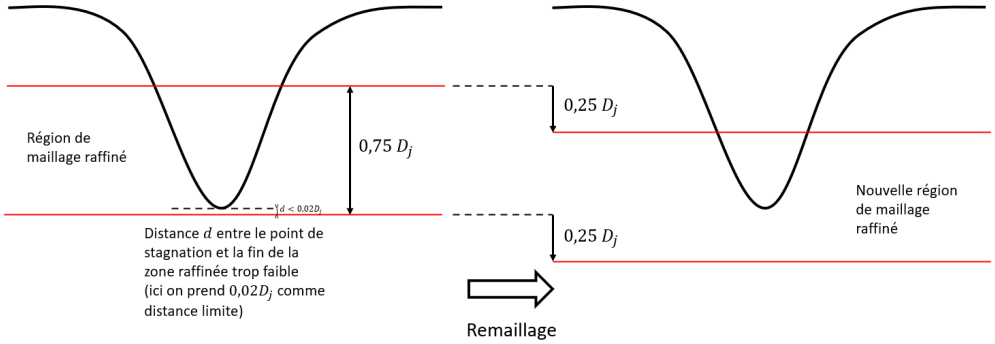
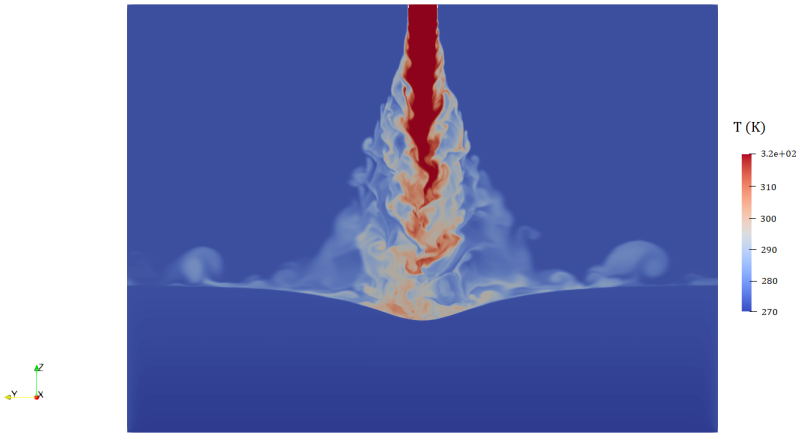


FIGURE 5.16 – Illustration de la procédure de remaillage autour du point de stagnation au cours des simulations.

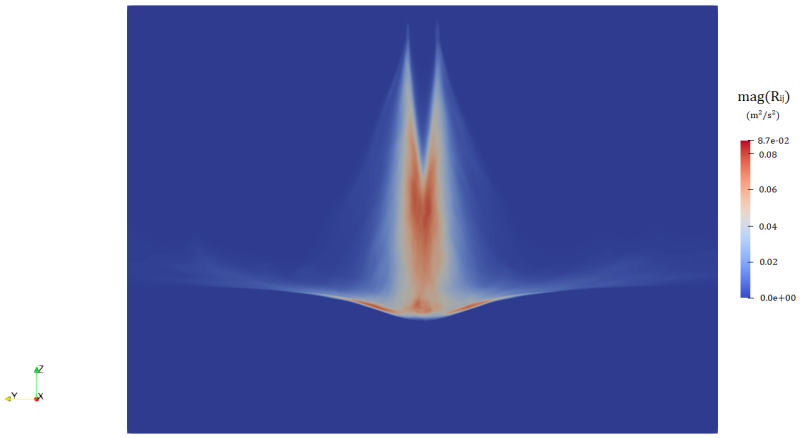
a) Visualisation de l'ablation

Le champ instantané de température T ainsi que le champ de mag(R_{ij}) sont représentés en Figures 5.17a et 5.17b respectivement, afin de fournir des visualisations du jet et de l'ablation obtenus par simulation numérique. Ces champs sont obtenus à $t \simeq 8.0$s et sont extraits avec le logiciel de post-traitement (open source) ParaView [133].

Le champ instantané de T permet de visualiser le jet de façon instantanée, et d'observer à la fois le mélange avec le fluide ambiant et la réduction de température qui en découle à mesure que l'on s'éloigne de la sortie de la buse. La frontière solide-liquide est bien marquée du fait du changement de température très rapide au niveau de cette région, en particulier dans l'axe du jet. On constate que le cœur potentiel apparaît également sur la Figure 5.17a : la température reste constante au centre du jet sur une certaine longueur ($\sim 5 - 6D_j$) avant que la turbulence induite par le mélange n'atteigne



(a) Champ de T.



(b) Champ de mag(R_{ij}).

FIGURE 5.17 – Champs obtenus lors de la simulation numérique de l'ablation par un jet immergé à $Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$: a) champ instantané de T ; b) champ de mag(R_{ij}). Les résultats sont obtenus à $t \simeq 8.0$s et dans le plan tel que $x = 0$.

le centre du jet.

Le champ de mag(R_{ij}) est également représenté afin de visualiser les régions présentant une énergie cinétique turbulente k importante (ou faible) : la région de jet libre présentant une valeur faible de mag(R_{ij}) correspond à la région de cœur potentiel ; on observe en aval une région de forte intensité turbulente du fait du mélange avec le fluide ambiant. Autour du point de stagnation, on observe une réduction de la valeur de mag(R_{ij}) (ce qui ne signifie pas que l'écoulement est laminaire pour autant), puis une ré-augmentation en proche paroi lorsque l'on s'éloigne du point de stagnation. Cette augmentation de mag(R_{ij}) le long de la paroi lorsque r augmente est liée à l'augmentation progressive du frottement pariétal avec r puisque $\tau_w(r = 0) = 0$, ce qui provoque une augmentation de la production de turbulence.

ParaView [133] permet de réaliser des opérations simples sur les champs obtenus en sortie des simulations réalisées avec OpenFOAM® . On obtient à l'issue d'une simulation les champs moyen et instantané de T et u_i. En utilisant ces champs, on peut obtenir le

champ fluctuant via la formule suivante (ici pour u_i, mais le principe est le même pour T) :

$$u_i' = u_i - \langle u_i \rangle \,. \tag{5.22}$$

Ceci permet de visualiser les fluctuations de manière instantanée.

On représente le champ instantané de $\sqrt{u_i' u_i'}$ (avec sommation sur i) en Figure 5.18a. Ce champ instantané permet de visualiser la norme des fluctuations de vitesse en temps réel, tandis que le champ de mag(R_{ij}) permet plutôt de visualiser les régions présentant une forte contrainte turbulente. On observe donc que les fluctuations instantanées sont importantes à proximité du point de stagnation.

Le champ instantané mag($u_i' T'$) est représenté en Figure 5.18b, avec :

$$\text{mag}(u_i' T') = \sqrt{\sum_i (u_i' T')^2}. \tag{5.23}$$

Ce champ permet de quantifier le transfert de chaleur convectif lié à la turbulence, de façon instantanée (il n'existe pas de moyen déjà implémenté de calculer la moyenne statistique de ce champ via OpenFOAM®).

La Figure 5.18b permet de mettre en évidence que le transfert thermique turbulent est particulièrement intense à la paroi autour du point de stagnation.

Ces différents résultats permettent de conclure que les fluctuations turbulentes sont importantes dans la région de stagnation, ce qui semble confirmer que l'écoulement autour du point de stagnation est bien turbulent. Ceci constitue une validation supplémentaire du fait que l'exposant sur Re trouvé à 0.65 dans la corrélation (4.29) liant Nu_0 et Re (entres autres) est lié à la turbulence de l'écoulement dans la région de stagnation. Si l'écoulement avait été re-laminarisé dans la région de stagnation, l'exposant aurait été trouvé à 0.5.

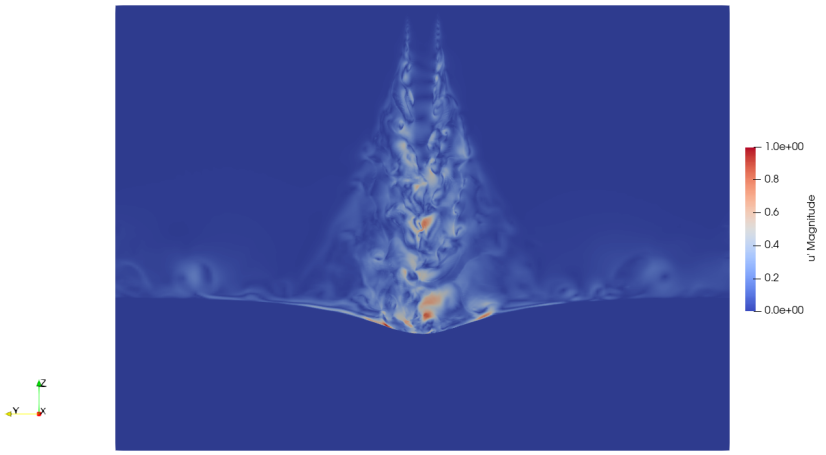
La forme de l'interface montrée en Figure 5.17a met bien en évidence que le maximum d'ablation se trouve au point de stagnation et que la profondeur ablatée décroît lorsque l'on s'écarte de ce point, ce qui est cohérent à la fois avec les résultats de la littérature pour les jets immergés impactant sans fonte, et les résultats expérimentaux présentés au chapitre précédent. Une comparaison de la forme de cavité obtenue ici avec la forme expérimentale est réalisée dans la suite. Une comparaison des profondeurs ablatées au point de stagnation est réalisée au paragraphe numéroté c).

b) Forme de cavité

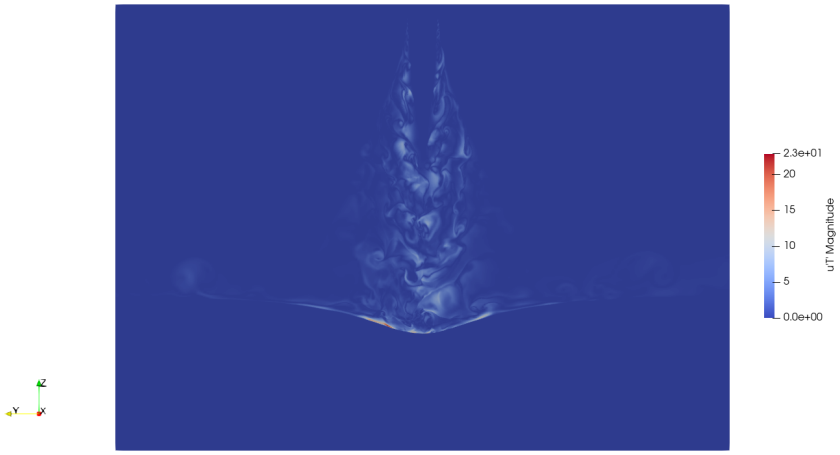
ParaView [133] permet également d'extraire les contours d'une variable (surfaces ou lignes iso-valeurs). Ainsi, il est possible d'obtenir la surface pour laquelle $g_l = 0.5$, qui correspond à l'interface solide-liquide. Ceci permet d'extraire la forme de cavité depuis les simulations à un instant donné, afin de la comparer à celle obtenue expérimentalement. Pour rappel, $y(r)$ désigne la hauteur locale de la forme de cavité par rapport au point de stagnation.

On représente en Figure 5.19 la comparaison des formes de cavité obtenues à $t \simeq 8.0$s et $t \simeq 10.0$s pour l'expérience considérée et la simulation numérique.

On observe un très bon accord entre les formes de cavité expérimentales et obtenues par simulation pour $r \leq 3D_j$. Au-delà de $r = 3D_j$, les courbes s'écartent légèrement : ceci s'explique par le fait que le maillage est moins raffiné lorsque l'on s'éloigne du point de stagnation, ce qui conduit à un écart modéré entre les formes de cavité numérique et



(a) Champ de $\sqrt{u_i' u_i'}$.



(b) Champ de mag$(u_i' T')$.

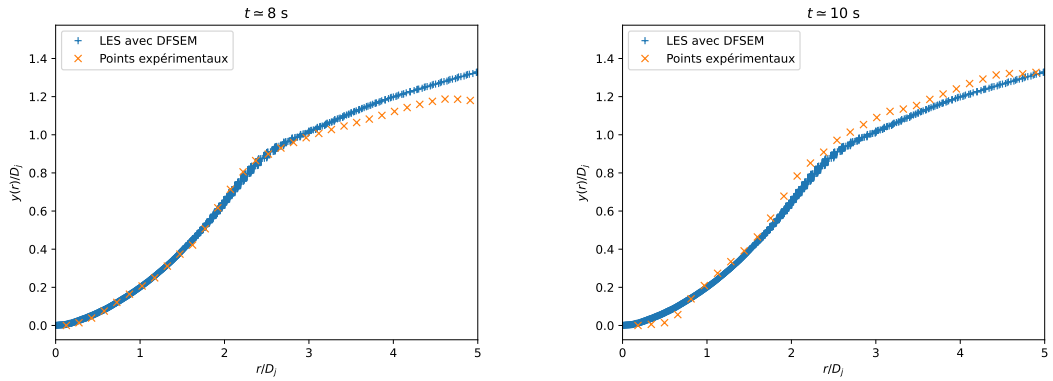
expérimentale. Cet écart tend à augmenter à mesure que la profondeur ablatée augmente du fait de la procédure de remaillage montrée précédemment (Fig. 5.16). En effet, si l'on voulait résoudre intégralement la cavité de façon fine, il faudrait mailler fortement la direction verticale, de la surface du solide jusqu'à en-dessous du point de stagnation. Ainsi, la taille du maillage augmenterait linéairement avec la profondeur ablatée (puisqu'il faut mailler finement de plus en plus profond), donnant lieu à une explosion rapide du temps de calcul.

Il est possible de quantifier l'écart e de la forme de cavité obtenue par simulation à la forme expérimentale. e est calculé par la formule suivante :

$$e = \frac{1}{N_p} \sum_{r=0}^{r_{max}} |y_{exp}(r) - y_{num}(r)| \tag{5.24}$$

avec y_{exp} (resp. y_{num}) la profondeur locale du contour expérimental (resp. numérique), r_{max} le rayon maximal du contour expérimental et N_p le nombre de points considérés. On obtient :

- un écart moyen entre les points des contours à $e = 0.04 D_j$, valeur relativement



(a) $t \simeq 8.0$s. (b) $t \simeq 10.0$s.

FIGURE 5.19 – Comparaison des formes de cavité obtenues avec une simulation numérique (approche LES et méthode DFSEM) avec la forme de cavité expérimentale de l'expérience 6500111 ($Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$).

faible en comparaison à la hauteur totale de la cavité qui vaut environ $1.2D_j$ à $t \simeq 8$s.

- un écart moyen entre les points des contours qui vaut également $e = 0.04D_j$, valeur relativement faible en comparaison à la hauteur totale de la cavité qui vaut environ $1.4D_j$ à $t \simeq 10$s.

On constate donc globalement un bon accord de la forme de cavité obtenue numériquement avec la forme expérimentale. On s'intéresse dans la suite à la profondeur ablatée au centre du jet.

c) Profondeur au point de stagnation

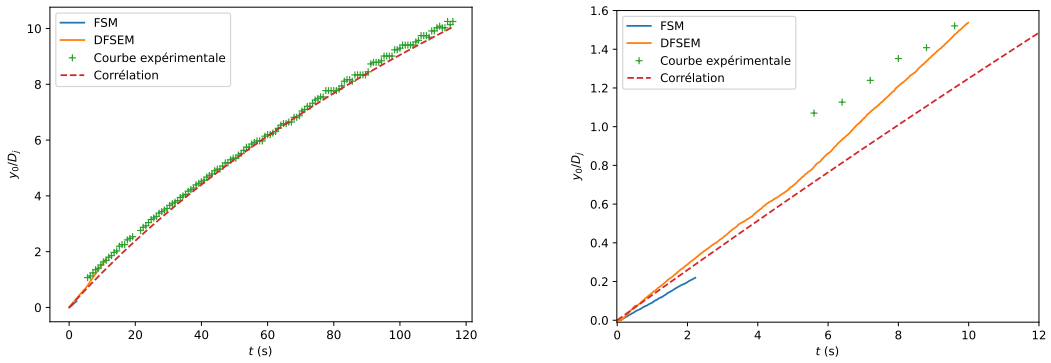
La profondeur au point de stagnation est la donnée la plus importante pour l'étude de l'ablation par un jet puisqu'elle correspond au maximum d'ablation. Il est donc important d'obtenir dans les simulations une évolution de y_0/D_j en fonction de t en bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour rappel, y_0 désigne la profondeur ablatée au point de stagnation.

On représente en Figure 5.20 les courbes de y_0/D_j en fonction de t obtenues pour deux simulations, une avec la méthode DFSEM et l'autre avec la méthode FSM en sortie de la buse. La simulation FSM a pour but de mettre en évidence que cette méthode n'est pas non plus applicable au cas de l'ablation par un jet immergé.

Les points expérimentaux de l'expérience 6500111 ($Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$) ainsi que la courbe de corrélation (calculée avec (4.38)) correspondante sont également représentés.

On constate à nouveau que les transferts thermiques sont largement sous-estimés au point de stagnation en utilisant la méthode FSM, ce qui résulte en une courbe d'ablation bien en dessous des points expérimentaux et de la corrélation. Pour cette raison les calculs n'ont pas été prolongés au delà de 2.5s pour ne pas solliciter des ressources numériques inutilement.

Dans le cas de la simulation avec la méthode DFSEM, on observe un très bon accord de la courbe d'ablation avec les points expérimentaux et la courbe de corrélation. On



(a) Sans zoom. (b) Avec zoom.

FIGURE 5.20 – Comparaison des courbes d'ablation au centre du jet obtenues pour les méthodes DFSEM et FSM avec les points expérimentaux de l'expérience 6500111 ($Re = 11.6 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$). La corrélation sur y_0/D_j donnée en (4.38) est également représentée.

cherche ensuite à quantifier l'écart de la courbe de simulation aux courbes issues des expériences.

L'écart e de la courbe obtenue par simulation aux points expérimentaux ou à la courbe de corrélation est calculé par :

$$e = \frac{1}{N_p} \sum_{t=0}^{t_{max}} |y_{0,exp}(t) - y_{0,num}(t)| \tag{5.25}$$

avec $y_{0,exp}$ la profondeur ablatée pour les points expérimentaux ou la corrélation, $y_{0,num}$ la profondeur ablatée pour la simulation et t_{max} le dernier temps pour lequel on a à la fois un point expérimental (ou de corrélation) et un point de simulation numérique. N_p correspond au nombre de points considérés.

L'écart moyen entre la courbe de $y_0(t)$ obtenue par simulation et les points expérimentaux est $e = 0.17 D_j$, et l'écart entre la simulation et la corrélation vaut $e = 0.08 D_j$. Globalement, ces valeurs sont plus faibles que l'écart entre les points expérimentaux et la corrélation, ce qui est satisfaisant.

Les résultats d'ablation au centre du jet obtenus par simulation numérique avec OpenFOAM® sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et sont donc validés pour cette valeur de Re. On cherche désormais à valider les résultats de simulation pour une valeur plus élevée de Re.

5.2.3 Résultats d'ablation pour $Re = 26.0 \times 10^3$

On considère désormais le problème de l'ablation par un jet vérifiant $Re = 26.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$, correspondant aux expériences 6500251 et 6500252.

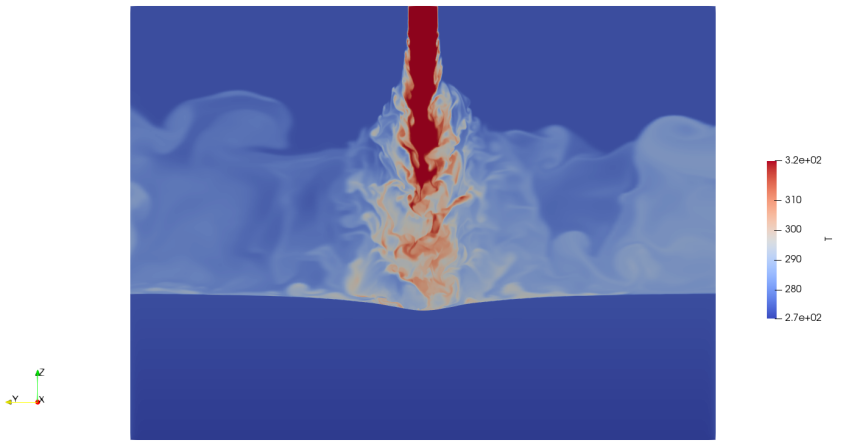
Le maillage doit être adapté par rapport au cas précédent du fait de l'augmentation de Re. L'étude préliminaire réalisée à $Re = 11.6 \times 10^3$ sur un cas sans fonte a montré que les paramètres de maillage calculés avant l'étude de sensibilité au maillage étaient suffisants pour obtenir des transferts thermiques réalistes. On obtient ici :

- $\lambda_T(Re = 26.0{\times}10^3) \simeq 0.020 D_j$ pour la taille caractéristique de l'échelle de Taylor, il faut donc $N_z \simeq 500$ cellules pour discrétiser la région de jet libre selon l'axe z.
- $\delta_v(Re = 26.0 \times 10^3) \simeq 7.3 \times 10^{-4} D_j$, il faut donc utiliser une taille de maille $\Delta z \simeq 1.4 \times 10^{-3} D_j$ à proximité de l'interface et dans le solide pour obtenir $z^+ \leq 2$ à l'interface.

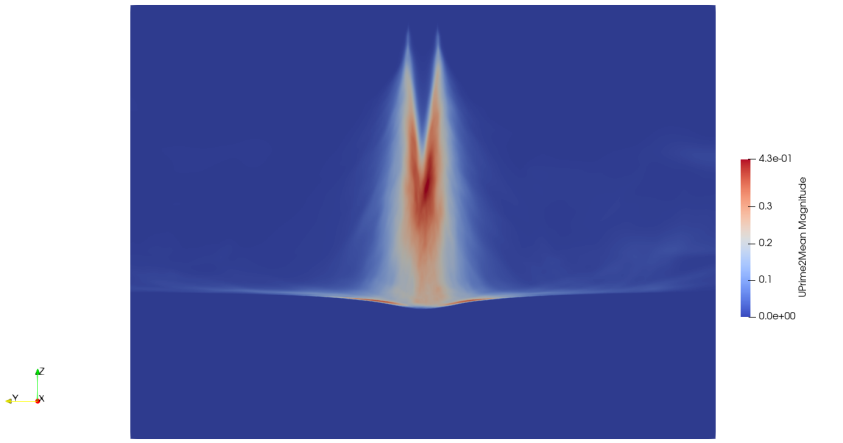
Le maillage retenu vérifie $N_z \simeq 500$ et $\Delta z \simeq 0.001 D_j$ pour satisfaire à ces conditions.

a) Visualisation de l'ablation

Le champ instantané de température T ainsi que le champ de mag(R_{ij}) sont représentés en Figures 5.21a et 5.21b respectivement, afin de visualiser le jet et l'ablation obtenus par simulation numérique. Ces champs sont obtenus à $t \simeq 2.5$s avec ParaView [133].



(a) Champ de T.



(b) Champ de mag(R_{ij}).

FIGURE 5.21 – Champs obtenus lors de la simulation numérique de l'ablation par un jet immergé à $Re = 26.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$: a) champ instantané de T ; b) champ de mag(R_{ij}). Les résultats sont obtenus à $t \simeq 2.5$s et dans le plan tel que $x = 0$.

On peut à nouveau observer le jet et la formation de la cavité à travers le champ

instantané de T sur la Figure 5.21a, ainsi que la région de cœur potentiel pour laquelle la température ne décroît pas au centre du jet. On observe en Figure 5.21b des fluctuations turbulentes fortes dans la région de jet développé du fait du mélange, ainsi que des fluctuations fortes en proche paroi dans la cavité, du fait du frottement pariétal.

La valeur maximale de $\mathrm{mag}(R_{ij})$ est sensiblement plus élevée dans ce cas à $Re = 26.0 \times 10^3$ que pour le cas précédent à $Re = 11.6 \times 10^3$:

$$\max\left(\mathrm{mag}(R_{ij})\right) \simeq \begin{cases} 8.7 \times 10^{-2}\ (\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-2}), & Re = 11.6 \times 10^3 \\ 4.3 \times 10^{-1}\ (\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-2}), & Re = 26.0 \times 10^3 \end{cases} . \tag{5.26}$$

Lorsque l'on divise ces valeurs par V_j^2 pour obtenir l'intensité turbulente, on obtient dans les deux cas une intensité turbulente maximale de l'ordre de 7%. L'intensité turbulente ne semble donc pas être dépendante de Re sur cette plage de valeurs.

b) Forme de cavité

La forme de cavité obtenue numériquement à $t \simeq 2.5$s est comparée à la forme de cavité obtenue expérimentalement en Figure 5.22.

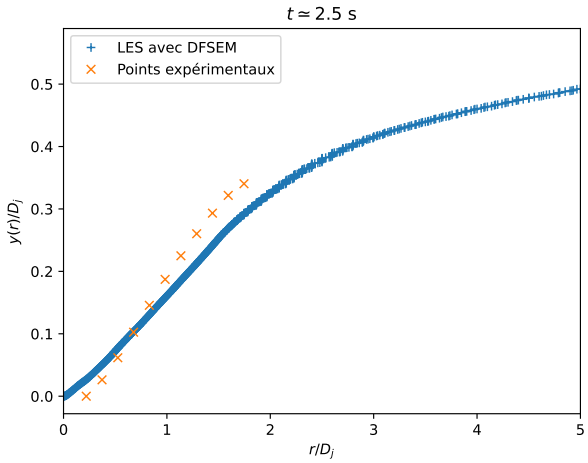


FIGURE 5.22 – Comparaison des formes de cavité obtenues avec une simulation numérique (approche LES et méthode DFSEM) avec la forme de cavité expérimentale de l'expérience 6500252 ($Re = 26.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$).

On constate un accord acceptable entre les deux formes de cavité représentée. Il est important de rappeler que l'algorithme de détection de la forme de cavité présente une précision moindre à faible profondeur ablatée, ce qui explique le faible nombre de points et la faible extension radiale du contour expérimental.

On calcule à nouveau l'écart e entre les deux contours avec la formule (5.24). On obtient un écart moyen qui vaut $e = 0.03D_j$. Cet écart est raisonnable en comparaison à la profondeur maximale de la cavité, qui vaut environ $y_0 \simeq 0.5D_j$ à $t \simeq 2.5$s. On a donc un bon accord entre la forme de cavité numérique et la forme expérimentale.

c) Ablation au point de stagnation

On représente en Figure 5.23 la courbe d'ablation obtenue par simulation, superposée aux points expérimentaux et à la corrélation 4.38.

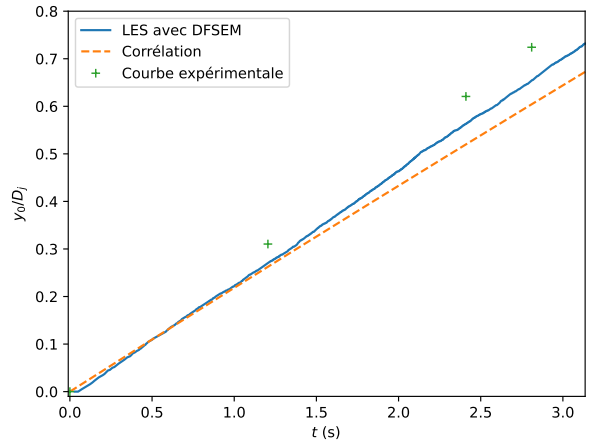


FIGURE 5.23 – Comparaison des courbes d'ablation au centre du jet obtenue par simulation numérique avec les points expérimentaux de l'expérience 6500252 ($Re = 26.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$). La corrélation sur y_0/D_j donnée en (4.38) est également représentée.

On constate un très bon accord de la courbe obtenue par simulation avec les résultats issus des expériences.

L'écart e moyen (obtenu avec la formule (5.25)) entre la corrélation et la courbe de simulation vaut $0.01D_j$ ce qui montre un très bon accord entre les deux courbes et est très satisfaisant. L'écart entre la courbe de simulation et les points expérimentaux vaut $0.04D_j$, mais n'est calculé qu'à partir d'un seul point du fait du temps de calcul très important pour cette simulation.

La simulation à $Re = 26.0 \times 10^3$ est sensiblement plus lente que celle présentée pour $Re = 11.6 \times 10^3$, car le maillage est plus raffiné et présente donc un nombre de cellules plus important. Par ailleurs, on a appliqué la condition CFL (condition de Courant-Friedrichs-Lewy) $Co = \delta/u \leq 0.5$ dans le domaine (où Co désigne le nombre de Courant, u la vitesse locale dans une maille donnée et δ la longueur caractéristique de cette maille) de façon à garantir la stabilité des calculs (des problèmes de stabilité ont pu être observés lorsque $Co \to 1$, car le terme source d'enthalpie-porosité est discrétisé de façon semi-implicite), ce qui représente une contrainte non négligeable sur le pas de temps du fait de la vitesse de jet relativement élevée (plus élevée que pour le cas précédent) et de la taille très faible des cellules en proche paroi.

La courbe présentée pour $Re = 26.0 \times 10^3$ représente environ 2 mois de calculs à 320 processeurs, tandis que la courbe présentée $Re = 11.6 \times 10^3$ a nécessité 2 mois de calculs à 256 processeurs (pour atteindre un temps physique environ 4 fois plus élevé).

Les résultats d'ablation au centre du jet obtenus par simulation numérique avec OpenFOAM® sont suffisamment proches des résultats expérimentaux pour être considérés comme validés pour cette valeur de Re également, malgré la faible profondeur au point de stagnation atteinte.

5.2.4 Conclusions pour la simulation de l'ablation par un jet immergé

Les résultats de simulations montrent des résultats proches de ce qui est observé expérimentalement pour les deux valeurs de Re testées.On a montré précédemment que pour $Pr > 0.5$, la taille des sous-couches visqueuse et de conduction thermique sont similaires [23, 91]. Il semble donc possible d'obtenir des résultats avec la même méthodologie pour des valeurs de Pr différentes de celle testée, tant que $Pr > 0.5$.

Au vu des résultats, on peut considérer qu'il est possible de simuler avec une erreur faible l'ablation d'un solide par un jet immergé pour $Pr > 0.5$ (valeur pour laquelle les informations sur la sous-couche de conduction fournies précédemment ne sont plus valables) et $Re \leq 26.0 \times 10^3$.

Il faut cependant apporter les nuances suivantes à la comparaison entre les expériences et les simulations :

- D'une part, l'analyse des résultats à $Re = 26.0 \times 10^3$ a mis en évidence la difficulté d'obtenir des résultats de simulation à des temps de l'ordre de la dizaine de secondes du fait des temps de calcul très importants. Ceci est d'autant plus vrai pour les plus grandes valeurs de Re qui impliquent notamment de réduire encore la taille de maille dans le solide et autour de l'interface. Par ailleurs, les calculs n'étant pas parfaitement stables inconditionnellement vis-à-vis du pas de temps, la condition CFL est d'autant plus contraignante à haut Re (puisque la taille de maille diminue et V_j peut augmenter). Il semble donc difficile de valider le code pour des valeurs plus élevées de Re, alors que les expériences fournissent des résultats pour Re allant jusqu'à 1.5×10^5. Le cas réacteur, qui présente un nombre de Reynolds encore plus élevé aux alentours de 10^6 [2], semble donc difficilement accessible sans réaliser des calculs pendant des temps extrêmement longs ou en augmentant encore le nombre de processeurs (déjà assez élevé).
- D'autre part, les expériences d'ablation sont réalisées sur des temps très longs, entre 50 et 200 secondes, et il est difficile d'atteindre de tels temps physiques à travers les simulations numériques car cela impliquerait d'utiliser des domaines très larges, augmentant à nouveau fortement la quantité de mailles nécessaires.
- Enfin, la méthodologie proposée ici pour déterminer le maillage à utiliser n'est pas valable pour $Pr < 0.5$, on ne peut donc pas l'utiliser pour simuler l'ablation d'un bloc d'acier solide par un jet immergé liquide d'acier. On peut toutefois supposer qu'il est plus facile de résoudre complètement la couche limite thermique pour $Pr < 1$ puisque dans ce cas sa taille totale est plus importante que celle de la couche limite hydrodynamique. Une étude bibliographique serait malgré tout nécessaire pour mieux caractériser la couche limite thermique turbulente pour $Pr < 0.5$. De plus, la méthode d'enthalpie-porosité implémentée dans OpenFOAM® actuellement ne permet pas de traiter le cas d'un alliage (pas de distinction entre le liquidus et le solidus). Des développements supplémentaires sont nécessaires pour pouvoir l'utiliser dans ce cas.

6. Ablation par un jet à surface libre, avec et sans rugosité de surface

Table des matières

6.1 Comparaison de l'ablation par un jet à surface libre sans rugosité avec l'ablation par un jet immergé 180
6.1.1 Expériences considérées 180
6.1.2 Analyse qualitative 182
6.1.3 Comparaison de toutes les expériences 186
6.1.4 Corrélation entre Nu_0 et Re pour l'ablation par un jet à surface libre après "pool-effect" 189
6.1.5 Conclusions sur la comparaison de l'ablation par un jet immergé et par un jet à surface libre après apparition du "pool-effect" . 193
6.2 Résultats numériques d'ablation par un jet à surface libre . . 193
6.2.1 Validation du cas sans fonte 194
6.2.2 Simulation de l'ablation par un jet à surface libre 205
6.2.3 Conclusions concernant la simulation numérique d'un jet à surface libre impactant 208
6.3 Résultats expérimentaux d'ablation par un jet à surface libre pour un solide impacté rugueux 208
6.3.1 Expériences considérées 209
6.3.2 Résultats d'ablation pour une surface initialement rugueuse et comparaison au cas d'une surface lisse 210
6.3.3 Modélisation de la transition du régime d'ablation "lisse" au régime "rugueux" 224
6.3.4 Conclusions concernant l'effet de la rugosité sur les transferts thermiques à l'impact d'un jet 230

On s'intéresse dans ce dernier chapitre au problème de l'ablation par un jet à surface libre impactant un solide lisse ou rugueux. Ce cas correspond au problème le plus critique pour le cas réacteur, comme décrit dans la thèse de Lecoanet [2], car la vitesse d'ablation au point de stagnation est la plus élevée parmi tous les scénarii possibles d'interaction entre le jet et le solide. Contrairement au cas immergé, le jet interagit peu avec le fluide ambiant (du gaz dans ce cas), sa vitesse et sa température au point d'impact sont donc très proches des valeurs en sortie de la buse.

L'étude de l'ablation pour un jet à surface libre impactant un solide lisse a déjà été réalisée par Lecoanet [2] et présentée en section 2.2.2. Lecoanet *et al.* [55] ont traité en détail le phénomène du "pool-effect" (également présenté en section 2.2.2) qui correspond au remplissage de la cavité par le liquide issu du jet et de la fonte du solide, et ont mis en évidence une réduction des transferts après l'apparition de ce phénomène. La dynamique d'ablation semble alors comparable à celle observée lors des essais en jet immergé : en effet, le jet plonge dans la cavité remplie de liquide et interagit avec une certaine épaisseur de ce liquide avant d'atteindre le solide au point de stagnation. Une comparaison de la dynamique d'ablation par un jet à surface livre après apparition du "pool-effect" avec la dynamique d'ablation pour un jet immergé est donc proposée dans ce chapitre.

Par ailleurs, des simulations CFD ont été réalisées afin de traiter de façon numérique le problème de l'ablation par un jet libre. L'objectif est de valider un code CFD (OpenFOAM®) à partir des résultats expérimentaux obtenus par Lecoanet [2] pour l'ablation d'un solide (présentant une surface lisse initialement) par un jet à surface libre. Ces résultats sont présentés à la fin du chapitre.

Enfin, Lecoanet [2], Gilpin [62] ou encore Lienhard [11] ont mis en évidence un effet important de la rugosité sur les transferts au point de stagnation et sur la forme de la cavité. On cherche donc finalement à caractériser, de façon plus fine, l'effet de la rugosité sur l'ablation par un jet à surface libre dans ce chapitre.

6.1 Comparaison de l'ablation par un jet à surface libre sans rugosité avec l'ablation par un jet immergé

Rappel : Pour le cas du jet à surface libre, on désigne par V_j et D_j la vitesse et le diamètre évalués à l'impact du jet, et calculés avec les formules (2.79) et (2.80). En revanche, on désigne par V_{bu} et D_{bu} ces mêmes quantités mais évaluées en sortie de la buse pour le cas du jet immergé. De même, Re est le nombre de Reynolds évalué à l'impact tandis que Re_{bu} correspond au nombre de Reynolds à la buse. Cette distinction est nécessaire car certains auteurs considèrent Re et d'autre Re_{bu} pour l'établissement de corrélations.

6.1.1 Expériences considérées

Une comparaison de l'ablation par un jet immergé et par un jet à surface libre est réalisée dans cette section.

Les expériences de jet immergé considérées pour la comparaison ont déjà été présentées au chapitre 4. Les paramètres expérimentaux ainsi que les références expérimentales sont détaillées dans la Table 4.1, et sont représentées dans un diagramme $Re - Pr$ en Figure 4.3.

D'après ce qui a été réalisé par Lecoanet [2], Re est calculé à partir de la vitesse de jet V_j et du diamètre de jet D_j **évalués à l'impact** pour les expériences de jet à surface libre :

$$Re = \frac{D_j V_j}{\nu}, \tag{6.1}$$

$$D_j = D_{bu}\left(1 + \frac{2gH}{V_{bu}^2}\right)^{-1/4}, \tag{6.2}$$

$$V_j = \sqrt{2gH + V_{bu}^2}, \tag{6.3}$$

avec D_{bu}, V_{bu} respectivement le diamètre et la vitesse de jet en sortie de la buse, g la gravité et H l'écart entre la buse et le solide impacté initialement. On utilise de manière générale dans cette section l'indice bu pour parler de quantités évaluées en sortie de la buse pour un jet à surface libre.

Dans le cas du jet à surface libre, on utilise plutôt les quantités évaluées à l'impact pour tenir compte du fait que le jet gagne en énergie du fait de l'accélération gravitationnelle.

Une erreur a été détectée dans l'évaluation de Re (nombre de Reynolds évalué à l'impact du jet) pour les travaux de Lecoanet [2] : en effet, Re était évalué en utilisant V_j et D_{bu} au lieu de V_j et D_j. Ceci donne lieu à une légère surestimation de Re (car $D_j < D_{bu}$). En réévaluant Re, on trouve une variation moyenne de 4% sur les expériences considérés (cf. dans la suite) et un maximum de 20% obtenu pour les faibles valeurs de V_j. On utilise dans cette études les valeurs corrigées de Re.

Les expériences de jet à surface libre considérées pour la comparaison ont été réalisées par Lecoanet [2], et sont présentées dans sa thèse. Le schéma du système *HAnSoLO* adapté pour les expériences d'ablation par un jet à surface libre est donné en Figure 4.1a. Le principe des expériences est similaire à ce qui a été décrit au chapitre 4, mais dans ces expériences le bloc de glace ablaté se trouve à l'air libre (au lieu d'être immergé dans un réservoir d'eau froide).

Les expériences considérées pour la comparaison sont représentées dans un diagramme $Re - Pr$ en Figure 6.1. Les paramètres expérimentaux de ces expériences sont détaillées dans la Table 6.1 ci-dessous. Toutes ces expériences seront utilisées pour faire des comparaisons globales. En revanche, pour la visualisation de courbes, on utilise en général l'expérience 6500501.

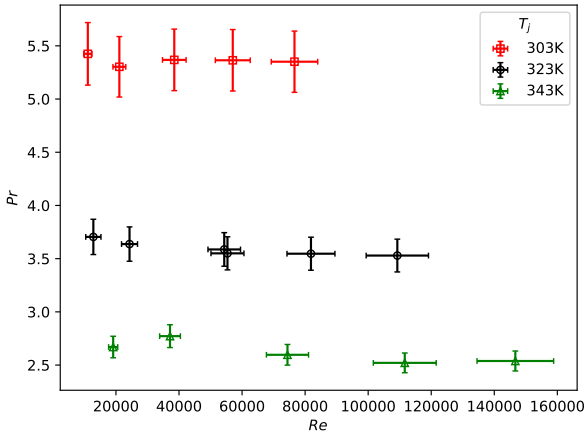


FIGURE 6.1 – Représentation des expériences réalisées avec un jet immergé en terme de Re et Pr en sortie de buse.

Les expériences considérées sont toutes réalisées avec $D_{bu} = 6\text{mm}$ et $H/D_{bu} = 10$.

Ref.	V_j (m.s^{-1})	T_j (°C)	Re ($\times 10^3$)	ΔRe ($\times 10^3$)	Pr	ΔPr	B	ΔB
6300101	1.5	30	9.2	1.3	5.42	0.29	0.37	0.02
6300251	2.8	31	20.2	2.0	5.3	0.28	0.38	0.02
6300501	5.1	30	38.0	3.7	5.37	0.29	0.37	0.02
6300751	7.6	30	56.7	5.5	5.36	0.29	0.37	0.02
6301001	10.2	30	76.4	7.4	5.35	0.29	0.37	0.02
6500101	1.2	48	10.5	2.4	3.7	0.17	0.59	0.02
6500201	2.3	49	22.8	2.5	3.64	0.16	0.6	0.02
6500501	5.1	50	53.7	5.2	3.59	0.16	0.61	0.02
6500502	5.1	50	54.7	5.2	3.55	0.16	0.62	0.02
6500751	7.5	50	81.4	7.6	3.55	0.16	0.62	0.02
6501001	10.0	51	108.9	9.9	3.53	0.15	0.62	0.02
6700101	1.4	67	15.2	1.4	2.67	0.1	0.83	0.02
6700251	2.8	65	35.7	3.3	2.77	0.11	0.8	0.02
6700501	5.2	69	73.7	6.7	2.6	0.1	0.85	0.02
6700751	7.6	71	111.0	10.0	2.52	0.09	0.87	0.02
6701001	10.1	71	146.3	12.2	2.54	0.09	0.87	0.02

TABLE 6.1 – Références et caractéristiques des essais considérés (réalisés par Lecoanet [2]) pour le cas du jet à surface libre.

6.1.2 Analyse qualitative

L'ablation par un jet à surface libre ou par un jet immergé présentent a priori des dynamiques radicalement différentes. Ces deux dynamiques d'ablation sont illustrées en Figure 6.2.

On constate une ablation plus rapide pour le cas à surface libre, marquée notamment par un régime linéaire tant que la cavité n'est pas remplie de liquide, puis par une réduction de la vitesse d'ablation au cours du temps une fois que le "pool-effect" est apparu. Ce second régime d'ablation semble pouvoir être comparé au régime observé avec un jet immergé : la vitesse décroît quand la profondeur ablatée augmente, car le jet plonge dans la cavité remplie et interagit avec une épaisseur de liquide de plus en plus importante, de façon similaire au cas immergé.

D'après ce qui a été dit en section 2.2.2 à partir de l'étude de Ervin et Falvey [71], la région de cœur potentiel créée par un jet à surface libre plongeant (avec une intensité turbulente $Tu > 2\%$) ne s'étend pas au delà de $3.5D_j$ dans la direction axiale car le mélange est plus important que pour un jet immergé classique.

