

Table des matières

1	Contexte scientifique et industriel	25
1.1	La thermohydraulique des réacteurs nucléaires	25
1.1.1	Les réacteurs à eau pressurisée	25
1.1.2	Le dimensionnement thermique des réacteurs	27
1.2	Les problématiques scientifiques mises en jeu	28
1.2.1	Les écoulements bouillants convectifs	28
1.2.2	La crise d'ébullition par caléfaction	30
1.3	Méthodologie de prédiction de la crise d'ébullition en cœur de réacteur	32
1.3.1	L'Approche Prédicative Locale - APL	34
1.3.2	Le code NEPTUNE_CFD	34
1.3.3	La modélisation de la turbulence en écoulement diphasique . . .	35
1.4	Les objectifs de la thèse	36
1.4.1	Objectifs	36
1.4.2	Stratégie de l'étude	37
1.4.3	Plan du mémoire	38
I	Travaux sur la modélisation 2D axi-symétrique des écoulements bouillants établis en régime stationnaire en conduite circulaire et à haute pression	41
2	Présentation du modèle 2D quasi-établi axi-symétrique en régime stationnaire	43
2.1	Établissement des équations du modèle 2D quasi-établi	43
2.1.1	Présentation du système étudié	43
2.1.2	Intégration des équations de bilan de quantité de mouvement et d'enthalpie du mélange	48
2.2	Relations de fermeture	52

2.2.1	Modélisation de la contrainte totale	52
2.2.2	Modélisation du flux de chaleur total	55
2.2.3	Fermeture des termes turbulents	58
2.3	Mise en œuvre du modèle	62
2.3.1	Détermination du profil de vitesse de mélange	62
2.3.2	Détermination du profil de température liquide	65
2.4	Validation sur des cas de référence	69
2.4.1	Cas monophasique - Données de Laufer (1954)	69
2.4.2	Cas diphasique adiabatique - Données de Sato et Sadatomi (1981)	71
2.4.3	Cas diphasique chauffant - Données de Sato et Sadatomi (1981)	73
2.4.4	Conclusions sur les cas tests	75
3	La banque de données expérimentale DEBORA	77
3.1	Présentation générale du dispositif et de la base de données	77
3.1.1	Le dispositif expérimental	77
3.1.2	Le domaine d'étude et les transpositions	78
3.1.3	La section d'essais	81
3.1.4	Instrumentation mise en œuvre	81
3.1.5	Incertitudes de mesures	85
3.2	Choix des essais retenus	86
3.2.1	Campagne C800	86
3.2.2	Campagne C2900	88
3.2.3	Campagne C3000	89
3.2.4	Campagne C6100/TESS	90
3.3	Analyses préliminaires	91
3.3.1	Campagne C800	91
3.3.2	Campagne C2900	93
3.3.3	Campagne C3000	96
3.3.4	Campagne C6100/TESS	97
3.4	Analyse de la cohérence de la banque de données	102
3.4.1	Cohérence des mesures de température de paroi	102
3.4.2	Cohérence des mesures de température liquide	108
3.4.3	Cohérence des mesures de taux de vide	112
3.5	Conclusions	114

4	Application du modèle 2D quasi-établi aux essais DEBORA	117
4.1	Calcul du profil de vitesse de mélange	118
4.1.1	Préliminaires sur les données d'entrée du système mécanique . .	118
4.1.2	Résultats de la partie mécanique	120
4.1.3	Étude de sensibilité	133
4.1.4	Conclusions sur la partie mécanique	144
4.2	Calcul du profil de température liquide	147
4.2.1	Préliminaires sur les données d'entrée du système thermique . .	147
4.2.2	Résultats thermiques monophasiques	149
4.2.3	Résultats thermiques diphasiques	156
4.2.4	Étude de sensibilité	161
4.2.5	Conclusions sur la partie thermique	165
5	Développement d'un modèle de turbulence à deux zones dans le cadre des écoulements bouillants REP	169
5.1	Structure du modèle	170
5.2	Détermination des échelles turbulentes de chaque zone	173
5.2.1	Estimation des constantes C_1 et C_2	173
5.2.2	Choix d'échelles turbulentes dans chaque zone	179
5.3	Test du modèle à deux zones sur les essais DEBORA	180
5.3.1	Détermination des paramètres du modèle	181
5.3.2	Résultats obtenus	185
5.3.3	Remarque sur l'analogie de Prandtl	188
5.4	Conclusions sur le modèle de turbulence thermique à deux zones	189
6	Conclusions sur le modèle 2D quasi-établi axi-symétrique	191

II Travaux sur la modélisation 2D axi-symétrique des écoulements bouillants non-établis en régime stationnaire en conduite circulaire et à haute pression **197**

7	Présentation du modèle 2D axi-symétrique en régime stationnaire	199
7.1	Établissement des équations du modèle 2D axi-symétrique	199
7.1.1	Équations de bilan du mélange	199
7.1.2	Bilan de masse de la vapeur	201
7.1.3	Relations de fermeture	204

7.1.4	Expression des diffusivités turbulentes ε_{ML} et ε_{TL}	211
7.1.5	Système complet à 7 équations différentielles	215
7.2	Méthode de résolution numérique	217
7.2.1	Système à 7 équations différentielles	217
7.2.2	Propriétés physiques	217
7.2.3	Conditions aux limites radiales du système	219
7.2.4	Conditions aux limites à l'entrée	220
7.2.5	Schéma de résolution numérique	221
8	Application du modèle 2D axi-symétrique aux essais DEBORA	225
8.1	Application du modèle de turbulence de Sato modifié	226
8.1.1	Série d'essais G2P26W16	226
8.1.2	Série d'essais G2P14W16	254
8.1.3	Conclusions sur le modèle 2D avec la fermeture turbulente de Sato modifiée	258
8.2	Application du modèle de turbulence à deux zones	259
8.2.1	Campagne C800	259
8.2.2	Campagne TESS	263
8.2.3	Comparaison des modèles établis et non-établis	272
8.2.4	Conclusions sur le modèle 2D avec la fermeture turbulente à 2 zones	274
8.3	Conclusions sur le modèle 2D axi-symétrique non-établi	275
9	Conclusions de l'étude et perspectives	281
A	Corrélations de frottement pariétal	287
A.1	La corrélation diphasique de Friedel (1979)	287
A.2	La corrélation monophasique de McAdams (1954)	288
B	Caractéristiques des essais de la Banque DEBORA/TESS	291
B.1	Campagne 800 - Monophasique	292
B.2	Campagne 800 - Diphasique	292
B.3	Campagne 2900	293
B.4	Campagne 3000	294
B.5	Campagne TESS	294
B.6	Propriétés du Fréon	295
B.7	Échelles turbulentes	297

B.7.1	Campagne C800 Monophasique	298
B.7.2	Campagne C2900	298
B.7.3	Campagne C3000	299
B.7.4	Campagne TESS	300
C	Modèle axial de titre massique de vapeur et de taux de vide de Lahey et Moody (1977)	303
D	Corrélations de température de paroi	305
D.1	Corrélation de température de paroi monophasique	305
D.1.1	La corrélation de Gnielinski (1976)	305
D.2	Corrélation de température de paroi diphasique	306
D.2.1	La corrélation Frost et Dzakowic (1967)	306
E	Description de l'installation DEBORA	309
E.1	Introduction	309
E.2	Réglages des paramètres de contrôle de l'installation	311
E.3	Contrôle commande de la boucle	312
F	Méthode itérative de Newton-Raphson	315

Remerciements

En tout premier lieu, je tiens à remercier Mr Jean-Marc Delhaye, professeur à l'Université de Clemson et Mme Catherine Colin, professeur à l'Institut National Polytechnique de Toulouse d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse. Pour que le travail de chaque doctorant puisse être jugé, amélioré et reconnu, l'investissement et l'appréciation critique de scientifiques compétents reste incontournable.

Aussi je remercie également Mr Yves Fautrelle, professeur à l'Université de Grenoble et Mr Jérôme Lavieville, ingénieur de recherche à EDF d'avoir complété ce jury d'examineurs.

Ensuite je remercie mon directeur de thèse et professeur à l'école Phelma, puits de savoir passionné et passionnant tel un Salvador Dalí de l'an 2000, Mr Hervé Lemonnier qui aura toujours su me guider, m'éclairer et me conseiller.

Bien qu'il ait toujours cru que le volley-ball était un vrai sport (mouhaha un ballet de danseuses tout au plus) et qu'il m'ait rendue folle à me faire chercher de la farine à pancakes dans le tout Toronto, mes pensées et remerciements vont largement à Sir Fabrice «Le Pape» François mon ingénieur responsable au CEA et sa délicieuse famille des «Terres froides». Pour toutes ces longues discussions existentielles sur la contrainte de frottement pariétal, pour m'avoir expédiée dans le camion rouge de la FLS en chute libre de tension ou encore pour la recette de la caïpirinha, merci. S'il y avait un seul clou sur terre il serait inévitablement pour ton doigt et je me demande encore comment tu n'as pas eu de typhon en Guadeloupe. Mais ton positivisme à toute épreuve est une grande leçon de vie. Les gens positifs sont rares et précieux surtout dans le pays de la grève du bus de Knysna. Je souhaite à tous mes successeurs de continuer à travailler avec toi dans la bonne humeur sur le modèle de Sato.

Je remercie très sincèrement Philippe Clément mon chef de laboratoire au «LTDA» dont le cigle aura probablement changé d'ici quelques années ; mais Philippe Clément

sera toujours le même. Pour l'accueil chaleureux dans l'équipe, pour son humour très - comment dire - « décapant » et pour une scène mythique du retour du chef avec ses trois naïades à l'hôtel Moderno de Pise, en tout bien tout honneur of course!

Je remercie les deux personnes les plus charismatiques, bien que très différentes, qu'il m'ait été donné de rencontrer à savoir Géraud Cubizolles et Luc Gros D'aillon, déjà pour l'ardoise de cappuccinos que j'aurai à jamais envers eux mais surtout pour leur bagou et leur verve. Je retiendrai que je suis génétiquement moins complexe qu'un grain de maïs mais que cela ne nous empêchera certainement pas de débriefer le dernier match de foot.

Les femmes ne sont pas légion au LTDA mais c'est parce qu'elles sont d'exception. Ainsi je donne une mention spéciale à Christiane Chichoux, Estelle Guyez et Murielle Risse pour maintenir la féminine touch' avec finesse et spiritualité au labo.

J'adresse également un énorme merci à Marcelle Esposito, Marie Burlet et Martine Jacquin pour leur précieuse aide au quotidien toujours avec une infinie gentillesse.

Je tiens également à remercier Christophe Beaurepaire pour m'avoir immanquablement adressé un bonjour jusqu'au troisième étage du 10-07 pour parler foot, ski ou regarder les travaux sur la rue des martyrs avec Marc Gnemi et Norbert Mangialomini.

Je remercie également l'ensemble des membres du LTDA que je n'aurai pas encore cités, Marc Berthoux, Ahcène Boucena, Bruno Lacaze, Claude Glandut, Alexandre Polychronis (qui a pris la lourde responsabilité du poisson combattant), le trio : Fred, Anne et Laurent, l'inénarrable George Berthoud et j'en oublie encore. Parce que tous contribuent à faire perdurer une ambiance conviviale mais néanmoins studieuse dans la morosité du climat actuel de la thermohydraulique grenobloise. J'ai également une pensée pour Isabelle Dor pour sa grande sympathie ainsi que pour Philippe Emonot et Frédérique Ducros.

Une mention toute particulière à Coraline ma compère de thèse, de promo, de tri-relais à Vesoul, de présentation d'anglais sur le savon de Marseille (un désastre!) ou encore de piscine. Pour tous ces bons moments, merci.

J'adresse également mon admiration à Pierre Jullien, pour avoir survécu avec bonne humeur à sa thèse au fin fond du bâtiment D4.

Je remercie Claire Gimbert de m'avoir donnée l'occasion d'enseigner des TP et des TD à l'IUT de génie thermique. Ce fût vraiment une expérience super. J'ai pu réaliser mon rêve de taguer des copies à loisir avec un crayon rouge.

Je remercie les copains de promo et "assimilés" pour tous les bons moments en soirées, aux midis Phelma ou encore chez Patrick : Hélène, Djé, Benoit T., Sarah, Alex, Ben, Ludo, Mathieu, Manue, Dav, Clem, Nico, Alix, etc.

Un immense merci à l'ensemble de mes copains du club des "1000 Pattes Triathlon Grenoble" car ils sont géants, magiques, irremplaçables... Parce que ce sport est une drogue du défi permanent, une drogue tout court, un kiff total.

Parce que rien n'est possible sans l'After Foot sur RMC, les Rolling Stones et le menu M12 de chez Sakura Sushis, avec eux on est sur de rien mais au moins on est bien !

Je remercie mes parents pour tout ce qu'ils sont, les valeurs qu'ils m'ont transmises et leurs bonnes crêpes bretonnes.

Pour finir, Baptiste, parce que tu fais de moi une personne meilleure chaque jour, je t'aime.

"Si ton labeur est dur, et si tes résultats sont minces, rappelle toi qu'un jour le grand chêne a été un gland comme toi..."

Anonyme.

Nomenclature

Lettres Latines

$A(r)$	facteur d'amortissement pariétal de la diffusivité turbulente		(Eq. 2.84)
a	paramètre de la corrélation d'Ünal (1976)		(Eq. 5.17)
$a_i(r)$	concentration d'aire interfaciale	(m^{-1})	(Eq. 3.9)
\tilde{a}_i	concentration d'aire interfaciale moyennée sur la section	(m^{-1})	(Eq. 7.45)
B	constante empirique du facteur d'amortissement $A(r)$, $B=16$		(Eq. 2.84)
Bo	nombre d'ébullition, $Bo \triangleq \frac{q_w}{G\mathcal{L}}$		(Eq. 3.4)
b	paramètre de la corrélation d'Ünal (1976)		(Eq. 5.20)
C	constante de proportionnalité		(Eq. 2.110)
C_0	paramètre de distribution		(Eq. 3.31)
C_1	constante d'ajustement de la zone à cœur		(Eq. 5.5)
C_2	constante d'ajustement de la zone de proche paroi		(Eq. 5.6)
C_f	coefficient de frottement pariétal		
C_μ	constante du modèle $k - \varepsilon$		
c_{pk}	capacité calorifique massique à pression constante de la phase k	($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	
c_s	capacité calorifique massique de la surface chauffée	($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	
D	diamètre d'une conduite	(m)	
D_H	diamètre hydraulique d'une conduite	(m)	
$D_s(r)$	diamètre de Sauter	(m)	(Eq. 3.10)
D_{tot}	coefficient de diffusion total du gaz dans le liquide	($m^2.s^{-1}$)	(Eq. 7.51)
D_{Unal}	diamètre maximum des bulles au décollement en paroi donné par la corrélation d'Ünal (1976)	(m)	(Eq. 5.16)
$d_B(r)$	distribution radiale du diamètre de bulles	(m)	(Eq. 2.91)
$d_{B,coeur}$	diamètre moyen des bulles dans la zone du cœur de l'écoulement	(m)	(Eq. 5.14)

$d_{B,paroi}$	diamètre des bulles en paroi	(m)	(Eq. 5.12)
$\overline{d_B}$	diamètre des bulles moyenné sur la section de conduite	(m)	
E	épaisseur de la zone de proche paroi où le diamètre de bulles est imposé nul dans la diffusivité turbulente due aux bulles	(m)	
e	épaisseur de tube	(m)	
e_k	énergie interne massique de la phase k	(J.kg ⁻¹)	
e'_k	énergie interne massique fluctuante de la phase k	(J.kg ⁻¹)	
e_P	épaisseur de la zone pariétale thermique = $R - R_T$	(m)	
Fr	nombre de Froude, $Fr \triangleq \frac{G^2}{\rho^2 g D}$		
f	variable f scalaire ou vectorielle fonction du temps et de l'espace		
G	vitesse massique dans la conduite	(kg.m ⁻² .s ⁻¹)	
\vec{g}	vecteur d'accélération de pesanteur	(m.s ⁻²)	
H_k	enthalpie massique débitante de la phase k moyennée sur la section de passage	(J.kg ⁻¹)	(Eq. 2.99)
$H_{k,sat}$	enthalpie de saturation de la phase k	(J.kg ⁻¹)	
h	coefficient de transfert thermique	(W.m ⁻² .K ⁻¹)	
h_0	condition d'enthalpie du mélange au centre de la conduite	(J.kg ⁻¹)	
h_k	enthalpie massique locale de la phase k	(J.kg ⁻¹)	
h_{ki}	coefficient d'échange de chaleur entre l'interface et la phase k	(W.m ⁻² .K ⁻¹)	(Eq. 7.34)
$\widetilde{h_{ki}}$	coefficient d'échange de chaleur entre l'interface et la phase k moyenné sur la section	(W.m ⁻² .K ⁻¹)	
h_r	composante de l'enthalpie massique du mélange dépendante de r	(J.kg ⁻¹)	(Eq. 2.37)
$\overline{\overline{I}}$	tenseur unitaire		
$\overrightarrow{J_{Gm}}$	flux de masse de vapeur dans le mélange	(kg.m ⁻² .s ⁻¹)	(Eq. 7.14)
J_k	vitesse débitante axiale de la phase k (vitesse superficielle)	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.108)
\vec{j}	vitesse locale superficielle du mélange	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.18)
K_1	constante de proportionnalité		(Eq. 4.2)
k	énergie cinétique fluctuante dans le modèle $k - \varepsilon$	(J.kg ⁻¹)	
k_1	constante de Von-Kármán =0.4		(Eq. 2.82)
k_2	constante de de diffusivité turbulente due aux bulles =1.2		(Eq. 2.88)
\mathcal{L}	chaleur latente de vaporisation du fluide	(J.kg ⁻¹)	
L	longueur chauffante de la conduite	(m)	
L_1	échelle turbulente de longueur de la zone à cœur	(m)	(Eq. 5.5)
L_2	échelle turbulente de longueur de la zone pariétale	(m)	(Eq. 5.6)
L_T	échelle de longueur du modèle de turbulence	(m)	(Eq. 2.87)
\dot{m}	débit massique sur la section de passage	(kg.s ⁻¹)	(Eq. 2.39)
$\dot{m}_r(r)$	débit massique passant au travers un disque de rayon r	(kg.s ⁻¹)	(Eq. 2.44)

Nu	nombre de Nusselt, $Nu \triangleq \frac{hD}{\lambda}$		
\vec{n}_k	vecteur unitaire normal à l'interface et dirigé vers l'extérieur de la phase k		
P	pression dans le fluide	(Pa)	
Pe	nombre de Peclet, $Pe \triangleq \frac{GDc_p}{\lambda}$		(Eq. 3.37)
Pr	nombre de Prandtl, $Pr \triangleq \frac{\mu c_p}{\lambda}$		(Eq. 3.17)
Pr _T	nombre de Prandtl turbulent, $Pr_T \triangleq \frac{\varepsilon_{ML}}{\varepsilon_{TL}}$		(Eq. 2.81)
P_s	pression en sortie de section d'essais	(Pa)	
p_k	pression locale de la phase k	(Pa)	
Q	puissance électrique dissipée dans le fluide par effet Joule direct	(W)	
q_{crit}	flux thermique critique	(W.m ⁻²)	
\vec{q}_k	flux thermique surfacique dans la phase k	(W.m ⁻²)	(Eq. 2.22)
\vec{q}_k^T	flux thermique surfacique turbulent dans la phase k	(W.m ⁻²)	(Eq. 2.23)
\vec{q}_k^D	flux thermique surfacique de diffusion dans la phase k	(W.m ⁻²)	(Eq. 2.25)
q'''_{ki}	flux volumique de chaleur échangée dans la phase k à l'interface	(W.m ⁻³)	(Eq. 7.34)
\vec{q}_m^{tot}	flux de chaleur total dans le mélange	(W.m ⁻²)	(Eq. 2.72)
q_w	flux surfacique de chaleur pariétal	(W.m ⁻²)	(Eq. 2.46)
R	rayon de la conduite	(m)	
Re	nombre de Reynolds, $Re \triangleq \frac{GD}{\mu}$		
Re _b	nombre de Reynolds de bulle, $Re_b \triangleq \frac{d_B U_B}{\nu_L}$		(Eq. 7.44)
R_T	rayon de transition thermique entre la zone à cœur et la zone de proche paroi	(m)	
r	coordonnée radiale	(m)	
\vec{r}	vecteur position	(m)	
S	section de passage du fluide	(m ²)	
T	période temporelle du système, temps d'observation total du système $T = t_G + t_L$	(s)	
T_c	température au flux critique	(°C ou K)	
T_f	température de film, moyenne géométrique entre la température moyenne du liquide et la température de paroi	(°C ou K)	(Eq. 2.113)
T_k	température de la phase k	(°C ou K)	
T'_k	fluctuation de température de la phase k autour de la valeur moyennée en temps pondérée par la masse	(°C ou K)	(Eq. 2.72)
$\vec{\bar{T}}_k$	tenseur des contraintes totales de la phase k	(Pa)	(Eq. 2.24)

T_{min}	température minimale en ébullition par film (température de Leindenfrost)	(°C ou K)	
T_{Lb}	température liquide moyenne débitante à une section donnée (température du bulk)	(°C ou K)	
T_W	température de paroi mouillée	(°C ou K)	
$T_{W,ONB}$	température de paroi mouillée suffisante pour déclencher le début de l'ébullition nucléée (ONB)	(°C ou K)	
t	temps	(s)	
t_k	temps de présence de la phase k	(s)	
U_1	échelle turbulente de vitesse de la zone à cœur	(m.s ⁻¹)	(Eq. 5.5)
U_2	échelle turbulente de vitesse de la zone pariétale	(m.s ⁻¹)	(Eq. 5.6)
\widehat{U}_T	échelle de vitesse du modèle de turbulence	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.87)
\widehat{U}_B	vitesse relative liquide/gaz moyennée dans la section approximée dans le modèle de Sato et Sekoguchi (1975) par la vitesse de dérive moyenne	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.88)
U_B	vitesse relative liquide/gaz locale	(m.s ⁻¹)	
u^*	vitesse de frottement	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.83)
u	variable radiale d'intégration	(m)	
u_0	condition de vitesse de mélange au centre de la conduite	(m.s ⁻¹)	
\widehat{V}_{Gj}	vitesse relative liquide/gaz de dérive moyenne $\widehat{V}_{Gj} \triangleq \frac{\langle \alpha_G V_{Gjz} \rangle}{\langle \alpha_G \rangle}$	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.89)
\overrightarrow{V}_{kj}	vitesse de dérive locale de la phase k	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.17)
\overrightarrow{V}	vecteur vitesse de la phase k	(m.s ⁻¹)	
V_r	composante radiale de la vitesse	(m.s ⁻¹)	
V_z	composante axiale de la vitesse	(m.s ⁻¹)	
\overrightarrow{v}'_k	fluctuation du vecteur vitesse de la phase k par rapport à la moyenne pondérée par la masse	(m.s ⁻¹)	(Eq. 2.16)
We	nombre de Weber, $We \triangleq \frac{G^2 D}{\rho \sigma}$		(Eq. 3.2)
X	titre massique de vapeur moyen		(Eq. 2.100)
X_k	fonction indicatrice de la phase k (FIP)		(Eq. 8.3)
X_{eq}	titre thermodynamique à l'équilibre moyen sur la section		(Eq. 2.102)
$X_{eq,OSV}$	titre thermodynamique à l'équilibre moyen sur la section au point d'apparition significative de vapeur (OSV)		
x_{eq}	titre thermodynamique à l'équilibre local		(Eq. 7.27)
x	titre massique de vapeur local, fraction massique		(Eq. 7.30)
x_0	condition de titre massique local au centre de la conduite		
y	distance à la paroi = $R - r$	(m)	
y^+	distance à la paroi adimensionnée		(Eq. 2.86)
z	coordonnée axiale	(m)	

Lettres Grecques

α_1	paramètre de la corrélation d'Ünal (1976)		(Eq. 5.19)
α_k	taux de présence local de la phase k		(Eq. 2.7)
α_G	taux de présence local de la phase gaz, taux de vide		(Eq. 2.7)
β	titre volumique de vapeur		(Eq. 3.30)
Γ_k	taux local de production de masse de phase k par unité de volume	(kg.m ⁻³ .s ⁻¹)	(Eq. 7.13)
γ	paramètre de la corrélation d'Ünal (1976)		(Eq. 5.18)
$\Delta T_{s/e}$	écart entre la température d'entrée et la température de sortie (bilan thermique 1D)	(°C ou K)	(Eq. 4.22)
ΔT_G	écart entre la température donnée par la corrélation de Gnielinski (1976) et la température de paroi expérimentale	(°C ou K)	(Eq. 3.21)
ΔT_{sat}	surchauffe de température pariétale = $T_W - T_{sat}$	(°C ou K)	(Eq. D.3)
Δz	pas d'espace axial	(m)	
$\delta T_{s/e}$	écart adimensionnel par rapport à la l'écart entre la température d'entrée et la température de sortie	(°C ou K)	(Eq. 4.22)
ε	taux de dissipation turbulente dans le modèle $k - \varepsilon$	(s ⁻¹)	
ε	rugosité de la paroi prise égale à 0 dans note étude (tube hydrauliquement lisse)	(m)	
$\varepsilon_1(r)$	contribution turbulente due à l'agitation des bulles dans la zone à cœur	(m ² .s ⁻¹)	(Eq. 5.5)
$\varepsilon_2(r)$	contribution turbulente due à l'agitation des bulles dans la zone pariétale	(m ² .s ⁻¹)	(Eq. 5.6)
ε_{Mk}	diffusivité turbulente mécanique de quantité de mouvement de la phase k	(m ² .s ⁻¹)	(Eq. 4.11)
ε_{Tk}	diffusivité turbulente thermique d'enthalpie de la phase k	(m ² .s ⁻¹)	(Eq. 2.73)
ε'	diffusivité turbulente liquide	(m ² .s ⁻¹)	(Eq. 2.80)
ε''	diffusivité turbulente due à l'agitation des bulles	(m ² .s ⁻¹)	(Eq. 2.80)
θ	temps de relaxation du modèle HRM	(s)	(Eq. 7.25)
λ_k	conductivité thermique de la phase k	(W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	
λ_s	conductivité thermique de la surface chauffée	(W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	
μ_k	viscosité dynamique de la phase k	(Pa.s)	
μ_T	viscosité turbulente du modèle $k - \varepsilon$	(Pa.s)	
$\nu(r)$	fréquence d'interception des bulles par la sonde	(s ⁻¹)	(Eq. 3.6)
ν_k	viscosité cinématique de la phase k	(m ² .s ⁻¹)	
ρ_k	masse volumique de la phase k	(kg.m ⁻³)	
ρ_s	masse volumique de la surface chauffée	(kg.m ⁻³)	
σ	tension de surface du fluide	(N.m ⁻¹)	
$\bar{\bar{\tau}}_k$	tenseur des contraintes visqueuses dans la phase k	(Pa)	(Eq. 2.49)
τ_{kzz}	contrainte visqueuse normale dans la phase k	(Pa)	

τ_{kzr}	contrainte visqueuse de cisaillement dans la phase k	(Pa)	
$\overline{\overline{\tau}}_k^D$	tenseur des contraintes de diffusion dans la phase k	(Pa)	(Eq. 2.16)
$\overline{\overline{\tau}}_k^T$	tenseur des contraintes turbulentes dans la phase k	(Pa)	(Eq. 2.13)
$\overline{\overline{\tau}}_k^{tot}$	tenseur des contraintes totales dans la phase k	(Pa)	(Eq. 2.11)
τ_w	contrainte de frottement pariétal exercée par le fluide sur la paroi	(Pa)	(Eq. 2.32)
Φ	paramètre de la corrélation d'Ünal (1976)		(Eq. 5.21)
ϕ_{Lo}	rapport entre la perte de pression par frottement de l'écoulement étudié et la perte de pression d'un écoulement purement liquide réel présentant le même débit de masse		(Eq. A.1)
ϕ_m^μ	dissipation visqueuse du mélange	(Pa.s ⁻¹)	(Eq. 2.26)

Opérateurs

$\overline{\overline{f}}^k$	moyenne temporelle phasique pondérée par la masse de la grandeur f	(Eq. 2.6)
\overline{f}^k	moyenne temporelle phasique de f	(Eq. 2.4)
\overline{f}	moyenne temporelle de f	(Eq. 2.5)
\vec{f}	vecteur	
$\overline{\overline{f}}$	tenseur d'ordre 2	
$\langle f \rangle_2$	moyenne de f sur la section de passage	(Eq. 2.33)
$f : g$	produit tensoriel doublement contracté de f et g	
$\vec{\nabla}(f)$	gradient de f	
$\vec{\nabla} \cdot (\vec{f})$	divergence de f	
\otimes	produit tensoriel	

Exposants

D	diffusion
k	phase k
T	turbulent
tot	total
μ	visqueux

Indices

0	condition au centre de la conduite
1	zone à cœur
2	zone pariétale
1D	calculé par bilan 1D
<i>air</i>	relatif à l'air
<i>B, b</i>	bulle
<i>bulles</i>	relatif aux bulles
<i>c</i>	critique
<i>calcule(e)</i>	calculé par le modèle
<i>coeur</i>	cœur
<i>crit</i>	critique (flux critique)
<i>EXP</i>	expérimental
<i>e</i>	entrée de section d'essais , externe
<i>eau</i>	relatif à l'eau
<i>entree</i>	entrée de section d'essais
<i>eq</i>	équilibre
<i>f</i>	film, frottement
<i>FD</i>	température de Frost et Dzakowic (1967)
<i>Friedel</i>	estimé à l'aide de la corrélation de Friedel (1979)
<i>Freon</i>	relatif au Fréon
<i>G</i>	phase gaz /vapeur
<i>Gi</i>	échange entre le gaz et l'interface
<i>Gnielinski</i>	estimé par la corrélation de Gnielinski (1976)
<i>H</i>	hydraulique
<i>homo</i>	estimé à l'aide du modèle homogène mécanique- ment
<i>i</i>	interne, interfacial
<i>impose(e)</i>	paramètre imposé dans le modèle
<i>interface</i>	relatif à l'interface liquide/vapeur
<i>j</i>	dérive
<i>k</i>	phase k
<i>L</i>	phase liquide
<i>Lahey – Moody</i>	estimé à l'aide du modèle de Lahey et Moody (1977)
<i>Lb</i>	bulk, liquide
<i>Li</i>	échange entre le liquide et l'interface
<i>Levy</i>	estimé à l'aide du modèle de Levy (1967)
<i>McAdams</i>	estimé à l'aide de la corrélation de McAdams (1954)
<i>ML</i>	mécanique dans la phasique liquide

<i>m</i>	mélange diphasique
<i>max</i>	maximum
<i>modele</i>	calculé par le modèle
<i>ONB</i>	point d'apparition de l'ébullition nucléée, <i>onset of nucleate boiling</i>
<i>OSV</i>	point d'apparition significative de vapeur, <i>onset of significant void</i>
<i>P</i>	paroi
<i>paroi</i>	paroi
<i>r</i>	composante radiale
<i>s</i>	sortie de section d'essais, Sauter, surface chauffante
<i>s/e</i>	différence entre la sortie et l'entrée de la conduite
<i>sortie</i>	sortie de section d'essais
<i>sat</i>	saturation
<i>T</i>	turbulent
<i>TL</i>	thermique dans la phase liquide
<i>tot</i>	total
<i>transit</i>	relatif au temps passé par une particule dans la conduite
<i>Unal</i>	estimé à l'aide de la corrélation d'Unal (1976)
<i>W, w</i>	paroi
<i>z</i>	composante axiale

Chapitre 1

Contexte scientifique et industriel

Ce chapitre introductif a pour objet de présenter le sujet de l'étude dans son contexte industriel et pose les bases utiles et nécessaires à la compréhension du problème.

1.1 La thermohydraulique des réacteurs nucléaires

1.1.1 Les réacteurs à eau pressurisée

Le réacteur à eau pressurisée (REP) est le réacteur électrogène le plus répandu dans le monde. Cette filière équipe l'ensemble des centrales nucléaires françaises, soit 58 réacteurs qui fournissent 80 % de l'électricité produite dans le pays. Cette électricité est produite à partir de la fission du combustible nucléaire dans le cœur du réacteur. Ce type de réacteur utilise principalement un combustible à oxyde d'uranium légèrement enrichi, ou un combustible mixte composé d'un mélange d'oxyde d'uranium appauvri ou faiblement enrichi et d'oxyde de plutonium (combustible MOX).

Le cœur des REP est constitué d'une centaine d'assemblages de crayons de combustible composés chacun de pastilles fissiles. Le fluide caloporteur (eau) circulant autour de ces crayons agit également comme modérateur. Cette eau permet donc à la fois :

- de favoriser la réaction de fission en thermalisant les neutrons rapides (les neutrons ralentis ayant plus de probabilité de rencontrer un noyau d'uranium fissile),
- et de modérer la réaction de fission quand sa température augmente (plus sa température augmente et moins les neutrons sont ralentis).

Le contrôle du réacteur est assuré par des barres de contrôle et un absorbant neutronique (acide borique) présent en solution dans le caloporteur.

Deux circuits fermés d'eau et un circuit ouvert sont nécessaires au fonctionnement

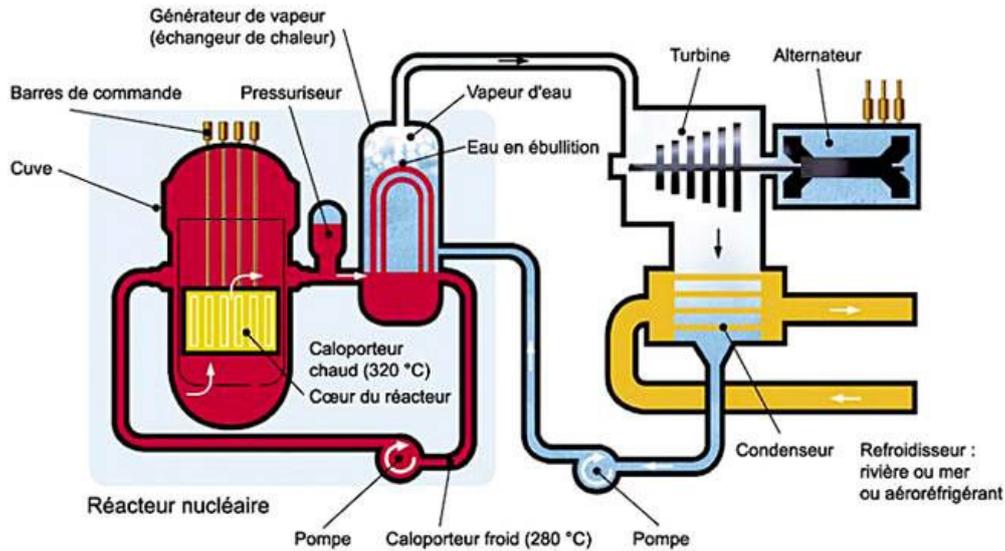


FIGURE 1.1 – Schéma simplifié du fonctionnement d'un REP.

d'un REP :

- le circuit primaire (en rouge sur la figure 1.1), dans lequel circule le fluide de refroidissement du cœur,
- le circuit secondaire (en bleu et blanc sur la figure 1.1), qui sert à la production de vapeur et à la production d'énergie mécanique à la turbine,
- Le circuit de refroidissement (en jaune sur la figure 1.1), qui sert à la recondensation de la vapeur du circuit secondaire.

Afin d'optimiser le rendement, il est nécessaire que la température du caloporteur soit la plus élevée possible. 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 en fonctionnement normal, sous une pression de 155 bar pour prévenir l'ébullition. Dans ces conditions, la puissance volumique d'un REP 1300 MW est d'environ 100 MW/m³. L'eau du circuit primaire est ensuite acheminée vers les générateurs de vapeur alimentés par un circuit secondaire d'eau à 230 °C.

L'eau du circuit secondaire est soumise à une pression plus faible (72 bar pour un réacteur de type N4) de telle sorte qu'elle est portée à ébullition ($T_{sat} \approx 290$ °C) 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 condenseur dans lequel circule l'eau du circuit de refroidissement provenant de la mer ou d'un fleuve.

La sûreté des REP est garantie par trois barrières de confinement de la radioactivité visant à prévenir tout risque de contamination de l'environnement :

- la gaine des crayons de combustible,
- la cuve du réacteur,
- le bâtiment réacteur.

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 normal ou accidentel.

La principale limitation au fonctionnement d'un réacteur nucléaire est liée aux quantités d'énergie que le fluide caloporteur peut évacuer du cœur tant en fonctionnement normal, qu'en fonctionnement accidentel.

1.1.2 Le dimensionnement thermique des réacteurs

Afin de garantir des marges de sécurité raisonnables, il est essentiel de mener des études de sûreté spécifiques pour chaque installation nucléaire. En effet, le cœur ainsi que les systèmes associés de refroidissement, de contrôle et de protection doivent être conçus de façon à ce que leurs limites ne soient pas atteintes dans les états de fonctionnement normaux ou incidentels¹.

Les composants du circuit de refroidissement doivent donc être dimensionnés de façon à résister aux changements dynamiques résultant des transitoires de fonctionnement. La conception des composants doit être telle que d'une part, la défaillance des éléments internes soit peu probable et que d'autre part, les dommages résultant sur les autres entités du circuit primaire, en particulier les crayons de combustible, soient faibles.

En fonctionnement normal, les limites de puissance sont déterminées essentiellement par les capacités des systèmes de production d'électricité, mais également par des règles permettant de s'assurer que la production d'énergie reste contrôlable à tout instant et que les contraintes thermiques et mécaniques sur le combustible permettent d'assurer l'intégrité de la gaine.

En fonctionnement accidentel, la plupart des transitoires étudiés feront appel à la puissance dégagée par le cœur après l'arrêt du réacteur, c'est-à-dire la puissance résiduelle qui résulte de la décroissance des produits de fission après insertion des barres d'arrêt. La crise d'ébullition est l'un des phénomènes critiques qui pourrait conduire à la rupture des gaines des crayons de combustible ; elle fait l'objet d'études spécifiques lors de la conception thermohydraulique des REP.

1. Hors accident grave - fusion du cœur.

Notre étude est une contribution à la description de ce phénomène, considéré comme l'une des problématiques primordiales concernant la sûreté des installations nucléaires.

1.2 Les problématiques scientifiques mises en jeu

1.2.1 Les écoulements bouillants convectifs

Cette section rappelle quelques généralités sur les configurations d'écoulements bouillants convectifs.

Les écoulements bouillants convectifs peuvent être classés en plusieurs configurations. Ces configurations sont basées sur la répartition spatiale et la quantité de vapeur présente dans l'écoulement qui évolue en fonction des conditions thermohydrauliques de l'écoulement et des conditions 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.

Sur la figure 1.2, inspirée de Collier (1981), sont reproduites les différentes configurations d'écoulements rencontrées dans un tube vertical chauffé uniformément par une faible densité de flux thermique. Le tube est alimenté en entrée par un liquide sous-saturé, c'est-à-dire avec un titre thermodynamique à l'équilibre² X_{eq} négatif et est de longueur suffisamment grande pour autoriser un écoulement de vapeur pure en sortie.

Si l'on détaille l'évolution des différents régimes, à une cote donnée de la paroi chauffante, la température de paroi devient suffisante pour déclencher l'apparition de bulles de vapeur (*onset of nucleate boiling*, ONB). En amont, l'écoulement est convectif monophasique liquide. A cette cote, débute l'ébullition nucléée sous-saturée et le régime d'écoulement à bulles. La température du liquide à la paroi $T_{W,ONB}$ est alors supérieure de quelques degrés à la température de saturation tandis que la température liquide au cœur de l'écoulement reste inférieure à la température de saturation.

Au début de l'apparition de l'ébullition nucléée, on est en régime d'ébullition sous-saturée partielle, les bulles se forment à la paroi sur des sites dits de nucléation actifs dont le nombre et la densité va augmenter avec le flux thermique. Ensuite, à partir du moment où les premières bulles de vapeur décollent de la paroi et envahissent

2. Le titre thermodynamique à l'équilibre X_{eq} dans un écoulement est défini au chapitre 2 (Eq. 2.102) comme l'écart entre l'enthalpie moyenne débitante du mélange à une cote donnée et l'enthalpie liquide à la saturation rapporté à l'enthalpie de changement de phase.

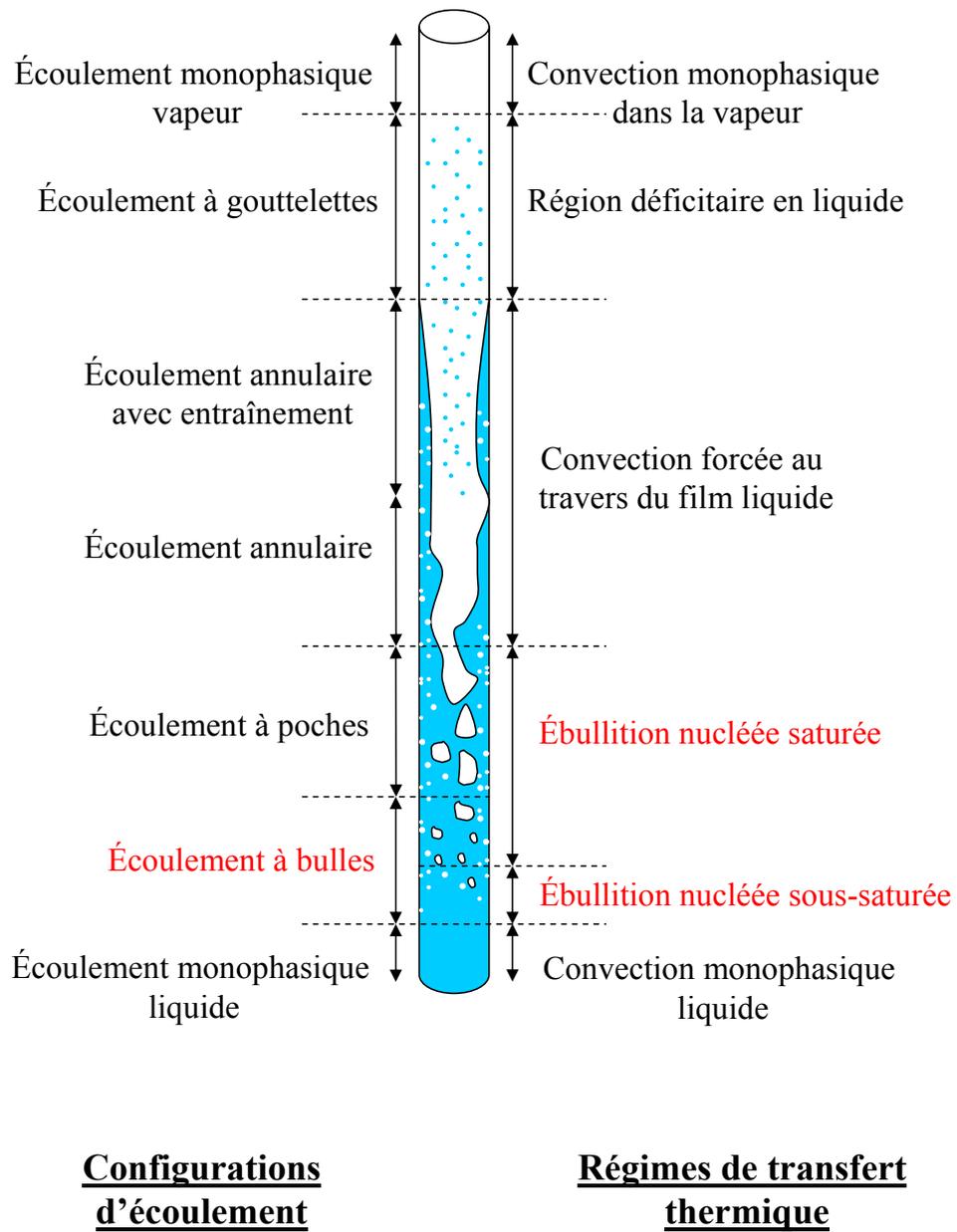


FIGURE 1.2 – Configurations d'écoulements et régimes thermiques associés dans un tube vertical chauffant à faible flux thermique d'après Collier (1981).

la conduite, commence le régime d'ébullition sous-saturée pleinement développée. Ce point s'appelle l'OSV, (*onset of significant void*).

La transition entre l'ébullition nucléée sous-saturée et l'ébullition nucléée saturée survient dès que le titre thermodynamique à l'équilibre X_{eq} devient supérieur à zéro. L'augmentation du titre thermodynamique conduit à de nouveaux changements de configuration avec l'apparition de structures d'écoulement à poches et d'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 son épaisseur (par vaporisation à l'interface liquide/vapeur ainsi que par arrachement).

L'évaporation complète du film liquide conduit alors au phénomène d'assèchement de la paroi qui se caractérise, dans un système à flux imposé, par une augmentation de la température de paroi, et qui peut conduire au phénomène de crise d'ébullition de type assèchement (*dry out*). Si le film liquide a complètement disparu à la paroi, on peut en revanche encore trouver du liquide sous forme de gouttelettes présentes dans le cœur de l'écoulement.

Enfin l'écoulement monophasique vapeur survient lorsque toutes ces gouttelettes se sont évaporées. On est alors en convection monophasique vapeur.

Si le flux de chaleur est plus élevé, la crise d'ébullition de type caléfaction peut apparaître pour des écoulements à faible titre thermodynamique ($\approx 2 \text{ MW/m}^2$ en eau à 150 bar, $X_{eq} = -0.05$). La configuration de l'écoulement et les mécanismes de transfert thermique conduisant à ce phénomène violent sont plus divers, moins bien définis et ne font pas l'unanimité (Bricard, 1995).

1.2.2 La crise d'ébullition par caléfaction

L'ébullition constitue un mode de transfert de chaleur très efficace et ce pour deux raisons principales :

- une partie du flux de chaleur pariétal est directement consommée par la vaporisation. Ce phénomène maintient la température de paroi à une valeur proche de la température de saturation,
- la production de vapeur (en phase d'ébullition sous-saturée convective) s'accompagne d'une augmentation de la turbulence induite par la phase dispersée sur la phase continue. Il en résulte alors une augmentation du coefficient d'échange de chaleur local qui conduit à un meilleur refroidissement que dans le cas monophasique.

Malheureusement, ce phénomène est limité par le phénomène d'échauffement critique, caractérisé par une brutale diminution du coefficient d'échange de chaleur entre le fluide et la paroi. Cette chute entraîne alors une augmentation de la température de la paroi chauffante dans un système à flux imposé. Elle peut atteindre une variation de plusieurs centaines de degrés par seconde après un régime permanent. Ce phénomène appelé **crise d'ébullition** par caléfaction est marqué par la fin de l'ébullition nucléée (*departure from nucleate boiling*, DNB). Le flux de chaleur pariétal pour lequel le phénomène de crise d'ébullition apparaît est appelé **flux critique** q_{crit} .

La figure 1.3 représente la courbe d'ébullition dite courbe de Nukiyama (1934) en convection naturelle d'un système à flux imposé. On admet que l'allure générale de cette courbe demeure inchangée en écoulement en convection forcée. Le point 3 correspond au flux critique entraînant la crise d'ébullition. Pour ce flux, on va observer une forte et brutale élévation de la température de paroi conduisant au régime d'ébullition en film, régime qu'il faut chercher à éviter en cœur de réacteur, la température de paroi associée pouvant être supérieure à la température de fusion du combustible (point 5 de la figure 1.3).

De nombreux travaux de recherche ont été menés pour tenter d'expliquer les mécanismes physiques responsables de cette transition. Le flux critique dépend d'un certain nombre de paramètres comme le titre thermodynamique, la géométrie ou encore la distribution axiale du flux. Selon les conditions expérimentales, les mécanismes observés ne sont pas tous identiques. Plusieurs modèles mécanistes ont été avancés pour tenter d'expliquer l'apparition de la crise d'ébullition en condition REP. Ils seront détaillés à la section suivante. Toutefois aucun consensus n'est aujourd'hui admis concernant ces modèles qui demeurent encore peu précis et peu prédictifs notamment en dehors de leur domaine de validité. C'est pour cette raison qu'on leur préfère actuellement des corrélations empiriques.

En situation incidentelle (perte de débit de réfrigération par arrêt des pompes, retrait intempestif de barres de contrôle, ...) la crise d'ébullition peut survenir. Dans ces conditions de fonctionnement (pression comprise entre 100 et 150 bar, vitesse comprise entre 1 et 7 m/s), le titre thermodynamique à l'équilibre est négatif. Les transferts de chaleur s'effectuent donc par ébullition nucléée sous-refroidie.

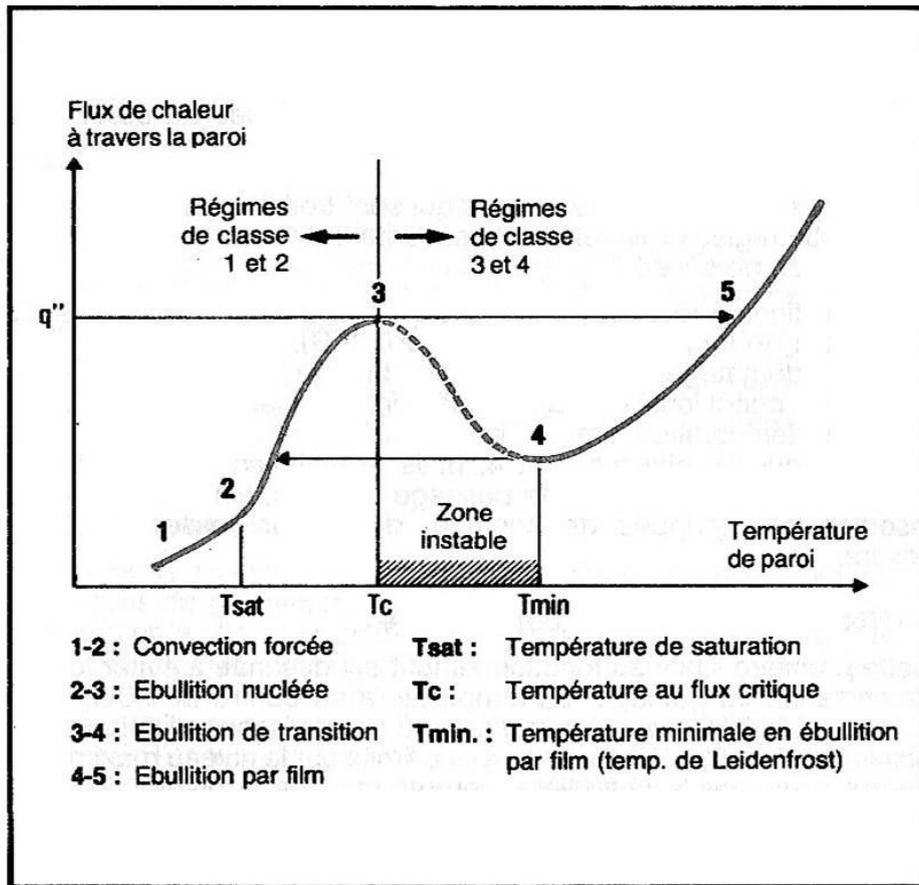


FIGURE 1.3 – Courbe d'ébullition de Nukiyama (1934).

1.3 Méthodologie de prédiction de la crise d'ébullition en cœur de réacteur

Au vu des conséquences catastrophiques de la crise d'ébullition, la nécessité de prévoir les conditions d'apparition du flux critique est primordiale. Les travaux sur la prédiction de la crise d'ébullition sont donc nombreux et on distingue deux familles d'approches :

- l'approche empirique,
- l'approche physique.

L'approche empirique consiste en l'élaboration de corrélations à partir de mesures de flux critique. Celles-ci se présentent généralement sous la forme suivante :

$$q_{crit} = f(P, G, L, D, X_{eq}) \quad (1.1)$$

Le flux critique est noté q_{crit} , la pression notée P , G est la vitesse massique, L la longueur du tube chauffant, D le diamètre du tube et X_{eq} le titre thermodynamique à l'équilibre. Les paramètres intervenant dans cette corrélation sont des grandeurs qui sont moyennées à l'échelle du sous-canal (figure 1.4).

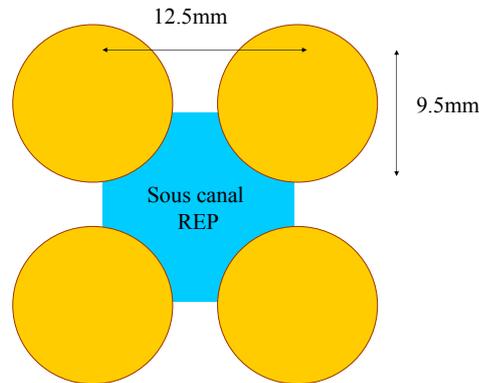


FIGURE 1.4 – Schématisation de l'espace d'un sous-canal REP.

On considère en effet aujourd'hui que c'est cette échelle spatiale qui constitue le meilleur compromis entre la connaissance des écoulements mis en jeu, la finesse de leur description et la précision des outils de calculs utilisés dans le cas réacteur.

Comme toute approche purement corrélatrice, elle présente l'inconvénient d'avoir un domaine de validité restreint au domaine des conditions expérimentales pour lesquelles les corrélations ont été établies. Leur extrapolation est donc risquée car elle n'est en principe jamais justifiée et nécessite une validation.

L'approche physique consiste à tenter d'identifier et de modéliser les mécanismes régissant la crise d'ébullition de type caléfaction dans le but d'étendre le domaine de validité des corrélations empiriques.

Bricard (1995) dresse dans sa thèse une liste des différents mécanismes susceptibles d'expliquer le flux critique en cas d'écoulements à faible titre thermodynamique. Il retient 3 types de mécanismes :

- assèchement d'un site de nucléation (Steven et Kirby, 1964),
- accumulation de bulles à la paroi (Kutateladze et Leont'ev, 1966, Weisman et Pei, 1983),
- assèchement d'un film liquide sous une poche de vapeur (Lee et Mudawar, 1988).

Cependant, aucun d'entre eux ne permet d'expliquer ou de prédire de façon totalement satisfaisante l'apparition de la crise d'ébullition de type caléfaction.

Il faut noter que l'identification expérimentale des mécanismes est rendue très difficile par le fait que d'une part, les échelles de temps et d'espace associées à la crise d'ébullition ne sont pas connues voire inaccessibles et probablement très faibles et d'autre part que la nature essentiellement pariétale du phénomène en rend l'observation extrêmement compliquée.

1.3.1 L'Approche Prédicative Locale - APL

Une voie de progrès envisagée repose sur le pari de l'approche prédictive locale qui consiste à développer des outils de prédiction (ou de calcul) du flux critique en utilisant, à la place des paramètres moyennés sur la section d'un sous-canal, des valeurs locales des paramètres thermohydrauliques. L'originalité de l'approche prédictive locale réside donc dans le choix de l'échelle de modélisation retenue pour décrire le phénomène étudié.

Dans son principe, l'approche prédictive locale présente deux intérêts majeurs :

- d'une part, ce changement d'échelle devrait permettre de mieux tenir compte des liens entre la caléfaction et la structure locale des écoulements diphasiques bouillants,
- d'autre part, de mieux appréhender les relations entre le flux critique et les différents paramètres thermohydrauliques (forme de profil de flux, présence de paroi froide) ou géométriques, relations qui sont aujourd'hui mal comprises et qui impliquent donc un recours systématique à l'expérimentation afin de pouvoir être correctement prises en compte.

A terme, on espère que les outils développés dans le cadre de cette approche offriront une capacité d'extrapolation supérieure aux corrélations actuelles.

Le prérequis nécessaire au développement de l'approche prédictive locale ainsi qu'à sa mise en œuvre repose donc sur l'utilisation d'un outil fiable et qualifié permettant de décrire le plus précisément possible les caractéristiques des écoulements bouillants. C'est le code de CFD³ NEPTUNE_CFD qui est à ce jour retenu pour instruire l'approche prédictive locale.

1.3.2 Le code NEPTUNE_CFD

Le projet NEPTUNE (Guelfi *et al.*, 2005) est un programme de Recherche et Développement lancé en 2001 et impliquant les quatre principaux acteurs du nucléaire

3. Computational Fluid Dynamics.

français - CEA, EDF, IRSN et AREVA-NP - dont l'objectif final est de développer une plate-forme d'outils de simulation thermohydraulique adaptée aux besoins spécifiques de l'industrie nucléaire.

Trois applications industrielles majeures sont concernées :

- étude du choc froid,
- étude de l'accident de perte de réfrigérant primaire (APRP),
- prédiction du flux critique en conditions réacteur.

Le code NEPTUNE_CFD est l'outil de calcul thermohydraulique développé dans ce cadre. Reposant sur une approche eulérienne, ce code calcule l'évolution des grandeurs locales moyennées dans le temps en résolvant les 3 équations de bilan suivantes dans chaque phase :

- masse,
- quantité de mouvement,
- enthalpie.

A ces 6 équations, on peut également coupler une équation de transport d'aire interfaciale. Montout (2009) décrit le modèle de façon exhaustive dans sa thèse.

Néanmoins, si le code a aujourd'hui atteint un degré de maturité jugé satisfaisant au dire des partenaires et au regard de la majorité des applications industrielles d'intérêt, de nombreux développements sont encore nécessaires pour améliorer les relations de fermeture du code. Montout (2009) cite ainsi par exemple, la modélisation des termes d'échange d'énergie interfaciaux ou encore la turbulence de la phase continue. Ce dernier fait également remarquer que la complexité du code tant du point de vue du nombre de relations de fermeture, que du point de vue des aspects numériques rendent tout développement physique extrêmement compliqué. De plus, toute validation expérimentale est impossible à cette échelle au regard de la connaissance actuelle des écoulements.

1.3.3 La modélisation de la turbulence en écoulement diphasique

L'APL nécessite de disposer d'un outil de prédiction des conditions locales qualifié. Or, comme indiqué par Montout (2009), un certain nombre de relations de fermeture du code ne sont pas validées.

Au regard de la thématique de l'ébullition et du flux critique en particulier, il nous paraît intéressant, si ce n'est essentiel, de nous concentrer en premier lieu sur les mécanismes pilotant le transport de l'énergie depuis la paroi qui représente la source

vers les puits que constituent le liquide et les interfaces.

Nous nous sommes intéressés dans le cadre de cette étude au transport turbulent. En effet, on peut aujourd'hui faire le constat que les modèles classiquement retenus pour la modélisation de la turbulence en ébullition sont des modèles directement empruntés au domaine des écoulements monophasiques ou diphasiques adiabatiques à faible taux de vide ($k - \varepsilon$, $R_{ij} - \varepsilon$). Ces modèles ne sont absolument pas qualifiés en situation d'ébullition. Le modèle $k - \varepsilon$ exprime la viscosité turbulente par la fermeture suivante : $\mu_T = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, où μ_T est la viscosité turbulente, k l'énergie cinétique turbulente et ε la dissipation turbulente. Rien ne permet aujourd'hui de garantir, par exemple, que la valeur communément admise pour la constante C_μ ($= 0.9$) dans l'expression du modèle reste valable dans le cas d'un écoulement bouillant sans même parler de la validité des équations de transport et de leurs fermetures en diphasique. Rien ne garantit par ailleurs qu'un tel niveau de raffinement pour la description de la structure mécanique des écoulements soit nécessaire pour comprendre et modéliser les mécanismes de crise d'ébullition.

Sato et Sekoguchi (1975) observent dans les essais qu'ils ont réalisés, le lien direct entre la turbulence et le profil de température liquide, indiquant par la même que la connaissance du profil de température liquide pouvait permettre d'accéder à des informations caractérisant la structure turbulente de l'écoulement.

Par ailleurs, même si aujourd'hui le mécanisme de la crise d'ébullition n'est pas clairement identifié, il est en revanche tout à fait imaginable que ce phénomène soit plus ou moins directement lié à l'existence d'un mécanisme qui ralentit ou supprime l'évacuation de l'énergie depuis la paroi vers le reste de l'écoulement. C'est notamment ce concept sur lequel repose le modèle de crise d'ébullition de Weisman et Pei (1983). Selon ces auteurs, le flux critique survient lorsque dans l'écoulement, une couche pariétale de bulles suffisamment dense se forme, bloquant l'évacuation de l'énergie par transport turbulent. Le critère de flux critique se caractérise ici par une notion de taux de vide critique en paroi supposé égal à 0.82, à l'apparition de la crise d'ébullition.

1.4 Les objectifs de la thèse

1.4.1 Objectifs

Les objectifs de ce travail découlent directement de la thématique exposée précédemment.

Notre étude n'a pas pour vocation de valider un ou plusieurs modèles mécanistes

pour expliquer la crise d'ébullition de type caléfaction, comme a pu le faire Bricard dans sa thèse (1995), ni de proposer des voies d'amélioration directe dans l'outil NEPTUNE_CFD, comme a pu le faire Montout dans son récent travail (2009). Cette thèse constitue un début de réflexion visant à un retour à des outils de calculs simplifiés. Le présent travail doit donc être considéré comme une première étape visant à comprendre la structure des écoulements diphasiques bouillants **en conditions REP** haute pression en configuration d'écoulements à bulles. L'objectif minimal de ce travail vise à identifier les paramètres clefs dont il faudrait disposer pour caractériser l'écoulement bouillant. **On cherche donc à identifier dans un modèle local aux variables moyennées en temps, les ingrédients rendant compte des observations expérimentales (profil de taux de vide, profil de température, profil de vitesse, température de paroi, etc.).**

1.4.2 Stratégie de l'étude

Pour proposer un modèle plus simple que le modèle 3D généraliste du code NEPTUNE_CFD, nous nous focaliserons sur les écoulements en conditions REP, tant du point de vue des conditions de fonctionnement thermohydraulique, que du point de vue géométrique.

D'un point de vue géométrique, ces écoulements se caractérisent par un grand rapport d'aspect longueur sur diamètre (L/D). Nous nous placerons dans un premier temps dans ce cadre afin de simplifier les équations et d'établir un modèle **bi-dimensionnel axi-symétrique en régime stationnaire quasi-établi** moyenné en temps en conduite circulaire. Cette configuration présente en outre l'avantage d'être la plus documentée. Puis, dans un deuxième temps, on s'orientera vers un modèle bi-dimensionnel permettant le calcul de **l'établissement** d'un écoulement bouillant⁴.

En ce qui concerne les domaines de fonctionnement thermohydraulique, nous nous intéresserons en priorité au domaine des écoulements à bulles convectifs bouillants à haute pression ($P > 10$ MPa en eau/vapeur). Dans ces conditions, l'étude récente menée par François et Delhaye (2011) montre que les écoulements présentent un caractère assez homogène du point de vue mécanique, l'écoulement semblant se comporter comme une émulsion ou une mousse (*froth flow*) lorsque la quantité de vapeur augmente. Les phases apparaissent donc fortement couplées mécaniquement et on supposera que leur comportement est proche et assimilable à celui du mélange. Cet argument nous conduit

4. Dans la suite du document, par souci de simplification nous appellerons ce modèle, modèle bi-dimensionnel axi-symétrique non-établi.

alors à nous orienter vers une approche de type **modèle de mélange** en considérant les équations associées.

1.4.3 Plan du mémoire

Ce document comportera deux parties principales.

La première partie, constituée de 5 chapitres, sera consacrée à l'élaboration d'un modèle d'écoulement bi-dimensionnel quasi-établi axi-symétrique destiné à décrire les profils de différentes grandeurs thermohydrauliques dans le cas d'un écoulement bouillant. La description des équations de bilan et des relations de fermeture, ainsi que la méthodologie de résolution fera l'objet du **chapitre 2**. Ce chapitre reprendra en partie les résultats de Sato et Sekoguchi (1975) concernant la fermeture de la turbulence en écoulement à bulles. Le modèle proposé implique de renseigner un certain nombre de paramètres de contrôle comme la pression et le débit mais également des données expérimentales comme le profil de taux de vide dans le tube, ainsi que des échelles de turbulence comme la taille moyenne des bulles.

Afin de pouvoir renseigner ces différents paramètres et de pouvoir apprécier les résultats du modèle, la banque de données expérimentale REP, DEBORA sera utilisée.

Le chapitre 3 sera consacré à sa description. Elle servira de support au développement et à la validation des modèles utilisés. Une analyse de cohérence des données y sera en particulier présentée afin de juger, au préalable, de la qualité des mesures utilisées.

Le chapitre 4 présentera la comparaison entre les résultats du modèle décrit au chapitre 2 et les données expérimentales. L'analyse de ces résultats conduira à proposer un modèle de turbulence alternatif au modèle de Sato et Sekoguchi (1975) spécifiquement adapté à nos conditions de fonctionnement bouillantes dont la description et les résultats feront l'objet du **chapitre 5**.

