

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Institut National Polytechnique de Toulouse*
Discipline ou spécialité : *Energétique et Transferts*

Présentée et soutenue par *Michaël MONTOUT*
Le *21 janvier 2009*

Titre : *Contribution au développement d'une Approche Prédictive Locale de la crise d'ébullition*

JURY

Mr Hervé Lemonnier	*(Rapporteur)*
Mr Cees van der Geld	*(Rapporteur)*
Mr Lounes Tadrist	*(Président)*
Mr Jean-Louis Marié	*(Membre)*
Mme Catherine Colin	*(Membre)*
Mr Pierre-Antoine Haynes	*(Membre)*
Mr Pierre Péturaud	*(Membre)*

Ecole doctorale : *Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés*
Unité de recherche : *Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse*
Directeur(s) de Thèse : *Mme Catherine Colin et Mr Pierre-Antoine Haynes (co-directeur)*
Rapporteurs : *Mr Hervé Lemonnier et Mr Cees van der Geld*

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu, Madame Catherine Colin, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse et directrice de thèse, et Messieurs Pierre-Antoine Haynes et Pierre Péturaud, Ingénieurs-Chercheurs à EDF R&D et encadrants de thèse. Ils ont constitué a mes yeux un "trio de choc" sur lequel j'ai toujours pu compter que ce soit d'un point de vue technique ou d'un point de vue humain. Je leur adresse toute ma sympathie et ma reconnaissance.

Je remercie Monsieur Lounes Tadrist, Professeur à l'Université Aix-Marseille 1, pour avoir assuré la présidence du jury. J'adresse mes remerciements tout particuliers à Monsieur Hervé Lemonnier, Directeur de recherche au Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) et Monsieur Cees Van der Geld, Professeur au Technishe Universiteit d'Eindhoven qui ont accepté de juger ce mémoire en tant que rapporteur. Je souhaite également remercier Monsieur Jean-Louis Marié, Chargé de recherche à l'Ecole Centrale de Lyon, pour avoir bien voulu participer au jury de thèse.

Mes travaux de thèse ont été réalisés au centre de R&D d'Electricité de France de Chatou (78), au sein du groupe VIbrations et Thermohydraulique des Echangeurs et des Cœurs (I84 - VITEC) du département Mécanique des Fluides, Energies et Environnement (MFEE), anciennement département Mécanique des Fluides et Transferts Thermiques (MFTT). Je remercie Messieurs Olivier Marchand, Chef du département (MFTT) et Franck David, Chef du groupe I84 de m'y avoir accueilli.

Je souhaite remercier les membres du projet NEPTUNE, Marc Boucker, Jérome Laviéville et Stéphane Mimouni, Ingénieurs-Chercheurs à EDF R&D, pour l'aide qu'ils m'ont apportée tout au long de ces trois années.

Je remercie également l'ensemble des agents du groupe I84 ainsi que les personnes qui, de près ou de loin, ont participé à la réalisation de ce projet. Mon travail à leur côté fût un plaisir.

Je tiens finalement à remercier Messieurs Pascal Mialon, Chef du département MFEE, Ange Caruso, Chef-Adjoint du département MFEE, Antoine Guelfi, Chef du groupe I84 et Samuel Pitot, Ingénieur-Chercheur du groupe I84 pour la confiance qu'ils ont témoignée à mon égard.

Je dédie cette thèse à ma famille qui de part son soutien inconditionnel me permet de m'accomplir un peu plus chaque jour.

Table des matières

Nomenclature **o**

Introduction **1**

1 Le code NEPTUNE_CFD **9**
1.1 Modélisation des écoulements diphasiques bouillants dans le code NEPTUNE_CFD . . 9
1.1.1 Les équations de conservation locales moyennées 10
1.1.2 Équation de transport d'aire interfaciale 14
1.1.3 Lois de fermeture 15
1.2 Évaluation de la modélisation du code NEPTUNE_CFD adoptée sur des données expérimentales DEBORA 26
1.2.1 Description du dispositif expérimental DEBORA 26
1.2.2 Essais DEBORA retenus 28
1.2.3 Modélisation/simulations des essais DEBORA 29
1.2.4 Résultats des simulations numériques d'essais DEBORA 31

2 Modélisation de l'ébullition nucléée sous-saturée convective **53**
2.1 Généralités sur les configurations d'écoulements bouillants convectifs et les mécanismes de l'ébullition nucléée sous-saturée convective 53
2.1.1 Configurations d'écoulements bouillants convectifs 54
2.1.2 Cycle d'ébullition nucléée sous-saturée convective 58
2.2 Représentation/modélisation de l'ébullition nucléée sous-saturée 61
2.2.1 Les corrélations empiriques monodimensionnelles 62
2.2.2 Les modèles mécanistes 64
2.3 Conclusions sur la modélisation des écoulements bouillants convectifs 93

3 Évaluation des modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et Basu *et al.* **95**
3.1 Choix d'une "corrélation de référence" 96
3.2 Analyse quantitative des modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et Basu *et al.* 107
3.2.1 Comparaison de la modélisation "standard" des modèles mécanistes 107
3.2.2 Analyse de sensibilité des modèles mécanistes à leurs paramètres principaux . . 119
3.3 Conclusion sur l'évaluation des modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et Basu *et al.* 126

4 Bilan des forces agissant sur une bulle en croissance sur une paroi verticale chauffante pour des écoulements convectifs **129**
4.1 Prédiction des diamètres de détachement et de décollage d'une bulle - État de l'art 129

4.2 Modélisation des forces appliquées à une bulle en croissance sur une paroi chauffante pour un écoulement vertical ascendant . . . 131
4.2.1 Les différentes forces en présence . . . 131
4.2.2 Modélisation des forces adoptée . . . 133
4.3 Méthode de résolution du bilan des forces . . . 143
4.3.1 Considérations générales . . . 143
4.3.2 Principes de résolution du bilan des forces . . . 144
4.3.3 “Fermeture” du système à deux équations . . . 147
4.4 Prédiction des diamètres de détachement et de décollage à partir du bilan des forces . . . 154
4.4.1 Comportement du bilan des forces (modélisation “complète”) . . . 155
4.4.2 Poids respectif des différentes forces . . . 159
4.4.3 Simplification du bilan des forces au moment du détachement/décollage de la bulle . . . 161
4.4.4 Confrontation de la modélisation simplifiée à des données expérimentales et des corrélations/relations de la littérature . . . 163
4.4.5 Écriture de relations pour les diamètres de détachement et de décollage . . . 176
4.5 Conclusions sur l’exploitation d’un bilan des forces agissant sur une bulle en croissance sur une paroi verticale chauffante pour des écoulements convectifs . . . 180

5 Vers une amélioration de la modélisation du modèle mécaniste d’ébullition nucléée sous-saturée convective 183
5.1 Motivations conduisant à l’élaboration d’un nouveau modèle d’ébullition nucléée sous-saturée convectif . . . 183
5.2 Présentation/description du nouveau modèle d’ébullition nucléée sous-saturée convective 185
5.3 Étude comparative sur les temps caractéristiques et la fréquence du cycle d’ébullition nucléée sous-saturée convective . . . 190
5.3.1 Comparaisons entre les temps d’attente et la durée d’un cycle de nucléation . . . 191
5.3.2 Comparaisons entre les temps de détachement et de décollage et la durée d’un cycle de nucléation . . . 193
5.4 Analyse quantitative du nouveau modèle mécaniste d’ébullition nucléée sous-saturée convective . . . 196
5.4.1 Analyse quantitative à basse pression . . . 197
5.4.2 Analyse quantitative à haute pression . . . 202
5.4.3 Analyse complémentaire vis-à-vis de la fréquence de nucléation de Ceumern-Lindenstjerna . . . 205
5.5 Conclusions sur le nouveau modèle d’ébullition nucléée sous-saturée convective et discussions autour de son utilisation dans le code NEPTUNE_CFD . . . 212

Conclusions et Perspectives 213

A Éléments bibliographiques sur la modélisation des forces de masse ajoutée et de traînée s’exerçant sur une bulle 217

B Exploitation du bilan des forces 221
B.1 Représentation graphique des résultats de l’application du bilan des forces . . . 221
B.2 Étude complémentaire avec la modélisation de la force de portance de Mei et Klausner . 229

Bibliographie 231

Liste des tableaux

1 Gamme de paramètres thermohydrauliques industriels d'intérêt dans le cadre de l'instruction de l'APL . . . 6

1.1 Conditions thermohydrauliques des essais DEBORA . . . 28

2.1 Domaine d'établissement de la corrélation d'Ünal . . . 67
2.2 Comparaison de la corrélation semi-empirique d'Ünal à sa base de données expérimentales d'établissement (tubes cylindriques) . . . 73
2.3 Comparaison de la corrélation semi-empirique d'Ünal à sa base de données expérimentales d'établissement (plaques planes) . . . 74
2.4 Domaine d'établissement des corrélations de Basu *et al.* pour les diamètres de détachement et de décollage . . . 84
2.5 Domaine d'établissement des corrélations de Basu *et al.* pour la densité de sites actifs de nucléation . . . 84
2.6 Domaine d'établissement des corrélations de Basu *et al.* pour le temps de croissance et le temps d'attente . . . 85

3.1 Domaine d'établissement de la corrélation de Jens et Lottes . . . 96
3.2 Domaine d'établissement de la corrélation de Thom *et al.* . . . 97
3.3 Domaine d'établissement du modèle de Chen (eau/vapeur **saturée**) . . . 98
3.4 Domaine d'établissement du modèle de Gungor et Winterton (eau/vapeur sous-saturée) . 99
3.5 Domaine d'établissement du modèle de Liu et Winterton (eau/vapeur sous-saturée) . . . 99
3.6 Récapitulatif des domaines d'établissement des corrélations empiriques pour les écoulements eau/vapeur . . . 100
3.7 Caractéristiques des banques de données expérimentales en eau/vapeur sous-saturée utilisées par Gungor et Winterton et Liu et Winterton (*D* représente les diamètres des tubes ou espaces annulaires utilisés pour bâtir ces banques de données) . . . 104
3.8 Calcul de la moyenne des écarts absolus et relatifs (Gungor et Winterton) . . . 105
3.9 Calcul de la moyenne des écarts absolus et relatifs (Liu et Winterton) . . . 105

4.1 Récapitulatif des forces agissant sur la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation . . . 152
4.2 Récapitulatif des forces agissant sur la bulle lors de l'étape de croissance pendant glissement . . . 153
4.3 Données thermodynamiques pour différentes pressions (d'après VDI heat atlas, Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC), 1993) . . . 154
4.4 Caractéristiques thermohydrauliques des différents cas de calcul traités . . . 155
4.5 Résultats concernant l'exploitation du bilan des forces . . . 158
4.6 Données expérimentales de Maity (2000, [42]) . . . 165

4.7 Données de la base expérimentale d'établissement de la corrélation d'Ünal 165
4.8 Données expérimentales de Situ *et al.* 166
4.9 Résultats d'exploitation sur l'ensemble des bases de données sélectionnées 169
4.10 Comparaison à des corrélations de la littérature à basse pression 173

B.1 Comparaison entre les diamètres obtenus avec la modélisation d'Auton *et al.* et avec la modélisation de Mei et Klausner 229

Table des figures

1 Schéma de principe d'un REP (image issue de Wikipédia) 2

1.1 Schématisation temporelle de la répartition des flux dans le modèle de Kurul et Podowski 16
1.2 Évolution du profil radial du taux de vide α_g en fin de longueur chauffante 32
1.3 Évolution du profil radial du diamètre moyen des bulles D en fin de longueur chauffante 33
1.4 Évolution du profil radial du diamètre moyen des bulles D en fin de longueur chauffante (suite) 34
1.5 Évolution du profil radial de la vitesse du liquide $U_{l,z}$ et de la vitesse du gaz $U_{g,z}$ en fin de longueur chauffante 35
1.6 Évolution du profil axial du diamètre d'Ünal $D_{l,Unal}$ au niveau de la paroi chauffante . . 37
1.7 Évolution du profil axial de la température du liquide T_l au niveau de la paroi chauffante 37
1.8 Évolution du profil axial de la température de la paroi T_w au niveau de la paroi chauffante 37
1.9 Sensibilité à la prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1) 38
1.10 Sensibilité à la prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 7) 39
1.11 Sensibilité au diamètre de décollage avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1) 43
1.12 Sensibilité au diamètre de décollage avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 7) 44
1.13 Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1) 45
1.14 Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 7) 46
1.15 Sensibilité au diamètre de décollage sans équation d'aire interfaciale (essai 1) 47
1.16 Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation sans équation d'aire interfaciale (essai 1) 48
1.17 Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation sans prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1) 49

2.1 Configurations d'écoulement et régimes de transfert de chaleur associés pour un flux de chaleur pariétal faible, d'après Collier et Thome (1994, [12]) 55
2.2 Schématisation de l'ébullition nucléée sous-saturée convective 57
2.3 Croissance par évaporation de la micro-couche 59
2.4 Schématisation du gradient de température du liquide à la paroi 59
2.5 Évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal imposé du modèle de Kurul et Podowski 70
2.6 Évolution du diamètre maximum des bulles prédit par la corrélation d'Ünal - comparaison aux données (12) à (16) du tableau (2.3) 76
2.7 Prédiction du diamètre maximum de décollage D_l en fonction de la sous-saturation . . . 77

2.8 Répartition des flux de chaleur pariétaux en fonction de la sous-saturation du liquide . . 77
2.9 Prédiction du diamètre maximum de décollage D_l en fonction de la vitesse liquide $v_{l,bulk}$ 78
2.10 Répartition axiale des flux de chaleur selon l'ONB et l'OSV 79
2.11 Schématisation des scénarios 1, 2 et 3 81
2.12 Évolution de la densité de sites actifs de nucléation en fonction du nombre de Jakob pour la corrélation de Basu *et al.* et la corrélation de Lemmert et Chwala 87
2.13 Évolution du diamètre de décollage en fonction du nombre de Jakob pour la corrélation de Basu *et al.* et la corrélation d'Ünal 87

3.1 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 3 bar 101
3.2 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 10 bar 101
3.3 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 50 bar 102
3.4 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 155 bar 102
3.5 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression P égale à 3 bar 108
3.6 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression P égale à 10 bar 109
3.7 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression P égale à 50 bar 109
3.8 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression P égale à 155 bar 110
3.9 Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression P de 3 bar 113
3.10 Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression P de 10 bar 113
3.11 Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression P de 50 bar 114
3.12 Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression P de 155 bar 114
3.13 Évolution de la surchauffe pariétale $\Delta T_{w,ONB}$ nécessaire à l'initiation de l'ONB en fonction du flux pariétal pour une sous-saturation de 1 °C 115
3.14 Évolution de la sous-saturation $\Delta T_{l,OSV}$ nécessaire à l'initiation de l'OSV en fonction du flux pariétal 115
3.15 Influence du glissement des bulles sur l'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal pour le modèle de Basu *et al.* 118
3.16 Influence du glissement des bulles sur l'évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal pour le modèle de Basu *et al.* 119
3.17 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à N_a pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C 120
3.18 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à f pour une presion P égale à 50 bar et une sous-saturation de 1 °C 120
3.19 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à A_{tc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C 121
3.20 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à A_{tc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 5 °C 121

3.21 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à h_{fc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C . . . 122
3.22 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à h_{fc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 5 °C . . . 122
3.23 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à D_l pour une pression P égale à 10 bar et une sous-saturation de 1 °C . . . 123
3.24 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à N_a pour une pression P égale à 50 bar et une sous-saturation de 1 °C . . . 123
3.25 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à A_{tc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C . . . 123
3.26 Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à f pour une pression P égale à 3 bar et une sous-saturation de 1 °C . . . 123
3.27 Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à N_a pour P égale à 3 bar . . . 124
3.28 Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à h_{fc} pour P égale à 10 bar . . . 124
3.29 Sensibilité du flux net d'évaporation à D_l pour une pression P égale à 3 bar et une sous-saturation de 1 °C (Basu *et al.*) . . . 125
3.30 Sensibilité de la densité de sites actifs de nucléation N_a pour une pression P égale à 3 bar et une sous-saturation de 1 °C (Basu *et al.*) . . . 125
3.31 Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à D_l pour une pression P égale à 50 bar . . . 125
3.32 Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à N_a pour une pression P égale à 50 bar . . . 125

4.1 Schématisation des forces appliquées à une bulle en croissance sur une paroi verticale chauffée . . . 132
4.2 Comportement de la bulle selon sa dynamique ; inclinée à gauche (bulle attachée à la paroi) , redressée à droite (bulle glissant sur la paroi) . . . 136
4.3 Évolution de la force de portance d'Auton *et al.* (1988, [1]) et de Mei et Klausner (1994, [47]) en fonction du volume de la bulle . . . 142
4.4 Croissance et glissement de bulles sur une paroi verticale chauffée (d'après Maity (2000, [42]) ; les photographies se suivent de gauche à droite et de haut en bas) . . . 146
4.5 Évolution du coefficient K_{Unal} en fonction du temps pour différentes conditions thermo-hydrauliques . . . 149
4.6 Vitesse et dérivée de la vitesse liquide à la paroi . . . 151
4.7 Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 8) . . . 156
4.8 Évolution des angles α et β du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 8) . . . 156
4.9 Évolution de la composante selon x du bilan des forces, de la vitesse relative et de la vitesse de la bulle en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance pendant glissement (cas 8) . . . 157
4.10 Poids des contributions de la composante selon x de la force de portance, de la composante selon y de la force de masse ajoutée et de la composante selon y de la force de traînée (cas) . . . 160
4.11 Représentation des fonctions $f(\alpha,\beta)$ et $h(\alpha,\beta)$ . . . 162
4.12 Évolution des diamètres de détachement et de décollage des bulles sur sites actifs de nucléation . . . 167
4.13 Comparaison des diamètres de détachement du bilan des forces simplifié aux diamètres expérimentaux de Maity . . . 171
4.14 Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié aux diamètres expérimentaux (basse pression) . . . 171

4.15 Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié aux diamètres expérimentaux (haute pression) . . . 171
4.16 Comparaison des diamètres de détachement du bilan des forces simplifié à la corrélation de Basu *et al.* . . . 174
4.17 Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié aux corrélations/relations de la littérature (basse pression) . . . 174
4.18 Comparaison à des corrélations de la littérature à haute pression (base de données d'établissement de la corrélation dÜnal) . . . 175
4.19 Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié à la corrélation dÜnal (haute pression) . . . 175
4.20 Profil linéaire par morceau de la vitesse du liquide . . . 177

5.1 Comparaison entre les temps d'attente et à la durée d'un cycle de nucléation pour différentes conditions thermohydrauliques . . . 192
5.2 Comparaison entre les temps de détachement et de décollage et à la durée d'un cycle de nucléation pour différentes conditions thermohydrauliques . . . 194
5.3 Diamètres de détachement et de décollage pour différentes conditions thermohydrauliques . . . 195
5.4 Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$) . . . 198
5.5 Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$) . . . 198
5.6 Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$) . . . 199
5.7 Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$) 199
5.8 Évolution du flux de conduction instationnaire pendant glissement en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et 5 $m.s^{-1}$) . . . 200
5.9 Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$) . . . 201
5.10 Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$) . . . 201
5.11 Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar (1) . . . 203
5.12 Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar (2) . . . 204
5.13 Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna) . . . 206
5.14 Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna) . . . 206
5.15 Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna) . . . 207
5.16 Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna) . . . 207
5.17 Évolution du flux de conduction instationnaire pendant glissement en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna) 208

5.18 Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna) 209
5.19 Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna) . 209
5.20 Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar et f de Ceumern-Lindenstjerna (1)) 210
5.21 Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar et f de Ceumern-Lindenstjerna (2) 211

B.1 Cas 1 221
B.2 Cas 2 222
B.3 Cas 3 222
B.4 Cas 4 223
B.5 Cas 5 223
B.6 Cas 6 224
B.7 Cas 7 224
B.8 Cas 9 225
B.9 Cas 10 225
B.10 Cas 11 226
B.11 Cas 12 227
B.12 Cas 13 227
B.13 Cas 14 228
B.14 Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 1 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner) 230
B.15 Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 3 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner) 230
B.16 Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 12 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner) 231
B.17 Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 15 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner) 231

Nomenclature

Les unités employées dans cette nomenclature correspondent aux unités par défaut des différentes variables listées ci-dessous si aucune autre indication n'est précisée dans le corps de ce document.

Lettres latines

A	aire	$[m^2]$
a_i	aire interfaciale	$[m^{-1}]$
C	coefficient lié à la traînée ou la portance	$[-]$
c_{Pl}	chaleur spécifique à pression constante du liquide	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
D	diamètre	$[m]$
D_{32}	diamètre de Sauter	$[m]$
E	énergie totale moyenne	$[m^2.s^{-2}]$
$\mathbf{e}_\perp$	vecteur unitaire perpendiculaire à la paroi	$[-]$,
$\mathbf{e}_{/\!/}$	vecteur unitaire parallèle à la paroi	$[-]$,
F	force	$[N]$
f	force de tension de surface par unité d'aire interfaciale	$[kg.m^{-2}.s^{-2}]$
f	fréquence de décollage des bulles	$[s^{-1}]$
G	débit massique	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
g	accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
g_i	résultante des forces voplumiques d'origine extérieure	$[m.s^{-2}]$
$g(S)$	facteur de correction de Kok	[-]
H	enthalpie totale moyenne	$[m^2.s^{-2}]$
h	coefficient d'échange	$[W.m^{-2}.K]$
h_B	enthalpie massique moyenne	$[m^2.s^{-2}]$
h_{lg}	chaleur latente d'évaporation	$[J.kg^{-1}]$
I	transfert interfacial de Quantité De Mouvement (QDM)	$[kg.m^{-2}.s^{-2}]$
Ja	nombre de Jakob basé sur la surchauffe pariétale	[-]
K	coefficient de la loi de croissance de bulle caractérisant le régime d'ébullition	[-]
k	conductivité thermique	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
k_d	coefficient de traînée exprimé en fonction du nombre de Reynolds de bulle	[-]
L_c	longueur caractéristique	$[m]$
l	longueur	$[m]$
l_c	longueur capillaire	$[m]$
$\dot{M}$	débit-masse	$[kg.s^{-1}]$
N_a	densité de sites actifs de nucléation	$[m^{-2}]$
n	vecteur unitaire normal à l'interface	[-]
Pe	nombre de Peclet	[-]
P	pression	$[bar]$
q	source externe de chaleur	$[W.m^{-2}]$

Re_b	nombre de Reynolds de bulle	[-]
r_c	rayon du pied de la bulle	$[m]$
r_r	rayon de courbure à la base de la bulle	$[m]$
R	rayon de la bulle	$[m]$
$\dot{R}$	dérivée première par rapport au temps du rayon de la bulle	$[m.s^{-1}]$
$\ddot{R}$	dérivée seconde par rapport au temps du rayon de la bulle	$[m.s^{-2}]$
S	rapport des distances entre les centres des bulles et les rayons de ces bulles	$[-]$
S_r	cisaillement adimensionné	$[-]$
T	température moyenne	$[K]$
$\mathbf{t}$	vecteur unitaire tangent à la surface de la bulle et à la ligne de contact triple	$[-]$
t^*	temps caractéristique à partir duquel la convection forcée prend le pas sur la conduction instationnaire	$[s]$
t_0	temps à partir duquel la bulle se détache de son site actif de nucléation ; ce temps est associé au diamètre de détachement	$[s]$
$\mathbf{U}$	vecteur de la vitesse moyenne d'une phase	$[m.s^{-1}]$
U	vitesse moyenne d'une phase	$[m.s^{-1}]$
u_b	composante perpendiculaire à la paroi de la vitesse de la bulle	$[m.s^{-1}]$
u^*	vitesse de frottement à la paroi	$[m.s^{-1}]$
V_r	vitesse relative de la bulle par rapport à la vitesse du liquide	$[m.s^{-1}]$
v_b	composante parallèle à la paroi de la vitesse du centre de gravité de la bulle	$[m.s^{-1}]$
$v_{b,g}$	composante parallèle à la paroi de la vitesse du centre de gravité de la bulle lors du glissement	$[m.s^{-1}]$
v_l	vitesse du liquide au niveau du centre de gravité de la bulle (parallèle à la paroi)	$[m.s^{-1}]$
$v_{l,bulk}$	vitesse du liquide au cœur de l'écoulement	$[m.s^{-1}]$
w	vitesse locale de l'interface	$[m.s^{-1}]$
X_2	inverse de la masse d'une bulle de diamètre égal au diamètre de Sauter	$[m]$
X_{eq}	titre thermodynamique	$[-]$
x^+	distance adimensionnée de la bulle à la paroi	$[-]$
z	cote axiale	$[m]$
z	distance du centre de gravité de la bulle à la paroi	$[m]$

Lettres grecques

α	taux de présence	$[-]$
α	angle de contact amont	$[^\circ]$
β	angle de contact aval	$[^\circ]$
ΔT_{sat}	surchauffe pariétale ; différence entre la température de la paroi et la température de saturation	$[K$ ou $^\circ C]$
ΔT_{sub}	sous-saturation du liquide ; différence entre la température de saturation et la température du liquide	$[K$ ou $^\circ C]$
δ	distribution de Dirac	$[-]$
ε	rapport entre le cisaillement adimensionné et le nombre de Reynolds de bulle	$[-]$
Γ	transfert interfacial de masse	$[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
γ	constante dépendante des propriétés physiques de la paroi et du fluide	$[-]$
η	diffusivité thermique	$[m^2.s^{-1}]$

γ	angle complémentaire de l'angle de contact aval	$[^\circ]$
κ	constante de Von Karman	$[-]$
Π^E	transfert interfacial d'énergie	$[W.m^{-3}]$
Π^H	transfert interfacial d'enthalpie	$[W.m^{-3}]$
ϕ	flux de chaleur	$[W.m^{-2}]$
ϕ	angle de contact statique	$[rad]$
ϕ	angle polaire	$[rad]$
η	diffusivité thermique du liquide	$[m^2.s^{-1}]$
μ_l	viscosité dynamique du liquide	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
ν_l	viscosité cinématique du liquide	$[m^2.s^{-1}]$
τ	tenseur des contraintes	$[kg.m^{-1}.s^{-2}]$
θ	angle d'inclinaison de la bulle par rapport à la paroi	$[^\circ]$
ρ	masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
σ	tension de surface	$[N.m^{-1}]$
σ	tenseur des contraintes visqueuses	$[kg.m^{-1}.s^{-2}]$
ϑ_b	volume d'une bulle	$[m^3]$

Indices

a	agitation
am	masse ajoutée
b	bulle
$bulk$	cœur de l'écoulement
d	détachement
d	traînée
dt	dispersion turbulente
e	entrée
e	évaporation lorque qu'utilisé avec un flux
exp	expérimental
fc	convection forcée
g	gaz ou glissement
hyd	hydraulique
j	indice de la composante de l'espace
k	indice de la phase
l	décollage
l	liquide
l	portance
ONB	démarrage de l'ébullition ("Onset of nucleate Boiling")
OSV	décollage des premières bulles de vapeur de la paroi ("Onset of Significant Void")
p	indice de phase
s	interface
sat	saturation
$site$	site actif de nucléation
sl	glissement
sup	surchauffe
sub	sous-saturation
T	grandeur turbulente
tc	conduction instationnaire
vap	vapeur
w	attente lorque qu'utilisé avec un temps

w	paroi
x	axe perpendiculaire à la paroi
y	axe parallèle à la paroi
$+$	grandeur adimensionnelle

Introduction

Problématique industrielle : la crise d'ébullition en cœur REP

Fonctionnement d'un Réacteur à Eau Pressurisée

La filière "Réacteur à Eau Pressurisée" (REP) est la plus répandue dans le monde ; l'ensemble des centrales nucléaires françaises, soit 58 réacteurs, fournit environ 80 % de l'électricité produite sur le territoire. Cette électricité est produite à partir de la réaction exothermique produite par la fission du combustible nucléaire situé dans le cœur du réacteur.

Le cœur des REP est constitué d'environ une centaine d'assemblages de crayons de combustible (généralement 17×17 crayons par assemblage) composés de pastilles d'uranium enrichi. Le fluide caloporteur (eau) circulant autour de ces crayons est chargé de récupérer la chaleur émise par la réaction de fission par l'intermédiaire de la gaine des crayons de combustible (jouant le rôle de paroi chauffante) et agit également comme modérateur ; cette eau permet à la fois :

- de favoriser la réaction de fission en "thermalisant" les neutrons (les neutrons lents ont plus de probabilités de rencontrer un noyau d'uranium fissile que les neutrons rapides),
- et de modérer la réaction de fission lorsque sa température augmente (plus la température de l'eau est élevée moins les neutrons sont ralentis).

Deux circuits d'eau fermés et un circuit d'eau ouvert sont nécessaires au fonctionnement d'un REP (schéma de principe, fig. (1)). Il s'agit :

- du circuit primaire,
- du circuit secondaire,
- et du circuit de refroidissement.

L'eau du **circuit primaire**, circulant autour des assemblages, est élevée à une température d'environ 320 °C (en sortie du cœur contre environ 290 °C en entrée) sous une pression de 155 bar pour prévenir l'ébullition. Elle est ensuite acheminée vers les générateurs de vapeur où elle circule à l'intérieur de tubes qui vont agir comme des parois d'échange thermique en transmettant l'énergie accumulée par le circuit primaire vers un second circuit fermé : le **circuit secondaire**.

L'eau du circuit secondaire est plus froide en entrée du générateur de vapeur (environ 270 °C) et est soumise à une pression plus faible (55 bar) de telle sorte qu'elle est portée à ébullition au contact des tubes des générateurs de vapeur. La vapeur créée entraîne alors un turbo-alternateur produisant de l'électricité. Celle-ci est ensuite ramenée à l'état liquide grâce à un condensateur dans lequel circule l'eau du **circuit de refroidissement** provenant de la mer ou d'un fleuve. Cette eau sera, en fin de chaîne énergétique, refroidie au contact de l'air circulant dans les aéroréfrigérants.

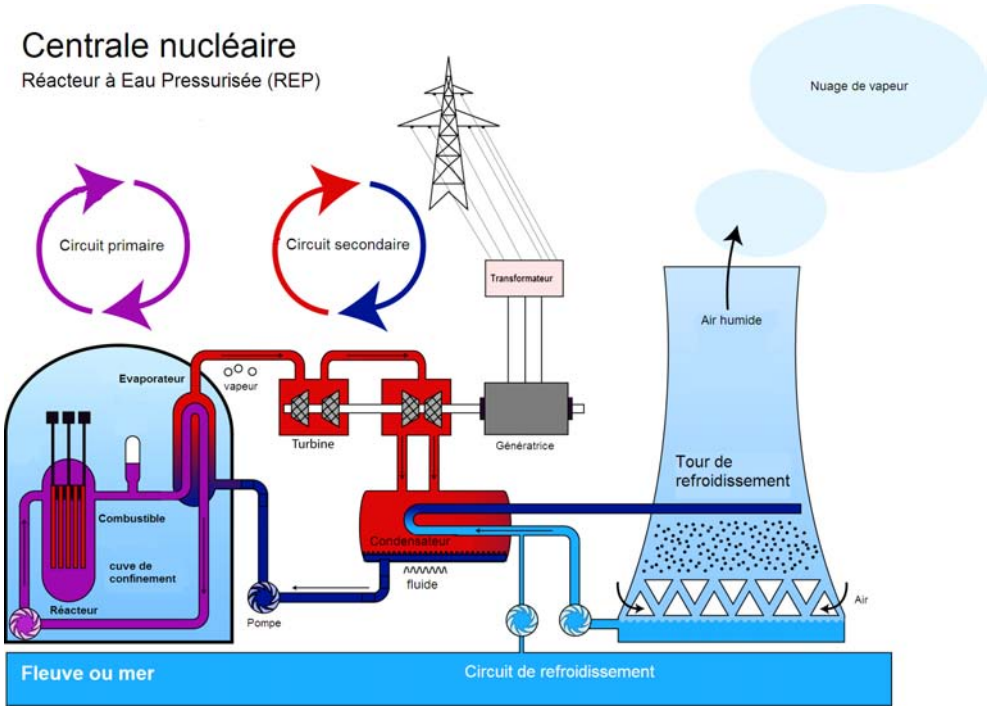


FIG. 1 – Schéma de principe d'un REP (image issue de Wikipédia)

La sûreté des REP est garantie par trois barrières de confinement de la radioactivité :

- la gaine des crayons de combustible,
- le circuit primaire,
- le Bâtiment Réacteur ou BR,

visant à prévenir tout risque de contamination de l'environnement.

C'est pourquoi, il est nécessaire de prendre en compte, lors de la conception thermohydraulique des REP, tous les phénomènes possibles pouvant affecter ces barrières, en considérant tous les régimes de fonctionnement de la centrale : nominal, transitoire, incidentel ou accidentel.

La **crise d'ébullition** est l'un des phénomènes critiques qui pourraient conduire à la rupture des gaines de crayon de combustible ; elle fait l'objet d'études approfondies lors de la conception thermohydraulique des REP. La présente étude s'inscrit dans le cadre de la prédiction de ce phénomène, l'une des problématiques primordiales concernant la sûreté des installations nucléaires.

La crise d'ébullition et la prédiction actuelle du flux critique en REP

La crise d'ébullition est un phénomène qui se traduit par une dégradation de l'échange de chaleur entre la paroi chauffante et le fluide caloporteur environnant entraînant une montée en température de la paroi avec, le cas échéant, des conséquences néfastes sur son intégrité. Cette dégradation est due à un changement de régime de transfert thermique consécutif à l'apparition d'un film de vapeur - localisé ou non - sur la paroi chauffante. Ce film de vapeur agit alors comme un isolant et limite ainsi fortement les capacités de transfert thermique entre l'écoulement et la paroi chauffante (diminution brutale du coefficient d'échange thermique). Le flux de chaleur pariétal pour lequel le phénomène de crise d'ébullition apparaît est appelé **flux critique**.

Deux types de crise d'ébullition peuvent être distingués en fonction des caractéristiques thermo-hydrauliques de l'écoulement considéré. Lorsque le flux thermique est très élevé, la crise d'ébullition apparaît pour des écoulements à faible titre thermodynamique en vapeur ; ce type de crise d'ébullition, appelé **caléfaction** ("Departure from Nucleate Boiling") se distingue par la violence du phénomène. En revanche, pour des flux thermiques plus faibles, la crise d'ébullition est moins brutale et est reliée à de forts titres thermodynamiques en vapeur ; ce type de crise d'ébullition est alors nommé **assèchement de la paroi chauffante ("dry-out")**.

De manière générale, ces deux types de crise d'ébullition sont associés à une topologie d'écoulement et un mode de transfert thermique différents.

* L'assèchement
  Dans le cas de l'assèchement, la configuration de l'écoulement menant à la crise d'ébullition est de type annulaire, constituée d'un film liquide en contact avec la paroi et d'un cœur de vapeur contenant des gouttelettes. L'échange de chaleur est effectué par convection forcée au travers du film liquide conduisant à l'évaporation progressive de celui-ci ; l'assèchement est alors consécutif à la vaporisation complète de ce film et conduit à une configuration d'écoulement de type écoulement à gouttelettes. Les mécanismes conduisant à l'assèchement sont assez bien connus et des modèles prédictifs satisfaisants ont été développés (modèle de Govan et Hewitt (1988, [23]), par exemple).

* La caléfaction
  Dans le cas de la caléfaction, la situation est plus complexe. La configuration de l'écoulement et le mode de transfert thermique conduisant à ce type de crise d'ébullition sont plus divers rendant ses mécanismes moins bien définis. On sait, néanmoins, que la caléfaction apparaît dans le cas d'**écoulement à bulles** ou à poches pour lesquels le mode de transfert thermique est **l'ébullition nucléée (sous-saturée ou saturée)**. La caléfaction est alors initiée par la formation localisée de tâches sèches sur la paroi (bulles de vapeur, poches de vapeur...), non remouillées par le liquide. L'apparition de ces tâches sèches peut s'étendre jusqu'au développement d'un film de vapeur en paroi accompagné d'un cœur diphasique (mélange de liquide et de vapeur) à dominante liquide. Cette configuration d'écoulement est alors appelée écoulement annulaire inversé. Les mécanismes liés à l'apparition de ces tâches sont mal identifiés et les modèles prédictifs proposés ne font pas l'unanimité (Bricard (1995, [8])).

Certains des organes principaux des réacteurs nucléaires peuvent être concernés par la crise d'ébullition :

- ce pourrait être, par exemple, le cas des générateurs de vapeur. Il s'agirait là d'une crise d'ébullition de type "assèchement", **avec une température de la paroi contrôlée par la température de l'eau du circuit primaire**, sans conséquence réelle pour l'intégrité du composant (sauf peut être un vieillissement prématuré des matériaux),
- en revanche, la gaine des crayons de combustible, **à densité de flux imposée par la réaction neutronique**, pourrait être affectée par des crises d'ébullition de type caléfaction notamment ; celles-ci pourraient alors provoquer une montée en température brutale et importante de la gaine des crayons de combustible et conduire à leur destruction avec relâchement de produit de fission dans le circuit primaire.

La gaine des crayons de combustible constitue la première barrière de confinement de la radioactivité dans une centrale nucléaire. Afin de maîtriser son comportement, il est donc absolument nécessaire de prendre en compte le phénomène de crise d'ébullition de manière fiable. C'est à la fois :

- un problème de sûreté pour lequel une bonne connaissance des marges vis-à-vis du flux critique est priomordiale,
- et une question avec des impacts sur le domaine de fonctionnement de la centrale, donc liée à des enjeux de compétitivité économique forts.

La prise en compte du phénomène de crise d'ébullition dans les études de conception thermohydraulique des REP passe aujourd'hui par la mise en œuvre d'une approche semi-empirique. Cette approche consiste en l'exploitation de données expérimentales de flux critique avec un code de calcul afin de développer des corrélations de flux critique ; l'association "corrélation/code" constitue le prédicteur de flux critique exploité ensuite pour les calculs en cœur.

Les données expérimentales de flux critique sont obtenues lors d'essais ("campagnes de flux critique") réalisés dans des grappes de crayons chauffants (généralement 5×5 crayons dans un boîtier carré) à l'échelle locale 1 (conservation du diamètre des crayons combustibles et du pas du réseau), pour des conditions thermohydrauliques prototypiques des cœurs (eau/vapeur jusqu'à 155 bar, flux thermique $>$ 1,5 $MW.m^{-2}$) qui sont :

- la pression P,
- la vitesse massique G,
- le titre thermodynamique X_{eq},

moyennées dans la section de l'écoulement.

L'échelle spatiale d'analyse est le sous-canal (espace délimité par le centre de quatre crayons voisins, de l'ordre du cm^2) pour laquelle les grandeurs thermohydrauliques d'intérêt sont obtenues avec le code de calcul (code dît "composant") exploité pour conduire les études de conception des cœurs REP vis-à-vis du phénomène de crise d'ébullition.

Cette approche est satisfaisante sur le plan de la sûreté, mais elle peut contenir des conservatismes forts et un manque de généralité : tout nouveau combustible nécessite une nouvelle caractérisation de ses performances en flux critique *via* une expérimentation lourde et coûteuse. En outre, de manière plus fondamentale, des interrogations demeurent toujours sur l'impact sur le flux critique,

- des grilles de mélange,
- voire, de la forme axiale du flux thermique (effet d'histoire).

Pour pallier ces insuffisances, des approches mécanistes ont été développées sans grand succès toutefois.

Face à ce constat, et considérant que la crise d'ébullition est *a priori* d'abord un "phénomène pariétal", une nouvelle démarche est explorée à EDF R&D : il s'agit de l'Approche Prédictive Locale (APL) de la crise d'ébullition de type "caléfaction" (en écoulement à bulles, dans un premier temps) .

L'Approche Prédictive Locale de la crise d'ébullition de type caléfaction

Description de l'approche

L'Approche Prédictive Locale (APL) consiste à développer des prédicteurs de flux critique à l'aide de données locales pertinentes fournies par un code CFD, en lieu et place des grandeurs P, G et X_{eq} moyennées dans le sous-canal, calculées par les codes de calcul de type "composants" actuels.
L'APL se distingue des méthodologies actuelles par l'échelle de modélisation prise en compte. Le passage de l'échelle du sous-canal (de l'ordre du centimètre) à l'échelle "locale" (de l'ordre du millimètre) devrait permettre d'améliorer la modélisation en considérant de manière plus fine,

- la structure des écoulements bouillants diphasiques,
- et le mode d'action locale des grilles de mélange (permettant d'homogénéiser l'écoulement) sur les écoulements.

Le développement de corrélations de flux critique à partir de cette modélisation devrait ainsi permettre :

- d'établir une relation plus fiable entre topologie fine des écoulements diphasiques bouillants et caléfaction, que ce soit dans le cadre de configurations d'écoulements analytiques (écoulement en tube, par exemple) ou industriels,
- de mieux comprendre les relations existantes entre le flux critique et les différents paramètres géométriques (géométrie du canal, grilles de mélange) et thermohydrauliques (profil de flux axial, paroi froide),

pour finalement s'affranchir des besoins en expérimentations nouvelles sur le flux critique (ou *a minima* les réduire).

Toutefois, l'instruction de l'APL repose sur un pré-requis indispensable - la capacité du code à prédire le plus précisément possible les caractéristiques des écoulements bouillants, notamment vis-à-vis :

- de la migration transverse des bulles,
- de la topologie locale (taille moyenne des bulles/aire interfaciale, taux de vide), en paroi et dans l'écoulement,
- de la répartition du flux de chaleur pariétal entre chaleur latente et chaleur sensible.

Ce pré-requis garantit la mise à disposition de résultats physiques fiables et précis pour les grandeurs d'intérêt (taux de vide, température du liquide, vitesses du liquide et de la vapeur...) qui seront par la suite utilisées pour développer les prédicteurs de flux critique.

La gamme de valeurs des paramètres thermohydrauliques industriels d'intérêt pour l'instruction de l'APL est définie dans le tableau (1) ; elle correspond :

- au fonctionnement nominal d'une centrale REP (P = 155 bar, G = 3500 $kg.m^{-2}.s^{-1}$, ϕ_w = 600 $kW.m^{-2}$),
- et également à différentes situations accidentelles pouvant être rencontrées lors du fonctionnement de la centrale,

jusqu'à la limite $X_{eq,lim}$ des écoulements à bulles.

Pression P $[bar]$	Débit massique G $[kg.m^{-2}.s^{-1}]$	Flux de chaleur pariétal ϕ_w $[MW.m^{-2}]$	Titre thermodynamique X_{eq} [-]
35 à 160	1000 à 5000	0,2 à 2	-0,3 à $X_{eq,lim}$

TAB. 1 – Gamme de paramètres thermohydrauliques industriels d'intérêt dans le cadre de l'instruction de l'APL

Le code de calcul CMFD (Computational Multiphase Flow Dynamics) NEPTUNE_CFD, avec sa modélisation actuelle, est l'outil qui a été choisi pour instruire l'APL ; le développement de ce code s'inscrit dans le cadre du projet NEPTUNE.

Le projet NEPTUNE

Le projet NEPTUNE (Guelfi *et al.* (2005, [24])) est un programme de R&D mis en place par EDF R&D et le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) à la fin des années 2001 dans le but de développer une plate-forme d'outils de simulations thermohydrauliques adaptée aux besoins futurs de l'industrie nucléaire. Supporté également par l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) et AREVA-NP, il vise à répondre à des problématiques industrielles majeures telles que :

- l'amélioration de la prédiction de la crise d'ébullition de type caléfaction,
- l'estimation de la température du liquide lors du choc froid sur cuve en cas de perte de refroidissement primaire,
- ou bien encore, la prédiction de la température de la gaine des crayons de combustible lors d'une perte de refroidissement primaire.

Les outils de simulations fournis par cette plate-forme doivent être capables de traiter les écoulements diphasiques pour différentes échelles de modélisation :

- “système”, dédiée à la description complète des circuits d’eau d’un réacteur,
- “composant” faisant référence à l’analyse des écoulements à l’échelle d’un sous-canal (de l’ordre du centimètre),
- “locale” ou CFD, permettant d’avoir une description plus fine des écoulements (de l’ordre du millimètre, cette échelle correspond à celle du code NEPTUNE_CFD).

Cette séparation spatiale permet par la suite de coupler les différentes échelles de modélisation entre elles (couplage multi-échelles) afin que les plus petites échelles puissent renseigner les plus grandes. Un couplage pluridisciplinaire peut également être réalisé (par exemple, l’association d’un code de neutronique à l’échelle “locale” avec un code de thermohydraulique à l’échelle “composant”).

La réalisation de ce projet est articulée autour de trois activités majeures qui sont :

- le développement de logiciels,
- la recherche de nouveaux modèles physiques et de méthodes numériques,
- et le développement de nouveaux programmes expérimentaux et de techniques d’instrumentation.

Objectifs et contenu de l’étude

Cette étude a été conduite afin de répondre à deux objectifs précis :

- évaluer la capacité de la modélisation présente aujourd’hui dans le code NEPTUNE_CFD, à reproduire correctement les grandeurs locales d’intérêt des écoulements diphasiques bouillants à bulles, dans des configurations thermohydrauliques proches de celles en cœurs REP,
- améliorer, le cas échéant, les modèles physiques nécessaires à la fermeture des équations de conservation moyennées temporellement autour desquelles le code NEPTUNE_CFD a été développé.

Dans un premier chapitre, nous présenterons les équations de conservation moyennées temporellement et les modèles de fermeture utilisés dans le code NEPTUNE_CFD à ce jour pour simuler les écoulements diphasiques bouillants, puis nous sélectionnerons des données expérimentales du dispositif expérimental DEBORA (proches des configurations thermohydrauliques de fonctionnement des cœurs REP) pour mener une première évaluation de la modélisation adoptée dans NEPTUNE_CFD. Cette évaluation nous permettra de cibler des axes de recherches nécessaires à l’amélioration du code ; parmi ceux-ci notre attention se portera sur la modélisation de l’ébullition nucléée sous-saturée et sa capacité à renseigner le terme source de vapeur, une des variables principales des équations de conservation du code NEPTUNE_CFD.

Ensuite, nous conduirons une analyse bibliographique critique des différents types de modèles d’ébullition nucléée sous-saturée. Trois modèles mécanistes compatibles avec une implantation dans le code NEPTUNE_CFD seront alors sélectionnés et analysés : le modèle de Kurul et Podowki (1990, [34]), utilisé par défaut dans NEPTUNE_CFD, le modèle de Basu *et al.* (2005, [2, 3]) et le modèle de Yeoh *et al.* (2008, [72]).

Dans une troisième partie, une évaluation quantitative de ces modèles sera effectuée sur une large gamme de conditions thermohydrauliques (d’intérêt industriel et à basse pression) afin de déterminer lequel serait le mieux adapté à une utilisation dans le code NEPTUNE_CFD.

Les résultats fournis par cette analyse nous conduiront vers la proposition d’un modèle de Kurul et Podowski “amélioré” prenant en compte certaines des pistes d’amélioration listées lors de l’analyse des

modèles d'ébullition nucléée sous-saturé, dont notamment le glissement des bulles dans la répartition des flux. Toutefois, la prise en compte du glissement des bulles dans la modélisation requiert la connaissance du diamètre de décollage (diamètre à partir duquel la bulle quitte la paroi) mais également du diamètre de détachement (diamètre à partir duquel la bulle quitte son site actif de nucléation pour glisser sur la paroi) pour lequel aucune corrélation n'a été développée, *a priori*, dans la gamme de paramètres industriels d'intérêt.

Afin de palier cette abscence, nous développerons, en nous inspirant des travaux effectués par des auteurs de la littérature, une approche innovante de type bilan des forces permettant de modéliser la croissance d'une bulle sur une paroi chauffante. Des relations pour les diamètres de décollage et de détachement obtenues *via* cette approche seront alors proposées puis confrontées aux quelques données expérimentales et corrélations/relations de la littérature disponibles.

Nous proposerons, pour finir, un nouveau modèle d'ébullition nucléée sous-saturée intégrant certaines des améliorations physiques proposées tout au long de notre étude ; ce modèle sera par la suite évalué pour des conditions thermohydrauliques d'intérêt et également à basse pression.

Chapitre 1

Le code NEPTUNE_CFD

Le code NEPTUNE_CFD est l'outil de calcul qui a été choisi pour instruire l'APL. Ce code de calcul polyphasique est basé sur une approche eulérienne ; l'évolution des grandeurs locales des écoulements est décrite par des équations de conservation moyennées dans le temps.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description de ces équations ainsi qu'à la présentation des modèles nécessaires à leur fermeture, tels qu'ils sont actuellement disponibles dans la version V1.0.6. Nous évaluons, dans la seconde partie de ce chapitre, une analyse de résultats de calculs comparés à des données expérimentales ; elle nous permettra d'évaluer la capacité du code NEPTUNE_CFD (avec sa modélisation actuelle) à simuler des écoulements diphasiques bouillants proches des configurations d'écoulement des cœurs REP.

1.1 Modélisation des écoulements diphasiques bouillants dans le code NEPTUNE_CFD

Le code NEPTUNE_CFD (2005, [24]) est élaboré en considérant une approche de type Euler/Euler pour laquelle chaque phase de l'écoulement est décrite à l'aide de variable continue. L'évolution des grandeurs locales de l'écoulement est régie par les équations de conservation locales moyennées :

- l'équation de conservation locale moyennée de masse,
- l'équation de conservation locale moyennée de Quantité De Mouvement (QDM),
- et l'équation de conservation locale moyennée d'enthalpie totale.

Une équation de transport de l'aire interfaciale peut également être ajoutée.

Ces équations sont obtenues à partir des équations de conservation locales instantanées. Chaque phase de l'écoulement étant considérée comme continue, le milieu dans son ensemble possède des discontinuités, rendant les grandeurs locales de l'écoulement non dérivables au sens des fonctions. Le passage des équations de conservation locales instantanées aux équations de conservation locales moyennées nécessite alors :

- de se placer dans l'espace des distributions afin de rendre l'ensemble du milieu dérivable ; les équations de conservation locales instantanées sont alors multipliées par la fonction caractéristique de phase χ_k :

$$\chi_k(M,t) = \begin{cases} 1 & \text{si le point M est situé dans la phase } k \text{ à l'intant } t \\ 0 \text{ sinon} & \end{cases} \tag{1.1}$$

- puis, de moyenner ces équations à l'aide d'un opérateur de moyenne temporelle pondérée par la masse volumique.

La moyenne statistique phasique d'une fonction F_k de la phase k est définie par :

$$\overline{\overline{F}}_k \equiv \frac{\overline{\chi_k F_k}}{\overline{\chi}_k} = \frac{\overline{F}_k}{\alpha_k} \tag{1.2}$$

Si on considère que n'importe quelle variable F_k est définie par unité de volume, on peut alors l'exprimer en fonction d'une variable ψ_k définie par unité de masse telle que :

$$F_k = \rho_k \psi_k \tag{1.3}$$

De ce fait, on définit l'opérateur de moyenne par :

$$\widehat{\psi}_k = \frac{\overline{\rho_k \psi_k}}{\overline{\rho}_k} = \frac{\overline{\overline{\rho_k \psi_k}}}{\overline{\overline{\rho}}_k} \tag{1.4}$$

Le lecteur pourra se référer aux travaux de Ishii (1975, [27]) pour obtenir plus de détails sur l'obtention des équations de conservation locales moyennées.

Les équations de conservation locales moyennées sont présentées dans la première partie de ce paragraphe. Certains des termes de ces équations nécessitent d'être calculés à l'aide de modèles de fermeture et la seconde partie est consacrée à leur modélisation dans la version v1.0.6 de NEPTUNE_CFD (Laviéville *et al.*, 2004, [36]).

Dans la suite de ce document, les indices "*l*" et "*g*" se rapportent respectivement à la phase liquide et à la phase gazeuse.

1.1.1 Les équations de conservation locales moyennées

Équation de conservation locale moyennée de masse

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_k \rho_k\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_k \rho_k U_{k,j}\right) = \Gamma_k} \tag{1.5}$$

avec :

- α_k le taux de présence de la phase k,
- ρ_k la masse volumique de la phase k,
- $U_{k,j}$ les composantes de la vitesse locale moyenne de la phase k,
- Γ_k le transfert interfacial de masse à la phase k,

$$\Gamma_k = \overline{\overline{\rho_k \left(w_j - u_{k,j}\right) n_{k,j} \delta_k}} \tag{1.6}$$

et :

- w_j les composantes de la vitesse locale de l'interface,
- $u_{k,j}$ les composantes de la vitesse locale instantanée de la phase k,
- $n_{k,j}$ les composantes du vecteur unitaire normal à l'interface et dirigé vers l'intérieur du domaine occupé par la phase k,
- δ_k la distribution de Dirac associée à l'interface.

Le transfert interfacial de masse Γ_k peut être décomposé en deux composantes :

- un terme $\Gamma^c_{(p\to k)}$ représentant le transfert interfacial de masse au cœur de l'écoulement de la phase p vers la phase k,
- ainsi qu'un terme $\Gamma^e_{(w\to k)}$ représentant le transfert de masse par ébullition nucléée de la paroi à la phase k (création de masse de vapeur à la paroi),

telles que les relations locales moyennées de saut à l'interface sont :

$$\boxed{\Gamma_k = \sum_{p\neq k}\left(\Gamma^c_{(p\to k)} + \Gamma^e_{(w\to k)}\right)} \tag{1.7}$$

$$\boxed{\sum_k \Gamma_k = 0} \tag{1.8}$$

Équation de conservation locale moyennée de QDM

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_k\rho_k U_{k,i}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_k\rho_k U_{k,j}U_{k,i}\right) = \alpha_k\rho_k g_i + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_k\left(\bar{\bar{\tau}}_{k,ij} + \bar{\bar{\tau}}^T_{k,ij}\right)\right] + I_{k,i} \tag{1.9}$$

avec :

- g_i la résultante des forces volumiques d'origine extérieure,
- $\tau_{k,ij}$ le tenseur des contraintes de la phase k,
- $\tau^T_{k,ij}$ le tenseur des contraintes turbulentes de la phase k,

$$\bar{\bar{\tau}}^T_{k,ij} = -\overline{\overline{\rho_k u'_{k,i}u'_{k,j}}} \tag{1.10}$$

- $I_{k,i}$ le transfert interfacial de QDM à la phase k.

$$I_{k,i} = \overline{\overline{\left(\rho_k u_{k,i}\left(w_j - u_{k,j}\right) + \tau_{k,ij}\right)n_{k,j}\delta_k}} \tag{1.11}$$

Le tenseur des contraintes $\tau_{k,ij}$ peut s'écrire comme la somme d'un tenseur des contraintes visqueuses $\sigma_{k,ij}$ et de pression p_k :

$$\tau_{k,ij} = \sigma_{k,ij} - p_k\delta_{ij} \tag{1.12}$$

Les relations locales moyennées de saut à l'interface sont :

$$I_{k,i} = \sum_{p\neq k} I_{(p\to k,i)}$$

$$\sum_k I_{k,i} = \overline{\overline{f_{s,i}\delta_s}} \tag{1.13}$$

avec :

- $I_{(p\to k,i)}$ le transfert interfacial de QDM de la phase p vers la phase k,
- $f_{s,i}$ la composante de la force de tension de surface par unité d'aire interfaciale,
- δ_s la distribution de Dirac associée à l'interface entre les deux phases.

$I_{k,i}$ comporte deux composantes :

- $\overline{\overline{\rho_k u_{k,i}\left(w_j - u_{k,j}\right) n_{k,j}\delta_k}}$ liée à l'échange de QDM provoqué par le transfert de masse à travers l'interface,
- $\overline{\overline{\tau_{k,ij} n_{k,j}\delta_k}}$ liée à l'action des contraintes sur l'interface (pression + contrainte visqueuse sur l'interface),

qui peuvent être réécrites en négligeant le transfert de masse dû au mouvement fluctuant par rapport à celui dû au mouvement moyen et en décomposant la pression p_k en sa moyenne P_k et sa fluctuation p'_k :

$$\begin{aligned} I_{k,i} &= U_{k,i}\Gamma_k + \overline{\overline{\left(\sigma_{k,ij} - p_k\delta_{ij}\right) n_{k,j}\delta_k}} \\ &= U_{k,i}\Gamma_k + I'_{k,i} + P_k\frac{\partial}{\partial x_i}\alpha_k \end{aligned} \tag{1.14}$$

Dans cette équation, $I'_{k,i}$ représente le transfert interfacial de QDM $I_{k,i}$ à la phase k duquel on a soustrait la contribution liée à la pression moyenne et la contribution liée au transfert interfacial de QDM dû au transfert de masse :

$$I'_{k,i} = \overline{\overline{\left(\sigma_{k,ij} - p'_k\delta_{ij}\right) n_{k,j}\delta_k} \tag{1.15}$$

En utilisant l'équation (1.14) dans l'équation (1.9), l'équation de conservation locale moyennée de QDM peut finalement s'écrire sous la forme suivante :

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_k\rho_k U_{k,i}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_k\rho_k U_{k,j}U_{k,i}\right) &= \alpha_k\rho_k g_i - \alpha_k\frac{\partial}{\partial x_i}P_k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_k\left(\overline{\overline{\sigma}}_{k,ij} + \overline{\overline{\tau}}^T_{k,ij}\right)\right] \\ &+ I'_{k,i} + U_{k,i}\Gamma_k \end{aligned}}$$

Dans le cas d'un **écoulement diphasique**, on peut écrire que :

$$I'_{g\to l,i} + I'_{l\to g,i} + \left(P_g - P_l\right)\frac{\partial}{\partial x_j}\alpha_g + U_{l,i}\Gamma_l + U_{g,i}\Gamma_g = \overline{\overline{f_{s,i}\delta_s}} \tag{1.16}$$

Dans le code NEPTUNE_CFD :

(1) on néglige la force de tension de surface ($f_{s,i} = 0$),

(2) on suppose que les pressions moyennes des deux phases de part et d'autre de l'interface sont égales,

(3) et on suppose que les vitesses des phases au voisinage de l'interface sont elles aussi égales à la vitesse de l'interface.

Les relations locales moyennées de saut à l'interface deviennent alors :

$$\boxed{I'_{k,i} = \sum_{p\neq k} I'_{(p\to k,i)}}$$

$$\boxed{\sum_k I'_{k,i} = 0} \tag{1.17}$$

Équation de conservation locale moyennée d'énergie totale

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_k\rho_k E_k\right)+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_k\rho_k U_{k,j}E_k\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_k\left(\overline{\overline{\tau}}_{k,ij}U_{k,j}-\overline{\overline{q}}_{k,j}-\overline{\overline{q}}^T_{k,j}\right)\right]+\alpha_k\rho_k U_{k,j}g_j+\Pi^E_k \quad (1.18)$$

avec :

- E_k l'énergie totale moyenne de la phase k,

$$E_k=e_k+\widehat{\left(\frac{u_k}{2}\right)^2} \quad (1.19)$$

- $q_{k,j}$ le flux de chaleur diffusif apporté à la phase k,
- $q^T_{k,j}$ le flux de chaleur turbulent apporté à la phase k,

$$\overline{\overline{q}}^T_{k,j}=\overline{\overline{\rho_k E'_k u'_{k,j}}}-\overline{\overline{\tau_{k,ij}u'_{k,j}}}+\overline{\overline{p_k u'_{k,j}}} \quad (1.20)$$

- Π^E_k le transfert interfacial d'énergie à la phase k,

$$\Pi^E_k=\overline{\overline{\left(\rho_k E_k\left(w_j-u_{k,j}\right)+\tau_{k,ij}u_{k,j}-q_{k,j}\right)n_{k,j}\delta_k}} \quad (1.21)$$

Ce dernier terme doit vérifier la relation de saut à l'interface suivante :

$$\Pi^E_k=\sum_{p\neq k}\Pi^E_{(p\to k)} \quad (1.22)$$

$$\sum_k \Pi^E_k=0 \quad (1.23)$$

où $\Pi^E_{(p\to k)}$ représente le transfert interfacial d'énergie de la phase p vers la phase k.

Dans le code NEPTUNE_CFD, c'est la variable enthalpie totale qui est utilisée comme variable d'énergie ; elle permet d'exprimer la quantité de chaleur mise en jeu lors de la transformation isobarique d'une des phases, phénomène clé de certains écoulements diphasiques. Pour obtenir l'équation de conservation locale moyennée de l'enthalpie, on utilise l'équation de conservation locale moyennée de l'énergie interne dans laquelle on introduit l'expression de l'enthalpie :

$$H_k=E_k+\frac{P_k}{\rho_k} \quad (1.24)$$

On obtient alors :

$$\begin{array}{lcl}\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_k\rho_k H_k\right)+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_k\rho_k U_{k,j}H_k\right) & = & -\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_k\left(\overline{\overline{q}}_{k,j}+\overline{\overline{q}}^T_{k,j}+\overline{\overline{\tau}}^T_{k,ij}U_{k,j}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_k P_k\right)\\ & + & U_{k,j}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_k P_k\right)+\alpha_k\left(\overline{\overline{\sigma}}_{k,ij}+\overline{\overline{\tau}}^T_{k,ij}\right)\frac{\partial}{\partial x_j}U_{k,j}\\ & + & \frac{U_k^2}{2}\Gamma_k-I_{k,i}U_{k,i}+\Pi^H_k\end{array}$$

avec :

- Π^H_k le transfert interfacial d'enthalpie à la phase k.

$$\Pi^H_k=\overline{\overline{\left[\rho_k\left(H_k-P_k\right)\left(w_j-u_{k,j}\right)+\tau_{k,ij}u_{k,j}-q_{k,j}\right]n_{k,j}\delta_k}} \quad (1.25)$$

Le terme Π_k^H vérifie la relation de saut à l'interface suivante :

$$\boxed{\Pi_k^H = \sum_{p \neq k} \Pi_{(p \to k)}^H} \tag{1.26}$$

$$\boxed{\sum_k \Pi_k^H = 0} \tag{1.27}$$

où $\Pi_{(p \to k)}^H$ représente le transfert interfacial d'enthalpie de la phase p vers la phase k.

1.1.2 Équation de transport d'aire interfaciale

L'aire interfaciale a_i correspond à la surface des bulles présentes dans un volume de contrôle donné rapporté à ce volume. Elle a pour dimension l'inverse d'une longueur.
C'est une variable essentielle dans la description des écoulements bouillants à bulles :

- elle permet d'évaluer le diamètre des bulles, si on suppose que toutes les bulles d'un volume de contrôle sont sphériques et ont la même taille,
- elle intervient dans la fermeture de certains termes des équations de conservation locales moyennées présentées dans la section précédente (par exemple, le terme $I'_{k,i}$ de transfert interfacial de QDM à la phase k).

Il est possible d'utiliser une équation de transport d'aire interfaciale dans le code NEPTUNE_CFD.

Pour des raisons numériques, l'aire interfaciale a_i est remplacée dans le code NEPTUNE_CFD par la variable X_2 correspondant à l'inverse de la masse d'une bulle de diamètre égal au diamètre de Sauter D_{32} :

$$\boxed{X_2 = \frac{6}{\rho_g \pi D_{32}^3}} \tag{1.28}$$

$$\boxed{D_{32} = \frac{6\alpha_g}{a_i}} \tag{1.29}$$

L'aire interfaciale est alors directement proportionnelle au taux de vide locale α_g et s'écrit :

$$\boxed{a_i = \alpha_g \left(36 \rho_g \pi X_2\right)^{1/3}} \tag{1.30}$$

L'équation de transport d'aire interfaciale prend alors la forme :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_g \rho_g X_2\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_g \rho_g U_{g,j} X_2\right) = \phi_n^{nuc}\left[3\left(\frac{X_2}{X_{dl}}\right)^{2/3} - 2\frac{X_2}{X_{dl}}\right] + \frac{3}{\pi}\left(\frac{\rho_g \pi X_2}{6}\right)^{2/3} \phi_{ai}^{C/F}} \tag{1.31}$$

où ϕ_n^{nuc} représente la variation du nombre volumique de bulles par nucléation, $\phi_{ai}^{C/F}$ un terme composé de plusieurs fermetures analytiques représentant les phénomènes de coalescence et de fragmentation et X_{dl} l'inverse de la masse d'une bulle de diamètre égal au diamètre de décollage :

$$\boxed{X_{dl} = \frac{6}{\rho_g \pi D_l^3}} \tag{1.32}$$

1.1.3 Lois de fermeture

Au terme du passage à la moyenne des équations de conservation locales instantanées, six variables peuvent être considérées comme inconnues principales d'un système diphasique.
Il s'agit :

- du taux de présence α_k d'une des phases k,
- de la pression moyenne P des phases,
- de la vitesse moyenne U_k de chacune des phases k,
- de l'enthalpie moyenne H_k de chacune des phases k,

et de la variable X_2 si l'équation de transport d'aire interfaciale est utilisée.

A ces variables principales sont associées quatre variables auxiliaires calculées à partir de lois ou tables thermodynamiques. Ce sont :

- la masse volumique ρ_k de chacune des phases k,
- la température moyenne T_k de chacune des phases k.

Les autres termes indéterminés sont obtenus à l'aide de relations de fermeture.

1.1.3.1 Fermeture des termes sources des équations de conservation locales moyennées

Plusieurs termes issus du passage à la moyenne temporelle des équations de conservation locales instantanées doivent être modélisés dans NEPTUNE_CFD afin de résoudre ces équations. Il s'agit principalement :

- des termes interfaciaux de transfert de masse Γ_k, de QDM $I'_{k,i}$ et d'enthalpie Π_k^H,
- du tenseur de Reynolds (tenseur des contraintes turbulentes) $\overline{\overline{\tau}}^T_{k,ij}$,
- des densités de flux de chaleur $\overline{\overline{q}}_{k,j}$ et $\overline{\overline{q}}^T_{k,j}$.

Le transfert interfacial de masse $\Gamma_{(p\to k)}$

Il est résolu de deux manières différentes selon que les échanges de masse se font au cœur de l'écoulement ou au niveau de la paroi.

* Transfert interfacial de masse par ébullition nucléée $\Gamma^e_{(w\to k)}$
Le terme $\Gamma^e_{(w\to k)}$ est résolu par un modèle d'ébullition nucléée capable de déterminer la quantité de vapeur générée à la paroi.

Le modèle utilisé par NEPTUNE_CFD est le modèle de Kurul et Podowski (1990, [34]). C'est un modèle mécaniste qui se base sur une discrimination des échanges de chaleur entre la paroi et le fluide environnant en trois flux distincts (fig. (1.1)) :

- ϕ_{fc} le flux de chaleur monophasique par convection forcée,
- ϕ_{tc} le flux de chaleur par conduction instationnaire (quenching ou trempe),
- ϕ_e le flux net de chaleur par évaporation.

tels que $\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_{tc} + \phi_e}$ où ϕ_w est le flux de chaleur pariétal total.

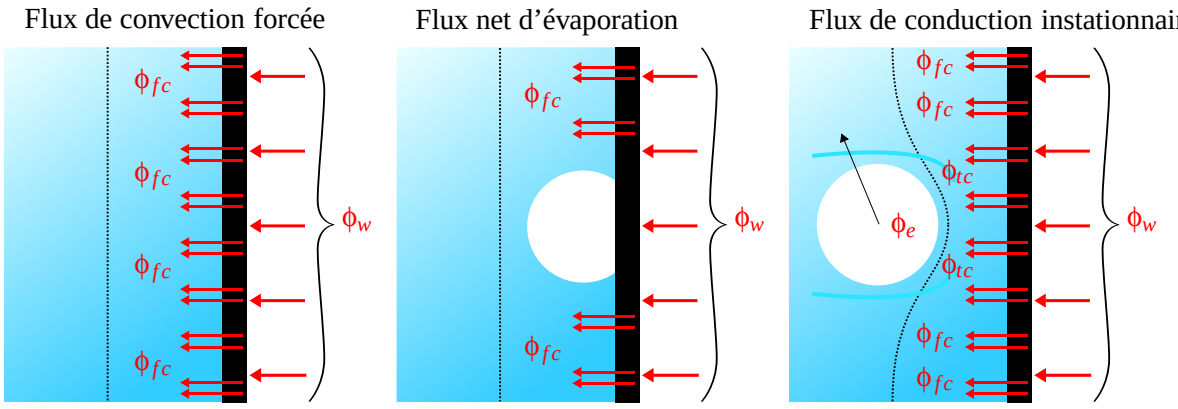


FIG. 1.1 – Schématisation temporelle de la répartition des flux dans le modèle de Kurul et Podowski

Le modèle de Kurul et Podowski fournit les conditions limites à la paroi permettant de renseigner les deux composantes du "terme source de vapeur" :

- la quantité de masse de vapeur créée à la paroi (utilisée pour renseigner le transfert de masse à la paroi $\Gamma^e_{(w\to g)}$), calculée à partir du flux net d'évaporation ϕ_e fourni par le modèle,

$$\boxed{\phi_e = f\vartheta_b\rho_g h_{lg} N_a} \tag{1.33}$$

avec :

- f la fréquence de décollage des bulles,
- ϑ_b le volume des bulles au décollage,
- h_{lg} la chaleur latente d'évaporation,
- N_a la densité de site de nucléation sur la paroi chauffante.

La relation liant le terme $\Gamma^e_{(w\to g)}$ au flux d'évaporation ϕ_e est alors tout simplement :

$$\boxed{\Gamma^e_{(w\to g)} = \frac{\phi_e}{h_{lg}}} \tag{1.34}$$

- la taille des bulles (utilisée pour renseigner le transfert interfacial de quantité de mouvement $I'_{(l\to g)}$), fournie par la corrélation semi-empirique dÜnal (1976, [66]).

La vitesse de décollage des bulles (pour renseigner la vitesse de glissement entre la vapeur et le liquide) est par défaut, supposée égale à la vitesse du liquide dans le code NEPTUNE_CFD.

De plus, ce modèle permet d'obtenir la température de la "peau externe" de la paroi T_w, qui pourrait servir également de condition limite dans le cadre d'un couplage avec la thermique du crayon de combustible.

Le modèle d'ébullition nucléée est résolu par itérations successives sur la température de la paroi T_w (flux de chaleur pariétal ϕ_w imposé) ou sur le flux de chaleur pariétal ϕ_w (température de la paroi T_w imposée).

Ce modèle sera détaillé et analysé de manière plus complète dans la section (2.2.2.1).

* Transfert interfacial de masse au cœur de l'écoulement $\Gamma^c_{(p\to k)}$

La résolution du transfert de masse au cœur de l'écoulement est réalisée à partir du terme de transfert d'enthalpie $\Pi^H_{(p\to k)}$ de la phase p vers la phase k :

$$\Pi^H_{(p\to k)} = \Gamma^c_{(p\to k)} H^s_{(p\to k)} + \Pi^{H\prime}_{(p\to k)} \tag{1.35}$$

dont le premier terme représente le transfert d'enthalpie de la phase k dû au transfert de masse de la phase p vers la phase k et le second terme, la variation d'enthalpie de la phase k due à un transfert de chaleur de la phase p vers la phase k.

Deux choix sont possibles pour vérifier cette relation :

- soit le saut d'enthalpie à l'interface est identique pour les deux phases :

$$H^s_{(l\to g)} = H^s_{(g\to l)} \tag{1.36}$$

  ce qui conduit à :

$$\Pi^{H\prime}_{(l\to g)} + \Pi^{H\prime}_{(g\to l)} = 0 \tag{1.37}$$

- soit le saut d'enthalpie à l'interface est indépendant entre les deux phases, auquel cas :

$$\Gamma^c_{(p\to k)} = -\frac{\Pi^{H\prime}_{(p\to k)} + \Pi^{H\prime}_{(k\to p)}}{H^s_{(p\to k)} - H^s_{(k\to p)}} \tag{1.38}$$

Cette dernière hypothèse est adoptée pour les écoulements diphasiques bouillants à bulles. La modélisation du transfert interfacial d'enthalpie est décrite ultérieurement.

Le transfert interfacial de QDM $I_{(p\to k)}$

Comme nous l'avons remarqué dans la section précédente, ce terme possède deux composantes :

- un terme relié au transfert de QDM dû au transfert de masse de la phase p vers la phase k : $\Gamma_{(p\to k)}U^s_{(p\to k)}$,
- ainsi qu'un terme relié au transfert de QDM sans transfert de masse $I'_{(p\to k)}$,

de telle sorte qu'on peut écrire :

$$I_{(p\to k)} = I'_{(p\to k)} + \Gamma_{(p\to k)}U^s_{(p\to k)} \tag{1.39}$$

Seul le terme $I'_{(p\to k)}$ nécessite d'être fermé ; il est modélisé par des forces de type traînée, masse-ajoutée, portance...

La modélisation adoptée de ces forces que nous utiliserons pour traiter les écoulements diphasiques bouillants à bulles avec NEPTUNE_CFD, est décrite ci-dessous. D'autres modélisations existent dans NEPTUNE_CFD ; elles ne sont pas décrites ici.

* Force de traînée
Elle résulte de l'action des frottements interfaciaux exercés sur les bulles par le fluide environnant. Lorsque la bulle se déplace dans l'écoulement, elle accélère le fluide environnant par l'intermédiaire de l'interface.
Son expression est la suivante :

$$F_{d_{(l\to g)}} = -\frac{1}{8}a_i\rho_l C_d\,(U_g - U_l)\,|U_g - U_l| \tag{1.40}$$

avec C_d le coefficient de traînée dépendant de la taille moyenne des bulles, de la vitesse des phases et du taux de vide α_g.

* Force de portance
Elle est engendrée par le mouvement des bulles dans un écoulement rotationnel et est orthogonale à la vitesse relative entre la bulle et le fluide.
Auton *et al.* (1988, [1]) ont déduit la force de portance en calculant les forces exercées par un fluide parfait en écoulement non-uniforme rotationnel sur un cylindre et sur une sphère :

$$F_{l_{(l\to g)}} = -\alpha_g\rho_l C_l(U_g - U_l)\wedge \mathrm{rot}\,U_l \tag{1.41}$$

avec C_l le coefficient de portance égal à 0,5 par défaut.

* Force de masse ajoutée
C'est une force purement inertielle qui représente l'action de l'accélération du fluide environnant sur la bulle en mouvement. Elle s'oppose au mouvement qui l'a fait naître.
La modélisation de ce terme proposée par Zuber (1959, [76]) est la suivante :

$$F_{am_{(l\to g)}} = -\alpha_g\rho_l C_{am}E(\alpha_g)\left[\left(\frac{d}{dt}U_g + U_g\cdot\nabla U_g\right) - \left(\frac{d}{dt}U_l + U_l\cdot\nabla U_l\right)\right] \tag{1.42}$$

où C_{am} est le coefficient de masse ajoutée égal à 0,5 par défaut et $E(\alpha_g)$ une fonction de α_g dont l'expression est la suivante :

$$E(\alpha_g) = \frac{1+2\alpha_g}{1-\alpha_g} \tag{1.43}$$

* Force de dispersion turbulente
Cette force est introduite afin de prendre en compte les contributions fluctuantes des forces précédentes.
Son expression est la suivante :

$$F_{dt} = -C_{dt}\rho_l q_l^2 \nabla \alpha_g \tag{1.44}$$

où C_{dt} est le coefficient de dispersion turbulente égal à 2,5 par défaut.

Le transfert interfacial d'enthalpie $\Pi^H_{(p\to k)}$

Il est résolu de deux manières différentes selon la condition choisie pour le saut d'enthalpie à l'interface :

- si l'option choisie est $\Pi^{H\prime}_{(l\to g)} + \Pi^{H\prime}_{(g\to l)} = 0$ alors ce terme est modélisé par une relation de type flux conducto-convectif faisant intervenir la différence de température entre le liquide et la vapeur et un coefficient d'échange thermique h dépendant de la phase considérée.

$$\Pi^{H\prime}_{(l\to g)} = h(T_l - T_{sat}) \tag{1.45}$$

avec :

- T_l la température du liquide,
- T_{sat} la température de saturation.

- en revanche, si le saut d'enthalpie à l'interface est indépendant entre les deux phases alors plusieurs types de fermeture existent pour modéliser les termes $\Pi^{H\prime}_{(l\to g)}$ et $\Pi^{H\prime}_{(g\to l)}$.

  Nous présentons ci-dessous la modélisation de NEPTUNE_CFD adaptée à la simulation des écoulements bouillants à bulles.

* Transfert interfacial d'enthalpie de la phase liquide vers la phase gazeuse $\Pi^{H\prime}_{(l\to g)}$
Ce terme est fermé par la relation suivante permettant de prendre en compte la recondensation de la phase gazeuse :

$$\Pi^{H\prime}_{(l\to g)} = h_{(l\to g)}\,(T_l - T_{sat})\,a_i \tag{1.46}$$

où $h_{(l\to g)}$ est un coefficient d'échange thermique modélisé de différentes manières selon la température du liquide :

1. Si le liquide est sous-saturé $T_l < T_{sat}$

$$\begin{aligned} h_{(l\to g)} &= \frac{Nu_l k_l}{D_{32}} && (1.47)\\ Nu_l &= 2 + 0,6 Re_l^{1/2} Pr_l^{1/3} && (1.48)\\ Re_l &= \frac{|U_g - U_l| D_{32}}{\nu_l} && (1.49)\\ Pr_l &= \frac{\nu_l}{\eta_l} && (1.50)\\ \eta_l &= \frac{k_l}{\rho_l c_{pl}} && (1.51) \end{aligned}$$

avec :

- Nu_l le nombre de Nusselt du liquide donnée ci-dessus par la corrélation de Ranz-Marshall (1952,[19]),
- Re_l le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de Sauter,
- Pr_l le nombre de Prandtl du liquide,
- ν_l la viscosité cinématique du liquide,
- k_l la conductivité thermique du liquide,
- η_l la diffusivité thermique du liquide,
- c_{pl} la chaleur spécifique à pression constante du liquide.

2. Si le liquide est surchauffé $T_l > T_{sat}$
On utilise un coefficient d'échange thermique $h_{(l\to g)}$ permettant de transférer la chaleur du liquide vers l'interface liquide/gaz et de vaporiser le liquide ; il est égal au maximum de trois coefficients d'échange thermique correspondant à trois mécanismes de transfert de chaleur différents.

$$h_{(l\to g)} = max\left(h_{(l\to g)_1}, h_{(l\to g)_2}, h_{(l\to g)_3}\right) \tag{1.52}$$

avec :

- $h_{(l\to g)_1}$ correspondant à un transfert de chaleur par convection

$$\begin{aligned} h_{(l\to g)_1} &= \frac{k_l Nu_1}{D_{32}} && (1.53)\\ Nu_1 &= \sqrt{\frac{4}{\pi} Pe} && (1.54)\\ Pe &= \frac{|U_g - U_l| D_{32}}{\eta_l} && (1.55)\\ & && (1.56) \end{aligned}$$

avec :

- Pe le nombre de Peclet,
- Nu_1 le nombre de Nusselt provenant de la modélisation de Ruckenstein et Davis (1971, [55]) pour la croissance d'une bulle de vapeur dans un écoulement à grand nombre de Peclet.

- $h_{(l\to g)_2}$ correspondant à un transfert de chaleur par conduction en régime permanent

$$h_{(l\to g)_2} = \frac{k_l Nu_2}{D_{32}} \tag{1.57}$$
$$Nu_2 = 2 \tag{1.58}$$

- $h_{(l\to g)_3}$ correspondant à un transfert de chaleur par conduction en régime transitoire

$$h_{(l\to g)_3} = \frac{k_l Nu_3}{D_{32}} \tag{1.59}$$
$$Nu_3 = \frac{12}{\pi} Ja \tag{1.60}$$
$$Ja = \frac{\rho_l c_{pl}(T_{sat} - T_l)}{\rho_g h_{lg}} \tag{1.61}$$

avec :

- Nu_2 le nombre de Nusselt provenant de la modélisation de Plesset et Zwick (1954, [51]) pour la croissance d'une bulle de vapeur dans un fluide au repos pour lequel les effects convectifs sont négligeables,
- Ja le nombre de Jakob.

* Transfert interfacial d'enthalpie de la phase gazeuse vers la phase liquide $\Pi^{H\prime}_{(g\to l)}$

$$\Pi^{H\prime}_{(g\to l)} = \frac{\alpha_g \rho_g c_{pg}}{\Delta_t}(T_g - T_{sat}) \tag{1.62}$$

où Δ_t est un temps de retour à la saturation. Il est égal au pas de temps local.

Cette modélisation du transfert de chaleur permet de préserver la température du gaz proche de la température de saturation.

1.1.3.2 Fermeture du tenseur de Reynolds

NEPTUNE_CFD propose différentes relations pour fermer le tenseur des contraintes $\tau_{k,ij}$. D'après l'approximation de Boussinesq, il peut être écrit sous la forme suivante :

$$\bar{\bar{\tau}}_{k,ij} = -\mu_k^T \left(\frac{\partial U_{k,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{k,j}}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3}\delta_{i,j} \left(\rho_k q_k^2 + \mu_k^T \frac{\partial U_{k,m}}{\partial x_m} \right) \tag{1.63}$$

avec :

- q_k^2 l'énergie cinétique turbulente de la phase k,

$$q_k^2 = \frac{1}{2}\widehat{u'_{k,i}u'_{k,i}} \tag{1.64}$$

- μ_k^T la viscosité turbulente de la phase k.

$$\mu_k^T = C_\mu \rho_k \frac{\left(q_k^2\right)^2}{\varepsilon_k} \quad \text{avec} \quad C_\mu = 0,09 \tag{1.65}$$

Nous décrivons ci-après le modèle $k-\varepsilon$ utilisé dans NEPTUNE_CFD pour décrire la turbulence de la phase liquide.

* Modèle $k-\varepsilon$

Ce modèle utilise une équation de transport afin de déterminer le terme d'énergie cinétique turbulente q_k^2 de la phase k :

$$\rho_k \left(\frac{\partial q_k^2}{\partial t} + U_{k,i}\frac{\partial q_k^2}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{\alpha_k}\frac{1}{\partial x_j}\left(\alpha_k \frac{\mu_k^T}{\sigma_k}\frac{\partial q_k^2}{\partial x_j} \right) + \rho_k \left(P_k + G_k - \varepsilon_k \right) + \Pi_{qk} \tag{1.66}$$

avec :

- P_k la production turbulente (positive) due au gradient de vitesse moyennne de la phase k,

$$P_k = -\widehat{u'_{k,i}u'_{k,i}}\frac{\partial}{\partial x_j}U_{k,i} \tag{1.67}$$

- G_k un terme modélisant la corrélation entre les fluctuations de vitesse et de densité de la phase k,

$$G_k = -\frac{\nu_k^T}{Pr^T}\frac{1}{\rho_k}\frac{\partial \rho_k}{\partial x_i}g_i \quad \text{avec} \quad Pr^T = 0,9 \tag{1.68}$$

- ε_k la dissipation de l'énergie cinétique turbulente de la phase k,
- Π_{qk} la contribution turbulente apportée par les forces de traînée et de masse ajoutée à la phase k.

L'équation (1.66) est associée à l'équation de transport de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε_k de la phase k :

$$\begin{aligned} \rho_k \left(\frac{\partial \varepsilon_k}{\partial t} + U_{k,i}\frac{\partial \varepsilon_k}{\partial x_i} \right) &= \frac{1}{\alpha_k}\frac{1}{\partial x_j}\left(\alpha_k \frac{\mu_k^T}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon_k}{\partial x_j} \right) \\ &+ \rho_k \frac{\varepsilon_k}{q_k^2}\left(C_{\varepsilon_1}P_k + C_{\varepsilon_1}\max(G_k,0) - C_{\varepsilon_g}\varepsilon_k \right) + C_{\varepsilon_4}\frac{\varepsilon_k}{q_k^2}\Pi_{qk} \end{aligned} \tag{1.69}$$

où C_{ε_l} et C_{ε_g} sont deux constantes respectivement égales à 1,44 et 1,92 .

C_{ε_4}, σ_k et σ_ε sont respectivement égales à 1,2, 1 et 1,3.

1.1.3.3 Fermeture des termes de densité de flux de chaleur

On utilise une loi en gradient de type Fourier :

$$\overline{\overline{q}}_{k,j} = -k_k \frac{\partial \overline{\overline{T}}_k}{\partial x_j} \tag{1.70}$$

$$\overline{\overline{q}}^T_{k,j} = -k^T_k \frac{\partial \overline{\overline{T}}_k}{\partial x_j} \tag{1.71}$$

avec :

- k_k la conductivivité moléculaire de la phase k,
- k^T_k la conductivité turbulente de la phase k.

1.1.3.4 Modélisation des conditions aux limites

La résolution des équations de conservation locales moyennées nécessite de renseigner les conditions aux limites appliquées sur la paroi.

Lois de paroi dynamique et thermique

Ces lois servent à renseigner les conditions aux limites pour les équations de conservation de QDM et d'enthalpie totale. Elles permettent de connaître :

- la température adimensionelle T_l^+ dans la couche limite thermique à une distance adimensionnelle x^+ de la paroi,
- la vitesse du liquide U_l dans la couche limite dynamique à une distance adimensionnelle x^+ de la paroi,

et d'en déduire le coefficient d'échange thermique monophasique par convection forcée à une distance adimensionnelle x^+ de la paroi.