Pour un jet à surface libre plongeant dans une cavité remplie, si la cavité remplie d'eau vérifie $y_0 > 3.5D_j$ et que le jet à surface libre vérifie $Tu > 2\%$, un écoulement de jet libre développé (cf. chap. 2 et chap. 4) atteindra la région de stagnation. Pour un jet immergé, lorsque $H/D_j > 6$ (ce qui est le cas dans les expériences présentées au chapitre 4), l'écoulement obtenu en amont de la région de stagnation est également un

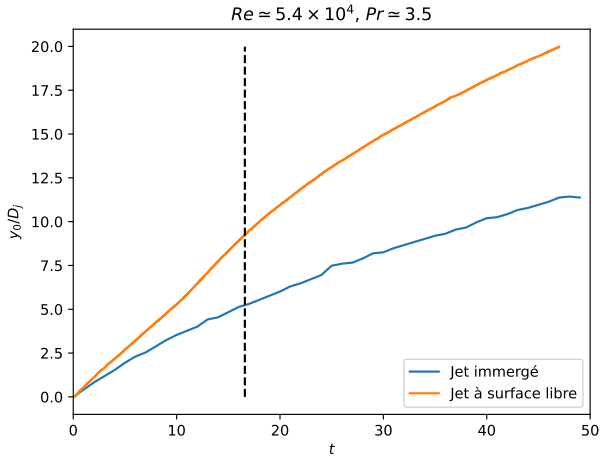


FIGURE 6.2 – Comparaison des courbes de profondeur ablatée au point de stagnation y_0/D_j en fonction de t, obtenues pour un jet à surface libre ou un jet immergé. Les deux expériences ont été réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.5$. La courbe verticale en tirets noirs représente le temps d'apparition du "pool-effect" pour l'expérience avec un jet à surface libre.

écoulement de jet libre développé. On obtient donc des écoulements similaires dans la cavité pour les deux cas considérés.

Dans la suite, on désigne par y_{PE} la valeur de y_0 (profondeur au point de stagnation) pour laquelle apparaît le "pool-effect" dans les expériences de jet à surface libre. De même, on désigne par t_{PE} le temps correspondant à l'apparition du "pool-effect".

Dans les expériences réalisées par Lecoanet [55], qui servent de référence pour le cas à surface libre, on a bien $Tu > 2\%$ [2]. Ainsi, les expériences pour lesquelles la profondeur y_{PE} d'apparition du "pool-effect" vérifient $y_{PE} > 3.5D_j$ pourraient présenter une dynamique d'ablation similaire à celle observée pour un jet immergé classique à $H/D_j > 6$. En effet, c'est la région de jet libre développé qui atteindra alors le solide impacté, tout comme pour les expériences réalisées et présentées au chapitre 4.

La valeur de y_{PE} obtenue pour chaque expérience de Lecoanet [55] est rapportée au chapitre 2 en Figure 2.21b, sur laquelle on constate que seules 3 expériences ne vérifient pas $y_{PE} \geq 3.5D_j$, obtenues pour $D_j = 10$mm et des vitesses à l'impact de l'ordre de 1.5m.s^{-1}. Ces trois expériences ne sont donc pas considérées dans la comparaison des dynamiques d'ablation entre un jet immergé et un jet à surface libre après apparition du "pool-effect" (cf. Table 6.1 pour les caractéristiques des différents expériences).

Le comportement d'ablation pourrait être différent pour ces expériences, mais la comparaison n'est pas effectuée ici car les données de ces expériences n'ont pas été récupérées dans le cadre de cette étude.

Dans la suite, on utilise les notations suivantes :

$$t^* = t - t_{PE}, \tag{6.4}$$

où t_{PE} est le temps auquel apparaît le "pool-effect" pour une expérience donnée, et

$$y_0^* = y_0 - y_{PE}. \tag{6.5}$$

Dans le cas du jet immergé, on a $t^* = t$ et $y_0^* = y_0$: dès le début des expériences, le jet traverse une épaisseur de liquide avant d'atteindre la région de stagnation. On ne considère que la dynamique après "pool-effect", on ne considère pas les points expérimentaux obtenus à $t^* < 0$ et $y_0^* < 0$ pour toute l'étude.

Afin de comparer la dynamique d'ablation après "pool-effect" pour un jet à surface libre et la dynamique d'ablation pour un jet immergé, on représente en Figure 6.3 les courbes de y_0^* en fonction de t^* obtenues pour ces deux cas à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.5$.

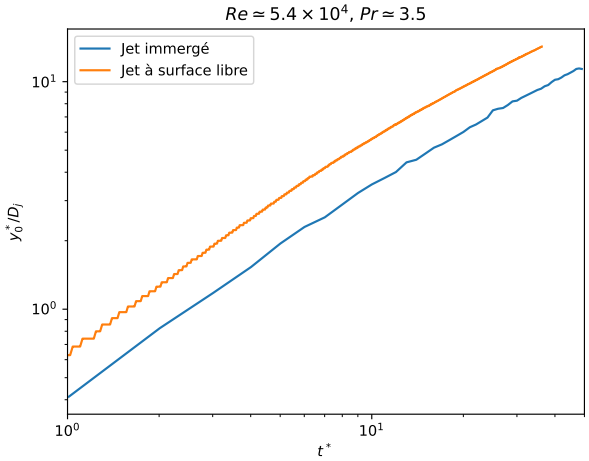


FIGURE 6.3 – Comparaison des courbes de y_0^*/D_j en fonction de t^*, obtenues pour un jet à surface libre et un jet immergé. Les deux expériences ont été réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.5$. Les échelles utilisées sont logarithmiques.

Les échelles utilisées en Figure 6.3 sont logarithmiques. Dans cette représentation les deux courbes sont parallèles entre elles, ce qui signifie qu'elles présentent une dynamique similaire. On constate qu'elles sont quasi-affines, ce qui permet d'écrire pour les deux courbes :

$$\ln y_0^* \simeq a \ln t^* + b \;\Rightarrow\; y_0^* \simeq b \cdot (t^*)^a \tag{6.6}$$

avec a, b deux constantes. Comme les deux droites sont parallèles d'après la Figure 6.3, elles ont le même coefficient directeur a, mais pas la même valeur de b.

En utilisant l'indice imm pour le cas immergé, et l'indice lib pour le cas à surface libre, on peut écrire :

$$\frac{y_{0,imm}^*(t)}{y_{0,imm}^*(t_1)} = \frac{b_{imm} \cdot (t^*)^a}{b_{imm} \cdot (t_1)^a} = \left(\frac{t^*}{t_1}\right)^a = \frac{b_{lib} \cdot (t^*)^a}{b_{lib} \cdot (t_1)^a} = \frac{y_{0,lib}^*(t)}{y_{0,lib}^*(t_1)}, \tag{6.7}$$

avec t_1 une valeur quelconque de t^*. Ceci permet de faire disparaître le coefficient multiplicatif. On devrait donc pouvoir superposer les courbes de la Figure 6.3 en représentant $y_0^*(t^*)/y_0^*(t_1)$ au lieu de $y_0^*(t^*)$.

On représente en Figure 6.4 les courbes de $y_0^*(t^*)/y_0^*(t_1)$ en fonction de t^*. On a utilisé la valeur arbitraire $t_1 = 20$s.

On observe que les courbes sont effectivement superposées, ce qui confirme que pour ces valeurs de Re et Pr, on a une dynamique d'ablation similaire entre le cas immergé et le cas à surface libre après "pool-effect".

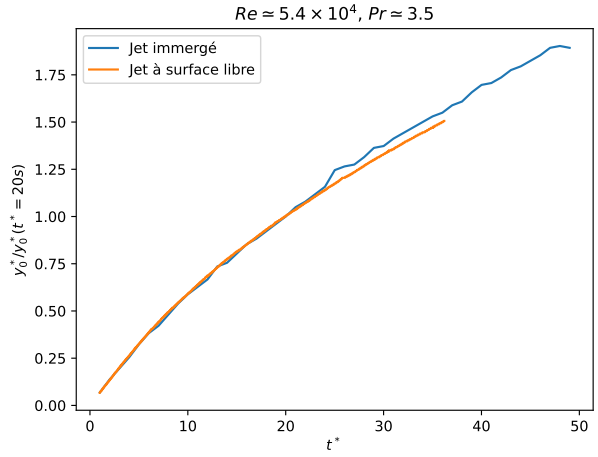


FIGURE 6.4 – Comparaison des courbes de $y_0^*/y_0^*(t^* = 20\text{s})$ en fonction de t^*, obtenues pour un jet à surface libre et un jet immergé. Les deux expériences ont été réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.5$.

On va comparer les évolutions temporelles de l'ablation de façon plus quantitative dans la suite.

Les différences principales entre le cas d'un jet immergé et le cas d'un jet à surface libre plongeant dans une cavité remplie de liquide sont les suivantes :

- l'épaisseur liquide qui interagit avec le jet est globalement plus faible dans le cas à surface libre car seule la cavité est remplie d'eau. Dans le cas du jet immergé, l'espace entre la sortie de la buse et la surface en haut du glaçon (surface impactée) est rempli d'eau, tandis que pour le cas du jet à surface libre, cet espace est rempli d'air qui interagit peu avec l'écoulement ;
- des bulles sont entrainées dans la cavité remplie d'eau par le jet à surface libre du fait de la turbulence du jet, qui ont pour effet d'augmenter l'intensité turbulente localement [134] (effet "bublle-induced turbulence"). Ceci pourrait donner lieu à des transferts thermiques plus intenses entre le jet et le solide impacté. La Figure 6.5 permet de visualiser l'entrainement de bulles lors du "pool-effect", et met en évidence que la fraction volumique de bulles est importante. L'analyse de la littérature [71] proposée au chapitre 2 indique que pour un jet à surface libre plongeant dans du liquide, on a la relation suivante :

$$\alpha_g = \frac{\beta_i}{1+\beta_i} \quad \text{avec} \quad \beta_i = 0.4\sqrt{\frac{H}{D_j}} \tag{6.8}$$

avec H la distance parcoure par le jet depuis la buse avant de plonger dans le liquide. α_g désigne la fraction volumique d'air dans l'écoulement après que le jet ait plongé dans le liquide. Pour $\frac{H}{D_j} = 10$, on obtient $\alpha_g \sim 55\%$. En supposant que ce résultat soit applicable au jet à surface libre plongeant dans la cavité remplie de liquide, on obtient alors une fraction volumique d'air importante dans la cavité.

Le fait que l'écoulement soit turbulent autour de la région de stagnation (puisque $y_{PE} \geq 3.5D_j$ et à cause de l'effet des bulles) laisse supposer que pour un jet à surface libre après "pool-effect", le nombre de Nusselt au point de stagnation Nu_0 devrait afficher une dépendance à Re similaire à celle observée pour le cas immergé traité au chapitre

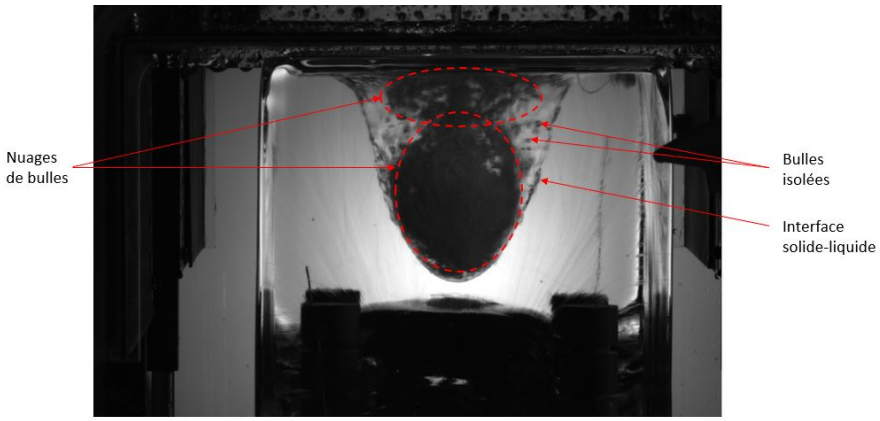


FIGURE 6.5 – Image sans traitement capturée par la caméra rapide après apparition du "pool-effect" lors d'une expérience (6500501) de jet à surface libre. Les formes noires dans la cavité sont des bulles entrainées par le jet.

4. En effet, on obtient $Nu_0 \propto Re^{1/2}$ pour la fonte d'un solide par un jet lorsque la couche limite dans la région de stagnation est laminaire [11]. En revanche, l'analyse de la littérature donne $Nu_0 \propto Re^{0.65}$ pour un jet immergé turbulent sans fonte impactant un solide [31], et $Nu_0 \propto Re^{0.8}$ pour la fonte de glace dans un écoulement turbulent [46].

6.1.3 Comparaison de toutes les expériences

Dans le chapitre 4, on a mis en évidence que les courbes de profondeurs pouvaient être approximées par une loi de puissance sous la forme suivante :

$$y_0^*/D_j \;=\; \left(\frac{t^*}{\tau}\right)^{\xi} \tag{6.9}$$

avec $y_0^* = y_0$ et $t^* = t$ pour le cas immergé. τ est un temps caractéristique d'ablation, qui sera déterminé en même temps que xi. Pour le cas immergé, on avait montré que la valeur de ξ ne semblait pas dépendre des paramètres du jet, et on avait obtenu :

$$\xi_{imm} = 0.724 \pm 0.061 \tag{6.10}$$

pour $Re \in [1.0 \times 10^4,\ 1.5 \times 10^5]$ et $Pr \in [2.5,\ 5.3]$ (l'indice imm indique qu'il s'agit d'un résultat obtenu pour les expériences de jet immergé).

Si les dynamiques d'ablation sont effectivement similaires pour d'autres valeurs de Re et Pr, alors on devrait obtenir une valeur de ξ similaire pour les expériences de jet à surface libre après "pool-effect".

Les expériences considérées pour cette analyse proviennent de la thèse de Lecoanet [2] et les paramètres expérimentaux sont détaillés en Table 6.1. Elles sont réalisées à $D_j = 0.006$mm et $H/D_j = 10$, et pour $Re \in [1.0 \times 10^4,\ 1.5 \times 10^5]$ et $Pr \in [2.5,\ 5.3]$. Une expérience supplémentaire à $Re = 53.0 \times 10^3$ et $Pr = 3.55$ a été réalisée dans le cadre de cette thèse pour compléter les données fournies par Lecoanet [2] (référence 6500501, Table 6.1).

Pour une partie des expériences réalisées par Lecoanet [2] (cf. Table 6.1), on va chercher à déterminer ξ et τ de façon similaire à ce qui avait été réalisé pour les expériences de jet immergé au chapitre 4 (la méthode a déjà présentée en (4.9) mais on la rappelle

ici). En considérant 2 points de la courbe de profondeur $(t_1, y_0^*(t_1^*))$ et $(t_2^*, y_0^*(t_2))$, on peut écrire :

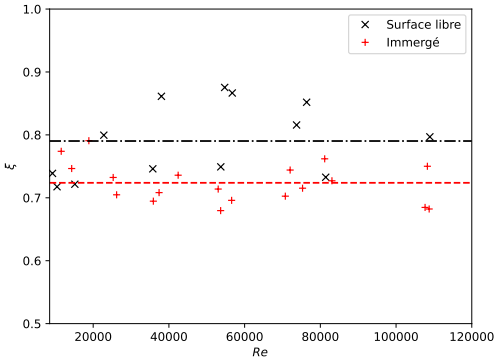
$$\begin{cases} y_0^*(t_1^*)/D_j &= \left(\frac{t_1^*}{\tau}\right)^\xi \\ y_0^*(t_2^*)/D_j &= \left(\frac{t_2^*}{\tau}\right)^\xi \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \xi &= \frac{\ln\left[y_0^*(t_1^*)/y_0^*(t_2^*)\right]}{\ln\left[t_1^*/t_2^*\right]} \\ \tau &= \left(\frac{y_0^*(t_1^*)}{D_j}\right)^{(-1/\xi)} \cdot t_1^* \end{cases} \tag{6.11}$$

Tout comme au chapitre 4 pour les expériences de jet immergé, on prend t_2^* comme étant la valeur maximale de t^* dans l'expérience considérée, et $t_1^* = t_2^*/4$ (de façon arbitraire, il a été observé que cette valeur permet d'avoir une loi de puissance qui correspond bien aux courbes expérimentales).

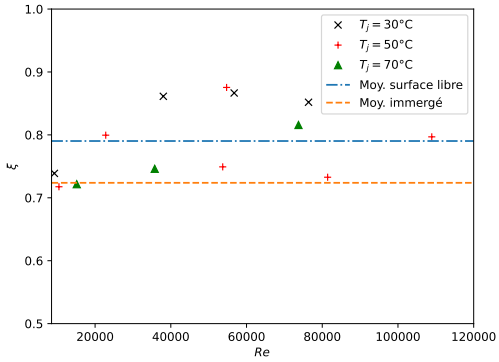
Parmi les expériences présentées en Table 6.1, trois ont été exclues du traitement par manque de points expérimentaux après apparition du "pool-effect" : les expériences 6300251, 6700751 et 6701001. En effet, ces expériences ne permettaient pas de dépasser $t^* = 12$s, ce qui est un temps trop faible pour obtenir une approximation correcte en loi de puissance.

Les valeurs de ξ obtenues pour les expériences de jet immergé et de jet à surface libre après "pool-effect" sont représentées en Figure 6.6a. On a également représenté les valeurs moyennes de ξ obtenues pour chaque cas, afin de montrer la dispersion des points (ligne noire pour le cas à surface libre et ligne rouge pour le cas immergé).

On obtient globalement des valeurs de ξ relativement proches entre le cas immergé et le cas à surface libre, mais les valeurs obtenues pour le jet à surface libre ont tendance à être un peu plus élevées que celles obtenues pour le cas immergé.



(a) ξ (eq. (6.9)) pour toutes les expériences.



(b) ξ (eq. (6.9)) en fonction de T_j.

FIGURE 6.6 – a) Valeurs de ξ (dans l'éq. (6.9)) déterminées pour les différentes expériences considérées, à la fois pour l'ablation par un jet immergé et pour l'ablation par un jet à surface libre après "pool-effect" ; b) Valeurs de ξ (dans l'éq. (6.9)) déterminées pour les expériences de jet à surface libre, en fonction de la température T_j de jet utilisée.

On représente également en Figure 6.6b la valeur de ξ obtenue pour les expériences de jet à surface libre après "pool-effect" en fonction de la température de jet. Ceci a pour but de déterminer si ξ évolue avec les paramètres du jet ou non. Aucune évolution ne se dégage clairement des points obtenus.

Aucune tendance n'avait également été observée pour la variation de ξ avec les paramètres du jet pour le cas du jet immergé (chapitre 4).

On a donc des comportements similaires entre les expériences de jet immergé et de jet à surface libre de ce point de vue : dans les deux cas, ξ semble être peu dépendant des paramètres du jet pour $Re \in [1.0 \times 10^4,\ 1.2 \times 10^5]$ et $Pr \in [2.5,\ 5.3]$.

La valeur moyenne $\xi_{lib,moy}$ de ξ pour les expériences de jet à surface libre après "pool-effect" est :

$$\xi_{lib,moy} = 0.790 \tag{6.12}$$

Les points présentent une dispersion un peu plus élevée que ceux observés pour les expériences de jet immergé : l'écart-type σ_ξ sur ξ vaut 0.057. On obtient la valeur et l'incertitude suivantes pour ξ_{lib} :

$$\xi_{lib} = \xi_{lib,moy} \pm 2\sigma_\xi = 0.790 \pm 0.114 \tag{6.13}$$

pour $Re \in [1.0 \times 10^4,\ 1.5 \times 10^5]$ et $Pr \in [2.5,\ 5.3]$ (l'indice *lib* indique qu'il s'agit d'un résultat obtenu pour les expériences de jet à surface libre, après "pool-effect"). La dispersion observée ne semble pas liée aux paramètres du jet. Elle semble plutôt due au fait que la plage de t^* disponible varie fortement d'une expérience à l'autre. L'approximation en loi de puissance est moins fiable quand les courbes s'arrêtent à $t^* < 30$.

Les valeurs obtenues pour les deux cas sont relativement proches, ce qui confirme le fait que la dynamique d'ablation est similaire pour les deux cas.

Le léger écart trouvé entre ξ_{lib} et ξ_{imm} pourrait être lié à la dispersion des points, pour laquelle on a proposé une explication précédemment. On propose dans la suite une seconde explication à cet écart, basée sur des considérations physiques.

On peut comparer la loi de puissance à la solution analytique d'un problème plus classique : le problème de Stefan 1D dans un milieu semi-infini. Ce problème considère un solide initialement compris entre $x = 0$ et $x = +\infty$, à sa température de fonte T_f. Une température $T(x = 0) > T_f$ est fixée en $x = 0$, ce qui provoque la fonte du solide par diffusion thermique. Un schéma du problème est donné en Figure 6.7.

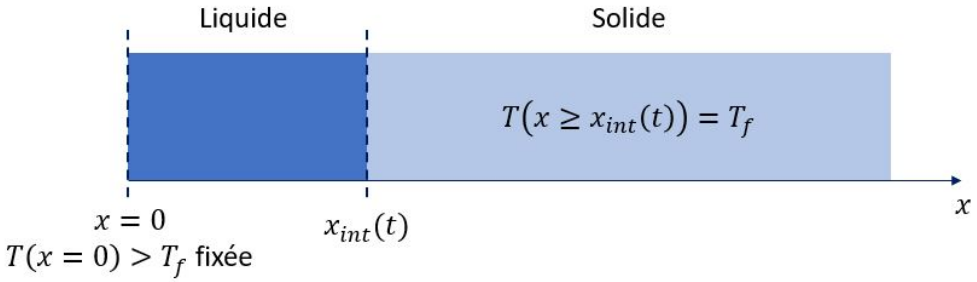


FIGURE 6.7 – Schéma du problème de Stefan 1D.

La coordonnée x_{int} de l'interface solide-liquide formée par la fonte suit une loi analytique classique, qui s'écrit sous la forme suivante [135] :

$$x_{int}(t) = 2\kappa\sqrt{\alpha_{th,l}t}, \tag{6.14}$$

avec $\alpha_{th,l}$ la diffusivité thermique du liquide, et κ qui vérifie :

$$\kappa e^{\kappa^2}\mathrm{erf}(\kappa) = \frac{St_l}{\sqrt{\pi}}, \tag{6.15}$$

et St_l le nombre de Stefan défini par :

$$St_l = \frac{L}{c_{p,l}\ [T(x=0) - T_f]}. \tag{6.16}$$

L désigne la chaleur latente et les indices l font référence aux propriétés du liquide.

Dans le cas de la fonte purement induite par la diffusion en 1D, on obtient donc une loi de puissance sur t pour le déplacement de l'interface solide-liquide, avec un exposant à 0.5. On parle alors de régime "purement diffusif".

À l'inverse, pour un cas extrême où la convection est très intense, on a un mélange quasi-instantané dans le fluide. Le mélange instantané implique que la température au sein du liquide reste toujours égale à $T(x=0) > T_f$. Ceci donne un transfert thermique constant entre le fluide et le solide puisque la température du fluide à proximité du solide est toujours la même. On obtient donc :

$$x_{int}(t) \propto t \tag{6.17}$$

pour un mélange total et instantané (cas idéal et non-réaliste). On parle dans ce cas de régime "balistique"

On peut supposer que pour un cas présentant de la convection et de la turbulence sans mélange instantané (cas plus réaliste), une loi de puissance pourrait également approcher le déplacement de l'interface. L'exposant serait alors une valeur intermédiaire entre l'exposant obtenu pour de la diffusion pure (0.5) et l'exposant obtenu pour le cas extrême d'un mélange instantané (1). Ceci donnerait donc un exposant compris entre 0.5 et 1, ce qui correspond bien à ce qui est obtenu dans les expériences, entre 0.7 et 0.8 pour les deux cas considérés. Ce régime intermédiaire correspond à un régime "superdiffusif".

Le taux de turbulence semble plus important dans la région de stagnation pour le cas du jet à surface libre après "pool-effect" par rapport au cas immergé : le jet à surface libre entraine des bulles en plongeant dans la cavité, donnant lieu à un effet appelé "bubble-induced turbulence" (la turbulence est augmentée par la présence de bulles). Lance et Bataille [134] ont montré expérimentalement que l'énergie cinétique turbulente augmente fortement avec la fraction volumique de gaz dans l'écoulement. L'augmentation de la turbulence du fait de la présence des bulles résulte en un mélange plus important du fluide dans la région de stagnation pour le cas du jet à surface libre, ce qui résulte en un exposant un peu plus élevé sur t dans l'équation (6.9) que pour le cas du jet immergé.

Les dynamiques d'ablation semblent donc comparables mais la turbulence semble renforcée dans le cas du jet à surface libre après "pool-effect", donnant lieu à un exposant un peu plus élevé pour l'approximation en loi de puissance. Cette augmentation de l'exposant pourrait également être liée un temps d'expérience trop faible après apparition du "pool-effect".

On cherche dans la suite à déterminer une relation entre Nu_0 (nombre de Nusselt au point de stagnation) et Re pour le cas du jet à surface libre afin de la comparer à ce qui a été obtenu pour le cas immergé. Cette relation permet d'obtenir des indications sur l'effet de la turbulence dans la région de stagnation.

6.1.4 Corrélation entre Nu_0 et Re pour l'ablation par un jet à surface libre après "pool-effect"

On cherche dans ce paragraphe à déterminer la dépendance du nombre de Nusselt au point de stagnation Nu_0 (qui caractérise le transfert thermique au point où l'ablation

est maximale) au nombre de Re pour un jet à surface libre après "pool-effect". On pourra ainsi comparer le résultat obtenu à la corrélation (4.29) obtenue sur Nu_0 pour l'ablation par un jet immergé.

On suppose à nouveau que Nu_0 peut être corrélé à Re avec une relation sous la même forme que celle proposée en 4.20 :

$$Nu_0 \;=\; f(Pr, B, y_0^*/D_j) \;\cdot\; Re^{\alpha} \tag{6.18}$$

avec f une fonction qui dépend de Pr, B et y_0^*/D_j. L'objectif est donc de déterminer l'exposant α sur Re, et d'étudier la dépendance de α à Pr, B et y_0^*/D_j.

Méthodologie : La méthodologie pour déterminer α est la même que celle utilisée pour déterminer l'exposant sur Re pour le cas immergé, au chapitre 4. On considère trois jeux d'expériences, un jeu correspondant à une valeur de T_j parmi les trois valeurs étudiées. On applique la méthodologie à un jeu d'expériences donné :

a. Pour chaque expérience réalisée à T_j, la courbe de Nu_0 en fonction de y_0^*/D_j est calculée.
b. Pour une valeur donnée de y_0^*/D_j, on associe pour chaque expérience la valeur utilisée de Re et la valeur de Nu_0 obtenue à cette profondeur : ceci permet de constater l'évolution à une profondeur donnée de Nu_0 avec Re pour les différentes expériences.
c. En appliquant un logarithme à la corrélation 6.18, on obtient :

$$\ln Nu_0 \;=\; \alpha \ln Re + \underbrace{\ln\left[f(Pr, B, y_0^*/D_j)\right]}_{=\,constante} \tag{6.19}$$

Cette relation est vérifiée lorsqu'on considère une profondeur en particulier, et que T_j est fixé pour le jeu d'expériences considéré. Une régression linéaire sur la courbe de $\ln Nu_0$ en fonction de $\ln Re$ permet de déterminer α à la profondeur considérée.

d. On effectue les étapes a. à c. pour 70 valeurs de y_0^*/D_j espacées linéairement entre 1 et 8 (les valeurs en dessous de 1 ne sont pas considérées par analogie avec le cas immergé et on ne dépasse pas 8 car certaines expériences s'arrêtent à cette valeur).

Une expérience a été exclue du traitement car elle présente un comportement très différent des autres expériences, pour $V_j = 10\text{m.s}^{-1}$ à 70°C. Afin d'illustrer ce changement de comportement, on représente en Figure 6.8 les courbes de Nu_0 en fonction de y_0^*/D_j pour les expériences à $T_j = 70°\text{C}$.

Cette figure met en évidence que l'expérience réalisée à $V_j \sim 10\text{m.s}^{-1}$ et $T_j = 70°\text{C}$ ($Re \simeq 1.5 \times 10^5$) présente une courbe de Nu_0 sensiblement plus élevée que pour les autres expériences à $V_j < 10\text{m.s}^{-1}$ et $T_j = 70°\text{C}$. On obtient notamment :

$$Nu_0(V_j = 10\text{m.s}^{-1}) \simeq 2 \times Nu_0(V_j = 5.0\text{m.s}^{-1})$$

ce qui veut dire que Nu_0 est à peu près proportionnel à V_j, donc $Nu_0 \propto Re$. Une telle relation entre Nu_0 et Re n'est pas obtenue en comparant les autres expériences (on obtient plutôt $Nu_0 \propto Re^{\alpha},\ \alpha \sim 0.7 - 0.8$).

Ceci pourrait indiquer qu'un régime d'ablation différent apparait pour des valeurs élevées de Re, de l'ordre de 1.5×10^5. Des expériences supplémentaires à des valeurs de Re plus élevées pourraient permettre de valider ou d'infirmer cette hypothèse.

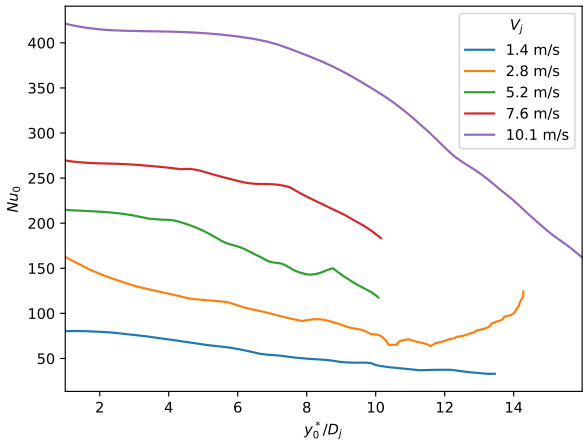


FIGURE 6.8 – Nu_0 en fonction de y_0^*/D_j pour $T_j = 70°C$.

Résultats : Les courbes de α en fonction de y_0^*/D_j pour $1 \leq y_0^*/D_j \leq 8$ obtenues en appliquant la méthodologie présentée précédemment sont représentées en Figure 6.9.

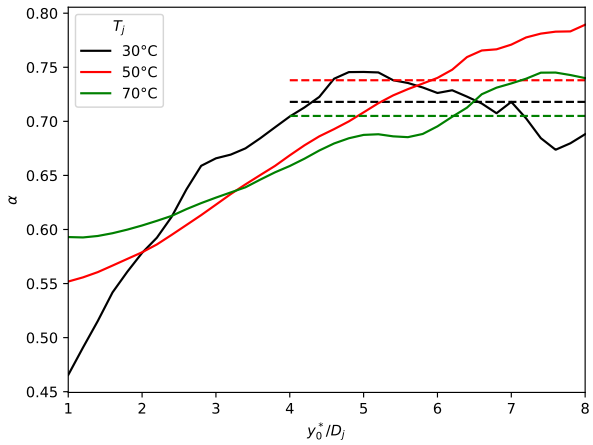


FIGURE 6.9 – α en fonction de y_0^*/D_j pour différentes valeurs de T_j.

On observe une augmentation progressive de la valeur de α pour $1 \leq y_0^*/D_j \leq 4$ puis une stabilisation entre 0.7 et 0.8 avec des oscillations. On note que les courbes sont assez proches peu importe la valeur de T_j, ce qui suggère que α est peu dépendant de Pr et B.

Un régime de transition est observé pour $1 \leq y_0^*/D_j \leq 4$, caractérisé par la variation significative de l'exposant α avec y_0^*. Une interprétation du comportement observé sur cette plage de profondeurs sera proposée dans la suite.

L'évolution de α avec y_0^* semble plus stabilisée pour $y_0^*/D_j \geq 4$. On détermine dans la suite la valeur moyennée de α sur cette plage de profondeur pour chaque valeur de T_j, afin de comparer ces valeurs à la littérature et à ce qui a été trouvé pour le cas immergé au chapitre 4.

Les valeurs moyennes de α obtenues pour chaque T_j pour $y_0^*/D_j \geq 4$ sont les sui-

vantes :

$$\begin{cases} \alpha(T_j = 30°\text{C}) & = 0.718 \pm 0.044 \\ \alpha(T_j = 50°\text{C}) & = 0.738 \pm 0.076 \\ \alpha(T_j = 70°\text{C}) & = 0.705 \pm 0.056 \end{cases} \tag{6.20}$$

Les valeurs moyennes obtenues sont assez proches les unes des autres. L'écart-type de chaque courbe est relevé afin de quantifier l'écart de chaque courbe à la valeur moyenne sur la plage $y_0^*/D_j \geq 4$. L'incertitude sur chaque valeur de α est prise comme étant 2 fois l'écart-type.

Les valeurs obtenues pour le régime stabilisé ($y_0^*/D_j \geq 4$) sont toutes supérieures à 0.65, valeur obtenue par Lee et Lee [31] pour un jet immergé sans fonte à $H/D_j > 6$ et à ce qui a été obtenu pour les expériences de jet immergé.

Les valeurs obtenues sont comprises entre 0.65 et 0.8, cette dernière valeur correspondant à ce qui a été obtenu par Machicoane *et al.* [46] pour la fonte de balles de glace dans un écoulement turbulent. L'exposant à 0.8 correspond également à ce qui est obtenu pour une couche limite turbulente sur une plaque plane [47, 48, 49].

Ceci témoigne de l'effet de la turbulence sur la couche limite dans la région de stagnation. La turbulence étant plus importante dans ce cas du fait de l'entrainement de bulles dans l'écoulement, on obtient un exposant sur Re plus proche de 0.8 (qui semble caractériser les transferts thermiques dans le cas d'une couche limite complètement turbulente) que pour le cas immergé.

Interprétation du régime intermédiaire pour $1 \leq y_0^*/D_j \leq 4$: Le régime d'ablation avant apparition du "pool-effect" vérifie $Nu_0 \propto Re^{0.5}$ d'après Lecoanet [2], ce qui correspond à une couche limite laminaire dans la région de stagnation [11].

En revanche, la région de stagnation présente une couche limite turbulente après apparition du "pool-effect" du fait de l'interaction entre l'écoulement et les bulles ("bubble-induced turbulence" [134]), et du fait du mélange entre le jet et le liquide contenu dans la cavité. On obtient alors une valeur significativement plus élevée, supérieure à 0.7 et qui semble tendre vers 0.8, qui caractérise la turbulence de la couche limite dans la région de stagnation.

On a donc un régime de transition entre l'ablation avant "pool-effect" qui vérifie $\alpha \simeq 0.5$, et l'ablation en régime turbulent après "pool-effect" avec $\alpha > 0.7$ une fois le régime d'ablation stabilisé : durant ce régime, α varie de façon notable avec la profondeur ablatée. Ce régime de transition semble correspondre à ce qui est observé pour $1 \leq y_0^*/D_j \leq 4$.

Conclusions : Une relation entre Nu_0 et Re a été déterminée pour le cas du jet à surface libre après "pool-effect". Une régime de transition a été observé pour ce cas : l'exposant α sur Re dépend fortement de y_0^*/D_j pour $y_0^*/D_j \leq 4$. La valeur obtenue pour α (> 0.7) est plus élevée que celle obtenue pour le cas immergé (~ 0.65), et est en accord avec des valeurs de la littérature. La valeur plus élevée obtenue pour le cas du jet à surface libre semble liée à l'augmentation de l'intensité turbulente par rapport au cas du jet immergé, notamment à cause de l'entrainement de bulles.

L'obtention d'une corrélation entre Nu_0 et Pr, B et y_0^* n'a pas été réalisée, car on voit que le raisonnement de séparation des variables n'est pas acceptable ici : α dépend fortement de y_0^*/D_j pour $y_0^*/D_j \leq 4$. D'autre part, l'objectif de cette section était de comparer l'effet de la turbulence sur les transferts pour les deux cas considérés. On a

ainsi mis en évidence que l'entrainement de bulles semble avoir un effet non-négligeable sur les transferts.

6.1.5 Conclusions sur la comparaison de l'ablation par un jet immergé et par un jet à surface libre après apparition du "pool-effect"

La comparaison entre la dynamique d'ablation obtenue pour un jet immergé et celle obtenue pour un jet à surface libre après "pool-effect" a permis de mettre en évidence des points communs et des points de divergence entre ces deux cas.

Dans les deux cas, on retrouve l'approximation en loi de puissance, avec des exposants qui ont des valeurs relativement comparables. Les deux cas mettent en évidence une dépendance caractéristique de la turbulence entre Nu_0 et Re, avec un exposant significativement supérieur à 0.5 (valeur caractérisant les transferts dans une couche limite laminaire).

En revanche, il a été montré que l'entrainement de bulles par le jet à surface libre a une effet non-négligeable sur la dynamique. On obtient ainsi un exposant sur Re sensiblement plus élevé que pour le cas du jet immergé, valeur déjà observée dans la littérature pour les transferts dans un écoulement complètement turbulent. De même, l'exposant relevé pour la loi de puissance (6.9) est plus élevé pour le cas du jet à surface libre toujours à cause de l'augmentation de la turbulence induite par l'entrainement de bulles.

On cherche dans la suite à reproduire les résultats expérimentaux obtenus par Lecoanet [2] par simulation numérique.

6.2 Résultats numériques d'ablation par un jet à surface libre

L'un des objectifs de cette thèse est de traiter numériquement le problème de l'ablation d'un solide par un jet à surface libre. Le chapitre précédent (chap. 5) a permis de montrer qu'il est possible de reproduire des résultats expérimentaux obtenus pour le cas d'un jet immergé (chap. 4) avec le logiciel OpenFOAM® . Dans cette section, la surface libre est ajoutée entre le jet et l'air ambiant en utilisant une méthode VOF.

Afin de pouvoir simuler une surface libre en présence d'un écoulement anisotherme avec OpenFOAM® , il est nécessaire de changer de "solver". Le solver utilisé dans le chapitre 5 était "buoyantPimpleFoam", car ce solver est le plus couramment utilisé dans OpenFOAM® pour les problèmes de fonte / solidification [13]. "buoyantPimpleFoam" ne permet en revanche pas de simuler une interface gaz-liquide. Il est donc nécessaire de changer de solver et d'en utiliser un appelé "compressibleInterFoam" pour simuler l'interface gaz-liquide avec une méthode VOF. Ce solver permet également de prendre en compte la compréssibilité de l'écoulement. Dans le cas présent, le nombre de Mach $\mathcal{M}$ est tel que $\mathcal{M} \ll 1$, les effets de la compressibilité sont donc très négligeables et l'écoulement est considéré incompressible. Ce solver utilise une méthode VOF pour modéliser la surface libre (comme décrit en section 3.2), en introduisant notamment une fraction de présence de liquide α_1 ($\alpha_1 = 1$ dans le liquide, $\alpha_1 = 0$ dans le gaz et $0 < \alpha_1 < 1$ à l'interface).

Une approche similaire à celle qui a été utilisée pour simuler numériquement le cas du jet immergé est retenue dans cette section : on traite dans un premier temps le cas d'un jet à surface libre impactant un solide sans fonte, afin de dimensionner le maillage et de tester différentes conditions à la limite en sortie de la buse. Le cas sans fonte sera comparé à des résultats expérimentaux et des résultats analytiques issus de la littérature (présentés en partie au chapitre 2). On traitera ensuite le cas avec fonte, en s'appuyant sur les conclusions de l'étude préliminaire sans fonte.

Les cas considérés dans cette étude présentent des paramètres de jet identiques à l'expérience 6300151 (cf Table 6.1), donc à $Re_{bu} = 7.6 \times 10^3$ ($Re = 9.2 \times 10^3$), $Pr = 5.42$, $D_{bu} = 6\text{mm}$ ($D_j \simeq 5\text{mm}$), $V_{bu} = 1.0\text{m.s}^{-1}$ ($V_j \simeq 1.5\text{m.s}^{-1}$) et $H/D_{bu} = 10$. Ceci permettra notamment de dimensionner un maillage avec le cas sans fonte qui pourra ensuite être appliqué directement au cas avec fonte.

6.2.1 Validation du cas sans fonte

De façon similaire à ce qui a été fait pour le cas immergé, on traite dans un premier temps un cas sans fonte. Des données de références issues de la littérature sont présentées dans la suite concernant l'impact d'un jet à surface libre sur une surface sans fonte, afin de valider les calculs. Le problème étudié et les résultats obtenus par simulation sont décrits ensuite.

a) Données de référence

On présente ici à la fois les résultats obtenus par la théorie laminaire de Lienhard [11] et des résultats expérimentaux obtenus pour des jets turbulents. Ces différents résultats seront comparés aux résultats obtenus par simulation numérique dans la suite. Ceci permettra également de confronter la théorie laminaire à des résultats pour des jet turbulents.

a.i) Données hydrodynamiques : Lienhard [11, 57] a caractérisé l'écoulement et les transferts thermiques pour le cas d'un jet à surface libre impactant un solide sans fonte de façon analytique. Son analyse repose sur le fait que l'écoulement est complètement laminaire (absence de fluctuations turbulentes), mais pourrait être valable pour un jet turbulent car la couche limite dans la région de stagnation reste laminaire du fait du fort gradient de pression [11, 2]. Cette assertion sera étudiée à travers les simulations.

Rappels pour la région de stagnation :

Différents résultats ont été présentés au chapitre 4 pour la région de stagnation, basés sur l'étude de Lienhard [11]. La taille de couche limite et le gradient de vitesse C dans la région de stagnation sont supposés constants (par rapport à r) par l'auteur. La vitesse radiale u_e en dehors de la couche limite vérifie :

$$u_e(r) \simeq Cr = \frac{AV_j}{2D_j} r \tag{6.21}$$

avec $A = 1.831$. D'après (2.93), la taille de couche limite hydrodynamique dans la région de stagnation vérifie :

$$\frac{\delta}{D_{bu}} = \frac{2.76}{\sqrt{A\ Re_{bu}}}. \tag{6.22}$$

Dans la couche limite, les valeurs de la vitesse sont tabulées et ont été données en Table 2.2. L'évolution théorique de la vitesse dans la couche limite sera comparée à celle obtenue dans les simulations pour vérifier que la couche limite hydrodynamique est correctement résolue.

Il est important de noter que ces résultats sont obtenus en supposant que le profil de vitesse en sortie de la buse est complètement uniforme.

Aucun résultat n'est disponible dans la littérature concernant l'écoulement dans le cas d'un jet turbulent, mais différents auteurs [11, 136, 2] indiquent que l'écoulement dans la couche limite devrait se comporter de façon similaire à ce qui est prévu par la théorie laminaire de Lienhard [11].

Rappels pour la région de croissance des couches limites : D'après les équations (2.94), (2.95) et (2.96) obtenues à partir de l'étude de Lienhard [11], on a les relations suivantes dans la région de croissance des couches limites ($2.23 \leq r/D_{bu} \leq 0.1773 Re_{bu}^{1/3}$) :

$$\delta(r) = 2.679\sqrt{\frac{rD_{bu}}{Re_{bu}}}, \tag{6.23}$$

$$u_r(r,z) = V_{bu}\left[\frac{3}{2}\frac{z}{\delta} - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{\delta}\right)^3\right] \tag{6.24}$$

$$e_{film}(r) = \frac{D_{bu}^2}{8r} + 1.005\sqrt{\frac{rD_{bu}}{Re_{bu}}}, \tag{6.25}$$

avec z la distance normale à la paroi et e_{film} l'épaisseur du film liquide formé par l'écoulement du liquide issu du jet le long de la paroi impactée.

a.ii) Données thermiques :

Théorie laminaire : Lienhard [11] indique qu'une analyse pour un écoulement laminaire conduite par Liu *et al.* [32] donne la relation suivante sur Nu_0 dans la région de stagnation :

$$Nu_0 \;=\; 0.745\; Re_{bu}^{1/2}\; Pr^{1/3}, \quad Pr > 3.0, \tag{6.26}$$

et $Nu(r) \simeq Nu_0$ pour $r \leq 0.75 D_{bu}$.