Le chapitre 6 conclura l'ensemble des travaux présentés dans cette première partie. Il dressera un bilan des résultats fournis par les différents modèles de turbulence testés et montrera en particulier l'intérêt d'utiliser une modélisation en deux zones pour décrire la structure turbulente d'un écoulement bouillant.

La seconde partie de ce manuscrit, composée de 2 chapitres, sera consacrée à la mise au point d'un modèle permettant de calculer le développement d'un écoulement bouillant en géométrie axi-symétrique bi-dimensionnel (r, z) en résolvant de façon couplée l'ensemble des équations de bilan du modèle.

Le chapitre 7 sera consacré à la présentation du système d'équations permettant

de calculer le développement de l'écoulement du mélange diphasique en présence de déséquilibre thermodynamique (modèle homogène local avec relaxation thermodynamique).

Le chapitre 8 présentera alors la comparaison entre les résultats de ce modèle et les données expérimentales.

Enfin un **chapitre de conclusion** rappellera les principaux résultats de cette étude comme la pertinence de l'approche par modèle de mélange avec prise en compte des déséquilibres thermodynamiques, la modélisation de la turbulence en deux zones et l'intérêt de considérer en première approche l'écoulement comme établi. Ce chapitre proposera également quelques perspectives pour la poursuite de ce travail :

- nécessité de réaliser de nouvelles expériences,
- extension du modèle à des géométries différentes en vue d'exploiter d'autres banques de données expérimentales,
- amélioration de la modélisation des lois de fermetures.

Première partie

Travaux sur la modélisation 2D axi-symétrique des écoulements bouillants établis en régime stationnaire en conduite circulaire et à haute pression

Cette partie présente un modèle de mélange bi-dimensionnel axi-symétrique permettant de décrire la structure mécanique et thermique des écoulements bouillants. Ce modèle fait intervenir la fermeture turbulente proposée par Sato et Sekoguchi (1975). Les résultats de ce modèle seront confrontés aux résultats de la banque de données DEBORA, dédiée à l'étude de la topologie des écoulements diphasiques à haute pression. Un chapitre sera consacré à la description et à l'analyse de ces données.

Dans le dernier chapitre de cette partie, un modèle de fermeture turbulente à deux zones a été développé à partir des résultats obtenus. Cette fermeture se veut spécifiquement adaptée aux transferts d'énergie en écoulements diphasiques bouillants de type REP.

Chapitre 2

Présentation du modèle 2D quasi-établi axi-symétrique en régime stationnaire

Dans ce chapitre, nous présentons un modèle de mélange bi-dimensionnel en régime quasi-établi. Les principales équations et relations de fermeture y seront décrites et discutées. Les équations présentées dans ce chapitre serviront de point de départ à l'établissement d'un modèle bi-dimensionnel axi-symétrique en régime non-établi qui sera présenté dans la deuxième partie de ce document.

2.1 Établissement des équations du modèle 2D quasi-établi

2.1.1 Présentation du système étudié

Nous nous plaçons dans le cadre de l'étude des écoulements diphasiques ascendants newtoniens, pour des fluides en conduite verticale circulaire de rayon R . On raisonnera à partir des 3 équations de bilan (masse, quantité de mouvement et enthalpie) locales moyennées dans le temps écrites pour le mélange en régime stationnaire.

Un schéma des coordonnées du système est présenté à la figure 2.1, où r et z sont respectivement les coordonnées radiales et axiales du système.

Les équations de bilan **locales** du modèle de mélange s'obtiennent par sommation sur chaque phase, des équations de bilan phasiques (Delhay, 2008, pages 256-259).

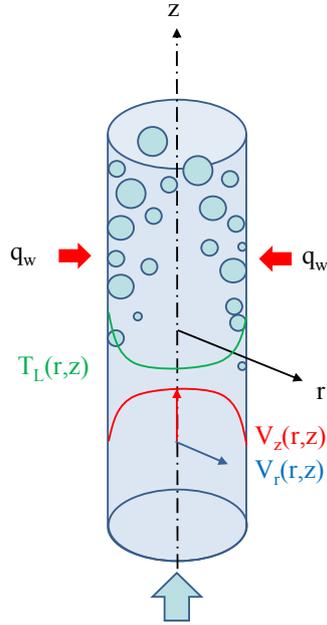


FIGURE 2.1 – Schéma des coordonnées du système.

Bilan de masse stationnaire du mélange

Cette équation s'écrit (Delhay, 2008, page 256) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m) = 0 \quad (2.1)$$

La masse volumique du mélange ρ_m est définie par :

$$\rho_m \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \bar{\rho}_k^k, \quad (2.2)$$

et la vitesse du centre de masse du mélange \vec{V}_m par :

$$\vec{V}_m \triangleq \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=L,G} \alpha_k \bar{\rho}_k^k \vec{V}_k^k. \quad (2.3)$$

L et G sont les indices respectivement relatifs à la phase liquide et gazeuse.

Les grandeurs moyennes sont définies par :

$$\overline{f}^k(\vec{r}) \triangleq \frac{1}{t_k} \int_{t_k} f(\vec{r}, t) dt, \quad (2.4)$$

$$\overline{f}(\vec{r}) \triangleq \frac{1}{T} \int_T f(\vec{r}, t) dt, \quad (2.5)$$

$$\overline{\overline{f}}_k = \frac{\overline{\rho_k f_k^k}}{\overline{\rho_k^k}}, \quad (2.6)$$

où t_k est le temps de présence de la phase k et T la période totale $T = t_L + t_G$.

\vec{V}_k et ρ_k désignent respectivement la vitesse de la phase k et sa masse volumique. Le taux de présence local de la phase k, α_k est défini par la relation :

$$\alpha_k = \overline{X_k(\vec{r}, t)} = \frac{t_k}{T}, \quad (2.7)$$

où $X_k(\vec{r}, t)$ est la Fonction Indicatrice de Phase (FIP) définie par :

$$X_k(\vec{r}, t) \triangleq \begin{cases} 1 & \text{si à l'instant } t, \text{ le point } \vec{r} \text{ appartient à la phase } k \\ 0 & \text{si à l'instant } t, \text{ le point } \vec{r} \text{ n'appartient pas à la phase } k \end{cases}. \quad (2.8)$$

L'équation 2.1 présente la même forme que l'équation de bilan de masse stationnaire en écoulement monophasique.

Bilan de quantité de mouvement stationnaire du mélange

Cette équation s'écrit (Delhay, 2008, page 257) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m \otimes \vec{V}_m) = \vec{g} \rho_m - \vec{\nabla} p_m + \vec{\nabla} \cdot \left(\overline{\overline{\tau}}_m + \overline{\overline{\tau}}_m^T - \frac{\alpha_G \overline{\rho_G^G} \overline{\rho_L^G}}{\alpha_L \rho_m} (\vec{V}_{Gj} \otimes \vec{V}_{Gj}) \right) \quad (2.9)$$

La pression moyenne du mélange est définie par :

$$p_m \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \overline{p_k^k}, \quad (2.10)$$

où p_k désigne la pression dans la phase k.

Le tenseur des contraintes totales dans le mélange s'écrit :

$$\overline{\overline{\tau}}_m^{tot} \triangleq \overline{\overline{\tau}}_m + \overline{\overline{\tau}}_m^T + \overline{\overline{\tau}}_m^D. \quad (2.11)$$

Le tenseur des contraintes visqueuses moyennes dans le mélange $\overline{\overline{\tau}}_m$ est défini par :

$$\overline{\overline{\tau}}_m \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \overline{\overline{\tau}}_k^k. \quad (2.12)$$

Le tenseur des contraintes turbulentes dans le mélange $\overline{\overline{\tau}}_m^T$ est défini par :

$$\overline{\overline{\tau}}_m^T \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \overline{\overline{\tau}}_k^T. \quad (2.13)$$

Le tenseur des contraintes turbulentes phasique $\overline{\overline{\tau}}_k^T$ s'écrit :

$$\overline{\overline{\tau}}_k^T = -\overline{\overline{\rho}}_k^k \overline{\overline{v}}_k^{\prime} \otimes \overline{\overline{v}}_k^{\prime}, \quad (2.14)$$

où $\overline{\overline{v}}_k^{\prime}$ est la fluctuation de vitesse définie autour de la moyenne pondérée par la masse :

$$\overline{\overline{V}}_k = \overline{\overline{V}}_k^k + \overline{\overline{v}}_k. \quad (2.15)$$

Le tenseur des contraintes de diffusion dans le mélange $\overline{\overline{\tau}}_m^D$, lié au fait que chaque phase ne s'écoule pas à la vitesse du mélange mais à sa vitesse propre, est défini par :

$$\overline{\overline{\tau}}_m^D \triangleq -\frac{\alpha_G \overline{\overline{\rho}}_G^G \overline{\overline{\rho}}_L^L}{\alpha_L \rho_m} \left(\overline{\overline{V}}_{Gj} \otimes \overline{\overline{V}}_{Gj} \right), \quad (2.16)$$

où $\overline{\overline{V}}_{Gj}$ est la vitesse de dérive locale de la phase dispersée :

$$\overline{\overline{V}}_{Gj} \triangleq \overline{\overline{V}}_G^G - \overline{\overline{j}}, \quad (2.17)$$

et $\overline{\overline{j}}$ est la vitesse débitante du mélange¹ :

$$\overline{\overline{j}} = \alpha_L \overline{\overline{V}}_L^L + \alpha_G \overline{\overline{V}}_G^G. \quad (2.18)$$

L'équation 2.9 présente une forme tout à fait semblable à l'équation de bilan de quantité de mouvement stationnaire en écoulement monophasique². Seul apparaît un terme homogène à un tenseur appelé tenseur des contraintes de diffusion de la phase dispersée dans le mélange. Ce terme apparaît car les phases s'écoulent à une vitesse différente de celle du mélange.

1. Cette grandeur est encore appelée vitesse apparente ou vitesse du centre de volume du mélange.

2. Elle traduit le bilan volumique des forces extérieures s'exerçant sur une particule de fluide.

Bilan d'enthalpie stationnaire du mélange

Cette équation s'écrit (Delhaye, 2008, page 258) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_m h_m \vec{V}_m) = -\vec{\nabla} \cdot \left(\vec{q}_m + \vec{q}_m^T + \alpha_G \frac{\overline{\rho}_G^G \overline{\rho}_L^L}{\rho_m} \left(\overline{h}_G^G - \overline{h}_L^L \right) \vec{V}_{Gj} \right) + \left[\vec{V}_m + \alpha_G \frac{\overline{\rho}_L^L - \overline{\rho}_G^G}{\rho_m} \vec{V}_{Gj} \right] \cdot \vec{\nabla} p_m + \phi_m^\mu \quad (2.19)$$

L'enthalpie du mélange h_m est définie par :

$$h_m \triangleq \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=L,G} \left[\alpha_k \overline{\rho}_k^k \overline{h}_k^k \right]. \quad (2.20)$$

Notons que h_k et h_m sont les enthalpies locales respectivement de la phase k et du mélange, qui seront à distinguer de H_k et H_m , les enthalpies débitantes moyennées sur une section de passage qui seront définies par les équations 2.99 et 2.98.

Le flux de chaleur total dans le mélange est défini comme la somme de trois composantes :

$$\vec{q}_m^{\text{tot}} \triangleq \vec{q}_m + \vec{q}_m^T + \vec{q}_m^D. \quad (2.21)$$

Le flux thermique surfacique dans le mélange \vec{q}_m est défini par :

$$\vec{q}_m \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \overline{\vec{q}}_k^k. \quad (2.22)$$

Le flux thermique surfacique turbulent dans le mélange \vec{q}_m^T est défini par :

$$\vec{q}_m^T \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \left[\overline{\rho}_k \left(e_t + \frac{V_k^2}{2} \right)' \vec{v}_k' - \overline{\overline{\overline{T}}}_k \cdot \vec{v}_k' \right], \quad (2.23)$$

où e_t est l'énergie interne massique de la phase k et $\overline{\overline{\overline{T}}}_k$ est le tenseur des contraintes de la phase k défini par :

$$\overline{\overline{\overline{T}}}_k = -p_k \overline{\overline{\overline{I}}} + \overline{\overline{\overline{\tau}}}_k, \quad (2.24)$$

où $\overline{\overline{\overline{I}}}$ est le tenseur unitaire. L'exposant ' désigne la fluctuation par rapport à la valeur

moyenne pondérée par la masse.

Le flux thermique surfacique de diffusion dans le mélange $\vec{q}_m^{\rightarrow D}$ s'écrit :

$$\vec{q}_m^{\rightarrow D} \triangleq \alpha_G \frac{\overline{\rho}_G \overline{\rho}_L^L}{\rho_m} \left(\overline{h}_G - \overline{h}_L \right) \vec{V}_{Gj}. \quad (2.25)$$

Enfin, la dissipation visqueuse du mélange s'exprime par :

$$\phi_m^\mu = \sum_{k=L,G} \alpha_k \overline{\tau}_k^k : \overline{\nabla} \cdot \overline{\vec{V}}_k^k. \quad (2.26)$$

L'équation 2.19 présente la même forme que l'équation de bilan d'enthalpie stationnaire en écoulement monophasique. Deux contributions supplémentaires, l'une dans le flux de chaleur total et l'autre dans le terme divergence en pression, rendent compte de la diffusion d'enthalpie de la phase dispersée par rapport au mélange.

2.1.2 Intégration des équations de bilan de quantité de mouvement et d'enthalpie du mélange

Bilan de quantité de mouvement du mélange

En utilisant le bilan de masse pour développer le terme convectif, puis en projetant le bilan 2.9 sur l'axe Oz ascendant, on obtient :

$$\rho_m V_{mr} \frac{\partial (V_{mz})}{\partial r} + \rho_m V_{mz} \frac{\partial V_{mz}}{\partial z} = -g\rho_m - \frac{\partial (p_m)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\tau_{mzr}^{tot})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{mzz}^{tot}}{\partial z} \quad (2.27)$$

Les composantes radiales et axiales de la vitesse de mélange sont notées respectivement V_{mr} et V_{mz} . La contrainte normale et la contrainte de cisaillement du mélange sont notées respectivement τ_{mzz}^{tot} et τ_{mzr}^{tot} .

On va maintenant introduire une série d'hypothèses. L'objectif de ce travail est d'identifier rigoureusement les hypothèses qui ont conduit à l'établissement du système d'équations proposé par Sato et Sadatomi (1981) (Eq. [8] et [9] pages 183 et 186) dans leurs travaux sur la modélisation de la turbulence en écoulement diphasique.

— **H1 : On suppose que l'écoulement est mécaniquement établi selon l'axe Oz .**

Toutes les dérivées selon z de la vitesse axiale sont nulles. Cette hypothèse permet de simplifier l'équation 2.27 car, comme l'écoulement est supposé newtonien, la composante axiale du tenseur des contraintes τ_{mzz}^{tot} est proportionnelle au gradient axial de

vitesse axiale.

— **H2 : On se place dans l'hypothèse de couche limite.**

Selon cette hypothèse, les deux premiers termes de l'équation étant du même ordre de grandeur, on néglige donc également le premier terme de l'équation 2.27.

— **H3 : On suppose que la pression est uniforme dans une section droite de l'écoulement.**

Le bilan de quantité de mouvement 2.27 s'écrit alors :

$$0 = -g\rho_m - \frac{dp_m(z)}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d(r\tau_{mzr}^{tot})}{dr}. \quad (2.28)$$

On intègre l'équation précédente sur un disque de rayon r :

$$0 = - \int_0^r g\rho_m 2\pi u du - \int_0^r \frac{dp_m(z)}{dz} 2\pi u du + \int_0^r \frac{1}{u} \frac{d(u\tau_{mzr}^{tot})}{du} 2\pi u du, \quad (2.29)$$

compte tenu que $r\tau_{mzr}^{tot}(0) = 0$, on a :

$$0 = - \int_0^r g\rho_m u du - \frac{dp_m(z)}{dz} \frac{r^2}{2} + r\tau_{mzr}^{tot}(r). \quad (2.30)$$

Ecrite en $r=R$, l'équation 2.30 conduit à :

$$0 = - \int_0^R g\rho_m u du - \frac{dp_m(z)}{dz} \frac{R^2}{2} + R\tau_{mzr}^{tot}(R), \quad (2.31)$$

où $\tau_{mzr}^{tot}(R, z)$ représente la contrainte de cisaillement appliquée par la paroi sur le fluide. Elle est naturellement résistante et on note :

$$\tau_{mzr}^{tot}(R) \triangleq -\tau_w \quad \text{avec} \quad \tau_w > 0, \quad (2.32)$$

où τ_w est la contrainte de frottement pariétal exercée par le fluide sur la paroi.

On définit l'opérateur de moyenne spatiale suivant sur la section de passage du fluide, et on l'applique à la masse volumique du mélange. Il vient :

$$\langle \rho_m \rangle_2 = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \rho_m 2\pi u du. \quad (2.33)$$

En éliminant le gradient de pression entre les équations 2.30 et 2.31, on obtient alors l'équation suivante pour la contrainte de cisaillement totale dans le mélange :

$$\tau_{mzr}^{tot}(r) = -\frac{r}{R}\tau_w + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) u du \quad (2.34)$$

Bilan d'enthalpie du mélange

Les hypothèses suivantes sont appliquées dans l'équation de bilan d'enthalpie du mélange (Eq. 2.19) :

- **H4 : On néglige le terme de divergence en pression.**
- **H5 : On néglige la dissipation visqueuse du mélange.**

Ces hypothèses sont appliquées par analogie avec le cas monophasique pour lequel un calcul d'ordre de grandeur montre la prépondérance des flux convectifs et des flux thermiques diffusifs devant ces deux termes.

Le bilan d'enthalpie du mélange 2.19 se réécrit alors :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_m h_m \vec{V}_m) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_m^{tot} \quad (2.35)$$

Ce qui, compte tenu du bilan de masse, conduit à :

$$\rho_m \vec{V}_m \cdot \vec{\nabla} h_m = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_m^{tot} \quad (2.36)$$

- **H6 : On fait l'hypothèse que l'enthalpie du mélange h_m , qui est une fonction des coordonnées spatiales r et z , peut se décomposer de la façon suivante :**

$$h_m(r, z) = H_m(z) + h_r(r), \quad (2.37)$$

où $H_m(z)$ est l'enthalpie débitante de mélange moyennée sur la section de passage S du fluide. Elle est définie par :

$$H_m(z) \triangleq \frac{\int_S \left(\sum_{k=L,G} \alpha_k \bar{\rho}_k^k \bar{h}_k^k \bar{V}_k^k \right) dS}{\int_S \left(\sum_{k=L,G} \alpha_k \bar{\rho}_k^k \bar{V}_k^k \right) dS} = \frac{\int_S \left(\sum_{k=L,G} \alpha_k \bar{\rho}_k^k \bar{h}_k^k \bar{V}_k^k \right) dS}{\dot{m}} \quad (2.38)$$

Le débit massique du fluide dans la conduite est noté \dot{m} . Il est défini par :

$$\dot{m} \triangleq \int_0^R \rho_m V_{mz} 2\pi u du. \quad (2.39)$$

L'équation 2.36 se réécrit alors :

$$\rho_m V_{mz} \frac{dH_m(z)}{dz} + \rho_m V_{mr} \frac{dh_r(r)}{dr} = -\frac{1}{r} \frac{\partial (rq_{mr}^{tot})}{\partial r} - \frac{\partial (q_{mz}^{tot})}{\partial z}. \quad (2.40)$$

L'hypothèse d'écoulement établi (**H1**) permet de supprimer les termes de transport radial d'enthalpie et de gradient axial de flux de chaleur total dans le mélange.

L'équation 2.40 se réécrit alors :

$$\rho_m V_{mz} \frac{dH_m(z)}{dz} = -\frac{1}{r} \frac{d(rq_{mr}^{tot})}{dr}. \quad (2.41)$$

On intègre l'équation précédente sur un disque de rayon r :

$$\int_0^r \rho_m V_{mz} \frac{dH_m(z)}{dz} 2\pi u du = -\int_0^r \frac{1}{u} \frac{d(uq_{mr}^{tot})}{du} 2\pi u du, \quad (2.42)$$

soit :

$$\dot{m}_r(r) \frac{dH_m(z)}{dz} = -2\pi r q_{mr}^{tot}(r), \quad (2.43)$$

avec $rq_{mr}^{tot}(0) = 0$ et \dot{m}_r le débit massique de fluide passant à travers un disque de rayon r défini par :

$$\dot{m}_r(r) \triangleq \int_0^r \rho_m V_{mz} 2\pi u du. \quad (2.44)$$

Ecrite en $r = R$, l'équation 2.43 conduit à :

$$\dot{m} \frac{dH_m(z)}{dz} = -2\pi R q_{mr}^{tot}(R), \quad (2.45)$$

où $q_{mr}^{tot}(R)$ est le flux surfacique de chaleur total reçu par le mélange en paroi en W.m^{-2} . Il est naturellement dirigé de la paroi vers le centre de l'écoulement et on pose :

$$q_{mr}^{tot}(R) = -q_w \quad \text{avec} \quad q_w > 0, \quad (2.46)$$

où q_w est le flux de chaleur surfacique transmis par le fluide à la paroi.

En éliminant le gradient d'enthalpie débitante entre les équations 2.43 et 2.45, on obtient alors l'équation suivante pour le flux de chaleur radial total dans le mélange :

$$q_{mr}^{tot}(r) = -\frac{R \dot{m}_r(r)}{r \dot{m}} q_w \quad (2.47)$$

2.2 Relations de fermeture

Afin de pouvoir résoudre les équations de bilan de quantité de mouvement et d'enthalpie, il est nécessaire d'exprimer la contrainte totale de cisaillement subie par le mélange τ_{mzr}^{tot} , ainsi que la composante radiale du flux thermique total transporté par le fluide q_{mr}^{tot} .

Dans la suite on supposera, comme on est en régime stationnaire que :

- **H7 : les propriétés physiques des phases sont localement constantes dans le temps.**

2.2.1 Modélisation de la contrainte totale

On rappelle que d'après l'équation 2.11, la contrainte totale de cisaillement dans le mélange s'écrit :

$$\tau_{mzr}^{tot} \triangleq \tau_{mzr} + \tau_{mzr}^T + \tau_{mzr}^D \quad (2.48)$$

où τ_{mzr} , τ_{mzr}^T et τ_{mzr}^D sont respectivement les contraintes de cisaillement visqueuses, turbulentes et de diffusion de la phase dispersée.

La contrainte totale s'écrit donc :

$$\tau_{mzr}^{tot} \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \overline{\tau_{kzr}^k} + \sum_{k=L,G} \alpha_k \tau_{kzr}^T - \frac{\alpha_G \overline{\rho_G} \overline{\rho_L}^G}{\alpha_L \rho_m} \left(\overrightarrow{V_{Gj}} \otimes \overrightarrow{V_{Gj}} \right). \quad (2.49)$$

Le problème de la fermeture de la contrainte totale se résume donc à la fermeture des termes τ_{mzr}^T et τ_{mzr}^D .

A ce stade on fait les hypothèses suivantes :

- **H8 : On néglige la contribution τ_{mzr}^D .**

On choisi de se focaliser sur la modélisation de la contribution turbulente.

- **H9 : On néglige la contribution de la phase dispersée devant la contribution liquide : $\alpha_L \left(\overline{\tau_{Lzr}^L} + \tau_{Lzr}^T \right)$ dans la contrainte totale du mélange.**

Pour un fluide newtonien, la contrainte visqueuse moyennée dans le temps s'écrit pour la phase liquide :

$$\overline{\tau_{Lzr}}^L = \mu_L \left(\frac{\partial \overline{V_{Lz}}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{V_{Lr}}}{\partial z} \right)^L, \quad (2.50)$$

où μ_L est la viscosité dynamique de la phase liquide en Pa.s.

D'après l'hypothèse des propriétés physiques constantes dans le temps (H7) :

$$\overline{\rho}_L^L = \rho_L, \quad (2.51)$$

et

$$\overline{\mu}_L^L = \mu_L. \quad (2.52)$$

Il vient alors :

$$\overline{f}_L^L = \overline{f}_L. \quad (2.53)$$

L'équation 2.50 se réécrit alors :

$$\overline{\tau_{Lzr}}^L = \mu_L \left(\frac{\partial \overline{\overline{V_{Lz}}}^L}{\partial r} + \frac{\partial \overline{\overline{V_{Lr}}}^L}{\partial z} \right). \quad (2.54)$$

En écoulement établi (H1), on se place alors dans l'hypothèse de couche limite (H2, Candel, 1995) qui permet de supprimer le gradient axial de vitesse radiale devant le gradient radial de vitesse axiale. L'équation 2.54 se réécrit alors :

$$\overline{\tau_{Lzr}}^L = \mu_L \left(\frac{\partial \overline{\overline{V_{Lz}}}^L}{\partial r} \right). \quad (2.55)$$

La contrainte de cisaillement turbulente τ_{Lzr}^T dans la phase liquide est définie, d'après l'équation 2.14, par :

$$\tau_{Lzr}^T = -\rho_L \overline{v_{Lr}' v_{Lz}'}^L, \quad (2.56)$$

où v_{Lr}' et v_{Lz}' sont les fluctuations des composantes radiales et axiales de vitesse liquide définies autour de la vitesse moyenne liquide pondérée par la masse.

La contrainte de cisaillement totale dans le mélange τ_{mzr}^{tot} s'écrit donc :

$$\tau_{mzr}^{tot} = \alpha_L \overline{\tau_{Lzr}}^L + \alpha_L \tau_{Lzr}^T = \alpha_L \left[\mu_L \frac{\partial \overline{V_{Lz}}^L}{\partial r} - \overline{\rho_L v_{Lr}' v_{Lz}'}^L \right] \quad (2.57)$$

Afin de modéliser la partie turbulente de la contrainte, nous faisons à ce stade de l'étude le choix d'utiliser une approche simplifiée par gradient avec une fermeture du type longueur de mélange. En effet, dans un premier temps, il nous a semblé opportun de rechercher le meilleur compromis entre simplicité et généralité du modèle. Si les modèles à plusieurs équations ($k-\varepsilon$, $R_{ij}-\varepsilon$, *etc.*) sont par nature plus riches et complets que les modèles à 0 équation, leur fermeture implique de renseigner des termes pour lesquels on ne dispose que de peu ou pas d'information, notamment en écoulement bouillant.

— **H10 : Nous retenons une approche de type viscosité turbulente avec fermeture par gradient.**

On pose donc :

$$\tau_{Lzr}^T = -\overline{\rho_L v_{Lr}' v_{Lz}'}^L = \rho_L \varepsilon_{ML} \frac{\partial \overline{V_{Lz}}^L}{\partial r}, \quad (2.58)$$

où ε_{ML} désigne la diffusivité turbulente de quantité de mouvement de la phase liquide ou diffusivité turbulente mécanique en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

La contrainte de cisaillement totale dans le mélange s'écrit donc au final :

$$\tau_{mzr}^{tot} = \alpha_L (\mu_L + \rho_L \varepsilon_{ML}) \frac{\partial \overline{V_{Lz}}^L}{\partial r}. \quad (2.59)$$

On introduit la viscosité cinématique du liquide ν_L en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$:

$$\nu_L \triangleq \frac{\mu_L}{\rho_L}. \quad (2.60)$$

Il vient :

$$\tau_{mzr}^{tot} \sim (1 - \alpha_G) \rho_L (\nu_L + \varepsilon_{ML}) \frac{\partial \overline{V_{Lz}}^L}{\partial r}. \quad (2.61)$$

On considère que le taux de vide α_G et la masse volumique ρ_G sont suffisamment faibles, pour supposer :

— **H11 : $\alpha_L \rho_L \approx \rho_m$.**

On peut alors écrire :

$$\tau_{mzr}^{tot} \sim \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML}) \frac{\partial \overline{\overline{V_{Lz}}}}{\partial r}. \quad (2.62)$$

Nous faisons pour finir l'hypothèse suivante :

- **H12 : Le gradient radial de vitesse liquide axiale est égal au gradient radial de vitesse de mélange axiale.**

$$\frac{\partial \overline{\overline{V_{Lz}}}}{\partial r} \sim \frac{\partial V_{mz}}{\partial r}. \quad (2.63)$$

La validité de cette hypothèse sera discutée ultérieurement lors de la comparaison des résultats fournis par le modèle avec les résultats expérimentaux.

Finalement, la contrainte totale de cisaillement dans le mélange s'écrit :

$$\tau_{mzr}^{tot} = \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML}) \frac{\partial V_{mz}}{\partial r}. \quad (2.64)$$

Au delà des hypothèses **H8** et **H9**, la principale hypothèse de fermeture du modèle consiste à supposer que **la contrainte totale dans le mélange est proportionnelle au gradient radial de vitesse axiale.**

2.2.2 Modélisation du flux de chaleur total

On rappelle que, d'après l'équation 2.21, la composante radiale du flux de chaleur total dans le mélange s'écrit :

$$q_{mr}^{tot} \triangleq q_{mr} + q_{mr}^T + q_{mr}^D, \quad (2.65)$$

où q_{mr} , q_{mr}^T et q_{mr}^D sont respectivement les composantes radiales du flux thermique surfacique moléculaire, turbulent et de diffusion dans le mélange.

Cette équation peut également se réécrire :

$$q_{mr}^{tot} \triangleq \sum_{k=L,G} \alpha_k \overline{q_{kr}^k} + \sum_{k=L,G} \alpha_k q_{kr}^T + \alpha_G \frac{\overline{\rho_G} \overline{\rho_L^L}}{\rho_m} \left(\overline{h_G^G} - \overline{h_L^L} \right) \overrightarrow{V_{Gj}} \quad (2.66)$$

Le problème de la fermeture du flux total radial dans le mélange se résume alors, comme pour la contrainte totale, à la fermeture des termes q_{mr}^T et q_{mr}^D .

On fait les hypothèses suivantes :

- **H13 : On néglige la contribution q_{mr}^D .**

Comme pour la contrainte, on se focalisera sur la modélisation du flux thermique turbulent.

Pour un fluide newtonien, le flux de chaleur \vec{q}_k s'exprime grâce à la loi de Fourier :

$$\overline{\vec{q}_k}^k = -\lambda_k \overline{\vec{\nabla}} \cdot \overline{T_k}^k, \quad (2.67)$$

où λ_k désigne la conductivité thermique de la phase k en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et T_k est la température de la phase k.

D'après l'hypothèse des propriétés physiques localement constantes dans le temps (H7), il vient :

$$\overline{\vec{q}_k}^k = -\lambda_k \overline{\vec{\nabla}} \cdot \overline{T_k}^k. \quad (2.68)$$

On projette l'équation 2.68 sur l'axe Or . Il vient :

$$\overline{q_{kr}}^k = -\lambda_k \frac{\partial \overline{T_k}^k}{\partial r}. \quad (2.69)$$

On considère maintenant le flux thermique surfacique turbulent. On fait l'hypothèse suivante :

- **H14 : On néglige l'énergie cinétique devant l'énergie interne et le travail des forces visqueuses et des forces de pression (moyennes et fluctuantes) devant l'enthalpie dans l'équation 2.23.**

Le flux thermique turbulent s'écrit alors :

$$\vec{q}_k^T = \rho_k \overline{h'_k \vec{v}'_k}^k, \quad (2.70)$$

où h'_k est la fluctuation d'enthalpie autour de la valeur moyenne pondérée par la masse en J.kg^{-1} .

Cette équation se réécrit, en supposant les effets de pression négligeables sur l'enthalpie :

$$\vec{q}_k^T = \rho_k c_{pk} \overline{T'_k \vec{v}'_k}^k \sim \rho_k c_{pk} \overline{T'_k \vec{v}'_k}^k, \quad (2.71)$$

où c_{pk} la capacité calorifique massique à pression constante en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

La fluctuation de température T'_k est définie par :

$$T'_k = T_k - \overline{T_k}^k. \quad (2.72)$$

Pour modéliser le flux de chaleur d'origine turbulente, une approche de type viscosité turbulente est également retenue (**H10**). La composante radiale du flux de chaleur turbulent s'écrit donc :

$$q_{kr}^T = -\rho_k c_{pk} \varepsilon_{Tk} \frac{\partial \overline{T}_k}{\partial r}, \quad (2.73)$$

où ε_{Tk} désigne la diffusivité turbulente d'enthalpie de la phase k ou diffusivité turbulente thermique en $m^2.s^{-1}$.

Compte tenu de l'équation 2.21, le flux thermique radial échangé dans le mélange s'écrit :

$$q_{mr}^{tot} = \sum_{k=L,G} (\alpha_k (\overline{q}_{kr}^k + q_{kr}^T)). \quad (2.74)$$

En combinant les équations 2.69, 2.73 et 2.74, on obtient :

$$q_{mr}^{tot} = - \sum_{k=L,G} \alpha_k \left(\lambda_k \frac{\partial \overline{T}_k}{\partial r} + \rho_k c_{pk} \varepsilon_{Tk} \frac{\partial \overline{T}_k}{\partial r} \right). \quad (2.75)$$

- **H15 : On suppose que l'interface liquide/vapeur est à l'équilibre thermodynamique et que la température de la vapeur est uniforme et égale à la température de saturation. On néglige donc le flux de chaleur dans la phase vapeur.**

On a alors d'après l'équation 2.75 :

$$q_{mr}^{tot} = -\alpha_L (\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}) \frac{\partial \overline{T}_L}{\partial r} \quad (2.76)$$

Au delà des hypothèses **H13** et **H15**, la principale hypothèse de fermeture du modèle consiste à supposer que **le flux de chaleur total dans le mélange est proportionnel au gradient radial de température liquide.**

La combinaison des équations 2.34 et 2.47 avec les équations 2.64 et 2.76 conduit alors au système suivant :

$$\begin{cases} \rho_m [\nu_L + \varepsilon_{ML}] \frac{\partial V_{mz}}{\partial r} = -\frac{r}{R} \tau_w + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) u du \\ \alpha_L [\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}] \frac{\partial \overline{T}_L}{\partial r} = \frac{R}{r} \frac{\dot{m}_r(r)}{\dot{m}} q_w \end{cases} \quad (2.77)$$

Ce système peut se réécrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V_{mz}}{\partial r} = \frac{-\frac{r}{R}\tau_w + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) u du}{\rho_m [\nu_L + \varepsilon_{ML}]} \\ \frac{\partial \overline{\overline{T}}_L}{\partial r} = \frac{1}{\alpha_L [\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}]} \frac{R \dot{m}_r(r)}{r \dot{m}} q_w \end{array} \right. \quad (2.78)$$

Pour retrouver le système d'équations obtenu dans les travaux de Sato et Sadatomi (1981) (Eq. [8] et [19] pages 183 et 186), il suffit de ne pas introduire les hypothèses **H11** et **H12** (on garde $\alpha_L \rho_L$ et $\overline{\overline{V}}_{Lz}$) et de rajouter une hypothèse sur les profils de vitesse plats³ qui implique :

$$\frac{\dot{m}_r(r)}{\dot{m}} = \frac{r^2}{R^2}. \quad (2.79)$$

Cette partie a permis d'établir de façon rigoureuse, les différentes hypothèses conduisant à l'obtention des équations proposées par Sato et Sekoguchi (1975) et Sato et Sadatomi (1981) dans leurs travaux.

Afin de pouvoir intégrer ce système d'équations, il est désormais nécessaire de spécifier des relations pour les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie.

2.2.3 Fermeture des termes turbulents

Sato et Sekoguchi (1975) proposent de modéliser les diffusivités turbulentes en supposant qu'en écoulement diphasique, la turbulence dans le liquide est augmentée d'une contribution turbulente induite par la présence des bulles. Ils proposent donc l'expression suivante pour la diffusivité turbulente de quantité de mouvement :

$$\varepsilon_{ML} = \varepsilon' + \varepsilon'', \quad (2.80)$$

où ε' représente la diffusivité turbulente dans le liquide et ε'' la diffusivité turbulente induite par la présence des bulles.

Sato et Sekoguchi (1975) font alors l'hypothèse que les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie sont égales, ce qui revient à considérer un nombre de Prandtl turbulent⁴ unitaire.

3. Cette hypothèse implique de supposer que le profil de vitesse axiale est uniforme et égal à la vitesse moyenne dans toute la section.

4. Construit comme le rapport de ces deux diffusivités.

On a donc :

$$\text{Pr}_T \triangleq \frac{\varepsilon_{ML}}{\varepsilon_{TL}} = 1 \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_{ML} = \varepsilon_{TL} \quad (2.81)$$

Pour la diffusivité turbulente dans le liquide, Sato et Sekoguchi (1975) utilisent la corrélation de Reichardt (1951), établie en écoulement monophasique :

$$\varepsilon' = \frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \quad (2.82)$$

où k_1 et u^* désignent respectivement la constante de Von-Kármán ($k_1=0.4$) et la vitesse de frottement définie en écoulement monophasique par :

$$u^* \triangleq \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}}, \quad (2.83)$$

avec τ_w , la contrainte de cisaillement à la paroi.

L'analyse des résultats expérimentaux de Laufer (1954) par Van Driest (1956) ayant montré que l'expression précédente conduisait à une surestimation des transferts turbulents en très proche paroi, ce dernier propose d'introduire un facteur d'amortissement $A(r)$ défini par :

$$A(r) = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2, \quad (2.84)$$

qui peut aussi s'écrire :

$$A(y^+) = \left[1 - \exp \left[-\frac{y^+}{B} \right] \right]^2, \quad (2.85)$$

avec y^+ la distance à la paroi adimensionnalisée :

$$y^+ = \frac{(R-r)}{\nu_L} u^*. \quad (2.86)$$

La constante sans dimension B est ajustée à partir des essais de Laufer à une valeur égale à 16. Elle représente la distance à la paroi à partir de laquelle le facteur d'amortissement tend vers l'unité (amortissement nul). Dans nos conditions d'étude (REP, expérience DEBORA) cette distance est comprise entre 15 et 80 μm , ce qui est de l'ordre de grandeur du diamètre des bulles au détachement.

D'un point de vue dimensionnel, la diffusivité turbulente induite par la présence des bulles s'exprime comme le produit d'une échelle de longueur L_T par une échelle de vitesse U_T :

$$\varepsilon'' \sim L_T U_T. \quad (2.87)$$

Sato et Sadatomi (1981) proposent donc l'expression suivante pour la diffusivité induite par les bulles :

$$\varepsilon'' = A(r) k_2 \alpha_G(r) \frac{d_B(r)}{2} \widehat{U}_B, \quad (2.88)$$

où $\alpha_G(r)$, $d_B(r)$ et \widehat{U}_B désignent respectivement le profil radial de taux de présence de gaz, le profil radial de taille de bulles et la vitesse relative gaz/liquide moyennée dans la section. En l'absence de bulles ($\alpha_G = 0$), cette contribution devient nulle et on retrouve le cas limite monophasique.

La constante k_2 est ajustée à partir d'essais diphasiques eau/air à faible nombre de Reynolds. Signalons que pour ces essais, du glycérol a été rajouté à l'eau afin de diminuer les contraintes visqueuses et par conséquent de maximiser les contraintes turbulentes. La valeur de $k_2 = 1.2$ a été retenue.

La vitesse relative gaz/liquide est estimée par Sato et Sadatomi (1981) à l'aide de clichés photographiques pour des écoulements à bulles en liquide stagnant. Il proposent de considérer une valeur constante et égale à 0.2 m/s.

Dans le cadre de notre étude, nous avons choisi de remplacer cette vitesse par la vitesse de dérive moyenne relative aux écoulements à bulles définie par :

$$\widehat{V}_{Gj} \triangleq \frac{\langle \alpha_G V_{Gjz} \rangle}{\langle \alpha_G \rangle}, \quad (2.89)$$

où V_{Gjz} est la composante axiale de la vitesse locale de dérive de la phase gaz (Eq. 2.17).

Nous retiendrons pour cette grandeur, la corrélation proposée par Ishii (1977) :

$$\widehat{U}_B = \widehat{V}_{Gj} = \sqrt{2} \left(\frac{g\sigma\Delta\rho}{\rho_L^2} \right)^{\frac{1}{4}} (1 - \langle \alpha_G \rangle_2)^{1.75}, \quad (2.90)$$

où g désigne la gravité en m.s^{-2} , σ la tension de surface en N/m , $\Delta\rho = \rho_L - \rho_G$ et $\langle \alpha_G \rangle_2$ le taux de vide moyenné sur la surface de passage du fluide.

Si cette corrélation est cohérente avec l'ordre de grandeur retenu par Sato et Sadatomi (1981) pour des écoulements eau/air à pression atmosphérique, elle nous semble en revanche plus adaptée au cas des écoulements à forte pression et permet en outre de tenir compte d'effets liés à l'augmentation du nombre de bulles dans l'écoulement.

Le profil radial de taille de bulles est décrit par un modèle à trois zones (figure 2.2).

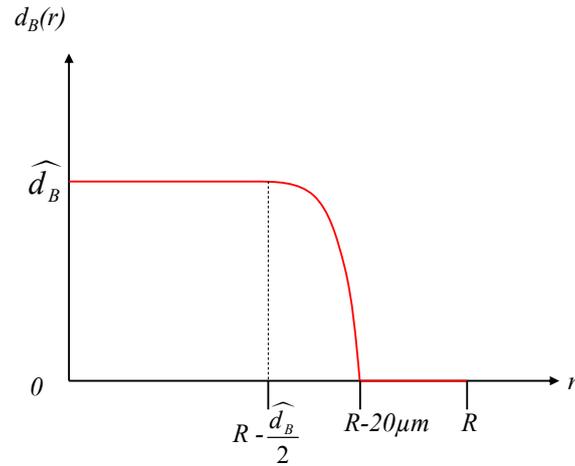


FIGURE 2.2 – Distribution radiale du diamètre de bulles dans la conduite.

On retrouve :

- une zone à cœur où le diamètre de bulles est supposé uniforme et égal à \widehat{d}_B (diamètre des bulles moyenné sur la section),
- une zone en proche paroi d’une épaisseur de $E=20 \mu\text{m}$ dans laquelle on supposera ce diamètre nul (pas de bulles),
- une zone de raccordement de type loi parabolique.

Le profil global s’écrit :

$$d_B(r) = \begin{cases} \frac{\widehat{d}_B}{2} & -0 \leq r \leq R - \frac{\widehat{d}_B}{2} \\ 4(R-r) \frac{(\widehat{d}_B + r - R)}{2} & R - \frac{\widehat{d}_B}{2} < r \leq R - 20 \mu\text{m} \\ 0 & R - 20 \mu\text{m} < r \leq R \end{cases} \quad (2.91)$$

Deux remarques sur le modèle de Sato et Sadatomi (1981) peuvent être formulées :

1. La modélisation du profil radial de taille de bulles nous semble sujette à caution. En effet en écoulement bouillant, la vapeur est directement produite à la paroi. Il n’y a donc *a priori* pas de raison que le profil radial de taille de bulles se raccorde avec une valeur nulle en paroi comme le suggèrent Sato et Sadatomi (1981). Notons cependant que pour des écoulements liquide/gaz dans lesquels le gaz n’est pas produit ou injecté

au travers de la paroi, le modèle ne semble en revanche pas incohérent.

2. Ce modèle qui consiste à introduire une diffusion supplémentaire ne peut *a priori* pas reproduire des situations d'écoulements pour lesquels il y aurait suppression de la turbulence par les bulles (Wang *et al.*, 1987).

2.3 Mise en œuvre du modèle

2.3.1 Détermination du profil de vitesse de mélange

Compte tenu de ce qui a été présenté précédemment, le calcul de la vitesse de mélange V_{mz} s'obtient par résolution du système 2.92 constitué de l'équation de bilan de quantité de mouvement et du bilan de masse, équation qui servira de condition d'arrêt de l'algorithme. La méthode de résolution RUNGE-KUTTA d'ordre 4 à pas adaptatif sera mise en œuvre selon l'algorithme décrit sur la figure 2.3.

Le langage de programmation adopté dans toute cette étude est MATLAB[®].

En résumé, on donne expérimentalement :

- les propriétés physiques et de transport à la pression et à la température moyenne du liquide T_{Lb} , la pression étant supposée uniforme dans tout le tube,
- le profil de taux de vide radial $\alpha_G(r)$ expérimental,
- la valeur expérimentale du diamètre des bulles \widehat{d}_B moyenné sur la section,
- la valeur expérimentale de la vitesse massique G .

On ferme :

- la valeur de la vitesse de dérive moyenne sur la section \widehat{U}_B estimée à l'aide de la corrélation d'Ishii (1977) et du taux de vide moyen mesuré sur la section,
- la vitesse de frottement u^* supposée uniforme et dont la valeur est calculée à l'aide d'une corrélation adaptée (McAdams, 1954 et Friedel, 1979).

On cherche :

- le profil radial de vitesse axiale de mélange $V_{mz}(r)$,
- la valeur de la contrainte de frottement pariétal τ_w .

Équations de bilan

$$\frac{\partial V_{mz}}{\partial r} = \frac{1}{\rho_m [\nu_L + \varepsilon_{ML}]} \left[-\frac{r}{R} \tau_w + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) u du \right] \quad (2.92)$$

$$G = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \rho_m V_{mz} 2\pi u du \quad \text{Condition d'arrêt de l'algorithme.}$$

Relations de fermeture

$$\varepsilon_{ML} = \varepsilon' + \varepsilon''$$

$$\varepsilon' = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 \frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]$$

$$\varepsilon'' = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 k_2 \alpha_G(r) \frac{d_B(r)}{2} \widehat{U}_B$$

$$B = 16 \quad k_1 = 0.4 \quad k_2 = 1.2 \quad (2.93)$$

$$\widehat{U}_B = \sqrt{2} \left(\frac{g\sigma\Delta\rho}{\rho_L^2} \right)^{\frac{1}{4}} (1 - \langle \alpha_G \rangle_2)^{1.75} \quad u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}}$$

$$d_B(r) = \begin{cases} \frac{\widehat{d}_B}{2} & -0 \leq r \leq R - \frac{\widehat{d}_B}{2} \\ 4(R-r) \frac{(\widehat{d}_B + r - R)}{2} & R - \frac{\widehat{d}_B}{2} < r \leq R - 20 \mu\text{m} \\ 0 & R - 20 \mu\text{m} < r \leq R \end{cases}$$

Condition à la limite

$$V_{mz}(R) = 0 \quad (2.94)$$

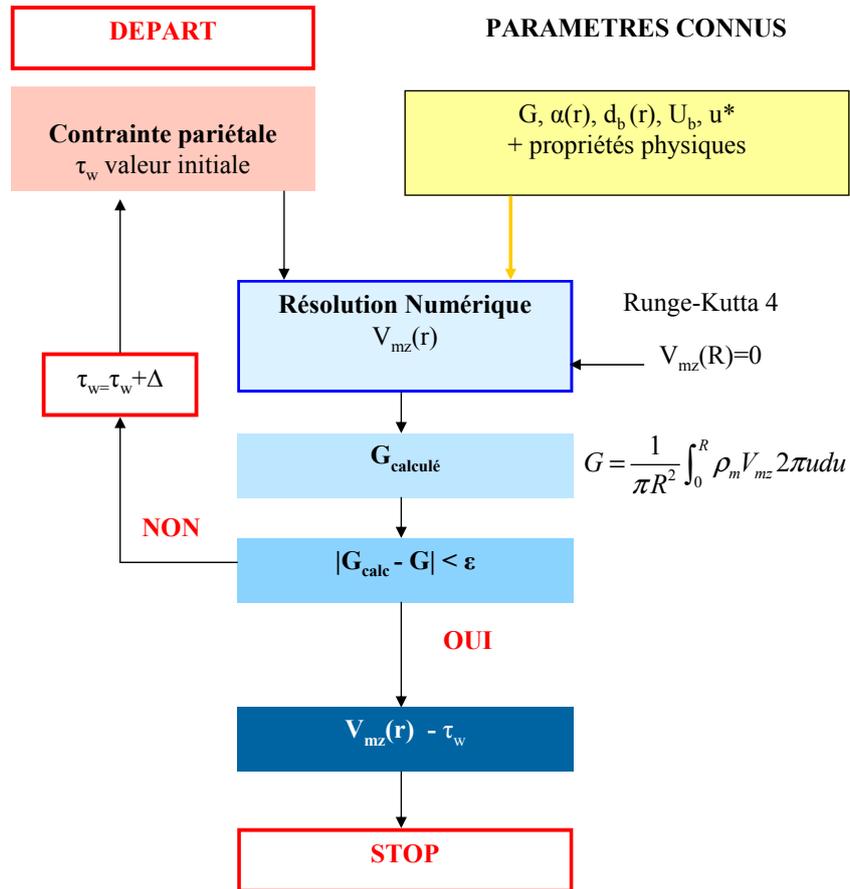


FIGURE 2.3 – Diagramme du calcul itératif pour la distribution de vitesse.

2.3.2 Détermination du profil de température liquide

La détermination du profil de température liquide s'obtient par résolution du système d'équations 2.95. On doit encore résoudre un système à deux équations de deux inconnues, qui sont $\overline{\overline{T}}_L$ et la température du liquide à la paroi T_W .

L'analyse des équations à résoudre montre, qu'en plus des paramètres nécessaires à la résolution de l'intégration du profil de vitesse, il faut également disposer :

- de la vitesse de mélange V_{mz} pour calculer le débit massique local $\dot{m}_r(r)$. Cette vitesse s'obtient à partir de la résolution du système précédent (Eq. 2.92),
- de l'enthalpie liquide débitante moyennée sur la section, qui s'obtient grâce au bilan thermique 1D (intégration de l'équation 2.45),
- de la vitesse liquide $\overline{\overline{V}}_{Lz}$,
- du flux de chaleur pariétal q_w (donnée expérimentale).

Notons que, contrairement au cas de l'intégration du profil de vitesse, la condition à la limite T_W est une inconnue à déterminer.

L'algorithme de résolution est décrit sur la figure 2.4.

En résumé, on donne expérimentalement :

- les propriétés physiques et de transport à la pression et à la température moyenne du liquide, la pression étant supposée uniforme dans tout le tube,
- le profil de taux de vide radial $\alpha_G(r)$ expérimental,
- la valeur expérimentale du diamètre des bulles \widehat{d}_B moyenné sur la section,
- la valeur expérimentale de la vitesse massique G ,
- le flux de chaleur expérimental pariétal q_w ,
- l'enthalpie liquide débitante H_L obtenue par bilan 1D.

On ferme :

- la valeur de la vitesse de dérive moyenne sur la section \widehat{U}_B estimée à l'aide de la corrélation d'Ishii (1977) et du taux de vide moyen expérimental,
- la vitesse de frottement u^* supposée uniforme et dont la valeur est calculée à l'aide d'une corrélation adaptée (McAdams, 1954 et Friedel, 1979).

La résolution mécanique donne :

- le profil radial de vitesse axiale du mélange : V_{mz} .

On cherche :

- le profil radial de température liquide $\overline{\overline{T}}_L(r)$,
- la valeur de la température de paroi mouillée T_W .

Équations de bilan

$$\frac{\partial \overline{T}_L}{\partial r} = \frac{1}{\alpha_L [\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}]} \frac{R \dot{m}_r(r, z)}{r \dot{m}(z)} q_w$$

$$H_L = \frac{\int_0^R \overline{V}_{Lz} \rho_L c_{pL} \overline{T}_L 2\pi r dr}{\int_0^R \overline{V}_{Lz} \rho_L 2\pi r dr} \quad \text{Condition d'arrêt de l'algorithme.} \quad (2.95)$$

Relations de fermeture

$$\varepsilon_{TL} = \varepsilon' + \varepsilon''$$

$$\varepsilon' = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 \frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]$$

$$\varepsilon'' = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 k_2 \alpha_G(r) \frac{d_B(r)}{2} \widehat{U}_B$$

$$B = 16 \quad k_1 = 0.4 \quad k_2 = 1.2 \quad (2.96)$$

$$\widehat{U}_B = \sqrt{2} \left(\frac{g\sigma\Delta\rho}{\rho_L^2} \right)^{\frac{1}{4}} (1 - \langle \alpha_G \rangle_2)^{1.75} \quad u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}}$$

$$d_B(r) = \begin{cases} \frac{\widehat{d}_B}{2} & -0 \leq r \leq R - \frac{\widehat{d}_B}{2} \\ 4(R-r) \frac{(\widehat{d}_B + r - R)}{2} & R - \frac{\widehat{d}_B}{2} < r \leq R - 20 \mu\text{m} \\ 0 & R - 20 \mu\text{m} < r \leq R \end{cases}$$

Condition à la limite

$$\overline{T}_L(R) = T_W \quad (2.97)$$

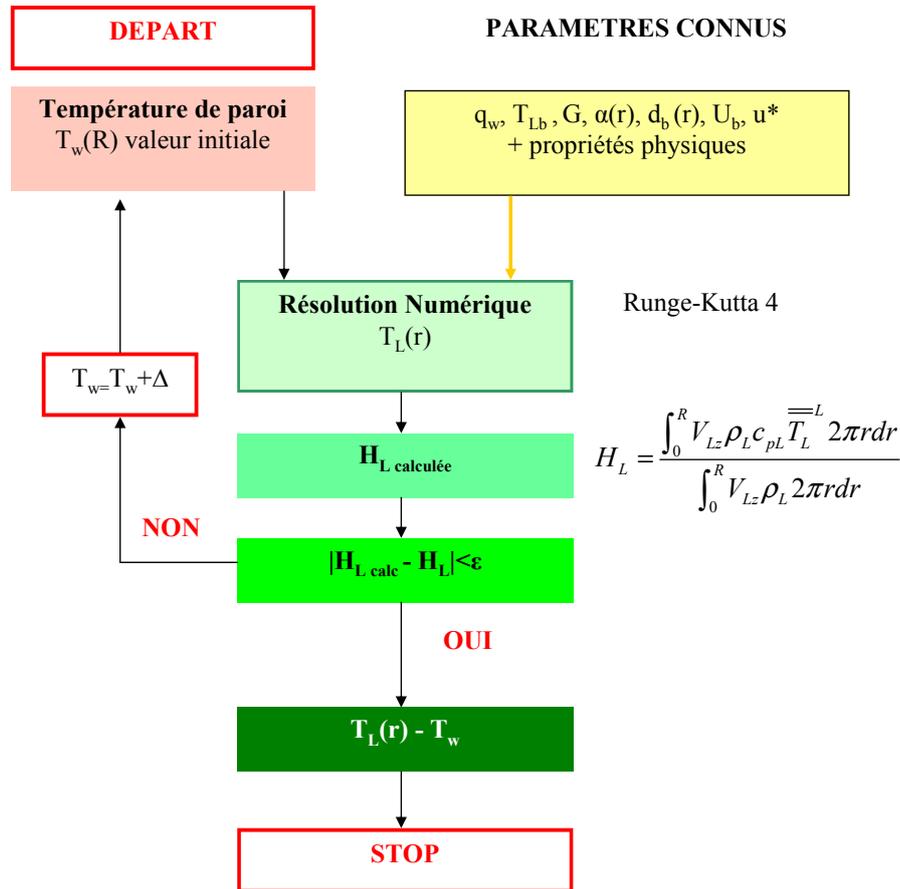


FIGURE 2.4 – Diagramme du calcul itératif pour la distribution de température liquide.

Remarque sur l'enthalpie débitante H et les titres X et X_{eq}

Afin d'éviter toute confusion par la suite on précise ici quelques définitions de grandeurs moyennées sur une section de passage du fluide.

L'enthalpie débitante du mélange $H_m(z)$:

$$H_m(z) \triangleq \frac{\sum_{k=L,G} \left\langle \overline{\rho_k^k} \alpha_k \overline{V_{kz}^k} \overline{h_k^k} \right\rangle_2}{\sum_{k=L,G} \left\langle \overline{\rho_k^k} \alpha_k \overline{V_{kz}^k} \right\rangle_2} = \frac{\sum_{k=L,G} \left\langle \overline{\rho_k^k} \alpha_k \overline{V_{kz}^k} \overline{h_k^k} \right\rangle_2}{G}. \quad (2.98)$$

L'enthalpie débitante de la phase k moyennée sur la section, $H_k(z)$ est définie par :

$$H_k(z) \triangleq \frac{\left\langle \overline{\rho_k^k} \alpha_k \overline{V_{kz}^k} \overline{h_k^k} \right\rangle_2}{\left\langle \overline{\rho_k^k} \alpha_k \overline{V_{kz}^k} \right\rangle_2}. \quad (2.99)$$

Le titre massique de vapeur moyen :

$$X(z) \triangleq \frac{\left\langle \alpha_G \overline{V_{Gz}^G} \overline{\rho_G^G} \right\rangle_2}{\sum_{k=L,G} \left\langle \overline{\rho_k^k} \alpha_k \overline{V_{kz}^k} \right\rangle_2} \triangleq \frac{\left\langle \alpha_G \overline{V_{Gz}^G} \overline{\rho_G^G} \right\rangle_2}{G}, \quad (2.100)$$

avec G la vitesse massique de fluide en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

C'est le rapport du débit massique de gaz au débit massique total.

En combinant les relations 2.98, 2.99 et 2.100, l'enthalpie débitante du mélange s'écrit également :

$$H_m(z) \triangleq X(z)H_G(z) + (1 - X(z))H_L(z). \quad (2.101)$$

Le titre thermodynamique à l'équilibre :

$$X_{eq}(z) \triangleq \frac{H_m(z) - H_{L,sat}}{\mathcal{L}}, \quad (2.102)$$

où $H_{L,sat}$ est l'enthalpie liquide à saturation et $\mathcal{L} = H_{G,sat} - H_{L,sat}$ est la chaleur latente de vaporisation du fluide à la pression du système.

2.4 Validation sur des cas de référence

Nous présentons dans ce paragraphe, les calculs que nous avons effectués dans une phase préliminaire afin de valider la mise en œuvre du modèle précédemment exposé. Trois configurations ont été testées :

- un cas monophasique correspondant aux essais réalisés par Laufer (1954) (cas CL),
- deux cas diphasiques correspondants aux essais réalisés et analysés par Sato et Sadatomi (1981).
 - un essai adiabatique (cas CS1),
 - un essai diphasique avec chauffage pariétal sans changement de phase (cas CS2).

2.4.1 Cas monophasique - Données de Laufer (1954)

Laufer (1954) a mesuré le profil de vitesse pour un écoulement d'air dans une soufflerie de diamètre interne $D_i = 25.68$ cm. Nous retenons pour notre étude deux configurations correspondantes aux deux valeurs suivantes de nombre de Reynolds $Re=50000$ et $Re=500000$, nommées respectivement : cas Laufer 1 et 2 (CL1 et CL2).

Les propriétés thermophysiques de l'air sont fixées pour les deux cas à :

- $\rho_{air} = 1.3 \text{ kg.m}^{-3}$,
- $\mu_{air} = 1.8.10^{-5} \text{ Pa.s}$.

Dans ce cas, la vitesse de mélange se réduit à la vitesse du gaz et le système d'équations à résoudre se réduit à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \overline{V}_{Gz}}{\partial r} = \frac{-\frac{r}{R}\tau_w}{\rho_G [\nu_G + \varepsilon']} \\ G = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \rho_G \overline{V}_{Gz} 2\pi u du \end{array} \right. \quad (2.103)$$

La vitesse de frottement u^* , qui intervient dans ε' , s'obtient à partir de la corrélation de McAdams (1954) pour le coefficient de frottement pariétal C_f :

$$C_f = 0.036 Re^{-0.1818} \quad \text{pour } 4.10^4 \leq Re \leq 10^7 \quad (2.104)$$

$$\tau_w = \frac{C_f}{2} \rho_{air} \left(\frac{G}{\rho_{air}} \right)^2 \quad (2.105)$$

Le tableau 2.1 et la figure 2.5 présentent les résultats obtenus.

On note $u_{imposee}^*$ la vitesse de frottement imposée dans l'expression de la diffusivité turbulente (Eq. 2.93) qui est ici calculée à partir de la corrélation de McAdams (1954). Elle s'écrit :

$$u_{imposee}^* = \sqrt{\frac{\tau_{w-imposee}}{\rho_{air}}}, \quad (2.106)$$

où $\tau_{w-imposee}$ est calculée par la corrélation de McAdams.

On retrouve également dans le tableau $\tau_{w-modele}$, qui est la contrainte de frottement pariétal calculée par le modèle de façon à satisfaire le bilan de masse, et enfin u_{modele}^* qui est la vitesse de frottement calculée à partir de la contrainte itérée définie par :

$$u_{modele}^* = \sqrt{\frac{\tau_{w-modele}}{\rho_{air}}}. \quad (2.107)$$

Cas	Re	G ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	$\tau_{w-modele}$ (Pa)	u_{modele}^* (m/s)	$u_{imposee}^*$ (m/s)
CL1	50000	3.64	$2.72.10^{-2}$	0.145	0.144
CL2	500000	36.60	1.69	1.14	1.141

TABLE 2.1 – Paramètres et résultats des calculs pour les cas de Laufer CL1 et CL2. Contraintes et vitesses de frottement calculées par le modèle confrontées à la vitesse estimée par la corrélation de McAdams (1954) et imposée dans le modèle.

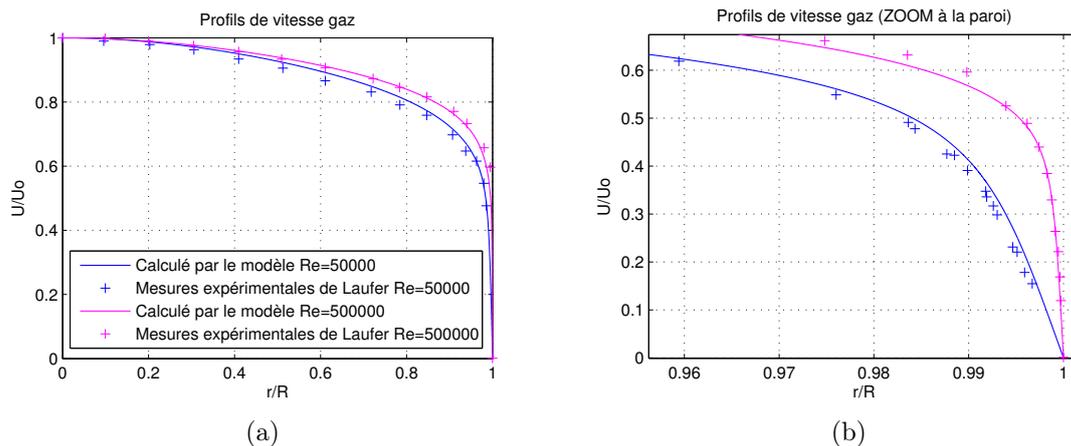


FIGURE 2.5 – Cas CL1 et CL2. (a) Comparaison des profils de vitesse axiale calculés par le modèle avec les mesures. (b) Zone de proche paroi.

On constate un bon accord entre les profils mesurés et ceux calculés. Il en est de même pour les vitesses de frottement calculées et imposées.

2.4.2 Cas diphasique adiabatique - Données de Sato et Sadatomi (1981)

Cet essai correspond à un écoulement diphasique adiabatique eau/air dans un tube de diamètre $D_i = 26$ mm. Le tableau 2.2 résume les principales caractéristiques de l'essai.

Cas	P (bar)	T_{Lb} (°C)	J_L (m/s)	J_G (m/s)	$\langle \alpha_G \rangle_2$	G (kg/m ² .s)	\widehat{U}_B (m/s)	\widehat{d}_B (mm)	X	$u_{imposee}^*$ (m/s)
CS1	1.15	30	0.5	0.105	0.131	498	0.2	4.4	$2.72 \cdot 10^{-4}$	$3.9 \cdot 10^{-2}$

TABLE 2.2 – Paramètres de l'essai CS1.

La température moyenne débitante du liquide est notée T_{Lb} , J_L et J_G sont les vitesses débitantes liquide et gaz encore appelées vitesses apparentes ou vitesses superficielles :

$$J_k \triangleq \left\langle \alpha_k \overline{V_{kz}^k} \right\rangle_2. \quad (2.108)$$

Le titre massique moyen de gaz est défini par l'équation 2.100. Il est relié à l'équation 2.108 par :

$$X = \frac{\rho_G J_G}{G}. \quad (2.109)$$

Le profil expérimental de taux de vide α_G est représenté sur la figure 2.6a. L'échelle caractéristique de vitesse turbulente $u_{imposee}^*$ est obtenue utilisant la corrélation de Friedel (1979) détaillée dans l'annexe A et réputée comme étant la corrélation de frottement diphasique de référence (Delhay, 2008).