Les lois de paroi dynamique et thermique nécessitent de connaître la vitesse de frottement à la paroi u^*. **Issues de travaux largement utilisés en mécanique des fluides monophasique, elles ne prennent pas en compte le caractère diphasique de l'écoulement. En revanche, elles sont modélisées dans le code NEPTUNE_CFD de manière à rendre la vitesse et la température indépendantes de la taille de la maille pariétale.** Cette indépendance à la taille de maille pariétale est rendue possible par le calcul des conditions aux limites à une distance adimensionnée x^+ et non au niveau d'une maille.

Ces lois permettent, plus particulièrement dans le modèle d'ébullition nucléée, à renseigner les valeurs dites "à cœur" de la vitesse et de la température du liquide.
La distance adimensionnelle à la paroi x^+ est par définition égale à :

$$x^+ = \frac{xu^*}{\nu_l} \tag{1.72}$$

avec :

- x la distance à la paroi,
- u^* la vitesse de frottement.

* Calcul de la vitesse de frottement u^*

La vitesse de frottement est calculée à partir de la relation suivante proposée par Van Driest (1956,[68]) :

$$\frac{d}{dx^+}\left(\frac{U_l}{u^*}\right) = \frac{2}{1+\sqrt{1+\left[4\kappa\left(1-\exp\left(-x^+/A\right)\right)\right]^2}} \tag{1.73}$$

Cette équation est intégrée de manière à obtenir le profil $\frac{U_l}{u^*}$ en fonction de la valeur de x^+.

On utilise la loi de paroi logarithmique classique pour calculer la vitesse du liquide pour des valeurs de x^+ comprises entre 30 et 100 :

$$U_l = u^*\left(\frac{1}{0,42} ln\, x^+ + 5,2\right) \tag{1.74}$$

* Calcul de la température du liquide au sein de la couche limite T_l^+

La température du liquide adimensionnelle T_l^+ dans la couche limite thermique est définie par :

$$T_l^+ = Pr_l \int_0^{x^+} \frac{dx^+}{1+\frac{Pr_l}{Pr^T}\nu^{T^+}} \tag{1.75}$$

où ν^{T^+} est la viscosité turbulente adimensionnée modélisée par la relation de Van Driest (1956,[68]) :

$$\nu^{T^+} = \frac{\rho_l \eta^T}{\mu_l} = \frac{\sqrt{1+4\kappa^2 x^{+^2}\left(1-\exp(-x^+/A)\right)}-1}{2} \tag{1.76}$$

avec :

- η^T la diffusivité turbulente du liquide,
- μ_l la viscosité dynamique du liquide,
- κ la constante de Von Karman égale à 0,42,
- A A une constante égale à 25,5.

L'équation (1.75) est intégrée numériquement à l'aide de l'équation (1.76) pour des $x^+ \leq 100$. Au delà, on utilise une forme analytique pour laquelle $\nu^{T^+} = \kappa x^+$.

* Calcul du coefficient d'échange thermique h_l
Le coefficient d'échange thermique est calculé à partir de la température de la paroi adimensionnée T_l^+ :

$$h_l = \frac{k_l}{x}\frac{x^+}{T_l^+} \tag{1.77}$$

Flux d'énergie à la paroi ϕ_w

C'est un des termes de l'équation de conservation locale moyennée d'enthalpie. Il est connu directement lorsque l'on travaille à flux imposé ou est calculé à l'aide du modèle d'ébullition nucléée lorsque l'on travaille à température imposée.

1.2 Évaluation de la modélisation du code NEPTUNE_CFD adoptée sur des données expérimentales DEBORA

L'objectif de cette analyse est :

- d'évaluer la capacité de la modélisation du code NEPTUNE_CFD à bien prédire les données locales des écoulements bouillants en situation industrielle d'intérêt,
- et de lister, le cas échéant, les points faibles de la modélisation mise en œuvre dans le code NEPTUNE_CFD, afin de proposer une stratégie d'amélioration des modèles physiques du code.

Elle est conduite en comparant les résultats numériques fournis par la modélisation du code de NEPTUNE_CFD adoptée à des données expérimentales pour des écoulements proches des configurations thermohydrauliques de fonctionnement des cœurs REP.

La difficulté majeure de cette étude réside dans l'existence (et la mise à disposition) de banques de données locales qui doivent être :

- représentatives des conditions thermohydrauliques en eau/vapeur des cœurs REP (pression comprise entre 30 et 160 bar, flux de chaleur pariétal compris entre 0,2 et 2 $MW.m^{-2}$, par exemple (tab. (1)),
- et suffisamment renseignées (mesures de températures, vitesses, taux de présence... pour les différentes phases) pour pouvoir juger de façon pertinente des capacités de prédiction du code.

En effet, les moyens considérables en eau/vapeur qu'il est nécessaire de mobiliser pour concevoir et instrumenter des dispositifs expérimentaux à ces conditions thermohydrauliques particulières, limitent le nombre de données présentes dans la littérature.

Par conséquent, nous nous sommes appuyés sur des résultats d'essais obtenus sur le dispositif expérimental DEBORA, conçu par le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) de Grenoble dans le cadre des études de sûreté des cœurs REP. Le fluide utilisé dans ce dispositif est le Fréon 12 pour lequel une similitude de comportement en flux critique avec l'eau est établie.

Une évaluation similaire sur des essais DEBORA proches des configurations thermohydrauliques de fonctionnement des cœurs REP a été réalisée auparavant par Morel (2007, [49]) à partir de la version v1.0.5 de NEPTUNE_CFD. Certaines des hypothèses de modélisation que nous avons utilisées pour conduire cette étude sont tirées de ses travaux.

1.2.1 Description du dispositif expérimental DEBORA

1.2.1.1 La boucle d'essais DEBORA

La boucle d'essais DEBORA est un générateur thermohydraulique qui permet de réaliser des études paramétriques liées à la crise d'ébullition et d'étudier la topologie des écoulements diphasiques verticaux ascendants à haute pression. Son objectif plus particulier est d'obtenir une base de données fiables sur les grandeurs caractéristiques locales des écoulements diphasiques bouillants.

La similitude établie entre le Fréon 12 et l'eau est basée sur la conservation de certains nombres adimensionnels caractéristiques des conditions thermohydrauliques rencontrées dans les cœurs REP (par exemple, la conservation du rapport des masses volumiques). Les avantages techniques et économiques du Fréon 12 permettent de reproduire les conditions thermohydrauliques des cœurs REP pour des niveaux de pression, température et puissance bien inférieurs à ceux exigés pour une représentation des

écoulements diphasiques d'intérêt industriel en eau/vapeur. A titre d'exemple, la pression équivalente à la condition nominale de fonctionnement d'un cœur REP (P= 155 bar) est de 26,2 bar.

Le moyen d'essais DEBORA a été conçu afin de pouvoir faire varier quatre paramètres aux bornes au niveau de la section d'essais. Il s'agit :

- de la pression P variant de 10 à 30 bar,
- de la vitesse massique G variant de 1000 à 5000 $kg.m^{-2}.s^{-1}$,
- de la température d'entrée du Fréon liquide dans la section d'essais $T_{l,e}$ dont la limite inférieure est fixée à 20 $^\circ$ C,
- et de la puissance de chauffe dans la section d'essais fournie par deux redresseurs de 100 kW chacun.

Une description de ce moyen d'essais est faite dans la thèse de Cubizolles (1996, [15]).

1.2.1.2 La section d'essais exploitée

La section d'essais est un tube cylindrique en acier inoxydable de 4 m de hauteur ; son diamètre intérieur est de 19,2 mm et son diamètre extérieur est de 21,2 mm. La longueur chauffante dans la section d'essais est de 3,5 m et commence à 0,5 m du début de la section d'essais.
Par mesure de sécurité, la section d'essais est équipée d'un détecteur de crise d'ébullition composé de thermocouples répartis sur deux couronnes situées à 10 et 30 mm de la fin de la longueur chauffante.

La section d'essais est instrumentée en fin de longueur chauffante afin d'obtenir les profils radiaux des grandeurs locales suivantes :

- la température du liquide T_l (micro-thermocouples insérés dans l'écoulement),
- la Fonction Indicatrice de Phase (sondes optiques) - FIP - permettant d'accéder :
  - au taux de vide local α_g,
  - au diamètre moyen des bulles D_G,
- la vitesse du gaz U_g (bi-sondes optiques).

Par ailleurs, des thermocouples sont placés sur la peau externe du tube et permettent d'accéder aux températures de paroi interne par l'intermédiaire d'un calcul de conduction. Des piquages de températures et de pressions sont également installés en amont et en aval de la section d'essais.

1.2.2 Essais DEBORA retenus

Sept essais DEBORA ont été retenus pour l'évaluation complémentaire de NEPTUNE_CFD conduite ici. Leurs caractéristiques sont définis dans le tableau (1.1) où :

- P est la pression imposée en sortie du domaine de simulation,
- G est la vitesse massique de l'écoulement,
- ϕ_w est le flux de chaleur pariétal uniformément réparti le long de la paroi chauffante,
- $T_{l,e}$ est la température de l'écoulement monophasique en entrée.

Essais	P [bar]	G [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]	ϕ_w [$W.m^{-2}$]	$T_{l,e}$ [°C]	X_{eq} [-]
1	30,06	1006,8	58260	52,97	-0,1
2	30,06	1007,4	58260	58,39	-0,02
3	30,06	999,5	58260	63,43	0,06
4	30,08	1005	58260	67,89	0,12
5	30,07	1004,8	58260	70,14	0,16
6	30,07	1004,8	58260	72,65	0,20
7 (DNB)	30,06	994,9	58260	73,7	0,22

TAB. 1.1 – Conditions thermohydrauliques des essais DEBORA

Ce tableau fournit également le titre thermodynamique X_{eq} au niveau de la section de mesure en fin de longueur chauffante. Celui-ci est calculé en adimensionnalisant l'enthalpie massique moyenne du fluide h_B à la cote z :

$$\begin{aligned} h_B(z) &= h_B(0) + \frac{\phi_w \pi D_{hyd} z}{\dot{M}} = h_B(0) + 4\frac{\phi_w z}{G D_{hyd}} \\ X_{eq}(z) &= \frac{h_B(z) - h_{l,sat}}{h_{g,sat} - h_{l,sat}} \end{aligned} \tag{1.78}$$

avec :

- D_{hyd} le diamètre hydraulique du tube,
- $\dot{M}$ le débit-masse du liquide à l'entrée du tube,
- $h_{g,sat}$ l'enthalpie massique du gaz à saturation,
- $h_{l,sat}$ l'enthalpie massique du liquide à saturation.

Pour ces sept essais, le flux de chaleur ϕ_w est identique et la pression P et la vitesse massique G sont quasi-identiques ; seule la température d'entrée du liquide varie. Par conséquent, ces essais peuvent être assimilés à l'étude d'un tube (suffisamment long) à l'intérieur duquel, chacune des valeurs du titre thermodynamique présentées dans le tableau (1.1) est atteinte, consécutivement à l'augmentation de la température du liquide le long de la paroi chauffante.

Les essais 1 et 2 correspondent à des conditions thermohydrauliques pour lesquelles le mode de transfert thermique est l'ébullition nucléée sous-saturée en fin de longueur chauffante (titre thermodynamique négatif). En revanche, pour les essais 3 à 7, le mode de transfert thermique en fin de longueur chauffante est l'ébullition nucléée saturée (titre thermodynamique positif). Les conditions thermohydrauliques de

l'essai 7 mènent, en particulier, à la crise d'ébullition.

Les grandeurs thermodynamiques nécessaires au code au sein du domaine de calcul sont obtenus à partir des tables thermodynamiques CATHARE, accessibles dans le code NEPTUNE_CFD.

Nous signalons au lecteur que pour ces essais, aucun résultat de mesure de la température du liquide et de la tempéarture de la paroi n'est disponible.

1.2.3 Modélisation/simulations des essais DEBORA

Cette section est consacrée à la présentation de la modélisation mise en œuvre pour simuler les essais DEBORA à l'aide du code NEPTUNE_CFD.

1.2.3.1 Domaine de calcul, maillage

Pour l'ensemble des simulations numériques effectuées, nous avons reproduit la section d'essais du dispositif expérimental DEBORA en considérant un tube de 5 m comprenant :

- une partie chauffante de longueur Z = 3,5 m située entre les cotes z = 1 m et z = 4,5 m,
- et deux parties adiabatiques situées aux deux extrémités du tube.

Compte tenu de l'invariance par rotation autour de l'axe du tube, seul un secteur angulaire θ de 20° est pris en compte dans le calcul ; son rayon minimum est $r_0 = 0{,}1\ mm$ et son rayon maximum correspond à celui du tube $R = 9{,}6\ mm$.

La précision du maillage a été validée par un critère de convergence en maillage ; le maillage est constitué de 20 plans radiaux positionnés à l'aide d'une suite géométrique raffinant le maillage au voisinage de la paroi et de 200 plans transverses répartis de manière uniforme. La taille de la maille pariétale en R est 4 fois plus petite que celle située au centre de l'écoulement en r_0 et environ égale à 0,22 mm.

1.2.3.2 Conditions limites

Les conditions limites standard du code NEPTUNE_CFD ont été imposées pour chacune des faces du domaine de calcul afin de prendre en compte les conditions expérimentales des essais DEBORA (température d'entrée du liquide $T_{l,e}$, débit G, pression P et flux pariétal imposé ϕ_w) :

* Face d'entrée
  Une extrapolation du gradient de pression est effectuée en entrée du domaine de calcul.
  La température $T_{l,e}$, le débit G, l'énergie cinétique k_e et la dissipation visqueuse ε_e du liquide sont imposés de manière uniforme au niveau de la face d'entrée.

* Face de sortie
  Un profil de pression est imposé de façon dynamique en sortie de géométrie par recopie du profil interne et recalage autour d'une pression de référence (pression du tableau (1.1)) :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial n \partial \tau} = 0$$

* Paroi interne du tube
  Une extrapolation du gradient de pression est effectuée sur la paroi. Une condition de frottement est également appliquée à la phase liquide tandis qu'une condition de flux nul est imposée sur la

vitesse relative entre le gaz et le liquide pour la phase gazeuse $\left(\frac{dV_r}{dn} = 0\right)$.
Un flux de chaleur pariétal ϕ_w constant est imposé entre les cotes axiales $z = 1$ et $z = 4{,}5$ m, les autres parties étant adiabatiques. Pour des raisons purement numériques, une rampe linéaire en temps est appliquée pendant 5 s physique de calcul afin d'incrémenter progressivement le flux de chaleur.

* Face de symétrie
Une condition de type flux nul est imposée pour la condition de symétrie en $r = r_0$ et pour les faces d'angle $-\frac{\theta}{2}$ et $\frac{\theta}{2}$.

1.2.3.3 Lois de fermeture

Les différentes lois de fermeture retenues pour nos simulations numériques sont listées ci-dessous.

* Turbulence (fermeture du tenseur de Reynolds $\overline{\overline{\tau}}_{k,ij}$)
  - modèle de turbulence $k-\varepsilon$ adapté aux écoulements diphasiques pour la phase liquide ("ke (edf)") (modèle présenté dans la section (1.1.3.2)),
  - profil laminaire pour la phase gazeuse avec utilisation d'une force de dispersion turbulente, adaptée aux écoulements à bulles ; le coefficient de dispersion turbulente C_{dt} utilisé est égal à 2,5.

* Forces inter-phases (fermeture du transfert interfacial de QDM $I'_{(l\to g)}$)
  - force de traînée d'Ishii (1975, [27]) pour la phase gazeuse, adaptée aux écoulements à bulles (issue du code CATHARE),
  - force de masse ajoutée de Zuber (1959 ,[76]) pour la phase gazeuse, adaptée aux écoulements à bulles (sec. (1.1.3.1)),
  - force de portance d'Auton *et al.* (1988 ,[1]) (sec. (1.1.3.1)) ; le coefficient de portance C_l utilisé est égal à 0,5.

* Autres
  - activation des termes supplémentaires de couplage inverse turbulent de la phase gazeuse sur la phase liquide,
  - équation de transport d'aire interfaciale de Yao-Morel (2004, [71]) avec prise en compte des termes sources de coalescence et de fragmentation (sec. (1.1.2)),
  - modélisation du transfert d'enthalpie : saut d'enthalpie à l'interface indépendant entre les deux phases (sec. (1.1.3.1)).

La corrélation semi-empirique d'Ünal (1976, [66]) utilisée dans le modèle d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski (1990, [34]) (permettant la fermeture du transfert interfacial de masse par ébullition nucléée $\Gamma^e_{(w\to k)}$) est une corrélation dimensionnelle établie à partir de données expérimentales en eau/vapeur (sec. (2.2.2.1)) ; elle est donc *a priori* inadaptée pour le Fréon. Néanmoins, une étude effectuée par Manon (2000, [43]) a permis de montrer une bonne cohérence entre les diamètres expérimentaux de l'expérience DEBORA et les diamètres calculés par la corrélation semi-empirique d'Ünal. C'est pourquoi, nous conservons cette corrélation pour effectuer nos simulations numériques.

Les simulations réalisées avec l'ensemble de ces fermetures (ainsi que cette modélisation) sont qualifiées, par la suite, de "standard".

1.2.4 Résultats des simulations numériques d'essais DEBORA

L'évaluation du code NEPTUNE_CFD est réalisée d'abord avec la modélisation "standard" présentée précédemment. Elle est conduite en comparant la réponse du code NEPTUNE_CFD aux données expérimentales DEBORA vis-à-vis des données locales suivantes :

- profil radial du taux de vide α_g en fin de longueur chauffante (z = 4,5 m pour nos simulations),
- profil radial du diamètre moyen des bulles D en fin de longueur chauffante,
- profil radial de la composante selon z de la vitesse du gaz $U_{g,z}$ le long de la longueur chauffante.

La crise d'ébullition étant un phénomène très lié à la topologie de l'écoulement près de la paroi, nous nous sommes également intéressés aux profils axiaux calculés au niveau de la paroi chauffante (aucune mesure disponible) :

- du diamètre de décollage $D_{l,Unal}$ prédit par le modèle d'ébullition nucléée (fourni par la corrélation d'Ünal (1976, [66]),
- de la température du liquide T_l,
- et de la température de la paroi T_w.

Il est important de noter ici que, sur les figures illustratives présentées ci-après avec des rayons et des cotes axiales adimensionnées :

- la paroi chauffante est située au niveau de l'abcisse $\frac{r}{R} = 1$ et le centre de l'écoulement au niveau de l'abcisse $\frac{r}{R} = 0$ pour les profils radiaux,
- l'extrémité amont de la paroi chauffante est située au niveau de l'abcisse $\frac{z}{Z} = 0$ et l'extrémité aval de la paroi chauffante est située au niveau de l'abcisse $\frac{z}{Z} = 1$ pour les profils axiaux.

1.2.4.1 Évaluation globale du code NEPTUNE_CFD

* Évolution du taux de vide α_g
  L'ensemble des résultats sur l'évolution du taux de vide α_g pour les essais 1 à 7 est présenté sur la figure (1.2). Leur analyse nous permet de dire que le taux de vide est relativement bien prédit par le code NEPTUNE_CFD pour l'ensemble des essais. On remarque notamment que :

  1. le profil radial du taux de vide en fin de longueur chauffante augmente avec la température d'entrée du liquide ; ce résultat est conforme au comportement physique attendu pour ce type d'écoulement,
  2. le pic de taux de vide à la paroi est globalement bien reproduit pour l'ensemble des essais. Il est néanmoins surestimé surtout dans le cas d'un mode de transfert thermique par ébullition nucléée saturée en fin de longueur chauffante. A cet égard, l'essai 7 conduisant à la crise d'ébullition donne les moins bons résultats avec un pic de taux de vide beaucoup moins bien reproduit ; proche de la paroi, l'écart relatif maximum constaté est d'environ 20 %,
  3. le taux de vide dans le cœur de l'écoulement est globalement surestimé.

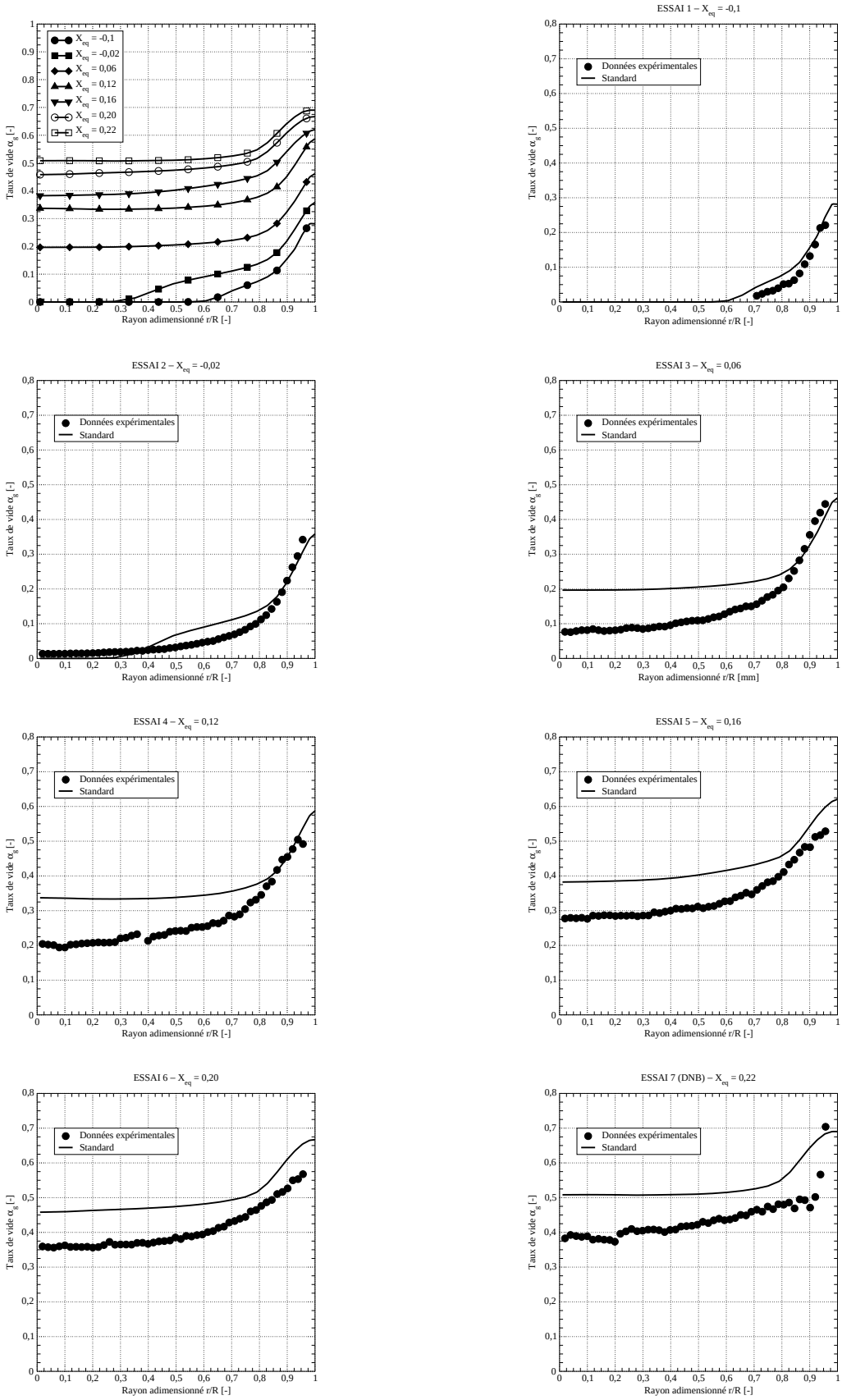


FIG. 1.2 – Évolution du profil radial du taux de vide α_g en fin de longueur chauffante

* Évolution du diamètre moyen des bulles *D*

L'ensemble des résultats sur l'évolution du diamètre des bulles *D* pour les essais 1 à 7 est présenté sur les figures (1.3) et (1.4). Leur analyse nous permet de conclure que le diamètre des bulles *D* est plus ou moins bien représenté selon le mode de transfert thermique. En effet, on constate que :

1. le profil radial du diamètre des bulles en fin de longueur chauffante augmente avec la température d'entrée du liquide ; ce résultat est conforme au comportement physique attendu pour ce type d'écoulement,
2. le diamètre des bulles dans le cœur de l'écoulement est mal représenté pour les essais 1 et 2 en ébullition nucléée sous-saturée (il est largement sous estimé). Il est en revanche mieux reproduit pour des titres thermohydrauliques plus élevés même si il reste perfectible entre $\frac{r}{R}$ = 0,4 et $\frac{r}{R}$ = 0,8,
3. le diamètre des bulles près de la paroi est globalement bien prédit. On constate néanmoins une sous-estimation du diamètre pour ces essais ; l'écart relatif maximum constaté à la paroi est d'environ 35 %.

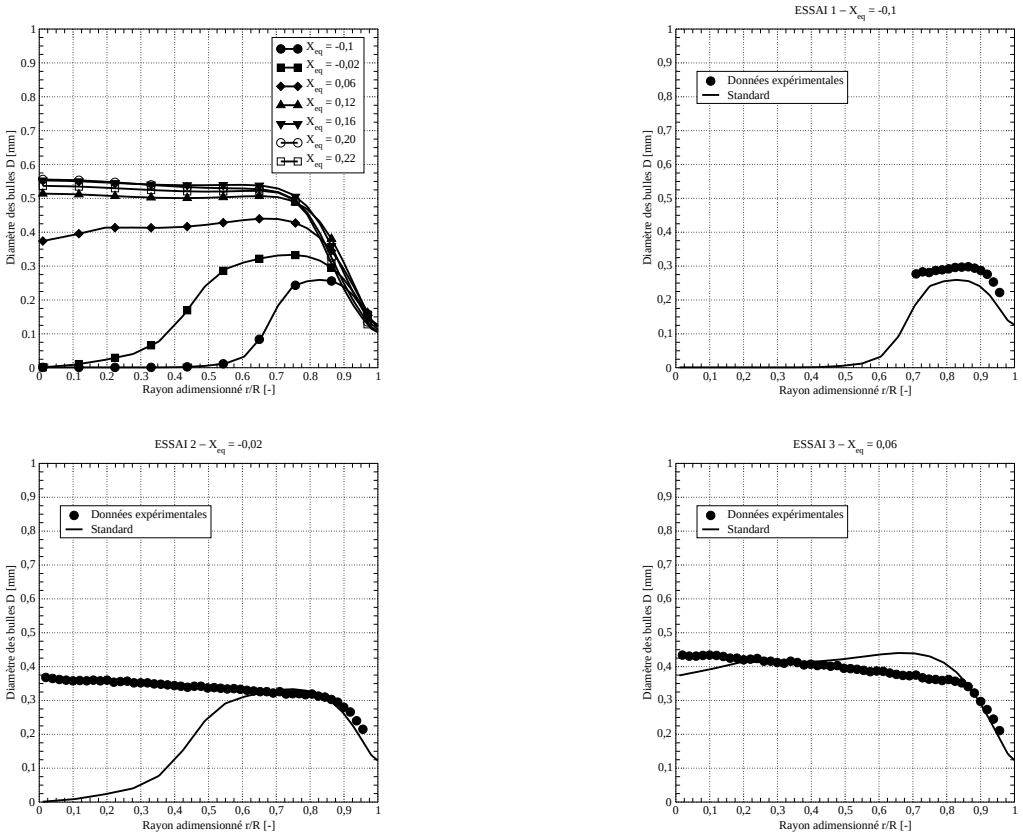


FIG. 1.3 – Évolution du profil radial du diamètre moyen des bulles *D* en fin de longueur chauffante

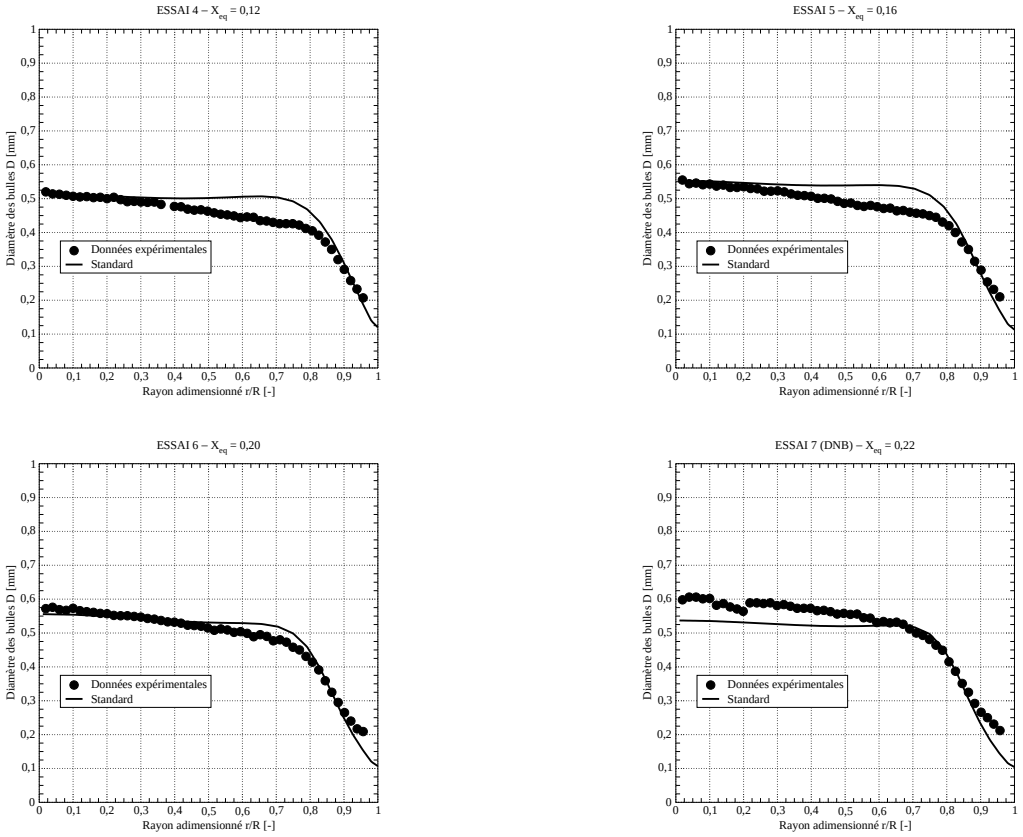


FIG. 1.4 – Évolution du profil radial du diamètre moyen des bulles D en fin de longueur chauffante (suite)

* Évolution de la vitesse du liquide $U_{l,z}$ et de la vitesse du gaz $U_{g,z}$

L'ensemble des résultats sur l'évolution de la vitesse du liquide $U_{l,z}$ et de la vitesse du gaz $U_{g,z}$ pour les essais 1 à 7 est présenté sur la figure (1.5). Ils font apparaître que la vitesse du gaz $U_{g,z}$ est mal prédite pour l'ensemble des essais. On aperçoit que la vitesse du gaz est surestimée au voisinage de la paroi (écart relatif maximum constaté de 20 %) et qu'en revanche, elle est sous-estimée au cœur de l'écoulement.

L'évolution de la vitesse du gaz peut être mise en relation avec l'évolution du diamètre des bulles et l'évolution de la vitesse du liquide dans l'écoulement. Des interrogations peuvent également être émises quant au traitement de la dynamique de la phase gazeuse dans l'écoulement, en particulier :

- au niveau de la condition limite sur la vitesse du gaz à la paroi qui par simplification/hypothèse est égale à la vitesse du liquide,
- et également au niveau de la loi de paroi dynamique établie pour des écoulements monophasiques et non diphasiques.

La vitesse du liquide $U_{l,z}$ est quant à elle très proche de la vitesse du gaz $U_{g,z}$. Compte tenu des hypothèses de modélisation, ces deux vitesses sont identiques au niveau de la paroi chauffante. La vitesse du gaz est supérieure d'environ 0,05 $m.s^{-1}$ dans le cœur de l'écoulement. N'ayant pas de résultats expérimentaux sur la vitesse du liquide, il n'est pas possible d'évaluer quantitativement ces résultats.

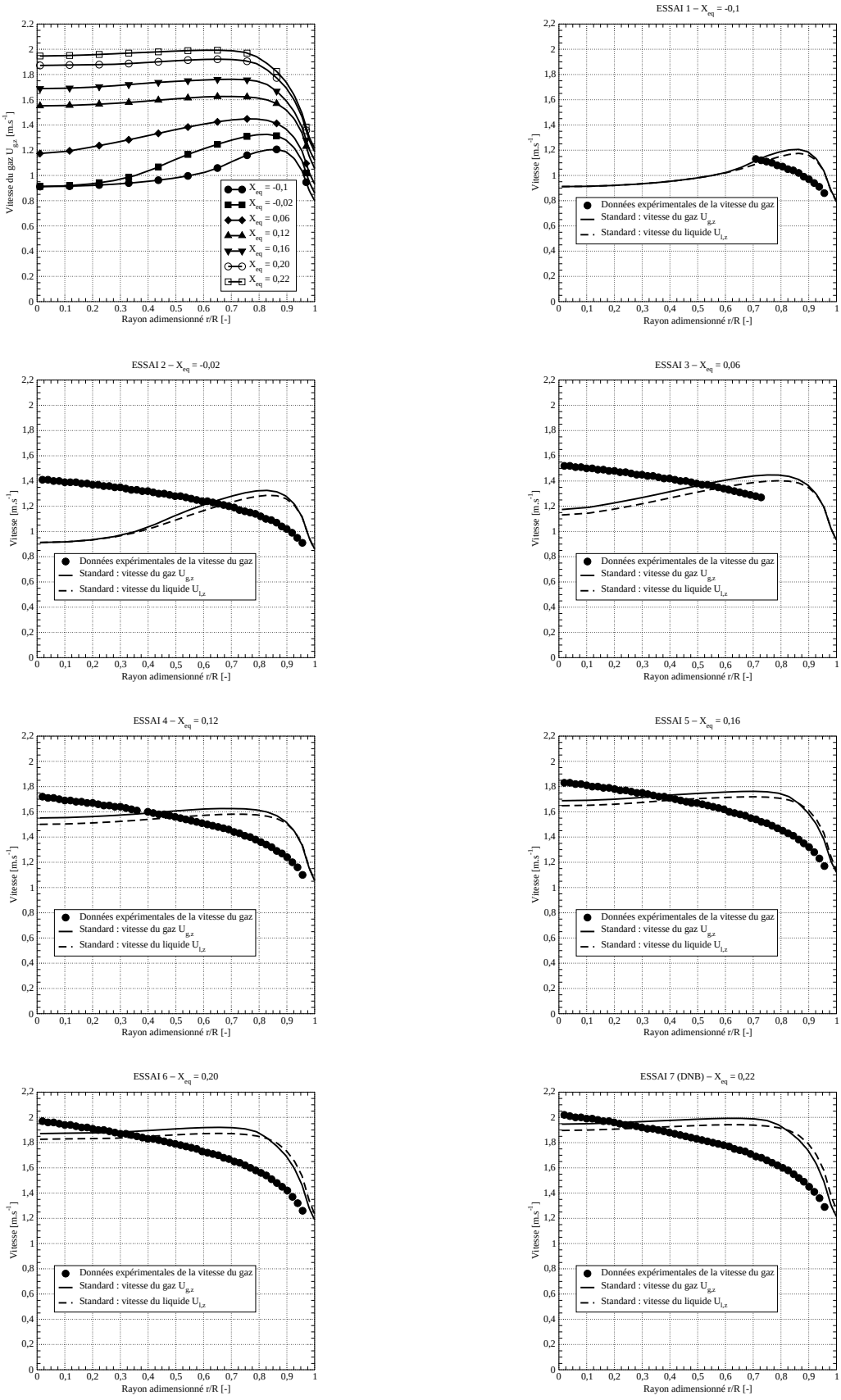


FIG. 1.5 – Évolution du profil radial de la vitesse du liquide $U_{l,z}$ et de la vitesse du gaz $U_{g,z}$ en fin de longueur chauffante

* Évolution du diamètre de décollage d'Ünal $D_{l,Unal}$, de la température du liquide T_l et de la température de la paroi T_w

Les résultats de calcul concernant l'évolution axiale au niveau de la paroi chauffante du diamètre de décollage d'Ünal $D_{l,Unal}$, de la température du liquide T_l et de la température de la paroi T_w sont respectivement présentés sur les figures (1.6), (1.7) et (1.8).
On peut constater que :

1. le diamètre de décollage d'Ünal croît avec l'augmentation de la température du liquide le long de la paroi chauffante et donc, bien entendu, avec l'augmentation de la température d'entrée du liquide. Néanmoins, quelles que soient les conditions thermohydrauliques, le diamètre de décollage d'Ünal en fin de longueur chauffante n'évolue quasiment plus. Ce résultat s'explique par le fait que la température du liquide à la paroi en fin de longueur chauffante est à saturation (voire légèrement au-dessus de la saturation) et que le débit liquide est le même pour tous les essais. Il convient en outre de noter que le diamètre d'Ünal obtenu en fin de longueur chauffante (environ égal à 0,4 *mm* en $\frac{z}{Z} = 1$) est toujours supérieur au diamètre des bulles D calculé à partir de l'équation de transport d'aire interfaciale à cette même cote axiale (variant entre 0,1 et 0,15 *mm*).
2. la température de la paroi augmente également avec la température d'entrée du liquide en début de longueur chauffante puis diminue assez rapidement.

L'équation de transport d'aire interfaciale utilisée ne permet pas de retrouver le diamètre d'Ünal fournie pourtant comme condition limite à la paroi. L'hypothèse émise pour expliquer un tel comportement est la prise en compte de la recondensation et la fragmentation des bulles dans la maille de calcul pariétale, alors qu'il ne le faudrait pas pour les calculs réalisés. En effet :

- la taille de la maille pariétale utilisée pour simuler ces essais est d'environ 0,2 *mm*, ce qui correspond au diamètre expérimental des bulles D_G retrouvé en fin de longueur chauffante,
- le diamètre des bulles calculé par la corrélation d'Ünal correspond à la taille des bulles se trouvant dans l'écoulement juste après avoir quittées la paroi ; cette corrélation semi-empirique a été calibrée à partir de données expérimentales de diamètres de bulles au décollage : elle prend donc en compte les phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation qui auraient pu survenir avant le décollage des bulles de la paroi,
- étant donné que la taille de la maille pariétale est du même ordre de grandeur que le diamètre des bulles au décollage, il n'est pas physique d'appliquer une seconde fois sur les bulles les phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation.

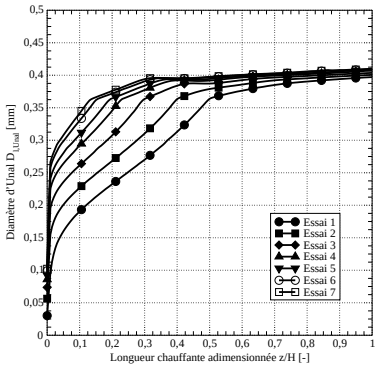


FIG. 1.6 – Évolution du profil axial du diamètre d'Ünal $D_{l,Unal}$ au niveau de la paroi chauffante

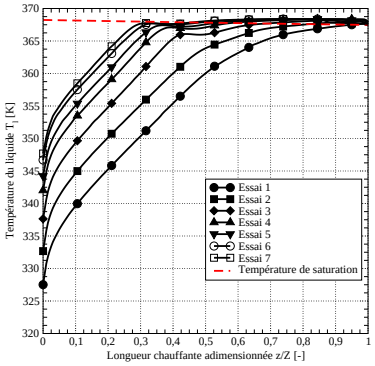


FIG. 1.7 – Évolution du profil axial de la température du liquide T_l au niveau de la paroi chauffante

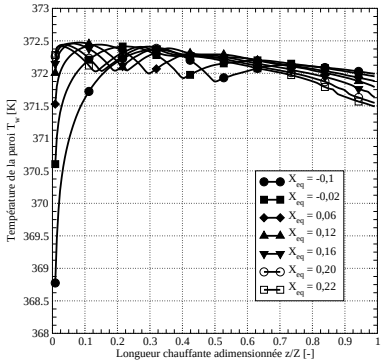


FIG. 1.8 – Évolution du profil axial de la température de la paroi T_w au niveau de la paroi chauffante

1.2. ÉVALUATION DE LA MODÉLISATION DU CODE NEPTUNE_CFD ADOPTÉE SUR DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES DEBORA

Afin d'étayer notre argumentation sur l'influence des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale, nous avons tracé sur les figures (1.9) et (1.10) :

- le profil radial du taux de vide α_g en fin de longueur chauffante,
- le profil radial du diamètre moyen des bulles D en fin de longueur chauffante,
- le profil radial de la composante selon z de la vitesse du gaz $U_{g,z}$ le long de la longueur chauffante,
- le profil axial au niveau de la paroi chauffante du diamètre de décollage d'Ünal $D_{l,Unal}$,

pour les essais 1 et 7 avec et sans prise en compte de la coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale.

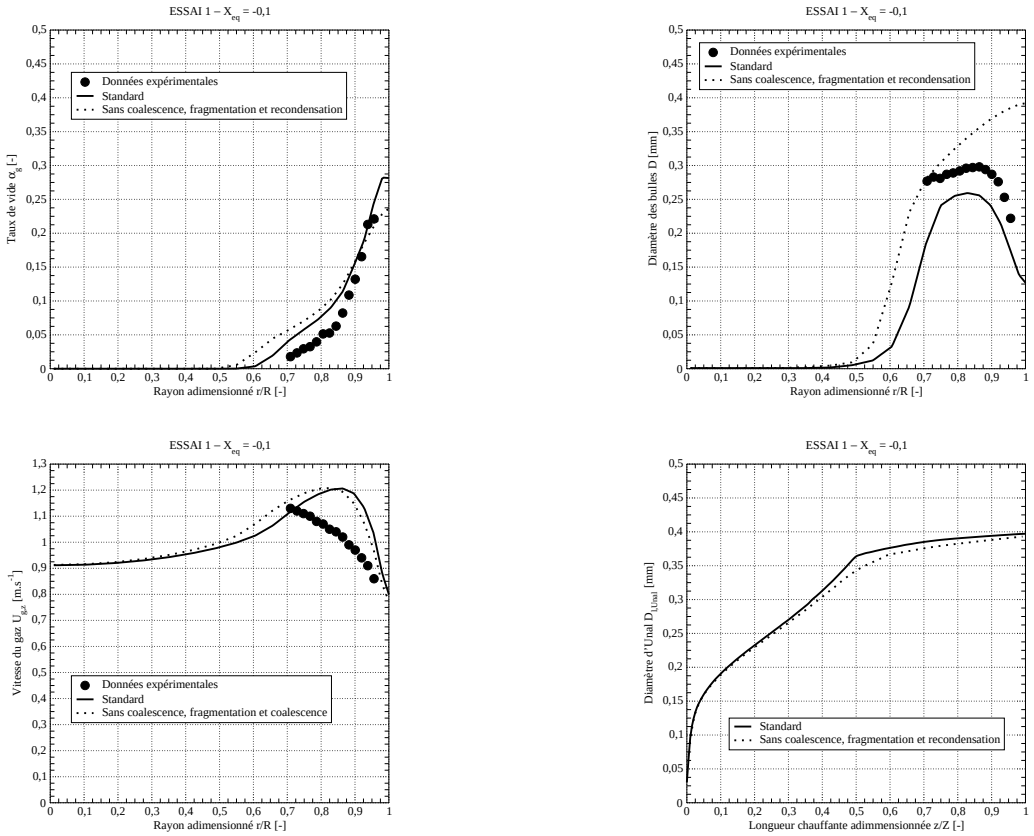


FIG. 1.9 – Sensibilité à la prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1)

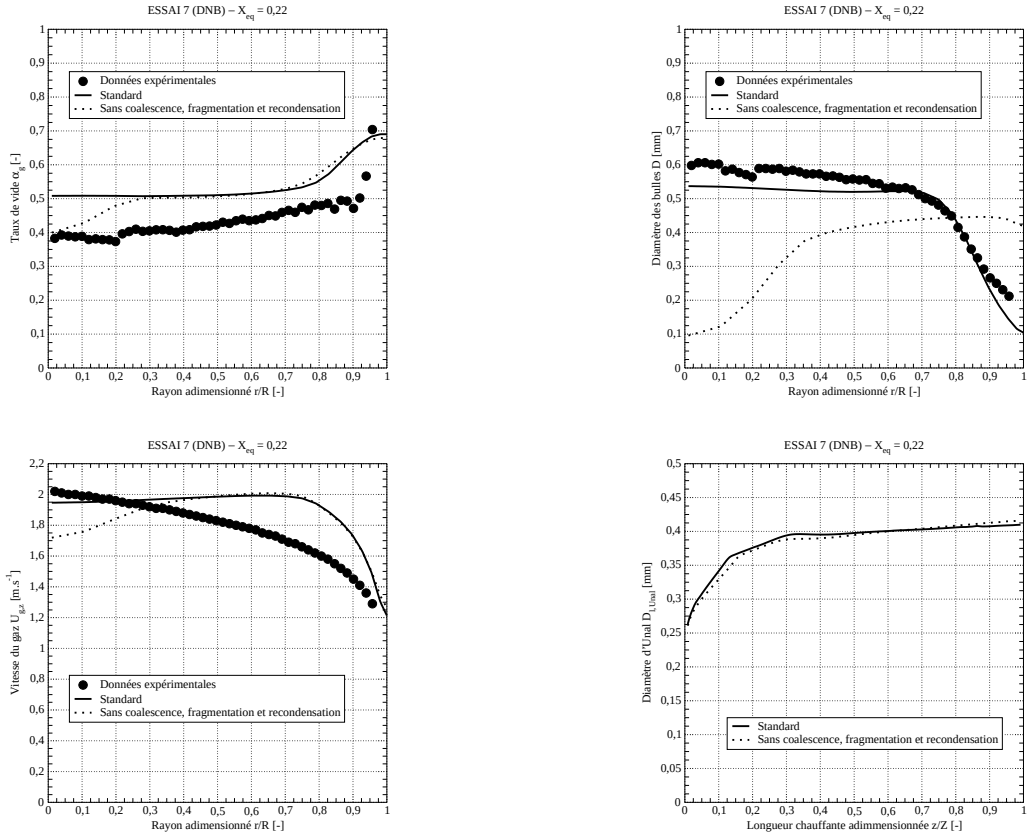


FIG. 1.10 – Sensibilité à la prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 7)

On constate que la non prise en compte de la coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale modifie notablement les profils de taux de vide, de diamètre de bulles et de vitesse du gaz dans la maille pariétale et mais aussi dans le reste de l'écoulement. On peut observer également que le taux de vide est mieux prédit pour l'essai 1 au niveau de la paroi, et mieux estimé pour l'essai 7 dans le centre de l'écoulement. En revanche, l'évaluation du diamètre des bulles est moins bonne pour les essais 1 et 7 notamment au niveau de la paroi où celui-ci est maintenant largement surestimé mais permet logiquement de retrouver le diamètre calculé par la corrélation d'Ünal.

La suppression des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale ne permet donc pas d'améliorer systématiquement (voire altère) les résultats sur les grandeurs locales de l'écoulement. En revanche, **cette démarche nous paraît plus physique compte tenu que la condition limite à la paroi "taille de bulle" fournie par la corrélation d'Ünal n'a pas lieu d'être modifiée si la taille de cette maille pariétale est du même ordre de grandeur que le diamètre des bulles au décollage**.

Ce constat soulève donc les questions suivantes :

- quelle doit être la taille de la maille pariétale lors de simulations d'écoulement bouillant ?
- quelle est la dépendance de nos résultats de simulations à la taille de cette maille ?

De notre point de vue la taille de la maille pariétale doit être au minimum égale à la taille moyenne des bulles formées à la paroi. Il est par conséquent préférable d'effectuer une pré-étude ou de s'appuyer sur des résultats expérimentaux afin de connaître *a priori* la taille moyenne des bulles.
Si la taille de la maille pariétale est égale à celle des bulles, alors les conditions limites fournies par le modèle d'ébullition nucléée ne doivent pas être modifiées ; à cette fin les phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation doivent être supprimés dans cette maille.
En revanche, si la taille de la maille est supérieure à celle des bulles alors un traitement statistique pourrait être effectué, par exemple, pour discriminer le nombre de bulles attachées à la paroi du nombre de bulles évoluant dans l'écoulement. Ceci permettrait de pondérer l'impact des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation sur les bulles présentes dans la maille pariétale.

D'autre part, comme nous l'avons expliqué précédemment, les conditions aux limites modélisées dans le code NEPTUNE_CFD permettent de s'affranchir de la taille de la maille pariétale pour les conditions thermohydrauliques nécessaires au modèle d'ébullition nucléée. Par conséquent, les résultats de simulation sont plutôt dépendants du raffinement global du maillage utilisé pour modéliser l'écoulement.

Conclusions préliminaires

Plusieurs conclusions peuvent être tirées à l'issue de cette évaluation de la modélisation du code NEPTUNE_CFD sur des essais DEBORA proches de configurations cœurs REP.

- Simulations avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale
  Le code NEPTUNE_CFD prédit relativement bien le taux de vide même si la prédiction du pic de taux de vide à la paroi peut être améliorée et que le taux de vide au cœur de l'écoulement est surestimé.
  Le diamètre des bulles dans l'écoulement est mal reproduit au cœur de l'écoulement en ébullition nucléée sous-saturée et son estimation reste perfectible au niveau de la paroi.
  La vitesse du gaz est mal reproduite quelles que soient les conditions thermohydrauliques, ce qui est en partie lié à l'évaluation de la taille des bulles dans l'écoulement et probablement au traitement de la dynamique des phases liquide et gazeuse.

- Simulations sans prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale
  La suppression des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale améliore légèrement la prédiction des profils radiaux de taux de vide, mais dégrade fortement celles des profils de diamètre de bulle ; celle des vitesses du gaz est peu affectée pour la plus grande partie de l'écoulement. Malgré ce constat défavorable, ce traitement de la maille pariétale nous paraît plus physique au moins dès que la taille de la maille pariétale est proche de celle des bulles au décollage.

Trois axes d'amélioration de la modélisation semblent donc être envisageables compte tenu de ce premier niveau d'information sur le comportement du code NEPTUNE_CFD ; ils ont trait :

1. au modèle d'ébullition nucléée, pour obtenir des valeurs plus précises sur le taux de vide, le diamètre des bulles et la vitesse des bulles à la paroi et implicitement dans l'écoulement,
2. au modèle de recondensation à cœur pour mieux prédire le taux de vide, le diamètre des bulles et la vitesse du gaz dans l'écoulement,
3. à la modélisation des forces et de la loi de paroi agissant sur la dynamique des bulles afin de mieux prédire la vitesse du gaz et donc la répartition du taux de vide dans l'écoulement.

La crise d'ébullition étant fortement liée à la topologie de l'écoulement à la paroi, nous avons choisi de nous intéresser principalement à la modélisation de l'ébullition nucléée ; c'est en effet ce modèle qui fournit à l'écoulement diphasique le terme source de vapeur. C'est au travers de cet axe de recherche que nous tenterons d'améliorer la prédiction des caractéristiques locales des écoulements bouillants à bulles.

Afin de mieux cibler nos investigations, nous avons entrepris une analyse complémentaire sur l'aptitude de NEPTUNE_CFD à reproduire les essais DEBORA. Lors de celle-ci, nous évaluons la sensibilité des prédictions de NEPTUNE_CFD à certains paramètres "clés" du modèle d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski, en liaison avec la prise en compte ou non des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale.

1.2.4.2 Évaluation spécifique de l'impact du modèle d'ébullition nucléée

Le modèle d'ébullition nucléée de NEPTUNE_CFD est le modèle mécaniste de Kurul et Podowski (1990, [34]).

Nous avons entrepris d'étudier la réponse du code NEPTUNE_CFD vis-à-vis de la modification des paramètres principaux suivants de ce modèle :

- diamètre de décollage $D_{l,Unal}$ fourni par la corrélation d'Ünal (1976, [66]),
- densité de sites actifs de nucléation N_a fournie par la corrélation de Lemmert et Chwala (1977, [40]),

qui sont les paramètres permettant le calcul du flux net d'évaporation ϕ_e. La fréquence de décollage de Ceumern-Lindenstjerna (1977, [10]), également nécessaire au calcul du flux net d'évaporation ϕ_e, ne rentre pas dans le cadre de cette analyse dans la mesure où elle est obtenue à partir du diamètre de décollage.

Cette étude consiste à faire varier ces deux paramètres principaux en affectant à leur modélisation respective un coefficient multiplicatif K ; le diamètre de décollage est ainsi multiplié et divisé par 2 alors que la densité de sites actifs de nucléation est multipliée et divisée par 10. Elle est effectuée successivement avec la prise en compte **et** la non prise compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale.

Tout comme dans la section précédente, nous avons comparé la réponse du code NEPTUNE_CFD aux données expérimentales DEBORA, pour les données locales suivantes :

- profil radial du taux de vide α_g en fin de longueur chauffante,
- profil radial du diamètre moyen des bulles D en fin de longueur chauffante,
- profil radial de la composante selon z de la vitesse du gaz $U_{g,z}$ le long de la longueur chauffante.

Nous nous sommes également intéressés à l'évolution du profil axial au niveau de la paroi chauffante :

- du diamètre de décollage $D_{l,Unal}$,
- de la température de la paroi T_w,
- et du flux net d'évaporation ϕ_e.

* Simulations paramétriques avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale

Nous avons représenté sur les figures (1.11) et (1.12), l'évolution des différents profils des grandeurs sélectionnées précédemment, en modifiant le diamètre de décollage pour les essais 1 et 7 respectivement.

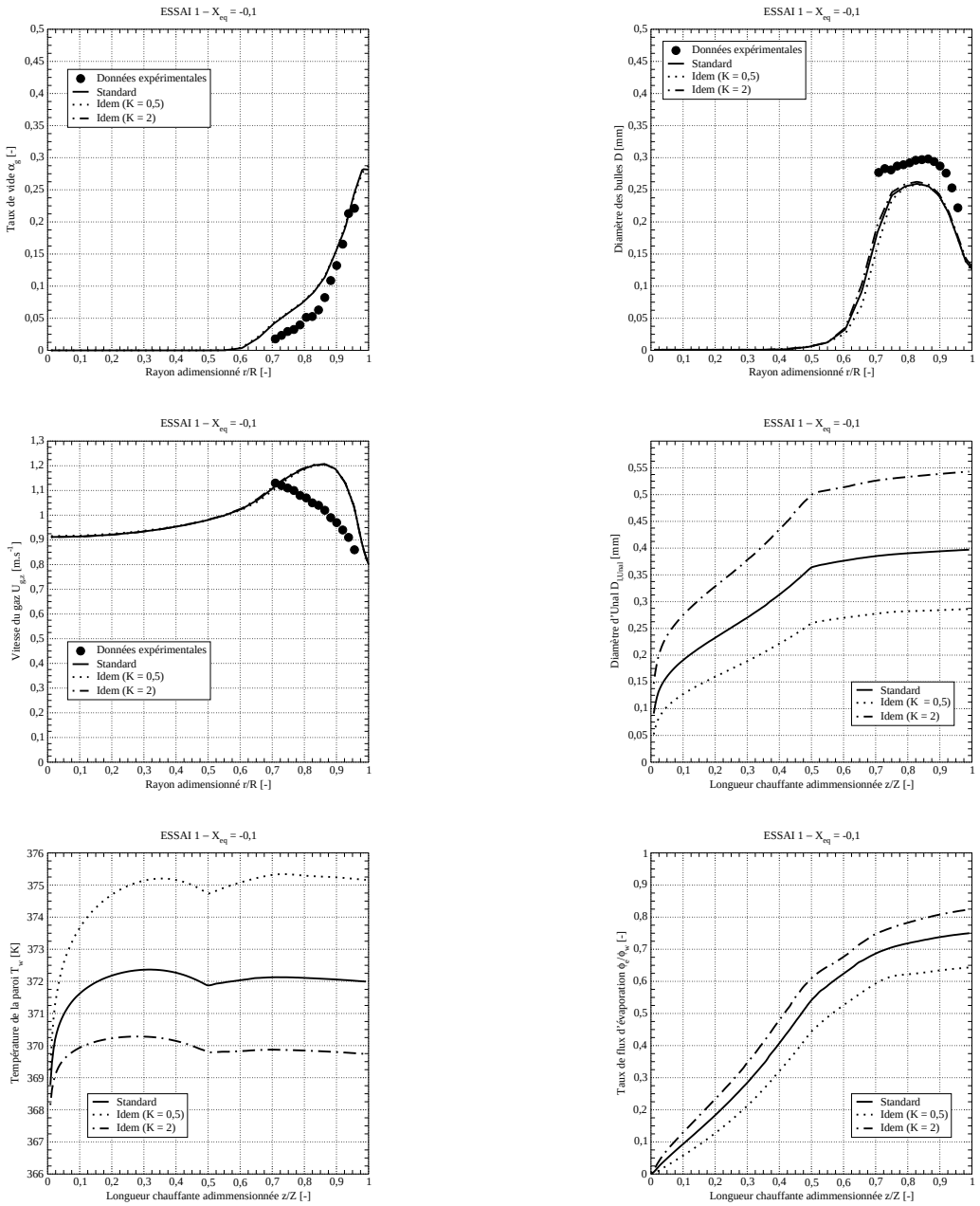


FIG. 1.11 – Sensibilité au diamètre de décollage avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1)

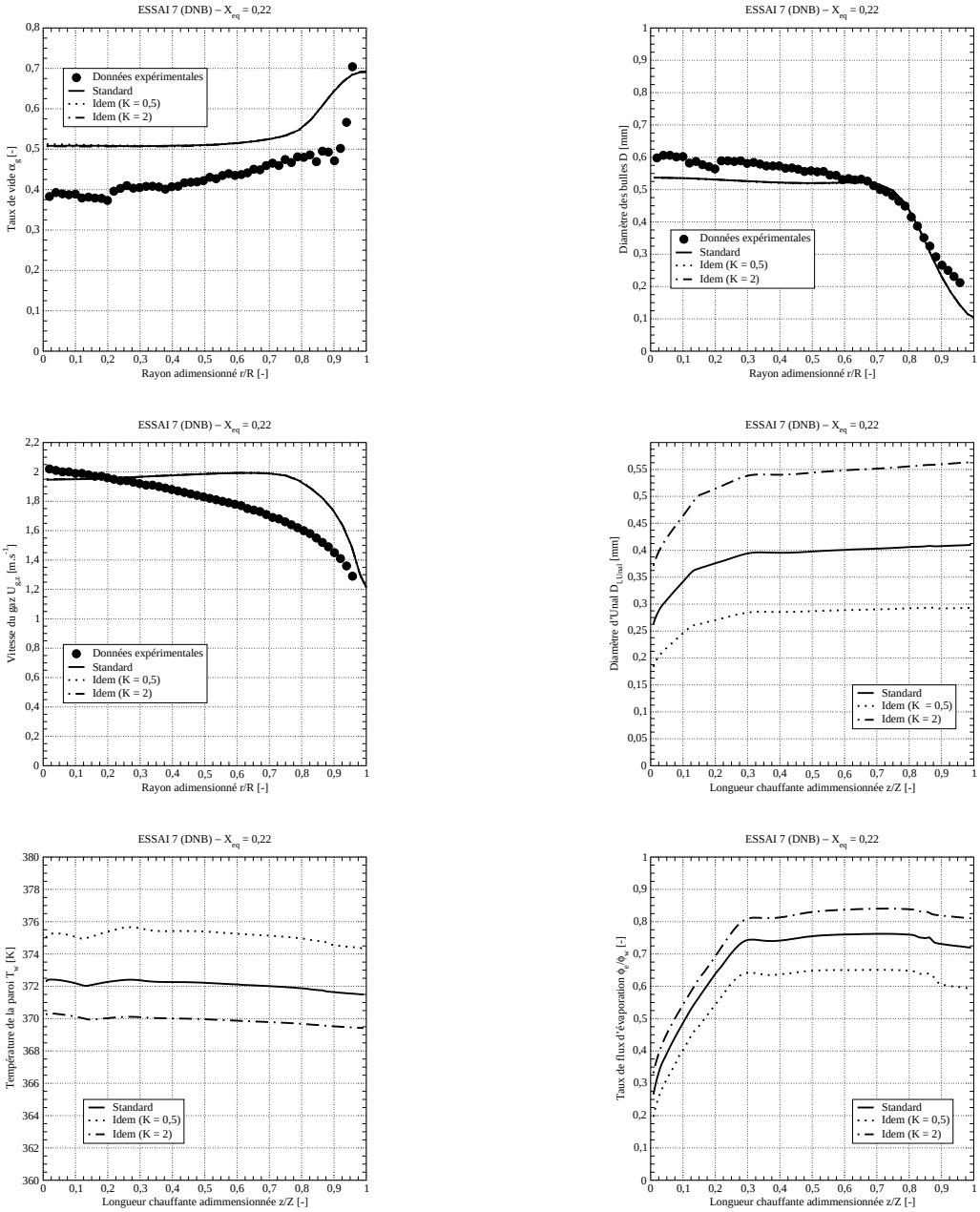


FIG. 1.12 – Sensibilité au diamètre de décollage avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 7)

L'analyse de ces courbes montre que l'évolution du taux de vide, du diamètre des bulles et de la vitesse du gaz est quasiment insensible à la modification de la modélisation du diamètre de décollage. Pourtant, le diamètre de décollage calculé à partir de la corrélation d'Ünal augmente bien avec le paramètre K, ce qui se traduit par une diminution de la température de la paroi et une augmentation du flux net d'évaporation.

Le même constat peut être effectué en observant les figures (1.13) et (1.14) relatives à l'impact de la modification de la densité de sites actifs de nucléation pour les essais 1 et 7 respectivement.

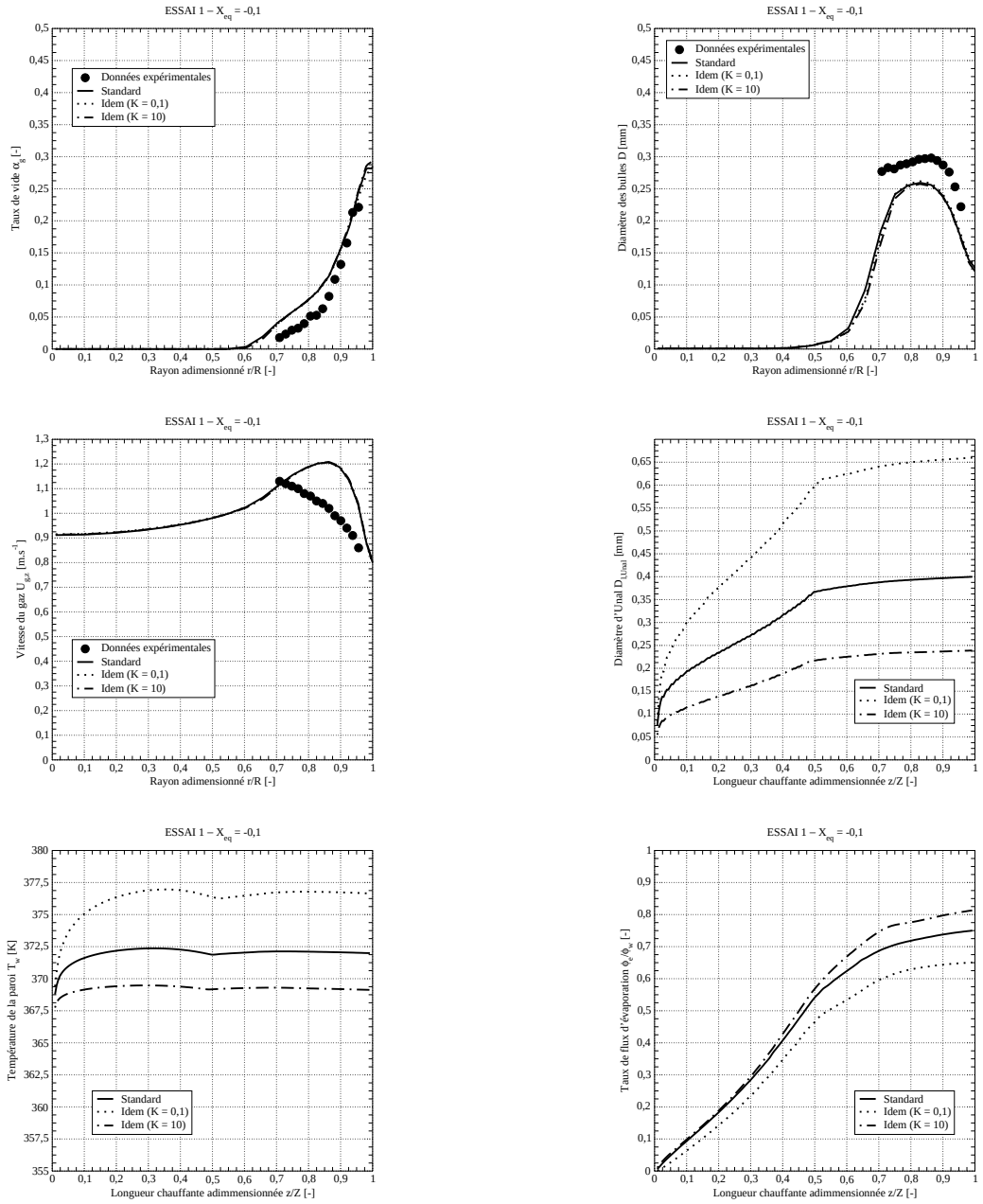


FIG. 1.13 – Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1)

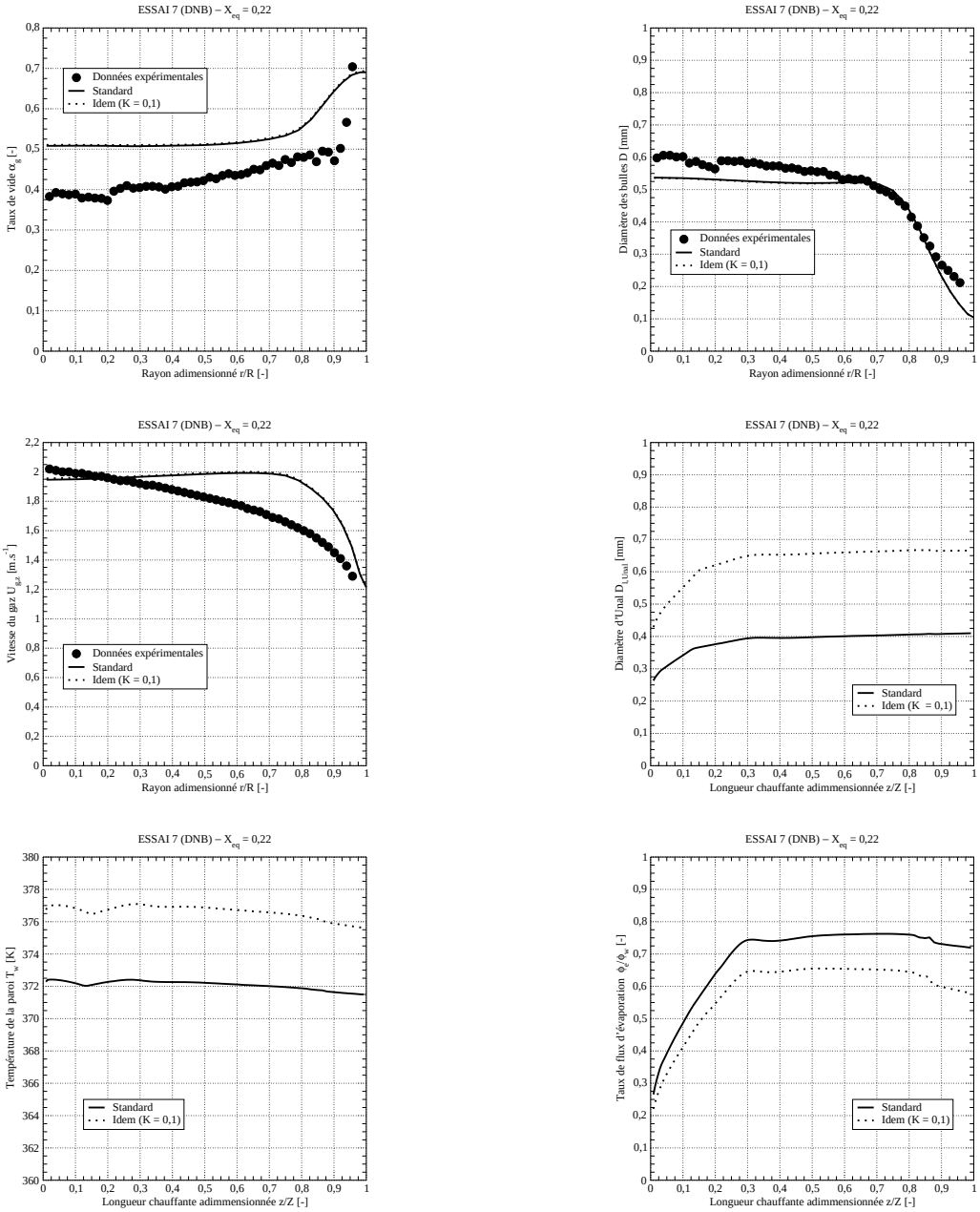


FIG. 1.14 – Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation avec prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 7)

De notre point de vue, l'ensemble de ces résultats confirme notre interrogation forte concernant la prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale, dans la mesure où les données de sortie du modèle d'ébullition nucléée n'ont aucun impact sur les profils de taux de vide et de diamètre des bulles, même dans la maille pariétale.

Des simulations monodisperses (sans utilisation d'équation de transport d'aire interfaciale) ont été effectuées en parallèle de celles-ci (fig. (1.15) et (1.16)). Elles montrent que même sans utilisation d'une équation de transport d'aire interfaciale (pas de coalescence ni de fragmentation), le taux de vide et la vitesse du gaz restent insensibles à la modification des paramètres principaux du modèle

d'ébullition nucléée.

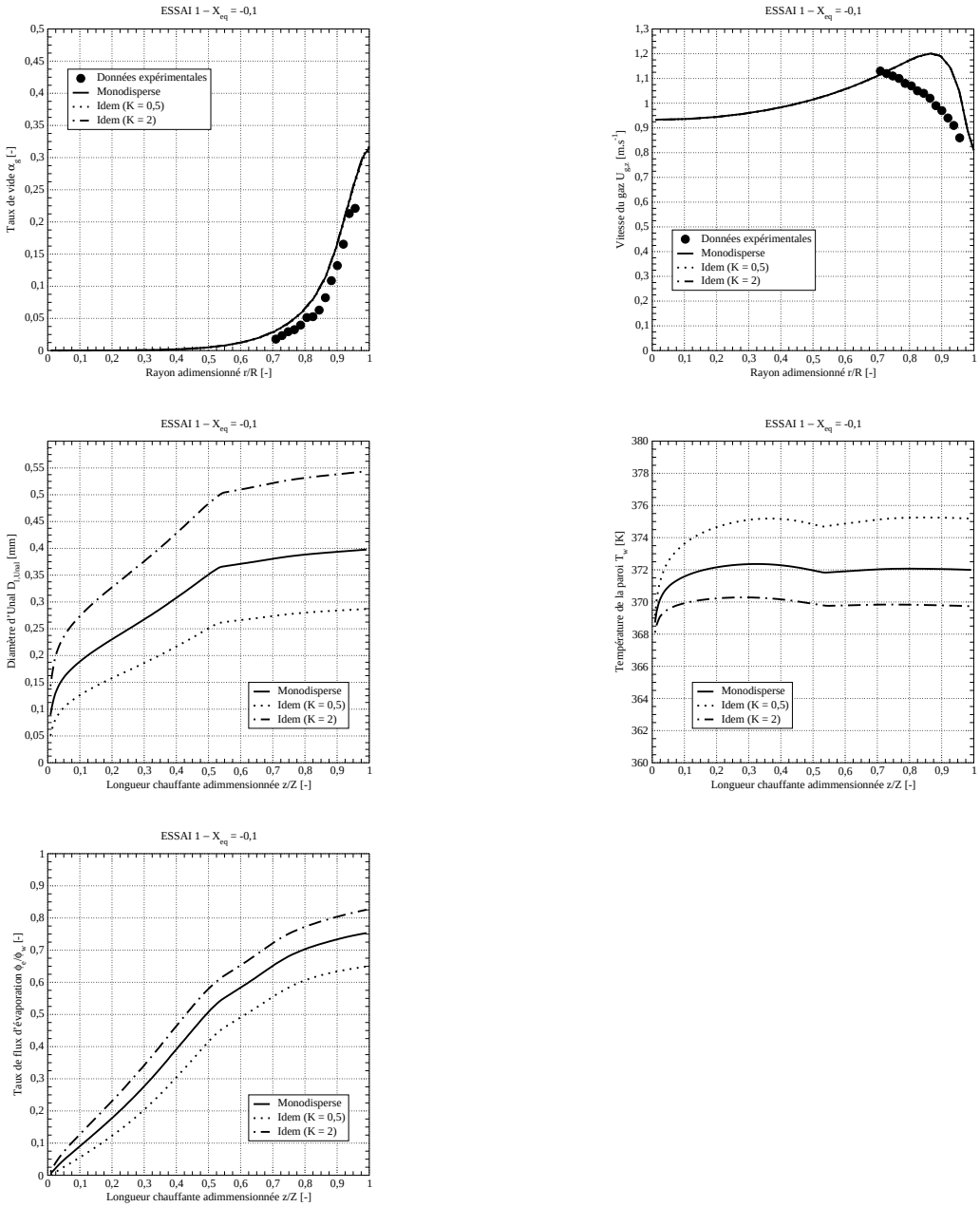


FIG. 1.15 – Sensibilité au diamètre de décollage sans équation d'aire interfaciale (essai 1)

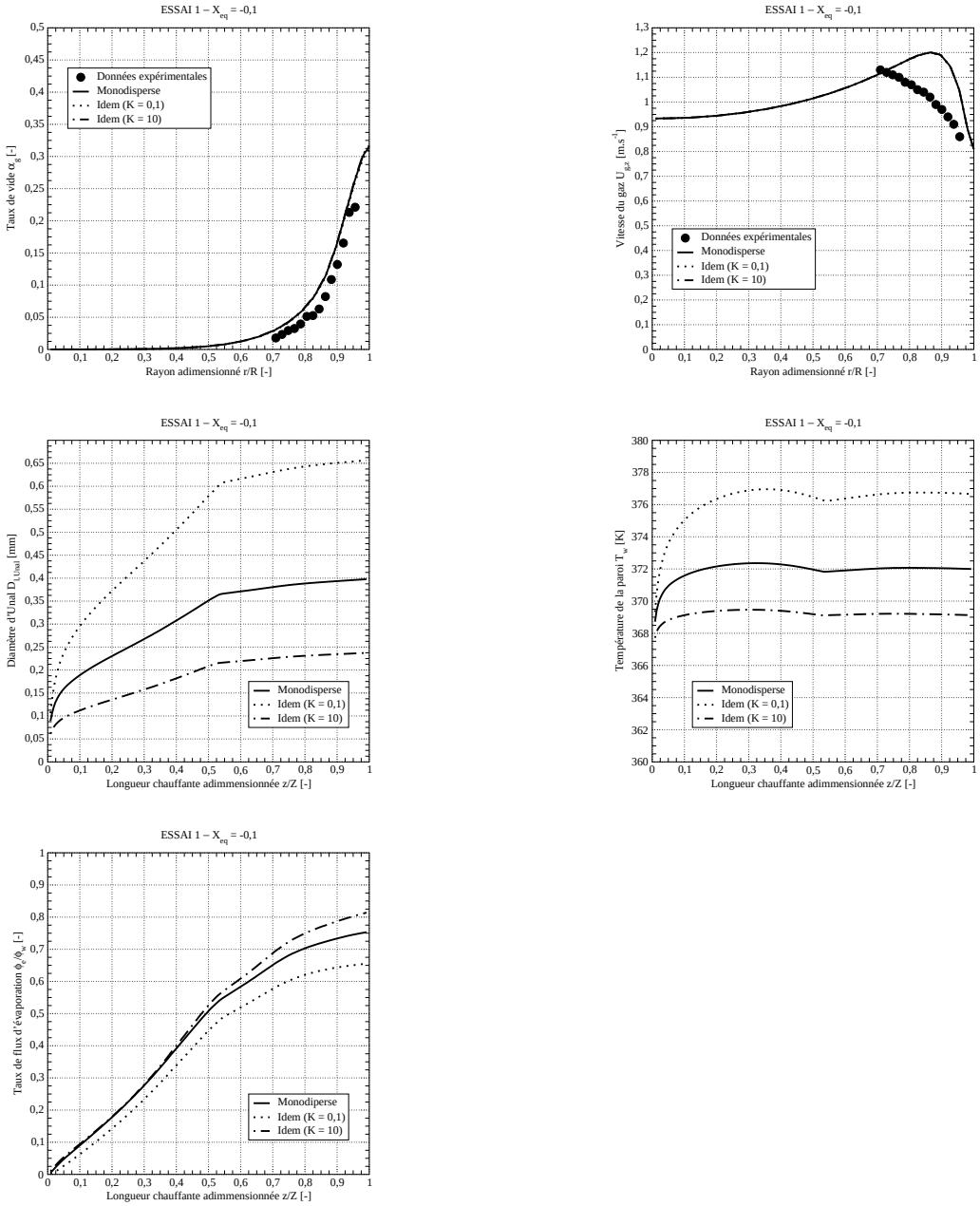


FIG. 1.16 – Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation sans équation d'aire interfaciale (essai 1)

Ces dernières simulations renforcent notre analyse sur l'existence d'un phénomène de compensation dans la maille pariétale (agissant donc sur le reste de l'écoulement) dès lors que la recondensation de la phase gazeuse est autorisée. Autrement dit, la variation du terme source de vapeur à la paroi est compensée essentiellement par une variation équivalente de la recondensation de sorte que les diamètres de bulle et le taux de vide calculés dans la maille pariétale ne sont pas affectés. Cette conjecture est étayée dans l'étude suivante où des simulations ont été effectuées sans prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale.

* Simulations sans prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale

Les résultats des simulations de l'essai 1 en faisant varier la densité de sites actifs de nucléation sont présentés sur la figure (1.17).

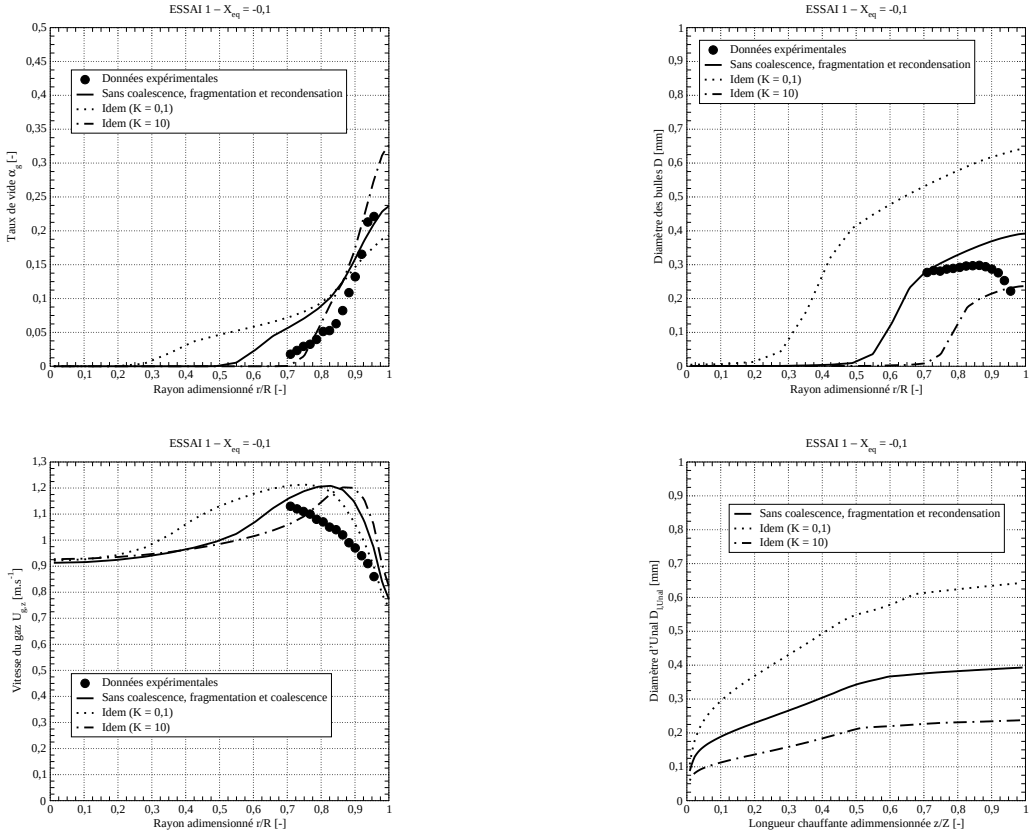


FIG. 1.17 – Sensibilité à la densité de sites actifs de nucléation sans prise en compte des phénomènes de coalescence, fragmentation et recondensation dans la maille pariétale (essai 1)

Leur examen indique maintenant une réelle influence de la densité de sites actifs de nucléation sur le taux de vide le diamètre des bulles et la vitesse du gaz, que ce soit au niveau de la paroi ou au cœur de l'écoulement. Par conséquent, l'évolution de la vitesse du gaz est très différente selon la valeur du paramètre *K*, ce qui confirme que le diamètre des bulles possède une forte influence sur cette grandeur.

Ceci renforce le choix de ne pas prendre en compte le phénomène de recondensation des bulles dans la maille pariétale (lorsque la taille de celle-ci est de l'ordre de la taille des bulles) afin que les conditions limites à la paroi soient celles données par le modèle d'ébullition nucléée (i.e. le diamètre de décollage d'Ünal qui inclut la recondensation).

Il est important de noter ici que les simulations effectuées dans ce cadre en modifiant la corrélation d'Ünal n'ont pas abouti. Ceci tend à prouver que le modèle d'ébullition nucléée est très sensible à la modélisation de ces paramètres principaux. Une attention particulière doit notamment être portée sur le diamètre de décollage, intervenant à la puissance "3" dans le calcul du flux net d'évaporation.

1.2.4.3 Conclusions sur l'évaluation du code NEPTUNE_CFD sur des données expérimentales DEBORA

L'évaluation du code NEPTUNE_CFD vis-à-vis des essais DEBORA proches des configurations thermohydrauliques rencontrées dans les cœurs REP a mis en évidence la capacité du code NEPTUNE_CFD à fournir des données locales relativement fiables pour ce genre d'écoulement. Néanmoins, certaines grandeurs locales manquent de précision et restent par conséquent perfectibles. De plus, nous avons constaté que l'utilisation d'un modèle de recondensation au niveau de la maille pariétale n'avait pas de validité physique pour une taille de maille de l'ordre de celle des bulles au décollage de la paroi ; cette fermeture physique peut également inhiber les conditions limites fournies au niveau de la paroi chauffante par le modèle d'ébullition nucléée.

Des simulations effectuées sans recondensation dans la maille pariétale ont permis de corriger ce point. Elles ont permis d'améliorer la prédiction du taux de vide mais ont assez largement dégradé l'évaluation du diamètre des bulles dans l'écoulement.

Parmi les axes de recherche capables d'améliorer la prédiction des grandeurs locales dans l'écoulement, **notre choix s'est porté vers la modélisation de l'ébullition nucléée** puisque la crise d'ébullition est un phénomène fortement lié à la topologie pariétale des écoulements. Les résultats numériques issus de l'évaluation du code NEPTUNE_CFD vis-à-vis des essais DEBORA nous ont confortés dans cette voie.

L'amélioration du modèle d'ébullition nucléée de NEPTUNE_CFD doit permettre de fournir des conditions limites précises à la paroi afin :

1. de garantir la robustesse du code de calcul,
2. et d'obtenir une estimation suffisamment précise des grandeurs locales à la paroi, conditionnant en partie l'évolution des grandeurs locales dans l'écoulement.

Ceci se traduit pour le modèle d'ébullition nucléée par le fait qu'il est nécessaire,

- d'une part, de disposer d'une modélisation capable de bien renseigner le terme source de vapeur (bonne répartition du flux de chaleur pariétal),
- et d'autre part, de renseigner les paramètres de ce modèle à l'aide de modélisations suffisamment précises, notamment pour le diamètre de décollage qui permet de renseigner directement le transfert de masse et indirectement le transfert interfacial de quantité de mouvement à la paroi.

Dans cette optique, nous tenterons d'apporter plus de "physique" à ce modèle, afin d'élargir son domaine d'exploitation à une large gamme de configurations thermohydrauliques .

La crise d'ébullition de type caléfaction est caractéristique de l'ébullition nucléée sous-saturée et saturée à faible titre thermodynamique comme nous avons pu le voir dans l'introduction. Or, il est nécessaire de pouvoir renseigner les trois composantes du terme source de vapeur présentes dans le code NEPTUNE_CFD, quel que soit le régime d'ébullition de l'écoulement (sec. 1.1.3.1) :

- lors de l'ébullition saturée, l'intégralité du flux thermique à la paroi est transmis à l'écoulement sous forme de vapeur (ébullition ou vaporisation) dans la mesure où la température du liquide au cœur de l'écoulement est à saturation ; la masse de vapeur générée à la paroi est alors évaluée par un simple bilan thermique. Il reste néanmoins à évaluer les deux autres composantes du terme source de vapeur : la taille des bulles décollant de la paroi et la vitesse d'éjection des bulles,
- lors de l'ébullition sous-saturée, seule une partie de la chaleur transmise par la paroi est utilisée pour créer de la vapeur. Il est alors nécessaire de modéliser la répartition des échanges thermiques afin de quantifier la portion de chaleur dédiée à la vapeur. On utilise alors un modèle d'ébullition nucléée pour quantifier les trois composantes du terme source de vapeur.