Dans la région de croissance des couches limites ($2.23 \leq r/D_{bu} \leq 0.1773 Re_{bu}^{1/3}$), la littérature [57, 32, 2] donne la relation (2.106) pour un écoulement laminaire, que l'on rappelle ci-dessous :

$$Nu(r) \;=\; 0.632\; Re_{bu}^{1/2} Pr^{1/3} \left(\frac{D_{bu}}{r}\right)^{1/2}, \tag{6.27}$$

pour $Pr \geq 1$.

Résultats pour des jets turbulents :

Dans le cas d'un jet turbulent (ce qui correspond aux expériences réalisées par Lecoanet [2] que l'on essaiera de reproduire numériquement dans la suite), Lienhard [57] indique que le nombre de Nusselt peut présenter une augmentation conséquente allant de 30% à 150% par rapport à la théorie laminaire.

Pour des jets turbulents, Lienhard [57] rapporte notamment la relation suivante pour $4.0 \times 10^3 < Re_{bu} < 5.2 \times 10^4$ (étude de Stevens et Webb [58], établie avec un jet d'eau pour $Pr > 3$) :

$$Nu_0 \;=\; 2.67\; Re_{bu}^{0.567}\; Pr^{0.4}\; \left(\frac{H}{D_{bu}}\right)^{-0.0336}\; \left(\frac{V_{bu}}{D_{bu}}\right)^{-0.237}, \tag{6.28}$$

qui fait apparaître le paramètre dimensionné V_{bu}/D_{bu} (la constante 2.67 est donc également dimensionnée en $\mathrm{s}^{-0.237}$ pour obtenir un nombre de Nusselt sans dimension), avec V_{bu} et D_{bu} respectivement la vitesse et le diamètre du jet à la sortie de la buse.

Dans une étude récente, Kumar *et al.* [137] ont étudié expérimentalement les transferts thermiques entre un jet à surface libre et un solide sans fonte pour $D_{bu} \in [2.5,\ 10.8]$mm, $H/D_{bu} \in [2,\ 10]$, $Re_{bu} \in [5.0,\ 24.0] \times 10^3$ et pour $Pr > 3$. Ils obtiennent la relation suivante pour corréler leurs résultats :

$$Nu_0 \;=\; 1.88\; Re_{bu}^{0.5}\; Pr^{0.37}\; We_{bu}^{-0.121}, \tag{6.29}$$

avec We_{bu} le nombre de Weber à la sortie de la buse, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$We_{bu} \;=\; \frac{\rho_j V_{bu}^2 D_{bu}}{\sigma}, \tag{6.30}$$

où σ désigne la tension de surface du jet.

Dans cette région, l'approximation $Nu(r) \simeq Nu_0$ ($r \leq 0.75 D_j$) est à nouveau utilisée.

Pour le cas considéré dans cette étude ($Re_{bu} = 7.6 \times 10^3$, $Pr = 5.42$, $D_{bu} = 0.006$mm, $H/D_{bu} = 10$ et $V_{bu} = 1.0\mathrm{m.s}^{-1}$), on obtient :

$$Nu_0 \;\simeq\; \begin{cases} 113 & \text{(théorie laminaire, eq. (6.26))} \\ 217 & \text{(exp. de jet turbulent, eq. (6.28))} \\ 178 & \text{(exp. de jet turbulent, eq. (6.29))} \end{cases}, \tag{6.31}$$

ce qui représente effectivement une augmentation importante des transferts (augmentation de 50 à 90%) dans le cas d'un jet turbulent impactant par rapport à la théorie laminaire. On note que les deux corrélations pour des jets turbulents donnent des résultats assez écartés. Les corrélations présentées pour un jet turbulent permettent d'obtenir un plage de valeurs de Nu_0 qui peuvent être attendues pour l'impact d'un jet à surface libre turbulent. Ceci met également en évidence que les corrélations obtenues dans la littérature ne donnent pas des résultats complètement identiques.

Dans la région de croissance de couche limite, Stevens et Webb [58] ont corrélé leurs résultats avec les équations (2.112) et (2.113), ce qui donne :

$$\frac{Nu(r)}{Nu_0} \;=\; \left(1 + \left[a \exp\left(b \frac{r}{D_j}\right)\right]^{-P}\right)^{-1/P} \tag{6.32}$$

pour $r > 0.75D_j$. Les auteurs [58] donnent $P = 9$. a et b sont des coefficients empiriques qui dépendent de D_{bu}. Pour $D_{bu} = 5.8$mm (ce qui est proche du cas considéré dans cette étude, avec $D_{bu} = 6$mm), ils donnent :

$$a = 1.48, \quad b = -0.56. \tag{6.33}$$

Kumar *et al.* [137] obtiennent quant à eux la relation suivante dans cette région :

$$Nu(r) = 1.213\ Re_{bu}^{1/2}\ Pr^{1/3}\ We_{bu}^{-0.074}\ \left(\frac{r}{D_{bu}}\right)^{-1/2}. \tag{6.34}$$

Ces résultats seront comparés aux résultats de simulation dans la suite.

b) Problème étudié

Le domaine utilisé et les conditions à la limite pour traiter le cas de l'impact d'un jet à surface libre sans fonte sont représentés en Figure 6.10.

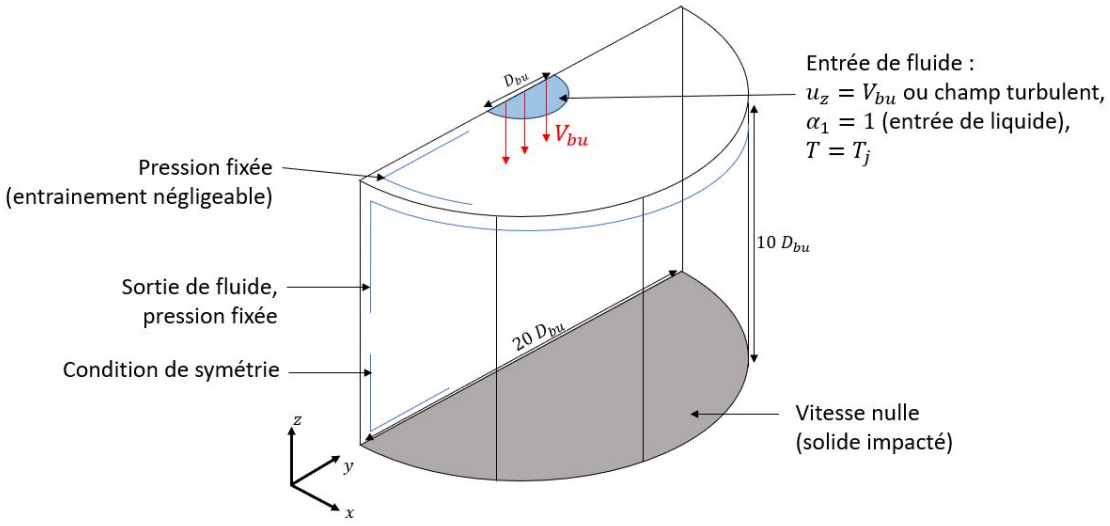


FIGURE 6.10 – Domaine utilisé pour la simulation numérique d'un jet à surface libre impactant un solide sans fonte.

Contrairement au cas immergé, on utilise une condition de pression fixée en haut du volume simulé à $r > 0.5D_{bu}$: l'entrainement de l'air ambiant loin du jet est négligeable. L'entrainement d'air qui donne lieu à l'entrainement de bulles après apparition du "pool-effect" est un phénomène qui a lieu très proche du jet, et est lié aux fluctuations turbulentes de l'interface liquide-gaz [2].

On utilise à nouveau une condition de gradient de température constant à la paroi avec une valeur arbitraire $\nabla_z T = 1000\text{W}.m^{-1}$, et on détermine Nu avec la relation (5.12) donnée précédemment.

On représente en Figure 6.11 la forme du maillage utilisé lors des simulations.

La maillage est particulièrement raffiné en proche paroi, avec une progression géométrique pour la taille de maille dans la direction z normale à la paroi. Le maillage est

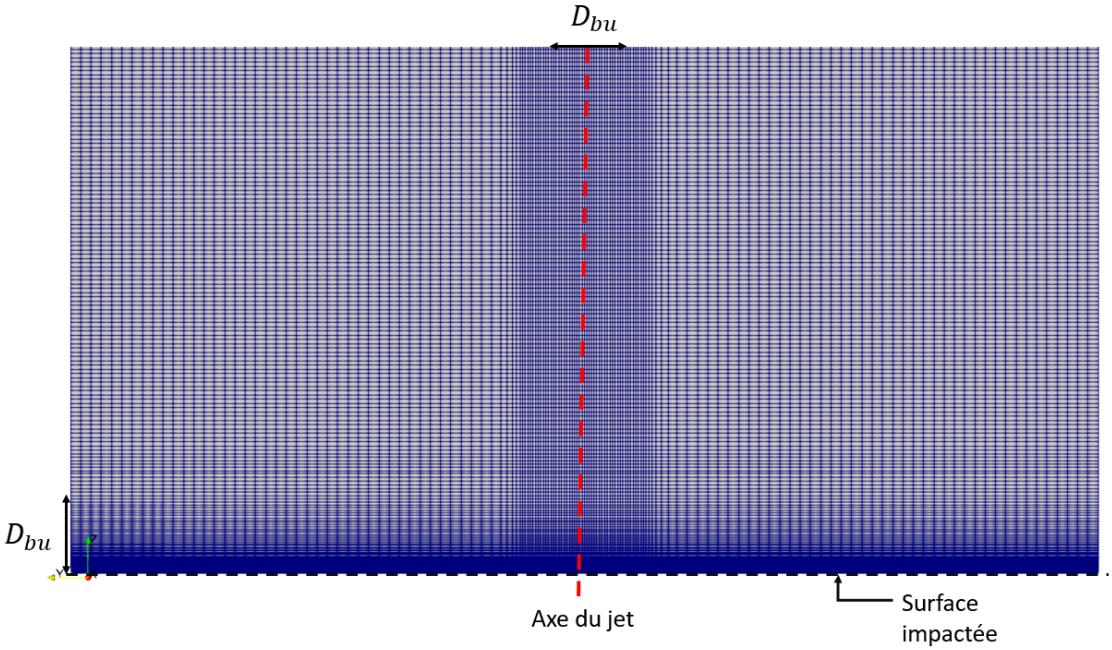


FIGURE 6.11 – Forme du maillage utilisé pour la simulation numérique d'un jet à surface libre impactant un solide sans fonte, dans le plan $y - z$.

également particulièrement raffiné à proximité de l'axe du jet et dans la région de stagnation dans les directions radiale et azimutale. Lorsque r augmente, la taille de maille dans la direction radiale est augmentée pour réduire le coût des calculs.

c) Résultats de simulation

Pour rappel, dans le problème étudié, le jet présente les caractéristiques suivantes : $Re_{bu} = 7.6 \times 10^3$ ($Re = 9.2 \times 10^3$), $Pr = 5.42$, $D_{bu} = 6$mm ($D_j \simeq 5$mm), $V_{bu} = 1.0\text{m.s}^{-1}$ ($V_j \simeq 1.5\text{m.s}^{-1}$) et $H/D_{bu} = 10$. Le jet est turbulent puisque $Re_{bu} > 4000$ [11], avec $Tu \simeq 5\%$ [11, 2].

Les températures utilisées sont $T_j = T_{air} = 303.15$K (ce qui permet d'obtenir $Pr = 5.42$).

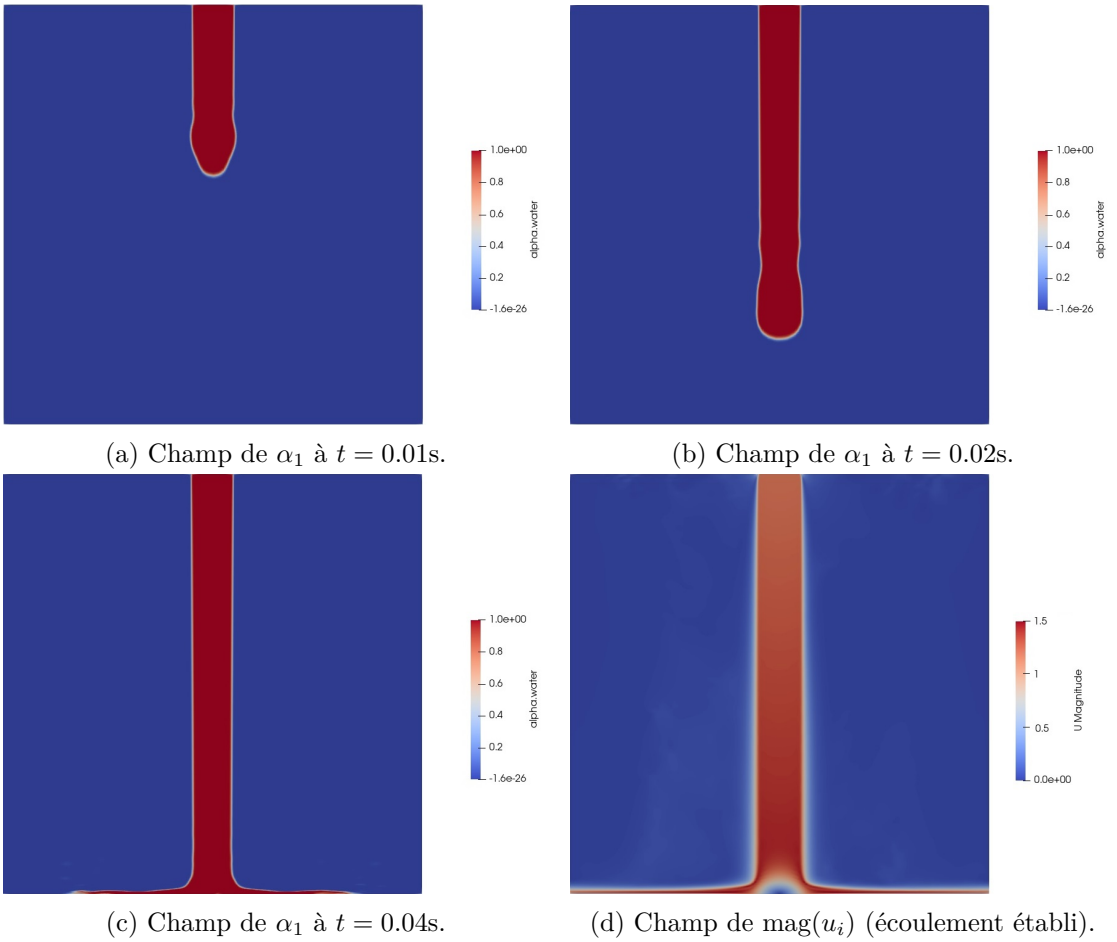
La majorité des auteurs ayant réalisé des simulations numériques de jet à surface libre impactant une surface plane n'ont pas considéré un champ de vitesse fluctuant en sortie de la buse. Tong [136], Fujimoto *et al.* [138], Edin et Šefko [139] ou encore Khaware *et al.* [140] ont réalisé des simulations numériques sans modélisation de la turbulence et sans ajout de fluctuations turbulentes à la sortie de la buse. Ils ont ainsi obtenu des résultats proches des résultats théoriques en écoulement laminaire, même pour $Re_{bu} > 4000$. En effet, en l'absence de fluctuations turbulentes en sortie de la buse et en l'absence d'élément pour initier la turbulence au sein du jet entre la sortie de la buse et la paroi impactée, on obtient un écoulement laminaire malgré le fait que l'écoulement devrait être turbulent puisque $Re_{bu} > 4000$.

Baghel *et al.* [141] ont quant à eux utilisé une approche RANS pour simuler le problème. Les auteurs ont utilisé une condition à la limite à la buse avec une énergie cinétique turbulente k non nulle, ce qui permet d'injecter de la turbulence dans l'écoulement pour une approche RANS.

Avec cette approche, Baghel *et al.* [141] ont obtenu des valeurs de Nu_0 proches de celles obtenues expérimentalement pour des jets turbulents par Lienhard et Gabour [59] (leur corrélation n'est pas utilisée ici car valable pour $Re_{bu} > 2.0 \times 10^4$). Les valeurs de Nu_0 obtenues par ces auteurs sont significativement plus élevées que celles prévues par la théorie laminaire.

On cherche dans la suite à comparer les résultats des simulations à la littérature, dans un premier temps avec un champ de vitesse sans fluctuation à la sortie de la buse puis avec en ajoutant les fluctuations turbulentes. Les conditions à la limite, le domaine ainsi que le maillage ont été décrits précédemment.

c.i) Visualisation du jet : On représente en Figure 6.12 la chute du jet (via le champ de α_1) à différents instants, et le champ de $\text{mag}(u_i) = \sum_{i=x,y,z} u_i^2$ (norme du vecteur vitesse). Cette visualisation a été obtenue pour un profil de vitesse uniforme dans le jet en sortie de la buse.



(a) Champ de α_1 à $t = 0.01$s.

(b) Champ de α_1 à $t = 0.02$s.

(c) Champ de α_1 à $t = 0.04$s.

(d) Champ de $\text{mag}(u_i)$ (écoulement établi).

FIGURE 6.12 – Champ de α_1 à : a) $t = 0.01$s ; b) $t = 0.02$s ; c) $t = 0.04$s. On représente également en d) la norme du vecteur vitesse lorsque l'écoulement est établi.

Les Figures 6.12a, 6.12b et 6.12c permettent de visualiser l'évolution de la forme du jet au cours de la chute initiale. La Figure 6.12d permet de visualiser l'augmentation de la vitesse du jet entre la buse et le point d'impact du fait de l'accélération gravitationnelle.

c.ii) Résultats sans fluctuations turbulentes en sortie de la buse : On réalise dans un premier temps des simulations avec un champ de vitesse en sortie de la buse qui ne présente pas de fluctuations turbulentes. Les résultats vont être comparés à la théorie en écoulement laminaire présentée précédemment. Pour un cas laminaire, afin de dimensionner le maillage et particulièrement la taille z_1 de la première maille à la paroi (dans la direction normale à la paroi), on compare en général z_1 à l'épaisseur de couche limite hydrodynamique δ (donnée en (6.22)).

Khaware *et al.* [140] ont obtenu une convergence sur la taille z_1 de la première maille à la paroi pour $z_1/\delta \simeq 0.02$ pour $Re_{bu} = 10600$.

en se basant sur la valeur de z_1 donnée par Khaware *et al.* [140] pour atteindre la convergence, différentes valeurs de z_1/δ ont donc été testées dans ce paragraphe : 0.02, 0.04 et 0.08. L'objectif est de vérifier s'il est nécessaire d'utiliser $z_1/\delta \simeq 0.02$ pour avoir des résultats convergés ou s'il est possible d'obtenir un résultat convergé pour des valeurs de z_1/δ plus élevées.

On représente en Figure 6.13 une comparaison des résultats obtenus par simulation : le profil de vitesse radiale u_r en fonction de z en $r = 0.25D_j$, le profil de Nu en fonction de r, l'épaisseur e_{film} du film liquide en fonction de r et le profil de u_r en fonction de z en $r = 2D_j$. Le profil de u_r en fonction de z dans la région de stagnation permet en particulier de vérifier si la couche limite est correctement résolue.

Le profil de u_r dans la région de stagnation donné par Lienhard [11] est superposé aux courbes issues des simulations en Figure 6.13a. On constate un excellent accord entre le profil de vitesse dans la région de stagnation et le profil obtenu avec la théorie laminaire, et ce peu importe la valeur de z_1/δ. Ceci indique que la couche limite hydrodynamique dans la région de stagnation est bien résolue pour toutes les valeurs de z_1/δ.

Le profil de Nu en fonction de r donné par Lienhard [11] (eq. (6.26) et (6.27)) est représenté en Figure 6.13b. On a également superposé le profil de Nu en fonction de r obtenu par Tong [136] pour un jet laminaire à $Re_{bu} = 10600$. Le profil a été mis à l'échelle afin de tenir compte de la différence de Re_{bu}. L'intérêt de représenter le profil de Tong [136] est de donner une forme de référence pour le profil de Nu, qui correspond mieux à la réalité que le profil de Lienhard [11] dans la région de stagnation.

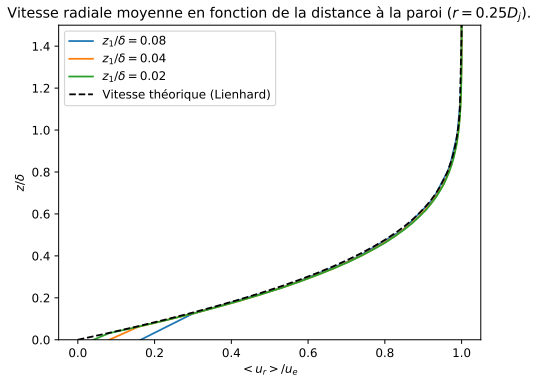
On constate que les profils obtenus par simulation présentent une forme similaire à celle obtenue par Tong [136] : ceci confirme bien que la valeur de Nu n'est pas complètement constante dans la région de stagnation contrairement à ce qui est donné par Lienhard [11]. Néanmoins, la variation de Nu reste faible dans cette région (moins de 10% de variation).

Pour $z_1/\delta \leq 0.04$, on obtient des profils très proches les uns des autres, et en bon accord avec les profils de Lienhard [11] et de Tong [136] (moins de 10% d'écart au maximum). On peut donc considérer que la convergence sur z_1 est atteinte pour le profil de $Nu(r)$ lorsque $z_1/\delta \leq 0.04$ (5% d'écart au maximum entre les deux profils).

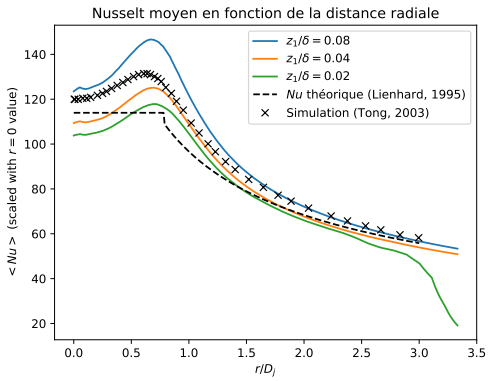
On observe une forte variation du profil obtenu pour $z_1/\delta = 0.02$ lorsque $r \geq 2.5D_j$. Ceci suggère que le maillage n'est pas suffisamment fin dans la direction radiale pour résoudre correctement cette région lorsque $z_1/\delta = 0.02$.

L'épaisseur théorique du film liquide donnée par Lienhard [11] (calculée via la relation (6.25)) est superposée aux résultats de simulation en Figure 6.13c. On constate un très bon accord entre les simulations et l'épaisseur théorique peu importe la valeur de z_1/δ.

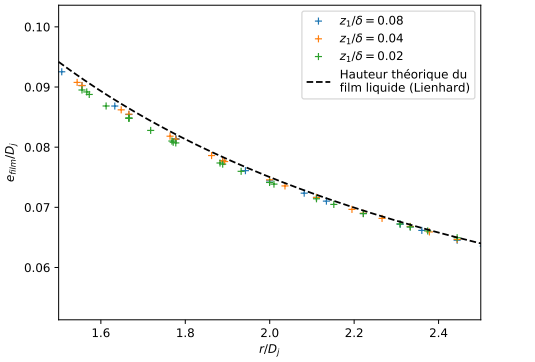
Finalement, on superpose le profil de vitesse radiale théorique pour la région de croissance de couche limite (eq. (6.24)) donné par Lienhard [11] aux résultats de simulation en Figure 6.13d. On constate un assez bon accord entre les profils obtenus pour $z_1/\delta \geq 0.04$



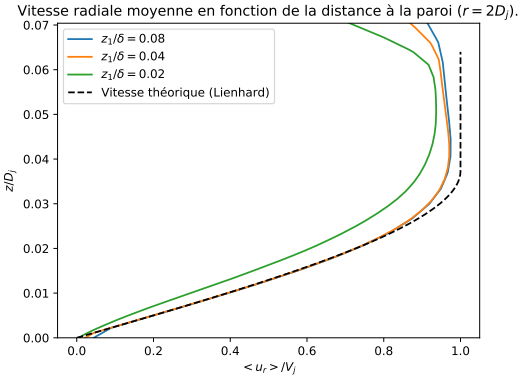
(a) u_r en fonction de z ($r = 0.25D_j$).



(b) Nu à la paroi en fonction de r.



(c) e_{film} en fonction de r.



(d) u_r en fonction de z ($r = 2D_j$).

FIGURE 6.13 – Comparaison des résultats obtenus pour différentes valeur de z_1/δ : a) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 0.25D_j$) dans la région de stagnation ; b) Nu à la paroi en fonction de r ; c) Épaisseur du film liquide e_{film} en fonction de r ; d) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 2D_j$) à proximité de la région de croissance de couche limite. Les résultats sont obtenus une fois que l'écoulement est établi ($t > 100Dj/V_j$).

et le profil théorique. En revanche, le profil obtenu pour $z_1/\delta = 0.02$ est mal résolu et présente des oscillations. Ceci suggère que le fait de raffiner fortement le maillage dans la couche limite nécessite également de raffiner plus fortement le reste du domaine (ce qui n'a pas été fait).

La comparaison réalisée ici indique que la valeur $z_1/\delta = 0.04$ permet de reproduire les résultats issus de la littérature [11, 136] pour un jet sans fluctuation turbulente. Dans la suite, on privilégiera donc des simulations vérifiant $z_1/\delta = 0.04$ (ce qui correspond à $z_1 \simeq 0.001D_j$) pour les simulations sans fluctuation turbulente.

c.iii) Résultats pour différentes conditions à la limite en sortie de la buse : Le problème étudié est le même que dans le paragraphe précédent, mais on cherche ici à mettre en évidence l'effet des fluctuations turbulentes sur l'écoulement.

Afin d'obtenir un champ de vitesse fluctuant en sortie de la buse, on utilise à nouveau la méthode DFSEM, présentée au chapitre 3 et dont les performances ont été étudiées

au chapitre 5.

Baghel *et al.* [141] ont simulé numériquement un jet à surface libre turbulent et impactant un solide pour $Re_{bu} = 3.7 \times 10^4$. Ils ont utilisé une approche RANS et un maillage vérifiant $z_1^+ \leq 10$ (pour rappel z_1^+ correspond à la taille de maille z_1 adimensionnée par la vitesse de frottement u_τ). Ils ont pour cela utilisé un maillage tel que $z_1 = 0.01 D_{bu}$ et ont mis en évidence que la convergence sur z_1 est atteinte pour cette valeur dans leurs simulations.

Pour des simulations LES, on cherchera plutôt à utiliser un maillage tel que $z_1^+ \leq 2$ (cf. chapitre précédent). En utilisant $z_1 = 0.001 D_{bu}$, valeur qui a effectivement permis d'obtenir $z_1^+ \leq 2$ dans les simulations avec la méthodes DFSEM.

Pour toutes les simulations, on utilisera donc $z_1 = 0.001 D_{bu} = 0.04\delta$ (on a montré précédemment que pour un cas sans fluctuation on obtient un résultat convergé pour cette valeur).

Dans le chapitre précédent de résultats numériques pour le cas immergé, on a mis en évidence que pour une LES, il est préférable d'utiliser à la paroi Δr^+ et $(r\Delta\theta)^+$ ne dépassant pas 30 dans les régions d'intérêt. Les simulations DFSEM utilisent donc un maillage un peu plus raffiné dans les directions radiale et azimutale afin de vérifier cette contrainte dans la région de stagnation au moins. Ceci est entièrement lié à la résolution de la turbulence et n'est donc pas nécessaire pour les simulations sans fluctuation.

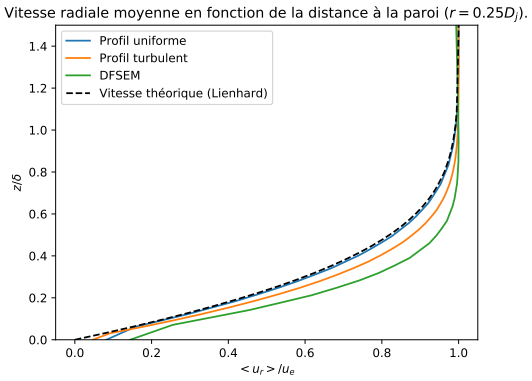
On compare dans cette section les résultats obtenus pour trois profils de vitesse différents en sortie de la buse : un profil de vitesse uniforme (cf. paragraphe précédent), un profil de vitesse turbulent sans fluctuation (profil en loi de puissance ou "1/7-ème", donné en eq. (2.74)) et un profil généré par la méthode DFSEM (comportant donc des fluctuations turbulentes et un profil moyen en 1/7-ème). Ceci va permettre de vérifier si les simulations permettent de retrouver l'augmentation (par rapport au cas laminaire) de Nu dans la région de stagnation à cause des fluctuations turbulentes.

On représente en Figure 6.14 une comparaison des résultats obtenus par simulation en utilisant différentes conditions à la limite à la buse : le profil de vitesse radiale u_r en fonction de z en $r = 0.25 D_j$, le profil de Nusselt en fonction de r, et l'épaisseur e_{film} du film liquide en fonction de r. On représente également le profil de u_r en fonction de z en $r = 2D_j$.

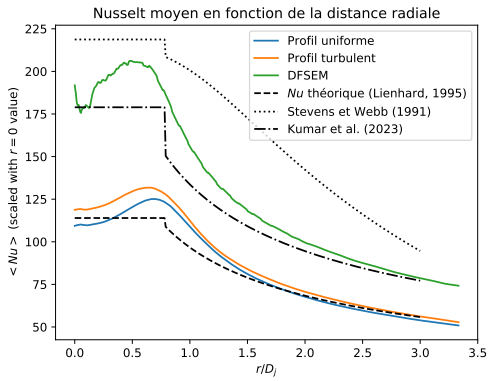
Le profil de u_r dans la région de stagnation donné par Lienhard [11] est superposé aux courbes de simulation en Figure 6.14a. On constate que la courbe de u_r obtenue pour le profil turbulent (en 1/7-ème, sans fluctuation) est proche de la courbe théorique et de la courbe obtenue pour un profil uniforme. En revanche, la courbe de u_r obtenue avec la méthode DFSEM est plus écartée et présente une pente plus importante lorsque $z \to 0$, ce qui se traduit par un frottement pariétal plus important. Les fluctuations turbulentes provoquent une augmentation du frottement pariétal dans la région de stagnation du fait de la contrainte turbulente engendrée par ces fluctuations. Les fluctuations turbulentes provoquent également une diminution de la taille de la couche limite : ceci est dû au mélange créé par la turbulence, ce qui réduit la taille de la région où la viscosité prédomine.

Le profil de Nu en fonction de r donné par Lienhard [11] (eq. (6.26) et (6.27)) est représenté en Figure 6.13b. On a également superposé le profil de Nu en fonction de r obtenu avec les corrélations (6.29) et (6.34) de Kumar *et al.* [137], ainsi que le profil obtenu avec les corrélations (6.28) et (6.32) de Stevens et Webb [58].

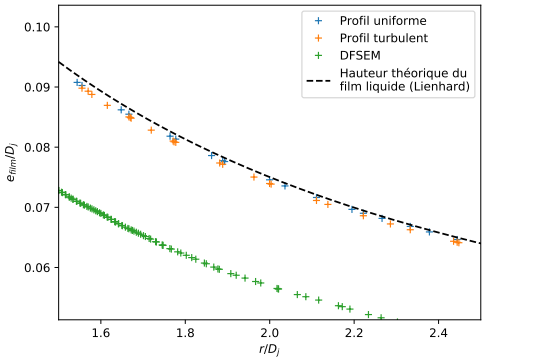
On constate que les profils obtenus sans fluctuation (profil uniforme et profil turbulent en 1/7-ème) sont proches et en accord avec le profil de Lienhard [11]. Le profil obtenu



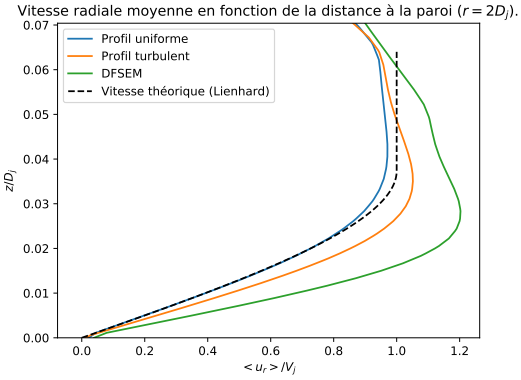
(a) u_r en fonction de z ($r = 0.25D_j$).



(b) Nu à la paroi en fonction de r.



(c) e_{film} en fonction de r.



(d) u_r en fonction de z ($r = 2D_j$).

FIGURE 6.14 – Comparaison des résultats obtenus pour différents profils de vitesse en sortie de la buse : a) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 0.25D_j$) dans la région de stagnation ; b) Nu à la paroi en fonction de r ; c) Épaisseur du film liquide e_{film} en fonction de r ; d) Vitesse radiale u_r en fonction de z ($r = 2D_j$) à proximité de la région de croissance de couche limite. Les résultats sont obtenus une fois que l'écoulement est établi ($t > 100Dj/V_j$).

avec fluctuations (méthode DFSEM) montre des valeurs de Nu beaucoup plus élevées que pour les deux profils précédents : ceci était attendu d'après l'analyse de la littérature. Le profil obtenu avec la DFSEM est cohérent avec les profils de Kumar *et al.* [137] et de Stevens et Webb [58], qui décrivent une plage de valeurs possibles pour le cas d'un jet turbulent.

Les oscillations observées sur le profil de Nu dans la région de stagnation viennent du fait que la moyenne statistique a été réalisée sans l'outil de moyenne de OpenFOAM® . On a pour cela moyenné les profils de Nu dans la direction azimutale et à plusieurs temps, une fois l'écoulement établi. Cette méthode ne donne pas un profil parfaitement moyenné, mais permet de réduire les oscillations créées dans le profil de Nu par les fluctuations turbulentes. Ceci confirme que pour un jet turbulent les fluctuations turbulentes perturbent l'écoulement dans la région de stagnation et provoquent une augmentation des transferts thermiques.

L'augmentation des transferts peut être reliée à la réduction de la taille de couche

limite thermique δ_{th} dans le cas avec fluctuations. Ceci est illustré en Figure 6.15 ci-dessous sur laquelle on compare les profils de T en fonction de z en proche paroi pour le cas avec DFSEM et le cas du profil uniforme. Le profil de T obtenu pour le cas avec DFSEM atteint plus rapidement la valeur T_j, ce qui traduit donc une couche limite thermique moins épaisse et un gradient de température à la paroi plus important.

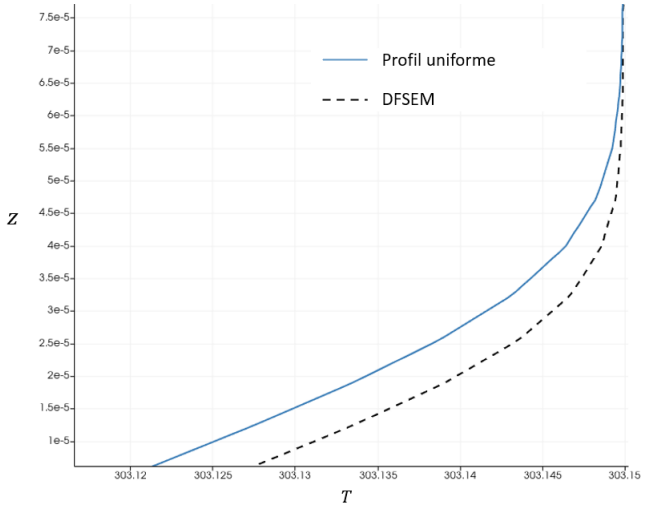


FIGURE 6.15 – Comparaison des profils de T en fonction de z à la paroi ($r = 0.25D_j$) dans la région de stagnation, pour un cas avec et un cas sans fluctuations turbulentes.

L'épaisseur théorique du film liquide donnée par Lienhard [11] (calculée via la relation (6.25)) est superposée aux résultats de simulation en Figure 6.13c. On constate un très bon accord entre les simulations et l'épaisseur théorique lorsque l'écoulement ne présente pas de fluctuation turbulente. En revanche, on obtient une épaisseur plus faible pour le cas avec DFSEM.

Finalement, on superpose le profil de vitesse radiale théorique pour la région de croissance de couche limite (eq. (6.24)) donné par Lienhard [11] aux résultats expérimentaux en Figure 6.13d. On constate un assez bon accord entre les profils obtenus sans fluctuation et le profil théorique. En revanche, le profil obtenu avec la méthode DFSEM atteint une valeur plus élevée et présente un gradient de vitesse à la paroi plus important. L'augmentation du gradient de vitesse à la paroi vient à nouveau de l'augmentation du frottement pariétal, à cause de la contrainte générée par les fluctuations turbulentes.

d) Conclusions pour le cas sans fonte

Les simulations réalisées lors de cette étude sont en bon accord avec la littérature, avec ou sans fluctuations turbulentes en sortie de la buse. La valeur $z_1 = 0.001D_{bu}$ permet d'obtenir des profils de Nu proches de la littérature avec et sans fluctuations pour la valeur de $Re_{bu} = 7600$ considérée.

Cette étude a permis de mieux identifier l'effet des fluctuations turbulentes du jet sur la couche limite dans la région de stagnation. Lorsque les fluctuations turbulentes sont prises en compte, les couches limites hydrodynamique et thermique sont moins épaisses. Ceci est dû au mélange créé par les fluctuations. La conséquence de la réduction des tailles de couches limites est l'augmentation des gradients de T et u_r à la paroi, ce qui résulte en une augmentation de Nu et τ_w.

On s'intéresse dans la section suivante au cas de l'ablation d'un solide par un jet à surface libre turbulent (avec fluctuations de vitesse). Pour reproduire par simulation numérique l'expérience 6300101 de jet à surface libre (cf. Table 6.1), on utilisera plutôt la méthode DFSEM à la sortie de la buse, puisque le jet utilisé dans les expériences est turbulent (avec une intensité turbulente non-négligeable, $Tu \sim 5\%$).

6.2.2 Simulation de l'ablation par un jet à surface libre

Le cas d'un jet à surface libre impactant une paroi sans fonte a permis de déterminer un maillage et une condition à la limite en sortie de buse qui permettent de reproduire des résultats de jet turbulent issus de la littérature [137, 58]. On cherche désormais à réaliser des simulations en ajoutant la fonte du solide impacté.

Dans cette section, on désigne par g_l la fraction volumique de liquide par rapport au solide dans la méthode d'enthalpie-porosité. On désigne par α_1 la fraction volumique de liquide par rapport au gaz pour la méthode VOF.

Des premières simulations ont été réalisées avec des maillages relativement grossiers afin de vérifier la compatibilité dans OpenFOAM® de la méthode d'enthalpie-porosité, permettant de simuler la fonte du solide, avec la méthode VOF. Les premières simulations n'incluent pas les fluctuations turbulentes en sortie de la buse.

Une première simulation a été réalisée en 2D plan afin de fortement réduire le nombre de cellules dans le domaine. Le domaine utilisé est représenté en Figure 6.16.

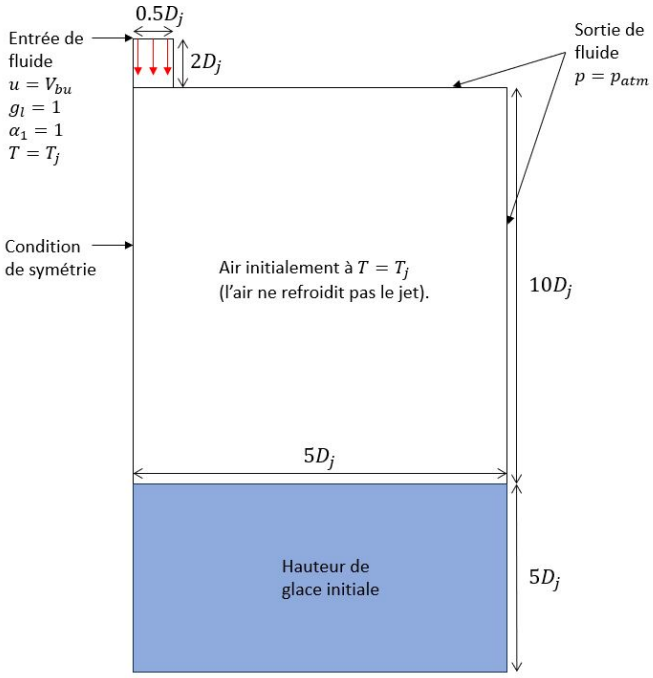
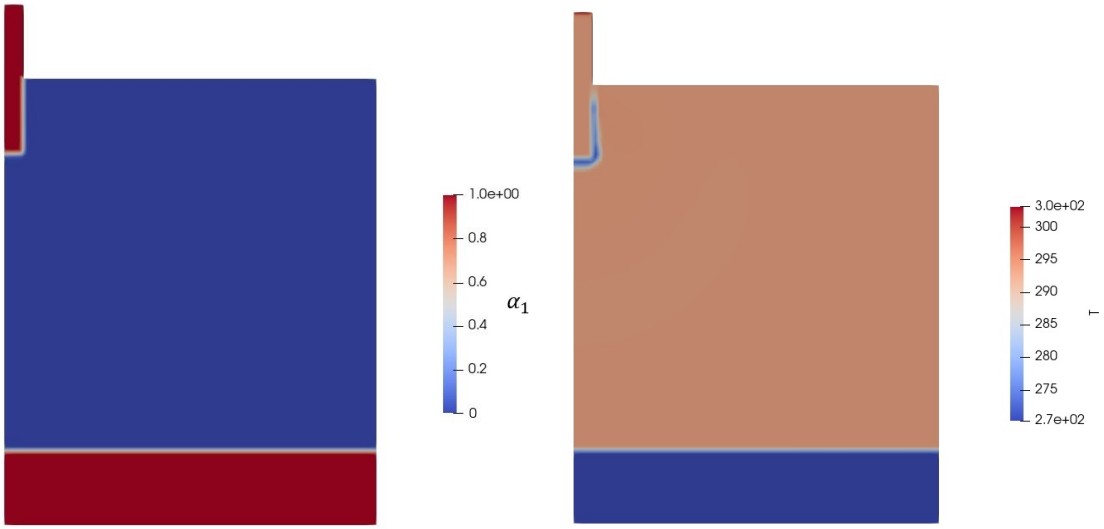


FIGURE 6.16 – Domaine utilisé pour les premières simulations numériques d'ablation par un jet à surface libre.

Il a été observé que les calculs divergent au bout d'un temps physique assez court $t \simeq 10^{-4}$s, le jet n'a alors même pas encore atteint le solide. On représente en Figure 6.17 le champ instantané de α_1 (fraction volumique de liquide pour la méthode VOF) et le champ instantané de température.



(a) Champ de α_1. (b) Champ de T.

FIGURE 6.17 – a) Champ instantané de α_1 ; b) Champ instantané de T. Les deux figures sont obtenues à $t = 10^{-4}$s avec le solver "compressibleInterFoam".

On peut observer sur le champ de α_1 la chute du jet, et la glace se trouvant en-dessous, qui correspondent aux régions où $\alpha_1 = 1$. Le champ de T présente des anomalies à proximité de la frontière entre le jet et l'air. On constate une forte baisse de la température à l'interface entre le jet et l'air ambiant. Comme l'air ambiant et le jet ont la même température initiale, la température ne devrait pas diminuer à la surface libre ou de façon extrêmement négligeable. La forte baisse de T observée à la surface libre est non-physique, et il y a donc un problème d'interaction entre la méthode d'enthalpie-porosité et l'interface liquide-air.

Ce problème est rencontré pour des maillages plus fins, et également pour un maillage 3D, il n'est donc pas spécifique au cas 2D plan. Les simulations de l'ablation par un jet à surface libre ne peuvent donc pas être réalisées avec OpenFOAM® pour le moment.