Les propriétés thermophysiques et de transport sont calculées à l'aide des tables du NIST (*National Institute of Standards and Technology*) et sont résumées dans le tableau 2.3

Cas	P (bar)	T_{Lb} (°C)	ρ_{eau} (kg.m ⁻³)	ρ_{air} (kg.m ⁻³)	ν_{eau} (m ² .s ⁻¹)	ν_{air} (m ² .s ⁻¹)	σ_{eau} (N/m)
CS1	1.15	30	995.6	1.29	$8.01 \cdot 10^{-7}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$5.82 \cdot 10^{-2}$

TABLE 2.3 – Propriétés thermophysiques et de transport pour le cas CS1.

Afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux de Sato et Sadatomi (1981), il est nécessaire de déterminer la vitesse liquide à partir du calcul de la vitesse de mélange.

La figure 2.6b sur laquelle on a représenté le profil radial de vitesse liquide expérimental et le profil de vitesse de mélange calculé suggère une relation du type homothétique :

$$\overline{V_{Lz}}^L(r) = CV_{mz}(r), \quad (2.110)$$

où C est une constante évaluée de façon itérative, par conservation de la vitesse débitante liquide J_L :

$$J_L = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \alpha_L(r) \overline{V_{Lz}}^L(r) 2\pi r dr = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \alpha_L(r) CV_{mz}(r) 2\pi r dr. \quad (2.111)$$

En pratique pour cet essai eau/air, la masse volumique de l'air étant négligeable devant celle du liquide on trouve une constante C très proche de 1 qui implique $\overline{V_{Lz}}^L(r) \approx V_{mz}(r)$.

Le tableau 2.4 et la figure 2.6b présentent les résultats obtenus. On observe également un très bon accord entre les profils mesurés et les profils calculés.

Cas	$\tau_{w-impose}$ (Pa)	$u_{imposee}^*$ (m/s)	dans ε'	$\tau_{w-modele}$ (Pa)	τ_{w-Sato} calcul (Pa)	τ_{w-exp} (Pa)
CS1	1.528	$3.92 \cdot 10^{-2}$		1.476	1.47	2.15

TABLE 2.4 – Cas CS1. Contrainte calculée par le modèle $\tau_{w-modele}$, contrainte calculée par Sato τ_{w-Sato} et contrainte mesurée τ_{w-exp} .

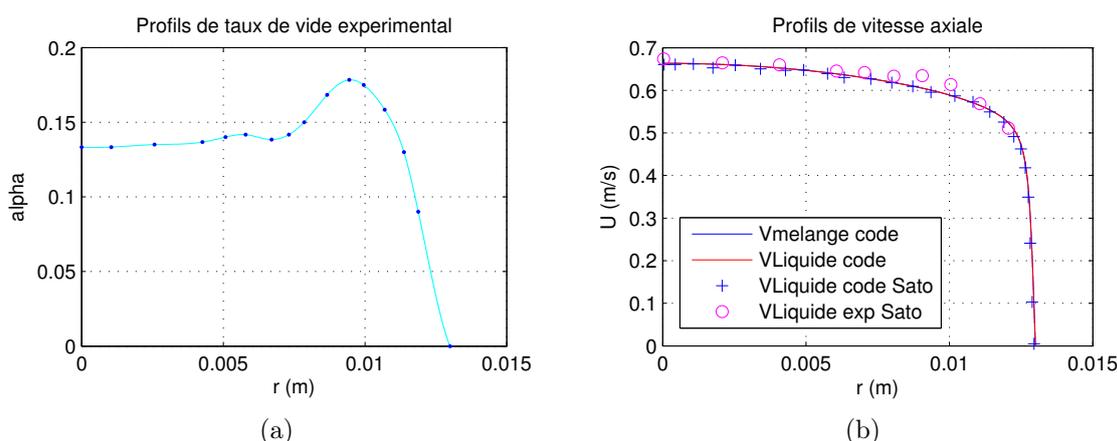


FIGURE 2.6 – Cas CS1. (a) Profil de taux de vide mesuré. (b) Comparaison des profils de vitesse axiale. Vitesses de mélange et de liquide calculées par le modèle, vitesse de liquide calculée par Sato et vitesse mesurée.

2.4.3 Cas diphasique chauffant - Données de Sato et Sadatomi (1981)

La configuration expérimentale testée est identique à celle du cas précédent mais la conduite est chauffée à la paroi et présente un diamètre intérieur $D_i = 16.9$ mm. Les conditions d'essais sont résumées dans le tableau 2.5.

Cas	P (bar)	J_L (m/s)	J_G (m/s)	$\langle \alpha_G \rangle_2$	G (kg/m ² .s)	\widehat{U}_B (m/s)	\widehat{d}_B (m)	X	q_w (kW.m ⁻²)
CS2	1	0.93	0.13	0.078	927.8	0.2	$2.4.10^{-3}$	$1.72.10^{-4}$	117

TABLE 2.5 – Paramètres de l'essai CS2.

Dans leur article, Sato et Sadatomi (1981) font deux hypothèses supplémentaires :

— hypothèse des profils de vitesse plats ($V_{mz} = \text{constante}$) qui implique :

$$\frac{\dot{m}_r(r)}{\dot{m}} = \frac{r^2}{R^2}, \quad (2.112)$$

— propriétés thermophysiques et de transport évaluées à la température de film définie par :

$$T_f = \frac{T_{Lb} + T_W}{2}. \quad (2.113)$$

Afin de comparer nos résultats avec ceux de Sato, on fera également le calcul en prenant en compte ces hypothèses.

On utilise donc les propriétés du tableau 2.6 qui sont déterminées à la pression de l'essai et pour la température de film T_f .

Pour tous les tests, on fixe $\rho_{air} = 1.23$ kg.m⁻³, $\nu_{air} = 1.3.10^{-5}$ m².s⁻¹ et $\sigma_L = 0.059$ N/m.

Cas	T_{Lb} (°C)	T_W (°C)	T_f (°C)	μ_L (Pa.s)	ρ_L (kg.m ⁻³)	λ_L (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	c_{pL} (J.kg ⁻¹)
CS2 (prop. à T_f)	14.56	32.4	23.48	$9.21.10^{-4}$	997.42	0.604	4182

TABLE 2.6 – Propriétés thermophysiques et de transport de l'essai CS2 évaluées à la température de film T_f .

La vitesse de frottement $u_{imposee}^*$ est estimée par la corrélation de Friedel (1979).

Le tableau 2.7 et la figure 2.7b présentent les résultats obtenus.

Cas	hypothèse profil plat	$u_{imposee}^*$ (m/s)	T° des prop. physiques (°C)	$T_{W-modelle}$ (°C)	T_{W-sato} (°C)	T_{W-exp} (°C)
CS2a	OUI	$6.8 \cdot 10^{-2}$	T_f	31.48	35.9	32.4
CS2b	OUI	$6.8 \cdot 10^{-2}$	T_{Lb}	33.87	35.9	32.4
CS2c	NON	$6.8 \cdot 10^{-2}$	T_f	31.76	35.9	32.4
CS2d	OUI	6.10^{-2} (Friedel -10%)	T_{Lb}	35.96	35.9	32.4

TABLE 2.7 – Essai CS2. Températures de paroi calculées par le modèle en fonction des propriétés thermophysiques imposées, de la vitesse de frottement imposée et de l’hypothèse des profils de vitesse plats. Comparaison à la température calculée par Sato et à la valeur expérimentale.

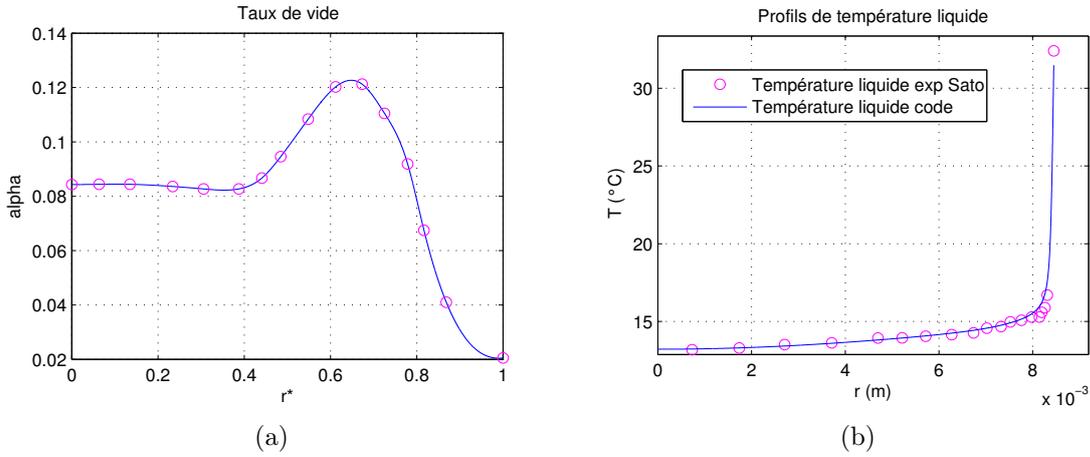


FIGURE 2.7 – Cas CS2a. (a) Profil de taux de vide mesuré. (b) Profil de température liquide calculé avec les propriétés estimées à T_f . Comparaison au profil mesuré.

$T_{W-modelle}$ est la température de paroi calculée par notre modèle, T_{W-sato} la température de paroi calculée par Sato et Sadatomi (1981) et T_{W-exp} la température de paroi mesurée expérimentalement.

Les résultats du modèle sont, dans l’ensemble, cohérents et comparables à ceux obtenus par Sato. Si l’accord entre les profils de température liquide calculés et ceux mesurés expérimentalement est très bon à cœur, en revanche les résultats de calculs sont très sensibles dans la zone pariétale à la façon dont les propriétés physiques du fluide sont calculées. Si on estime ces dernières à la température moyenne T_{Lb} pour le test CS2b au lieu de la température de film T_f (test CS2a), une variation de T_W de l’ordre de 3 °C est observée.

On réalise un test CS2c sans faire l’hypothèse des profils de vitesse plats (avec le terme de profil $\frac{\dot{m}_r(r)}{\dot{m}}$). Le profil de température liquide obtenu est alors très proche à cœur du test CS2a, seule la température de paroi passe de 31.48 °C à 31.76 °C. On peut donc en conclure que l’hypothèse des profils plats est relativement peu couteuse

sur T_W . par ailleurs sa prise en compte permet de diminuer significativement les temps de calculs.

Enfin, la méthode d'estimation de la vitesse de frottement n'est pas précisée dans l'article de Sato et Sadatomi (1981). La corrélation de Friedel (1979) a néanmoins été utilisée, mais il est possible que Sato ait utilisé une autre corrélation. Le test CS2d de sensibilité à ce paramètre a été réalisé afin d'estimer son importance. Le tableau 2.7 montre les températures de paroi obtenues si on modifie la vitesse de frottement de 10%. On observe que les résultats obtenus avec cette nouvelle vitesse $u_{imposee}^*$ sont beaucoup plus proches de ceux obtenus par Sato. On remarque donc que le calcul de T_W est très sensible à cette échelle de turbulence $u_{imposee}^*$ et qu'il n'est pas facile de comparer des résultats sans connaître les paramètres exacts utilisés par Sato.

2.4.4 Conclusions sur les cas tests

L'analyse des résultats présentés permet de valider la mise en œuvre de notre modèle. On peut remarquer que le modèle de turbulence de Sato semble suffisant pour donner une bonne description des transferts de quantité de mouvement et d'énergie pour les écoulements à bulles chauffés. On notera enfin la grande sensibilité de la température de paroi T_W aux propriétés thermophysiques et de transport choisie et aux échelles de turbulence (u^*). La suite de l'analyse sera donc consacrée à l'étude des écoulements bouillants à l'aide, dans un premier temps, du modèle qui vient d'être présenté.

Chapitre 3

La banque de données expérimentale DEBORA

A des fins de caractérisation et de compréhension de la structure des écoulements diphasiques bouillants de type REP, une banque de données expérimentales a été constituée. Ce chapitre est consacré à sa description générale ainsi qu'à la présentation d'une sélection d'essais, qui serviront de support à l'analyse des résultats fournis par le modèle décrit au chapitre précédent. Ces essais seront choisis de façon à couvrir l'ensemble du domaine thermohydraulique décrit dans la banque de données, dont la condition centrale ($P=26$ bar, $G=3000$ kg.m⁻².s⁻¹ en Fréon) correspond au régime nominal de fonctionnement d'un REP ($P=155$ bar, $G=3000$ kg.m⁻².s⁻¹ en eau) au regard des critères de transposition (Eq. 3.1 à 3.4). On s'intéressera également à des conditions d'essais plus atypiques correspondantes à des régimes à bas débit (situation de perte de débit) mais également à des conditions proches de la crise d'ébullition. Une analyse des données acquises sera réalisée en complément à celle menée par Manon (2000). Elle a pour but de vérifier la cohérence des mesures de taux de vide, de température et les bilans thermiques en monophasique et en diphasique.

3.1 Présentation générale du dispositif et de la base de données

3.1.1 Le dispositif expérimental

L'installation expérimentale DEBORA, implantée au Laboratoire de Thermohydraulique Diphasique et Accidents Graves du CEA de Grenoble (LTDA), a été conçue

dans le cadre des études de sûreté des REP. Sa vocation est d'étudier, à une échelle locale (CFD), l'évolution de la structure d'un écoulement diphasique bouillant, depuis le début de l'ébullition (*onset of nucleate boiling*) jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition (*departure from nucleate boiling*).

L'installation DEBORA est décrite en détail par Garnier (1993). Nous nous contenterons ici de rappeler qu'elle se compose de deux circuits couplés :

- un circuit principal constitué d'une pompe, d'une préchauffe à effet Joule direct, d'une section d'essais chauffée par effet Joule direct, d'un mélangeur où se condense la vapeur produite dans la section d'essais, d'un échangeur et de trois redresseurs ($2 \times 100 \text{ kW} + 1 \times 40 \text{ kW}$). La pression primaire est imposée par un pressuriseur à ciel de vapeur.
- un circuit secondaire constitué d'un stockage, d'un compresseur permettant la vidange et le remplissage de la boucle, d'un condenseur pour liquéfier le Fréon en phase de vidange ainsi qu'une pompe à vide destinée à abaisser la pression dans la boucle avant remplissage, pour éliminer toute trace d'eau résiduelle et d'air dans le circuit.

L'installation est décrite en annexe E.

Quatre paramètres thermodynamiques de contrôle sont ajustables sur l'installation :

- la pression en sortie de section d'essais P_s ,
- le débit massique \dot{m} en entrée de section d'essais,
- la température du liquide en entrée de section d'essais T_e ,
- la puissance électrique transmise au fluide par effet Joule direct Q .

3.1.2 Le domaine d'étude et les transpositions

Cette section aborde la problématique, largement étudiée (Bouré, 1970, Ahmad, 1973, François, 2001, *etc.*) des critères de transposition permettant de simuler, à l'aide d'un fluide alternatif, le phénomène de crise d'ébullition en eau dans des conditions expérimentales moins contraignantes.

L'installation a été dimensionnée pour simuler les écoulements en conditions REP. En termes de gammes de paramètres thermohydrauliques, cela correspond aux conditions en eau suivantes :

- une pression P_s variant entre 100 et 180 bar,
- une vitesse massique G variant entre 500 et 5000 $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$,
- un flux chauffant q_w compris entre 0 et 6 MW.m^{-2} ,

— un titre thermodynamique à l'équilibre en sortie X_{eq} compris entre -0.4 et +0.4.

Ces conditions rendant délicate toute mise en œuvre d'une instrumentation locale, il a été finalement choisi d'utiliser un fluide frigorigène (Fréon R12 puis Fréon R134A) comme fluide caloporteur. Des études ont été établies (Stevens et Kirby, 1964 et Ahmad, 1973) que l'eau/vapeur à haute pression présente des similitudes de comportement au regard de la crise d'ébullition avec le Fréon, mais pour des niveaux de température, de densité de puissance et de pression bien plus faibles.

L'installation DEBORA étant pilotée par quatre paramètres de contrôle, il faut donc, pour **une géométrie imposée**, disposer de quatre critères de transposition. Les relations suivantes ont été adoptées :

1 - RAPPORT DES MASSES VOLUMIQUES IDENTIQUE

$$\left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)_{sat}^{eau} = \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)_{sat}^{Freon} \quad (3.1)$$

Cette identité pilote la correspondance des pressions entre le fluide réel (eau) et le fluide prototype (Fréon). A la saturation, on peut tracer pour chaque fluide, l'évolution de la pression en fonction du rapport des masses volumiques et identifier pour la pression de fonctionnement REP, la pression correspondante en Fréon.

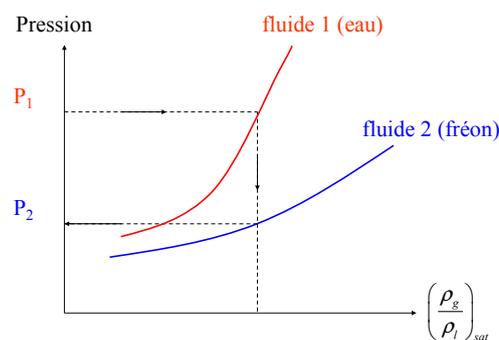


FIGURE 3.1 – Correspondance des pressions en fonction du rapport des masses volumiques (Eq. 3.1).

Pour exemple, le rapport des masses volumiques correspondant à une pression REP en eau de 153 bar (température de saturation de 340 °C) s'obtient pour une pression en Fréon R12 de 26 bar (température de saturation de 87 °C).

2 - NOMBRE DE WEBER (We) IDENTIQUE

$$We^{eau} \triangleq \left(\frac{G^2 R}{\rho_{L,sat} \sigma} \right)^{eau} = \left(\frac{G^2 R}{\rho_{L,sat} \sigma} \right)^{Freon} \triangleq We^{Freon} \quad (3.2)$$

G est la vitesse massique, R le rayon de la conduite et σ la tension de surface du fluide. Ce critère de transposition est adopté pour déterminer les vitesses massiques équivalentes.

3 - TITRE THERMODYNAMIQUE D'ENTRÉE IDENTIQUE

$$X_{eq,entree}^{eau} \triangleq \left(\frac{H_{L,entree} - H_{L,sat}}{\mathcal{L}} \right)_{eau} = \left(\frac{H_{L,entree} - H_{L,sat}}{\mathcal{L}} \right)_{Freon} \triangleq X_{eq,entree}^{Freon}, \quad (3.3)$$

où $H_{L,entree}$ est l'enthalpie moyenne du fluide¹ en entrée de section d'essais et \mathcal{L} la chaleur latente de vaporisation du fluide. Ce critère permet de déterminer la température d'entrée équivalente pour la pression considérée.

4 - NOMBRE D'ÉBULLITION (Bo) IDENTIQUE

$$Bo^{eau} \triangleq \left(\frac{q_w}{G\mathcal{L}} \right)^{eau} = \left(\frac{q_w}{G\mathcal{L}} \right)^{Freon} \triangleq Bo^{Freon} \quad (3.4)$$

Ce critère permet d'établir la correspondance entre les densités de flux thermique q_w pour les deux fluides.

5 - GÉOMÉTRIE IDENTIQUE

Les respect de ces cinq critères implique alors l'égalité des titres thermodynamiques à l'équilibre X_{eq} entre le fluide simulant et le fluide simulé.

Le tableau 3.1 présente les domaines thermohydrauliques équivalents au sens des critères de transposition précédents.

1. Le fluide doit être liquide à l'entrée de la section d'essais afin d'éviter tout risque de cavitation de la pompe.

Fluide	Eau	Fréon R12/R134A
Pression P_s (bar)	100 - 180	14 - 30
Vitesse massique \dot{m} ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	500 - 5000	500 - 5000
Densité de flux thermique q_w ($\text{MW}\cdot\text{m}^{-2}$)	0.6 - 6	0.05 - 0.65
Titre thermodynamique X_{eq}	(-0.4) - (+0.4)	(-0.4) - (+0.4)

TABLE 3.1 – Similitude Eau-Fréon. Correspondance des gammes de paramètres de contrôle.

3.1.3 La section d’essais

La section d’essais est constituée d’un tube de section circulaire en acier inox 316TI de diamètre interne $D_i = 19.2$ mm (± 0.02 mm), de diamètre externe $D_e = 21.2$ mm (± 0.05 mm) et d’épaisseur $e = 1$ mm (± 0.01 mm). La longueur du tube est de $L = 3.485$ m. Ce dernier peut-être chauffé sur tout ou partie de sa longueur.

Le tube d’essais est muni à sa sortie d’une tête portant le système de déplacement des sondes locales de mesure. Le schéma de la section d’essais expérimentale DEBORA est présenté à la figure 3.2. L’architecture de ce système est décrite en détail par Cubizolles (1996) et ne sera pas redétaillée ici. Nous rappelons simplement que ce système permet de déplacer une sonde locale le long d’un diamètre du tube (hypothèse d’axi-symétrie de l’écoulement) avec une résolution minimale de $10 \mu\text{m}$ et une précision du même ordre. En fonctionnement nominal de l’installation (en pression et en température), le positionnement de la zone active de mesure par rapport à la paroi chauffante est connu à $50 \mu\text{m}$ près.

3.1.4 Instrumentation mise en œuvre

Deux types d’instrumentation sont mises en œuvre durant les essais réalisés sur l’installation DEBORA :

- l’instrumentation destinée au contrôle de l’installation parmi laquelle on trouve la mesure de pression, de température d’entrée, de débit et de puissance. Celle-ci est longuement détaillée par Cubizolles (1996) et François (2001). Nous ne la reprendrons pas ici.
- l’instrumentation locale : 3 types de capteurs ont été employés durant les essais réalisés sur l’installation DEBORA :
 - une mono-sonde optique,
 - une bi-sonde optique,
 - des thermocouples destinés à la mesure de la température du fluide ainsi

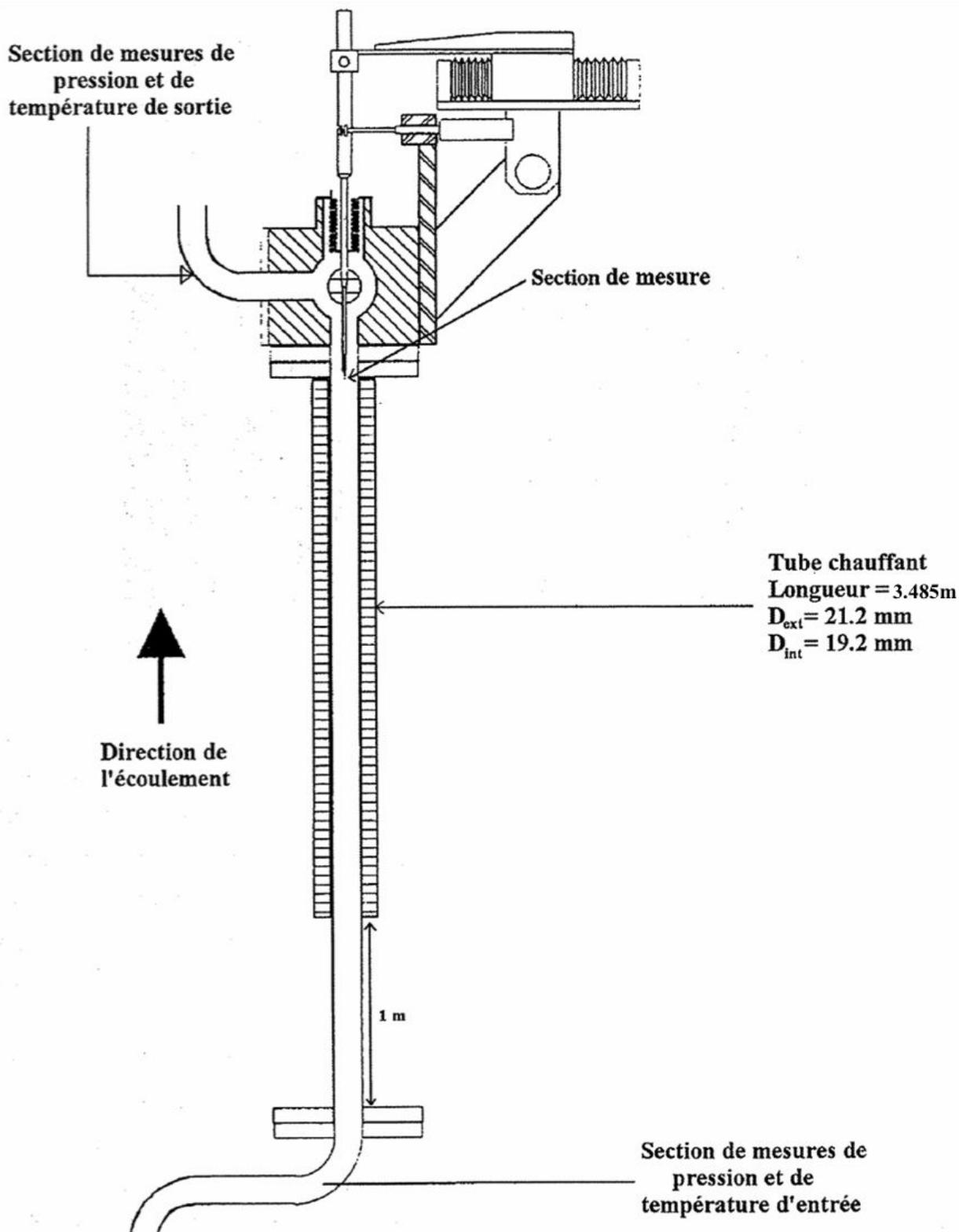


FIGURE 3.2 – Schéma de la section d'essais DEBORA.

qu'à des mesures de température de paroi.

Conçue par Danel et Delhaye (1971), la méthode de mesure par sonde optique repose sur la différence d'indice de réfraction entre les phases liquide et vapeur. Une fibre optique conductrice de la lumière constitue l'élément sensible du capteur. Son extrémité est étirée de manière à former un prisme miniature. Ainsi, un faisceau de lumière arrivant en bout de fibre la quitte si sa pointe est au contact du liquide alors qu'il y est réfléchi si sa pointe est au contact du gaz. La transformation du signal optique réfléchi en signal électrique permet de déterminer la Fonction Indicatrice de Phase (FIP). Cette fonction se présente sous la forme d'une succession de créneaux correspondants au passage d'une inclusion gazeuse sur la zone sensible de la mesure. La figure 3.3 est une représentation schématique du signal brut de la FIP.

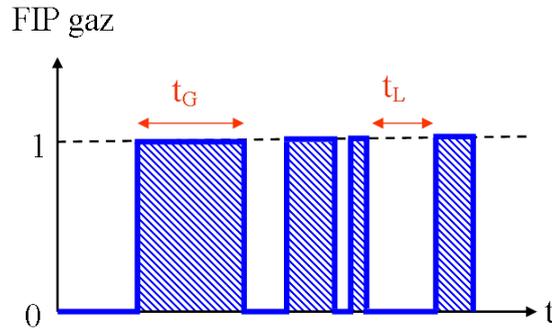


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de l'enregistrement d'une FIP.

Les sondes utilisées sur DEBORA sont constituées d'une fibre de verre étirée et présentent une dimension sensible de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. L'utilisation d'une mono-sonde optique permet donc d'acquérir la Fonction Indicatrice de Phase dont, moyennant quelques traitements, on peut extraire le taux de présence local de la phase gaz $\alpha_G(r)$ (taux de vide) :

$$\alpha_G(r) = \nu(r)\overline{t_G} = \frac{\sum t_G}{T}, \quad (3.5)$$

où $\nu(r)$ est la fréquence d'interférence entre les bulles et la sonde, T est le temps total d'observation et $\overline{t_G}$ est le temps de présence moyen de la phase gazeuse.

Ces grandeurs sont définies par les équations suivantes (Cubizolles, 1996) :

- la fréquence d'interférence entre les bulles et la sonde : (le nombre de bulles percées par la sonde par unité de temps à la position r de mesure)

$$\nu(r) = \frac{N_{bulles}}{T} = \frac{N_{interfaces}}{2T}, \quad (3.6)$$

— les temps de présence moyens de la phase gazeuse et de la phase liquide :

$$\bar{t}_G = \frac{\sum t_G}{N_{bulles}}, \quad (3.7)$$

et

$$\bar{t}_L = \frac{\sum t_L}{N_{bulles}}. \quad (3.8)$$

Une bi-sonde est constituée de deux pointes sensibles séparées par une distance connue et inférieure aux dimensions des inclusions interceptées par la sonde (figure 3.4).

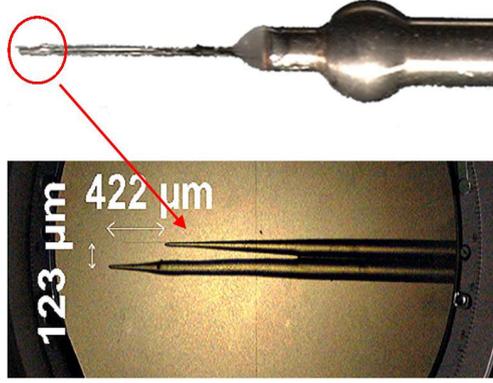


FIGURE 3.4 – Photographies d’un corps de sonde et de deux fibres optiques.

On considère les hypothèses suivantes (Garnier, 1996) :

- sphéricité des inclusions,
- gradients de vitesse et de densité de centres² faibles sur une distance égale au diamètre maximal des bulles (hypothèse d’homogénéité locale de l’écoulement à l’échelle de la sonde de mesure).

La vitesse axiale de déplacement d’interface que l’on assimile à la vitesse de la phase gazeuse $\overline{V_{Gz}}$ peut alors être déterminée à l’aide de deux méthodes :

- par intercorrélation entre deux signaux de fonction indicatrice de phase (campagne de mesures TESS, section 3.2.4),
- par analyse de l’histogramme des temps de vol, le temps de vol étant le temps nécessaire à une interface interceptée par la sonde pour se déplacer de la pointe amont à la pointe aval (campagne de mesures C3000, section 3.2.3).

2. Nombre de centres de bulles passant par unité d’aire de section droite et par unité de temps.

La connaissance de cette vitesse permet alors d'accéder à :

— la concentration d'aire interfaciale volumique locale :

$$a_i(r) = \frac{4\nu(r)}{\overline{V_{Gz}}(r)}, \quad (3.9)$$

— au diamètre de Sauter :

$$D_s(r) = \frac{6\alpha_G(r)}{a_i(r)}. \quad (3.10)$$

La température liquide est mesurée à l'aide d'un thermocouple de type chromel-alumel (diamètre externe de 0.5 mm) dont la zone sensible a été ramenée à 250 μm . La température de paroi sèche est mesurée à l'aide de 4 thermocouples isolés électriquement pointés sur la face externe du tube. Ils sont respectivement situés à 1.465, 2.465, 2.965 et 3.485 m du début de la longueur chauffante. Les températures de paroi côté mouillé sont obtenues par un calcul de conduction 1D stationnaire à travers la paroi à partir des mesures de température de paroi sèche (Cubizolles, 1996, section 4.2). La précision de la température de paroi est équivalente à la précision intrinsèque du thermocouple et vaut ± 0.2 °C.

3.1.5 Incertitudes de mesures

Le tableau 3.2 récapitule les incertitudes de mesures des différents capteurs utilisés sur l'installation.

Grandeurs	Notations	Incertitudes
Débit massique	\dot{m}	$\pm 1\%$ relative**
Pression	P_s	± 5000 Pa
Température d'entrée	T_e	± 0.1 °C
Puissance	Q	$\pm 4\%$ relative**
Taux de présence local	α_G	$\pm 2\%$
Vitesse de gaz	$\overline{V_{Gz}}$	$\pm 10\%$ relative**
Aire interfaciale	a_i	$\pm 10\%$ relative**
Diamètre de Sauter	D_s	$\pm 12\%$ relative**
Température liquide	$\overline{T_L}$	± 0.2 °C

TABLE 3.2 – Incertitudes de mesures des différents paramètres d'après Cubizolles (1996). ** L'incertitude est donnée en relatif par rapport à la valeur de la mesure.

3.2 Choix des essais retenus

La banque de données DEBORA comportant au total plus de 400 essais, il n'était pas possible d'en présenter la totalité dans ce manuscrit. Nous avons donc choisi de n'en retenir qu'un nombre réduit en nous concentrant, en priorité, sur deux types d'essais :

- Des essais que nous qualifieront de "centraux" car correspondants à des conditions quasi-nominales de fonctionnement REP en similitude Fréon (vitesse massique comprise entre $2000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $3000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, pression comprise entre 19 et 26 bar) .
- Des essais dits "secondaires" correspondants à des gammes très spécifiques (basse vitesse massique ou proche de la crise d'ébullition).

Chaque essai de la banque de données est identifié à l'aide de la nomenclature suivante : **CxxGyyPzzWaaTebb**, où **Cxx** désigne le numéro de la campagne expérimentale, **Gy** la valeur de la consigne de la vitesse massique (en $\text{t.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), **Pyy** la valeur de la consigne de la pression (en bar), **Waa** la valeur de consigne de la puissance (en kW) et **Tebb** la valeur de consigne de la température d'entrée (en °C). Pour exemple, un essai de la campagne C2900 à $G=2000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, $Q = 16 \text{ kW}$, $P=14.6 \text{ bar}$ et $T_e = 28.52 \text{ °C}$ est nommé : **C29G2P14W16Te28.52**.

3.2.1 Campagne C800

Cette campagne concerne des mesures de **la température du liquide en sortie** de conduite, couplées à la mesure de profils axiaux de **température de paroi**. Le fluide caloporteur est du Fréon R12. Trois séries d'essais seront analysées :

- C8G2P14W16,
- C8G2P26W16,
- C8G5P26W16.

Les trois séries d'essais sont présentées en détail dans les tableaux 3.3, 3.4 et 3.5. On y retrouvera pour chacun des essais, la valeur de la vitesse massique G mesurée, la pression en sortie P_s , le flux de chaleur pariétal q_w , la température d'entrée du liquide T_e et le titre thermodynamique à l'équilibre en sortie $X_{eq-sortie}$ de tube. Ce titre $X_{eq-sortie}$ est calculé à partir de l'équation 2.102, dans laquelle l'enthalpie moyenne du mélange en sortie est estimée par un bilan thermique 1D (intégration de l'équation 2.45) :

$$H_{m,sortie} = H_{L,entree} + \frac{2\pi RLq_w}{G\pi R^2}, \quad (3.11)$$

où $H_{L,entree}$ est l'enthalpie moyenne du liquide à la température d'entrée pour la pression considérée et L est la longueur chauffante du tube. Les valeurs de $H_{L,entree}$ et $H_{m,sortie}$ sont rassemblées en annexe B pour chacun des essais.

Cas	G ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	P_s (bar)	q_w (W.m^{-2})	T_e ($^{\circ}\text{C}$)	$X_{eq-sortie}$
C8G2P14W16Te16.93	2027	14.5	73900	16.93	-0.1350
C8G2P14W16Te23.74	2010	14.6	73900	23.74	-0.0760
C8G2P14W16Te29.47	2009	14.6	73900	29.47	-0.0270
C8G2P14W16Te33.37	2011	14.6	72500	33.37	-0.0014
C8G2P14W16Te36.11	2009	14.6	72500	36.11	0.0250
C8G2P14W16Te43.08	2014	14.6	72900	43.08	0.0870

TABLE 3.3 – Caractéristiques des essais - Campagne C800 - Série C8G2P14W16.

Cas	G ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	P_s (bar)	q_w (W.m^{-2})	T_e ($^{\circ}\text{C}$)	$X_{eq-sortie}$
C8G2P26W16Te19.84	1996	26.1	74400	19.84	-0.538
C8G2P26W16Te24.57	1997	26.2	73900	24.57	-0.487
C8G2P26W16Te29.47	1989	26.2	73900	29.47	-0.430
C8G2P26W16Te31.46	1995	26.2	74400	31.46	-0.405
C8G2P26W16Te35.36	1998	26.1	73900	35.36	-0.363
C8G2P26W16T39.92	2001	26.1	73900	39.92	-0.310
C8G2P26W16T49.72	2000	26.2	73900	49.72	-0.193
C8G2P26W16Te61.51	1997	26.2	73900	61.51	-0.045
C8G2P26W16Te66.57	1982	26.2	73900	66.57	0.022

TABLE 3.4 – Caractéristiques des essais - Campagne C800 - Série C8G2P26W16.

Cas	G ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	P_s (bar)	q_w (W.m^{-2})	T_e ($^{\circ}\text{C}$)	$X_{eq-sortie}$
C8G5P26W16Te20.5	5120	26.2	73900	20.5	-0.724
C8G5P26W16Te30.79	5009	26.2	73900	30.79	-0.604
C8G5P26W16Te40.59	5013	26.2	73900	40.59	-0.490
C8G5P26W16Te45.82	4990	26.3	73900	45.82	-0.427
C8G5P26W16Te50.88	4995	26.3	73900	50.88	-0.366
C8G5P26W16Te55.28	5063	26.2	73900	55.28	-0.313
C8G5P26W16Te70.31	4937	26.3	73900	70.31	-0.116
C8G5P26W16Te81.18	4983	26.4	73900	81.18	0.036

TABLE 3.5 – Caractéristiques des essais - Campagne C800 - Série C8G5P26W16.

3.2.2 Campagne C2900

Cette campagne concerne des mesures réalisées à l'aide d'une mono-sonde optique. Seuls les **profils radiaux de taux de vide** en sortie de tube ont été mesurés. Le fluide utilisé est du Fréon R12.

Quatre séries d'essais ont été choisies :

- C29G1P30W12,
- C29G2P14W16,
- C29G2P26W16,
- C29G5P14W34.

Les paramètres de contrôle de ces quatre séries ainsi que le titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube sont présentés dans les tableaux 3.6 à 3.9.

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P _s (bar)	q _w (W.m ⁻²)	T _e (°C)	X _{eq-sortie}
C29G1P30W12Te59.65	993	30.06	58260	59.65	-0.006
C29G1P30W12Te68.7	1004	30.08	58260	68.70	0.120
C29G1P30W12Te70.96	1004	30.07	58260	70.96	0.155
C29G1P30W12Te72.65	1005	30.07	58260	72.65	0.181
C29G1P30W12Te73.7	995	30.06	58260	73.70	0.203

TABLE 3.6 – Caractéristiques des essais - Campagne C2900 - Série C29G1P30W12.

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P _s (bar)	q _w (W.m ⁻²)	T _e (°C)	X _{eq-sortie} ×(10 ⁻²)
C29G2P14W16Te28.52	2028	14.59	76200	28.52	-3.02
C29G2P14W16Te31.16	2030	14.59	76240	31.16	-0.82
C29G2P14W16Te31.87	2014	14.58	76260	31.87	0.04
C29G2P14W16Te32.79	2035	14.58	76250	32.79	0.56
C29G2P14W16Te34.91	2028	14.59	76240	34.91	2.53
C29G2P14W16Te36.16	1999	14.58	75800	36.16	3.80
C29G2P14W16Te38.48	1999	14.58	75810	38.48	5.80
C29G2P14W16Te39.67	2023	14.59	76260	39.67	6.74
C29G2P14W16Te40.8	2023	14.59	76260	40.80	7.77
C29G2P14W16Te42.30	2022	14.59	76260	42.30	9.02
C29G2P14W16Te44.21	2024	14.59	76260	44.21	10.80

TABLE 3.7 – Caractéristiques des essais - Campagne C2900 - Série C29G2P14W16.

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P _s (bar)	q _w (W.m ⁻²)	T _e (°C)	X _{eq-sortie} ×(10 ⁻²)
C29G2P26W16Te60.75	2005	26.15	73890	60.75	-5.67
C29G2P26W16Te66.60	1987	26.15	73890	66.60	2.19
C29G2P26W16Te70.53	1985	26.15	73890	70.53	7.47

TABLE 3.8 – Caractéristiques des essais - Campagne C2900 - Série C29G2P26W16.

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P _s (bar)	q _w (W.m ⁻²)	T _e (°C)	X _{eq-sortie} ×(10 ⁻²)
C29G5P14W34Te34.19	5088	14.59	161640	34.19	-1.50
C29G5P14W34Te38.74	5087	14.59	161110	38.74	2.17
C29G5P14W34Te39.95	5085	14.59	160980	39.95	3.21
C29G5P14W34Te40.42	5086.5	14.59	160900	40.42	3.61

TABLE 3.9 – Caractéristiques des essais - Campagne C2900 - C29G5P14W34.

3.2.3 Campagne C3000

Cette campagne est similaire à la campagne C2900 (Fréon R12). La différence majeure réside dans l'utilisation d'une bi-sonde à la place d'une mono-sonde, permettant ainsi d'accéder à la **vitesse du gaz** et par conséquent au **diamètre des bulles** ainsi qu'à la concentration **d'aire interfaciale**. Quatre séries d'essais ont été retenues :

- C30G2P14W16,
- C30G2P14W17,
- C30G2P26W16,
- C30G3P26W27.

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P _s (bar)	q _w (W.m ⁻²)	T _e (°C)	X _{eq-sortie} ×(10 ⁻²)
C30G2P14W16Te28.75	2023	14.59	76261	28.75	-2.74
C30G2P14W16Te30.08	2022	14.59	76256	30.08	-1.59
C30G2P14W16Te31.39	2022	14.58	76245	31.39	-0.47
C30G2P14W16Te38.95	2008	14.58	77509	38.95	6.66
C30G2P14W16Te41.15	2007	14.58	77688	41.15	7.62
C30G2P14W17Te33.94	2008	14.58	78131	33.94	1.50
C30G2P26W16Te64.6	2050	26.20	73893	64.60	-1.65
C30G2P26W16Te66.6	2049	26.20	73893	66.60	1.24
C30G2P26W16Te70.59	2051	26.18	73893	70.59	6.54
C30G3P26W27Te60.78	3009	26.19	127190	60.78	-1.06

TABLE 3.10 – Caractéristiques des essais - Campagne C3000.

Les séries C30G2P14W16 et C30G2P26W16 présentent des caractéristiques semblables aux campagnes C800 et C2900 mentionnées précédemment. Les mesures réalisées par bi-sonde de la campagne C3000 pourront donc être associées aux résultats de ces campagnes et notamment en ce qui concerne la température liquide ainsi que la température de paroi. Les paramètres de contrôle de ces quatre séries ainsi que le titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube sont présentés dans le tableau 3.10.

3.2.4 Campagne C6100/TESS

Cette campagne C6100/TESS³ se distingue des campagnes précédentes, à la fois par les gammes de paramètres thermodynamiques étudiés (domaine des basses vitesses massiques), mais également par le fait que des **mesures simultanées et colocalisées** ont été réalisées en utilisant une bi-sonde optique et un thermocouple de type K. En revanche, les températures de paroi n'ont pas été enregistrées durant cette campagne. Le fluide utilisé est du Fréon R134A. Pour ces essais, dont la vocation première concernait l'étude des phénomènes de recondensation à cœur, le tube ne chauffe pas sur toute sa longueur mais uniquement sur une partie d'entre elle ($L=0.985$ m et $L=2.485$ m), cette partie chauffante pouvant être déplacée à loisir le long du tube dont la longueur totale est de 3.485 m. Dans ce travail, seuls les essais pour lesquels la fin de longueur chauffante correspond à la fin du tube ont été considérés, les mesures étant toujours réalisées en sortie de la section d'essais.

Onze essais ont été retenus. La série TG2P26 recoupe les précédentes campagnes et permettra un test de cohérence comparatif. La série TG0.5P14 est associée à une vitesse massique faible. Les profils de vitesse de gaz associés, et qui seront présentés à la section suivante, ont une forme particulière présentant un maximum en proche paroi. Enfin, la série TG3P14 comporte un essai (TG3P14W30Te29.22) avec un taux de vide très important en paroi ($\alpha_G(R) \approx 0.8$), essai pour lequel il sera intéressant d'analyser le comportement de notre modèle.

Les paramètres de contrôle de ces essais, ainsi que le titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube et la longueur chauffante L du tube sont rassemblés dans le tableau 3.11.

3. Topologie de l'Ébullition Sous-Saturée.

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P _s (bar)	q _w (W.m ⁻²)	T _e (°C)	X _{eq-sortie} × (10 ⁻³)	L (m)
TG3P28W15Te72.07	2844	27.54	100873	72.07	-10.00	2.485
TG3P28W12Te74.28	2843	27.54	79843	74.28	-8.41	2.485
TG3P28W11Te75.30	2844	27.54	70776	75.30	-6.15	2.485
TG3P14W30Te29.22	2755	14.63	199540	29.22	-1.46	2.485
TG3P14W17Te40.59	2742	14.63	110109	40.59	-2.08	2.485
TG3P14W7Te48.19	2720	14.63	49495	48.19	-9.20	2.485
TG2P26W17Te63.57	1968	26.58	115597	63.57	-1.80	2.485
TG2P26W13Te68.03	1962	26.58	84960	68.03	-6.35	2.485
TG2P26W11Te70.38	1964	26.58	69436	70.38	-6.73	2.485
TG0.5P14W3Te41.98	556	14.65	53716	41.98	5.52	0.985
TG0.5P14W1Te49.24	554	14.65	20733	49.24	-1.70	0.985

TABLE 3.11 – Caractéristiques des essais - Campagne C6100/TESS.

3.3 Analyses préliminaires

3.3.1 Campagne C800

Cette campagne concerne essentiellement des mesures de température fluide. Les figures 3.5 et 3.6 présentent les données obtenues pour les séries C8G5P26W16 et C8G2P26W16. On retrouve pour chacun des essais, l'évolution radiale du profil de température liquide ainsi que l'évolution axiale de la température de paroi.

On distingue pour les deux séries, des profils radiaux de température liquide à deux zones (figures 3.5A et 3.6A) : une zone à cœur où le profil de température est plat (d'autant plus que le débit massique est important) et une zone pariétale dans laquelle le gradient de température est marqué. Pour la série C8G5P26W16, la majorité des essais (de $T_e=20.50$ °C à $T_e=65.49$ °C) restent monophasiques en sortie. On observe que la température moyenne du liquide augmente avec l'augmentation du titre thermodynamique mais que la forme du profil radial de température liquide se conserve d'un essai à l'autre. Pour les deux derniers essais ($T_e=70.31$ °C et $T_e=81.18$ °C), le gradient de température en paroi diminue traduisant une augmentation du coefficient de transfert thermique induit par l'apparition de l'ébullition nucléée en paroi.

Les figures 3.5B et 3.6B présentent l'évolution axiale de la température de paroi mouillée. On observe une évolution linéaire avec la position axiale (flux thermique axialement uniforme) jusqu'à ce que la température de paroi atteigne la température de déclenchement de l'ébullition (supérieure de quelques degrés à la température de saturation).

Sur la figure 3.5B, on a placé la température de saturation du Fréon R12 à 26 bar égale à 86.8°C. On note que pour les deux derniers essais, la température en paroi dépasse de quelques degrés la saturation et se stabilise. Cette condition est atteinte, compte tenu des valeurs de débit et de puissance, uniquement pour les deux températures d'entrée les plus élevées ($T_e=70.31$ °C et $T_e=81.18$ °C).

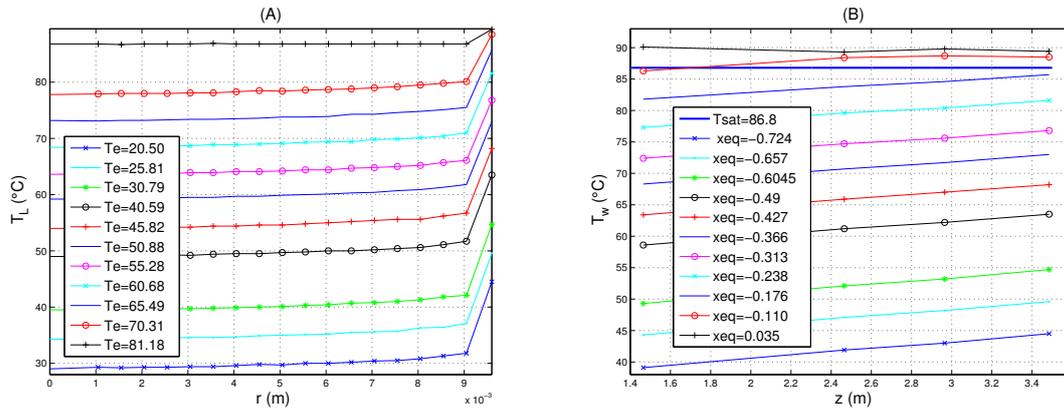


FIGURE 3.5 – Série C8G5P26W16. (A) Evolution des profils radiaux de température dans le liquide en fonction de la température d'entrée. (B) Evolution axiale de la température de paroi en fonction du titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube.

Sur la série C8G2P26W16, le débit étant plus faible, toutes choses égales par ailleurs, l'ébullition survient pour une température d'entrée plus faible que pour la série précédente ($T_e=35.46$ °C contre $T_e=70.31$ °C).

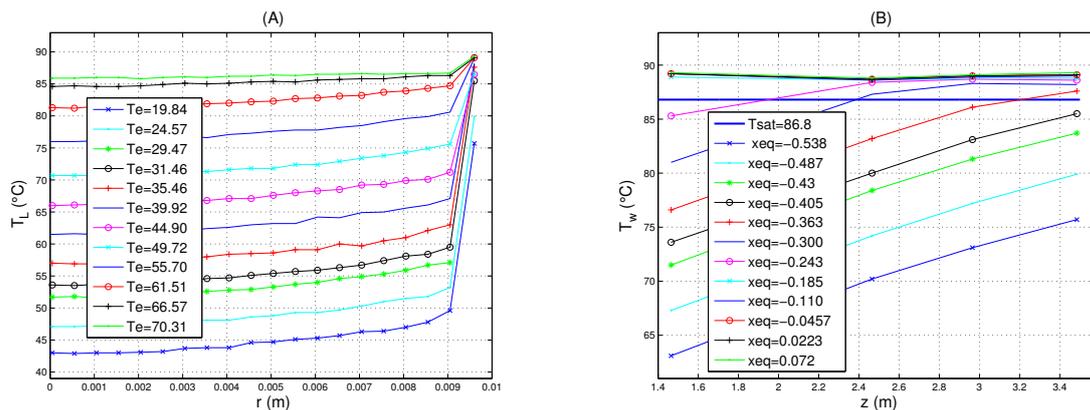


FIGURE 3.6 – Série C8G2P26W16. (A) Evolution des profils radiaux de température dans le liquide en fonction de la température d'entrée. (B) Evolution axiale de la température de paroi en fonction du titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube.

On notera qu'une certaine analogie peut-être faite entre les profils obtenus en sortie du tube DEBORA en fonction de la température d'entrée et le développement d'un écoulement dans un tube. Si cette analogie est possible en monophasique, elle implique un certain nombre d'hypothèses en diphasique comme de négliger les pertes de pression par accélération. Nous resterons donc prudents sur cette analogie.

3.3.2 Campagne C2900

On a représenté sur les figures 3.7 à 3.9, l'évolution des profils radiaux de taux de vide en fonction de la température d'entrée ou du titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube⁴ pour les trois séries d'essais retenues.

On observe, pour la série C29G2P14W16, que pour les faibles valeurs du titre thermodynamique de sortie (*i.e.* ébullition sous refroidie $X_{eq} < 0$), le maximum de taux de vide se situe en paroi.

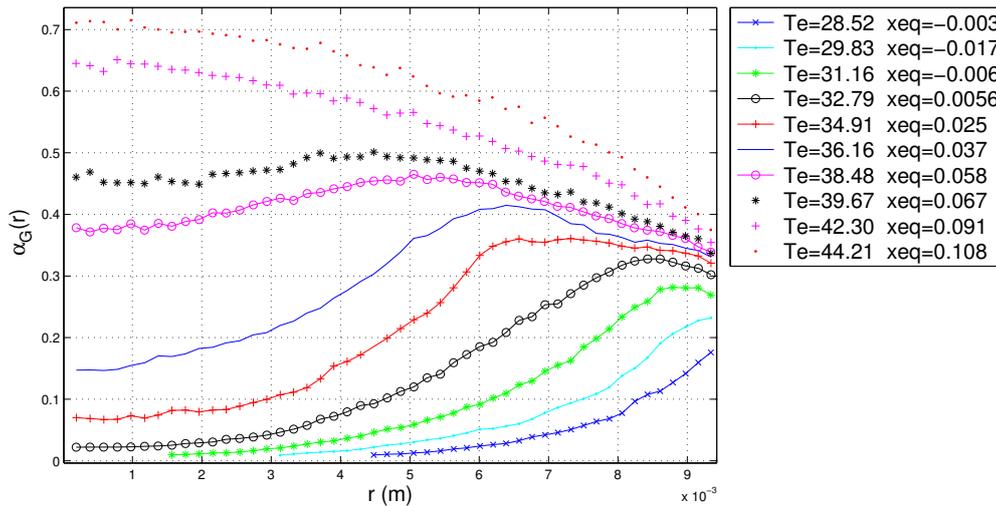


FIGURE 3.7 – Série C29G2P14W16. Évolution des profils radiaux de taux de vide en fonction de la température d'entrée dans le tube.

Ce pic de taux de vide se déplace ensuite de la paroi vers le cœur de l'écoulement au fur et à mesure que le titre thermodynamique de sortie augmente. Notons que le point de mesure le plus proche de la paroi se situe à $150 \mu\text{m}$ de cette dernière. On observe enfin que, quelle que soit la valeur du titre thermodynamique à l'équilibre en sortie, il semble que dès que l'écoulement devient saturé (titre thermodynamique positif), le

4. Des essais supplémentaires ont également été tracés sur ces figures mais n'apparaissent pas dans les tableaux des caractéristiques de la section précédente car ils ne resserriront pas ultérieurement.

taux de vide en paroi (obtenu par extrapolation à partir des deux derniers points de mesures réalisés les plus proches de la paroi) tend vers une valeur constante de l'ordre de 35 à 40 %.

Un résultat similaire a notamment été observé par Gunther (1951) ou plus récemment par Theofanous *et al.*(2002) lors d'expériences relatives à l'ébullition réalisées en eau. Cet élément constitue à nos yeux, un élément supplémentaire important vis-à-vis de la validation des aspects liés à la transposition entre le Fréon et l'eau.

La série C29G1P30W12 est associée à une faible vitesse massique et une haute pression. La figure 3.8 montre que lorsque la température d'entrée atteint 73.7 °C, le taux de vide au voisinage de la paroi augmente soudainement pour atteindre 70%. Il convient toutefois de noter que, comme pour l'ensemble des essais de la banque de données, les conditions d'écoulement restent stables. A titre informatif, pour une même valeur de débit, de pression et de puissance électrique, le déclenchement de la crise d'ébullition (caractérisé par une excursion brutale et rapide de la température de paroi) a été obtenu pour une température d'entrée de 74 °C. La corrélation de flux critique de Katto (1984) calcule pour ces conditions ($T_e = 73.7\text{ C}$) un flux critique de 57.5 kW.m^{-2} . Il nous semble donc légitime de supposer que ce dernier point de la série C29G1P30W12 réalisé à $q_w = 58.3\text{ kW.m}^{-2}$ correspond à une condition très proche de la crise d'ébullition. On remarque dans le même temps, que seule la zone pariétale semble concernée par cette modification de la topologie de l'écoulement.

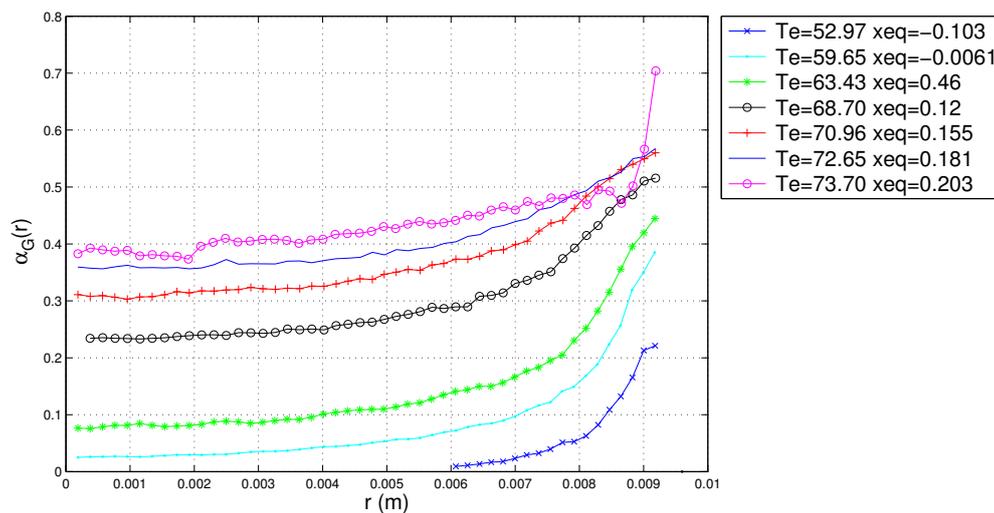


FIGURE 3.8 – Série C29G1P30W12. Évolution des profils radiaux de taux de vide en fonction de la température d'entrée. Le dernier point ($T_e=73.7\text{ °C}$) est proche des conditions de flux critique, obtenues pour $T_e=74\text{ °C}$.

Ces constatations sont par ailleurs tout à fait conformes aux observations faites par Gunther (1951) et Mattson *et al.* (1973) .

La figure 3.9 présente des résultats semblables pour la série C29G5P14W34. Des conclusions similaires à celles qui viennent d'être énoncées peuvent être tirées. Là encore, on observe une augmentation prononcée du taux de vide dans la zone pariétale, ce dernier atteignant 50% pour un titre thermodynamique de 0.036 et une température d'entrée de $T_e = 40.42^\circ\text{C}$. Pour les mêmes conditions d'essais, le flux critique est atteint pour une température de 41.5°C . Pour $T_e = 40.42^\circ\text{C}$ et $q_w = 160.1 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ imposés, la corrélation de Katto (1984) calcule un flux critique de $148.6 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ confirmant également la proximité des conditions critiques.

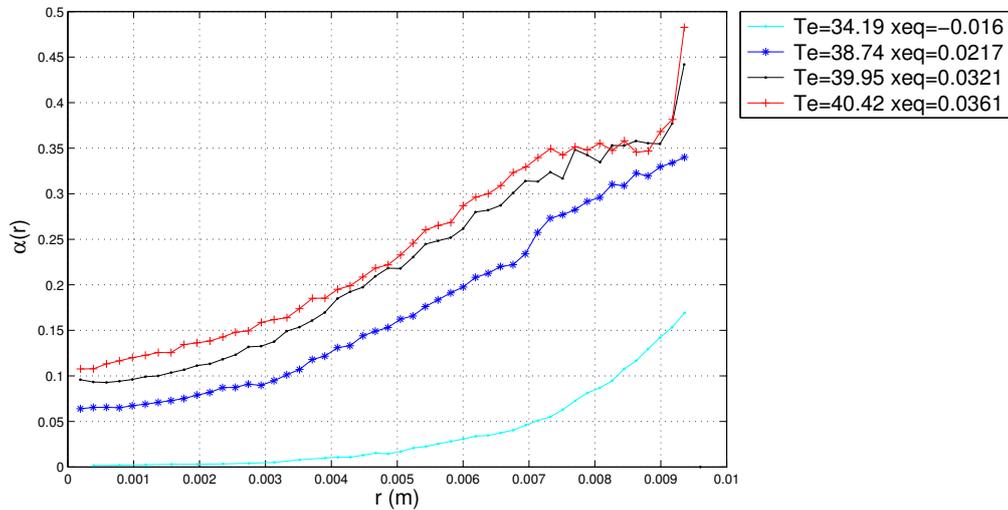


FIGURE 3.9 – Série C29G5P14W34. Évolution des profils radiaux de taux de vide en fonction de la température d'entrée. Le dernier point ($T_e=40.42^\circ\text{C}$) est proche des conditions de flux critique, obtenues pour $T_e=41.15^\circ\text{C}$.

Remarque

Afin d'obtenir des informations sur la granulométrie de l'écoulement (aire interfaciale (Eq. 3.9) et diamètre de Sauter (Eq. 3.10)), l'utilisation d'une mono-sonde optique dans cette campagne nous contraint à devoir utiliser un modèle pour la vitesse du gaz.

Compte tenu de la vitesse massique à laquelle se déroulent les essais⁵, il semble raisonnable de formuler une hypothèse de profil de vitesse en puissance $1/7^{\text{eme}}$ de la forme (Cubizolles, 1996) :

5. Le régime d'écoulement est turbulent $\text{Re} > 10^4$.

$$\overline{V_{Gz}}^G(r) \approx V_{mz}(r) = 1.22 \langle V_{mz} \rangle_2 \left(\frac{R-r}{R} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (3.12)$$

On a fait l'hypothèse d'équilibre mécanique entre les phases.

3.3.3 Campagne C3000

Nous rappelons que les mesures de cette campagne ont été réalisées à l'aide d'une bi-sonde. On dispose donc de données relatives à la vitesse des bulles, leur diamètre ainsi qu'à la concentration d'aire interfaciale.

On s'intéresse en priorité à la série C30G2P14W16, qui correspond à la reprise d'une série d'essais de la campagne C2900. On a tracé sur les figures 3.10 et 3.11, l'évolution des profils radiaux de taux de vide, de vitesse gaz, de concentration d'aire interfaciale et de diamètre de Sauter en fonction de la température d'entrée dans le tube. En plus des commentaires déjà formulés précédemment et que ces courbes confirment, on peut en outre noter dans le profil de vitesse gaz deux comportements distincts selon que le taux de vide présente un pic à cœur ou en paroi. Pour des distributions de taux de vide piquées en paroi, on trouve un profil de vitesse gaz quasi-plat avec une valeur à cœur proche de 2.5 m/s ce qui correspond à peu près à la vitesse du liquide en entrée de section d'essais. Pour les distributions de taux de vide piquées au centre, le profil de vitesse s'incurve laissant apparaître un maximum plus prononcé au centre.

A titre de comparaison, on a porté sur ce graphique (figure 3.10) pour l'essai C30G2P14W16Te30.08 le profil de vitesse axiale du gaz donné par l'équation 3.12. Le bon accord observé entre les mesures et ce profil permet de justifier son utilisation dans la campagne C2900 pour reconstruire des profils de diamètre de Sauter et d'aire interfaciale.

Le profil d'aire interfaciale (figure 3.11A) présente un maximum au voisinage de la paroi, quelle que soit la valeur du titre thermodynamique. Comme pour le taux de vide, on semble observer une stabilisation de la valeur de la concentration d'aire interfaciale dans la zone à cœur lorsque l'écoulement devient saturé.

L'évolution des profils de diamètre de Sauter révèle deux comportements distincts :

- pour les écoulements sous-refroidis, on distingue radialement deux zones dans l'écoulement : une zone en proche paroi où le diamètre caractéristique augmente probablement sous l'effet de la coalescence, et une zone à cœur où le diamètre reste quasi-uniforme. Il semble que ce comportement soit lié à un nombre de bulles insuffisant à cœur pour autoriser la coalescence inter-bulles, compte tenu

du sous-refroidissement.

- pour les écoulements saturés, on observe au contraire une croissance monotone du diamètre de bulles depuis la paroi vers le cœur de l'écoulement. Ceci peut s'expliquer par une prédominance des effets de coalescence par rapport aux effets de fragmentation.

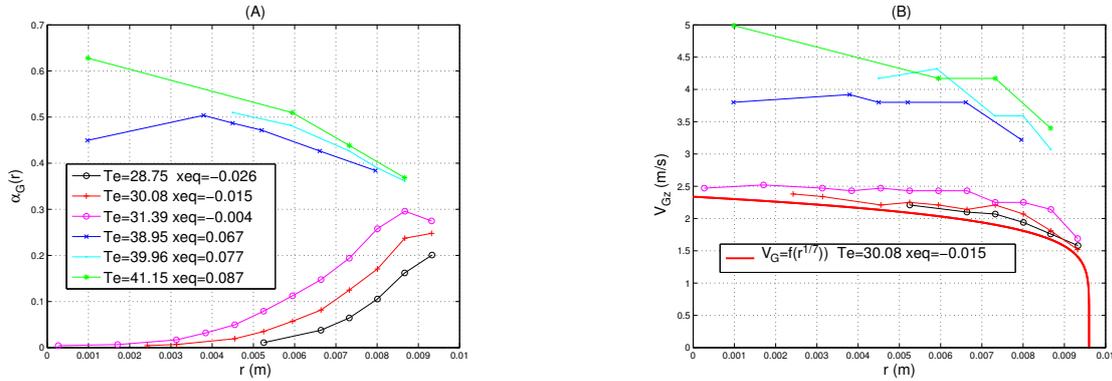


FIGURE 3.10 – Série C30G2P14W16. Evolution des profils radiaux en fonction de la température d'entrée. (A) Taux de vide. (B) Vitesse axiale du gaz.