Le chapitre suivant sera donc essentiellement consacré à une étude approfondie des modèles d'ébullition nucléée sous-saturée convective, dont celui de Kurul et Podowski implémenté dans le code NEPTUNE_CFD.

Chapitre 2

Modélisation de l'ébullition nucléée sous-saturée convective

Lors du chapitre précédent, nous avons choisi de nous intéresser à la modélisation de l'ébullition nucléée sous-saturéee convective dans le code NEPTUNE_CFD afin d'améliorer la prédiction des grandeurs locales dans les écoulements diphasiques bouillants proches des configurations des cœurs REP.

Dans la première partie de ce chapitre, nous proposons une description générale des différentes configurations d'écoulements bouillants convectifs en relation avec les régimes de transfert thermique rencontrés.

La seconde partie est consacrée à l'examen des différents types de représentation de l'ébullition nucléée sous-saturée convective. Dans cette optique, nous avons constitué un état de l'art non exhaustif de modèles sélectionnés conformément à leurs éléments de validation et au domaine d'application industriel décrit dans le tableau (1). Nous nous sommes particulièrement intéressés aux modèles mécanistes d'ébullition nucléée qui sont les seuls pouvant fournir les conditions limites à la paroi nécessaires aux codes de calcul de type CFD.

2.1 Généralités sur les configurations d'écoulements bouillants convectifs et les mécanismes de l'ébullition nucléée sous-saturée convective

Les écoulements bouillants convectifs peuvent être classés en plusieurs configurations ; celles-ci sont basées sur la répartition spatiale et la quantité de vapeur présente dans l'écoulement (i.e. indirectement la quantité de vapeur créée à la paroi) qui évolue en fonction des conditions thermohydrauliques de l'écoulement et thermiques à la paroi. Chacune des configurations d'écoulements bouillants convectifs est également caractérisée par un ou plusieurs régimes d'échange thermique à la paroi.

Nous décrivons dans ce paragraphe les différentes configurations d'écoulements bouillants convectifs ainsi que les régimes de transfert thermique associés ; une attention particulière est portée à l'ébullition nucléée sous-saturée convective.

2.1.1 Configurations d'écoulements bouillants convectifs

Nous avons reproduit sur la figure (2.1), les différentes configurations d'écoulement rencontrées dans un tube vertical chauffé uniformément par une faible densité de flux thermique ; il est alimenté en liquide très sous-saturé à l'entrée et est de longueur suffisante pour autoriser un écoulement en vapeur surchauffée en sortie.

(i) Tant que la température de la paroi est inférieure à un certain seuil (voir (ii)), on a affaire à un **écoulement monophasique liquide** dont le transfert de chaleur avec la paroi est appelé **convection monophasique liquide**.

(ii) A une cote donnée de la paroi chauffante, la température de la paroi devient suffisante pour déclencher la nucléation (**Onset of Nucleate Boiling** ou **ONB**). A cette cote débute l'**ébullition nucléée sous-saturée** associée à un changement de configuration d'écoulement avec l'apparition de l'**écoulement à bulles** (bulles attachées à la paroi dans un premier temps). La température du liquide à la paroi est alors supérieure de quelques degrés à la température de saturation tandis que la température du liquide au cœur de l'écoulement tend vers la température de saturation.

(iii) La transition entre l'ébullition nucléée sous-saturée et l'**ébullition nucléée saturée** s'effectue à partir du moment où le titre thermodynamique $X_{eq}(z)$ est égal à 0. L'augmentation du titre thermodynamique conduit à de nouveaux changements de configuration avec l'apparition de l'**écoulement à poches** et de l'**écoulement annulaire**. Le transfert de chaleur par ébullition nucléée est alors remplacé par la **convection forcée au travers du film liquide** entraînant une diminution de l'épaisseur du film liquide par **vaporisation** à l'interface liquide/vapeur.

(iv) L'évaporation complète du film liquide conduit alors au phénomène de **crise d'ébullition par assèchement** de la paroi ; elle donne naissance à un **écoulement à gouttelettes**.

(v) L'**écoulement monophasique vapeur** apparaît lorsque toutes les gouttelettes se sont évaporées. L'échange thermique s'effectue alors par **convection monophasique dans la vapeur**.

Comme nous l'avons vu précédemment, cette description des différentes configurations d'écoulement n'est valable que pour une faible densité de flux thermique. Dans le cas d'une densité de flux thermique plus élevée, il est possible de voir apparaître des poches de vapeur sur la paroi alors qu'on se trouve en ébullition nucléée sous-saturée ou saturée, ce qui conduit à la **crise d'ébullition par caléfaction**. Ces poches de vapeur peuvent s'étendre jusqu'à la création d'un film de vapeur à la paroi accompagné d'un cœur diphasique à dominante liquide. Cette configuration d'écoulement est appelé **écoulement annulaire inverse**.

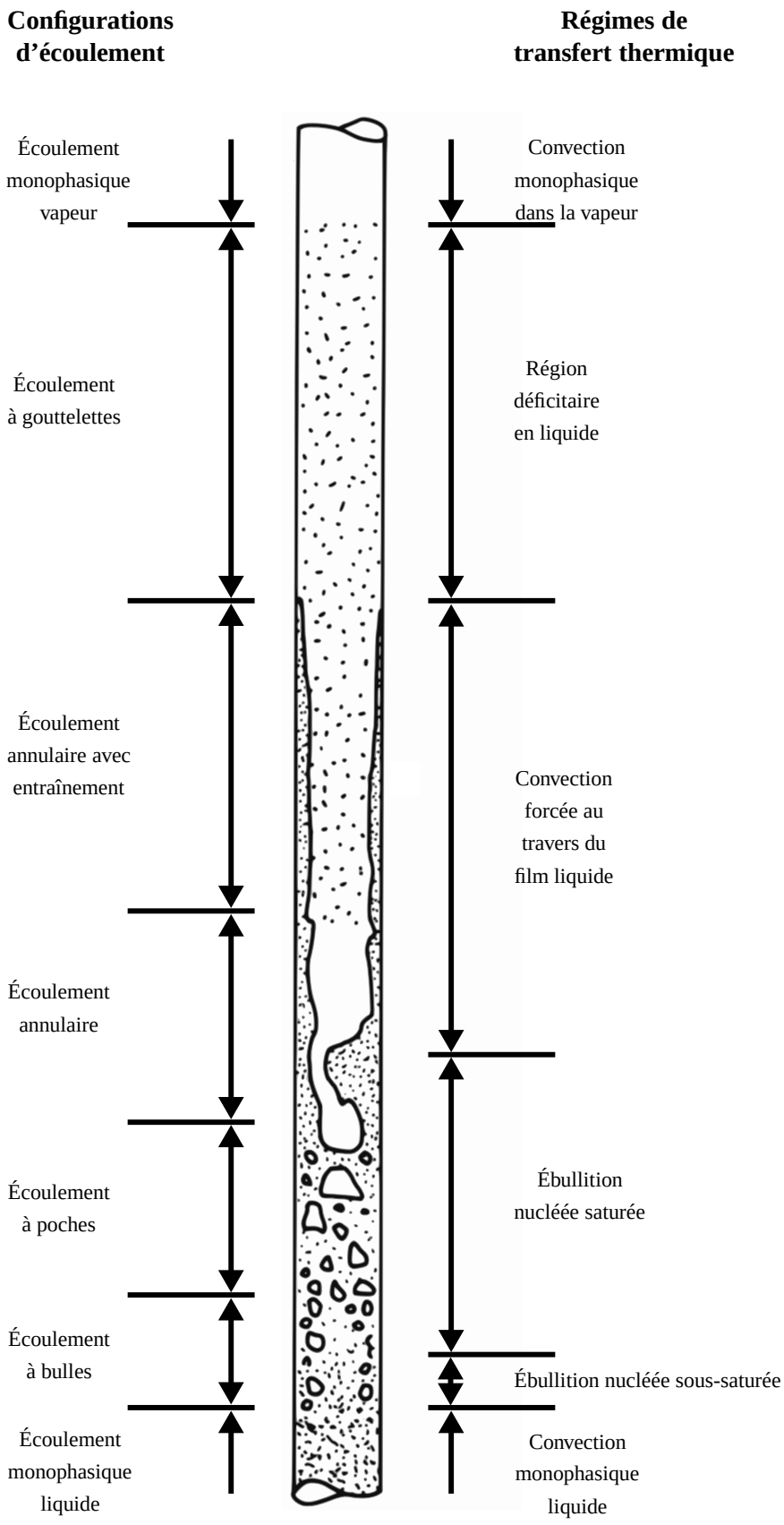


FIG. 2.1 – Configurations d'écoulement et régimes de transfert de chaleur associés pour un flux de chaleur pariétal faible, d'après Collier et Thome (1994, [12])

2.1. GÉNÉRALITÉS SUR LES CONFIGURATIONS D'ÉCOULEMENTS BOUILLANTS CONVECTIFS ET LES MÉCANISMES DE L'ÉBULLITION NUCLÉÉE SOUS-SATURÉE CONVECTIVE

Parmi tous ces modes de transfert thermique, nous avons choisi de nous intéresser exclusivement à l'ébullition nucléée sous-saturée convective. Celle-ci est divisée en deux sous-régimes distincts (fig. (2.2)) :

1. l'**ébullition partielle -** Elle est située tout de suite après l'ONB. C'est une région de transition dans laquelle les transferts de chaleur liés à la convection forcée et à la vaporisation sont importants. Au déclenchement de l'ébullition nucléée, les sites actifs de nucléation sont relativement peu nombreux et espacés. Au fur et à mesure que l'écoulement progresse plus en aval du point de déclenchement de l'ébullition nucléée, les conditions thermodynamiques pour la nucléation deviennent plus favorables avec l'augmentation du nombre de sites actifs de nucléation. **Le critère de démarrage de l'ébullition nucléée est associé à une température minimum de la paroi $T_{w,ONB}$.**

2. l'**ébullition pleinement développée -** Située en aval de l'ébullition partielle, elle est initiée à partir du moment où les premières bulles de vapeur décollent de la paroi. Elle correspond donc à un changement de configuration d'écoulement caractérisé par le décollage des premières bulles de vapeur de la paroi ("**Onset of Significant Void**" ou **OSV**) et une nette prédominance des transferts de chaleur par nucléation (vaporisation et conduction instationnaire). La nucléation devient si importante qu'elle est équivalente au processus de nucléation dans un liquide au repos saturé. **Le critère d'apparition significative de la vapeur correspond à une température du liquide minimum $T_{l,OSV}$.**

   Il nous semble important de signaler au lecteur qu'en moyenne spatio-temporelle, il n'y a pas de création de vapeur dans la zone de l'écoulement comprise entre l'ONB et l'OSV ; cette création de vapeur n'existe qu'à partir du moment où les bulles décollent de la paroi.

La seconde partie de ce paragraphe est consacrée à la description des mécanismes inhérents au cycle d'ébullition nucléée sous-saturée convective. Une présentation des différents échanges thermiques est notamment effectuée ; elle servira de base de compréhension pour le paragraphe suivant où nous présentons les différents types de modèles d'ébullition nucléée sous-saturée convective.

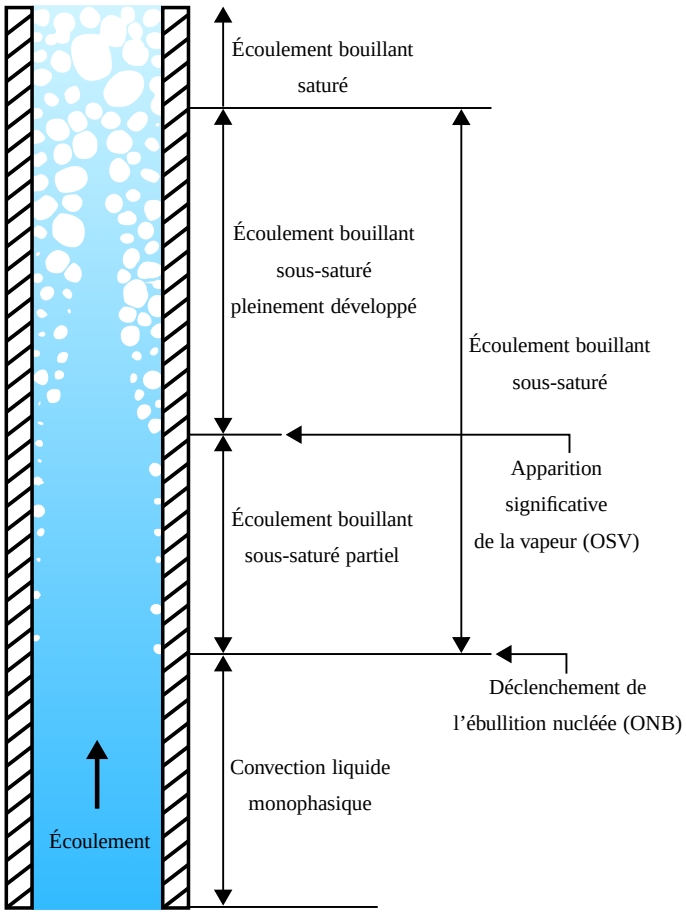


FIG. 2.2 – Schématisation de l'ébullition nucléée sous-saturée convective

2.1.2 Cycle d'ébullition nucléée sous-saturée convective

Les mécanismes inhérents à l'ébullition diffèrent selon les caractéristiques des écoulements modélisés :

- type d'écoulement - ébullition nucléée en vase (écoulement stagnant) ou ébullition nucléée convective,
- régime de transfert thermique de l'écoulement - ébullition nucléée sous-saturée ou saturée,
- orientation de la gravité - écoulement horizontal ou vertical (ascendant ou descendant).

Toutefois, de manière générale, le cycle de l'ébullition nucléée sous-saturée convective peut être divisé en deux étapes successives. Il s'agit :

- **première étape -** naissance et croissance d'une bulle à partir d'un germe de vapeur piégé dans un site de nucléation (cavité de la paroi),
- **deuxième étape (éventuelle) -** croissance de la bulle lors du glissement de celle-ci sur la paroi.

* **Première étape -** naissance et croissance d'une bulle à partir d'un germe de vapeur piégé dans un site de nucléation (cavité de la paroi).

Pour qu'une bulle de vapeur puisse se créer sur une paroi, il est nécessaire qu'un germe de vapeur soit piégé dans un site de nucléation. Sous certaines conditions thermodynamiques du liquide et géométrique de la cavité, ce site de nucléation de rayon r_c va être activé et permettre la croissance d'une bulle de vapeur à partir du germe de vapeur (d'après les travaux de Hsu (1962, [26]). Il est alors nécessaire que la température autour de l'embryon de vapeur soit supérieure ou égale à la surchauffe pariétale de la paroi permettant de maintenir l'embryon de vapeur de rayon r_c à l'équilibre).
Lors des tous premiers instants, la croissance de la bulle est gouvernée par les effets inertiels. La bulle va alors prendre une forme plutôt hémisphérique.
Une fine couche liquide, appelée **micro-couche** (fig. (2.3)) va apparaître entre la bulle et la paroi et alimenter la croissance de la bulle en se vaporisant (phénomène limité par la capacité de la chaleur latente de vaporisation à être conduite au travers de l'interface liquide/vapeur). Les bulles formées prennent alors une forme plus sphérique.
Dans le cas de l'ébullition nucléée sous-saturée, la croissance des bulles par vaporation de la micro-couche peut être accompagnée d'une recondensation à leur sommet. En effet, il existe un gradient de température perpendiculaire à la paroi (fig. (2.4)) ; la température du liquide passe de la température de la paroi à une température plus basse au cœur de l'écoulement. Selon leur taille et l'épaisseur de la couche limite thermique, les bulles en croissance sur la paroi peuvent donc être en contact avec du liquide à une température inférieure à la température de saturation. Elles vont alors se recondenser, transmettant une partie de leur chaleur au liquide froid qui par conséquent va se réchauffer.

On distingue deux types d'échanges thermiques lors de cette première étape s'appliquant sur des zones précises de la paroi, avec répartition des flux en deux composantes :

- le **flux de vaporisation** ϕ_{vap} qui correspond à la quantité de chaleur transférée par la paroi pour permettre la vaporisation de la micro-couche. Il s'applique au niveau de l'**aire influencée par les bulles**. Cette aire correspond à l'aire de projection des bulles sur la paroi ; selon les auteurs de la littérature, elle peut être multipliée par un coefficient permettant de prendre en compte, par exemple, la proximité des sites de nucléation,
- le **flux de convection forcée** ϕ_{fc} qui correspond à la quantité de chaleur extraite de la paroi par l'écoulement. Il s'applique au niveau de l'**aire non-infuencée par les bulles**. Cette aire correspond simplement à la zone de la paroi complémentaire de l'aire influencée par les bulles.

L'échange thermique par recondensation (**flux de recondensation** ϕ_c), qui correspond à la quantité de chaleur soustraite aux bulles en croissance par recondensation de la vapeur en liquide, n'est pas prise en compte dans cette liste dans la mesure où il s'agit d'un mode de transfert de chaleur indirect entre la paroi et le liquide. Cependant, il peut être modélisé en considérant que le flux de vaporisation est égal à la somme du **flux de recondensation** et du **flux net d'évaporation** ϕ_e (représentant la quantité de chaleur latente nette présente dans les bulles ayant quitté la paroi).

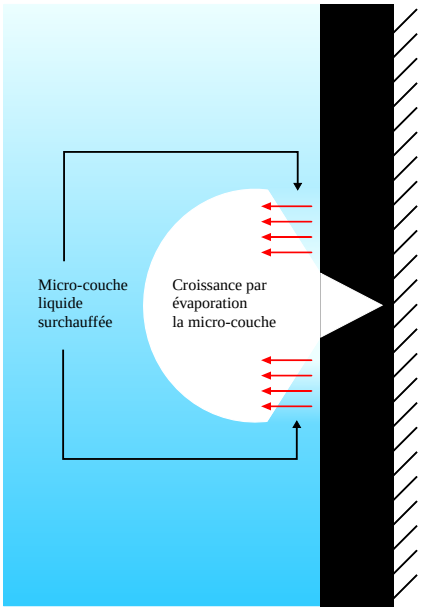


FIG. 2.3 – Croissance par évaporation de la micro-couche

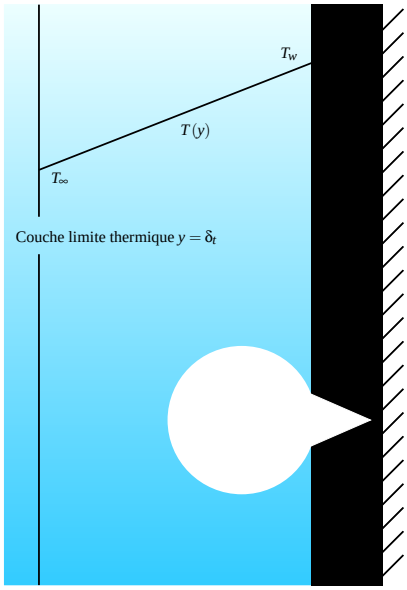


FIG. 2.4 – Schématisation du gradient de température du liquide à la paroi

A la fin de sa croissance sur son site de nucléation, la bulle atteint un diamètre maximum à partir duquel deux scénarios sont possibles :

- la bulle décolle directement de la paroi pour se trouver advectée dans l'écoulement (convection forcée) ; le diamètre maximum de la bulle sur son site de nucléation correspond alors au **diamètre de décollage**. Au moment du décollage de la bulle de la paroi, celle-ci entraîne du liquide froid dans son sillage qui vient remouiller la paroi, brisant ainsi la couche limite thermique au niveau de l'aire influencée par la bulle sur son site de nucléation. Un échange de chaleur par conduction instationnaire permet alors de reconstituer la couche limite au niveau de cette zone et ainsi d'obtenir les conditions thermohydrauliques nécessaires à la réactivation du site de nucléation. Lors du décollage de la bulle de son site actif de nucléation, on distingue deux types d'échanges thermiques différents :
  - le flux de convection forcée ; il s'applique comme précédemment sur l'aire non-influencée par les bulles,
  - le **flux de conduction instationnaire** ϕ_{tc} ; il s'applique cette fois sur l'aire influencée par les bulles au moment de leur décollage.

- la bulle se détache de son site actif de nucléation et glisse ensuite le long de la paroi chauffante ; le diamètre maximum de la bulle sur son site de nucléation est alors appelé **diamètre de détachement**.

* **Deuxième étape (éventuelle) -** croissance de la bulle lors du glissement de celle-ci sur la paroi.

Lors du glissement, la bulle pourra continuer à croître par évaporation de la micro-couche sous la bulle et/ou par coalescence avec d'autres bulles présentes sur la paroi mais également se recondenser. Les échanges de chaleur sont modifiés lors de la croissance des bulles pendant glissement. En effet, lorsqu'une bulle se détache pour glisser le long de la paroi chauffante, elle entraîne du liquide froid derrière son sillage permettant de remouiller la paroi tout comme lors du décollage de la bulle de son site actif de nucléation. La zone de la paroi balayée par la bulle est alors le siège d'un échange thermique par conduction instationnaire permettant de reconstituer la couche limite thermique.

Par conséquent, un échange thermique supplémentaire est à considérer en plus de ceux décrits lors de la croissance sur site de nucléation. Il s'effectue au travers d'un **flux de conduction instationnaire pendant glissement** $\phi_{tc,sl}$ et s'applique au niveau de l'**aire de glissement** définie comme étant l'ensemble des zones de la paroi balayées par les bulles glissant sur la paroi.

Lors du glissement de la bulle sur la paroi, celle-ci peut atteindre un diamètre suffisant lui permettant de décoller de la paroi. Les mécanismes associés au décollage de la bulle après glissement sont alors identiques à ceux rencontrés lors du décollage de la bulle de son site actif de nucléation. On distingue donc également deux types d'échanges thermiques différents :

- le flux de convection forcée,
- le flux de conduction instationnaire.

Dans le cas où plusieurs cycles de nucléation asynchrones se déroulent sur la paroi, une moyenne spatio-temporelle des échanges thermiques doit être réalisée. Certains modèles d'ébullition nucléée sous-saturée convective modélisent, par exemple, un **flux d'ébullition nucléée ϕ_{nb}** qui correspond à la superposition de tous les échanges de chaleur liés à la nucléation (vaporisation, recondensation et conduction instationnaire).

La représentation de l'ébullition nucléée dépend du régime de transfert thermique considéré et du niveau de modélisation visé. Le paragraphe suivant est consacré à l'examen des différents types de modélisation de l'ébullition nucléée sous-saturée.

2.2 Représentation/modélisation de l'ébullition nucléée sous-saturée

Différents modèles d'ébullition nucléée sous-saturée ont été développés ces cinquante dernières années. Dédiés à des régimes d'ébullition spécifiques, ils peuvent être, de manière générale, répartis selon deux catégories (Warrier et Dhir, 2006, [70]) qui sont :

- **les corrélations empiriques monodimensionnelles** reliant le flux de chaleur pariétal à la température de la paroi ou permettant de calculer la répartition du flux de chaleur pariétal,
- **les modèles mécanistes** permettant de calculer le flux de chaleur pariétal (ou la température de la paroi si le flux de chaleur pariétal est imposé) et la répartition du flux de chaleur pariétal.

Les corrélations empiriques sont basées sur une exploitation statistique de résultats expérimentaux souvent associée à des considérations physiques tandis que les modèles mécanistes sont, en premier lieu, basés sur des considérations phénoménologiques enrichies par des données expérimentales, ce qui leur donne, *a priori*, un caractère plus "universel".

L'ensemble de ces modèles d'ébullition nucléée relie généralement deux inconnues principales moyennées spatialement et temporellement :

- **la température de la paroi**,
- et **la densité de flux pariétal**,

et peuvent donc être résolues en imposant l'une de ces deux inconnues, **le flux pariétal** dans le cadre de cette étude. Certains d'entre eux ont également la particularité d'être dépendants de la température du liquide qui correspond généralement à la **température moyenne du liquide au cœur de l'écoulement diphasique**.

Ce paragraphe est consacré à la description et l'analyse physique des corrélations empiriques monodimensionnelles et des modèles mécanistes d'ébullition nucléée, afin d'en déduire :

- le type de modèle le plus compatible avec une implantation dans un code CFD (i.e. sa capacité à renseigner les trois composantes du terme source de vapeur précisées dans le chapitre 1),
- les améliorations à apporter à ce type de modèle afin qu'il puisse estimer précisément les grandeurs locales à la paroi.

Des informations complémentaires sur les modèles d'ébullition nucléée pourront être trouvées dans les analyses bibliographiques réalisées par Manon (2000, [43]) et Warrier et Dhir (2006, [70]). Par ailleurs, certaines des corrélations listées dans le paragraphe ci-après sont détaillées dans le chapitre suivant.

2.2.1 Les corrélations empiriques monodimensionnelles

2.2.1.1 Les corrélations empiriques reliant le flux de chaleur pariétal à la température de la paroi

Elaborées pour un sous-régime ou l'ensemble des régimes d'ébullition nucléée sous-saturée, elles sont souvent utilisées dans les codes de calcul de type "1-D" ne nécessitant pas de connaître la répartition des flux à un niveau local.

1. **Les corrélations d'ébullition nucléée partielle**
   Elles sont généralement basées sur la superposition d'un flux de convection forcée ϕ_{fc} et d'un flux d'ébullition nucléée ϕ_{nb} (Bowring (1962, [7]) ou Roshenow (1953, [53])). Des formes de corrélations empiriques plus complexes que la superposition (somme quadratique, par exemple) ont également été utilisées par des auteurs tels que Kutateladze (1961, [35]) ou Bjorge *et al.* (1982, [5]).

   Le flux d'ébullition nucléée utilisé dans ces corrélations est souvent basé sur une extrapolation de l'ébullition nucléée en vase et non directement à partir de données issues de l'ébullition nucléée convective, ce qui peut avoir pour effet d'augmenter le degré d'incertitude sur la prédiction de la température et/ou du flux pariétal.

   L'ébullition nucléée partielle est un régime d'ébullition nucléée situé en amont de l'apparition de la vapeur dans l'écoulement (OSV). Par conséquent, les corrélations associées ne concernent que les configurations où la vapeur n'est pas présente dans l'écoulement. Elles ne permettent pas de renseigner les composantes du terme source de vapeur nécessaires au code de calcul CFD.

2. **Les corrélations d'ébullition nucléée pleinement développée**
   Elles sont, pour les plus connues, exprimées de manière simple en fonction du flux pariétal ϕ_w, de la surchauffe pariétale ΔT_{sat} et de la pression P. On peut citer notamment les corrélations de McAdams *et al.* (1949, [45]), Jens et Lottes (1951, [29]) et Thom *et al.* (1965, [62]).

3. **Les corrélations d'ébullition nucléée sous-saturée**
   Elles modélisent à la fois la partie partielle et la partie pleinement développée de l'ébullition nucléée sous-saturée. On peut notamment citer :
   - la corrélation de Chen (1966, [11]) largement utilisée dans la littérature,
   - la corrélation de Gungor et Winterton (1986, [25]),
   - la corrélation de Liu et Winterton (1991, [41]) préconisée par Manon (2000, [43]).

   Comme pour l'ébullition partielle, ces modélisations sont conçues autour de deux types d'échanges de chaleur différents :
   - un échange de chaleur par convection forcée,
   - un échange de chaleur par ébullition nucléée.

Aucune des corrélations empiriques reliant le flux de chaleur pariétal à la température de la paroi ne fournit une des caratéristiques du terme source requises par la modélisation CFD ; **elles sont donc incompatibles avec une implantation dans un code CFD. En revanche, ces corrélations sont *a priori* intéressantes pour contribuer à une évaluation globale des modélisations mécanistes (vis-à-vis de la température de la paroi ou du flux pariétal). Il est également envisageable de coupler ces corrélations avec une modélisation du flux net d'évaporation telle que proposée par Kurul et Podowski (éq. (1.33)). Ceci permettrait de renseigner le flux net d'évaporation et le diamètre des bulles au décollage.**

2.2.1.2 Les corrélations empiriques permettant de calculer la répartition du flux de chaleur pariétal

Bâties sur des considérations plus mécanistes que les corrélations de type 1-D décrites précédemment, ces corrélations ont pour vocation d'évaluer la répartition du flux de chaleur pariétal à partir du flux pariétal imposé.

L'intérêt majeur de ces corrélations réside dans leur capacité à évaluer le flux net d'évaporation de manière empirique. Toutefois, ce flux net d'évaporation n'est pas modélisé, par exemple, à l'aide de paramètres locaux tels que la taille des bulles, la fréquence de détachement ou la densité de sites actifs de nucléation.

Les modèles de Bowring (1962, [7]) ou de Rouhani et Axelsson (1970, [54]) illustrent ce type de corrélation dont la forme générale est :

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_a + \phi_e} \tag{2.1}$$

où ϕ_{fc} représente un flux de convection forcée modélisé en fonction de la sous-saturation (et non de la surchauffe pariétale), ϕ_a un flux dit "d'agitation" (analogue du flux de conduction instationnaire) et ϕ_e un flux net d'évaporation.

Afin de s'affranchir de la modélisation de ϕ_a et ϕ_e, l'équation précédente est modifiée par l'utilisation d'un paramètre empirique ε dépendant uniquement de la pression :

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + (1+\varepsilon)\phi_e} \tag{2.2}$$

Le flux de convection est exprimé en fonction de la sous-saturation du liquide, ce qui rend ces modèles d'ébullition nucléée complétement indépendants de la température de la paroi si, par exemple, une

corrélation de type Dittus-Boelter (éq. (2.18)) est utilisée pour calculer le coefficient d'échange thermique par convection forcée. Ce type de corrélation est alors résolu en imposant le flux pariétal.

La littérature comporte d'autres modèles, comme le modèle de Zeitun (1994, [74]), qui nécessitent de connaître à la fois le flux et la température pariétale. Ces modèles sont alors inutilisables dans un code de calcul de type CFD.

Ces modèles apparaissent de prime abord comme compatibles avec une utilisation dans un code CFD puisqu'ils permettent de calculer le flux net d'évaporation. Néanmoins, ils ne permettent pas d'évaluer la taille des bulles dans l'écoulement (ni la vitesse de décollage des bulles) ; le fait qu'aucune information ne soit fournie sur la température de la paroi ne permet pas d'envisager une utilisation de ces modèles avec des corrélations de diamètre de décollage de bulles.
On pourrait les exploiter pour "valider" le flux net d'évaporation des modélisations locales

Les corrélations empiriques permettant de calculer la répartition du flux de chaleur pariétal peuvent être considérées comme les précurseurs des modèles mécanistes plus récents qui sont basés sur le même concept de répartition des flux de chaleur.

2.2.2 Les modèles mécanistes

Les modèles de type mécaniste sont généralement utilisés dans les codes de calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) car ils modélisent *a priori* plus finement et précisément les transferts de chaleur pariétaux. En particulier, ils modélisent le flux de chaleur pariétal en flux de chaleur sensible et flux de chaleur latente net "représentant" respectivement la quantité de chaleur dédiée au réchauffement du liquide et la quantité de chaleur nette pour la génération des bulles de vapeur quittant la paroi.

Nous présentons et analysons, dans cette section, trois modèles mécanistes de l'ébullition nucléée qui nous ont paru pertinents :

1. le modèle de Kurul et Podowski (1990, [34]) implanté dans la version standard de NEPTUNE_CFD,
2. le modèle de Basu *et al.* (2005, [2, 3]),
3. le modèle de Yeoh *et al.* (2008, [72]).

Tous ces modèles ont la particularité de pouvoir être résolus à l'aide d'une méthode itérative de type "Newton". La répartition des flux de chaleur est alors calculée :

- à partir de la température de la paroi T_w quand le flux pariétal ϕ_w est imposé,
- ou à partir du flux pariétal ϕ_w si la température de la paroi T_w est imposée.

Dans le cadre de cette étude, le flux pariétal est imposé ; la température de la paroi est donc la seule inconnue des modèles.

2.2.2.1 Le modèle dit à "3 flux" de Kurul et Podowski (1990, [34])

Description du modèle

Ce modèle mécaniste très largement cité dans la littérature se base sur une répartition du flux pariétal en trois contributions (sec. 1.1.3.1) :

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_{tc} + \phi_e} \tag{2.3}$$

avec :

- ϕ_{fc} le flux de chaleur monophasique par convection forcée,
- ϕ_{tc} le flux de chaleur par conduction instationnaire (quenching ou trempe),
- ϕ_e le flux net de chaleur par évaporation.

Le modèle de Kurul et Podowski comporte :

- une inconnue principale, i.e. soit la température de la paroi T_w soit le flux pariétal ϕ_w,
- et quatre paramètres qui nécessitent d'être modélisés :
  - le diamètre de décollage des bulles D_l,
  - la densité de sites actifs de nucléation N_a,
  - la fréquence de nucléation f,
  - et le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc}.

Les autres paramètres (vitesse et température du liquide, par exemple) sont fournis par le calcul CFD.

Répartition des flux de chaleur

* Le flux de convection forcée ϕ_{fc}

$$\boxed{\phi_{fc} = A_{fc} h_{fc} (T_w - T_l)} \tag{2.4}$$

avec :

- A_{fc} la fraction de l'aire de la paroi non-influencée par les bulles.

La fraction de l'aire non-influencée A_{fc} est calculée à partir de la fraction de l'aire influencée par les bulles A_{tc} . Cette dernière correspond à la somme des aires de projection des bulles sur la paroi :

$$A_{fc} = 1 - A_{tc} = 1 - \frac{\pi N_a D_l^2}{4} \tag{2.5}$$

avec :

- D_l le diamètre de décollage des bulles.

* Le flux de conduction instationnaire ϕ_{tc}

$$\boxed{\phi_{tc} = A_{tc} t_w f \frac{2k_l (T_w - T_l)}{\sqrt{\pi \eta_l t_w}}} \tag{2.6}$$

avec :

- f la fréquence moyenne de décollage des bulles,
- t_w le temps d'attente entre le décollage d'une bulle et la formation d'un nouvel embryon de bulle.

Le temps d'attente t_w est calculé à partir du temps d'attente entre le décollage de deux bulles t_{cyc} (temps d'un cycle de nucléation) et de la durée de la croissance d'une bulle t_l :

$$f = 1/t_{cyc}$$
$$t_w = t_{cyc} - t_l$$

Kurul et Podowski (1990, [34]) considèrent que le temps nécessaire à la croissance d'une bulle t_l est négligeable devant t_w. On obtient alors :

$$t_w \sim t_{cyc} \Longrightarrow f \sim 1/t_w$$

* Le flux net d'évaporation ϕ_e

$$\boxed{\phi_e = f\vartheta_b \rho_g h_{lg} N_a} \tag{2.7}$$

Modélisation des paramètres principaux

* Le diamètre de décollage d'une bulle D_l

Le diamètre de décollage, originellement utilisé par Kurul et Podowski (1990, [34]), provient d'une interpolation linéaire entre le diamètre maximum de décollage d'Ünal (1976, [66]) et la corrélation de Thomas (1981, [63]) pour des écoulements à faible sous-saturation. L'expression développée alors par Kurul et Podowski est la suivante :

$$D_l = 10^{-4}(T_l - T_{sat}) + 0,0014 \tag{2.8}$$

Cette corrélation pour le diamètre de décollage est souvent remplacée par la corrélation d'Ünal (1976, [66]). Utilisée dans le code NEPTUNE_CFD, elle a été établie à partir d'un bilan d'énergie d'une bulle en croissance sur une paroi chauffante puis ajustée à l'aide de données expérimentales ; c'est un **élément clé** de la modélisation de l'ébullition nucléée.

$$D_l = \frac{2,42.10^5 P^{0,709} a}{(b\phi)^{\frac{1}{2}}} \tag{2.9}$$

où a, b, ϕ sont des paramètres définis par :

$$a = \frac{\Delta T_{sat} k_l \gamma}{2\rho_g h_{lg} (\pi \eta_l)^{\frac{1}{2}}} \tag{2.10}$$

$$b = \frac{\Delta T_{sub}}{2\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)} \tag{2.11}$$

$$\phi = \begin{cases} \left(\frac{v_{l,bulk}}{v_0}\right)^{0,47} & \text{pour } v_{l,bulk} > 0,61 m.s^{-1} \\ 1 & \text{pour } v_{l,bulk} \leq 0,61 m.s^{-1} \end{cases} \qquad v_0 = 0,61\ m.s^{-1}. \tag{2.12}$$

avec :

- $v_{l,bulk}$ la vitesse du liquide au cœur de l'écoulement,
- ΔT_{sat} la surchauffe pariétale,

$$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$$

- ΔT_{sub} la sous-saturation du liquide,

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_l$$

- γ une constante dépendant des propriétés physiques de la paroi et du fluide,

$$\gamma = \left(\frac{k_w \rho_w c_w}{k_l \rho_l c_{pl}} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.13}$$

où k_w représente la conductivité thermique de la paroi, ρ_w la masse volumique de la paroi et c_w la chaleur spécifique de la paroi.

Le domaine d'établissement de cette corrélation dimensionnelle est proposé dans le tableau (2.1). **Il concerne exclusivement les écoulements eau/vapeur**.

Pression P	$[bar]$	1 à 177
Vitesse de l'écoulement $v_{l,bulk}$	$[m.s^{-1}]$	0,08 à 9,15
Flux de chaleur pariétal ϕ_w	$[MW.m^{-2}]$	0,47 à 10,64
Température de Sous-saturation ΔT_{sub}	$[K]$	3 à 86
Diamètre de décollage D_l	$[mm]$	0,08 à 1,24

TAB. 2.1 – Domaine d'établissement de la corrélation d'Ünal

Comme nous pouvons le constater au niveau de l'équation (2.9), la corrélation d'Ünal n'est pas adaptée à la prédiction du diamètre de décollage en ébullition très faiblement sous-saturée ($< 3\,^{\circ}$C) et saturée. Borée *et al.* (1992, [6]) ont modifié l'expression du paramètre b de la corrélation d'Ünal afin d'élargir son domaine de validité aux faibles valeurs de sous-saturation. Celui-ci est défini en fonction du nombre de Stanton St :

$$b = \frac{\phi_w}{2\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) St_{lim} \rho_l c_{pl} v_{l,bulk}} \tag{2.14}$$

$$St = \frac{h_{fc}}{\rho_l c_{pl} v_{l,bulk}} = \frac{\phi_w}{\rho_l c_{pl} \left(T_{sat} - T_l\right) v_{l,bulk}} \tag{2.15}$$

St_{lim} est un coefficient représentant la valeur limite maximum du nombre de Stanton à partir de laquelle le coefficient b de la corrélation d'Ünal n'est plus valide. Il est égal à 0,0065.

* La densité de sites actifs de nucléation N_a

L'expression de la densité de site de nucléation N_a utilisée par Kurul et Podowski (1990, [34]) est celle de Lemmert et Chwala (1977, [40]) :

$$N_a = [210(T_w - T_{sat})]^{1,8} \tag{2.16}$$

* La fréquence de nucléation f

Kurul et Podowski (1990, [34]) utilisent l'expression de Ceumern et Lindenstjerna (1977, [10]) pour calculer la fréquence de nucléation f :

$$f = \sqrt{\frac{4}{3} g \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l D_l}} \tag{2.17}$$

Cette loi de type $f^2D = constante$ est utilisée pour traiter les régimes de croissance de bulles contrôlés par les effets dynamiques (régime inertiel) (Carey, 1992, [9]).

* Le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc}
Kurul et Podowski (1990, [34]) ne proposent pas de modèle spécifique pour ce coefficient. Celui-ci peut donc être fermé par un modèle de type Dittus-Boelter pour des écoulements en tubes, par exemple :

$$h_{fc} = 0,023 \frac{k_l}{D_{hyd}} Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} \tag{2.18}$$

Remarques concernant la modélisation du modèle de Kurul et Podowski

(a) **Critères d'ONB et d'OSV**
Kurul et Podowski ne se sont pas appuyés sur la configuration de l'écoulement pour élaborer leur modèle ; celui-ci ne prend alors en compte, et de manière implicite, qu'un critère d'OSV qui correspond au moment où $T_w = T_{sat} + \varepsilon$, ε étant un réel positif le plus petit possible. Le critère d'ONB est alors en quelque sorte confondu avec le critère d'OSV puisqu'il suppose lui aussi, à minima, que la température de la paroi soit supérieure à la température de saturation.

Le critère d'OSV de Kurul et Podowski est donc rencontré avant des critères d'OSV batîs sur des considérations plus physiques (Saha et Zuber, éq. (2.20), par exemple) ; il est également respecté avant que le critère d'ONB ne le soit, ce qui est encore plus problématique (le critère d'ONB correspond, en effet, à une température de la paroi supérieure à la température de saturation).

La seule prise en compte d'un critère d'OSV simple soulève donc un problème au niveau de la cote axiale d'apparition du flux net d'évaporation. Lorsque la surchauffe pariétale est positive ($T_w - T_{sat} = \varepsilon$,) tous les paramètres permettant de calculer le flux net d'évaporation deviennent non-nuls ; le flux net d'évaporation est alors initié en amont de l'ONB et par conséquent de l'OSV.

Cette analyse soulève les interrogations suivantes.

(i) La position axiale d'un critère d'OSV de type Saha et Zuber est-elle dépendante d'un critère d'ONB ?
Le critère d'ONB est nécessairement en amont de l'OSV (tout au plus confondu avec celui-ci). Entre l'ONB et l'OSV, la totalité du flux pariétal (en moyenne spatio-temporelle) est transmise au liquide ; la température du liquide en amont de l'OSV est donc obtenue à l'aide d'un simple bilan thermique : la prise en compte ou non de l'ONB ne modifie donc pas le profil de température du liquide en amont de l'OSV. Le critère d'OSV étant basé sur la sous-saturation du liquide dans l'écoulement, la position axiale du critère d'OSV est donc indépendante du critère d'ONB.
En revanche, la température de la paroi peut être modifiée par l'amélioration de l'échange thermique par convection forcée due à la présence de bulles de vapeur sur la paroi. Le profil de vitesse à la paroi peut également être modifié par la présence de bulles glissant sur la paroi.

(ii) Le flux net d'évaporation (initié à l'OSV) est-il dépendant de ce qui se passe entre l'ONB et l'OSV ?
Pour les mêmes raisons que dans (i), on peut considérer que le flux net d'évaporation est indépendant de ce qui se passe entre l'ONB et l'OSV.

(iii) Le profil de taux de vide est-il dépendant d'un critère d'OSV ?
Le type de critère implicite utilisé est plus problématique. Le critère d'OSV définit la position axiale à partir de laquelle le flux net d'évaporation est pris en compte dans les échanges thermiques entre le fluide et la paroi. Si cette position est mal évaluée, il y aura **création de masse de vapeur prématurément ou tardivement**, ce qui aura pour conséquence de modifier la répartition du taux de vide dans l'écoulement.

A titre d'exemple, nous avons représenté l'évolution du flux net d'évaporation prédite par le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation d'Ünal en fonction du flux pariétal imposé, pour une pression de 155 bar, une vitesse liquide de l'écoulement de 5 $m.s^{-1}$, une sous-saturation de 5 °C et un diamètre hydraulique D_{hyd} de 9,25 *mm* (fig. (2.5)).

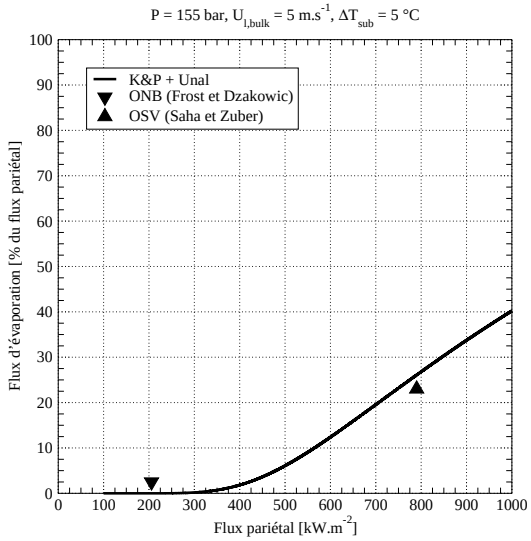


FIG. 2.5 – Évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal imposé du modèle de Kurul et Podowski

Les valeurs du flux pariétal correspondant au critère d'ONB et au critère d'OSV ont également été positionnées sur cette figure ; celles-ci ont été respectivement obtenues à partir des corrélations de Frost et Dzakowic (1967, [22]) et de Saha et Zuber (1974, [58]) définies ci-après :

$$T_{w,ONB} - T_{sat} = \left(\frac{8\sigma\phi_w T_{sat}}{\rho_g h_{lg} k_l} \right)^{0,5} Pr_l \tag{2.19}$$

$$T_{l,OSV} = \begin{cases} T_{sat} - 0,0022 \frac{\phi_w D_{hyd}}{k_l} & Pe < 70000 \\ T_{sat} - 153,8 \frac{\phi_w}{G c_{pl}} & Pe > 70000 \end{cases} \tag{2.20}$$

On constate qu'un flux net d'évaporation dans le modèle de Kurul et Podowski existe préalablement au critère d'OSV de Saha et Zuber (il est initié pour un flux d'environ 190 $kW.m^{-2}$). Celui-ci est d'ailleurs non négligeable puisqu'il atteint environ 25 % du flux pariétal imposé au moment où le critère d'OSV de Saha et Zuber est obtenu (pour un flux d'environ 800 $kW.m^{-2}$).

On voit ici apparaître un second problème lié à la modélisation du critère d'OSV et du flux net d'évaporation. En effet, pour pouvoir obtenir un flux net d'évaporation initié à une valeur de 0 + ε à l'OSV, il est nécessaire que la modélisation de ce flux soit une fonction du critère d'OSV, i.e. de la température du liquide à l'OSV si l'on prend le cas de la corrélation de Saha et Zuber.

Parmi les paramètres utilisés pour modéliser le flux net d'évaporation (D_l, Na et f), seul le diamètre de décollage D_l doit contenir cette information si on désire conserver la même modélisation de ce flux :

- la densité de sites actifs de nucléation est indépendante du flux net d'évaporation puisque des sites sont activés entre l'ONB et l'OSV,
- la fréquence de nucléation est, d'après le modèle de Kurul et Podowski, obtenue à partir du diamètre de décollage,
- le diamètre de décollage n'a de sens, physiquement, qu'à partir de l'OSV.

Il est donc essentiel d'utiliser une modélisation du diamètre de décollage fonction du critère d'OSV (température du liquide d'après Saha et Zuber). On pourrait par exemple :

- remplacer la surchauffe pariétale dans la corrélation d'Ünal par un paramètre de type $T_w - T_{w,OSV}$,
- et/ou remplacer la sous-saturation par un paramètre de type $T_l - T_{l,OSV}$.

(b) **Hypothèse d'un temps de croissance t_l négligeable devant le temps d'attente t_w**
Cette hypothèse est justifiée si on considère que la croissance des bulles est rapide, ce qui n'est *a priori* pas obligatoirement le cas. Cette remarque sera abordée plus en détails dans le chapitre 5.

(c) **Prise en compte de la recondensation des bulles**
Quel que soit le modèle, le flux pariétal est réparti en deux contributions principales :

- un flux net d'évaporation net ϕ_e correspondant à la quantité de chaleur latente libérée dans l'écoulement (bulles quittant la paroi),
- un flux liquide ϕ_l correspondant à la quantité de chaleur utilisée pour réchauffer le liquide.

$$\phi_w = \phi_e + \phi_l \tag{2.21}$$

Dans le modèle de Kurul et Podowski, le flux net d'évaporation ϕ_e est modélisé de manière adéquate puisqu'il se base entre autre sur le volume total des bulles décollant de la paroi. Le flux liquide correspond quant à lui à la somme du flux de conduction instationnaire ϕ_{tc} et du flux de convection forcée ϕ_{fc}.
Le flux liquide est mal modélisé pour des configurations d'ébullition nucléée sous-saturée, ce qui se traduit par une mauvaise estimation de la température de la paroi. En effet, il est nécessaire de prendre en compte une éventuelle recondensation autour de la bulle pendant sa croissance. Celle-ci se traduit par un transfert d'une partie de l'énergie utilisée pour la nucléation de la bulle vers le liquide environnant. Le flux liquide correspond alors à la somme :

- du flux de conduction instationnaire,
- du flux de convection forcée,
- une contribution liée à ce phénomène de recondensation possible autour de la bulle.

$$\phi_l = \phi_{fc} + \phi_{tc} + \phi_{g->l} \tag{2.22}$$

Au total, la répartition du flux pariétal devrait donc s'écrire :

$$\phi_w = \underbrace{\phi_e + \phi_{fc} + \phi_{tc}}_{f(T_w)} + \underbrace{\phi_{g\to l}}_{g(?)} \tag{2.23}$$

où $\phi_{g\to l}$ représente le flux de chaleur transféré, par condensation, de la bulle en croissance vers l'écoulement liquide.

La modélisation du flux net d'évaporation, du flux de conduction instationnaire et du flux de convection forcée est fonction de la température de la paroi. Il est probable que la contribution liée à la recondensation soit également dépendante de la température de la paroi puisqu'elle est liée à la croissance de la bulle, elle même fonction de la température de la paroi. Par conséquent, la température de la paroi calculée pour résoudre le modèle de Kurul et Podowski est mal évaluée, engendrant alors une mauvaise répartition des flux de chaleur et donc du flux net d'évaporation.
Le problème existe également si la recondensation est indépendante de la température de la paroi puisqu'une quatrième contribution doit être prise en compte.
Ce constat, effectué à l'échelle d'un cycle de nucléation, ne permet pas de quantifier l'impact sur une échelle de temps plus large où des compensations peuvent avoir lieu entre ces flux (notamment dues à la variation de la température de la paroi et du liquide).

(d) **Fréquence de nucléation**
Le choix d'une fréquence de nucléation décrivant le mécanisme de l'ébullition nucléée comme étant contrôlé par les effets inertiels suppose une croissance de bulles rapide dès le début de la nucléation. Il est très probable que pour certaines configurations d'écoulements, la croissance de la bulle soit dans un deuxième temps contrôlée par les effets de diffusion thermique et donc associée à des lois de type $fD^2 = constante$.

Remarques sur la modélisation du modèle d'Ünal et sur le correctif de Borée *et al.*

(a) **Notion de diamètre de décollage**
La corrélation semi-empirique d'Ünal est utilisée dans NEPTUNE_CFD comme diamètre de décollage des bulles, c'est à dire comme diamètre à partir duquel la bulle n'est plus en contact avec la paroi chauffante. En réalité, cette corrélation évalue le diamètre maximum moyen des bulles grossissant sur une paroi chauffante. Si la bulle quitte la paroi alors ce diamètre est équivalent à un diamètre de décollage moyen. Néanmoins, il existe certaines configurations thermohydrauliques pour lesquelles la bulle ne quitte jamais la paroi : ce diamètre ne peut alors plus être assimilé au diamètre de décollage.

(b) **Fiabilité de la corrélation d'Ünal - comparaison à sa base de données expérimentales d'établissement**

La corrélation d'Ünal n'est qu'une solution approchée d'un bilan d'énergie d'une bulle en croissance sur une paroi chauffante. L'équation associée est résolue à l'aide d'un développement limité et de fermetures empiriques. Cette méthode de résolution écarte probablement le diamètre de décollage D_l de sa valeur physique, malgré l'adoption de fermetures empiriques "calibrées" sur une base de données expérimentales.

Nous proposons une confrontation de la corrélation d'Ünal à sa base de données expérimentales d'établissement (Ünal, 1976, [66]). Celle-ci comporte des données issues d'expériences en tubes cylindriques (tab. (2.2)) et sur plaques planes (tab. (2.3)).

	Données expérimentales						**Résultats de calcul**		
N°	P [bar]	ΔT_{sub} $[K]$	$v_{l,bulk}$ $[m.s^{-1}]$	ϕ_w $[MW.m^{-2}]$	D_{hyd} $[m]$	D_{exp} $[mm]$	ΔT_{sat} $[K]$	$D_{Ünal}$ $[mm]$	E_{abs} [%]
1	139	3,7	3,27	0,38	0,008	0,15	4,07	0,10	-30
2	139	4,3	3,27	0,39	0,008	0,14	4,05	0,10	-31
3	139	3,7	3,27	0,42	0,008	0,18	4,25	0,11	-39
4	139	5,9	3,27	0,39	0,008	0,11	3,85	0,08	-29
5	158	4,1	3,57	0,45	0,008	0,15	4,33	0,10	-31
6	158	4,1	3,57	0,45	0,008	0,13	4,33	0,10	-21
7	177	3	3,75	0,55	0,008	0,13	4,98	0,14	6

TAB. 2.2 – Comparaison de la corrélation semi-empirique d'Ünal à sa base de données expérimentales d'établissement (tubes cylindriques)

	Données expérimentales						Résultats de calcul		
N°	P [bar]	ΔT_{sub} [K]	$v_{l,bulk}$ [$m.s^{-1}$]	ϕ_w [$MW.m^{-2}$]	L_c [1] [m]	D_{exp} [mm]	ΔT_{sat} [K]	$D_{Ünal}$ [mm]	E_{rel} [%]
1	1	5	0,2	0,47	0,055	1,24	21,17	1,58	27
2	1	20	0,2	0,47	0,055	0,9	21,63	0,8	-11
3	1	40	0,2	0,47	0,055	0,56	20,93	0,55	-2
4	1	60	0,2	0,47	0,055	0,47	20,12	0,43	-8
5	1	72	3,05	4,5	0,0635	0,76	42,4	0,57	-25
6	1	50	3,05	4,5	0,0635	0,88	44,15	0,71	-19
7	1	33	3,05	4,5	0,0635	1,02	45,32	0,90	-12
8	1	85	3,05	4,5	0,0635	0,55	41,23	0,51	-7
9	1,7	83	1,5	6,14	0,0635	0,62	40,09	0,54	-14
10	1,7	83	3,05	6,14	0,0635	0,5	37,79	0,43	-15
11	1,7	83	6,1	6,14	0,0635	0,36	33,06	0,32	-12
12	1,7	86	3,05	2,3	0,0635	0,58	16,26	0,18	-69
13	1,7	86	3,05	4,5	0,0635	0,58	31,87	0,35	-39
14	1,7	86	3,05	6,14	0,0635	0,51	37,63	0,42	-18
15	1,7	86	3,05	8,06	0,0635	0,44	42,69	0,47	8
16	1,7	86	3,05	10,64	0,0635	0,32	48,02	0,53	67
17	2	20	0,08	0,47	0,055	0,5	16,12	0,53	5
18	4	20	0,08	0,47	0,055	0,3	12,05	0,35	15
19	5	30	1,9	1,4	0,032	0,26	13,53	0,23	-10
20	6	20	0,08	0,47	0,055	0,23	10,33	0,28	20
21	8	20	0,08	0,47	0,055	0,2	9,33	0,24	18
22	10	20	0,08	0,47	0,055	0,19	8,65	0,21	11
23	25	54	1,9	2,03	0,032	0,14	8,4	0,08	-41
24	34,5	51	6,1	6,38	0,0127	0,095	11,69	0,08	-11
25	50	62	1,9	2,9	0,032	0,12	8,77	0,07	-40
26	69	39	6,1	3,95	0,0127	0,106	7,69	0,058	-46
27	69	11	6,1	3,25	0,0127	0,146	9,11	0,13	-12
28	69	53	9,15	7,01	0,0127	0,082	9,09	0,053	-35
29	69	54	9,15	5,75	0,0127	0,088	6,35	0,037	-58
30	103	80	6,1	8,53	0,0127	0,081	10,8	0,053	-34

TAB. 2.3 – Comparaison de la corrélation semi-empirique d'Ünal à sa base de données expérimentales d'établissement (plaques planes)

1. Longueur caractéristique prise en fin de longueur chauffante

Pour effectuer cette comparaison, nous évaluons la surchauffe pariétale à l'aide de la corrélation de Rohsenow comme proposée par Ünal (1973, [65]).

$$\Delta T_{sat} = \left(\frac{\phi_w - h_{fc} \Delta T_{sub}}{C_1} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.24}$$

$$C_1 = \frac{h_{lg} \mu_l \left(\frac{c_{pl}}{0{,}013 h_{lg} Pr_l^{1{,}7}} \right)^3}{\left[\sigma / \left(\rho_l - \rho_g \right) g \right]^{0{,}5}} \tag{2.25}$$

où h_{fc} correspond au coefficient d'échange thermique par convection forcée proposé par Dittus-Boelter (éq. (2.18)). Dans le cas d'écoulement sur plaque plane, le coefficient 0,023 de la corrélation de Dittus-Boelter est remplacé par 0,0366.

Nous précisons ici que la longueur caractéristique utilisée pour évaluer la surchauffe pariétale dans le cas des expériences sur plaques planes correspond à la longueur de la plaque (fin de longueur chauffante). En effet, la corrélation d'Ünal faisant référence au diamètre maximum des bulles, il est nécessaire de maximiser la surchauffe pariétale afin de maximiser le diamètre. On remarque également que les résultats à haute pression (139 à 177 bar) ne concernent que les expériences en tubes ; celles-ci sont d'ailleurs représentatives des conditions de fonctionnement nominal des cœurs REP.

Les écarts relatifs entre les diamètres fournis par la corrélation et les diamètres expérimentaux sont compris entre - 69 et + 67 % ; ils sont majoritairement négatifs traduisant le fait que la corrélation d'Ünal a tendance à sous-estimer le diamètre de décollage des bulles. En tube à haute pression, les écarts sont plus faibles (jusqu'à une trentaine de pour-cent).

(c) **Fiabilité de la corrélation d'Ünal - comportement physique**

D'après la corrélation d'Ünal, pour des conditions thermohydrauliques identiques, le diamètre de décollage diminue avec l'augmentation de la sous-saturation et de la vitesse de l'écoulement. Ceci peut être vérifié à partir :

- des données expérimentales 2 et 4 (variation de la sous-saturation) du tableau (2.2),
- des données expérimentales 1 à 4 (variation de la sous-saturation) ou 9 à 11 (variation de la vitesse de l'écoulement) du tableau (2.3).

Il croît également avec l'augmentation de la surchauffe pariétale (équivalente à une augmentation du flux pariétal). Pourtant, les données expérimentales 12 à 16 du tableau (2.2) mettent en évidence une diminution du diamètre de décollage avec l'augmentation du flux pariétal. Le comportement de la corrélation d'Ünal vis-à-vis de la surchauffe pariétale (ou du flux pariétal) est alors opposé aux observations expérimentales (fig. (2.6)). On peut, en contre partie, s'interroger sur la validité de certaines des données expérimentales utilisées par Ünal.

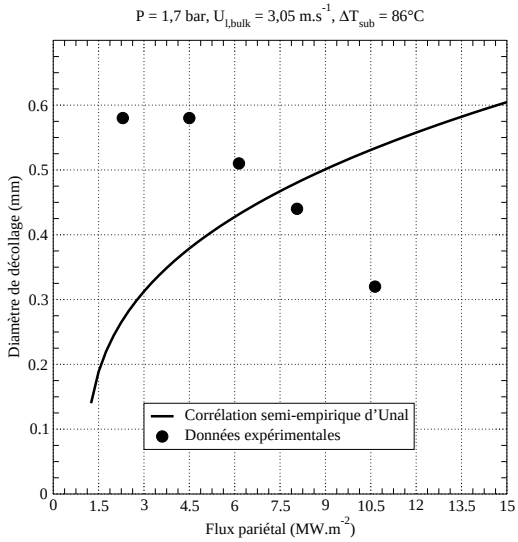


FIG. 2.6 – Évolution du diamètre maximum des bulles prédit par la corrélation d'Ünal - comparaison aux données (12) à (16) du tableau (2.3)

(d) **Fiabilité de la correction proposée par Borée *et al.***

Afin de vérifier la cohérence de cette correction, nous avons tracé sur les figures (2.7) et (2.8),

- le diamètre de décollage en fonction de la sous-saturation du liquide,
- et la répartition des flux de chaleur pariétaux en fonction de la sous-saturation du liquide,

obtenus à partir des modélisations "Kurul et Podowski/Ünal" et "Kurul et Podowski / Ünal associée à la correction de Borée *et al.*". Les conditions thermohydrauliques sont celles d'un écoulement eau/vapeur à 155 bar avec un flux pariétal de 600 $kW.m^{-2}$, une vitesse liquide de 5 $m.s^{-1}$ et un diamètre hydraulique D_{hyd} de 9,25 mm.

On constate sur la figure (2.7) que la correction sur le diamètre maximum de décollage s'applique aux alentours d'une sous-saturation de 4 °C, ce qui est au-dessus du domaine de validité fixé par Ünal (3 °C). On remarque également que le diamètre de décollage après correction tend asymptotiquement vers une valeur de moins de 0,3 mm lorsque T_l tend vers T_{sat}, ce qui est bien en dessous de la valeur obtenue lorsque le correctif n'est pas appliqué.

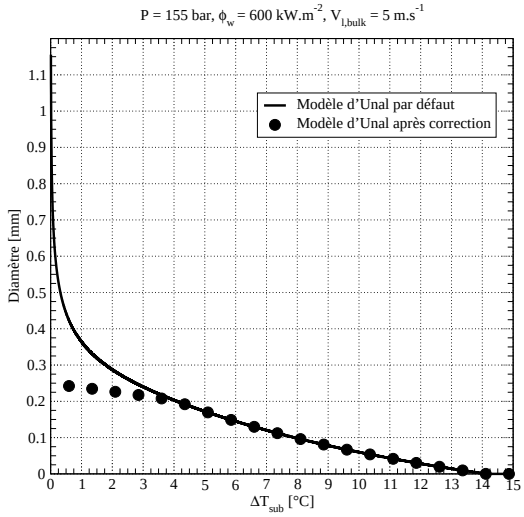


FIG. 2.7 – Prédiction du diamètre maximum de décollage D_l en fonction de la sous-saturation

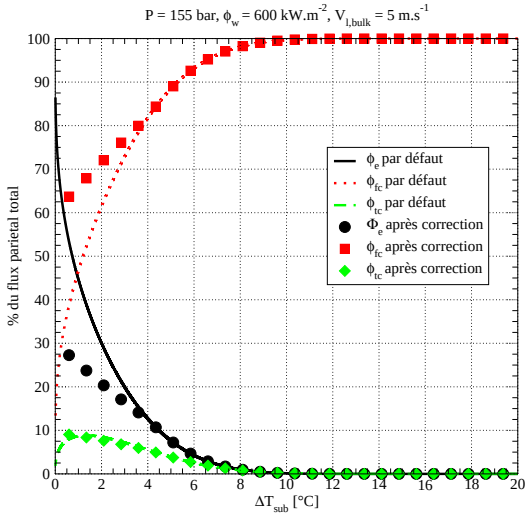


FIG. 2.8 – Répartition des flux de chaleur pariétaux en fonction de la sous-saturation du liquide

En outre, cette correction limite la valeur du flux net d'évaporation à une valeur près de 30 % du flux pariétal total lorsque T_l tend vers T_{sat} (fig. (2.8)). Cette valeur devrait être physiquement bien plus élevée comme on peut le constater lorsque la correction n'est pas utilisée. Le flux net d'évaporation doit être maximum (égal à 100 % du flux pariétal imposé) lorsque la sous-saturation est nulle (la température du liquide est alors égale à la température de saturation). La version originale du modèle d'Ünal fournit donc de meilleurs résultats (pour le flux net d'évaporation) que sa version corrigée même en dehors de son domaine de validité.

La correction de Borée *et al.* doit être utilisée avec prudence dans la mesure où elle a tendance à trop limiter la taille des bulles pouvant être créées à la paroi et donc à trop limiter le flux net d'évaporation.

Cette correction pose également un problème au niveau de l'évolution du diamètre en fonction de la vitesse de l'écoulement. On peut montrer par un simple calcul analytique qu'en appliquant ce correctif, le diamètre décroît avec la diminution de la vitesse liquide, ce qui s'oppose à la réalité physique. En effet, la diminution de la vitesse du liquide devrait avoir pour impact d'"arracher" moins rapidement les bulles de la paroi et de les laisser croître plus longtemps. La figure (2.9), qui représente la prédiction du diamètre maximum de décollage D_l en fonction de la vitesse liquide $v_{l,bulk}$ pour un écoulement eau/vapeur à 155 bar, un flux pariétal de 600 $kW.m^{-2}$ et une sous-saturation de 3 °C, permet d'illustrer ce phénomène. On constate en effet que la correction intervient pour des valeurs de la vitesse liquide proches de 0 et jusqu'à 6 $m.s^{-1}$. Le rapport maximum constaté sur la prédiction du diamètre entre la corrélation avec et sans correction est d'environ 6, ce qui rend non négligeable l'impact de cette correction pour de faibles vitesses.

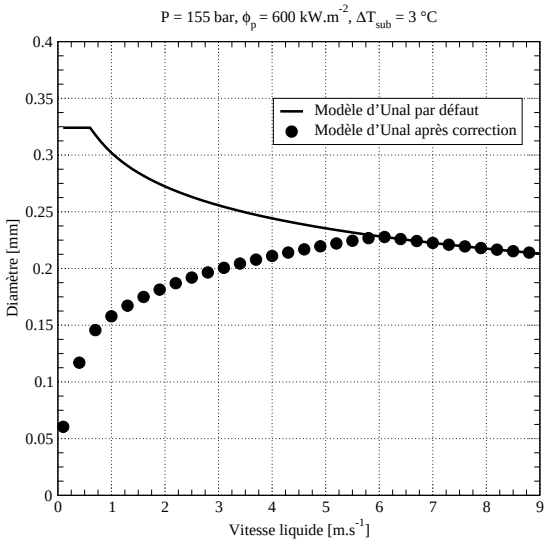


FIG. 2.9 – Prédiction du diamètre maximum de décollage D_l en fonction de la vitesse liquide $v_{l,bulk}$

De même, on constate que rien ne garantit que cette correction s'applique pour des sous-saturations strictement inférieures à 3 °C. On peut montrer par un simple calcul que pour une pression de 155 bar, un flux de chaleur pariétal de 750 $kW.m^{-2}$ et une vitesse du liquide $v_{l,bulk}$ de 5 $m.s^{-1}$, cette correction s'applique pour des sous-saturations jusqu'à 4,5 °C.

2.2.2.2 Le modèle de Basu *et al.* (2005, [2, 3])

Description du modèle

Ce modèle mécaniste plus récent que celui de Kurul et Podowski est basé sur une phénoménologie plus fine de l'ébullition nucléée pariétale et prend notamment en compte le phénomène de glissement des bulles le long de la paroi chauffante et son impact sur la répartition des flux de chaleur.
Il est, contrairement au modèle de Kurul et Podowski, dépendant de la topologie de l'écoulement et s'appuie donc sur les deux sous-régimes de l'ébullition nucléée sous-saturée délimités par : (*i*) le déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB) et par (*ii*) l'apparition significative de la vapeur (OSV) (fig. (2.10)).
Le calcul de la répartition du flux de chaleur pariétal entre chaleur sensible et chaleur latente est différent de celui du modèle de Kurul et Podowski. En effet, le calcul de convergence vers la température de la paroi est indépendant du flux net d'évaporation ; ce dernier est obtenu dans un second temps à partir de cette température de la paroi.

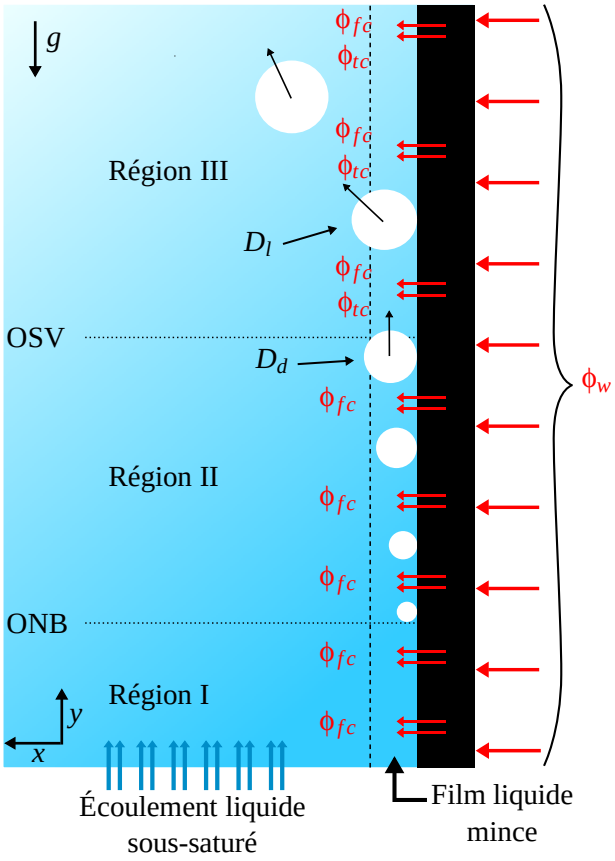


FIG. 2.10 – Répartition axiale des flux de chaleur selon l'ONB et l'OSV

Les échanges de chaleur entre la paroi et le fluide environnant sont différents selon la région de l'écoulement. On distingue trois régions (par. (2.1)) :

- Région I, avant l'ONB. Il n'y a pas de création de vapeur et l'échange de chaleur entre la paroi et le liquide s'effectue au travers d'un flux de convection forcée ϕ_{fc}.

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc}} \tag{2.26}$$

- Région II, entre l'ONB et l'OSV. Des bulles de vapeur apparaissent et grossissent sur la paroi ; toutefois, il n'y a pas de création nette de vapeur dans cette zone : tout le flux pariétal est (au final) transmis au liquide sous forme de chaleur sensible. Ce flux de chaleur est modélisé comme un flux de convection forcée entre l'écoulement et la paroi, *via* un coefficient d'échanges "amélioré" $\overline{h}_{fc}$ prenant en compte l'augmentation de la rugosité de la paroi due à la présence des bulles.

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc}} \tag{2.27}$$

- Région III, après l'OSV. Alors que certaines bulles glissent sur la paroi, d'autres décollent de la paroi ; l'échange de chaleur est alors réalisé en deux étapes successives.
  - **lors de la première étape,** Basu *et al.* supposent que l'intégralité du flux pariétal ϕ_w est transmis au film liquide mince en contact avec la paroi par un flux de convection forcée ϕ_{fc} et/ou un flux de conduction instationnaire ϕ_{tc}.

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_{tc}} \tag{2.28}$$

    Il en résulte une température de la paroi associée T_w.

  - **lors de la seconde étape,** le flux de chaleur pariétal est distribué entre le flux liquide ϕ_l absorbé par le liquide sous forme de chaleur sensible et le flux net d'évaporation ϕ_e directement déterminé à partir de la température T_w obtenue lors de la première étape.

$$\boxed{\phi_w = \phi_l + \phi_e} \tag{2.29}$$

    Le processus itératif en deux étapes conduit donc à un calcul de la température de la paroi sans prise en compte du flux net d'évaporation.

  Le transfert thermique "paroi/film liquide mince" lors de la première étape introduit trois paramètres caractérisant trois phénomènes différents :
  - t^* le temps caractéristique à partir duquel la convection forcée prend le pas sur la conduction instationnaire (équivalent au temps nécessaire à la reconstruction de la couche limite thermique pariétale).
  - R_f un facteur de réduction permettant de définir le rapport du nombre de bulles glissant ou décollant de la paroi par unité de surface sur le nombre de sites actifs de nucléation par unité de surface (ou au nombre de bulles créées sur la paroi par unité de surface),
  - A_{sl} la fraction de l'aire balayée par les bulles glissant sur la paroi.

La modélisation de ce transfert thermique est par ailleurs basée sur :

- une répartition uniforme des sites actifs de nucléation,
- l'existence de trois scénarios possibles pour la croissance d'une bulle avant son décollage de la paroi (fig. (2.11)). Ces scénarios sont discriminés en fonction des paramètres l_0 et s, correspondant respectivement à la distance qu'une bulle doit parcourir sur la paroi chauffante pour atteindre son diamètre de décollage sans coalescer avec d'autres bulles et à la distance entre deux sites actifs de nucléation.
  - **Scénario 1,** $s > l_0$
    Les bulles de diamètre D_d se détachent de leur site actif de nucléation et continuent à grossir tout en glissant jusqu'à atteindre leur diamètre de décollage D_l sans jamais entrer en interaction avec d'autres bulles présentes sur des sites actifs de nucléation (pas de coalescence).
  - **Scénario 2,** $s < l_0$ **et de faibles valeurs de la surchauffe pariétale**
    Les bulles glissent le long de la paroi chauffante en subissant au moins une coalescence avec une autre bulle. La distance de glissement des bulles est dès lors plus courte et notée l. La coalescence des bulles s'effectue sur les sites actifs de nucléation de bulle.
  - **Scénario 3,** $s < l_0$ **et de fortes valeurs de la surchauffe pariétale**
    L'augmentation de la densité de sites actifs de nucléation et des diamètres de détachement et décollage due à la forte surchauffe pariétale provoque la coalescence des bulles sur leur propre site actif de nucléation puis leur décollage avant que celles-ci aient eu le temps de glisser sur la paroi.

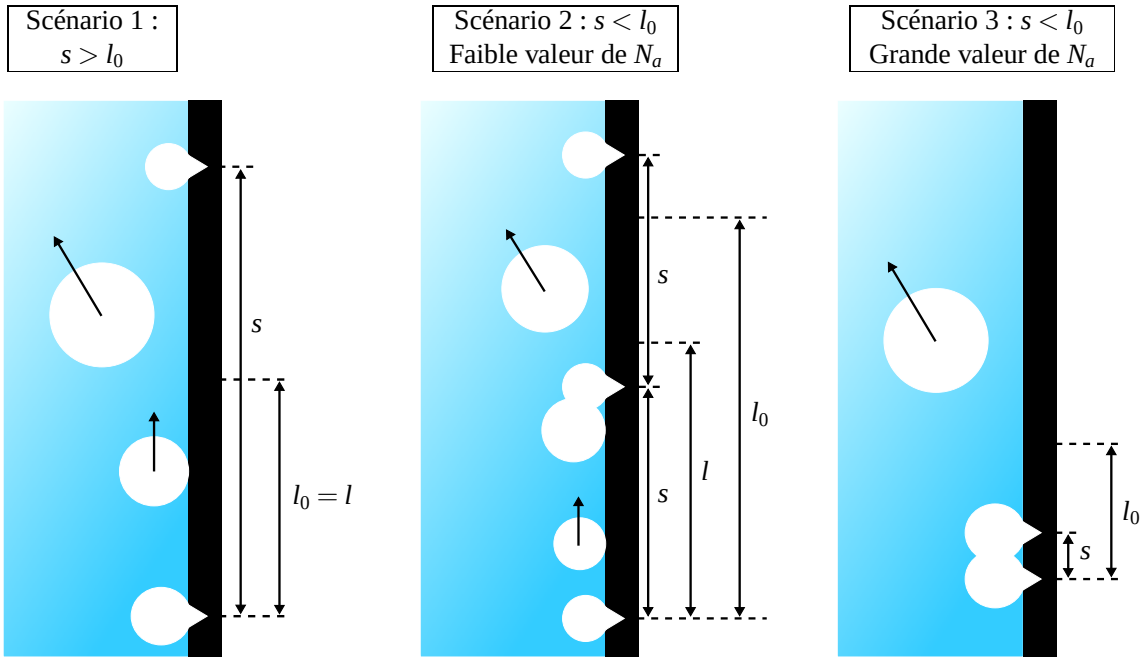


FIG. 2.11 – Schématisation des scénarios 1, 2 et 3

Le modèle de Basu *et al.* comporte :

- une inconnue principale : soit la température de la paroi, T_w, soit le flux pariétal, ϕ_w,
- plusieurs paramètres qui nécessitent d'être modélisés :
  - le diamètre de détachement des bulles D_d de leur site actif de nucléation,
  - le diamètre de décollage des bulles D_l de la paroi,
  - la densité de sites actifs de nucléation N_a,
  - le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc},
  - le temps de croissance d'une bulle sur son site actif de nucléation t_d,
  - le temps d'attente entre le détachement (ou décollage) d'une bulle son site actif de nucléation et l'apparition d'un nouvel embryon de vapeur sur ce même site t_w,
  - la température de la paroi nécessaire pour le démarrage de l'ébullition nucléée (ONB) $T_{w,ONB}$,
  - la température du liquide nécessaire à l'apparition significative de la vapeur (OSV) $T_{l,OSV}$.

  Les autres paramètres sont des données thermohydrauliques de l'écoulement modélisé.

Calcul/répartition des flux de chaleur

* Région I

$$\boxed{\phi_{fc} = h_{fc}(T_w - T_l)} \tag{2.30}$$

* Région II

$$\boxed{\phi_{fc} = \overline{h}_{fc}(T_w - T_l)} \tag{2.31}$$

* Région III

Première étape - scénarios 1 et 2

$$\boxed{\phi_{tc} = \frac{1}{t_w + t_d}\int_0^t \frac{k_l}{\sqrt{\pi \eta_l t}}(T_w - T_l) A_{sl} R_f N_a dt} \tag{2.32}$$

Lorsque $t^* < (t_w + t_d)$ alors $t = t^*$: le flux de conduction instationnaire agit sur la surface chauffante influencée par le glissement des bulles uniquement pendant le temps t^*.
Lorsque $t^* \geq (t_w + t_d)$ alors $t = t_w + t_d$: le flux de conduction instationnaire agit en permanence sur la surface chauffante influencée par le glissement des bulles.

Le flux de convection forcée s'écrit donc :

$$\boxed{\phi_{fc} = \underbrace{\overline{h}_{fc}(T_w - T_l)\,(1 - A_{sl} R_f N_a)}_{(i)} + \underbrace{\overline{h}_{fc}(T_w - T_l) A_{sl} R_f N_a \left(1 - \frac{t^*}{t_w + t_d}\right)}_{(ii)}} \tag{2.33}$$

Lorsque $t^* < (t_w + t_d)$: le flux de convection forcée agit en permanence sur la surface chauffante non-influencée par les bulles (i) et également sur la surface chauffante influencée par le glissement des bulles après t^* (ii) (i.e. après la reconstruction de la couche limite thermique).
Lorsque $t^* \geq (t_w + t_d)$: la convection forcée n'intervient que sur la surface chauffante non-influencée par les bulles ((ii) est nul).

Première étape - scénario 3
Afin de ne pas alourdir la rédaction de ce document, la répartition des flux lors de ce scénario ne sera pas développée.

Deuxième étape - scénarios 1 et 2

$$\boxed{\phi_e = \frac{\pi}{6}\rho_g h_{lg} D_l^3 R_f N_a f} \tag{2.34}$$

$$\boxed{\phi_l = \phi_w - \phi_e} \tag{2.35}$$

Le flux net d'évaporation calculé dans le modèle de Basu *et al.* (2005, [2, 3]) est modélisé pratiquement de la même manière que celui du modèle de Kurul et Podowski. La différence réside uniquement dans l'utilisation du facteur de réduction R_f.

Modélisation des paramètres principaux

* Le diamètre de détachement D_d et le diamètre de décollage D_l
Les corrélations utilisées pour ces deux diamètres ont été développées par Basu *et al.* à partir des données expérimentales eau/vapeur à pression atmosphérique de Maity (2000, [42]) :

$$\frac{D_d}{l_c} = 1,3\,(\sin\phi)^{0,4}\left[0,13\exp\left(-1,75.10^{-4}Re_l\right) + 0,005\right] Ja_{sup}^{0,45}\exp\left(-0,0065 Ja_{sub}\right) \tag{2.36}$$

$$\frac{D_l}{l_c} = 1,3\,(\sin\phi)^{0,4}\left[0,20\exp\left(-1,28.10^{-4}Re_l\right) + 0,005\right] Ja_{sup}^{0,45}\exp\left(-0,0065 Ja_{sub}\right) \tag{2.37}$$

avec :
- Ja_{sup} le nombre de Jakob basé sur la surchauffe pariétale (égal à Ja),
- Ja_{sub} le nombre de Jakob basé sur la sous-saturation,

$$Ja_{sub} = \frac{\rho_l c_{pl}\,(T_{sat} - T_l)}{\rho_g h_{lg}} \tag{2.38}$$

- ϕ l'angle de contact statique pour lequel aucune fermeture n'est proposée,
- l_c la longueur capillaire (longueur caractéristique).

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g\,(\rho_l - \rho_g)}} \tag{2.39}$$

où σ représente la tension de surface.

Le domaine d'établissement de ces corrélations est indiqué dans le tableau suivant (2.4).

Ja_{sup}	$[-]$	14 à 56
Ja_{sub}	$[-]$	1 à 138
Re_l	$[-]$	0 à 7980
ϕ	$[^\circ]$	30 à 90

TAB. 2.4 – Domaine d'établissement des corrélations de Basu *et al.* pour les diamètres de détachement et de décollage

* La densité de sites actifs de nucléation N_a
Elle est renseignée à l'aide de corrélations empiriques fournies par Basu *et al.*.
Deux lois d'évolution sont proposées en fonction de la surchauffe pariétale :

$$N_a = \begin{cases} 0,34.10^4 \left[1-\cos\left(\phi\right)\right] \Delta T_{sat}^2 & \text{si } T_{w,ONB} - T_{sat} < \Delta T_{sat} < 15^\circ\text{C} \\ 0,34.10^{-1} \left[1-\cos\left(\phi\right)\right] \Delta T_{sat}^{5,3} & \text{si } \Delta T_{sat} \geq 15^\circ\text{C} \end{cases} \tag{2.40}$$

Ces relations sont issues de données expérimentales obtenues pour des écoulements eau/vapeur et Fréons 113 sur du cuivre, du zirconium et du nichrome. Le domaine d'établissement de ces données est précisé dans le tableau (2.5) suivant.

Pression P	[bar]	1,03 à 1,3
Débit massique G	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$	186 à 886
Flux de chaleur pariétal ϕ_w	$[kW.m^{-2}]$	19 à 963
Surchauffe pariétale ΔT_{sat}	$[^\circ\text{C}]$	2,8 à 26,5
Sous-saturation ΔT_{sub}	$[^\circ\text{C}]$	6,6 à 46,5
Angle de contact ϕ	$[^\circ]$	30 à 90

TAB. 2.5 – Domaine d'établissement des corrélations de Basu *et al.* pour la densité de sites actifs de nucléation

* Le temps de croissance t_d, le temps d'attente t_w et la fréquence de nucléation f
Ces corrélations sont données par :

$$t_d = \frac{D_d^2}{45 \exp\left(-0,02 Ja_{sub}\right) Ja_{sup}\, \eta_l} \tag{2.41}$$

$$t_w = 139,1 \left(T_w - T_{sat}\right)^{-4,1} \tag{2.42}$$

On déduit des deux expressions précédentes la fréquence de détachement des bulles à la paroi :

$$f = \frac{1}{t_d + t_w} \tag{2.43}$$

Ces relations sont issues de données expérimentales obtenues pour des écoulements eau/vapeur sous-saturés verticaux ascendants sur plaques planes en cuivre (30,5 *cm* de long et 3,175 *cm* de large). Le domaine d'établissement de ces données est précisé dans le tableau (2.6) suivant.

Pression P	[bar]	1,03 à 3,2
Débit massique G	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$	124 à 926
Flux de chaleur pariétal ϕ_w	$[kW.m^{-2}]$	25 à 1130
Angle de contact ϕ	[°]	30 à 90

TAB. 2.6 – Domaine d'établissement des corrélations de Basu *et al.* pour le temps de croissance et le temps d'attente

Les auteurs précisent que ces données sont sensibles aux propriétés physiques de la paroi chauffante, aux conditions utilisées pour chauffer la paroi et à l'épaisseur de celle-ci.

* Le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc}
Les auteurs ne proposent pas de modélisation spécifique du coefficient d'échange monophasique par convection forcée. Celui-ci peut être fermé par un modèle de type Dittus-Boelter par exemple.

Dans le cas d'un échange de chaleur par convection forcée améliorée, les auteurs estiment à l'aide de comparaison avec l'expérience que le coefficient d'échange $\overline{h}_{fc}$ est 30 % supérieur au coefficient d'échange par convection forcée h_{fc} :

$$\overline{h}_{fc} = 1,3 h_{fc} \tag{2.44}$$

* La température de la paroi $T_{w,ONB}$ et la température du liquide $T_{l,OSV}$
Ces deux paramètres permettent de localiser les régions I, II ou III.