Des pistes ont été envisagées pour expliquer ces erreurs de calcul, mais n'ont pas pu être explorées faute de temps. On les présente malgré tout dans la suite pour orienter d'éventuels futurs travaux.

Le solver "compressibleInterFoam" de OpenFOAM® repose sur une formulation en température de l'équation de l'énergie, plutôt qu'une formulation en enthalpie (formulation utilisée par le solver "buoyantPimpleFoam" au chapitre précédent).

Dans le cas d'une formulation en enthalpie, une relation de saut existe à l'interface entre le solide et le liquide :

$$h_{m,l}(T_f) = h_{m,s}(T_f) + L \tag{6.35}$$

où h_m désigne l'enthalpie massique et s, l désignent respectivement le solide et le liquide (considérés comme des corps purs ici), T_f la température de fusion et L la chaleur latente. En revanche, il n'existe pas de relation de saut sur la température à l'interface : la température est continue à l'interface. L'écriture de l'équation de l'énergie avec une formulation en température implique d'ajouter un terme source S_f dans l'équation de l'énergie pour tenir compte de la solidification/fonte à l'interface. Rakotondrandisa *et al.* [142] donnent l'expression suivante pour S_f :

$$S_f = L\frac{\partial g_l}{\partial t}. \tag{6.36}$$

avec g_l la fraction volumique de liquide par rapport au solide dans l'approche d'enthalpie-porosité. Ce terme n'est pas présent dans l'approche d'enthalpie-porosité implémentée dans OpenFOAM® .

Afin de continuer les travaux, il serait donc nécessaire de comprendre comment est traitée la chaleur latente lors de la fonte dans l'équation d'énergie formulée en température, résolue par le solver "compressibleInterFoam". Pour la formulation en enthalpie, ceci a été détaillé en section 3.3.

Une première étude a été réalisée dans ce sens, le même cas que précédemment a été traité en supprimant l'air, afin d'obtenir un jet immergé (on a donc $\alpha_1 = 1$ partout). On cherche à tester la méthode d'enthalpie-porosité avec les deux solvers qui ont été utilisés dans cette thèse : "buoyantPimpleFoam" (pour le cas immergé) et "compressibleInterFoam" (pour le cas à surface libre).

Le jet en supprimant l'air a été simulé dans un premier temps avec le solver "buoyantPimpleFoam". Ce solver a été validé au chapitre précédent sur les expériences de jet immergé. On considère donc que les résultats obtenus avec ce solver sont des résultats de référence lorsque l'on traite un problème de jet immergé avec fonte. On a ensuite simulé ce même cas avec le solver "compressibleInterFoam" (utilisé lorsqu'on a introduit la surface libre liquide-gaz, Fig. 6.17).

On cherche à vérifier si l'évolution de la profondeur ablatée au centre du jet y_0/D_j est identique dans les simulations réalisées avec chacun des deux solvers. On représente donc en Figure 6.18 l'évolution de y_0/D_j en fonction de t obtenue avec chaque solver.

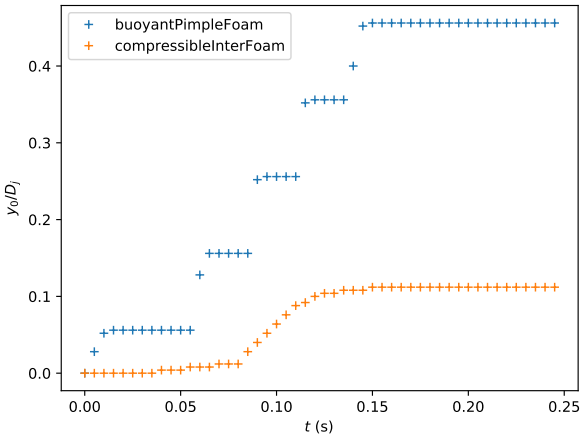


FIGURE 6.18 – Comparaison des courbes de y_0/D_j en fonction de t obtenues par simulation avec deux solvers différents de OpenFOAM® .

On constate un écart très important entre les deux courbes pour l'évolution de la profondeur au point de stagnation. La fonte semble donc être mal évaluée avec le solver "compressibleInterFoam" puisque la courbe de profondeur obtenue est assez éloignée de la courbe de référence obtenue avec "buoyantPimpleFoam". On peut se questionner sur la validité de la méthode d'enthalpie-porosité avec la formulation en température de l'équation de l'énergie dans OpenFOAM® .

Une meilleure compréhension des opérations réalisées par OpenFOAM® avec une formulation en température et la méthode d'enthalpie-porosité pourrait permettre d'identifier l'origine précise des problèmes rencontrés en utilisant le solver "compressibleInterFoam" avec cette méthode.

6.2.3 Conclusions concernant la simulation numérique d'un jet à surface libre impactant

Les résultats obtenus dans cette section montrent qu'il est possible de résoudre correctement les transferts thermiques dans le cas d'un jet à surface libre impactant un solide sans fonte. En effet, les résultats des simulations ont été validés, à la fois pour un cas sans fluctuation de vitesse en sortie de la buse mais aussi pour un cas avec fluctuations. La méthode VOF implémentée dans OpenFOAM® permet de donc de simuler correctement l'écoulement pour un jet à surface libre impactant.

En revanche, le cas de l'ablation par un jet à surface libre ne peut pas être résolu pour le moment avec le solver "compressibleInterFoam" du fait de problèmes numériques. Une investigation plus poussée serait nécessaire pour identifier et corriger le problème d'interaction entre la méthode VOF et la méthode d'enthalpie-porosité. Le fait de changer de solver (utiliser par exemple un autre solver multiphasique et anisotherme comme "twoPhaseEulerFoam" [13]) pourrait potentiellement régler le problème, mais nécessite un temps de prise en main non-négligeable ainsi qu'une nouvelle étape de validation.

On avait également mentionné au chapitre précédent que la méthode d'enthalpie-porosité n'est pas applicable au cas d'un alliage sans adaptation du code. Il s'agit donc d'un second problème à résoudre avant de pouvoir simuler le cas d'un jet d'acier liquide impactant de l'acier solide avec fonte, ce qui correspond à la modélisation du cas réacteur proposée par Lecoanet [2].

6.3 Résultats expérimentaux d'ablation par un jet à surface libre pour un solide impacté rugueux

L'effet de la rugosité sur un écoulement en proche paroi et sur les transferts thermiques entre cet écoulement et la paroi a été présenté en section 2.2.3. De manière générale, la rugosité peut provoquer la déstabilisation d'une couche limite et l'augmentation de l'intensité turbulente, ce qui résulte en une augmentation des transferts thermiques.

Gilpin [62], Lecoanet [2], Lienhard et Gabour [59] ou encore Saito *et al.* [67] ont réalisé des expériences de jet à surface libre impactant une surface (avec ou sans fonte), et ont tous mis en évidence une augmentation de la valeur de Nu en présence de rugosité à la paroi impactée, par rapport à la valeur obtenue pour une surface lisse. Gilpin [62] ainsi que Saito *et al.* [67] ont également mis en évidence que Nu augmentait plus fortement avec Re pour une surface rugueuse par rapport à une surface lisse. Pour une surface lisse, la théorie laminaire de Lienhard [11] (pour le cas sans fonte), ainsi que les expériences de Lecoanet *et al.* [54] (pour le cas avec fonte) donnent $Nu_0 \propto Re^{0.5-0.57}$ (pour rappel $Nu_0 = Nu(r = 0)$). En revanche, on a plutôt $Nu_0 \propto Re^{0.8-1}$ dans le cas d'une surface rugueuse [62, 67].

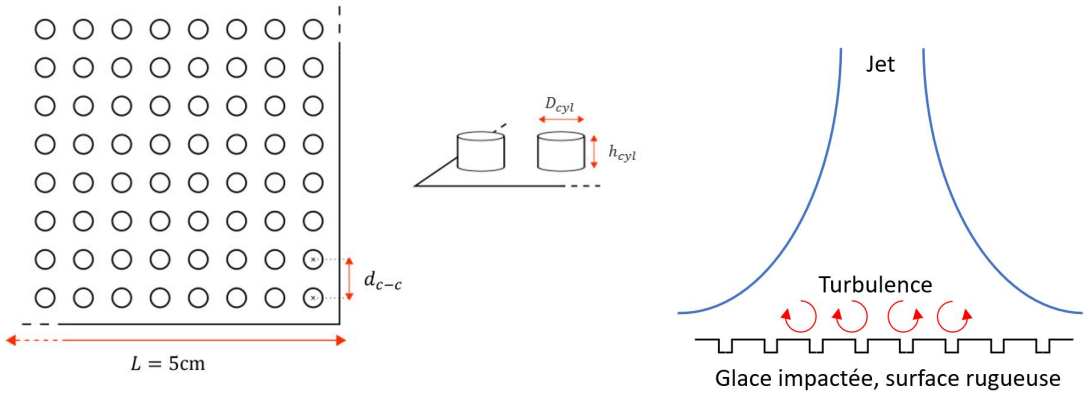
L'augmentation des transferts lorsque le solide impacté est initialement rugueux implique une ablation plus rapide de ce solide par le jet à surface libre par rapport au cas lisse. Ce cas est donc plus critique pour le dimensionnement du récupérateur de corium pour assurer la sûreté du réacteur. En effet, il semble impossible de garantir que

la surface du récupérateur impactée par le jet de corium sera parfaitement lisse, car le récupérateur reste en fond de cuve pendant de nombreuses années. D'autre part, lors de la relocalisation du corium vers le récupérateur, des débris ainsi que des gouttes peuvent provoquer la formation d'aspérités à la surface du récupérateur, ce qui pourrait créer de la rugosité dans la zone d'impact du jet.

Il semble donc important pour la sûreté du réacteur d'étudier l'ablation d'un solide initialement rugueux, afin de caractériser l'augmentation de la vitesse d'ablation par rapport au cas lisse.

6.3.1 Expériences considérées

De nouvelles expériences de jet d'eau à surface libre impactant un bloc de glace présentant une surface initialement rugueuse ont été réalisées avec *HAnSoLO* afin d'étudier l'effet de la rugosité sur la dynamique d'ablation. Les expériences sont réalisées avec $D_{bu} = 6$mm et $H/D_{bu} = 10$. Le système expérimental est identique à celui utilisé pour les expériences de jet à surface libre réalisées par Lecoanet [2], et est schématisé en Figure 4.1a.



(a) Pièce utilisée pour la rugosité. (b) Schéma des expériences.

FIGURE 6.19 – a) Pièce d'aluminium utilisée pour générer de la rugosité artificielle à la surface de la glace impactée. b) Schéma d'un jet à surface libre impactant un bloc de glace présentant de la rugosité, créée avec la pièce d'aluminium.

La rugosité utilisée pour les expériences est une rugosité artificielle et contrôlée. Afin d'obtenir une surface initialement rugueuse autour du point de stagnation, une pièce d'aluminium présentant un "pattern" composé de cylindres régulièrement espacés a été usinée. Cette pièce d'aluminium est apposée sur la glace impactée en-dessous de la buse avant le début des expériences. Les cylindres à la surface de la pièce créent des petits trous à la surface de la glace par fonte, on obtient donc des éléments rugueux de taille contrôlée. Un schéma de la pièce d'aluminium est donné en Figure 6.19a, et un schéma de la rugosité obtenue lors des expériences est donné en Figure 6.19b. La pièce d'aluminium est carrée et possède une largeur $L = 5$cm.

Une rugosité régulière est utilisée dans ces expériences car la taille caractéristique k_r de rugosité est dans ce cas plus facile à contrôler. Les cylindres à la surface de la pièce d'aluminum sont disposés de façon régulière dans les directions horizontale et verticale, avec une distance centre-à-centre d_{c-c} qui vaut 4mm dans ces deux directions.

Le diamètre D_{cyl} et la hauteur h_{cyl} des cylindres sont égaux dans toutes les expériences. On considère dans les expériences que la taille caractéristique de rugosité k_r est $k_r = D_{cyl} = h_{cyl}$. Il s'agit d'une rugosité absolue : k_r correspond à la hauteur moyenne des aspérités. Ce choix est arbitraire : il n'a pas été possible de faire varier tous les paramètres de la pièce d'aluminium utilisée, ainsi, la distance centre-à-centre d_{c-c} ne varie pas dans les expériences. On a supposé que la hauteur et le diamètre des cylindres pouvaient tous deux être des longueurs caractéristiques de rugosité, on a donc choisi de faire varier les deux simultanément.

Plusieurs valeurs de k_r ont été testées dans les expériences afin d'étudier si plusieurs régimes d'ablation se dégagent des expériences selon la taille de la rugosité. Trois valeurs de k_r ont été considérées :

$$k_r \in \{0.2,\ 0.5,\ 1\} \text{ mm}. \tag{6.37}$$

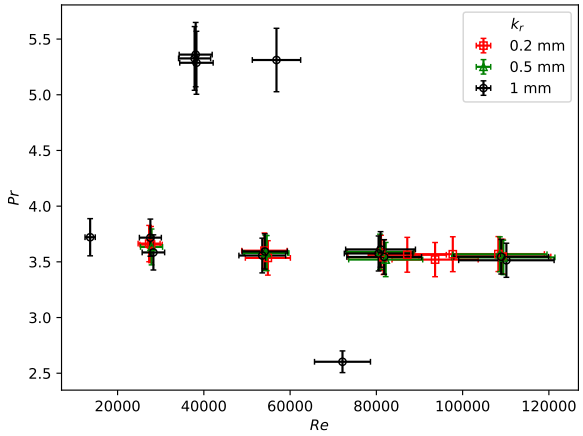


FIGURE 6.20 – Diagramme $Re - Pr$ des expériences réalisées pour les différentes valeurs de k_r considérées.

Les expériences réalisées avec ces différentes valeurs de k_r sont représentées dans un diagramme $Re - Pr$ en Figure 6.20. Les paramètres de jet ainsi que les incertitudes sont reportées dans les Tables 6.3 et 6.2.

On présente dans la suite les résultats obtenus lors de ces expériences. Ils sont comparés à ceux obtenus pour une surface impactée initialement lisse (résultats de Lecoanet [2] pour $k_r \to 0$).

6.3.2 Résultats d'ablation pour une surface initialement rugueuse et comparaison au cas d'une surface lisse

Cette étude vise à mettre en évidence les différences entre l'utilisation d'un solide initialement lisse et rugueux. Les expériences utilisées pour le cas à surface lisse ont été présentées précédemment en Figure 6.1 et en Table 6.1. Les expériences de jet à surface libre impactant un solide lisse ont été réalisées par Lecoanet [2] (sauf l'expérience 6500501 décrite en Table 6.1, qui a été réalisée dans le cadre de cette étude).

k_r (mm)	Ref.	V_j (m.s^{-1})	T_j (°C)	Re	ΔRe	Pr	ΔPr	B	ΔB
1	6300501	5.1	31	37.9	3.7	5.33	0.29	0.38	0.02
	6300502	5.1	31	38.3	3.9	5.29	0.28	0.38	0.02
	6300503	5.1	30	38.1	3.8	5.36	0.29	0.37	0.02
	6300751	7.5	31	56.8	5.6	5.31	0.28	0.38	0.02
	6500101	1.6	48	13.6	1.2	3.72	0.17	0.59	0.02
	6500251	2.7	50	28.3	2.6	3.58	0.16	0.61	0.02
	6500252	2.8	48	27.6	2.5	3.72	0.17	0.59	0.02
	6500501	5.0	50	53.5	5.4	3.56	0.16	0.62	0.02
	6500502	5.1	50	54.1	5.2	3.59	0.16	0.61	0.02
	6500751	7.5	50	80.5	7.9	3.58	0.16	0.61	0.02
	6500752	7.6	50	81.8	8.7	3.54	0.16	0.62	0.02
	6500753	7.6	49	81.0	8.1	3.61	0.16	0.61	0.02
	6501001	10.1	51	110.1	11.1	3.51	0.15	0.62	0.02
	6501002	10.1	50	108.9	11.0	3.55	0.16	0.62	0.02
	6700501	5.1	69	72.1	6.5	2.6	0.1	0.85	0.02

TABLE 6.2 – Références et caractéristiques des essais réalisés pour l'étude de l'effet de la rugosité de la surface impactée (jet à surface libre, $k_r = 1$mm).

On utilise les même algorithmes de post-traitement que ceux qui ont déjà été décrits au chapitre 4 pour déterminer la profondeur au point de stagnation (et en déduire Nu_0) et la forme de cavité.

a) Analyse qualitative

Pour rappel, on désigne par y_0 la profondeur ablatée au point de stagnation ($r = 0$).

On représente en Figure 6.21 les courbes de profondeur obtenues à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$ ($V_j \simeq 50$.m.s^{-1} et $T_j \simeq 50$°C) pour une expérience de jet impactant une surface lisse, et une expérience de jet impactant une surface présentant initialement une rugosité de taille caractéristique $k_r = 1$mm.

Cette figure permet d'illustrer la différence de dynamique d'ablation entre un cas lisse et un cas présentant une rugosité importante. On constate dans le cas avec rugosité une forte augmentation de la vitesse d'ablation par rapport au cas lisse. La rugosité provoque une augmentation de la production d'énergie cinétique turbulente, et induit ainsi une augmentation des transferts par rapport à un cas sans rugosité.

On représente en Figure 6.22 les cavités capturées par la caméra (images sans traitement) pour une expérience de jet impactant une surface lisse, et une expérience de jet impactant une surface présentant initialement une rugosité de taille caractéristique $k_r = 1$mm. Les expériences ont été réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$.

On observe deux cavités qui présentent des formes très différentes, selon la présence ou non de rugosité de surface. La forme de cavité obtenue dans le cas d'une surface

k_r (mm)	Ref.	V_j (m.s^{-1})	T_j (°C)	Re	ΔRe	Pr	ΔPr	B	ΔB
0.2	6500251	2.7	49	27.8	2.6	3.66	0.16	0.6	0.02
	6500252	2.7	49	27.3	2.6	3.66	0.16	0.6	0.02
	6500502	5.1	49	54.1	5.3	3.6	0.16	0.61	0.02
	6500751	7.6	50	81.7	8.2	3.54	0.15	0.62	0.02
	6500752	7.6	50	81.1	7.8	3.58	0.16	0.61	0.02
	6500801	8.1	50	87.2	9.0	3.56	0.16	0.62	0.02
	6500851	8.6	51	93.6	10.0	3.52	0.15	0.62	0.02
	6500901	9.1	50	97.7	10.3	3.57	0.16	0.61	0.02
	6501001	10.1	50	108.3	10.7	3.57	0.16	0.61	0.02
	6501002	10.1	50	109.3	11.2	3.55	0.16	0.62	0.02
0.5	6500251	2.7	49	27.9	2.6	3.63	0.16	0.6	0.02
	6500501	5.1	50	54.3	5.2	3.58	0.16	0.61	0.02
	6500502	5.1	50	54.6	5.1	3.58	0.16	0.61	0.02
	6500751	7.6	51	82.2	8.6	3.52	0.15	0.62	0.02
	6500752	7.6	50	80.8	7.8	3.59	0.16	0.61	0.02
	6501001	10.1	50	109.4	12.0	3.54	0.15	0.62	0.02
	6501002	10.1	50	108.6	10.9	3.57	0.16	0.61	0.02

TABLE 6.3 – Références et caractéristiques des essais réalisés pour l'étude de l'effet de la rugosité de la surface impactée (jet à surface libre, $k_r = 0.2 - 0.5$mm).

rugueuse semble être approximativement cylindrique, et semble être moins étendue dans la largeur que la forme de cavité obtenue pour le cas lisse.

L'ablation au point de stagnation ainsi que la forme de cavité obtenues pour un jet impactant une surface rugueuse vont être étudiées de façon plus quantitative dans la suite.

b) Résultats d'ablation au point de stagnation

La Figure 6.21 met en évidence la vitesse d'ablation au point de stagnation $V_{f,0} = \frac{dy_0}{dt}$ reste constante au début de l'ablation peu importe le type de surface impactée (jusqu'à apparition du "pool-effect"). Cette vitesse d'ablation peut être facilement calculée en déterminant la pente de la courbe de y_0 en fonction de t avant "pool-effect". Pour les expériences représentées en Figure 6.21, on obtient par exemple :

$$V_{f,0} = \begin{cases} 3.2 \times 10^{-3} \text{m.s}^{-1} & \text{pour le cas lisse} \\ 6.4 \times 10^{-3} \text{m.s}^{-1} & \text{pour le cas rugueux} \end{cases} . \tag{6.38}$$

Ceci met en évidence que la vitesse d'ablation double lorsque la surface est rugueuse par rapport au cas lisse pour les paramètres de jet considérés ($Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$).

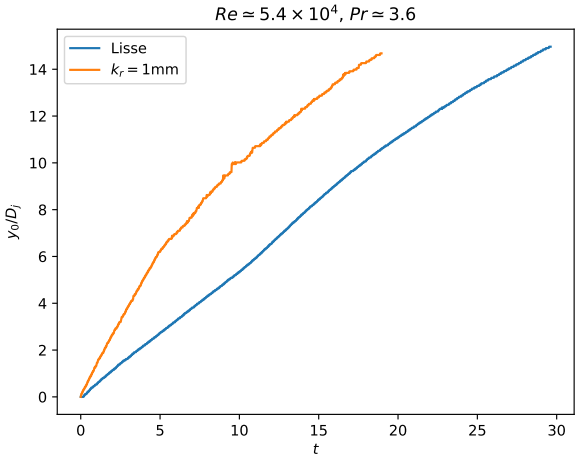


FIGURE 6.21 – Courbes de y_0/D_j en fonction de t obtenues pour une expérience de jet impactant une surface lisse (6500501, Table 6.1), et une expérience de jet impactant une surface présentant initialement une rugosité de taille caractéristique $k_r = 1$mm (6500501, Table 6.2). Les expériences sont réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$.

(a) Surface lisse.

(b) Surface rugueuse ($k_r = 1$mm).

FIGURE 6.22 – Visualisations de la cavité, obtenues à $t = 10$s pour : a) le cas d'une surface lisse (ref. 6500501, Table 6.1) ; b) le cas d'une surface rugueuse ($k_r = 1$mm, ref. 6500501, Table 6.2). Les images sont des images brutes de la caméra rapide, et ont été obtenues pour $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$.

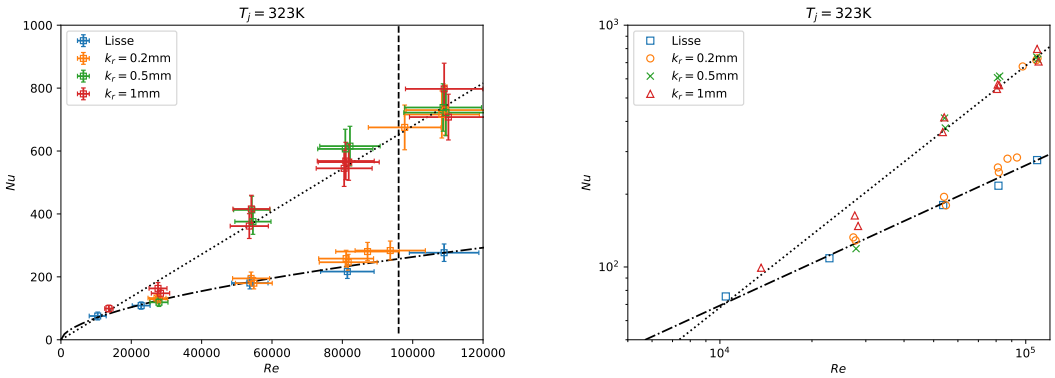
On s'intéresse donc dans ce paragraphe aux transferts avant apparition du "pool-effect". La relation entre Nu_0 et $V_{f,0}$ donnée en (4.7) est valable pour ce cas. Puisque $V_{f,0}$ reste constante au début de l'ablation, Nu_0 reste également constant.

On compare en Figure 6.23 les valeurs de Nu_0 obtenues avant "pool-effect" dans les expériences en fonction de la rugosité utilisée et de la valeur de Re et à $T_j = 50$°C.

Pour un jet d'eau impactant un bloc de glace lisse avec fonte, Lecoanet [2] a obtenu la relation suivante :

$$Nu_0 \propto Re^{0.57}. \tag{6.39}$$

Ces Figures permettent de mettre en évidence que deux régimes d'ablation existent,



(a) Échelle classique.

(b) Échelle logarithmique.

FIGURE 6.23 – Valeurs de Nu_0, obtenues avant "pool-effect", pour différentes valeurs de Re et de k_r, pour des expériences réalisées à $T_j = 323$K. Les lignes en pointillés représentent la relation $Nu \propto Re$ (6.40) et les lignes alternant pointillés et tirets représentent la relation (6.39). La ligne verticale en tiret sur la figure de gauche représente la valeur critique Re_c pour laquelle les points à $k_r = 0.2$mm présentent une augmentation importante de la valeur de Nu_0.

en fonction notamment de la taille caractéristique de la rugosité k_r. Lorsque la taille de rugosité k_r est suffisamment importante, on obtient un régime d'ablation que l'on appellera "régime rugueux", pour lequel on obtient :

$$Nu_0 \simeq 0.0068\ Re. \tag{6.40}$$

On obtient donc un exposant 1 sur Re lorsque la rugosité est suffisamment importante. Dans la littérature, différentes valeurs sont trouvées pour l'exposant sur Re pour le problème de l'ablation d'un solide par un jet à surface libre impactant :

- Lecoanet [2] a obtenu un exposant à 0.57 pour un solide impacté lisse ;
- Gilpin [62] a obtenu un exposant à 0.65 pour un solide impacté lisse, et un exposant à 0.8 pour une surface rugueuse (rugosité non-contrôlée) ;
- Saito *et al.* [67] ont obtenu un exposant à 1 pour un jet à surface libre impactant un solide avec formation de croûte (par solidification du jet à l'impact). Les auteurs indiquent que la croûte est rugueuse pour expliquer cet exposant élevé ;
- Sato *et al.* [50] ont obtenu un exposant à 0.92 pour des expériences en acier-acier, sans mentionner la présence de rugosité ;
- Yen et Zehnder [61] obtenu un exposant à 1 pour des expériences en eau-glace, sans mentionner la présence de rugosité.

Les exposants obtenus dans la littérature [2, 62] sont relativement proches de l'exposant théorique pour un écoulement laminaire (0.5) car la couche limite dans la région de stagnation se comporte comme si l'écoulement était laminaire dans le cas d'une surface lisse [11, 2, 136].

L'exposant obtenu dans cette étude lorsque la rugosité est importante est proche de ce qui a été obtenu par Gilpin [62] ou Saito *et al.* [67] pour des surfaces rugueuses. Il est également très proche de ce qui a été obtenu par Sato *et al.* [50] et Yen et Zehder [61].

L'augmentation de l'exposant observée pour les expériences réalisées avec rugosité dans cette étude par rapport au cas lisse est liée à la turbulence qui se développe dans

la région de stagnation du fait de la présence de rugosité.

Sato *et al.* [50] n'ont pas mentionné la présence de rugosité lors de leurs expériences de jet métallique sur un substrat métallique, mais l'exposant trouvé sur Re (0.92) suggère que de la turbulence est générée dans la région de stagnation, ce qui pourrait provenir d'une rugosité non-contrôlée. Yen et Zehnder [61] ont traité le problème d'un jet d'eau impactant de la glace. Les auteurs n'ont pas mentionné de rugosité de surface, mais au vu de la valeur très élevée (1) de l'exposant trouvé sur Re (et très écartée de celles obtenues par d'autres auteurs [62, 54]), on peut supposer que la surface n'était pas initialement lisse.

Sur la Figure 6.23, on peut constater que lorsque la valeur de Re est suffisamment faible, les points expérimentaux obtenus pour $k_r = 0.2$mm sont très proches des valeurs obtenues par Lecoanet [2] pour une surface lisse. Ceci suggère que l'écoulement se comporte comme si la surface était lisse lorsque la rugosité présente une taille caractéristique suffisamment basse. On parle de "régime lisse" pour désigner le régime d'ablation lorsque la surface est peu rugueuse ou lisse, et que les résultats sont similaires à ceux donnés par Lecoanet [2].

Il existe une valeur critique Re_c de Re à partir de laquelle la valeur de Nu_0 obtenue pour les expériences à $k_r = 0.2$mm augmente fortement. Les points expérimentaux obtenus pour $k_r = 0.2$mm sont très proches de ceux relevés par Lecoanet [2] pour une surface lisse pour $Re < Re_c$. Lorsque $Re > Re_c$, les points expérimentaux semblent rejoindre les points obtenus pour des valeurs de k_r plus élevées, et on trouve alors à nouveau une dynamique vérifiant $Nu \propto Re$. Cette transition des points expérimentaux est illustrée par la ligne noire verticale en tirets en Figure 6.23.

La valeur obtenue pour Re_c est :

$$Re_c(k_r = 0.2mm) \simeq (9.5 \pm 1.1) \times 10^4. \tag{6.41}$$

$Re_c(k_r = 0.2mm)$ est déterminé comme la moyenne entre la valeur expérimentale maximale de Re permettant d'observer le régime lisse $Re_{max,lisse}(k_r = 0.2mm) = 93.6 \times 10^3$ (ref. 6500851) et la valeur expérimentale minimale de Re permettant d'observer le régime rugueux $Re_{min,rug}(k_r = 0.2mm) = 97.7 \times 10^3$ (ref. 6500901). L'incertitude sur Re_c est prise comme l'incertitude maximale sur les deux expériences 6500851 et 6500901.

Il semble que la transition entre le régime lisse et le régime rugueux dépend à la fois de Re et de k_r. Ce changement de régime d'ablation sera analysé dans la section 6.3.3.

La quantité d'expériences réalisées avec $k_r > 0$ à des températures différentes de $T_j = 50$°C est assez faible : seule 1 expérience a été réalisée pour $T_j = 70$°C et 4 expériences pour $T_j = 30$°C. Ceci représente un faible échantillon pour étudier la dépendance des transferts à Pr et B. Néanmoins, une analyse rapide est proposée dans la suite. De façon similaire à ce qui a été réalisé par Lecoanet [2], et par analogie avec la corrélation cherchée pour le cas immergé (cf. chapitre 4), on cherche une relation entre Nu_0, Re, Pr et B sous la forme suivante :

$$Nu_0 \;=\; C\ Re\ Pr^{\beta}\ \frac{\ln(1+B)}{B}, \tag{6.42}$$

avec C, β des constantes.

On représente en Figure 6.24 les valeurs de Nu_0 en fonction de $Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}$, pour les expériences à $k_r = 0.5$mm et pour $k_r = 1$mm, à différentes température .

Cette représentation met en évidence que Nu_0 est proportionnel à $Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}$ pour les expériences considérées, et on obtient finalement :

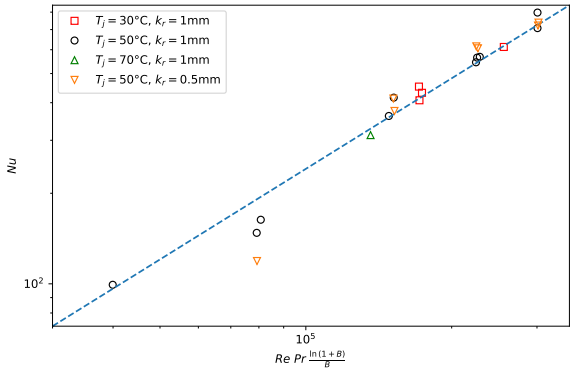


FIGURE 6.24 – Nu_0 en fonction de $Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}$ pour les expériences réalisées avec $k_r = 1$mm et $k_r = 0.5$mm. La ligne bleue en tirets permet de mettre en évidence la relation de proportionnalité entre Nu_0 et $Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}$.

$$Nu_0 \simeq 0.0024\ Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}, \tag{6.43}$$

pour $1.4 \times 10^4 \leq Re \leq 1.1 \times 10^5$ et $2.5 \leq Pr \leq 5.5$. La relation entre Nu_0 et Pr est établie avec peu de points à $T_j \neq 50°$C et sur une faible plage de Pr ($2.5 < Pr < 5.5$). Néanmoins, elle donne un exposant sur Pr qui est similaire à celui obtenu par Saito *et al.* [67] et Yen et Zehnder [61] (qui ont obtenu un exposant à 1 eux aussi), et qui pourrait donc être caractéristique des transferts thermiques pour un jet impactant en présence de rugosité. Yen et Zehnder [61] ont en particulier relevé que Nu_0 était proportionnel à Pr pour des expériences avec une plage de Pr similaire ($3.5 \leq Pr \leq 7.5$) à celle obtenue dans cette étude.

L'exposant à 1 sur Pr obtenu ici et par d'autres auteurs est sensiblement plus élevé que celui obtenu pour des surfaces lisses dans la littérature (0.3-0.4). Une étude avec une plage plus large de Pr serait nécessaire pour confirmer qu'on a bien une relation de proportionnalité entre Nu_0 et Pr pour une surface rugueuse.

L'étude des transferts thermiques en présence de rugosité de surface sur le solide impacté a permis de mettre en évidence que Nu_0 dépend plus fortement des paramètres du jet que pour le cas d'une surface lisse. On a en particulier relevé que $Nu_0 \propto Re$ et $Nu_0 \propto Pr$ pour $1.4 \times 10^4 \leq Re \leq 1.1 \times 10^5$ et $2.5 \leq Pr \leq 5.5$. Ces résultats sont cohérents avec d'autres résultats de la littérature [67, 61, 50].

On a également mis en évidence qu'un régime d'ablation différent apparaît lorsque la surface impactée est initialement rugueuse. La transition du régime lisse au régime rugueux semble dépendre à la fois de la taille de rugosité k_r et de Re. Cette transition sera étudiée en section 6.3.3.

On s'intéresse dans la suite à la forme de cavité obtenue lorsque le solide impacté est rugueux.

c) Forme de cavité pour une surface impactée initialement rugueuse

c.i) Caractérisation de la forme de cavité

Un exemple de visualisation de la cavité obtenue au cours d'une expérience avec rugosité ($k_r = 1$mm, $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$) est donné en Figure 6.22b. On observe une forme de cavité ayant une forme quasi-cylindrique : proche du point de stagnation, la forme de cavité est approximativement horizontale, et lorsque l'on s'éloigne du point de stagnation, on observe des parois quasi verticales.

Lorsque la rugosité est suffisamment importante, la cavité perd son caractère axisymétrique. Du fait de la rugosité, une turbulence forte se développe dans l'écoulement et des creux et bosses apparaissent à la surface de la cavité lors de l'ablation. Ces bosses et creux peuvent être visualisés en Figure 6.25, et témoignent du développement de structures turbulentes importantes dans l'écoulement. La caractérisation de ces structures pourrait être intéressante mais n'a pas pu être réalisée dans cette étude.

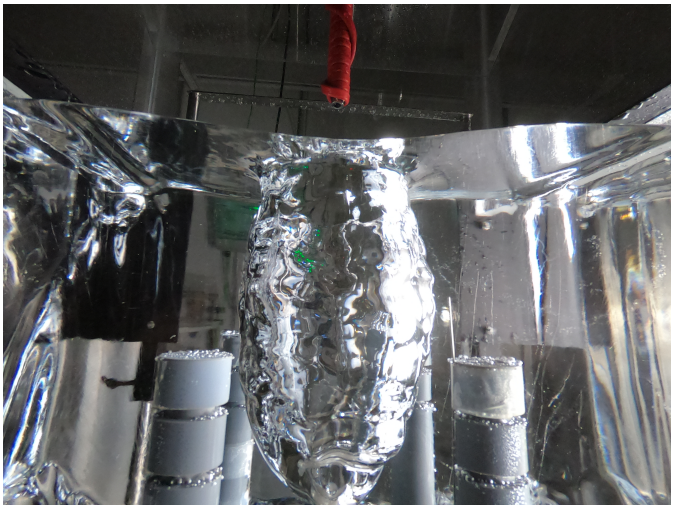


FIGURE 6.25 – Visualisation de la cavité après une expérience réalisée à $k_r = 1$mm, $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 5.3$. Des creux et bosses peuvent être observés sur toute la surface de la cavité.

La forme de cavité était moyennée de façon azimutale pour l'analyse réalisée au chapitre 4. Pour des expériences avec rugosité, la moyenne permettant d'obtenir une forme de cavité symétrique n'est pas appliquée car une telle moyenne donne une forme de cavité ne correspondant pas à la réalité.

On représente en Figure 6.26 une superposition des formes de cavité obtenues à différentes valeurs de y_0/D_j, pour l'expérience 6500501 à $k_r = 1$mm ($Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$).

Tout comme pour les expériences de jet immergé (cf. chap. 4) ou pour les expériences de jet à surface libre pour une surface lisse (cf. Fig. 2.19b), on obtient une forme de cavité autosimilaire par rapport au temps. En effet, les formes de cavité peuvent être superposées les unes aux autres à différentes profondeurs. Ce comportement semble donc être caractéristique de l'ablation d'un solide par un jet, peu importe le type de jet et le type de surface impactée.

Pour les différentes profondeurs considérées, on observe que la forme de cavité est

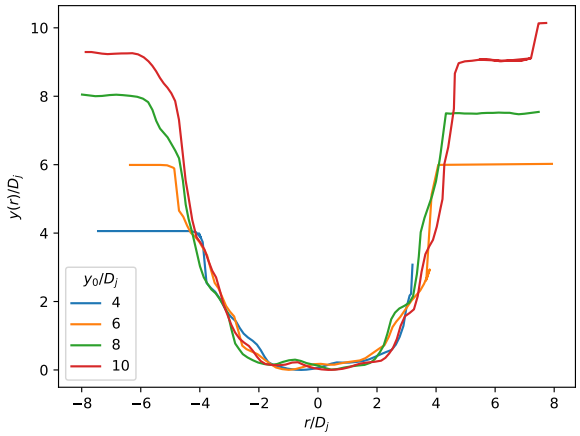


FIGURE 6.26 – Superposition des formes de cavité obtenues à différentes valeurs de y_0/D_j, pour une expérience réalisée à $k_r = 1\text{mm}$, $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$.

horizontale pour $|r/D_j| \leq 2$. Ceci suggère que les transferts sont constants dans cette région. Comme la forme de la cavité est horizontale dans cette région peu importe la profondeur considérée, la surface de la cavité dans la région $|r/D_j| \leq 2$ se déplace donc à la même vitesse que le point de stagnation. Ainsi, on a $Nu(r) \simeq Nu_0$ pour $|r/D_j| \leq 2$. Les transferts diminuent ensuite rapidement pour $|r/D_j| > 2$.

L'ablation est donc très localisée lorsque la rugosité est suffisamment importante. Le jet semble échanger la quasi-totalité de son énergie avec le solide autour du point de stagnation, ce qui résulte en une ablation très faible plus loin du point de stagnation. Du fait de la forte turbulence induite par la rugosité, les transferts sont constants autour du point de stagnation. En effet, la turbulence due à la rugosité provoque un mélange important au sein de l'écoulement autour du point de stagnation et donc une homogénéisation des transferts.

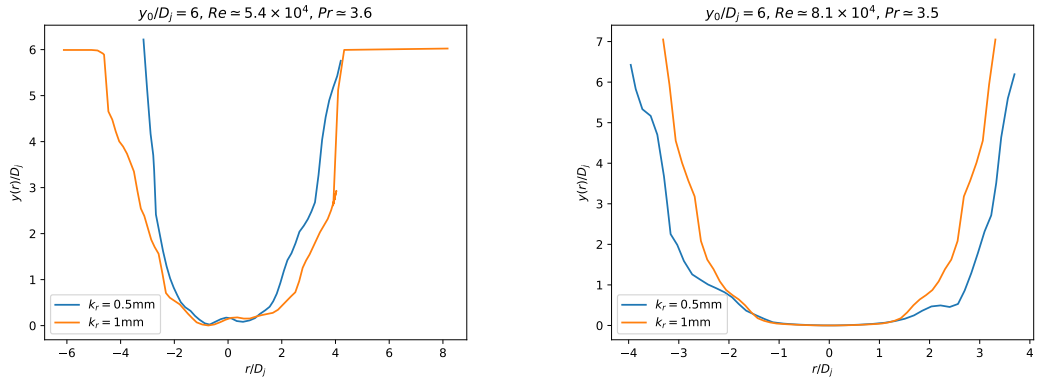
c.ii) Évolution de la forme de cavité avec les paramètres d'expérience pour une surface impactée initialement rugueuse

Évolution en fonction de k_r : On représente en Figure 6.27 une comparaison des formes de cavité obtenues à deux valeurs de Re pour des expériences à $k_r = 0.5\text{mm}$ et $k_r = 1\text{mm}$. Ces figures mettent en évidence que les expériences à $k_r = 0.5\text{mm}$ donnent globalement des formes de cavité très similaires à celles observées pour $k_r = 1\text{mm}$.

On représente ensuite en Figure 6.28a une superposition des formes de cavité obtenues pour une surface lisse et pour $k_r = 0.2\text{mm}$. Les formes de cavité obtenues pour $k_r = 0.2\text{mm}$ sont très proches de celles obtenues pour une surface lisse ($k_r \to 0$) par Lecoanet [2] pour $Re < Re_c \simeq 9.5 \times 10^4$.

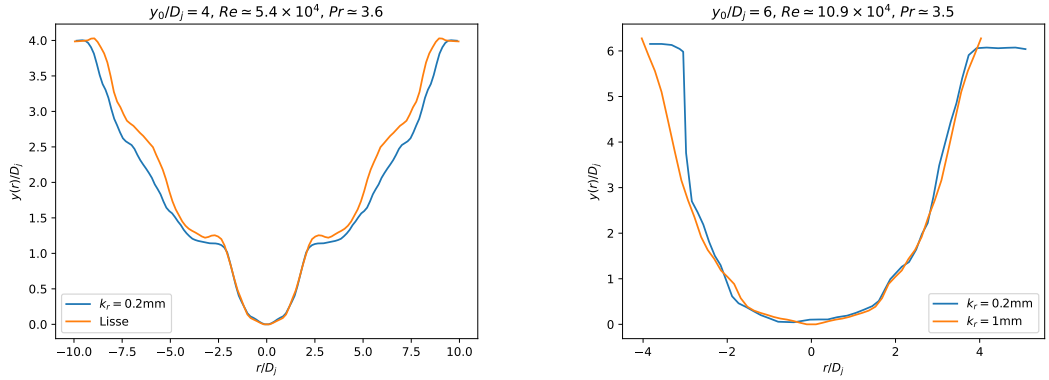
La Figure 6.28b montre une superposition des formes de cavité obtenues pour $k_r = 0.2\text{mm}$ et $k_r = 1\text{mm}$, lorsque $Re > Re_c$. On obtient pour $k_r = 0.2\text{mm}$ une forme de cavité très proche de celle obtenue pour l'expérience à $k_r = 1\text{mm}$ quand $Re > Re_c$.

Ces différentes figures mettent en évidence qu'une même forme de cavité permet de décrire le régime d'ablation en régime rugueux, peu importe la valeur de k_r tant que le



(a) $Re = 5.4 \times 10^4$. (b) $Re = 8.1 \times 10^4$.

FIGURE 6.27 – Superposition des formes de cavité obtenues à $k_r = 0.5$mm et $k_r = 1$mm pour deux valeurs de Re.



(a) $Re < Re_c$. (b) $Re > Re_c$.

FIGURE 6.28 – Superposition des formes de cavité obtenues à $k_r = 0.2$mm avec : a) une forme de cavité obtenue pour une surface lisse, à $Re < Re_c$; b) une forme de cavité obtenue avec $k_r = 1$mm, à $Re > Re_c$.

valeur de Re est suffisamment importante. Elles permettent également de confirmer que la cavité obtenue pour $Re < Re_c$ à $k_r = 0.2$mm est bien similaire à celle obtenue pour les expériences à surface lisse de Lecoanet [2]. Ceci confirme que l'écoulement se comporte bien de façon identique entre le cas lisse et le cas à $k_r = 0.2$mm pour $Re < Re_c$.