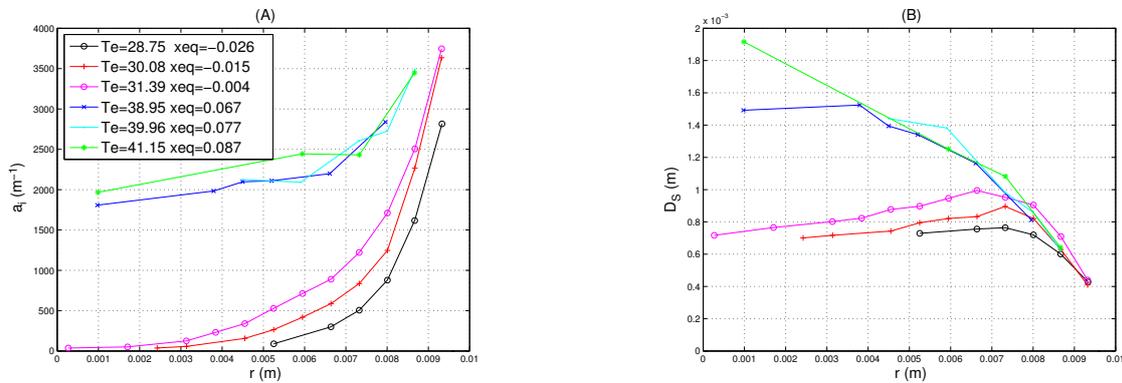


FIGURE 3.11 – Série C30G2P14W16. Evolution des profils radiaux en fonction de la température d'entrée. (A) Aire interfaciale. (B) Diamètre de Sauter.

3.3.4 Campagne C6100/TESS

Avant de présenter quelques courbes caractéristiques, nous précisons que les données brutes de cette campagne ont subi un traitement visant à symétriser et lisser les profils. Ce traitement a été fait à l'aide d'un outil d'interpolation par splines cubiques. Sur les différentes figures qui seront présentées, les données brutes et les profils obtenus après

traitement seront tracés. Dans la suite de cette étude, seuls les profils traités seront retenus pour analyser les résultats de la campagne TESS.

L'intérêt majeur de cette campagne est de pouvoir disposer pour un même essai de mesures simultanées de taux de vide, de vitesse gaz (bi-sonde optique) et de température liquide (thermocouple). Malheureusement, les températures de paroi n'ont pas été sauvegardées durant ces essais.

La série TG0.5P14 (figures 3.12 et 3.13), associée à un faible débit et une faible pression, présente des profils de vitesse gaz et de taux de vide ayant un maximum en proche paroi, la position du pic de vitesse correspondant à celle du pic de taux de vide. L'allure du profil de vitesse résulte sans doute de la compétition entre les effets convectifs liés à la vitesse du liquide, qui sont faibles à cette vitesse massique, et les effets de flottabilité liés au pic de taux de vide qui entraînent un allègement et une accélération locale du fluide.

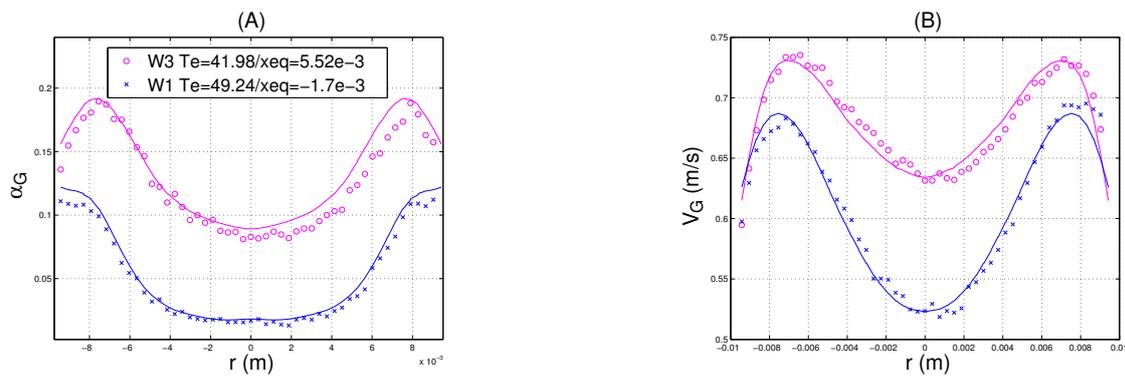


FIGURE 3.12 – Série TG0.5P14. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (A) Taux de vide. (B) Vitesse axiale de gaz. Les points sont les données brutes et les traits les données traitées.

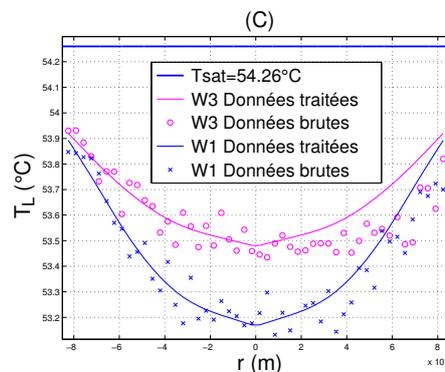


FIGURE 3.13 – Série TG0.5P14. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (C) Température liquide.

Lorsque le débit augmente (série TG2P26), les effets convectifs (figures 3.14 et 3.15) redeviennent prépondérants devant les effets de flottabilité et le profil de vitesse présente un maximum au centre de la conduite, malgré un pic de taux de vide en proche paroi.

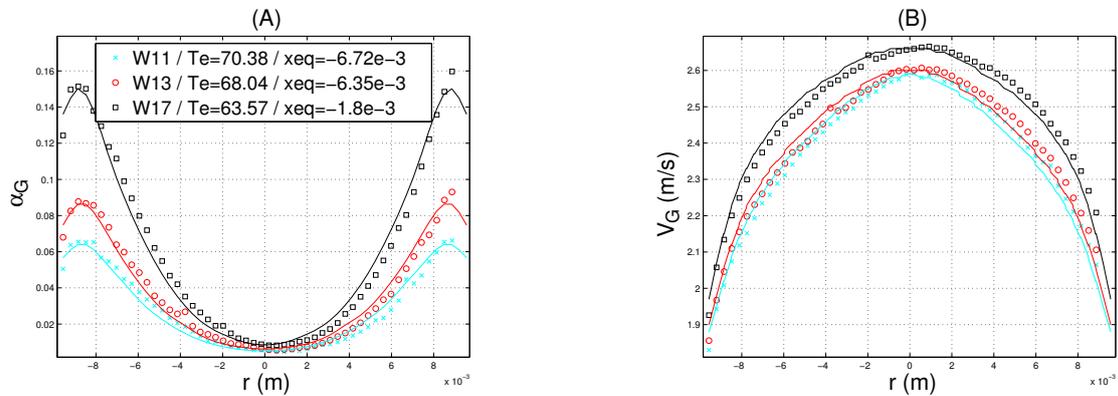


FIGURE 3.14 – Série TG2P26. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (A) Taux de vide. (B) Vitesse axiale de gaz. Les points sont les données brutes et les traits les données traitées.

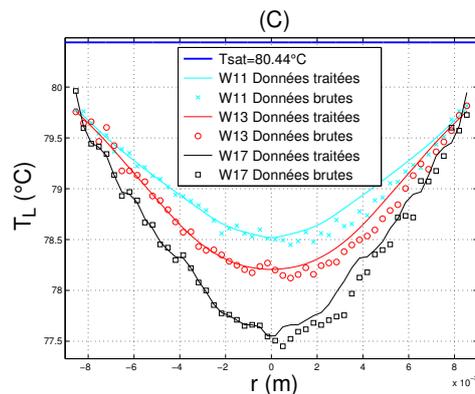


FIGURE 3.15 – Série TG2P26. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (C) Température liquide.

La série TG3P28 (figures 3.16 et 3.17) présente des données similaires à celles de la série précédente (TG2P26).

La série TG3P14 (figures 3.18 et 3.19) est intéressante car on peut observer une augmentation brutale du taux de vide en zone pariétale (jusqu'à $\alpha_G = 0.8$). La valeur du taux de vide est si élevée que les effets de flottabilité associés sont suffisants pour perturber l'allure du profil de vitesse gaz alors que le débit est pourtant très élevé ($G=3000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$). Nous soupçonnons que cette augmentation du taux de vide soit liée à la proximité du flux critique, mais il n'y a malheureusement pas eu d'essais de

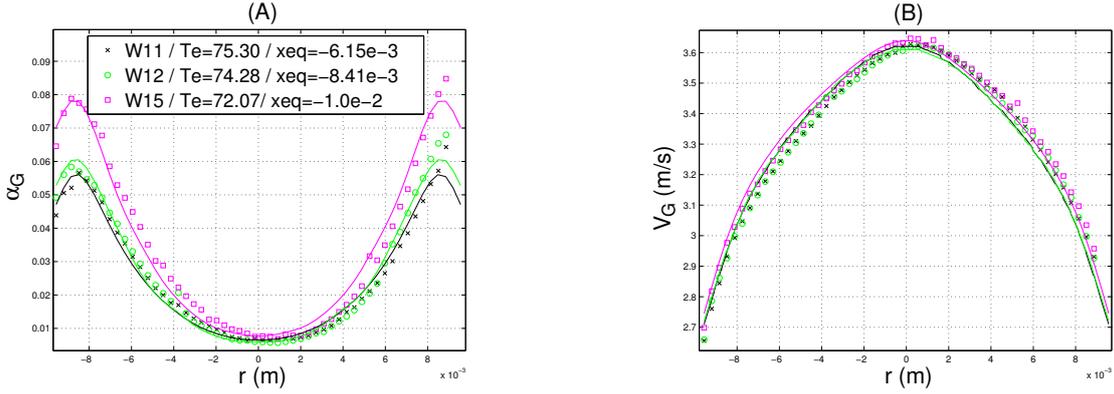


FIGURE 3.16 – Série TG3P28. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (A) Taux de vide. (B) Vitesse axiale de gaz. Les points sont les données brutes et les traits les données traitées.

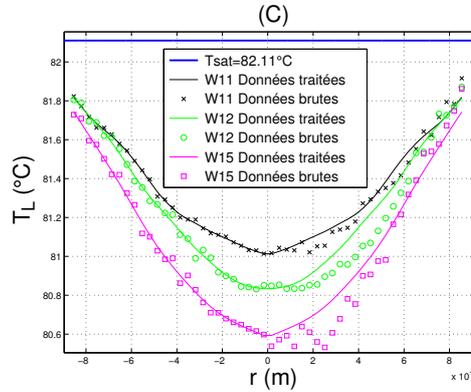


FIGURE 3.17 – Série TG3P28. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (C) Température liquide.

flux critique réalisés dans ces conditions afin d'étayer notre hypothèse. Cependant la corrélation de Katto (1984) a montré un accord très proche entre les valeurs de flux critique qu'elle calcule et les valeurs de flux imposés sur la campagne C2900 pour des essais identifiés en flux critique. Cette corrélation prédit pour cet essai à flux imposé à $q_w = 199.5 \text{ kW.m}^{-2}$, un flux critique de 200.5 kW.m^{-2} confirmant la très probable proximité des conditions critiques.

L'essai TG3P14W30Te29.22 est réalisé à une forte puissance thermique ($q_w \approx 200 \text{ kW.m}^{-2}$), le titre thermodynamique en sortie proche de zéro ($X_{eq} = -1.46.10^{-3}$) impose une température d'entrée faible de $T_e=29.2^\circ\text{C}$. En conséquence, on observe un fort déséquilibre thermique en sortie de tube entre la zone de proche paroi et le cœur. On observe une différence de température entre le centre de la conduite et la température de saturation de l'ordre de 4°C alors que cette différence n'est que de 1°C pour la

série TG0.5P14 réalisée à la même pression pour des puissances beaucoup plus faibles.

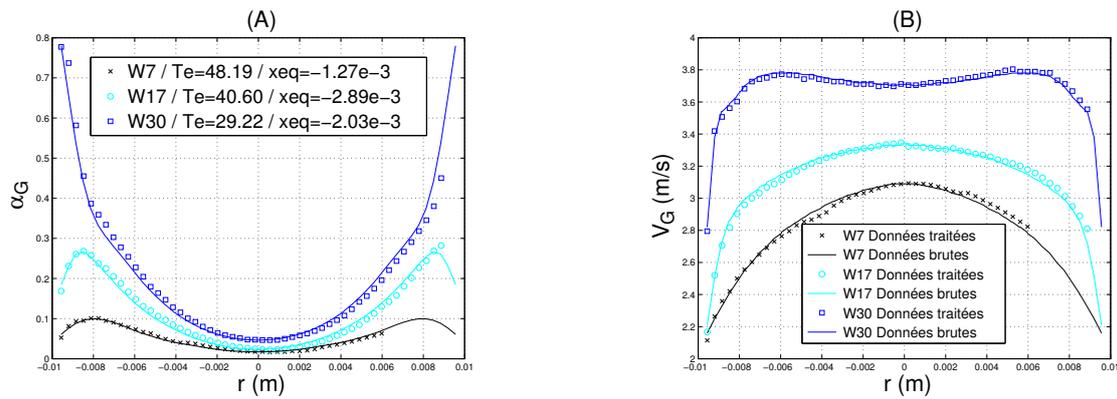


FIGURE 3.18 – Série TG3P14. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (A) Taux de vide. (B) Vitesse axiale de gaz. Les points sont les données brutes et les traits les données traitées.

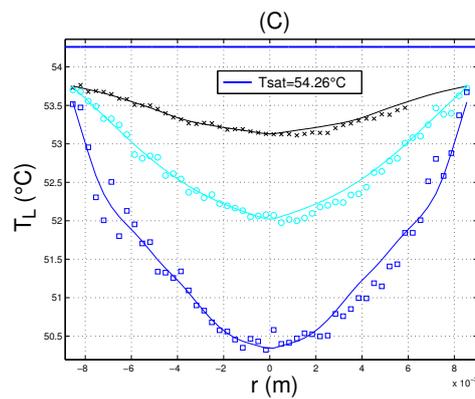


FIGURE 3.19 – Série TG3P14. Evolution des profils radiaux en fonction de la puissance et de la température d'entrée. (C) Température liquide.

Les profils de température liquide présentent des allures similaires aux profils de la campagne C800. Pour des raisons technologiques, le thermocouple n'a pu être approché aussi près de la paroi que pour les essais C800 (le dernier point est à $1000 \mu\text{m}$ de la paroi contre $500 \mu\text{m}$ pour la campagne C800).

3.4 Analyse de la cohérence de la banque de données

3.4.1 Cohérence des mesures de température de paroi

Deux types d'analyses ont été réalisées :

- Une analyse de la cohérence des mesures de température de paroi en fonction du titre thermodynamique à l'équilibre dans l'ensemble du tube.
- Une analyse des mesures de températures de paroi en monophasique et diphasiques en sortie de tube par comparaison à des corrélations appropriées.

Dans un premier temps, nous avons tracé l'évolution des températures de paroi en sortie ($z = 3.485$ m) en fonction du titre thermodynamique pour deux séries d'essais et l'avons comparé aux données de températures de paroi obtenues aux différentes altitudes où cette grandeur est mesurée (figures 3.20 et 3.21). Nous avons également porté sur ces graphiques, la température de paroi nécessaire à l'apparition de l'ébullition, donnée par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967) :

$$T_W = T_{sat} + \Delta T_{sat}, \quad (3.13)$$

où ΔT_{sat} désigne la surchauffe de paroi et s'écrit :

$$\Delta T_{sat} = \text{Pr}_{sat} \sqrt{\frac{8\sigma q_w T_{sat}}{\lambda_{L,sat} \mathcal{L} \rho_G}}. \quad (3.14)$$

La température de saturation doit être en Kelvin, avec :

$$\text{Pr}_{sat} = \frac{\mu_{L,sat} c_{pL,sat}}{\lambda_{L,sat}}. \quad (3.15)$$

On retrouve un résultat obtenu par Manon (2000). On constate en effet que l'ensemble des points de mesure se regroupe sur une même courbe malgré une légère dispersion. En réalité, ces mesures ne devraient pas se superposer car elles sont réalisées à différentes hauteurs et en considérant pour le calcul du titre X_{eq} , la pression uniforme dans le tube et égale à la pression de sortie.

Les pertes de pressions dans le tube semblent donc influencer faiblement sur les propriétés physiques du fluide et sur la chaleur latente de vaporisation. Ces éléments justifient d'autant plus l'analogie supposée entre l'évolution des mesures diphasiques en sortie de tube en fonction de la température d'entrée et l'évolution d'un écoulement dans un tube virtuellement plus long.

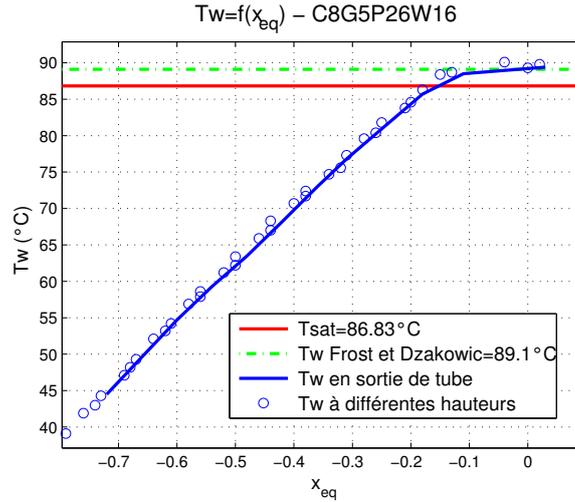


FIGURE 3.20 – Série C8G5P26W16. Comparaison des températures de paroi en sortie et des températures de paroi le long du tube en fonction du titre thermodynamique à l'équilibre.

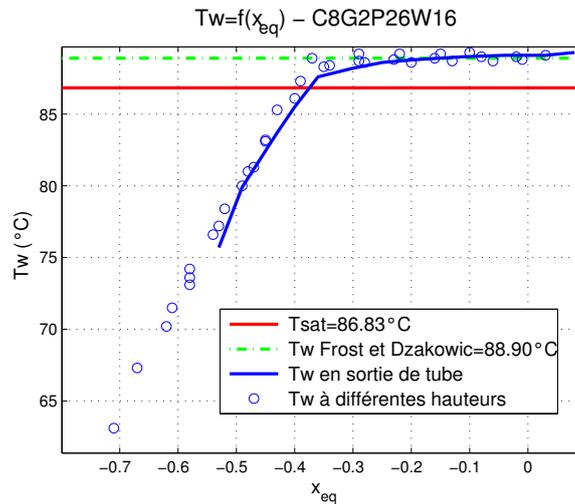


FIGURE 3.21 – Série C8G2P26W16. Comparaison des températures de paroi en sortie et des températures de paroi le long du tube en fonction du titre thermodynamique à l'équilibre.

Sur les figures 3.20 et 3.21, on distingue parfaitement les zones associées à un échange purement convectif (évolution linéaire de la température de paroi avec le titre thermodynamique) et la partie associée à la zone bouillante dans laquelle la température de paroi est quasi-uniforme et égale à une valeur légèrement supérieure à la température de saturation. ($\Delta T_{sat} = T_W - T_{sat} \approx 2^\circ\text{C}$).

Dans un deuxième temps, les données relatives à la zone monophasique (température de paroi inférieure à la saturation) ont alors été analysées en détail. On a cherché à comparer les données mesurées avec une corrélation de référence. On a retenu la corrélation de Gnielinski (1976) et qui s'écrit :

$$\text{Nu} \triangleq \frac{\left(\frac{C_f}{2}\right) (\text{Re} - 1000) \text{Pr}}{1 + 12.7\left(\frac{C_f}{2}\right)^{0.5} (\text{Pr}^{2/3} - 1)}, \quad (3.16)$$

où C_f désigne le coefficient de frottement.

Avec :

$$\text{Pr} \triangleq \left(\frac{\mu_L c_{pL}}{\lambda_L}\right), \quad (3.17)$$

et

$$\text{Re} \triangleq \left(\frac{GD}{\mu_L}\right). \quad (3.18)$$

Le domaine de validité de la corrélation est le suivant :

$$\begin{cases} 0.5 \leq \text{Pr} \leq 2000 \\ 2300 \leq \text{Re} \leq 5.10^6 \end{cases} \quad (3.19)$$

Les propriétés thermophysiques et de transport sont évaluées à la température moyenne du liquide T_{Lb} à la cote considérée. Toutes les propriétés physiques utilisées sont rassemblées en annexe B.

Le coefficient de frottement C_f est calculé à l'aide de la corrélation de Churchill (1977) recommandée par Delhaye (2008) :

$$C_f = 2 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}}\right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{1.5}} \right]^{1/12}$$

$$A = \left[2.457 \ln \frac{1}{(7/\text{Re})^{0.9} + 0.27\varepsilon/D} \right]^{16} \quad B = \left(\frac{37530}{\text{Re}}\right)^{16}$$

Le tube est supposé hydrauliquement lisse ($\varepsilon = 0$). Pour chaque essai des séries C8G5P26W16 et C8G2P26W16, on a alors comparé la température de paroi mouillée mesurée avec la température prédite par cette corrélation avec :

$$T_W = T_{Lb} + \frac{q_w D}{\lambda_L \text{Nu}}, \quad (3.20)$$

où T_{Lb} est la température moyenne du liquide évaluée par bilan thermique 1D (Eq. 3.22) et Nu est le nombre de Nusselt calculé par la corrélation.

Le tableau 3.12 regroupe le comparatif entre les mesures de température de paroi fournies en sortie de tube par la banque et les températures de paroi calculées par la corrélation. On notera ΔT_G l'écart entre ces deux températures :

$$\Delta T_G = T_{W-Gnielinski} - T_{W-exp}. \quad (3.21)$$

Cas	T_{W-exp} (°C)	$T_{W-Gnielinski}$ (°C)	ΔT_G (°C)
C8G5P26W16Te20.5	44.50	44.67	0.17
C8G5P26W16Te30.79	54.70	54.84	0.14
C8G5P26W16Te40.59	63.50	63.96	0.46
C8G5P26W16Te45.82	68.20	68.92	0.72
C8G5P26W16Te50.88	73.00	73.56	0.56
C8G5P26W16Te55.28	76.80	77.33	0.53
C8G2P26W16Te19.84	75.70	75.95	0.25
C8G2P26W16Te24.57	79.90	79.64	-0.26
C8G2P26W16Te29.47	83.70	83.97	0.27
C8G2P26W16Te31.46	85.50	85.84	0.34

TABLE 3.12 – Évaluation de la cohérence de la température de paroi en sortie de conduite - Corrélation de Gnielinski (1976) - Campagne C800 monophasique.

Les mesures sont en bon accord avec la corrélation, les écarts maximum observés étant de 0.7°C, la température expérimentale étant généralement inférieure à la température calculée.

Les figures 3.22A et B présentent les résultats obtenus sur l'ensemble des mesures de paroi d'un tube pour les deux essais C8G5P26W16Te20.5 et C8G5P26W16Te55.28 des séries précédemment mentionnées.

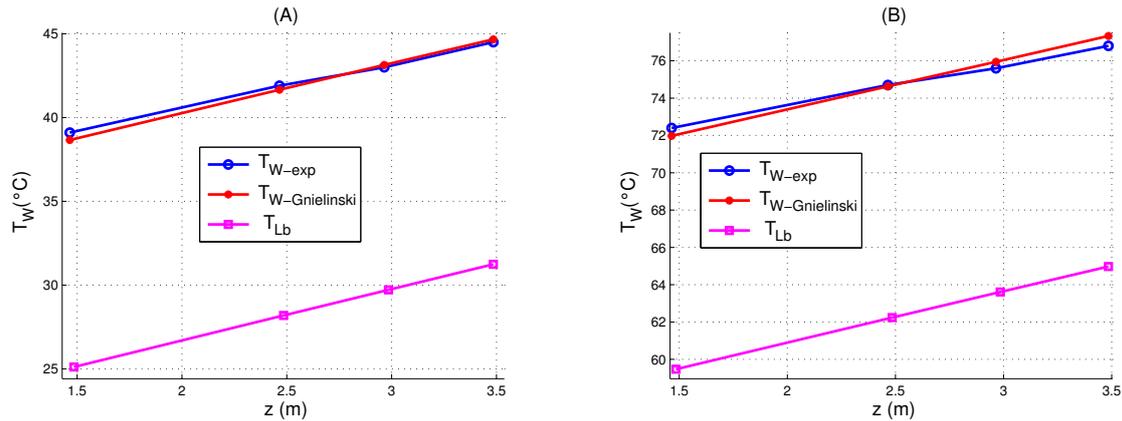


FIGURE 3.22 – Comparaison des mesures axiales de température de paroi avec la corrélation de Gnielinski (1976). La température moyenne dans le liquide T_{Lb} est aussi tracée par estimation avec un bilan thermique 1D. (A) Série C8G5P26W16Te20.5. (B) Série C8G5P26W16Te55.28.

Nous précisons que les observations faites ici s'appliquent à la totalité des essais. La température de paroi est évaluée à chaque position axiale en fonction de la température moyenne pour la pression de sortie du tube.

Si on grossit les courbes de température de paroi pour l'essai C8G5P26W16Te20.5 (figure 3.23), on observe que la pente de la courbe d'évolution axiale de la température de paroi expérimentale est plus faible que celle de la courbe de référence de Gnielinski.

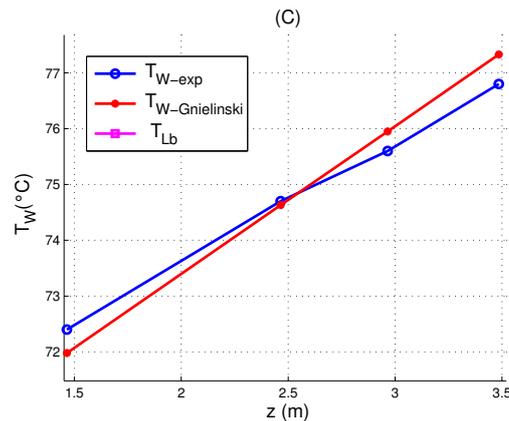


FIGURE 3.23 – Grossissement sur la température de paroi. Comparaison des mesures axiales de température de paroi avec la corrélation de Gnielinski (1976). (C) Série C8G5P26W16Te55.28.

Plusieurs explications ont été considérées pour expliquer cette tendance expérimentale :

— **L'écoulement n'est pas thermiquement établi.**

Le premier point de mesure étant situé à 80 diamètres de l'entrée, cette hypothèse semble peu probable sachant que selon Taine et al.(2008), les écoulements turbulents sont établis au delà de 30 diamètres pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^5 . De plus si l'écoulement n'était pas complètement établi, le nombre de Nusselt serait plus grand au voisinage de l'entrée du tube, ce qui abaisserait la température de paroi dans cette zone et augmenterait la pente par rapport à la corrélation de référence. La tendance inverse est observée.

— **Les pertes de pression dans la conduite ont une influence sur les propriétés thermophysiques et de transport.**

La corrélation de Gnielinski (1976) calcule la température de paroi avec des propriétés de transport évaluées à chaque cote en fonction la température moyenne à cette cote mais également en fonction de la pression imposée. Or dans nos calculs, la pression est supposée uniforme dans tout le tube et égale à la pression de sortie. On peut donc penser que les écarts observés à l'entrée du tube ($z=1.5$ m) sont liés à l'influence des pertes de

pression par frottement sur les propriétés thermophysiques du Fréon R12. Cependant, on montre que la chute de pression dans le tube est de l'ordre de 0.5 bar pour ces essais ce qui entraîne une augmentation négligeable de 0.05 °C de la température de paroi recalculée par la corrélation.

- **Un phénomène de pertes thermiques par conduction axiale liée à la présence de pièces massives non calorifugées en sortie de section d'essais tend à réduire la température de paroi mesurée en sortie de tube.**

Un calcul de conduction a été réalisé en sortie de tube et montre que l'influence d'un tel phénomène n'est pas suffisante pour expliquer les écarts observés (0.5 °C) en sortie. De surcroît, ces pertes n'ont plus d'impact à une distance égale à 0.5 m de la fin de longueur chauffante.

La non-uniformité du flux pariétal est également une explication possible pour tenter d'expliquer l'évolution de la température de paroi. Mais cette hypothèse n'a pas pu être vérifiée.

On a dans un dernier temps, cherché à caractériser les données dans la zone bouillante.

On a alors comparé les données de température de paroi à la corrélation de Frost et Dzakowic (1967) (Eq. 3.14) décrite précédemment.

Le tableau 3.13 ainsi que les figures 3.20 et 3.21 présentent les résultats obtenus pour les trois séries d'essais retenues.

Cas	T_{W-exp} (°C)	T_{W-FD} (°C)	X_{eq}
C8G5P26W16Te81.18	89.4	89.10	0.036
C8G2P26W16Te61.51	89.1	88.90	-0.046
C8G2P26W16Te66.57	89.1	88.90	0.022
C8G2P14W16Te23.74	61.9	61.47	-0.076
C8G2P14W16Te29.47	62.0	61.47	-0.027
C8G2P14W16Te36.11	62.0	61.47	0.025
C8G2P14W16Te43.08	62.0	61.47	0.088

TABLE 3.13 – Évaluation de la cohérence de la température de paroi - Campagne C800 diphasique. T_{W-exp} désigne la température de paroi expérimentale. T_{W-FD} est la température de paroi calculée par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967).

On observe un bon accord entre les mesures et la corrélation, l'écart maximal observé étant de l'ordre de 0.5°C.

3.4.2 Cohérence des mesures de température liquide

L'objectif de cette section est de vérifier la cohérence des bilans thermiques monodimensionnels dans la conduite. Cette vérification avait déjà été réalisée par Manon (2000) qui avait conclu que la banque de données était globalement digne de confiance. Nous sommes plus réservés sur les résultats obtenus. On s'intéresse dans un premier temps aux essais monophasiques de la campagne C800. Afin de vérifier la cohérence des mesures, on va comparer l'enthalpie moyenne débitante du liquide en sortie de section d'essais obtenue grâce à un bilan d'énergie totale avec l'enthalpie moyenne déduite de l'intégration des mesures de température liquide. Comme on suppose que l'on est liquide à la sortie du tube, le bilan d'enthalpie sur toute sa hauteur s'écrit :

$$H_{m,sortie} = H_{L,entree} + \frac{2Lq_w}{GR} = H_{L,sortie}, \quad (3.22)$$

où $H_{m,sortie}$ est l'enthalpie moyenne débitante du mélange en sortie de conduite chauffée, $H_{L,sortie}$ l'enthalpie liquide moyenne débitante en sortie et $H_{L,entree}$ l'enthalpie moyenne débitante liquide en entrée de conduite.

On en déduit donc la température moyenne du liquide ($T_{Lb-1D,sortie}$) grâce à l'équation d'état du fluide.

La température expérimentale moyenne débitante de liquide en sortie de section d'essais $T_{Lb-exp,sortie}$ s'obtient à partir de l'enthalpie débitante du liquide moyennée sur la section obtenue par intégration du profil d'enthalpie liquide locale $\overline{\overline{h_{L-exp,sortie}}^L}$ mesuré⁶ :

$$H_{Lb-exp,sortie} \triangleq \frac{1}{\pi R^2 G} \int_0^R \rho_L \overline{\overline{V_{Lz}}^L} \overline{\overline{h_{L-exp,sortie}}^L} 2\pi r dr. \quad (3.23)$$

Il faut donc disposer d'un profil de vitesse liquide qui n'est malheureusement pas mesuré.

À cette fin, et compte tenu de la remarque précédente (page 95), nous utilisons la loi de profil de vitesse définie par l'équation 3.12 pour le liquide :

$$\overline{\overline{V_{Lz}}^L}(r) = 1.22 \frac{G}{\langle \rho_L \rangle_2} \left(\frac{R-r}{R} \right)^{\frac{1}{7}}. \quad (3.24)$$

Le tableau 3.14 présente les résultats obtenus. ΔT_{Lb} désigne l'écart entre la température moyenne déduite du bilan 1D ($T_{Lb-1D,sortie}$) et celle provenant de l'intégration du profil de température liquide ($T_{Lb-exp,sortie}$) :

6. Ce profil est déduit de l'équation d'état du fluide à partir des mesures de température liquide.

$$\Delta T_{Lb} = T_{Lb-1D,sortie} - T_{Lb-exp,sortie}. \quad (3.25)$$

L'écart relatif δT_{Lb} est défini par rapport à l'écart de température entre l'entrée et la sortie :

$$\delta T_{Lb} = 100 \left(\frac{T_{Lb-1D,sortie} - T_{Lb-exp,sortie}}{T_{Lb-1D,sortie} - T_{entree}} \right). \quad (3.26)$$

Cas	$T_{Lb-1D,sortie}$ (°C)	$T_{Lb-exp,sortie}$ (°C)	ΔT_{Lb} (°C)	δT_{Lb} (%)
C8G5P26W16Te20.5	31.23	30.66	0.57	5.3
C8G5P26W16Te30.79	41.47	41.00	0.47	4.4
C8G5P26W16Te40.59	50.93	50.41	0.52	5.0
C8G5P26W16Te45.82	56.04	55.43	0.61	5.9
C8G5P26W16Te50.88	60.89	60.55	0.34	3.4
C8G5P26W16Te55.28	65.00	64.88	0.12	1.2
C8G2P26W16Te19.84	47.00	46.63	0.37	1.3
C8G2P26W16Te24.57	51.20	50.84	0.36	1.3
C8G2P26W16Te29.47	55.81	55.32	0.49	1.8
C8G2P26W16Te31.46	57.73	57.12	0.61	2.3

TABLE 3.14 – Évaluation de la cohérence de la température liquide - Campagne C800. Comparaison de la température moyenne évaluée par bilan thermique par rapport à la température moyenne expérimentale.

On observe un écart systématique de l'ordre de 0.5°C, la température moyenne déduite du bilan ($T_{Lb-1D,sortie}$) étant toujours supérieure à celle déduite de l'intégration du profil ($T_{Lb-exp,sortie}$). Cet écart est supérieur à l'incertitude de mesure de la température liquide par thermocouple et il en résulte un écart relatif significatif par rapport au bilan thermique total dans le tube allant jusqu'à 6%.

L'estimation du bilan thermique 1D (Eq. 3.22) repose sur la mesure de la vitesse massique G et du flux de chaleur pariétal q_w . Si la mesure de température liquide est fiable, un écart δT_{Lb} de 6% implique directement une surestimation de la mesure du rapport $\frac{q_w}{G}$ dans le bilan thermique du même ordre de grandeur. Une telle surestimation, paraît peu probable même en cumulant les incertitudes des mesures des ces deux grandeurs.

Comme pour l'analyse de l'évolution de la température de paroi, aucune explication évidente ne peut-être donnée pour justifier ces écarts entre la température moyenne du liquide et le bilan thermique 1D.

Pour estimer la cohérence des mesures de température liquide en diphasique, la méthodologie mise en œuvre est identique au cas des écoulements monophasiques *i.e.* on va comparer la température moyenne liquide obtenue grâce à l'écriture du bilan thermique 1D avec la température moyenne du liquide déduite de l'intégration des mesures. Ce test de cohérence diphasique constitue un élément nouveau par rapport à l'étude de Manon (2000).

On se donne le titre massique de vapeur en sortie de tube défini par :

$$X_{exp} = \frac{\rho_G \left\langle \alpha_G \overline{V_{Gz}} \right\rangle_2}{G} \quad (3.27)$$

Pour cela, on considère la campagne TESS qui fournit à la fois des mesures de taux de vide et de vitesse gaz en sortie. Les mesures de vitesse gaz n'ayant pas pu être réalisées jusqu'à la paroi, on a supposé que les profils expérimentaux pouvaient être raccordés linéairement à cette dernière avec une vitesse nulle.

On cherche l'enthalpie moyenne débitante du liquide en sortie $H_{L,sortie}$. D'après l'équation 2.101, si on suppose la vapeur à saturation, on a :

$$H_{m,sortie} = XH_{G,sat} + (1 - X)H_{L,sortie}. \quad (3.28)$$

La combinaison des équations 3.22 et 3.28 permet alors d'obtenir la relation suivante :

$$H_{L,sortie} = \frac{H_{L,entree} + \frac{2q_w L}{GR} - XH_{G,sat}}{1 - X}. \quad (3.29)$$

On peut donc remonter à $T_{Lb-1D,sortie}$ grâce à l'équation d'état (Fréon R134A pour les essais TESS) donnant ainsi la température en fonction de l'enthalpie pour une pression donnée.

On compare ensuite cette température à la température moyenne du liquide mesurée expérimentalement. Les températures liquide n'ayant pas été mesurées jusqu'à la paroi et ne disposant pas de mesures de température de paroi sèche pour ces essais, nous avons supposé que la température de paroi mouillée était donnée par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967) décrite précédemment qui donnait des écarts maximum par rapport à la température mesurée de 0.5 °C pour la campagne DEBORA C800.

Pour le calcul de $T_{Lb-exp,sortie}$, on supposera également que le profil de vitesse liquide est donné par l'équation 3.24.

Le tableau 3.15 présente les résultats obtenus : le titre massique de vapeur X_{exp} estimé expérimentalement, l'enthalpie liquide $H_{L,sortie}$ déduite du bilan thermique 1D

en sortie de tube, la température liquide $T_{Lb-1D,sortie}$ qui en résulte, la température liquide moyenne expérimentale en sortie $T_{Lb-exp,sortie}$, l'écart entre ces deux valeurs et enfin la température de paroi calculée par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967) T_{W-FD} .

Cas	X_{exp}	$H_{L,sortie}$ (J/kg)	$T_{Lb-1D,sortie}$ (°C)	$T_{Lb-exp,sortie}$ (°C)	ΔT_{Lb} (°C)	T_{W-FD} (°C)
TG3P28W15Te72.07	$8.89.10^{-3}$	324517	81.20	81.14	0.06	84.27
TG3P28W12Te74.28	$6.82.10^{-3}$	324908	81.38	81.27	0.11	84.04
TG3P28W11Te75.30	$6.35.10^{-3}$	325184	81.51	81.33	0.18	83.93
TG3P14W7Te48.19	$4.98.10^{-3}$	277435	53.72	53.54	0.18	57.43
TG2P26W17Te63.57	$1.65.10^{-2}$	321270	79.49	78.86	0.63	82.85
TG2P26W13Te68.03	$9.39.10^{-3}$	321553	79.63	79.03	0.60	82.50
TG2P26W11Te70.38	$7.02.10^{-3}$	321689	79.73	79.16	0.57	82.31

TABLE 3.15 – Évaluation de la cohérence de la température liquide - Campagne TESS. Titre massique de vapeur moyen expérimental, enthalpie liquide moyenne débitante en sortie déduite du bilan 1D et de X_{exp} , température liquide moyenne déduite comparée à la température moyenne expérimentale.

On constate que les écarts obtenus sont au maximum de 0.63 °C entre la température moyenne estimée par un bilan thermique 1D et la température moyenne expérimentale systématiquement inférieure. Ces écarts sont cohérents avec ceux déjà observés pour le test de cohérence monophasique. Les écarts obtenus par rapport au bilan thermique 1D sont en revanche toujours inexpliqués. Toutefois ces écarts étant comparables en écoulement monophasique et diphasique : (i) une remise en cause de la mesure de température liquide en diphasique est écartée (ii) l'hypothèse faite sur l'enthalpie de la vapeur imposée à la saturation semble acceptable (iii) le titre massique de vapeur estimé expérimentalement semble cohérent.

Ces tests de cohérence sur la température soulèvent toutefois quelques interrogations à la fois sur la mesure de la température du liquide mais également sur les mesures des paramètres de contrôle (débit massique et flux pariétal). Ne pouvant les lever, la banque de données DEBORA sera utilisée en l'état dans ce travail. Il faudra cependant tenir compte de cette analyse de cohérence dans l'analyse des résultats issus de la confrontation du modèle aux données de la banque.

3.4.3 Cohérence des mesures de taux de vide

Afin de vérifier la cohérence des mesures de taux de vide des campagnes C2900, C3000 et TESS, nous avons comparé les données de taux de vide moyen sur la section⁷ sur la section avec différents modèles de la littérature. L'analyse menée ici n'est pas aussi exhaustive que celle menée par Manon (2000). Son but est de vérifier qu'un modèle simple de prédiction axial du taux de vide moyen est suffisant, dans un premier temps, pour retrouver un bon ordre de grandeur des valeurs expérimentales.

Deux modèles ont été retenus :

- le modèle homogène équilibré mécaniquement,
- le modèle de Lahey et Moody (1977).

Pour le modèle homogène équilibré mécaniquement (égalité des vitesses phasiques axiales), on a la relation suivante entre le taux de vide moyenné sur la section et le titre massique :

$$\langle \alpha_G \rangle_2 = \frac{X \rho_L}{X \rho_L + (1 - X) \rho_G} = \beta, \quad (3.30)$$

où β est le titre volumique et X le titre massique de vapeur.

Le modèle de Lahey et Moody (1977) utilise la même relation que le modèle de Zuber et Findlay (1965) pour le taux de vide :

$$\langle \alpha_G \rangle_2 = \frac{X}{C_0 \left(X + (1 - X) \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) + \frac{\rho_G \widehat{V}_{Gj}}{G}}. \quad (3.31)$$

Dans cette relation, le paramètre de distribution C_0 est issu de l'étude de Dix (1971) :

$$C_0 = \beta \left(1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^b \right), \quad (3.32)$$

où

$$b = \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.1}, \quad (3.33)$$

et où β est le titre volumique précédemment défini.

Enfin la vitesse de dérive \widehat{V}_{Gj} est définie par :

7. Obtenues par intégration des profils de taux de vide local qui ont été raccordés à la paroi à partir d'extrapolations linéaires des valeurs mesurées aux deux derniers points de mesure.

$$\widehat{V}_{Gj} = 2.9 \left(\frac{(\rho_G - \rho_L) \sigma g}{\rho_L^2} \right)^{1/4} \quad (3.34)$$

Pour chacun de ces deux modèles, le titre massique de vapeur X sera estimé à partir du modèle de Levy (1967) qui relie le titre massique et le titre thermodynamique à l'équilibre à l'aide de la relation suivante :

$$X = \max \left\{ 0, X_{eq} - X_{eq,OSV} \exp \left(\frac{X_{eq}}{X_{eq,OSV}} - 1 \right) \right\}, \quad (3.35)$$

où $X_{eq,OSV}$ est le titre thermodynamique à l'équilibre au point d'apparition significative de vapeur (*onset of significant void*), qui est donné par le modèle de Saha et Zuber (1974) :

$$X_{eq,OSV} = \begin{cases} -0.0022 \frac{q_w D c_{pL}}{\lambda_L \mathcal{L}} \\ -154 \frac{q_w}{G \mathcal{L}} \end{cases} \quad (3.36)$$

Si

$$\text{Pe} \triangleq \frac{G D c_{pL}}{\lambda_L} = \begin{cases} < 70000 \\ \geq 70000 \end{cases} \quad (3.37)$$

Le tableau 3.16 présente les résultats obtenus. On constate que l'écart absolu entre les mesures et les deux modèles est au maximum de 10%. Manon (2000) souligne déjà la tendance à la surestimation du taux de vide par le modèle de Lahey et Moody (1977) notamment pour les écoulements faiblement sous-saturés. Nous retrouvons ce résultat. Le modèle homogène présente des résultats tout à fait similaires à ceux du modèle de Lahey et Moody (1977), ce qui *a priori* conforte la pertinence de l'hypothèse d'un écoulement mécaniquement homogène et le choix d'un modèle de mélange. Par souci de simplicité, nous retiendrons ce modèle dans la suite de l'étude (chapitres 7 et 8).

On a également porté dans le tableau 3.17, les valeurs des titres massiques mesurés pour les essais de la campagne C3000 (pour lesquels on dispose de mesure de vitesse) afin de les comparer aux prédictions du modèle de Levy (1967). On retrouve également une surestimation des valeurs expérimentales de l'ordre de 10%.

Cette étude a permis de confirmer les résultats de Manon (2000) sur la confrontation des mesure de taux de vide au modèle de Lahey et Moody. Elle a également permis de vérifier que le modèle homogène mécaniquement couplé au modèle de Levy (1967) était suffisant pour donner un ordre de grandeur (à 10% près) de la valeur du taux

Cas	$X_{eq,OSV}$ $\times (10^{-2})$	X_{Levy} $\times (10^{-2})$	$\alpha_{Lahey-Moody}$	α_{homo}	α_{exp}
C29G2P14W16Te31.87	-5.02	1.87	0.233	0.209	0.178
C29G2P14W16Te36.16	-5.03	4.67	0.392	0.404	0.336
C29G2P14W16Te39.67	-5.00	7.22	0.482	0.519	0.432
C29G2P14W16Te44.21	-5.00	11.00	0.572	0.632	0.546
C29G1P30W12Te59.65	-12.00	4.05	0.167	0.161	0.145
C29G1P30W12Te73.7	-12.00	21.10	0.500	0.550	0.493
C29G5P14W34Te34.19	-4.26	0.73	0.136	0.092	0.061
C29G5P14W34Te40.42	-4.19	4.26	0.394	0.382	0.305

TABLE 3.16 – Évaluation de la cohérence du taux de vide - Campagne C2900. Titre thermodynamique au point d’OSV - titre massique de vapeur évalué à l’aide du modèle de Levy (1967) - taux de vide moyen déduit de ce titre par le modèle de Lahey et Moody (1977) et le modèle homogène équilibré mécaniquement - taux de vide moyen expérimental.

Cas	$X_{eq,OSV}$ $\times (10^{-2})$	X_{Levy} $\times (10^{-2})$	X_{exp} $\times (10^{-2})$
C30G2P14W16Te31.39	-5.10	1.55	1.38
C30G2P14W16Te38.95	-5.12	7.18	6.10
C30G2P14W16Te41.15	-5.13	8.05	7.87
C30G2P14W17Te33.94	-5.16	2.92	3.03
C30G2P26W16Te66.6	-6.46	3.20	1.92
C30G2P26W16Te70.59	-6.45	7.40	5.73
C30G3P26W27Te60.78	-7.57	2.14	1.91

TABLE 3.17 – Évaluation de la cohérence du titre massique de vapeur - Campagne C3000. Titre thermodynamique au point d’OSV, titre massique de vapeur évalué à l’aide du modèle de Levy (1967) et titre moyen expérimental.

de vide moyen expérimental dans la section. Ce modèle sera retenu dans la suite de l’étude dans le but de calculer des échelles nécessaires à la mise en œuvre du modèle bi-dimensionnel non-établi qui sera décrit dans la deuxième partie.

3.5 Conclusions

La banque de données DEBORA/TESS a été présentée de façon détaillée. La stratégie du choix des essais retenus a été détaillée. Une analyse de la cohérence des données de taux de vide, de titre massique et de température (paroi et liquide) a été réalisée en lien avec celle menée par Manon (2000). Elle a permis d’évaluer la fiabilité de la banque. Si globalement les résultats obtenus sont satisfaisants, on détecte quelques anomalies notamment dans la cohérence des mesures de température liquide et de paroi. Le bilan

thermique expérimental présente parfois un écart au bilan théorique de 6%, cette valeur ne pouvant s'expliquer par les seules incertitudes de mesures.

Nous déplorons également pour de nombreux essais l'absence de mesures simultanées et colocalisées de taux de vide, de vitesse gaz et de température liquide comme c'est le cas pour les essais TESS. Notons également que la banque ne comporte pas de mesures de pertes de pression entre l'entrée et la sortie du canal, qui nous permettraient d'accéder à une valeur de la contrainte pariétale τ_w .

Nous ne pouvons que recommander ici la mise en œuvre de nouveaux essais pour lesquels :

- les conditions aux limites devront être maîtrisées de façon à garantir, notamment un bilan thermique 1D satisfait à mieux que 1% en relatif,
- les grandeurs d'intérêt, *a minima*, taux de vide, vitesse gaz, température liquide et température de paroi devront être mesurées de façon simultanée et colocalisée (TESS),
- la perte de pression totale dans le tube soit mesurée.

Chapitre 4

Application du modèle 2D quasi-établi aux essais DEBORA

Une méthodologie a été proposée au chapitre 2 afin de calculer les profils radiaux de température liquide et de vitesse de mélange dans une conduite cylindrique ascendante.

L'objectif du présent chapitre consiste à mettre en œuvre cette approche sur la base des essais DEBORA dont la description a fait l'objet du chapitre 3. Afin d'évaluer les capacités de notre modèle à prédire les caractéristiques des écoulements diphasiques en conditions REP ou équivalentes, nous distinguerons deux étapes :

1. Une comparaison entre les profils de vitesse de mélange calculés par le modèle et ceux issus des données de la banque. On s'intéressera en priorité aux essais des campagnes C3000 et TESS pour lesquels les profils de vitesse gaz ont été effectivement mesurés. Quelques calculs relatifs à la campagne C2900 seront également présentés, pour des conditions s'approchant de la crise d'ébullition.
2. Une comparaison entre les profils de température liquide calculés par le modèle et ceux issus des données de la banque en écoulement monophasique puis en ébullition. Seules les campagnes C800 et TESS, pour lesquelles la température liquide a été mesurée, seront analysées.

On montrera en particulier qu'il est difficile de conclure sur la partie mécanique par manque de données expérimentales mais que néanmoins, les résultats du modèle ne présentent pas d'incohérence avec les profils mesurés. La connaissance du profil de température est en revanche suffisante pour se prononcer sur la validité (ou pertinence) d'un modèle de diffusivité turbulente.

Les principaux résultats obtenus, couplés à une analyse de sensibilité aux différents paramètres d'entrée du modèle montreront enfin la nécessité de s'orienter vers un

modèle à plusieurs zones afin de décrire la structure turbulente de l'écoulement.

4.1 Calcul du profil de vitesse de mélange

4.1.1 Préliminaires sur les données d'entrée du système mécanique

Pour mémoire, le schéma de la figure 4.1 rappelle la méthodologie conduisant à la détermination du profil de vitesse.

L'ensemble des essais d'intérêt ayant été présentés au chapitre 3, on rassemble dans cette section les données d'entrée qu'il est nécessaire de spécifier afin de résoudre le système 2.92. On retrouvera le profil de taux de vide, la façon de calculer les propriétés thermophysiques ou encore les échelles caractéristiques turbulentes du modèle de Sato et Sekoguchi (1975) estimées soit expérimentalement quand cela est possible (\widehat{d}_B), soit à l'aide de corrélations adaptées (\widehat{U}_B et u^*).

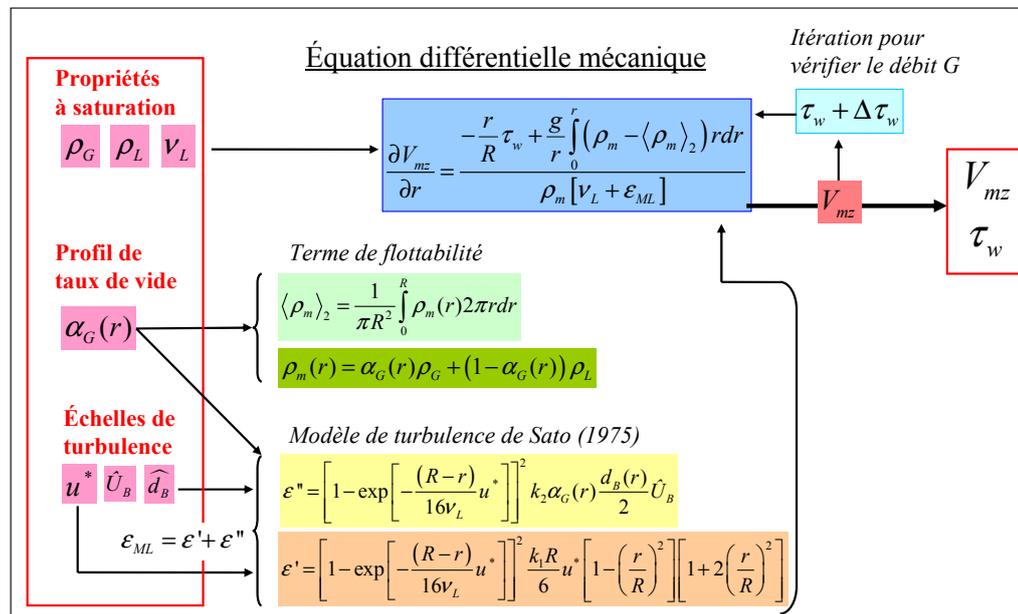


FIGURE 4.1 – Schéma simplifié de la résolution de l'équation différentielle de vitesse.

Propriétés thermophysiques du fluide

Les propriétés thermophysiques et de transport du fluide, supposées uniformes sur la section droite de l'écoulement sont imposées aux conditions de saturation associées à la pression de sortie de l'essai diphasique considéré. Ce choix semble raisonnable pour la phase vapeur. Pour la phase liquide, une estimation de la température moyenne du liquide en sortie a été obtenue à partir d'une estimation du titre massique de vapeur expérimental¹. La sous-saturation moyenne du liquide n'excédant pas 4°C pour tous les essais des campagnes C3000 et TESS, il paraît donc raisonnable de considérer que les propriétés thermophysiques et de transport soient estimées à saturation.

Les propriétés physiques à saturation pour les essais considérés sont rassemblées dans l'annexe B.

Profils de taux de vide expérimental

Le profil de taux de vide est interpolé à partir du profil expérimental à l'aide de splines cubiques. Le taux de vide n'étant pas mesuré à la paroi, cette valeur est déduite à l'aide d'une extrapolation linéaire à partir des deux points de mesure les plus proches de la paroi.

Échelles de turbulence

Nous débutons par l'analyse du modèle de Sato et Sekoguchi (1975) dont la présentation détaillée a fait l'objet du chapitre 2. Les valeurs des échelles de turbulence u^* , \widehat{U}_B , et \widehat{d}_B sont indiquées dans les articles de référence Sato et Sekoguchi (1975) et Sato et Sadatomi (1981), ces paramètres étant déterminés expérimentalement pour les essais dont ils disposent. Cependant, les auteurs ne fournissent pas de recommandations pour les déterminer de façon systématique. Ces informations n'étant pas directement accessibles dans la banque de données DEBORA, nous avons été amené à faire les choix suivants :

◇ **Vitesse relative moyenne liquide/gaz** : \widehat{U}_B

Pour renseigner ce paramètre, la corrélation d'Ishii (1977) a été choisie. Elle est donnée par l'équation 2.90 présentée à la section 2.2.3. Elle fait intervenir le taux de vide moyenné sur la section $\langle \alpha_G \rangle_2$ qui sera estimé par intégration du profil expérimental.

1. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.15 pour la campagne TESS.

◇ Diamètre moyen des bulles sur la section : \widehat{d}_B

Les profils expérimentaux de diamètres de bulles sont interpolés à l'aide de splines cubiques. Non mesuré, le diamètre des bulles à la paroi est obtenu, comme pour le profil de taux de vide par extrapolation linéaire à partir des valeurs correspondantes aux deux derniers points de mesure. Le diamètre moyen \widehat{d}_B est alors estimé par intégration du profil expérimental interpolé. Nous rappelons que pour la campagne C2900, les valeurs de diamètre fournies dans la banque sont issues d'une hypothèse sur le profil de vitesse gaz (Eq. 3.12). Néanmoins ces informations seront considérées comme suffisantes pour obtenir un ordre de grandeur raisonnable de ce paramètre.

◇ Vitesse de frottement : u^*

Cette vitesse est définie par :

$$u^* \triangleq \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}} \quad (4.1)$$

En l'absence d'information dans les articles de Sato et Sekoguchi (1975) et Sato et Sadatomi (1981), cette vitesse sera déterminée à l'aide de la corrélation de perte de pression en diphasique de Friedel (1979) exposée en annexe A, et qui permet d'estimer la contrainte de frottement pariétal τ_w . Dans la section relative à la validation du modèle sur des cas de référence (section 2.4), il a été montré que cette corrélation était la plus appropriée pour estimer ce terme en écoulement diphasique. Une étude de sensibilité à cette échelle sera menée en utilisant également la corrélation monophasique turbulente de McAdams (1954). Elle montrera que l'influence du choix de l'une ou l'autre de ces corrélations reste faible sur les résultats de calcul.

Les valeurs des trois paramètres qui viennent d'être présentés sont rassemblées dans l'annexe B, section B.7 pour chacun des essais qui a été analysé.

4.1.2 Résultats de la partie mécanique

La problématique de comparaison aux données

Pour tous les essais, on calcule le profil de vitesse de mélange et la contrainte de frottement pariétal à l'aide de l'algorithme décrit à la figure 4.1. Afin de comparer les résultats du modèle avec les données expérimentales, on a cherché à déduire du profil de vitesse gaz mesuré, le profil de vitesse de mélange associé².

2. C'est cette vitesse de mélange qui est effectivement calculée par le modèle.

Dans l'hypothèse où les phases sont mécaniquement couplées, on pose :

$$\overline{\overline{V}}_{Lz}^L(r) = K_1 \overline{\overline{V}}_{Gz}^G(r), \quad (4.2)$$

où K_1 sera supposé constant. Dans le cas d'un écoulement mécaniquement homogène K_1 est égal à 1. On s'attend donc à trouver, pour nos écoulements, une constante proche de l'unité.

La constante de proportionnalité K_1 est déterminée de façon à vérifier le bilan de masse :

$$G = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \left[\alpha_L(r) \rho_L \overline{\overline{V}}_{Lz}^L(r) + \alpha_G(r) \rho_G \overline{\overline{V}}_{Gz}^G(r) \right] 2\pi r dr, \quad (4.3)$$

$$G = \frac{2}{R^2} \int_0^R [\alpha_L(r) \rho_L K_1 + \alpha_G(r) \rho_G] \overline{\overline{V}}_{Gz}^G(r) r dr. \quad (4.4)$$

Le profil de vitesse de mélange déduit des données expérimentales, noté $V_{mz-exp}(r)$, s'écrit donc :

$$V_{mz-exp}(r) = \frac{[\alpha_L(r) \rho_L K_1 + \alpha_G(r) \rho_G] \overline{\overline{V}}_{Gz-exp}^G(r)}{\rho_m}. \quad (4.5)$$

L'incertitude de mesure du profil de vitesse de mélange déduit du profil de vitesse gaz par la méthode exposée précédemment sera considérée comme égale à celle du profil de vitesse gaz et est de $\pm 10\%$ (tableau 3.2).

Résultats

On a tracé pour les essais C30G2P14W16Te31.39 et C30G2P14W16Te38.39, sur les figures 4.2a et 4.2b :

- les profils expérimentaux de vitesse gaz,
- les profils de vitesse de mélange déduits des profils de vitesse gaz mesurés (Eq. 4.5),
- les profils de vitesse de mélange calculés par le modèle ,
- les profils de vitesse de mélange donnés par la loi de profil en puissance $1/7^{eme}$ (Eq. 3.12).

La figure 4.2a montre que l'accord entre les profils de vitesse de mélange déduits des mesures de vitesse gaz et les profils issus de la loi en $1/7^{eme}$ n'est pas toujours satisfaisant. La forme du profil expérimental (plate à cœur) n'est pas reproduite. On constate en revanche un bon accord entre le profil de vitesse de mélange calculé par le modèle et celui issu de la mesure de vitesse gaz. Ce résultat nous conforte vis-à-vis de la pertinence de la méthode retenue pour déduire une vitesse de mélange des données expérimentales. En l'absence de mesures de vitesse gaz (campagnes C2900 et C800), on considérera toutefois que la loi de profil en $1/7^{eme}$ reste suffisante pour décrire la forme des profils de vitesse.

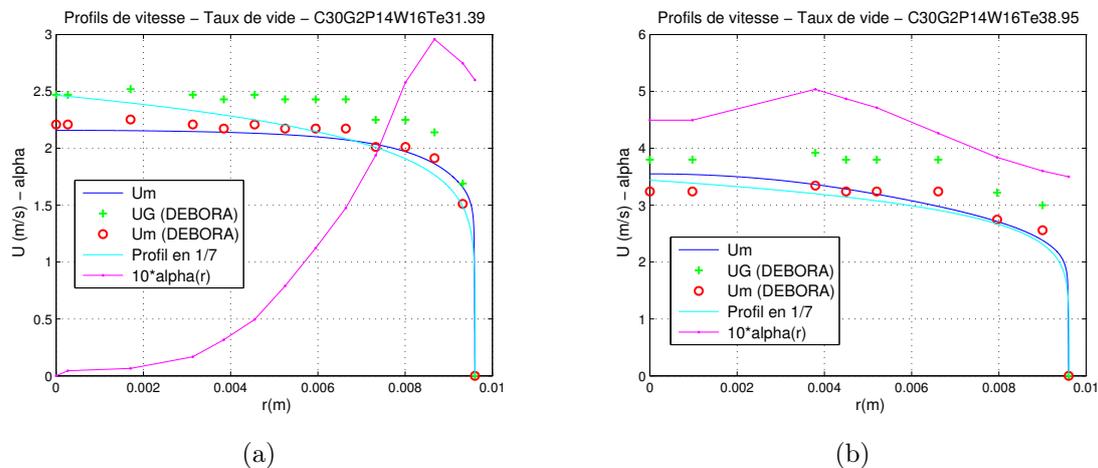


FIGURE 4.2 – Série C30G2P14W16. Profils de vitesse axiale. Vitesse expérimentale de gaz, vitesse du mélange déduite du profil de vitesse gaz, vitesse du mélange calculée par le modèle et profil de vitesse en puissance $1/7^{eme}$. (a) $T_e=31.39\text{ °C}/X_{eq} = -4.7.10^{-3}$. (b) $T_e=38.95\text{ °C}/X_{eq} = 6.66.10^{-2}$.

Campagne C3000

On s'intéresse à la série C30G2P14W16 présentée au chapitre 3. La figure 4.3 présente une comparaison entre les vitesses de mélange déduites des vitesses de gaz mesurées et les vitesses de mélange calculées par le modèle pour cette série. On retrouve sur la figure 4.4, les profils de taux de vide expérimentaux associés. On trouvera en annexe B.7 les valeurs des paramètres d'entrée du calcul.

Commentaires des résultats

On observe, compte tenu de l'incertitude retenue ($\pm 10\%$), un accord satisfaisant (figure 4.3) entre les profils calculés et les profils déduits des mesures.

La vitesse de mélange augmente avec la température d'entrée. En effet, en sortie de tube, la masse volumique du mélange diminue par les effets combinés de l'augmentation

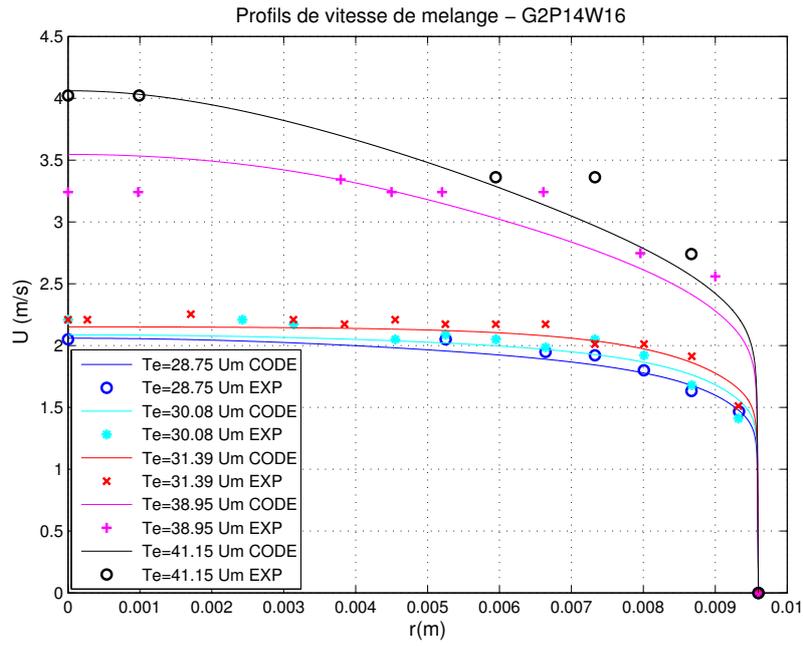


FIGURE 4.3 – Série C30G2P14W16. Evolution des profils de vitesse axiale du mélange en fonction de la température d'entrée. Profils de vitesse calculés par le modèle. Profils de vitesse de mélange déduits des mesures de vitesse gaz par la méthode homothétique (Eq. 4.5).