La température de la paroi $T_{w,ONB}$ proposée par les auteurs est la suivante :

$$T_{w,ONB} = \frac{4\sigma T_{sat}}{D_c \rho_g h_{lg}} + T_{sat} \tag{2.45}$$

avec D_c le diamètre minimum des cavités pouvant être activées. Ce diamètre est basé sur le critère développé par Hsu (1962, [26]) pour déterminer la surchauffe pariétale minimale nécessaire à l'activation des sites de nucléation. Il s'écrit :

$$D_c = \left(\frac{8\sigma T_{sat} k_l}{\rho_g h_{lg} \phi_w}\right)^{1/2} \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{\pi\phi}{180}\right)^3 - 0,5\left(\frac{\pi\phi}{180}\right)\right)\right] \tag{2.46}$$

La température du liquide $T_{l,OSV}$ est obtenue à partir des données expérimentales correspondant au tableau (2.6) :

$$T_{l,OSV} = T_{sat} - C_{OSV}\frac{\phi_w}{h_{fc}} \tag{2.47}$$

où C_{OSV} est un paramètre dépendant de la taille des bulles au détachement D_d :

$$C_{OSV} = 0,7 \exp\left(-0,065\frac{D_d h_{fc}}{k_l}\right) \tag{2.48}$$

* Le temps caractéristique t^*
Il est établi par comparaison entre l'équation instantanée du flux de conduction instationnaire :

$$\phi_w = \frac{k_l(T_w - T_l)}{\sqrt{\pi\eta t}} \tag{2.49}$$

et l'équation du flux de convection forcée amélioré :

$$\phi_w = \overline{h}_{fc}(T_w - T_l) \tag{2.50}$$

$$t^* = \left(\frac{k_l}{\overline{h}_{fc}}\right)^2 \frac{1}{\pi\eta_l} \tag{2.51}$$

* Le facteur de réduction R_f
Il est équivalent au rapport entre la distance entre deux sites actifs de nucléation voisins s et la longueur de glissement d'une bulle l :

$$R_f = \frac{s}{l} = \frac{1}{l\sqrt{N_a}} \tag{2.52}$$

* La fraction de l'aire influencée par le glissement des bulles A_{sl}
Elle correspond à la fraction de l'aire balayée par les bulles lors de leur glissement sur la paroi et s'exprime en fonction des diamètres de détachement et décollage.

$$A_{sl} = CDl \tag{2.53}$$

avec :

- C le rapport entre le diamètre du pied des bulles et le diamètre des bulles,

$$C = 1 - \exp\left(-2\phi^{0,6}\right) \tag{2.54}$$

- D le diamètre moyen des bulles pendant leur glissement,

$$D = \frac{D_d + D_l}{2} \tag{2.55}$$

- l la longueur de glissement des bulles développée par Basu *et al.* (2005, [2])).

Remarques concernant le modèle de Basu *et al.*

La modélisation des paramètres du modèle est dans la plupart des cas **uniquement adaptée à des écoulements eau/vapeur à pression faible.**

Une étude paramétrique a mis en évidence une divergence entre l'évaluation de la densité de sites actifs de nucléation de ce modèle et celle de la corrélation de Lemmert et Chwala utilisée dans le modèle de Kurul et Podowski.
La figure (2.12) permet d'observer les différences de résultats obtenues entre ces corrélations en fonction du nombre de Jakob (Ja_{sup}) pour un écoulement eau/vapeur à pression atmosphérique et un angle de contact statique égal à 60 °. On constate un écart important sur le nombre de sites actifs de nucléation pouvant être 10 fois supérieurs avec la corrélation de Lemmert et Chwala. De plus, les résultats soulignent une discontinuité entre les deux équations de la corrélation proposée par Basu *et al.* qui n'a *a priori* aucune justification physique. Étant donné que la densité de sites actifs de nucléation est un paramètre utilisé pour calculer chacun des flux pariétaux, il est important de bien l'évaluer.

La même divergence est observable entre l'évaluation de diamètre de décollage proposée par Basu *et al.* et celle donnée par la corrélation d'Ünal.
Nous avons reproduit, sur la figure (2.13), l'évolution du diamètre de décollage calculé à partir de la corrélation d'Ünal et à partir de la corrélation de Basu *et al.* en fonction du nombre de Jakob (Ja_{sup}) pour un écoulement eau/vapeur à pression atmosphérique avec un angle de contact statique égal à 60 °, un nombre de Reynolds liquide environ égal à 6900 et un nombre de Jakob de basé sur la sous-saturation environ égal à 1,6. On constate que les diamètres de décollage prédits par la corrélation de Basu *et al.* sont nettement plus faibles qu'avec la corrélation d'Ünal pour des nombres de Jakob inférieurs à 45.

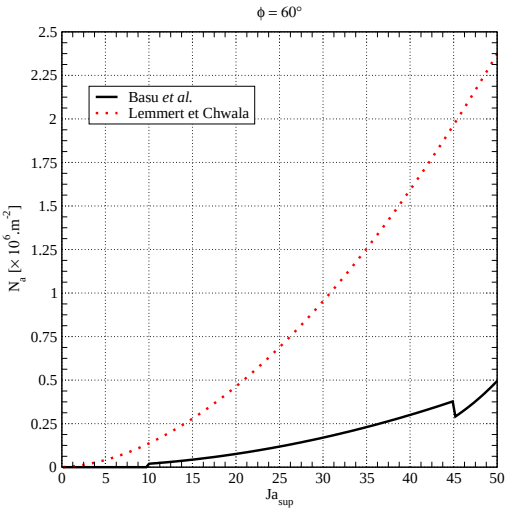


FIG. 2.12 – Évolution de la densité de sites actifs de nucléation en fonction du nombre de Jakob pour la corrélation de Basu *et al.* et la corrélation de Lemmert et Chwala

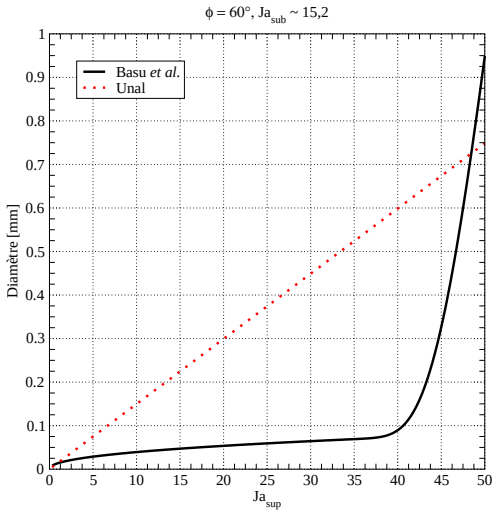


FIG. 2.13 – Évolution du diamètre de décollage en fonction du nombre de Jakob pour la corrélation de Basu *et al.* et la corrélation d'Ünal

2.2.2.3 Le modèle de Yeoh *et al.* (2008, [72])

Description du modèle

Yeoh *et al.* (2008, [72]) proposent un modèle d'ébullition nucléée basé sur la répartition des flux du modèle de Kurul et Podowski, tout en introduisant la notion de glissement des bulles sur la paroi proposée par Basu *et al.*. Néanmoins, cette prise en compte du glissement des bulles est limitée par le fait que le modèle de Yeoh *et al.* ne traite pas la coalescence des bulles sur la paroi.

Ce modèle de type "Kurul et Podowski amélioré" passe alors de trois à quatre flux, le quatrième étant un flux de conduction instationnaire lors du glissement des bulles sur la paroi :

- ϕ_{fc} le flux de chaleur monophasique par convection forcée,
- ϕ_{tc} le flux de conduction instationnaire lors du détachement ou décollage des bulles de leur site de nucléation,
- $\phi_{tc,sl}$ le flux de conduction instationnaire lors du glissement des bulles,
- ϕ_e le flux net de chaleur par évaporation.

De manière identique au modèle de Kurul et Podowski, le flux de chaleur pariétal correspond à la somme de ces flux :

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_e + \phi_{tc} + \phi_{tc,sl}} \tag{2.56}$$

Contrairement au modèle de Basu *et al.* et de manière similaire au modèle de Kurul et Podowski, le calcul des flux est réalisé en une seule étape : tous les mécanismes de l'ébullition nucléée sous-saturée convective sont pris en compte en même temps (pondérés spatialement et temporellement).

Le modèle de Yeoh *et al.* comporte :

* une inconnue principale : soit la température de la paroi, T_w, soit le flux pariétal, ϕ_w,
* plusieurs paramètres qui nécessitent d'être modélisés :
  - le diamètre de détachement des bulles D_d,
  - le diamètre de décollage des bulles D_l,
  - la densité de sites actifs de nucléation N_a,
  - le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc},
  - le temps de croissance d'une bulle sur son site actif de nucléation t_d,
  - le temps d'attente entre le détachement (ou décollage) d'une bulle son site actif de nucléation et l'apparition d'un nouvel embryon de vapeur sur ce même site t_w.

  Les autres paramètres sont des données thermohydrauliques de l'écoulement modélisé.

Répartition des flux de chaleur

* Le flux de convection forcée ϕ_{fc}

$$\boxed{\phi_{fc} = h_{fc}\,(T_w - T_l)} \tag{2.57}$$

* Le flux de conduction instationnaire ϕ_{tc} lors du détachement ou décollage des bulles de leur site de nucléation

Ce flux est calculé par les auteurs comme un flux de conduction instationnaire classique appliqué sur la fraction de l'aire influencée par les bulles A_{tc} se détachant ou décollant de leur site actif de nucléation. Il est pondéré par le facteur de réduction R_f afin de différencier les bulles décollant et les bulles glissant sur la paroi.

$$\boxed{\begin{aligned}\phi_{tc} &= 2\sqrt{\frac{k_l \rho_l c_{pl}}{\pi t_w}}\,(T_w - T_l)\,R_f N_a \left(K_{inf}\frac{\pi D_d^2}{4}\right) t_w f \\ &+ 2\sqrt{\frac{k_l \rho_l c_{pl}}{\pi t_w}}\,(T_w - T_l)\,R_f N_a \left(\frac{\pi D_d^2}{4}\right)(1 - t_w f)\end{aligned}} \tag{2.58}$$

* Le flux de conduction instationnaire $\phi_{tc,sl}$ lors du glissement des bulles sur la paroi

Ce flux est également calculé comme un flux de conduction instationnaire classique rapporté à la fraction de l'aire influencée par les bulles A_{tc} glissant sur la paroi. Il est également multiplié par le facteur de réduction R_f.

$$\boxed{\begin{aligned}\phi_{tc,sl} &= 2\sqrt{\frac{k_l \rho_l c_{pl}}{\pi t_w}}\,(T_w - T_l)\,R_f N_a l_{sl} K_{inf} D t_w f \\ &+ 2\sqrt{\frac{k_l \rho_l c_{pl}}{\pi t_w}}\,(T_w - T_l)\,R_f N_a f t_{sl} \left(\frac{\pi D_d^2}{4}\right)(1 - t_w f)\end{aligned}} \tag{2.59}$$

* Le flux net d'évaporation ϕ_e

Ce flux est calculé exactement comme celui du modèle de Basu *et al.* et se différencie donc du modèle de Kurul et Podowski par l'utilisation du facteur de réduction R_f.

$$\boxed{\phi_e = \frac{\pi}{6}\rho_g h_{lg} D_l^3 R_f N_a f} \tag{2.60}$$

Modélisation des paramètres principaux

* Le diamètre de détachement D_d et le diamètre de décollage D_l

Les auteurs s'appuient sur la résolution d'un bilan des forces basé sur les travaux de Klausner *et al.* (1993, [31]) et Zeng *et al.* (1993, [75]) pour calculer D_d et D_l.

* La densité de sites actifs de nucléation N_a

La densité de sites actifs de nucléation utilisée dans ce modèle est, comme pour Kurul et Podowski, la corrélation de Lemmert et Chwala (1977, [40]) définie précédemment (éq. (2.16)).

* Le temps de croissance t_d, le temps d'attente t_w et la fréquence de nucléation f

Le temps de croissance t_d est déduit à partir du bilan des forces. Il correspond au temps de croissance de la bulle sur son site actif de nucléation.

Le temps d'attente t_w est défini par :

$$t_w = \frac{1}{\pi\eta}\left[\frac{(T_w - T_l)C_1 r_c}{(T_w - T_{sat}) - 2\sigma T_{sat}/(C_2\rho_g h_{lg} r_c)}\right]^2 \tag{2.61}$$

avec :

- r_c le rayon de la cavité des sites actifs de nucléation [m],
- C_1 une constante dépendante de l'angle de contact θ de la bulle [-],
- C_2 une constante dépendante de l'angle de contact θ de la bulle [-].

$$r_c = \left(\frac{1}{C_1 C_2}\right)^{1/2}\left(\frac{2\sigma T_{sat} k_l}{\rho_g h_{lg}\phi_w}\right)^{1/2} \tag{2.62}$$

$$C_1 = \frac{(1+\cos\theta)}{\sin\theta} \tag{2.63}$$

$$C_2 = \frac{1}{\sin\theta} \tag{2.64}$$

La fréquence de nucléation f est définie de manière classique comme dans le modèle de Basu *et al.* :

$$f = \frac{1}{t_d + t_w} \tag{2.65}$$

* Le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc}

Il est calculé à partir du nombre de Stanton St (éq. (2.15))

$$h_{fc} = St\rho_l c_{pl} v_{l,bulk} A_{fc} \tag{2.66}$$

La fraction de l'aire non-influencée par les bulles A_{fc} est calculée à partir de celle influencée par les bulles A_{tc} :

$$A_{fc} = 1 - A_{tc} \tag{2.67}$$

$$\begin{aligned} A_{tc} &= R_f N_a\left[\left(K_{inf}\frac{\pi D_d^2}{4}\right)t_w f + \left(\frac{\pi D_d^2}{4}\right)(1 - t_w f)\right] \\ &+ R_f N_a\left[l_{sl}K_{inf}Dt_w f + f t_{sl}\left(\frac{\pi D^2}{4}\right)(1 - t_w f)\right] \end{aligned} \tag{2.68}$$

* Le facteur de réduction R_f
  Il est calculé de la même manière que celui du modèle de Basu *et al.* (éq. (2.52)).

* Le temps de glissement t_{sl}
  Il est égal à la différence entre le temps de décollage des bulles et le temps de détachement des bulles.

* La longueur de glissement l_{sl}
  Elle est approximée à l'aide de la corrélation de Maity (2000, [42]) utilisée dans le modèle de nucléation de Basu *et al.*.

* Le diamètre moyen des bulles D
  Il est déterminé de la même manière que celui du modèle de Basu *et al.* (éq. (2.55)).

* Le paramètre K_{inf} (éq. (2.68)
  Ce paramètre permet de rendre compte de la zone d'influence effective des bulles. Il est pris égal à 1,8 comme suggéré par les travaux de Judd et Hwang (1976, [30]).

Remarques concernant le modèle de Yeoh *et al.*

(a) **Modélisation des flux de chaleur (1)**
Ce modèle s'appuie sur une pondération spatio-temporelle des flux de chaleur différente de celle de Basu *et al.*. Celle-ci intervient au niveau de la modélisation de la fraction de l'aire influencée par les bulles et est basée sur l'hypothèse que la conduction instationnaire est prédominante sur toute la zone de la paroi influencée par les bulles pendant toute la durée d'un cycle de nucléation. Contrairement au modèle de Basu *et al.*, la convection forcée n'a lieu que sur la zone non-influencée par les bulles.

Cette hypothèse semble valable pour des flux de chaleur importants ou de faibles sous-saturations du liquide. Dans le cas contraire, la convection forcée et la conduction instationnaire peuvent co-exister.

(b) **Modélisation des flux de chaleur (2)**
La modélisation des flux de conduction instationnaire sur site actif de nucléation et pendant glissement ainsi que la fraction de l'aire influencée par les bulles ne nous paraissent pas cohérentes. Nous proposons ci-dessous une énumération des différentes interrogations/désaccords constatées pour ce modèle :

- le diamètre de détachement ne devrait pas intervenir dans la modélisation du flux de conduction instationnaire ϕ_{tc} ; l'utilisation d'un diamètre de décollage serait de notre point de vue plus juste,
- le flux de conduction instationnaire sur site actif de nucléation ϕ_{tc} correspond à un échange de chaleur pendant le temps de croissance $t_d = 1 - t_w f$ au niveau de la fraction de l'aire de projection de la bulle sur la paroi $\frac{\pi D_d^2}{4}$. Cet échange de chaleur n'a pas lieu d'exister dans la mesure où cette pondération spatio-temporelle est relative à la croissance de la bulle et donc au flux net d'évaporation,

- de la même manière, le flux de conduction instationnaire lors du glissement des bulles $\phi_{tc,sl}$ prend en compte un échange de chaleur pendant le temps de croissance t_d qui n'a pas lieu d'exister,
- la fraction de l'aire influencée par les bulles A_{tc} ne prend pas en compte la fraction de l'aire occupée par les bulles lors de leur croissance sur site actif de nucléation pendant le temps de croissance t_d.

(c) **Modélisation des flux de chaleur (3)**
Ce modèle n'est pas adapté au cas où les bulles ne glissent pas sur la paroi. En effet, le flux de conduction instationnaire sur site actif de nucléation ϕ_{tc} devient nul lorsque les bulles ne glissent pas sur la paroi ($D_d = 0$). Pourtant, un flux de conduction instationnaire doit exister dans ce cas, à l'instar du modèle de Kurul et Podowski, suite au décollage des bulles de la paroi.

(d) **Implantation du modèle dans un code CFD**
Un bilan des forces permet d'évaluer les diamètres de détachement et de décollage en s'appuyant sur des considérations physiques. Par conséquent, cette approche est plus adaptable à la configuration des écoulements étudiés et possède donc un caractère plus "universel" que les corrélations empiriques de la littérature telles que celles utilisées par le modèle de Basu *et al.*. De plus, elle permet d'accéder à d'autres paramètres tels que le temps de croissance des bulles, le temps de glissement des bulles ou la longueur de glissement des bulles.

La méthode de résolution du bilan des forces de Yeoh *et al.* est malheureusement mal renseignée et donc non exploitable.

(e) **Critères d'ONB et d'OSV**
Les remarques concernant les critères d'ONB et d'OSV sont identiques à celles du modèle de Kurul et Podowski.

(f) **Prise en compte de la recondensation des bulles**
Les remarques concernant la prise en compte de la recondensation des bulles sont identiques à celles du modèle de Kurul et Podowski.

Le modèle de Yeoh *et al.* permet d'intégrer le glissement des bulles de manière plus simple que le modèle de Basu *et al.*, tout en le rendant plus physique que celui de Kurul et Podowski. Néanmoins, **ce modèle comporte des incohérences au niveau de la répartition des flux de chaleur**.

Un modèle d'ébullition nucléée dérivé, conservant les points forts du modèle de Yeoh *et al.*, sera proposé dans le chapitre 5.

2.3 Conclusions sur la modélisation des écoulements bouillants convectifs

L'analyse des corrélations empiriques monodimensionnelles et des modèles mécanistes a permis de conclure que seuls ces derniers sont directement compatibles avec une implémentation dans un code de type CFD. Néanmoins, les modèles mécanistes restent perfectibles, particulièrement au niveau de :

- leur représentativité physique,
- et de la fermeture de leurs paramètres principaux.

L'analyse des modèles de Kurul et Podowski, Basu *et al.* et Yeoh *et al.*, nous a permis de lister différents phénomènes et paramètres qu'il nous semble (*a prori*) nécessaire de considérer :

- la prise en compte dans la répartition des flux du **glissement des bulles sur la paroi chauffante** (le modèle doit être également valide dans les cas où les bulles ne glissent pas),
- l'utilisation de **modélisations des paramètres principaux adaptées aux conditions thermohydrauliques des écoulements d'intérêt industriel** ; une modélisation adéquate sur les diamètres de détachement et de décollage nous paraît notamment essentielle,
- l'utilisation d'**un critère d'OSV fiable et une modélisation du flux net d'évaporation intégrant ce critère**,
- la prise en compte dans la répartition des flux de la **recondensation des bulles lors de leur croissance**.

Nous avons également remarqué que ces modèles ne fournissent **aucune information sur la vitesse de décollage des bulles** (vitesse d'éjection de la paroi). Ce point peut être amélioré par l'utilisation d'une approche de type **bilan des forces** permettant d'obtenir des informations sur les échelles de longueur, la vitesse et les temps caractéristiques liés à la croissance d'une bulle. Cette approche est également adaptable à différentes conditions thermodynamiques.

Par ailleurs, tous les modèles mécanistes présentés s'appuient sur la connaissance de la densité de sites actifs de nucléation. Or, ce paramètre est difficile à renseigner dans le cadre industriel car il dépend du niveau de rugosité de la paroi, évoluant fortement avec le temps.

Des trois modèles mécanistes présentés dans ce chapitre, nous ne retenons que les modèles de Kurul et Podowski et de Basu *et al.* qui semblent les plus aboutis ; ils feront l'objet d'une évaluation quantitative dans le chapitre suivant visant à identifier le modèle mécaniste le mieux adapté à une utilisation dans le code NEPTUNE_CFD.

Le modèle de Yeoh *et al.* possède l'avantage de prendre en compte la notion de glissement des bulles comme le modèle de Basu *et al.* tout en étant basé sur une modélisation plus simple comme celle de Kurul et Podowski qui permet de calculer la répartition de tous les flux de chaleur en une seule étape ; de plus, il s'appuie sur la résolution d'un bilan des forces. Néanmoins, l'analyse de ce modèle a révélé des incohérences et un manque d'informations ne nous permettant pas d'exploiter ce modèle sans effectuer certaines hypothèses complémentaires. De telles hypothèses seront formulées dans le chapitre 5 avec la proposition d'un nouveau modèle d'ébullition nucléée adaptée au traitement de l'ébullition nucléée sous-saturée convective dans le code NEPTUNE_CFD.

Chapitre 3

Évaluation des modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et Basu *et al.*

Les modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et de Basu *et al.* ont été sélectionnés dans le chapitre précédent pour leur capacité (*a priori*) à renseigner le terme source de vapeur nécessaire au code NEPTUNE_CFD.

Nous proposons dans ce chapitre, une évaluation de ces deux modèles mécanistes, avec, pour le modèle de Kurul et Podowski, la fermeture du diamètre des bulles au décollage traitée successivement par la corrélation semi empirique d'Ünal et par cette corrélation modifiée par le correctif de Borée *et al.* (**version par défaut de NEPTUNE_CFD**).

Cette évaluation a pour objectifs :

- d'estimer la capacité des modèles à prédire les grandeurs locales (température de la paroi et flux net d'évaporation) au niveau de la paroi pour des écoulements bouillants convectifs,
- d'évaluer l'impact de la prise en compte du glissement des bulles sur la paroi chauffante dans la répartition des flux,
- de mesurer l'impact de la non prise en compte d'un critère d'OSV explicite sur l'apparition du flux net d'évaporation,
- d'améliorer leur modélisation en apportant d'éventuelles corrections à leurs paramètres principaux.

A l'issue de cette évaluation, nous préconisons le modèle mécaniste le mieux adapté pour une utilisation dans le code NEPTUNE_CFD.

La littérature comporte très peu de bases de données expérimentales en eau/vapeur accessibles correspondant à notre domaine d'application industriel (tab. (1)). C'est pourquoi, préalablement à cette étude, nous choisissons une "corrélation de référence" parmi les corrélations empiriques monodimensionnelles listées dans le chapitre précédent ; elle servira de base de comparaison pour contribuer à l'évaluation globale des modèles mécanistes *via* la température de la paroi. Le choix de cette corrélation est motivé par sa capacité à prédire la température de la paroi en fonction du flux pariétal pour des conditions thermohydrauliques proches du domaine d'application industriel.

3.1 Choix d'une "corrélation de référence"

Le choix de la "corrélation de référence" est effectué en trois étapes :

1. dans une première étape, nous présentons certaines des corrélations empiriques monodimmensionnelles listées dans le chapitre précédent et sélectionnées conformément au domaine thermohydraulique industriel d'intérêt (tab. (1)),
2. dans une deuxième étape, nous comparons l'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour chacune des corrélations empiriques sélectionnées en ne considérant que l'ébullition pleinement développée (régime d'ébullition en aval de l'OSV),
3. dans une troisième étape, nous nous appuyons sur les travaux de Gungor et Winterton (1986, [25]) et Liu et Winterton (1991, [41]) dédiés à l'évaluation de corrélations d'ébullition par référence à des banques de données expérimentales.

Une étude similaire a été effectuée par Manon (2000, [43]) afin de sélectionner une corrélation empirique d'ébullition nucléée sous-saturée pouvant être appliquée à des écoulements en Fréon 12 (expérience DEBORA pour les applications en cœur REP) ; la corrélation retenue a été celle de Liu et Winterton (1991, [41]) qui sera présentée dans ce paragraphe. Néanmoins, les arguments avancés par Manon pour le choix de cette corrélation sont de notre point de vue trop limités.

* Présentation de corrélations empiriques monodimensionnelles

- Jens et Lottes (1951, [29])
  Cette corrélation a été établie à partir des banques de données en eau/vapeur (fournies par le Massachusetts Institute of Technology (MIT) et l'University of California, Los Angeles (UCLA)) obtenues dans le domaine précisé dans le tableau (3.1) :

$$\phi_w = \left(\frac{(T_w - T_{sat})}{25} \exp^{P/62} \right)^4 \tag{3.1}$$

Modèle	Pression P [bar]	Flux ϕ_w [$MW.m^{-2}$]	Débit G [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]
Jens et Lottes	5,8 - 172	$< 7{,}88$	< 10000

TAB. 3.1 – Domaine d'établissement de la corrélation de Jens et Lottes

La pression P et le flux de chaleur pariétal ϕ_w sont respectivement exprimés en bar et en $MW.m^{-2}$.

- Thom *et al.* (1965, [62])
  Les auteurs se sont appuyés sur les travaux de Jens et Lottes pour obtenir cette corrélation établie sur leurs propres données expérimentales en eau/vapeur dans le domaine précisé dans le tableau (3.2) ; cette corrélation s'écrit :

$$\boxed{\phi_w = \left(\frac{(T_w - T_{sat})}{22,65} \exp^{P/87} \right)^2} \tag{3.2}$$

Modèle	Pression P [bar]	Flux ϕ_w [$MW.m^{-2}$]	Débit G [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]
Thom *et al.*	52 - 138	$< 1,6$	1040 - 3800

TAB. 3.2 – Domaine d'établissement de la corrélation de Thom *et al.*

La pression P et le flux de chaleur pariétal ϕ_w sont respectivement exprimés en bar et en $MW.m^{-2}$.

- Chen (1966, [11])
  Originellement conçue pour de l'ébullition nucléée saturée, la corrélation de Chen a été établie à partir de plusieurs bases de données (notamment en eau/vapeur pour une géométrie verticale de type tube ou espace annulaire) représentant un total de 594 points expérimentaux (tab. (3.3)). Son extension à l'ébullition nucléée sous-saturée a été validée par Butterworth (1970) (Collier (1994, [12])).
  Elle est basée sur la superposition d'un flux de convection forcée ϕ_{fc} et d'un flux d'ébullition nucléée ϕ_{nb} :

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_{nb} = h_{fc}(T_w - T_l)F + h_{nb}(T_w - T_{sat})S} \tag{3.3}$$

  avec :

  - h_{fc} le coefficient d'échange thermique par convection forcée modélisé par Dittus-Boelter (1930, [16]),
  - h_{nb} le coefficient d'échange thermique par ébullition nucléée modélisé par Forster et Zuber (1955, [21]) (ébullition en vase),

$$\boxed{h_{nb} = 0,00122 \frac{k_l^{0,79} c_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{lg}^{0,24} \rho_g^{0,24}} (T_w - T_{sat})^{0,25} \Delta P_s^{0,75}} \tag{3.4}$$

  où ΔP_s représente la différence entre la pression de saturation à la température de la paroi T_w et la pression de saturation à la température de saturation T_{sat},

- F un facteur d'amplification du transfert thermique par convection forcée provoquée par l'agitation des bulles.

$$\begin{aligned} \frac{1}{X_{tt}} &= \left(\frac{x}{1-x}\right)^{0,9}\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,5}\left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0,1} \\ F &= \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{1}{X_{tt}} \leq 0,1 \\ 2,35\left(\frac{1}{X_{tt}}+0,213\right)^{0,736} & \text{si } \frac{1}{X_{tt}} > 0,1 \end{cases} \end{aligned} \tag{3.5}$$

où X_{tt} représente le paramètre de Martinelli, x la fraction massique de la vapeur et μ_g la viscosité dynamique de la vapeur,

- S un facteur de réduction du transfert thermique par ébullition nucléée due au caractère convectif de l'écoulement.

$$S = \frac{1}{1+2,53.10^6 Re_l^{1,17}} \tag{3.6}$$

Modèle	Pression P [bar]	Flux ϕ_w $[MW.m^{-2}]$	Vitesse du liquide $v_{l,bulk}$ $[m.s^{-1}]$
Chen	0,55 - 34,8	0,044 - 2,4	0,06 - 4,5

TAB. 3.3 – Domaine d'établissement du modèle de Chen (eau/vapeur **saturée**)

- Gungor et Winterton (1986, [25])
S'appuyant sur les travaux de Chen, cette corrélation a été établie à partir de plusieurs banques de données expérimentales en eau/vapeur, Fréons et éthylène glycol, considérant différents régimes d'ébullition nucléée et géométries d'écoulement. Le domaine d'établissement de cette corrélation pour l'ébullition nucléée sous-saturée convective en eau/vapeur est présenté dans le tableau (3.4).
Tout comme la corrélation de Chen, elle est basée sur la superposition d'un flux de convection forcée ϕ_{fc} et d'un flux d'ébullition nucléée ϕ_{nb} :

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_{nb} = h_{fc}(T_w - T_l) + h_{nb}(T_w - T_{sat})S} \tag{3.7}$$

- h_{fc} le coefficient d'échange thermique par convection forcée modélisé par Dittus-Boelter (éq. 2.18),
- h_{nb} le coefficient d'échange thermique par ébullition nucléée modélisé par Cooper (1984, [13]) (ébullition en vase),

$$h_{nb} = 55 Pr_l^{0,12}\left(-log_{10} Pr_l\right)^{-0,55} M^{-0,5} \phi_w^{0,67} \tag{3.8}$$

où M représente la masse molaire du fluide,

- S un facteur de réduction du transfert thermique par ébullition nucléée due au caractère convectif de l'écoulement.

$$S = \frac{1}{1+1,15\times10^{-6}E^2Re_l^{1,17}} \tag{3.9}$$

$$E = 1+24000Bo^{1,16}+1,37\left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0,86} \tag{3.10}$$

où Bo est le nombre d'ébullition :

$$Bo = \frac{\phi_w}{h_{lg}G} \tag{3.11}$$

Modèle	Pression P [bar]	Flux ϕ_w $[MW.m^{-2}]$	Débit G $[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
Gungor et Winterton	1,1 - 202,6	0,12 - 91,534	1120 - 61518

TAB. 3.4 – Domaine d'établissement du modèle de Gungor et Winterton (eau/vapeur sous-saturée)

- Liu et Winterton (1991, [41])
Établie sur les mêmes bases de données expérimentales que la corrélation de Gungor et Winterton (tab. (3.5)), la corrélation de Liu et Winterton s'appuie sur des concepts utilisés par Kutateladze (1961, [35]) et Chen (1966, [11]) :

$$\boxed{\phi_w = \sqrt{(Fh_{fc}(T_w-T_l))^2+(Sh_{nb}(T_w-T_{sat}))^2}} \tag{3.12}$$

avec :

- h_{fc} le coefficient d'échange thermique par convection forcée proposé par Dittus-Boelter (éq. 2.18),
- h_{nb} le coefficient d'échange thermique par ébullition nucléée modélisé par Cooper (éq. 3.8),
- F un facteur d'amplification du transfert thermique par convection forcée provoquée par l'agitation des bulles,

$$F = \left[1+Pr_l\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}-1\right)\right]^{0,35} \tag{3.13}$$

- S un facteur de réduction du transfert thermique par ébullition nucléée due au caractère convectif de l'écoulement.

$$S = \frac{1}{1+0,055F^{0,1}Re_l^{0.16}} \tag{3.14}$$

Modèle	Pression P [bar]	Flux ϕ_w $[MW.m^{-2}]$	Débit G $[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
Liu et Winterton	1,1 - 202,6	0,12 - 91,534	1120 - 61518

TAB. 3.5 – Domaine d'établissement du modèle de Liu et Winterton (eau/vapeur sous-saturée)

Nous proposons dans le tableau (3.6), un comparatif du domaine d'établissement des corrélations empiriques monodimensionnelles présentées précédemment.

Modèle	P [bar]	ϕ_w [$MW.m^{-2}$]	G [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]	$v_{l,bulk}$ [$m.s^{-1}$]
Chen (eau/vapeur)	0,55 - 34,8	0,044 - 2,4	-	0,06 - 4,5
Jens et Lottes	5,8 - 172	$<$ 7,88	$<$ 10000	-
Thom *et al.*	52 - 138	$<$ 1,6	1040 - 3800	-
Gungor et Winterton (eau/vapeur)	1,1 - 202,6	0,12 - 91,534	1120 - 61518	-
Liu et Winterton (eau/vapeur)	1,1 - 202,6	0,12 - 91,534	1120 - 61518	-
Domaine industriel (rappel)	35 - 160	0,2 - 2	1000 - 5000	-

TAB. 3.6 – Récapitulatif des domaines d'établissement des corrélations empiriques pour les écoulements eau/vapeur

* Comparaison entre les différentes corrélations empiriques

Cette comparaison est effectuée sur quatre des cinq modèles sélectionnés dans le chapitre précédent :

- Jens et Lottes,
- Thom *al.*,
- Chen,
- et Liu et Winterton.

en ébullition pleinement développée ; le critère d'ONB sur la température de la paroi $T_{w,ONB}$ est évalué à partir de la corrélation de Frost et Dzakowic (éq. (2.19)) tandis que la température du liquide d'apparition significative de vapeur $T_{l,OSV}$ est calculée à l'aide de la corrélation de Saha et Zuber (éq. (2.20)).

La corrélation de Gungor et Winterton n'a pas été prise en compte dans cette première étape. En effet, le paramètre de Martinelli est une fonction de la fraction massique de vapeur dans l'écoulement qui ne peut être évaluée à partir des paramètres thermohydrauliques considérés. Néanmoins, nous nous appuierons sur la base de données d'établissement de la corrélation de Gungor et Winterton pour sélectionner la "corrélation de référence".

De manière à étudier leur comportement même en dehors de leur domaine d'établissement (tab. (3.6)), ces corrélations sont comparées sur la gamme étendue de paramètres thermohydrauliques suivante :

- des flux de chaleur pariétaux ϕ_w variant de 100 à 1000 $kW.m^{-2}$,
- des pressions P successives de 3, 10, 50 et 155 bar,
- des sous-saturations du liquide ΔT_{sub} de 1 et 5 °C ; des études menées pour ΔT_{sub} = 10 °C montrent que le critère d'OSV de Saha et Zuber n'est pas atteint pour la gamme de flux de chaleur pariétal considérée,
- une vitesse du liquide $v_{l,bulk}$ de 5 $m.s^{-1}$,
- et un diamètre hydraulique de 9,25 mm.

Pour un triplet (P, $v_{l,bulk}$, ΔT_{sub}) donné, on trace l'évolution du flux pariétal ϕ_w en fonction de la surchauffe pariétale ΔT_{sat}. Les résultats de cette comparaison sont représentés sur les figures (3.1), (3.2), (3.3) et (3.4) ; sur ces figures, les courbes continues ou discontinues sont affectées d'un symbole lorsque les conditions thermohydrauliques de la comparaison ne respectent pas le domaine d'établissement de la corrélation.

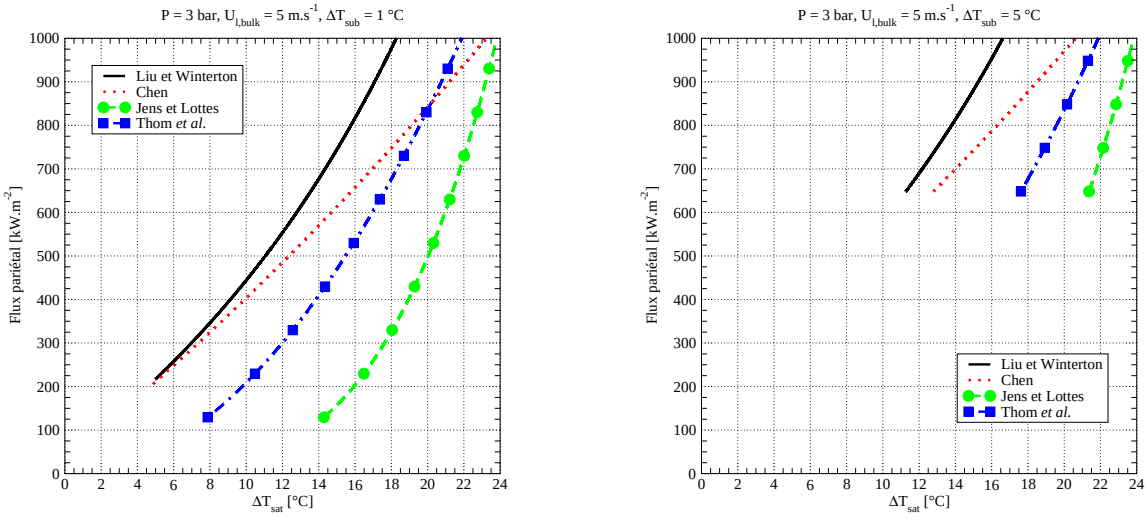


FIG. 3.1 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 3 bar

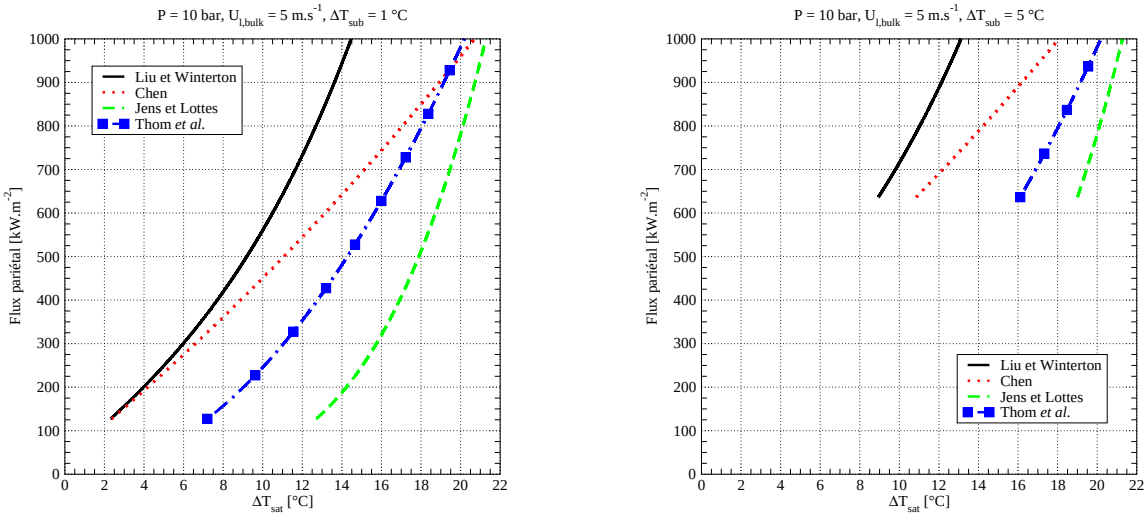


FIG. 3.2 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 10 bar

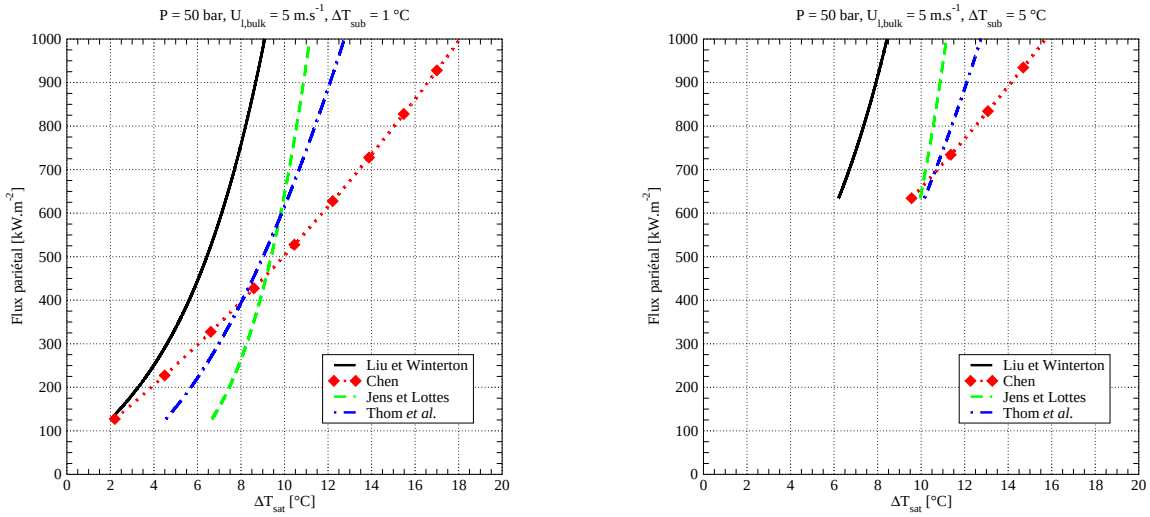


FIG. 3.3 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 50 bar

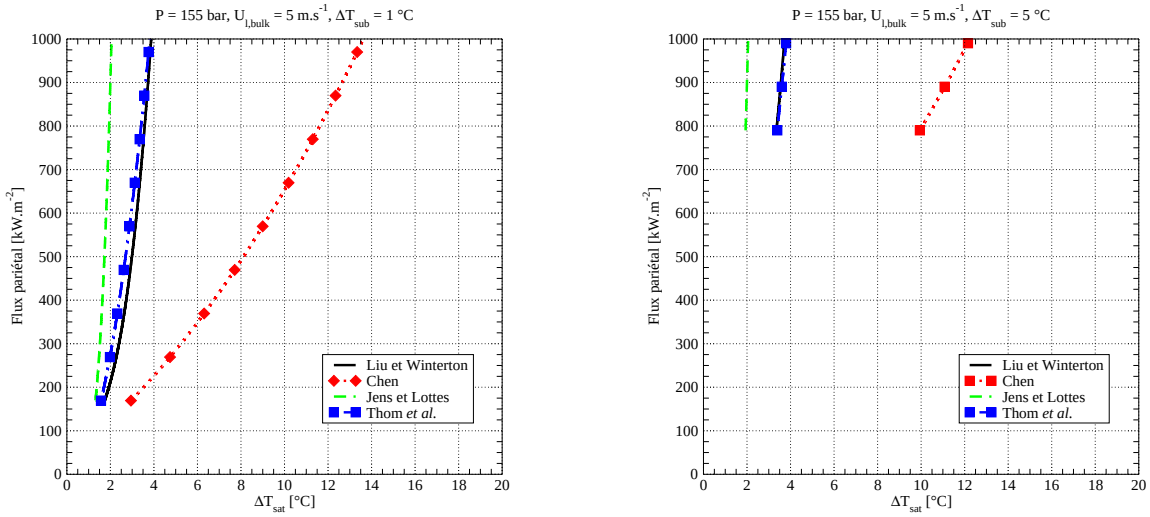


FIG. 3.4 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression de 155 bar

Les principales observations concernant l'ensemble de cette étude sont les suivantes :

(a) quelles que soient les conditions thermohydrauliques, les corrélations empiriques ont un comportement cohérent (même en dehors de leur domaine d'établissement) et évoluent qualitativement de la même manière ; elles conduisent à une augmentation de la surchauffe pariétale avec un accroissement du flux pariétal ou de la sous-saturation du liquide, ou avec une augmentation de la pression,

(b) de manière générale, la dépendance de la surchauffe pariétale au flux de chaleur pariétal est bien plus importante avec la corrélation de Chen qu'avec les corrélations de Liu et Winterton, Jens et Lottes et Thom *et al.*. Toutefois, pour des faibles valeurs du flux pariétal, la corrélation de Chen donne des résultats quasiment équivalents à celle de Liu et Winterton,

(c) le comportement comparatif des quatre corrélations est très dépendant du niveau de pression :

- pour les faibles pressions (3 et 10 bar), la corrélation de Liu et Winterton prédit une surchauffe pariétale pour un flux donné plus faible que les autres corrélations. Viennent ensuite, successivement, la corrélation de Chen, Thom *et al.* et Jens et Lottes (fig. (3.1) et (3.2)),
- pour les pressions moyennes (50 bar), la corrélation de Liu et Winterton prédit toujours, pour un flux donné, une surchauffe pariétale plus faible que les autres corrélations. En revanche, les écarts sur la prédiction de la surchauffe pariétale se réduisent entre la corrélation de Liu et Winterton et celles de Thom *et al.* et Jens et Lottes. Pour de faibles valeurs du flux de chaleur, on retrouve successivement Liu et Winterton, Chen, Thom *et al.* et Jens et Lottes comme précédemment ; pour des valeurs plus élevées du flux, on trouve plutôt Liu et Winterton, Jens et Lottes, Thom *et al.* et Chen (fig. (3.3),
- pour les fortes pressions (155 bar), Liu et Winterton et Thom *et al.* prédisent quasiment les mêmes valeurs de surchauffe pariétale. La corrélation de Jens et Lottes donne, cette fois, des valeurs plus faibles de la surchauffe pariétale que les autres corrélations. Viennent ensuite Liu et Winterton/Thom *et al.* puis Chen (fig. (3.4)).

De manière plus quantitative, on constate que :

(a) il existe des écarts de plusieurs centaines de pour-cent entre les prédictions de surchauffe pariétale fournies par les corrélations. On observe par exemple sur la figure (3.4) un écart relatif de 600 % entre la corrélation de Jens et Lottes et celle de Chen pour un flux pariétal de 1000 $kW.m^{-2}$,

(b) du fait que les corrélations de Liu et Winterton, Jens et Lottes et Thom *et al.* évoluent de manière "quasi-parallèle", les écarts relatifs sur les prédictions de surchauffe pariétale entre ces trois corrélations sont plus importants à faibles flux de chaleur qu'à grands flux. Il sont au maximum de 500 % (écart entre Liu et Winterton et Jens et Lottes à 10 bar),

(c) en revanche, l'écart relatif maximum constaté entre la corrélation Liu et Winterton et Thom *et al.* à 155 bar est d'environ 10 %.

A l'issue de cette première partie de notre analyse, nous avons obtenu des informations qualitatives et quantitatives sur ces corrélations ; elles ont notamment un comportement cohérent entre elles, même si des écarts significatifs sur la prédiction de la surchauffe pariétale ont été observés. Nous avons souligné, en particulier, que la corrélation de Chen a un comportement singulier comparativement aux trois autres corrélations.

Il n'est pas possible, à la lumière de ces résultats, de choisir une "corrélation de référence" pour l'ébullition nucléée sous-saturée. C'est pourquoi, la seconde étape de cette analyse s'appuie sur une évaluation de ces corrélations empiriques à partir de données expérimentales.

* Travaux d'évaluation de Gungor et Winterton et Liu et Winterton

L'évaluation des corrélations empiriques est conduite à partir des travaux effectués par Gungor et Winterton (1986, [25]) et Liu et Winterton (1991, [41]) sur plusieurs banques de données expérimentales établies pour :

- différents fluides (eau/vapeur, réfrigérants ...),
- différentes géométries (tube, espace annulaire (marqué par *)) ; aucune géométrie de type faisceau),
- différents régimes de transfert thermique (ébullition sous-saturée ou saturée).

Elle est faite par comparaison sur le paramètre "coefficient d'échange" *via* deux caractéristiques statistiques différentes :

- la moyenne des écarts relatifs entre les coefficients d'échanges fournis par la corrélation et ceux obtenus expérimentalement :

$$E_{rel}(\%) = \frac{1}{n}\sum_{1}^{n}\frac{(h_{cal} - h_{exp}) \times 100}{h_{exp}} \tag{3.15}$$

- la moyenne des écarts absolus entre les coefficients d'échanges fournis par la corrélation et ceux obtenus expérimentalement :

$$E_{abs}(\%) = \frac{1}{n}\sum_{1}^{n}\left|\frac{(h_{cal} - h_{exp}) \times 100}{h_{exp}}\right| \tag{3.16}$$

où n correspond au nombre de points expérimentaux pris en compte dans le calcul de la moyenne.

Aucune information n'est fournie par les auteurs sur la manière dont est calculée le coefficient d'échange calculé.

Gungor et Winterton et Liu et Winterton ont utilisé cinq banques de données expérimentales (546 points au total) en eau/vapeur sous-saturée dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau (3.7) suivant (d'après Gungor et Winterton (1986, [25])).

Banque de données	Nombre de points	D [mm]	P [bar]	ϕ_w [$MW.m^{-2}$]	G [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]
Kerith	44	14,91	1,1 - 13,9	0,1194 - 4,5794	1870 - 3819
Tarasova*	53	8,5 - 13	131,7 - 202,6	0,529 - 2,303	1350 - 3620
Schafer	24	3,05	4,8 - 20,4	46,848 - 91,534	21970 - 61518
Papell	97	7,9	2,6 - 12,5	1,333 - 2,616	1120 - 3314
Hodgson	328	11,68	6,9 - 37,9	0,712 - 2,961	1693 -7830
Total	526	-	1,1 - 202,6	0,1194 - 91,534	1120 - 61518

TAB. 3.7 – Caractéristiques des banques de données expérimentales en eau/vapeur sous-saturée utilisées par Gungor et Winterton et Liu et Winterton (D représente les diamètres des tubes ou espaces annulaires utilisés pour bâtir ces banques de données)

On peut remarquer que le domaine d'application industriel n'est couvert que partiellement au niveau de la pression. Seule la banque de données de Tarasova a été établie pour des écoulements à

haute pression ($\sim$ 130 à 200 bar) ; néanmoins, elle possède très peu de points comparativement à la base de données d'Hodgson, établie pour des pressions inférieures. Cette dernière couvre les basses pressions (jusqu'à $\sim$ 38 bar) et constitue 60 % de l'ensemble des points des bases de données. Aucune base de données ne fournit d'informations sur les valeurs intermédiaires de pressions. Les autres paramètres thermohydrauliques d'intérêt tels que le flux pariétal et le débit massique sont relativement bien couverts par l'ensemble des bases de données à l'exception de celle de Schafer.

Les résultats d'évaluation des corrélations sont fournis dans :

- le tableau (3.8), pour chacune des cinq banques de données et l'ensemble de la base (Gungor et Winterton),
- le tableau (3.9), pour l'ensemble de la base (Liu et Winterton).

Banque de données	Nombre de points	Chen		Jens et Lottes		Thom *et al.*		Gungor et Winterton	
		E_{abs}	E_{rel}	E_{abs}	E_{rel}	E_{abs}	E_{rel}	E_{abs}	E_{rel}
Kerith	44	26	-16	90	89	130	130	28	-18
Tarasova*	53	64	7	54	-54	20	-17	41	-21
Schafer	24	18	14	80	64	305	305	17	12
Papell	97	27	27	124	119	145	144	24	16
Hodgson	328	20	-5	42	37	58	57	22	-8
Total	546	25,9	1,8	63,3	48,1	86,4	82,1	24,5	-4,9

TAB. 3.8 – Calcul de la moyenne des écarts absolus et relatifs (Gungor et Winterton)

Banque de données	Nombre de points	Chen		Gungor et Winterton		Liu et Winterton	
		E_{abs}	E_{rel}	E_{abs}	E_{rel}	E_{abs}	E_{rel}
Total	546	14,2	-11,8	21,4	6,4	12,9	6,4

TAB. 3.9 – Calcul de la moyenne des écarts absolus et relatifs (Liu et Winterton)

Liu et Winterton n'ont pas exploité les corrélations de Jens et Lottes et Thom *et al.*. De plus, ils ont traité ces données expérimentales de façon différente de Gungor et Winterton pour la corrélation de Chen. Certaines données n'ayant pas convergé, les auteurs ont fait la moyenne entre la valeur minimum et maximum de ces points. N'ayant pas accès à ces banques de données, il ne nous est pas possible de vérifier la pertinence de ces résultats.

3.1. CHOIX D'UNE "CORRÉLATION DE RÉFÉRENCE"

L'analyse comparative critique des résultas fournis par Gungor et Winterton d'une part, et Liu et Winterton d'autre part, dans ces deux tableaux nous permet de tirer les enseignements suivants :

(a) aucune comparaison n'a pu être effectuée entre les travaux de Gungor et Winterton et ceux de Liu et Winterton sur les corrélations de Jens et Lottes, Thom *et al.* et Liu et Winterton,

(b) les moyennes obtenues par ces différents auteurs ne concordent pas ; la moyenne des écarts absolus est néanmoins similaire pour la corrélation de Gungor et Winterton. Les moyennes pour Chen sont différentes probablement à cause du mode opératoire utilisé.

Néanmoins, l'analyse par banque de données expérimentales (travaux de Gungor et Winterton) et l'analyse simultanée des travaux de Gungor et Winterton et Liu et Winterton, nous permet de déduire que :

(a) les moyennes obtenues à partir de la banque de données de Tarasova (plus proche du domaine d'application industriel en pression) sont meilleures pour la corrélation de Thom *et al.*,

(b) en revanche, celles obtenues sur les autres banques de données (particulièrement celle de Hodgson qui comporte le plus de points et couvre les basses pressions du domaine d'application industriel) sont meilleures avec les corrélations de Chen et Gungor et Winterton,

(c) les corrélations de Jens et Lottes et Thom *et al.* fournissent les moins bons résultats sur l'ensemble des bases de données,

(d) la moyenne des écarts absolus sur l'ensemble des bases de données est meilleure avec la corrélation de Liu et Winterton.

A l'issue de cette seconde partie de notre analyse, on peut conclure que la corrélation de Thom *et al.* est mieux adaptée pour les configurations industrielles d'intérêt dans le cas des hautes pressions tandis que celles de Liu et Winterton et Chen donnent de meilleurs résultats pour les basses pressions du domaine d'application industriel.

Lors de la première partie de cette analyse, nous avons mis en évidence que la prédiction de la surchauffe pariétale en fonction du flux est quasi-identique entre Thom *et al.* et Liu et Winterton à haute pression. N'ayant pas accès aux résultats de Liu et Winterton sur la banque de données de Tarasova, on peut penser que ceux-ci sont du même ordre de grandeur que ceux de Thom *et al.*.

La corrélation de Liu et Winterton possède également l'avantage, d'après la seconde partie de notre analyse, d'être mieux adaptée aux pressions plus faibles correspondant aux bornes inférieures du domaine d'application industriel.

Par conséquent, nous adoptons **la corrélation de Liu et Winterton commme "corrélation de référence"** pour l'évaluation quantitative des deux modèles mécanistes retenus.

3.2 Analyse quantitative des modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et Basu *et al.*

Cette étude est réalisée en deux phases successives qui consistent :

1. d'une part, en une exploitation de la modélisation "standard" de ces modèles [1],
2. et d'autre part, en une analyse de sensibilité de ces modèles à leurs paramètres principaux (le diamètre de décollage des bulles D_l, la densité de sites actifs de nucléation N_a, la fréquence de nucléation f, le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc} et la fraction de l'aire influencée par les bulles A_{tc}).

Lors de chacune de ces deux phases, nous étudions essentiellement la réponse des modèles vis-à-vis :

- de l'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal ($\Delta T_{sat} = f(\phi_w)$),
- et de l'évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal ($\phi_e = f(\phi_w)$).

L'analyse concernant l'évolution de la surchauffe pariétale est enrichie par une comparaison aux résultats donnés par la corrélation de Liu et Winterton, "corrélation de référence" sélectionnée au paragraphe précédent.

Cette évaluation est menée autour des mêmes huit conditions thermohydrauliques utilisées lors de la comparaison entre les différentes corrélations empiriques (page 100) en considérant uniquement le régime d'ébullition nucléée en aval de l'OSV (ébullition sous-saturée pleinement développée). La température du liquide d'apparition significative de vapeur $T_{l,OSV}$ est définie par la corrélation de Saha et Zuber (éq. (2.20)) pour les modèles de Kurul et Podowski, et de Liu et Winterton. Pour le modèle de Basu *et al.*, la corrélation spécifique proposée par les auteurs est conservée ; elle conduit à un OSV plus tardif.
Le coefficient d'échange monophasique par convection forcée des modèles mécanistes h_{fc}, est calculé à l'aide de la corrélation de Dittus-Boelter (éq. (2.18)).

3.2.1 Comparaison de la modélisation "standard" des modèles mécanistes

3.2.1.1 Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal

Dans une première phase, nous comparons la courbe d'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour les trois modélisations sélectionnées et la corrélation de Liu et Winterton.

* Comportement physique des modèles mécanistes d'ébullition nucléée

Nous constatons que les modèles mécanistes ont le même comportement que celui observé lors de l'évaluation des corrélations empiriques (fig. (3.5), (3.6), (3.7) et 3.8)) ; ils conduisent à une augmentation de la surchauffe pariétale avec un accroissement du flux pariétal ou de la sous-saturation du liquide, ou avec une augmentation de la pression.

1. Dans le cas du modèle de Kurul et Podowski, la modélisation "standard" fait référence à l'utilisation de la corrélation semi-empirique d'Ünal comme fermeture pour le diamètre de décollage des bulles ; cette corrélation est testée avec et sans utilisation du correctif proposé par Borée *et al.*.

Nous remarquons également que quel que soit le critère d'OSV utilisé (Saha et Zuber ou Basu *et al.*), l'apparition significative de la vapeur est initiée pour des flux de chaleur de plus en plus élevés au fur et à mesure qu'on augmente la sous-saturation du liquide ; elle est initiée pour des flux de chaleur de plus en plus faibles au fur et à mesure qu'on augmente la pression.

Nous pouvons donc conclure que les modèles mécanistes et les corrélations empiriques possèdent une consistance physique similaire.

* Éléments de comparaison quantitatifs des modèles mécanistes d'ébullition nucléée

En comparant les trois modélisations étudiées, nous concluons que (fig. (3.5), (3.6), (3.7) et (3.8)) :

(a) l'apparition significative de la vapeur (OSV) peut être initiée pour des flux de chaleur différents selon qu'elle est modélisée par la corrélation de Saha et Zuber ou Basu *et al.* ; l'écart peut varier de plusieurs centaines de $kW.m^{-2}$ (toutes autres conditions données). A titre d'exemple, on constate sur la figure (3.6) que pour une pression de 10 bar et une sous-saturation de 5 °C, l'OSV est initiée pour un flux équivalent à 400 $kW.m^{-2}$ avec la modélisation proposée par Basu *et al.* contre 600 $kW.m^{-2}$ avec la corrélation de Saha et Zuber. Nous rappelons ici que le critère d'OSV implicite du modèle de Kurul et Podowski (sec. (2.2.2.1)) conduit à une initiation de l'OSV pour des flux de chaleur encore plus faibles,

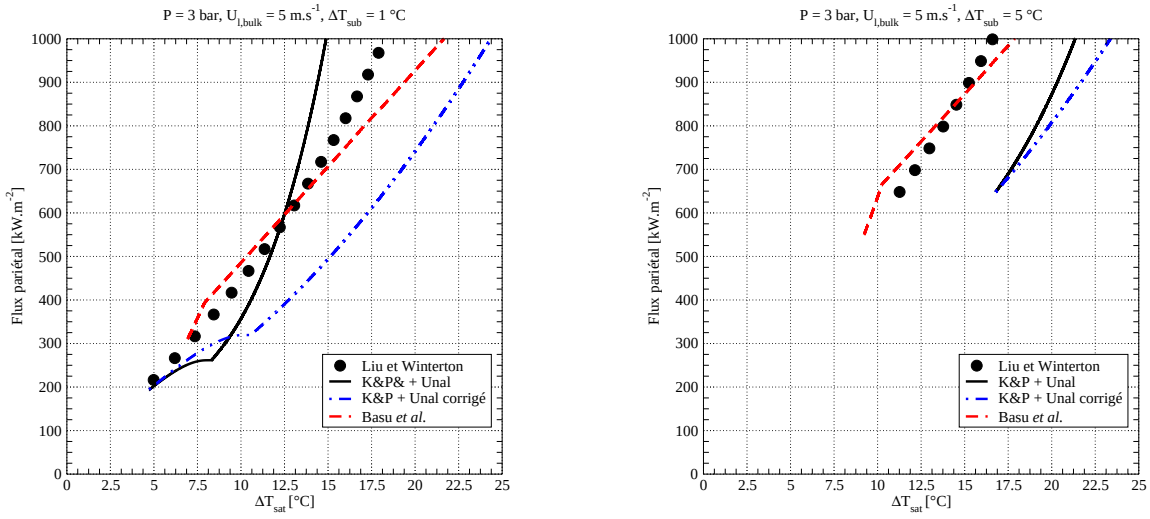


FIG. 3.5 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression P égale à 3 bar

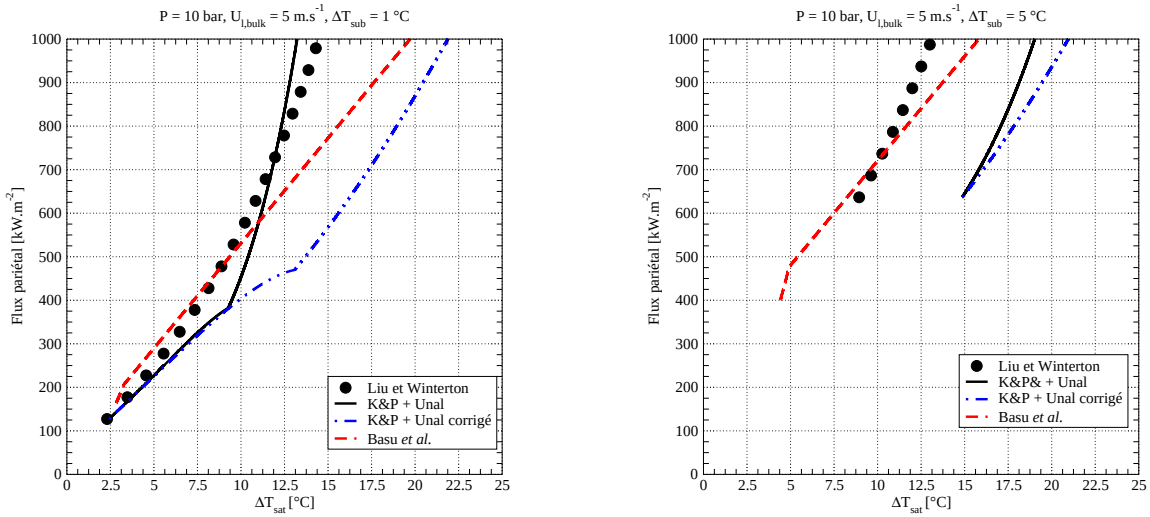


FIG. 3.6 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression *P* égale à 10 bar

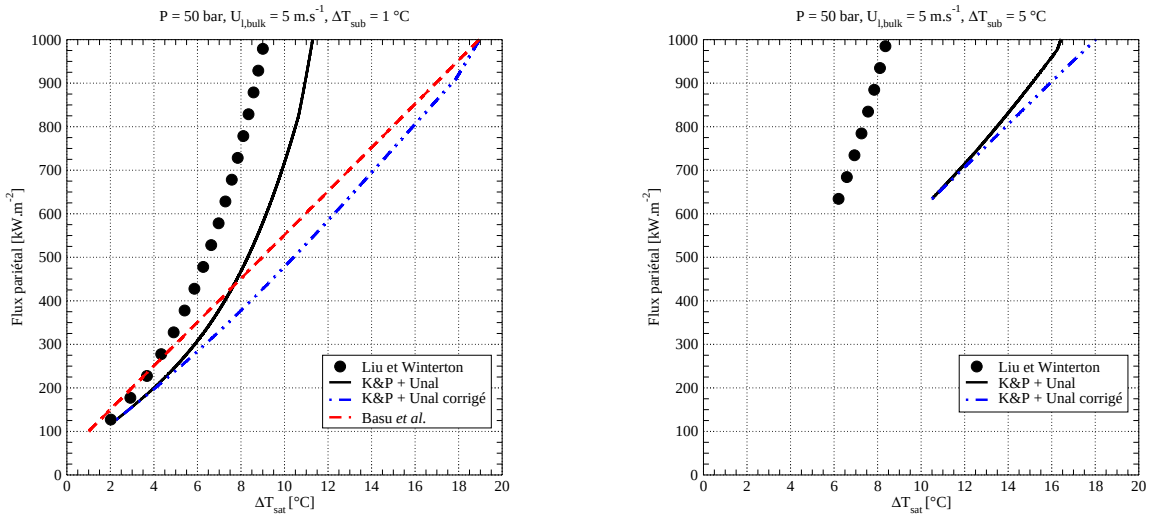


FIG. 3.7 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression *P* égale à 50 bar

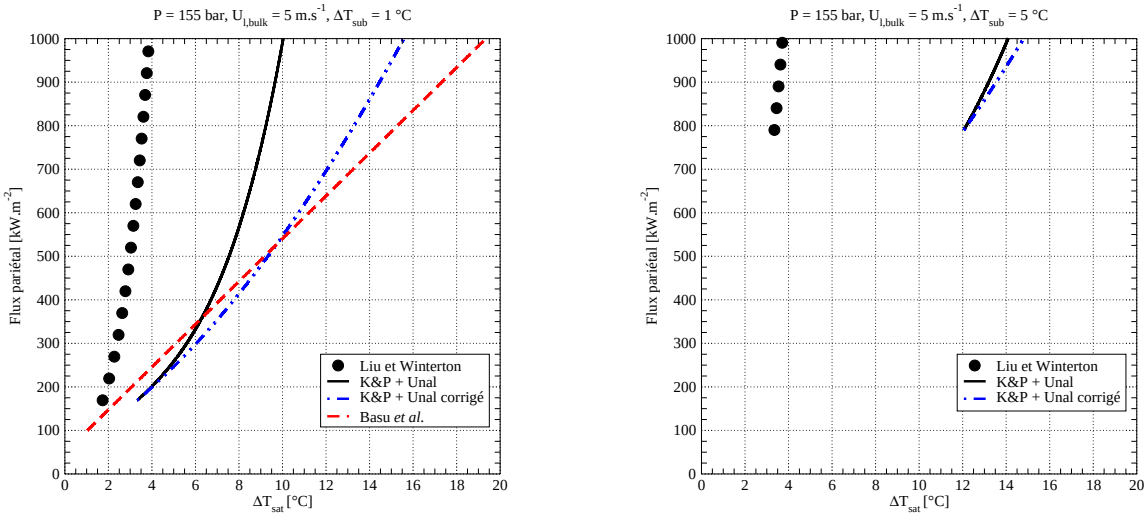


FIG. 3.8 – Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux de chaleur pariétal pour une pression P égale à 155 bar

(b) pour les sous-saturations étudiées, le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal modifiée par Borée *et al.* prédit une surchauffe pariétale plus élevée que la modélisation associée à la corrélation semi-empirique d'Ünal originale ; ceci confirme les conclusions établies lors de l'analyse du modèle d'Ünal (sec. (2.2.2.1)). L'utilisation du correctif éloigne alors davantage la prédiction de la surchauffe pariétale par rapport à la prédiction donnée par la corrélation de Liu et Winterton (fig. (3.6)). L'écart sur la surchauffe pariétale prédit par ces deux modélisations du modèle de Kurul et Podowski augmente avec le flux pariétal et diminue avec la sous-saturation,

(c) la prédiction sur la surchauffe pariétale donnée par le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal s'éloigne des prédictions issues de la corrélation de Liu et Winterton avec l'augmentation de la pression ou de la sous-saturation ; ainsi à 155 bar, la surchauffe pariétale prédite par le modèle de Kurul et Podowski est plus de deux fois supérieure à celle fournie par la corrélation de Liu et Winterton. Sur la figure (3.7), on constate un écart maximum d'environ 2 °C (soit de 0 à 100 % d'écart relatif) pour une sous-saturation de 1 °C jusqu'à une pression de 50 bar. Cet écart s'accroît sensiblement pour une sous-saturation de 5 °C (fig. 3.7). Par référence à la corrélation de Liu et Winterton, le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal se comporte donc mieux à faibles sous-saturations (pourtant en dehors du domaine de validité du modèle d'Ünal limité à une sous-saturation d'au moins 3 °C) et basses et moyennes pressions,

(d) le modèle de Basu *et al.* est en bon accord avec la corrélation de Liu et Winterton pour les pressions de 3 et 10 bar (i.e. proches de son domaine d'établissement). Pour la plus forte sous-saturation, cet accord est meilleur que celui obtenu par le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal,

(e) pour les pressions plus élevées (50 et 155 bar), le modèle de Basu *et al.* se comporte de manière similaire au modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal modifiée par Borée *et al.*, i.e. avec une très forte dégradation de l'accord avec la corrélation de Liu et Winterton. Cette dégradation souligne la limitation du domaine de validité des fermetures de Basu *et al.* aux faibles pressions.

En résumé, on peut retenir que :

(i) **Le modèle de Basu *et al.* prédit mieux la surchauffe pariétale à basse pression et pour une sous-saturation de 5 °C que le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal (avec ou sans utilisation du correctif proposé par Borée *et al.*). En revanche, la prédiction de la surchauffe pariétale est beaucoup moins bonne à des pressions supérieures (50 et 155 bar), ce qui confirme le manque de généralité des modélisations utilisées pour fermer les paramètres principaux du modèle.**

(ii) **Le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal donne des résultats satisfaisants à faibles sous-saturations.**

(iii) **La modélisation du modèle de Kurul et Podowski sans utilisation de la correction proposée par Borée *et al.* fournit de meilleurs résultats que la version par défaut de NEPTUNE_CFD.**

L'écart sur la surchauffe pariétale observé lors de cette étude n'est pas trivial puisqu'il impacte directement les paramètres dépendant de la température de la paroi (taille des bulles, densité de sites actifs de nucléation, fréquence de nucléation ...) et donc par conséquent sur le calcul du flux d'évaporation.

3.2.1.2 Évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal

La deuxième phase de notre comparaison sur la modélisation "standard" des modèles mécanistes consiste à observer et comparer la répartition du flux pariétal prédite par les modèles d'ébullition nucléée. Bien que les flux élémentaires des modèles de Kurul et Podowski et Basu *et al.* soient distribués de manière différente, il est toujours possible de se ramener aux deux composantes d'intérêt du flux pariétal : le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente.
Le flux de chaleur latente est un paramètre de sortie commun aux trois modélisations puisqu'il correspond au flux net d'évaporation. Le flux de chaleur sensible est tout simplement le flux complémentaire du flux net d'évaporation et évolue qualitativement et quantitativement de manière opposée. Afin de ne pas alourdir la rédaction de ce document, nous choisissons de nous intéresser uniquement au flux net d'évaporation.

Nous nous appuyons, pour illustrer notre discussion, sur les figures (3.9), (3.10), (3.11) et (3.12).

Les conclusions relatives à l'évolution du flux net d'évaporation sont les suivantes.

3.2. ANALYSE QUANTITATIVE DES MODÈLES MÉCANISTES D'ÉBULLITION NUCLÉÉE DE KURUL ET PODOWSKI ET BASU ET AL.

* Comportement physique des modèles mécanistes d'ébullition nucléée

(a) Pour une vitesse liquide, une sous-saturation et un flux pariétal imposé donnés, l'augmentation de la pression induit une augmentation du flux net d'évaporation.

(b) Nous constatons logiquement que pour une vitesse liquide, une pression et un flux pariétal imposé donnés, l'augmentation de la sous-saturation induit une diminution du flux net d'évaporation.

Tout comme précédemment, nous remarquons que les modèles mécanistes ont un comportement similaire vis-à-vis de l'évolution du flux net d'évaporation, quelles que soient les conditions thermohydrauliques.

* Éléments de comparaison quantitatifs des modèles mécanistes d'ébullition nucléée

(a) A mêmes conditions thermohydrauliques, le flux net d'évaporation du modèle de Basu *et al.* est toujours inférieur à celui du modèle de Kurul et Podowski (fig. (3.10), par exemple). Il est d'ailleurs nul (ou quasiment nul) sur la majeure partie de la gamme de flux pariétal imposé que nous avons explorée. Ce n'est que pour les grandes valeurs du flux pariétal que celui-ci devient significatif. Ce comportement est très différent de celui du modèle de Kurul et Podowski dont le flux net d'évaporation augmente de manière "assez linéaire".

(b) Le critère d'apparition significative de la vapeur du modèle de Kurul et Podowski correspond assez bien à celui de Saha et Zuber pour de faibles valeurs de la sous-saturation (le flux net d'évaporation à l'OSV est égal à quelques pour-cent du flux pariétal imposé). En revanche, pour une valeur sous-saturation de 5 °C, le critère de Saha et Zuber induit un flux net d'évaporation à l'OSV allant jusqu'à 25 % du flux pariétal imposé (fig. (3.9)). Cette observation est en adéquation avec les conclusions obtenues lors de l'analyse du modèle de Kurul et Podowski (sec. (2.2.2.1)).

En résumé, on constate que :

(i) **Le flux net d'évaporation obtenu à l'aide des modèles de Basu *et al.* est dans la majorité des cas bien plus faible qu'avec le modèle de Kurul et Podowski. Il devient significatif uniquement pour des valeurs du flux pariétal importantes. Malheureusement, il n'existe pas à notre connaissance de modèle (corrélation empirique ou autre) permettant de valider l'un ou l'autre de ces résultats.**

(ii) **Cette évaluation confirme que l'utilisation d'un critère d'OSV implicite simple et la non prise en compte de ce critère dans la modélisation du flux net d'évaporation induit une mauvaise répartition du flux de chaleur (au regard de la corrélation de Saha et Zuber).**

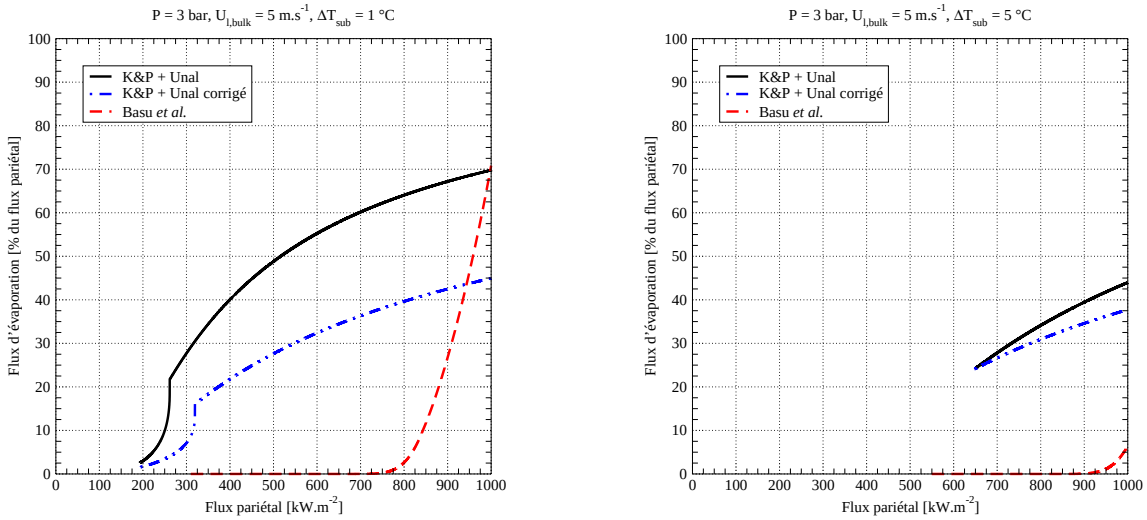


FIG. 3.9 – Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression *P* de 3 bar

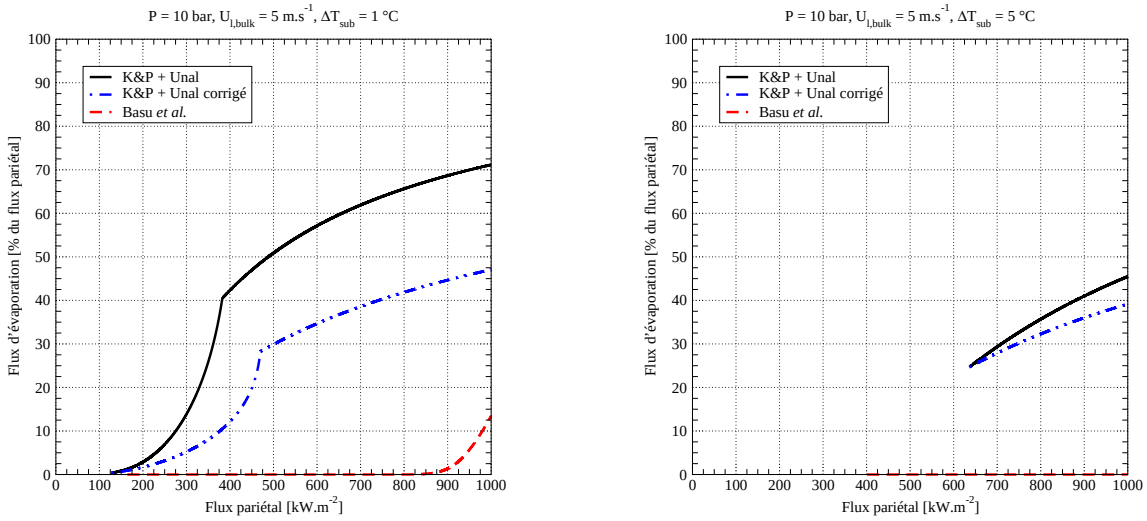


FIG. 3.10 – Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression *P* de 10 bar

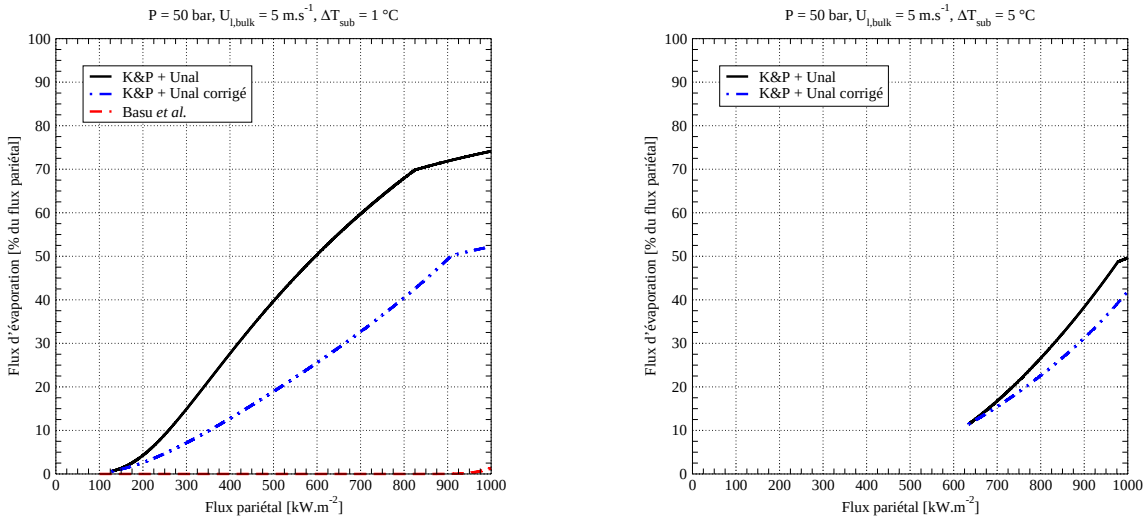


FIG. 3.11 – Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression *P* de 50 bar

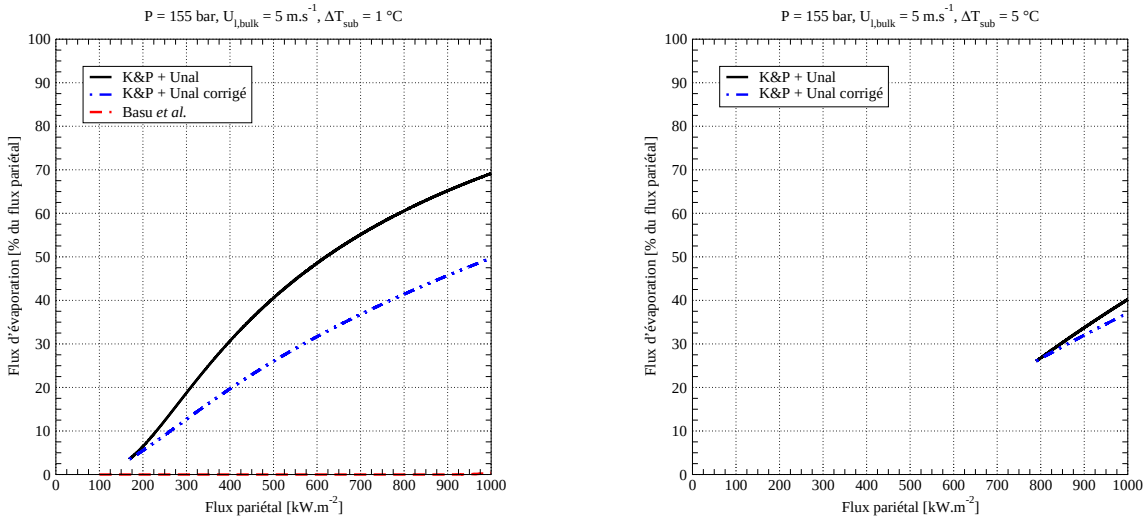


FIG. 3.12 – Évolution du flux net d'évaporation des modèles mécanistes en fonction du flux pariétal pour une pression *P* de 155 bar

3.2.1.3 Analyses complémentaires

Des analyses complémentaires sont menées pour évaluer :

- les différences de critères d'ONB et d'OSV entre les deux modèles mécanistes d'ébullition nucléée,
- ainsi que l'apport de la prise en compte du glissement des bulles dans le modèle de Basu *et al.*.

* Analyse complémentaire sur les critères d'ONB et d'OSV

Nous comparons :

- l'évolution de la surchauffe pariétale $\Delta T_{w,ONB}$ prédit par les modèles de Frost et Dzakowic et Basu *et al.* en fonction du flux pariétal pour une sous-saturation de 1 °C (fig. (3.13)),
- ainsi que l'évolution de la sous-saturation $\Delta T_{l,OSV}$ prédit par les modèles de Saha et Zuber et Basu *et al.* en fonction du flux pariétal (fig. (3.14)).

Les traits continus ou discontinus correspondent à la corrélation de Frost et Dzakowic sur la figure (3.13) et à la corrélation de Saha et Zuber sur la figure (3.14) ; les symboles sur ces deux figures sont relatifs aux corrélations du modèle de Basu *et al.*. Les traits jaunes continus correspondent aux sous-saturations (1 et 5 °C) utilisées lors de cette étude.

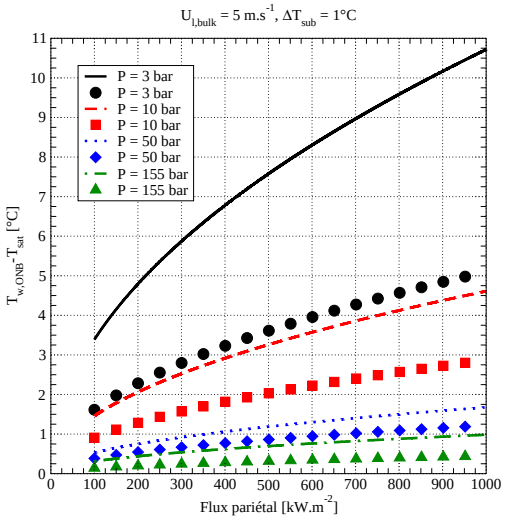


FIG. 3.13 – Évolution de la surchauffe pariétale $\Delta T_{w,ONB}$ nécessaire à l'initiation de l'ONB en fonction du flux pariétal pour une sous-saturation de 1 °C

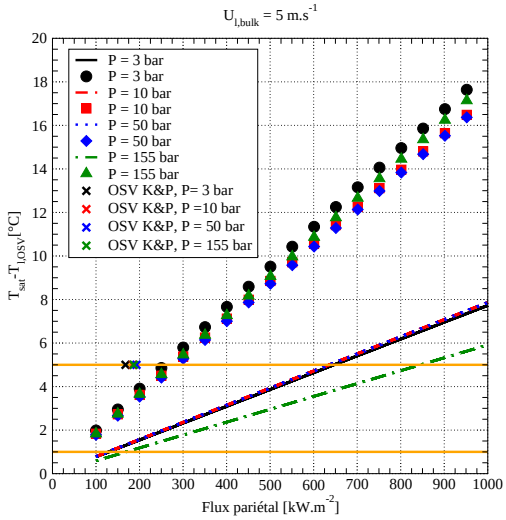


FIG. 3.14 – Évolution de la sous-saturation $\Delta T_{l,OSV}$ nécessaire à l'initiation de l'OSV en fonction du flux pariétal

L'analyse de ces courbes nous permet de tirer les enseignements suivants.

Critère d'ONB

(a) Comme prévu par les corrélations de Frost et Dzakowic et Basu *et al.*, la surchauffe pariétale $\Delta T_{w,ONB}$ augmente avec le flux pariétal ; on constate notamment sur la figure (3.13) qu'elle passe de 3,5 à 11 °C entre 100 et 1000 $kW.m^{-2}$.

(b) Elle diminue avec l'augmentation de la pression ; celle-ci passe, par exemple, d'environ 11 °C à 3 bar jusqu'à quelques dixièmes de degré à 155 bar.

(c) La corrélation de Frost et Dzakowic prédit une surchauffe pariétale $\Delta T_{w,ONB}$ toujours supérieure à celle de Basu *et al.*. La différence de température entre ces deux corrélations s'amenuise avec l'augmentation de la pression, mais reste constante en écart relatif. Ce résultat peut-être montré analytiquement puisque ces deux corrélations diffèrent d'un facteur multiplicatif.