Évolution de la cavité en régime rugueux en fonction de Re et Pr : On considère ici des expériences réalisées avec $k_r = 1$mm (on a montré précédemment qu'en régime rugueux la valeur de k_r utilisée dans nos expériences ne joue pas sur la forme de cavité). Une superposition des formes de cavité obtenues à $Pr \simeq 3.6$ et différentes valeurs de Re est donnée en Figure 6.29.

Les formes de cavité obtenues à différentes valeurs de Re sont proches les unes des autres. La forme de la cavité ne semble pas sensible à la valeur de Re : la zone où les transferts sont constants semble avoir la même largeur pour toutes les expériences, et la largeur globale de la cavité ne semble pas varier avec Re.

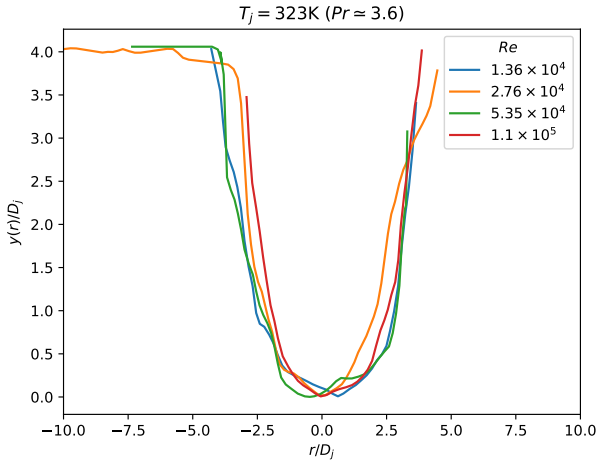


FIGURE 6.29 – Superposition des formes de cavité obtenues à $y_0/D_j = 4$ pour différentes valeurs de Re en régime d'ablation rugueux. Les expériences sont réalisées avec $k_r = 1$mm et $Pr \simeq 3.6$.

On représente ensuite une superposition des formes de cavité obtenues à $Re \simeq 5.5 \times 10^4$ pour deux valeurs de Pr en Figure 6.30.

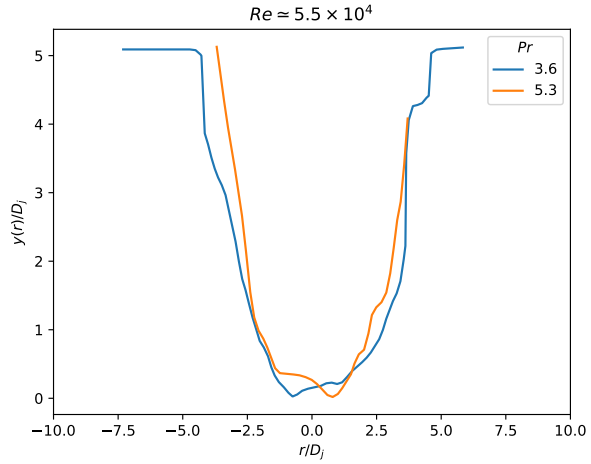


FIGURE 6.30 – Superposition des formes de cavité obtenues à $y_0/D_j = 5$ pour deux valeurs de Pr en régime d'ablation rugueux. Les expériences sont réalisées avec $k_r = 1$mm et $Re \simeq 5.5 \times 10^4$.

Les formes de cavité obtenues pour les deux valeurs de Pr considérées sont proches. La forme de la cavité semble peu sensible à la valeur de Pr pour une plage aussi restreinte d'étude (entre 3.6 et 5.3 ici).

On représente finalement en Figure 6.31 les formes de cavité obtenues pour deux expériences réalisées avec des valeurs différentes de Re et Pr. Cette figure confirme que les deux paramètres influent peu sur la forme de cavité, comme suggéré précédemment.

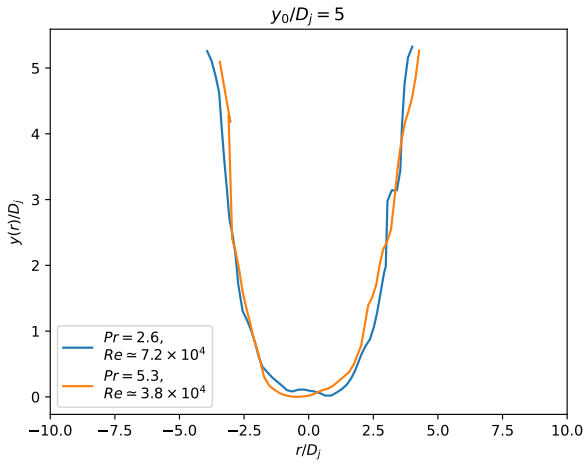


FIGURE 6.31 – Superposition des formes de cavité obtenues à $y_0/D_j = 5$ pour des valeurs de Re et Pr en régime d'ablation rugueux. Les expériences sont réalisées avec $k_r = 1$mm.

De manière générale, pour les plages de Re et Pr considérées ($1.0\times10^4 < Re < 1.2\times10^5$ et $2.5 < Pr < 5.5$), les paramètres du jet ont peu d'impact sur la forme de cavité à une profondeur donnée. En particulier, la largeur de la région dans laquelle les transferts restent constants (autour du point de stagnation) ne semble pas varier. On compare dans la suite la forme de cavité obtenue pour une surface rugueuse à celle obtenue pour une surface lisse.

c.iii) Comparaison de la forme de cavité obtenue pour régime d'ablation lisse avec la forme obtenue en régime d'ablation rugueux

Les expériences comparées dans cette étude sont l'expérience 6500501 (cf. Table 6.1) pour le cas lisse, et l'expérience 6500501 (cf. Table 6.2) pour le cas rugueux ($k_r = 1$mm). Des résultats similaires sont obtenus pour d'autres expériences. Ces expériences sont réalisées à $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$ ($V_j = 5\text{m.s}^{-1}$, $T_j = 50°\text{C}$).

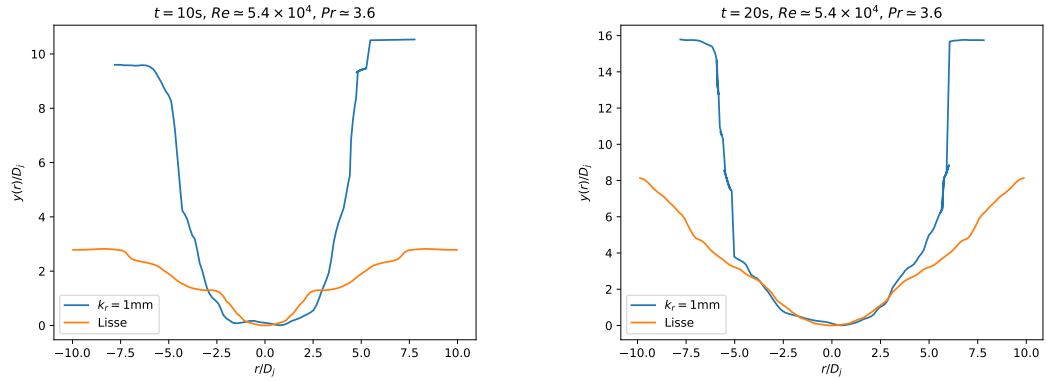
La Figure 6.22 permet d'observer que la forme de cavité varie fortement en fonction de la présence ou non de rugosité à la surface du solide impacté.

La forme de cavité obtenue pour une surface lisse montre des épaulements (maxima locaux de profondeur pour $r \neq 0$) qui témoignent d'une augmentation locale des transferts induite par la transition vers la turbulence du film liquide s'écoulant à la surface de la cavité [2] (avant apparition du "pool-effect").

Dans le cas d'une surface avec une rugosité importante ($k_r = 1$mm), on obtient une forme de cavité assez verticale et moins large que pour la surface lisse. Cette forme de cavité a été décrite précédemment.

On superpose en Figure 6.32 les formes de cavité obtenues à $t = 10$s et $t = 20$s pour une expérience avec une surface lisse et une expérience avec un surface rugueuse avec $k_r = 1$mm.

Ceci permet de comparer de façon plus quantitative les formes de cavité obtenues. On observe à nouveau que la cavité obtenue pour le régime d'ablation rugueux est beaucoup plus profonde que celle obtenue pour le régime d'ablation lisse à un instant donné. Ces

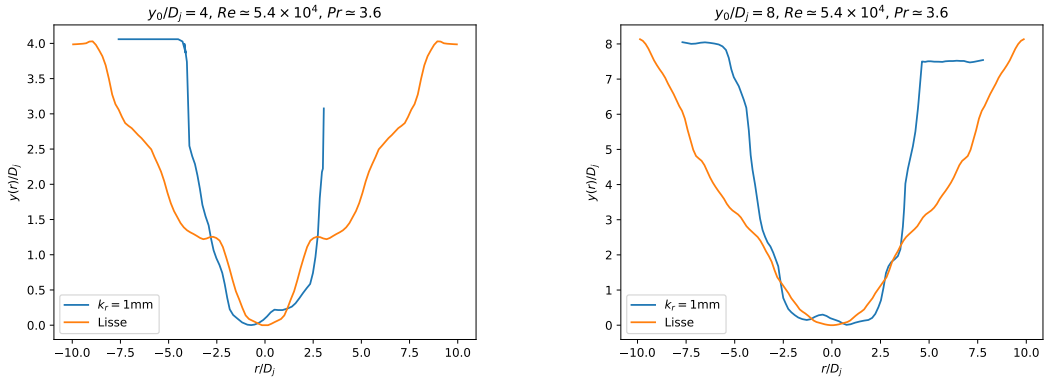


(a) $t = 10$s. (b) $t = 20$s.

FIGURE 6.32 – Superposition des formes de cavité obtenues à différents instants pour un jet impactant une surface lisse et un jet impactant une surface rugueuse ($k_r = 1$mm). Formes de cavité obtenues pour $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$.

Figures permettent également de confirmer que la cavité présente une extension selon r qui est plus faible dans le cas de l'ablation en régime rugueux.

On peut également comparer les formes de cavité à une valeur de y_0 (profondeur au point de stagnation). La Figure 6.33 représente les formes de cavité obtenues à $y_0/D_j = 4$ et $y_0/D_j = 8$ pour les mêmes expériences qu'en Figure 6.32.



(a) $y_0/D_j = 4$. (b) $y_0/D_j = 8$.

FIGURE 6.33 – Superposition des formes de cavité obtenues à différentes valeurs de y_0/D_j pour un jet impactant une surface lisse et un jet impactant une surface rugueuse ($k_r = 1$mm). Formes de cavité obtenues pour $Re \simeq 5.4 \times 10^4$ et $Pr \simeq 3.6$.

La région où les transferts sont à peu près constants (autour du point de stagnation) est beaucoup plus large dans le cas avec rugosité. Pour une profondeur donnée, on constate à nouveau que la cavité obtenue dans le cas rugueux est moins large.

Ces formes de cavité confirment le fait que la dynamique d'ablation est très différente entre un cas lisse et un cas rugueux. Le fait que l'écoulement soit complètement turbulent au point de stagnation dans le cas rugueux induit des transferts plus forts que pour le cas lisse. Les transferts restent constants dans une région plus large (jusqu'à $r \simeq 2D_j$)

que la région de stagnation décrite par Stevens et Webb [58] pour le cas lisse (qui s'étend jusqu'à $r \simeq 0.75 D_j$).

c.iv) Interprétation des formes de cavité obtenues en régime rugueux

Lecoanet *et al.* [9] ont proposé un modèle pour la formation de la cavité lors de l'ablation par un jet à surface libre. Ce modèle repose sur différentes équations de conservation pour l'écoulement de film mince à la surface de la cavité. Il n'est pas dépendant de l'état de surface du solide impacté. La démonstration et les notations sont complexes et ne sont pas redonnées ici, mais on présente les conclusions majeures dans la suite.

Lecoanet [2] a présenté ce modèle dans sa thèse, et a montré en particulier que les formes de cavité obtenues par modélisation sont proches de formes de cavité relevées lors des expériences JIMEC [63] (jet d'acier liquide sur bloc d'acier solide).

Ce modèle permet en particulier d'obtenir une valeur r_{max}, qui correspond au rayon maximal de la cavité, au delà duquel se trouve la surface pas encore fondue du solide ablaté. Cette valeur de r_{max} peut être reliée aux paramètres du jet par la relation suivante d'après Lecoanet [2] (p.190) :

$$\frac{r_{max}}{D_j} = \sqrt{\frac{Re\ Pr}{4Nu}}. \tag{6.44}$$

En insérant la corrélation (6.43) dans l'équation précédente, on obtient :

$$\frac{r_{max}}{D_j} \simeq \sqrt{\frac{Re\ Pr}{0.0096\ Re\ Pr\ \frac{\ln(1+B)}{B}}} \simeq 10.2\sqrt{\frac{B}{\ln(1+B)}} > 10. \tag{6.45}$$

Dans les expériences, B varie entre 0.25 et 0.95. Sur cette plage de B, $\sqrt{\frac{B}{\ln(1+B)}}$ varie entre 1.06 et 1.19, ce qui représente une faible variation.

Le rayon maximal de la cavité est surestimé par la relation (6.45) : les Figures 6.26, 6.29, 6.30 et 6.31 montrent que la surface haute du bloc de glace est atteinte pour $r/D_j \sim 4-5$.

En revanche, la forme de cavité et son rayon maximal semblent être indépendants de Re et Pr (et donc de T_j et V_j) dans les expériences, et ce comportement est retrouvé avec cette relation.

c.v) Conclusions

La forme de cavité obtenue pour une rugosité suffisamment importante présente des différences importantes avec la forme de cavité obtenue pour une surface lisse. On a en particulier mis en évidence que la région où les transferts sont constants autour du point de stagnation est plus large en présence de rugosité que pour une surface lisse.

Par ailleurs, la forme de cavité obtenue en présence de rugosité semble indépendante de Re et Pr, mais aussi de k_r tant que la valeur de Re est suffisamment élevée pour atteindre le régime d'ablation rugueux.

Le profil de Nu en fonction de r n'a pas été obtenu pour les expériences avec rugosité du fait des fortes irrégularités présentes sur les formes de cavité qui ont été montrées. Ces irrégularités induisent des problèmes pour calculer le vecteur normal (qui permet de calculer $Nu(r)$) à la forme de la cavité. Il pourrait être intéressant de caractériser

les irrégularités présentes à la surface de la cavité afin de les comparer à des grandeurs turbulentes de l'écoulement.

Dans la suite, on va chercher à modéliser la transition du régime d'ablation lisse vers le régime rugueux.

6.3.3 Modélisation de la transition du régime d'ablation "lisse" au régime "rugueux"

Dans cette section, on cherche à expliquer à partir de différents éléments issus de la littérature la transition observée entre un régime d'ablation lisse et un régime d'ablation rugueux. Cette transition a été observée précédemment pour $k_r = 0.2$mm, à une valeur de Re critique, notée $Re_{c,essais}$, telle que $Re_{c,essais} = (9.5 \pm 1.1) \times 10^4$. L'hypothèse utilisée dans cette analyse est que la rugosité déstabilise la couche limite en proche paroi, ce qui provoque une augmentation de la turbulence et donc une augmentation des transferts thermiques.

Différents critères de déstabilisation d'une couche limite par des éléments rugueux ont été tirés de la littérature et rapportés en section 2.2.3. On en redonne certains dans cette section et on compare les valeurs de Re_c obtenues avec ces différents critères dans la suite. On considère dans cette analyse que les éléments rugueux sont les seuls responsables de la déstabilisation de la couche limite. On ne considère donc pas d'autres instabilités qui pourraient donner lieu à une déstabilisation de l'écoulement. Une conséquence de cette hypothèse est que la valeur de Re_c obtenue lorsque $k_r \to 0$ devrait tendre vers l'infini : on n'a pas de déstabilisation de l'écoulement en l'absence de rugosité.

On cherche en particulier dans cette étude à trouver un critère permettant d'obtenir une valeur de Re_c pour $k_r = 0.2$mm proche de la valeur expérimentale $Re_{c,essais}$. On cherche également à obtenir une valeur de Re_c inférieure à la valeur la plus basse de Re utilisée dans les expériences pour $k_r = 1$mm ($Re_{min} = 13.6 \times 10^3$) et $k_r = 0.5$mm ($Re_{min} = 27.9 \times 10^3$) puisqu'aucune transition n'a été observée pour ces valeurs de k_r.

On considère dans un premier temps que les éléments rugueux ne fondent pas pour l'analyse. La fonte des rugosités sera discutée à la fin de cette section.

a) Analyse en supposant que la couche limite est laminaire

D'après Lienhard [11], la couche limite dans la zone de stagnation resterait laminaire même lorsque le jet impactant est turbulent. On pourrait donc supposer dans un premier temps que la couche limite est laminaire dans la région de stagnation (même pour un jet turbulent impactant), et que la rugosité provoque la transition de cette couche limite vers la turbulence à partir d'une certaine valeur de Re qui doit dépendre de k_r.

En utilisant l'approximation d'une couche limite laminaire, et en utilisant la taille de couche limite dérivée de l'analyse en écoulement laminaire obtenue en (6.22), la relation (2.139) indique que l'on a une déstabilisation de la couche limite laminaire si :

$$k_r > 0.34\delta \Leftrightarrow \frac{k_r}{D_j} > 0.34 \cdot \frac{2.96}{\sqrt{1.831 Re}} \Leftrightarrow \boxed{\frac{k_r}{D_j}\sqrt{Re} > 0.73} \tag{6.46}$$

Pour $k_r = 0.2$mm qui est la plus petite valeur de rugosité utilisée dans les essais, on obtient donc une valeur critique Re_c pour la déstabilisation de la couche limite laminaire

qui vaut :

$$Re_c(k_r = 0.2\text{mm}) = \left(0.73\frac{D_j}{k_r}\right)^2 \simeq 480 << Re_{c,essais} \sim 9.5 \times 10^4 \tag{6.47}$$

On trouve une valeur critique de Re très inférieure à la valeur mesurée en utilisant l'hypothèse d'une couche limite laminaire.

Avec cette approche, dans un cas limite sans rugosité ($k_r \to 0$), on obtient $Re_c \to \infty$, ce qui signifie que l'écoulement ne se déstabilise pas dans la région de stagnation en l'absence de rugosité et est cohérent avec l'hypothèse de départ de l'analyse selon laquelle l'écoulement n'est déstabilisé que par la rugosité.

L'analyse pour une couche limite laminaire donne une valeur de Re_c qui est très faible en comparaison de la valeur obtenue expérimentalement pour $k_r = 0.2$mm. Ceci suggère que l'hypothèse d'une couche limite laminaire ne convient pas pour décrire l'écoulement. On va donc s'intéresser au cas d'une couche limite turbulente dans le prochain paragraphe.

b) Analyse en prenant en compte la turbulence

On considère dans ce paragraphe que les caractéristiques de l'écoulement en dehors de la couche limite sont celles décrites par Lienhard [11], données pour un écoulement laminaire. Le champ moyen de vitesse en dehors de la couche limite obtenu pour un jet turbulent est proche du champ de vitesse décrit pour le cas laminaire, du fait du fort gradient de pression [11]. En effet, les simulations réalisées avec un jet turbulent présentant des fluctuations turbulentes réalistes (méthode DFSEM) ont montré que le profil de u_r en dehors de la couche limite est proche de celui obtenu dans un cas laminaire. On considère néanmoins que la couche limite dans la région de stagnation n'est pas complètement laminaire puisqu'elle s'écarte de la théorie laminaire, comme montré via les résultats numériques pour le cas d'un jet impactant sans fonte. La couche limite serait donc dans un état de transition entre laminaire et turbulent à cause des fluctuations turbulentes apportées par le jet.

On a montré en Figure 6.14a que la couche limite dans la région de stagnation est moins épaisse en présence de fluctuations turbulentes par rapport au cas complètement laminaire. Ceci résulte en un frottement pariétal plus élevé que celui obtenu à travers l'analyse en écoulement laminaire. On va donc chercher une caractérisation du frottement pariétal autour d'un point de stagnation pour un écoulement turbulent dans la littérature.

Dechant [143] a corrélé les résultats obtenus par Van Driest [77] lors d'une analyse théorique sur l'écoulement turbulent autour d'un point de stagnation :

$$C_f \simeq 0.072 Re^{-0.184} \tag{6.48}$$

Dechant [143] a également obtenu la corrélation suivante, en utilisant les résultats expérimentaux de Nagamatsu et Duffy [144] sur l'écoulement turbulent autour d'un point de stagnation :

$$C_f \simeq 0.092 Re^{-0.191} \tag{6.49}$$

On peut relier C_f au frottement pariétal et donc à u_τ via :

$$u_\tau(r) = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{2} C_f u_e^2} \tag{6.50}$$

avec

$$u_e(r) \simeq Cr = V_j \frac{A}{2} \frac{r}{D_j} \tag{6.51}$$

où $A = 1.831$ [11]. On a alors :

$$u_\tau(r) = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{2} C_f u_e^2} \simeq V_j \frac{Ar}{2D_j} \sqrt{\frac{C_f}{2}}. \tag{6.52}$$

Van Driest [77] a fourni un critère pour la déstabilisation d'une couche limite turbulente par la rugosité, donné en (2.141) et que l'on redonne ici :

$$k_r = 60\delta_v \tag{6.53}$$

avec δ_v la taille caractéristique intervenant dans la définition de la sous-couche visqueuse. Pour rappel on a $\delta_v = \nu/u_\tau$. Ce critère vérifie si les éléments rugueux sont contenus dans la couche logarithmique de la couche limite ou si ils sont trop grands par rapport à la couche logarithmique. Si les éléments rugueux ont une taille caractéristique trop importante, la couche limite pourrait être déstabilisée, ce qui résulterait en une augmentation forte de l'intensité turbulente localement.

En combinant le critère (6.53) avec l'équation (6.52) précédente sur u_τ, on peut écrire :

$$k_r < 60\delta_v \Leftrightarrow k_r < 60\frac{\nu}{u_\tau} \Leftrightarrow k_r < 60\frac{\nu}{V_j \frac{Ar}{2\sqrt{2}D_j}\sqrt{C_f}} \tag{6.54}$$

En utilisant la première corrélation de Dechant [143] donnée en (6.48) sur C_f, on obtient une couche limite qui ne se déstabilise pas si :

$$k_r < \frac{60\nu}{V_j \frac{Ar}{2\sqrt{2}D_j}\sqrt{0.072}Re^{-0.092}} \Rightarrow \frac{k_r}{D_j} < \frac{60}{Re\frac{A\sqrt{0.072}}{2\sqrt{2}}\frac{r}{D_j}Re^{-0.092}} \tag{6.55}$$

Re_c est inversement proportionnel à r. D'après Lienhard [11], l'extension radiale de la zone de stagnation pour un jet circulaire est $r_{stag} \simeq 0.5D_j$. La plus petite valeur critique Re_c sera donc trouvée pour $r = r_{stag}$ puisque $Re_c \propto 1/r$: à partir de cette valeur, une partie de la couche limite se déstabilise dans la région de stagnation.

En évaluant (6.55) en $r = r_{stag} = 0.5D_j$, on obtient une couche limite non-déstabilisée si :

$$\frac{k_r}{D_j}Re^{0.908} < \frac{120\sqrt{2}}{A\sqrt{0.072}}\frac{D_j}{r_{stag}} \Rightarrow \frac{k_r}{D_j}Re^{0.908} < 865. \tag{6.56}$$

En combinant (6.48) et (6.53), on obtient donc la valeur suivante de Re_c pour la déstabilisation de la couche limite :

$$\boxed{\frac{k_r}{D_j}Re_c^{0.908} = 865}. \tag{6.57}$$

De la même manière, en combinant le critère (6.53) avec la corrélation (6.49) de Nagamatsu et Duffy [144] sur C_f et en évaluant l'expression obtenue en $r = r_{stag}$, on obtient une autre expression sur la valeur Re_c pour la déstabilisation de la couche limite :

$$\frac{k_r}{D_j}Re_c^{0.904} = \frac{120\sqrt{2}}{A\sqrt{0.092}}\frac{D_j}{r_{stag}} \Rightarrow \boxed{\frac{k_r}{D_j}Re_c^{0.904} = 765}. \tag{6.58}$$

Braslow et Knox [79] ont proposé un autre critère pour la déstabilisation d'un écoulement par des rugosités. Ce critère a été donné en (2.142) et est rappelé ci-dessous en (6.59). Les auteurs font en particulier intervenir la vitesse radiale $u_k = u_r(r, z = k_r)$, qui correspond à la vitesse en un point se trouvant à une distance $z = k_r$ de la paroi si la rugosité n'était pas présente. Ce critère correspond à une valeur critique d'un nombre de Reynolds Re_k basé sur u_k et k_r.

$$Re_k = \frac{u_k k_r}{\nu} = 600. \tag{6.59}$$

Les caractéristiques de l'écoulement hors de la couche limite dans la région de stagnation semblent similaires pour un écoulement laminaire et un écoulement turbulent, d'après Lienhard [11] et d'après les résultats obtenus numériquement (Fig. 6.14a).

Afin de déterminer u_k, on cherche à déterminer si les rugosités sont plus petites que la couche limite ou si elles sont plus grandes. Pour $Re = 4000$, on obtient une épaisseur de couche limite laminaire δ qui vaut $\delta < 0.2$mm, ce qui veut dire que pour $Re > 4000$, on a $k_r > \delta$ pour toutes les valeurs de k_r et Re testées dans cette étude.

Ceci met en évidence que l'épaisseur de couche limite laminaire est toujours plus faible que la taille des rugosités k_r testées dans cette étude, c'est donc aussi le cas lorsque l'écoulement présente des fluctuations turbulentes, puisque l'épaisseur de la couche limite est alors plus faible (cf. Fig. 6.14a). Puisque $k_r > \delta$, on peut utiliser l'approximation $u_r = u_e(r) = Cr$ en dehors de la couche limite pour obtenir la valeur de la vitesse u_k. On a donc :

$$u_k = u_e(r) = Cr = V_j \frac{A}{2} \frac{r}{D_j}. \tag{6.60}$$

On peut alors écrire la relation suivante :

$$\frac{u_k k_r}{\nu} = \frac{A}{2} \frac{k_r}{D_j} \frac{V_j r}{\nu} = \frac{A}{2} \frac{k_r}{D_j} \frac{r}{D_j} Re. \tag{6.61}$$

On cherche donc la valeur critique Re_c telle que :

$$\frac{u_k k_r}{\nu} = 600 \Leftrightarrow \boxed{\frac{A}{2} \frac{k_r}{D_j} \frac{r}{D_j} Re_c = 600}. \tag{6.62}$$

La plus petite valeur critique Re_c est à nouveau obtenue pour $r = r_{stag}$ puisque $Re_c \propto 1/r$. On évaluera donc (6.62) avec $r = r_{stag}$ dans la suite.

Évaluation des trois critères donnés précédemment : Les valeurs de Re_c calculées avec les critères (6.57), (6.58) et (6.62) sont rassemblées en Table 6.4.

Les deux critères (6.57) et (6.58) (obtenus respectivement avec la corrélation de Dechant [143] et avec la corrélation de Nagamatsu et Duffy [144] sur C_f) donnent un Re_c assez proche de la valeur expérimentale observée pour $k_r = 0.2$mm (en particulier en tenant compte de l'incertitude expérimentale), avec un écart compris entre 20% et 30 %. La valeur de Re_c obtenue par le critère (6.62) de Braslow et Knox [79] est quant à elle un peu plus éloignée de $Re_{c,essais}$ mais reste du bon ordre de grandeur.

Aucune transition n'a pu être observée expérimentalement pour pour $k_r = 1$mm et $k_r = 0.5$mm, donc la valeur de Re_c associée à ces valeurs de k_r est a priori inférieure à toutes les valeurs de Re testées (si une transition du régime lisse vers le régime rugueux est possible pour ces valeurs de k_r). Les trois critères présentés dans ce paragraphe

Re_c	$k_r = 0.2$mm	$k_r = 0.5$mm	$k_r = 1$mm
Critère de Dechant [143] Eq. (6.57)	7.3×10^4	2.6×10^4	1.2×10^4
Critère de Nagamatsu et Duffy [144] Eq. (6.58)	6.6×10^4	2.4×10^4	1.1×10^4
Critère de Braslow et Knox [79] Eq. (6.62)	3.9×10^4	1.6×10^4	7.8×10^3
Valeurs expérimentales	$(9.5 \pm 1.1) \times 10^4$	$(< 2.7 \times 10^4)$	$(< 1.4 \times 10^4)$

TABLE 6.4 – Valeurs de Re_c obtenues pour les différents critères en écoulement turbulent, en fonction de la valeur de k_r. Les valeurs expérimentales sont rapportées. Les valeurs entre parenthèses indiquent que la transition n'a pas été observée, mais elle peut avoir lieu à des valeurs de Re plus basses que celles testées dans cette étude.

permettent d'obtenir des valeurs de Re_c inférieures aux valeurs minimales de Re testées pour $k_r = 1$mm et $k_r = 0.5$mm, ce qui est donc cohérent avec les expériences.

Il serait intéressant de réaliser des expériences pour $Re \leq 2.0 \times 10^4$ et $k_r = 0.5$mm ou encore $Re \leq 1.1 \times 10^4$ et $k_r = 1$mm pour compléter cette analyse. Ceci permettrait de vérifier si le régime lisse est observable pour ces valeurs de k_r lorsque Re est suffisamment bas.

La transition du régime lisse vers le régime rugueux semble pouvoir être expliquée par la déstabilisation de la sous-couche logarithmique de la couche limite par les éléments rugueux au vu des résultats obtenus dans cette analyse.

On se questionne dans le paragraphe suivant sur l'importance de la fonte des éléments rugueux lors de la déstabilisation de la couche limite, afin de compléter l'analyse menée ici.

c) Prise en compte de la fonte des éléments rugueux

L'objectif dans ce paragraphe est de déterminer si la fonte des éléments rugueux peut modifier la taille effective de la rugosité qui interagit avec l'écoulement dans la région de stagnation. On va donc comparer le temps caractéristique de fonte à un temps caractéristique de l'écoulement. En comparant ces temps, on peut déterminer quelle taille de rugosité interagit effectivement avec l'écoulement.

Le temps caractéristique de l'écoulement peut être lié en ordre de grandeur à V_j et D_j pour un jet à surface libre :

$$t_{ecoul} \sim \frac{D_j}{V_j}. \tag{6.63}$$

Le temps caractéristique de fonte d'un élément rugueux peut être directement relié à la vitesse de fonte V_f et à la taille de rugosité k_r. On a donc un temps caractéristique de fonte t_{fonte} qui s'écrit sous la forme suivante :

$$t_{fonte} \sim \frac{k_r}{V_f}. \tag{6.64}$$

On va chercher dans la suite à évaluer le rapport t_{ecoul}/t_{fonte} dans les expériences, afin de déterminer si la fonte est suffisamment rapide pour que les rugosités puissent fondre avant que l'écoulement ne se déstabilise. La fonte a tendance à stabiliser la couche limite car la taille de rugosité k_r diminue sous son effet, ce qui résulte en une valeur critique Re_c plus élevée dans les différents critères proposés précédemment. À partir des définitions données pour les deux temps caractéristiques, on a en ordre de grandeur :

$$\frac{t_{ecoul}}{t_{fonte}} \sim \frac{V_f}{V_j}\,\frac{D_j}{k_r}. \tag{6.65}$$

Lorsque $t_{ecoul}/t_{fonte} \ll 1$, la fonte est très lente devant la convection du fluide, et a donc un effet négligeable dans le problème de déstabilisation de la couche limite par les rugosités. À l'inverse, si $t_{ecoul}/t_{fonte} \gg 1$, la fonte est très rapide et stabilise la couche limite en diminuant la taille effective des rugosités.

On suppose dans la suite que le régime d'ablation est celui observé pour une surface lisse. En effet, si on utilise une corrélation pour le régime rugueux, on ne peut pas étudier la transition vers ce même régime. L'écoulement est normalement dans un régime d'ablation lisse, et le fait d'avoir une rugosité trop grande (qui n'a donc pas assez fondu) donnerait ensuite lieu à une augmentation de la turbulence et une transition vers le régime rugueux.

La vitesse de fonte est approximativement constante dans la région de stagnation, on considère donc que $V_f = V_{f,0}$ (avec $V_{f,0}$ la vitesse d'ablation au point de stagnation). Afin de déterminer V_f, on peut utiliser la corrélation (2.131) sur Nu_0 de Lecoanet [54] pour l'ablation par un jet à surface libre et la relation liant $V_{f,0}$ à Nu_0 donnée en (2.71). On obtient alors :

$$\begin{aligned} V_f &\simeq 0.33\,\frac{\alpha_{th,j}}{D_j}\frac{\rho_j}{\rho_s}\,\ln(1+B)\,Re^{0.57}\,Pr^{1/3} \\ \Rightarrow \frac{V_f}{V_j} &\simeq 0.33\,\frac{\alpha_{th,j}}{V_j D_j}\frac{\rho_j}{\rho_s}\,\ln(1+B)\,Re^{0.57}\,Pr^{1/3} \\ &= 0.33\,\frac{\nu}{V_j D_j}\frac{\alpha_{th,j}}{\nu}\frac{\rho_j}{\rho_s}\,\ln(1+B)\,Re^{0.57}\,Pr^{1/3} \\ &= 0.33\,\frac{\rho_j}{\rho_s}\,\ln(1+B)\,Re^{-0.43}\,Pr^{-2/3}. \end{aligned} \tag{6.66}$$

On représente en Figure 6.34 l'évolution du rapport t_{ecoul}/t_{fonte} en fonction de Re et pour différentes valeurs de T_j (donc de Pr et B) en évaluant V_f avec (6.66). Les courbes sont calculées pour $k_r = 0.2$mm.

Cette figure met en évidence que $t_{ecoul}/t_{fonte} \ll 1$ pour toutes les valeurs de Re et T_j testées dans les expériences de cette étude. Ainsi, la fonte a un effet négligeable sur les rugosités lors de la déstabilisation de la couche limite pour $k_r = 0.2$mm. Comme le rapport t_{ecoul}/t_{fonte} diminue quand k_r augmente, on obtiendra des valeurs encore plus faibles du rapport des temps caractéristiques pour $k_r > 0.2$mm.

Cette analyse suggère que la fonte des rugosités est négligeable. Les résultats obtenus en prenant en compte l'effet de la fonte sont donc les mêmes que ceux obtenus en Table 6.4 dans le paragraphe précédent.

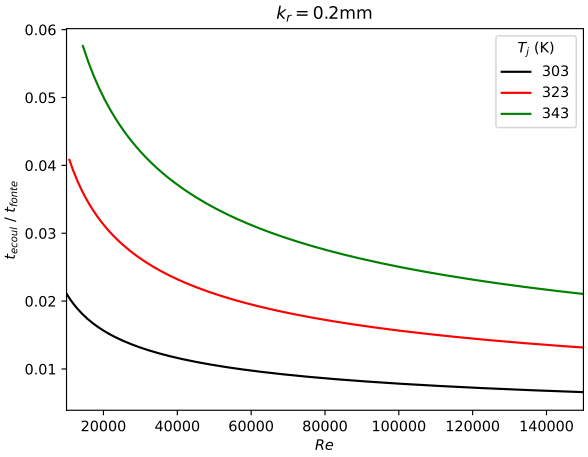


FIGURE 6.34 – t_{ecoul}/t_{fonte} en fonction de Re et pour différentes valeurs de T_j, avec $k_r = 0.2$mm.

6.3.4 Conclusions concernant l'effet de la rugosité sur les transferts thermiques à l'impact d'un jet

Dans cette section, on a étudié l'effet de la rugosité du solide impacté lors de l'ablation par un jet à surface libre. Une régime d'ablation différent a été mis en évidence lorsque la taille caractéristique de la rugosité et le nombre de Reynolds sont suffisamment importants.

Le régime d'ablation rugueux observé présente des vitesses d'ablation plus élevées que le régime lisse décrit par Lecoanet [2]. On a notamment montré que $Nu_0 \propto Re$ pour le régime rugueux, les transferts dépendent donc plus fortement de Re quand le régime rugueux est atteint.

La forme de cavité obtenue dans le régime rugueux est moins large que celle du régime lisse. On a également montré que la forme de cavité est très peu dépendante des paramètres du jet.

Une transition du régime d'ablation lisse vers le régime d'ablation rugueux a été observée pour $k_r = 0.2$mm lorsque la valeur de Re dépasse la valeur critique $Re_c \simeq 9.5 \times 10^4$. Cette transition entre le régime rugueux a été modélisée à partir de différents résultats de la littérature. Lorsque les rugosités sont trop grandes, la sous-couche logarithmique de la couche limite est déstabilisée, ce qui provoque une augmentation de l'intensité turbulente et résulte en des transferts plus importants. La modélisation a permis de trouver des valeurs de Re_c proches de la valeur observée expérimentalement pour $k_r = 0.2$mm. Les valeurs de transition obtenues dans le paragraphe précédent indiquent qu'une transition pourrait également être observée pour $k_r > 0.2$mm à $Re \sim 1.0 - 2.5 \times 10^4$, ce qui pourrait être confirmé par la réalisation d'expériences supplémentaires.

L'étude de l'effet de la rugosité sur les transferts thermiques à l'impact d'un jet à surface libre est importante pour le cas réacteur. En effet, rien ne garantit que la surface du récupérateur restera parfaitement lisse au cours d'un scénario d'accident grave. La

différence de vitesse d'ablation entre le régime lisse et le régime rugueux est d'autant plus prononcée que Re est grand. Pour le cas réacteur, Re est encore un ordre de grandeur supérieur au valeurs considérées pour cette étude.

On peut comparer les valeurs de Nu_0 (Nu au point d'ablation maximale) obtenues dans la configuration du réacteur afin de vérifier si la rugosité de la surface impactée est effectivement pénalisante pour ce cas. On suppose pour cela que la corrélation (2.131) pour une surface lisse de Lecoanet [2] et que la corrélation (6.43) obtenue dans cette étude pour une surface rugueuse sont valables pour la configuration réacteur. Pour la configuration réacteur, on a $Re \sim 10^6$, $Pr \sim 0.1-0.6$ et $B \sim 0.25-0.95$ d'après la Table 1.1, on obtient donc :

$$Nu_0 \simeq \begin{cases} 350-510 & \text{pour une surface lisse} \\ 220-1000 & \text{pour une surface rugueuse} \end{cases} . \tag{6.67}$$

D'après cette analyse, l'ablation peut être jusqu'à 2 fois plus rapide pour une surface rugueuse. Ainsi il semble nécessaire de prendre en compte le régime rugueux plutôt que le régime lisse pour le dimensionnement du récupérateur, afin d'éviter son percement et une potentielle fuite de corium.

L'étude de l'effet de la rugosité réalisée dans cette thèse repose sur un seul type d'éléments rugueux et une plage de taille de rugosité relativement restreinte : $k_r \in [0.2-1]$mm. Sur cette plage de k_r, on a constaté une indépendance des transferts thermiques à k_r pour le régime d'ablation rugueux. Il serait intéressant de tester des valeurs de k_r plus élevées afin de vérifier si une rugosité très importante (par exemple $k_r \geq D_j$) donne lieu à des transferts thermiques identiques à ce qui est observé pour des valeurs de k_r plus faibles.

D'autre part, l'étude d'une variété plus importante d'éléments rugueux, par exemple en changeant la distance centre-à-centre d_{c-c} entre les éléments ou en utilisant des éléments non cylindriques, pourrait permettre de vérifier si le régime d'ablation rugueux est sensible à la forme de la rugosité.

7. Conclusions et perspectives

L'objectif de cette thèse était d'étudier l'ablation d'un solide par un jet à surface libre turbulent. Cette thèse fait suite à la thèse de Lecoanet [2] qui a lui aussi étudié cette thématique. Lecoanet [2] a développé le système expérimental *HAnSoLO* , qui permet de réaliser des expériences pour étudier la phénoménologie de l'ablation par un jet à surface libre. Les expériences réalisées par Lecoanet [2] ont notamment pour but de servir à la validation d'un code CFD. Les données scientifiques obtenues dans l'étude de Lecoanet [2] ainsi que dans la présente thèse doivent permettre, à terme, de dimensionner le récupérateur de corium dans les RNR-Na afin de prévenir une brèche par ablation thermique.

Dans le cadre de la présente thèse, des essais expérimentaux ont été réalisés pour compléter les essais de Lecoanet [2]. Une adaptation de l'installation *HAnSoLO* a été réalisée afin d'étudier le cas de l'ablation d'un solide par un jet immergé. Les données expérimentales obtenues pour le cas du jet immergé ont principalement pour but de fournir des données de validation pour un code CFD. En effet, l'ablation par un jet immergé constitue un problème simplifié du point de vue numérique par rapport à l'ablation par un jet à surface libre. Ce cas est moins critique pour le dimensionnement du récupérateur que le problème du jet à surface libre, néanmoins il a été montré en introduction qu'il correspond à un cas envisageable (même si peu physique) pour le problème réacteur (cas hypothétique pour lequel le sodium ambiant ne se vaporise pas du tout).

Des essais supplémentaires ont aussi été réalisés pour traiter le cas d'un jet à surface libre impactant un solide rugueux, afin de tenir compte des incertitudes importantes sur l'état de surface du récupérateur de corium dans un RNR-Na lors d'un scénario d'accident grave.

Essais en jet immergé

Les essais d'ablation réalisés avec un jet immergé turbulent sont les premiers de ce type. En effet, il n'existe pas dans la littérature d'expériences de jet immergé liquide impactant un solide avec fonte. La formation de la cavité a pu être observée finement au cours de l'ablation en utilisant une caméra rapide lors des essais. L'évolution de la profondeur de la cavité a été obtenue à partir des images enregistrées par la caméra, et a été reliée aux transferts thermiques en caractérisant le nombre de Nusselt (Nu). Ceci a permis de comparer les résultats expérimentaux à de nombreux résultats de la littérature, obtenus pour l'impact de jets immergés sans fonte.

Les expériences d'ablation par un jet immergé ont notamment permis d'obtenir une corrélation entre le nombre de Nusselt (Nu_0) au centre du jet (point de stagnation)

et les paramètres du jet, afin de prédire l'ablation. Cette corrélation donne un écart aux expériences qui ne dépasse pas 30%, ce qui est satisfaisant en comparaison des incertitudes obtenues habituellement dans le contexte des accidents graves.

La forme de la cavité a également été étudiée. Une évolution auto-similaire a été observée, avec un forme parabolique proche du point de stagnation. Des épaulements ont également été observés, plus loin du point de stagnation. Ces épaulements ont été attribués à une augmentation des transferts thermiques, causée par un décrochage de la couche limite. Le décrochage de la couche limite serait notamment causé par l'augmentation de la courbure de la cavité au cours de l'ablation, mais ses conditions d'apparition n'ont pas complètement été caractérisées lors de cette étude. La résolution des images a été un facteur limitant pour améliorer encore la compréhension de la formation de la cavité et de l'apparition des épaulements au début de l'ablation. Des essais avec un zoom plus important sur le point de stagnation pourraient fournir des données intéressantes concernant les premiers instants de l'ablation (moins d'une vingtaine de seconde), qui permettraient de compléter l'analyse menée dans cette thèse.