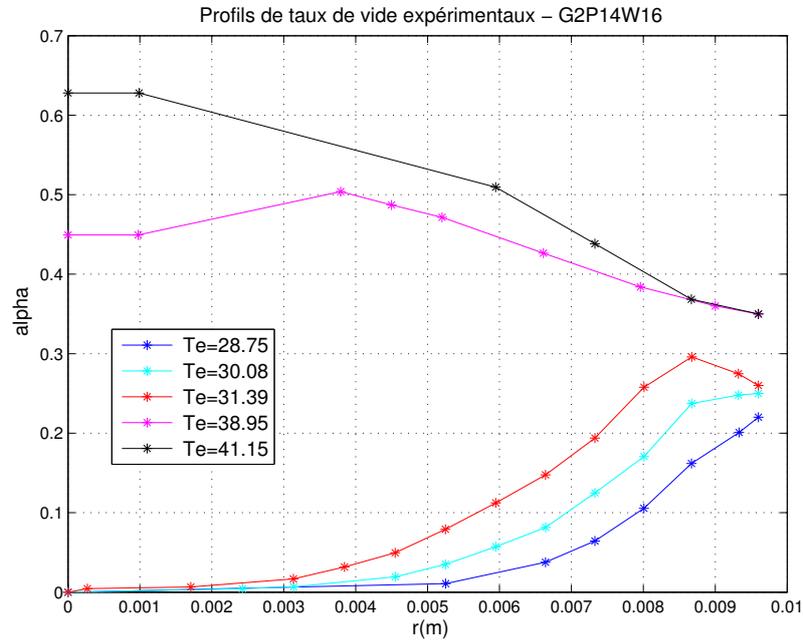


FIGURE 4.4 – Série C30G2P14W16. Evolution des profils expérimentaux de taux de vide en fonction de la température d'entrée.

de la température moyenne du fluide et de l'augmentation du taux de vide. Pour un débit uniforme, cela se traduit par une augmentation de la vitesse.

Enfin, on observe que lorsque le taux de vide augmente (figure 4.4) et change de concavité, le profil associé de vitesse devient moins plat (figure 4.3). Cette tendance est bien reproduite par le modèle.

On retiendra donc que le modèle est *a priori* capable de correctement prédire l'évolution de la forme du profil de vitesse de mélange en fonction du titre thermodynamique et de la forme du profil de taux de vide.

Dans le tableau 4.1, on a reporté les valeurs des contraintes de frottement pariétal évaluées par la corrélation de Friedel (1979) ainsi que celles calculées par le modèle de façon à vérifier le bilan de masse. On observe un comportement tout à fait semblable entre les contraintes de cisaillement calculées et corrélées. L'écart relatif reste inférieur à 10% pour les 3 premiers essais de la série pour lesquels le taux de vide moyen n'excède pas 15%. Cet écart grandit pour les 2 essais C30G2P14W16Te38.95 et C30G2P14W16Te41.15, pour lesquels le taux de vide moyen dépasse les 40%, mais reste finalement cohérent avec l'incertitude annoncée de la corrélation de Friedel ($\pm 25\%$).

Cas	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$\tau_{w-calculé}$ (Pa)	$\Delta\tau_w$ avec Friedel (%)	K_1
C30G2P14W16Te28.75	7.62	8.33	9.0	0.92
C30G2P14W16Te30.08	8.21	8.91	8.5	0.93
C30G2P14W16Te31.39	9.06	9.26	2.2	0.89
C30G2P14W16Te38.95	14.34	11.98	16.4	0.85
C30G2P14W16Te41.15	15.97	12.84	19.6	0.80

TABLE 4.1 – Série C30G2P14W16. Comparaison des contraintes calculées par le modèle aux contraintes évaluées par Friedel (1979). Valeurs de K_1 .

On constate par ailleurs que la constante K_1 est effectivement proche de l'unité, ce qui ne contredit pas l'hypothèse d'écoulement mécaniquement homogène.

L'essai C30G2P14W17Te33.94 présente un profil de taux de vide avec un maximum situé à 2.5 mm de la paroi chauffante. Sur la figure 4.5a, l'accord entre la vitesse de mélange calculée par le modèle et la vitesse de mélange expérimentale est très satisfaisant (ronds rouges et trait bleu foncé continu). Il en est de même pour la contrainte de cisaillement pariétal calculée (tableau 4.2) qui ne diffère que de 7.6% de celle évaluée par la corrélation de Friedel.

On a également tracé sur la figure 4.5b, le profil de contrainte totale (Eq. 2.34) dans le mélange.

Comme le montre l'équation 2.34, cette contrainte résulte de deux contributions :

- la contribution monophasique (terme (1) Eq. 4.6),
- la contribution des effets de flottabilité (terme (2) Eq. 4.6). Ce terme ne s'exprime que si le profil de taux de vide n'est pas plat.

$$\tau_{mzr}^{tot}(r, z) = \underbrace{-\frac{r}{R}\tau_w}_{(1)} + \underbrace{\frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) u du}_{(2)} \quad (4.6)$$

On a donc tracé sur cette même figure 4.5b, l'évolution de ces deux termes. Pour cet essai, on observe que la contrainte reste négative sur l'ensemble de la conduite, c'est-à-dire que le terme monophasique (1) reste toujours supérieur ou égal en valeur absolue au terme de flottabilité. Il en résulte que le gradient de vitesse de mélange reste négatif (d'après l'équation différentielle du système 2.92) et que le profil de vitesse est monotone et décroissant du centre de la conduite vers la paroi. Le débit est suffisamment grand (frottement important) et le taux de vide reste suffisamment faible pour que le maximum de vitesse reste au centre la conduite.

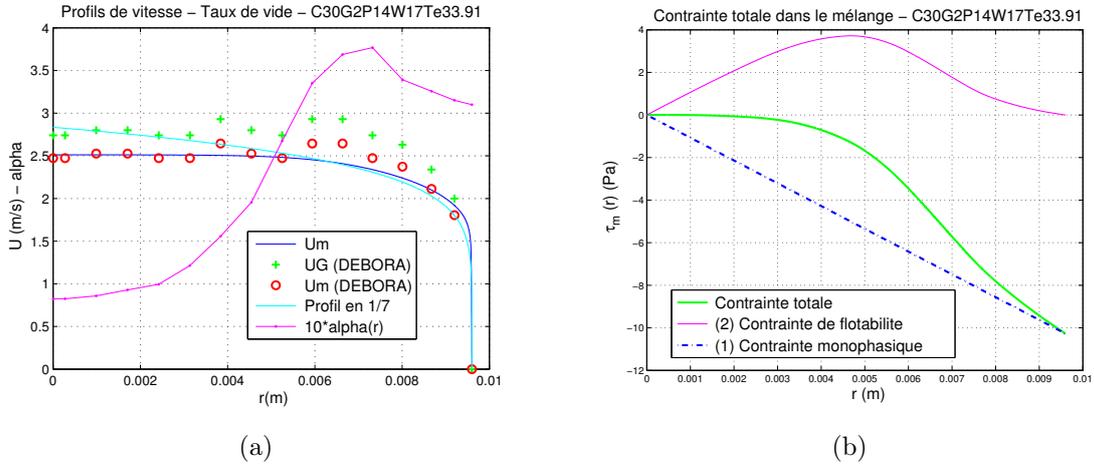


FIGURE 4.5 – Essai C30G2P14W17Te33.94, $X_{eq} = 1.50 \cdot 10^{-2}$. (a) Comparaison des profils de vitesse axiale expérimentaux et calculés en sortie de tube. (b) Profil de contrainte totale, terme de contrainte monophasique (1) et terme lié aux effets de flottabilité (2).

Cas	$\tau_w - Friedel$	$\tau_w - calcule$	$\Delta \tau_w \%$	K_1
C30G2P14W17Te33.94	11.11	10.26	7.6	0.90

TABLE 4.2 – Essai C30G2P14W17Te33.94. Comparaison de la contrainte calculée par le modèle à la contrainte évaluée par Friedel (1979). Valeur de K_1 .

Pour la série C30G2P26W16, la pression est plus importante mais les titres thermodynamiques de sortie restent comparables à ceux de la série précédente. On observe également de bons résultats (figures 4.6a, 4.6b et tableau 4.3), en terme de vitesse de mélange et de contrainte de cisaillement.

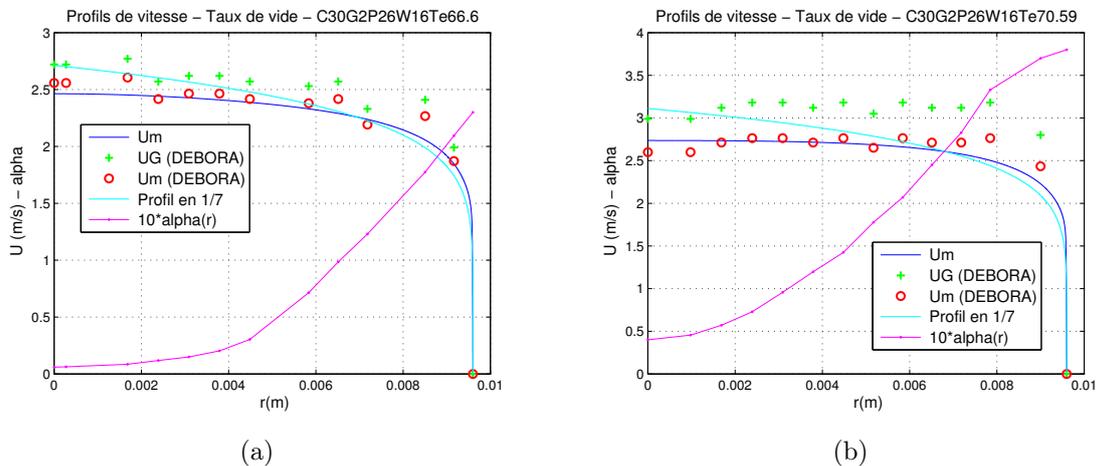


FIGURE 4.6 – Série C30G2P26W16. Comparaison des profils de vitesse axiale expérimentaux et calculés en sortie de tube. (a) Essai C30G2P26W16Te66.66, $X_{eq} = 1.24.10^{-2}$. (b) Essai C30G2P26W16Te70.59, $X_{eq} = 6.54.10^{-2}$.

Cas	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$\tau_{w-calculé}$ (Pa)	$\Delta\tau_w$ % avec Friedel (%)	K_1
C30G2P26W16Te66.66	8.59	8.46	1.5	0.94
C30G2P26W16Te70.59	10.64	9.17	13.8	0.86

TABLE 4.3 – Série C30G2P26W16. Comparaison des contraintes calculées par le modèle aux contraintes évaluées par Friedel (1979). Valeurs de K_1 .

On analyse enfin l'essai C30G3P26W27Te60.78 qui présente un débit plus important que les séries précédentes. On observe sur la figure 4.7 un bon accord entre le profil de vitesse de mélange calculé par le modèle et celui déduit des mesures. On notera que pour cette série à forte pression et à fort débit, la vitesse du gaz et la vitesse du liquide sont quasiment confondues ($K_1 = 0.99$, tableau 4.4) ce qui traduit un fort couplage mécanique entre les deux phases.

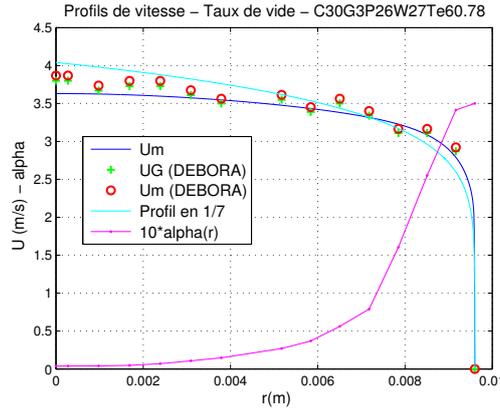


FIGURE 4.7 – Essai C30G3P26W27Te60.78, $X_{eq} = 6.54 \cdot 10^{-2}$. Comparaison des profils de vitesse axiale expérimentaux et calculés en sortie de tube.

Cas	$\tau_w - Friedel$	$\tau_w - calcule$	$\Delta \tau_w \%$	K_1
C30G3P26W27Te60.78	17.05	14.62	14.3	0.99

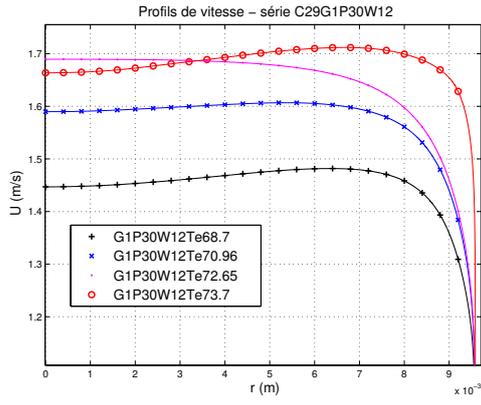
TABLE 4.4 – Essai C30G3P26W27Te60.78. Comparaison de la contrainte calculée par le modèle à la contrainte évaluée par Friedel (1979). Valeur de K_1 .

Campagne C2900

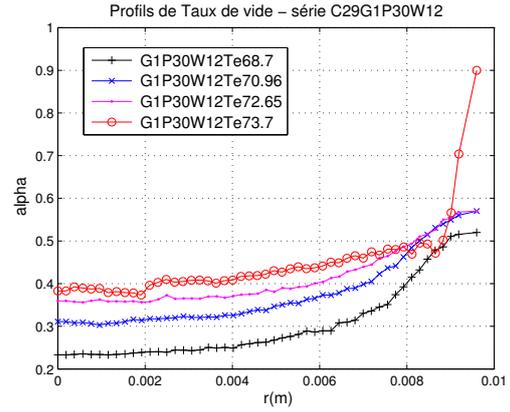
La campagne C2900 comporte uniquement en terme de mesures, des profils de taux de vide. On ne peut donc pas comparer les profils de vitesse obtenus par le calcul à des données expérimentales. Néanmoins, il nous a semblé intéressant de voir l'évolution des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle ainsi que l'évolution de la contrainte pariétale itérée dans ces conditions, dans la mesure où certaines d'entre elles sont proches des conditions de flux critique. On s'intéressera donc à la série C29G1P30W12, pour laquelle on a porté sur la figure 4.8a, les profils de vitesse de mélange prédits par le modèle associés aux profils de taux de vide mesurés sur la figure 4.8b.

On note qu'à l'exception de l'essai G1P30W12Te72.65, le maximum de vitesse est situé au voisinage de la paroi et non plus au centre de la conduite. Ces profils de vitesse non monotones sont caractéristiques d'essais à faible vitesse massique pour lesquels le terme de flottabilité devient localement prépondérant devant le terme monophasique dans l'équation 4.6. Le maximum du profil de vitesse (figure 4.8a) correspond au point où la contrainte totale change de signe (figure 4.9b).

Pour les trois premiers essais ($T_e = 68.7^\circ\text{C}$, $T_e = 70.96^\circ\text{C}$ et $T_e = 72.65^\circ\text{C}$), le profil de vitesse a tendance à s'aplatir de façon semblable au profil de taux de vide (réduction

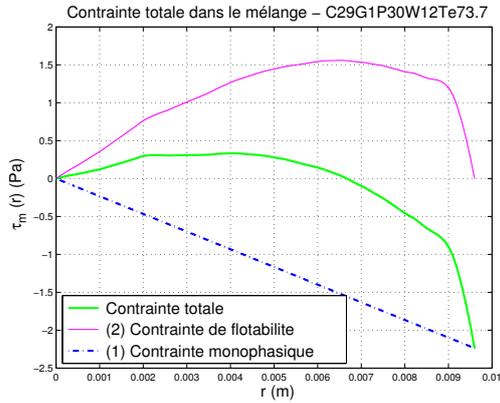


(a)

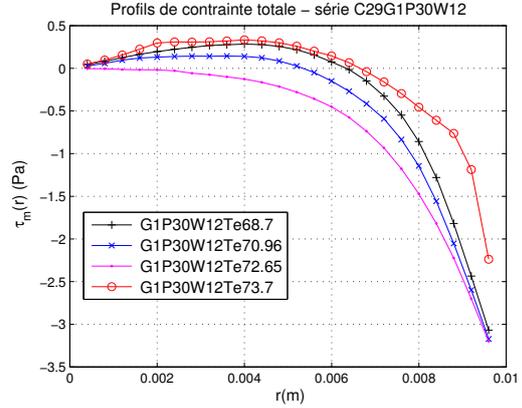


(b)

FIGURE 4.8 – Série C29G1P30W12. Evolution des profils en fonction du titre thermodynamique. (a) Profil de vitesse axiale calculé par le modèle. (b) Profils de taux de vide expérimentaux. Le dernier essai C29G1P30W12 présente un taux de vide en paroi extrapolé à 0.9.



(a)



(b)

FIGURE 4.9 – Série C29G1P30W12. (a) Essai C29G1P30W12Te73.7. Profil de contrainte totale, terme de contrainte monophasique et terme lié au effets de flottabilité. (b) Evolution de la contrainte totale en sortie en fonction de la température d'entrée.

du terme de flottabilité).

En revanche, l'essai C29G1P30W12Te73.7 présente un profil de vitesse de mélange avec un maximum en proche paroi, qui est la conséquence directe de l'augmentation du taux de vide dans cette zone.

En effet, si le gradient de vitesse de mélange dépend de la contrainte totale dans le mélange, il dépend aussi du profil local de masse volumique qui apparaît au dénominateur dans l'équation différentielle 2.78 que nous rappelons ici :

$$\frac{\partial V_{mz}}{\partial r} = \frac{\tau_{mzr}^{tot}}{\rho_m [\nu_L + \varepsilon_{ML}]} \quad (4.7)$$

Ainsi, on observe sur la figure 4.9b que le profil de contrainte totale dans le mélange pour cet essai ne change pas significativement par rapport aux 3 premiers essais de la série. En revanche, la masse volumique s’effondre en proche paroi à cause du pic de taux de vide, ce qui induit une augmentation du gradient de vitesse dans cette zone.

Cas	$\tau_{w-Friedel}$	$\tau_{w-calculé}$	$\Delta\tau_w$ %
C29G1P30W12Te68.7	3.26	3.06	6.1
C29G1P30W12Te70.96	3.54	3.17	10.4
C29G1P30W12Te72.65	3.68	3.19	13.3
C29G1P30W12Te73.7	3.80	2.23	41.3

TABLE 4.5 – Série C29G1P30W12. Comparaison des contraintes calculées par le modèle aux contraintes évaluées par Friedel (1979).

Le tableau 4.5 présente les contraintes de frottements pariétales calculées par le modèle. L’accord avec la corrélation de Friedel (1979) est bon pour les 3 premiers essais mais se dégrade pour le dernier essai. Le modèle calcule une chute de la contrainte à 2.23 Pa contre une valeur de 3.80 Pa prédite par la corrélation.

La chute de la contrainte prédite est logiquement associée à la faible masse volumique en paroi, résultante du pic de taux de vide :

$$\tau_{w-calculé} = -\rho_m(R)\nu_L \left(\frac{\partial V_{mz}}{\partial r} \right)_R, \quad (4.8)$$

car :

$$\varepsilon_{ML}(R) = 0, \quad (4.9)$$

et :

$$\frac{g}{R} \int_0^R (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) r dr = 0. \quad (4.10)$$

On peut en revanche s’interroger sur la validité de la corrélation de Friedel dans les conditions de l’essai C29G1P30W12Te73.7. En effet, cet essai présente à la fois un profil de taux de vide très piqué en paroi, et a été réalisé dans des conditions d’écoulement proches du déclenchement de la crise d’ébullition. Il est peu probable que de telles conditions soient couvertes en terme de domaine de validité par la corrélation de Friedel. Par ailleurs, cette corrélation utilise comme paramètres d’entrée, des grandeurs moyennées sur la section (titre massique, propriétés thermophysiques). Cette approche moyennée semble discutable dans des conditions où les profils radiaux des différentes

grandeurs thermohydrauliques sont fortement inhomogènes.

Il semble donc que, sauf à disposer de mesures de pertes de pression en écoulement bouillant, il ne soit pas possible de conclure quant à la pertinence du modèle de diffusivité turbulente de quantité de mouvement, notamment pour des conditions d'essais proches du flux critique, conditions pour lesquelles le modèle révèle un comportement de la contrainte pariétale différent de celui prédit par la corrélation de référence.

L'équation 4.6 montre de surcroît, qu'à la condition de connaître le frottement pariétal et le profil de taux de vide, on pourrait directement en déduire la contrainte totale du mélange, et donc la diffusivité turbulente si on suppose le profil de vitesse de mélange connu. On rappelle à ce sujet que, bien que la méthode exposée au paragraphe 4.1.2 semble satisfaisante, nous ne pouvons toutefois que recommander de mesurer également le profil de vitesse liquide moyenné dans le temps afin de disposer d'un profil de vitesse de mélange mesuré.

Enfin, il nous semble important d'insister sur les ordres de grandeurs des écarts entre les contraintes pariétales calculées et corrélées (de l'ordre du Pa). Si l'intérêt de la mesure de cette contrainte n'est plus à démontrer, sa faisabilité technologique avec une précision aussi fine, dans nos conditions de fonctionnement, nous paraît en revanche peu vraisemblable.

Campagne TESS

On s'intéresse dans cette partie à la campagne TESS. Deux séries d'essais ont été analysées :

- TG0.5P14, cette série est associée à une faible vitesse massique (profils de vitesse gaz non monotones),
- TG3P14, cette série présente un taux de vide en paroi très piqué.

La série TG0.5P14 présente deux essais semblables (W1Te49.24 et W3Te41.98) avec un maximum du profil de vitesse gaz expérimental associé à un pic de taux de vide situé près de la paroi chauffée. La pression étant faible, le diamètre moyen des bulles est relativement important (~ 1 mm) en comparaison des essais des campagnes C2900 et C3000 (~ 0.5 mm). La vitesse massique étant faible ($G=500$ kg.m⁻².s⁻¹), les effets de flottabilité deviennent du même ordre de grandeur que les effets liés à la convection.

On a tracé sur les figures 4.11a et b, les profils de vitesse de mélange calculés par le modèle, les profils de vitesse gaz mesurés et les profil de vitesse de mélange déduits de ces mesures pour les essais de la série TG0.5P14.

On observe que les profils de vitesse de mélange calculés et les profils de vitesse gaz mesurés ont une forme semblable. Ce résultat confirme la pertinence de l'hypothèse d'homothétie des profils de vitesse et donc l'hypothèse d'égalité entre les gradients de vitesse du liquide et du mélange (Eq. 2.63) y compris pour des essais à basse vitesse massique et à basse pression.

Le tableau 4.6 fournit les valeurs de contrainte de cisaillement calculées par le modèle, celles estimées à l'aide de la corrélation de Friedel, ainsi que la valeur du coefficient K_1 (Eq. 4.4).

Cas	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$\tau_{w-calculé}$ (Pa)	K_1
TG0.5P14W1Te49.24	0.88	1.47	0.86
TG0.5P14W3Te41.98	1.06	1.55	0.87

TABLE 4.6 – Série TG0.5P14. Comparaison des contraintes calculées par le modèle aux contraintes évaluées par Friedel (1979). Valeurs de K_1 .

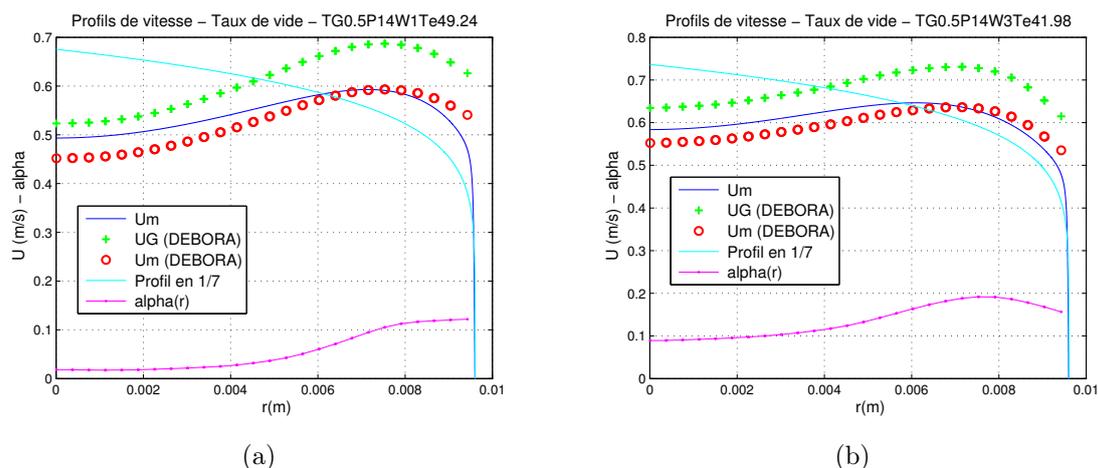


FIGURE 4.10 – Série TG0.5P14. Profil de vitesse axiale du mélange calculé par le modèle, profil de vitesse de mélange déduit des mesures de vitesse gaz, loi de vitesse en puissance $1/7^{eme}$ et taux de vide. (a) Essai W1Te49.24. (b) Essai W3Te41.98.

Comme pour la série C29G1P30W12, l'essai TG3P14W30Te29.22 présente un profil de taux de vide très piqué en paroi ($\alpha_{local} \approx 80\%$). A ce débit, les effets de convection forcée restent importants devant les effets de flottabilité, mais on observe néanmoins un aplatissement du profil de vitesse de mélange, ce qui traduit à la fois, l'intensification des effets de flottabilité en proche paroi et la chute de la masse volumique dans cette zone (augmentation du gradient de vitesse).

La contrainte de frottement calculée par le modèle chute (tableau 4.7) avec la masse volumique en paroi alors que la corrélation de Friedel prédit pour sa part une augmen-

tation qui résulte de l'augmentation du titre massique.

Ces observations sont tout à fait similaires à celles formulées pour la série C29G3P30W12 et confirment donc les conclusions énoncées précédemment.

Cas	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$\tau_{w-calculé}$ (Pa)	$\Delta\tau_w$ %	K_1
TG3P14W7Te48.19	14.04	13.97	0.5	1.00
TG3P14W17Te40.60	16.75	16.10	4	0.99
TG3P14W30Te29.22	20.89	9.24	56	0.96

TABLE 4.7 – Série TG3P14. Comparaison des contraintes calculées par le modèle aux contraintes évaluées par Friedel (1979). Valeurs de K_1 .

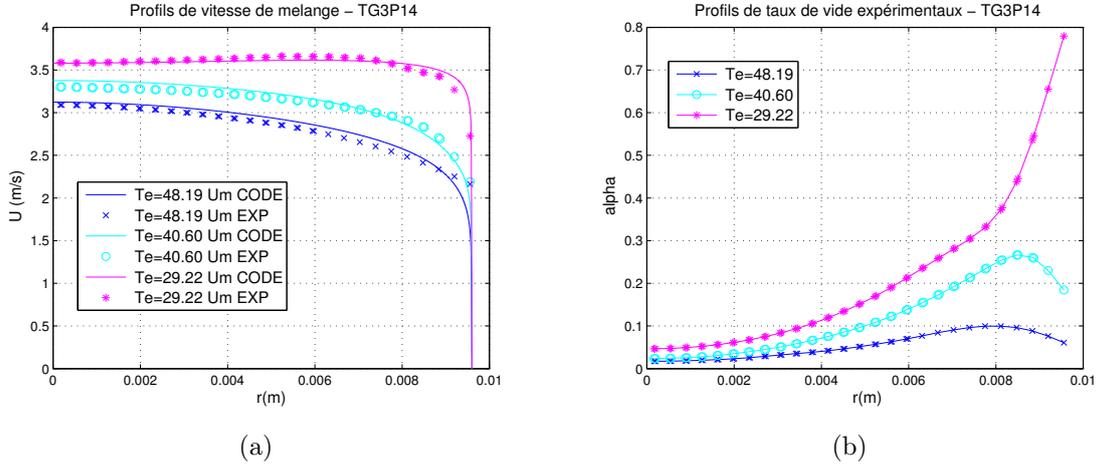


FIGURE 4.11 – Série TG3P14. W7Te48.19, W17Te40.60 et W30Te29.22. (a) Comparaison des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle aux profils de vitesse mélange déduits des mesures de vitesse gaz. (b) Evolution des profils de taux de vide expérimentaux.

En conclusion, pour chacun des essais analysés, on peut constater que la comparaison entre les profils de vitesse de mélange expérimentaux et ceux calculés à l'aide du modèle présenté au chapitre 2 ne présente pas d'incohérence, compte tenu de l'incertitude expérimentale ($\pm 10\%$). Ce résultat est à souligner dans la mesure où le domaine d'essais testé s'étend des écoulements sous-refroidis à faible taux de vide aux écoulements saturés dans lesquels le taux de vide devient important ($\langle \alpha_G \rangle_2 > 40\%$).

Il semble donc que le modèle de la diffusivité turbulente diphasique de Sato et Sekoguchi (1975), soit suffisant pour modéliser correctement le transfert turbulent de quantité de mouvement en écoulement bouillant vertical ascendant en conditions REP. Ces résultats permettent, en outre, de justifier *a posteriori* les hypothèses suivantes :

- l’hypothèse d’écoulement mécaniquement établi,
- l’hypothèse de couplage fort entre les phases,
- l’hypothèse d’uniformité des propriétés physiques et de la pression dans une section droite.

Concernant la contrainte de frottement pariétal, les écarts relatifs observés entre les valeurs calculées par le modèle et celles évaluées par la corrélation de Friedel (1979) sont pour la plupart des essais, au maximum de 20% et demeurent cohérents avec l’incertitude annoncée de la corrélation. Sans constituer une preuve absolue de la pertinence du modèle, cette comparaison permet cependant de faire preuve d’une relative confiance dans le modèle proposé.

Pour les essais présentant de fortes valeurs de taux de vide en paroi, le modèle prédit une chute importante de la contrainte pariétale. Cette chute, liée à la chute de la masse volumique en paroi, n’est pas prédite par la corrélation de Friedel (1979). Dans ces configurations d’écoulements (profils très inhomogènes et conditions proches des conditions de flux critique), il est probable que la corrélation moyennée sur la section de Friedel (1979) montre ces limites. Une mesure précise des pertes de pression dans le tube permettrait alors de statuer sur la pertinence de la contrainte calculée par le modèle. Nous ne pouvons donc qu’insister sur la nécessité à terme, de mesurer le frottement pariétal en gardant à l’esprit les réserves évoquées concernant la précision nécessaire de la mesure.

4.1.3 Étude de sensibilité

Une analyse de sensibilité aux différents paramètres d’entrée du modèle à été menée afin d’identifier les plus sensibles.

On s’est ainsi attaché à étudier plus spécifiquement l’influence du profil de taux de vide, et du choix des échelles turbulentes, en particulier le profil de diamètre de bulles $d_B(r)$ et la vitesse de frottement u^* .

Sensibilité au profil de taux de vide $\alpha_G(r)$

Les profils de taux de vide mesurés sont parfois peu renseignés en points expérimentaux ce qui peut entraîner un biais dans l’interpolation du profil utilisé dans le modèle. On va donc réaliser deux tests de sensibilité en modifiant, pour un essai donné, le profil de taux de vide en entrée.

Le premier test est réalisé avec l'essai TG0.5P14W1Te49.24 dont le taux de vide moyen est faible ($\langle \alpha_G \rangle_2 = 0.07$). On a tracé sur la figure 4.12a les profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en faisant varier le profil radial de taux de vide $\alpha(r)$ de $\pm 10\%$ en relatif (figure 4.12b).

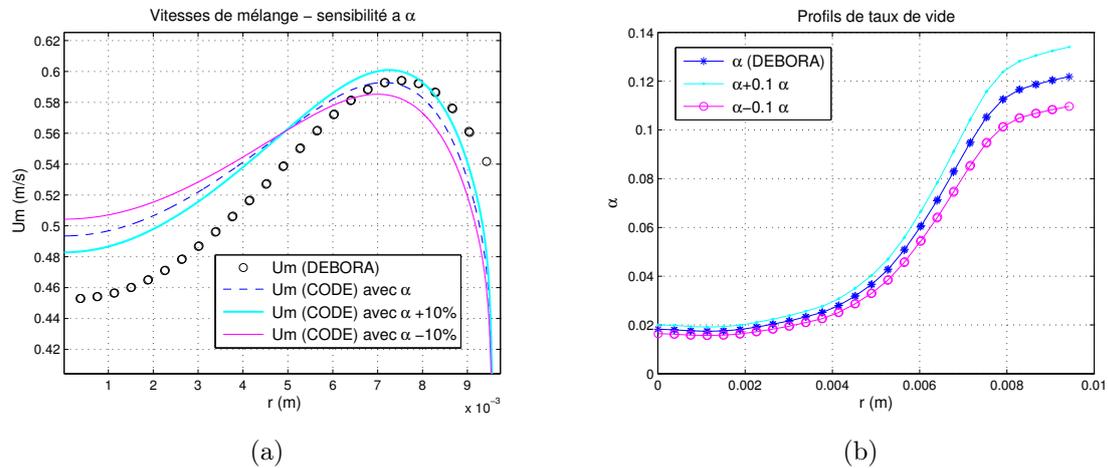


FIGURE 4.12 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. (a) Evolution des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en fonction du profil de taux de vide d'entrée. (b) Profils de taux de vide expérimentaux utilisés en entrée du modèle (profil expérimental $\pm 10\%$).

Cas	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$\tau_{w-calculé}$ (Pa)
TG0.5P14W1Te49.24 $\alpha + 0.1\alpha$	0.90	1.53
TG0.5P14W1Te49.24 original	0.88	1.47
TG0.5P14W1Te49.24 $\alpha - 0.1\alpha$	0.87	1.40

TABLE 4.8 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. Contraintes calculées par le modèle et contraintes évaluées par Friedel (1979). Sensibilité au profil de taux de vide.

On observe d'une part, une faible sensibilité du profil de vitesse calculée au profil de taux de vide et d'autre part, une quasi-indépendance de la contrainte de cisaillement calculée (tableau 4.8) au profil de taux de vide (une modification de $\pm 10\%$ relative sur le profil de taux de vide entraîne entraîne une variation maximale de $\pm 4\%$ sur τ_w).

On réalise le même test pour l'essai C3000 : C30G2P14W16Te41.15 qui présente un taux de vide moyen important ($\langle \alpha_G \rangle_2 = 0.46$), le maximum du profil se situant au centre de la conduite. Les résultats de l'étude de sensibilité sont montrés sur la figure 4.13 et dans le tableau 4.9.

La forme du profil de vitesse de mélange reste inchangée à l'issue de la modification du taux de vide. Quand le taux de vide augmente, la masse volumique diminue. Pour

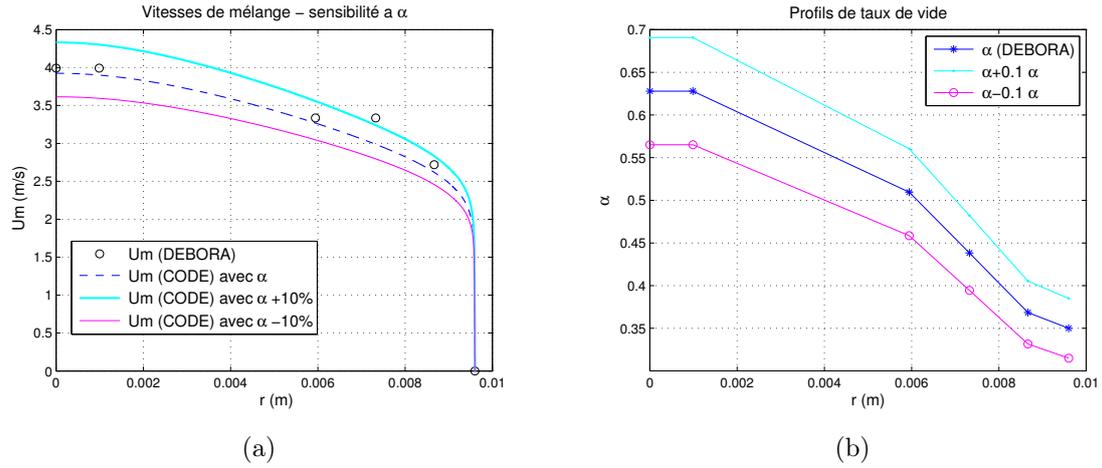


FIGURE 4.13 – Essai C30G2P14W16Te41.15. (a) Evolution des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en fonction du profil de taux de vide d'entrée. (b) Profils de taux de vide expérimentaux utilisés en entrée du modèle (profil expérimental $\pm 10\%$).

Cas	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$\tau_{w-calculée}$ (Pa)
C30G2P14W16Te41.15 $\alpha + 0.1\alpha$	16.66	13.37
C30G2P14W16Te41.15 original	15.97	12.84
C30G2P14W16Te41.15 $\alpha - 0.1\alpha$	15.25	12.44

TABLE 4.9 – Essai C30G2P14W16Te41.15. Contraintes calculées par le modèle et contraintes évaluées par Friedel (1979). Sensibilité au profil de taux de vide.

une vitesse massique G imposée, il est normal d'observer une augmentation de la vitesse du mélange. Le comportement inverse est obtenu si le taux de vide diminue.

Les écarts sur la contrainte pariétale itérée sont inférieurs à 4 % comme pour le premier essai TG0.5P14W1Te49.24 (taux de vide faible).

On constate donc que de façon générale **la sensibilité du modèle au profil de taux de vide reste faible**, les écarts sur le profil de vitesse de mélange n'excédant pas 10% en relatif et ceux de la contrainte pariétale ne dépassant pas 4%.

Sensibilité à la vitesse de frottement u^*

Cette échelle de vitesse apparaît dans le modèle de turbulence proposé par Sato à la fois, dans le facteur d'amortissement pariétal A , et dans l'expression de la composante monophasique de la diffusivité turbulente initialement proposée par Reichardt (1951) :

$$\varepsilon_{ML} = A(r) \left[\frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] + k_2 \alpha_G(r) \frac{d_B(r)}{2} \widehat{U}_B \right], \quad (4.11)$$

avec

$$A(r) = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{16\nu_L} u^* \right] \right]^2. \quad (4.12)$$

Nous rappelons que dans l'article de Sato, il n'y a pas d'information précisant la façon dont cette échelle u^* doit être déterminée.

On s'intéresse pour commencer, à l'essai C30G2P14W16Te41.15 pour lequel on testera 2 corrélations de contraintes de frottement pariétal pour la détermination de u^* :

- la corrélation diphasique de Friedel (1979), dont l'expression est donnée en annexe A,
- la corrélation monophasique turbulente de McAdams (1954) dont l'expression est donnée en annexe A.

Le tableau 4.10, présente pour différentes valeurs de u^* , la valeur de contrainte pariétale calculée par le modèle. La figure 4.14 présente les différents profils de vitesse calculés associés à chacune des valeurs de u^* retenue.

u^* imposée dans ε_M	(m/s)	τ_w -Friedel (Pa)	τ_w -calculé (Pa)
$0.1 \times u_{Friedel}^*$	= 0.011	15.96	2.87
$0.5 \times u_{Friedel}^*$	= 0.058	15.96	7.97
$1.0 \times u_{McAdams}^*$	= 0.073	15.96	9.14
$1.0 \times u_{Friedel}^*$	= 0.116	15.96	12.84
$2.0 \times u_{Friedel}^*$	= 0.233	15.96	22.74
$10 \times u_{Friedel}^*$	= 1.165	15.96	93.25

TABLE 4.10 – Essai C30G2P14W16Te41.15. Contraintes calculées par le modèle et contraintes évaluées par Friedel (1979). Sensibilité à la vitesse de frottement u^* , valeurs imposées en entrée du modèle.

Si on augmente la vitesse de frottement u^* , la diffusivité turbulente ε_{ML} augmente sur l'ensemble de la conduite (Eq. 4.11), ce qui va réduire le gradient vitesse sur l'ensemble de la conduite (Eq. 4.13).

$$\frac{\partial V_{mz}}{\partial r} = \frac{-\frac{r}{R}\tau_w + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) r dr}{\rho_m [\nu_L + \varepsilon_{ML}]} \quad (4.13)$$

Le modèle ajuste donc la contrainte τ_w en respectant à la fois la condition d'adhérence à la paroi (vitesse nulle) et le bilan de masse.

Si le profil de vitesse est plus plat à cœur, le gradient de vitesse doit donc être plus marqué en paroi pour satisfaire la condition d'adhérence à la paroi, et donc la

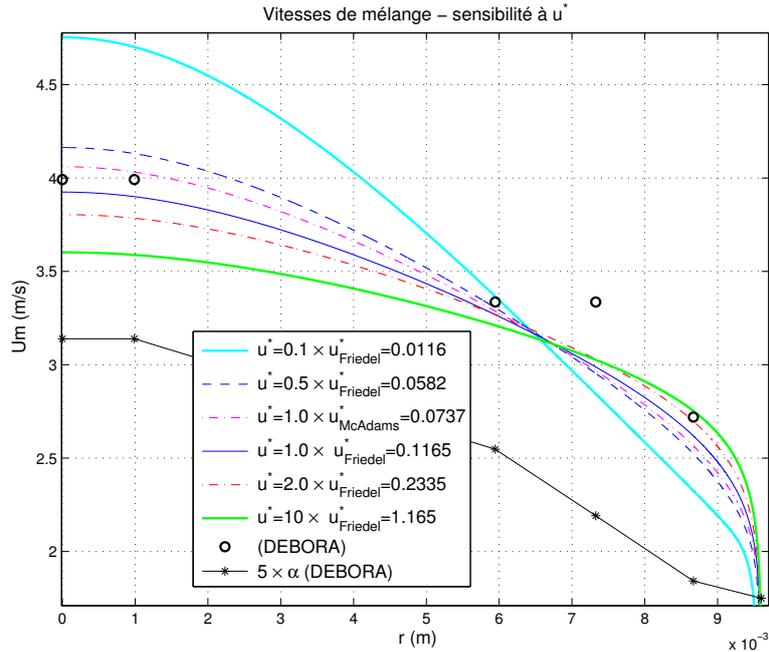


FIGURE 4.14 – Essai C30G2P14W16Te41.15. Profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en fonction de u^* imposée. Profil de vitesse de mélange déduit des mesures de vitesse gaz. Sensibilité à u^* dans la zone à cœur.

contrainte pariétale calculée par le modèle sera plus importante.

C'est bien ce qui est observé à cœur sur la figure 4.14. Plus u^* augmente, et plus le profil de vitesse s'aplatit à cœur entraînant un raidissement du profil de vitesse à la paroi. Ainsi plus on augmente u^* , plus $\tau_{w-calcule}$ est grand.

On observe également que la contrainte calculée par le modèle la plus proche de celle prédite par la corrélation de Friedel s'obtient justement en spécifiant la vitesse de frottement à l'aide de la corrélation de Friedel. Ce résultat avait déjà été noté au chapitre 2 dans la validation du modèle sur des cas tests.

On considère maintenant l'essai TESS TG3P14W17Te40.60. Les figures 4.15a et 4.15b présentent les résultats obtenus. On retrouve sur la figure 4.15a, les profils de vitesse de mélange prédits par le modèle pour les différentes valeurs de vitesse de frottement testées dans le modèle de turbulence, et sur la figure 4.15b, le profil de taux de vide associé pour l'essai.

Le tableau 4.11 montre des résultats similaires à ceux obtenus pour l'essai précédent (C30G2P14W16Te41.15).

L'augmentation de la vitesse de frottement induit une augmentation de la turbulence, ce qui diminue le gradient de vitesse dans la conduite. Le profil de vitesse devant

u^* imposée	dans ε_M (m/s)	τ_w -Friedel (Pa)	τ_w -calculé (Pa)
$0.1 \times u_{Friedel}^*$	= 0.012	16.75	4.45
$0.5 \times u_{Friedel}^*$	= 0.062	16.75	10.49
$1.0 \times u_{McAdams}^*$	= 0.106	16.75	14.60
$1.0 \times u_{Friedel}^*$	= 0.124	16.75	16.10
$2.0 \times u_{Friedel}^*$	= 0.249	16.75	27.57
$10 \times u_{Friedel}^*$	= 1.244	16.75	111.01

TABLE 4.11 – Essai TG3P14W17Te40.60. Contraintes calculées par le modèle et contraintes évaluées par Friedel (1979). Sensibilité à la vitesse de frottement u^* .

être raccordé à zéro en paroi, le raccord entre un profil plus plat à cœur et la paroi induit une augmentation du gradient pariétal et donc une augmentation de la contrainte pariétale itérée.

On observe également sur la figure 4.15a, pour cet essai, que l'influence de la vitesse de frottement est négligeable sur le profil de vitesse sauf pour le premier test ($u^* = 0.1 \times u_{Friedel}^*$) pour lequel on observe une modification importante du profil de vitesse calculé qui n'est plus monotone.

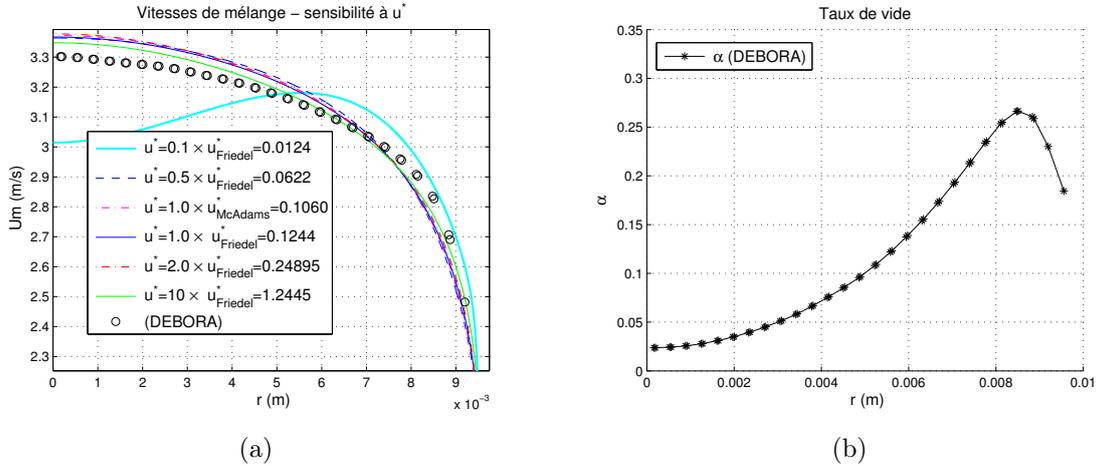


FIGURE 4.15 – Essai TG3P14W17Te40.60. (a) Evolution des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en fonction de l'échelle de vitesse de frottement u^* imposée. (b) Profil de taux de vide expérimental.

Pour ce test, le modèle prédit une valeur de contrainte si faible que le terme de flottabilité devient prépondérant devant le terme de contrainte monophasique ($-\tau_w r/R$), ce qui se répercute sur la forme du profil de vitesse par une accélération du fluide dans la zone où le taux de vide est important. Pour tous les autres essais, la contrainte étant plus importante, le terme pariétal reste majoritaire devant les effets de flottabilité.

On observe une dépendance quasi-linéaire de la contrainte calculée en fonction de

u^* pour l'essai TG3P14W17Te40.60 (figure 4.16).

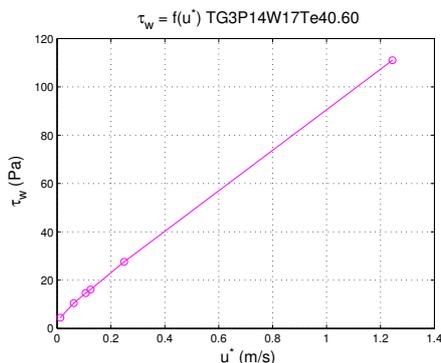


FIGURE 4.16 – Essai C30G2P14W16Te40.60. Contrainte calculée par le modèle en fonction de u^* imposée.

En conclusion, l'influence de l'échelle de turbulence u^* est complexe et dépend des conditions d'essais (vitesse massique et taux de vide), et plus précisément de l'importance relative de la contribution des effets de flottabilité - terme (2) - $(\frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) r dr)$ devant la contribution monophasiques - terme (1) - $(-\frac{r}{R} \tau_w)$ dans l'équation 4.13. Néanmoins, si des variations importantes ont été observées sur le profil de vitesse et la contrainte itérée pour les cas tests, il est à noter que les variations de u^* imposées étaient elles aussi importantes et il est légitime de se demander si une telle variation est raisonnable.

On retiendra donc principalement, que pour **évaluer l'échelle de vitesse de frottement u^* , le choix de la corrélation de frottement pariétal** (Friedel, 1979, ou McAdams, 1954) **a en définitive une influence faible** sur les résultats de calculs (forme des profils de vitesse et contrainte calculée).

Sensibilité au profil de diamètre de bulles $d_B(r)$

On s'intéresse désormais à l'influence du profil radial de diamètre de bulles $d_B(r)$ qui est un paramètre important du modèle car il conditionne directement la structure du modèle de turbulence. Sato et Sadatomi (1981) utilisent pour décrire le profil radial de taille de bulles, la relation suivante :

$$d_B(r) = \begin{cases} \frac{\widehat{d}_B}{2} & -0 \leq r \leq R - \frac{\widehat{d}_B}{2} \\ 4(R-r) \frac{(\widehat{d}_B + r - R)}{2} & R - \frac{\widehat{d}_B}{2} < r \leq R - 20 \mu\text{m} \\ 0 & R - 20 \mu\text{m} < r \leq R \end{cases} \quad (4.14)$$

Avec ce profil, on retrouve :

- à cœur, une échelle de longueur uniforme et égale au diamètre de bulles moyen sur la section \widehat{d}_B ,
- une zone pariétale d'une épaisseur fixée arbitrairement à $20 \mu\text{m}$ où on suppose l'absence de bulles,
- un raccordement suivant une loi parabolique entre les deux zones précédentes.

Ce profil prend en compte, selon Sato et Sadatomi (1981), la réduction de la taille des bulles au voisinage de la paroi et s'intègre dans l'expression de la turbulence due à l'agitation des bulles :

$$\varepsilon'' = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{16\nu_L} u^* \right] \right]^2 k_2 \alpha_G(r) \frac{d_B(r)}{2} \widehat{U}_B. \quad (4.15)$$

Notons au passage que si l'on considère dans cette expression que l'on impose un diamètre de bulles uniforme dans toute la conduite, faire une étude de sensibilité sur ce paramètre revient à faire une étude de sensibilité sur l'échelle de vitesse \widehat{U}_B .

Si la justification du profil de diamètre de bulles est peu détaillée dans l'article de Sato et Sadatomi (1981), ce profil conditionne directement la structure turbulente. En effet, il impose une zone pariétale d'une épaisseur arbitraire fixée à $20 \mu\text{m}$, dans laquelle $d_B = 0$ et par conséquent $\varepsilon'' = 0$. Nous rappelons que nous avons déjà mis en évidence les incohérences d'une telle approche au chapitre 2 dans le cas des écoulements bouillants où les bulles sont, par nature, générées à la paroi.

Afin d'apprécier l'influence du choix de ce profil sur les résultats de calcul, nous nous sommes intéressés à l'essai TG3P14W17Te40.60 ($\langle \alpha_G \rangle_2 = 0.16$).

Sur la figure 4.17, une série de tests est réalisée en faisant varier l'épaisseur de la zone de proche paroi dans laquelle le diamètre de bulles est imposé à zéro. Le test de référence (bleu foncé) tient compte du profil original proposé par Sato. L'épaisseur de la zone est dans ce cas de $20 \mu\text{m}$.

Pour le test A, on supprime cette zone c'est-à-dire que l'on impose directement le

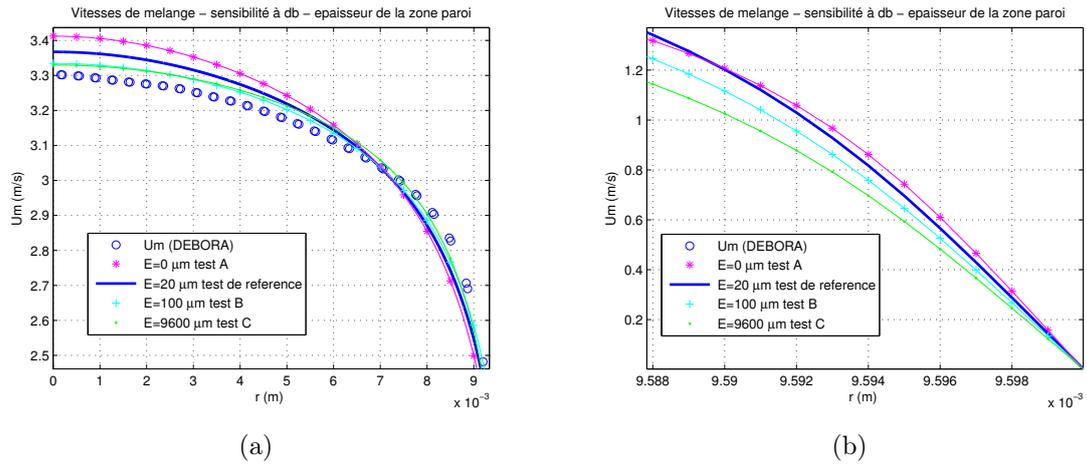


FIGURE 4.17 – Essai TG3P14W17Te40.60. (a) Evolution des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en fonction de l'épaisseur de la zone de proche paroi où $d_B(r) = 0$. (b) Zone de proche paroi.

raccordement parabolique à zéro à la paroi. Pour le test B, l'épaisseur de cette zone est fixée à 100 μm , et pour le test C on impose un diamètre nul sur toute la conduite³.

Cas	Épaisseur E de la zone proche paroi (μm)	$\tau_{w\text{-calculé}}$ (Pa)
Test A	E=0	17.58
Test de référence	E=20	16.10
Test B	E=100	14.95
Test C	E=R	13.73

TABLE 4.12 – Essai TG3P14W17Te40.60. Contraintes calculées par le modèle. Sensibilité à l'épaisseur E de la zone de proche paroi où $d_B(r) = 0$.

Pour cet essai, la corrélation de Friedel estime la contrainte de cisaillement à la paroi à $\tau_{w\text{-Friedel}} = 16.75$ Pa.

On observe pour cet essai, en comparant le test de référence aux tests A, B et C, que l'influence de cette zone est relativement faible sur le profil de vitesse et la contrainte calculée. On observe que plus l'épaisseur de la zone augmente et plus le profil de vitesse de mélange s'aplatit alors que le gradient de vitesse en paroi s'accroît. Le profil de vitesse calculé tend vers une forme caractéristique des profils de vitesse monophasiques turbulents. Cela s'explique parfaitement dans l'équation 4.13. La chute de la turbulence en proche paroi augmente le gradient de vitesse dans cette zone et donc la contrainte $\tau_{w\text{-calculé}}$. La figure 4.17b montre le gradient de vitesse en proche paroi pour la série de tests A à C.

3. Cela revient imposer une diffusivité turbulente monophasique.

A l'inverse, si l'on réduit l'épaisseur de cette zone, une augmentation de la turbulence tend à augmenter le transfert de quantité de mouvement entre le cœur et la paroi et tend à incurver les profils de vitesse du mélange.

On a également réalisé pour le même essai une série de tests (figure 4.18) dans lesquels on considère un profil de diamètre de bulles uniforme sur la section du tube, la valeur allant de 0 à $10 \widehat{d}_B$ où \widehat{d}_B est le diamètre moyen des bulles sur toute la section estimé par intégration des mesures et qui vaut $\widehat{d}_B = 710 \mu\text{m}$ pour cet essai.

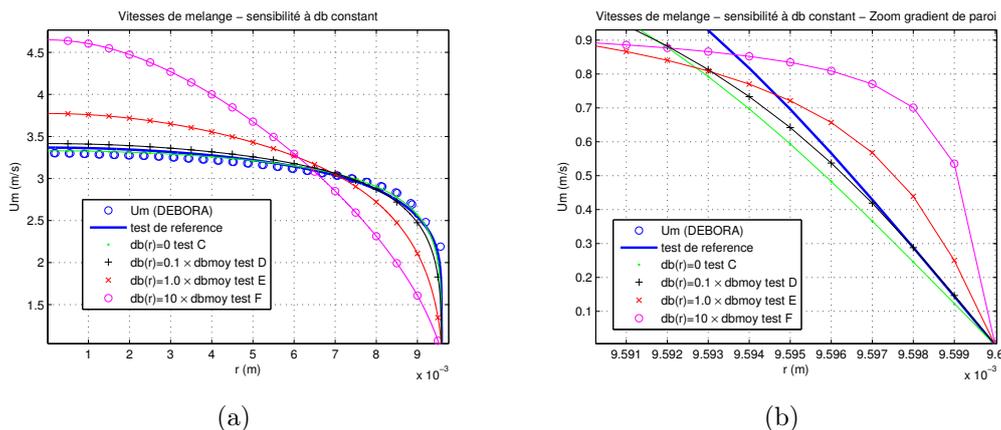


FIGURE 4.18 – Essai TG3P14W17Te40.60. (a) Evolution des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en fonction de l'échelle uniforme de diamètre de bulles \widehat{d}_B . (b) Zone de proche paroi.

Cas	Échelle de diamètre $\widehat{d}_B = 7.1 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$	$\tau_{w\text{-calculé}}$ (Pa)
Test de référence	profil de d_B (Sato)	16.10
Test C	$d_B = 0$	13.73
Test D	$d_B = 0.1 \widehat{d}_B$	16.47
Test E	$d_B = \widehat{d}_B$	29.58
Test F	$d_B = 10 \widehat{d}_B$	87.16

TABLE 4.13 – Essai TG3P14W17Te40.60. Contraintes calculées par le modèle. Sensibilité à \widehat{d}_B .

On constate que tant que l'échelle de diamètre de bulles reste faible (tests C et D), le profil de vitesse calculé par le modèle reste comparable au profil de référence, de même que la contrainte $\tau_{w\text{-calculé}}$. Pour les tests C et D, la turbulence monophasique ε' reste prépondérante devant la turbulence diphasique ε'' . En revanche, pour les tests E et F, l'échelle de longueur imposée est suffisamment grande pour que la contribution turbulente diphasique joue un rôle non négligeable depuis la paroi jusqu'au centre de la conduite. On observe alors que le profil de vitesse s'incurve dans l'ensemble de la conduite. Comme avec l'augmentation de la vitesse de frottement, on observe également

une augmentation de la contrainte pariétale qui est le résultat d'un raccordement plus raide du profil de vitesse à la paroi.

On a effectué les mêmes tests pour l'essai TG0.5P14W1Te49.24. Les résultats sont présentés sur la figure 4.19 et dans les tableaux 4.14 et 4.15. On observe à faible vitesse massique G , des tendances similaires à celles obtenues pour l'essai TG3P14W17Te40.60.

Cas	Épaisseur E de la zone proche paroi (μm)	$\tau_{w\text{-calculé}}$ (Pa)
Test A	$E=0$	1.48
Test de référence	$E=20$	1.47
Test B	$E=100$	1.13
Test C	$E=R$	0.97

TABLE 4.14 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. Contraintes calculées par le modèle. Sensibilité à l'épaisseur E de la zone de proche paroi où $d_B(r) = 0$.

Cas	Échelle de diamètre $\widehat{d}_B = 7.1 \cdot 10^{-4}$ m	$\tau_{w\text{-calculé}}$ (Pa)
Test de référence	profil de d_B	1.47
Test C	$d_B = 0$	0.97
Test D	$d_B = 0.1\widehat{d}_B$	1.19
Test E	$d_B = \widehat{d}_B$	2.31
Test F	$d_B = 10\widehat{d}_B$	7.20

TABLE 4.15 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. Contraintes calculées par le modèle. Sensibilité à \widehat{d}_B .

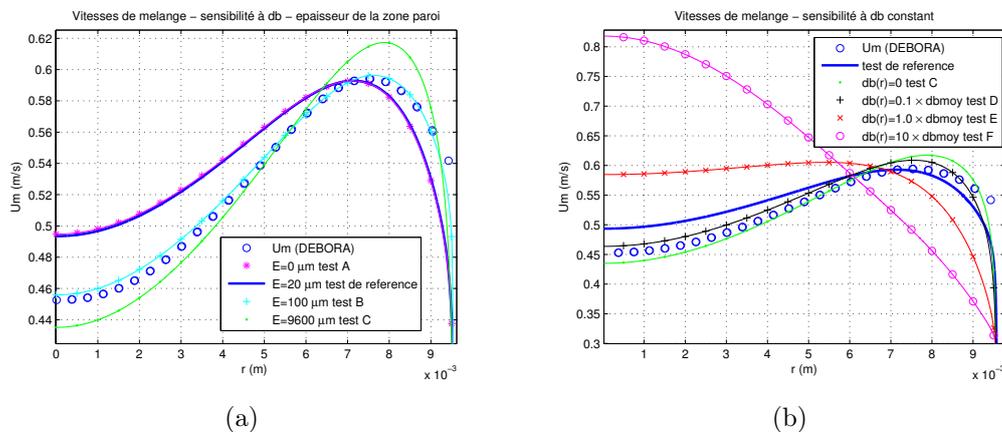


FIGURE 4.19 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. (a) Evolution des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle en fonction de l'échelle uniforme de diamètre de bulles \widehat{d}_B . (b) Zone de proche paroi.

En conclusion, on constate que **le profil de diamètre de bulles a une influence capitale sur la physique et les résultats du modèle**, car il conditionne directement la structure turbulente de l'écoulement, et donc l'intensité des transferts de quantité de mouvement dans l'écoulement. Si l'on réduit la contribution turbulente due aux bulles, on se rapproche des mécanismes de transport en écoulement monophasique. Dans le cas d'écoulements à fort débit (par exemple TG3P14W17Te40.60), on observe alors un aplatissement du profil de vitesse. Dans le cas d'écoulements diphasiques à débit plus faible (par exemple TG0.5P14W1Te49.24), la réduction de la turbulence augmente l'importance des effets de flottabilité. A l'inverse, si l'on impose une diffusivité turbulente importante en augmentant l'échelle de diamètre de bulles dans la conduite, la turbulence va devenir le mécanisme prépondérant devant la convection et la flottabilité et va contribuer à incurver les profils résultant.

Remarque

Dans cette section, on a également réalisé un dernier test de sensibilité au facteur d'amortissement A de l'équation 4.11, terme initialement proposé par Van Driest (1956). Ce facteur a été initialement introduit afin d'atténuer la diffusion turbulente au voisinage de la paroi, sur une distance caractéristique de l'ordre de $y^+ = 16$ (Eq. 2.86). Dans le cas de l'essai TG3P14W17Te40.60, cette distance caractéristique équivaut à une distance à la paroi $y = R - r = 16 \mu\text{m}$.

Pour ce test de sensibilité, on a simplement cherché à enlever ce terme.

Si son influence sur ε'' (diffusivité induite par les bulles) reste faible - l'étude a été menée avec le profil radial de bulles proposé par Sato - son influence sur ε' (diffusivité liée au cisaillement) est plus sensible. Cela génère plus de turbulence à la paroi, ce qui incurve le profil de vitesse à cœur et par conséquent augmente la contrainte pariétale (effet similaire à une augmentation de u^*).

4.1.4 Conclusions sur la partie mécanique

L'analyse des résultats obtenus et les différents tests de sensibilité réalisés sont essentiels pour mieux appréhender l'importance des différents termes dans les équations du modèle (contrainte monophasique liée au frottement pariétal, contrainte de flottabilité, convection forcée ou encore turbulence). Quel est le rôle de chacun (selon la configuration des essais) et comment chaque paramètre impacte les résultats calculés ? Ce travail apparaît donc comme une première étape en vue d'identifier les paramètres essentiels du modèle qui pilotent réellement l'évolution de l'écoulement du point de vue

hydrodynamique.

On retiendra de la confrontation aux données expérimentales DEBORA, que le modèle mis au point semble **capable de prédire correctement le transfert de quantité de mouvement pour des écoulements bouillants en conditions représentatives des REP**. Le profil local de vitesse du mélange calculé par le modèle résulte des effets couplés des transferts turbulents et visqueux ainsi que des contraintes de frottement et de flottabilité. Selon les conditions d'essais, le poids relatif de ces contributions diffère. Néanmoins, le modèle dans son état d'avancement actuel semble rendre compte de façon cohérente de ces différents effets pour la gamme de conditions thermohydrauliques considérée. Le modèle peut ainsi **calculer différentes formes de profils de vitesse** (profils quasi-plats, profils avec un maximum marqué au centre de la conduite ou dans la zone de proche paroi). On notera également que le bon accord entre la forme des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle et celle des profils de vitesse gaz mesurés par bi-sonde justifie, *a posteriori*, **l'hypothèse d'homothétie entre les profils de vitesse phasique** (Eq. 4.2).

L'écart entre la contrainte de frottement pariétal calculée par le modèle et la contrainte évaluée par la corrélation diphasique de référence de Friedel (1979) est faible et reste inférieur à l'incertitude la corrélation ($\pm 25\%$). Cet écart se dégrade pour des conditions d'essais proches des conditions de flux critique présentant des profils de taux de vide très piqués en paroi, pour lesquels la corrélation de Friedel (1979) n'est pas validée.