Critère d'OSV

(a) Comme prévu par les corrélation de Saha et Zuber et Basu *et al.*, la sous-saturation $\Delta T_{l,OSV}$ augmente également avec le flux pariétal.

(b) Contrairement au critère d'ONB, elle ne diminue pas nécessairement avec la pression. Celle-ci influe peu sur le critère d'OSV sauf à 155 bar pour le modèle de Saha et Zuber.

(c) La corrélation de Saha et Zuber prédit une sous-saturation $\Delta T_{l,OSV}$ toujours inférieure à celle de Basu *et al.* (pour un flux pariétal donné). Nous pouvons donc conclure que l'apparition des bulles dans l'écoulement (flux net d'évaporation) est toujours plus tardif pour les modélisations du modèle de Kurul et Podowski. L'écart relatif constaté entre ces deux corrélations est toujours proche (voire supérieur) de 100 %.

(d) Pour une sous-saturation du liquide de 1 °C, on constate que le critère d'OSV est majoritairement atteint sauf pour de faibles valeurs du flux pariétal (entre 100 et 200 $kW.m^{-2}$) où la sous-saturation nécessaire à l'initiation de l'OSV est inférieure à la sous-saturation de l'écoulement.
A 5 °C de sous-saturation du liquide, des flux de chaleur plus importants sont nécessaires pour initier l'OSV. Ils sont au moins de 250 $kW.m^{-2}$ pour la corrélation de Basu *et al.* et entre 650 et 850 $kW.m^{-2}$ pour la corrélation de Saha et Zuber.

(e) le critère d'OSV implicite du modèle de Kurul et Podowski est respecté pour une sous-saturation de 1 °C et pour les flux considérés ($>$ 100 $kW.m^{-2}$). En revanche, à 5 °C de sous-saturation, ce critère ($T_w > T_{sat}$) est atteint pour un flux de 167,8 $kW.m^{-2}$ à 3 bar, 184,7 $kW.m^{-2}$ à 10 bar, 192,9 $kW.m^{-2}$ à 50 bar et 186,6 $kW.m^{-2}$ à 155 bar. Par conséquent, le flux de chaleur nécessaire pour respecter le critère d'OSV est toujours plus faible pour le modèle de Kurul et Podowski que pour les corrélations de Saha et Zuber et Basu *et al.* qui nécessitent, à minima, respectivement 650 et 250 $kW.m^{-2}$ quelle que soit la pression.
Sans utilisation d'un critère explicite d'OSV, le modèle de Kurul et Podowski initie donc prématurément le flux net d'évaporation et donc la création de masse de vapeur dans l'écoulement.

On constate donc des écarts importants entre les différentes corrélations d'ONB et d'OSV.

Cette analyse complémentaire renforce le besoin d'un critère d'OSV explicite fiable et d'une modélisation du flux net d'évaporation prenant en compte ce critère pour le modèle de Kurul et Podowski.

* Analyse complémentaire sur l'impact de la prise en compte du glissement des bulles dans le modèle de Basu *et al.*

Nous modifions le modèle de Basu *et al.* afin d'estimer l'impact de la prise en compte du glissement des bulles. Cette modification consiste à supprimer la contribution due au glissement des bulles dans la répartition de flux de chaleur en considérant que le facteur de réduction R_f est égal à 1 et que la fraction de l'aire de glissement des bulles A_{sl} est égale à la fraction de l'aire de projection des bulles de diamètre D_l sur la paroi :

$$A_{sl} = \frac{\pi D_l^2}{4} \tag{3.17}$$

Le flux de conduction instationnaire (éq. (2.32)) est alors équivalent à celui du modèle de Kurul et Podowski pour lequel la conduction instationnaire intervient uniquement au niveau des sites actifs de nucléation lors du décollage des bulles.

Nous étudions comme précédemment la réponse des modèles vis-à-vis :

- de l'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal ($\Delta T_{sat} = f(\phi_w)$),
- et de l'évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal ($\phi_e = f(\phi_w)$).

Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal

La suppression de la contribution due au glissement des bulles dans la répartition des flux de chaleur a un faible impact (diminution de la température de la paroi) sur l'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal (fig. 3.15). Des différences sont observées uniquement pour une pression faible de 3 bar, une sous-saturation de 1 °C et des flux importants supérieurs à 800 $kW.m^{-2}$. Cette gamme des flux correspond en effet, d'après la figure (3.9), à l'ébullition sous-saturée pleinement développée (en aval du critère d'OSV de Basu *et al.*).
Le flux net d'évaporation étant faible pour les autres conditions thermohydrauliques (fig. (3.10), (3.11) et (3.12)), il est normal que la suppression de la contribution due au glissement ait un impact quasiment nul.

En revanche, le fait que la suppression de la contribution due au glissement des bulles dans la répartition des flux de chaleur entraîne une diminution de la température de la paroi est un résultat surprenant. Ceci implique, en effet, que la conduction instationnaire a plus d'impact lorsque les bulles ne glissent pas sur la paroi (i.e. la fraction de l'aire d'influence des bulles sans glissement serait plus importante que la fraction de l'aire de glissement des bulles). Il est donc probable que la longueur de glissement des bulles soit sous-évaluée dans le modèle de Basu "standard".

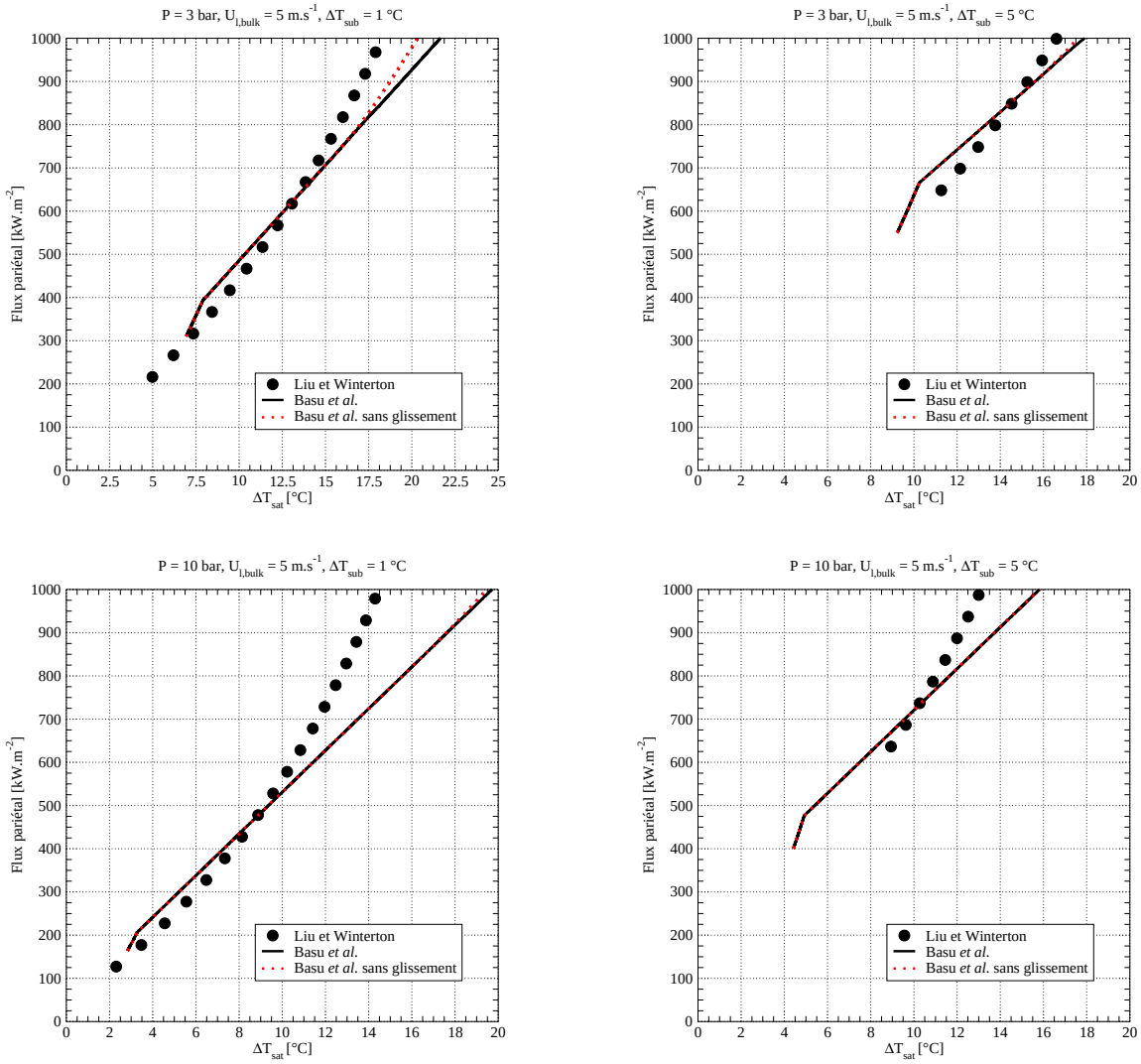


FIG. 3.15 – Influence du glissement des bulles sur l'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal pour le modèle de Basu *et al.*

Évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal

La figure (3.16) sur l'évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal met en évidence l'influence importante de la prise en compte du glissement des bulles sur le flux net d'évaporation. Pour une pression de 3 bar, une sous-saturation de 1 °C et un flux pariétal de 1000 $kW.m^{-2}$, le flux net d'évaporation diminue de 70 à 40 % du flux pariétal imposé en l'absence de la prise en compte du glissement des bulles. Il semble anormal que la suppression du glissement (donc une diminution de la chaleur sensible) conduise à une baisse du flux d'évaporation, ce qui renforce l'hypothèse que la longueur de glissement des bulles est sous-évaluée.

L'analyse complémentaire effectuée sur le modèle de Basu *et al.* permet de confirmer l'impact de la prise en compte du glissement des bulles sur la température de la paroi et sur le flux net d'évaporation.

Il n'est pas possible, néanmoins, de déterminer si la prise en compte du glissement des bulles à un impact positif sur l'évaluation du flux net d'évaporation.

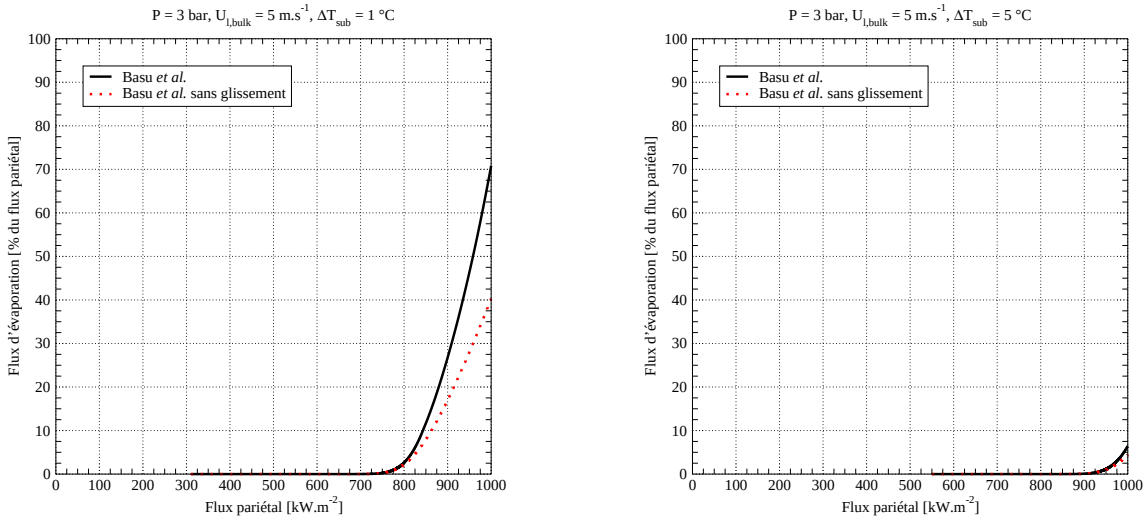


FIG. 3.16 – Influence du glissement des bulles sur l'évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal pour le modèle de Basu *et al.*

A la suite de ces résultats, nous avons réalisé une étude de sensibilité des modèles mécanistes à leurs paramètres principaux de manière à déterminer ceux ayant le plus d'impact sur la prédiction de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation, ceci nous permettra éventuellement de proposer une modélisation plus adéquate.

3.2.2 Analyse de sensibilité des modèles mécanistes à leurs paramètres principaux

Tout comme dans la section précédente, cette analyse est menée sur les modèles de Kurul et Podowski (avec et sans utilisation du correctif) et de Basu *et al.* en observant respectivement l'évolution en fonction du flux pariétal de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation.
Lors de chacune de ces phases, un facteur multiplicatif K est affecté à la modélisation "standard" des paramètres principaux suivants :

- le diamètre de décollage D_l d'Ünal et de Basu *et al.*,
- la densité de sites actifs de nucléation N_a de Lemmert et Chwala (modèle de Kurul et Podowski) et de Basu *et al.*,
- la fréquence de nucléation f de Cole (modèle de Kurul et Podowski),
- le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc} de Dittus-Boelter,
- ainsi que la fraction de l'aire influencée par les bulles A_{tc} du modèle de Kurul et Podowski.

Avant d'analyser, la réponse respective de chaque modèle, nous signalons au lecteur que la multiplication des paramètres principaux n'altère pas le comportement physique des trois modélisations sélectionnées ; les conclusions (a) à (e) (page 107) sur la consistance physique des modèles ne sont pas modifiées.

3.2.2.1 Modèles de Kurul et Podowski (deux types de modélisation)

* Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal

(a) La surchauffe pariétale prédite diminue avec l'augmentation du facteur multiplicatif K du diamètre de décollage D_l, de la densité de sites actifs de nucléation N_a, de la fréquence de nucléation f et du coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc}, ce qui permet de se rapprocher de la prédiction obtenue par la corrélation de Liu et Winterton. On observe, par exemple, que le modèle de Kurul et Podowski est plus en adéquation avec la corrélation de Liu et Winterton lorsque la densité de sites actifs de nucléation N_a est 100 fois plus élevée (fig. (3.17)) ou que la fréquence est deux fois plus élevée (fig. (3.18)). L'augmentation du facteur multiplicatif K doit être d'autant plus importante que la pression est élevée pour se rapprocher des prédictions données par Liu et Winterton.

(b) L'augmentation du facteur multiplicatif K du coefficient d'échange monophasique par convection forcée induit, comme nous l'attendions, une augmentation du flux pariétal nécessaire au démarrage de l'ébullition (i.e. due à la diminution de la température de la paroi).

(c) L'augmentation associée de la surchauffe pariétale est plus importante avec la modélisation intégrant le correctif sur la corrélation d'Ünal, ou quand le flux est plus élevé (fig. (3.19) et (3.20)) ; pour les cas étudiés, elle ne dépasse toutefois pas une dizaine de pour-cent.

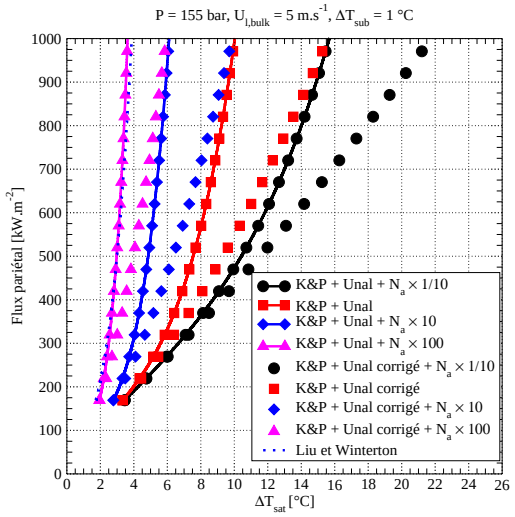


FIG. 3.17 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à N_a pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C

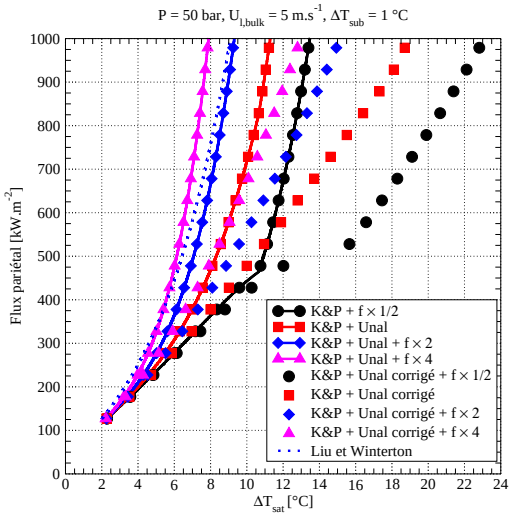


FIG. 3.18 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à f pour une presion P égale à 50 bar et une sous-saturation de 1 °C

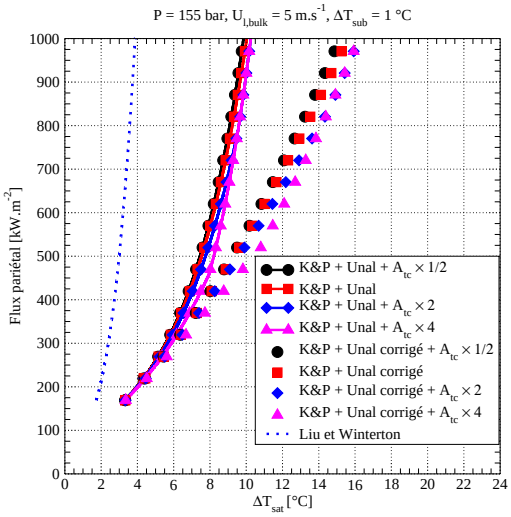


FIG. 3.19 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à A_{tc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C

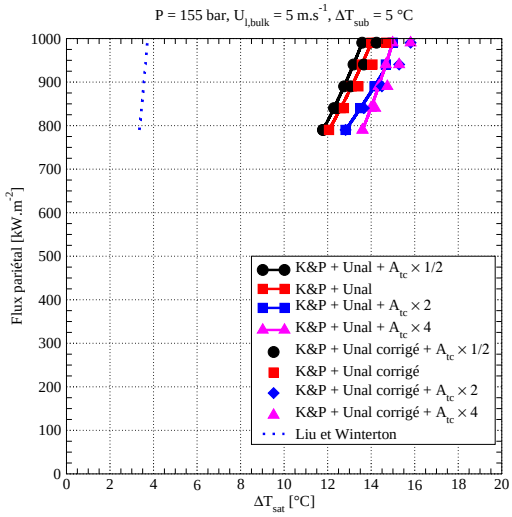


FIG. 3.20 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à A_{tc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 5 °C

* Évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal

(a) L'augmentation du facteur multiplicatif K pour l'ensemble des paramètres principaux affecte peu la valeur du flux pariétal pour laquelle l'apparition significative de la vapeur est effectivement initiée (OSV). Les figures (3.21) et (3.22) sur la sensibilité au coefficient d'échange monophasique par convection forcée illustrent cette remarque ; on peut notamment observer que seulement de faibles différences apparaissent même lorsque le coefficient d'échange est multiplié par 4.

(b) L'augmentation du facteur multiplicatif K du diamètre de décollage, de la densité de sites actifs de nucléation ou de la fraction de l'aire influencée par les bulles induit une augmentation du flux net d'évaporation (fig. (3.23), (3.24), (3.25)) . En revanche, l'augmentation du facteur multiplicatif K de la fréquence de nucléation ou du coefficient d'échange monophasique par convection forcée diminue le flux net d'évaporation (fig. (3.26) et (3.21)).

A ce stade de notre analyse, il est rassurant de voir que le flux net d'évaporation est sensible à la modélisation des paramètres principaux, dans la mesure où ce flux fait intervenir N_a, f, D_l et A_{tc} ; le coefficient d'échange monophasique par convection forcée agit indirectement sur cette grandeur *via* la température de la paroi et son impact sur la répartition des flux.

En revanche, le résultat concernant la fréquence de nucléation peut paraître anormal puisqu'on s'attend intuitivement à une augmentation du flux net d'évaporation avec l'augmentation de la fréquence de nucléation. Néanmoins, ce paramètre intervient directement dans le calcul du flux de conduction instationnaire ; l'augmentation de la fréquence de nucléation aurait donc tendance à augmenter davantage le flux de conduction instationnaire que le flux net d'évaporation entraînant alors sa diminution.

Il apparaît donc que la température de la paroi et le flux net d'évaporation associé prédits par le modèle de Kurul et Podowski sont très sensibles aux paramètres principaux, à l'exception de la fraction de l'aire influencée par les bulles qui semble relativement peu affecter la prédiction sur la surchauffe pariétale.

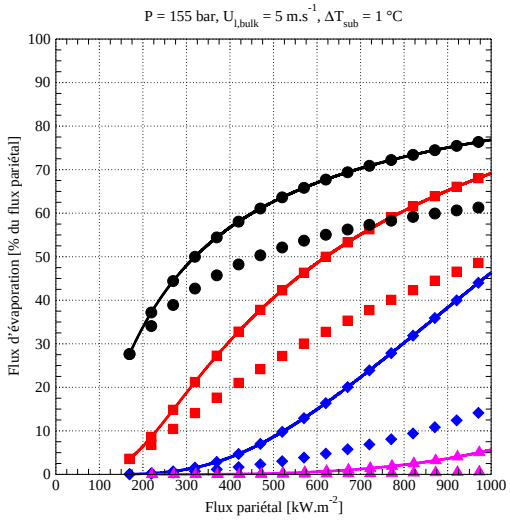


FIG. 3.21 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à h_{fc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C

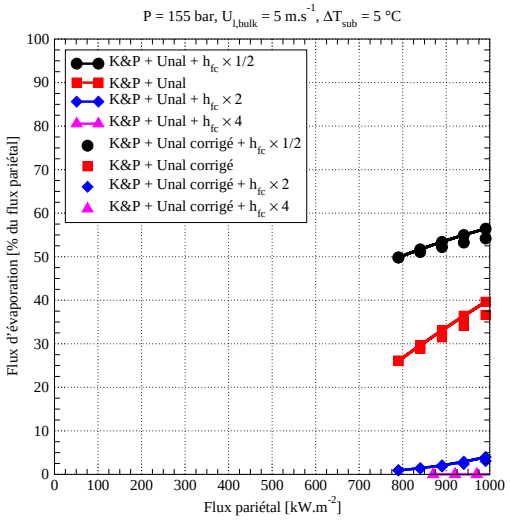


FIG. 3.22 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à h_{fc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 5 °C

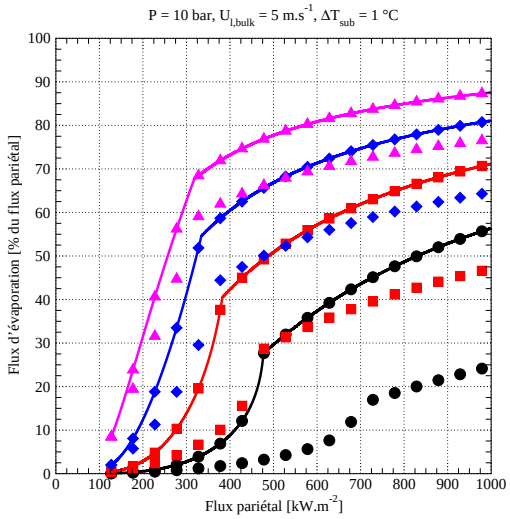


FIG. 3.23 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à D_l pour une pression P égale à 10 bar et une sous-saturation de 1 °C

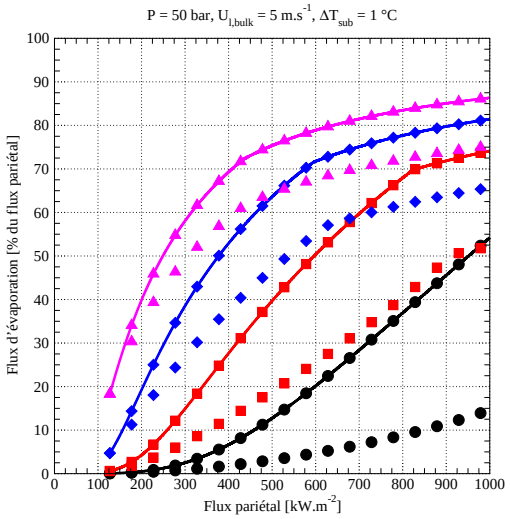


FIG. 3.24 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à N_a pour une pression P égale à 50 bar et une sous-saturation de 1 °C

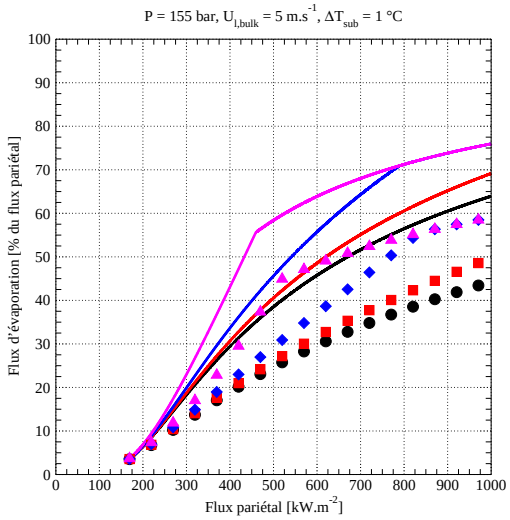


FIG. 3.25 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à A_{tc} pour une pression P égale à 155 bar et une sous-saturation de 1 °C

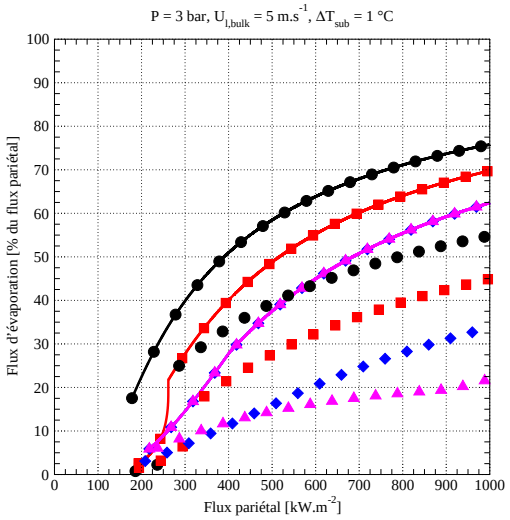


FIG. 3.26 – Sensibilité du modèle de Kurul et Podowski à f pour une pression P égale à 3 bar et une sous-saturation de 1 °C

3.2.2.2 Modèle de Basu *et al.*

* Évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal

(a) L'augmentation du facteur multiplicatif K du diamètre de décollage et de la densité des sites actifs de nucléation a un impact très faible (voire aucun) sur la prédiction de la surchauffe pariétale (fig. 3.27).

(b) Tout comme pour le modèle de Kurul et Podowski, la surchauffe pariétale prédite diminue avec l'augmentation du facteur multiplicatif K du coefficient d'échange monophasique par convection forcée, et induit une augmentation du flux pariétal nécessaire au démarrage de l'ébullition. Contrairement au modèle de Kurul et Podowski, l'utilisation d'un facteur K sur le coefficient d'échange monophasique par convection forcée ne permet pas d'amélioration sensible de la prédiction de la surchauffe pariétale. En effet, le modèle de Basu *et al.* possède d'ores et déjà le bon comportement à basse pression (fig. (3.28)).

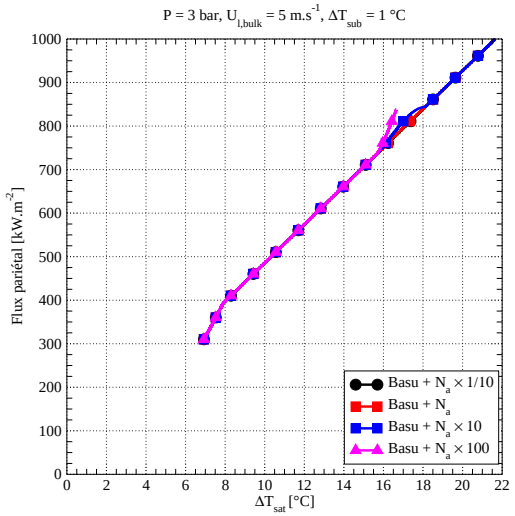


FIG. 3.27 – Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à N_a pour P égale à 3 bar

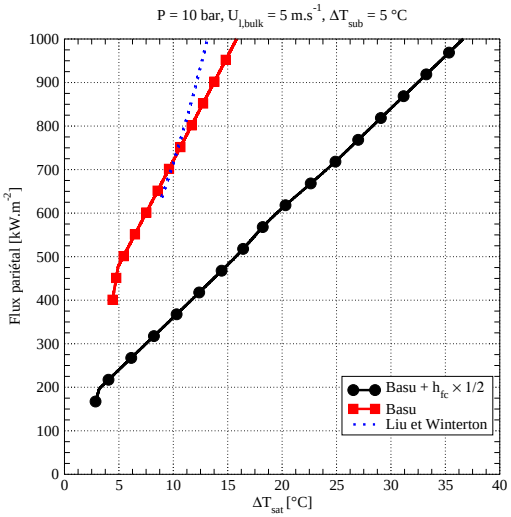


FIG. 3.28 – Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à h_{fc} pour P égale à 10 bar

* Évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal

Pour les trois paramètres principaux du modèle de Basu *et al.* étudiés (D_l, N_a, et h_{fc}), l'augmentation du facteur K conduit à une surestimation de la valeur du flux net d'évaporation (qui peut devenir supérieur au flux pariétal imposé) et également à des erreurs numériques. Ce résultat est bien entendu non physique mais s'explique par le fait que le calcul du flux d'évaporation n'est pas effectué en même temps que celui des autres flux comme c'est la cas dans le modèle de Kurul et Podoski. De ce fait, si la température de la paroi calculée lors de la première étape du modèle de Basu *et al.* est surestimée, alors les paramètres permettant de calculer ce flux (N_a, f, D_l) seront également surestimés. On constate notamment sur la figure (3.29), que la multiplication du diamètre de décollage des bulles par deux conduit à un flux net d'évaporation supérieur à 100 % dès que le flux pariétal atteint une valeur de 800 $kW.m^{-2}$. On observe de la même manière sur la figure (3.30) que la multiplication de la densité de sites actifs de nucléation par 100, conduit à des instabilités sur la prédiction du flux net d'évaporation (déjà supérieur à 100 % quand on multiplie par un facteur K égal à 10). Nous en concluons que ce modèle est beaucoup trop sensible à la

modélisation des paramètres principaux (et indirectement au calcul de la température de la paroi), bien que cette prédiction excessive du flux net d'évaporation soit atténuée avec l'augmentation de la pression et de la sous-saturation (fig. (3.31) et (3.32)).

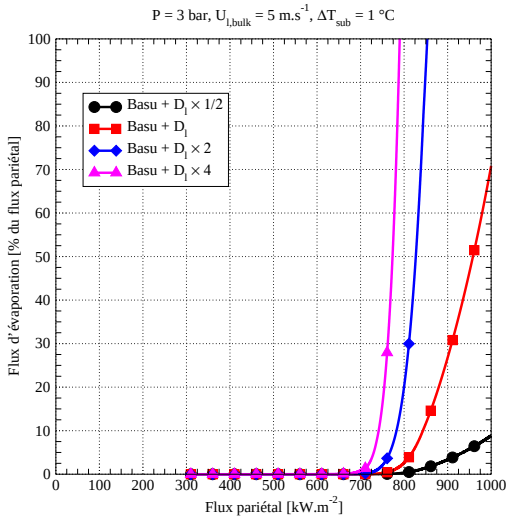


FIG. 3.29 – Sensibilité du flux net d'évaporation à D_l pour une pression P égale à 3 bar et une sous-saturation de 1 °C (Basu *et al.*)

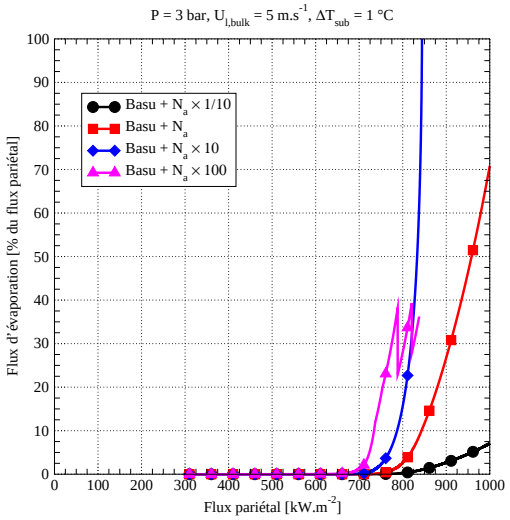


FIG. 3.30 – Sensibilité de la densité de sites actifs de nucléation N_a pour une pression P égale à 3 bar et une sous-saturation de 1 °C (Basu *et al.*)

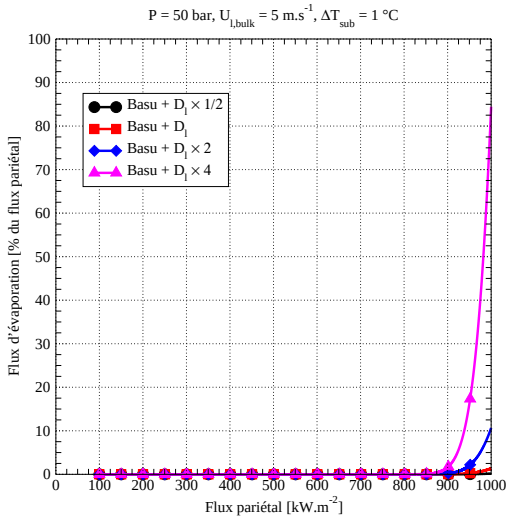


FIG. 3.31 – Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à D_l pour une pression P égale à 50 bar

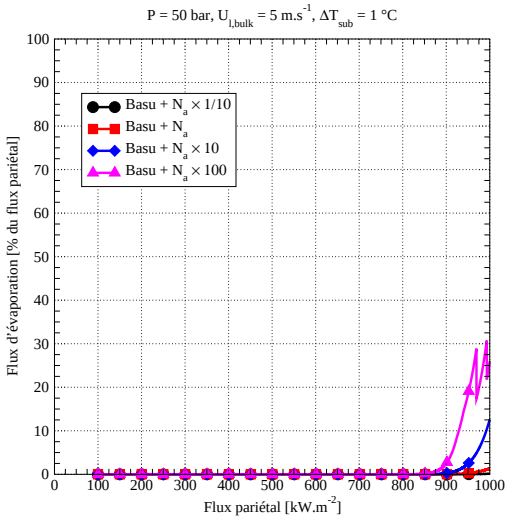


FIG. 3.32 – Sensibilité du modèle de Basu *et al.* à N_a pour une pression P égale à 50 bar

En résumé, on observe que :

- **la surchauffe pariétale prédite par le modèle de Basu *et al.* n'est guère sensible qu'à la modélisation du coefficient d'échange monophasique par convection forcée,**

- **le flux net d'évaporation du modèle de Basu *et al.* est beaucoup trop sensible à la modélisation des paramètres principaux puisque leur modification peut conduire à des résultats non physiques.**

A l'issue de cette analyse, il semble donc difficile d'envisager des modifications sur les paramètres principaux du modèle de Basu *et al.* afin de les adapter aux écoulements à haute pression.

3.3 Conclusion sur l'évaluation des modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et Basu *et al.*

Le modèle de Basu *et al.* permet de prédire correctement (au regard de la corrélation de Liu et Winterton) la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal pour les écoulements à basse pression (jusqu'à 10 bar) à partir desquels il a été développé. **Il est en revanche inadapté dans sa version actuelle pour les écoulements à haute pression**.
L'analyse de sensibilité menée indique par ailleurs que la modification des modélisations originales de ses paramètres principaux peut conduire à une évaluation non-physique du flux net d'évaporation (qui devient supérieur au flux pariétal imposé). **L'adaptation de ce modèle pour une utilisation dans le cadre des configurations industrielles d'intérêt n'est donc pour l'instant pas envisageable.**
Néanmoins, nous avons montré que la prise en compte du glissement des bulles dans ce modèle peut avoir un impact important sur la répartition des flux de chaleur et notamment sur le flux net d'évaporation. **La prise en compte du glissement des bulles dans les modèles mécanistes pourrait consituer une voie d'amélioration importante pour la prédiction des grandeurs locales lors de l'ébullition nucléée sous-saturée.**

Pour le domaine d'intérêt industriel (hautes pression, en particulier), le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation d'Ünal surestime de manière importante la surchauffe pariétale ; l'application du correctif de Borée *et al.* sur cette modélisation surestime encore davantage ce paramètre. **Nous préconisons de ne pas associer le correctif de Borée *et al.* avec la corrélation semi-empirique d'Ünal**, d'autant plus que ce correctif conduit à un comportement non-physique quand la sous-saturation tend vers 0.
De plus, ce modèle possède l'inconvénient de ne pas s'appuyer sur la configuration de l'écoulement diphasique (pas de critères explicites d'ONB et d'OSV). Par conséquent, sous certaines conditions thermohydrauliques, une quantité de vapeur est libérée dans l'écoulement avant même que tout critère physique d'OSV soit validé. **L'utilisation d'un critère d'OSV ainsi qu'une modélisation du flux net d'évaporation intégrant ce critère (au travers du diamètre de décollage) avec le modèle de Kurul est donc préconisée afin de pouvoir prédire correctement la répartition du taux de vide (et implicitement des autres grandeurs locales) à la paroi et dans le reste de l'écoulement.** En revanche, contrairement au modèle de Basu *et al.*, l'utilisation d'un facteur correctif sur les paramètres principaux du modèle de Kurul et Podowski permet d'améliorer la prédiction sur l'évolution de la surchauffe pariétale. **Cette conclusion constitue une piste d'amélioration intéressante.**

Des deux modèles mécanistes sélectionnés, la base du modèle de Kurul et Podowski nous paraît la plus saine pour la mise en œuvre des pistes d'amélioration identifiées (dont la prise en compte du glissement des bulles) pour améliorer la capacité de prédiction des grandeurs locales en configurations industrielles d'intérêt et produire une meilleure modélisation locale de de l'ébullition nucléée sous-saturée convective ; une telle modélisation sera faite et évaluée au chapitre 5.

Toutefois, le développement de cette modélisation nécessite la connaissance du diamètre de détache-

ment des bulles qui ne peut être évalué, d'après l'analyse bibliographique effectuée, qu'à l'aide de la corrélation développée par Basu *et al.*. Or, cette corrélation a été établie à partir de données expérimentales à basse pression et est donc, *a priori*, inadaptée pour une utilisation dans le cadre des configurations industrielles d'intérêt.

C'est pourquoi, nous consacrons le chapitre suivant à l'étude d'une approche de type bilan des forces permettant de calculer les diamètres de détachement et de décollage des bulles en s'appuyant sur des considérations plus physiques que ne le font les corrélations empiriques. L'utilisation d'une telle approche nous permettra également :

- de renseigner la vitesse de décollage des bulles, troisième composante du terme source de vapeur pour laquelle aucun des modèles étudiés précedemment ne proposent de fermeture,
- d'évaluer la vitesse et le temps de glissement ainsi que le temps de croissance des bulles sur la paroi.

Chapitre 4

Bilan des forces agissant sur une bulle en croissance sur une paroi verticale chauffante pour des écoulements convectifs

Lors du chapitre précédent, nous avons choisi de nous intéresser au bilan des forces agissant sur une bulle en croissance sur une paroi verticale chauffante pour des écoulements convectifs. Cette approche nous permettra en effet d'obtenir une fermeture pour certains des paramètres principaux utilisés dans les modèles d'ébullition nucléée sous-saturée, notamment ceux permettant de prendre en compte le glissement des bulles sur la paroi :

- les diamètres de détachement et de décollage,
- le temps de croissance des bulles sur la paroi,
- ainsi que la longueur, la vitesse et le temps de glissement des bulles sur la paroi.

La première partie de ce chapitre est consacrée à un état de l'art succinct des différentes modélisations des forces agissant sur une bulle ; elle débouche sur l'établissement du bilan des forces avec ses fermetures. Puis, nous présentons la méthode de résolution mise en œuvre pour traiter le bilan des forces agissant sur une bulle. L'utilisation du bilan des forces sous sa forme "complète" étant trop complexe, nous avons conduit une étude paramétrique afin de déduire des hypothèses simplificatrices nous permettant d'alléger cette modélisation.

4.1 Prédiction des diamètres de détachement et de décollage d'une bulle - État de l'art

La littérature compte quelques corrélations empiriques ou semi-empiriques permettant de calculer le diamètre de décollage des bulles ; en revanche, il existe très peu d'informations relatives à l'évaluation du diamètre de détachement des bulles. On peut se référer, notamment, aux corrélations d'Ünal (1976, [66]) (pour le diamètre de décollage) et de Basu *et al.* (2005, [2]) (pour les diamètres de détachement et de décollage) dont une analyse critique est faite dans la section (2.2.2), bien que celles-ci aient un domaine d'établissement parfois restreint et leurs bases expérimentales de développement pas toujours disponibles dans la littérature.

Une des méthodes permettant d'estimer les diamètres de détachement et de décollage consiste à écrire un bilan des forces appliquées à une bulle en croissance sur une paroi chauffante. Klausner *et al.* (1993, [31]) ont été parmi les premiers à proposer ce type d'approche. Ils se sont appuyés sur des observations expérimentales pour modéliser certaines forces et établir un bilan des forces ; ils ont notamment proposé des fermetures pour la force de masse ajoutée et le rayon de courbure au pied de la bulle. Thorncroft *et al.* (2001, [64]) ont proposé une écriture d'un bilan des forces valide pour différentes configurations hydrauliques ; celui-ci permet de traiter la croissance des bulles pour des écoulements horizontaux et verticaux ascendants et descendants ainsi que pour de l'ébullition en vase. On peut aussi citer les travaux de Duhar et Colin (2006, [17]) qui ont également présenté un bilan des forces dans la limite des petits nombres de Reynolds de bulle lors de l'injection de bulles au travers d'une paroi et ceux de Situ *et al.* (2005, [59]) qui proposent une relation pour le diamètre de décollage.

Les bilans des forces élaborés par ces auteurs permettent d'évaluer les diamètres de détachement et de décollage des bulles de la paroi en considérant une bulle isolée grossissant sur une paroi chauffante. Néanmoins, les modélisations originales des fermetures sont souvent établies pour des écoulements en milieu infini, et sont non adaptées à la présence d'une paroi ; certaines ont été modifiées par des coefficients permettant de se rapprocher de la réalité physique du problème donné.

De plus, la mise en œuvre de ces bilans de forces par ces auteurs soulève quelques problèmes :

- ces bilans de forces sont pour la plupart résolus à l'aide d'une méthode itérative (sur la valeur du rayon ou des angles de contact entre la bulle et la paroi, par exemple) difficilement utilisable dans un code de calcul de type CFD ; Situ *et al.* sont *a priori* les seuls à proposer une évaluation directe du diamètre de décollage, sous la forme d'une relation analytique,
- les diamètres de détachement et de décollage sont évalués en résolvant une seule des composantes du bilan des forces, seulement longitudinalement ou transversalement par rapport à la paroi, et non l'ensemble du système constitué par les deux composantes,

4.2 Modélisation des forces appliquées à une bulle en croissance sur une paroi chauffante pour un écoulement vertical ascendant

Ce paragraphe est consacré au recensement et à la modélisation des forces agissant sur une bulle grossissant sur une paroi chauffante pour un écoulement vertical ascendant.

La plupart des modélisations des forces que nous allons présenter ont été développées pour des bulles de forme sphérique évoluant dans un écoulement stationnaire. De plus, certaines forces comme la force de portance et la force de traînée n'ont pas d'expression analytique connue dès lors que la bulle évolue sur une paroi dans un écoulement cisaillé ; les expressions proposées dans ce paragraphe sont donc des solutions approchées pour notre configuration d'intérêt.

Dans de ce chapitre, l'axe *x* est perpendiculaire à la paroi et pointe vers l'écoulement tandis que l'axe *y* est orienté parallèlement et dans le sens de l'écoulement.

4.2.1 Les différentes forces en présence

Une bulle présente dans un écoulement est soumise à plusieurs forces qui vont régir sa dynamique. Nous recensons ici ces forces en en donnant une description physique (fig. (4.1)). Elles peuvent être décomposées en deux catégories :

1. les forces statiques, qui existent même en abscence d'écoulement autour de la bulle,
2. les forces hydrodynamiques.

1. **Les forces statiques**
   - La force de flottabilité $\mathbf{F_b}$
     Cette force est la résultante de la poussée d'Archimède et du poids s'exerçant sur la bulle.
   - La force de tension de surface $\mathbf{F_s}$
     La force de tension de surface est une force capillaire qui maintient la bulle sur la paroi et s'oppose donc aux détachement et décollage de celle-ci. Elle agit au niveau de la ligne de contact triple entre la paroi et l'interface liquide/vapeur.
   - La force de pression de contact $\mathbf{F_{cp}}$
     La force de pression de contact résulte de la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la bulle et correspond à la composante normale à la paroi du bilan total des forces de pression qui s'exercent sur la bulle à laquelle on soustrait une partie de la force d'Archimède.

2. **Les forces hydrodynamiques**
   - La force de masse ajoutée $\mathbf{F_{am}}$
     C'est une force liée à l'inertie du liquide environnant la bulle mis en mouvement par l'accélération ou la croissance de celle-ci.
   - La force de traînée $\mathbf{F_d}$
     La force de traînée s'oppose au mouvement relatif de la bulle.
   - La force de portance $\mathbf{F_l}$
     C'est une force liée à la non-uniformité de l'écoulement et/ou à la dissymétrie de la bulle qui engendre une réaction perpendiculaire à la vitesse relative de la bulle.

4.2. MODÉLISATION DES FORCES APPLIQUÉES À UNE BULLE EN CROISSANCE SUR UNE PAROI CHAUFFANTE POUR UN ÉCOULEMENT VERTICAL ASCENDANT

La section suivante est consacrée à la modélisation des forces introduites précédemment. Des expressions spécifiques de ces forces sont présentées et discutées afin de pouvoir obtenir une modélisation dite “complète” qui nous servira à établir et fermer le bilan des forces pour une bulle en croissance sur une paroi chauffante dans un écoulement vertical ascendant.

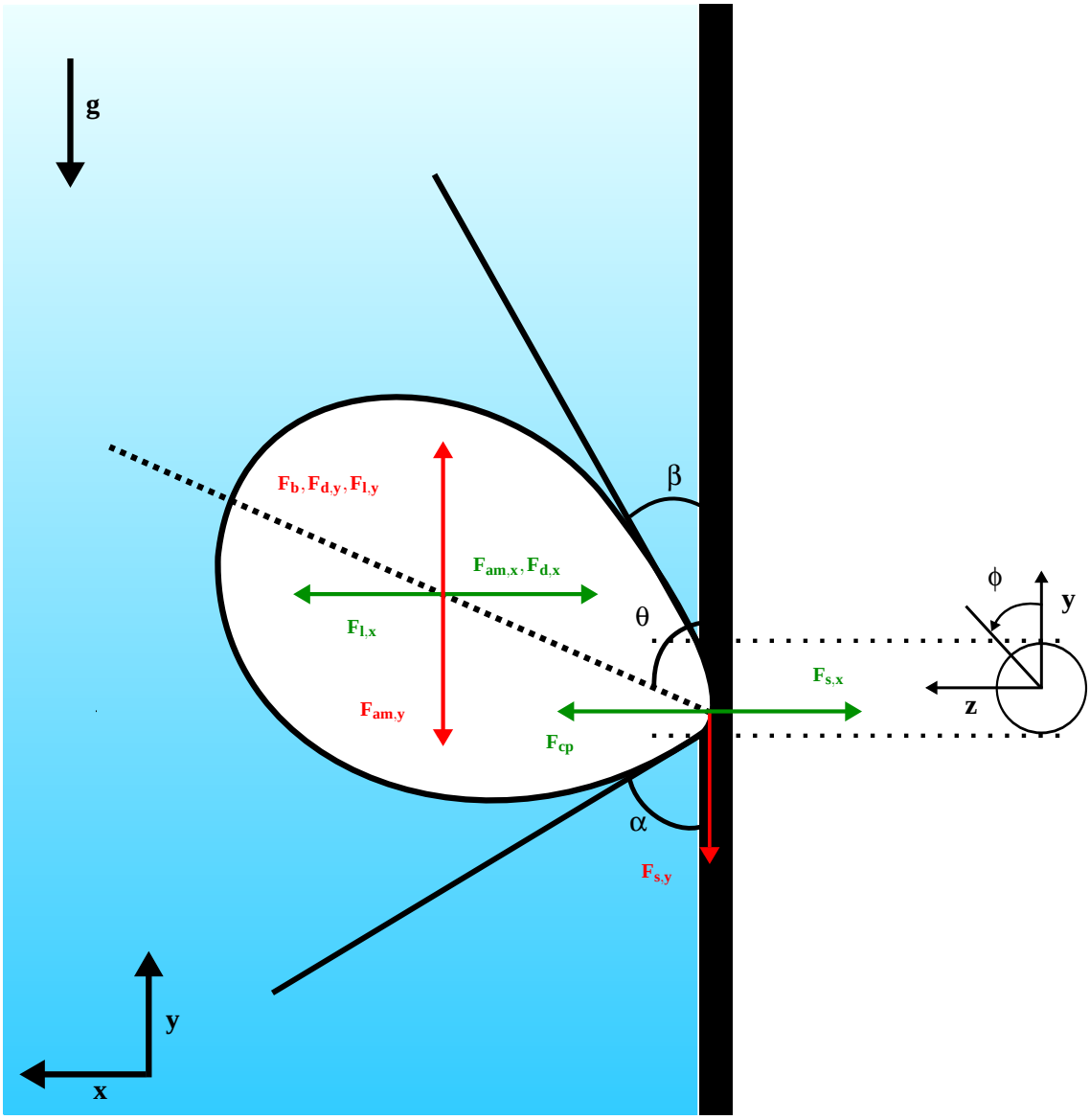


FIG. 4.1 – Schématisation des forces appliquées à une bulle en croissance sur une paroi verticale chauffée

4.2.2 Modélisation des forces adoptée

La modélisation des forces que nous allons présenter dans cette section tient compte du fait que la bulle de rayon R est inclinée dans l'écoulement avec un angle θ par rapport à la paroi (fig. (4.1)) ; cette inclinaison est liée :

- d'une part, au fait que la bulle évolue dans un écoulement convectif (inclinaison dans le sens de l'écoulement),
- et d'autre part, à l'action de la force de flottabilité qui a tendance à incliner la bulle dans le sens de l'écoulement pour les écoulements ascendants et dans le sens opposé à l'écoulement pour les écoulements descendants.

On considère que la vitesse du centre de masse de la bulle peut s'écrire :

$$\boxed{\begin{array}{rcl} u_b & = & \dot{R}\sin\theta \\ v_b & = & \begin{cases} \dot{R}\cos\theta & \text{(bulle statique)} \\ v_{b,g} & \text{(bulle glissant)} \end{cases} \end{array}} \tag{4.1}$$

où :

- u_b représente la composante perpendiculaire à la paroi de la vitesse du centre de masse de la bulle,
- v_b représente la composante parallèle à la paroi de la vitesse du centre de masse de la bulle,
- $v_{b,g}$ représente la composante parallèle à la paroi de la vitesse du centre de masse de la bulle, lorsque celle-ci glisse sur la paroi,
- $\dot{R}$ représente la dérivée première par rapport au temps t du rayon de la bulle.

On suppose que l'angle d'inclinaison θ varie lentement au cours du temps ; de ce fait on néglige sa dérivée temporelle par rapport au temps. Cette hypothèse peut être critiquable mais par manque d'informations sur les angles d'inclinaison, il serait difficile de renseigner cette variable. En outre, l'angle d'inclinaison θ est choisi comme étant le demi-angle $\alpha - \beta$:

$$\theta = \frac{\pi - \alpha + \beta}{2} \tag{4.2}$$

α et β étant les angles amont et aval entre la bulle et la paroi (fig. (4.1)). La valeur de cet angle correspond alors à une approximation du pied de la bulle dont la complexité rend difficile l'obtention d'une expression exacte.

4.2.2.1 Les forces statiques

* Modélisation de la force de flottabilité $\mathbf{F_b}$
La force de flottabilité est modélisée de manière classique par :

$$\boxed{\mathbf{F_b} = -\vartheta_b(\rho_l - \rho_g)\mathbf{g}} \tag{4.3}$$

* Modélisation de la force de tension de surface $\mathbf{F_s}$
L'expression théorique de la force de tension de surface est la suivante :

$$\mathbf{F_s} = 2\int_0^\pi \sigma r_c\, \mathbf{t}(\phi) d\phi \tag{4.4}$$

avec :

- σ la tension de surface,
- r_c le rayon du pied de la bulle,
- $\mathbf{t}$ le vecteur unitaire tangent à la surface de la bulle et perpendiculaire à la ligne de contact triple,
- ϕ l'angle polaire le long du pied de la bulle.

Cette force est dépendante de l'angle de contact local γ que fait le vecteur tangent $\mathbf{t}$ avec la paroi. Klausner *et al.* (1993, [31]) proposent un polynôme de degré 3 pour modéliser l'évolution de l'angle γ :

$$\gamma(\phi) = \beta + (\alpha - \beta)\left[3\left(\frac{\phi}{\pi}\right)^2 - 2\left(\frac{\phi}{\pi}\right)^3\right], \quad 0 \leq \phi \leq \pi \tag{4.5}$$

Toutefois, afin de pouvoir calculer analytiquement l'expression (4.4) de la force de tension de surface, Klausner *et al.* (1993, [31]) adoptent une variation linéaire de l'angle γ :

$$\gamma(\phi) = \beta + (\alpha - \beta)\frac{\phi}{\pi} \tag{4.6}$$

La force de tension de surface prend alors la forme suivante, décomposée suivant les deux axes :

$$\boxed{\begin{array}{lcl} F_{s,x} & = & -\int_0^\pi 2r_c\,\sigma\sin\gamma\, d\phi \sim -2r_c\sigma\frac{\pi}{\alpha-\beta}(\cos\beta - \cos\alpha) \\ F_{s,y} & = & -\int_0^\pi 2r_c\,\sigma\cos\gamma\cos\phi\, d\phi \sim -2{,}5\, r_c\sigma\frac{\pi(\alpha-\beta)}{\pi^2-(\alpha-\beta)^2}(\sin\alpha + \sin\beta) \end{array}} \tag{4.7}$$

Le rayon du pied de la bulle peut être approximé par la relation suivante :

$$r_c = \frac{1}{2}(\sin\alpha + \sin\beta)R \tag{4.8}$$

Cette relation est obtenue en sommant la valeur du rayon du pied de la bulle correspondant aux angles de contact α et β.

Dans le cas particulier où la bulle glisse sur la paroi, nous faisons l'hypothèse que celle-ci se déplace en position redressée (fig. (4.2)) ; cette hypothèse s'appuie notamment sur les observations expérimentales de Situ *et al.* (2004, [60]) et Kovacevic (2006, [33]). Les angles de contact α et β sont alors proches ($\alpha \sim \beta$), ce qui implique que la force de tension de surface n'a qu'une seule composante :

$$\boxed{\begin{array}{lcc} F_{s,x} & \sim & -2\,r_c\,\sigma\pi\sin\beta \\ F_{s,y} & \sim & 0 \end{array}} \tag{4.9}$$

* Modélisation de la force de pression de contact $\mathbf{F_{cp}}$

L'expression théorique de la force de pression de contact est la suivante :

$$\boxed{\mathbf{F_{cp}} = (P_g - P_l)\pi r_c^2 = \frac{2\sigma}{r_r}\pi r_c^2 \mathbf{e}_\perp} \tag{4.10}$$

avec :

- $P_g - P_l$ la différence de pression entre le gaz et le liquide au pied de la bulle, reliée à la pression capillaire par un rayon de courbure équivalent r_r,
- r_r le rayon de courbure à la base de la bulle,
- $\mathbf{e}_\perp$ le vecteur unitaire perpendiculaire à la paroi (axe des x).

Une évaluation du rayon de courbure r_r est difficile à obtenir. D'après Klausner *et al.* (1993, [31]), il peut être approximé par la relation $r_r = 5R$. Cette approximation sera conservée dans l'écriture du bilan des forces ; notons toutefois que pour de très petites bulles ayant plutôt une forme de sphère tronquée, il est vraisemblable que r_r soit plus proche de $2R$.

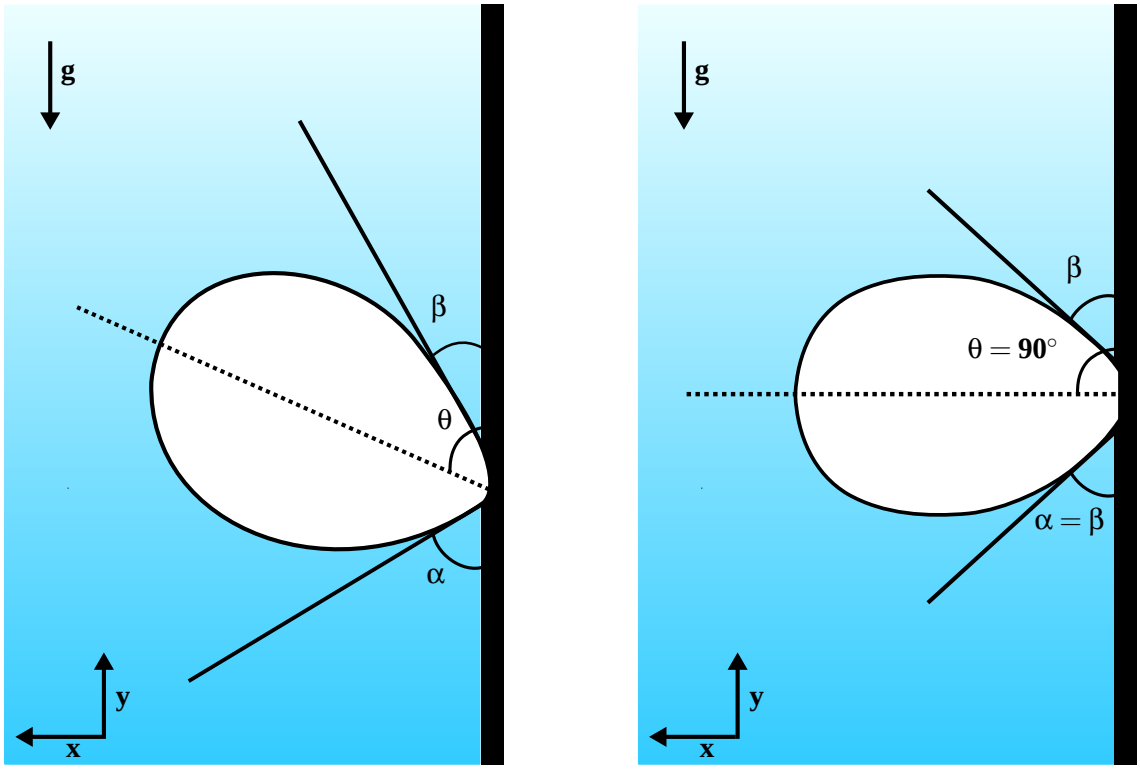


FIG. 4.2 – Comportement de la bulle selon sa dynamique ; inclinée à gauche (bulle attachée à la paroi) , redressée à droite (bulle glissant sur la paroi)

4.2.2.2 Les forces hydrodynamiques

Les principales modélisations des forces hydrodynamiques sont détaillées ci-dessous. Des modélisations complémentaires de la littérature sont reportées en annexe A.

* Modélisation de la force de masse ajoutée $\mathbf{F_{am}}$

L'expression de la masse ajoutée utilisée comme base de référence est obtenue par Duhar *et al.* (2007, [18]) pour une bulle sphérique de rayon R, dont le centre de masse se situe à une distance x de la paroi :

$$\mathbf{F_{am}} = -\frac{1}{2}\rho_l \frac{d}{dt}\left\{ \underbrace{\left[\vartheta_b\left(1+\frac{3}{8}\frac{R^3}{x^3}\right)\right] u_b\,\mathbf{e}_\perp}_{1} + \underbrace{\left[\vartheta_b\left(1+\frac{3}{16}\frac{R^3}{x^3}\right)\right](v_b-v_l)\,\mathbf{e}_{/\!/}}_{2} \right\} + \underbrace{\frac{3}{32}\rho_l \frac{d^2}{dt^2}(R\vartheta_b)\frac{R^2}{x^2}\,\mathbf{e}_\perp + O\left(\frac{R}{x}\right)^4}_{3} \tag{4.11}$$

où :

- x représente la distance du centre de masse de la bulle à la paroi,
- $\mathbf{e}_{/\!/}$ représente le vecteur unitaire parallèle à la paroi (axe des y),
- v_l représente la composante longitudinale de la vitesse du liquide au niveau du centre de masse de la bulle.

Étant donné que le cas de figure qui nous intéresse est celui d'une bulle au contact de la paroi, nous calculons chacune des composantes de la force de masse ajoutée (4.11) pour $x = R$ comme si la bulle était parfaitement sphérique. Les composantes de la vitesse de la bulle sont, en revanche, adaptées en fonction de l'inclinaison de la bulle dans l'écoulement. De ce fait, le jeu d'équations (4.1) pour la vitesse du centre de masse de la bulle est injecté dans l'équation (4.11), ce qui permet d'écrire :

$$\begin{aligned} F_{am,x} &= \tfrac{1}{2}\rho_l\pi\left(3\dot{R}^2R^2+\ddot{R}R^3\right)\left(1-\tfrac{11}{6}\sin\theta\right) \\ F_{am,y} &= \begin{cases} \rho_l\pi\left[\dfrac{19}{8}\dot{R}R^2v_l - \dfrac{19}{24}\left(3\dot{R}^2R^2\cos\theta+\ddot{R}R^3\cos\theta\right)\right] & \text{(bulle statique)} \\ -\rho_l\pi\left(\dfrac{19}{8}\dot{R}R^2V_r + \dfrac{19}{24}R^3\dfrac{d}{dt}V_r\right) & \text{(bulle glissant)} \end{cases} \end{aligned} \tag{4.12}$$

où :

- $\ddot{R}$ représente la dérivée seconde, par rapport au temps t, du rayon de la bulle,
- V_r représente la vitesse relative du centre de masse de la bulle par rapport à la vitesse v_l du liquide.

$$V_r = v_{b,g} - v_l \tag{4.13}$$

Les coefficients numériques apparaissant dans l'équation (4.12) diffèrent de certaines expresssions d'autres auteurs présentées en annexe A. (Thorncroft *et al.* (2001, [64]) ou Situ *et al.* (2005, [59])).

Ces écarts sont dus majoritairement à des hypothèses de modélisation différentes de celles que nous avons adoptées.

Notons qu'il existe également une modélisation de la force de masse ajoutée $F_{am,x}$ pour une sphère tronquée sur une paroi développée par Van der Geld (2006, [67]).

* Modélisation de la force de traînée $\mathbf{F_d}$

L'expression classique de la force de traînée est la suivante :

$$\mathbf{F_d} = \frac{1}{2}\rho_l \pi C_d R^2 \parallel \mathbf{U_l} - \mathbf{U_b} \parallel (\mathbf{U_l} - \mathbf{U_b}) \tag{4.14}$$

avec :

- C_d le coefficient de traînée,
- $\mathbf{U_l}$ le vecteur vitesse du liquide au niveau du centre de masse de la bulle,
- $\mathbf{U_b}$ le vecteur vitesse du centre de masse de la bulle.

L'expression (4.14) peut être transformée de manière à faire apparaître le nombre de Reynolds de bulle Re_b :

$$\mathbf{F_d} = \frac{1}{4}\mu_l \pi C_d Re_b R (\mathbf{U_l} - \mathbf{U_b}), \tag{4.15}$$

Re_b étant défini par :

$$Re_b = \frac{2R||\mathbf{U_l} - \mathbf{U_b}||}{\nu_l} \tag{4.16}$$

On utilise alors le jeu d'équations (4.1) dans cette expression afin de prendre en compte l'inclinaison de la bulle, ce qui nous permet d'écrire chacune des composantes de la force de traînée utilisée dans le bilan des forces :

$$\boxed{\begin{array}{lcl} F_{d,x} & = & -\frac{1}{4}\mu_l \pi C_d Re_b R \dot{R} \sin\theta \\ F_{d,y} & = & \begin{cases} \frac{1}{4}\mu_l \pi C_d Re_b R \left(v_l - \dot{R}\cos\theta\right) & \text{(bulle statique)} \\ -\frac{1}{4}\mu_l \pi C_d Re_b R V_r & \text{(bulle glissant)} \end{cases} \end{array}} \tag{4.17}$$

Le choix du coefficient de traînée C_d s'est porté sur la corrélation de Legendre *et al.* (2003, [39]) :

$$\boxed{C_d = \frac{48}{Re_b}\left(1+g(S)-\left(1+S^{-3}\right)\frac{2,211}{Re_b^{0,5}}+O\left(Re_b^{-5/6}\right)\right)} \tag{4.18}$$

avec :

- S le rapport de la distance entre les centres des bulles et le rayon des bulles ; $S=2$ correspond à deux bulles en contact,
- $g(S)$ la correction de Kok (1993, [32]) sur le coefficient de traînée pour deux bulles en interaction en écoulement potentiel.

$$g(S) = S^{-3}+\frac{3}{4}S^{-6}+\frac{11}{3}S^{-8}+\frac{1}{2}S^{-9}+\frac{39}{4}S^{-10}+O\left(S^{-11}\right), \quad 2,25 \leq S \leq 20 \tag{4.19}$$

Cette expression a été élaborée à partir d'une étude numérique considérant l'interaction entre deux bulles sphériques se déplaçant côte à côte dans un liquide visqueux. Cette situation se rapproche de celle d'une bulle à proximité d'une paroi ($Re_b > 10$).

Remarquons que dans l'expression (4.17) de la force de traînée, le produit $C_d Re_b$ peut être remplacé par le coefficient kd tel que :

$$k_d = C_d Re_b = 48\left(1+g(S)-\left(1+S^{-3}\right)\frac{2,211}{Re_b^{0,5}}+O\left(Re_b^{-5/6}\right)\right) \tag{4.20}$$

D'autres expressions du coefficient de traînée pour des bulles en milieu infini sont mentionnées dans l'annexe A.

* Modélisation de la force de portance $\mathbf{F_l}$

La modélisation de la force de portance est basée sur les travaux d'Auton *et al.* (1988, [1]) qui proposent une expression de la force de portance en milieu infini dans un écoulement instationnaire de fluide parfait :

$$\mathbf{F_l} = \rho_l C_l \vartheta_b (\mathbf{U_l} - \mathbf{U_b}) \wedge \mathbf{rot}\,\mathbf{U_l} \tag{4.21}$$

avec C_l, le coefficient de portance.

Les composantes de la force de portance que nous utiliserons dans le bilan des forces sont issues de cette expression dans laquelle on remplace les composantes de la vitesse de la bulle par le jeu d'équations (4.1) :

$$\boxed{\begin{array}{lcl} F_{l,x} & = & \frac{4}{3}\pi\rho_l C_l R^3\left(v_l - \dot{R}\cos\theta\right)\frac{dv_l}{dx} \\ F_{l,y} & = & \frac{4}{3}\pi\rho_l C_l R^3 \dot{R}\sin\theta\frac{dv_l}{dx} \end{array}} \tag{4.22}$$

Malheureusement, il n'existe pas, à notre connaissance, d'expression générale du coefficient de portance C_l pour une bulle sphérique à proximité d'une paroi. Le coefficient de portance que nous

avons adopté est celui de Legendre *et al.* (1998, [38]), établi selon ces auteurs pour une bulle sphérique en milieu infini ; celui-ci n'est pas adapté au cas d'une bulle grossissant le long de la paroi, mais présente, malgré tout, l'avantage d'être valide pour n'importe quel nombre de Reynolds :

$$\boxed{C_l = \sqrt{C_{l,low}^2 + C_{l,high}^2}} \tag{4.23}$$

avec :

- $C_{l,low}$ le coefficient de portance à faible nombre de Reynolds de bulle Re_b pour une bulle sphérique évoluant dans un écoulement cisaillé,

$$C_{l,low} = \frac{6}{\pi^2}\left(2Re_bSr\right)^{-1/2} J'(\varepsilon) \tag{4.24}$$

où ε est un nombre sans dimension représentant le rapport entre le cisaillement adimensionné Sr et le nombre de Reynolds de bulle Re_b :

$$Sr = \frac{R}{|V_r|}\frac{dv_l}{dx} \tag{4.25}$$

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{2Sr}{Re_b}} \tag{4.26}$$

et la fonction $J'(\varepsilon)$ est définie par :

$$J'(\varepsilon) = \frac{2,255}{(1+0,2\varepsilon^{-2})^{3/2}} \tag{4.27}$$

- $C_{l,high}$ le coefficient de portance associé à une bulle sphérique à grand nombre de Reynolds de bulle Re_b.

$$C_{l,high} = \frac{1}{2}\left(\frac{1+16Re_b^{-1}}{1+29Re_b^{-1}}\right) \tag{4.28}$$

Cette modélisation de la force de portance d'Auton *et al.* présente l'inconvénient de devenir négative (s'oppose alors au décollage de la bulle) lorsque la vitesse de la bulle devient supérieure à celle du liquide. Or, lorsque le pied de la bulle disparaît, les forces de tension de surface et de pression de contact deviennent nulles, ce qui implique qu'aucune force ne permet d'éjecter la bulle vers le cœur de l'écoulement. La force de portance doit donc nécessairement rester positive tout au long de la croissance de la bulle. De ce fait, l'expression d'Auton *et al.* ne sera utilisée dans le bilan des forces que lors de la croissance de la bulle sur son site actif de nucléation.

Nous proposons d'utiliser la modélisation de Mei et Klausner (1994, [47]) lorsque la bulle glisse sur la paroi. Ces auteurs se sont appuyés sur l'expression de Saffman (1965, [56], 1968, [57]) pour une bulle sphérique à faibles nombres de Reynolds et celle d'Auton *et al.* (1988, [1]) en écoulement non visqueux afin d'obtenir l'expression de la force de portance suivante valable pour une grande gamme de nombres de Reynolds et s'appliquant uniquement dans la direction perpendiculaire à la paroi (dans la direction longitudinale, la force est supposée nulle) :

$$\boxed{\begin{array}{lcl} F_{l,x} & = & \frac{1}{2}\rho_l \pi C_l R^2 V_r^2 \\ F_{l,y} & = & 0 \end{array}} \tag{4.29}$$

avec pour coefficient de portance :

$$\boxed{C_l = 3,877 Sr^{1/2} \left(Re_b^{-2} + 0,014 Sr^2 \right)^{1/4}} \tag{4.30}$$

Ce changement de modélisation, et les interrogations associées, sont à rapprocher des travaux de Bibeau et Salcudean (1994, [4]) qui ont suggéré que la modélisation de la force de portance fournie par Auton *et al.* (1988, [1]) ne serait pas adaptée à la croissance des bulles sur une paroi chauffante (sur et hors du site).
La force de portance joue *a priori* un rôle important dans le bilan des forces. Dans le cas des écoulements verticaux, elle permet particulièrement de décoller les bulles de la paroi. Il est donc probable que notre modélisation du bilan des forces soit sensible à l'expression de la force de portance utilisée. Or d'autres expressions de la force de portance ont été développées ; on peut citer notamment les travaux de Takemura *et al.* (2003, [61]) et Legendre *et al.* (2008,[37]) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds de bulle et pour différentes distances à la paroi.

Pour vérifier la cohérence physique de notre approche de modélisation, nous avons conduit une petite analyse complémentaire :

- en comparant sur la figure (4.3) l'évolution, en fonction du volume de la bulle, des forces de portance d'Auton *et al.* (1988, [1]) et de Mei et Klausner (1994, [47]),
- en comparant les diamètres de détachement et de décollage sur site actif de nucléation obtenus pour une modélisation du bilan des forces intégrant soit la force de portance d'Auton et al., soit celle de Mei et Klausner.

La première comparaison est effectuée pour une pression de 155 bar, une vitesse liquide de 5 $m.s^{-1}$; elle permet de constater que les forces de portance d'Auton *et al.* et de Mei et Klausner sont (quasiment) identiques. La deuxième comparaison est conduite pour les gammes de paramètres thermohydrauliques nous intéressant ; elle montre que les expressions d'Auton *et al.* et de Mei et Klausner sont équivalentes (voir annexe B.2).

Par conséquent, nous utiliserons le jeu d'équations (4.22) lorsque la bulle est sur son site actif de nucléation et le jeu d'équations (4.29) lorsque la bulle glisse.

Le paragraphe suivant est consacré à la méthode de résolution de cette modélisation du bilan des forces qui sera dorénavant nommée modélisation dite "complète" du bilan des forces.

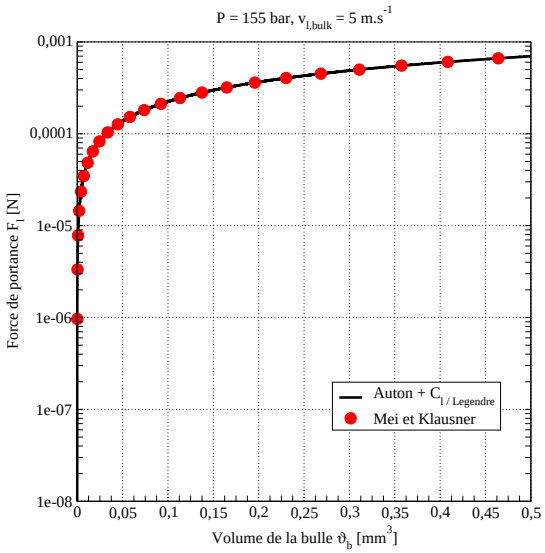


FIG. 4.3 – Évolution de la force de portance d'Auton *et al.* (1988, [1]) et de Mei et Klausner (1994, [47]) en fonction du volume de la bulle

4.3 Méthode de résolution du bilan des forces

4.3.1 Considérations générales

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à une bulle s'écrit :

$$\boxed{\sum \mathbf{F} = \mathbf{F_s} + \mathbf{F_{am}} + \mathbf{F_d} + \mathbf{F_l} + \mathbf{F_{cp}} + \mathbf{F_b} = \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b \mathbf{U_b})} \tag{4.31}$$

Celui-ci comprend deux composantes scalaires (perpendiculairement et parallèlement à la paroi) :

$$\boxed{\begin{array}{rcl} \sum F_x & = & F_{s,x} + F_{am,x} + F_{cp} + F_{l,x} + F_{d,x} = \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b) \\ \sum F_y & = & F_{s,y} + F_{am,y} + F_b + F_{l,y} + F_{d,y} = \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b) \end{array}} \tag{4.32}$$

Le jeu d'équations (4.32) décrit le mouvement perpendiculaire et parallèle d'une bulle à la paroi. Dans le cadre des écoulements verticaux, l'équation selon x gouverne le phénomène de décollage des bulles de la paroi tandis que l'équation selon y permet de décrire le détachement des bulles de leur site actif de nucléation ainsi que le glissement de celles-ci sur la paroi (lorsqu'il existe).

De ce fait, on obtient, suite à certaines hypothèses de modélisation adaptées à la configuration traitée (angles de contact α et β, force de portance, force de traînée, force de pression de contact), deux systèmes de deux équations (i.e. un pour chaque étape de croissance de la bulle) :

1. l'étape de croissance sur site actif de nucléation, jusqu'à détachement de la bulle avant glissement le long de la paroi ou décollage direct de la paroi,
2. l'étape de croissance pendant glissement (éventuel) le long de la paroi, jusqu'au décollage de la paroi puis advection dans le cœur de l'écoulement.

Pour ces systèmes d'équations, les variables associées à la bulle sont :

- le rayon R et les angles de contact α et β lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation,
- le rayon R et l'angle de contact α ou β ($\alpha = \beta$ par hypothèse) et la vitesse de glissement $v_{b,g}$ lors de l'étape de croissance pendant glissement sur la paroi.

La vitesse du liquide au niveau du centre de masse de la bulle est une "donnée d'entrée" du système fournie par une loi de paroi dynamique dont l'expression est présentée dans la section (4.3.3).

On constate que pour chacune de ces deux étapes, on dispose d'un système de deux équations comportant trois inconnues ; il convient donc de se donner une de ces inconnues pour résoudre le système. Etant donné qu'aucune modélisation fiable n'est connue ni pour les angles de contact α et β, ni pour la vitesse de glissement de la bulle sur la paroi $v_{b,g}$ (page 133), on adopte une loi de croissance de bulle fonction du temps $R(t)$, pour chacune des deux étapes de croissance ; celle-ci est décrite dans la section (4.3.3).

On rappelle ici que les composantes scalaires de la vitesse de la bulle sont différentes selon chacune des deux étapes de croissance :

- les vitesses longitudinale et perpendiculaire de la bulle sont respectivement égales à $\dot{R}\cos\theta$ (avec $\dot{R}\cos\theta \ll v_l$) et $\dot{R}\sin\theta$ lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation,
- elles sont respectivement égales à $v_{b,g}$ et $\dot{R}$ (la bulle glisse en position redressée ; voir figure (4.2)) lors de l'étape de croissance pendant glissement le long de la paroi.

4.3.2 Principes de résolution du bilan des forces

1. **Étape de croissance sur site actif de nucléation**
   D'un point de vue strictement physique, les deux composantes du bilan des forces doivent être respectées en même temps. Néanmoins, les différentes résolutions de bilans des forces proposées dans la littérature pour prédire les diamètres de détachement et de décollage, ne vérifient qu'une seule composante du bilan des forces à la fois quelle que soit l'étape de croissance étudiée. En effet, certains problèmes liés à la modélisation des forces en présence et aux différentes hypothèses de fermeture ne permettent généralement pas d'estimer la valeur des angles α et β telle que le "défaut de bilan des forces" selon la composante x $\left(\sum F_x - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b)\right)$ et le "défaut de bilan des forces" selon la composante y $\left(\sum F_y - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b)\right)$ soient nuls simultanément.

   Malgré tout, nous estimons important de déterminer, pour chaque rayon de bulle donné, un couple d'angles $(\alpha,\beta)_{R,opt}$ qui satisfasse au mieux chaque composante du bilan des forces. Concrètement, le couple $(\alpha,\beta)_{R,opt}$ adopté est celui qui permet de vérifier le critère suivant basé sur une fonctionnelle avec "moyenne quadratique" et minimisant le "défaut de bilan des forces" :

$$(\alpha,\beta)_{R,opt} \Longleftrightarrow min\left(\left(\frac{\sum F_x - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b)}{max(F_x)}\right)_R^2 + \left(\frac{\sum F_y - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b)}{max(F_y)}\right)_R^2\right) \tag{4.33}$$

   où $max(F_x)$ et $max(F_y)$ représentent respectivement la valeur de la force dont l'intensité est maximum selon la composante x et selon la composante y. Ces deux fonctions sont introduites afin de pondérer une éventuelle disproportion entre l'intensité des forces selon x et selon y qui conduirait à une non prise en compte, dans ce processus de minimisation, de la variation de l'une ou de l'autre des composantes.

   Le rayon de détachement ou de décollage d'une bulle directement à partir de son site actif de nucléation correspond alors à la valeur de R pour laquelle il n'existe pas de couple d'angles $(\alpha,\beta)_{R,opt}$ permettant de vérifier simultanément les deux composantes du bilan des forces :

   - Le détachement de la bulle est alors caractérisé par le fait que la composante du bilan des forces selon x est mieux respectée que la composante selon y. Le critère de détachement est atteint lorsque :

$$\sum F_y - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b) > 0, \quad \left|\frac{\sum F_y - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b)}{max(F_y)}\right| > 1\ \% \quad \text{et} \quad \left|\frac{\sum F_x - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b)}{max(F_x)}\right| < 1\ \% \tag{4.34}$$

     Pour certaines configurations thermohydrauliques exceptionnelles, le "défaut de bilan des forces" selon la composante x n'est pas respecté. Le critère de détachement selon cette composante devient alors $\sum F_x \leq 0$. Les causes liées au non-respect du critère général de détachement sont discutées ultérieurement.

- Le décollage de la bulle est, de manière opposée, caractérisé par le fait que la composante du bilan des forces selon y est mieux respectée que la composante selon x. Le critère de décollage est atteint lorsque :

$$\boxed{\sum F_x - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b) > 0, \quad \left|\frac{\sum F_x - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b)}{max(F_x)}\right| > 1\ \% \quad \text{et} \quad \left|\frac{\sum F_y - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b)}{max(F_y)}\right| < 1\ \%} \tag{4.35}$$

2. **Étape de croissance pendant glissement le long de la paroi**
Cette étape est traitée, bien entendu, uniquement si la bulle n'a pas directement décollé de son site actif de nucléation.

Pour chaque valeur croissante du rayon de la bulle R (supérieure au rayon de détachement R_d), on calcule la vitesse et l'accélération de la bulle à partir de la composante longitudinale du bilan des forces. A l'instant t_0 de détachement de la bulle de son site actif de nucléation, la résolution de l'équation différentielle associée nécessite la connaissance :

- du rayon de détachement de la bulle R_d fourni par l'étape de croissance précédente,
- de l'accélération de la bulle calculée à partir du rayon R_d et de la composante longitudinale du bilan des forces établie pour l'étape de croissance pendant glissement (la vitesse de la bulle est nulle au moment du détachement du site actif de nucléation).

La vitesse et l'accélération de la bulle sont ensuite injectées dans la composante selon x du bilan des forces, pour déterminer la valeur de l'angle de contact $\beta_{R,opt}$ minimisant le "défaut de bilan des forces" sur la composante selon x :

$$\boxed{\beta_{R,opt} \Longleftrightarrow min\left(\left|\sum F_x - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b)\right|\right)} \tag{4.36}$$

Lors du glissement de la bulle sur la paroi, la force de portance diminue jusqu'à devenir nulle consécutivement à l'augmentation de la vitesse de la bulle qui finit par atteindre la vitesse du liquide. Puis, la vitesse de la bulle devient supérieure à la vitesse du liquide entraînant alors une augmentation de la force de portance. Parallèlement, la force de tension de surface qui tend à équilibrer la force de portance (et également la force de pression de contact) diminue jusqu'à devenir nulle puis s'accroît sous l'effet de l'augmentation de la force de portance. Cette évolution de la force de tension de surface se traduit alors par une diminution (jusqu'à disparition) puis une augmentation de la taille du pied de la bulle. La force de pression de contact a alors une évolution fonction de la taille du pied de la bulle.

Un tel comportement du pied de la bulle n'est physiquement pas acceptable puisqu'en réalité, le pied de la bulle tend à devenir (de manière irréversible) infiniment mince au fur et à mesure qu'on s'approche du décollage (photos (4.4)). C'est pourquoi, l'augmentation des forces de tension de surface et de pression de contact après équilibre de la vitesse de la bulle et de la vitesse du liquide ne doit pas être pris en compte.

Par conséquent, nous considérons que la force de tension de surface et la force de pression de contact deviennent nulles à partir de cet instant (la force de portance s'annule lorsque la vitesse

relative entre la bulle et le liquide est nulle, ce qui engendre nécessairement l'annulation des forces de tension de surface et de pression de contact). Le décollage de la bulle intervient alors pour une vitesse de la bulle (à son centre de masse) proche de celle du liquide lorsque la force de portance équilibre juste la force de masse ajoutée et la force de traînée (le terme inertiel étant négligeable devant ces deux forces).

Le rayon de décollage de la bulle est alors obtenu lorsque le critère suivant est vérifié :

$$\boxed{F_{l,x} + F_{d,x} + F_{am,x} - \rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b) \geq 0} \tag{4.37}$$

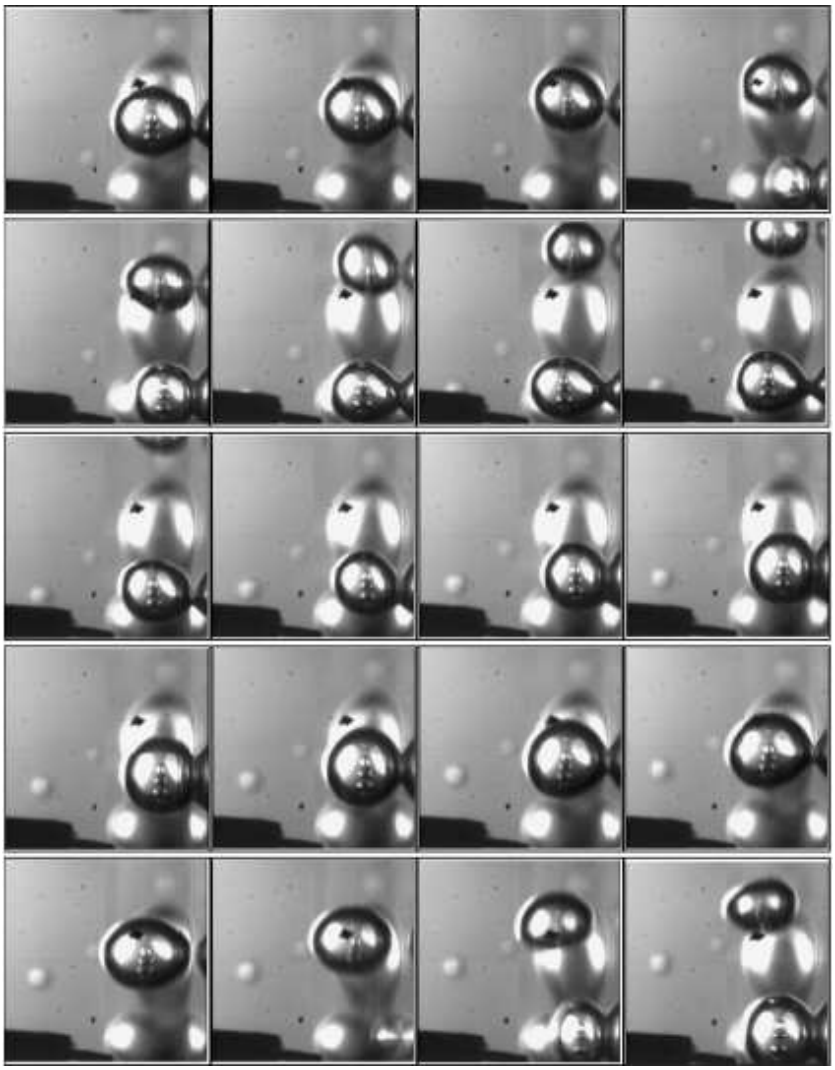


FIG. 4.4 – Croissance et glissement de bulles sur une paroi verticale chauffée (d'après Maity (2000, [42]) ; les photographies se suivent de gauche à droite et de haut en bas)

4.3.3 "Fermeture" du système à deux équations

On a vu précédemment que la résolution du système à deux équations traduisant le bilan des forces nécessite :

- sa réduction de trois à deux inconnues relatives à la bulle ; on se donne ainsi la loi de croissance de la bulle $R(t)$,
- sa fermeture pour la vitesse liquide au niveau du centre de masse de la bulle v_l ; une loi de paroi dynamique est adoptée.