Enfin, la dynamique d'ablation observée pour un jet immergé a été comparée à la dynamique observée par Lecoanet [2] pour un jet à surface libre après apparition du "pool-effect" (remplissage de la cavité par le liquide du jet et le solide fondu). Il a été montré que les dynamiques sont comparables, notamment car la courbe de profondeur au point de stagnation en fonction du temps peut dans les deux cas être approchée par une loi de puissance avec des exposants proches. L'écart entre les deux problèmes est notamment lié à l'entrainement important de bulles par le jet dans le cas du jet à surface libre. Cet entrainement de bulles provoque une augmentation de la turbulence dans l'écoulement, résultant en des transferts thermiques un peu plus intenses par rapport au cas du jet immergé.

Simulations numériques de l'ablation par un jet immergé

L'un des objectifs des essais expérimentaux d'ablation par un jet immergé était de fournir des données de validation pour un code CFD. Le code qui a été retenu dans cette thèse est OpenFOAM® . Ce code a été retenu après analyse de la documentation et de la littérature concernant les méthodes numériques pour simuler des écoulements multiphasiques avec changement de phase (fonte ici). OpenFOAM® permet de traiter les interfaces gaz-liquide avec la méthode VOF, et peut également traiter une interface solide-liquide avec changement de phase via une méthode d'enthalpie-porosité.

On a donc cherché à simuler numériquement l'ablation d'un solide par un jet immergé, dans les conditions des expériences réalisées au cours de cette thèse. Pour cela, le solver "buoyantPimpleFoam" de OpenFOAM® a été sélectionné car il permet de traiter les interfaces solide-liquide avec changement de phase. Une étude d'un problème sans fonte a été réalisée préalablement. Celle-ci avait pour but d'obtenir des résultats préliminaires, notamment pour dimensionner le maillage et tester différentes méthodes pour traiter la turbulence en sortie de la buse sur un problème nécessitant moins de ressources numériques que le problème avec fonte. Les résultats ont été comparés à la littérature et ont montré un bon accord.

L'ablation d'un solide par un jet immergé a ensuite été traitée numériquement, afin de reproduire les résultats expérimentaux. Le problème a été simulé numériquement pour deux valeurs du nombre de Reynolds (Re) : $\sim 11.6 \times 10^3$ et $\sim 26.0 \times 10^3$. Pour chacune de ces valeurs, l'évolution de la profondeur ablatée au point de stagnation a

été comparée aux résultats expérimentaux, et un bon accord a été obtenu. La forme de la cavité obtenue numériquement a également été comparée à la forme expérimentale, montrant à nouveau un bon accord pour les deux valeurs du nombre de Re testées. Le code OpenFOAM® a donc été validé pour le cas de l'ablation par un jet immergé.

Les simulations numériques ont par ailleurs permis d'apporter des informations supplémentaires concernant l'écoulement dans la cavité. On a notamment pu visualiser les fluctuations turbulentes dans la région de stagnation, ce qui a permis de montrer que les fluctuations turbulentes sont importantes dans cette région malgré le fort gradient de pression dû à l'impact du jet. En présence de turbulence, l'écoulement s'écarte un peu de la théorie laminaire de Lienhard [11].

Des simulations avec un maillage raffiné dans la direction radiale atteignant des temps de l'ordre de la vingtaine de secondes pourraient permettre de visualiser l'apparition des épaulements observés dans les expériences. En effet, les simulations numériques de l'ablation par un jet immergé ont montré certaines limites. Elles n'ont pu être réalisées que sur des temps physiques relativement courts (au maximum 10 secondes pour un temps de calcul de l'ordre de 2 mois à plus de 300 processeurs, soit environ 500 000 heures de calcul CPU) alors que les expériences durent en général au moins une cinquantaine de secondes. Ceci est dû au fait que le temps de calcul est très important, et augmente au fur et à mesure de l'ablation si l'on souhaite conserver un maillage fin dans l'ensemble de la cavité. D'autre part, des valeurs plus élevées de Re n'ont pas pu être testées dans les simulations. En effet, l'augmentation de Reexige un raffinement du maillage pour résoudre correctement la turbulence et les transferts thermiques à la paroi, ce qui implique de réaliser des calculs extrêmement longs et coûteux en ressources numériques. Ainsi, à l'heure actuelle, il semble peu réaliste de simuler la configuration réacteur à $Re \sim 10^6$ (soit 2 ordres de grandeur de plus que les valeurs utilisées dans cette thèse).

Simulations numériques de l'ablation par un jet à surface libre

Les simulations numériques de l'ablation par un jet à surface libre ont été réalisées à la suite de la validation du code pour le cas immergé. Ces simulations ont été réalisées avec le solver "compressibleInterFoam" de OpenFOAM® afin de pouvoir utiliser la méthode VOF permettant de traiter l'interface gaz-eau. Une démarche similaire a été adoptée : un cas sans fonte a été étudié de façon préliminaire. Le cas sans fonte a permis de montrer qu'un jet à surface libre sans introduction de fluctuation turbulente est laminaire bien que la valeur de Re implique que l'écoulement soit turbulent. L'ajout de fluctuations turbulentes dans le jet a donné lieu à une augmentation importante de la valeur de Nu dans la région de stagnation par rapport au cas laminaire. Les résultats obtenus pour un jet avec fluctuations turbulentes ont montré un bon accord avec des expériences d'impact de jets turbulents sans ablation issues de la littérature. Les caractéristiques du maillage permettant de bien résoudre les couches limites dans la région de stagnation ont également été déterminées à l'issue de l'étude sans fonte.

Le cas avec fonte a ensuite été étudié. Malheureusement, des divergences de calcul sont apparues de façon systématique lors de la prise en compte de la fonte du solide. Des travaux supplémentaires devront donc être réalisés afin de réussir à traiter numériquement ce problème.

Différentes pistes ont été envisagées pour expliquer le problème rencontré. Les divergences de calcul pourraient être liées à l'interaction entre la méthode VOF et le traitement de la fonte, car on a montré que la température est mal résolue et décroît

de façon non-physique à l'interface entre le jet et le gaz. D'autre part, la formulation de l'équation de l'énergie utilisée par le solver "compressibleInterFoam" est une formulation en température. L'implémentation de la méthode d'enthalpie-porosité (qui permet de traiter la fonte) avec une formulation en température donne des résultats différents de ceux obtenus par le solver "buoyantPimpleFoam" pour un cas d'ablation par un jet immergé. L'implémentation de la méthode permettant de traiter la fonte ne semble donc pas correcte pour le solver "compressibleInterFoam", ce qui pourrait donner lieu aux divergences de calcul observées.

Effet de la rugosité pour l'ablation par un jet à surface libre

L'effet de la rugosité de la surface impactée lors de l'ablation par un jet à surface libre a été étudié de façon expérimentale. Une rugosité artificielle et régulière a été appliquée à la surface des blocs de glace impactés dans les expériences. Différentes tailles caractéristiques (k_r) de rugosité ont été testées : 0.2mm, 0.5mm et 1mm.

Un régime d'ablation très différent des régimes décrits par Lecoanet [2] pour une surface lisse (régime d'ablation "lisse") a été observé lorsque k_r et / ou Re sont suffisamment importants. Le régime d'ablation en présence de rugosité (régime d'ablation "rugueux") est caractérisé par une vitesse d'ablation plus importante que celle observée pour une surface lisse. Il est aussi caractérisé par une forme de cavité moins large et de forme cylindrique.

Il a été mis en évidence que Nu dans la région de stagnation est proportionnel à Re. Nu dépend plus fortement de Re dans le cas rugueux que dans le cas lisse, d'après la comparaison des résultats obtenus dans le cas rugueux avec les résultats de Lecoanet [2] obtenus pour une surface lisse. Il a également été mis en évidence que les formes de cavité obtenues dans le cas d'une surface rugueuse dépendent très peu des paramètres du jet.

Une transition du régime d'ablation lisse vers le régime d'ablation rugueux a été observée expérimentalement pour $k_r = 0.2$mm lorsque Re dépasse une valeur critique Re_c. La valeur critique a été trouvée à $Re_c \sim 9.5 \times 10^4$. Cette transition a été interprétée à partir de résultats de la littérature. Elle semble liée à la perturbation par la rugosité de la sous-couche logarithmique dans la couche limite turbulente. En utilisant différents résultats de la littérature, des valeurs critiques de déstabilisation de l'écoulement ont été calculées. Des valeurs relativement proches ($\sim 6.5 - 7.3 \times 10^4$) de la valeur expérimentale Re_c ont pu être trouvées. Un modèle simple avec prise en compte de la fonte des rugosités a été proposé. Ce modèle permet d'obtenir des valeurs critiques qui sont trop élevées par rapport à la valeur de Re_c expérimentale, ce qui suggère que l'effet de la fonte des éléments rugueux est surestimée.

L'analyse de l'effet de la rugosité a mis en évidence une ablation plus rapide du solide impacté lorsque la surface impactée est rugueuse. Les incertitudes concernant l'état de surface du récupérateur lors d'un scénario d'accident grave sont très importantes. Le cas d'une surface rugueuse est donc plus pénalisant pour le dimensionnement du récupérateur de corium. D'autre part, l'analyse de transition du régime d'ablation lisse vers le régime d'ablation rugueux a montré que la taille de rugosité provoquant la transition diminue quand Re augmente. Il semble donc absolument nécessaire de considérer le régime d'ablation rugueux pour le dimensionnement du récupérateur.

L'apparition du "pool-effect" dans le cas d'une surface rugueuse n'a pas été étudiée faute de temps. Une étude de l'ablation en "pool-effect" en présence de rugosité devrait

fournir des données importantes concernant la réduction de la vitesse d'ablation lorsque la profondeur de la cavité est importante.

Perspectives

Différents travaux pourraient être réalisés pour compléter cette étude, afin de pouvoir traiter à terme l'ablation thermique d'un solide par un jet à surface libre dans la configuration réacteur. Les travaux principaux sont les suivants :

- Des expériences supplémentaires permettant de compléter le travail caractérisation de l'ablation d'un solide rugueux par un jet à surface libre devraient être réalisées. Il semble important pour le dimensionnement du récupérateur de tester des irrégularités de la surface d'une taille plus importante que celles qui ont été testées (de l'ordre du diamètre de jet D_j par exemple), afin de confirmer que l'ablation en régime rugueux est effectivement indépendante de la taille de rugosité k_r. Il serait également intéressant de tester des éléments rugueux de formes différentes (ou en changeant la distance centre-à-centre des cylindres) afin de vérifier si cela a un impact sur le régime d'ablation rugueux. Enfin, une étude du "pool-effect" pour le régime rugueux permettrait de caractériser la réduction de vitesse d'ablation après apparition de ce phénomène.
- Du point de vue des simulations numériques, une étude de l'implémentation de la méthode d'enthalpie-porosité avec le solver "compressibleInterFoam" devrait être réalisée. Cette étude devrait permettre d'identifier l'origine des divergences de calcul observées dans cette thèse lors des simulations numériques d'ablation par un jet à surface libre. Une alternative pourrait être de chercher un autre solver de OpenFOAM® offrant des possibilités similaires à celles de "compressibleInterFoam". D'autre part, afin de pouvoir traiter la configuration réacteur dans les simulations numériques, une adaptation de la méthode d'enthalpie-porosité (qui permet de traiter la fonte dans OpenFOAM®) devra être réalisée. En effet, la méthode actuelle ne permet pas de traiter la fonte d'un alliage, avec une température de solidus et de liquidus. Elle ne permet donc pas de simuler l'ablation d'un récupérateur en acier par un jet d'acier liquide, ce qui correspond à la configuration réacteur.
- Enfin, Lecoanet [2] a indiqué dans sa thèse que des expériences avec un angle d'impact entre le jet et le solide différent de 90° pourrait fournir des données intéressantes pour la configuration réacteur. En effet, il a été envisagé de placer des "plots" sacrificiels en dessous des tubes de déchargement afin de protéger de façon transitoire le récupérateur de corium. L'étude de l'ablation d'une surface telle que l'angle d'impact du jet soit différent de 90° pourrait permettre de dimensionner ces plots sacrificiels. Cette étude n'a pas été réalisée dans cette thèse faute de temps.

Bibliographie

[1] 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, pp. 630–638, July 1979.

[2] A. Lecoanet, *Ablation d'une paroi solide par un jet liquide.* PhD thesis, Université de Lorraine, Nancy, Jan. 2021.

[3] S. Anglade-Constantin, "GIF annual report," annual report, Gen IV International Forum, 2021.

[4] F. Carré, "Les Systèmes Nucléaires du futur."

[5] A. Ganier and F. Mathé, "Le réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium."

[6] A. Mouly, *Modélisation de la formation et de la détente rapide d'une bulle polyphasique pour l'évaluation des conséquences d'un accident grave de RNR-Na.* These de doctorat, Université de Lorraine, Dec. 2022.

[7] F. Bertrand, A. Bachrata, N. Marie, S. Kubo, Y. Onoda, A. Shibata, R. Kubota, and B. Carluec, "Mitigation of severe accidents for SFR and associated event sequence assessment," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 372, p. 110993, Feb. 2021.

[8] A. Lecoanet, M. Gradeck, X. Gaus-Liu, T. Cron, B. Fluhrer, F. Payot, C. Journeau, and N. Rimbert, "Ablation of a Solid Material by High-Temperature Liquid Jet Impingement : An Application to Corium Jet Impingement on a Sodium Fast Reactor Core-Catcher," *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, vol. 8, p. 011308, Jan. 2022.

[9] A. Lecoanet, M. Gradeck, F. Payot, C. Journeau, N. Seiler, and N. Rimbert, "Model for core catcher ablation and cavity shape in the film regime," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 414, p. 112591, Dec. 2023.

[10] International Atomic Energy Agency, *Thermophysical properties of materials for nuclear engineering : A tutorial and collection of data.* International Atomic Energy Agency (IAEA) : IAEA, 2008.

[11] J. H. Lienhard, "Liquid jet impingement," *Annual Review of Heat Transfer*, vol. 6, no. 6, pp. 199–270, 1995.

[12] CEA, "TrioCFD," June 2023. Publisher : CEA.

[13] C. Greenshields, "OpenFOAM v10 User Guide," July 2022. Section : OpenFOAM v10 User Guide - 7.1 Thermophysical models.

[14] J. W. Gauntner, P. Hrycak, and J. N. B. Livingood, "Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate," tech. rep., NASA, Jan. 1970. Number : NASA-TN-D-5652.

[15] K. Jambunathan, E. Lai, M. Moss, and B. 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.

[16] N. Rajaratnam, *Turbulent Jets.* Burlington : Elsevier, 1976. OCLC : 476237941.

[17] B. W. Webb and C. F. Ma, "Single-phase liquid jet impingement heat transfer," *Advances in heat transfer*, vol. 26, pp. 105–217, 1995.

[18] R. Viskanta, "Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 6, pp. 111–134, Feb. 1993.

[19] S. B. Pope, *Turbulent flows.* Cambridge ; New York : Cambridge University Press, 2000.

[20] W. Tollmien, "Calculation of Turbulent Expansion Processes," tech. rep., NACA, Sept. 1945. Number : NACA-TM-1085.

[21] H. Görtler, "Berechnung von Aufgaben der freien Turbulenz auf Grund eines neuen Näherungsansatzes .," *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, vol. 22, no. 5, pp. 244–254, 1942.

[22] A. Bejan, *Convection Heat Transfer.* Wiley, 1 ed., Apr. 2013.

[23] H. Schlichting and K. Gersten, *Boundary-Layer Theory.* Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2017.

[24] M. Modak, K. Garg, and S. K. Sahu, "Stagnation Region Heat Transfer of Axisymmetric Impinging Jets on Solid Surfaces," *Chemical Engineering & Technology*, vol. 38, pp. 2127–2136, Dec. 2015.

[25] I. Tani and Y. Komatsu, "Impingement of a round jet on a flat surface," in *Applied Mechanics* (H. Görtler, ed.), (Berlin, Heidelberg), pp. 672–676, Springer Berlin Heidelberg, 1966.

[26] M. B. Glauert, "The wall jet," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 1, p. 625, Dec. 1956.

[27] P. Bakke, "An experimental investigation of a wall jet," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 2, p. 467, July 1957.

[28] A. Sigalla, "Measurements of Skin Friction in a Plane Turbulent Wall Jet," *The Journal of the Royal Aeronautical Society*, vol. 62, pp. 873–877, Dec. 1958.

[29] K. Choo, B. K. Friedrich, A. W. Glaspell, and K. A. Schilling, "The influence of nozzle-to-plate spacing on heat transfer and fluid flow of submerged jet impingement," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 97, pp. 66–69, June 2016.

[30] V. Smirnov, G. Verevochkin, and P. Brdlick, "Heat transfer between a jet and a held plate normal to flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 2, pp. 1–7, Mar. 1961.

[31] J. Lee and S.-J. Lee, "Stagnation region heat transfer of a turbulent axisymmetric jet impingement," *Experimental Heat Transfer*, vol. 12, pp. 137–156, Apr. 1999.

[32] X. Liu, J. H. Lienhard, and J. S. Lombara, "Convective Heat Transfer by Impingement of Circular Liquid Jets," *Journal of Heat Transfer*, vol. 113, pp. 571–582, Aug. 1991.

[33] R. Gardon and J. C. Akfirat, "The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 8, no. 10, pp. 1261–1272, 1965.

[34] R. J. Goldstein and M. E. Franchett, "Heat Transfer From a Flat Surface to an Oblique Impinging Jet," *Journal of Heat Transfer*, vol. 110, pp. 84–90, Feb. 1988.

[35] A. Salama, "Velocity Profile Representation for Fully Developed Turbulent Flows in Pipes : A Modified Power Law," *Fluids*, vol. 6, p. 369, Oct. 2021. Number : 10 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[36] P. Aillaud, F. Duchaine, L. Y. M. Gicquel, and S. Didorally, "Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis," *Physics of Fluids*, vol. 28, p. 095110, Sept. 2016.

[37] T. Dairay, V. Fortuné, E. Lamballais, and L.-E. Brizzi, "Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 764, pp. 362–394, Feb. 2015.

[38] G. Lodato, L. Vervisch, and P. Domingo, "A compressible wall-adapting similarity mixed model for large-eddy simulation of the impinging round jet," *Physics of Fluids*, vol. 21, p. 035102, Mar. 2009.

[39] Y.-C. Yen and C. Tien, "Laminar heat transfer over a melting plate : the modified Leveque problem," *Journal of Geophysical Research*, vol. 68, pp. 3673–3678, June 1963.

[40] A. Lévêque, *Les Lois de la transmission de chaleur par convection.* Dunod, 1928. Google-Books-ID : tcIjHQAACAAJ.

[41] M. Epstein, "The effect of melting on heat transfer to submerged bodies," *Letters in Heat and Mass Transfer*, vol. 2, pp. 97–103, Mar. 1975.

[42] D. B. Spalding, "The Calculation of Mass Transfer Rates in Absorption, Vaporization, Condensation and Combustion Processes," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 168, pp. 545–570, June 1954.

[43] F. Pozvonkov, E. Shurgalskii, and L. Akselrod, "Heat transfer at a melting flat surface under conditions of forced convection and laminar boundary layer," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 13, pp. 957–962, June 1970.

[44] C. Tien and Y.-C. Yen, "The effect of melting on forced convection heat transfer," *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, vol. 4, no. 4, pp. 523 – 527, 1965.

[45] H. J. Merk, "The influence of melting and anomalous expansion on the thermal convection in laminar boundary layers," *Applied Scientific Research*, vol. 4, pp. 435–452, Sept. 1954.

[46] N. Machicoane, J. Bonaventure, and R. Volk, "Melting dynamics of large ice balls in a turbulent swirling flow Melting dynamics of large ice balls in a turbulent swirling flow," *Physics of Fluids*, vol. 25, 2013.

[47] J. H. Lienhard, "Heat Transfer in Flat-Plate Boundary Layers : A Correlation for Laminar, Transitional, and Turbulent Flow," *Journal of Heat Transfer*, vol. 142, p. 061805, June 2020.

[48] A. Zukauskas and A. Slanciauskas, *Heat transfer in turbulent fluid flows.* Jan. 1987.

[49] T. L. Bergman and F. P. Incropera, eds., *Fundamentals of heat and mass transfer.* Hoboken, NJ : Wiley, 7th ed ed., 2011.

[50] 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, pp. 171–186, Dec. 1991.

[51] W.-T. Ji, X.-D. Lu, L. Chen, Y.-W. Zhang, and W.-Q. Tao, "Experimental investigation on the ice melting heat transfer with a steam jet impingement method," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 118, p. 104901, 2020.

[52] H.-J. Kretzschmar and W. Wagner, *International Steam Tables : Properties of Water and Steam based on the Industrial Formulation IAPWS-IF97*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2019.

[53] P. Datt, "Latent Heat of Vaporization/Condensation," in *Encyclopedia of Snow, Ice and Glaciers* (V. P. Singh, P. Singh, and U. K. Haritashya, eds.), pp. 703–703, Dordrecht : Springer Netherlands, 2011. Series Title : Encyclopedia of Earth Sciences Series.

[54] A. Lecoanet, F. Payot, C. Journeau, N. Rimbert, and M. Gradeck, "Study of the ablation consecutive to jet impingement on a meltable solid – application to sfr core-catcher," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 377, p. 111147, 2021.

[55] A. Lecoanet, F. Payot, C. Journeau, N. Rimbert, and M. Gradeck, "Classification of ablation mode during impact of hot liquid jet on a solid," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 181, p. 121883, 2021.

[56] 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.

[57] J. H. Lienhard, "Heat transfer by impingement of circular free-surface liquid jets," 2005.

[58] 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.

[59] L. A. Gabour and J. H. Lienhard, "Wall Roughness Effects on Stagnation-Point Heat Transfer Beneath an Impinging Liquid Jet," *Journal of Heat Transfer*, vol. 116, pp. 81–87, Feb. 1994.

[60] 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, pp. 153–169, Dec. 1991.

[61] Y.-C. Yen and A. Zehnder, "Melting heat transfer with water jet," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 16, pp. 219–223, Jan. 1973.

[62] 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.

[63] W. Tromm and X. Gaus-Liu, "KIT-JIMEC Experiments to Investigate Jet Impingement on the Ablation of Core Catcher Bottom," 2021.

[64] T. V. Pawar, A. J. Sudha, D. Ponraju, B. K. Nashine, and P. Selvaraj, "An effective conductivity model for jet ablation of a solid substrate," *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, vol. 402, p. 012057, Sept. 2018.

[65] O. Czarny, A. C. De L'Hortet, and N. Goreaud, "Severe Accidents in Sodium-Cooled Fast Reactors : Computational Fluid Dynamics Sensitivity Studies on the Thermal Ablation of Core Catcher," *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, vol. 8, p. 011318, Jan. 2022.

[66] V. Voller and C. Prakash, "A fixed grid numerical modelling methodology for convection-diffusion mushy region phase-change problems," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 30, no. 8, pp. 1709 – 1719, 1987.

[67] M. Saito, K. Sato, 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, pp. 11–23, July 1990.

[68] 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.

[69] G. Li, M. Liu, J. Wang, D. Chong, and J. Yan, "Crust behavior and erosion rate prediction of EPR sacrificial material impinged by core melt jet," *Nuclear Engineering and Design*, vol. 314, pp. 44–55, Apr. 2017.

[70] D. Ervine, E. Mckeogh, and E. Elsawy, "Effect of turbulence intensity on the rate of air entrainment by plunging water jets," *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, vol. 69, pp. 425–445, June 1980.

[71] D. Ervine and H. Falvey, "Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools.," *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, vol. 83, pp. 295–314, Mar. 1987. Publisher : ICE Publishing.

[72] G. Guyot, A. Cartellier, and J.-P. Matas, "Penetration Depth of a Plunging Jet : From Microjets to Cascades," *Physical Review Letters*, vol. 124, p. 194503, May 2020.

[73] C. L. V. Jayatilleke, *The influence of prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sub-layer to momentum and heat transfer*. PhD thesis, Imperial College of Science and Technology, 1966.

[74] I. Tani and H. Sato, "Boundary-Layer Transition by Roughness Element," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 11, pp. 1284–1291, Dec. 1956.

[75] M. Kadivar, D. Tormey, and G. McGranaghan, "A review on turbulent flow over rough surfaces : Fundamentals and theories," *International Journal of Thermofluids*, vol. 10, p. 100077, May 2021.

[76] M. P. Schultz and K. A. Flack, "The rough-wall turbulent boundary layer from the hydraulically smooth to the fully rough regime," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 580, pp. 381–405, June 2007.

[77] E. R. van Driest, "On the aerodynamic heating of blunt bodies," *ZAMP Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik*, vol. 9, pp. 233–248, Mar. 1958.

[78] F. L. D. Santos, "Influence of Tripping Devices in Hastening Transition in a Flat Plate Submitted to Zero and Favorable Pressure Gradients," 2019. Publisher : Unpublished.

[79] A. L. Braslow and E. C. Knox, "Simplified Method for Determination of Critical Height of Distributed Roughness Particles for Boundary-Layer Transition at Mach Numbers From 0 to 5," report, Sept. 1958. Number : NASA-TM-79828.

[80] J. C. Gibbings, "On boundary-layer transition wires," 1959. Accepted : 2014-10-20T11 :01 :58Z.

[81] M. Torabi Rad, "solidificationMeltingSource : A Built-in fvOption in OpenFOAM® for Simulating Isothermal Solidification : Selected Papers of the 11th Workshop," pp. 455–464, Jan. 2019.

[82] A. Georgoulas, M. Andredaki, and M. Marengo, "An Enhanced VOF Method Coupled with Heat Transfer and Phase Change to Characterise Bubble Detachment in Saturated Pool Boiling," *Energies*, vol. 10, p. 272, Mar. 2017. Number : 3 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[83] S. Márquez Damián, *An Extended Mixture Model for the Simultaneous Treatment of Short and Long Scale Interfaces*. PhD thesis, Mar. 2013.

[84] S. Westermaier and W. Kowalczyk, "Implementation of Non-Newtonian Fluid Properties for Compressible Multiphase Flows in OpenFOAM," *Open Journal of Fluid Dynamics*, vol. 10, pp. 135–150, May 2020. Number : 2 Publisher : Scientific Research Publishing.

[85] L. F. Richardson and P. Lynch, *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge University Press, 2 ed., Aug. 2007.

[86] A. N. Kolmogorov, "Dissipation of Energy in the Locally Isotropic Turbulence," *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences*, vol. 434, no. 1890,, pp. 15–17, 1991.

[87] A. N. Kolmogorov, "The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers," *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences*, vol. 434, no. 1890,, pp. 9–13, 1991.

[88] G. K. Batchelor, "Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid Part 1. General discussion and the case of small conductivity," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 5, pp. 113–133, Jan. 1959. Publisher : Cambridge University Press.

[89] G. I. Taylor, "Statistical theory of turbulence," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences*, vol. 151, pp. 421–444, Sept. 1935.

[90] W. M. Kays, "Turbulent Prandtl Number—Where Are We ?," *Journal of Heat Transfer*, vol. 116, pp. 284–295, May 1994.

[91] J. Lee, S. Y. Jung, H. J. Sung, and T. A. Zaki, "Turbulent thermal boundary layers with temperature-dependent viscosity," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 49, pp. 43–52, Oct. 2014.

[92] T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu, "A new k-epsilon eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows," *Computers & Fluids*, vol. 24, pp. 227–238, Mar. 1995.

[93] T.-H. Shih, J. Zhu, and J. L. Lumley, "A Realizable Reynolds Stress Algebraic Equation Model," (Kyoto), Jan. 1993. NTRS Author Affiliations : NASA Lewis Research Center, Cornell Univ. NTRS Report/Patent Number : CMOTT-92-14 NTRS Document ID : 19930007407 NTRS Research Center : Legacy CDMS (CDMS).

[94] F. Menter, M. Kuntz, and R. Langtry, "Ten years of industrial experience with the SST turbulence model," *Heat and Mass Transfer*, vol. 4, Jan. 2003.

[95] F. Menter, J. Ferreira, T. Esch, and B. Konno, "The SST Turbulence Model with Improved Wall Treatment for Heat Transfer Predictions in Gas Turbines," 2003.

[96] N. Uddin, S. O. Neumann, and B. Weigand, "LES simulations of an impinging jet : On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 57, pp. 356–368, Jan. 2013.

[97] J. Smagorinsky, "General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment," *Monthly Weather Review*, vol. 91, no. 3, pp. 99 – 164, 1963. Place : Boston MA, USA Publisher : American Meteorological Society.

[98] F. Nicoud and F. Ducros, "Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor," *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 62, no. 3, pp. 183–200, 1999.

[99] R. Poletto, T. Craft, and A. Revell, "A New Divergence Free Synthetic Eddy Method for the Reproduction of Inlet Flow Conditions for LES," *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 91, pp. 519–539, Oct. 2013.

[100] M. Klein, A. Sadiki, and J. Janicka, "A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations," *Journal of Computational Physics*, vol. 186, pp. 652–665, Apr. 2003.

[101] N. Jarrin, R. Prosser, J.-C. Uribe, S. Benhamadouche, and D. Laurence, "Reconstruction of turbulent fluctuations for hybrid rans/les simulations using a synthetic-eddy method," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 30, no. 3, pp. 435–442, 2009. The Seventh International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, ETMM7.

[102] Y. Kim, I. P. Castro, and Z.-T. Xie, "Divergence-free turbulence inflow conditions for large-eddy simulations with incompressible flow solvers," *Computers & Fluids*, vol. 84, pp. 56–68, Sept. 2013.

[103] Z.-T. Xie and I. P. Castro, "Efficient Generation of Inflow Conditions for Large Eddy Simulation of Street-Scale Flows," *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 81, pp. 449–470, Oct. 2008.

[104] J. U. Brackbill, D. B. Kothe, and C. Zemach, "A continuum method for modeling surface tension," *Journal of Computational Physics*, vol. 100, pp. 335–354, June 1992.

[105] C. W. Hirt and B. D. Nichols, "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries," *Journal of Computational Physics*, vol. 39, pp. 201–225, Jan. 1981.

[106] J. A. Heyns, A. G. Malan, T. M. Harms, and O. F. Oxtoby, "Development of a compressive surface capturing formulation for modelling free-surface flow by using the volume-of-fluid approach," *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 71, no. 6, pp. 788–804, 2013.

[107] J. A. Heyns and O. F. Oxtoby, "Modelling surface tension dominated multiphase flows using the vof approach," in *6th European conference on computational fluid dynamics*, pp. 7082–7090, 2014.

[108] D. Sun and W. Tao, "A coupled volume-of-fluid and level set (voset) method for computing incompressible two-phase flows," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, no. 4, pp. 645 – 655, 2010.

[109] K. Ling and W.-Q. Tao, "A sharp-interface model coupling voset and ibm for simulations on melting and solidification," *Computers & Fluids*, vol. 178, pp. 113 – 131, 2019.

[110] J. Xiong, Y. Zhu, T. Zhang, and X. Cheng, "Lagrangian simulation of three-dimensional macro-scale melting based on enthalpy method," *Computers & Fluids*, vol. 190, pp. 168 – 177, 2019.

[111] G. Bois and B. Mathieu, "A comprehensive description of the mixed Front-Tracking/Volume-of-Fluid/Level-set algorithm of TrioCFD," note technique, à paraître, 2021.

[112] G. Bois, B. Mathieu, G. Fauchet, and A. Toutant, "DNS of a turbulent steam/water bubbly flow in a vertical channel," May 2016.

[113] A. D. Brent, V. R. Voller, and K. J. Reid, "Enthalpy-porosity technique for modeling convection-diffusion phase change : application to the melting of a pure metal," *Numerical Heat Transfer*, vol. 13, pp. 297–318, Apr. 1988.

[114] M. Faden, A. König-Haagen, and D. Brüggemann, "An Optimum Enthalpy Approach for Melting and Solidification with Volume Change," *Energies*, vol. 12, p. 868, Mar. 2019.

[115] A. Drouillet, *Modélisation et simulation numérique d'un front de fusion/solidification à l'interface d'un bain de corium.* phdthesis, Université de Bordeaux, Dec. 2021.

[116] A. Drouillet, "Simulation numérique d'un front de fusion solidification à l'interface d'un bain de corium : Rapport d'avancement," Rapport d'avancement NT 2021-003, CEA Cadarache.

[117] B. Blais, M. Lassaigne, C. Goniva, L. Fradette, and F. Bertrand, "A semi-implicit immersed boundary method and its application to viscous mixing," *Computers & Chemical Engineering*, vol. 85, pp. 136–146, Feb. 2016.

[118] B. Blais and F. Ilinca, "Development and validation of a stabilized immersed boundary cfd model for freezing and melting with natural convection," *Computers & Fluids*, vol. 172, pp. 564 – 581, 2018.

[119] P. Angot, C.-H. Bruneau, and P. Fabrie, "A penalization method to take into account obstacles in viscous flows," *Numerische Mathematik*, vol. 81, pp. 497–520, 02 1999.

[120] C. Beckermann, H.-J. Diepers, I. Steinbach, A. Karma, and X. Tong, "Modeling melt convection in phase-field simulations of solidification," *Journal of Computational Physics*, vol. 154, no. 2, pp. 468 – 496, 1999.

[121] A. Dróżdż, P. Niegodajew, M. Romańczyk, and W. Elsner, "Effect of Reynolds number on turbulent boundary layer approaching separation," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 125, p. 110377, July 2021.

[122] A. S. Lopes, U. Piomelli, and J. M. L. M. Palma, "Large-eddy simulation of the flow in an S-duct," *Journal of Turbulence*, vol. 7, p. N11, Jan. 2006.

[123] J. You, D. A. Buchta, and T. A. Zaki, "Concave-wall turbulent boundary layers without and with free-stream turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 915, p. A4, May 2021.

[124] J. Taghinia, M. Rahman, and T. Siikonen, "Heat transfer and flow analysis of jet impingement on concave surfaces," *Applied Thermal Engineering*, vol. 84, pp. 448–459, June 2015.

[125] S. Yoshioka and P. H. Alfredsson, "Control Of Turbulent Boundary Layers By Uniform Wall Suction And Blowing," in *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition* (R. Govindarajan, ed.), vol. 78, (Dordrecht), pp. 437–442, Kluwer Academic Publishers, 2006. Series Title : Fluid Mechanics and Its Applications.

[126] G. E. A. Meier, *Active Control of Boundary Layer and Separation*, pp. 203–233. Vienna : Springer Vienna, 1996.

[127] J. Wienand, A. Riedelsheimer, and B. Weigand, "Numerical study of a turbulent impinging jet for different jet-to-plate distances using two-equation turbulence models," in *16th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, (Honolulu, United States), Apr. 2016.

[128] S. Pirozzoli, J. Romero, M. Fatica, R. Verzicco, and P. Orlandi, "One-point statistics for turbulent pipe flow up to Re tau = 6000," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 926, p. A28, Nov. 2021. Publisher : Cambridge University Press.

[129] T. Dairay, V. Fortuné, E. Lamballais, and L. Brizzi, "LES of a turbulent jet impinging on a heated wall using high-order numerical schemes," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 50, pp. 177–187, Dec. 2014.

[130] P. Grenson and H. Deniau, "Large-Eddy simulation of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 68, pp. 348–363, Dec. 2017.

[131] U. Piomelli and J. R. Chasnov, "Large-Eddy Simulations : Theory and Applications," in *Turbulence and Transition Modelling : Lecture Notes from the ERCOFTAC/IUTAM Summerschool held in Stockholm, 12–20 June, 1995* (M. Hallbäck, D. S. Henningson, A. V. Johansson, and P. H. Alfredsson, eds.), Series, pp. 269–336, Dordrecht : Springer Netherlands, 1996.

[132] D. J. Phares, G. T. Smedley, and R. C. Flagan, "The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 418, pp. 351–375, Sept. 2000. Publisher : Cambridge University Press.

[133] "ParaView Documentation 5.11.0."

[134] M. Lance and J. Bataille, "Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air–water flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 222, pp. 95–118, Jan. 1991. Publisher : Cambridge University Press.

[135] T. Jonsson, "On the one dimensional Stefan problem," tech. rep.

[136] 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.

[137] A. Kumar, K. Yogi, and S. V. Prabhu, "Experimental and analytical study on local heat transfer distribution between smooth flat plate and free surface impinging jet from a circular straight pipe nozzle," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 207, p. 124004, June 2023.

[138] H. Fujimoto, N. Hatta, and R. Viskanta, "Numerical simulation of convective heat transfer to a radial free surface jet impinging on a hot solid," *Heat and Mass Transfer*, vol. 35, pp. 266–272, Sept. 1999.

[139] B. Edin and v. Šefko, "Computational Modeling and Simulation of Nonisothermal Free-surface Flow of a Liquid Jet Impinging on a Heated Surface," *Procedia Engineering*, vol. 100, pp. 115–124, 2015.

[140] A. Khaware, L. S. Siddanathi, P. Sharkey, A. B. Hadj Ali, and V. K. Gupta, "Numerical Simulation of a Radial Free Surface Liquid Jet Impinging on a Heated Surface," *Journal of Fluid Flow, Heat and Mass Transfer*, 2021.

[141] K. Baghel, A. Sridharan, and J. S. Murallidharan, "Numerical study of free surface jet impingement on orthogonal surface," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 113, pp. 89–106, Apr. 2019.

[142] A. Rakotondrandisa, I. Danaila, and L. Danaila, "Numerical modelling of a melting-solidification cycle of a phase-change material with complete or partial melting," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 76, pp. 57–71, Apr. 2019.

[143] L. Dechant, "Approximate Model for Turbulent Stagnation Point Flow.," Tech. Rep. SAND–2016-0226, 1235211, 618356, Jan. 2016.

[144] H. T. Nagamatsu and R. E. Duffy, "Investigation of the effects of pressure gradient, temperature and wall temperature ratio on the stagnation point heat transfer for circular cylinders and gas turbine vanes," Tech. Rep. NAS 1.26 :174667, Apr. 1984. NTRS Author Affiliations : Rensselaer Polytechnic Inst. NTRS Document ID : 19840015581 NTRS Research Center : Legacy CDMS (CDMS).

[145] W. P. Jones and B. E. Launder, "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, pp. 301–314, Feb. 1972.

[146] V. Yakhot, S. A. Orszag, S. Thangam, T. B. Gatski, and C. G. Speziale, "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique," *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, vol. 4, pp. 1510–1520, July 1992.

[147] D. C. Wilcox, "Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models," *AIAA Journal*, vol. 26, pp. 1299–1310, Nov. 1988. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics.

[148] F. R. Menter, "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications," *AIAA Journal*, vol. 32, pp. 1598–1605, Aug. 1994. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics.

[149] J. Chen, "Two-Point Statistics of Coherent Structure in Turbulent Flow," *Journal of Flow Control, Measurement &amp ; Visualization*, vol. 07, no. 04, pp. 153–173, 2019.

[150] R. D. Moser, J. Kim, and N. N. Mansour, "Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to friction Reynolds of 590," *Physics of Fluids*, vol. 11, pp. 943–945, Apr. 1999.

[151] A. Chatelain, *Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents avec transferts de chaleur*. phdthesis, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, Sept. 2004.

[152] M. David, A. Toutant, and F. Bataille, "Thermal Large-Eddy Simulations methods to model highly anisothermal and turbulent flows," *Physics of Fluids*, 2023.

[153] T. Mukha, S. K. Almeland, and R. E. Bensow, "Large-Eddy Simulation of a Classical Hydraulic Jump : Influence of Modelling Parameters on the Predictive Accuracy," *Fluids*, vol. 7, p. 101, Mar. 2022.

[154] M. Klein, S. Ketterl, and J. Hasslberger, "Large eddy simulation of multiphase flows using the volume of fluid method : Part 1—Governing equations and a priori

analysis," *Experimental and Computational Multiphase Flow*, vol. 1, pp. 130–144, June 2019.

[155] C.-W. Tsang, C.-W. Kuo, M. Trujillo, and C. Rutland, "Evaluation and validation of large-eddy simulation sub-grid spray dispersion models using high-fidelity volume-of-fluid simulation data and engine combustion network experimental data," *International Journal of Engine Research*, vol. 20, pp. 583–605, Aug. 2019.

[156] Z. Zhou, T.-J. Hsu, D. Cox, and X. Liu, "Large-eddy simulation of wave-breaking induced turbulent coherent structures and suspended sediment transport on a barred beach," *Journal of Geophysical Research : Oceans*, vol. 122, no. 1, pp. 207–235, 2017.

[157] A. I. Kurbanaliev, A. R. Maksutov, G. S. Obodoeva, and B. R. Oichueva, "Using OpenFOAM Multiphase Solver interFoam for Large Scale Modeling," 2019.

[158] D. A. Drew and S. L. Passman, "Theory of Multicomponent Fluids," vol. 135 of *Applied Mathematical Sciences*, (New York, NY), Springer New York, 1999.

[159] D. Zhang, N. Deen, and J. Kuipers, "Numerical simulation of the dynamic flow behavior in a bubble column : a study of closures for turbulence and interface forces," *Chemical Engineering Science*, vol. 61, no. 23, pp. 7593–7608, 2006.

[160] B. Niceno, M. T. Dhotre, and N. G. Deen, "One-equation sub-grid scale (SGS) modelling for Euler-Euler large eddy simulation (EELES) of dispersed bubbly flow," *Chemical engineering science*, vol. 63, no. 15, pp. 3923–3931, 2008.

[161] P. Mouchet and M. Roustan, "Caractéristiques et propriétés des eaux - Eau pure, eaux naturelles," *Technologies de l'eau*, Feb. 2011.

[162] S. Fukusako, "Thermophysical properties of ice, snow, and sea ice," *International Journal of Thermophysics*, vol. 11, pp. 353–372, Mar. 1990.

[163] E. O. Holzbecher, *Modeling Density-Driven Flow in Porous Media*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1998.

A. Compléments sur les jets

A.1 Caractéristiques de l'écoulement pour un jet immergé impactant sans fonte

A.1.1 Région de jet libre développé

D'après Pope [19] et Rajaratnam [16], les caractéristiques du jet sont telles que l'approximation de couche limite peut être appliquée à cet écoulement : on a une faible étendue du jet et des gradients plus importants dans la direction transverse que dans la direction axiale. De plus la vitesse radiale v est faible comparée à la vitesse axiale u.