Ainsi, nous recommandons, dans le cadre de nouveaux essais bouillants de s'attacher à essayer de mesurer le plus précisément possible les pertes de pression (et d'en déduire τ_w). D'une part, ceci permettrait, dans le cadre de l'approche exposée dans les chapitres 2 et 4 de conclure quant à la pertinence du modèle retenu, mais d'autre part, la connaissance de la contrainte pariétale couplée aux mesures du profil de taux de vide et de vitesse permettrait d'accéder directement au profil de contrainte et de diffusivité turbulente.

L'étude de sensibilité a révélé que **le paramètre le plus important du modèle était le profil de diamètre de bulles $d_B(r)$** . Ce paramètre conditionne la structure turbulente de l'écoulement sur l'ensemble de la conduite, et par conséquent, il pilote l'intensité des transferts de quantité de mouvement dans l'écoulement. On retiendra qu'une modification de ce profil, visant à réduire la turbulence en paroi (diminution de \widehat{d}_B ou augmentation de l'épaisseur de la zone où $d_B = 0$), privilégie les effets de flottabilité et de convection forcée. A l'inverse, l'augmentation de la turbulence en paroi va augmenter les transferts radiaux de quantité de mouvement et incurver les profils

de vitesse.

On notera également que la corrélation d'Ishii (1977) semble adaptée pour estimer l'échelle de vitesse \widehat{U}_B .

Enfin, l'étude de sensibilité menée avec deux corrélations pour estimer la vitesse de frottement u^* montre que le calcul est finalement assez peu sensible à ce paramètre. **Un ordre de grandeur cohérent de u^* , obtenu avec l'une ou l'autre de ces corrélations est suffisant** pour obtenir de bons résultats sur les profils de vitesse et sur la contrainte calculée.

Un travail similaire à celui qui vient d'être réalisé va maintenant être présenté pour l'équation de bilan d'énergie.

4.2 Calcul du profil de température liquide

Le schéma de la figure 4.20 rappelle la méthodologie de résolution du bilan d'énergie (Eq. 2.95) détaillée au chapitre 2. On a en particulier rappelé les données d'entrée nécessaires à sa résolution. On remarquera en particulier, qu'il est nécessaire de connaître le profil de vitesse de mélange pour pouvoir intégrer l'équation différentielle en température. Il est également nécessaire de connaître le profil radial de vitesse liquide pour pouvoir estimer l'enthalpie liquide débitante.

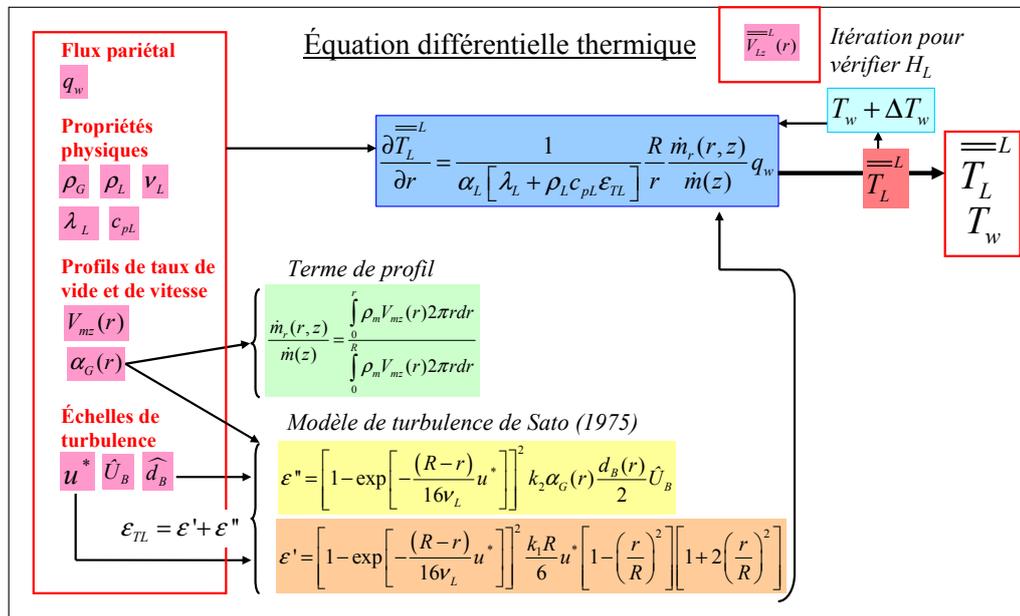


FIGURE 4.20 – Schéma simplifié de la résolution de l'équation différentielle en température.

4.2.1 Préliminaires sur les données d'entrée du système thermique

Flux de chaleur pariétal

Le flux de chaleur pariétal q_w est un paramètre de contrôle imposé pour chaque essai.

Propriétés thermophysiques du fluide

Les propriétés thermophysiques et de transport du fluide sont supposées uniformes sur la section droite de l'écoulement et sont calculées à la température et la pression voulue à l'aide des tables du NIST⁴ :

- pour les essais bouillants, les propriétés seront estimées à la saturation pour la pression de sortie,
- pour les essais monophasique liquide, les propriétés seront estimées à la température moyenne du liquide et à la pression de sortie. La température moyenne du liquide sera calculée à l'aide d'un bilan thermique 1D. Les valeurs pour chacun des essais analysés sont consignées dans le tableau 3.14.

Profils de taux de vide et de vitesse gaz

Les profils de taux de vide et de vitesse axiale du gaz sont interpolés à partir des profils expérimentaux à l'aide de splines cubiques. Les profils de vitesse du mélange seront déduits du profil de vitesse gaz à l'aide de la méthode décrite précédemment (Eq. 4.2). Pour la campagne TESS, les mesures de taux de vide, de vitesse et de température liquide sont simultanées et colocalisées. En revanche, pour la campagne C800, on ne dispose que de mesures de température liquide. Seuls les essais monophasiques de cette campagne seront donc analysés dans ce chapitre.

Échelles de turbulence

Comme pour la partie mécanique, la vitesse de frottement u^* sera évaluée respectivement à l'aide des corrélations de McAdams (1954) pour les essais monophasiques, et de Friedel (1979) pour les essais diphasiques. L'échelle de vitesse sera évaluée à l'aide de la corrélation d'Ishii (1977) et le diamètre de bulles moyen \widehat{d}_B estimé à partir des mesures.

Hypothèse des profils de vitesse plats

Le terme de profil que l'on retrouve sur le schéma 4.20 suppose de disposer du profil de vitesse mélange, donc de résoudre le bilan de quantité de mouvement du mélange (chapitre 2).

4. *National Institute of Standards and Technology.*

Pour rappel, ce terme s'écrit :

$$\frac{\dot{m}_r(r, z)}{\dot{m}(z)} = \frac{\int_0^r \rho_m V_{mz}(r) 2\pi r dr}{\int_0^R \rho_m V_{mz}(r) 2\pi r dr}. \quad (4.16)$$

Sato et Sadatomi (1981) font l'hypothèse des profils plats, qui consiste à supposer que le terme $\rho_m(r)V_{mz}(r)$ est uniforme et égal à la vitesse massique moyenne du mélange G . La densité de flux de masse est alors uniforme et s'écrit :

$$\rho_m(r)V_{mz}(r) = G. \quad (4.17)$$

Le terme de profil se simplifie donc en :

$$\frac{\dot{m}_r(r, z)}{\dot{m}(z)} = \frac{\int_0^r \rho_m(r)V_{mz}(r) 2\pi r dr}{\int_0^R \rho_m(r)V_{mz}(r) 2\pi r dr} = \frac{r^2}{R^2}. \quad (4.18)$$

Le bilan d'énergie résolu s'écrit alors :

$$\frac{\overline{\overline{\partial T_L^L}}}{\partial r} = \frac{1}{\alpha_L [\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}]} \frac{r}{R} q_w. \quad (4.19)$$

Une série de calculs est discutée dans les sections suivantes sur l'influence de cette hypothèse.

4.2.2 Résultats thermiques monophasiques

Dans un premier temps, on présentera les résultats du modèle pour des essais monophasiques. On va donc considérer les deux séries d'essais C8G5P26W16 et C8G2P26W16 présentées au chapitre précédent.

Nous rappelons que la température de paroi chauffée T_W côté fluide est une condition à la limite inconnue du système, qui est déterminée par itération, de façon à vérifier que l'intégration du profil de température liquide calculé par le modèle vérifie le bilan 1D d'enthalpie liquide débitante :

$$H_{L-1D} = \frac{\int_0^R \rho_L \overline{\overline{V_{Lz}}} \overline{\overline{h_{L-modele}}} 2\pi r dr}{G\pi R^2}, \quad (4.20)$$

où $\overline{h_{L-\text{modele}}^L}$ est l'enthalpie liquide locale déduite de la température liquide $\overline{T_{L-\text{modele}}^L}$ calculée par le modèle à l'aide l'équation d'état du fluide.

Comme on ne dispose pas de mesures simultanées de vitesse et de température liquide, on a utilisé le profil de vitesse liquide prédit par le modèle bi-dimensionnel quasi-établi pour la partie mécanique dans le cas d'un écoulement monophasique. Cette vitesse calculée sera également utilisée pour calculer le terme de profil (Eq. 4.16).

Les figures 4.21 et 4.22 présentent les résultats obtenus. Les profils de température liquide calculés par le modèle, avec comme condition de convergence l'enthalpie débitante 1D, H_{L-1D} , sont tracés en traits continus et les mesures sont représentées par des symboles. On constate que l'accord entre le calcul et l'expérience est globalement bon. On note toutefois une tendance à la surestimation par le calcul de l'ordre de 0.5° à 1°C. Ce résultat peut sans doute s'expliquer par le fait que, comme il est rappelé au chapitre 3, un écart systématique d'environ 0.5°C avait été relevé entre la température moyenne du liquide calculée par intégration des mesures de profil et celle déduite du bilan d'énergie totale 1D. Nous avons donc refait ces calculs en fixant comme critère de convergence, non pas l'enthalpie débitante 1D mais l'enthalpie moyenne débitante du liquide déduite du profil expérimental de température mesuré, H_{Lb-exp} (tracés en traits pointillés). On peut constater sur les figures 4.21 et 4.22 que la qualité de l'accord entre le calcul et l'expérience s'améliore notablement pour les deux séries.

Les tableaux 4.16 et 4.17 comparent les températures de paroi prédites par le modèle (avec H_{L-1D} comme critère de convergence) avec les températures de paroi mesurées. Pour les deux séries, les écarts sont compris entre 0.15 °C et 1 °C ce qui correspond à un écart relatif par rapport à $T_{sortie} - T_{entree}$ compris entre 3 et 9 % pour la série C8G5P26W16 et un écart compris en 0.5 et 2.5 % pour la série C8G2P26W16. On a également porté dans ces tableaux, la température calculée par la corrélation de Gnielinski (1976). L'écart entre la température calculée par le modèle et la corrélation est plus faible qu'avec la température mesurée (écart systématique de 0.25 °C pour la série C8G5P26W16 et de 0.4 °C pour la série C8G2P26W16).

Dans ces tableaux, on a également porté les résultats d'un test de sensibilité à la façon dont sont estimées les propriétés thermophysiques et de transport du fluide. En effet, on a précisé en introduction de cette section, que pour les essais monophasiques, les propriétés du Fréon ont été estimées à la température moyenne du liquide. Néanmoins, des calculs ont été réalisés en imposant les propriétés fluides à la température de saturation pour la pression considérée. On constate que les températures de paroi

prédites dans ce cas (tableaux 4.16 et 4.17) présentent des écarts beaucoup plus conséquents de l'ordre de 3-4°C par rapport à la température de paroi expérimentale. Ce test confirme la nécessité d'une bonne estimation des propriétés thermophysiques.

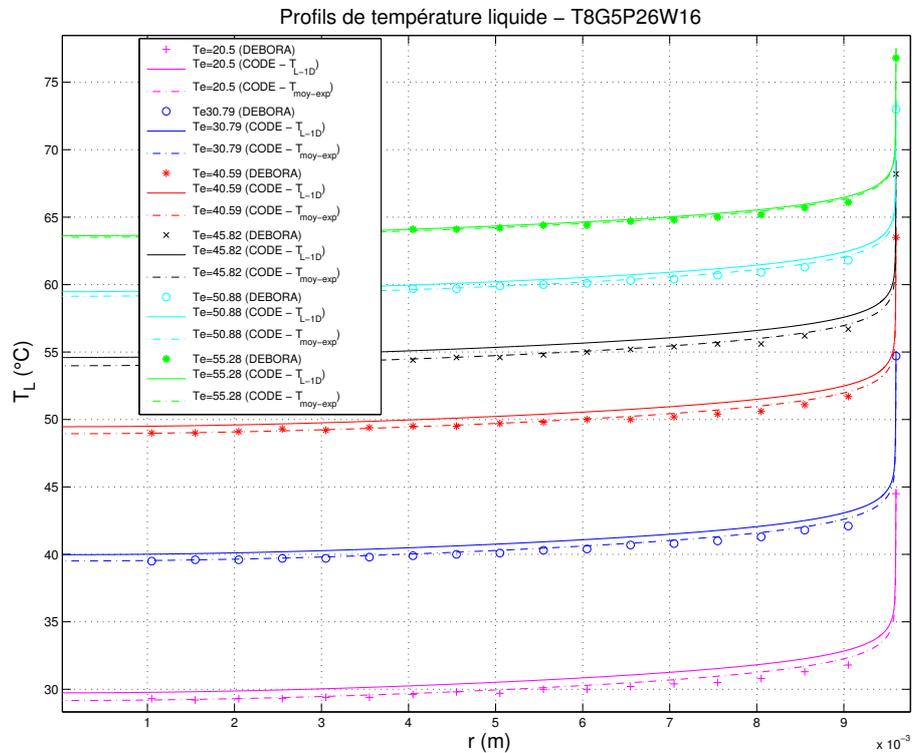


FIGURE 4.21 – Série C8G5P26W16. Profils de température liquide en sortie de tube calculés par le modèle comparés aux profils expérimentaux en fonction de la température d'entrée. Traits continu; critère de convergence fixé à H_{L-1D} , traits pointillés; critère de convergence fixé à H_{Lb-exp} .

Cas	T_{Lb-1D} (°C)	$T_{W-modele}$ (°C) (Prop. à T_{Lb-1D})	$T_{W-modele}$ (°C) (Prop. à T_{sat})	T_{W-exp} (°C)	$T_{W-Gniel.}$ (°C)
C8G5P26W16Te20.50	31.23	44.86	41.89	44.50	44.67
C8G5P26W16Te30.79	41.47	55.08	52.35	54.70	54.84
C8G5P26W16Te40.59	50.93	64.23	61.80	63.50	63.96
C8G5P26W16Te45.82	56.04	69.20	66.92	68.20	68.92
C8G5P26W16Te50.88	60.89	73.82	71.73	73.00	73.56
C8G5P26W16Te55.28	65.00	77.56	75.66	76.80	77.33

TABLE 4.16 – Série C8G5P26W16. Résultats de calculs sur la température de paroi T_W . Sensibilité aux propriétés physiques estimées à T_{Lb-1D} et à T_{sat} .

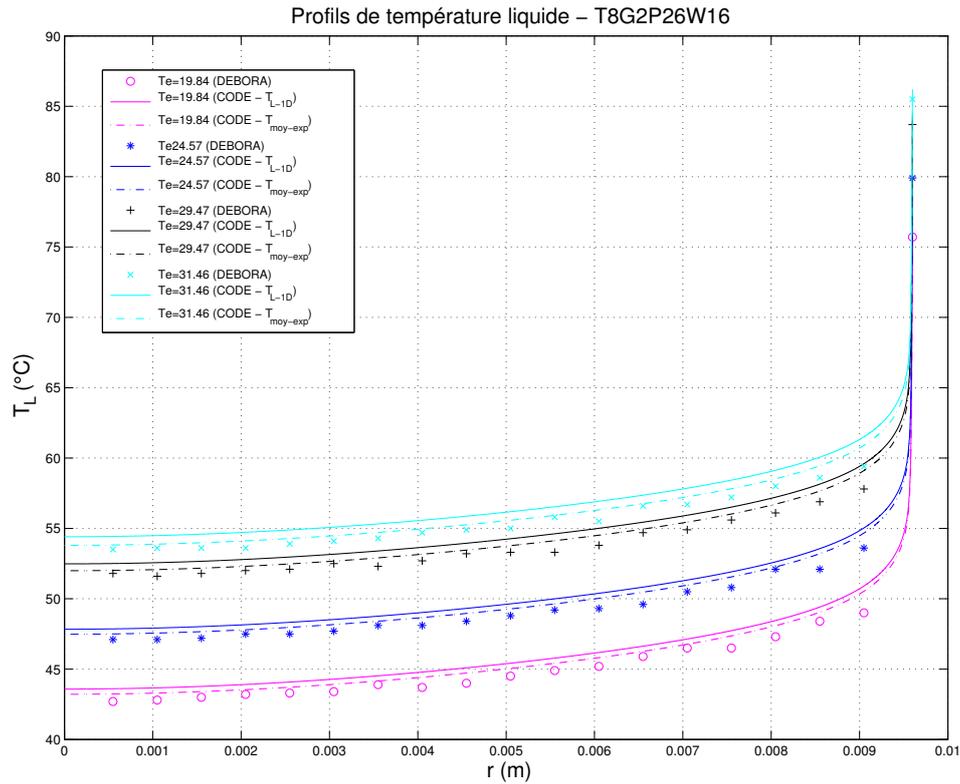


FIGURE 4.22 – Série C8G2P26W16. Profils de température liquide en sortie de tube calculés par le modèle comparés aux profils expérimentaux en fonction de la température d'entrée. Traits continu; critère de convergence fixé à H_{L-1D} , traits pointillés; critère de convergence fixé à H_{Lb-exp} .

Cas	T_{Lb-1D} (°C)	$T_{W-modele}$ (°C) (Prop. à T_{Lb-1D})	$T_{W-modele}$ (°C) (Prop. à T_{sat})	T_{W-exp} (°C)	$T_{W-Gniel.}$ (°C)
C8G2P26W16Te19.84	47.00	76.33	70.86	75.70	75.95
C8G2P26W16Te24.57	52.20	80.04	74.89	79.90	79.64
C8G2P26W16Te29.47	55.81	84.34	79.59	83.70	83.97
C8G2P26W16Te31.46	57.73	86.21	81.62	85.50	85.84

TABLE 4.17 – Série C8G2P26W16. Résultats de calculs sur la température de paroi T_W . Sensibilité aux propriétés physiques estimées à T_{Lb-1D} et à T_{sat} .

Le modèle établi en thermique à partir de l'équation de bilan d'enthalpie et du modèle de fermeture turbulent de Sato et Sekoguchi (1975) semble donc capable de prédire correctement le profil de température liquide dans un écoulement monophasique chauffé. En effet, **les profils calculés par le modèle sont cohérents avec les mesures fournies dans la banque de données** (en tenant compte du fait que les

mesures ne satisfont pas la bilan d'énergie 1D avec un écart allant parfois jusqu'à 6%). Il en est de même pour la température de paroi.

Étude de sensibilité à l'hypothèse des profils plats

Pour les deux séries C8G5P26W16 et C8G2P26W16, on a réalisé une série de calculs en enlevant le terme de profil (Eq. 4.16) dans l'équation différentielle en température (Eq. 4.19).

Les profils de température liquide obtenus sont comparés à ceux calculés en prenant ce terme pour les deux essais C8G5P26W16Te20.50 et C8G2P26W16Te19.84 (figures 4.23 et 4.24). On observe que l'influence de ce terme est négligeable sur le profil global de température liquide calculé en sortie de tube (4.23a et 4.24a), les écarts les plus importants étant situés au centre de la conduite et à la paroi (4.23b et 4.24b).

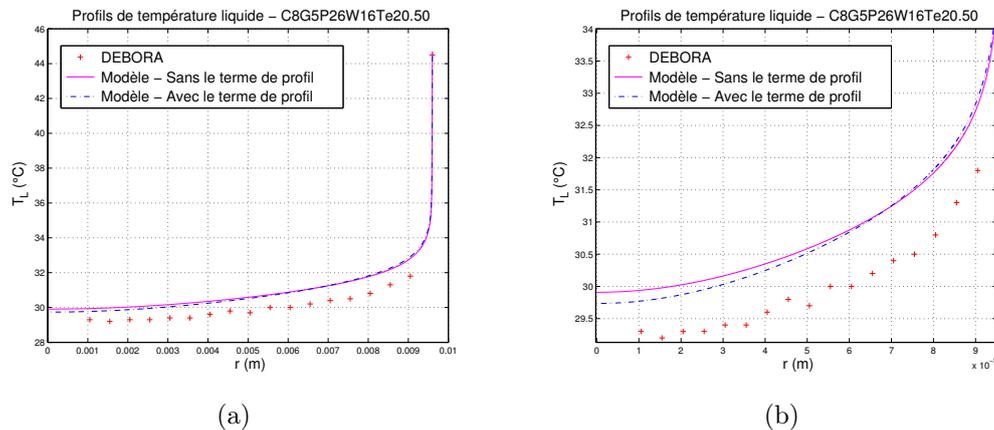


FIGURE 4.23 – Essai C8G5P26W16Te20.50. (a) Profils de température liquide calculés avec et sans le terme de profil \dot{m}_r/\dot{m} dans l'équation différentielle en température. (b) Zone à cœur, zoom sur l'échelle de température.

Cas	$T_{W-modelé}$ (°C) (Avec terme de profil)	$T_{W-modelé}$ (°C) (Sans terme de profil)	T_{W-exp} (°C)
C8G5P26W16Te20.50	44.86	44.66	44.50
C8G5P26W16Te30.79	55.08	54.88	54.70
C8G5P26W16Te40.59	64.23	64.04	63.50
C8G5P26W16Te45.82	69.20	69.01	68.20
C8G5P26W16Te50.88	73.82	73.64	73.00
C8G5P26W16Te55.28	77.56	77.38	76.80

TABLE 4.18 – Série C8G5P26W16. Résultats de calculs sur la température de paroi T_W . Sensibilité au terme de profil de vitesse.

Les tableaux 4.18 et 4.19 comparent les valeurs des températures de paroi calculées

avec et sans le terme de profil. On observe une diminution systématique de la température de paroi de 0.2 °C quand on introduit l'hypothèse des profils plats pour la série à fort débit C8G5P26W16 et une diminution systématique de 0.5 °C pour la série C8G2P26W16. Il n'est pas surprenant de constater que l'influence du terme de profil est plus faible pour les essais à fort débit qui présentent des profils de vitesse quasi-plats et pour lesquels ce terme de profil reste donc proche de l'unité en tous points de la conduite. Cette variation sur la température de paroi représente pour les deux séries un écart adimensionnel $\delta T_{s/e}$ de l'ordre de 2% défini par :

$$\delta T_{s/e} = \frac{T_{W,Avec-Profil} - T_{W,Sans-profil}}{\Delta T_{s/e}}, \quad (4.21)$$

où $\Delta T_{s/e}$ est l'écart de température entre l'entrée et la sortie du tube :

$$\Delta T_{s/e} = T_{Lb-1D} - T_e. \quad (4.22)$$

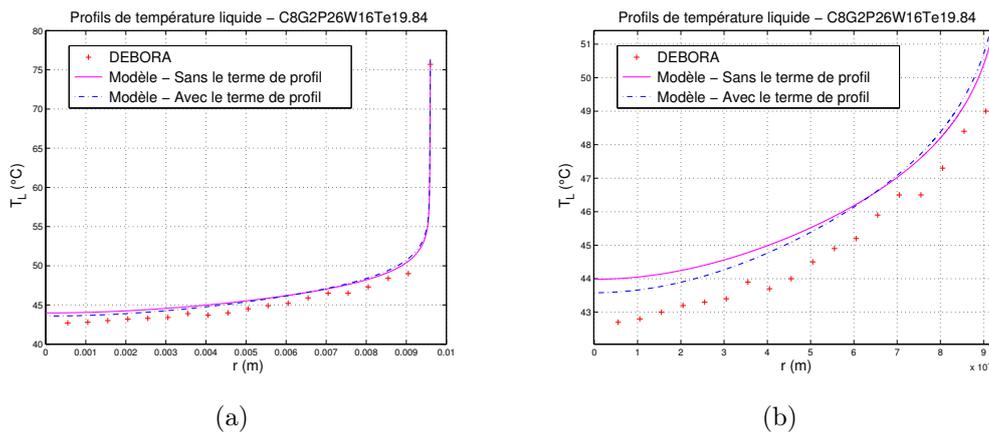


FIGURE 4.24 – Essai C8G2P26W16Te19.84. (a) Profils de température liquide calculés avec et sans le terme de profil \dot{m}_r/\dot{m} dans l'équation différentielle en température. (b) Zoom sur l'échelle de température.

Cas	$T_{W-model} (°C)$ (Avec terme de profil)	$T_{W-model} (°C)$ (Sans terme de profil)	$T_{W-exp} (°C)$
C8G2P26W16Te19.84	76.33	75.85	75.70
C8G2P26W16Te24.57	80.04	79.55	79.90
C8G2P26W16Te29.47	84.34	83.88	83.70
C8G2P26W16Te31.46	86.21	85.75	85.50

TABLE 4.19 – Série C8G2P26W16. Résultats de calculs sur la température de paroi T_W . Sensibilité au terme de profil de vitesse.

Étude de sensibilité au nombre de Prandtl turbulent Pr_T

Le modèle de turbulence de Sato repose sur l'analogie dite de Prandtl. Ce dernier suppose en effet l'égalité des diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie.

$$Pr_T \triangleq \frac{\varepsilon_{ML}}{\varepsilon_{TL}} = 1 \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_{ML} = \varepsilon_{TL} \quad (4.23)$$

Pour les écoulements de fluide turbulent à faible conductivité thermique (eau, air), la valeur de $Pr_T = 0.9$ est communément admise en écoulement monophasique. Nous avons donc testé cette valeur dans le modèle thermique en posant :

$$\varepsilon_{TL} = \frac{1}{Pr_T} \varepsilon_{ML} = \frac{1}{0.9} \varepsilon_{ML} \quad (4.24)$$

Les figures 4.25a et 4.25b montrent les résultats obtenus pour les deux essais monophasiques C8G5P26W16Te55.28 et C8G2P26W16Te31.46. On observe, comme pour la sensibilité au terme de profil de vitesse, que le profil de température liquide est très peu impacté par ce paramètre dans la zone à cœur. En revanche, l'introduction du nombre de Prandtl turbulent égal à 0.9 augmente le transfert turbulent d'énergie et abaisse systématiquement la température de paroi de 0.7 °C pour l'ensemble des essais de la série C8G5P26W16 et de 1.65 °C pour la série C8G2P26W16.

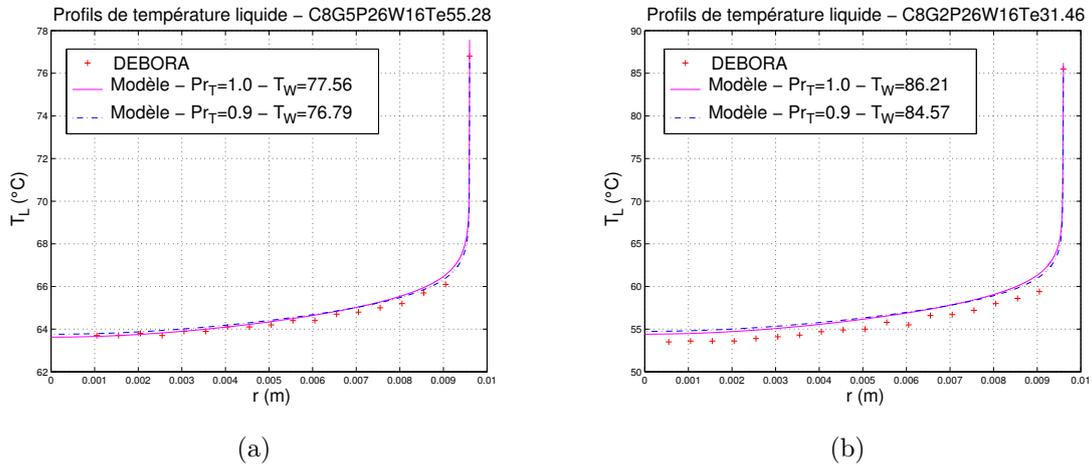


FIGURE 4.25 – Profils de température liquide calculés. Sensibilité au nombre de Prandtl Turbulent Pr_T . (a) Essai C8G5P26W16Te55.28. (b) Essai C8G2P26W16Te31.46.

On adimensionnalise l'écart entre la température de paroi calculée avec un nombre de Prandtl turbulent égal à 1 et celle calculée avec un nombre de Prandtl turbulent égal à 0.9 par l'écart de température entre l'entrée et la sortie :

$$\frac{T_{W,Pr_T=1} - T_{W,Pr_T=0.9}}{\Delta T_{s/e}}. \quad (4.25)$$

Les écarts de température précédents correspondent à un écart adimensionnel d'environ 6%.

On peut conclure que le terme de profil de vitesse (Eq. 4.16) mais surtout la valeur du nombre de Prandtl turbulent influent sur la valeur de la température de paroi en écoulement monophasique. La prise en compte du terme de profil de vitesse induit une variation de 2% de la température de paroi par rapport à l'élévation de température entre l'entrée et la sortie du tube alors qu'une variation de 10% du nombre de Prandtl turbulent conduit à un écart au bilan thermique de 6%.

4.2.3 Résultats thermiques diphasiques

Nous choisissons de ne présenter dans cette section uniquement des résultats de calculs obtenus en analysant les essais TESS pour lesquels on dispose à la fois des mesures de vitesse gaz, de taux de vide et de température liquide.

Toutefois, nous indiquons qu'une analyse de même nature que celle présentée ci-après a été menée pour les essais de la campagne C800. Ces essais, qui ne comportent que des mesures de température liquide, ont été associés aux essais des campagnes C2900 et C3000 pour lesquels le profil de vitesse et de taux de vide ont été mesurés afin de "reconstruire" un essai pour lequel toutes les mesures ($\alpha_G(r)$, $V_{Gz}(r)$ et $T_L(r)$) seraient disponibles. Les essais des trois campagnes ont été associés pour un même titre thermodynamique, à pression et à vitesse massique imposées.

Les résultats sont sensiblement similaires à ceux obtenus pour la campagne TESS.

CAMPAGNE TESS

On s'intéresse donc uniquement à la campagne TESS. Pour l'ensemble des essais TESS, le sous-refroidissement est faible (inférieur à 4 °C). Les propriétés thermophysiques et de transport seront donc évaluées à la saturation. Pour chaque essai, le modèle calcule le profil de température liquide de façon à vérifier que l'intégration du profil calculé vérifie le bilan 1D d'enthalpie liquide débitante (tableau 3.15). On conservera l'analogie de Prandtl ($Pr_T = 1$) dans la suite des calculs.

Remarque sur la sensibilité du modèle à l'hypothèse des profils plats

On réalise au préalable un test de sensibilité au terme de profil de vitesse (Eq. 4.16) sur tous les essais de la banque présentés dans cette section. Le profil de vitesse de mélange est calculé par le modèle mécanique précédent. Pour exemple, pour l'essai TG3P28W15Te72.07, la suppression de ce terme (c'est-à-dire $\dot{m}_r/\dot{m} = 1$) implique une réduction de la température de paroi calculée de **98.57 °C à 98.28 °C**. Les résultats sont tout à fait comparables pour l'ensemble des essais TESS analysés. On va donc considérer pour la suite de l'étude que cet écart de température reste faible et négligeable, notamment devant les écarts entre la température de paroi calculée et la température de paroi de référence donnée en ébullition par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967).

On choisit donc de faire dans le reste de l'étude, l'hypothèse des profils de vitesse plats. Cette hypothèse permet en outre de découpler le problème thermique du problème mécanique et n'impacte en rien les conclusions qui vont être tirées de cette analyse.

Résultats

Les températures de paroi calculées par le modèle sont consignées dans le tableau 4.20 et confrontées, faute de données expérimentales, aux températures de paroi prédites par la corrélation diphasique de Frost et Dzakowic (1967).

Cas	T_{Lb-1D} (°C)	$T_{W-modele}$ (°C)	$T_{W-correlation}$ Frost et Dzakowic (°C)
TG3P28W15Te72.07	81.20	98.28	84.27
TG3P28W12Te74.28	81.38	94.70	84.04
TG3P28W11Te75.30	81.51	93.21	83.93
TG3P14W30Te29.22	51.37	170.06	60.14
TG3P14W17Te40.59	52.86	75.26	58.75
TG3P14W7Te48.19	53.72	63.65	57.43
TG2P26W17Te63.57	79.49	106.72	82.85
TG2P26W13Te68.03	79.63	99.19	82.50
TG2P26W11Te70.38	79.73	95.65	82.31
TG0.5P14W3Te41.98	53.43	81.09	57.10
TG0.5P14W1Te49.24	53.49	64.71	56.03

TABLE 4.20 – Campagne TESS. Température de paroi calculée par le modèle en diphasique comparée à la température de paroi évaluée par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967).

On observe une surestimation de la température de paroi T_W pouvant aller jusqu'à 110°C , notamment pour l'essai TG3P14W30Te29.22 qui présente un taux de vide très important en paroi ($\alpha_G \sim 80\%$).

Les figures 4.26b à 4.29b montrent que l'accord entre les profils calculés et les profils mesurés se dégrade progressivement avec l'augmentation du déséquilibre thermique. Expérimentalement, pour chaque série, le flux de chaleur en paroi augmente. Le titre thermodynamique à l'équilibre étant maintenu constant d'un essai à l'autre en sortie de tube, la température d'entrée doit être diminuée, créant ainsi au sein de l'écoulement des zones thermiquement déséquilibrées. Les profils de température mesurés se creusent alors avec l'augmentation de la puissance, bien que l'on soit très proche de la saturation. Si le modèle à cœur reproduit qualitativement cette tendance, les ordres de grandeur des températures liquides calculées ne sont pas bons :

- le modèle prédit une zone surchauffée d'une épaisseur variant entre 1 et 1.5 mm d'épaisseur, zone qui n'est pas observée expérimentalement,
- le modèle sous-estime la température à cœur. Pour l'essai TG0.5P14W3Te41.98 la sous-estimation va jusqu'à 3°C au centre de la conduite (figure 4.29b).

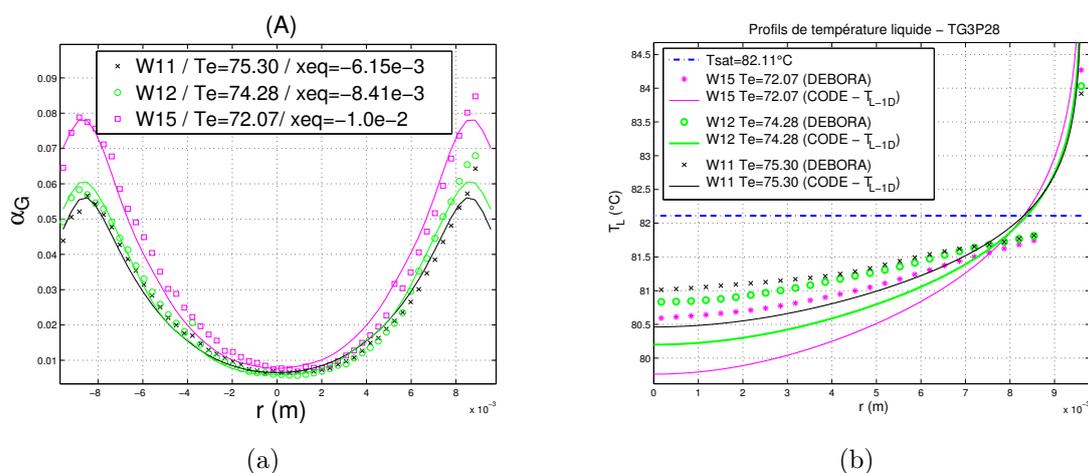


FIGURE 4.26 – Série TG3P28 W11, W12 et W15. (a) Profils radiaux de taux de vide. (Points - données brutes, Traits - données traitées). (b) Comparaison des profils de température liquide calculés par le modèle aux mesures. Température de saturation.

Sur la figure 4.27a, le taux de vide moyen augmente très nettement entre les 3 essais. Pour l'essai TG3P14W7Te48.19, le taux de vide moyen est de 0.07 et on observe qu'à cœur l'accord entre le profil prédit par le modèle et le profil expérimental reste acceptable. Pour l'essai TG3P14W30Te29.22, le taux de vide moyen grimpe à 0.3 avec un pic en paroi de 0.8 et le flux pariétal est également plus important. La température de paroi prédite par le modèle (figure 4.27b) dépasse alors 100°C et en conséquence, pour respecter le bilan global d'enthalpie liquide, les températures prédites dans la zone

à cœur sont bien inférieures aux mesures.

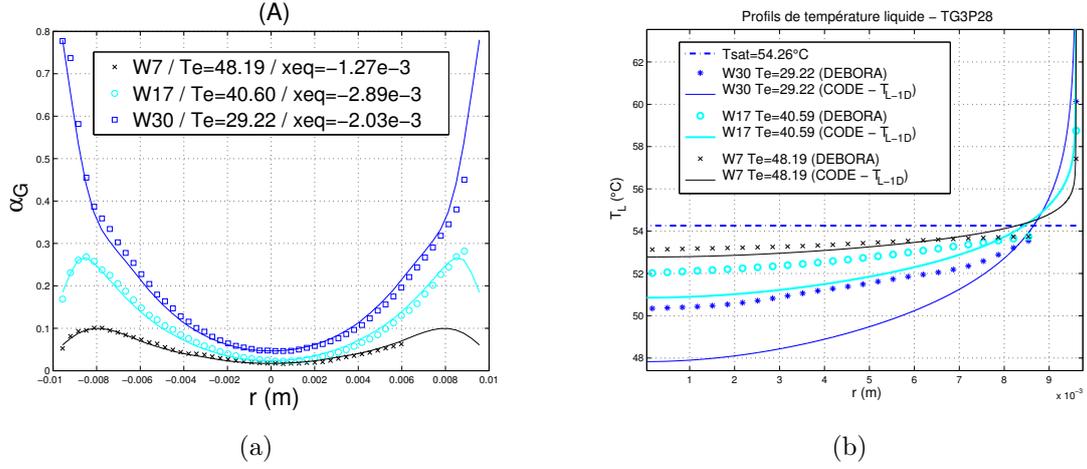


FIGURE 4.27 – Série TG3P14 W7, W17 et W30. (a) Profils radiaux de taux de vide. (Points - données brutes, Traits - données traitées). (b) Comparaison des profils de température liquide calculés par le modèle aux mesures. Température de saturation.

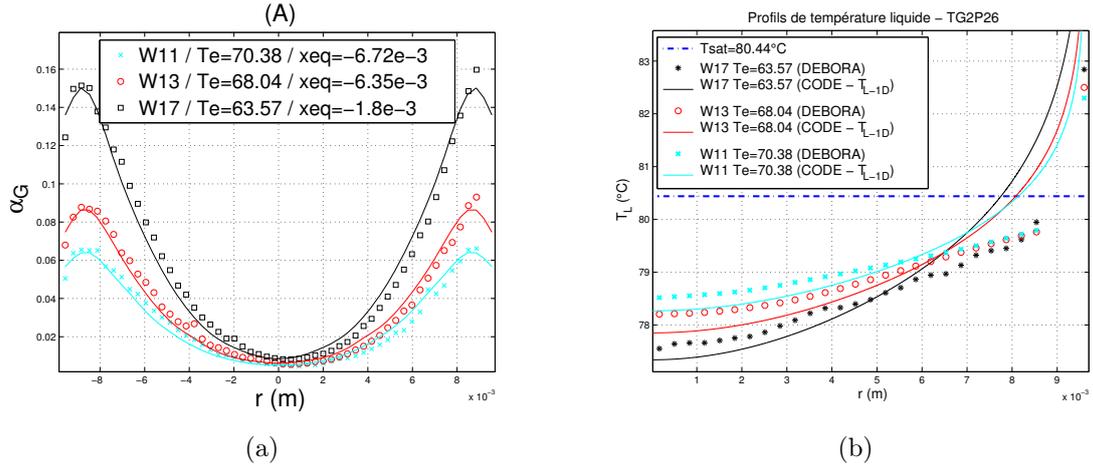


FIGURE 4.28 – Série TG2P26 W11, W13 et W17. (a) Profils radiaux de taux de vide. (Points - données brutes, Traits - données traitées). (b) Comparaison des profils de température liquide calculés par le modèle aux mesures. Température de saturation.

La surestimation de la température de paroi s'explique par une sous-estimation du transport de chaleur depuis la paroi vers le cœur de l'écoulement. Ainsi, si on considère l'équation résolue par le modèle :

$$\frac{\partial \overline{T}_L}{\partial r} = \frac{1}{\alpha_L [\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}]} \frac{r}{R} q_w. \quad (4.26)$$

On a à la paroi, en utilisant notre modèle de diffusivité :

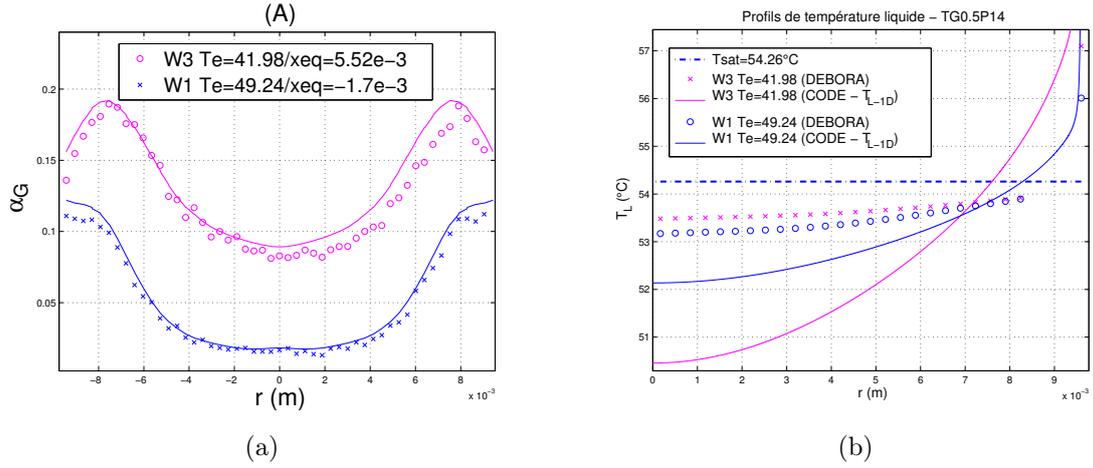


FIGURE 4.29 – Série TG0.5P14 W1 et W3. (a) Profils radiaux de taux de vide. (Points - données brutes, Traits - données traitées). (b) Comparaison des profils de température liquide calculés par le modèle aux mesures. Température de saturation.

$$\left. \frac{\partial \overline{T}_L}{\partial r} \right|_R = \frac{q_w}{\lambda_L (1 - \alpha_G(R))}. \quad (4.27)$$

Car la diffusivité turbulente s'annule à cause du facteur d'amortissement et du profil de diamètre de bulles imposé. Le seul mécanisme qui assure le transport d'énergie reste la conductivité thermique moléculaire du liquide.

Si le taux de vide reste faible, l'équation 4.27 se réécrit :

$$\frac{1}{\lambda_L (1 - \alpha_G(R))} \approx \frac{1}{\lambda_L}, \quad (4.28)$$

ce terme assure le rôle de résistance thermique en paroi. La conductivité liquide λ_L étant faible, cette résistance est très importante et entraîne un gradient important de température à la paroi. Plus on augmente le flux pariétal et le taux de vide pariétal, plus le gradient de température en paroi est important et donc plus la température de paroi calculée T_W est élevée.

On peut donc penser que le modèle de diffusivité turbulente tel qu'il est proposé par Sato et Sekogushi (1975), implique une mauvaise répartition des résistances thermiques turbulentes entre la zone à cœur et la zone de proche paroi, la résistance thermique du fluide étant directement proportionnelle au terme :

$$\frac{1}{\alpha_L [\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}]}. \quad (4.29)$$

4.2.4 Étude de sensibilité

Comme pour le bilan de quantité de mouvement, une série de tests de sensibilité a été réalisée afin d'identifier les éléments clés du modèle thermique.

Sensibilité du modèle au nombre de Prandtl turbulent Pr_T

On réalise des tests de sensibilité au nombre de Prandtl turbulent. Pour l'essai TG3P28W15Te72.07, si on réduit le nombre de Prandtl turbulent⁵ de 1 à 0.9. La température de paroi passe de **98.57 °C à 97.58 °C**. Comme en régime monophasique, on constate que l'influence de ce paramètre est plus significative que celle du terme de profil de vitesse.

Cependant, on notera que les variations observées en modifiant ce paramètre restent négligeables devant les écarts constatés entre la température de paroi calculée et la température de référence de Frost et Dzakowic (1967) pour le déclenchement de l'ébullition. **Un ajustement de cette constante ne peut suffire à expliquer les divergences constatées entre les profils de température calculés par le modèle et ceux mesurés.**

Sensibilité du modèle à la diffusivité turbulente thermique

On a observé de façon générale, une surestimation de la température de paroi pour l'ensemble des essais bouillants DEBORA. Or, on a déjà identifié dans l'équation 4.27 que le gradient pariétal de température dépendait uniquement de la diffusion moléculaire dans le liquide avec le modèle de Sato (la diffusivité turbulente à la paroi s'annule), du taux de vide et du flux de chaleur en paroi. On va donc chercher, dans le cadre de cette étude de sensibilité, à déterminer l'influence du terme de diffusivité turbulente (et notamment sa contribution diphasique ε'') sur le transfert de chaleur à la paroi et par conséquent sur la température de paroi.

Nous avons réalisé notre étude de sensibilité sur la base des deux essais bouillants TESS, TG3P28W15Te72.07 et TG0.5P14W1Te49.2. Le premier est représentatif des conditions nominales de fonctionnement REP en similitude (eau/Fréon) et le deuxième présente une faible vitesse massique et une faible pression supposées simuler les conditions consécutives à une réduction du débit dans le circuit primaire.

La loi de diffusivité turbulente monophasique donnant des résultats satisfaisants pour les essais monophasiques, on va s'intéresser uniquement à

5. Ceci est classiquement fait en écoulement monophasique.

la diffusivité turbulente additionnelle supposée modéliser le rôle des bulles.

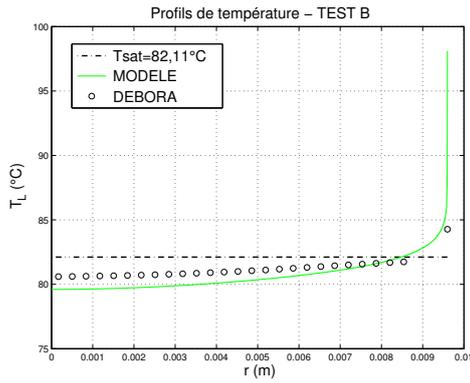
Dans le tableau 4.21, on retrouve les modifications imposées dans ε'' et la température de paroi déduite, comparée à la température de paroi prédite par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967).

TEST TG3P28W15Te72.07	ε''	$T_{W-modelle}$ (°C)	$T_{W-correlation}$ Frost et Dzakowic (°C)
Test de référence (A)	$\varepsilon'' = Ak_2\alpha(r)\frac{d_B(r)}{2}\widehat{U}_B$	98.28	84.27
Test B	$\varepsilon'' = k_2\alpha(r)\frac{d_B(r)}{2}\widehat{U}_B$	98.27	84.27
Test C	$\varepsilon'' = k_2\alpha(r)\frac{\widehat{d}_B}{2}\widehat{U}_B$	87.37	84.27
Test D	$\varepsilon'' = 5k_2\alpha(r)\frac{\widehat{d}_B}{2}\widehat{U}_B$	85.50	84.27
Test E	$\varepsilon'' = 10k_2\alpha(r)\frac{\widehat{d}_B}{2}\widehat{U}_B$	84.55	84.27
Test F	$\varepsilon'' = 20k_2\alpha(r)\frac{\widehat{d}_B}{2}\widehat{U}_B$	83.67	84.27

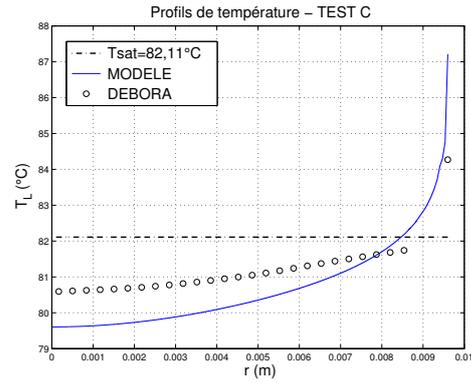
TABLE 4.21 – Essai TG3P28W15Te72.07. Tests de sensibilité à la structure de la diffusivité turbulente thermique due aux bulles ε''_{TL} . Température de paroi calculée comparée à la température de paroi de Frost et Dzakowic (1967).

Le test de référence (A) conduit à une température de paroi de 98.28°C . Pour cet essai, l'épaisseur de la zone amortie par le terme A(r) est de l'ordre de 15 μm , c'est-à-dire inférieure à la largeur de la zone 20 μm sur laquelle $d_B(r) = 0$ dans le modèle de Sato et Sekoguchi (1975). Donc, si on supprime le facteur A d'amortissement (test B), le résultat reste inchangé car le profil de diamètre de bulles impose toujours une zone de proche paroi sans turbulence. En revanche, si on impose un diamètre uniforme dans toute la section égal au diamètre moyen des bulles (test C), la température de paroi liquide prédite chute à 87.37°C. Il faut alors dans cette configuration (test C) multiplier la diffusivité turbulente ε'' par un facteur de l'ordre de 10 pour ramener la température de paroi à une valeur proche de celle donnée par la corrélation (test E).

Les figures 4.30 et 4.31 montrent les profils de température liquide obtenus pour les tests B à F. On observe bien une réduction du gradient de température pariétal avec l'augmentation de la diffusivité turbulente. Néanmoins, on observe pour le test E par exemple, que si l'ordre de grandeur de la température de paroi semble acceptable, la forme du profil de température liquide prédite par le modèle n'est pas en accord avec les données expérimentales. On notera en particulier que dans la zone au cœur de

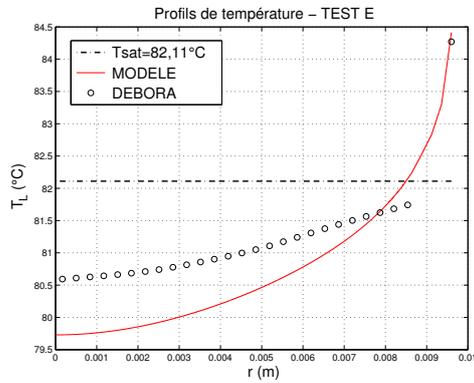


(a)

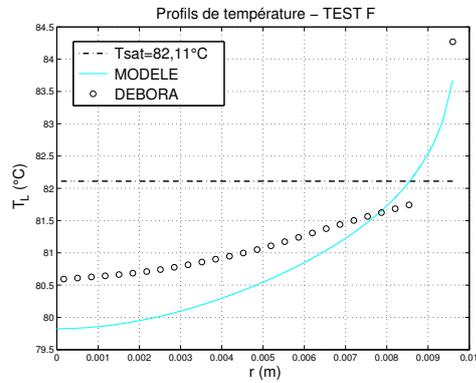


(b)

FIGURE 4.30 – Essai TG3P28W15Te72.07. Tests de sensibilité à la structure de la diffusivité turbulente thermique due aux bulles. (a) Test B, suppression du facteur d’amortissement. (b) Test C, suppression du facteur d’amortissement et diamètre de bulles uniforme.



(a)



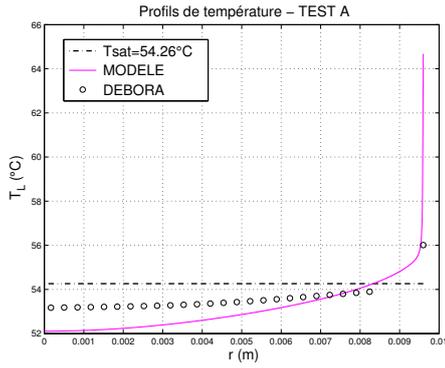
(b)

FIGURE 4.31 – Essai TG3P28W15Te72.07. Tests de sensibilité à la structure de la diffusivité turbulente thermique due aux bulles. (a) Test E, suppression du facteur d’amortissement et diamètre de bulles uniforme multiplié par 10. (b) Test F, suppression du facteur d’amortissement et diamètre de bulles uniforme multiplié par 20.

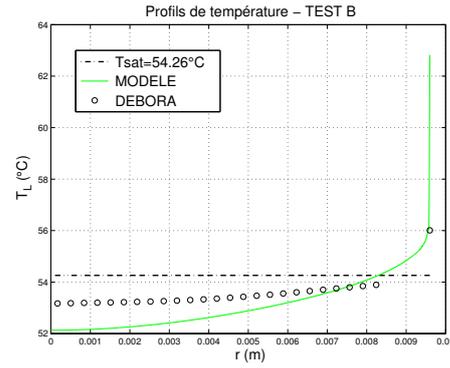
l’écoulement, les mesures sont alors sous-estimées par le modèle alors que dans la zone pariétale, les mesures sont surestimées. La diffusivité thermique turbulente imposée à cœur reste trop faible (ce qui induit un gradient de température trop grand) et est trop forte en paroi (ce qui induit un gradient trop faible). Malgré la modification de la forme de la diffusivité turbulente, la résistance thermique du fluide reste mal répartie entre la zone à cœur et la zone de paroi.

Les mêmes tendances (figures 4.32 et 4.33) sont observées avec un essai à plus faible débit et plus faible pression (TG0.5P14W1Te49.24).

Notons que pour cet essai, l’épaisseur caractéristique de la zone amortie par le facteur A est de l’ordre de 80 μm . Sa suppression impacte donc directement la température

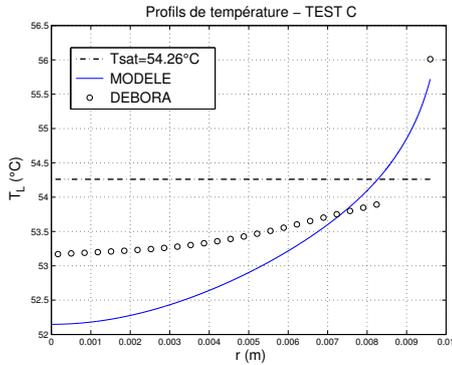


(a)

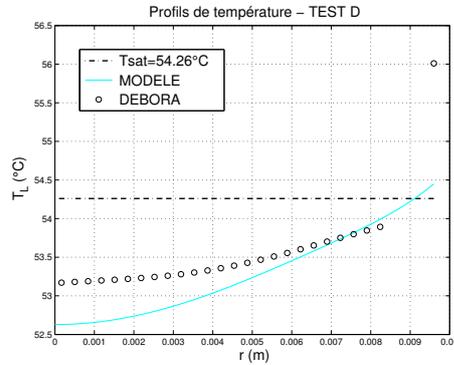


(b)

FIGURE 4.32 – Essai TG0.5P14W1Te49.2. Tests de sensibilité à la structure de la diffusivité turbulente thermique due aux bulles. (a) Test A, référence. (b) Test B, suppression du facteur d’amortissement.



(a)



(b)

FIGURE 4.33 – Essai TG0.5P14W1Te49.2. Tests de sensibilité à la structure de la diffusivité turbulente thermique due aux bulles. (a) Test C, suppression du facteur d’amortissement et diamètre de bulles uniforme. (b) Test D, suppression du facteur d’amortissement et diamètre de bulles uniforme multiplié par 5.

de paroi à profil de diamètre de bulles imposé (test B).

Si on regarde dans un second temps les tests C et D, le facteur d’échelle de turbulence à imposer pour ramener la température de paroi à une valeur cohérente avec la valeur mesurée est plus faible que dans le cas précédent⁶ (tableau 4.22). Cependant le même désaccord avec le profil expérimental est observé, avec une sous-estimation à cœur et une surestimation en paroi (figures 4.32 et 4.33).

6. Il avait fallu multiplier la diffusivité turbulente ε'' par 10.

TEST	ε''	$T_{W-modelle}$ (°C)	$T_{W-correlation}$ Frost et Dzakowic (°C)
TG0.5P14W1Te49.2			
Test de référence (A)	$\varepsilon'' = Ak_2\alpha(r)\frac{d_B(r)}{2}\widehat{U}_B$	64.71	56.03
Test B	$\varepsilon'' = k_2\alpha(r)\frac{d_B(r)}{2}\widehat{U}_B$	62.84	56.03
Test C	$\varepsilon'' = k_2\alpha(r)\frac{\widehat{d}_B}{2}\widehat{U}_B$	55.73	56.03
Test D	$\varepsilon'' = 5k_2\alpha(r)\frac{\widehat{d}_B}{2}\widehat{U}_B$	54.42	56.03

TABLE 4.22 – Essai TG0.5P14W1Te49.2. Tests de sensibilité à la structure de la diffusivité turbulente thermique due aux bulles ε''_{TL} . Température de paroi calculée comparée à la température de paroi de Frost et Dzakowic (1967).

4.2.5 Conclusions sur la partie thermique

Il ressort de cette étude que le modèle proposé n'est pas capable de prédire correctement les transferts thermiques en écoulement bouillant pour des conditions représentatives des écoulements REP. En effet, les profils de température calculés par le modèle montrent une mauvaise répartition des résistances thermiques dans le fluide, les mesures étant fortement surestimées par le modèle dans la zone pariétale et par conséquent sous-estimées dans la zone à cœur afin de satisfaire le bilan thermique 1D.

Une étude de sensibilité à l'hypothèse des profils de vitesse plats a montré que l'influence de ce terme était négligeable sur les profils calculés. Ce résultat montre que l'analyse des transferts thermiques peut-être découplée du comportement mécanique de l'écoulement. Ce résultat suggère donc, dans l'hypothèse de la réalisation de nouveaux essais expérimentaux, de concentrer en priorité les efforts sur la réalisation de mesures de profils de température liquide fiables et aussi renseignés que possible, de la paroi jusqu'au cœur de l'écoulement.

Le modèle turbulent de Sato et Sekoguchi (1975) n'ayant pas montré d'incohérence pour la prédiction des profils de vitesse, cela nous a conduit à nous interroger sur la pertinence de l'hypothèse d'analogie de Prandtl en écoulement bouillant. Un test de sensibilité a montré un impact faible d'une variation de ce paramètre. La température de paroi varie d'environ 1 °C et les divergences constatées entre les profils de température calculés et les profils mesurés demeurent. Si l'analogie de Prandtl doit être remise en cause, comme cela semble être le cas, une remise en question plus profonde doit être considérée allant au delà d'un simple ajustement de proportionnalité entre la diffusivité turbulente thermique et mécanique.

Partant du constat que le modèle est apte à décrire le profil de température liquide pour des écoulements monophasiques et diphasiques chauffés sans changement de phase avec $Pr_T = 1$, il nous semble que les explications au comportement du modèle thermique en écoulement bouillant soient spécifiquement liées au phénomène d'ébullition, et probablement à une mauvaise prise en compte de son effet sur la structure turbulente de l'écoulement.

Pour valider cette hypothèse, différents tests de sensibilité ont été réalisés sur le profil de diffusivité turbulente induite par les bulles ε'' et ont permis d'interpréter les surestimations de température liquide en paroi comme la conséquence d'un manque de transfert de chaleur de la paroi vers le cœur. Le profil de diffusivité thermique turbulente ε_{TL} proposé par Sato et Sekoguchi (1975) impose, dans la zone de proche paroi, à l'instar du monophasique, que le seul mécanisme assurant le transport de la chaleur soit la diffusion moléculaire (conduction thermique). Les résultats expérimentaux DEBORA/TESS montrent que le déclenchement de l'ébullition pariétale va contribuer à favoriser les transferts de chaleur par vaporisation du liquide surchauffé, la température du liquide à la paroi se stabilisant à une valeur légèrement supérieure à la température de saturation. Il semble évident qu'un ingrédient essentiel tenant compte de ce mécanisme supplémentaire manque dans le modèle de Sato et Sekoguchi (1975) pour qu'il soit envisageable de l'appliquer aux écoulements bouillants.

Des tests de sensibilité simples, consistant à augmenter virtuellement la contribution de diffusivité turbulente due à l'agitation des bulles en proche paroi montrent qu'il est possible de réduire les surchauffes pariétales à des valeurs physiquement cohérentes. Ces tests basiques montrent cependant que la forme des profils de température liquide obtenue n'est absolument pas en accord avec les profils mesurés.

Il apparaît donc que dans le cadre d'un modèle de turbulence ne distinguant pas la zone à cœur de la zone de paroi, il ne soit pas possible d'obtenir un modèle qui calcule des températures de paroi en accord avec les mesures **tout en respectant la forme du profil**. Ces constatations nous poussent logiquement à nous orienter vers un modèle à plusieurs zones (*a minima* deux) permettant de mieux répartir les résistances thermiques en diminuant celle en paroi pour favoriser le transfert (réduction de la taille de la zone surchauffée) et en augmentant celle à cœur pour remonter les températures.

Nous proposons dans le chapitre suivant le développement d'un modèle simple de diffusivité turbulente thermique reposant sur ces réflexions en s'affranchissant donc de l'hypothèse d'analogie de Prandtl.

Chapitre 5

Développement d'un modèle de turbulence à deux zones dans le cadre des écoulements bouillants REP

Les conclusions du chapitre 4 nous ont conduit à proposer une nouvelle modélisation de la diffusivité turbulente thermique en écoulements bouillants. Sa description fait l'objet du présent chapitre.

Celui-ci s'articule en quatre étapes :

Après avoir rapidement rappelé les défauts du modèle proposé par Sato et Sadatomi (1981) et présenté la structure du modèle à deux zones envisagée, le travail sera détaillé en trois étapes :

- dans une première étape, la structure physique du modèle à deux zones que nous avons développé ainsi que sa justification seront introduites,
- la seconde étape aura comme objectif de rechercher les ordres de grandeur des diffusivités turbulentes à imposer dans chaque zone afin de reproduire au mieux les profils de température liquide expérimentaux,
- la troisième étape consistera alors à proposer des échelles physiques adaptées pour chaque zone afin de respecter les ordres de grandeurs déterminés à l'étape précédente,
- enfin, dans une dernière étape, le modèle complet incluant les échelles caractéristiques précédentes sera mis en œuvre, et ses résultats confrontés aux données de la banque expérimentale DEBORA.

5.1 Structure du modèle

Si dans le chapitre précédent, le modèle de diffusivité de quantité de mouvement turbulente de Sato et Sekoguchi (1975) n'a pas révélé d'incohérence dans la prédiction du profil de vitesse de mélange en écoulement bouillant, son utilisation pour calculer les profils de température liquide a montré quelques limites.

Les résultats du chapitre précédent ont montré que la cause principale de ces divergences était liée à la diffusivité thermique turbulente et à une répartition inadéquate des résistances thermiques au sein de l'écoulement. Ayant également montré qu'une simple modification du nombre de Prandtl turbulent ne permettait pas de recalculer correctement les profils de température liquide (hypothèse d'analogie de Prandtl), nous nous affranchissons de cette hypothèse pour développer notre modèle et nous nous intéresserons uniquement au modèle de diffusivité thermique.

En outre, et conformément aux conclusions du chapitre 4, l'hypothèse des profils de vitesse plats sera conservée.

La figure 5.1 présente le profil de température liquide calculé par le modèle pour l'essai TG0.5P14W1Te49.2 dans les conditions du test de sensibilité appelé test C (chapitre 4 section 4.2.4).

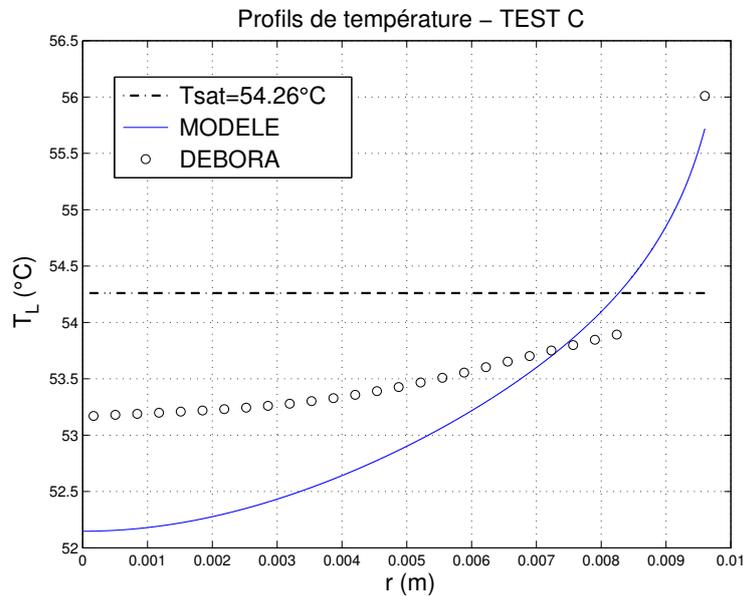


FIGURE 5.1 – Essai TG0.5P14W1Te49.2. Test C. Sensibilité du profil de température liquide prédit par le modèle à la structure de la diffusivité thermique - Fermeture retenue pour ce test : $\varepsilon'' = k_2 \alpha(r) \frac{\widehat{d}_B}{2} \widehat{U}_B$.