Ces lois sont décrites et discutées ci-après.

* Modélisation de la loi de croissance de bulle $R(t)$
Selon Carey (1992, [9]), la croissance d'une bulle est déterminée par trois facteurs :

- la quantité de mouvement portée par le fluide et les interactions dues aux différences de pression à l'extérieur et l'intérieur de la bulle,
- la quantité de chaleur transférée à l'interface pour fournir la chaleur latente de vaporisation,
- la contrainte thermodynamique $P_{vap} = P_{sat}(T_{vap})$.

Ceci permet de dissocier la croissance de la bulle en deux régimes limites distincts :

1. *la croissance gouvernée par les effets inertiels* : c'est un processus rapide qui se déroule généralement au début de la nucléation (juste après la création de l'embryon de vapeur). Ce processus est limité par la capacité de l'interface vapeur/liquide à pousser le liquide environnant. La forme des bulles pour ce type de régime est plutôt hémisphérique.
2. *la croissance gouvernée par le transfert de chaleur* : c'est un processus beaucoup plus lent qui se déroule pendant la majeure partie de la croissance de la bulle et qui est limité par la diffusion de la chaleur vers l'interface liquide/vapeur. Les bulles formées ont une forme plus sphérique durant cette phase.

Pour des instants intermédiaires, la croissance de la bulle est pilotée simultanément par ces deux effets ce qui rend difficile l'obtention d'une loi de croissance globale. On trouve donc dans la littérature différentes corrélations correspondant aux deux régimes limites de croissance de bulles décrits ci-dessus. Parmi celles-ci, on distingue les corrélations où la vaporisation contribuant à la croissance de la bulle s'effectue :

- sur toute la surface de la bulle (Mikic et Rohsenow (1969, [48]), par exemple),
- ou bien uniquement au niveau de la micro-couche située entre le pied de la bulle et la paroi (Cooper et Lloyd (1969, [14]) ou Van Stralen *et al.* (1975, [69]), par exemple).

Nous avons choisi d'utiliser dans ce bilan des forces la loi de croissance de bulle contrôlée par les effets diffusifs proposée par Zuber (1961, [77]) :

$$\boxed{R(t) = KJa\sqrt{\eta_l t}} \tag{4.38}$$

avec :

- K un coefficient caractérisant le régime d'ébullition étudié (la loi de Zuber donne $K = \frac{2b}{\sqrt{\pi}}$ avec b variant selon le fluide traité). Selon les auteurs, le coefficient K dépend des conductivités et diffusivités thermiques du fluide et de la paroi. Le coefficient b est égal à 1 dans notre étude tel que $K \sim 1,13$.

Ce choix suppose que le temps de croissance par conduction est largement supérieur au temps de croissance par effets inertiels, ce qui est généralement le cas dans la majeure partie de la croissance de la bulle. De plus, ce type de loi possède des propriétés intéressantes du point de vue de la dérivation. Ainsi les produits $\dot{R}R$ et $\ddot{R}R^3$ sont indépendants du temps t :

$$\begin{array}{rcl} \dot{R}R & = & \frac{1}{2}K^2Ja^2\eta_l \\ \ddot{R}R^3 & = & -\frac{1}{4}K^4Ja^4\eta_l^2 \end{array} \tag{4.39}$$

Cette loi de croissance a été élaborée en considérant l'évolution de la taille d'une bulle dans un liquide uniformément chauffé. Elle a été validée par l'auteur sur des données expérimentales d'écoulement à pression atmosphérique, à saturation et à faibles densités de flux de chaleur.

Nous aurions souhaité que la modélisation de cette loi de croissance de bulle prenne également en compte la sous-saturation du liquide (au travers d'un nombre de Jakob basé sur la sous-saturation, par exemple). Par conséquent, nous pourrons utiliser, ultérieurement, la loi de croissance développée par Ünal (1976, [66]) pour bâtir sa corrélation semi-empirique de diamètre de décollage :

$$R(t) = \frac{a\alpha t^{1/2}\left(1+\frac{1}{3}bC\phi t\right)}{1+bC\phi t} \tag{4.40}$$

où a, b et ϕ font référence aux coefficients de l'équation (2.9) et α et C sont deux paramètres dépendants de la pression :

$$\alpha = \begin{cases} 2.10^{-5}P^{0,709}\left[65-5,69.10^{-5}\left(P-10^5\right)\right]^{\frac{1}{2}} & \text{pour } 1 \leq P \leq 10\,bar \\ 1 & \text{pour } 10 < P \leq 177\,bar \end{cases} \tag{4.41}$$

$$C = \begin{cases} 65-5,69.10^{-5}\left(P-10^5\right) & \text{pour } 1 \leq P \leq 10\,bar \\ 0,25.10^{10}P^{-1,418} & \text{pour } 10 < P \leq 177\,bar \end{cases} \tag{4.42}$$

Cette expression peut être réécrite de manière analogue à l'équation (4.38) de Zuber telle que son coefficient K est égal à :

$$K_{Unal} = \frac{\gamma\alpha}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{1+\frac{1}{3}bC\phi t}{1+bC\phi t}\right) \tag{4.43}$$

Nous traçons sur la figure (4.5), l'évolution du coefficient K_{Unal} en fonction du temps pour différentes conditions thermohydrauliques en considérant une paroi en acier avec les propriétés suivantes (utilisées par défaut dans NEPTUNE_CFD) : $\rho_w = 8440\ kg.m^{-3}$, $k_w = 11{,}4\ W.m^{-1}.K^{-1}$, et $c_w = 446\ J.kg^{-1}.K^{-1}$.

Alors que le coefficient K de Zuber est de l'ordre de 1,3, le coefficient K_{Unal} évolue de manière très variable selon la pression :

- à 1 bar, il est maximum et environ égal à 0,6 en début de croissance de la bulle et diminue rapidement jusqu'à atteindre une valeur asymptotique d'environ 0,2 après 0,5 seconde,
- à 155 bar, il est maximum et environ égal à 1,2 en début de croissance de la bulle et diminue progressivement sans atteindre de valeur asymptotique. La vitesse de décroissance de ce paramètre est accentuée par la vitesse et la sous-saturation.

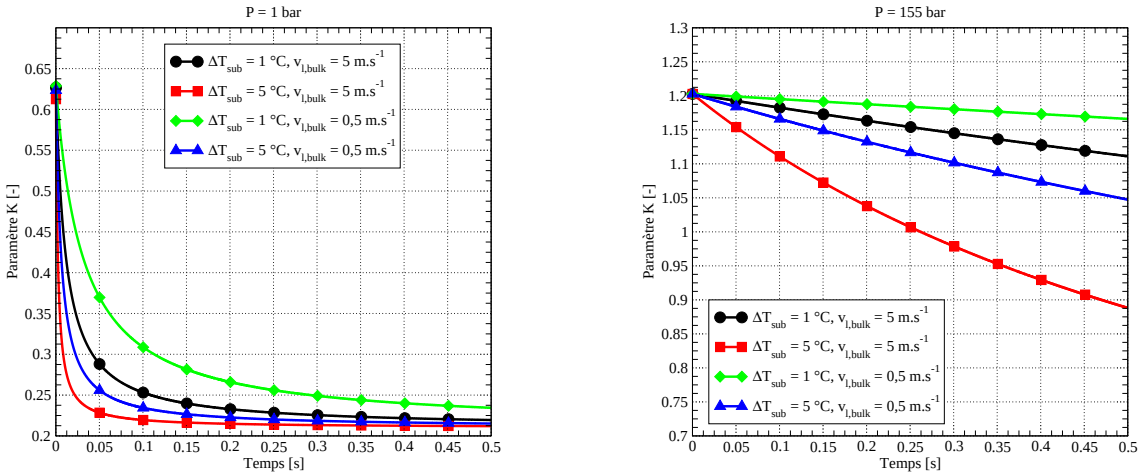


FIG. 4.5 – Évolution du coefficient K_{Unal} en fonction du temps pour différentes conditions thermohydrauliques

- Modélisation de la loi de paroi dynamique sur la vitesse liquide v_l
  Nous avons choisi d'utiliser l'expression de Reichardt (1951, [52]) :

$$\boxed{v_l(x) = u^* \left\{ \frac{1}{\kappa} \ln\left(1 + \kappa \frac{x u^*}{\nu_l}\right) + c\left[1 - \exp\left(-\frac{x u^*/\nu_l}{\chi}\right) - \frac{x u^*/\nu_l}{\chi} \exp\left(\frac{-0,33 x u^*}{\nu_l}\right)\right]\right\}} \tag{4.44}$$

  Sa dérivée s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{d}{dx} v_l(x) = u^{*2} \left\{ \frac{1}{\nu_l + \kappa x u^*} + \frac{c}{\nu_l \chi}\left[\exp\left(-\frac{x u^*/\nu_l}{\chi}\right) + \left(0,33\left(\frac{x u^*}{\nu_l}\right) - 1\right)\exp\left(\frac{-0,33 x u^*}{\nu_l}\right)\right]\right\} \tag{4.45}$$

  avec $\kappa = 0,41$ la constante de Von Karman, $\chi = 11$ et $c = 7,4$.

  u^* représente la vitesse de frottement qui est calculée à l'aide de la relation de Petukhov (1970, [50]) :

$$u^* = v_{l,bulk}\left(\frac{1}{2,236 \ln Re_l - 4,639}\right) \tag{4.46}$$

  Cette expression possède l'intérêt de pouvoir être appliquée sur l'ensemble de la couche limite et d'être continue tout comme sa dérivée $\frac{d}{dx} v_l(x)$ contrairement aux lois linéaire et logarithmique classiques définies sur trois zones (éq. (4.47) et (4.48)), tout en donnant des résultats très proches (fig. (4.6)) :

$$v_l(x^+) = \begin{cases} u^* x^+ & x^+ < 5 \\ u^*(5 \ln x^+ - 3,05) & 5 \leq x^+ < 30 \\ u^*(2,5 \ln x^+ + 5,5) & 30 \leq x^+ \leq 200 \end{cases} \tag{4.47}$$

$$\frac{d}{dx^+} v_l(x^+) = \begin{cases} u^* & x^+ < 5 \\ \frac{5u^*}{x^+} & 5 \leq x+ < 30 \\ \frac{2,5u^*}{x^+} & 30 \leq x^+ \leq 200 \end{cases} \tag{4.48}$$

  avec x^+ la distance à la paroi adimensionnée :

$$x^+ = \frac{x u^*}{\nu_l} \tag{4.49}$$

  L'expression de Reichardt est valable en écoulement turbulent monophasique. Néanmoins, des mesures réalisées par Estrada-Perez (2008, [20]) montrent qu'en écoulement bouillant la loi logarithmique est modifiée avec une augmentation significative de la vitesse de frottement u^*. Par conséquent, l'utilisation de la loi de Reichardt dans cette approche est probablement critiquable.

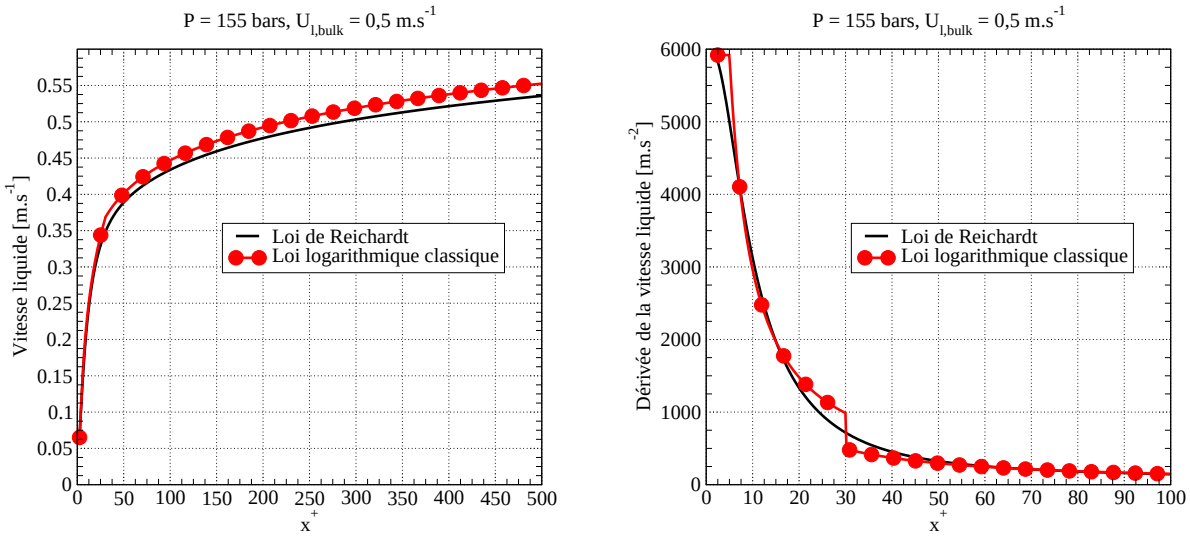


FIG. 4.6 – Vitesse et dérivée de la vitesse liquide à la paroi

Toutes les fermetures de la modélisation dite “complète” du bilan des forces ayant été présentées, nous résumons dans les tableaux (4.1) et (4.2) l’expression des forces utilisées dans la suite de ce document ; ces deux tableaux considèrent respectivement l’étape de croissance sur site actif de nucléation et l’étape de croissance pendant glissement sur la paroi.

La modélisation du bilan des forces dite “complète” que nous avons présentée dans ce chapitre permet de calculer le diamètre de détachement et le diamètre de décollage des bulles. Cependant, ce bilan des forces ne peut être résolu qu’à l’aide d’une méthode itérative et ce type d’approche reste fastidieux tant par sa méthodologie que par le nombre d’itérations nécessaires à sa convergence. C’est pourquoi, après s’être assuré du bon comportement de la modélisation dite “complète” du bilan des forces, nous allons tenter de dégénérer cette modélisation afin d’obtenir des équations plus simples. Pour cela, nous menons dans le paragraphe suivant une étude paramétrique qui nous autorisera à justifier des hypothèses simplificatrices du bilan des forces.

	Croissance sur site actif de nucléation
$F_{s,x}$	$-\sigma\frac{\pi}{\alpha-\beta}(\cos\beta-\cos\alpha)(\sin\alpha+\sin\beta)R$
$F_{am,x}$	$\frac{1}{4}\rho_l\pi K^4 Ja^4\eta_l^2\left[1-\frac{11}{6}\cos\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)\right]$
$F_{d,x}$	$-\frac{1}{8}\mu_l\pi C_d Re_b K^2 Ja^2\eta_l\cos\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)$
$F_{l,x}$	$\frac{4}{3}\pi\rho_l C_l\left[R^3 v_l-\frac{1}{2}K^2 Ja^2\eta_l R^2\sin\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)\right]\frac{dv_l}{dx}$
F_{cp}	$\frac{1}{10}\pi(\sin\alpha+\sin\beta)^2\sigma R$
$F_{s,y}$	$-1,25\sigma\frac{\pi(\alpha-\beta)}{\pi^2-(\alpha-\beta)^2}(\sin\alpha+\sin\beta)^2 R$
$F_{am,y}$	$\frac{19}{8}\rho_l\pi\left[\frac{1}{2}K^2 Ja^2\eta_l R v_l-\frac{1}{6}K^4 Ja^4\eta_l^2\sin\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)\right]$
$F_{d,y}$	$\frac{1}{4}\mu_l\pi C_d Re_b\left[R v_l-\frac{1}{2}K^2 Ja^2\eta_l\sin\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)\right]$
$F_{l,y}$	$\frac{2}{3}\pi\rho_l C_l K^2 Ja^2\eta_l R^2\cos\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)\frac{dv_l}{dx}$
F_b	$\frac{4}{3}\pi(\rho_l-\rho_g)R^3 g$

TAB. 4.1 – Récapitulatif des forces agissant sur la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation

	Croissance pendant glissement
$F_{s,x}$	$-2\pi\sin^2\beta\,\sigma R$
$F_{am,x}$	$-\frac{5}{24}\rho_l\pi K^4 Ja^4\eta_l^2$
$F_{d,x}$	$-\frac{1}{8}\mu_l\pi C_d Re_b K^2 Ja^2\eta_l$
$F_{l,x}$	$\frac{1}{2}\rho_l\pi C_l R^2 V_r^2$
F_{cp}	$\frac{2}{5}\pi\sin^2\beta\,\sigma R$
$F_{s,y}$	
$F_{am,y}$	$-\frac{19}{8}\rho_l\pi\left[\frac{1}{2}K^2 Ja^2\eta_l R V_r+\frac{1}{3}R^3\frac{d}{dt}V_r\right]$
$F_{d,y}$	$-\frac{1}{4}\mu_l\pi C_d Re_b R V_r$
$F_{l,y}$	
F_b	$\frac{4}{3}\pi\left(\rho_l-\rho_g\right)R^3 g$

TAB. 4.2 – Récapitulatif des forces agissant sur la bulle lors de l'étape de croissance pendant glissement

4.4 Prédiction des diamètres de détachement et de décollage à partir du bilan des forces

Afin de proposer une expression des diamètres de détachement et de décollage à partir de la modélisation dite "*complète*" du bilan des forces, il est nécessaire au préalable :

- de s'assurer du bon comportement du bilan des forces,
- et d'étudier le poids de chacune des forces et de leur contribution, pour en déduire des hypothèses simplificatrices indispensables à l'écriture d'expressions semi-analytiques pour ces diamètres.

L'ensemble de cette analyse est mené pour différentes conditions thermohydrauliques d'écoulement eau/vapeur en terme de pression P, vitesse du liquide au cœur de l'écoulement $v_{l,bulk}$ et surchauffe pariétale ΔT_{sat} ; celles-ci sont indiquées dans le tableau (4.4), alors que les données thermodynamiques associées sont fournies dans le tableau (4.3).

Nous constatons, notamment dans le tableau (4.3), que la variation de la pression conduit à une variation importante des données thermohydrauliques, en particulier pour la tension de surface σ et le nombre de Jakob Ja. En effet, la tension de surface diminue fortement avec la pression (variation d'un facteur 10 environ entre 1 et 155 bar) tout comme le nombre de Jakob (variation d'un facteur 50 environ). La variation importante de ces paramètres avec la pression constitue une des difficultés majeures dans la prédiction des diamètres de détachement et de décollage ; par exemple, l'effet de certains termes en Ja^2 ou Ja^4 auront probablement plus d'importance à basse pression qu'à haute pression, ce qui modifiera *a priori* les mécanismes clés liés au détachement et au décollage.

P [**bar**]	**1**	**10**	**50**	**155**
T_{sat} $[K]$	$372,782$	$453,034$	$537,061$	$617,914$
h_{lg} $[kJ.kg^{-1}]$	$2257,923$	$2013,561$	$1678,707$	$969,572$
ρ_l $[kg.m^{-3}]$	$958,773$	$887,311$	$777,605$	$594,177$
ρ_g $[kg.m^{-3}]$	$0,59$	$5,147$	$25,362$	$101,937$
c_{Pl} $[kJ.kg^{-1}.K^{-1}]$	$4,215$	$4,407$	$5,034$	$8,955$
μ_l $[kg.m^{-1}.s^{-1}]$	$2,836.10^{-4}$	$1,517.10^{-4}$	$1,011.10^{-4}$	$6,925.10^{-5}$
ν_l $[m^2.s^{-1}]$	$2,958.10^{-7}$	$1,71.10^{-7}$	$1,301.10^{-7}$	$1,166.10^{-7}$
η_l $[m^2.s^{-1}]$	$1,684.10^{-7}$	$1,736.10^{-7}$	$1,534.10^{-7}$	$8,337.10^{-8}$
σ $[J.m^{-2}]$	$5,899.10^{-2}$	$4,223.10^{-2}$	$2,278.10^{-2}$	$4,686.10^{-3}$
Pr_l $[-]$	$1,756$	$0,985$	$0,848$	$1,398$
Ja (ΔT_{sat} = 1 °) $[-]$	$3,033$	$0,377$	$0,092$	$0,054$
Ja (ΔT_{sat} = 5 °) $[-]$	$15,167$	$1,886$	$0,46$	$0,27$

TAB. 4.3 – Données thermodynamiques pour différentes pressions (d'après VDI heat atlas, Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC), 1993)

Cas	P [bar]	$v_{l,bulk}$ $[m.s^{-1}]$	u^* $[m.s^{-1}]$	ΔT_{sat} $[K]$
1	1	0,5	0,03	1
2		2	0,01	1
3		5	0,23	1
4	10	0,5	0,03	5
5		2	0,09	1
6		2	0,09	5
7		5	0,21	5
8	50	0,5	0,03	5
9		2	0,09	1
10		2	0,09	5
11		5	0,21	5
12	155	0,5	0,03	5
13		2	0,09	1
14		2	0,09	5
15		5	0,21	5

TAB. 4.4 – Caractéristiques thermohydrauliques des différents cas de calcul traités

4.4.1 Comportement du bilan des forces (modélisation “complète”)

Avant d’analyser l’ensemble des résultats, nous détaillons le cas 8 de notre étude afin de bien illustrer la méthodologie adoptée, et plus précisément ses deux étapes (sec. (4.3.2)) :

1. l’étape de croissance sur site actif de nucléation,
2. et l’étape de croissance pendant glissement.

1. **Étape de croissance sur site actif de nucléation**
   La figure (4.7) représente l’évolution, en fonction du diamètre de la bulle, des composantes suivant x et y des différentes forces en présence. Nous observons que le bilan des forces selon y vérifie le critère de détachement pour un diamètre de 1,5 mm ; en revanche, le critère de décollage n’est pas vérifié pour l’équation du bilan des forces selon x (le “défaut de bilan des forces” tend à devenir plus négatif). Nous pouvons donc en déduire que cette bulle, d’après notre modélisation, va se détacher de son site actif de nucléation pour ensuite glisser le long de la paroi.

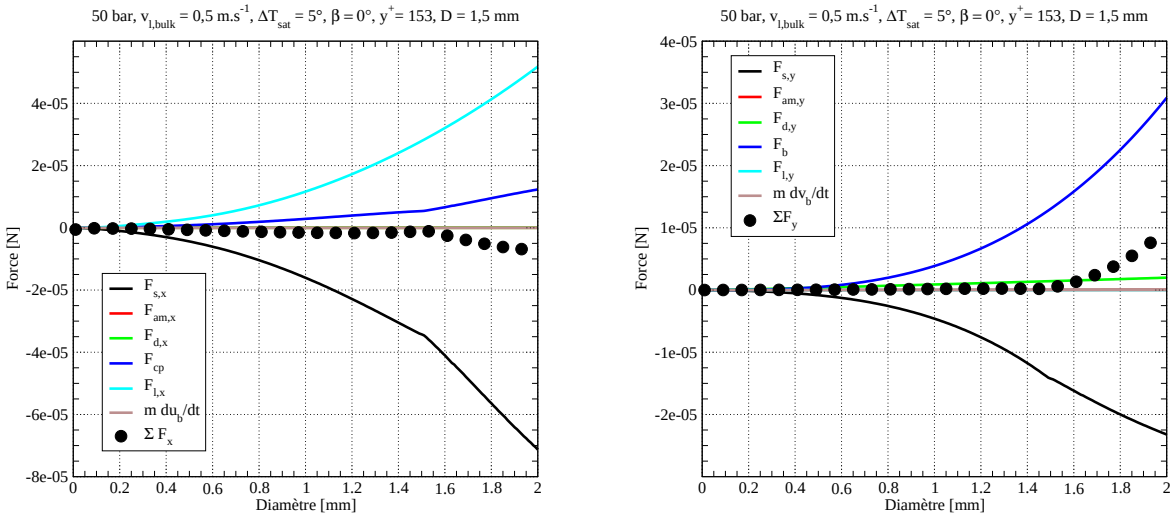


FIG. 4.7 – Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 8)

La figure (4.8) permet d'observer l'évolution des angles α et β pendant l'étape de croissance sur site actif de nucléation. On constate que l'angle α augmente jusqu'à atteindre 90 ° au moment du détachement de la bulle de son site actif de nucléation. En revanche, l'angle β reste nul tout au long de la croissance sur site actif de nucléation.

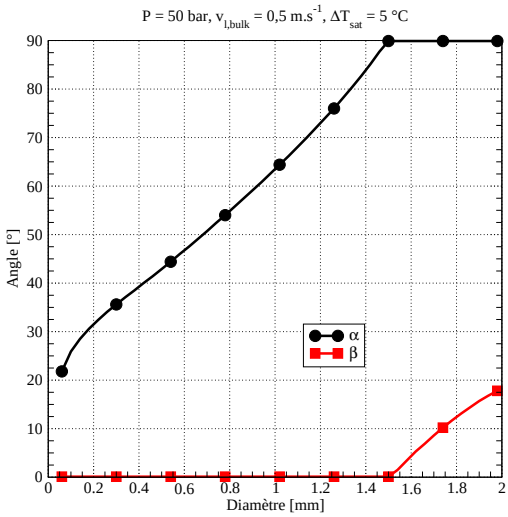


FIG. 4.8 – Évolution des angles α et β du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 8)

2. **Étape de croissance pendant glissement**
   Nous représentons sur la figure (4.9) l'évolution en fonction du diamètre de la bulle de la composante selon *x* du bilan des forces, de la vitesse relative et de la vitesse de la bulle. Nous concluons que la bulle décolle pour un diamètre de bulle égal à 1,5015 *mm* (en fait, elle ne glisse quasiment pas) et une vitesse longitudinale d'environ 0,45 $m.s^{-1}$.

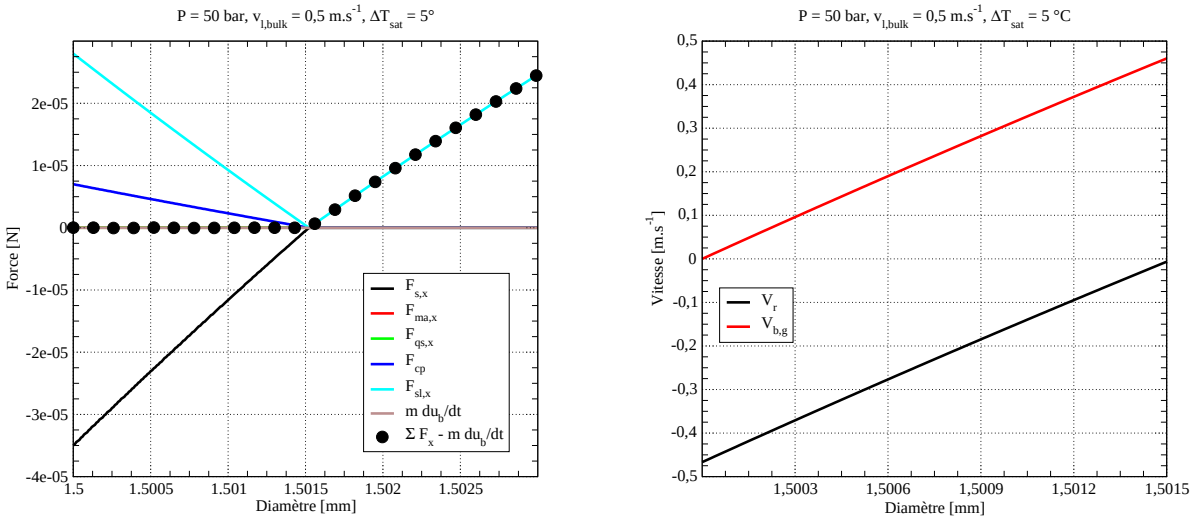


FIG. 4.9 – Évolution de la composante selon *x* du bilan des forces, de la vitesse relative et de la vitesse de la bulle en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance pendant glissement (cas 8)

La résolution de la modélisation du bilan des forces dite "complète" s'est opérée avec succès pour toutes les conditions thermohydrauliques considérées (tableau (4.4)). A basse pression, des difficultés ont été rencontrées pour des valeurs du nombre de Jakob *Ja* trop élevées (correspondant à des surchauffes pariétales de 5 °C et supérieures) ; c'est pourquoi, tout nos calculs ont été effectués pour une surchauffe pariétale de 1 °C. Les figures associées (à l'instar de celles présentées ci-avant pour le cas 8) sont rassemblées en annexe B.1., et les résultats de cette exploitation en terme de :

- diamètre de détachement sur site actif de nucléation D_d,
- diamètre de décollage sur site actif de nucléation $D_{l,site}$,
- distance à la paroi adimensionnée du centre de masse de la bulle $x^+_{d,l}$ au moment du détachement ou du décollage sur site actif de nucléation,
- angles de contact $\alpha_{d,l}$ et $\beta_{d,l}$ au moment du détachement ou du décollage sur site actif de nucléation,
- coefficient $k_{d_{d,l}}$ au moment du détachement ou du décollage sur site actif de nucléation,
- coefficient de portance $C_{l_{d,l}}$ au moment du détachement ou du décollage sur site actif de nucléation,
- diamètre de décollage après glissement D_l,
- coefficient k_{d_l} au moment du décollage après glissement,

sont fournis dans le tableau (4.5).

				Croissance sur site actif de nucléation							**Croissance pendant glissement**	
Cas	P [bar]	$v_{l,bulk}$ [$m.s^1$]	ΔT_{sat} [K]	D_d [mm]	$D_{l,site}$ [mm]	$x^+_{d/l}$ [-]	$\alpha_{d/l}$ [°]	$\beta_{d/l}$ [°]	$k_{d_{d/l}}$ [-]	$C_{l_{d/l}}$ [-]	D_l [mm]	k_{d_l} [-]
1	1	0,5	1	2,1	-	105	90	0	51	0,5	2,15	52,9
2		2	1	-	0,68	115	90	66,3	51,1	0,5	-	-
3		5	1	-	0,1	39	90	42,4	49,4	0,5	-	-
4	10	0,5	5	1,9	-	153	90	0	51,3	0,5	1,92	52,9
5		2	1	-	0,59	162	90	78,1	51,4	0,5	-	-
6		2	5	-	0,58	159	90	74,3	51,4	0,5	-	-
7		5	5	-	0,12	75	90	62	50,5	0,5	-	-
8	50	0,5	5	1,5	-	153	90	0	51,3	0,5	1,5	52,9
9		2	1	-	0,4	138	90	77,5	51,3	0,5	-	-
10		2	5	-	0,4	140	90	77,1	51,3	0,5	-	-
11		5	5	-	0,08	64	90	67,4	50,3	0,5	-	-
12	155	0,5	5	0,88	-	99	90	30,8	50,9	0,5	0,88	52,9
13		2	1	-	0,096	37	90	61,5	49,3	0,5	-	-
14		2	5	-	0,096	37	90	61,3	49,3	0,5	-	-
15		5	5	-	0,014	13	90	38,3	45,4	0,5	-	-

TAB. 4.5 – Résultats concernant l'exploitation du bilan des forces

Les principales observations/remarques concernant ces résultats sont les suivantes.

1. L'étape de glissement des bulles le long de la paroi est uniquement observée pour de faibles vitesses du liquide. Elle conduit à un décollage de bulles avec un diamètre peu supérieur (voire identique) au diamètre de détachement sur site de nucléation.
2. Les diamètres de détachement et de décollage sont fortement dépendants de la pression et de la vitesse du liquide, et insensible (au premier ordre) à la surchauffe pariétale.
3. L'angle de contact amont $\alpha_{d,l}$ est toujours égal à 90 ° lorsque la bulle se détache ou décolle de son site actif de nucléation. En revanche, en cas de décollage direct du site actif de nucléation, la valeur de l'angle de contact aval $\beta_{d,l}$ est variable selon les conditions thermohydrauliques considérées ; il est pour cela difficile de mettre en évidence (de manière fiable) sa dépendance à ces conditions thermohydrauliques.
4. Lors du détachement ou du décollage direct des bulles de leur site actif de nucléation, le coefficient de portance $C_{l_{d,l}}$ est toujours égal à 0,5 et le coefficient $k_{d_{d,l}}$ relatif à la traînée majoritairement proche de 51 ; en cas de décollage après glissement le long de la paroi, le coefficient k_{d_l} est toujours égal à 52,9.
5. La distance adimensionnée du centre de masse de la bulle à la paroi $x^+_{d/l}$ lors du détachement ou du décollage de la bulle de son site actif de nucléation se situe quasiment toujours (sauf cas 15) dans la zone dite "logarithmique" de la couche limite dynamique ($30 \leq x^+ \leq 200$).

A la lumière de ces premiers résultats, le comportement global de la modélisation dite "complète" nous semble cohérent ; de bonnes tendances physiques ont notamment pu être dégagées en rela-

tion avec l'évolution de la pression P, de la surchauffe pariétale ΔT_{sat} et de la vitesse au cœur de l'écoulement $v_{l,bulk}$.

Néanmoins, les résultats du tableau (4.5) montrent que les bulles décollent directement du site actif de nucléation sauf pour la plus faible vitesse du liquide $v_{l,bulk} = 0{,}5\ m.s^{-1}$. Ce résultat est en contradiction avec les observations expérimentales qui montrent que les bulles glissent sur la paroi avant de décoller que ce soit à basse pression (Maity (2000, [42]) et Situ (2000, [42])) ou à haute pression (March (1999, [44])). Il est donc nécessaire à ce stade de confronter les résultats obtenus avec des données expérimentales et des corrélations/relations de la littérature. Au préalable, nous évaluons le poids de chacune des forces du bilan des forces, puis nous simplifions la modélisation dite "complète" du bilan des forces.

4.4.2 Poids respectif des différentes forces

Nous analysons maintenant le poids de chacune des forces utilisées pour la modélisation du bilan des forces pour ces différents cas thermohydrauliques. Nous avons constaté pour l'ensemble des figures associées à l'étape de croissance sur site actif de nucléation (annexe B.1.) que le poids de :

- la partie inertielle ($\rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b)$ et $\rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b)$),
- la composante parallèle à la paroi de la force de portance,
- la composante perpendiculaire à la paroi de la force de traînée et de la force de masse ajoutée,

est faible par rapport aux autres composantes du bilan des forces, ceci quelles que soient les configurations thermohydrauliques. Lors de l'étape de croissance pendant glissement, seule la contribution de la partie inertielle ($\rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b u_b)$ et $\rho_g \frac{d}{dt}(\vartheta_b v_b)$) est faible par rapport aux autres composantes du bilan des forces.

De plus, des contributions de certaines forces prépondérantes agissant lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation ont peu d'influence (fig. (4.10) pour le cas 8). Il s'agit plus précisément :

- de la contribution fonction du Ja^2 de la composante selon x de la force de portance,
- de la contribution fonction du Ja^4 de la composante selon y de la force de masse ajoutée,
- de la contribution fonction du Ja^2 de la composante selon y de la force de traînée.

Par ailleurs, la force de tension de surface lors des deux étapes de croissance est prépondérante dans la résolution du bilan des forces. En effet, cette force est la seule qui s'oppose au détachement et au décollage de la bulle du site actif de nucléation. En revanche, la force principale, motrice du détachement ou du décollage du site actif de nucléation, diffère en fonction de la configuration thermohydraulique considérée ; il peut s'agir (fig. en annexe B.1.) :

- de la force de flottabilité et/ou de la force de traînée et/ou de la force de masse ajoutée dans le cas du détachement de la bulle de son site actif de nucléation,
- de la force de portance et éventuellement de la force de pression de contact dans le cas du décollage de la bulle de son site actif de nucléation.

Par exemple, on observe sur la figure (4.7) que la force de tension de surface s'oppose à la force de flottabilité jusqu'au détachement de la bulle.

Comme nous l'avions signalé lors de la présentation de la modélisation des forces (sec. (4.2.2)), la force de portance est également une force prépondérante du bilan des forces, particulièrement au niveau du décollage de la bulle lors des deux étapes de croissance puisque c'est elle qui s'oppose principalement à la force de tension de surface.

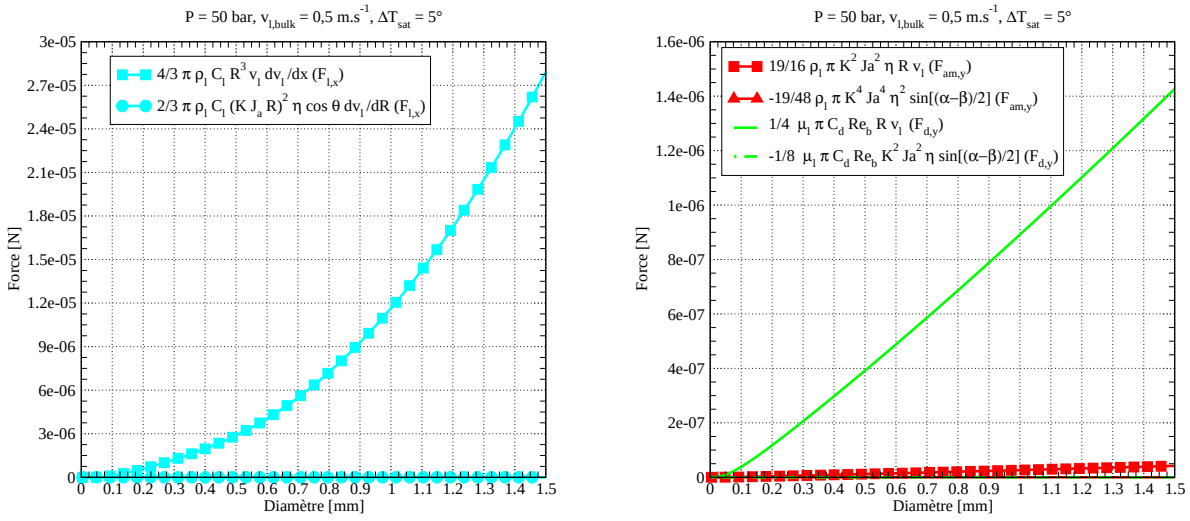


FIG. 4.10 – Poids des contributions de la composante selon *x* de la force de portance, de la composante selon *y* de la force de masse ajoutée et de la composante selon *y* de la force de traînée (cas)

4.4.3 Simplification du bilan des forces au moment du détachement/décollage de la bulle

A partir d'hypothèses issues des résultats de la section précédente, nous sommes en mesure de simplifier la modélisation dite "complète" du bilan des forces.

Ces hypothèses sont :

1. les forces ainsi que les contributions des forces précédemment jugées peu importantes sont négligées (sec. (4.4.2)),
2. le coefficient de portance C_l est pris égal à 0,5 au moment du détachement ou décollage de la bulle de son site actif de nucléation,
3. le coefficient k_d est pris égal à 51 au moment du détachement ou décollage de la bulle de son site actif de nucléation et à 52,9 au moment du décollage de la bulle après glissement le long de la paroi.

Par ailleurs, nous combinons la force de tension superficielle et la force de contact afin d'avoir une seule expression correspondant à une force capillaire :

$$\begin{aligned} F_{cap,x} &= F_{s,x} + F_{cp} = -\sigma\pi R\left(\frac{(\cos\beta-\cos\alpha)(\sin\alpha+\sin\beta)}{\alpha-\beta} - \frac{(\sin\alpha+\sin\beta)^2}{10}\right) \\ &= \sigma\pi f(\alpha,\beta)R \qquad (4.50) \\ F_{cap,y} &= F_{s,y} = -1,25\frac{(\alpha-\beta)}{\pi^2-(\alpha-\beta)^2}(\sin\alpha+\sin\beta)^2\sigma\pi R \\ &= \sigma\pi h(\alpha,\beta)R \qquad (4.51) \end{aligned}$$

On constate que (fig. (4.11)) :

- la fonction $f(\alpha,\beta)$ augmente, en valeur absolue, avec l'accroissement de α et de β ; quelle que soit la valeur de α, cette fonction est maximum en valeur absolue pour un angle β égal à 90 ° et minimum en valeur absolue pour un angle β égal à 0 °,
- la fonction $h(\alpha,\beta)$ atteint une valeur maximum en valeur absolue pour le couple d'angle α égal à 90 ° et β égal à 28,9 °. Sa valeur est alors d'environ -0,336. La valeur de la fonction $f(\alpha,\beta)$ correspond à ces angles est alors d'environ -1.

Bien que d'après notre étude, l'angle de contact amont $\alpha_{d,l}$ soit toujours égal à 90 ° lorsque la bulle se détache ou décolle de son site actif de nucléation, cette valeur n'est pas en accord avec les observations expérimentales trouvées dans la littérature. Par conséquent, nous discuterons les valeurs de α et β au moment du détachement et du décollage sur site actif de nucléation dans la section suivante.

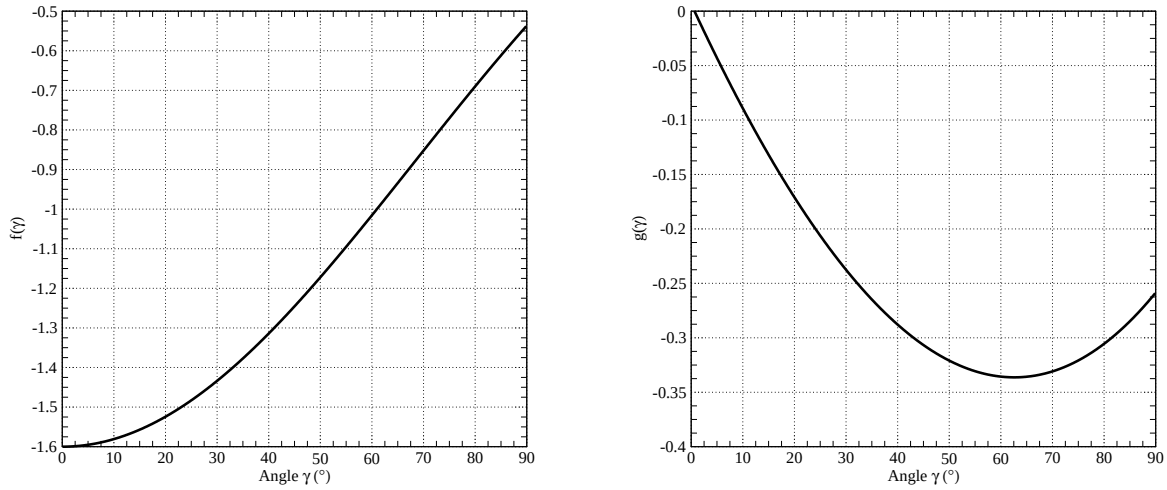


FIG. 4.11 – Représentation des fonctions $f(\alpha,\beta)$ et $h(\alpha,\beta)$

A partir de ces dernières hypothèses, il est possible d'obtenir des expressions simplifiées du bilan des forces pour les deux étapes de croissance.

* Détachement et décollage des bulles sur site actif de nucléation

Les simplifications que nous venons d'effectuer nous permettent d'écrire les relations suivantes pour la croissance des bulles sur leur site actif de nucléation :

$$x \mapsto \sigma f(\alpha,\beta) + \frac{2}{3}\rho_l R^2 v_l \frac{dv_l}{dx} = 0 \tag{4.52}$$

$$y \mapsto \sigma h(\alpha,\beta) + \frac{19}{16}\rho_l K^2 Ja^2 \eta_l v_l + 12,75\mu_l v_l + \frac{4}{3}(\rho_l - \rho_g) R^2 g = 0 \tag{4.53}$$

L'équation selon y peut être réécrite sous la forme suivante :

$$y \mapsto \sigma h(\alpha,\beta) + \mu_l v_l \left(12,75 + \frac{19}{16}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right) + \frac{4}{3}(\rho_l - \rho_g) R^2 g = 0 \tag{4.54}$$

La simplification du bilan des forces lors du détachement et décollage des bulles de leur site actif de nucléation met en évidence que :

1. plus la vitesse du liquide est faible, plus le détachement des bulles de la paroi est dû à la force de flottabilité. Ce constat correspond aux résultats obtenus pour une vitesse du liquide $v_{l,bulk}$ égale à 0,5 $m.s^{-1}$;
2. de manière opposée, plus la vitesse est élevée, plus le détachement des bulles de la paroi est dû aux forces de traînée et de masse ajoutée. Lorsque $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}} > \sqrt{\frac{4k_d}{19}} \sim 3,3$, la masse ajoutée domine la force de traînée (résultats obtenus pour les basses pressions à 1 et 10 bar). Lorsque la pression augmente, le nombre de Jakob Ja diminue (tab. (4.3)) ; la force de traînée est alors responsable du détachement de la bulle, comme on peut le voir sur les résultats de simulations effectuées à 50 et 155 bar ;

3. la force de portance est la seule force responsable du décollage de la bulle de la paroi ;
4. quelle que soit la direction (selon x ou selon y), la seule force maintenant la bulle attachée à son site de nucléation est la force capillaire. Par conséquent, les diamètres de détachement et de décollage sur site actif de nucléation vont être très sensibles aux valeurs de α et β, dont dépendent fortement les fonctions $f(\alpha,\beta)$ et $h(\alpha,\beta)$.

* Décollage des bulles après glissement sur la paroi

Nous écrivons maintenant le nouveau jeu d'équations lors du décollage des bulles après glissement sur la paroi. Nous avons vu à la section (4.3.2) consacrée au principe de résolution du bilan des forces que les forces de tension de surface et de pression de contact sont, par hypothèse, nulles au moment du décollage de la bulle. La partie inertielle du bilan des forces étant négligeable d'après notre étude, le décollage de la bulle après glissement le long de la paroi est dépendant de l'équilibre entre les forces de portance, de masse ajoutée et de traînée selon la composante x du bilan des forces.

$$x \mapsto -\frac{5}{24}\rho_l K^4 Ja^4 \eta_l^2 - \frac{52,9}{8}\mu_l K^2 Ja^2 \eta_l + \frac{1}{2}\rho_l C_l R^2 V_r^2 = 0 \tag{4.55}$$

$$y \mapsto -\frac{19}{8}\rho_l \left[\frac{1}{2}K^2 Ja^2 \eta_l V_r + \frac{1}{3}R^2 \frac{d}{dt}V_r\right] - \frac{52,9}{4}\mu_l V_r + \frac{4}{3}(\rho_l - \rho_g) R^2 g = 0 \tag{4.56}$$

Ces deux équations peuvent être réécrites sous la forme suivante :

$$x \mapsto -\frac{1}{8}\rho_l \nu_l^2 \left(\frac{5}{3}\frac{K^4 Ja^4}{Pr_l^2} + 52,9\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right) + \frac{1}{2}\rho_l C_l R^2 V_r^2 = 0 \tag{4.57}$$

$$y \mapsto -\frac{19}{24}\rho_l R^2 \frac{d}{dt}V_r - \frac{1}{4}\mu_l V_r \left(52,9 + \frac{19}{4}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right) + \frac{4}{3}(\rho_l - \rho_g) R^2 g = 0 \tag{4.58}$$

De même que lors de la croissance des bulles sur site actif de nucléation, l'écriture de ces équations simplifiées permet de constater que :

1. plus la valeur de $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}}$ est importante, plus la force de masse ajoutée et la force de traînée jouent un rôle important dans le décollage des bulles,
2. si cette valeur est faible, seule la force capillaire s'oppose au décollage des bulles.

Les résultats des équations du bilan des forces simplifié vont maintenant être confrontés à des données expérimentales et aux résultats obtenus à partir de corrélations/relations de la littérature.

4.4.4 Confrontation de la modélisation simplifiée à des données expérimentales et des corrélations/relations de la littérature

Afin d'évaluer notre modélisation simplifiée, nous confrontons d'abord les diamètres de détachement et de décollage fournis par les équations (4.52), (4.54), (4.57) et (4.58) à des données expérimentales de la littérature. Ensuite nous les comparons avec les diamètres fournis par des corrélations/relations de la littérature. Les mêmes conditions thermohydrauliques sont considérées pour les deux phases de cette évaluation.

4.4.4.1 Description des bases de données expérimentales exploitées

Les bases de données sélectionnées ne concernent que des écoulements en eau/vapeur ; nous avons choisi de ne pas valider ce modèle avec d'autres fluides (réfrigérants, par exemple), car les angles de contact sont directement liés à la mouillabilité du fluide, très différente selon le fluide utilisé.

Il existe peu de données dans la littérature sur les diamètres de détachement des bulles pour de l'eau en ébullition nucléée sous-saturée convective (et encore moins en conditions REP) ; **la seule base de données expérimentales accessible, à notre connaissance, est celle de Maity (2000, [42])** établie dans un canal carré de 2 *cm* de côté **à pression atmosphérique**.

Pour les diamètres de décollage, nous utiliserons :

- **la base de données expérimentales de Maity (2000, [42])**, précédemment citée pour fournir des valeurs de diamètres de détachement expérimentaux à basse pression,
- **la base de données expérimentales d'établissement de la corrélation d'Ünal (1976, [66])**, utilisée lors de l'analyse du modèle d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski (tab. (2.2) et (2.3), sec. 2.2.2.1),
- **la base de données expérimentales de Situ *et al.* (2005, [59])** obtenue en écoulement eau/vapeur à pression atmosphérique dans un espace annulaire de 38,1 *mm* de diamètre extérieur et de 19,1 de diamètre intérieur.

Parmi ces trois bases, seule celle d'Ünal fournit des données expérimentales à haute pression ; étant donnée la variation importante des paramètres thermohydrauliques de cette base, nous avons choisi de nous intéresser uniquement à neuf configurations thermohydrauliques différentes (établies sur plaques planes et en tubes cylindriques) ayant des valeurs modérées de la surchauffe pariétale, de la sous-saturation et des vitesses du liquide comprises entre 0,1 et 4 $m.s^{-1}$. Cinq configurations thermohydrauliques différentes ont été choisies dans la base de données expérimentales de *Situ et al.* et deux autres dans la base de Maity.

Nous présentons respectivement dans les tableaux (4.6), (4.7) et (4.8), les données expérimentales sélectionnées des bases de Maity, Ünal et Situ *et al.* ; ces tableaux intègrent également certains paramètres que nous avons calculés pour l'évaluation des diamètres avec notre modélisation :

- les vitesses de frottement sont calculées à partir de la relation de Petukhov (1970, [50]) (éq. (4.46)) en utilisant la vitesse expérimentale au cœur de l'écoulement $v_{l,bulk}$ fournie dans les tableaux,
- la valeur de K permettant de calculer le rapport $\frac{KJa}{Pr_l}$ dans le tableau de Maity est déterminée à partir de l'équation (4.43), établie pour élaborer la corrélation semi-empirique d'Ünal, en utilisant le temps de détachement des bulles t_d. Cette valeur est alors inférieure à la valeur de $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sim 1,13$ proposée par Zuber (1959, [76]) en partie à cause de la prise en compte de la sous-saturation de l'écoulement,
- les surchauffes pariétales ΔT_{sat} associées aux données expérimentales d'Ünal sont calculées à partir du modèle de Rohsenow comme proposé par Ünal (éq. (2.24)) ; quant à celles correspondantes aux données expérimentales de Situ *et al.*, elles sont obtenues à partir de la corrélation de Chen (éq. (3.3)) préconisée par les auteurs,
- les sous-saturations ΔT_{sub} associées aux données expérimentales de Situ *et al.* sont évaluées à l'aide d'un bilan enthalpique (éq. (1.78)) au niveau de la section de mesure.

		Données expérimentales									**Paramètres calculés**		
	Cas	$v_{l,bulk}$ $[m.s^{-1}]$	ΔT_{sat} [°C]	ΔT_{sub} [°C]	D_d $[mm]$	t_d $[s]$	D_l $[mm]$	t_l $[s]$	$\alpha_{d,l}$ [°]	$\beta_{d,l}$ [°]	u^* $[m.s^{-1}]$	Ja $[-]$	$\left(\frac{KJa}{Pr_l}\right)_{D_d,exp}$ $[-]$
Maity	i	0,15	5,9	0,3	1,0	0,01	2,0	0,09	50	40	0,009	17,9	9,2
	ii	0,25	5,9	0,3	0,9	0,004	1,1	0,007	50	40	0,015	17,9	13,1

TAB. 4.6 – Données expérimentales de Maity (2000, [42])

		Données expérimentales				**Paramètres calculés**		
	Cas	P [bar]	$v_{l,bulk}$ $[m.s^{-1}]$	ΔT_{sub} [°C]	D_l $[mm]$	u^* $[-]$	ΔT_{sat} [°C]	Ja $[-]$
Ünal (plaques)	1	1	0,2	5	1,24	0,011	21,17	67
	2	1	0,2	20	0,9	0,011	21,63	65,6
	3	1	0,2	40	0,56	0,011	20,93	63,5
	19	5	1,9	30	0,26	0,082	13,53	9,5
	27	69	6,1	11	0,146	0,24	9,11	0,67
Ünal (tubes)	1	139	3,27	3,7	0,15	0,14	4,07	0,21
	4	139	3,27	5,9	0,11	0,14	3,85	0,20
	5	158	3,57	4,1	0,15	0,15	4,33	0,24
	7	177	3,75	3	0,13	0,16	4,98	0,32

TAB. 4.7 – Données de la base expérimentale d'établissement de la corrélation d'Ünal

		Données expérimentales				**Paramètres calculés**			
	Cas	P [bar]	$v_{l,bulk}$ $[m.s^{-1}]$	ϕ_w $[kW.m^{-2}]$	D_l $[mm]$	u^* $[m.s^{-1}]$	ΔT_{sub} [°C]	ΔT_{sat} [°C]	Ja [−]
Situ *et al.*	a	1	0,927	145	0,58	0,051	8,11	6,97	21,14
	b	1	0,921	145	0,48	0,050	8,10	7,01	21,27
	c	1	0,501	61,1	0,21	0,030	6,97	6,69	20,29
	d	1	0,496	60,7	0,61	0,029	0,42	11,21	34,01
	e	1	0,749	104	0,18	0,042	6,86	8,45	25,63

TAB. 4.8 – Données expérimentales de Situ *et al.*

4.4.4.2 Choix des corrélations/relations de la littérature

A l'instar des données expérimentales, il existe peu de corrélations/relations dans la littérature permettant de calculer le diamètre de détachement ; **à notre connaissance, seule la corrélation de Basu *et al.* (éq. (2.37)) permet d'évaluer ce diamètre.**

Pour le diamètre de décollage, nous avons sélectionné deux corrélations et une relation :

- **la corrélation semi-empirique d'Ünal (éq. (2.9))** établie sur la banque de données expérimentales sélectionnée précédemment,
- **la corrélations de Basu *et al.* (éq. (2.37))** établie sur la banque de données expérimentales de Maity citée précédemment,
- **la relation de Situ *et al.*** issue d'un bilan de force. Elle a été développée en considérant que seules les forces de masse ajoutée et de portance sont en équilibre au moment du décollage de la bulle :

$$D_l = 2\sqrt{\frac{11K^4Ja^4\eta_l^2}{6C_lV_r^2}} \sim 2,71\sqrt{\frac{K^4Ja^4\eta_l^2}{C_lV_r^2}} \tag{4.59}$$

où la vitesse de glissement de la bulle au niveau de son centre de masse est égale à la moitié de la vitesse du liquide $v_{b,g} = \frac{1}{2}v_l$ et le paramètre K est constant égal à $\frac{3,46}{\sqrt{\pi}}$.
La vitesse du liquide v_l et le coefficient de portance C_l sont obtenus à partir des expressions choisies pour exploiter le bilan des forces (sec. (4.2.2)).

A basse pression, chacune de ces corrélations/relations sera comparée aux diamètres de détachement et de décollage calculés par le bilan des forces simplifié. En revanche, seule la corrélation d'Ünal sera testée sur les conditions thermohydrauliques à haute pression.

Afin de comparer les diamètres de détachement et de décollage aux données expérimentales et à ces corrélations/relations, nous effectuons dans la section suivante, une étude préliminaire qui nous permettra de déterminer la valeur du couple d'angles (α,β) nécessaire à la fermeture du bilan des forces lors du détachement ou du décollage des bulles de leur site actif de nucléation.

4.4.4.3 Calibration des angles α et β du bilan des forces simplifié

Nous traçons sur la figure (4.12),

- les diamètres de détachement des bulles (courbes avec des cercles et des losanges),
- les diamètres de décollage des bulles (courbes avec des rectangles),

obtenus à partir des relations (4.52) et (4.54) en fonction de la vitesse de frottement u^* pour différentes valeurs de $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}}$ et du couple d'angles (α,β) à une pression de 1 bar.

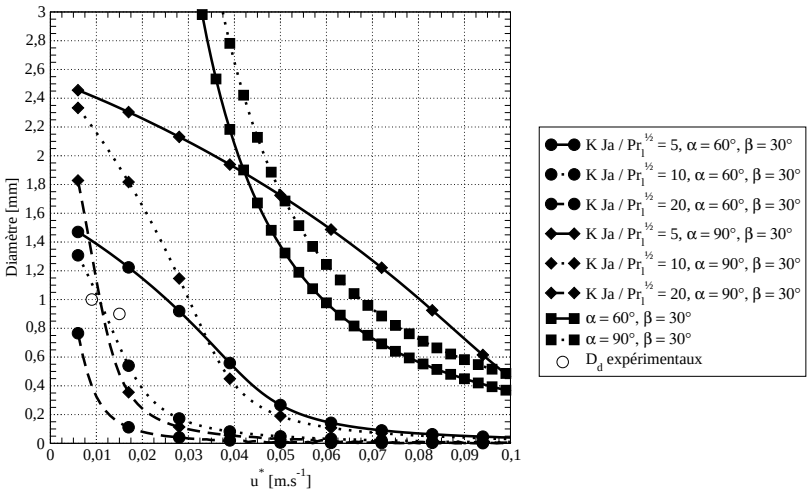


FIG. 4.12 – Évolution des diamètres de détachement et de décollage des bulles sur sites actifs de nucléation

L'analyse de cette figure nous permet de conclure que :

- pour de faibles valeurs de u^* (correspondant à celles du tableau (4.6)), le diamètre de décollage sur site actif de nucléation est toujours supérieur au diamètre de détachement quelles que soient les valeurs α, β et $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}}$. Cette observation permet d'affirmer que le bilan des forces simplifié a la capacité de prédire le glissement des bulles sur la paroi ;
- les diamètres de détachement obtenus pour $\alpha = 90\ ^\circ$, $\beta = 30\ ^\circ$ et $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}} = 10$ (valeurs utilisées par hypothèse) sont environ deux fois plus élevés que les diamètres expérimentaux ;
- un meilleur accord avec l'expérience est trouvé pour $\alpha = 60\ ^\circ$, $\beta = 30\ ^\circ$ et $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}} = 10$. Ces valeurs d'angles correspondent alors davantage aux valeurs expérimentales présentes dans le tableau (4.6). Cet écart est sans doute lié à la modélisation simplifiée de la force capillaire (notamment $r_r = 5R$). La courbe correspondant à $\alpha = 50\ ^\circ$, $\beta = 40\ ^\circ$ et $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}} = 10$ n'est pas reproduite sur la figure (4.12) ; elle est équivalente à celle obtenue pour $\alpha = 60\ ^\circ$, $\beta = 30\ ^\circ$ et $\frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}} = 20$ et donne par conséquent de moins bons résultats.

A l'issue de cette étude, nous décidons donc d'adopter les valeurs de $\alpha = 60\ ^\circ$ et $\beta = 30\ ^\circ$ pour fermer le bilan des forces simplifié lors du détachement et du décollage des bulles sur leur site actif de nucléation.

4.4.4.4 Résultats de l'évaluation du bilan des forces simplifié

- Calcul des diamètres de détachement et de décollage

  Nous calculons pour l'ensemble des bases de données sélectionnées, le diamètre de détachement et le diamètre de décollage des bulles à partir des équations (4.52), (4.54), (4.57) et (4.58) ; ces équations sont résolues par un processus itératif permettant de faire varier la valeur du paramètre K_{Unal} dérivée de la modélisation d'Ünal (éq. (4.43)) en fonction de la taille des bulles.

  Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau (4.9) ; ils sont accompagnés de :

  - l'écart relatif E_{rel} (entre parenthèses dans le tableau) avec le résultat expérimental,
  - la moyenne des écarts relatifs $\overline{E}_{rel}$,
  - l'écart-type σ des écarts relatifs :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{n}\left(E_{rel} - \overline{E}_{rel}\right)^2} \tag{4.60}$$

  tous exprimés en pour-cent.

  Pour toutes les conditions thermohydrauliques sélectionnées :

  - nous observons que **le bilan des forces simplifié prédit un glissement des bulles sur la paroi avant décollage de celles-ci : ces résultats sont en accord avec des observations expérimentales générale, contrairement ceux trouvés lors de l'étude paramétrique menée précédemment dans des conditions thermohydrauliques différentes**,
  - néanmoins, pour les cas (i) de Maity et (1) et (4) d'Ünal à haute pression, la différence entre les diamètre de détachement et de décollage est très faible, ce qui ne permet pas d'affirmer que les bulles glissent réellement sur la paroi.

			Diamètres exp.		**Diamètres calculés**	
		Cas	$D_{d,exp}$ [mm]	$D_{l,exp}$ [mm]	D_d [mm]	D_l [mm]
Basse pression	**Maity**	i	1	2,0	1,21 (21)	1,22 (-39)
		ii	0,9	1,1	0,91 (1)	1,09 (-1)
	Ünal	1	-	1,24	0,13	2,17 (75)
		2	-	0,9	0,13	1,36 (51)
		3	-	0,56	0,14	1,11 (98)
		19	-	0,26	0,021	0,31 (19)
	Situ *et al.*	a	-	0,58	0,07	0,39 (-33)
		b	-	0,48	0,07	0,39 (-19)
		c	-	0,21	0,24	0,45 (114)
		d	-	0,61	0,035	1,32 (116)
		e	-	0,18	0,10	0,56 (211)
		$\overline{E}_{rel}$			-	54
		σ			-	74
Haute pression	**Ünal**	27	-	0,146	0,011	0,022 (-85)
		1	-	0,15	0,013	0,013 (-91)
		4	-	0,11	0,014	0,014 (-87)
		5	-	0,15	0,008	0,011 (-93)
		7	-	0,13	0,004	0,012 (-91)
		$\overline{E}_{rel}$			-	-89
		σ			-	3

TAB. 4.9 – Résultats d'exploitation sur l'ensemble des bases de données sélectionnées

- Confrontation des diamètres calculés par le bilan des forces simplifié aux données expérimentales

  Les figures (4.13) à (4.15) présentent les comparaisons entre les diamètres expérimentaux et :

  - les diamètres de détachement des bulles (fig. (4.13)),
  - les diamètres de décollage des bulles à basse et haute pression (respectivement fig. (4.14) et (4.15)),

  calculés par le bilan des forces simplifié.

  L'analyse de ces figures nous permet de constater que :

  - les deux diamètres de détachement calculés sont très proches des valeurs expérimentales (fig. (4.13)) ; cependant, un meilleur accord est trouvé avec l'expérience lorsque le diamètre de détachement calculé est divisé par 1,1. Ces résultats sont satisfaisants mais il existe bien trop peu de données expérimentales pour véritablement valider notre approche. De plus, nous n'avons aucune donnée expérimentale à haute pression,
  - les diamètres de décollage calculés ne correspondent pas aux données expérimentales (fig. (4.14) et (4.15)). Néanmoins, on constate un bien meilleur accord avec les résultats expérimentaux à basse pression qu'à haute pression.
    - Compte tenu des approximations du modèle du bilan des forces, l'accord avec les données expérimentales à basse pression est raisonnable. La moyenne des écarts relatifs constatés est de 54 % pour un écart type de 74 %. En divisant par 1,46 le diamètre de décollage obtenu à basse pression, on obtient un meilleur accord avec les données expérimentales ; les statistiques du bilan des forces sont alors améliorées passant à 12 % pour la moyenne des écarts relatifs et 48 % pour l'écart type si on ne considère pas le diamètre calculé pour la condition thermohydraulique (i) de Maity.
    - A haute pression, les diamètres de décollage calculés sont largement sous-estimés, soit environ 10 fois inférieurs aux diamètres expérimentaux (tab. (4.7) et fig. (4.15)) ; il est possible qu'une mauvaise prédiction des diamètres de détachement (non validés sur des données expérimentales à haute pression) soit à l'origine de la mauvaise prédiction du diamètre de décollage.

  Nous signalons au lecteur que le bilan des forces simplifié n'a pas été en mesure de fournir de diamètre de décollage pour les très basses vitesses ($< 0{,}1\ m.s^{-1}$) ; ce constat est probablement dû au fait que les diamètres de détachement calculés par le bilan des forces simplifié sont surévalués dans ce cas.

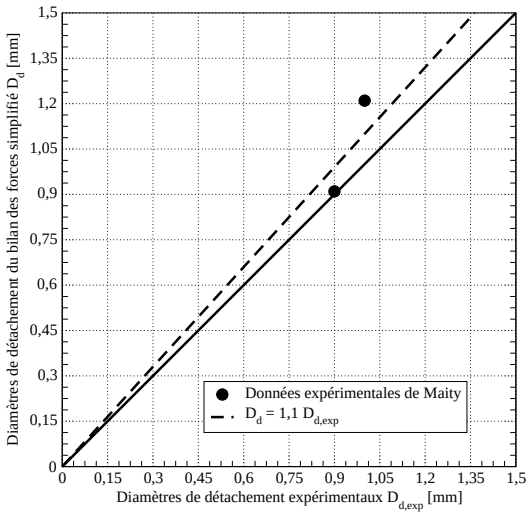


FIG. 4.13 – Comparaison des diamètres de détachement du bilan des forces simplifié aux diamètres expérimentaux de Maity

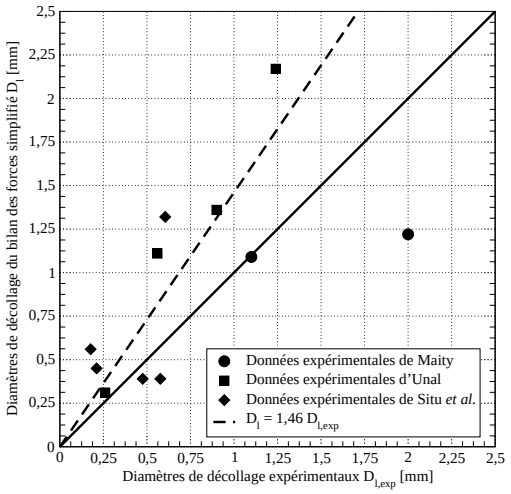


FIG. 4.14 – Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié aux diamètres expérimentaux (basse pression)

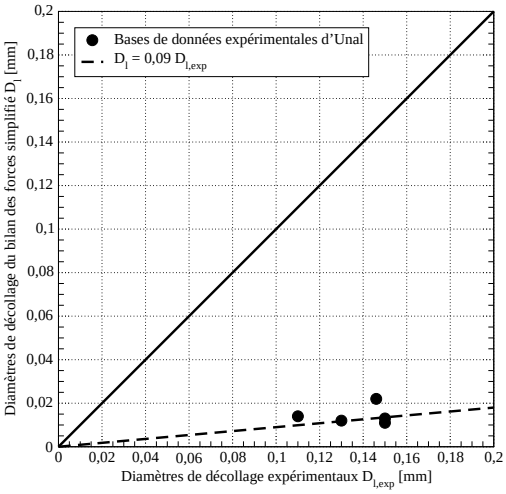


FIG. 4.15 – Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié aux diamètres expérimentaux (haute pression)

* Résultats de la confrontation à des corrélations/relations de la littérature

Cette confrontation est effectuée *via* l'écart relatif E_{rel}, la moyenne des écarts relatifs $\overline{E}_{rel}$ et l'écart-type σ calculés entre le diamètre fourni par les différentes corrélations/relations et le diamètre expérimental associé à la condition thermohydraulique traitée. Nous avons également effectué cette comparaison pour le diamètre de décollage des bulles divisé par le paramètre 1,46 ; celui-ci est noté $D_{l,corr}$.

Les résultats sont présentés dans les tableaux (4.10) pour les conditions thermohydrauliques à basse pression et (4.18) pour les conditions thermohydrauliques à haute pression. Les figures (4.16), (4.17) et (4.19) (respectivement pour les conditions thermohydrauliques à basse pression et haute pression) permettent d'illustrer ces résultats.

L'analyse conjointe de ces tableaux et de ces figures permet de tirer certains enseignements.

- Diamètres de détachement

  Le diamètre de détachement calculé par le bilan des forces simplifié est plus proche des diamètres expérimentaux que la corrélation de Basu *et al.* ; la moyenne des écarts relatifs est de 11 % contre -76 % pour la corrélation de Basu *et al.*. Ce résultat est curieux dans la mesure où la corrélation de Basu *et al.* a été en partie élaborée à partir de ces données expérimentales.

- Diamètres de décollage à basse pression

  Le bilan des forces simplifié fournit les meilleurs résultats sur la base de données de Maity. Viennent ensuite, la corrélation d'Ünal, le bilan des forces simplifié et corrigé (diamètre de décollage divisé par 1,46), la corrélation de Basu *et al.* et la relation de Situ *et al.* ; cette dernière relation surestime largement les diamètres.

  La corrélation d'Ünal produit les meilleurs résultats sur sa base de données ; ce résultat est rassurant et confirme la fiabilité de cette corrélation vis-à-vis de sa base de données. Le bilan des forces simplifié et corrigé fournit également de bons résultats avec une moyenne des écarts relatifs de 10 % et un écart type de 20 %. Viennent ensuite le bilan des forces simplifié, la corrélation de Basu *et al.* et la relation de Situ *et al.* ; cette dernière surestime encore plus largement les diamètres de décollage et donne dans la majorité des cas des valeurs des diamètres non-physiques.

  La relation de Situ *et al.* prédit les meilleurs résultats sur sa base de données ; ce résultat nous indique que cette corrélation est difficilement utilisable en dehors de la base de données à partir de laquelle elle a été développée. Viennent ensuite les deux relations du bilan des forces, la corrélation de Basu *et al.* et celle d'Ünal. La base de données expérimentales de Situ *et al.* est la seule pour laquelle la corrélation d'Ünal n'obtient pas de résultats satisfaisants, particulièrement pour les cas (c) à (d) ; il est probable que ce désaccord soit causé par la valeur des flux de chaleur pariétaux, trop faible et en dehors du domaine d'établissement de la corrélation d'Unal.

  Compte tenu des modifications apportées sur le diamètre de décollage, le bilan des forces simplifié et corrigé fournit globalement les meilleurs résultats à basse pression avec une moyenne des écarts relatifs de 6 % et un écart type de 42 %. La corrélation d'Ünal prédit également très bien les diamètres de décollage si on ne considère pas les cas (c) à (d) de la base de données de Situ *et al.* ($\overline{E}_{rel} \sim 2$ % et $\sigma = 27$ % dans ce cas). Les autres corrélations/relations donnent de moins bons résultats, particulièrement pour Situ *et al.* qui conduit à des valeurs non-physiques des diamètres.

		Diamètres exp.		Diamètres calculés						
	Cas	$D_{d,exp}$ [mm]	$D_{l,exp}$ [mm]	D_d [mm]	D_l [mm]	$D_{l,corr}$ [mm]	$D_{d,Basu}$ [mm]	$D_{l,Basu}$ [mm]	$D_{l,Unal}$ [mm]	$D_{l,Situ}$ [mm]
Maity	i	1,0	2,0	1,21 (21)	1,22 (-39)	0,84 (-58)	0,32 (-68)	0,71 (-182)	1,79 (-11)	10,95 (448)
	ii	0,9	1,1	0,91 (1)	1,09 (-1)	0,75 (-31)	0,14 (-84)	0,34 (-224)	1,79 (63)	7,04 (540)
	$\overline{E}_{rel}$			11	-20	-46	-76	-102	26	494
	σ			10	19	14	8	21	37	46
Ünal	1	-	1,24	-	2,17 (75)	1,49 (20)	-	0,13 (-84)	1,58 (27)	107 (8529)
	2	-	0,9	-	1,36 (51)	0,93 (3)	-	0,13 (-85)	0,8 (-11)	112 (12340)
	3	-	0,56	-	1,11 (98)	0,76 (36)	-	0,14 (-75)	0,55 (-2)	105 (18650)
	19	-	0,26	-	0,31 (19)	0,21 (-19)	-	0,04 (-85)	0,23 (-12)	0,39 (50)
	$\overline{E}_{rel}$			-	61	10	-	-82	0,5	9892
	σ			-	29	20	-	4	16	6735
Situ *et al.*	a	-	0,58	-	0,39 (-33)	0,27 (-53)	-	0,11 (-81)	0,37 (-13)	0,15 (-74)
	b	-	0,48	-	0,39 (-19)	0,27 (-43)	-	0,11 (-77)	0,37 (-23)	0,15 (-69)
	c	-	0,21	-	0,45 (114)	0,31 (48)	-	0,35 (66)	0,44 (110)	0,24 (14)
	d	-	0,61	-	1,32 (116)	0,90 (48)	-	0,5 (-18)	2,88 (372)	0,77 (26)
	e	-	0,18	-	0,56 (211)	0,38 (111)	-	0,18 (0)	0,51 (183)	0,28 (56)
	$\overline{E}_{rel}$			-	78	22	-	-22	126	-9
	σ			-	92	62	-	54	145	53
$\overline{E}_{rel}$ total				11	54	6	-76	-76	62	3683
σ total				15	74	42	76	76	112	6209

TAB. 4.10 – Comparaison à des corrélations de la littérature à basse pression

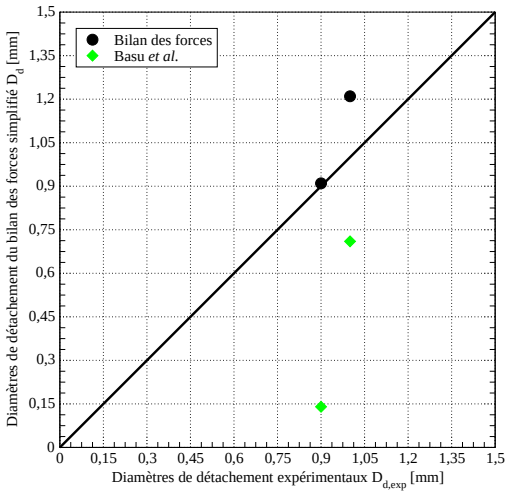


FIG. 4.16 – Comparaison des diamètres de détachement du bilan des forces simplifié à la corrélation de Basu *et al.*

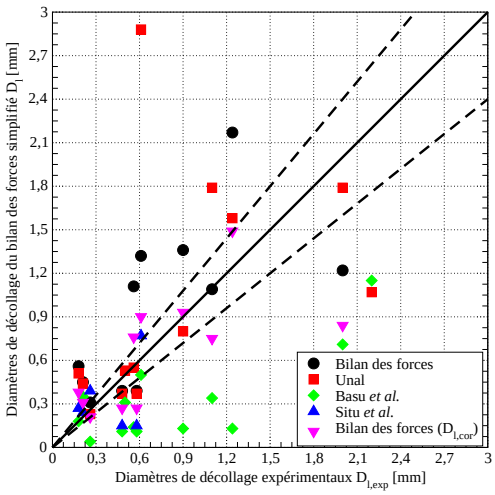


FIG. 4.17 – Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié aux corrélations/relations de la littérature (basse pression) ; les lignes discontinues correspondent à des écarts de + ou - 20 % par rapport aux diamètres expérimentaux

- Diamètres de décollage à haute pression
  Le corrélation d'Ünal est en bien meilleur accord avec sa base de données d'établissement que le bilan des forces qui sous-évalue largement les diamètres comme nous l'avions déjà constaté.

La confrontation du modèle simplifié du bilan des forces aux données expérimentales et aux corrélations relations de la littérature nous a permis :

- de définir les valeurs de $\alpha = 60°$ et $\beta = 30°$ que nous préconisons pour fermer le bilan des forces lors du détachement et décollage des bulles de leur site actif de nucléation à basse pression. Les diamètres de détachement calculés sont alors très proches des résultats expérimentaux à basse pression ; ce résultat doit être considéré avec réserve dans la mesure où il n'a été validé que sur deux conditions thermohydrauliques. Nous rappelons également que les diamètres de détachement à haute pression n'ont pas pu être confrontés à des données expérimentales,
- d'ajuster par un coefficient, l'équation sur le diamètre de décollage issue du bilan des forces simplifié ; celui-ci doit être divisé par 1,46 pour obtenir des résultas plus proches des diamètres expérimentaux ; cette correction est tout à fait raisonnable compte tenu des approximations sur le coefficient de portance pour une bulle sur une paroi.
- de constater que la prédiction du diamètre de décollage à haute pression n'est pas satisfaisante car elle sous-estime trop largement les diamètres.

		Diamètres exp.	**Diamètres calculés**	
	Cas	$D_{l,exp}$ [mm]	D_l [mm]	$D_{l,Unal}$ [mm]
Ünal	27	0,146	0,022 (-85)	0,13 (-12)
	1	0,15	0,013 (-91)	0,10 (-30)
	4	0,11	0,014 (-87)	0,08 (-29)
	5	0,15	0,011 (-93)	0,10 (-31)
	7	0,13	0,012 (-91)	0,14 (6)
	$\overline{E}_{rel}$		-89	-19
	σ		3	14

FIG. 4.18 – Comparaison à des corrélations de la littérature à haute pression (base de données d'établissement de la corrélation dÜnal)

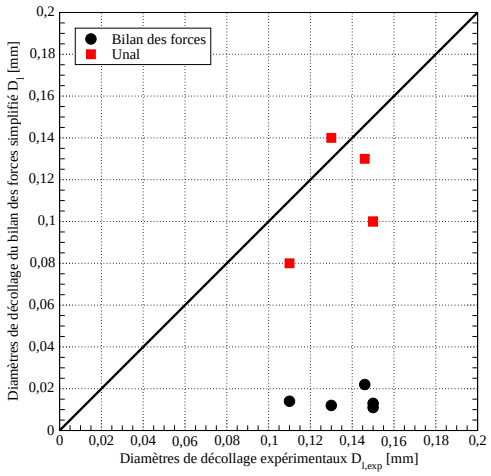


FIG. 4.19 – Comparaison des diamètres de décollage du bilan des forces simplifié à la corrélation dÜnal (haute pression)

Les résultats obtenus vont nous permettre d'élaborer des expressions (semi-) analytique pour les diamètres de détachement et de décollage dans la section suivante.

4.4.5 Écriture de relations pour les diamètres de détachement et de décollage

Les analyses comparatives effectuées précédemment ont montré que la modélisation des forces simplifiée :

- pourrait prédire correctement le diamètre de détachement, quelles que soient les conditions thermohydrauliques,
- est à même de calculer le diamètre de décollage, à basse pression seulement et moyennant un facteur correctif calibré sur des données expérimentales.

Nous allons à présent proposer des expressions permettant d'évaluer les diamètres de détachement et de décollage. Ces expressions peuvent-être résolues de manière itérative ; sous certaines conditions, elles peuvent être rendues analytiques.

* Diamètres de détachement et décollage sur site actif de nucléation

A partir des relations (4.52) et (4.54), on obtient les équations du diamètre de détachement D_d et du diamètre de décollage $D_{l,site}$ d'une bulle de son site actif de nucléation :

$$D_d = \sqrt{\frac{-3g}{\rho_l - \rho_g}\left[\sigma h(\alpha,\beta) + 0,25\mu_l v_l\left(52,9 + \frac{19}{4}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right)\right]} \tag{4.61}$$

$$D_{l,site} = \sqrt{\frac{-6\sigma f(\alpha,\beta)}{\rho_l v_l \frac{dv_l}{dx}}} \tag{4.62}$$

La valeur des angles α et β est respectivement égale à 60 ° et 30 ° pour ces deux équations. Le paramètre K pour le diamètre de détachement D_d est obtenu à partir de l'équation (4.43) dérivée de la loi de croissance d'Ünal. La vitesse du liquide v_l et sa dérivée $\frac{dv_l}{dx}$ sont obtenues à partir des équations (4.44) et (4.45).

Dès lors que l'on a calculé ces deux diamètres, le critère permettant de savoir si la bulle se détache de son site actif de nucléation pour glisser sur la paroi ou si celle-ci décolle directement à partir de son site actif de nucléation consiste à considérer que le phénomène prioritaire est celui pour lequel la bulle a le plus petit diamètre :

- si $D_d < D_{l,site}$, la bulle se détache de son site actif de nucléation puis glisse sur la paroi,
- si $D_d > D_{l,site}$, la bulle décolle à partir de son site actif de nucléation sans glisser sur la paroi.

Si le paramètre K est constant (loi de croissance de Zuber, par exemple), il est possible d'obtenir des expressions analytiques pour les diamètres de détachement D_d et du diamètre de décollage $D_{l,site}$ d'une bulle de son site actif de nucléation en approximant le profil de vitesse du liquide par un profil linéaire par morceau (fig. 4.20) :

$$v_l = aR + b \tag{4.63}$$

avec :

$$\begin{cases} a = \dfrac{u^{*2}}{\nu_l} \\ b = 0 \end{cases} \quad \text{pour } x^+ < 5 \tag{4.64}$$

$$\begin{cases} a = \dfrac{u^{*2}\,(5\ln 30 + 1)}{50\nu_l} \\ b = \dfrac{u^{*}\,(49 - 5\ln 30)}{10} \end{cases} \quad \text{pour } 5 \leq x^+ < 30 \tag{4.65}$$

$$\begin{cases} a = \dfrac{u^{*2}\ln 6}{60\nu_l} \\ b = \dfrac{u^{*}(5\ln 30 - \ln 6 + 11)}{2} \end{cases} \quad \text{pour } 30 \leq x^+ \leq 200 \tag{4.66}$$

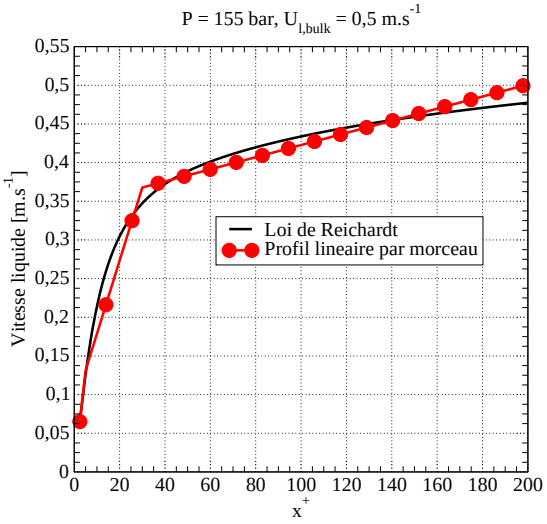


FIG. 4.20 – Profil linéaire par morceau de la vitesse du liquide

Le diamètre de détachement D_d est alors calculé à l'aide de l'expression analytique suivante :

$$D_d = \frac{-B + \sqrt{\Delta}}{2} \tag{4.67}$$

avec :

$$\begin{aligned} \Delta &= \left[\frac{3}{2}\frac{\mu_l a}{(\rho_l - \rho_g)g}\left(12,75 + \frac{19}{16}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right)\right]^2 \\ &- \frac{12}{(\rho_l - \rho_g)g}\left[\mu_l b\left(12,75 + \frac{19}{16}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right) + \sigma h(\alpha,\beta)\right] \end{aligned} \tag{4.68}$$

$$B = \frac{3}{2}\frac{\mu_l a}{(\rho_l - \rho_g)g}\left(12,75 + \frac{19}{16}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right) \tag{4.69}$$

A haute pression, la masse ajoutée selon la composante y est négligeable. De ce fait, le paramètre $\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}$ dans cette équation peut être considéré comme nul.