On note $\langle\phi\rangle$ la moyenne statistique de la variable ϕ. On utilise la décomposition de Reynolds pour les variables de l'écoulement, chaque variable ϕ est décomposée en une partie moyennée $\langle\phi\rangle$ et une partie fluctuante ϕ' :

$$\begin{aligned} u_i &= \langle u_i\rangle + u_i' \\ p &= \langle p\rangle + p' \end{aligned} \tag{A.1}$$

Les équations pour cet écoulement s'écrivent alors, en coordonnées cylindriques (avec la notation $\partial_x = \partial/\partial x$) :

$$\partial_r \langle p\rangle = -\rho \partial_r \left\langle v'^2 \right\rangle \tag{A.2a}$$

$$\langle v\rangle \partial_r \langle u\rangle + \langle u\rangle \partial_Z \langle u\rangle = -\frac{1}{\rho}\partial_Z \langle p\rangle - \left(\partial_r \langle v'u'\rangle + \frac{1}{r}\langle v'u'\rangle + \partial_Z \left\langle u'^2\right\rangle\right) \tag{A.2b}$$

$$\frac{1}{r}\partial_r(r\langle v\rangle) + \partial_Z \langle u\rangle = 0 \tag{A.2c}$$

En notant $p_\infty(Z)$ la pression du fluide ambiant loin du jet, on peut intégrer (A.2a) sous la forme :

$$\langle p\rangle = p_\infty - \rho \left\langle v'^2\right\rangle \tag{A.3}$$

En utilisant (A.3), on obtient pour l'équation (A.2b) la forme suivante :

$$\langle v\rangle \partial_r \langle u\rangle + \langle u\rangle \partial_Z \langle u\rangle = -\frac{1}{\rho}\frac{dp_\infty}{dZ} - \frac{1}{r}\partial_r(r\langle u'v'\rangle) + \underbrace{\partial_Z(\left\langle v'^2\right\rangle - \left\langle u'^2\right\rangle)}_{\text{Négligeable}} \tag{A.4}$$

En pratique, on a généralement $dp_\infty/dZ \simeq 0$ [19]. Le terme $\partial_Z(\langle v'^2\rangle - \langle u'^2\rangle)$ est négligé car l'évolution des composantes du tenseur de Reynolds dans la direction axiale

est considérée faible devant les autres termes de l'équation [19]. On utilise la notation suivante :

$$\tau = -\rho \left\langle u'v' \right\rangle \tag{A.5}$$

Dans cette analyse, ρ est supposée constant. L'Équation (A.2b) se réécrit finalement :

$$\langle v \rangle \, \partial_r \langle u \rangle + \langle u \rangle \, \partial_Z \langle u \rangle = \frac{1}{\rho r} \partial_r (r\tau) \tag{A.6}$$

Équations intégrales, évolution de largeur du jet et de la vitesse au centre

Dans la suite on désigne par u (resp. v) la moyenne $\langle u \rangle$ (resp. la moyenne $\langle v \rangle$) pour alléger l'écriture (aucune variable fluctuante n'apparaît dans la suite). L'existence de profils autosimilaires dans la zone développée pour u et τ par rapport à la variable $\eta = r/b$ [19, 16] permet d'écrire :

$$u/U_c = f(\eta) \tag{A.7a}$$

$$\tau/(\rho U_c^2) = g(\eta) \tag{A.7b}$$

L'utilisation de ces profils permet de prédire certaines caractéristiques du jet : l'évolution de U_c et l'évolution de b dans la zone développée. Pour cela, on multiplie par ρr l'équation (A.6) puis on l'intègre par rapport à r :

$$\int_{r=0}^{\infty} \rho r v \partial_r u dr + \int_{r=0}^{\infty} \rho r u \partial_Z u dr = \int_{r=0}^{\infty} \partial_r (r\tau) dr \tag{A.8}$$

On calcule alors chaque terme :

$$\int_0^{\infty} \rho r u \partial_Z u dr = \frac{1}{2} \frac{d}{dZ} \int_0^{\infty} \rho r u^2 dr \tag{A.9a}$$

L'inversion de l'intégrale et de la dérivée est a priori valable car la vitesse est une fonction régulière des variables d'espace. Pour le terme suivant, on réalise une intégration par parties et on utilise ensuite l'équation de continuité (A.2c) :

$$\begin{aligned} \textstyle\int_0^{\infty} \rho r v \partial_r u dr &= \underbrace{[\rho r u \; v]_0^{\infty}}_{=0} - \textstyle\int_0^{\infty} \rho u \partial_r (rv) dr \\ &= \textstyle\int_0^{\infty} \rho u r \partial_Z (u) dr \\ &= \textstyle\frac{1}{2} \frac{d}{dZ} \int_0^{\infty} \rho r u^2 dr \end{aligned} \tag{A.9b}$$

Pour le dernier terme on suppose que $\lim_{r \to \infty} r\tau = 0$ (hypothèse d'un jet traversant un milieu immobile) :

$$\int_0^{\infty} \partial_r (r\tau) dr = [r\tau]_0^{\infty} = 0 \tag{A.9c}$$

(A.8) se réécrit alors simplement :

$$\frac{d}{dZ} \int_{r=0}^{\infty} \rho u^2 r dr = 0 \tag{A.10}$$

Ou encore en utilisant le profil auto-similaire pour u (eq. (A.7a)) et en faisant apparaître la variable η :

$$\frac{d}{dZ}\left(U_c^2 b^2 \underbrace{\int_{\eta=0}^{\infty} f^2(\eta)\eta d\eta}_{\text{Terme indépendant de } Z}\right) = 0 \tag{A.11}$$

Donc

$$\frac{d}{dZ}(U_c b)^2 = 0 \Rightarrow (U_c b)^2 = \text{ Constante par rapport à } Z \tag{A.12}$$

Des résultats expérimentaux indiquent que pour un jet immergé, $U_c \propto Z^{-1}$ et que b augmente de façon affine avec Z, donc que la largeur du jet augmente de façon affine avec l'écartement à la buse. On peut montrer analytiquement ce résultat [19, 16], en faisant des hypothèses sur la forme de U_c et b :

$$\begin{array}{c} U_c \propto Z^p \\ b \propto Z^q \end{array} \tag{A.13}$$

Avec (A.12), on a déjà la relation suivante pour p et q :

$$p + q = 0$$

puisque $U_c b = cste$.

On peut obtenir une seconde équation en réinsérant les profils auto-similaires de u and τ dans l'Équation (A.6) [16]. Chaque terme de l'équation doit être réécrit en faisant apparaître η, f, g et différentes fonctions de η.

- Le terme $u\partial_Z u$ s'obtient avec une dérivation en chaîne. On obtient :

$$u\partial_Z u = U_c f\left(fU_c' - U_c\frac{b'}{b}\eta f'\right) \tag{A.14}$$

- Le terme $v\partial_r u$ est le plus complexe à traiter. Il faut réussir à exprimer v à partir de fonctions de η. En utilisant l'équation de continuité et en l'intégrant, on y parvient :

$$\partial_r(rv) = -r\partial_Z = U_c b'\eta^2 f' - b\eta f U_c$$

$$\Rightarrow v = \tfrac{1}{r}\left[U_c b' \textstyle\int_0^r \eta^2 f' dr - U_c b \int_0^r \eta f dr\right]$$

$$= U_c b' \underbrace{\frac{1}{\eta}\int_0^\eta \eta^2 f' d\eta}_{F_1(\eta)} - U_c b \underbrace{\frac{1}{\eta}\int_0^\eta \eta f d\eta}_{F_2(\eta)}$$

$$\Rightarrow v = U_c b' F_1(\eta) - U_c' b F_2(\eta) \tag{A.15}$$

On a donc finalement :

$$v\partial_r u = \left(\frac{U_c^2 b'}{b}F_1 - U_c U_c' F_2\right) f' \tag{A.16}$$

- Le terme $\frac{1}{\rho r}\partial_r(r\tau)$ s'exprime ainsi :

$$\frac{1}{\rho r}\partial_r(r\tau) = \frac{1}{r}\partial_r(rU_c^2 g) = \frac{U_c^2}{b}\left(g' + \frac{g}{\eta}\right) \tag{A.17}$$

En remplaçant les termes trouvés précédemment dans (A.6), on obtient finalement :

$$(g' + \frac{g}{\eta}) = b\frac{U_c}{U_c'}\left(f^2 - f'F_2\right) + b'\left(F_1 f' - \eta f f'\right) \tag{A.18}$$

On a donc une fonction uniquement de η dans la partie gauche. Pour que l'équation soit vérifiée [19, 16], on doit avoir uniquement une fonction de η à droite aussi, ce qui implique :

$$\begin{aligned} b\tfrac{U_c}{U_c'} &= A \\ b' &= B \end{aligned} \tag{A.19}$$

où A, B sont des constantes. Ainsi on a :

$$b \propto Z \tag{A.20}$$

et donc

$$U_c \propto Z^{-1} \tag{A.21}$$

comme observé dans les expériences.

Solution des équations par Tollmien [20]

La première solution se base sur une hypothèse de longueur de mélange, et donne τ sous la forme :

$$\tau = \rho l^2 (\partial_r u)^2 \tag{A.22}$$

avec l qui est la longueur de mélange. Ici, on écrit $b = aZ$ (basé sur la partie précédente) et $l = \beta b = CZ$ d'où

$$\tau = \rho C^2 Z^2 (\partial_r u)^2$$

Tollmien introduit la fonction de courant axisymétrique (ou de Stokes) ψ, qui vérifie :

$$u = \frac{1}{r}\partial_r \psi \quad \text{et} \quad v = -\frac{1}{r}\partial_Z \psi$$

On écrit :

$$u = U_c f(\eta) = \frac{1}{a^2 Z^2 \eta}\frac{\partial \psi}{\partial \eta}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = a^2 Z^2 U_c \eta f(\eta) \tag{A.23}$$

On intègre (A.23) pour obtenir :

$$\psi = a^2 Z^2 U_c \int_0^\eta \xi f(\xi) d\xi \tag{A.24}$$

(La variable ξ est ici une variable muette d'intégration). On définit ici une fonction F, telle que :

$$F(\eta) = \int_0^\eta x f(x) dx \tag{A.25}$$

Le but est désormais de réécrire (A.6) afin d'obtenir une équation différentielle sur F. On utilise un résultat de la partie précédente en écrivant :

$$U_c = nZ^{-1}$$

où n est une constante.

On exprime d'abord u :

$$u = U_c f(\eta) = U_c \frac{F'}{\eta} \tag{A.26}$$

par définition de F.

On a ensuite pour v :

$$\begin{aligned} v = -\tfrac{1}{r}\partial_Z \psi \quad &= -\tfrac{1}{aZ\eta}\partial_Z \left(a^2 Z^2 U_c(Z) F(\eta)\right) \\ &= -\tfrac{1}{aZ\eta}\partial_Z \left(a^2 n Z F(\eta)\right) \\ &= -\tfrac{an}{Z\eta}\left(F - \eta F'\right) \\ &= -\tfrac{an}{Z}\left(\tfrac{F}{\eta} - F'\right) \end{aligned} \tag{A.27}$$

Enfin, on a pour τ :

$$\begin{aligned} \tau = \rho C^2 Z^2 (\partial_r u)^2 \quad &= \rho C^2 Z^2 \left(\tfrac{n}{aZ^2}\left(\tfrac{F''}{\eta} - \tfrac{F'}{\eta^2}\right)\right)^2 \\ &= \tfrac{\rho C^2 n^2}{a^2 Z^2}\left(\tfrac{F''}{\eta} - \tfrac{F'}{\eta^2}\right)^2 \end{aligned}$$

Après de nombreuses étapes de calculs qui ne sont pas rapportées ici, il est possible d'obtenir l'équation suivante pour l'évolution de F :

$$\left(F'' - \frac{F'}{\eta}\right)^2 = F F' \tag{A.28}$$

A.1.2 Région de jet de paroi

Analyse en écoulement laminaire : Le système d'équations de couche limite pour un écoulement laminaire avec pression uniforme est donné en (A.29), où u_r désigne la vitesse horizontale (ou radiale) par rapport à la paroi (dans la direction de l'écoulement) et u_z la vitesse verticale :

$$\begin{aligned} \tfrac{1}{r}\tfrac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \tfrac{\partial u_z}{\partial z} \quad &= 0 \\ u_r \tfrac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \tfrac{\partial u_r}{\partial z} \quad &= \nu \tfrac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \end{aligned} \tag{A.29}$$

Les profils de vitesse étant supposés auto-similaires, l'auteur suppose $u_r \propto r^a$ et, en notant δ l'épaisseur du "wall-jet", $\delta \propto r^b$. En notant U_c la vitesse maximale, δ est

l'écartement à la paroi tel que $u_r(z = \delta) = \frac{1}{2}U_m$ (δ peut prendre deux valeurs, on considère celle qui ne se trouve pas dans la couche limite). L'auteur écrit ensuite les variables sous forme adimensionnée $u_r = U\tilde{u}$, $u_z = U\tilde{v}$ où U est une vitesse de référence quelconque, $\psi = \nu^2\tilde{\psi}/U$ (ψ est la fonction de courant déjà mentionnée) et $r = \frac{\nu\tilde{r}}{U}$, $z = \frac{\nu\tilde{z}}{U}$. Il introduit une fonction f telle que :

$$\begin{aligned} \eta &= (2-b)\tilde{z}\tilde{r}^{-b} \\ \tilde{\psi} &= \tilde{r}^{2-b}f(\eta) \\ \tilde{u} &= (2-b)\tilde{r}^{1-2b}f'(\eta) \end{aligned} \tag{A.30}$$

Pour le cas du "wall-jet" laminaire en cylindrique, il peut être montré que $a = -3/2$ et $b = 5/4$ et que f vérifie l'équation suivante :

$$f''' + ff'' + \alpha f'^2 = 0 \tag{A.31}$$

Avec $\alpha = 2$ dans le cas laminaire.

L'équation (A.31) sur f peut être résolue (les manipulations sont détaillées dans le document de Glauert [26]), et les profils obtenus pour f,f' sont donnés en Figure A.1. Ces profils permettent de déduire via les équations précédentes les profils de u_r et u_z (l'auteur ne présente pas ces profils).

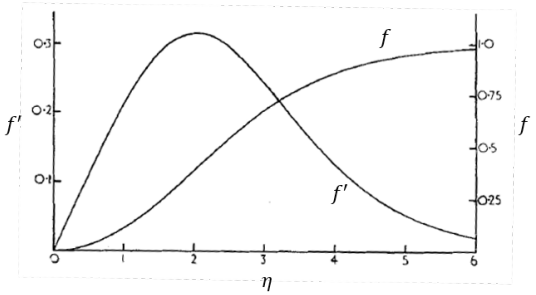


FIGURE A.1 – Profils de f et f' pour le cas du "wall-jet" laminaire [26].

Analyse en écoulement turbulent : Dans le cas d'un jet de paroi turbulent, Glauert [26] introduit une viscosité turbulente notée ϵ ici, les équations (A.29) de couche limite deviennent alors les équations (A.32) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r}\frac{\partial(ru_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0 \\ u_r\frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z\frac{\partial u_r}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z}\left(\epsilon\frac{\partial u_r}{\partial z}\right) \end{aligned} \tag{A.32}$$

Deux zones dans le "wall-jet" doivent être distinguées pour la résolution dans le cas turbulent : la zone de proche paroi (couche interne ou "inner layer" en anglais) où les effets du mur sont vraiment importants sur l'écoulement et la zone plus éloignée de la paroi (couche externe ou "outer layer") où le phénomène influençant le plus l'écoulement

est le mélange avec le fluide ambiant. On peut donc voir le "wall-jet" comme la succession d'un écoulement de couche limite et d'un écoulement de jet libre, avec une jonction à faire entre ces deux types d'écoulements.

Équation de la couche interne ("inner layer") : Une formule empirique (Blasius, 1913) est adaptée par l'auteur pour estimer le frottement pariétal τ_0 :

$$\tau_0 = 0.0225\rho u_r^2 \left(\frac{\nu}{u_r \delta}\right)^{1/4} = \rho \left(\epsilon \frac{\partial u_r}{\partial z}\right)_{z=0} \tag{A.33}$$

Cette formule fonctionne pour des écoulements à $Re < 10^5$ (pour des Re plus élevés l'exposant sur la fraction change). En supposant toujours $u_r \propto r^a$, $\delta \propto r^b$ (δ désigne encore l'épaisseur du "wall-jet"), Glauert [26] combine la relation sur τ_0 et l'hypothèse des profils auto-similaires pour obtenir l'équation suivante :

$$\tau \propto u_r^{7/4} \delta^{-1/4} \;\Rightarrow\; \epsilon \propto r^{3(a+b)/4} \tag{A.34}$$

Les variables sont de nouveau adimensionnées comme précédemment, de nouvelles expressions pour $\tilde{\psi}$, η et ϵ sont proposées et une fonction f est de nouveau introduite :

$$\eta = \frac{5-4b}{\lambda} \tilde{z} \tilde{r}^{-b}, \quad \tilde{\psi} = \tilde{r}^{5-4b} f(\eta), \quad \epsilon = A\lambda \tilde{r}^{3-3b} f'^6 \nu \tag{A.35}$$

Avec A, λ deux constantes. Finalement, en ré-insérant les expressions précédentes dans les équations (A.32) on obtient l'équation suivante sur f et ses dérivées :

$$\frac{d}{d\eta}\left(A f'^6 f''\right) + f f'' + \alpha f'^2 = 0 \tag{A.36}$$

Avec ici :

$$\alpha = \frac{5b-4}{5-4b} \tag{A.37}$$

Cette équation ne peut être résolue que de façon numérique, et la solution obtenue pour la couche interne du "wall-jet" turbulent sera donnée dans la suite.

Équation de la couche externe ("outer layer") : Dans cette région l'hypothèse utilisée par Glauert [26] est une hypothèse de longueur de mélange (hypothèse de Prandtl) pour déterminer la viscosité turbulente ϵ. Celle-ci est considérée comme proportionnelle au produit de la vitesse maximale U_m avec la longueur de la couche de mélange l_m et est donc constante dans une tranche perpendiculaire au mur :

$$\epsilon \propto l_m U_m$$

L'hypothèse de longueur de mélange fonctionne assez bien pour le cas des jets libres ou des couches de mélange, elle donne en revanche de mauvais résultats en proche paroi [26], d'où le fait qu'on ne l'utilise que dans la couche externe.

D'après Glauert [26], il n'est pas possible d'avoir un profil totalement auto-similaire car les hypothèses différentes faites dans chaque zone impliquent $\epsilon \propto Re^{3/4}$ dans la couche interne et $\epsilon \propto Re$ dans la couche externe. Afin de pouvoir faire une jonction entre les deux zones, on force $\epsilon \propto Re^{3/4}$ dans la couche externe (la viscosité turbulente ne devrait pas présenter une discontinuité au sein d'un écoulement ne présentant pas de discontinuité) ce qui permet d'écrire :

$$\epsilon = \lambda \tilde{r}^{3-3b} \nu \tag{A.38}$$

En utilisant les mêmes variables que précédemment, l'équation dans la couche externe est alors d'après Glauert [26] la même que celle dans le cas laminaire, donc l'équation (A.31) avec α qui est identique au α utilisé dans l'équation (A.36), et dépend de Re (les valeurs sont tabulées et données en Figure 2.7a).

Jonction des solutions : Le système pour obtenir les profils de vitesse est donné ci-dessous, où f_0 est la fonction de similarité dans la couche interne et g celle dans la couche externe :

$$\begin{aligned} \tfrac{d}{d\eta}\left(A f_0'^6 f_0''\right) + f_0 f_0'' + \alpha f_0'^2 &= 0 \\ g''' + g g'' + \alpha g'^2 &= 0 \end{aligned} \tag{A.39}$$

On note η_m la coordonnée à laquelle on joint les deux fonctions et on considère que cette coordonnée correspond au maximum de vitesse U_m du profil. Les conditions à la limite sont alors :

$$\lim_{\eta \to 0} f_0' \eta^{-1/7} = C, \quad g'(\infty) = 0 \tag{A.40}$$

$$\text{À } \eta = \eta_m, \quad f_0'' = g'' = 0, \quad f_0 = g, \quad f_0' = g'. \tag{A.41}$$

Avec C une constante. On suppose évidemment que u_r, ψ sont continues. Une relation entre Re et α peut être obtenue (l'obtention n'est pas détaillée ici mais est présentée par Glauert [26]), et une table des valeurs de α en fonction de Re est donnée par Glauert [26]. La courbe correspondante de α vs Re est donnée en Figure 2.7a.

A.2 Régions d'écoulement pour un jet à surface libre impactant sans fonte

Les caractéristiques de l'écoulement pour la région de stagnation et de croissance de couche limite sont données en section 2.2.1.

A.2.1 Zone de similarité

La zone de similarité a été étudiée par Watson [56]. Son analyse est en écoulement laminaire et est valable à partir de $r_0 = 0.1773 Re^{1/3} D_j$ [11, 2] qui est la valeur de r à partir de laquelle la couche limite atteint la surface libre. L'analyse ainsi que le profil autosimilaire de vitesse radiale ne sont pas reportés ici, mais Lienhard [11] et Lecoanet [2] rapportent les évolutions suivantes pour l'épaisseur du film e_{film} et la vitesse de surface du film u_{surf} :

$$e_{film}(r) = 0.1713 \frac{D_j^2}{r} + \frac{5.147}{Re} \frac{r^2}{D_j} \tag{A.42}$$

$$u_{surf}(r) = \frac{1}{5} V_j \frac{D_j^2}{h(r) r} \tag{A.43}$$

A.2.2 Zone de développement de la turbulence

Liu *et al.* [32] ont étudié l'apparition de la turbulence dans le film liquide en aval de l'impact d'un jet à surface libre expérimentalement et rapportent la corrélation suivante pour le rayon r_t d'apparition de la turbulence dans le film :

$$\frac{r_t}{D_j} = 1200 Re^{-0.422} \tag{A.44}$$

Lienhard [11] rapporte une seconde corrélation :

$$\frac{r_t}{D_j} = 730 Re^{-0.315} \tag{A.45}$$

Ces résultats sont très différents et présentent au moins 40% d'écart sur la plage $5000 < Re < 1.0 \times 10^5$. La turbulence du jet provoque une transition du film liquide (et donc de la couche limite qui englobe le film tout entier) vers la turbulence pour des valeurs de r plus basses par rapport à la théorie laminaire [11].

A.2.3 Zone de turbulence développée

Liu *et al.* [32] ont également étudié la zone complètement turbulente ; ils ont étudié en particulier le rayon r_h à partir duquel le film est complètement turbulent expérimentalement, et corrèlent leurs résultats sous la forme :

$$\frac{r_h}{D_j} = 28600 Re^{-0.68} \tag{A.46}$$

Les caractéristiques de l'écoulement dans cette région ne sont pas reportées ici mais sont disponibles dans les études de Lienhard [11] et Lecoanet [2].

B. Annexe sur les méthodes numériques pour la simulation de l'ablation

B.1 Modèles de turbulence pour la simulation RANS

B.1.1 Modèle $k-\epsilon$ standard

Le modèle $k-\epsilon$ a été proposé par Jones et Launder [145], et repose sur une équation d'évolution pour k et une équation d'évolution pour ϵ qui est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. La viscosité turbulente ν_T est calculée à partir de ces deux variables via la relation suivante :

$$\nu_T \;=\; C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{B.1}$$

avec $C_\mu = 0.09$ une constante du modèle.

D'après Pope [19], l'équation d'évolution de k s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} \;=\; P_k - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_T}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_j}\right) \tag{B.2}$$

avec σ_k une constante du modèle (en général la valeur utilisée est $\sigma_k = 1.0$ [19]) et P_k un terme de production de k, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$P_k \;=\; -\left\langle u_i' u_j' \right\rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \tag{B.3}$$

L'équation vérifiée par ϵ est [19] :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon}\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}\right) + C_{\epsilon,1}\frac{P_k \epsilon}{k} - C_{\epsilon,2}\frac{\epsilon^2}{k} \tag{B.4}$$

avec $\sigma_\epsilon = 1.3$, $C_{\epsilon,1} = 1.44$ et $C_{\epsilon,2} = 1.92$ les autres constantes du modèle. Pope [19] indique que le comportement du modèle surestime fortement le production de k dans les zones de fort cisaillement. Le modèle donne également des résultats incorrects en proche paroi, et doit donc être corrigé par une loi de paroi (que l'on décrit dans la suite en section 3.1.3). Pope [19] indique également que le modèle ne tient pas compte du fait que C_μ n'est pas une véritable constante et varie en proche paroi (plus le point considéré est proche de la paroi, plus C_μ est faible). Le modèle surestime également l'élargissement d'un jet immergé axisymétrique [19].

B.1.2 Modèle $k-\epsilon$ RNG (Renormalization Group Method)

Yakhot *et al.* [146] ont développé un modèle à deux équations sur k et ϵ en utilisant la "renormalization group method", ce qui d'après Pope [19] leur permet de dériver les équations de k et ϵ directement depuis les équations de Navier-Stokes (3.9) et (3.10).

Yakhot *et al.* [146] obtiennent une équation sur k qui est la même que celle obtenue pour le modèle $k-\epsilon$ standard (B.2), mais l'équation sur ϵ devient :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon}\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}\right) + C_{\epsilon,1}\frac{P_k \epsilon}{k} - C_{\epsilon,2}\frac{\epsilon^2}{k} - \mathcal{R} \tag{B.5}$$

avec $\mathcal{R} = 2\nu \langle S_{ij} \rangle \left\langle \frac{\partial u_l'}{\partial x_i}\frac{\partial u_l'}{\partial x_j} \right\rangle$. Ce terme est modélisé par les auteurs, et ils obtiennent finalement l'équation suivante sur ϵ :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon}\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}\right) + C_{\epsilon,1}\frac{P_k \epsilon}{k} - C^*_{\epsilon,2}\frac{\epsilon^2}{k} \tag{B.6}$$

avec

$$C^*_{\epsilon,2} = C_{\epsilon,2} + \frac{C_\mu \eta^3 \left(1 + \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3} \tag{B.7}$$

où $\eta = \frac{kS}{\epsilon}$, et avec $\eta_0 = 4.38$ et $\beta = 0.012$ (β est obtenue à partir de résultats expérimentaux). Les constantes présentes dans le modèle standard sont réévaluées par les auteurs et sont toutes dérivées des équations de Navier-Stokes (sauf β donnée précédemment), ce qui donne $C_\mu = 0.0845$, $\sigma_\epsilon = \sigma_k = 0.7194$, $C_{\epsilon,1} = 1.42$ et $C_{\epsilon,2} = 1.68$.

Les auteurs montrent un très bon accord avec des résultats expérimentaux pour un écoulement après une marche ("backward facing step"), mais ne font pas de comparaison avec le modèle $k-\epsilon$ standard.

B.1.3 Modèle $k-\omega$

Wilcox [147] a proposé un modèle à deux équations, portant sur k et sur une nouvelle quantité ω au lieu de ϵ. ω est défini par la relation suivante :

$$\omega = \beta^* \frac{\epsilon}{k} \tag{B.8}$$

avec $\beta^* = 0.09$. Il est à noter que l'énergie cinétique turbulente k s'annule au niveau de la paroi et que ω tend donc vers l'infini en proche paroi, ce qui rend difficile la prescription d'une condition à la limite sur ω au niveau d'une paroi. La viscosité turbulente s'écrit ici :

$$\nu_T = \frac{k}{\omega} \tag{B.9}$$

Wilcox [147] utilise l'Équation (B.2) pour l'évolution de k, mais avec $\sigma_k = 0.5$; l'auteur donne l'équation suivante pour l'évolution de ω :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\nu_T}{\sigma_\omega}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) + \alpha\frac{P_k \omega}{k} - \beta\omega^2 \tag{B.10}$$

avec $\sigma_\omega = 0.5$, $\alpha = 5/9$ et $\beta = 3/40$. D'après Pope [19], ce modèle permet d'obtenir de meilleurs résultats en proche paroi, notamment pour la résolution de couche limite ;

il indique en revanche que le modèle est moins performant dans les zones d'écoulement libre car très dépendant des valeurs prescrites pour les quantités turbulentes dans les régions où le fluide entre dans le domaine.

B.1.4 Modèle $k-\omega$ SST (Shear-Stress Transport)

Menter [148, 94, 95] a proposé un modèle s'appuyant à la fois sur le modèle $k-\omega$ de Wilcox [147] et sur un modèle $k-\epsilon$ proche de celui proposé par Jones et Launder [145] : l'idée est de combiner les deux modèles avec une fonction de mélange, d'appliquer le $k-\omega$ dans les régions de proche paroi et d'appliquer le modèle $k-\epsilon$ dans les régions d'écoulement libre ; ceci permet de réduire les inconvénients décrits pour chaque modèle.

Menter [148] donne les équations suivantes pour le modèle $k-\omega$ utilisé :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{k,1}\nu_T)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{B.11}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{\omega,1}\nu_T)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + \alpha_1 S^2 - \beta_1 \omega^2 \tag{B.12}$$

avec $\alpha_1 = 0.5$, $\beta_1 = 3/40$, $\sigma_{k,1} = 0.85$ et $\sigma_{\omega,1} = 0.5$.

De même, Menter [148] donne les équations suivante pour le modèle $k-\epsilon$ modifié (où ω est exprimé à partir de ϵ via (B.8)) utilisé :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{k,2}\nu_T)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right], \tag{B.13}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{\omega,2}\nu_T)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + \alpha_2 S^2 - \beta_2 \omega^2 + \frac{2\sigma_{\omega,2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{B.14}$$

avec $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_2 = 0.0828$, $\sigma_{k,2} = 1$ et $\sigma_{\omega,2} = 0.856$.

Menter [148] introduit ensuite la fonction de mélange F_1 permettant de combiner les deux modèles précédents, et faisant prédominer l'un ou l'autre selon la région et les caractéristiques de l'écoulement. L'expression de F_1 est très complexe et n'est pas donnée ici. En multipliant les Équations (B.11) et (B.12) par F_1 et les Équations (B.13) et (B.14) par $1 - F_1$ puis en les additionnant, Menter [148] obtient les équations suivantes :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_k \nu_T)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{B.15}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_\omega \nu_T)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + \alpha S^2 - \beta \omega^2 + (1 - F_1)\frac{2\sigma_{\omega,2}}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{B.16}$$

avec $\alpha = F_1\alpha_1 + (1 - F_1)\alpha_2$ (même principe pour σ_k, σ_ω et β), et $\beta^* = 0.09$. Un limiteur de production est également appliqué aux équations (sur le terme P_k) afin de réduire la surestimation de k dans les régions de stagnation [94]. Menter [148] donne finalement la relation suivante sur ν_T :

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \tag{B.17}$$

où F_2 est une fonction valant 1 en proche paroi et 0 dans les régions d'écoulement libre (de façon similaire à F_1) ; a_1 est une constante non spécifiée par Menter [148], mais donnée à 0.31 dans un autre article de Menter *et al.* [95]. Le modèle montre un très bon accord avec des résultats expérimentaux en proche paroi, et présente un meilleur comportement que le modèle $k-\epsilon$ standard dans les régions d'écoulement libre pour des forts cisaillements. Il est à noter que le modèle $k-\omega$ SST nécessite de pouvoir évaluer numériquement la distance à la paroi qui est le paramètre de la fonction de mélange F_1 permettant de faire basculer le modèle d'un $k-\omega$ vers un $k-\epsilon$. L'évaluation de cette distance n'est pas toujours simple, notamment avec des parois solides pouvant se déplacer.

B.2 Digital Filter Method" (DFM)

B.2.1 Fonction d'auto-corrélation

La fonction d'auto-corrélation est définie par Chen *et al.* [149] comme :

$$R_{ij}(\underline{x},\underline{r}) = \frac{\langle u_i(\underline{x}+\underline{r})u_j(\underline{x})\rangle}{(\langle u_i(\underline{x}+\underline{r})^2\rangle)^{1/2}\ (\langle u_j(\underline{x})^2\rangle)^{1/2}} \tag{B.18}$$

où $\langle\phi\rangle$ désigne la moyenne statistique de la quantité ϕ. Cette fonction permet de déterminer si des fluctuations turbulentes en un point de l'espace sont liées à des fluctuations en un autre point de l'espace. Cette fonction permet notamment l'étude des structures turbulentes dans un écoulement et est reliée au spectre énergétique de la turbulence.

B.2.2 Méthode de Filtrage numérique

On considère dans la suite que la direction principale de l'écoulement est la direction x, et que l'entrée de fluide se fait dans un plan (y,z). La direction x et le temps sont liés par l'hypothèse de turbulence gelée de Taylor (les quantités turbulentes sont advectées par l'écoulement moyen). On peut donc soit choisir une échelle temporelle T soit une échelle spatiale L dans la direction principale de l'écoulement ($L = U_b T$ avec U_b la vitesse moyenne de l'écoulement).

La méthode définie par Klein *et al.* [100] consiste à générer des signaux aléatoires et à les filtrer correctement pour obtenir les propriétés statistiques voulues. Le but est d'obtenir un champ fluctuant ayant des propriétés statistiques réalistes (spectre énergétique, fonction d'auto-corrélation, échelles spatiales et temporelles, moyenne du champ de vitesse et tenseur de Reynolds, notamment). L'opération se fait en plusieurs étapes :

1) On génère $2N_t+1$ signaux aléatoires $r(t,y,z)$ dans le plan d'entrée de fluide (afin de les corréler en temps) pour chaque composante de la vitesse, que l'on filtre de façon à ce que la fonction d'auto-corrélation soit celle qui est prescrite par l'utilisateur (via la prescription d'échelles spatiales). Cette opération donne en sortie un champ (2D) $\mathcal{U}_i$, caractéristique d'une turbulence homogène isotrope.
2) Ce champ $\mathcal{U}_i$ subit une transformation pour le lier au tenseur de Reynolds de l'écoulement (prescrit lui aussi par l'utilisateur, son obtention se fait via une simulation préalable avec une approche RANS par exemple). $\mathcal{U}_i$ doit vérifier $\langle\mathcal{U}_i\rangle = 0$ et $\langle\mathcal{U}_i\mathcal{U}_j\rangle = \delta_{ij}$, et on relie alors le tenseur des contraintes de Reynolds $\mathcal{R}_{ij}$, le champ de vitesse et le champ fluctuant généré précédemment par :

$$u_i = \langle u_i\rangle + a_{ij}\mathcal{U}_j \tag{B.19}$$

où a_{ij} sont les composantes de la décomposition de Cholesky du tenseur de Reynolds, donnée en (3.79).

3) On advecte le signal aléatoire : $r(t, y, z) := r(t_{old} + \Delta t, y, z)$, on supprime le signal $r((2N_t + 1)\Delta t, y, z)$ et on génère un nouveau signal $r(0, y, z)$.

Hypothèse sur la fonction d'auto-corrélation

La méthode suppose que la fonction d'auto-corrélation $R_{uu}(r)$ (où u peut désigner n'importe laquelle des trois composantes de la vitesse ici) possède la forme suivante :

$$R_{uu}(r) = \exp\left(-\frac{\pi r^2}{4L^2}\right) \tag{B.20}$$

où L désigne une échelle caractéristique de la turbulence (pour la composante de la vitesse choisie et pour la direction choisie). La méthode requiert de fournir 9 échelles caractéristiques, ce qui permet de contrôler la forme de la fonction d'auto-corrélation et donc la forme des structures turbulentes. La forme exponentielle sur R_{uu} est basée sur celle obtenue pour de la turbulence homogène d'après les auteurs, et est aussi en accord avec des expériences d'écoulements turbulents de Couette d'après Xie et Castro [103]. Physiquement, le choix de cette forme exponentielle se justifie par le fait que des fluctuations en des points de l'espace proches l'un de l'autre sont fortement corrélés, mais cette corrélation diminue rapidement avec l'écartement entre les points.

Filtrage

On illustre l'étape de filtrage dans un premier temps en 1D. On considère un signal aléatoire r_m (le signal r au m-ième point du maillage 1D) tel que $\langle r_m \rangle = 0$ et $\langle r_m r_n \rangle = \delta_{m,n}$, ainsi qu'un filtre de coefficients b_m, on peut alors écrire la convolution de cette série avec le filtre comme :

$$u_m = \sum_{n=-N}^{N} b_n r_{m+n} \tag{B.21}$$

où N est un paramètre qu'on peut interpréter comme le support du filtre utilisé. Les auteurs écrivent alors la fonction d'auto-corrélation des données filtrées u_m sous la forme :

$$\frac{\langle u_m u_{m+k} \rangle}{\langle u_m u_m \rangle} = R_{uu}(k\Delta x) = \exp\left(-\frac{\pi (k\Delta x)^2}{4L^2}\right) \tag{B.22}$$

Et on a également la relation suivante :

$$\frac{\langle u_m u_{m+k} \rangle}{\langle u_m u_m \rangle} = \sum_{n=-N+k}^{N} b_j b_{j-k} \;/\; \sum_{n=-N}^{N} b_j^2 \tag{B.23}$$

Ces relations permettent de relier les échelles turbulentes prescrites par l'utilisateur aux coefficients du filtre. Une forme exponentielle (en espace) est également prescrite pour les coefficients du filtre, afin que le système soit solvable plus facilement.

Le filtre en 3D s'obtient avec une convolution des coefficients de chaque filtre 1D et on peut alors écrire le signal filtré $\mathcal{U}$ (au point (j, k) du maillage 2D de l'entrée de fluide) sous la forme :

$$\mathcal{U}(j,k) = \sum_{i'=-N_t}^{N_t} \sum_{j'=-N_y}^{N_y} \sum_{k'=-N_z}^{N_z} b(i', j', k')\; r(i', j + j', k + k') \tag{B.24}$$

Cette procédure permet de générer un champ 2D $\mathcal{U}$ dont les valeurs sont corrélées entre elles avec une longueur caractéristique L, à partir du champ 3D $r(i,j,k)$.

3 champs sont donc générés, un pour chaque composante de la vitesse. On résume ici la marche à suivre :

— L'utilisateur prescrit une longueur caractéristique (ou échelle) de la turbulence, le tenseur de Reynolds de l'écoulement de composantes $\mathcal{R}_{ij}$ et la vitesse moyenne de composantes $\langle u \rangle_i$.
— Un champ aléatoire 3D est initialisé avec $2N_t + 1$ points pour discrétiser le temps et $N_t \Delta_t > \frac{2L}{U_b}$ (pour capturer correctement les structures turbulentes), avec U_b la vitesse moyenne dans la direction principale de l'écoulement.
— Les coefficients du filtre sont calculés.

Ensuite, à chaque pas de temps :

— Le signal r_i est filtré pour obtenir le champ U_i ($i \in x, y, z$).
— On applique ensuite la transformation définie à l'équation (B.19) aux U_i pour obtenir les champs de vitesse fluctuants voulus et on utilise ce champ en condition d'entrée du fluide.
— Le champ aléatoire est advecté pour le pas de temps suivant.

B.2.3 "Forward-Stepwise Method" (FSM)

La méthode proposée par Xie et Castro [103] dite "FSM" (pour "Forward-Stepwise Method") est basée la méthode précédente (DFM), mais a pour but d'en réduire le coût en ressources numériques : en effet, la méthode précédente nécessite de générer un signal aléatoire 3D et de réaliser des opérations de filtrage en 3D ce qui peut être coûteux.

Les auteurs proposent donc de ne travailler que sur un champ 2D ψ_i qui est corrélé en temps au champ de vitesse u_i calculé au pas de temps précédent par une relation plus simple. On écrit comme précédemment ψ à t donné :

$$\psi_i(y,z) = \sum_{j=-N}^{N} \sum_{k=-N}^{N} b_j b_k r_i(y + j\ \delta y, z + k\ \delta z) \tag{B.25}$$

Les auteurs utilisent alors la relation suivante pour obtenir u_i à $t + \Delta t$:

$$u_i(t+\Delta t) \ = \ u_i(t) \ \cdot \ \exp\left(-\frac{\pi U \Delta t}{4L}\right) \ + \ \psi_i \ \cdot \ \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi U \Delta t}{2L}\right)\right]^{1/2} \tag{B.26}$$

Dans le cas général, une seule échelle globale de la turbulence L peut être insuffisante pour traiter l'anisotropie de la turbulence, et Kim *et al.* [102] préconisent d'utiliser 3 longueurs caractéristiques par composante de la vitesse, une longueur pour chaque direction de l'espace. On note alors les échelles caractéristiques L_{u_i,x_j}, définies à partir de la fonction d'auto-corrélation R présentée précédemment :

$$L_{u_i,x_j} \ = \ \int_0^{r_{ij,0.1}} R_{ii}(r\ \underline{e}_j) dr \tag{B.27}$$

avec $r_{ij,0.1}$ une distance définie telle que $R_{ii}(r_{ij,0.1}\ \underline{e}_j) = 0.1$; $\underline{e}_j$ désigne les vecteur unitaire de direction j (par exemple en cartésien $j \in \{x, y, z\}$.

Kim *et al.* [102] proposent une correction à la méthode de Xie et Castro [103] afin de générer des fluctuations à divergence nulle pour garantir la condition de continuité au niveau de l'entrée de fluide. Les auteurs préconisent également une correction sur

le champ de vitesse pour garantir la conservation du flux de masse à travers la surface d'entrée :

$$u_i^{corr} \;=\; u_i \cdot \frac{U_b}{U_{b,t}} \tag{B.28}$$

avec

$$U_{b,t} \;=\; \frac{1}{S}\int_S u_i n_i dS \tag{B.29}$$

U_b est la vitesse moyennée sur la surface d'entrée avec la condition fournie et $U_{b,t}$ est la vitesse moyennée calculée avec le champ construit par la méthode (les n_i sont les composantes de la normale à la surface d'entrée S).

Afin d'obtenir un champ de vitesse à divergence nulle, les auteurs proposent d'appliquer au champ calculé u_i (après correction pour corriger le flux de masse) un algorithme classique de prédiction-correction du champ de vitesse-pression.

Les deux méthodes (DFM et FSM) sont disponibles dans OpenFOAM® .

B.3 Comparaison des méthodes DFSEM, DFM et FSM : écoulement dans un canal

Une comparaison de la performance de la DFSEM, la DFM et la FSM est disponible dans OpenFOAM® , pour le cas d'un écoulement incompressible dans un canal. Les données turbulentes d'entrée nécessaires pour chaque méthode sont obtenues à partir d'une DNS réalisée par Moser *et al.* [150], dont les résultats sont disponibles en ligne [1].

3 LES (une pour chaque méthode) ont été réalisées avec OpenFOAM® dans un canal 3D périodique dans la direction z. Une seule cellule est utilisée dans la direction principale x de l'écoulement afin de mesurer les profils de vitesse et les composantes du tenseur de Reynolds générés par chaque méthode. On utilise une condition de pression fixée en sortie.

Le cas de l'écoulement dans un canal est proposé ici pour la comparaison entre les différentes méthodes car il correspond à un cas test inclus dans les fichiers de validation de OpenFOAM®"v2206" (disponible sur le dépôt Git officiel [2]).

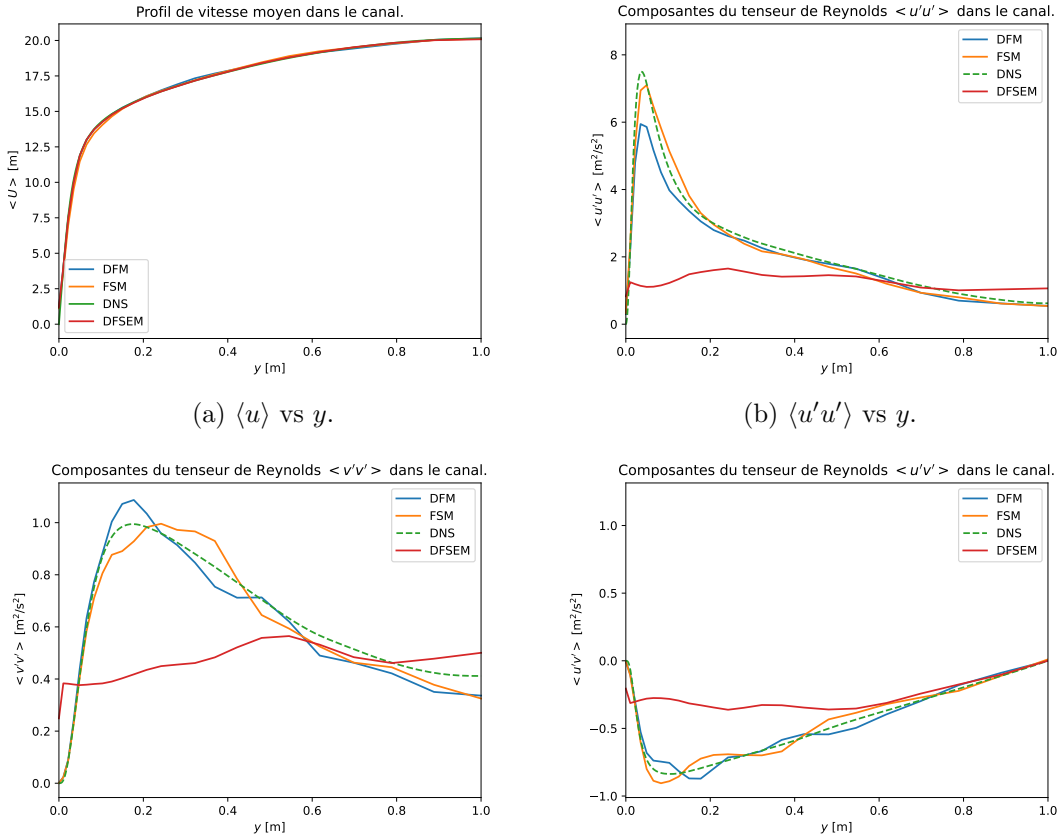
La DFSEM telle quelle est implémentée dans OpenFOAM® ne permet pas de prendre en compte l'anisotropie de la turbulence, mais permet de prendre en compte l'échelle turbulente locale. À l'inverse, la DFM et la FSM implémentée dans OpenFOAM® permettent de prendre en compte l'anisotropie des échelle turbulentes, mais les valeurs fournies pour les échelles intégrales L_{u_i,x_j} sont considérées constantes sur toute la surface d'entrée. On commence donc par une comparaison des méthodes sans prendre en compte l'anisotropie, puis l'anisotropie sera prise en compte dans la DFM et la FSM, afin de rendre compte de l'évolution des résultats lors de la prise en compte de l'anisotropie.