Les conditions de ce test sont rappelées ci-après.

La contribution diphasique de la diffusivité thermique turbulente est décrite par la relation :

$$\varepsilon'' = k_2 \alpha(r) \frac{\widehat{d}_B}{2} \widehat{U}_B, \quad (5.1)$$

où $k_2 = 1.2$ et \widehat{U}_B est donnée par la corrélation d'Ishii (Eq. 2.89).

Par rapport au modèle original proposé par Sato et Sekoguchi (1975), on remarque que : (i) le facteur d'amortissement de Van Driest (1956) a été supprimé et (ii) le profil radial de taille de bulles est remplacé par une constante égale dans ce test à $\widehat{d}_B = 908 \mu\text{m}$ (diamètre moyen estimé expérimentalement).

Ces conditions ont été choisies de façon à obtenir l'écart relatif le plus petit possible entre la température de paroi¹ calculée et la température de Frost et Dzakowic (1967).

On constate qu'avec ce modèle simplifié, l'ordre de grandeur de la température de paroi semble correctement prédit, mais que le profil calculé ne reproduit pas l'allure du profil expérimental. Le modèle prédit une zone surchauffée ($T_L > T_{sat}$) d'une épaisseur supérieure à un millimètre qui n'est pas observée expérimentalement. Il est clair que le profil expérimental de température liquide présente un gradient pariétal qui n'apparaît pas sur le profil calculé par le modèle. Cette observation résulte *a priori* d'une surestimation des échanges thermiques en paroi et donc de la turbulence et d'une sous-estimation de ces derniers à cœur.

Ces observations nous ont logiquement conduit à proposer un modèle distinguant les mécanismes de transfert turbulent dans la zone de proche paroi de ceux de la zone à cœur.

Si nous repartons de l'expression initialement proposée par Sato :

$$\varepsilon_{TL}(r) = \varepsilon'(r) + \varepsilon''(r), \quad (5.2)$$

où $\varepsilon'(r)$ est la diffusivité turbulente monophasique donnée par la formule de Reichardt (1951) intégrant le facteur d'amortissement de Van Driest (1956) et $\varepsilon''(r)$ est la diffusivité turbulente due à l'agitation induite par les bulles dans le liquide.

Cette dernière contribution, due à l'agitation induite par la phase dispersée est, dans le modèle de Sato, proportionnelle à la quantité de bulles dans l'écoulement via une dépendance au taux de vide.

Nous proposons de différencier l'expression de cette contribution $\varepsilon''(r)$ selon la position radiale dans le tube.

1. Non mesurée durant les essais TESS.

Nous introduisons donc R_T que nous appellerons rayon de transition afin de distinguer :

- la zone à cœur comprise entre $r = 0$ et $r = R_T$,
- la zone de proche paroi située entre $r = R_T$ et $r = R$ (paroi).

Le rayon de transition R_T est défini comme la position radiale pour laquelle on observe une modification importante du gradient de température liquide. L'épaisseur de la zone pariétale e_P est définie par :

$$e_P = R - R_T. \quad (5.3)$$

De façon générale, la diffusivité turbulente s'exprime, d'un point de vue dimensionnel, comme le produit d'une échelle de longueur L_T par une échelle de vitesse U_T à une constante C près. Nous allons dans notre modèle distinguer le choix de ces échelles selon la zone considérée.

On appelle respectivement C_1 , L_1 et U_1 la constante d'ajustement, l'échelle de longueur et l'échelle de vitesse dans la zone 1 (à cœur). Nous faisons de même pour la zone 2 (en proche paroi).

Nous posons alors :

$$\varepsilon''(r) = \varepsilon_1(r) + \varepsilon_2(r), \quad (5.4)$$

avec :

$$\varepsilon_1(r) = \begin{cases} C_1 \alpha_G(r) L_1 U_1 & \text{pour } r \in [0, R_T[\\ 0 & \text{pour } r \in [R_T, R], \end{cases} \quad (5.5)$$

et

$$\varepsilon_2(r) = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \in [0, R_T[\\ C_2 \alpha_G(r) L_2 U_2 & \text{pour } r \in [R_T, R]. \end{cases} \quad (5.6)$$

L'équation 4.19 résolue par le modèle² se réécrit donc :

$$\frac{\overline{\partial T_L}}{\partial r} = \frac{1}{\alpha_L [\lambda_L + \rho_L c_{pL} (\varepsilon' + \varepsilon_1 + \varepsilon_2)]} \frac{r}{R} q_w. \quad (5.7)$$

2. Dans l'hypothèse des profils de vitesse plats.

5.2 Détermination des échelles turbulentes de chaque zone

Pour déterminer les échelles de turbulence appropriées à chacune des zones du modèle ainsi qu'un ordre de grandeur du rayon de transition R_T , nous avons travaillé en plusieurs étapes.

5.2.1 Estimation des constantes C_1 et C_2

Dans cette première étape, on cherche à déterminer le poids relatif qu'il faut accorder aux contributions turbulentes ε_1 et ε_2 pour reproduire au mieux les données expérimentales. On cherche donc les ordres de grandeur de chaque contribution ε_1 et ε_2 pour reproduire au mieux les gradients de température dans chaque zone.

On va pour cela supposer dans un premier temps que :

$$\begin{aligned} U_1 = U_2 &= \widehat{U}_B, \\ L_1 = L_2 &= \widehat{d}_B. \end{aligned} \tag{5.8}$$

On prendra pour \widehat{U}_B la valeur donnée par la corrélation d'Ishii (1977) (Eq. 2.89) avec le taux de vide expérimental³, et pour le diamètre \widehat{d}_B la valeur moyenne sur la section déduite des mesures.

En l'absence d'informations expérimentales précises sur le rayon de transition, nous décidons dans une première étape de considérer que l'épaisseur de la zone thermique pariétale e_P correspond à la position expérimentale du dernier point de mesure avant la paroi.

Ainsi pour la campagne C800, l'épaisseur de la zone thermique e_P sera fixée à 0.5 mm alors que pour la campagne TESS, elle sera choisie égale à $e_P = 1$ mm. Une analyse plus poussée de ce paramètre et de son influence sur le modèle sera menée dans les sections suivantes.

Afin de déterminer la valeurs des constantes C_1 et C_2 qui permettent de reproduire au mieux les données expérimentales, une méthode itérative a été mise œuvre. Dans un premier temps, la constante C_2 (zone de paroi) est recherchée de façon à ajuster la température de paroi calculée par le modèle, $T_{W-model}$, sur la température de paroi prédite par la corrélation de Frost et Dzakowic. La constante C_1 (zone à cœur) est alors calculée dans un second temps de façon à minimiser l'écart quadratique moyen entre le profil de température liquide calculé par le modèle et le profil de température liquide

3. Intégration des données sur la section.

expérimental. Une dernière étape consiste alors, si nécessaire, à réajuster la constante C_2 pour optimiser suite à cette deuxième étape, l'accord entre la température de paroi du modèle et celle calculée par la corrélation.

On retrouve dans le tableau 5.1, les échelles utilisées dans le modèle (e_P , \widehat{d}_B et \widehat{U}_B) ainsi que les valeurs des constantes C_1 et C_2 et leur rapport calculés pour les deux séries d'essais de la campagne TESS TG2P26 et TG0.5P14 et la série d'essais C8G2P14W16 de la campagne C800. La campagne C800 ne comportant que des mesures de température liquide, ces essais ont été associés à des essais correspondants de la campagne C2900 (selon la procédure décrite au chapitre 4) afin de disposer d'une estimation expérimentale de \widehat{d}_B et \widehat{U}_B . On retrouve également dans le tableau 5.1, le rapport de ces deux constantes.

Cas	e_P (mm)	\widehat{d}_{B-exp} (mm)	\widehat{U}_B (m.s ⁻¹)	C_1 (cœur)	C_2 (paroi)	$\frac{C_1}{C_2}$
TG2P26W17Te63.57	1	0.382	0.0270	25	2.40	10
TG2P26W13Te68.03	1	0.329	0.0780	50	3.20	16
TG2P26W11Te70.38	1	0.308	0.0798	51	3.20	16
TG0.5P14W3Te41.98	1	1.070	0.0821	20	0.50	40
TG0.5P14W1Te49.24	1	0.908	0.0956	8	0.25	32
C8G2P14W16Te33.37 (C29Te31.16)	0.5	0.684	0.0830	3	0.17	18
C8G2P14W16Te36.11 (C29Te34.91)	0.5	0.835	0.0616	6	0.25	24
C8G2P14W16Te43.08 (C29Te42.30)	0.5	0.838	0.0330	101	0.36	280

TABLE 5.1 – Paramètres imposés dans le modèle à deux zones : épaisseur de la zone de paroi, diamètre moyen des bulles estimé expérimentalement et vitesse de dérive moyenne (corrélation d'Ishii + taux de vide moyen expérimental). Valeurs des constantes de turbulence C_1 et C_2 ajustées de façon à reproduire les données expérimentales.

Les figures 5.2 à 5.4 comparent les profils de température liquide calculés par le modèle, associés aux valeurs des constantes consignées dans le tableau 5.1, avec les profils mesurés. Sur la figure 5.2 on a également tracé pour l'essai TG0.5P14W3Te41.98, le profil de température liquide calculé avec la diffusivité turbulente utilisée dans le test C (Eq. 5.1). On constate que l'accord est plus satisfaisant avec le modèle à deux zones ajusté qu'avec la diffusivité turbulente à une zone modifiée par rapport au modèle de Sato et Sekoguchi (1975).

On observe que l'ajustement des constantes C_1 et C_2 permet d'obtenir des profils de température liquide en excellent accord avec les mesures pour des essais à différents débits, pour différentes pressions et en particulier pour l'essai C8G2P14W16Te43.08 qui correspond à des conditions d'écoulement quasi-saturées.

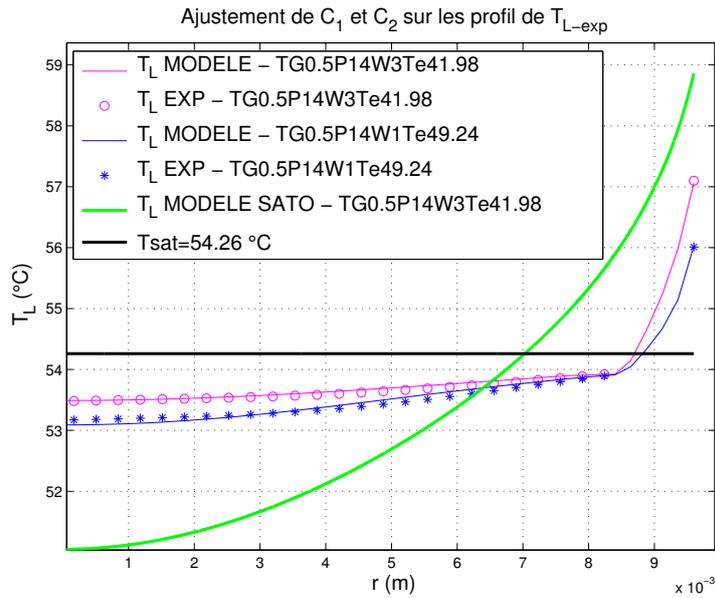


FIGURE 5.2 – Série TG0.5P14. Profils de température liquide calculés par le modèle à 2 zones avec les valeurs des constantes C_1 et C_2 consignées dans le tableau 5.1. Le profil calculé avec le modèle de Sato modifié (Eq. 5.1) est également tracé.

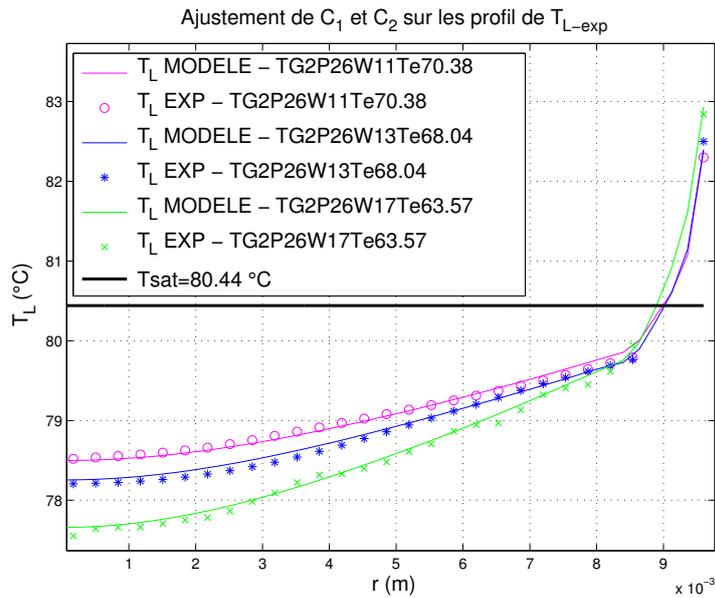


FIGURE 5.3 – Série TG2P26. Profils de température liquide calculés par le modèle à 2 zones avec les valeurs des constantes C_1 et C_2 consignées dans le tableau 5.1.

Cette cohérence peut sembler évidente car elle résulte d'un ajustement systématique des deux constantes du modèle à deux zones et de l'épaisseur de la zone pariétale sur les données. Néanmoins, elle est tout de même à souligner car l'étude de sensibilité menée sur la base du modèle de Sato dans le chapitre précédent, avait montré que même

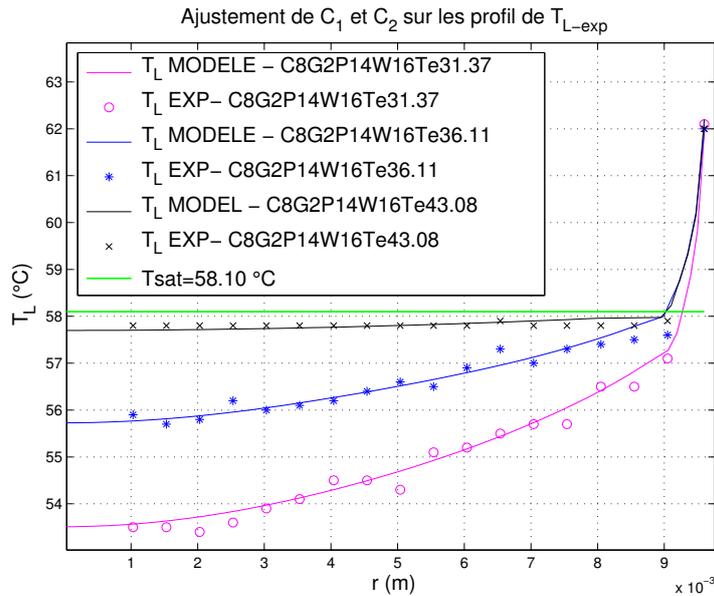


FIGURE 5.4 – Série C8G2P14W16. Profils de température liquide calculés par le modèle à 2 zones avec les valeurs des constantes C_1 et C_2 consignées dans le tableau 5.1

en jouant sur les paramètres du modèle, il était impossible d’ajuster correctement le modèle à une zone sur les données expérimentales.

On observe dans le tableau 5.1 pour tous les essais que la constante d’ajustement de la zone à cœur C_1 est très supérieure à celle de la zone de proche paroi C_2 . Si on considère que les échelles proposées dans le modèle à deux zones sont bonnes, cela signifierait que la contribution turbulente diphasique de la zone à cœur ε_1 serait plus importante que celle de la zone pariétale ε_2 . Cela impliquerait *a priori* que les profils de température liquides résulteraient d’un mécanisme de turbulence, de brassage thermique par les bulles, plus important à cœur qu’en paroi. Ce mécanisme tendrait à aplatir les profils de température à cœur.

Étude de sensibilité à e_P

En considérant les profils expérimentaux de température liquide, l’épaisseur e_P de la zone pariétale a été fixée arbitrairement à la position du dernier point de mesure le plus proche de la paroi. Ce paramètre apparaît en réalité comme un paramètre supplémentaire du modèle au même titre que les deux constantes C_1 et C_2 .

Une analyse de sensibilité à ce paramètre a donc été menée pour les deux essais C8G2P14W16Te36.11 et TG2P26W11Te70.38.

On a tracé sur la figure 5.5a les profils de température liquide obtenus pour l’essai

C8G2P14W16Te36.11 en faisant varier e_P de 0.25 mm à 2 mm, les valeurs de C_1 et C_2 étant fixées aux valeurs présentées dans le tableau 5.1. Nous rappelons que pour cet essai, ces valeurs sont ajustées sur les mesures avec une épaisseur de e_P égale à 0.5 mm.

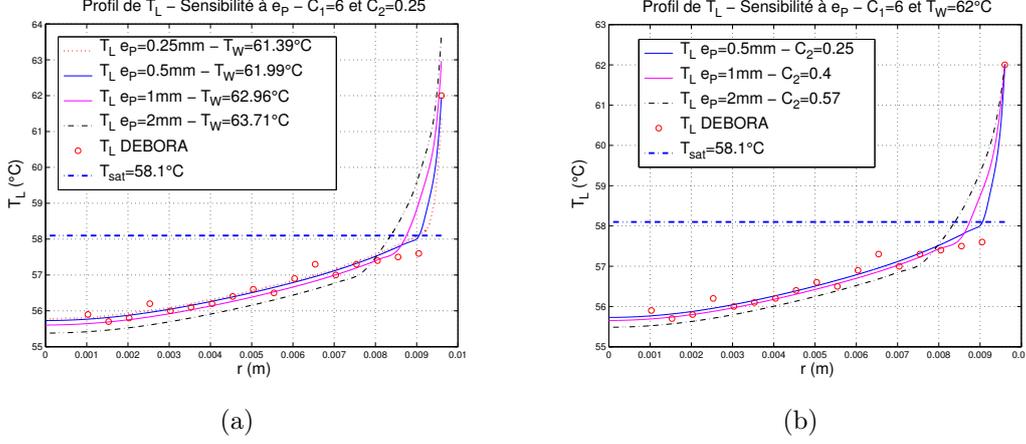


FIGURE 5.5 – Essai C8G2P14W16Te36.11. Sensibilité du modèle à e_P . Comparaison des profils de température liquide calculés par le modèle en fonction de l'épaisseur de la zone pariétale. (a) Pour C_1 et C_2 fixés. (b) Pour C_1 et T_W fixés.

On observe qu'une modification de l'épaisseur de la zone pariétale entraîne logiquement un déplacement de la position associée de la rupture de la pente du profil de température liquide, et conduit par conséquent à une modification du gradient de température dans cette zone. Une réduction de moitié de l'épaisseur de la zone pariétale entraîne une diminution de la température de paroi de l'ordre de 1 °C. Le profil dans la zone à cœur semble en revanche faiblement impacté par la valeur de e_P .

Si on analyse l'équation différentielle en température résolue par le modèle (Eq. 5.7), dans la zone de proche paroi, si e_P est suffisamment petit, on peut estimer le gradient de température à la paroi par l'expression suivante :

$$\left(\frac{\partial \overline{\overline{T_L}}}{\partial r} \right)_R \approx \frac{\Delta \overline{\overline{T_L}}}{e_P} \approx \frac{1}{\alpha_L(R) [\lambda_L + \rho_L c_{pL} (\varepsilon'(R) + \varepsilon_2(R))]} q_w, \quad (5.9)$$

où $\Delta \overline{\overline{T_L}}$ est l'écart entre la température liquide en paroi et la température liquide au point $r = R_T$ et $\varepsilon'(R)$ est la diffusivité turbulente monophasique à la paroi (Eq. 2.82) avec le facteur d'amortissement $A(r)$ de Van Driest (1956) (Eq. 2.84).

Compte tenu de ce facteur d'amortissement, on a $\varepsilon'(R) = 0$. La conductivité thermique du liquide restant faible devant le terme $\rho_L c_{pL} \varepsilon_2$ à la paroi, l'équation 5.9 conduit à :

$$\Delta \overline{\overline{T}}_L \approx \frac{q_w}{\alpha_L(R) \rho_L c_{pL} \underbrace{\alpha_G(R) \widehat{U}_B \widehat{d}_B C_2}_{\varepsilon_2(R)}} e_P \approx K \frac{e_P}{C_2}, \quad (5.10)$$

où K est une constante s'exprimant en K.m^{-1} .

On voit donc sur l'équation 5.10 que si on raisonne à écart de température imposé $\Delta \overline{\overline{T}}_L$, les variations de e_P et de C_2 sont liées, C_2 variant comme e_P .

La figure 5.5b détaille le test de sensibilité réalisé pour valider cette analyse. Le gradient de température dans la zone à cœur étant maintenu constant, pour chaque épaisseur de la zone pariétale e_P imposée, la constante C_2 est ajustée de façon à calculer une température de paroi cohérente avec la corrélation de Frost et Dzakowic (1967), ce qui revient à imposer l'écart $\Delta \overline{\overline{T}}_L$. Malgré les approximations que cette analyse implique, on retrouve globalement la tendance attendue à savoir qu'une multiplication de e_P entraîne une augmentation de C_2 d'un facteur équivalent.

On a réalisé des tests similaires pour l'essai TG2P26W11Te70.38. Les profils obtenus montrent des résultats semblables à ceux de l'essai C8G2P14W16Te36.11. On notera sur la figure 5.6b que le premier test (en pointillés noirs) est réalisé avec une épaisseur de zone pariétale imposée égale au diamètre moyen des bulles ($\widehat{d}_B = 308 \mu\text{m}$). Le profil de température calculé ne présente pas d'incohérence importante par rapport au profil mesuré. Seule la rupture de la pente apparaît plus proche de la paroi. Il est cependant difficile de conclure définitivement du fait du manque de mesure de température dans cette zone pariétale.

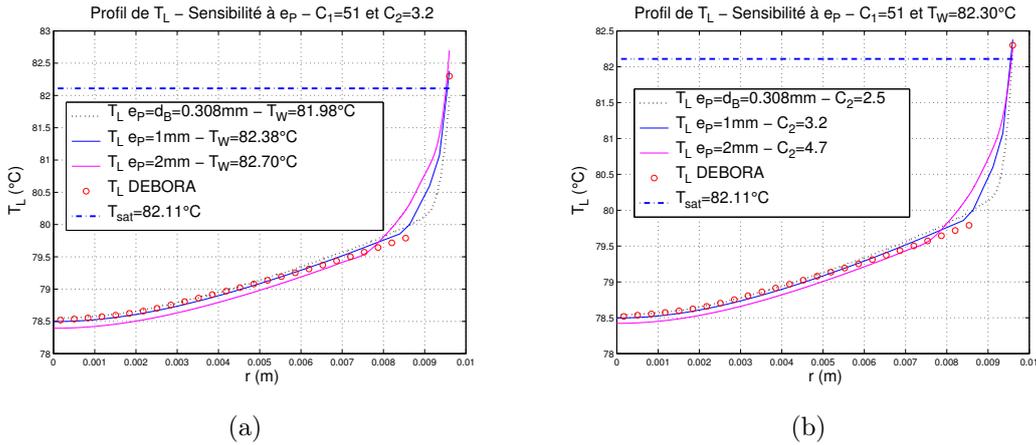


FIGURE 5.6 – Essai TG2P26W11Te70.38. Sensibilité du modèle à e_P . Comparaison des profils de température liquide calculés par le modèle en fonction de l'épaisseur de la zone pariétale. (a) Pour C_1 et C_2 fixés. (b) Pour C_1 et T_W fixés.

Ce paramètre apparaît donc comme un paramètre important du modèle dont il est

encore impossible, avec les données actuelles, de déterminer une valeur expérimentale avec suffisamment de précision. Il nous paraît opportun de préconiser la mise en œuvre d'un travail expérimental visant à étudier ce paramètre et en rechercher un ordre de grandeur (mesures de température liquide en proche paroi).

On peut donc conclure de cette étude que le modèle à deux zones proposé fait intervenir trois paramètres bien distincts que sont C_1 , C_2 et e_P . Si la constante C_2 est liée, par construction du modèle, à l'épaisseur de la zone de paroi e_P sur laquelle elle intervient, la constante C_1 , qui intervient dans la zone à cœur, en semble sensiblement indépendante. Ce résultat s'explique sans doute par le fait que l'épaisseur de la zone de proche paroi reste très faible devant le rayon du tube.

5.2.2 Choix d'échelles turbulentes dans chaque zone

On a identifié pour chaque essai analysé, un ordre de grandeur des différentes contributions turbulentes à imposer dans chaque zone de façon à reproduire au mieux le profil de température liquide mesuré. Ces ordres de grandeur sont estimés pour une épaisseur de zone pariétale fixée à partir des données expérimentales dont nous disposons actuellement et qui, comme nous l'avons déjà souligné, ne sont pas suffisantes pour fournir une valeur précise de ce paramètre. Nous allons donc dans cette section essayer de proposer des échelles caractéristiques à chaque zone.

Zone de paroi

Les résultats présentés dans le tableau 5.1 montrent qu'en choisissant $U_2 = \widehat{U}_B$ pour l'échelle de vitesse et $L_2 = \widehat{d}_B$ pour l'échelle de longueur, la constante C_2 est d'un ordre de grandeur proche de l'unité, pour la valeur de l'épaisseur pariétale retenue.

Nous proposons donc pour ε_2 l'expression suivante :

$$\varepsilon_2(r) = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \in [0, R_T[\\ \alpha_G(r) \widehat{d}_B \widehat{U}_B & \text{pour } r \in [R_T, R]. \end{cases} \quad (5.11)$$

Les essais DEBORA de la série C30G2P14W16 (figure 3.11b) ayant montré que le diamètre des bulles à la paroi était du même ordre de grandeur que le diamètre des bulles moyenné sur la section, nous proposons de réécrire l'expression précédente de la façon suivante :

$$\varepsilon_2(r) = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \in [0, R_T[\\ \alpha_G(r)d_{B,paroi}\widehat{U}_B & \text{pour } r \in [R_T, R]. \end{cases} \quad (5.12)$$

où $d_{B,paroi}$ est le diamètre des bulles en paroi. Cette expression 5.12, ne fait intervenir aucune constante de proportionnalité.

Zone à cœur

Dans le tableau 5.1, les valeurs élevées pour la constante C_1 montrent qu'au moins une des deux échelles caractéristiques turbulentes est largement sous-estimée.

Si on admet que l'échelle de longueur retenue *i.e.* le diamètre de bulles est pertinente, cela implique que l'échelle de vitesse est largement sous-estimée. Si on impose maintenant à la constante C_1 d'être d'un ordre de grandeur unitaire, les tests réalisés à la section précédente montrent que les valeurs de l'échelle de vitesse à imposer pour conserver le produit $C_1\widehat{U}_B$ constant sont d'un ordre de grandeur comparable à la vitesse moyenne du mélange.

Nous proposons donc de remplacer l'échelle de vitesse \widehat{U}_B choisie par la vitesse du mélange $\langle V_{mz} \rangle_2$ moyennée sur la section définie par :

$$\langle V_{mz} \rangle_2 \triangleq \frac{G}{\langle \rho_m \rangle_2} \quad (5.13)$$

Le profil de diffusivité thermique turbulente dans la zone à cœur s'écrit donc :

$$\varepsilon_1(r) = \begin{cases} \alpha_G(r)d_{B,coeur}\langle V_{mz} \rangle_2 & \text{pour } r \in [0, R_T[\\ 0 & \text{pour } r \in [R_T, R] \end{cases} \quad (5.14)$$

où $d_{B,coeur}$ est le diamètre moyen des bulles dans la zone $[0, R_T[$. Cette expression ne fait également intervenir aucune constante de proportionnalité.

5.3 Test du modèle à deux zones sur les essais DEBORA

On va maintenant présenter les résultats obtenus à l'aide de ce nouveau modèle de diffusivité thermique, dans le modèle bi-dimensionnel quasi-établi en le confrontant aux essais DEBORA/TESS.

5.3.1 Détermination des paramètres du modèle

Pour renseigner les paramètres du modèle à deux zones retenus, nous comparerons deux approches :

- l’approche expérimentale, pour laquelle tous les paramètres nécessaires seront estimés à l’aide des mesures,
- l’approche corrélative, pour laquelle tous les paramètres du modèle seront estimés par des corrélations.

Détermination expérimentale

Dans une première étape, la détermination des paramètres du modèle repose sur les données expérimentales.

Le profil de diamètre de bulles mesuré permet d’accéder pour chaque essai à la mesure de $d_{B,paroi}$ en considérant que la valeur du dernier point de mesure correspond à la taille des bulles à la paroi. Pour le diamètre à cœur, on utilisera la valeur expérimentale la plus proche du centre de la conduite.

Le rayon de transition entre les deux zones R_T sera choisi, comme précédemment, correspondant à la position de la rupture apparente de la pente du profil de température liquide, c’est-à-dire à la position du dernier point de mesure le plus proche de la paroi.

L’intégration du profil expérimental de taux de vide sur la section permet une estimation de \widehat{U}_B (Eq. 2.90) et de $\langle \rho_m \rangle_2$ pour déterminer $\langle V_{mz} \rangle_2$.

On a rassemblé dans le tableau 5.2, l’ensemble de ces paramètres pour tous les essais considérés. On y retrouve le diamètre moyen des bulles \widehat{d}_B , les diamètres à cœur et à la paroi ($d_{B,coeur}$ et $d_{B,paroi}$), le taux de vide moyen sur la section $\langle \alpha_G \rangle_2$, la vitesse de dérive \widehat{U}_B , la vitesse moyenne du mélange $\langle V_{mz} \rangle_2$ et enfin l’épaisseur de la zone thermique pariétale e_P .

Détermination par corrélation

Nous cherchons à déterminer les différents paramètres du modèle à partir de corrélations afin de nous affranchir du recours aux données expérimentales.

Pour calculer la vitesse \widehat{U}_B à l’aide de la corrélation d’Ishii (1977) et la masse volumique moyenne en sortie de tube $\langle \rho_m \rangle_2$ pour déterminer $\langle V_{mz} \rangle_2$, il faut estimer le taux de vide moyen sur cette section $\langle \alpha_G \rangle_2$.

Les travaux menés au chapitre 3 ont conduit à retenir le modèle homogène mécaniquement, dans lequel le titre massique de vapeur est calculé à l’aide du modèle de Levy (1967).

$$\begin{cases} \langle \alpha_G \rangle_2 = \frac{X \rho_L}{X \rho_L + (1 - X) \rho_G} \\ X = \max \left\{ 0, X_{eq} - X_{eq,OSV} \exp \left(\frac{X_{eq}}{X_{eq,OSV}} - 1 \right) \right\} \end{cases} \quad (5.15)$$

où $X_{eq,OSV}$ est le titre thermodynamique à l'équilibre au point d'apparition significative de vapeur (*onset of significant void*) calculé par le modèle de Saha et Zuber (1974) (Eq. 3.37).

Les diamètre des bulles (dans la zone à cœur et dans la zone de paroi) sera estimé à l'aide de la corrélation d'Ünal (1976).

$$D_{Unal} = \frac{2.42 \cdot 10^{-5} P^{0.709} a}{(b\Phi)^{1/2}}, \quad (5.16)$$

où P est la pression moyenne du fluide en Pascal.

Le paramètre dimensionnel a est défini par :

$$a = \frac{(\Delta T_{sat}) \lambda_{L,sat} \gamma}{2 \rho_{G,sat} \mathcal{L}(\pi \alpha_1)^{1/2}}. \quad (5.17)$$

La surchauffe pariétale ΔT_{sat} sera donnée par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967) donnée au chapitre 3 (Eq. 3.14). Le facteur γ est défini en fonction des propriétés physiques de la surface chauffée (indicées s) :

$$\gamma = \left(\frac{\lambda_s \rho_s c_s}{\lambda_{L,sat} \rho_{L,sat} c_{pL,sat}} \right)^{1/2}, \quad (5.18)$$

où λ_s , ρ_s et c_s sont respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique de la surface chauffée.

Dans le cas de DEBORA, la surface chauffée est de l'acier inox 316TI, on prendra :

- $\lambda_s = 15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$,
- $\rho_s = 7950 \text{ kg.m}^{-3}$,
- $c_s = 500 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

La paramètres α_1 et b sont respectivement définis par :

$$\alpha_1 = \frac{\lambda_{L,sat}}{\rho_{L,sat} c_{pL,sat}}, \quad (5.19)$$

et

$$b = \frac{T_{sat} - T_{Lb}}{2 \left(1 - \frac{\rho_{G,sat}}{\rho_{L,sat}} \right)}. \quad (5.20)$$

La température moyenne du liquide est déterminée par bilan thermique 1D (Eq. 3.29).

Enfin, le paramètre Φ est défini par la relation :

$$\Phi = \begin{cases} \left(\frac{\langle \overline{V_{Lz}} \rangle_2}{V_0} \right)^{0.47} & \text{pour } \langle \overline{V_{Lz}} \rangle_2 > V_0 = 0.61 m/s \\ 1 & \text{pour } \langle \overline{V_{Lz}} \rangle_2 \leq V_0 = 0.61 m/s \end{cases} \quad (5.21)$$

La vitesse moyenne du liquide $\langle \overline{V_{Lz}} \rangle_2$ sera approximée par la vitesse moyenne du mélange $\langle V_{mz} \rangle_2$

L'épaisseur de la zone pariétale $e_P = R - R_T$, sera choisie égale au diamètre des bulles au détachement, donné par la corrélation d'Ünal (1976).

On a rassemblé dans le tableau 5.3, l'ensemble des valeurs de ces paramètres pour tous les essais considérés. On retrouve :

- le diamètre de bulles au détachement de d'Ünal D_{Unal} ,
- le taux de vide moyen sur la section estimé par le modèle homogène $\langle \alpha_{G,homo} \rangle_2$,
- la vitesse de dérive déduite de ce taux de vide notée $\widehat{U_{B,homo}}$,
- la vitesse moyenne du mélange également déduite de ce taux de vide notée $\langle V_{mz} \rangle_{2,homo}$.

Commentaires

On constate en comparant $d_{B,paroi}$ et D_{Unal} (tableaux 5.2 et 5.3), que la corrélation d'Ünal prédit pour chacun des essais une valeur de diamètre de détachement à la paroi proche de celle déduite des mesures. On constate que la corrélation prédit également un ordre de grandeur pertinent pour le diamètre de bulles à cœur, ce qui justifie le choix d'utiliser cette corrélation, à la fois dans la zone à cœur et dans la zone de paroi pour l'échelle caractéristique de longueur.

On a déjà souligné au chapitre 3 que le modèle de taux de vide homogène mécaniquement présentait une légère tendance à la surestimation des mesures, mais qu'il en donnait toutefois une estimation cohérente (écarts de l'ordre de 10%). On retrouve ce

résultat en comparant la valeur du taux de vide expérimental du tableau 5.2 et celle du tableau 5.3 ($\langle \alpha_{G,homo} \rangle_2$).

Cas	$\widehat{d_{B-exp}}$ (mm)	$d_{B,coeur}$ (mm)	$d_{B,paroi}$ (mm)	$\langle \alpha_G \rangle_2$	$\widehat{U_B}$ (m/s)	$\langle V_{mz} \rangle_2$ (m/s)	e_P (mm)
TG3P28W15Te72.07	0.244	0.275	0.156	0.0492	0.0764	3.25	1
TG3P28W12Te74.28	0.228	0.251	0.151	0.0381	0.0781	3.22	1
TG3P28W11Te75.30	0.226	0.253	0.146	0.0355	0.0784	3.21	1
TG3P14W30Te29.22	1.200	0.911	2.400	0.3033	0.0584	3.55	1
TG3P14W17Te40.59	0.711	0.722	0.313	0.1638	0.0804	2.99	1
TG3P26W7Te48.19	0.533	0.620	0.297	0.0701	0.0968	2.69	1
TG2P26W17Te63.57	0.382	0.390	0.230	0.0902	0.0722	2.30	1
TG2P26W13Te68.03	0.329	0.348	0.214	0.0532	0.0780	2.22	1
TG2P26W11Te70.38	0.308	0.327	0.204	0.0404	0.0798	2.20	1
TG0.5P14W3Te41.98	1.100	0.976	0.924	0.1561	0.0817	0.60	1
TG0.5P14W1Te49.24	0.908	0.674	0.916	0.0764	0.0957	0.55	1
C8G2P14W16Te33.37	0.684	0.249	0.585	0.1448	0.0830	1.97	0.5
C8G2P14W16Te36.11	0.835	0.294	0.993	0.2789	0.0616	2.30	0.5
C8G2P14W16Te43.08	0.887	0.256	1.400	0.4949	0.0330	3.16	0.5

TABLE 5.2 – Essais TESS et C8G2P14W16. Paramètres expérimentaux imposés dans le modèle thermique à 2 zones.

Cas	D_{Unal} (mm)	$\langle \alpha_{G,homo} \rangle_2$	$\widehat{U_{B,homo}}$ (m/s)	$\langle V_{mz} \rangle_{2,homo}$ (m/s)
TG3P28W15Te72.07	0.222	0.074	0.0730	3.32
TG3P28W12Te74.28	0.227	0.058	0.0752	3.27
TG3P28W11Te75.30	0.209	0.055	0.0756	3.27
TG3P14W30Te29.22	0.448	0.295	0.0596	3.51
TG3P14W17Te40.59	0.840	0.178	0.0780	3.04
TG3P26W7Te48.19	0.479	0.089	0.0934	2.74
TG2P26W17Te63.57	0.186	0.160	0.0632	2.45
TG2P26W13Te68.03	0.255	0.107	0.0703	2.33
TG2P26W11Te70.38	0.248	0.084	0.0735	2.28
TG0.5P14W3Te41.98	0.513	0.390	0.0463	0.80
TG0.5P14W1Te49.24	0.322	0.169	0.0794	0.61
C8G2P14W16Te33.37	0.341	0.109	0.0893	1.89
C8G2P14W16Te36.11	1.800	0.327	0.0546	2.45
C8G2P14W16Te43.08	-	0.579	0.0240	3.69

TABLE 5.3 – Essais TESS et C8G2P14W16. Paramètres corrélés imposés dans le modèle thermique à 2 zones.

On note également un bon accord entre les grandeurs expérimentales et corrélées qui résultent de l'estimation du taux de vide (\widehat{U}_B et $\langle V_{mz} \rangle_2$).

On constate enfin, que le diamètre d'Ünal, qui sera également utilisé comme échelle d'épaisseur e_P , donne une valeur plus faible que l'épaisseur de la zone pariétale imposée expérimentalement. Ce résultat est intéressant dans la mesure où le dernier point de mesure est très probablement situé à une distance trop importante de la paroi pour être réellement représentatif de la position de rupture de la pente du profil de température liquide.

5.3.2 Résultats obtenus

Le tableau 5.4 compare les températures de parois calculées par le modèle de mélange bi-dimensionnel quasi-établi pour trois configurations de modèles de diffusivité thermique turbulente :

- le modèle à deux zones développé dans ce chapitre avec une estimation expérimentale de ses échelles,
- le modèle à deux zones développé dans ce chapitre avec une estimation corrélative de ses échelles,
- le modèle original de Sato et Sekoguchi (1975) avec l'analogie de Prandtl.

Cas	$T_{W-corrél}$ (°C) Frost et D.	$T_{W-modele}$ (°C) param. exp	$T_{W-modele}$ (°C) param. correl	$T_{W-modele}$ (°C) modèle sato
TG3P28W15Te72.07	84.27	87.01	85.59	98.28
TG3P28W12Te74.28	84.03	86.43	85.33	94.70
TG3P28W11Te75.30	83.92	86.14	85.22	93.21
TG3P14W30Te29.22	60.13	55.57	58.96	170.06
TG3P14W17Te40.59	58.75	57.73	56.24	75.26
TG3P26W7Te48.19	57.42	56.49	55.91	63.65
TG2P26W17Te63.57	82.84	85.20	84.36	106.72
TG2P26W13Te68.03	82.50	84.84	83.71	99.19
TG2P26W11Te70.38	82.30	84.41	83.54	95.65
TG0.5P14W3Te41.98	57.10	56.48	57.83	81.09
TG0.5P14W1Te49.24	56.01	55.06	55.88	64.71
C8G2P14W16Te33.37	mesure 62.10	59.25	59.11	-
C8G2P14W16Te36.11	mesure 62.00	60.31	59.27	-
C8G2P14W16Te43.08	mesure 62.00	62.15	-	-

TABLE 5.4 – Comparaison des températures de paroi calculées par le modèle de mélange avec les trois modèles de diffusivité thermique turbulente : le modèle à 2 zones avec paramètres expérimentaux, le modèle à 2 zones avec paramètres corrélés et le modèle original de Sato et Sekoguchi (1975). Températures de paroi de référence calculées par Frost et Dzakowic (1967).

Ces températures sont confrontées à la température de référence, estimée à l'aide de la corrélation de Frost et Dzakowic (1967) pour les essais TESS et aux mesures pour les essais C800.

On observe que les températures de paroi obtenues avec le modèle à deux zones (avec les paramètres expérimentaux ou corrélés) sont bien plus basses que celles que prévoyait le modèle original de Sato. On reste cependant, pour les essais bouillants (TESS), loin de la précision obtenue dans le cadre de l'analyse des essais monophasiques chauffés (C800). L'ordre de grandeur de la température de paroi prédite dans les deux configurations (avec les paramètres expérimentaux et corrélés) semble toutefois acceptable (0.1 à 4.5 °C d'écart à la température prédite par la corrélation de Frost et Dzakowic, 1967).

Sur les figures 5.7 à 5.10, on peut comparer les profils de température calculés avec le modèle thermique à deux zones (pour les deux approches de détermination des paramètres - expérimentale et corrélative) et le profil mesuré sur l'installation DEBORA. On observe logiquement pour tous les essais, que la rupture de pente du profil est située à une position plus proche de la paroi lorsque l'on estime e_P par le diamètre d'Ünal à l'exception de l'essai C8G2P14W16Te31.11 (figure 5.10b) pour lequel on est proche des limites du domaine de validité de la corrélation d'Ünal (écoulement quasi-saturé).

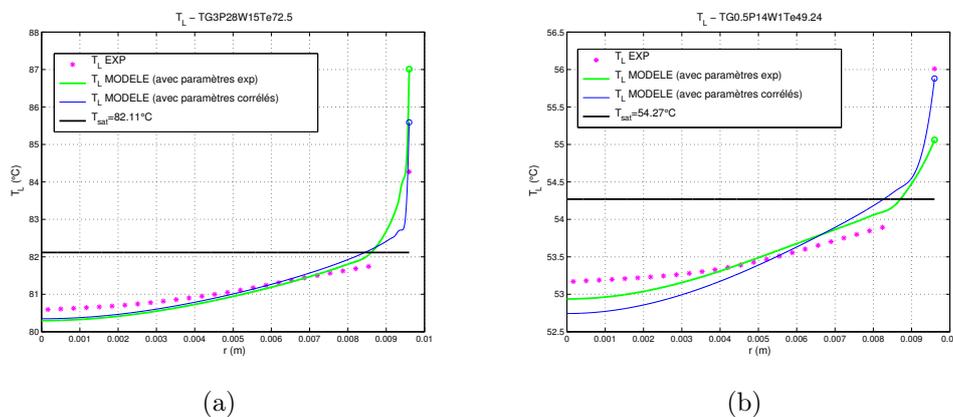
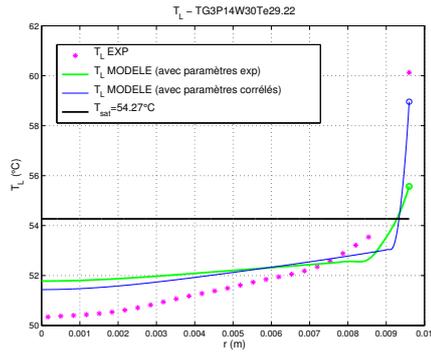
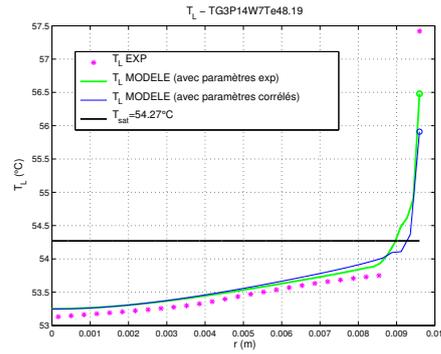


FIGURE 5.7 – Comparaison des profils expérimentaux de température liquide avec ceux calculés par le modèle thermique à 2 zones (avec estimation des paramètres de façon expérimentale et corrélative). (a) Essai TG3P28W15Te72.5. (b) Essai TG0.5P14W1Te49.24.

De façon générale, l'accord observé entre les mesures et le profil calculé par le modèle à deux zones avec les échelles corrélées est meilleur qu'avec le modèle à deux zones avec les échelles expérimentales.

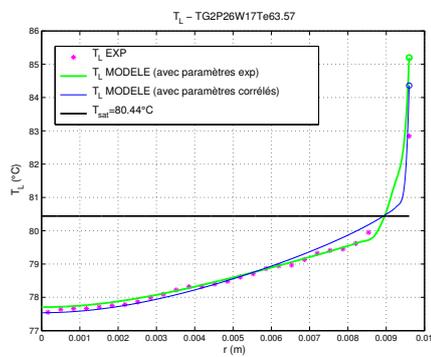


(a)

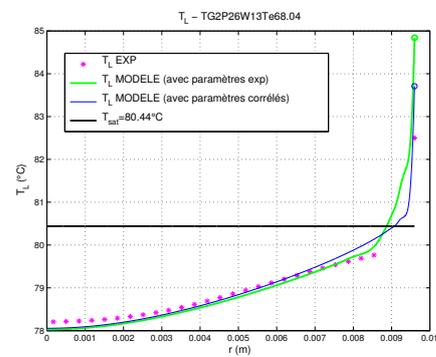


(b)

FIGURE 5.8 – Comparaison des profils expérimentaux de température liquide avec ceux calculés par le modèle thermique à 2 zones (avec estimation des paramètres de façon expérimentale et corrélative). (a) Essai TG3P14W30Te29.22. (b) Essai TG3P14W7Te48.19.

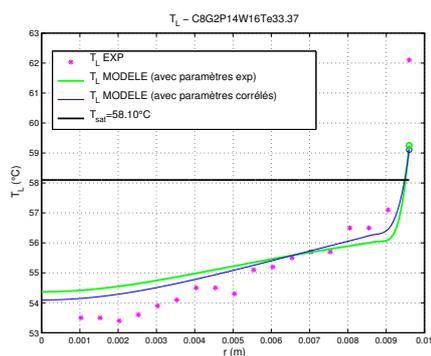


(a)

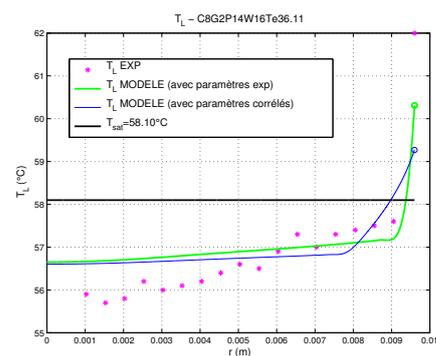


(b)

FIGURE 5.9 – Comparaison des profils expérimentaux de température liquide avec ceux calculés par le modèle thermique à 2 zones (avec estimation des paramètres de façon expérimentale et corrélative). (a) Essai TG2P26W17Te63.57. (b) Essai TG2P26W13Te68.04.



(a)



(b)

FIGURE 5.10 – Comparaison des profils expérimentaux de température liquide avec ceux calculés par le modèle thermique à 2 zones (avec estimation des paramètres de façon expérimentale et corrélative). (a) Essai TG2P14W16Te33.37. (b) Essai C8G2P14W16Te36.11.

5.3.3 Remarque sur l’analogie de Prandtl

On a vu au chapitre 4, que si l’on utilisait la diffusivité turbulente du modèle de Sato pour les transferts mécaniques mais également pour les transferts thermiques, on obtenait des résultats satisfaisants du point de vue mécanique mais pas du point de vue thermique.

On va donc tester du point de vue mécanique, le modèle de diffusivité turbulente thermique à deux zones avec les échelles caractéristiques ($d_{B,coeur}$, $d_{B,paroi}$, \widehat{U}_B et $\langle V_{mz} \rangle_2$) estimées de façon expérimentale.

La figure 5.11 compare pour les essais TG0.5P14W1Te49.24 (essai à faible vitesse massique) et TG3P14W17Te40.60, les profils de vitesse de mélange axiale calculés avec le modèle à 2 zones et le modèle original de Sato.

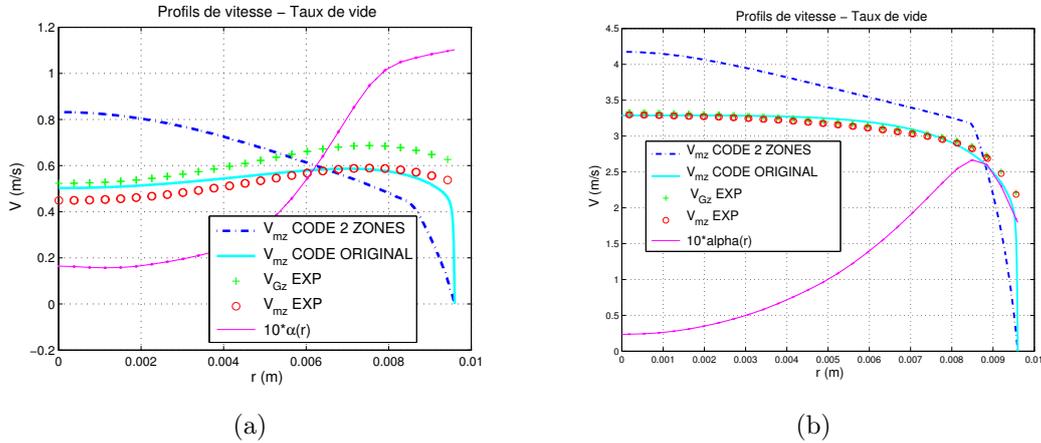


FIGURE 5.11 – Comparaison des profils de vitesse de mélange calculés par le modèle avec comme diffusivité turbulente mécanique, le modèle à deux zones et le modèle original de Sato et Sekoguchi (1975). (a) Essai TG0.5P14W1Te49.24. (b) Essai TG3P14W17Te40.60.

On observe que le profil obtenu en utilisant le modèle à deux zones (courbe en pointillés bleus) s’éloigne totalement des mesures qui étaient bien prédites par le modèle de turbulence original proposé par Sato et Sekoguchi (1975) (courbe en cyan). Ce résultat est d’autant plus notable pour l’essai C0.5P14W1Te49.24 pour lequel la forme du profil de vitesse (qui présente un maximum au voisinage de la paroi) n’est absolument pas reproduite avec le modèle à deux zones.

Cette conclusion est générale pour l’ensemble des essais DEBORA/TESS pour lesquels nous avons testé le modèle à deux zones. **Ces résultats semblent donc confirmer que l’analogie de Prandtl, qui suppose l’égalité des diffusivités thermiques et mécaniques, soit une hypothèse *a minima* discutable, dans le cadre des écoulements bouillants.**

5.4 Conclusions sur le modèle de turbulence thermique à deux zones

On retiendra de cette étude qu'un modèle de turbulence à deux zones, impliquant des échelles de turbulence simples, permet de prédire de façon acceptable les profils de température liquide en écoulement bouillants REP. Ce modèle de diffusivité thermique turbulente, bien que largement améliorable, sera retenu pour la suite de cette étude. Nous rappelons ici son expression :

$$\varepsilon''_{TL}(r) = \varepsilon_1(r) + \varepsilon_2(r) \quad (5.22)$$

$$\varepsilon_1(r) = \begin{cases} \alpha_G(r) D_{Unal} \frac{G}{\langle \rho_m \rangle_2} & \text{pour } r \in [0, R - D_{Unal}[\\ 0 & \text{pour } r \in [R - D_{Unal}, R] \end{cases}$$

$$\varepsilon_2(r) = \begin{cases} 0 & \text{pour } r \in [0, R - D_{Unal}[\\ \alpha_G(r) D_{Unal} \widehat{U}_B & \text{pour } r \in [R - D_{Unal}, R] \end{cases} \quad (5.23)$$

Chapitre 6

Conclusions sur le modèle 2D quasi-établi axi-symétrique

Un modèle bi-dimensionnel axi-symétrique en régime quasi-établi stationnaire a été mis en œuvre dans cette première partie, afin de rendre compte du comportement mécanique et thermique des écoulements bouillants en conditions de similitude REP. Ce modèle est basé sur la résolution des équations de bilan du mélange (masse, quantité de mouvement et d'enthalpie) pour des écoulements supposés établis en configuration géométrique élancée¹. Les termes de flux dans le mélange (contrainte de cisaillement turbulente et flux de chaleur turbulent), ont été modélisés avec une hypothèse de viscosité turbulente.

Afin de fermer le terme de diffusivité turbulente, deux modèles ont été testés :

- un modèle initialement proposé par Sato et Sekoguchi (1975), pour les écoulements à bulles, qui repose sur le principe de superposition de la turbulence dans le liquide et de celle induite par le caractère diphasique de l'écoulement. Ce modèle a été testé pour fermer la diffusivité turbulente, à la fois dans le bilan de quantité de mouvement et dans le bilan d'enthalpie,
 - un modèle à deux zones développé spécifiquement dans le cadre de cette étude (chapitre 5) pour rendre compte des transferts de chaleur en écoulement bouillant en conditions REP.
- ◇ **Dans un premier temps nous résumons les résultats obtenus avec le modèle en utilisant la fermeture turbulente proposée par Sato et Sekoguchi (1975).**

1. Hypothèse de couche limite.

Les profils de vitesse axiale du mélange calculés par le modèle n'ont pas montré d'incohérence notable par rapport aux profils de vitesse expérimentaux fournis dans la banque de données DEBORA. Il semble donc qu'une approche reposant sur une description des équations du mélange soit suffisante et adaptée pour rendre compte du comportement hydrodynamique des écoulements bouillants, sur une large plage de conditions thermohydrauliques en terme de pressions (100 à 150 bar en équivalent eau), de vitesse massique (500 à 5000 kg.m⁻².s⁻¹) ou encore de titres thermodynamiques à l'équilibre (ébullition sous-refroidie). Nous rappelons également que dans la banque de données DEBORA, seules les vitesses du gaz ont été mesurées. L'hypothèse d'homothétie des profils de vitesse phasiques a été formulée afin de produire une vitesse de mélange raisonnablement comparable avec le modèle. Les résultats obtenus confirment la pertinence de cette hypothèse, même à faible vitesse massique.

Néanmoins deux remarques viennent relativiser ces conclusions :

- le manque de résolution spatiale des mesures de vitesse, notamment en proche paroi,
- le manque d'informations expérimentales relatives aux pertes de pression (τ_w) dans le tube. En effet, la validité de la contrainte pariétale calculée par le modèle n'a pu être évaluée que par le biais d'une comparaison à une corrélation (Friedel, 1979) dont, d'une part, l'incertitude est importante ($\pm 25\%$) et d'autre part, le domaine de validité ne couvre pas les essais réalisés pour des conditions proches de la crise d'ébullition (C29G1P30W12Te73.3 et TG3P14W30Te29.22 par exemple). Ceci est à souligner dans la mesure où pour des essais proches du flux critique, le modèle prédit un comportement de la contrainte pariétale différent de celui prédit par la corrélation. La connaissance expérimentale de τ_w permettrait de déterminer si ce comportement est bien lié à l'approche du flux critique.

Il nous semble donc important d'insister sur la double nécessité de disposer :

- **de mesures de profils de vitesse phasique mieux résolus spatialement, notamment au voisinage de la paroi,**
- **de mesures précises de perte de pression en écoulement bouillant, afin de pouvoir discriminer les différents comportements du modèle, notamment en conditions proches de la crise d'ébullition. Néanmoins le degré de précision requis pour de telles mesures, incite légitimement à se demander si cet objectif est techniquement atteignable.**

En écoulement monophasique chauffé, les profils de température liquide et les températures de paroi calculés par le modèle rendent compte des observations expérimentales avec une bonne précision.

En revanche, le modèle n'est pas capable de correctement calculer les profils de température liquide et les températures de paroi en écoulement bouillant. L'analyse des résultats obtenus a permis d'expliquer que ce problème était avant tout lié à une mauvaise répartition des résistances thermiques dans le modèle de diffusivité turbulente, la résistance dans la zone pariétale étant trop importante car elle reste identique à sa structure monophasique (pas assez de turbulence en paroi). Une étude de sensibilité au nombre de Prandtl turbulent a montré un faible impact de ce paramètre sur la température de paroi en écoulement diphasique bouillant.

L'ensemble de ces résultats nous a alors logiquement conduit à proposer un modèle de turbulence à deux zones distinguant la zone de proche paroi du cœur.

Ce travail a enfin également permis de mettre en évidence que les problèmes thermiques et mécaniques apparaissent comme peu couplés. L'hypothèse des profils de vitesse plats impacte en effet très peu les profils de température liquide. Ce résultat important justifie de ne s'intéresser, en priorité, qu'au bilan d'enthalpie pour développer un modèle de turbulence thermique.

◇ **Dans un deuxième temps, nous allons rappeler les résultats obtenus avec le modèle en utilisant la relation de fermeture pour la diffusivité turbulente thermique à deux zones développée dans cette étude.**

Nous retiendrons que ce nouveau modèle permet de rendre compte des observations expérimentales à condition d'ajuster les trois paramètres que sont la position radiale de transition entre la zone à cœur et la zone pariétale R_T , la diffusivité turbulente dans la zone à cœur, ε'_1 , et la diffusivité turbulente dans la zone de proche paroi, ε'_2 , cette dernière étant plus faible que dans la zone à cœur. Une estimation expérimentale, puis corrélative des différentes échelles caractéristiques du modèle (longueur et vitesse) a été réalisée et a conduit à proposer un modèle physique complet et autonome dont les résultats ont confirmé l'amélioration par rapport au modèle initial de Sato. Enfin, ce modèle développé spécifiquement pour les aspects thermiques a été mis en œuvre vis-à-vis des aspects mécaniques dans le cadre d'une hypothèse d'analogie entre le transfert thermique et le transfert de quantité de mouvement. Les résultats obtenus confirment nos interrogations et doutes quant à la pertinence de cette analogie en écoulement diphasique bouillant.

Dans un objectif d'amélioration du modèle, il nous paraît essentiel de réaliser à l'avenir des mesures de température liquide en zone de très proche paroi. En effet, nous ne disposons aujourd'hui d'aucune information expérimentale permettant de déterminer un ordre de grandeur étayé de l'épaisseur de la zone thermique pariétale.

De façon générale, il nous paraît également important de rappeler la nécessité de disposer des conditions aux limites de l'installation durant les essais, afin notamment de pouvoir vérifier la cohérence des données expérimentales, ainsi que de disposer de l'ensemble des mesures sur une même campagne d'essais (mesures colocalisées et simultanées de taux de vide, de température liquide de vitesse et de température de paroi).

Tout le travail qui vient d'être présenté repose sur l'hypothèse fondamentale d'écoulement quasi-établi. La seconde partie de cette étude va donc être consacrée à la mise au point d'un modèle décrivant l'établissement afin, notamment, de statuer sur l'influence de cette hypothèse.

Deuxième partie

Travaux sur la modélisation 2D axi-symétrique des écoulements bouillants non-établis en régime stationnaire en conduite circulaire et à haute pression

Dans cette partie, on présente un modèle bi-dimensionnel axi-symétrique qui permet de décrire le développement d'un écoulement bouillant dans une conduite chauffée.

Les caractéristiques des écoulements de type REP (fortes pressions, forts flux et forts débits impliquant un fort couplage mécanique entre les phases) nous ont conduit dans la première partie de ce document à opter pour un modèle de mélange. Ce modèle présente l'avantage de s'affranchir des termes de transferts interfaciaux mais nécessite des données d'entrée d'origine expérimentale ($\alpha_G(r)$). L'objectif de ce modèle bi-dimensionnel est de s'affranchir de cette contrainte et de fournir un outil indépendant des données expérimentales.

Le modèle proposé repose sur l'écriture de trois équations de bilan (masse, quantité de mouvement et enthalpie pour le mélange), et d'une équation de bilan de masse pour la vapeur. Ces équations seront fermées par une approche de type homogène avec relaxation (HRM) pour décrire les déséquilibres thermodynamiques. Les différents flux turbulents, seront modélisés en s'inspirant des travaux réalisés dans la première partie.

Les résultats de ce modèle seront confrontés aux résultats expérimentaux de la banque DEBORA.

Chapitre 7

Présentation du modèle 2D axi-symétrique en régime stationnaire

Dans ce chapitre, on présente le modèle bi-dimensionnel axi-symétrique constitué d'un système couplé de sept équations différentielles à sept inconnues principales. Ce système comporte les trois équations de bilan du mélange (masse, quantité de mouvement et enthalpie) auxquelles on ajoute le bilan de masse de la phase vapeur. Ce système est fermé à l'aide de trois relations exprimant les flux turbulents ainsi qu'à l'aide d'un modèle local de type relaxation thermodynamique pour exprimer le taux de production de vapeur dans le bilan de masse de la vapeur.

7.1 Établissement des équations du modèle 2D axi-symétrique

7.1.1 Équations de bilan du mélange

Bilan de masse du mélange

En régime stationnaire, le bilan de masse du mélange s'écrit (Eq. 2.1) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m) = 0. \quad (7.1)$$

En coordonnées cylindriques, l'équation 7.1 se réécrit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho_m V_{mr})}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_m V_{mz})}{\partial z} = 0, \quad (7.2)$$

où V_{mz} et V_{mr} représentent respectivement la composante axiale et radiale de la vitesse du mélange.

Si on définit la vitesse massique radiale par la relation suivante :

$$G_r(r, z) \triangleq \rho_m V_{mr}, \quad (7.3)$$

le bilan de masse du mélange s'écrit alors :

$$\frac{\partial(rG_r)}{\partial r} = -r \frac{\partial(\rho_m V_{mz})}{\partial z} \quad (7.4)$$

Bilan de quantité de mouvement du mélange

En régime stationnaire, le bilan de quantité de mouvement du mélange s'écrit (Eq. 2.9) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m \otimes \vec{V}_m) = \vec{g} \rho_m - \vec{\nabla} p_m + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_m^{tot} \quad (7.5)$$

Si on projette cette équation sur l'axe Oz , en considérant l'hypothèse de gradient de pression uniforme sur une section (**H3**) et en utilisant le bilan de masse, le bilan de quantité de mouvement du mélange se réécrit (Eq. 2.27) :

$$\rho_m V_{mr} \frac{\partial(V_{mz})}{\partial r} + \rho_m V_{mz} \frac{\partial V_{mz}}{\partial z} = -g \rho_m - \frac{d(p_m)}{dz} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \tau_{mzr}^{tot})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{mzz}^{tot}}{\partial z} \quad (7.6)$$

On introduit l'hypothèse classique de couche limite à développement lent suivante :

- **H16 : La dérivée axiale de la contrainte normale τ_{mzz}^{tot} est négligée devant la dérivée de la contrainte de cisaillement.**

Le bilan de quantité de mouvement du mélange s'écrit alors :

$$\frac{\partial(r \tau_{mzr}^{tot})}{\partial r} = r G_r \frac{\partial(V_{mz})}{\partial r} + r \rho_m V_{mz} \frac{\partial(V_{mz})}{\partial z} + r \frac{d(p_m)}{dz} + r \rho_m g \quad (7.7)$$

Cette équation est semblable à l'équation de bilan de quantité de mouvement pour le cas quasi-établi (Eq. 2.28), la seule différence entre ces deux équations provenant des termes d'accélération dont on tient désormais compte :

$$rG_r \frac{\partial(V_{mz})}{\partial r} + r\rho_m V_{mz} \frac{\partial(V_{mz})}{\partial z}. \quad (7.8)$$

Bilan de d'énergie du mélange

En régime stationnaire, le bilan d'enthalpie du mélange s'écrit (Eq. 2.19) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho_m h_m \vec{V}_m) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_m^{tot} + \left[\vec{V}_m + \alpha_G \frac{\overline{\rho}_L^L - \overline{\rho}_G^G}{\rho_m} \vec{V}_{Gj} \right] \cdot \vec{\nabla} p_m + \phi_m^\mu \quad (7.9)$$

En négligeant les deux derniers termes du bilan d'enthalpie (hypothèses **H4** et **H5**) et en utilisant le bilan de masse (Eq. 7.1), ce bilan se réécrit simplement :

$$\rho_m \vec{V}_m \cdot \vec{\nabla} h_m = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_m^{tot}, \quad (7.10)$$

$$G_r \frac{\partial(h_m)}{\partial r} + \rho_m V_{mz} \frac{\partial(h_m)}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial(rq_{mr}^{tot})}{\partial r} - \frac{\partial(q_{mz}^{tot})}{\partial z}. \quad (7.11)$$

Dans le cadre de l'hypothèse de couche limite, on supposera que :

- **H17 : La dérivée axiale du flux thermique axial est négligée devant la dérivée radiale du flux thermique radial.**

Le bilan d'énergie du mélange s'écrit alors :

$$\boxed{\frac{\partial(rq_{mr}^{tot})}{\partial r} = -rG_r \frac{\partial(h_m)}{\partial r} - r\rho_m V_{mz} \frac{\partial(h_m)}{\partial z}} \quad (7.12)$$

On notera que si on néglige le terme de convection radiale d'enthalpie, on retrouve également l'équation de bilan d'enthalpie du mélange obtenue pour le modèle bi-dimensionnel quasi-établi (Eq. 2.41).