Une expression analytique du diamètre de décollage $D_{l,site}$ est obtenue en résolvant le polynôme suivant par la méthode de Cardan :

$$D_{l,site}^3 + 2\frac{b}{a}D_{l,site} + 12\frac{\sigma f(\alpha,\beta)}{\rho_l a^2} = 0 \tag{4.70}$$

* Diamètre de décollage des bulles après glissement le long de la paroi

A partir de la relation (4.57), on obtient les équations du diamètre de décollage D_l d'une bulle après glissement sur la paroi :

$$\boxed{D_l = \frac{1}{1,46}\sqrt{\frac{\frac{5}{3}K^4 Ja^4 \eta_l^2 + 52,9\nu_l K^2 Ja^2 \eta_l}{C_l V_r^2}}} \tag{4.71}$$

Cette équation peut également être utilisée sous la forme adimensionnelle suivante :

$$Re_b = \frac{KJa}{\sqrt{Pr_l}}\sqrt{\frac{5}{3}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l C_l} + \frac{52,9}{C_l}} \tag{4.72}$$

L'équation (4.71) est dépendante du paramètre K obtenu à partir de l'équation (4.43), de la vitesse du liquide v_l et sa dérivée $\frac{dv_l}{dx}$ obtenues à partir des équations (4.44) et (4.45), du coefficient de portance C_l donné par l'équation (4.30) et de la vitesse relative de glissement de la bulle le long de la paroi calculée à partir de la relation (4.58).

Si on suppose que le paramètre K est constant (loi de croissance de Zuber, par exemple), alors il possible d'obtenir une expression analytique de la vitesse relative V_r qui nécessite la connaissance du diamètre de détachement D_d (condition initiale) :

$$\boxed{V_r(t) = \frac{\xi_2}{1-\xi_1} t + \xi_3 t^{\xi_1} \Longrightarrow V_r(R) = \frac{\xi_2}{1-\xi_1} \frac{R^2}{K^2 Ja^2 \eta_l} + \xi_3 \left(\frac{R^2}{K^2 Ja^2 \eta_l} \right)^{\xi_1}} \tag{4.73}$$

avec :

$$\xi_1 = -\left(\frac{6}{19} \frac{52,9 \nu_l}{K^2 Ja^2 \eta_l} + \frac{3}{2} \right) \tag{4.74}$$

$$\xi_2 = \frac{32}{19} g \tag{4.75}$$

$$t_0 = \frac{D_d^2}{4K^2 Ja^2 \eta_l} \tag{4.76}$$

$$\xi_3 = -\left(u_l (D_d/2) + \frac{\xi_2}{1-\xi_1} t_0 \right) / t_0^{\xi_1} \tag{4.77}$$

Cette équation permet également d'obtenir la longueur de glissement des bulles l_{sl} sur la paroi par intégration de la vitesse du centre de masse de la bulle entre le temps de détachement t_d et le temps nécessaire au décollage d'une bulle après glissement sur la paroi t_l :

$$l_{sl} = \int_{t_d}^{t_l} V_r(t) + v_l(t) \, \mathrm{d}t \tag{4.78}$$

Le temps de glissement d'une bulle sur la paroi t_{gliss} peut être évalué en soustrayant le temps nécessaire au détachement d'une bulle de son site actif de nucléation t_d au temps nécessaire au décollage d'une bulle après glissement sur la paroi t_l :

$$t_{sl} = t_l - t_d \tag{4.79}$$

$$= \frac{1}{4Ja^2 \eta_l} \left(\frac{D_l^2}{K^2} - \frac{D_d^2}{K^2} \right) \tag{4.80}$$

4.5 Conclusions sur l'exploitation d'un bilan des forces agissant sur une bulle en croissance sur une paroi verticale chauffante pour des écoulements convectifs

Nous avons proposé dans ce chapitre une approche visant à évaluer les diamètres de détachement et de décollage des bulles nécessaires à la fermeture des modèles mécanistes d'ébullition nucléée tels que ceux sélectionnés dans le chapitre 2. La méthodologie utilisée pour calculer ces diamètres s'appuie sur la résolution d'un bilan des forces appliqué à une bulle en croissance sur une paroi chauffante dans un écoulement vertical ascendant convectif.

Dans un premier temps, nous avons proposé une modélisation dite "complète" du bilan des forces en nous inspirant de travaux existants tels que ceux de Klausner *et al.* (1993, [31]) ou Thorncroft *et al.* (2001, [64]). Mais, contrairement à ces auteurs, nous avons utilisé des fermetures différentes et nous nous sommes efforcés de résoudre simultanément les deux équations du bilan des forces (composantes longitudinale et perpendiculaire à la paroi) pour évaluer les diamètres de détachement et de décollage des bulles. Cependant, la méthode itérative nécessaire à cette résolution s'est avérée fastidieuse et inadaptée à son implémentation dans un code CFD tel que NEPTUNE_CFD. Nous avons donc cherché à simplifier la modélisation initiale (dite "complète") du bilan des forces.

Dans cette optique, nous avons légitimé des hypothèses simplificatrices à l'aide d'une étude paramétrique ; cette étude a été menée pour une large gamme de paramètres thermohydrauliques, notamment d'intérêt industriel. A partir de ces hypothèses, nous avons pu simplifier la modélisation dite "complète" du bilan des forces. Cette modélisation simplifiée a ensuite été confrontée à des banques de données expérimentales ainsi qu'à des corrélations/relations de la littérature.

Cette confrontation a donné des résultats encourageants pour les diamètres de détachement et décollage à basse pression ; en revanche, les quelques résultats obtenus à haute pression ont montré une très large sous-estimation de la prédiction du diamètre de décollage. L'exercice de comparaisons conduit a confirmé que la corrélation semi-empirique d'Ünal évalue de manière satisfaisante le diamètre de décollage dans une large gamme de conditions thermohydrauliques, notamment entre 1 et 155 *bar*. Contrairement aux relations développées avec notre approche "bilan des forces simplifié", la corrélation d'Ünal a une forme analytique facilement exploitable dans un code CFD ; en l'état actuel, **nous recommandons donc d'utiliser cette relation pour le diamètre de décollage quelle que soit la pression**.

Pour la prédiction du diamètre de détachement, nous préconisons l'exploitation de la relation dérivée du bilan des forces simplifié, pour des conditions thermohydrauliques à basse pression. Cette équation n'est cependant pas explicite car certains paramètres dont elle dépend (v_l ou K) sont fonction du temps et donc de la taille de la bulle au moment du détachement ; toutefois, nous avons pu développer des expressions analytiques pour ces diamètres valables lorque K est constant. A haute pression, une telle prédiction n'a pas été confrontée à des données expérimentales ; la relation associée est donc à utiliser avec prudence.

A l'évidence, l'utilisation cette approche innovante n'est pas encore complétement maîtrisée et reste perfectible. Il serait intéressant, par exemple, d'acquérir une modélisation du rayon du pied de la bulle et de développer une expression de la force de portance valide près de la paroi.
Le développement et l'exploitation de méthode de type Simulation Numérique Directe (DNS) ou l'apport de données expérimentales fines à la paroi devraient aider au développement d'une modélisation plus juste des forces ou de paramètres sensibles tels que le rayon du pied de la bulle. Ceci permettrait d'obtenir

une validation complète de l'approche dans la gamme d'intérêt industriel, notamment sur le diamètre de détachement à haute pression pour lequel aucune donnée expérimentale n'est *a priori* disponible.

Chapitre 5

Vers une amélioration de la modélisation du modèle mécaniste d'ébullition nucléée sous-saturée convective

Nous proposons dans la première partie de ce chapitre, un nouveau modèle mécaniste d'ébullition nucléée sous-saturée convective s'appuyant sur le bilan des forces développé au chapitre précédent et prenant en compte certaines des pistes d'amélioration listées dans le chapitre 2. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse de résultats fournis par ce nouveau modèle.

5.1 Motivations conduisant à l'élaboration d'un nouveau modèle d'ébullition nucléée sous-saturée convectif

Dans le cadre de l'Approche Prédictive Locale de la crise d'ébullition de type caléfaction, la modélisation de l'ébullition nucléée nous est apparue comme étant un axe de recherche prioritaire afin d'améliorer la prédiction des grandeurs locales des écoulements bouillants à bulles.

Nous avons tout d'abord analysé, lequel des corrélations empiriques monodimensionnelles ou des modèles mécanistes, était le plus apte à fournir les trois composantes du terme source de vapeur :

- la quantité de masse de vapeur créée à la paroi (utilisée pour renseigner le transfert de masse à la paroi $\Gamma^{e}_{(w\rightarrow k)}$), composante primordiale résultant de la répartition du flux pariétal en chaleur sensible (flux liquide ϕ_l) et chaleur latente (flux d'évaporation ϕ_e),
- la taille des bulles (utilisée pour renseigner le transfert interfacial de quantité de mouvement $I'_{(l\rightarrow g)}$ et l'aire interfaciale),
- la vitesse de décollage des bulles (pour renseigner la vitesse interfaciale entre la vapeur et le liquide)

5.1. MOTIVATIONS CONDUISANT À L'ÉLABORATION D'UN NOUVEAU MODÈLE D'ÉBULLITION NUCLÉÉE SOUS-SATURÉE CONVECTIF

Nous avons conclu que les modèles mécanistes d'ébullition nucléée sont potentiellement les seuls à pouvoir renseigner ces trois composantes et nous avons sélectionné trois modèles mécanistes pouvant, *a priori*, répondre aux besoins de la modélisation du code NEPTUNE_CFD :

- le modèle de Kurul et Podowski (1990, [34]), utilisé par défaut dans NEPTUNE_CFD,
- le modèle de Basu *et al.* (2005, [2, 3]),
- le modèle de Yeoh *et al.* (2008, [72]).

Ces modèles ont la particularité de calculer la répartition des flux de chaleur à partir d'un processus itératif sur la température de la paroi lorsque le flux de chaleur pariétal est imposé ; leur analyse a permis de constater que l'on pouvait distinguer plusieurs classes de modèles :

- les modèles prenant en compte le glissement des bulles dans la répartition des flux de chaleur (Basu *et al.* et Yeoh *et al.*),
- les modèles pour lesquels la température de la paroi est calculée en une seule étape en prenant compte le processus d'évaporation (Kurul et Podowski et Yeoh *et al.*) ; ces modèles sont qualifiés de modèle à "une étape" par opposition au modèle à "deux étapes" tel que le modèle de Basu *et al.*.

Chacune de ces classes présente des avantages et des inconvénients identifiés sur la base d'une évaluation quantitive de ces modèles. Ainsi,

- nous avons démontré que les modèles prenant en compte le processus d'évaporation lors du calcul de la température de paroi sont plus robustes car ils permettent de garantir que le flux d'évaporation a une valeur physique inférieure au flux pariétal imposé. Par conséquent, ce type de modèle est préféré au modèle à "deux étapes",
- nous avons pu établir que la prise en compte du glissement des bulles - phénomène observé expérimentalement par différents auteurs de la littérature - pourrait avoir un impact sur la répartition des flux et donc particulièrement sur l'évaluation du flux d'évaporation.

Parmi les trois modèles sélectionnés, seul le modèle de Yeoh *et al.* prend en compte à la fois le processus d'évaporation lors du calcul de la température de paroi et le glissement des bulles sur la répartition des flux. Néanmoins, l'analyse de ce modèle a révélé des incohérences et un manque d'informations, notamment sur le bilan des forces proposé par les auteurs pour évaluer les diamètres de détachement et de décollage et certaines quantités nécessaires à la prise en compte du glissement des bulles sur la répartition des flux.

Ne pouvant pas exploiter ce modèle sans effectuer certaines hypothèses complémentaires, nous avons décidé de proposer un nouveau modèle s'appuyant notamment sur :

- la modélisation proposée par Yeoh *et al.*,
- les diamètres de détachement et de décollage des bulles sur sites actifs de nucléation fournis par le bilan des forces développé lors de notre étude (chapitre 4) et le diamètre de décollage après glissement fourni par la corrélation semi-empirique d'Ünal (1976, [66]).

Le paragraphe suivant est dédié à la présentation/description de ce nouveau modèle d'ébullition nucléée sous-saturée convective.

5.2 Présentation/description du nouveau modèle d'ébullition nucléée sous-saturée convective

Description du modèle

L'objectif de ce nouveau modèle est d'intégrer certains points forts et pistes d'amélioration listés tout au long de notre étude ; ce nouveau modèle repose ainsi sur la prise en compte :

- du processus d'évaporation dans le calcul de la température de paroi afin de s'affranchir du problème de flux net d'évaporation non-physique (supérieur au flux pariétal imposé) rencontré lors de l'utilisation du modèle de Basu *et al.*,
- du glissement des bulles dans la répartition des flux tout dans comme les modèles de Yeoh *et al.* et de Basu *et al.* ; cette prise en compte est néanmoins limitée par le fait que le modèle ne traite pas la coalescence des bulles sur la paroi. La configuration thermohydraulique sans glissement est également traitée, ce qui constitue une amélioration par rapport au modèle de Yeoh *et al.*,
- d'un critère d'OSV explicite à partir duquel nous considérons qu'un flux net d'évaporation existe.

Notre modèle s'appuie, comme le modèle de Yeoh *et al.*, sur une répartition en quatre flux distincts tels que :

$$\boxed{\phi_w = \phi_{fc} + \phi_{tc} + \phi_{tc,sl} + \phi_e} \tag{5.1}$$

avec :

- ϕ_{fc} le flux de chaleur monophasique par convection forcée,
- ϕ_{tc} le flux de conduction instationnaire lors du décollage des bulles de la paroi,
- $\phi_{tc,sl}$ le flux de conduction instationnaire lors du glissement des bulles sur la paroi,
- ϕ_e le flux net de chaleur par évaporation.

Il comporte :

* une inconnue principale : soit la température de la paroi, T_w, soit le flux pariétal, ϕ_w,

* plusieurs paramètres qui nécessitent d'être modélisés :

- le diamètre de détachement des bulles D_d,
- le diamètre de décollage des bulles D_l,
- la densité de sites actifs de nucléation N_a,
- le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc},
- le temps de croissance d'une bulle sur son site actif de nucléation t_d, le temps de croissance d'une bulle jusqu'au décollage de la paroi t_l et le temps d'attente t_w, nécessaire à la reconstitution de la couche limite thermique, suite au glissement et/ou au décollage des bulles,
- la longueur de glissement l_{sl}.

Les autres paramètres sont des données thermohydrauliques de l'écoulement modélisé.

Répartition des flux de chaleur

Les flux de chaleur sont pondérés sur une échelle de temps correspondant à la durée d'un cycle de nucléation qui est l'inverse de la fréquence de nucléation f. La durée du cycle est égale à :

$$\boxed{t_{cyc} = \begin{cases} t_d + t_w & \text{si les bulles glissent} \\ t_l + t_w & \text{0 sinon} \end{cases}} \tag{5.2}$$

* **Le flux monophasique liquide ϕ_{fc}**
Il est calculé comme celui des modèles d'ébullition nucléée présentés au chapitre 2.

$$\boxed{\phi_{fc} = A_{fc} h_{fc} (T_w - T_l)} \tag{5.3}$$

* **Le flux net d'évaporation ϕ_e**
Il est calculé comme celui des modèles de Kurul et Podowski, Yeoh *et al.* et Basu *et al.*, à partir du diamètre de décollage (sur site actif de nucléation ou après glissement sur la paroi).

$$\boxed{\phi_e = N_a f \rho_g h_{lg} \frac{\pi D_l^3}{6}} \tag{5.4}$$

* **Le flux de conduction instationnaire lors du décollage des bulles de la paroi ϕ_{tc}**
La conduction instationnaire lors décollage d'une bulle de la paroi a lieu pendant le temps d'attente t_w au niveau de l'aire de projection de la bulle sur la paroi égale à :

$$\frac{K_1 \pi D_l^2}{4} \tag{5.5}$$

Cette aire est affectée d'un coefficient K_1 pour rendre compte de l'augmentation de la zone effective d'influence de la bulle.

Le flux de conduction instationnaire lors du décollage des bulles de la paroi est alors modélisé par la relation suivante :

$$\boxed{\phi_{tc} = A_{tc} \frac{2 k_l (T_w - T_l)}{\sqrt{\pi \eta t_w}}} \tag{5.6}$$

où A_{tc} représente, la fraction (spatio-temporelle) de la paroi influencée par les bulles lors du décollage de la paroi :

$$\boxed{A_{tc} = N_a \frac{K_1 \pi D_l^2}{4} f t_w} \tag{5.7}$$

* **Le flux de conduction instationnaire lors du glissement des bulles sur la paroi $\phi_{tc,sl}$**
La conduction instationnaire lors du glissement d'une bulle sur la paroi a lieu pendant le temps d'attente t_w au niveau de l'aire de glissement de la bulle sur la paroi :

$$K_2 l_{sl} \overline{D_{sl}} \tag{5.8}$$

avec :

- l_{sl} la longueur de glissement des bulles sur la paroi,
- $\overline{D_{sl}}$ le diamètre moyen des bulles lors de leur glissement sur la paroi,
- K_2 un coefficient permettant, comme K_1, de rendre compte de la zone effective d'influence des bulles lors de leur croissance pendant glissement.

Le flux de conduction instationnaire lors du glissement des bulles sur la paroi est alors modélisé par la relation suivante :

$$\boxed{\phi_{tc,sl} = \begin{cases} A_{tc,sl} \dfrac{2k_l\,(T_w - T_l)}{\sqrt{\pi \eta t_w}} & \text{si les bulles glissent} \\ 0 \text{ sinon} \end{cases}} \tag{5.9}$$

où $A_{tc,sl}$ représente, la fraction de la paroi influencée par les bulles lors du glissement sur la paroi :

$$\boxed{A_{tc,sl} = \begin{cases} N_a K_2 l_{sl} \overline{D_{sl}}\, f t_w & \text{si les bulles glissent} \\ 0 \text{ sinon} \end{cases}} \tag{5.10}$$

* **La fraction de l'aire non-influencée par les bulles**
C'est cette fraction d'aire non influencée par les bulles qui est soumise au flux monophasique. Elle correspond à :

$$A_{fc} = 1 - A_{tc} - A_{tc,sl} - N_a \frac{K_3 \pi \overline{D_{d,l}^2}}{4} f t_{d,l} \tag{5.11}$$

où le dernier terme de cette équation correspond à la fraction de l'aire d'influence des bulles lors de la croissance sur leur site actif de nucléation ; il est modélisé en considérant :

- le temps de détachement, t_d et un diamètre quadratique entre 0 et D_d lors d'une croissance avec glissement sur la paroi, $\overline{D_d^2}$
- le temps de décollage, t_l et un diamètre quadratique moyen entre 0 et D_l lorsque les bulles décollent directement de la paroi, $\overline{D_l^2}$
- un facteur K_3, pour rendre compte de la zone effective d'influence des bulles lors de la croissance sur site actif de nucléation.

La fraction d'aire non influencée par les bulles peut être réécrite sous la forme :

$$\boxed{A_{fc} = \begin{cases} 1 - N_a f \left(\dfrac{K_1 \pi D_l^2}{4} t_w + K_2 l_{sl} \overline{D_{sl}} t_w + \dfrac{K_3 \pi \overline{D_d^2}}{4} t_d \right) & \text{si les bulles glissent} \\ 1 - N_a f \left(\dfrac{K_1 \pi D_l^2}{4} t_w + \dfrac{K_3 \pi \overline{D_l^2}}{4} t_l \right) & \text{sinon} \end{cases}} \tag{5.12}$$

Modélisation/fermeture des paramètres

* **Le diamètre de détachement D_d et le diamètre de décollage D_l**
Les diamètres de détachement et de décollage lors de la croissance des bulles sur leur site actif de nucléation sont obtenus par les relations (4.52) et (4.54) du bilan des forces (chap. 4) rappelées ici :

$$\begin{aligned} x &\mapsto \sigma f(\alpha,\beta) + \frac{2}{3}\rho_l R^2 v_l \frac{dv_l}{dx} = 0 \\ y &\mapsto \sigma h(\alpha,\beta) + \mu_l v_l \left(12,75 + \frac{19}{16}\frac{K^2 Ja^2}{Pr_l}\right) + \frac{4}{3}\left(\rho_l - \rho_g\right) R^2 g = 0 \end{aligned}$$

Le paramètre K dans l'équation selon y est celui de la loi de croissance d'Ünal (éq. (4.43)) :

$$K = \frac{\gamma\alpha}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{1+\frac{1}{3}bC\phi t}{1+bC\phi t}\right)$$

Le diamètre de décollage après glissement est obtenu à l'aide de la corrélation d'Ünal (1976, [66]) :

$$D_l = \frac{2,42.10^5 P^{0,709} a}{(b\phi)^{\frac{1}{2}}}$$

où a, b, ϕ sont des paramètres définis dans la section (2.2.2.1).

* **La densité de sites actifs de nucléation N_a**
La densité de sites actifs de nucléation est la corrélation de Lemmert et Chwala (1977, [40]) utilisée dans le modèle de Kurul et Podowski :

$$N_a = [210(T_w - T_{sat})]^{1,8}$$

* **Le coefficient d'échange monophasique h_{fc}**
Celui-ci est fermé par l'équation proposée par Dittus-Boelter (1930, [16]) pour les écoulements en tube :

$$h_{fc} = 0,023\frac{k_l}{D_{hyd}} Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4}$$

* **Les temps caractéristiques t_d, t_l et t_w et la fréquence de nucléation f**
Le temps de croissance jusqu'au détachement de la bulle de son site actif de nucléation t_d est déduit à partir du diamètre de détachement D_d et de la loi de croissance d'Ünal :

$$R(t) = \frac{a\alpha t^{1/2}\left(1+\frac{1}{3}bC\phi t\right)}{1+bC\phi t} = KJa\sqrt{\eta_l t}$$

avec :

$$K = \frac{\gamma\alpha}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{1+\frac{1}{3}bC\phi t}{1+bC\phi t}\right)$$

Le temps de décollage t_l est calculé :

- à partir du diamètre de décollage sur site de nucléation D_l fourni par le bilan des forces et de la loi de croissance d'Ünal, si les bulles ne glissent pas sur la paroi,
- à partir du diamètre de décollage d'Ünal D_l et de la loi de croissance d'Ünal, sinon.

Le temps d'attente ou la fréquence de nucléation seront définis lors de l'étude comparative que nous mènerons dans la section suivante.

* **La longueur de glissement l_{sl}**
Elle est obtenue en utilisant une vitesse moyenne de glissement correspondant à la moitié de la vitesse de décollage des bulles. Cette dernière est obtenue en utilisant la relation (4.73) permettant de calculer la vitesse relative de la bulle au moment du décollage de la bulle :

$$V_r(t_l) = \frac{\xi_2}{1-\xi_1}t_l + \xi_3 t_l^{\xi_1} \Longrightarrow V_r\left(\frac{D_l}{2}\right) = \frac{\xi_2}{1-\xi_1}\frac{\left(\frac{D_l}{2}\right)^2}{K^2Ja^2\eta_l} + \xi_3\left(\frac{\left(\frac{D_l}{2}\right)^2}{K^2Ja^2\eta_l}\right)^{\xi_1} \tag{5.13}$$

Le paramètre K dans cette équation est constant égal à la valeur du paramètre K de la loi de croissance d'Ünal au moment du décollage de la bulle t_l :

$$K = \frac{\gamma\alpha}{2\sqrt{\pi}}\left(\frac{1+\frac{1}{3}bC\phi t_l}{1+bC\phi t_l}\right) \tag{5.14}$$

La longueur de glissement est alors calculée par la relation suivante :

$$l_{sl} = \frac{1}{2}\left(V_r(t_l) + v_l((t_l))\right)t_l \tag{5.15}$$

Nous aurions pu calculer de manière itérative la longueur de glissement en utilisant l'équation (4.58). Néanmoins, pour de petits diamètres, cette expression nécessite une procédure de convergence très coûteuse en temps de calcul.

* **Le diamètre moyen des bulles $\overline{D_{sl}}$**
Il est déterminé de la même manière que dans le modèle de Yeoh *et al.* (2008, [72]) et Basu *et al.* (2005, [2, 3]) :

$$\overline{D_{sl}} = \frac{D_d + D_l}{2}$$

* **Les diamètres quadratiques $\overline{D_d^2}$ et $\overline{D_l^2}$**
Nous considèrerons ces diamètres quadratiques égaux au diamètre de détachement quadratique D_d^2 et au diamètre de décollage quadratique D_l^2.

* **Les paramètres K_1, K_2 et K_3**
  Le paramètre K_1 permet de rendre compte de la zone effective d'influence des bulles lors de leur croissance sur site actif de nucléation ; Judd et Hwang (1976, [30]) suggère que sa valeur est de 1,8.
  Les paramètres K_2 et K_3 sont introduits pour rendre compte d'une zone effective d'influence différente de la projection droite des bulles sur la paroi ; ils n'ont *a priori* pas d'équivalent dans la littérature.
  D'autre part, ces facteurs sont toujours multipliés par la densité de sites actifs de nucléation. Leur utilisation revient donc a modifier celle-ci lorsque les trois paramètres sont égaux : K_1, K_2 et K_3 seront par défaut égaux à 1.

Nous allons à présent procéder à une analyse quantitative des résultats fournis par notre nouveau modèle d'ébullition nucléée. Préalablement, nous menons une étude comparative afin de sélectionner le temps d'attente ou la fréquence de décollage que nous utiliserons dans le nouveau modèle ; ces études nous permettront de lever les interrogations que nous avons émises sur ces paramètres dans le chapitre 2.

5.3 Étude comparative sur les temps caractéristiques et la fréquence du cycle d'ébullition nucléée sous-saturée convective

L'objectif de cette étude est de sélectionner une modélisation pour le temps de croissance t_w ou la fréquence de nucléation f que nous utiliserons pour fermer le nouveau modèle d'ébullition nucléée. Celle-ci est menée en deux étapes pour lesquelles nous comparons :

1. le temps d'attente t_w fourni par les corrélations de Basu *et al.* (éq. (2.42)) et Yeoh *et al.* (éq. (2.61)) pour deux valeurs différentes de l'angle de contact statique θ entre la bulle et la paroi,
2. le temps de détachement t_d fourni par notre bilan des forces et le temps de décollage t_l fourni par les corrélations d'Ünal (1976, [66]) et de Zuber (1961, [77]) (sec. (4.3.3)),

à la durée d'un cycle de nucléation t_{cyc} fournie par les corrélations de Ceumern-Lindenstjerna (éq. (2.17)) et Mikic et Rohsenow (1969, [48]) définie par la relation suivante :

$$f = \left(\frac{0,83 Ja \sqrt{\pi \eta_l}}{D_l} \right)^2 \tag{5.16}$$

Le temps de détachement avec notre bilan des forces est obtenu à partir du diamètre de détachement calculé par la relation (éq. (4.61)) et de la loi de croissance d'Ünal (éq. (4.40)). Le temps de décollage d'Ünal est obtenu à partir du diamètre de décollage d'Ünal (éq. (2.9)) et de la loi de croissance d'Ünal (éq. (4.40)) ; celui de Zuber est calculé de manière similaire mais en utilisant sa loi de croissance (éq. (4.38)).

Nous menons cette comparaison pour une pression P de 3 et 155 bar et des flux pariétaux de 100 à 1000 $kW.m^{-2}$; la sous-saturation est de 1 °C, la vitesse au cœur du liquide $v_{l,bulk}$ est de 0,5 et 5 $m.s^{-1}$. D'autre part, le diamètre hydraulique D_{hyd} utilisé pour est de 9,25 mm.

Les résultats que nous présentons ont été obtenus pour un couple (ϕ_w, T_w) correspondant aux prédictions de la corrélation de Liu et Winterton (1991, [41]), "corrélation de référence" sélectionnée au chapitre 3 ; ce choix a été effectué afin de connaître la valeur de ces temps caractéristiques pour une température de paroi T_w "idéale" (d'après la corrélation de Liu et Winterton).

Avant de commencer l'analyse des résultats, nous rappelons au lecteur que la fréquence de nucléation f est définie comme étant l'inverse de la durée d'un cycle de nucléation t_{cyc}, i.e. la somme du temps de croissance sur site actif (t_d si les bulles glissent sur la paroi, t_l sinon) et du temps d'attente t_w.

5.3.1 Comparaisons entre les temps d'attente et la durée d'un cycle de nucléation

Les comparaisons entre les temps d'attente et la durée d'un cycle de nucléation sont illustrées sur la figure (5.1).

- Les temps d'attente de Yeoh *et al.* sont toujours inférieurs à ceux de Basu *et al.*. Il existe un facteur important entre ces différentes modélisations pouvant aller jusqu'à 100 à basse pression et 100000 à haute pression. Ces très larges différences à haute pression sont probablement dues au fait que la corrélation de Basu *et al.* a été développée à partir de données expérimentales à basse pression ; en revanche à basse pression, nous n'avons pas de justification pour expliquer ces écarts. De plus, les temps d'attente de Yeoh *et al.* sont très petits devant la durée du cycle de nucléation de Mikic et Rohsenow et Ceumern-Lindenstjerna quelles que soient (ou presque) les conditions thermohydrauliques.

- La durée du cycle de nucléation de Mikic et Rohsenow est toujours supérieure à celle de Ceumern-Lindenstjerna. A basse pression, l'écart est au maximum d'un facteur 4 ; en revanche à haute pression, les écarts sont beaucoup plus conséquents (environ d'un facteur 5000).
  Contrairement à celle de Ceumern-Lindenstjerna, la durée du cycle de nucléation de Mikic et Rohsenow varie très largement avec la pression ; elle passe de plusieurs dizaines de millisecondes à basse pression à plusieurs secondes à haute pression. Celle de Ceumern-Lindenstjernan est de l'ordre de la milliseconde à dix millisecondes quelles que soient les conditions thermohydrauliques.

- La durée du cycle de nucléation de Mikic et Rohsenow est compatible avec les temps d'attente de Yeoh *et al.* et Basu *et al.* pour toutes les conditions thermohydrauliques, compte tenu du fait qu'elle est leur toujours supérieure (t_{cyc} doit nécessairement être supérieur à t_{sat}). Celle de Ceumern-Lindenstjernan est presque toujours compatible avec le temps d'attente de Yeoh *et al.* mais pas avec celui de Basu *et al.* à basse pression et haute vitesse.

N'ayant pas de données expérimentales pour valider ces résultats, cette comparaison ne nous permet pas de choisir une modélisation pour la fréquence de nucléation ou le temps d'attente. Néanmoins :

- **la durée du cycle de nucléation de l'ordre de plusieurs secondes prédit par la corrélation de Mikic et Rohsenow à haute pression nous paraît surestimée,**

- **le temps d'attente de Basu *et al.* ne sera pas sélectionné dans la mesure où il nous semble largement surestimé à haute pression, pouvant même être supérieur pour certaines valeurs du flux pariétal à la durée du cycle de nucléation de Mikic et Rohsenow ; le temps d'attente de Yeoh *et al.* nous paraît largement sous-estimé par rapport à l'ordre de grandeur des cycles de nucléation de Mikic et Rohsenow et Ceumern-Lindenstjerna.**

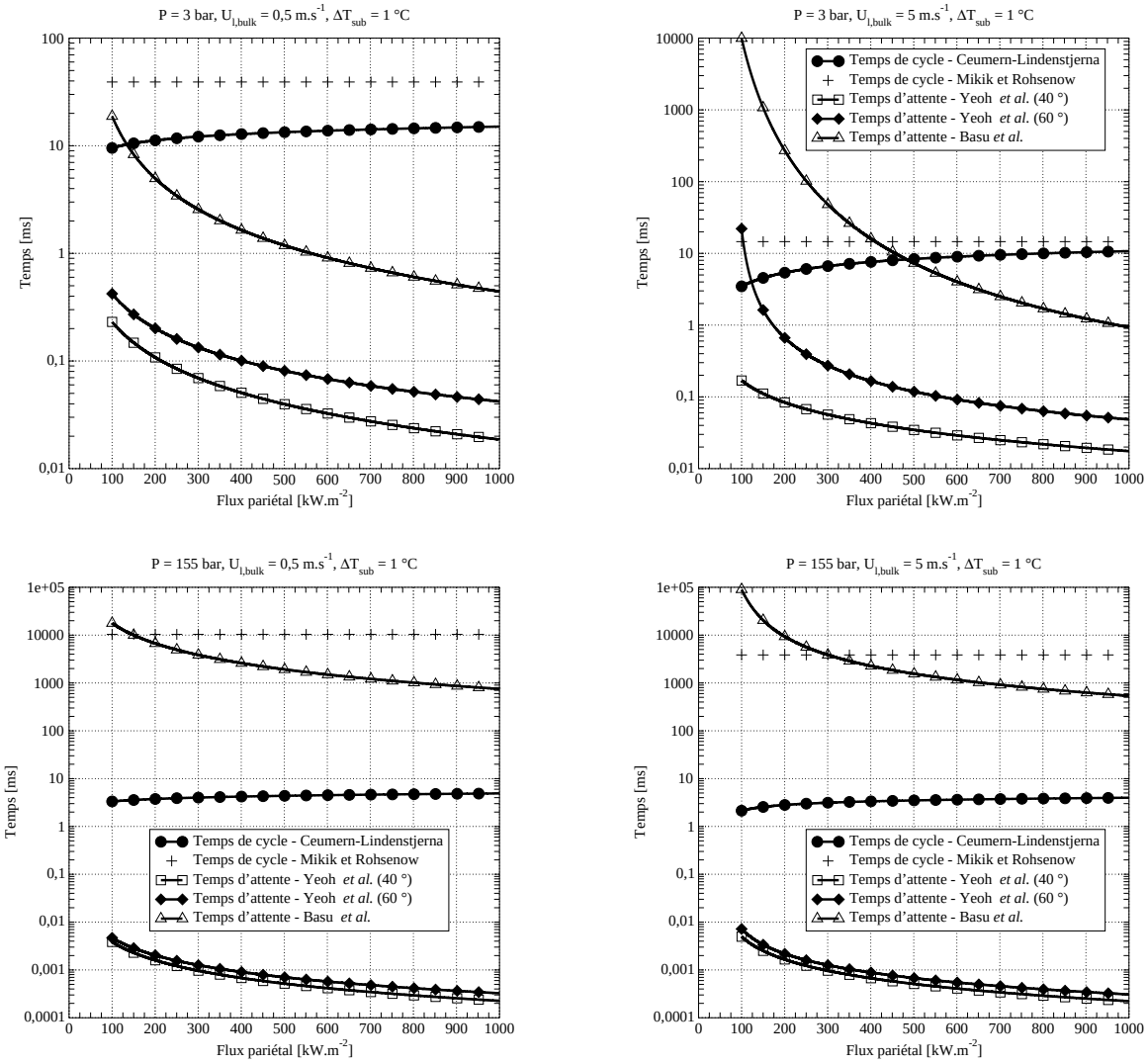


FIG. 5.1 – Comparaison entre les temps d'attente et à la durée d'un cycle de nucléation pour différentes conditions thermohydrauliques

5.3.2 Comparaisons entre les temps de détachement et de décollage et la durée d'un cycle de nucléation

Les comparaisons entre les différents temps de détachement et de décollage et la durée d'un cycle de nucléation sont illustrées sur la figure (5.2).

- Le temps de détachement obtenu avec notre bilan des forces est inférieur à la durée du cycle de nucléation de Ceumern-Lindenstjerna et Mikic et Rohsenow sauf pour une pression de 155 *bar*, une vitesse de 5 $m.s^{-1}$ et des flux de chaleur inférieurs à 200 $kW.m^{-2}$.
- Les temps de décollage d'Ünal et de Zuber sont du même ordre de grandeur quelles que soient les conditions thermohydrauliques. Il est rassurant d'obtenir ces résultats concordants pour deux auteurs différents de la littérature. Néanmoins, à haute pression, ces temps nous paraissent surévalués au même titre que la durée du cycle de nucléation de Mikic et Rohsenow.
- Les temps de décollage d'Ünal et de Zuber sont presque toujours supérieurs à la durée du cycle de nucléation de Ceumern-Lindenstjerna. Ce résultat est important car il invalide l'hypothèse de Kurul et Podowki qui suppose que le temps de décollage est négligeable devant le temps d'attente. Pour les cas où les bulles ne glissent pas sur la paroi (la durée du cycle de nucléation est alors égale à $t_w + t_l$), l'utilisation conjointe de la corrélation de Ceumern-Lindenstjerna et du temps de décollage associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal est donc déconseillée, voire non physique pour les cas thermohydrauliques testés.
- Les temps de décollage d'Ünal et de Zuber sont en revanche inférieurs à la durée du cycle de nucléation de Mikic et Roshenow sauf pour une pression de 155 *bar* et une vitesse de 0,5 $m.s^{-1}$, ce qui rend leur association possible.

Cette comparaison nous a permis de conclure que :

- **la corrélation de Ceumern-Lindenstjerna pour la durée d'un cycle de nucléation et le temps de décollage déduit de la corrélation semi-empirique d'Ünal pour le diamètre de décollage sont incompatibles au sein d'un même modèle d'ébullition nucléée lorsque les bulles ne glissent pas sur la paroi,**
- **en revanche, le temps de décollage déduit de la corrélation semi-empirique d'Ünal et la corrélation de Mikic et Rohsenow nous ont paru cohérentes entre elles bien que le temps de décollage d'Ünal et la durée du cycle de nucléation de Mikic et Rohsenow à haute pression nous paraissent élevés. Toutefois, nous avons pu vérifier sur la figure (5.3) que les diamètres de détachement et de décollage correspondant au temps de croissance de la figure (5.2) sont bien du même ordre de grandeur que ceux calculés lors de la confrontation du bilan des forces à des données expérimentales et des corrélations/relations de la littérature.**

A la vue des résultats obtenus par ces deux comparaisons, nous choisissons la fréquence de nucléation de Mikic et Rohsenow qui permettra de déduire le temps de croissance par soustraction du temps de détachement (lors du glissement des bulles sur la paroi) ou du diamètre de décollage (si les bulles ne glissent pas). Des résultats complémentaires seront également présentés avec la modélisation de Ceumern-Lindenstjerna afin de comparer l'impact du choix de la modélisation de la fréquence pour des cas thermohydrauliques avec glissement des bulles sur la paroi.

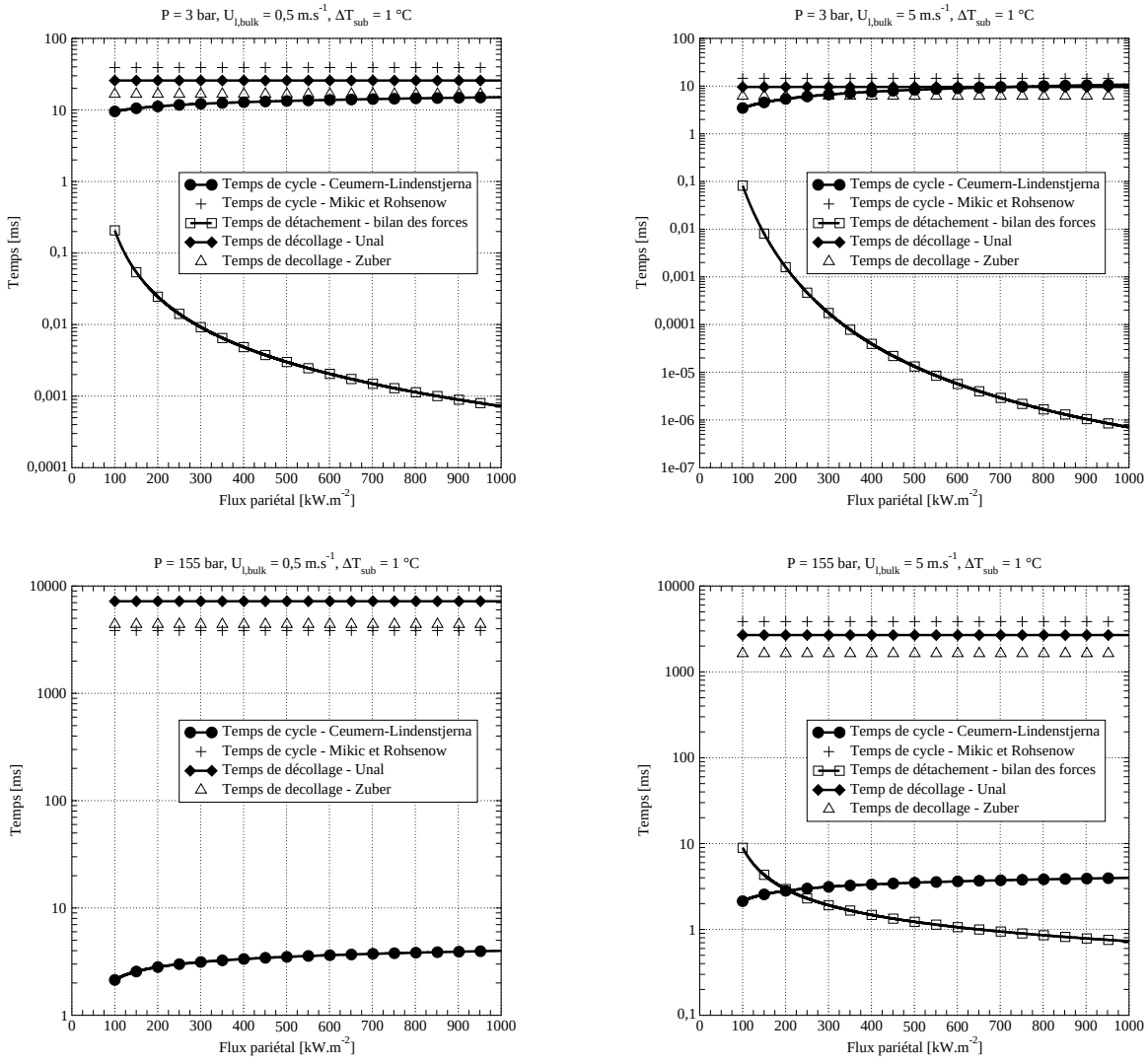


FIG. 5.2 – Comparaison entre les temps de détachement et de décollage et à la durée d'un cycle de nucléation pour différentes conditions thermohydrauliques

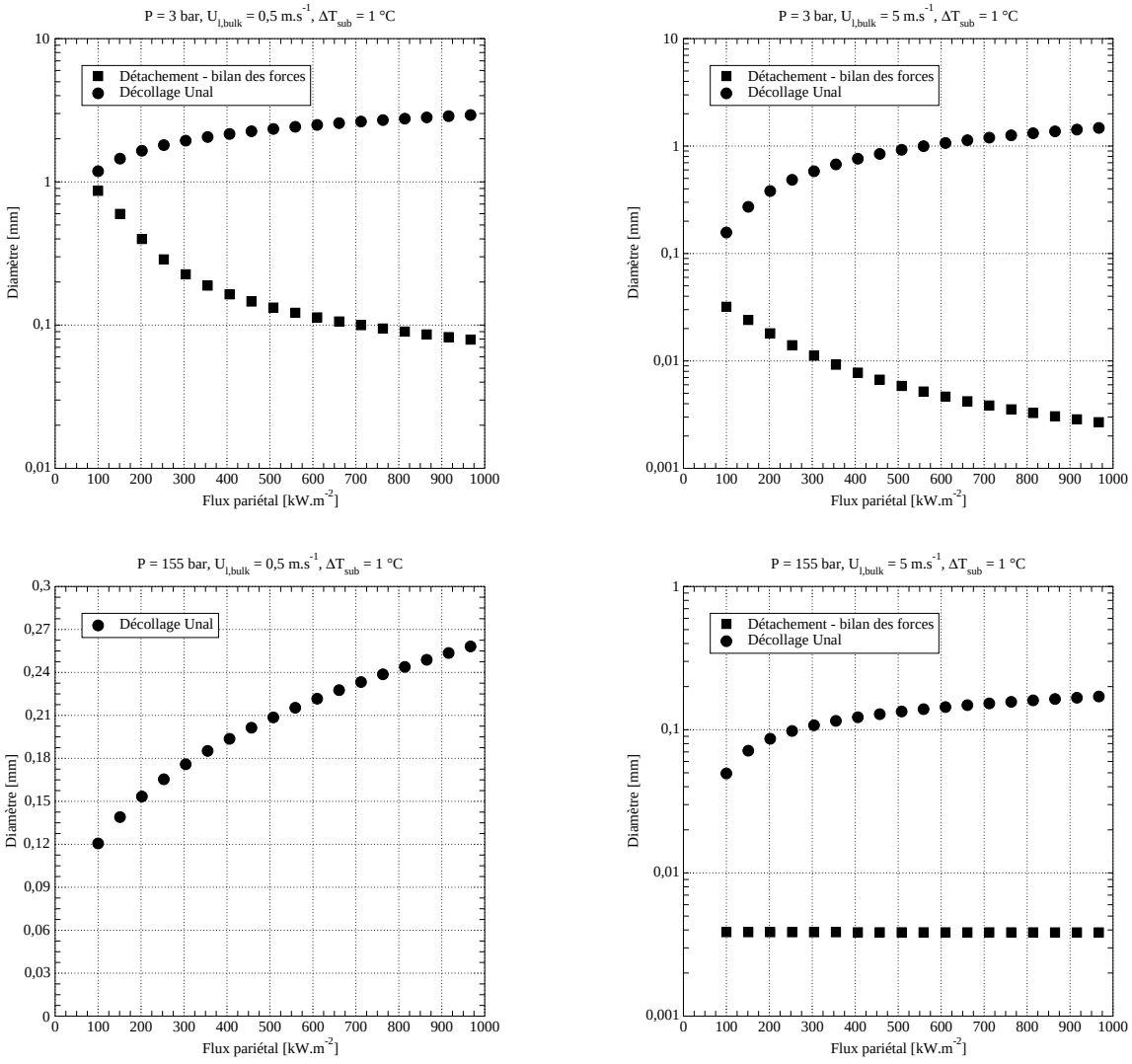


FIG. 5.3 – Diamètres de détachement et de décollage pour différentes conditions thermohydrauliques

5.4 Analyse quantitative du nouveau modèle mécaniste d'ébullition nucléée sous-saturée convective

Nous évaluons à présent les résultats fournis par le nouveau modèle d'ébullition nucléée.

Tout comme lors de l'analyse des modèles mécanistes d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski et de Basu *et al.*, nous étudions la réponse de ce nouveau modèle vis-à-vis :

- de l'évolution de la surchauffe pariétale en fonction du flux pariétal ($\Delta T_{sat} = f(\phi_w)$),
- et de l'évolution du flux net d'évaporation en fonction du flux pariétal ($\phi_e = f(\phi_w)$),

en nous appuyant sur les résultats donnés par la "corrélation de référence" de Liu et Winterton pour la surchauffe pariétale ΔT_{sat}.

Notre étude est également complétée par l'analyse de certains paramètres caractéristiques de la prise en compte du glissement des bulles sur la paroi :

- la répartition des autres flux de chaleur,
- la longueur de glissement l_{sl} et la vitesse longitudinale à la paroi de décollage des bulles v_b.

Certaines des grandeurs citées précédemment sont également comparées aux résultats fournis par **le modèle de Kurul et Podowski associé à la corrélation semi-empirique d'Ünal sans utilisation du correctif proposé par Borée *et al.***.

Les conditions thermohydrauliques pour lesquelles nous effectuons cette analyse sont quasiment identiques à celles de la section précédente :

- une pression de 3 bar,
- des flux pariétaux de 100 à 1000 $kW.m^{-2}$,
- une sous-saturation de 1 °C,
- une vitesse au cœur du liquide $v_{l,bulk}$ de 0,5 et 5 $m.s^{-1}$,
- et un diamètre hydraulique de 9,25 *mm*.

Seul le cas à 155 *bar* et 0,5 $m.s^{-1}$ n'a pas été reproduit puisque le glissement des bulles n'est pas prédit par notre nouveau modèle qui devient par conséquent équivalent au modèle de Kurul et Podowski (toute fermeture confondue sauf pour la fréquence de nucléation).

Parallèllement à l'analyse de la modélisation standard de ces modèles, nous avons effectué une étude paramétrique sur la densité de sites actifs de nucléation afin de déterminer la valeur de ce paramètre tel que la surchauffe pariétale coïncide avec la surchauffe pariétale prédite par la corrélation de Liu et Winterton ; cette pondération permettra de diminuer la fraction de l'aire influencée par les bulles, particulièrement importante lors du glissement de celles-ci sur la paroi. L'optimisation est obtenue à l'aide d'un facteur multiplicatif appliqué sur la densité des sites actifs de nucléation, respectivement égal à F_1 pour le nouveau modèle et F_2 pour le modèle de Kurul et Podowki. Chacun des deux modèles sera évalué avec ces deux facteurs.

5.4.1 Analyse quantitative à basse pression

Les résultats obtenus à 3 bar sont illustrés au travers des figures (5.4) à (5.10). Avant de les expliciter, signalons que :

- les densités de sites actifs de nucléation optimisées (vis-à-vis de la surchauffe pariétale de Liu et Winterton) sont obtenus :
  - avec le même facteur, $F_1 = F_2 = \frac{1}{20}$, pour les deux modèles à 0,5 $m.s^{-1}$,
  - avec les facteurs $F_1 = \frac{1}{10}$ (nouveau modèle) et $F_2 = 1$ (Kurul et Podowski) à 5 $m.s^{-1}$,
- le nouveau modèle indique que les bulles glissent sur la paroi avant de décoller quelle que soit la condition thermohydraulique.

(i) Surchauffe pariétale

A 0,5 $m.s^{-1}$, les deux modèles (dans leur configuration standard) ont un comportement équivalent, avec une mauvaise prédiction de la température de paroi. En revanche, à 5 $m.s^{-1}$, le nouveau modèle prédit moins bien la surchauffe pariétale que le modèle de Kurul et Podowski (qui est en accord avec Liu et Winterton) ; en outre, pour des flux supérieurs à 450 $kW.m^{-2}$, il donne une surchauffe pariétale inférieure au critère d'ONB de Frost et Dzakowic, signifiant alors qu'il n'y aurait plus d'ébullition.
Toutefois, le nouveau modèle évalue correctement la surchauffe pariétale pour des facteurs F_1 optimisés ; ce résultat est, par conséquent, encourageant.

(ii) Flux net d'évaporation

Il existe une différence importante entre les deux modèles, et ce quelles que soient les conditions thermohydrauliques et la version du modèle (standard ou optimisé vis-à-vis de la corrélation de Liu et Winterton) ; par exemple, pour une vitesse du liquide $v_{l,bulk}$ égale à 5 $m.s^{-1}$ et un flux pariétal imposé de 1000 $kW.m^{-2}$, le flux net d'évaporation est inférieur à 10 % avec le nouveau modèle, contre plus de 60 % avec le modèle de Kurul et Podowski. La valeur calculée par le modèle de Kurul et Podowski nous semble plus raisonnable pour une faible sous-saturation de 1 °C, même si il ne nous est pas possible de confronter ces résultats à des données expérimentales qui nous permettraient de savoir laquelle de ces modélisations se rapproche le plus de la réalité.

(iii) Longueur de glissement des bulles et vitesse de décollage associée (fig. (5.9) et (5.10))

La longueur de glissement prédite par le nouveau modèle est égale à quelque dizaine de millimètres et semble avoir un ordre de grandeur acceptable compte tenu de la taille des bulles (de l'ordre du millimètre).
La vitesse de décollage (en fin de phase de glissement) est généralement très proche de la vitesse au cœur du liquide, ce qui est en accord avec les hypothèses de modélisation émises lors de l'exploitation du bilan des forces au chapitre 4. Néanmoins, pour une vitesse du liquide au cœur de l'écoulement égale à 0,5 $m.s^{-1}$, la modélisation standard du nouveau modèle fournit des écarts un peu plus importants entre la vitesse du liquide et la vitesse de décollage des bulles ; ces deux vitesses restent toutefois du même ordre de grandeur.

En résumé, il semble donc que le nouveau modèle à basse pression a des performances moins bonnes que le modèle de Kurul et Podowski, que ce soit pour la prédiction de la surchauffe pariétale ou pour celle du flux net d'évaporation ; l'origine de ce constat proviendrait, *a priori*, d'un mauvais traitement de la phase de glissement conduisant à un flux de conduction instationnaire

associé trop important ((fig. (5.8)).

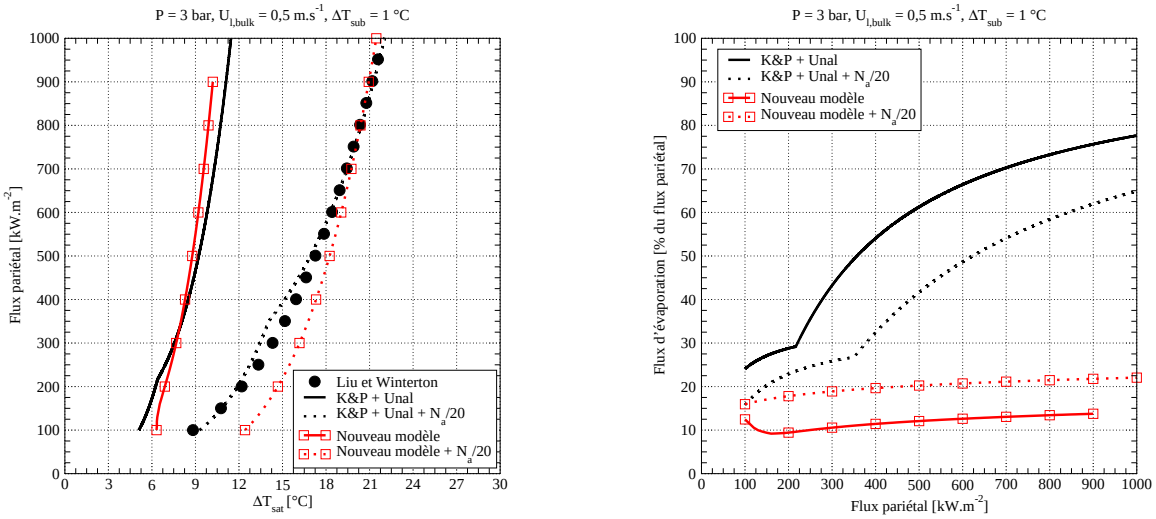


FIG. 5.4 – Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$)

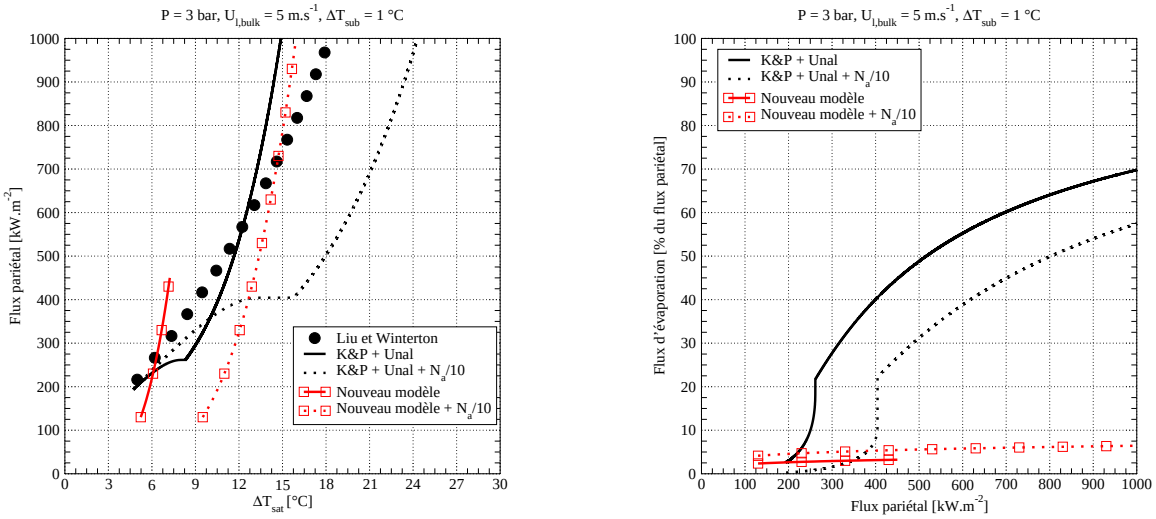


FIG. 5.5 – Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$)

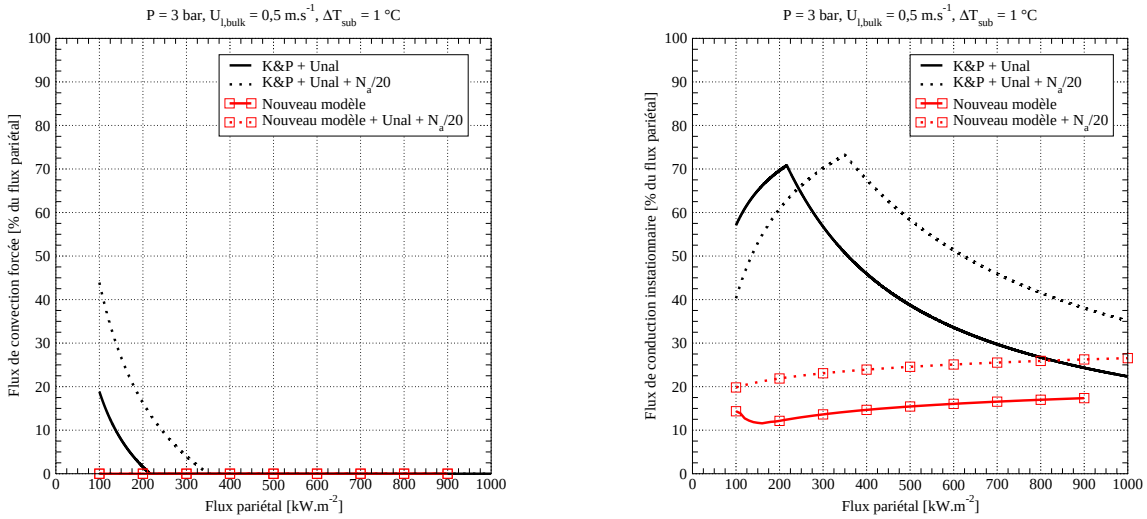


FIG. 5.6 – Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$)

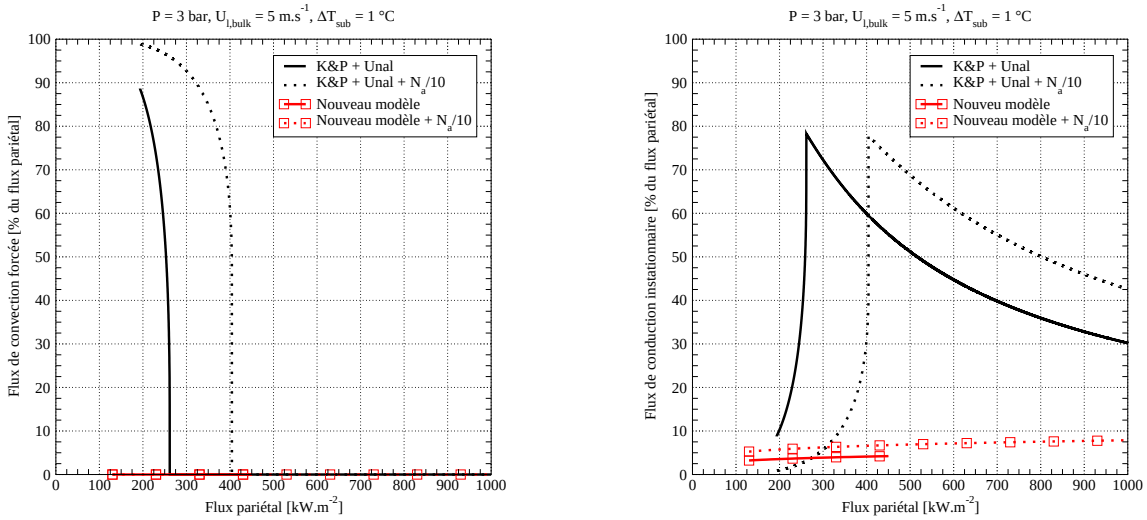


FIG. 5.7 – Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$)

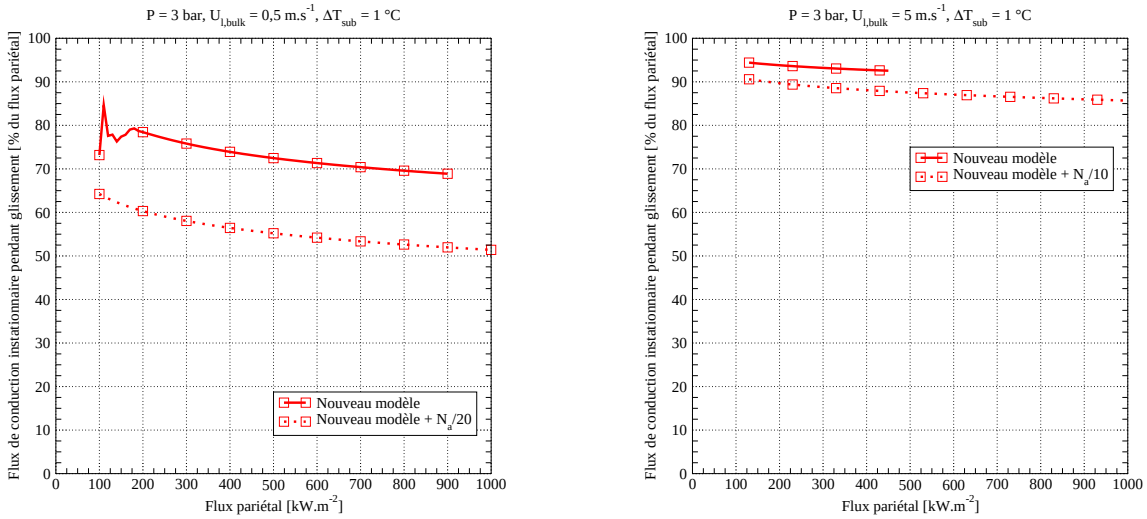


FIG. 5.8 – Évolution du flux de conduction instationnaire pendant glissement en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et 5 $m.s^{-1}$)

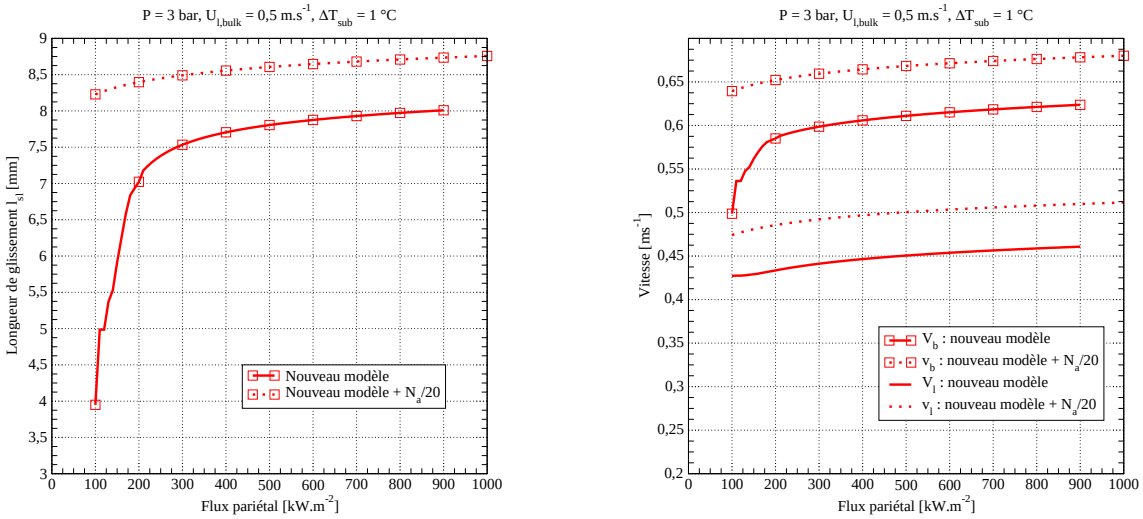


FIG. 5.9 – Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$)

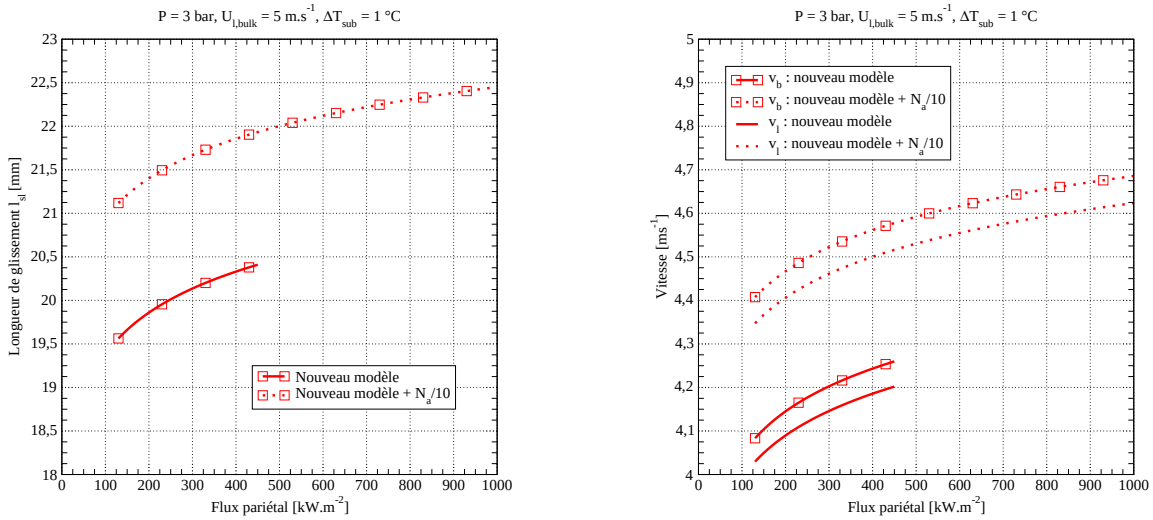


FIG. 5.10 – Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar et $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$)

5.4.2 Analyse quantitative à haute pression

Les conclusions déduites des résultats à haute pression sont listés ci-dessous ; le facteur F_1 optimisant le nouveau modèle est de 4 contre un facteur F_2 égal à 100 pour le modèle de Kurul et Podowski (fig. (5.11) et (5.12)).

(i) Surchauffe pariétale
De manière générale et par référence à Liu et Winterton, le nouveau modèle donne de bons résultats pour la surchauffe pariétale, bien meilleurs que ceux du modèle de Kurul et Podowski (avec les mêmes hypothèses sur la densité de sites actifs de nucléation) sauf pour le cas optimisé où les performances sont semblables.

(ii) Flux net d'évaporation
A l'instar de ce qui est observé à basse pression, le flux net d'évaporation prédit par le nouveau modèle reste très faible (quelques fractions de pour-cent) et est largement inférieur à celui du modèle de Kurul et Podowski. Ce résultat est dû au fait que la conduction instationnaire pendant glissement domine complètement les échanges de chaleur. Même si il ne nous est pas possible de quantifier la valeur physique de cette grandeur, ce résultat nous paraît éloigné de ce que nous devrions trouver.

(iii) Longueur de glissement des bulles et vitesse de décollage associée
La longueur de glissement est largement supérieure à celle obtenue à basse pression (de l'ordre du mètre à haute pression et du millimètre à basse pression) ce qui permet d'expliquer la large prépondérance du transfert de chaleur par conduction instationnaire pendant glissement.
La vitesse de décollage des bulles est proche de la vitesse au cœur du liquide, ce qui est toujours en accord avec les hypothèses de modélisation émises lors de l'exploitation du bilan des forces au chapitre 4.

A haute pression, le nouveau modèle semble améliorer les résultats comparativement aux modèles de Kurul et Podowski pour la surchauffe pariétale (au regard de la corrélation de Liu et Winterton). Toutefois, comme à basse pression, les résultats obtenus pour le flux net d'évaporation ne nous paraîssent pas physiques.

Les causes liées à ces mauvais résultats sont probablement dues aux valeurs des paramètres fournies par le bilan des forces à cette pression :

- **la valeur du diamètre de détachement, non validée par des données expérimentales lors de l'exploitation du bilan des forces, est très faible,**
- **la valeur de $KJa\sqrt{\eta_l}$ est très faible à haute pression, ce qui conduit à un temps entre le détachement et le décollage des bulles important ; la longueur de glissement est par conséquent très importante (surestimée *a priori*),**
- **le temps d'attente calculé à l'aide de la corrélation de Mikic et Rohsenow pour la fréquence (donc la durée d'un cycle de nucléation) et le temps de détachement est probablement mal estimé.**

De plus, l'hypothèse selon laquelle le temps de croissance est négligeable devant le temps d'attente n'a pas été validée.

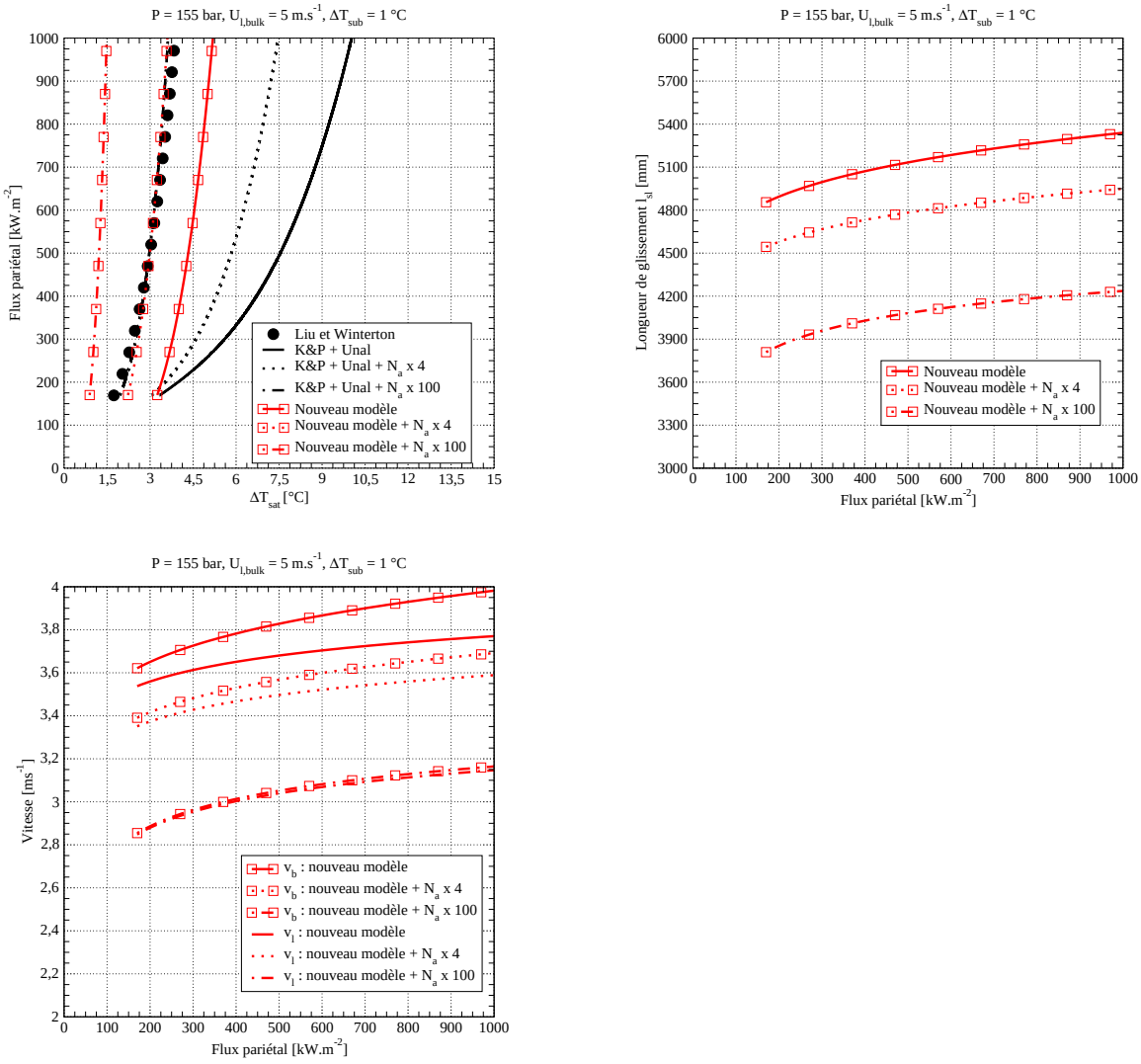


FIG. 5.11 – Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar (1)

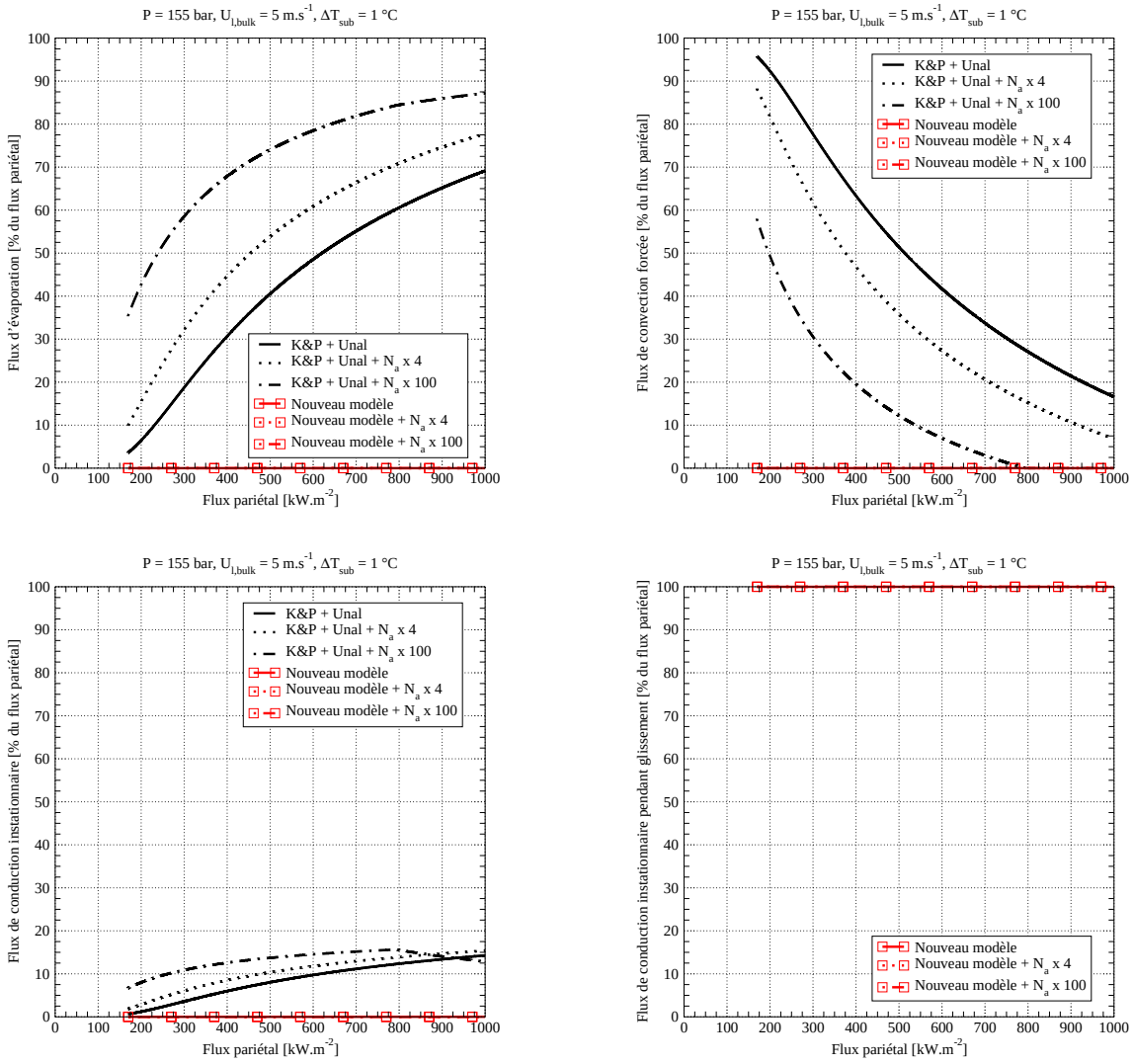


FIG. 5.12 – Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar (2)

5.4.3 Analyse complémentaire vis-à-vis de la fréquence de nucléation de Ceumern-Lindenstjerna

L'analyse quantitative menée précédemment sur le nouveau modèle d'ébullition nucléée associé à la fréquence de nucléation de Mikic et Rohsenow, a été reconduite (pour les mêmes conditions thermohydrauliques) en optant, cette fois, pour la fréquence de nucléation de Ceumern-Lindenstjerna (fig. (5.13) à (5.21)).
Notons que le facteur F_1 d'optimisation de la densité de sites actifs de nucléation (vis-à-vis de la surchauffe pariétale prédit par Liu et Winterton) est maintenant de $\frac{1}{35}$ à 3 bar et 0,5 $m.s^{-1}$, et $\frac{1}{10}$ à 3 bar et 5 $m.s^{-1}$. Le nouveau modèle n'a pas convergé pour une densité de sites actifs de nucléation pondéré par un facteur F_2 égal à 100.

Les principaux résultats présentés lors de l'analyse précédente sont retrouvés mis à part le fait que :

- à 3 bar et 0,5 $m.s^{-1}$, la surchauffe pariétale calculée est inférieure au critère d'ONB de Frost et Dzakowic pour des flux de chaleur supérieurs à 900 $kW.m^{-2}$ contre 450 précédemment ; à 3 bar et 5 $m.s^{-1}$, cette valeur diminue également passant de 450 $kW.m^{-2}$ à moins de 300 $kW.m^{-2}$,
- à 3 bar et 0,5$m.s^{-1}$, le flux net d'évaporation augmente légèrement passant 20 % à 30 % du flux pariétal imposé pour un facteur F_1 optimisé,
- la longueur de glissement et la vitesse de décollage des bulles sont légèrement inférieures pour les mêmes conditions thermohydrauliques.

De manière générale, on peut donc conclure que pour les cas thermohydrauliques testés, ce changement de modélisation pour la fréquence de nucléation a un faible impact sur les résultats fournis par le nouveau modèle même à haute pression où des différences d'échelle de temps importantes avaient été constatées. Ce constat tend à montrer que la fréquence de nucléation n'est pas un paramètre clé pour la nouvelle modélisation de l'ébullition nucléée que nous avons développée.

L'utilisation de la fréquence de Ceumern-Lindenstjerna conduit également à une disparition du flux net d'évaporation plus précoce vis-à-vis du flux pariétal imposé, ce qui ne nous paraît pas physique.