Sans anisotropie : Pour la DFM et la FSM, on considère que L_{u_i,x_j} sont toutes égales, et on les estime avec la relation (3.77), en utilisant l'approximation $k \sim U_0^2$, $\epsilon \sim U_0^3/L_{1/2}$, ce qui donne :

$$\forall\; i,j, \quad L_{u_i,x_j} \sim C_\mu \cdot L_{1/2} \tag{B.30}$$

1. https ://turbulence.oden.utexas.edu/data/MKM/chan395/ (consulté le 16/06/2023).
2. https ://openfoam.com/Development/openfoam/-/tree/OpenFOAM-v2206/tutorials/verification AndValidation/turbulentInflow/oneCellThickPlaneChannel (consulté le 16/06/2023).

avec $L_{1/2}$ la demi-largeur du canal. Pour la DFSEM, L est évaluée localement en utilisant la relation (3.77) et les valeurs locales de k et ϵ fournies par les résultats de DNS de Moser *et al.* [150]. On note ici $u = u_x$, $v = u_y$; la comparaison des résultats pour chaque méthode avec les résultats de DNS est donnée en Figure B.1.



(a) $\langle u \rangle$ vs y.

(b) $\langle u'u' \rangle$ vs y.

(c) $\langle v'v' \rangle$ vs y.

(d) $\langle u'v' \rangle$ vs y.

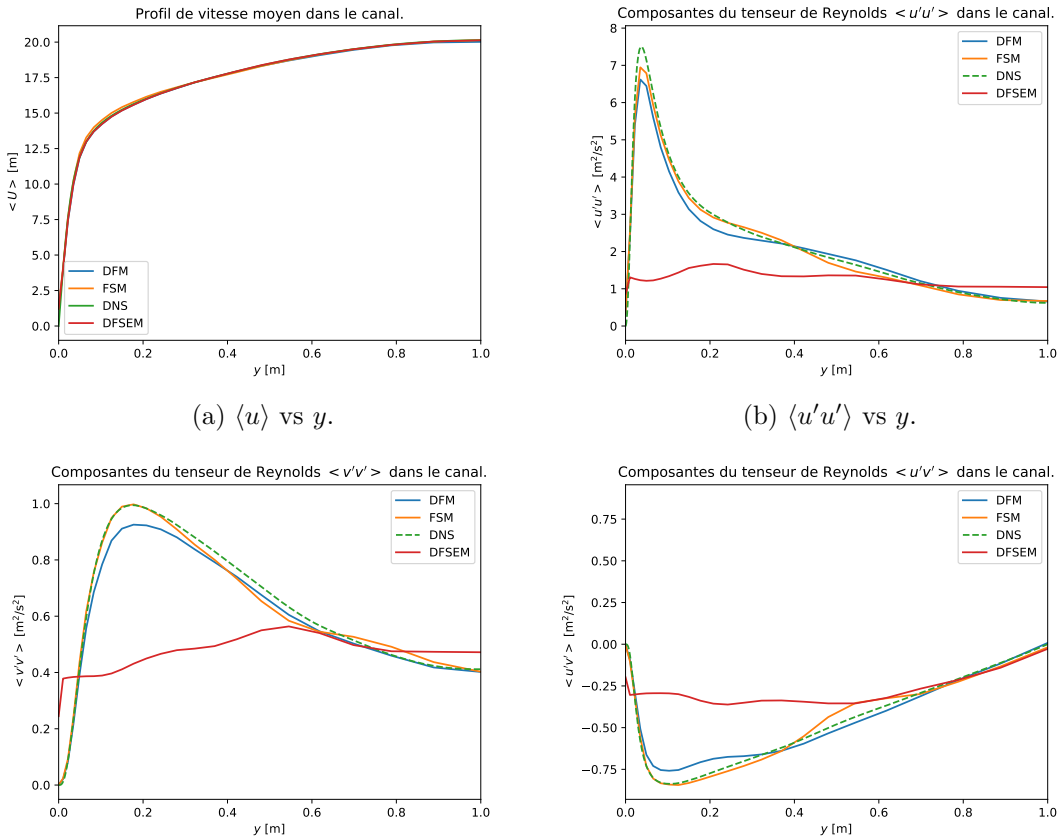
FIGURE B.1 – Comparaison des résultats **sans prise en compte de l'anisotropie** avec les résultats de DNS de Moser *et al.* [150] en fonction de la distance à l'une des parois du canal : a) $\langle u \rangle$; b) $\langle u'u' \rangle$; c) $\langle v'v' \rangle$; d) $\langle u'v' \rangle$.

Les trois méthodes reproduisent bien le profil de vitesse moyen fourni, en revanche la DFSEM ne reproduit pas correctement le comportement en proche paroi des composantes du tenseur de Reynolds : globalement les valeurs sont fortement sous-estimées (en valeur absolue). En revanche, la FSM et la DFM reproduisent convenablement les courbes de DNS en terme d'ordre de grandeur et de tendances.

Prise en compte de l'anisotropie : Les résultats de DNS de Moser *et al.* [150] permettent d'obtenir les valeurs de L_{u_i,x_j}. On utilise les valeurs suivantes :

$$(L_{u_i,x_j}) = \begin{pmatrix} 0.04446467692 & 0.172787596 & 0.1728125 \\ 0.01771245128 & 0.171889998 & 0.171875 \\ 0.01950205128 & 0.224578995 & 0.22459375 \end{pmatrix} \tag{B.31}$$

Les résultats obtenus avec ces valeurs pour la DFM et la FSM sont comparés aux résultats de DFSEM et de DNS [150] en Figure B.2.



(a) $\langle u \rangle$ vs y.

(b) $\langle u'u' \rangle$ vs y.

(c) $\langle v'v' \rangle$ vs y.

(d) $\langle u'v' \rangle$ vs y.

FIGURE B.2 – Comparaison des résultats **avec prise en compte de l'anisotropie** (FSM et DFM) avec les résultats de DNS de Moser *et al.* [150] en fonction de la distance à l'une des parois du canal : a) $\langle u \rangle$; b) $\langle u'u' \rangle$; c) $\langle v'v' \rangle$; d) $\langle u'v' \rangle$.

On constate que l'utilisation de longueurs caractéristiques différentes selon les directions et composantes de la vitesse permet d'obtenir un résultat très proche des résultats de DNS utilisés par la FSM et la DFM, et améliore de façon non-négligeable les résultats par rapport au cas sans prise en compte de l'anisotropie.

En pratique, il est plus simple d'obtenir les données d'entrée via une simulation RANS qu'avec une DNS ; en revanche, il n'est pas possible d'obtenir les statistiques permettant d'évaluer L_{u_i,x_j} avec une simulation RANS, on utilisera donc plutôt une approche isotrope.

Il est à noter que la FSM et la DFM montrent des résultats très similaires, mais le temps de calcul pour la FSM est beaucoup moins élevé que pour la DFM : environ 180s pour la FSM contre environ 1400s pour la DFM dans le cas du canal. La FSM est donc à utiliser préférentiellement.

C. Annexe sur les équations filtrées pour la LES

Les équations de conservation filtrées ont été données dans le manuscrit dans un cas général, je les réécris ci-dessous :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0, \tag{C.1}$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}_i \overline{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{1}{\rho}\overline{p}\delta_{ij} + \nu\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \tau_{ij}\right) + \overline{S_i}, \tag{C.2}$$

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}_j \overline{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_{th}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \tau_{T,j}\right) + \overline{S_T}. \tag{C.3}$$

avec $\overline{S_i}$, $\overline{S_T}$ des termes sources sur lesquels on applique le filtrage, et

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u}_i \overline{u}_j, \tag{C.4}$$

$$\tau_{T,j} = \overline{u_j T} - \overline{u}_j \overline{T}. \tag{C.5}$$

L'approximation de viscosité turbulente (ou de sous-maille) est utilisée pour exprimer τ_{ij} [19] :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = 2\nu_T \overline{\mathcal{S}}_{ij}, \tag{C.6}$$

avec

$$\mathcal{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right). \tag{C.7}$$

Les simulations numériques réalisées dans le cadre de cette thèse utilisent le modèle WALE [98] pour fournir une équation de fermeture sur ν_T.

Par analogie avec ce qui est réalisé avec l'approche RANS, une hypothèse d'advection-diffusion est utilisée pour modéliser le terme $\overline{u_i T}$ dans l'équation de conservation de l'énergie [19, 151] :

$$\tau_{T,j} = \Gamma_T \frac{\partial T}{\partial x_i} \tag{C.8}$$

avec $\Gamma_T = \nu_T / Pr_T$ et $Pr_T \sim 0.9 - 1$ [151, 152]. La valeur $Pr_T = 1$ est utilisée dans les simulations.

Lorsque l'on utilise la méthode VOF pour traiter l'interface gaz-liquide avec OpenFOAM, on obtient l'équation d'advection de la fraction volumique de gaz ou de liquide α_1 (notation du manuscrit) sous la forme suivante [106, 153] :

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_1 u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial S_c}{\partial x_j} \; = \; 0. \tag{C.9}$$

Le dernier terme de l'équation est un terme de compression de l'interface, afin de réduire la diffusion numérique [106, 153]. S_c vérifie :

$$S_c = u_j^r \; \cdot \; \alpha_1(1-\alpha_1) \tag{C.10}$$

Ce terme est non-nul uniquement dans les cellules où $0 < \alpha_1 < 1$ [106] et est tel que $u_j^r = C_\alpha |u_i| n_j$. C_α ($= 1$ par défaut [153]) est une constante ajustable et n_j sont les composantes du vecteur normal à l'interface.

En l'absence du terme en S_c, Klein *et al.* [154] donnent l'équation filtrée suivante sur l'advection de α_1 :

$$\frac{\partial \overline{\alpha_1}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\alpha_1} \; \overline{u_j})}{\partial x_j} \; = \; -\frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{\alpha,i}, \tag{C.11}$$

avec

$$\tau_{\alpha,i} = \overline{\alpha_1 u_i} - \overline{\alpha_1} \; \overline{u_i}. \tag{C.12}$$

La documentation de OpenFOAM ne fournit aucune explication vis-à-vis de l'équation d'advection sur α_1 filtrée lors de l'utilisation combinée d'une approche LES et de la méthode VOF. Aucun modèle n'a été trouvé dans OpenFOAM afin de modéliser $\tau_{\alpha,i}$, ce terme est donc a priori négligé dans les simulations.

Différents auteurs [155, 156, 157] indiquent que le champ α_1 est advecté par le champ de vitesse filtré dans OpenFOAM lors d'une LES utilisant la méthode VOF, ce qui donne l'équation d'évolution suivante pour α_1 :

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_1 \; \overline{u_j})}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u_j^r} \; \cdot \; \alpha_1(1-\alpha_1) \right] \; = \; 0. \tag{C.13}$$

Cette équation indique que la fraction volumique α_1 n'est pas filtrée dans OpenFOAM. Le champ α_1 est donc résolu directement et filtré par la taille de maille locale, sans modélisation de la partie "sous-maille" (ce qui est équivalent à faire une DNS sous-résolue sur α_1).

Ceci revient à résoudre l'équation (C.11) donnée par Klein *et al.* [154] en négligeant le terme en $\tau_{\alpha,i}$, en écrivant $\alpha_1 \simeq \overline{\alpha_1}$ et en ajoutant le terme S_c utilisant la vitesse $\overline{u_j^r}$.

Validité de cette approximation :

La résolution des équations décrites précédemment n'inclut pas de terme d'interaction "sous-maille" entre les composantes u_i du vecteur vitesse et la fraction volumique α_1. Dans une simulation de jet à surface libre impactant un solide avec fonte, tant que le "pool-effect" n'est pas apparu, la turbulence dans l'écoulement en proche paroi est essentiellement due à la turbulence au sein de l'écoulement en amont de la buse. Aucun entrainement d'air n'a été observé expérimentalement dans le film liquide s'écoulant à la surface de la cavité.

En revanche, dès lors que le "pool-effect" intervient, des bulles sont entrainées dans l'écoulement. Ces bulles ont un effet important sur la turbulence au sein de l'écoulement du fait de la "bubble-induced turbulence" [134]. Le fait de négliger le terme $\overline{\alpha_1 u_i}$ pourrait ne pas permettre de simuler correctement cet effet.

En revanche, il existe des modèles de turbulence sur le terme τ_{ij} dans OpenFOAM permettant de prendre en compte l'effet "bubble-induced turbulence" (BIT) lors d'une LES avec des approches autres que la méthode VOF pour simuler l'interface. Pour un modèle à deux fluides non-miscibles, qui implique de résoudre les équations de conservation pour chaque fluide [158, 159, 160], deux modèles de turbulence sont inclus dans OpenFOAM pour tenir compte de l'effet BIT :

- Le modèle "SmagorinskyZhang", basé sur les travaux de Zhang *et al.* [159] ;
- Le modèle "NicenoKEqn", basé sur les travaux de Niceno *et al.* [160].

L'utilisation de ces modèles nécessite de changer le solver (pour rappel le solver qui avait été choisi pour les simulations de jet à surface libre est "compressibleInterFoam"), et de choisir un solver utilisant une approche multi-fluides ("twoPhaseEulerFoam" par exemple).

Ceci suggère que la simulation d'un jet à surface libre impactant un solide avec fonte après apparition du "pool-effect" nécessiterait de changer la méthode numérique permettant de traiter la surface libre, en passant de la méthode VOF à une méthode Euler-Euler à 2 fluides pour prendre en compte l'interaction de l'interface avec le champ de vitesse vis-à-vis de la turbulence.

Synthèse des équations filtrées avec le modèle 1-fluide dans OpenFOAM

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0, \tag{C.14}$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}_i \overline{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\frac{1}{\rho}\overline{p}\delta_{ij} + \nu\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \tau_{ij}\right) + \overline{S_i}, \tag{C.15}$$

avec

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = 2\nu_T \overline{S}_{ij}, \tag{C.16}$$

ν_T doit être modélisé avec un modèle de turbulence (WALE dans nos simulations).

- Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}_j \overline{T}}{\partial x_j} \;=\; \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_{th}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \tau_{T,j}\right) + \overline{S_T}, \tag{C.17}$$

avec

$$\tau_{T,j} = \overline{u_j T} - \overline{u}_j \overline{T}, \tag{C.18}$$

$$\tau_{T,j} = \Gamma_T \frac{\partial T}{\partial x_i} \tag{C.19}$$

et $\Gamma_T = \nu_T / Pr_T$ ($Pr_T = 1$ dans nos simulations).

- Advection de la fraction volumique :

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_1\ \overline{u_j})}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{u_j^r}\ \cdot\ \alpha_1(1-\alpha_1)\right] \;=\; 0, \tag{C.20}$$

avec

$$u_j^r = C_\alpha |u_i| n_j \tag{C.21}$$

et $C_\alpha = 1$ par défaut.

D. Incertitudes expérimentales

D.1 Incertitudes sur le débit, le diamètre et la vitesse de jet

On désigne par τ le temps caractéristique d'établissement du débit dans l'équation (4.1). Lorsque $t > 3\tau$, le débit a atteint 95% de sa valeur nominale. Du bruit est alors observable dans les mesures relevées par le débit-mètre. L'incertitude $\Delta\dot{Q}$ sur $\dot{Q}$ est alors déterminée à partir de l'écart-type σ_Q sur $\dot{Q}$ une fois le régime permanent atteint :

$$\Delta\dot{Q} \;=\; 2\sigma_Q \tag{D.1}$$

L'incertitude ΔD_j sur le diamètre de jet D_j est estimée à environ 0.1mm [2].
En utilisant (4.1) et les incertitudes précédentes, les valeurs extrêmes de V_j sont :

$$\begin{cases} V_{j,min} &= \frac{4}{\pi}\frac{Q-\Delta Q}{D_j+\Delta D_j} \\ V_{j,max} &= \frac{4}{\pi}\frac{Q+\Delta Q}{D_j-\Delta D_j} \end{cases} \tag{D.2}$$

On en déduit ΔV_j via la formule suivante :

$$\Delta V_j = \max\left(V_j - V_{j,min}, V_{j,max} - V_j\right) \tag{D.3}$$

D.2 Incertitudes sur les nombres sans dimension

Pour rappel, l'incertitude sur la température mesurée par les thermocouples est $\Delta T =$ 2K.

Nombre de Reynolds Re **:** ΔRe est calculé à partir de ΔV_j, ΔD_j et de ν_{max} et ν_{min} qui sont les valeurs extrêmes de ν sur la plage de température $[T_j - \Delta T; T_j + \Delta T]$. Les valeurs maximale Re_{max} et minimale Re_{min} sont calculées de la façon suivante :

$$\begin{cases} Re_{min} &= \frac{(V_j-\Delta V_j)\,\cdot\,(D_j-\Delta D_j)}{\nu_{max}} \\ Re_{max} &= \frac{(V_j+\Delta V_j)\,\cdot\,(D_j+\Delta D_j)}{\nu_{min}} \end{cases} \tag{D.4}$$

On en déduit finalement ΔRe via la formule suivante :

$$\Delta Re = \max\left(Re - Re_{min}, Re_{max} - Re\right) \tag{D.5}$$

Nombre de fonte B : L'incertitude sur B est calculée en déterminant les valeurs maximale B_{max} et minimale B_{min} sur la plage de température $[T_j - \Delta T; T_j + \Delta T]$. On utilise ensuite la valeur ΔB suivante :

$$\Delta B = \max\left(B - B_{min}, B_{max} - B\right) \tag{D.6}$$

Nombre de Prandtl Pr : La méthode permettant de déterminer l'incertitude ΔPr sur Pr est identique à celle utilisée pour déterminer ΔB :

$$\Delta Pr = \max\left(Pr - Pr_{min}, Pr_{max} - Pr\right) \tag{D.7}$$

avec Pr_{max} la valeur maximale et Pr_{min} la valeur minimale de Pr sur la plage de température $[T_j - \Delta T; T_j + \Delta T]$.

D.3 Incertitude sur le nombre de Nusselt

L'incertitude ΔNu_0 sur Nu_0 à un instant donné de l'ablation est déterminée à partir de l'incertitude $\Delta V_{f,0}$ sur la vitesse d'ablation $V_{f,0}$: en effet, en pratique on détermine dans un premier temps la dérivée temporelle de y_0 (qui correspond à $V_{f,0}$) avant d'utiliser cette dérivée pour en déduire Nu_0. $\Delta V_{f,0}$ est calculée à partir des incertitudes sur T_j, D_j sur l'incertitude sur la conversion pixels-centimètres Δ_{pxcm} (présentée en section 4.2.1).

La dépendance de $V_{f,0}$ aux paramètres du problème n'est pas explicite, on détermine donc $\Delta V_{f,0}$ avec la relation suivante :

$$\Delta V_{f,0} \;=\; V_{f,0} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta_{pxcm}}{pxcm}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_j}{T_j}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_j}{V_j}\right)^2} \tag{D.8}$$

En utilisant les relations (4.6) et (4.7), les valeurs extrêmes de Nu_0 sont calculées via les formules suivantes :

$$\begin{cases} Nu_{0,min} & = \min_T\left(\frac{\rho_s c_{p,j}}{\lambda_j}\right) \cdot \frac{(V_{m,0} - \Delta V_{m,0}) \cdot (D_j - \Delta D_j)}{B + \Delta B} \\ Nu_{0,max} & = \max_T\left(\frac{\rho_s c_{p,j}}{\lambda_j}\right) \cdot \frac{(V_{m,0} + \Delta V_{m,0}) \cdot (D_j + \Delta D_j)}{B - \Delta B} \end{cases} \tag{D.9}$$

où $\max_T$ (resp. $\min_T$) est un opérateur de maximisation (resp. minimisation) sur la plage de température $[T_j - \Delta T; T_j + \Delta T]$.

Finalement, ΔNu_0 est calculée par :

$$\Delta Nu_0 = \max\left(Nu_0 - Nu_{0,min}, Nu_{0,max} - Nu_0\right) \tag{D.10}$$

D.4 Incertitude sur l'exposant α sur Re

L'incertitude sur α (exposant sur Re dans la corrélation (4.20)) pour une valeur donnée de T_j est évaluée via les incertitudes ΔRe et ΔNu_0. Pour un set d'expériences à une température donnée, la courbe de α en fonction de y_0/D_j est obtenue à partir de régressions linéaires sur les points Nu_0 en fonction de Re (pour différentes valeurs de y_0/D_j).

Afin de prendre en compte les incertitudes sur Nu_0 et Re, des régressions linéaires sont aussi réalisées sur les points $Nu_0 + \Delta Nu_0$ en fonction de $Re - \Delta Re$ (ces points sont

noté "top" car ils forment une courbe se trouvant au-dessus de la courbe Nu_0 en fonction de Re) et sur les points $Nu_0 - \Delta Nu_0$ en fonction de $Re + \Delta Re$ (ces points sont noté "bottom" car ils forment une courbe se trouvant en-dessous de la courbe Nu_0 en fonction de Re). Ces points correspondent aux valeurs extrêmes de Nu_0 et Re. Ces points ainsi que les points expérimentaux, les incertitudes associées et la courbe de régression sont donnés en Figure D.1 à $y_0/D_j = 2$ pour le set d'expériences à $T_j = 50°C$, afin d'illustrer la démarche.

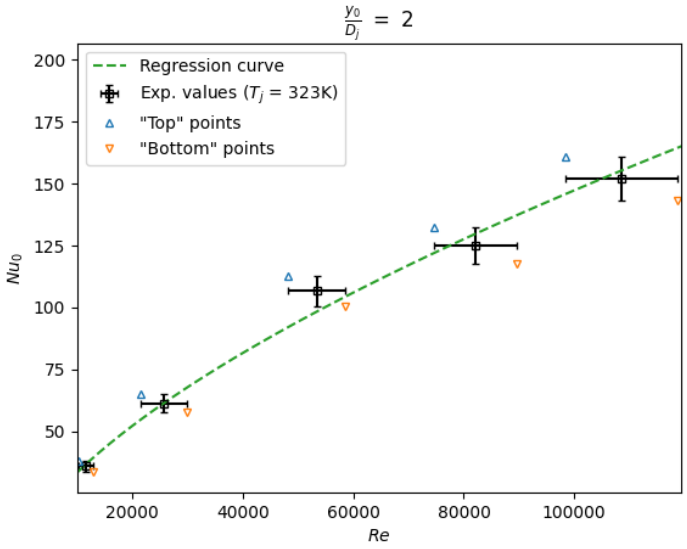


FIGURE D.1 – Illustration des points "top" et "bottom" pour la détermination de $\Delta\alpha$. La Figure est obtenue à $y_0/D_j = 2$ pour le set d'expériences à $T_j = 50°C$.

Les régressions sur les points "top" (resp. "bottom") fournissent une courbe α_{top} en fonction de y_0/D_j (resp. α_{bottom} en fonction de y_0/D_j). Les courbes obtenues de cette façon correspondent aux courbes en tirets noirs sur les Figures 4.10a , 4.10b et 4.10c.

L'incertitude sur α est calculée en utilisant les écarts-types σ_α, $\sigma_{\alpha,top}$ et $\sigma_{\alpha,bottom}$ sur les courbes respectivement de α, α_{top} et α_{bottom} par l'équation suivante :

$$\Delta\alpha = 2 \ \max\left(\sigma_\alpha, \sigma_{\alpha,top}, \sigma_{\alpha,bottom}\right) \tag{D.11}$$

E. Propriétés de l'eau

Lecoanet [2] rapporte différentes lois d'évolution des propriétés physiques de l'eau et de la glace, à partir de différents documents [161, 162, 163]. Ces lois sont rapportées ici. La température de fusion de la glace à pression atmosphérique est prise comme étant $T_f = 273.15\text{K}$. Toutes les propriétés sont évaluées à pression atmosphérique.

Conductivité λ : Lecoanet [2] indique que la conductivité de la glace peut être considérée comme étant constante, d'après l'étude de Mouchet *et al.*, et donne la valeur suivante :

$$\lambda \;=\; 2.1\ \text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \tag{E.1}$$

Pour l'eau, Lecoanet [2] rapporte l'évolution suivante, basée sur le document de Holzbecher [163] :

$$\begin{gathered}\lambda = \left(-922.47 + 2839.5\ \theta - 1800.7\ \theta^2 + 525.77\ \theta^3 - 73.44\ \theta^4\right)\ \cdot 10^{-3}, \\ \left(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\right),\end{gathered} \tag{E.2}$$

avec $\theta = \frac{T}{T_f}$. Cette relation est valable pour $273.15\text{K} \leq T \leq 373\text{K}$.

Capacité thermique massique c_p : Pour l'évolution de c_p de la glace, Lecoanet [2] rapporte la relation suivante, basée sur le document de Fukusako [162] :

$$c_p = \left[0.185 + 0.689 \times 10^{-2}\ \cdot\ T)\right]\ \cdot\ 10^3, \quad \left(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\right), \tag{E.3}$$

valable pour $90\text{K} \leq T \leq 273.15\text{K}$.

D'après Lecoanet [2], c_p pour l'eau varie très peu sur la plage $273.15\text{K} \leq T \leq 343\text{K}$ (entre 293K et 343K on relève une variation de l'ordre 0.2%), on peut donc considérer que c_p est constante pour l'eau sur la plage de température considérée, et vaut :

$$c_p \;=\; c_p(T = 293.15\text{K}) \;=\; 4.181 \times 10^3\ \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \tag{E.4}$$

Masse volumique ρ : Pour l'évolution de la masse volumique de la glace, Lecoanet [2] rapporte l'évolution suivante, basée sur le document de Fukusako [162] :

$$\rho = 917\left[1 - 1.17 \times 10^{-4}(T - 273.15)\right], \quad \left(\text{kg}\ \cdot\ \text{m}^{-3}\right), \tag{E.5}$$

valable pour $T \leq 273.15\text{K}$.

Pour l'évolution de la masse volumique de l'eau, Lecoanet [2] rapporte l'évolution suivante, basée sur le document de Holzbecher [163] :

- Sur la plage $273.15\text{K} \leq T \leq 298.15\text{K}$:

$$\rho = 1000 \left[1 - \frac{(T - 277.13)^2}{508929.2} \cdot \frac{T + 15.7914}{T - 205.02037} \right], \quad \left(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \right). \tag{E.6}$$

- Sur la plage $298.15\text{K} \leq T \leq 373.15\text{K}$:

$$\rho = 996.9 \left[1 - 3.17 \times 10^{-4} (T - 298.15) - 2.56 \times 10^{-6} (T - 298.15)^2 \right], \quad \left(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \right). \tag{E.7}$$

Viscosité dynamique μ : Pour l'évolution de la viscosité dynamique de l'eau, Lecoanet [2] rapporte l'évolution suivante pour la plage de température étudiée ($273.15\text{K} \leq T$), basée sur le document de Holzbecher [163] :

$$\left[1 + 0.015512 \cdot (T - 293,15) \right]^{-1.572} \cdot 10^{-3}, \quad \left(\text{kg} \cdot \text{m.s}^{-1} \right). \tag{E.8}$$

Chaleur latente de fusion L : La chaleur latente de fusion est fournie par Lecoanet [2], et basée sur un document de Mouchet *et al.* [161] :

$$L \ = \ 333.7 \times 10^3 \ \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \tag{E.9}$$

Nombres sans dimension : En utilisant l'évolution des propriétés physiques données précédemment, on obtient les évolutions suivantes pour Re et Pr dans l'eau :

$$Re(T) \ \simeq \ \frac{996.9 \cdot \left[1 - 3.17 \cdot 10^{-4} (T - 298,15) - 2.56 \cdot 10^{-6} (T - 298,15)^2 \right] \cdot V_j D_j}{\left[1 + 0.015512 \cdot (T - 293,15) \right]^{-1.572} \cdot 10^{-3}}, \tag{E.10}$$

$$Pr(T) \ \simeq \ \frac{4181.8 \cdot \left[1 + 0.015512 \cdot (T - 293,15) \right]^{-1.572}}{-922.47 + 1839.5 \left(\frac{T}{T_f} \right) - 1800.7 \left(\frac{T}{T_f} \right)^2 + 525.8 \left(\frac{T}{T_f} \right)^3 - 73.4 \left(\frac{T}{T_f} \right)^4}. \tag{E.11}$$

L'évolution de B avec T_j au sein du jet est explicite (puisque L ne varie pas, et que pour l'eau c_p est considéré constante) et donnée par l'équation (2.70).

F. Procédures de traitement des images

F.1 Obtention de la profondeur ablatée au point de stagnation

Les images enregistrées par la caméra sont en nuances de gris (cf. Fig. 4.5), chaque pixel peut être caractérisé par une unique valeur entière comprise entre 0 et 255. Les images sont converties en tableaux d'entiers. La première image enregistrée par la caméra (prise avant le début de l'expérience) est utilisée pour soustraire le fond à toutes les images prises à partir de l'impact du jet : ceci permet de mettre en évidence les régions dans lesquelles l'intensité lumineuse a varié par rapport à l'image de fond, et permet donc de visualiser les régions dans lesquelles l'interface solide-liquide passe. Ceci repose sur le fait que la luminosité au niveau de l'interface solide-liquide est significativement différente de l'intensité lumineuse dans l'eau ou dans la glace.

Un seuil est ensuite appliqué aux images afin de détecter les zones où l'intensité change rapidement : on utilise par défaut une valeur de 30 (la valeur doit être comprise entre 0 et 255) d'après ce qui a été fait par Lecoanet [2]. Une méthode a été développée pour que le seuil puisse être rendu dépendant du temps lorsque les expériences présentent un contraste qui varie au cours du temps (il est possible de fournir l'évolution du seuil en entrée de l'algorithme). Le passage au seuil convertit le tableau d'entiers en un tableau de booléens : les valeurs supérieures au seuil sont converties en "True" et celles inférieures en "False".

Des bulles peuvent apparaître au cours des expériences : de l'air peut rester coincé dans le système, et peut traverser la buse au cours des expériences. Tout comme l'interface solide-liquide, les bulles présentent un fort contraste (cf. Figure 4.5c) et peuvent être détectées par l'algorithme,ce qui perturbe la détection de l'interface. Une procédure a donc été développée par Lecoanet [2] pour supprimer les petits objets : cette méthode permet d'éliminer les objets ayant une surface S_{suppr} (en terme de pixels^2) inférieure à une valeur fournie par l'utilisateur. On utilise en général $S_{suppr} = 100$ pixels^2. Il est à noter que la fraction volumique de bulles dans le jet reste faible et l'effet des bulles sur la dynamique de l'écoulement et les transferts est donc négligeable (car phénomène très ponctuel).

Une fois que ces étapes ont été réalisées, la profondeur au point de stagnation est recherchée dans l'axe du jet (fourni par l'utilisateur) en cherchant le point sur cet axe où l'on passe d'une valeur "True" dans le tableau de booléens à une valeur "False" (ou inversement). La hauteur en terme de pixel de ce point est ensuite convertie en centimètres

et permet de déduire la profondeur ablatée correspondant à l'image traitée et donc à un instant donné.

F.2 Obtention de la forme de cavité

On présente ici de façon succincte la méthodologie d'obtention de la forme de cavité (la base de la procédure est similaire à ce qui a été décrit pour l'obtention de la profondeur au point de stagnation, section F.1) :

a. Les images sont converties en tableaux d'entiers, et on moyenne 20 images afin de réduire l'effet d'éventuels problèmes de luminosité qui peuvent survenir ponctuellement. Comme en section 4.2.1, on utilise la première image des expériences afin de soustraire le fond aux images moyennées (cf. Fig. F.1a).
b. Un seuil fixe (en général fixé entre 20 et 30) est appliqué à l'image (convertie en tableau d'entiers) afin de déterminer les régions où l'intensité lumineuse varie fortement. En effet, en ayant soustrait le fond, les régions où l'intensité lumineuse varie correspondent à des régions où il y a eu un changement, par exemple le passage de l'interface solide-liquide qui présente un fort contraste par rapport à l'image de fond. Ceci convertit le tableau d'entiers en tableau de booléens : on obtient la valeur "True" aux pixels dont la luminosité a varié de façon importante par rapport à l'image de fond, et "False" pour les autres pixels (cf. Fig. F.1b).
c. Les régions où l'intensité lumineuse est importante mais dont l'aire (en terme de nombre de pixels) est faible sont supprimées (cf. 4.2.1), afin de ne pas détecter des bulles par exemple.
d. Un technique dite de "dilatation" [2] est appliquée aux pixels ayant pour valeur "True" (pixels qui sont donc supposés être au niveau de l'interface grâce aux étapes précédentes) : on recherche autour de ces pixels la présence d'autres pixels ayant pour valeur "True" afin de les connecter et de combler les éventuels "trous"qui pourraient être présents dans la forme de cavité. Les groupes de pixels qui ont pour valeur "False" et sont encadrés par des pixels ayant pour valeur "True" voient leur valeur passer à "True" pour "remplir" les trous restants (cf. Fig. F.1c).
e. À la suite de l'étape précédente, on obtient une cavité (zone du solide qui a fondu) dont les pixels possèdent tous la valeur "True" ; les pixels ayant la valeur "False" se trouvent dans le solide non-fondu. Un algorithme de recherche de contour (package python3 *Scikit-Image*) est alors utilisé pour construire un contour continu à partir de la frontière entre les pixels "False" et les pixels "True".

Les images obtenues à différentes étapes de la procédure et rapportées par Lecoanet [2] sont données en Figure F.1 afin d'illustrer la procédure. Les différentes étapes sont expliquées plus en détails par Lecoanet [2].

F.3 Procédure d'obtention du profil radial de la vitesse de fonte

À un instant t donné, le contour de la cavité $\mathcal{C}_t$ est comparé au contour obtenu à un instant $t + \Delta t$, afin de déterminer la distance parcourue par l'interface selon sa normale localement pendant Δt, ce qui permet ensuite de déduire la vitesse locale de l'interface qui correspond à $V_f(r)$. Pour un contour $\mathcal{C}_t$ et un contour $\mathcal{C}_{t+\Delta t}$ donnés, la procédure développée pour déterminer $V_f(r)$ est décrite dans la suite, et illustrée en Figure F.2.

(a) Fond soustrait. (b) Après seuillage. (c) Dilatation et remplissage.

FIGURE F.1 – Procédure de détection de la forme de cavité à différentes étapes, par Lecoanet [2].

a. La surface du glaçon est placée à la même hauteur pour les deux contours : ceci permet de voir le déplacement de la forme de cavité au cours du temps (on néglige la fonte loin du jet entre les deux contours comparés en superposant le haut des deux contours).
b. Pour chaque point P_i de $\mathcal{C}_t$, on calcule le vecteur normal à la cavité en calculant la pente m du contour au point P_i de coordonnée (r_i, y_i) via :

$$m \;=\; \frac{1}{2}\left(\frac{y_{i+1}-y_i}{r_{i+1}-r_i}+\frac{y_i-y_{i-1}}{r_i-r_{i-1}}\right)$$

Cette étape nécessite d'avoir un contour relativement régulier pour obtenir une pente qui ne présente pas trop de bruit le long du contour, dans le cas contraire la pente présente des oscillations fortes. La droite (d) normale au contour $\mathcal{C}_t$ au point (r_i, y_i) peut alors s'écrire :

$$(d) \;:\; y \;=\; m(r-r_i)+y_i \tag{F.1}$$

avec m la pente déterminée précédemment.
c. On détermine ensuite quel segment du contour suivant $\mathcal{C}_{t+\Delta t}$ contient le point d'intersection entre $\mathcal{C}_{t+\Delta t}$ et la droite (d) normale à $\mathcal{C}_t$. Pour cela, on calcule pour chaque point de $\mathcal{C}_{t+\Delta t}$ la distance entre ce point et (d). Pour un point $P(r_n, y_n)$, la distance $D_{(d)}$ à la droite (d) peut s'écrire sous la forme :

$$D_{(d)}(P) \;=\; \frac{|y_n - mr_n - (y_i - mr_i)|}{\sqrt{1+m^2}} \tag{F.2}$$

On cherche parmi les points P du contour $\mathcal{C}_{t+\Delta t}$ les points P_1 et P_2 qui permettent d'obtenir les deux valeurs les plus basses de la distance $D_{(d)}(\,\cdot\,)$ (il faut que le contour ne possède pas une courbure trop élevée localement, sinon il est le point calculé peut possiblement être faux). Ceci permet de déduire le segment qui contient le point d'intersection entre (d) et $\mathcal{C}_{t+\Delta t}$.
d. Connaissant les points $P_1(r_1, y_1)$, $P_2(r_2, y_2)$ formant le segment contenant le point d'intersection $P_{int}(r, y)$ entre le contour $\mathcal{C}_{t+\Delta t}$ et la droite (d), on peut écrire :

$$P_{int}(r,y) \text{ est tel que } \begin{cases} y &= m(r-r_i)+y_i \\ y &= \frac{y_2-y_1}{r_2-r_1}(r-r_1)+y_1 \end{cases} \tag{F.3}$$

en notant $A = mr_i - \frac{y_2-y_1}{r_2-r_1}r_1 + y_1 - y_i$ et $B = m - \frac{y_2-y_1}{r_2-r_1}$, on peut finalement en déduire les coordonnées r et y du point cherché :

$$\begin{cases} r &= A/B \\ y &= m(A/B - r_i) + y_i \end{cases} \tag{F.4}$$

e. Connaissant le point d'intersection P_{int} déterminé précédemment, on peut déduire la distance d_n parcourue selon la normale depuis le point (r_i, y_i) du contour $\mathcal{C}_t$ durant le temps Δt qui sépare les deux contours, on en déduit donc finalement la vitesse locale de l'interface $V_f(r_i)$:

$$V_f(r_i) = \frac{d_n}{\Delta t} \tag{F.5}$$

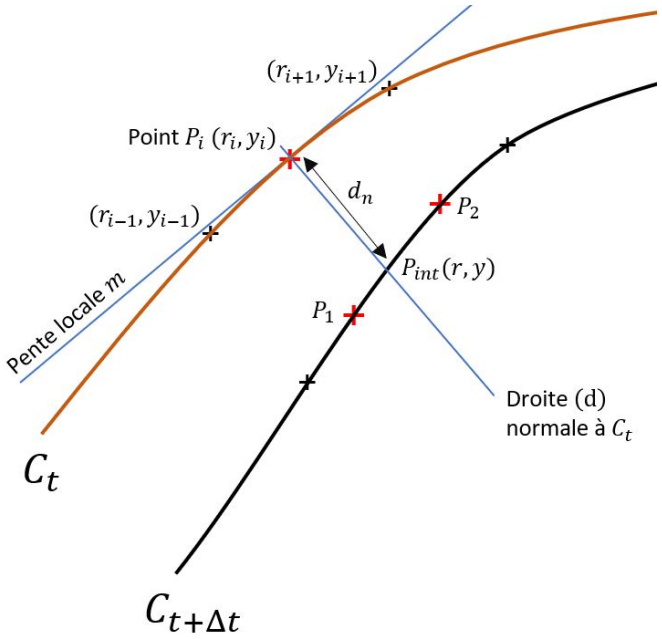


FIGURE F.2 – Procédure d'obtention de la vitesse de fonte locale.

Résumé

Les études de sureté pour les réacteurs à neutrons rapides à caloporteur sodium (RNR-Na) ont donné lieu au développement de nouveaux systèmes de mitigation des accidents graves. Lors d'un scénario d'accident grave, une partie plus ou moins importante du cœur du réacteur entre en fusion, formant du *corium*. Ce corium doit être évacué du cœur afin d'éviter des problèmes de criticité. Des tubes de déchargement ("DCS-M-TT") ont donc été intégrés au design des RNR-Na, afin de transférer le cœur fondu vers un récupérateur de corium. En sortant des tubes de déchargement, le corium forme un jet et s'étale sur le récupérateur ce qui permet de le refroidir plus efficacement. Le jet de corium en sortie des tubes de déchargement étant extrêmement chaud ($\sim 2000 - 3000$K) lorsqu'il impacte le récupérateur, il peut provoquer son ablation thermique. Il faut donc dimensionner le récupérateur pour qu'il ne soit pas percé par le jet. Des expériences ont été réalisées dans une précédente thèse pour améliorer la compréhension du phénomène d'ablation par un jet à surface libre, avec l'installation HAnSoLO (Hot AblatioN of a SOlid by a Liquid - Observations). De nouveaux résultats ont également été obtenus pour traiter des phénoménologies plus variées dans cette thèse. Ainsi, on s'est intéressé à l'ablation d'un solide par un jet immergé, problème qui présente une phénoménologie différente de celle du cas étudié précédemment. L'effet de la rugosité du solide impacté a également été traité et il a été mis en évidence que la prise en compte de la rugosité est importante pour le dimensionnement du récupérateur. L'ensemble de ces résultats ont été utilisés pour valider un code CFD. Les simulations numériques ont notamment permis d'obtenir des résultats d'ablation très similaires aux résultats expérimentaux pour le cas du jet immergé. Les simulations et expériences devront être complétées à l'avenir pour permettre de traiter numériquement l'ablation d'un solide par un jet de corium dans les conditions du réacteur.

Mots-clés : Ablation, jet impactant, fonte, écoulement multiphasique, simulation CFD, sûreté nucléaire, récupérateur de corium.

Abstract

Safety studies for fast neutron reactors with sodium led to the development of mitigation systems for severe accidents. During a hypothetical severe accident, at least part of the reactor's core melts, leading to the formation of *corium*. The corium has to be relocated to prevent any criticality problems. Therefore, transfer tubes were integrated to the design of the core to relocate the corium from the core to a core-catcher. A jet of corium exits the transfer tubes and spreads on the core-catcher, allowing a better cooling of the corium. However, thermal ablation of the core-catcher will occur as the temperature of the corium is very high ($\sim 2000 - 3000$K). Thus, the core-catcher has to be dimensioned to prevent any breach due to the ablation. Experiments were performed during a previous thesis to improve understanding of the phenomenon of ablation by a free-surface jet, with a bench called HAnSoLO (Hot AblatioN of a SOlid by a Liquid - Observations). New results were obtained in the present work to address additional phenomenologies. For instance, the ablation of a solid by an immersed jet was studied. This is another situation that could occur in the real case. The effect of the roughness of the impacted solid was also addressed, and it was shown that taking roughness into account is important to design the core-catcher. All these results were used to validate a CFD code. In particular, the ablation result obtained through the numerical simulations were very similar to the experimental results for the immersed jet case. The simulations and experiments will be completed in the future to numerically treat the ablation of a metallic solid by a corium jet under reactor conditions.

Keywords : Ablation, jet impingement, melting, multiphase flow, CFD, nuclear safety, core-catcher.