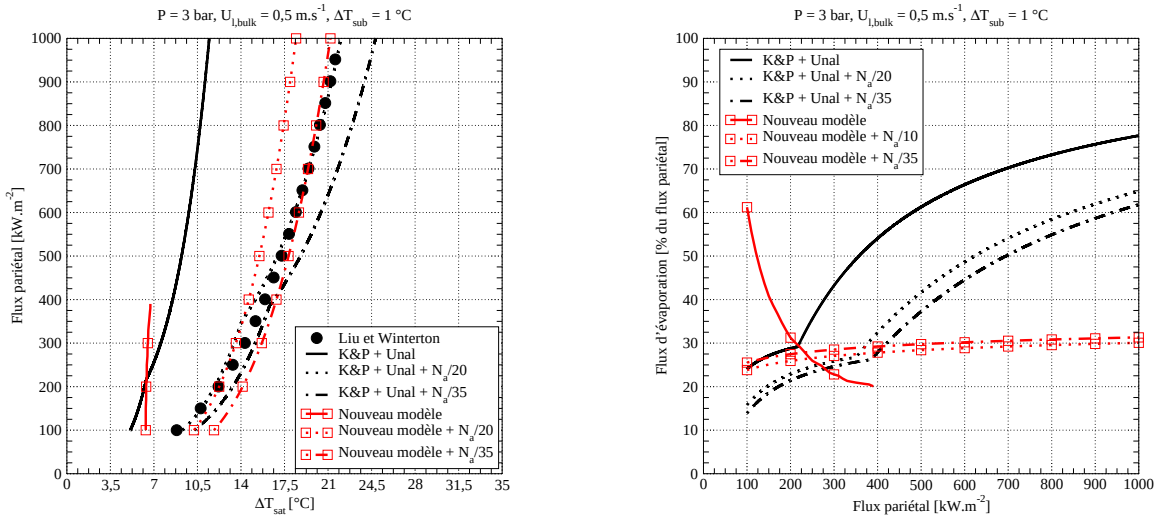


FIG. 5.13 – Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna)

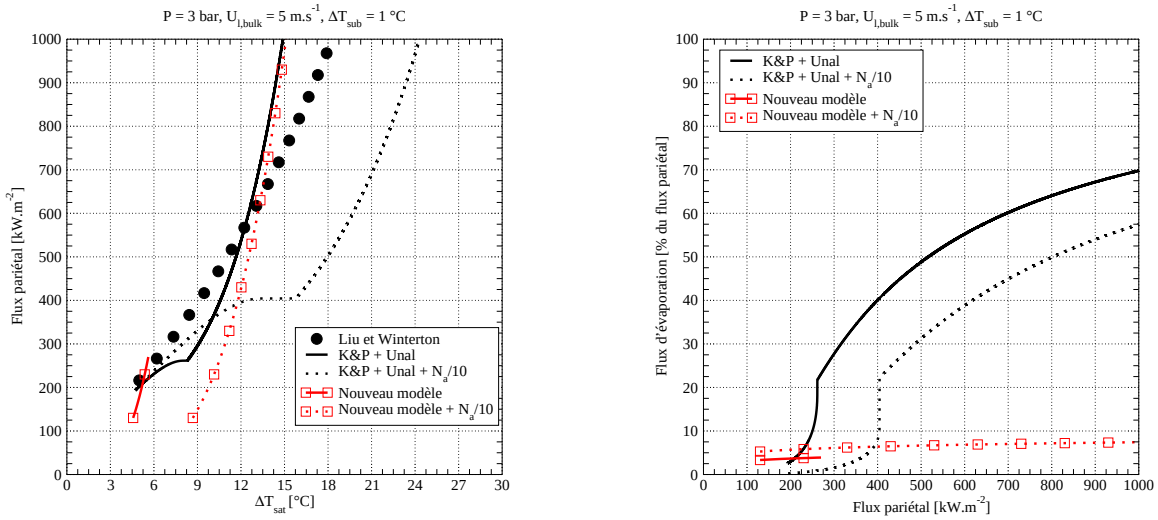


FIG. 5.14 – Évolution de la surchauffe pariétale et du flux net d'évaporation en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna)

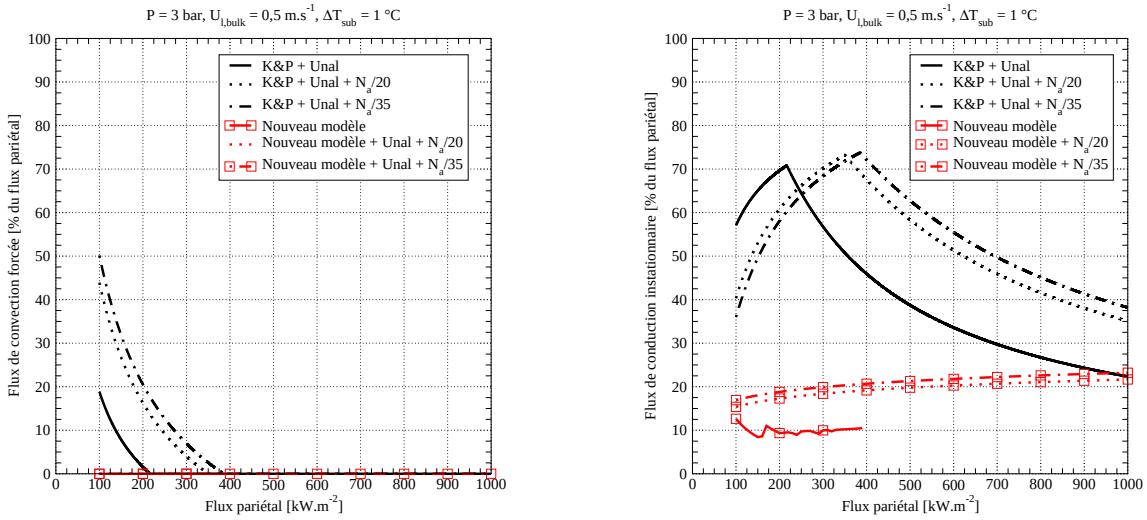


FIG. 5.15 – Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna)

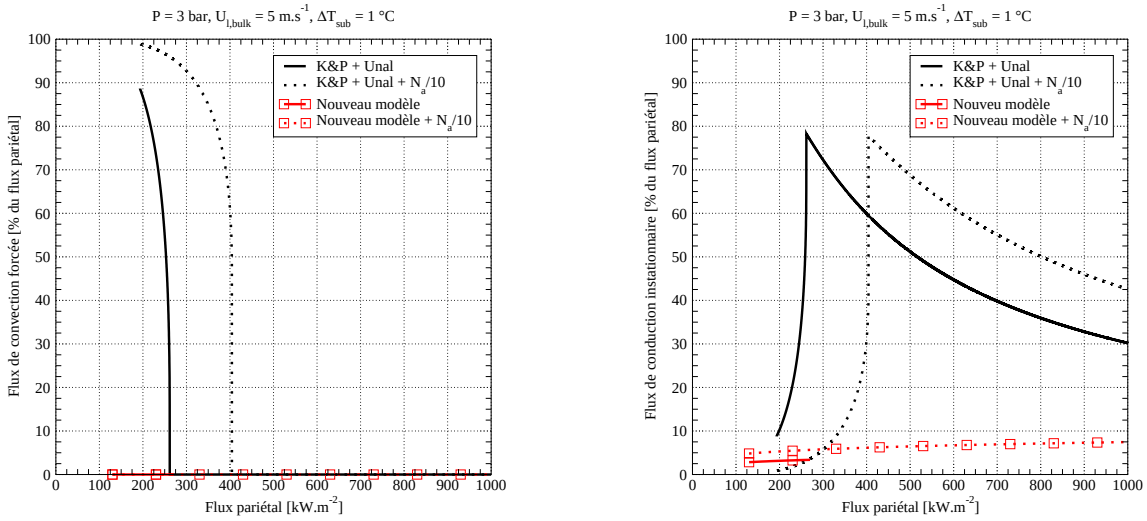


FIG. 5.16 – Évolution des flux de convection forcée et de conduction instationnaire après décollage des bulles de la paroi en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna)

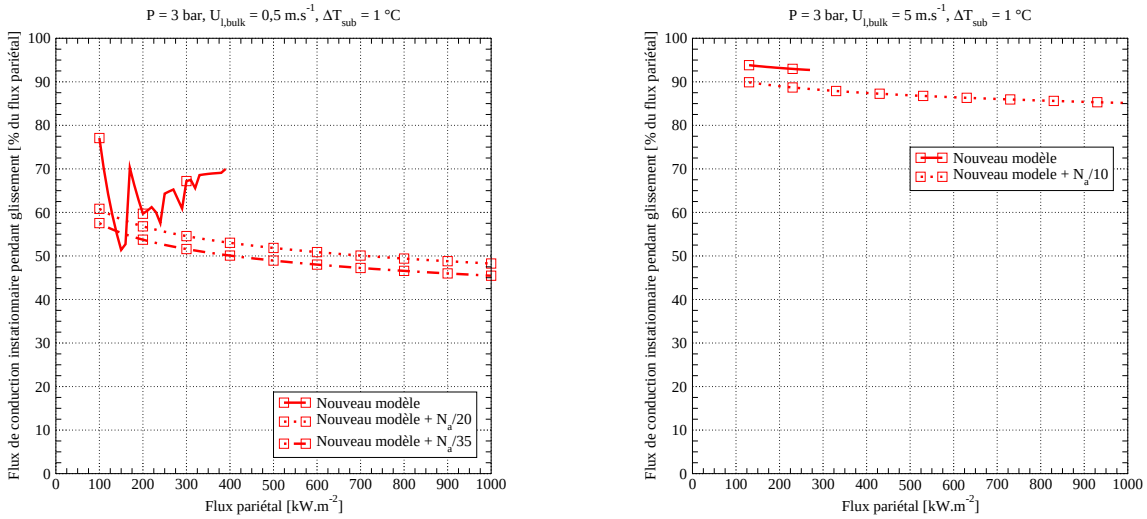


FIG. 5.17 – Évolution du flux de conduction instationnaire pendant glissement en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna)

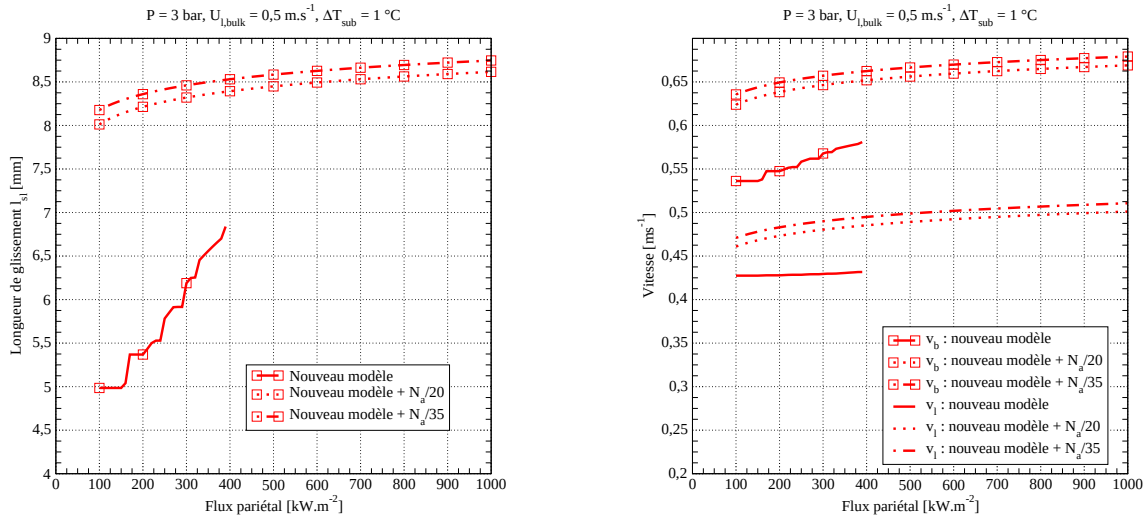


FIG. 5.18 – Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 0,5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna)

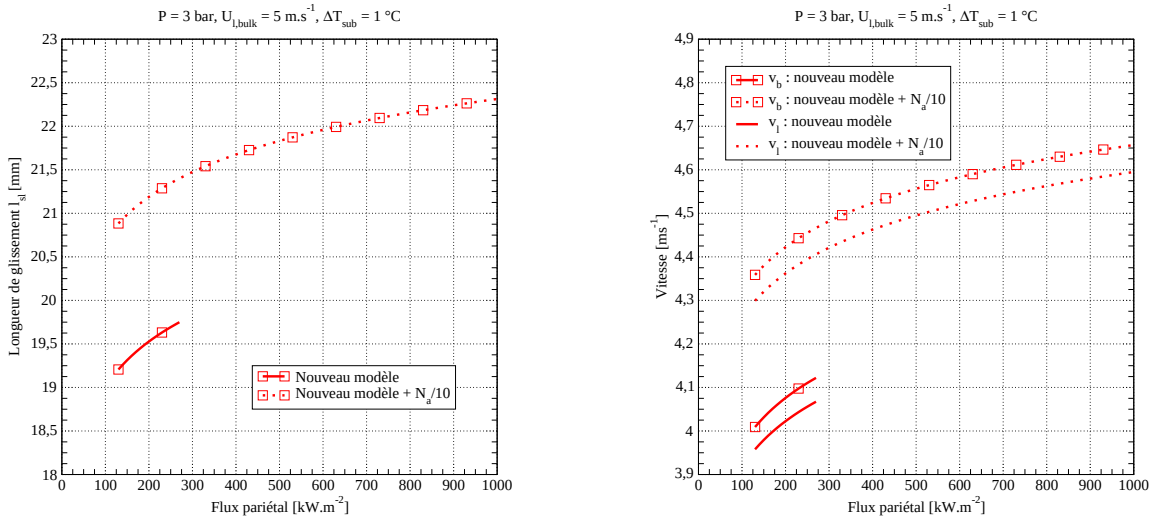


FIG. 5.19 – Évolution de la longueur de glissement et des vitesses du liquide et des bulles en fonction du flux de chaleur pariétal (P = 3 bar, $v_{l,bulk}$ = 5 $m.s^{-1}$ et f de Ceumern-Lindenstjerna)

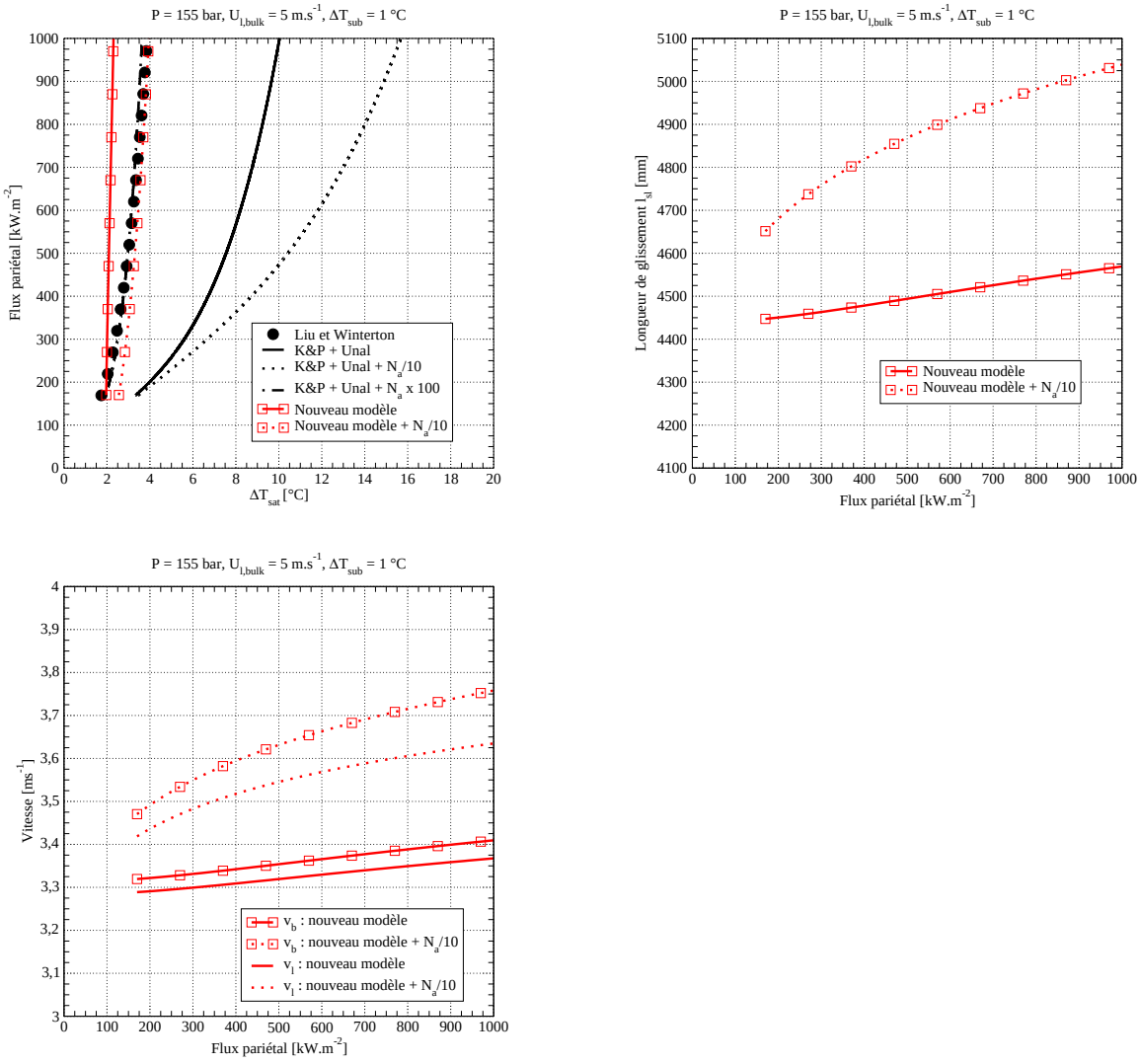


FIG. 5.20 – Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar et f de Ceumern-Lindenstjerna (1))

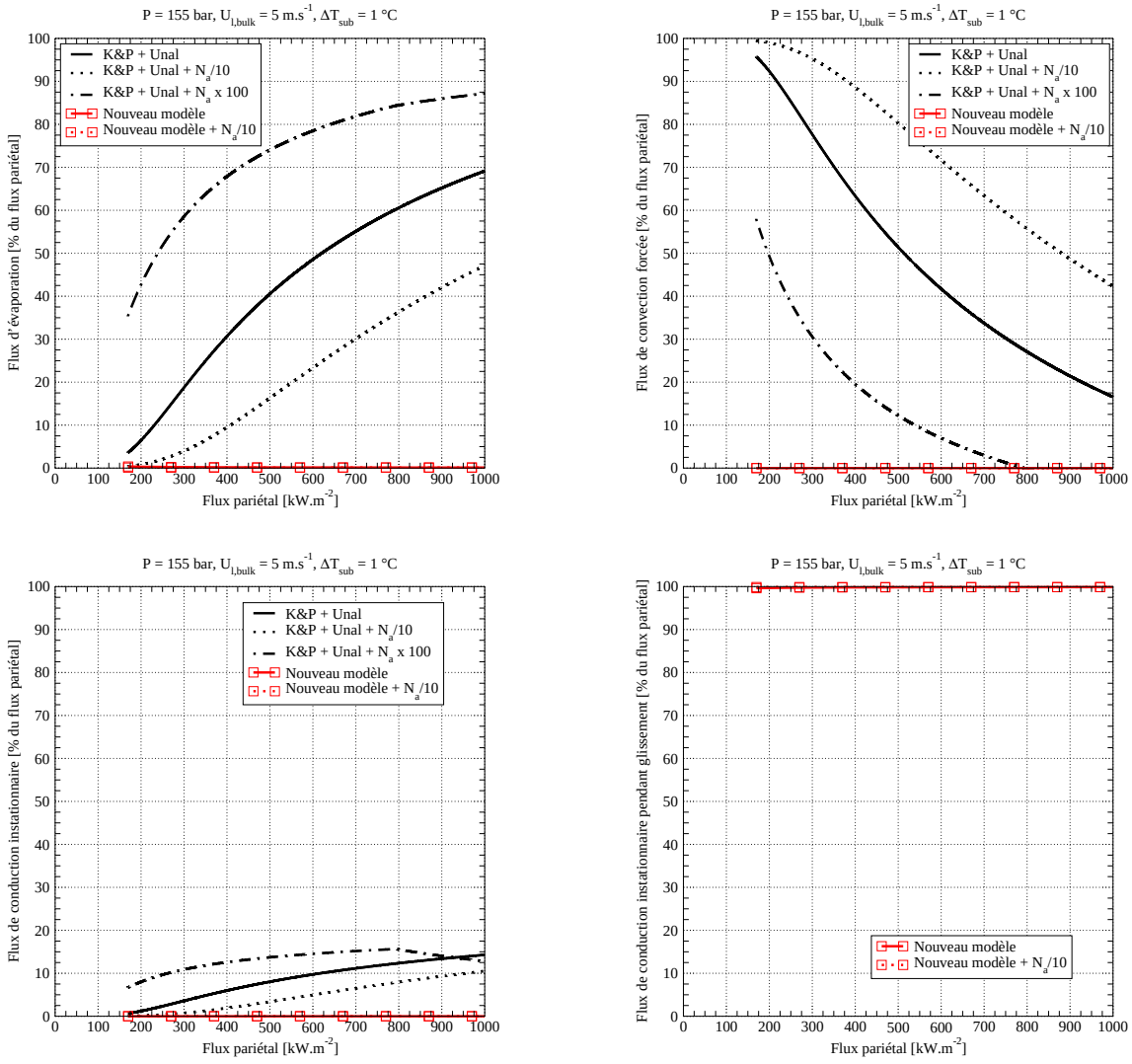


FIG. 5.21 – Résultats de l'évaluation du nouveau modèle d'ébullition nucléée pour une pression de 155 bar et f de Ceumern-Lindenstjerna (2)

5.5 Conclusions sur le nouveau modèle d'ébullition nucléée sous-saturée convective et discussions autour de son utilisation dans le code NEPTUNE_CFD

La prise en compte du glissement des bulles dans les échanges de chaleur est surévaluée par ce nouveau modèle. Cet effet est visible sur le flux net d'évaporation qui semble trop faible à basse pression. Il est encore amplifié à haute pression probablement à cause des lacunes sur les lois de fermertures proposées.

En l'état, ce nouveau modèle est, par conséquent, difficilement exploitable dans le code NEPTUNE_CFD pour l'instruction de l'APL. Néanmoins, les résultats que nous avons obtenus à basse pression sont prometteurs ; il serait donc intéressant de poursuivre nos investigations autour de ce modèle qui, de part les améliorations apportées, possède des avantages sur les modèles mécanistes plus simples tels que le modèle de Kurul et Podowski :

- la prise en compte du glissement des bulles dans la répartition des flux rend ces modèles plus "complets" physiquement ; nous avons d'ailleurs pu montrer lors de notre étude que son impact est non négligeable,
- l'utilisation d'un bilan des forces permet de renseigner la vitesse de décollage des bulles, troisième composantes du "terme source de vapeur",
- la prise en compte d'un critère d'OSV fiable à partir seulement duquel nous considérons qu'un flux net d'évaporation existe.

Des études paramétriques peuvent être envisagées afin d'améliorer ce modèle. Nous pourrions, par exemple, étudier l'influence des paramètres K_1, K_2 et K_3 sur la répartition des flux de chaleur ou bien fixer le diamètre de détachement des bulles à haute pression afin de limiter la longueur de glissement.

D'autre part, certaines des pistes d'amélioration proposées à la fin du chapitre 2 n'ont pas été explorées lors de notre étude :

- la prise en compte du critère d'OSV dans la modélisation du flux net d'évaporation,
- la prise en compte dans la répartition des flux de la recondensation possible des bulles lors de leur croissance.

Ces pistes constituent des perspectives intéressantes à explorer dans le futur pour améliorer la modélisation mécaniste de l'ébullition nucléée sous-saturée convective.

Finalement, il nous semble important de rappeler au lecteur que la grandeur physique primordiale à quantifier de manière fiable est le flux net d'évaporation. Cette étude permet par conséquent de montrer que même si on estime convenablement la température de la paroi, au regard d'une corrélation monodimensionnelle telle que celle de Liu et Winterton, il ne nous est pas réellement possible de privilégier une modélisation particulière dans la mesure où nos résultats n'ont pu être confrontés à aucune corrélation, relation ou donnée expérimentale pour le flux net d'évaporation.

Conclusions et Perspectives

Ce travail a consisté à préparer l'instruction de l'Approche Prédictive Locale (APL) de la crise d'ébullition de type caléfaction rencontrée dans les Réacteurs à Eau sous Pression (REP). Ainsi, nous avons mené une série d'études visant :

- dans un premier temps, à évaluer la capacité de la modélisation du code NEPTUNE_CFD sélectionnée (et actuellement implantée dans la version v1.0.6) à reproduire correctement les grandeurs locales des écoulements diphasiques bouillants proches des configurations thermohydrauliques des cœurs REP,
- puis dans un deuxième temps, à proposer, des améliorations pour cette modélisation.

Dans la première partie de ce document, nous avons décrit les équations de conservation moyennées dans le temps et l'espace ainsi que les modèles de fermeture que nous avons sélectionnés afin de simuler les écoulements diphasiques bouillants dans le code NEPTUNE_CFD. Puis, nous avons confronté des données expérimentales DEBORA proches des configurations thermohydrauliques de fonctionnement des cœurs REP aux résultats numériques que nous avons obtenus avec le code. Cette évaluation nous a permis de montrer la capacité du code NEPTUNE_CFD à fournir des données locales relativement fiables ; néanmoins la prédiction de certaines de ces grandeurs physiques nous a paru perfectible, notamment au niveau de la paroi. Trois axes d'amélioration possibles pour la modélisation du code NEPTUNE_CFD choisie ont, par conséquent, été identifiés :

- l'amélioration du modèle d'ébullition nucléée, pour obtenir des valeurs plus précises sur le taux de vide, le diamètre des bulles et la vitesse des bulles dans l'écoulement,
- l'amélioration du modèle de recondensation à cœur pour mieux prédire le taux de vide, le diamètre des bulles et la vitesse du gaz dans l'écoulement,
- l'amélioration des forces et de la loi de paroi agissant sur la dynamique des bulles afin de mieux prédire la vitesse du gaz et donc la répartition du taux de vide dans l'écoulement.

Motivé par les résultats obtenus sur les grandeurs locales proches de la paroi et par l'interaction forte qui existe entre la crise d'ébullition et la topologie pariétale des écoulements, nous avons choisi de nous intéresser au modèle d'ébullition nucléée en y intégrant plus de "physique" afin d'améliorer, quelles que soient les conditions thermohydrauliques, ses capacités de prédiction du terme source de vapeur nécessaire à la fermeture des équations de conservation du code. Par la suite, une évaluation spécifique du modèle d'ébullition nucléée de Kurul et Podowski, implanté par défaut dans le code NEPTUNE_CFD, a été réalisée ; celle-ci nous a permis de conclure qu'il serait préférable de ne pas appliquer la recondensation dans la maille pariétale lorsque la taille de celle-ci est semblable à celle des bulles décollant de la paroi.

Dans la deuxième partie, nous avons conduit une analyse bibliographique critique des différents types de modèles d'ébullition nucléée existant dans la littérature ; nous en avons déduit que seuls les modèles mécanistes sont, *a priori*, capables de renseigner le terme source de vapeur. Trois modèles mécanistes compatibles avec une implantation dans le code NEPTUNE_CFD ont alors été sélectionnés :

- le modèle de Kurul et Podowski (1990, [34]), utilisé par défaut dans NEPTUNE_CFD,
- le modèle de Basu *et al.* (2005, [2, 3]),
- le modèle de Yeoh *et al.* (2008, [72]).

Tous ces modèles ont la particularité de pouvoir être résolus à l'aide d'un processus itératif sur la température de la paroi si le flux pariétal est imposé. L'analyse de leur modélisation nous a permis de montrer l'importance :

- de la prise en compte du phénomène de glissement des bulles sur la paroi dans la répartition des flux de chaleur et, implicitement, des diamètres de détachement et de décollage des bulles (ce dernier étant une des composantes du terme source de vapeur utilisé pour fermer le terme transfert interfacial de QDM et l'équation d'aire interfaciale),
- de l'utilisation de paramètres physiques (diamètres, densité de sites actifs, temps caractéristiques...) adaptés aux conditions thermohydrauliques d'intérêt,
- de l'utilisation d'un critère d'apparition significatif de la vapeur dans l'écoulement (OSV) explicite et intégré dans la modélisation du flux net d'évaporation (composante primordiale du terme source de vapeur caractérisant la quantité de vapeur créée à la paroi).

A la suite de cette analyse, seul le modèle de Kurul et Podowski et Basu *et al.* ont été retenus. Le modèle de Yeoh *et al.* n'a pas été conservé par manque d'information concernant son mode d'exploitation ; néanmoins, il nous est apparu fort intéressant dans la mesure où il allie la simplicité du modèle de Kurul et Podowski et la richesse de modélisation physique du modèle de Basu *et al.*.

Dans la troisième partie, nous avons conduit une analyse quantitative des modèles de Kurul et Podowski et de Basu *et al.* sur une large gamme de paramètres thermohydrauliques recouvrant celle d'intérêt industriel.
Ayant trop peu de données expérimentales accessibles et suffisamment renseignées, nous avons sélectionné la corrélation monodimensionnelle de Liu et Winterton comme "corrélation de référence" afin d'évaluer la surchauffe pariétale fournie par ces modèles.
Les résultats fournis par l'analyse quantitative nous ont permis de conclure que les modèles n'intégrant pas le calcul du flux d'évaporation lors du processus itératif sur la température de paroi, tel que le modèle de Basu *et al.*, ne pouvait pas être compatible avec une implantation dans le code NEPTUNE_CFD. En effet, ils ne permettent pas de garantir une répartition physique des flux de chaleur quelles que soient les conditions thermohydrauliques et plus particulièrement à haute pression. Néanmoins, nous avons pu montrer au travers de l'exploitation du modèle de Basu *et al.*, que la prise en compte du glissement des bulles sur la paroi pourrait avoir un impact non négligeable sur la répartition des flux.
Les résultats obtenus avec le modèle de Kurul et Podowski ont été plus convaicants, notamment grâce à sa stabilité et sa simplicité d'utilisation. Toutefois, la modélisation proposée par Kurul et Podowski possède un défaut de représentativité physique : la répartition des flux de chaleur du modèle n'intègre pas la notion de glissement des bulles sur la paroi. C'est pourquoi, nous avons décidé de développer un modèle de Kurul et Podowski "amélioré" prenant en compte ce phénomène et s'appuyant sur la modélisation proposée par Yeoh *et al.*.

Cependant, la mise en œuvre d'une telle modélisation nécessite la fermeture du diamètre de détachement des bulles de leur site actif de nucléation (par opposition au diamètre de décollage de la paroi), pour lequel aucune corrélation/relation valide dans le domaine d'intérêt industriel n'a été développée. Nous avons, par conséquent, développé dans la quatrième partie, une approche de type bilan des forces (en nous appuyant sur les travaux d'auteurs de la littérature tels que Thorncroft *et al.* (2001, [64])) afin, en particulier, de renseigner ce paramètre. L'exploitation de ce bilan des forces étant fastidieuse dans sa version "complète", nous avons mené une étude paramètrique afin de déduire des hypothèses nous permettant de simplifier cette modélisation et d'arriver à des relations pour prédire :

- le diamètre de détachement des bulles de leur site actif de nucléation. Celui-ci a pu être validé sur quelques données expérimentales à basse pression ; malheureusement, il n'a pas pu être confronté à des données expérimentales à haute pression,
- le diamètre de décollage des bulles de leur site actif de nucléation et le diamètre de décollage des bulles après glissement le long de la paroi. Cette dernière relation surestime les diamètres de décollage de 30 % probablement à cause d'un défaut de modélisation de la force de portance. Nous avons alors apporté une correction qui a permis d'obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux sur plusieurs bases de données à basse pression ; en revanche, à haute pression, les diamètres obtenus ont été sous-estimés,
- la vitesse relative de glissement des bulles par rapport à la vitesse du liquide permettant de renseigner la vitesse des bulles au décollage (troisième composante du terme source de vapeur). Aucune base de données expérimentales n'a pu être trouvée pour évaluer ce paramètre.

Pour des conditions thermohydrauliques particulières (haute pression, par exemple), certaines de ces relations ont pu être dégénérées sous forme d'expression analytique.

A partir des améliorations identifiées et/ou développées dans ce document, nous nous sommes inspirés des travaux de Yeoh *et al.* pour proposer un nouveau modèle d'ébullition nucléée prenant en compte le glissement des bulles dans la répartition des flux de chaleur et utilisant nos relations du bilan des forces pour le diamètre de détachement et la vitesse relative de glissement des bulles par rapport à la vitesse du liquide. Ce nouveau modèle a été testé sur diverses configurations thermohydrauliques :

- à basse pression, des résultats prometteurs ont été obtenus, bien que le flux net d'évaporation obtenu est certainement sous-estimé,
- à haute pression, en revanche, l'exploitation de ce nouveau modèle s'est avérée moins concluante notamment à cause d'une large sous-estimation du flux d'évaporation. Les principales causes des lacunes du modèle à haute pression viennent (*a priori*) d'un défaut de modélisation des paramètres locaux, tels que le diamètres de détachement et la longueur de glissement, qui conduisent à une surestimation du flux de conduction instationnaire pendant glissement ; une telle surestimation existe aussi à basse pression, témoignant certainement de manques dans la prise en compte du glissement.

L'intégration du glissement des bulles dans les modèles mécanistes nous semble importante au vu des observations expérimentales des différents auteurs de la littérature. Néanmoins, la prise en compte de ce phénomène nécessite encore des efforts pour le renseigner en fermetures suffisamment fiables et précises.

L'ensemble des travaux conduits tout au long de ce document a visé à mieux comprendre les mécanismes liés à l'ébullition nucléée afin d'améliorer sa modélisation à l'échelle locale. Cependant, dans la majorité des cas, notre étude s'est heurtée à un manque important de données expérimentales et de corrélations/relations valides et suffisamment bien renseignées. L'obtention de telles données expérimentales et/ou de données issues de simulations numériques directes (DNS) fiables (à haute pression, en particulier) est indispensable. Elle permettrait, par exemple, de développer des modélisations de la force de portance et du rayon du pied de la bulle utilisées dans le bilan des forces, mieux adaptées à nos configurations thermohydrauliques d'intérêt ; ces données permettraient également de valider plus facilement et de manière plus étendue (en gamme de paramètres thermohydrauliques) les relations développées, telles que celle relative au diamètre de détachement.
Il s'agit là d'un constat qui, à nos yeux, devrait déboucher sur une action volontaire en terme de définition et d'engagement de programmes expérimentaux dédiés. Il permettrait d'offrir une perspective d'amélioration intéressante des travaux engagés dans ce document, et plus généralement, de la modélisation à

l’echelle locale de l’ébullition nucléée.

La grandeur primordiale que doit renseigner le modèle d’ébullition nucléée est le flux net d’évaporation. En l’absence de “données expérimentales” sur ce flux, nous nous sommes tournés vers la prédiction de la surchauffe pariétale fournie par une “corrélation monodimensionnelle de référence”, celle de Liu et Winterton. C’est pourquoi, il serait intéressant d’intégrer notre nouveau modèle dans le code NEPTUNE_CFD afin de comparer, par exemple, les résultats obtenus aux prédictions fournies par la modélisation originale, utilisant le modèle de Kurul et Podowski.

Annexe A

Éléments bibliographiques sur la modélisation des forces de masse ajoutée et de traînée s'exerçant sur une bulle

Nous présentons ici un complément d'information sur la modélisation des forces de masse ajoutée et de traînée utilisée dans la littérature.

La force de masse ajoutée F_{am}

* Certains auteurs ne prennent pas en compte l'inclinaison de la bulle dans le calcul de la masse ajoutée. La vitesse du centre de masse de la bulle est alors simplement exprimée par :

$$u_b = \dot{R} \tag{A.1}$$
$$v_b = 0 \tag{A.2}$$

Dans ce cas, la masse ajoutée issue des travaux de Duhar *et al.* (2007, [18]) prend la forme :

$$F_{am,x} = -\rho_l \pi \left(\frac{5}{4} \dot{R}^2 R^2 + \frac{5}{12} \ddot{R} R^3 \right) \tag{A.3}$$

$$F_{am,y} = \begin{cases} \frac{19}{8} \rho_l \pi \dot{R} R^2 v_l & \text{(bulle statique)} \\ -\rho_l \pi \left(\frac{19}{8} \dot{R} R^2 \left(v_b - v_l \right) + \frac{19}{24} R^3 \frac{d}{dt} \left(v_b - v_l \right) \right) & \text{(bulle glissant)} \end{cases} \tag{A.4}$$

* Par ailleurs, la force de masse ajoutée est souvent décomposée en une partie due à la croissance de la bulle (déplacement du centre de masse de la bulle lors de sa croissance) et une autre partie due à la présence de la bulle dans un écoulement (définition classique de la masse ajoutée appliquée sur une sphère solide en mouvement dans un fluide) ; ces deux termes sont respectivement appelés force de croissance F_{growth} et force de croissance due à l'écoulement $F_{growth,bulk}$.

Dans ce cadre, Klausner *et al.* (1993, [31]) définissent :

- la force de croissance due à l'écoulement $F_{growth,bulk}$ pour une bulle *sphérique* comme :

$$\mathbf{F_{growth,bulk}} = 2\pi\rho_l v_l \dot{R} R^2 \mathbf{e}_{/\!/} \tag{A.5}$$

  Cette force s'applique parallèlement à la paroi.
  Elle peut être obtenue à partir du terme n°2 de l'équation (4.11) pris à l'ordre 1 en considérant une bulle fixe sur la paroi ($v_b = 0$) grossissant dans un écoulement stationnaire $\left(\frac{dv_l}{dt} = 0\right)$.

- la force de croissance F_{growth} pour une bulle *sphérique* :

$$\mathbf{F_{growth}} = -\pi\rho_l R^2 \left(2\dot{R}^2 + \frac{2}{3}R\ddot{R}\right)\mathbf{e}_\perp \tag{A.6}$$

  Elle peut être obtenue à partir du terme n°1 de l'équation (4.11) pris à l'ordre 1 en considérant que la composante de la vitesse bulle perpendiculaire à la paroi peut être considérée comme étant égale à $u_b = \dot{R}$. Le terme n°3 de l'équation (4.11) est alors négligé.

Pour cette force de croissance :

- Situ *et al.* (2005, [59]) proposent plutôt l'expression suivante :

$$\mathbf{F_{growth}} = -\pi\rho_l R^2 \left(\frac{11}{2}\dot{R}^2 + \frac{11}{6}R\ddot{R}\right)\mathbf{e}_\perp \tag{A.7}$$

  Cette expression est sujette à caution ; en effet, lorsqu'on dérive les termes n°1 et n°3 de l'équation (4.11) pris à l'ordre 1 en considérant $u_b = \dot{R}$, on obtient les coefficients $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{6}$ au lieu de $\frac{11}{2}$ et $\frac{11}{6}$.

- Thorncroft *et al.* (2001, [64]) obtiennent le résultat suivant en intégrant numériquement les forces de pression autour d'une bulle sphérique :

$$\mathbf{F_{growth}} = -\pi\rho_l R^2 \left(1,64\dot{R}^2 + 0,40R\ddot{R}\right)\mathbf{e}_\perp \tag{A.8}$$

  Lorsque on dérive le terme n°3 de l'équation (4.11), on obtient alors les coefficients $\frac{3}{2}$ et $\frac{1}{2}$ au lieu de 1,64 et 0,4. La relation proposée par Thorncroft et al. est donc très proche de ce terme.

* L'expression générale de la force de croissance exercée sur une bulle *hémisphérique* est :

$$\mathbf{F_{growth}} = -\pi\rho_l R^2 \left(\frac{3}{2}C_s\dot{R}^2 + R\ddot{R}\right)\mathbf{e}_\perp, \tag{A.9}$$

avec C_s une constante. La valeur du coefficient C_s varie selon les auteurs : Zeng *et al.* (1993, [75]) proposent une valeur de $\frac{20}{3}$ pour ce coefficient dans le cas de l'ébullition nucléée en vase alors que Klausner *et al.* (1993, [31]) préconisent une valeur de 1 qui correspond à la solution de l'écoulement potentiel autour d'une bulle en croissance. Ce dernier résultat a également été trouvé à l'aide d'une simulation numérique par Legendre *et al.* (2008, [37]).

La force de traînée $\mathbf{F_d}$

Des expressions du coefficient de traînée, autres que celles présentées dans la section (4.2.2), existent dans la littérature. Elles sont généralement basées sur le nombre de Reynolds de bulle Re_b et ont été établies pour différentes gammes de Re_b :

* Moore (1969) propose la relation suivante pour une bulle sphérique en milieu infini et des nombres de Reynolds de bulle Re_b inférieurs à 60 :

$$C_d = \frac{48}{Re_b}\left(1 - \frac{2,21}{Re_b^{0,5}}\right) \tag{A.10}$$

* Mei et Klausner (1992, [46]) ont obtenu une expression valide pour des bulles sphériques et des nombres de Reynolds de bulle Re_b inférieurs à 1000 à partir de Simulations Numériques Directes (DNS) :

$$C_d = \frac{24}{Re_b}\left\{\frac{2}{3} + \left[\left(\frac{12}{Re_b}\right)^{0,65} + 0,796^{0,65}\right]^{-1/0.65}\right\} \tag{A.11}$$

* Un peu plus tard, Mei *et al.* (1994, [47]) ont modifié cette expression afin de la relier à la solution potentielle à faible nombre de Reynolds de bulle :

$$C_d = \frac{24}{Re_b}\left\{\frac{2}{3} + \left[\frac{12}{Re_b} + 0,75\left(1 + \frac{3,315}{Re_b^{1/2}}\right)\right]^{-1}\right\}, \tag{A.12}$$

* Yeoh *et al.* (2005, [73]) utilisent les relations suivantes dérivées par Ishii et Zuber (1979, [28]) pour une bulle sphérique en milieu infini :

$$C_d = \frac{24}{Re_b}\left(1 + 0,1Re_b^{0,75}\right), \quad Re_b \leq 500 \tag{A.13}$$

$$C_d = \frac{2}{3}\left(\frac{4g(\rho_l - \rho_g)r^2}{\sigma}\right)^{0,5}, \quad 500 \leq Re_b \leq 2.10^5 \tag{A.14}$$

Annexe B

Exploitation du bilan des forces

B.1 Représentation graphique des résultats de l'application du bilan des forces

Les figures présentées ci-dessous illustrent l'évolution des forces du bilan des forces lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation. Chacun des cas du tableau (4.4) est représenté selon la composante *x* et selon la composante *y*.

Évolution des forces du bilan des forces lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation pour une pression de 1 bar

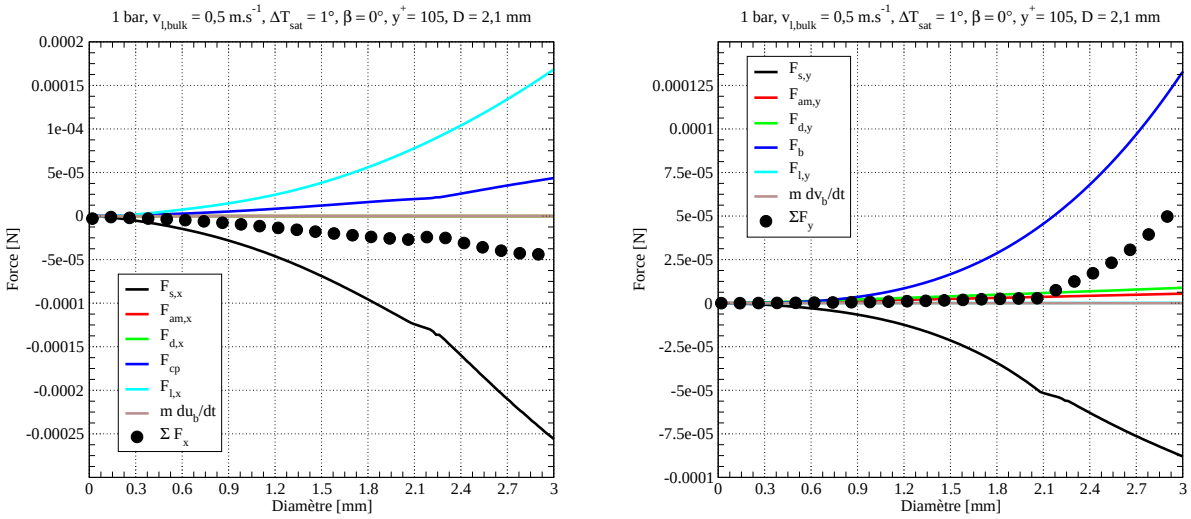


FIG. B.1 – Cas 1

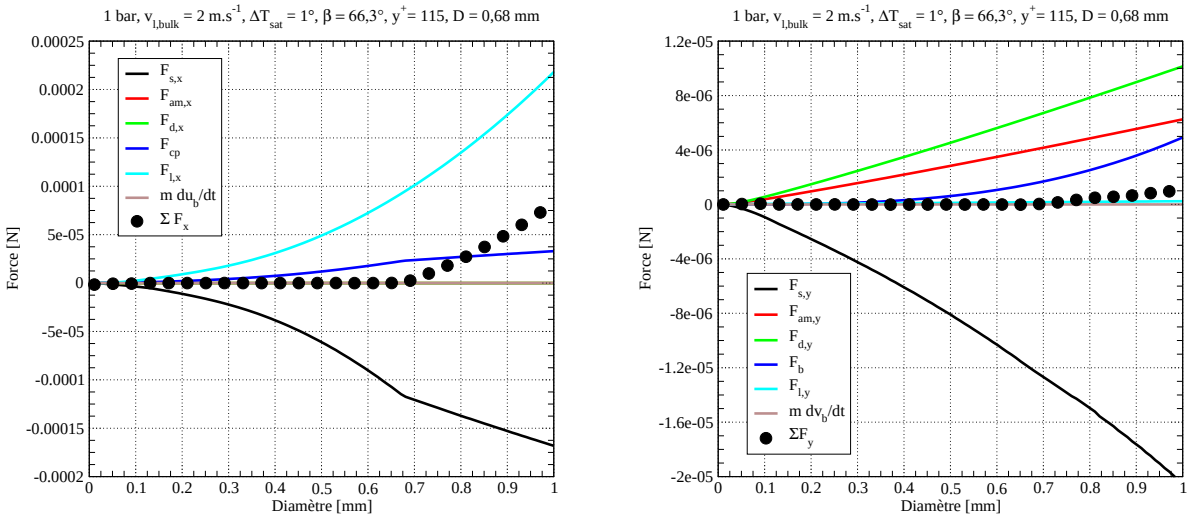


FIG. B.2 – Cas 2

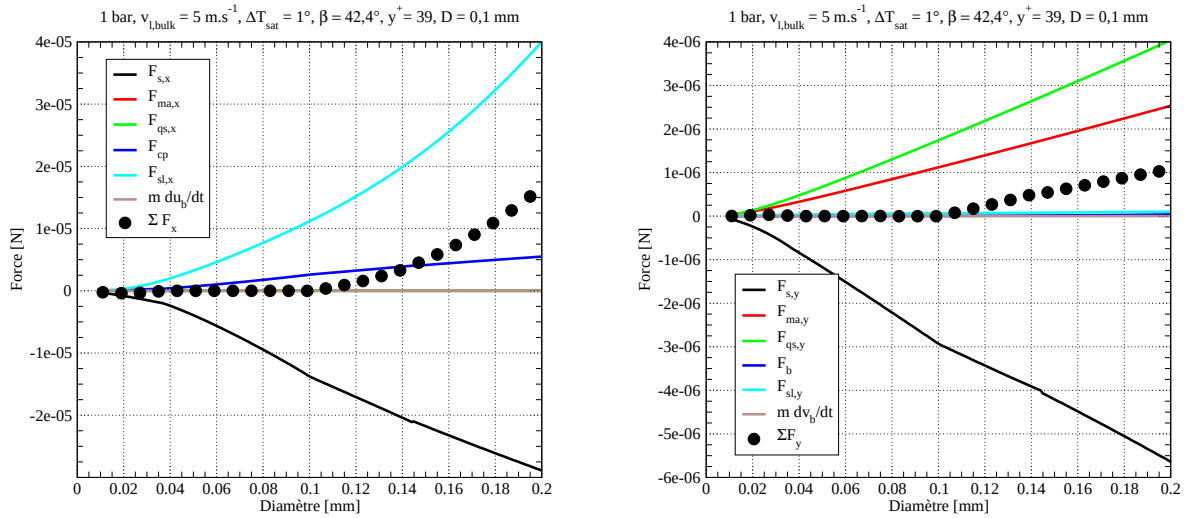


FIG. B.3 – Cas 3

Évolution des forces du bilan des forces lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation pour une pression de 10 bar

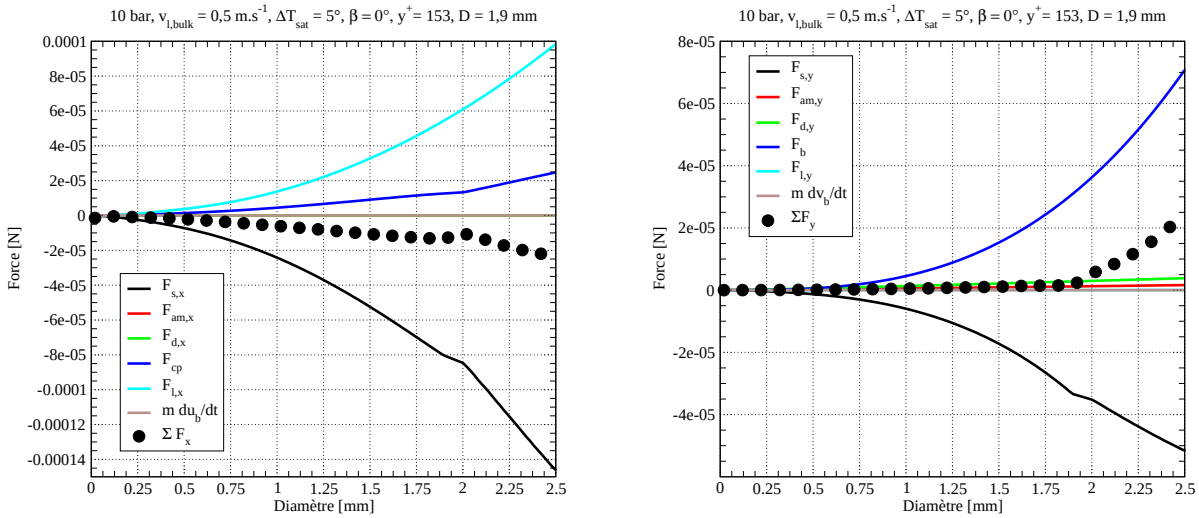


FIG. B.4 – Cas 4

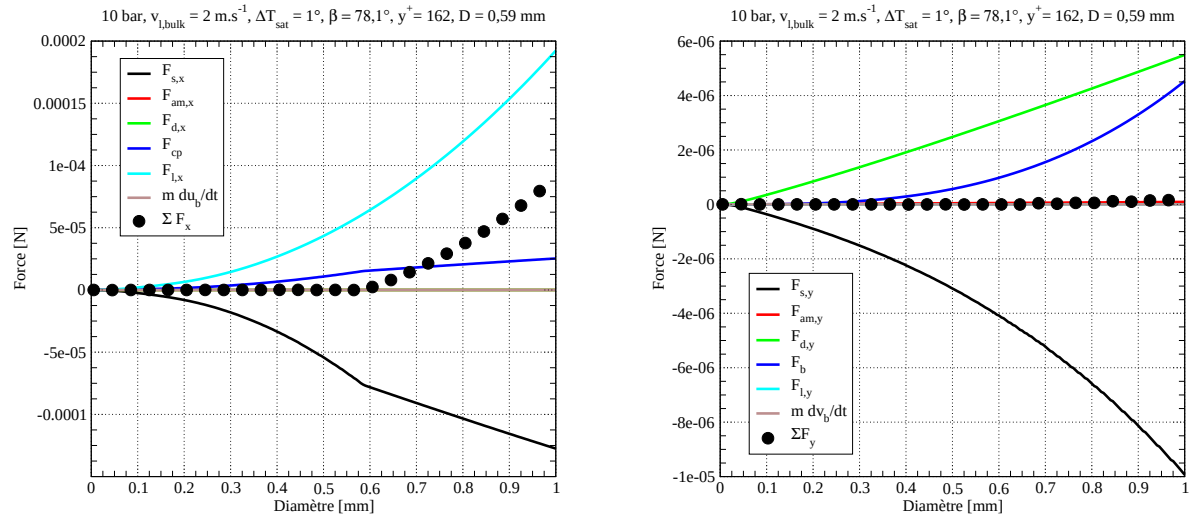


FIG. B.5 – Cas 5

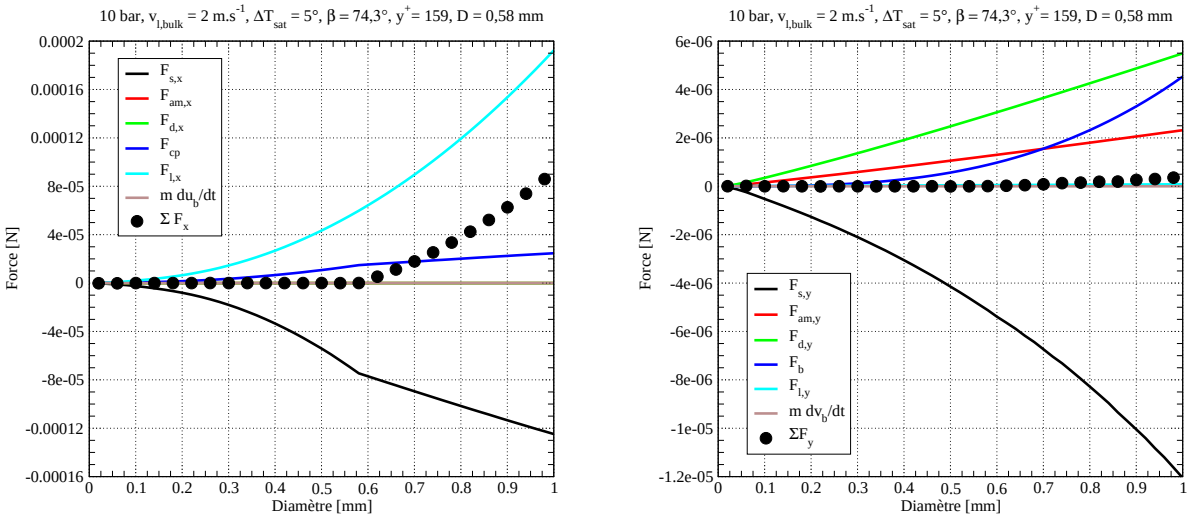


FIG. B.6 – Cas 6

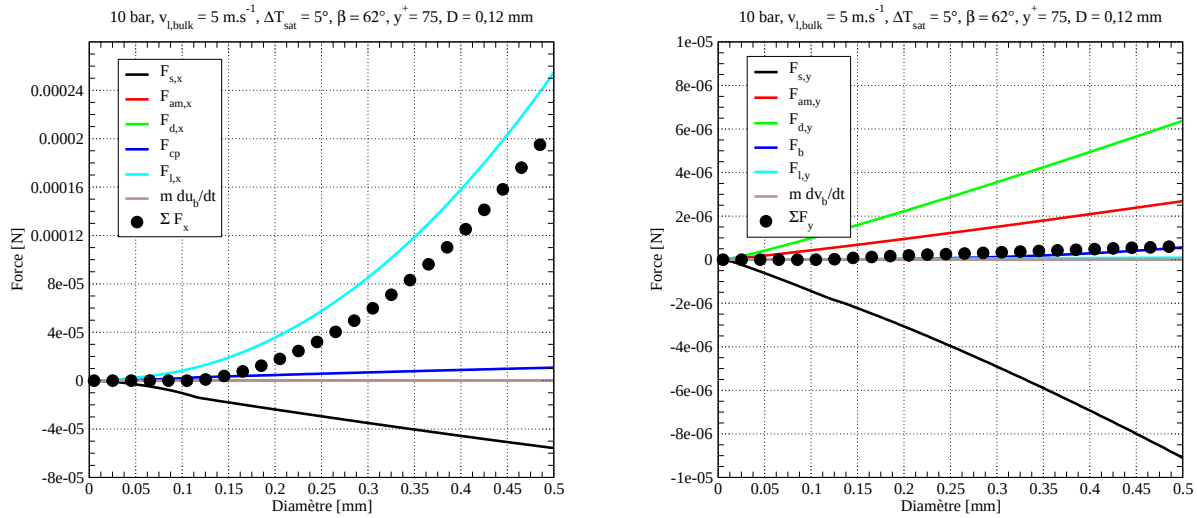


FIG. B.7 – Cas 7

Évolution des forces du bilan des forces lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation pour une pression de 50 bar

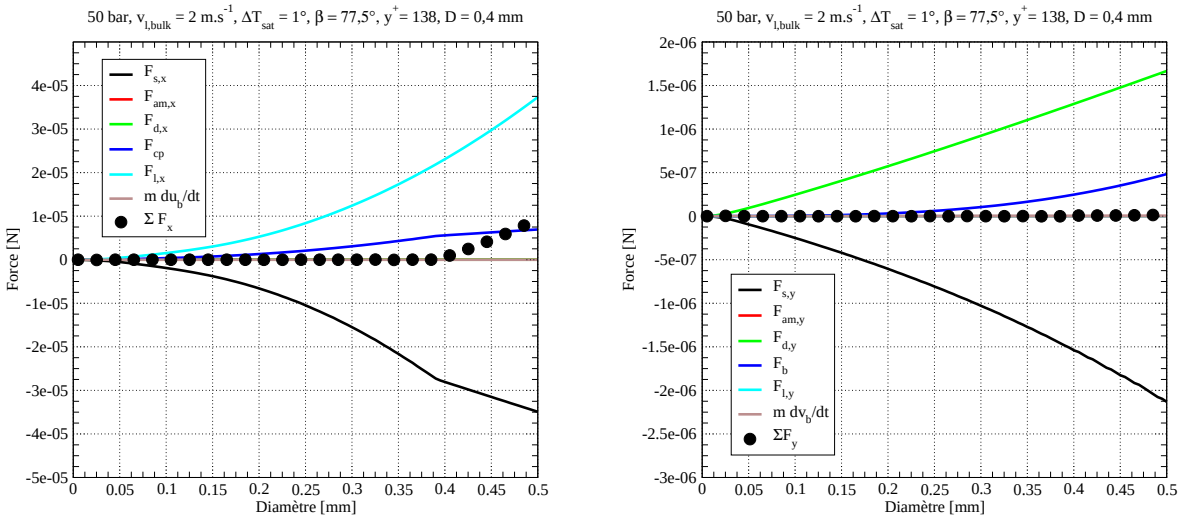


FIG. B.8 – Cas 9

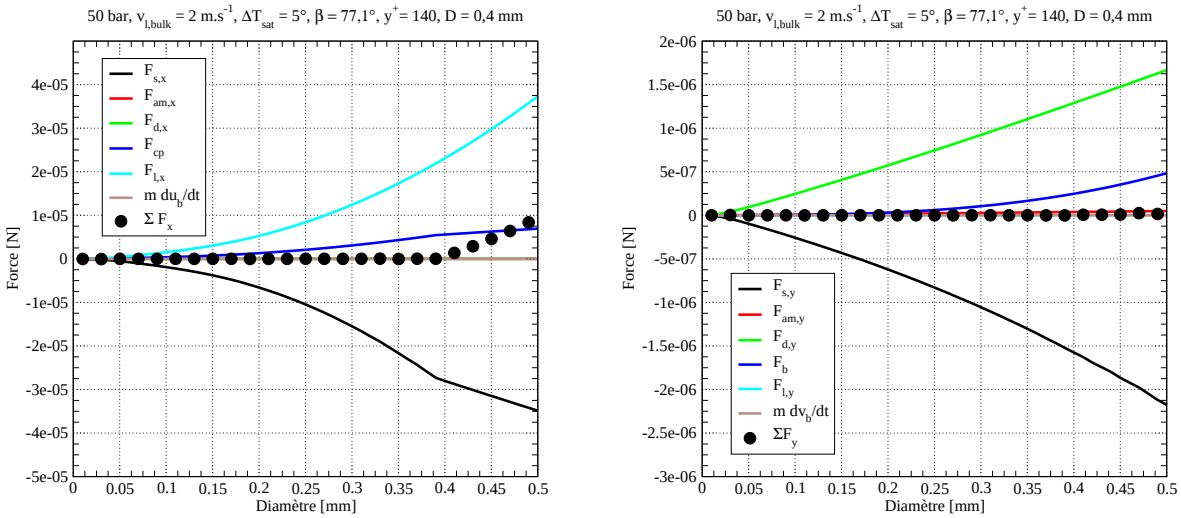


FIG. B.9 – Cas 10

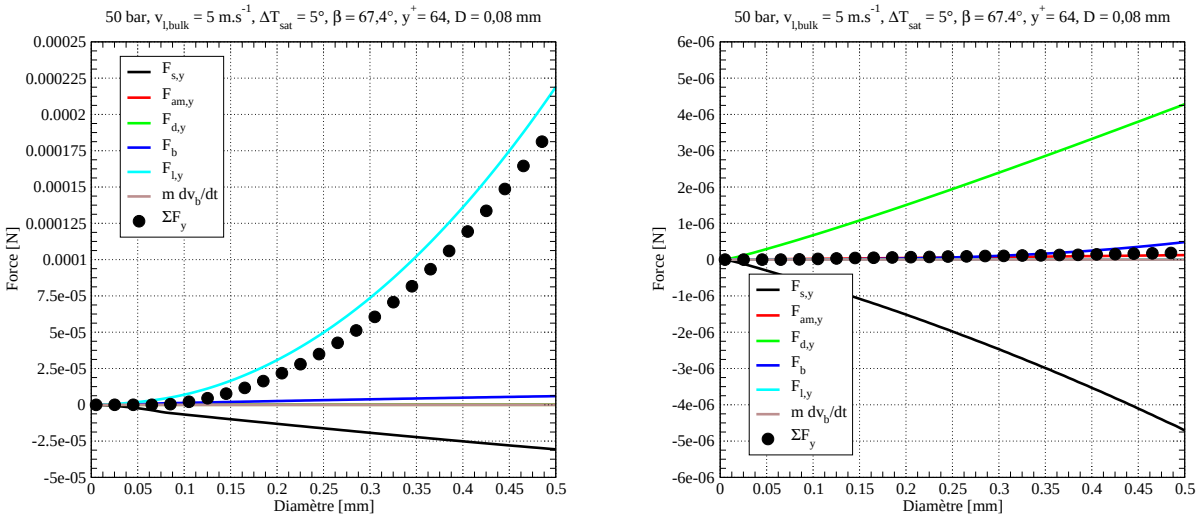


FIG. B.10 – Cas 11

Évolution des forces du bilan des forces lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation pour une pression de 155 bar

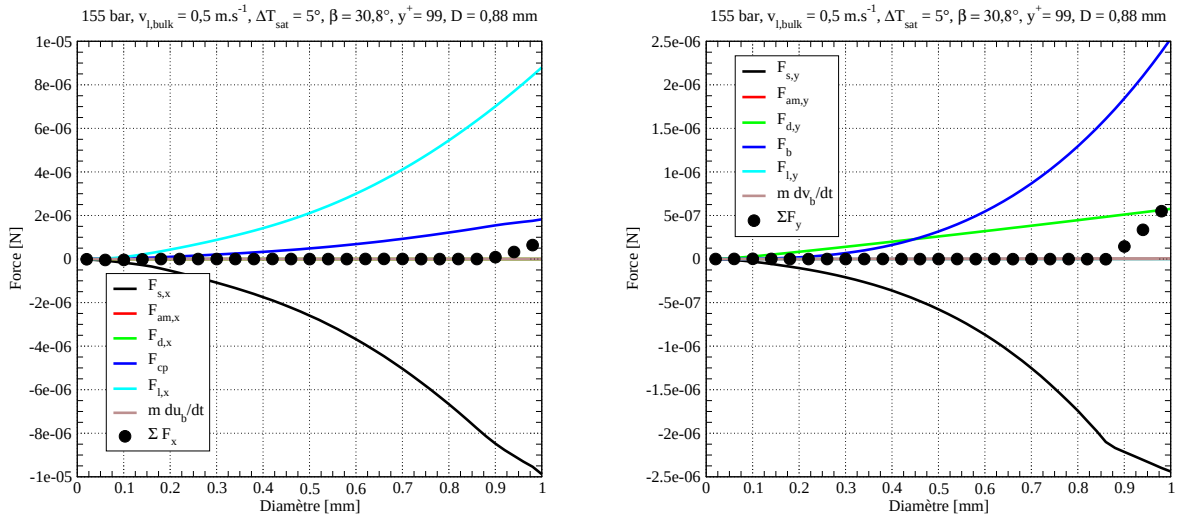


FIG. B.11 – Cas 12

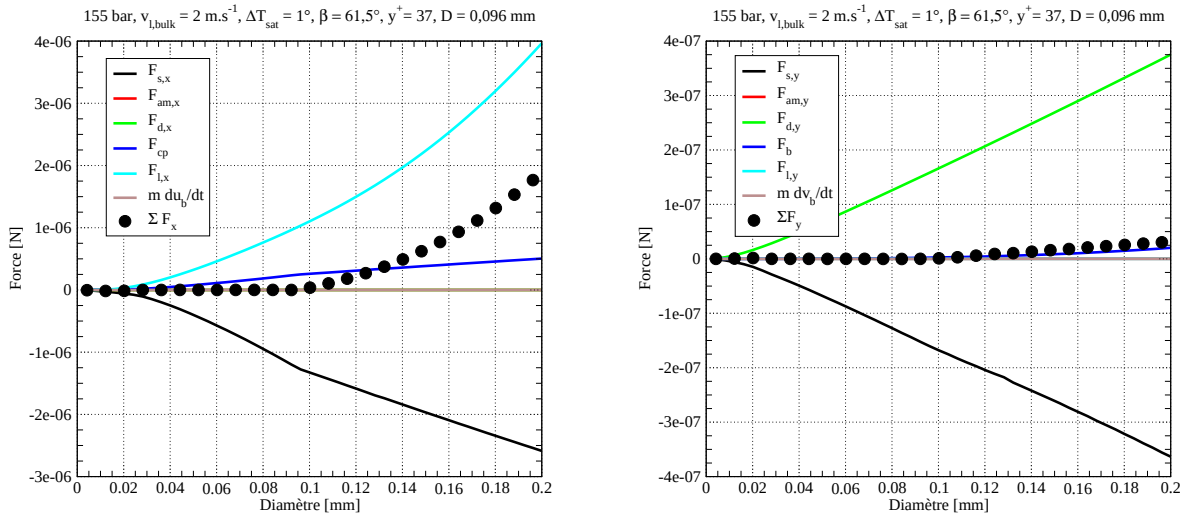


FIG. B.12 – Cas 13

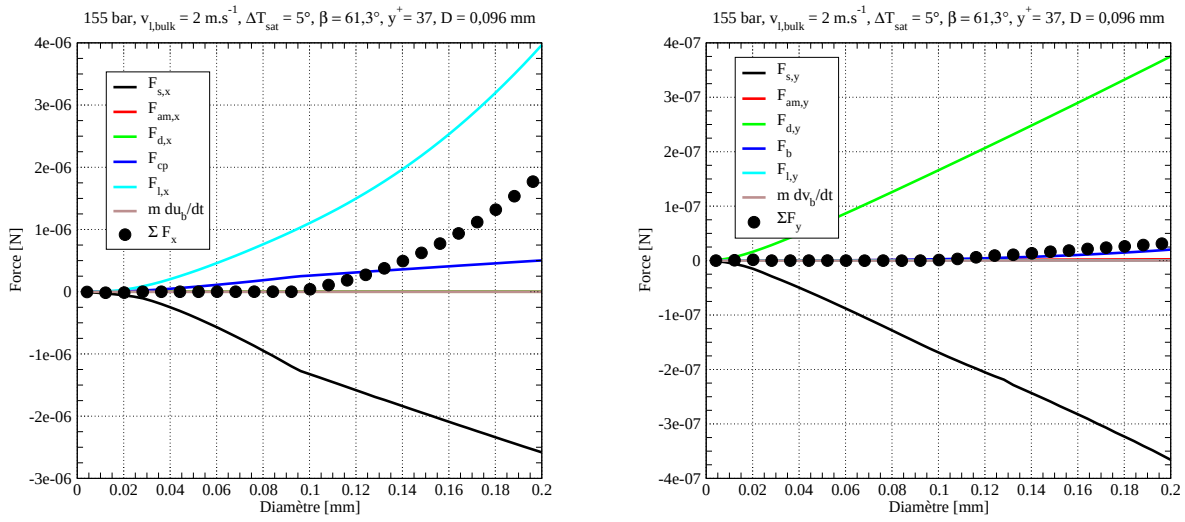


FIG. B.13 – Cas 14

B.2 Étude complémentaire avec la modélisation de la force de portance de Mei et Klausner

Suite à notre interrogation sur le changement de modélisation de la force de portance lors de l'étape de croissance pendant glissement sur la paroi (sec. (4.2.2)), nous avons vérifié la cohérence physique de notre approche en réalisant une étude complémentaire. Dans cette optique, nous avons utilisé la modélisation de Mei et Klausner à la place de celle d'Auton *et al.* pour les cas thermohydrauliques 1, 3, 12 et 15 du tableau (4.4) (cas correspondant aux extrema du domaine thermohydraulique que nous avons exploré).

A l'issue de ces calculs complémentaires, nous avons pu vérifier que les valeurs des diamètres de détachement et de décollage sur site actif de nucléation coïncident quelle que soit la modélisation utilisée (voir tableau (B.1)).

				Croissance sur site actif de nucléation			
				Auton *et al.*		**Mei et Klausner**	
Cas	P $[bar]$	$v_{l,bulk}$ $[m.s^{-1}]$	ΔT_{sat} $[K]$	D_d $[mm]$	$D_{l,site}$ $[mm]$	D_d $[mm]$	$D_{l,site}$ $[mm]$
1	1	0,5	1	2,1	-	2,09	-
3		5	1	-	0,1	0,096	-
12	155	0,5	5	0,88	-	0,86	-
15		5	5	-	0,014	-	0,0136

TAB. B.1 – Comparaison entre les diamètres obtenus avec la modélisation d'Auton *et al.* et avec la modélisation de Mei et Klausner

L'unique différence concerne le cas 3 pour lequel le bilan des forces associé à la modélisation de Mei et Klausner prédit le glissement de la bulle sur la paroi plutôt que son décollage directement du site actif de nucléation (pour une valeur du diamètre équivalente). Les figures (B.14) à (B.17) ci-dessous, en relation avec ces résultats, sont quasiment identiques aux figures (B.1), (B.3), (B.11) obtenus avec la modélisation d'Auton *et al.*.

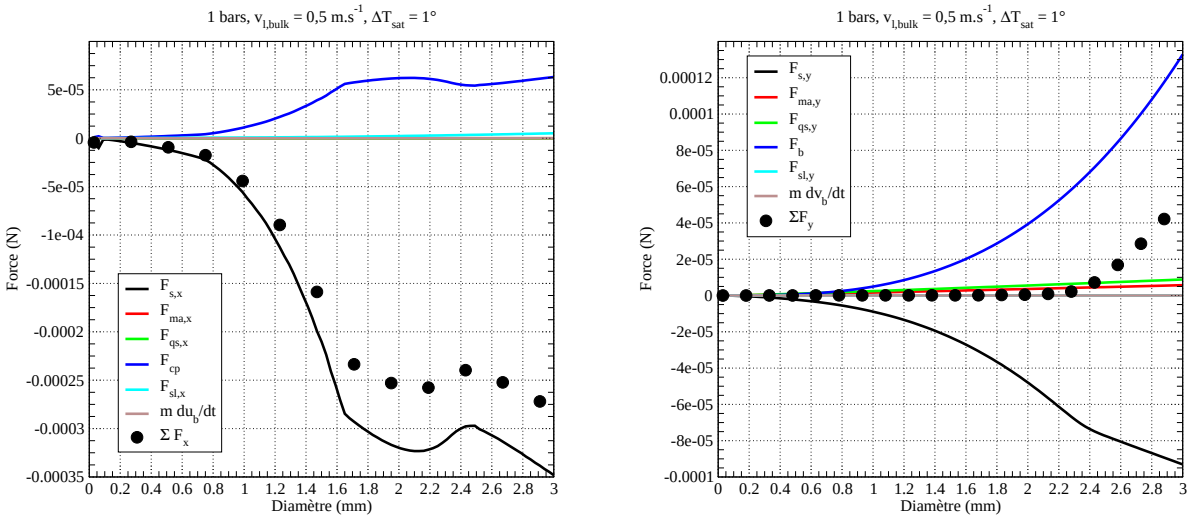


FIG. B.14 – Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 1 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner)

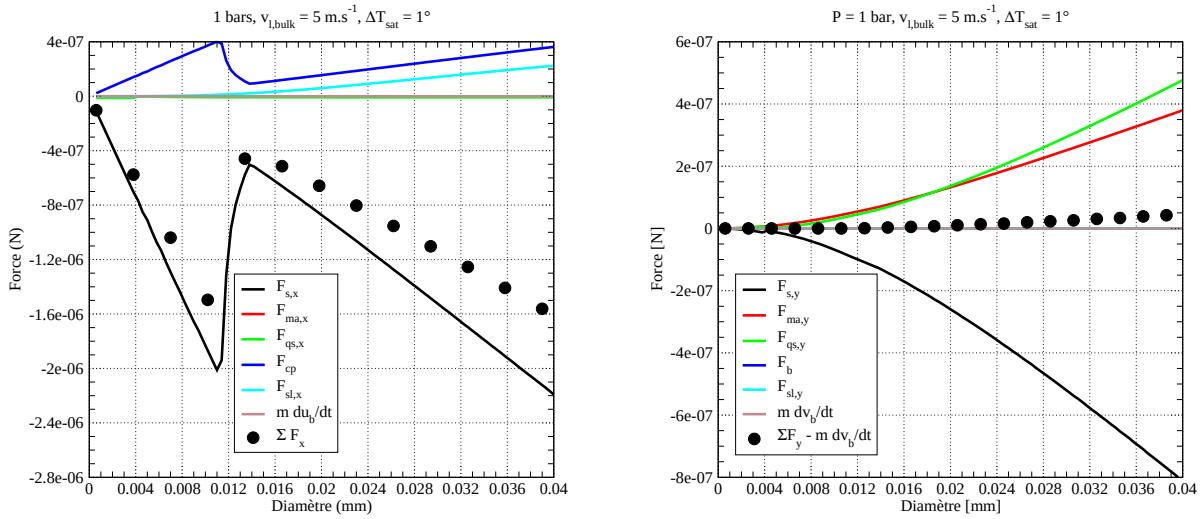


FIG. B.15 – Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 3 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner)

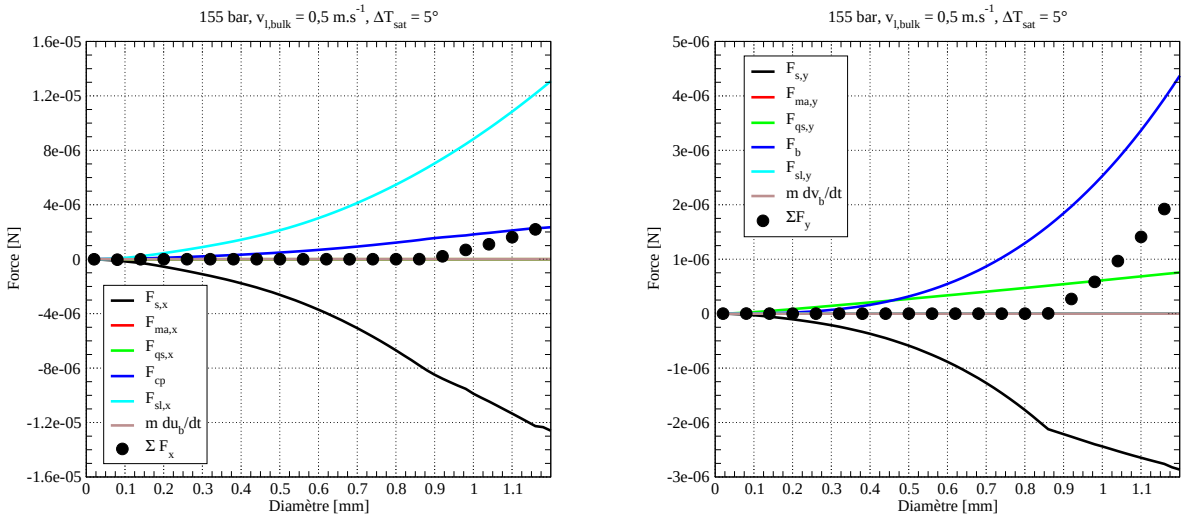


FIG. B.16 – Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 12 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner)

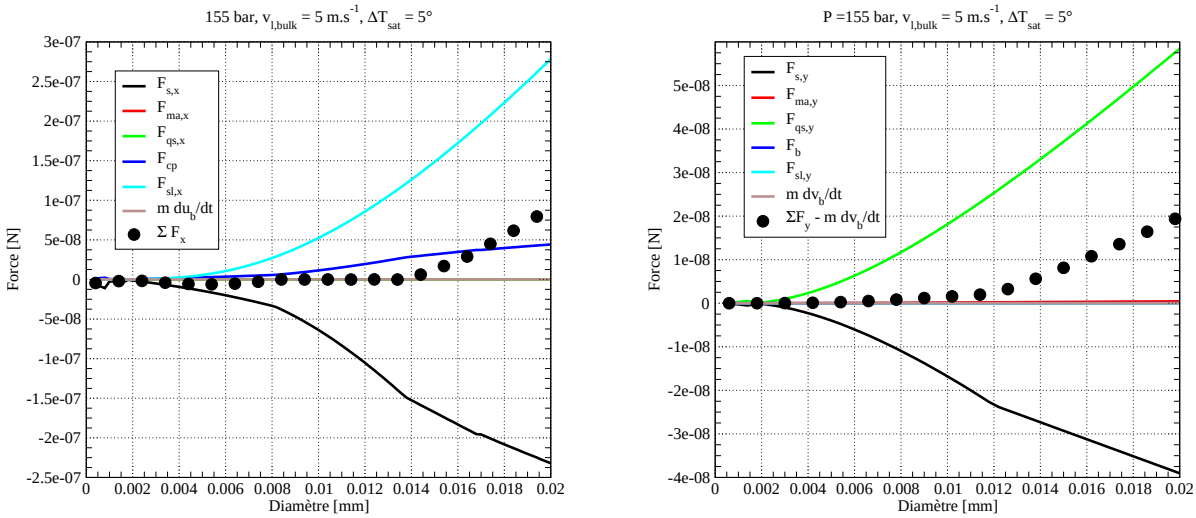


FIG. B.17 – Évolution du bilan des forces en fonction du diamètre de la bulle lors de l'étape de croissance sur site actif de nucléation (cas 15 - modélisation de la force de portance de Mei et Klausner)

Bibliographie

[1] AUTON, T. R., HUNT, J. C. R., AND PRUD'HOMME, M. The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow. *Journal of Fluid Mechanics 197* (1988), 241–257.

[2] BASU, N., WARRIER, G. R., AND DHIR, V. K. Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling : Part 1 - model development. *Journal of Heat Transfer 127* (2005), 131–140.

[3] BASU, N., WARRIER, G. R., AND DHIR, V. K. Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling : Part 2 - model validation. *Journal of Heat Transfer 127* (2005), 141–148.

[4] BIBEAU, E. L., AND SALCUDEAN, M. A study of bubble ebullition in forced-convective subcooled nucleate boiling at low pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer 37*, 15 (1994), 2245–2259.

[5] BJORGE, R. W., HALL, G. R., AND ROHSENOW, W. M. Correlation of forced convection boiling heat transfer data. *International Journal of heat and Mass Transfer 25* (1982), 753–757.

[6] BOREE, J., CHARNAY, G., FABRE, J., LEGENDRE, D., AND MAGNAUDET, J. Ecoulements diphasiques eau-vapeur avec changement de phase. Tech. rep., Rapport intermediaire IMFT-Interface, 1992.

[7] BOWRING, R. W. Physical model based on bubble detachment and calculation of steam voidage in the subcooled region of a heated channel. *HPR-10, Institutt for Atomenergi, Halden, Norway 31* (2006), 141–149.

[8] BRICARD, P. *Modélisation de l'ébullition sous-saturée et de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée*. PhD thesis, École centrale Paris, France, 1995.

[9] CAREY, V. P. *Liquid-vapor phase-change phenomena*. Hemisphere Publishing, Washington, 1992.

[10] CEUMERN-LINDENSTJERNA, W. C. Bubble departure diameter and release frequencies during nucleate pool boiling of water and aqueous nacl solutions. *Heat Transfer in boiling* (1977).

[11] CHEN, J. C. A correlation for boiling heat transfer for satured fluids in convective flows. *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development 5* (1966), 322–329.

[12] COLLIER, J. G., AND THOME, J. R. *Convective boiling and condensation - Third edition*. Oxford Science Publications, 1994.

[13] COOPER, M. G. Saturation nucleate pool boiling. a simple correlation. *1st United Kingdom National Conference on Heat Transfer (International Chemical Engineering Symposium Series) 2*, 86 (1984), 785–793.

[14] COOPER, M. G., AND LLOYD, A. J. P. The microlayer in nucleate pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer 12*, 8 (1969), 895–913.

[15] CUBIZOLLES, G. *Étude stéréologique de la topologie des écoulements diphasiques à hautes pressions*. PhD thesis, École centrale Lyon, France, 1996.

[16] DITTUS, F. W., AND BOELTER, L. M. K. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *University of California Publications on Engineering, Berkeley, California 2*, 13 (1930), 443–461.

[17] DUHAR, G., AND COLIN, C. Dynamics of bubble growth and detachment in a viscous shear flow. *Physics of Fluids 18*, 7 (2006).

[18] DUHAR, G., RIBOUX, G., AND COLIN, C. Vapour bubble growth and detachment at the wall of shear flow. *Heat and Mass Transfer Special Issue* (2007).

[19] E., R. W., AND MARSHALL, W. R. Evaporation from drops - part 1. *Chemical Engineering Progress 48 (3)* (1952), 141–146.

[20] ESTRADA-PEREZ, C. E., DOMINGUEZ-ONTIVEROS, E., AND HASSAN, Y. Turbulent subcooled boiling flow visualization experiments through a rectangular channel. In *Modelling of convective boiling flows - Société Hydrotechnique de France conference* (Grenoble, France, 2008).

[21] FORSTER, H. K., AND ZUBER, N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *American Institute of Chemical Engineers Journa 1* (1955), 531–535.

[22] FROST, W., AND DZAKOWIC, G. S. An extension of the method of predictive incipient boiling on commercialy finished surfaces. In *ASME-AIChE Heat Transfer Conference* (Seattle, 1967).

[23] GOVAN, A. H., HEWITT, G. F., OWEN, D. G., AND BOTT, T. R. An improved chf modelling code. In *2nd U.K. National Heat Transfer Conference* (Glasgow, U.K., 1988).

[24] GUELFI, A., BOUCKER, M., HÉRARD, J.-M., PÉTURAUD, P., BESTION, D., BOUDIER, P., FILLION, P., GRANDOTTO, M., AND HERVIEU, E. A new multi-scale platform for advanced nuclear thermal-hydraulics. status and prospects of the NEPTUNE project. In *11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics* (Avignon, France, October 2-6 2005).

[25] GUNGOR, K. E., AND WINTERTON, R. H. S. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer 29*, 3 (1986), 351–358.

[26] HSU, Y. Y. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. *Journal of Heat Transfer 84* (1962), 207–216.

[27] ISHII, M. *Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow*. Eyrolles, collection de la direction des études et recherches d'Electricité de France édition, 1975.

[28] ISHII, M., AND ZUBER, N. Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. *AIChE Journal 25*, 5 (1979), 843–855.

[29] JENS, W. H., AND LOTTES, P. A. Analysis of heat transfer burnout, pressure drop, and density data for high-pressure water. Tech. rep., Argonne National Laboratories, 1951. ANL-4627.

[30] JUDD, R. L., AND HWANG, K. S. A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation. *Journal of Heat Transfer* (1976), 623–629.

[31] KLAUSNER, J. F., MEI, R., BERNHARD, D. M., AND ZENG, L. Z. Vapor bubble departure in forced convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer 36*, 3 (1993), 651–662.

[32] KOK, J. B. W. Dynamics of a pair of gas bubbles moving through liquid : Part 1 - theory. *European Journal of Mechanics - B/Fluids 12*, 4 (1993), 515–540.

[33] KOVACEVIC, M., AND VAN DER GELD, C. W. M. Model-based experimental assessment of the forces on a bubble with diffusion controlled growth. In *ECI International Conference on Boiling Heat Transfer* (Spoleto, Italy, May 7-12 2006).

[34] KURUL, N., AND PODOWSKI, M. Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling. In *Proceedings of the 9th Heat Transfer Conference* (1990), pp. 21–26.

[35] KUTATELADZE, S. S. Boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer 4* (1961), 31–45.

[36] LAVIEVILLE, J., BOUCKER, M., QUEMERAIS, E., MIMOUNI, S., MECHITOUA, N., AND INCKA, S. Neptune_cfd v1.0 - theory manual. Tech. rep., EDF R&D, 2004. H-I81-2006-04377-EN - Nept_2004_L1.2/3.

[37] LEGENDRE, D., COLIN, C., AND COQUARD, T. Lift, drag and added mass of a hemispherical bubble sliding and growing on a wall in a viscous linear shear flow. *Philosophical Transactions of the Royal Society A doi :10.1098/rsta.2008.0009* (2008).

[38] LEGENDRE, D., AND MAGNAUDET, J. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics 368* (1998), 81–126.

[39] LEGENDRE, D., MAGNAUDET, J., AND MOUGIN, G. Hydrodynamic interactions between two spherical rising side by side in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics 497* (2003), 133–166.

[40] LEMMERT, M., AND CHWALA, J. M. Influence of flow velocity on surface boiling heat transfer coefficient. *Heat Transfer in Boiling* (1977), 237–247.

[41] LIU, Z., AND WINTERTON, R. H. S. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation. *International Journal of Heat and Mass Transfer 34*, 11 (1991), 2759–2766.

[42] MAITY, S. Effect of velocity and gravity on bubble dynamics. Master's thesis, University of California, Los Angeles, 2000.

[43] MANON, E. *Contribution à l'analyse et à la modélisation des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des Réacteurs à Eau sous Pression*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris, France, 2000.

[44] MARCH, P. *Caractérisation et modélisation de l'environnement thermohydraulique et chimique des gaines de combustible des Réacteurs à Eau sous Pression en présence d'ébullition*. PhD thesis, Université de Provence (Aix-Marseille I), France, 1999.

[45] MCADAMS, W. H., KENNEL, W. E., MINDEN, C. S., CARL, R., PICORNELL, P. M., AND DEW, J. E. Heat transfer at high rates to water with surface boiling. *Industrial & Engineering Chemistry 41*, 9 (1949), 1945–1953.

[46] MEI, R., AND KLAUSNER, J. F. Unsteady force on a spherical bubble at finite reynolds number with small fluctuations in free-stream velocity. *Physics of Fluids 4*, 1 (1992), 63–70.

[47] MEI, R., KLAUSNER, J. F., AND LAWRENCE, C. J. A note on the history force on a spherical bubble at a finite reynolds. *International Journal of Heat and Fluid Flow 15*, 1 (1994), 418–420.

[48] MIKIC, B. B., AND ROHSENOW, W. M. A new correlation ofr pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics. *Journal of Heat Transfer 9* (1969), 245–250.

[49] MOREL, C. Validation of nuresim cfd against debora tests close to chf conditions. Tech. rep., CEA, 2007. DER/SSTH/LMDL/2007-048.

[50] PETUKHOV, B. S. Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable properties. *Advances in Heat Transfer 6* (1970), 503–564.

[51] PLESSET, M. S., AND ZWICK, S. A. The growth of vapor bubbles in superheated liquids. *Journal of Applied Physics 25*, 4 (1954), 493–500.

[52] REICHARDT, H. Vollstandige darstellung der turbulenten geschwindigkeitsverteilung in glatten leitungen. *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik 31*, 7 (1951), 208–219.

[53] ROHSENOW, W. M. *Heat transfer with evaporation*. University of Michigan Press, 1953.

[54] ROUHANI, S. Z., AND AXELSSON, E. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions. *International Journal of Heat and Mass Transfer 13* (1970), 383–393.

[55] RUCKENSTEIN, E., AND DAVIS, J. E. The effect of bubble translation on vapor bubble growth in superheated liquid. *International Journal of Heat and Mass Transfer 14* (1971), 939–952.

[56] SAFFMAN, P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics 22* (1965), 385–400.

[57] SAFFMAN, P. G. Corrigendum to 'the lift on a small sphere in a slow shear flow'. *Journal of Fluid Mechanics 31* (1968), 624.

[58] SAHA, P., AND ZUBER, N. Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling. In *5th International Heat Transfer Conference* (Tokyo, Japan, 1974).

[59] SITU, R., HIBIKI, T., ISHII, M., AND MORI, M. Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer 48* (2005), 5536–5548.

[60] SITU, R., MI, Y., ISHII, M., AND MORI, M. Photographic study of bubble behaviors in forced convection subcooled boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer 47* (2004), 3659–3667.

[61] TAKEMURA, F., AND MAGNAUDET, J. The transverse force on clean and contaminated bubbles rising near a vertical wall at moderate reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics 495* (2003), 235–253.

[62] THOM, J. R. S., WALKER, W. M., FALLON, T. A., AND REISING, G. F. S. Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli. In *Symposium on Boiling Heat Transfer in Steam Generating Units and Heat Exchangers* (Institute of Mechanical Engineers, London, 1965).

[63] THOMAS, R. M. Bubble coalescence in turbulent flows. *International Journal of Multiphase Flow 7*, 6 (1981), 709–717.

[64] THORNCROFT, G. E., KLAUSNER, J. F., AND MEI, R. Bubble forces and detachment models. *Multiphase Science and Technology 13*, 3,4 (2001), 35–76.

[65] UNAL, H. C. Bubble-departure diameter, bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 177 *bar*. Tech. rep., Central Technical Institute TNO, P.O. Box 342, Apeldoorn, The Netherlands, 1973. Ref. No. 73-02829.

[66] UNAL, H. C. Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 mn/m^2. *International Journal of Heat and Mass Transfer 19* (1976), 643–649.

[67] VAN DER GELD, C. W. M. The dynamics of a boiling bubble before and after detachment. In *ECI International Conference on Boiling Heat Transfer* (Spoleto, Italy, May 7-12 2006).

[68] VAN DRIEST, E. R. On turbulent flow near a wall. *Journal of the Aeronautical Sciences* (1956), 1007–1011.

[69] VAN STRALEN, S. J. D., COLE, R., SLUYTER, W. M., AND SOHAL, M. S. Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer 18* (1975), 655–669.

[70] WARRIER, G., AND K., D. V. Heat transfer and wall heat flux partitioning during subcooled flow nucleate boiling - a review. *Journal of Heat Transfer 128* (2006), 1243–1256.

[71] YAO, W., AND MOREL, C. Volumetric interfacial area prediction in upward bubbly two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer 47* (2004), 307–328.

[72] YEOH, G. H., CHEUNG, S. C. P., TU, J. Y., AND HO, M. K. M. Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2008).

[73] YEOH, G. H., AND TU, J. Y. A unified model considering force balances for departing vapour bubbles and population balance in subcooled boiling flow. *Nuclear Engineering and Design 235* (2005), 1251–1265.

[74] ZEITUN, O. *Subcooled flow boiling and condensation*. PhD thesis, McMaster, Univerty, Hamilton, Ontario, Canada, 1994.

[75] ZENG, L. Z., KLAUSNER, J. F., BERNHARD, D. M., AND MEI, R. A unified model for the prediction of bubble detachment in boiling systems - ii. flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer 36*, 9 (1993), 2271–2279.

[76] ZUBER, N. *Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer*. PhD thesis, University of California, Los Angeles, 1959.

[77] ZUBER, N. The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields. *International Journal of Heat and Mass Transfer 2* (1961), 83–98.