7.1.2 Bilan de masse de la vapeur

L'équation de bilan de la phase vapeur s'écrit en régime stationnaire :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\alpha_G \overline{\rho}_G^G \vec{V}_G \right) = \Gamma_G, \quad (7.13)$$

où Γ_G est le taux de production de vapeur par unité de volume en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

Si on introduit le flux de masse de vapeur relativement à la vitesse du mélange défini par :

$$\overrightarrow{J_{Gm}} \triangleq \alpha_G \overline{\rho_G}^G \left(\overrightarrow{V_G} - \overrightarrow{V_m} \right), \quad (7.14)$$

l'équation 7.13 devient alors :

$$\overrightarrow{\nabla} \cdot \left(\alpha_G \overline{\rho_G}^G \overrightarrow{V_m} \right) + \overrightarrow{\nabla} \cdot \left(\overrightarrow{J_{Gm}} \right) = \Gamma_G. \quad (7.15)$$

Introduction du titre local de vapeur

On introduit le titre massique local de vapeur (également appelé fraction massique de vapeur) défini par :

$$x \triangleq \frac{\alpha_G \rho_G}{\alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L} = \frac{\alpha_G \rho_G}{\rho_m}, \quad (7.16)$$

en supposant que les masses volumiques phasiques sont constantes dans le temps (H7).

Cette relation peut également s'écrire :

$$\rho_m = \frac{\rho_L \rho_G}{(1-x)\rho_G + x\rho_L}, \quad (7.17)$$

la vapeur étant supposée à saturation.

En combinant les équations 7.16 et 7.15, et en utilisant le bilan de masse (Eq. 2.4), il vient alors :

$$\rho_m \overrightarrow{V_m} \cdot \overrightarrow{\nabla} x + \overrightarrow{\nabla} \cdot \left(\overrightarrow{J_{Gm}} \right) = \Gamma_G. \quad (7.18)$$

En coordonnées cylindriques, l'équation 7.18 se réécrit :

$$r \frac{\partial (J_{Gmz})}{\partial z} + \frac{\partial (r J_{Gmr})}{\partial r} = r \Gamma_G - r G_r \frac{\partial x}{\partial r} - r \rho_m V_{mz} \frac{\partial x}{\partial z}, \quad (7.19)$$

où J_{Gmr} et J_{Gmz} sont les composantes radiales et axiales du flux de masse de vapeur dans le mélange.

Par analogie avec l'hypothèse de couche limite pour le bilan de quantité de mouvement et d'enthalpie, on introduit l'hypothèse suivante :

- **H18 : Le gradient axial de flux axial de masse de vapeur est négligé devant le gradient radial de sa composante radiale dans le mélange.**

L'équation 7.19 s'écrit finalement :

$$\frac{\partial (rJ_{Gmr})}{\partial r} = r\Gamma_G - rG_r \frac{\partial x}{\partial r} - r\rho_m V_{mz} \frac{\partial x}{\partial z} \quad (7.20)$$

Nous disposons ainsi du système suivant, constitué des quatre équations de bilan.

◇ Bilan de masse du mélange local

$$\frac{\partial (rG_r)}{\partial r} = -r \frac{\partial (\rho_m V_{mz})}{\partial z} \quad (7.21)$$

◇ Bilan de quantité de mouvement du mélange local

$$\frac{\partial (r\tau_{mzr}^{tot})}{\partial r} = rG_r \frac{\partial (V_{mz})}{\partial r} + r\rho_m V_{mz} \frac{\partial (V_{mz})}{\partial z} + r \frac{d(p_m)}{dz} + r\rho_m g \quad (7.22)$$

◇ Bilan d'enthalpie du mélange local

$$\frac{\partial (rq_{mr}^{tot})}{\partial r} = -rG_r \frac{\partial (h_m)}{\partial r} - r\rho_m V_{mz} \frac{\partial (h_m)}{\partial z} \quad (7.23)$$

◇ Bilan de masse local pour la phase vapeur

$$\frac{\partial (rJ_{Gmr})}{\partial r} = r\Gamma_G - rG_r \frac{\partial x}{\partial r} - r\rho_m V_{mz} \frac{\partial x}{\partial z} \quad (7.24)$$

Ce système comporte quatre variables indépendantes associées aux quatre équations de bilan ; h_m , V_{mz} , G_r et x . On retrouve également 3 inconnues supplémentaires qui sont les flux ; q_{mr}^{tot} , τ_{mzr}^{tot} et J_{Gmr} . La masse volumique du mélange ρ_m est une variable dépendante qui peut-être exprimée en fonction de la variable principale x par la fermeture thermodynamique donnée par l'équation 7.17. Le taux de production de vapeur Γ_G sera fermé par un modèle algébrique local de type relaxation thermodynamique. Enfin, le gradient de pression $\frac{d(p_m)}{dz}$ fera l'objet d'un traitement particulier.

Pour pouvoir être intégré, il est donc nécessaire de compléter ce système à l'aide de trois équations supplémentaires de fermeture des flux qui permettront de renseigner les expressions :

- de la contrainte de cisaillement totale τ_{mzr}^{tot} ,
 - du flux de chaleur radial total dans le mélange q_{mr}^{tot} ,
 - du flux radial de masse de vapeur dans le mélange J_{Gmr} ,
- et d'une fermeture algébrique pour le taux de production de vapeur Γ_G .

7.1.3 Relations de fermeture

Taux de production de vapeur

Afin d'exprimer le terme de production de vapeur interfacial Γ_G , nous proposons d'utiliser une approche de type relaxation thermodynamique.

Si cette approche a souvent été utilisée dans le cadre de la modélisation 1D des écoulements bouillants (Bauer *et al.*, 1976, Bilicki et Kestin, 1990), c'est en revanche à notre connaissance la seule tentative d'utilisation de cette approche dans le cadre d'une modélisation 3D (locale) pour une analyse expérimentale.

Le modèle de relaxation thermodynamique 1D suppose, si l'on considère respectivement le titre massique X et le titre thermodynamique à l'équilibre¹ X_{eq} , que la vitesse de retour à l'équilibre entre ces deux grandeurs est proportionnelle à l'écart à l'équilibre, $(X - X_{eq})$. On écrit donc en 1D :

$$\frac{dX}{dt} = -\frac{X - X_{eq}}{\theta}, \quad (7.25)$$

où θ désigne le de temps de relaxation.

Nous proposons dans le cadre de l'approche locale, de généraliser cette relation en remplaçant les grandeurs moyennes 1D par leurs équivalents 3D. Ainsi nous proposons d'écrire :

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{x - x_{eq}}{\theta}, \quad (7.26)$$

où x représente le titre massique local de vapeur² défini par la relation 7.16 et x_{eq} est le titre thermodynamique local défini par la relation :

$$x_{eq} \triangleq \frac{h_m - H_{L,sat}}{\mathcal{L}}, \quad (7.27)$$

où h_m est l'enthalpie locale du mélange et est définie par la relation 2.20.

En combinant les équations 2.20 et 7.16, il vient :

$$h_m = x \overline{h}_G + (1 - x) \overline{h}_L. \quad (7.28)$$

Nous supposons maintenant :

— **H19 : La vapeur est à saturation** : $\overline{h}_G = H_{G,sat}$.

1. Grandeurs moyennées sur la section.
 2. Dans le cadre d'écoulements supposés mécaniquement homogènes, on peut simplifier la définition du titre massique de vapeur moyenné sur la section (Eq. 2.100) pour retrouver une analogie entre le titre massique local (fraction massique Eq. 7.16) x et le titre moyenné X .

La relation 7.28 se réécrit alors :

$$h_m = xH_{G,sat} + (1 - x)\overline{h}_L, \quad (7.29)$$

soit :

$$x = \frac{h_m - \overline{h}_L}{H_{G,sat} - \overline{h}_L}. \quad (7.30)$$

Afin de fermer localement le taux de production de vapeur Γ_G , trois cas distincts sont considérés :

Dans un premier cas, si on est en présence de liquide froid sans vapeur, le titre massique de vapeur est localement nul et le titre thermodynamique est localement négatif. Tant que l'enthalpie locale du liquide reste inférieure à l'enthalpie de saturation du liquide, il n'y a pas de production de vapeur. Le taux de production de vapeur Γ_G reste nul.

Dans un deuxième cas, on distingue 3 configurations différentes :

- Si l'écoulement liquide ($x = 0$) devient suffisamment chaud pour que localement son enthalpie atteigne l'enthalpie de saturation du liquide ($x_{eq}(r, z) \geq 0$), il y a alors localement création de vapeur.
- Si le mélange diphasique ($x > 0$) présente une enthalpie de mélange locale supérieure à l'enthalpie de saturation du liquide ($x_{eq}(r, z) \geq 0$), il y a également production locale de vapeur supplémentaire.
- Si le mélange diphasique ($x > 0$) présente un titre massique supérieur au titre thermodynamique à l'équilibre mais que ce dernier reste positif ($x > x_{eq} > 0$), il a alors condensation d'une partie de la vapeur.

Dans les trois cas, l'écoulement évolue vers une situation d'équilibre diphasique (titre massique de vapeur égal au titre thermodynamique à l'équilibre) atteinte au bout du temps de relaxation θ . Il n'y a alors plus de production ou de disparition de vapeur (Eq. 7.26).

Enfin dans un dernier cas, le mélange diphasique ($x > 0$) est localement sous-refroidi, son enthalpie étant inférieure à l'enthalpie de saturation du liquide ($x_{eq}(r, z) < 0$). Le mélange évolue alors localement vers une situation d'équilibre monophasique liquide en condensant (taux de production de vapeur négatif) pendant un temps θ au bout duquel le titre massique de vapeur devient nul.

La fermeture du taux de production de vapeur est résumée par les trois cas suivants :

— **Écoulement monophasique sous-refroidi**

$x(r, z) = 0$ écoulement initialement liquide,

$x_{eq}(r, z) < 0$ situation d'équilibre \Rightarrow liquide sous-refroidi.

On impose alors :

$$\Gamma_G \triangleq 0. \quad (7.31)$$

— **État d'équilibre diphasique**

écoulement initialement liquide ou diphasique,

$x_{eq}(r, z) \geq 0$ situation d'équilibre \Rightarrow mélange diphasique local saturé.

$x_{eq}(r, z) > x$ évaporation $\Gamma_G > 0$

Ou

$x > 0$ écoulement initialement diphasique,

$x_{eq}(r, z) \geq 0$ situation d'équilibre \Rightarrow mélange diphasique local saturé.

$x_{eq}(r, z) < x$ condensation d'une partie de la vapeur $\Gamma_G < 0$

On pose alors :

$$\Gamma_G \triangleq \rho_m \frac{dx}{dt} = \rho_m \frac{(x_{eq} - x)}{\theta}. \quad (7.32)$$

— **État d'équilibre monophasique / condensation**

$x(r, z) > 0$ écoulement initialement diphasique,

$x_{eq}(r, z) < 0$ situation d'équilibre \Rightarrow liquide sous-refroidi.

On pose alors :

$$\Gamma_G \triangleq -\rho_m \frac{x}{\theta}. \quad (7.33)$$

Fermeture du temps de relaxation θ

Le temps de relaxation θ est donc un paramètre fondamental du modèle. Il conditionne directement le taux de production de vapeur Γ_G .

Afin de renseigner ce paramètre, nous cherchons ici à estimer son ordre de grandeur dans nos gammes de fonctionnement.

Le flux de chaleur volumique q'''_{ki} dans la phase k échangé aux interfaces est proportionnel à l'écart de température entre la phase et l'interface supposée à saturation :

$$q'''_{ki} = h_{ki}a_i(T_{interface} - \overline{\overline{T}}_k^k) \approx h_{ki}a_i(T_{sat} - \overline{\overline{T}}_k^k), \quad (7.34)$$

où h_{ki} et a_i désignent respectivement le coefficient d'échange de chaleur entre l'interface et la phase k en $W.m^{-2}.K^{-1}$ et la concentration d'aire interfaciale en m^{-1} .

Dans la cadre des équations du modèle à deux fluides, on peut écrire le taux de production de vapeur Γ_G sous la forme suivante :

$$\Gamma_G = -\frac{q'''_{Gi} + q'''_{Li}}{h_{Gin} - h_{Lin}}, \quad (7.35)$$

où h_{Gin} et h_{Lin} sont les enthalpies locales du gaz et du liquide à l'interface liquide/vapeur. Si on suppose d'une part, que ces enthalpies sont très proches des enthalpies phasiques de saturation, et d'autre part que la température du gaz est uniforme et égale à la température de saturation ($\overline{\overline{T}}_G^G = T_{sat}$), l'équation 7.36 se réécrit donc :

$$\Gamma_G \approx -\frac{q'''_{Li}}{\mathcal{L}}. \quad (7.36)$$

En combinant les équations 7.34 et 7.36, il vient alors :

$$\Gamma_G \mathcal{L} = h_{Li}a_i(\overline{\overline{T}}_L^L - T_{sat}). \quad (7.37)$$

Le taux de production de vapeur est proportionnel à l'écart de température entre le liquide et la vapeur.

Dans le cas de l'évaporation, l'équation 7.37 se réécrit à l'aide la fermeture HRM (Eq. 7.32) :

$$\rho_m \frac{(x_{eq} - x)}{\theta} \mathcal{L} = h_{Li}a_i(\overline{\overline{T}}_L^L - T_{sat}). \quad (7.38)$$

Cette équation permet de relier le temps de relaxation au coefficient d'échange de chaleur interfacial dans le liquide h_{Li} . Les équations 7.30 et 7.27 permettent d'explicitier le terme $x - x_{eq}$. En négligeant l'influence de la pression sur l'enthalpie du liquide, ce terme peut s'écrire :

$$(x_{eq} - x) \approx \frac{(1 - x)c_{pL}(\overline{\overline{T}}_L^L - T_{sat})}{\mathcal{L}}. \quad (7.39)$$

En combinant alors les équations 7.38 et 7.39, on obtient l'expression du temps de relaxation suivante (en évaporation) :

$$\theta \approx \frac{\rho_m(1-x)c_{pL}}{h_{Li}a_i} \quad (7.40)$$

En utilisant l'équation 3.9 pour la concentration d'aire interfaciale et l'équation 7.16 pour relier le titre massique de vapeur au taux de vide on peut exprimer le temps de relaxation comme suit :

$$\theta = \frac{\rho_G c_{pL} d_B}{h_{Li} \delta} \left(\frac{1-x}{x} \right) \approx \frac{\rho_G c_{pL} d_B}{x h_{Li} \delta}, \quad (7.41)$$

avec d_B le diamètre local de bulles.

Le temps de relaxation est donc inversement proportionnel à la fraction massique de vapeur et au coefficient d'échange de chaleur interfacial dans le liquide. Plus ces deux grandeurs sont importantes plus le temps de retour à l'équilibre thermodynamique va être court.

Afin de fermer ce paramètre θ dans le modèle HRM, on en cherche un ordre de grandeur.

Nous l'approximons, dans un premier temps, par une valeur constante sur la section par l'expression suivante :

$$\theta = \frac{\langle \rho_m \rangle_{2,sortie} (1 - X_{sortie}) c_{pL,sat}}{\widetilde{h_{Li}} \widetilde{a_i}}. \quad (7.42)$$

La grandeur X_{sortie} désigne le titre massique de vapeur moyenné sur la section de sortie du tube qui sera estimé à l'aide du modèle de Levy (1967), et dont une description est donnée au chapitre 3 (Eq. 3.35).

La masse volumique du mélange moyennée sur la section de sortie du tube $\langle \rho_m \rangle_{2,sortie}$ est obtenue en estimant le taux de vide moyen sur cette même section à l'aide du modèle homogène équilibré mécaniquement décrit également au chapitre 3 (Eq. 3.30).

Toutes les propriétés sont calculées à saturation.

Le coefficient d'échange de chaleur moyen $\widetilde{h_{Li}}$ sera calculé à l'aide de la corrélation de Ranz et Marshall (1952), dans laquelle les grandeurs locales sont remplacées par leurs équivalents moyennés³.

Ainsi la relation de Ranz et Marshall s'écrit pour $0 < Re_b < 200$:

$$Nu = 2 + 0.55 Re_b^{0.5} Pr_L^{0.3}, \quad (7.43)$$

3. On néglige en particulier les effets de profil.

où Re_b désigne le nombre de Reynolds de bulles défini par :

$$Re_b = \frac{\widehat{d}_B \widehat{U}_B}{\nu_L}, \quad (7.44)$$

où \widehat{d}_B est le diamètre moyen de bulles qui sera approximé par le diamètre des bulles au détachement calculé par la corrélation d'Ünal (1976) (Eq. 5.16). \widehat{U}_B est la vitesse relative liquide/vapeur qui sera estimée par la vitesse dérive moyenne d'Ishii (1977) (Eq. 2.89), et Pr_L est le nombre de Prandtl liquide.

L'aire interfaciale moyenne \tilde{a}_i sera donnée par la relation moyennée suivante :

$$\tilde{a}_i = \frac{6\langle\alpha_G\rangle_{2,sortie}}{DU_{nal}}, \quad (7.45)$$

obtenue à partir de l'équation 3.10 en négligeant les effets de profils.

On présente dans le tableau 7.1 les valeurs des temps de relaxation calculées pour la série G2P26W16, en fonction du titre thermodynamique en sortie de tube. On trouvera également dans ce tableau, le taux de vide moyen estimé en sortie de tube par le modèle homogène.

On observe, qu'à l'exception du premier essai pour lequel le taux de vide est très faible, la valeur du temps de relaxation est quasi-constante pour l'ensemble de la série malgré la variation du titre thermodynamique à l'équilibre en sortie.

Cas	$X_{eq,sortie}$	$\langle\alpha_G\rangle_{2,homo}$	θ (s)
C8G2P26W16Te61.5	-0.045	0.01	2.85
C30G2P26W16Te64.6	-0.014	0.08	0.85
C30G2P26W16Te66.59	0.012	0.16	0.58
C8G2P26W16Te66.6	0.022	0.19	0.51
C30G2P26W16Te70.59	0.065	0.32	0.50

TABLE 7.1 – Série G2P26W16. Évolution du temps de relaxation estimé en sortie de tube en fonction du titre thermodynamique et du taux de vide estimé par le modèle homogène.

Dans la suite de cette étude, nous choisissons donc d'imposer une valeur uniforme et constante du temps de relaxation sur l'ensemble d'un tube d'essai. Cette valeur sera estimée par la méthode qui vient d'être décrite.

Fermeture de la contrainte de mélange

Nous proposons de reprendre l'expression 2.64 pour fermer la contrainte totale du mélange. On a donc :

$$\tau_{mzr}^{tot} = \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML}) \frac{\partial V_{mz}}{\partial r} \quad (7.46)$$

où ε_{ML} désigne la diffusivité turbulente de quantité de mouvement du liquide.

Fermeture du flux de chaleur dans le mélange

Nous proposons de repartir de l'équation 2.76 :

$$q_{mrr}^{tot} = -\alpha_L (\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}) \frac{\partial \overline{T}_L}{\partial r}, \quad (7.47)$$

où ε_{TL} désigne la diffusivité turbulente d'énergie du liquide.

Il s'agit d'exprimer cette relation en fonction des variables indépendantes du problème que sont x et h_m .

Si on néglige l'influence de la pression sur l'enthalpie du liquide, l'expression précédente se réécrit alors :

$$q_{mrr}^{tot} \approx -\frac{\alpha_L}{c_{pL}} (\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL}) \frac{\partial \overline{h}_L}{\partial r} \quad (7.48)$$

En dérivant l'expression 7.29, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{h}_L}{\partial r} = \frac{1}{(1-x)} \left[\frac{\partial h_m}{\partial r} + \left(\frac{h_m - H_{G,sat}}{(1-x)} \right) \frac{\partial x}{\partial r} \right] \quad (7.49)$$

En combinant les équations 7.49 et 7.48, il vient :

$$q_{mrr}^{tot} = -\frac{\left(1 - \frac{x\rho_m}{\rho_G}\right) (\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL})}{c_{pL} (1-x)} \left[\frac{\partial h_m}{\partial r} + \left(\frac{h_m - H_{G,sat}}{(1-x)} \right) \frac{\partial x}{\partial r} \right] \quad (7.50)$$

Fermeture du flux de masse de vapeur

Afin de renseigner le terme de flux de masse \overrightarrow{J}_{Gm} , nous proposons d'utiliser une analogie avec le transfert de masse et la loi de diffusion de Fick. On écrit donc :

$$\overrightarrow{J_{Gm}} = -\rho_m D_{tot} \overrightarrow{\nabla} x, \quad (7.51)$$

où D_{tot} est le coefficient de diffusion total du gaz dans le liquide en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$.

Afin de modéliser ce coefficient, on introduit l'hypothèse suivante :

- **H20 : Il y analogie entre le coefficient de diffusion total du gaz dans le liquide et la diffusivité totale de quantité de mouvement.**

On pose ainsi :

$$D_{tot} = \nu_L + \varepsilon_{ML}, \quad (7.52)$$

où ε_{ML} est la diffusivité turbulente de quantité de mouvement et ν_L la diffusivité moléculaire. L'équation 7.51 s'écrit alors en projection selon la coordonnée radiale :

$$J_{Gmr} = -\rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML}) \frac{\partial x}{\partial r} \quad (7.53)$$

7.1.4 Expression des diffusivités turbulentes ε_{ML} et ε_{TL}

Comme on l'a vu dans la première partie de ce document, le modèle de turbulence est un ingrédient fondamental dans le calcul des profils de vitesse et de température. La première partie de cette étude ayant montré les limites de l'hypothèse de Prandtl qui consiste à supposer l'égalité des diffusivités thermiques et mécaniques, **nous les considérerons donc désormais de façon séparée.**

Diffusivité mécanique turbulente ε_{ML}

La première partie de cette étude a montré que la fermeture initialement proposée par Sato et Sekoguchi (1975) ne présentait pas d'incohérence pour la prédiction du transfert turbulent de quantité de mouvement. Nous reprenons donc ce modèle, résumé par le système 7.54.

On notera que le profil radial de taux de vide dans l'expression de ε''_{ML} qui est une donnée d'entrée dans le modèle établi, est calculé dans le modèle non-établi et s'exprime en fonction des variables du modèle x et ρ_m (Eq. 7.16).

Cette diffusivité turbulente intervient à la fois dans la fermeture de la contrainte totale du mélange ainsi que dans la fermeture du flux de masse de vapeur du mélange.

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{ML} &= \varepsilon_{ML}' + \varepsilon_{ML}'' \\
\varepsilon_{ML}' &= A(r) \frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \\
\varepsilon_{ML}'' &= A(r) k_2 \alpha_G(r) \frac{d_B(r)}{2} \widehat{U}_B \\
\left\{ \begin{array}{l} A(r) = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 \\ B = 16 \\ k_1 = 0.4 \\ k_2 = 1.2 \end{array} \right. & \quad (7.54) \\
\left\{ \begin{array}{l} \widehat{U}_B = \sqrt{2\pi} \left(\frac{g\sigma\Delta\rho}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{4}} \left(1 - \langle \alpha_G \rangle_{2,sortie} \right)^{1.75} \\ \alpha_G(r) = \frac{x\rho_m}{\rho_{G,sat}} \end{array} \right. & \quad u^*(z) = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}} \\
d_B(r) = \begin{cases} \frac{\widehat{d}_B}{2} & -0 \leq r \leq R - \frac{\widehat{d}_B}{2} \\ 4(R-r) \frac{(\widehat{d}_B + r - R)}{2} & R - \frac{\widehat{d}_B}{2} < r \leq R - 20 \mu\text{m} \\ 0 & R - 20 \mu\text{m} < r \leq R \end{cases} &
\end{aligned}$$

Le paragraphe suivant décrit la méthode d'estimation de tous les paramètres du modèle.

Estimations des échelles turbulentes

La vitesse de dérive \widehat{U}_B sera uniforme dans tout le tube et calculée à l'aide de la corrélation d'Ishii (Eq. 2.89) appliquée en sortie de tube, le taux de vide $\langle \alpha_G \rangle_{2,sortie}$ étant calculé via le modèle homogène équilibré mécaniquement et l'utilisation de la corrélation de Levy (Eq. 3.35). Rappelons que cette approche a été retenue dans la mesure où d'une part, on s'intéresse à une échelle de vitesse et que d'autre part on cherche à s'affranchir des résultats expérimentaux pour fermer le modèle.

Le diamètre moyen des bulles \widehat{d}_B sera estimé à l'aide de la corrélation d'Ünal (1976) (Eq. 5.16) pour des conditions correspondant à la sortie du tube.

L'étude de sensibilité réalisée au chapitre 4 (section 4.1.3) a montré que les résultats du modèle étaient peu sensibles au choix de la corrélation de *vitesse frottement* u^* . Nous retenons donc la corrélation de McAdams (1954) (Eq. 2.104) pour sa simplicité de mise en œuvre. Pour le modèle établi, les propriétés thermophysiques étaient fixées à la saturation en sortie de tube. Comme le titre thermodynamique varie significativement entre l'entrée et la sortie du tube, la vitesse de frottement u^* sera estimée dans le modèle non-établi, pour chaque position axiale, en fonction des propriétés thermophysiques à la pression fixée et l'enthalpie moyenne du liquide sur cette section. Pour estimer cette enthalpie liquide à une cote z , on applique la méthode suivante : à chaque cote considérée, on évalue l'enthalpie moyenne débitante du mélange par bilan thermique 1D, ce qui nous permet de calculer le titre thermodynamique moyen à l'équilibre. On distingue alors 2 cas :

- Si $X_{eq}(z) < 0$, on considère qu'il n'y a pas de vapeur et on considère que le titre massique de vapeur est nul $X = 0$. L'équation 2.101 qui s'écrit :

$$H_m(z) \triangleq X(z)H_G(z) + (1 - X(z))H_L(z), \quad (7.55)$$

devient donc :

$$H_m(z) \approx H_L(z). \quad (7.56)$$

- Si $X_{eq}(z) > 0$, on considère que le titre thermodynamique à l'équilibre et le titre massique moyen sont égaux, $X_{eq} \approx X$ et on a :

$$H_L(z) \approx \frac{H_m(z) - X_{eq}(z)H_{G,sat}}{1 - X_{eq}}. \quad (7.57)$$

Cette enthalpie moyenne va permettre une estimation des propriétés liquides moyennes sur chaque section à l'aide des tables du NIST afin d'estimer le nombre de Reynolds associé $Re(z)$ pour calculer u^* .

Diffusivité thermique turbulente ε_{TL}

En ce qui concerne la diffusivité thermique turbulente ε_{TL} , deux modèles ont été testés dans ce travail.

- **Un modèle inspiré de Sato**, mais dans lequel la diffusivité turbulente induite par les bulles ε''_{TL} a été modifiée à partir des résultats de l'étude de sensibilité réalisée au chapitre 4 section 4.2.4. L'objectif de la modification apportée est d'augmenter la contribution turbulente en proche paroi afin de réduire la

résistance thermique imposée par le modèle original de Sato.

On résume ce modèle par le système 7.58. On notera que les différences avec le modèle original de Sato (système 7.54) se situent au niveau du facteur d'amortissement $A(r)$ que l'on supprime pour le terme ε_{TL}'' , et au niveau de l'échelle de diamètre des bulles (choisie uniforme et donnée par la corrélation d'Ünal).

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{TL} &= \varepsilon_{TL}' + \varepsilon_{TL}'' \\
 \varepsilon_{TL}' &= A(r) \frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \\
 \varepsilon_{TL}'' &= k_2 \alpha_G(r) \frac{\widehat{d}_B}{2} \widehat{U}_B \\
 \left\{ \begin{array}{l} A(r) = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 \\ B = 16 \\ k_1 = 0.4 \\ k_2 = 1.2 \\ \widehat{U}_B = \sqrt{2\pi} \left(\frac{g\sigma\Delta\rho}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{4}} \left(1 - \langle \alpha_G \rangle_{2,sortie} \right)^{1.75} \\ \alpha_G(r) = \frac{x\rho_m}{\rho_{G,sat}} \end{array} \right. \quad u^*(z) = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_L}} \quad (7.58)
 \end{aligned}$$

— **Le modèle à deux zones**, dont une description a été donnée au chapitre 5, qui est résumé par le système 7.59. Les paramètres $A(r)$, k_1 , u^* et α_G sont identiques à ceux du modèle de Sato modifié.

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{TL} &= \varepsilon_{TL}' + \varepsilon_{TL}'' \\
 \varepsilon_{TL}' &= A(r) \frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \\
 \varepsilon_{TL}'' &= \varepsilon_1(r) + \varepsilon_2(r) \\
 \varepsilon_1(r) &= \begin{cases} \alpha_G(r) D_{Unal} \frac{G}{\langle \rho_m \rangle_2} & \text{pour } r \in [0, R - D_{Unal}[\\ 0 & \text{pour } r \in [R - D_{Unal}, R] \end{cases} \\
 \varepsilon_2(r) &= \begin{cases} 0 & \text{pour } r \in [0, R - D_{Unal}[\\ \alpha_G(r) D_{Unal} \widehat{U}_B & \text{pour } r \in [R - D_{Unal}, R] \end{cases} \quad (7.59)
 \end{aligned}$$

7.1.5 Système complet à 7 équations différentielles

On résume ici le système global obtenu avec les équations différentielles 7.21, 7.22, 7.23, 7.24, 7.46, 7.50, 7.53. On distingue :

- **4 variables indépendantes** : h_m , V_{mz} , G_r et x ,
- **3 flux** : q_{mr}^{tot} , τ_{mzr}^{tot} et J_{Gmr} ,
- **1 variable dépendante** : ρ_m que l'on peut exprimer en fonction de x (Eq. 7.17),
- **le taux de production de vapeur** : Γ_G qui est fermé par le modèle HRM (Eq. 7.61).

Le problème peut-être résumé par les équations 7.60 et 7.61.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial (r\tau_{mzr}^{tot})}{\partial r} = rG_r \frac{\partial V_{mz}}{\partial r} + r\rho_m V_{mz} \frac{\partial V_{mz}}{\partial z} + r \frac{dp}{dz} + r\rho_m g \\ \frac{\partial (rq_{mr}^{tot})}{\partial r} = -r\rho_m V_{mz} \frac{\partial h_m}{\partial z} - rG_r \frac{\partial h_m}{\partial r} \\ \frac{\partial (rJ_{Gmr})}{\partial r} = r\Gamma_G - rG_r \frac{\partial x}{\partial r} - r\rho_m V_{mz} \frac{\partial x}{\partial z} \\ \frac{\partial (rG_r)}{\partial r} = -r \frac{\partial (\rho_m V_{mz})}{\partial z} \\ \frac{\partial (V_{mz})}{\partial r} = \frac{r\tau_{mzr}^{tot}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})} \\ \frac{\partial h_m}{\partial r} = -\frac{(1-x)r q_{mr}^{tot} c_{pL}}{(1 - \frac{x\rho_m}{\rho_G})r(\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL})} - \left(\frac{h_m - H_{G,sat}}{(1-x)} \right) \frac{\partial x}{\partial r} \\ \frac{\partial x}{\partial r} = -\frac{rJ_{Gmr}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})} \end{array} \right. \quad (7.60)$$

$$\Gamma_G = \left\{ \begin{array}{l} 0 \text{ ----- } si \quad x_{eq} < 0 \quad et \quad x = 0 \\ \frac{\rho_m}{\theta} \left[\frac{h_m - H_{L,sat}}{H_{G,sat} - H_{L,sat}} - x \right] \text{ ----- } si \quad x_{eq} > 0 \\ -\frac{\rho_m}{\theta} x \text{ ----- } si \quad x_{eq} < 0 \quad et \quad x > 0 \end{array} \right. \quad (7.61)$$

Si on écrit le système 7.60 sous forme résolue par rapport aux dérivées radiales, on obtient le système 7.62.

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{\partial (r\tau_{mzr}^{tot})}{\partial r} = \frac{rG_r r\tau_{mzr}^{tot}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})} + r\rho_m V_{mz} \frac{\partial V_{mz}}{\partial z} + r \frac{dp}{dz} + r\rho_m g \\
 \frac{\partial (rq_{mzr}^{tot})}{\partial r} = -r\rho_m V_{mz} \frac{\partial h_m}{\partial z} \\
 \quad + rG_r \left[\frac{(1-x)r q_{mzr}^{tot} c_{pL}}{\left(1 - \frac{x\rho_m}{\rho_G}\right)r(\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL})} - \left(\frac{h_m - H_{G,sat}}{(1-x)}\right) \frac{r J_{Gmr}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})} \right] \\
 \frac{\partial (rJ_{Gmr})}{\partial r} = r\Gamma_G + \frac{rG_r r J_{Gmr}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})} - r\rho_m V_{mz} \frac{\partial x}{\partial z} \\
 \frac{\partial (rG_r)}{\partial r} = -r \frac{\partial(\rho_m V_{mz})}{\partial z} \\
 \frac{\partial (V_{mz})}{\partial r} = \frac{r\tau_{mzr}^{tot}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})} \\
 \frac{\partial h_m}{\partial r} = -\frac{(1-x)r q_{mzr}^{tot} c_{pL}}{\left(1 - \frac{x\rho_m}{\rho_G}\right)r(\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL})} + \left(\frac{h_m - H_{G,sat}}{(1-x)}\right) \frac{r J_{Gmr}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})} \\
 \frac{\partial x}{\partial r} = -\frac{r J_{Gmr}}{r\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{ML})}
 \end{array} \right. \tag{7.62}$$

7.2 Méthode de résolution numérique

7.2.1 Système à 7 équations différentielles

Pour résoudre le système d'équations différentielles 7.62, on définit le vecteur Y des inconnues à calculer :

$$Y(r, z) = \begin{bmatrix} r\tau_{mzr}^{tot}(r, z) \\ r q_{mr}^{tot}(r, z) \\ r J_{Gmr}(r, z) \\ r G_r(r, z) \\ V_{mz}(r, z) \\ h_m(r, z) \\ x(r, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_1(r, z) \\ y_2(r, z) \\ y_3(r, z) \\ y_4(r, z) \\ y_5(r, z) \\ y_6(r, z) \\ y_7(r, z) \end{bmatrix} \quad (7.63)$$

Du point de vue de la résolution numérique, les équations seront intégrées radialement à l'aide de la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4 à pas adaptatifs. L'intégration axiale selon z se fera à l'aide d'un schéma de discrétisation en différences finies du premier ordre avec décentrement amont. Pour une variables y_i , la discrétisation axiale est donnée par la formule de suivante :

$$\frac{\partial y_i}{\partial z} = \frac{y_i(z) - y_i(z - \Delta z)}{\Delta z}, \quad (7.64)$$

où Δz est le pas d'espace selon la coordonnée axiale z .

Le système 7.62 réécrit avec ces nouvelles variables est présenté ci-après (Eq. 7.67).

7.2.2 Propriétés physiques

Les propriétés thermophysiques et de transport de la phase vapeur seront imposées à la température de saturation pour la pression de sortie considérée.

Pour la phase liquide, l'enthalpie locale liquide \overline{h}_L est évaluée à partir de h_m selon la relation :

$$\overline{h}_L = \frac{h_m - x H_{G,sat}}{1 - x}. \quad (7.65)$$

Si cette enthalpie est inférieure à l'enthalpie liquide de saturation les propriétés physiques du liquide sont évaluées localement à cette enthalpie pour la pression considérée⁴. Si l'enthalpie liquide atteint l'enthalpie liquide de saturation, les propriétés

4. A partir des équations d'état.

liquides seront alors fixées à la température de saturation correspondante à la pression considérée.

Remarque

Pour déduire *a posteriori* le profil de température liquide à chaque position (variable secondaire) à partir de l'enthalpie du liquide on distinguera deux cas :

- ◇ *Cas du liquide sous-refroidi* : si l'enthalpie liquide \overline{h}_L est inférieure à l'enthalpie liquide de saturation $H_{L,sat}$, la température liquide sera déduite de l'enthalpie liquide à l'aide de l'équation d'état du fluide.
- ◇ *Cas du liquide surchauffé* : si l'enthalpie liquide \overline{h}_L est supérieure à l'enthalpie liquide de saturation $H_{L,sat}$, on supposera que la température du liquide s'obtient par la relation suivante :

$$\overline{T}_L = T_{L,sat} + \frac{(\overline{h}_L - H_{L,sat})}{c_{pL,sat}}. \quad (7.66)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial y_1}{\partial r} = \frac{y_4 y_1}{r \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML})} + r \rho_m y_5 \frac{[y_5(z) - y_5(z - \Delta z)]}{\Delta z} + r \frac{dp}{dz} + r \rho_m g \\ \frac{\partial y_2}{\partial r} = -r \rho_m y_5 \frac{[y_6(z) - y_6(z - \Delta z)]}{\Delta z} \\ \quad + y_4 \left[\frac{(1 - y_7) y_2 c_{pL}}{\left(1 - \frac{y_7 \rho_m}{\rho_G}\right) r (\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL})} - \left(\frac{y_6 - H_{G,sat}}{(1 - y_7)} \right) \frac{y_3}{r \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML})} \right] \\ \frac{\partial y_3}{\partial r} = r \Gamma_G + \frac{y_4 y_3}{r \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML})} - r \rho_m y_5 \frac{[y_7(z) - y_7(z - \Delta z)]}{\Delta z} \\ \frac{\partial y_4}{\partial r} = -r \frac{(\rho_m(z) y_5(z) - \rho_m(z - \Delta z) y_5(z - \Delta z))}{\Delta z} \\ \frac{\partial y_5}{\partial r} = \frac{y_1}{r \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML})} \\ \frac{\partial y_6}{\partial r} = -\frac{(1 - y_7) y_2 c_{pL}}{\left(1 - \frac{y_7 \rho_m}{\rho_G}\right) r (\lambda_L + \rho_L c_{pL} \varepsilon_{TL})} + \left(\frac{y_6 - H_{G,sat}}{(1 - y_7)} \right) \frac{y_3}{r \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML})} \\ \frac{\partial y_7}{\partial r} = -\frac{y_3}{r \rho_m (\nu_L + \varepsilon_{ML})} \end{array} \right. \quad (7.67)$$

7.2.3 Conditions aux limites radiales du système

Afin de résoudre le système 7.67, il faut à chaque cote disposer de sept conditions aux limites. Ces conditions aux limites sont spécifiées, soit au centre de la conduite $Y(0, z)$, soit à la paroi $Y(R, z)$.

Les deux vecteurs suivants résument les conditions aux limites. En noir sont indiqués les conditions aux limites connues et en rouge celles qui sont à déterminer selon que l'on choisissent de les spécifier au centre de la conduite ou à la paroi.

A cœur :

$$Y(0, z) = \begin{bmatrix} r\tau_{mzr}^{tot}(0, z) \\ rq_{mr}^{tot}(0, z) \\ rJ_{Gmr}(0, z) \\ rG_r(0, z) \\ V_{mz}(0, z) \\ h_m(0, z) \\ x(0, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ V_{mz}(0, z)? \\ h_m(0, z)? \\ x(0, z)? \end{bmatrix} \quad (7.68)$$

A la paroi :

$$Y(R, z) = \begin{bmatrix} R\tau_{mzr}^{tot}(R, z) \\ Rq_{mr}^{tot}(R, z) \\ RJ_{Gmr}(R, z) \\ RG_r(R, z) \\ V_{mz}(R, z) \\ h_m(R, z) \\ x(R, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R\tau_w? \\ -Rq_w \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ h_m(R, z)? \\ x(R, z)? \end{bmatrix} \quad (7.69)$$

Nous choisissons arbitrairement d'imposer les conditions au centre de la conduite.

Pour initier l'intégration radiale et déterminer les conditions en $r = 0$, on utilise la méthode de tir **itérative de Newton-Raphson**. Les détails de la mise en œuvre de cette méthode sont décrits dans l'annexe F.

A chaque cote, on cherche par itérations successives, les conditions aux limites à imposer au centre :

- $V_{mz}(0, z) = u_0$,
- $h_m(0, z) = h_0$,
- $x(0, z) = x_0$,

ainsi que le gradient de pression $\frac{dp_m(z)}{dz}$ considéré comme un paramètre uniforme à

chaque cote de telle sorte que les conditions pariétales suivantes soient satisfaites :

$$\left[\begin{array}{ll} Rq_{mr}^{tot}(R, z) = -Rq_w & \text{condition de flux imposé} \\ RJ_{Gmr}(R, z) = 0 & \text{condition d'imperméabilité à la vapeur} \\ RG_r(R, z) = 0 & \text{condition d'imperméabilité} \\ V_{mz}(R, z) = 0 & \text{condition d'adhérence} \end{array} \right] \quad (7.70)$$

Le critère de convergence est fixé à 10^{-10} en relatif sur le flux de chaleur pariétal identifié comme le paramètre le plus sensible et le plus contraignant.

Précisons que la méthode de tir de Newton-Raphson utilisée est en réalité très sensible aux valeurs choisies au centre pour le démarrage de l'itération (u_0 , h_0 , x_0 et $\frac{dp_m(z)}{dz}$).

Il convient donc de déterminer, pour chaque position z , une estimation cohérente de ces grandeurs basée par exemple sur une linéarisation des solutions aux positions amonts. Pour la première cote après l'entrée du tube, u_0 et h_0 peuvent être estimés à partir des solutions issues du modèle établi, le gradient de pression et le titre massique par des corrélations adaptées (McAdams, 1954 et Levy, 1967).

7.2.4 Conditions aux limites à l'entrée

Pour initier la résolution axiale, on doit disposer de conditions aux limites en entrée relatives aux variables indépendantes h_m , V_{mz} et x . En entrée de tube, on impose les conditions aux limites suivantes (l'écoulement est supposé monophasique liquide) :

- titre massique de vapeur nul : $x(r, 0) = 0 \quad \forall r$,
- enthalpie du liquide uniforme égale à l'enthalpie liquide moyenne du liquide en entrée de tube : $h_m(r, 0) = H_{L,entree} \quad \forall r$,
- vitesse liquide calculée à l'aide du modèle bi-dimensionnel quasi-établi présenté dans la première partie : $V_{mz}(r, 0) = \overline{\overline{V_{Lz,entree}^L}}(r)$,

7.2.5 Schéma de résolution numérique

Le schéma de résolution numérique de l'ensemble du problème est représenté à la figure 7.1.

Maillage et qualification du schéma utilisé

La méthode de résolution numérique Runge-Kutta à l'ordre 4 impose le maillage radial du tube à chaque position et assure la convergence radiale du résultat.

La résolution axiale retenue consiste à découper le tube en sept mailles équiréparties. Une augmentation du nombre de mailles rend le calcul difficile en accentuant sa sensibilité à l'itération de Newton-Raphson, qui au final peine à converger.

La raison probable de cette limitation est liée au non-établissement de la couche limite dans une première maille de trop faible hauteur. Dans une telle maille, l'épaisseur de la couche limite en paroi est encore trop faible pour que les variations thermiques ou mécaniques dans cette zone soient vues par le centre de l'écoulement. Inversement, une variation des valeurs imposées au centre du tube par la méthode de Newton-Raphson n'est pas propagée dans la zone de paroi du fait de la trop faible épaisseur de la couche limite qui est en cours d'établissement. Ainsi les conditions pariétales (Eq. 7.70) ne peuvent être satisfaites et le critère de convergence n'est jamais atteint.

Si la discrétisation en sept mailles peut sembler insuffisante, nous rappelons que nous sommes dans le cadre d'écoulements à géométrie très élancée justifiant l'hypothèse de couche limite à établissement lent pour lesquels les gradients de flux ou de vitesse sont essentiellement radiaux et prépondérants devant les gradients axiaux.

Trois tests de validation ont permis de vérifier qu'une telle discrétisation est suffisante dans le cadre de cette étude.

Dans un premier temps, une solution monophasique établie est imposée en entrée du tube. Nous vérifions effectivement que le profil de vitesse est transporté sur l'ensemble du tube, le bilan de vitesse massique liquide étant satisfait en sortie de tube avec une précision inférieure à 0.01% imputable à la méthode d'intégration radiale du profil de vitesse.

Dans un deuxième temps, l'analyse des résultats bouillants obtenus a montré que le bilan d'enthalpie débitante du mélange 1D était systématiquement satisfait avec une précision inférieure à 0.05%. Le tableau 7.2 présente pour la série G2P26W16, la comparaison entre les valeurs d'enthalpie débitante du mélange évaluées par bilan thermique 1D et les valeurs calculées par intégration des profils calculés par le modèle.

Cas	$H_{m,modele}$ (J/kg)	H_{m-1D} (J/kg)
C8G2P26W16Te19.84	246354	246395
C8G2P26W16Te39.92	265907	265953
C8G2P26W16Te49.72	276014	276053
C30G2P26W16Te64.6	291443	291463

TABLE 7.2 – Série G2P26W16. Qualification de la convergence en maillage axiale par vérification du bilan thermique 1D. Comparaison des enthalpies débitantes 1D (modèle/bilan thermique).

Dans un dernier temps, on vérifie la conservation de la vitesse massique G moyenne à chaque position axiale par intégration du profil radial de vitesse massique calculé par le modèle $\rho_m(r)V_{mz}(r)$. La conservation étant assurée avec une précision inférieure à 0.01%, ce test permet de s'assurer de la cohérence du schéma itératif (Newton-Raphson) *a minima* sur la valeur de la vitesse au centre u_0 .

Ces trois tests permettent d'accorder une confiance suffisante dans les résultats numériques obtenus à l'aide de la méthode de résolution et du codage développé.

Nous allons maintenant dans le chapitre suivant présenter la mise en œuvre de ce modèle bi-dimensionnel et le confronter aux essais DEBORA décrits dans le chapitre 3.

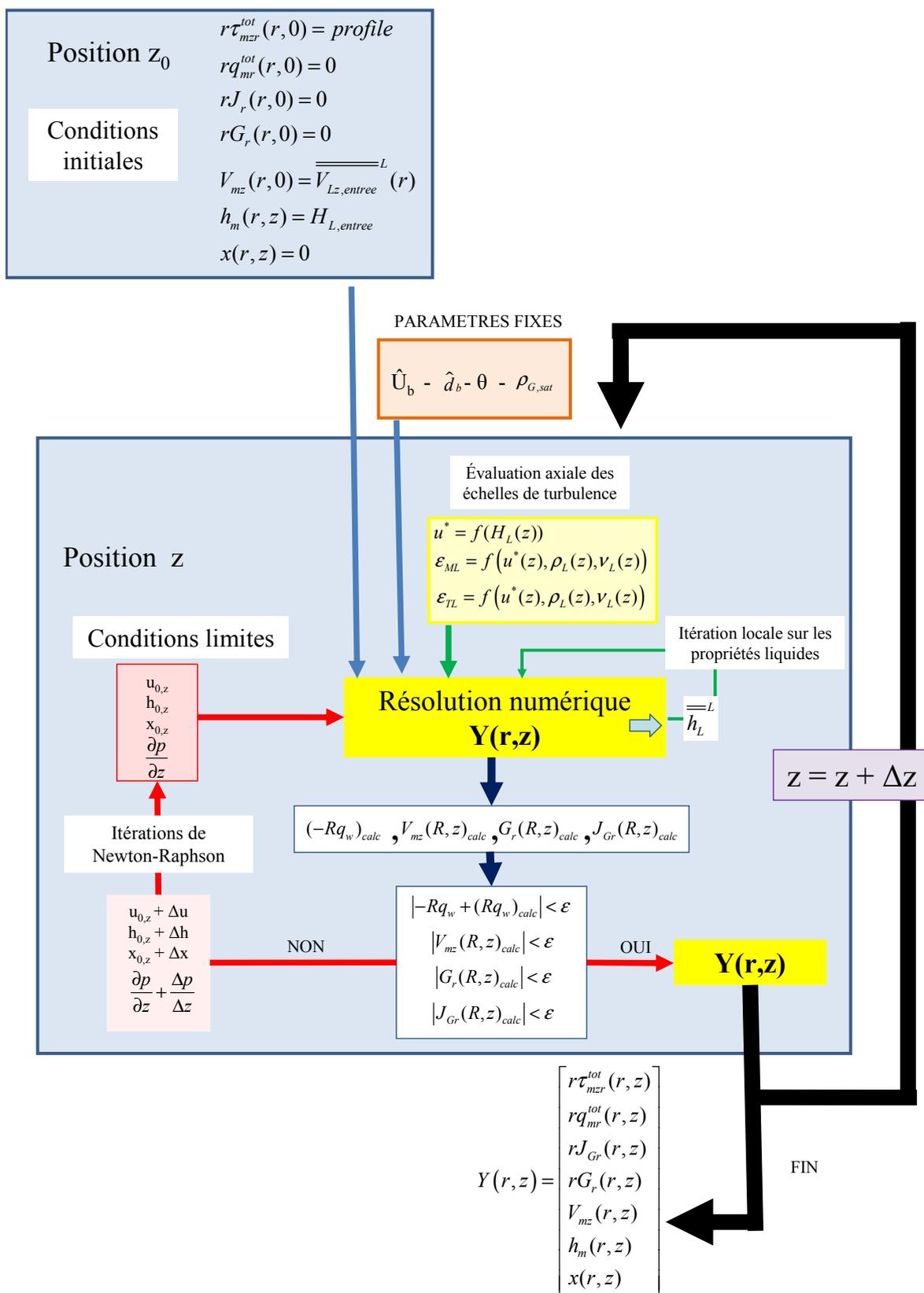


FIGURE 7.1 – Diagramme de résolution numérique du modèle bi-dimensionnel non-établi axi-symétrique.

Chapitre 8

Application du modèle 2D axi-symétrique aux essais DEBORA

Dans le chapitre 7, un modèle de mélange bi-dimensionnel axi-symétrique a été proposé afin de calculer le développement d'un écoulement bouillant en conduite cylindrique. Ce modèle ne nécessite comme données d'entrée expérimentales, que les paramètres de contrôle des essais (P , T_e , q_w et G). Ce chapitre présente la comparaison entre les résultats de ce modèle et les données expérimentales de la banque DEBORA.

Cette partie se compose de deux sections. **Dans chacune d'elle, un modèle de diffusivité turbulente thermique différent a été testé :**

- le modèle de Sato modifié (Eq. 7.58),
- le modèle à deux zones développé au chapitre 5 (Eq. 7.59).

En revanche, dans ces deux sections, le modèle de diffusivité turbulente mécanique¹ sera celui développé originellement par Sato et Sekoguchi (1975) (Eq. 7.54).

Dans la première partie, on va comparer les résultats du modèle de diffusivité turbulente thermique de Sato modifié, aux deux séries d'essais G2P26W16 et G2P14W16, qui présentent à la fois des essais de la campagne C3000 (mesures de taux de vide et de vitesse gaz) et des essais de la campagne C800 (mesures de température liquide et de température de paroi). La première série G2P26W16 permettra d'étudier le comportement du modèle à pression, vitesse massique et puissance fixées, mais en faisant varier le titre thermodynamique. La deuxième série d'essais G2P14W16 permettra de mettre en évidence certaines limites du modèle.

Une étude de sensibilité au temps de relaxation et aux échelles turbulentes du modèle sera également réalisée.

1. La diffusivité turbulente mécanique intervient dans l'expression des flux de masse de vapeur et de la contrainte totale.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, le modèle de diffusivité turbulente thermique développé au chapitre 5 sera testé sur deux essais de la banque de données C800 qui auront déjà été analysés dans la première partie, afin de réaliser une comparaison directe des résultats entre les deux modèles et ainsi mettre en évidence les avantages du modèle à deux zones.

Enfin, le modèle à deux zones sera testé et comparé au modèle à une zone sur les essais de la campagne TESS, pour laquelle les mesures des grandeurs d'intérêt (α_G , V_{Gz} et T_L) sont simultanées et colocalisées. On montrera que les résultats de ces essais permettent l'ajustement de tous les paramètres du modèle. Une comparaison avec les résultats du modèle établi obtenus au chapitre 5 sera présentée.

8.1 Application du modèle de turbulence de Sato modifié

Dans cette section, les résultats du modèle de mélange bi-dimensionnel axi-symétrique précédemment décrit vont être confrontés aux données de la banque pour les deux séries d'essais suivantes :

- la série G2P26W16,
- la série G2P14W16.

Ces séries comportent à la fois des essais de la campagne C800 (mesures de température liquide) mais également des essais de la campagne C3000 (mesures granulométriques). Le modèle de turbulence de Sato modifié pour la diffusivité turbulente thermique (Eq. 7.58) a été utilisé dans le système à 7 équations différentielles décrit au chapitre 7.

8.1.1 Série d'essais G2P26W16

Préliminaires

Les paramètres d'entrée du modèle sont rassemblés dans le tableau 8.1. Les essais sont classés par titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube $X_{eq-sortie}$ croissants.

On retrouve le temps de relaxation estimé par l'équation 7.42, la vitesse de dérive estimée à l'aide la corrélation d'Ishii (1977) (Eq. 2.89), le diamètre de bulles estimé par la corrélation d'Ünal (1976) (Eq. 5.16). Le calcul de ces paramètres implique la détermination préalable du titre massique de vapeur en sortie de tube X_{sortie} , qui est calculé par le modèle de Levy (1967) (Eq. 5.15) et du taux de vide moyen en sortie de

tube calculé à l'aide du modèle homogène équilibré mécaniquement (Eq. 5.15).

Pour les trois premiers essais de la série, le titre massique de vapeur prédit par le modèle de Levy étant nul, le temps de relaxation ne peut-être calculé à l'aide de l'équation 7.42. Nous fixons sa valeur à 0.5 s , valeur qui semble être de l'ordre de grandeur du temps de relaxation pour la majorité des autres essais de cette série (tableau 8.1).

Cas	$X_{eq-sortie}$	θ (s)	\widehat{d}_B (μm)	\widehat{U}_B (m/s)	X_{Levy}	$\langle\alpha_G\rangle_{2,sortie}$
C8G2P26W16Te19.84	-0.538	0.50	40	$8.66.10^{-2}$	0	0
C8G2P26W16Te39.92	-0.310	0.50	55	$8.66.10^{-2}$	0	0
C8G2P26W16Te49.72	-0.190	0.50	71	$8.66.10^{-2}$	0	0
C8G2P26W16Te61.5	-0.045	2.85	147	$8.40.10^{-2}$	$2.98.10^{-3}$	0.01
C30G2P26W16Te64.6	-0.014	0.85	185	$7.41.10^{-2}$	$1.55.10^{-2}$	0.08
C30G2P26W16Te66.59	0.012	0.58	222	$6.34.10^{-2}$	$3.19.10^{-2}$	0.16
C8G2P26W16Te66.6	0.022	0.51	235	$5.90.10^{-2}$	$4.00.10^{-2}$	0.19
C30G2P26W16Te70.59	0.065	0.50	321	$4.40.10^{-2}$	$7.40.10^{-2}$	0.32

TABLE 8.1 – Série G2P26W16. Titre thermodynamique à l'équilibre en sortie. Paramètres d'entrée du modèle évalués de façon corrélative.

Résultats

On présentera les **résultats détaillés complets** pour les essais C8G2P26W16Te19.84 et C8G2P26W16Te66.6 de la série. Le premier est un essai monophasique, et le deuxième est un essai pour lequel le titre à l'équilibre X_{eq} en sortie de tube est positif. Pour ces essais, on présentera donc l'évolution axiale des profils radiaux des 7 variables principales (τ_m , q_m , J_{Gmr} , V_{mr} (G_r), V_{mz} , h_m et x) sur l'ensemble du maillage axial. Ce dernier est constitué de 7 mailles équiréparties sur une longueur chauffante de $L=3.485$ m. On présentera également l'évolution axiale du profil de taux de vide $\alpha_G(r)$, du gradient de pression $\frac{dp_m}{dz}$, de la contrainte pariétale τ_w et de la température de paroi mouillée. Enfin, on tracera également le profil de température liquide (variable secondaire) en sortie de conduite à partir de l'enthalpie du liquide (méthode décrite au chapitre 7).

Pour les autres essais de la série, afin de ne pas surcharger le manuscrit, on ne présentera que les profils de température liquide, de température de paroi, de taux de vide, de contrainte pariétale et de vitesse axiale du mélange. On indiquera également les valeurs des contraintes pariétales et des températures de paroi en sortie de tube. Ces résultats seront appelés **résultats restreints**.

Résultats complets - Essai C8G2P26W16Te19.84 - $X_{eq} = -0.53$

Les figures 8.1 à 8.5 présentent les résultats obtenus pour l'essai monophasique G2P26W16Te19.84.

On observe que la contrainte de cisaillement et le flux de chaleur radial dans le mélange (figure 8.1a et b) sont négatifs sur l'ensemble de la conduite, c'est-à-dire dirigés de la paroi vers le centre de l'écoulement. Leurs valeurs décroissent depuis la paroi jusqu'au centre. La valeur du flux pariétal en paroi est imposée par les conditions d'essais (74 kW/m^2).

Pour cet essai monophasique, le titre thermodynamique à l'équilibre local x_{eq} (Eq. 7.27, figure 8.3a) reste toujours négatif, c'est-à-dire que l'enthalpie du mélange ici liquide, n'atteint pas l'enthalpie liquide de saturation (figure 8.3b), il ne peut donc pas y avoir de production de vapeur d'après l'équation 7.32. Le titre massique local x , le taux de vide α_G et le flux de masse de vapeur J_{Gmr} restent nuls et ne sont, par conséquent, pas représentés ici.

La vitesse axiale de mélange (figure 8.2a) augmente dans le tube du fait de la diminution de la masse volumique par échauffement (de l'ordre de $30 \text{ }^\circ\text{C}$). On note que l'ordre de grandeur de la vitesse radiale (10^{-5} m/s) calculée par le modèle (figure 8.2b) est bien plus faible que celui de la vitesse axiale.

L'accord entre le profil de température liquide calculé pour la section de sortie (figure 8.4a) et les données expérimentales est très bon. On retrouve cependant une légère surestimation des mesures de l'ordre de 0.5°C , résultat qui a déjà été souligné dans les chapitres 3 et 4. On rappellera à ce propos, que les mesures ne vérifient pas exactement le bilan d'enthalpie 1D en sortie de conduite alors que le modèle le satisfait avec une précision inférieure à 0.05% .

Sur la figure 8.4a, on a également tracé en vert le profil de température liquide obtenu dans la première partie de cette étude avec le modèle établi. On constate que malgré l'hypothèse d'écoulement établi avec des propriétés thermophysiques imposées uniformes dans tout le tube, le profil calculé dans la première partie est quasi-identique à celui calculé avec le modèle non-établi. Seul un écart de $0.7 \text{ }^\circ\text{C}$ est observé sur les températures de paroi. Ce résultat en monophasique est un premier résultat important qui sera discuté ultérieurement.

On a également tracé sur la figure 8.4b, les évolutions axiales des températures de paroi (i) prédites par le modèle (ii) calculées à l'aide de la corrélation monophasique de Gnielinski (1976) (iii) expérimentales. On observe un bon accord entre les prédictions du modèle et celles de la corrélation (figure 8.4b). On observe également un léger effet

d'établissement de la température de paroi calculée par le modèle dans le tube à la première position axiale située à environ 0.5 m de l'entrée. Ce phénomène résulte du développement de la couche limite thermique dans la première maille de calcul, associée à une condition d'entrée imposée uniforme et égale à la température d'entrée². On note ensuite une évolution linéaire de la température de paroi avec la cote, ce qui est un résultat classique en écoulement monophasique chauffé par un flux uniforme. On observe également un bon accord avec les mesures, tout en notant que l'on retrouve le changement de tendance du profil de température expérimental en sortie de tube déjà observée au chapitre 3 (section 3.4.1), les mesures s'écartant légèrement du profil calculé. Nous rappelons (chapitre 3) que l'origine de cette divergence reste inexplicée.

Le gradient de pression dans le liquide (figure 8.5) est quasi-uniforme dans le tube de l'ordre de -0.14 bar/m soit -0.5 bar sur l'ensemble de la conduite. L'évolution linéaire du gradient traduit l'effet très faible des pertes de pression par accélération. La perte de pression résulte donc essentiellement des effets gravitaires et du frottement.

Enfin, on observe (figure 8.5b) une évolution similaire entre les contraintes calculées par la corrélation de Friedel, de McAdams et celles calculées par le modèle qui restent toutefois légèrement inférieures à ces deux dernières. La contrainte de frottement calculée augmente en réponse à l'accélération du fluide par échauffement.

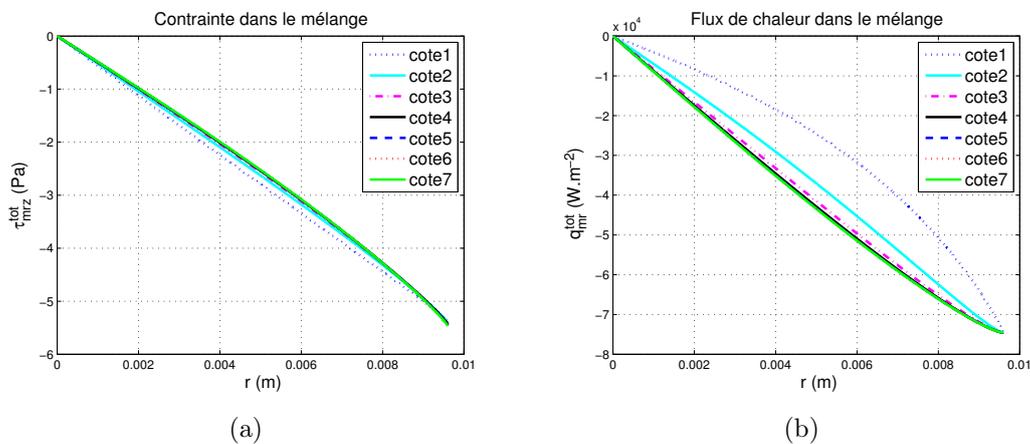


FIGURE 8.1 – Essai C8G2P26W16Te19.84. Evolution axiale des profils radiaux calculés. (a) Contrainte totale dans le mélange. (b) Flux total de chaleur dans le mélange.

2. La condition initiale correspond à un profil de température d'entrée uniforme.

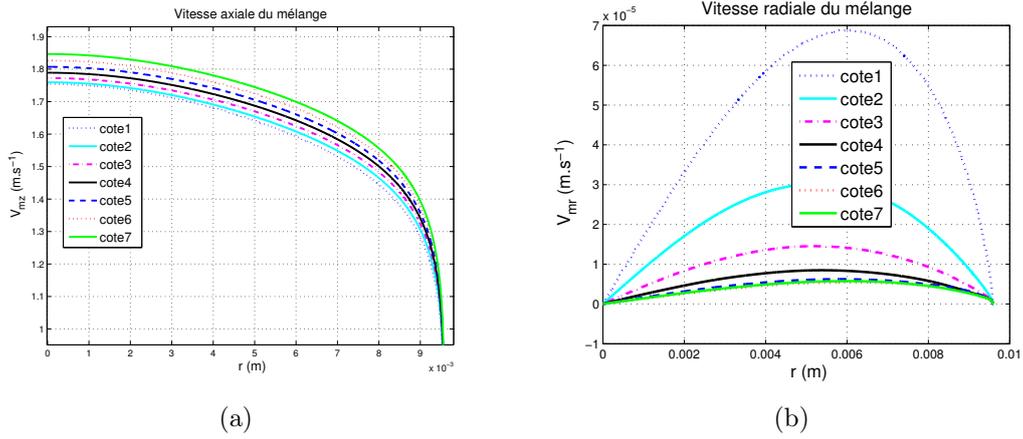


FIGURE 8.2 – Essai C8G2P26W16Te19.84. Evolution axiale des profils radiaux calculés. (a) Vitesse axiale du mélange, zone à cœur. (b) Vitesse radiale du mélange.

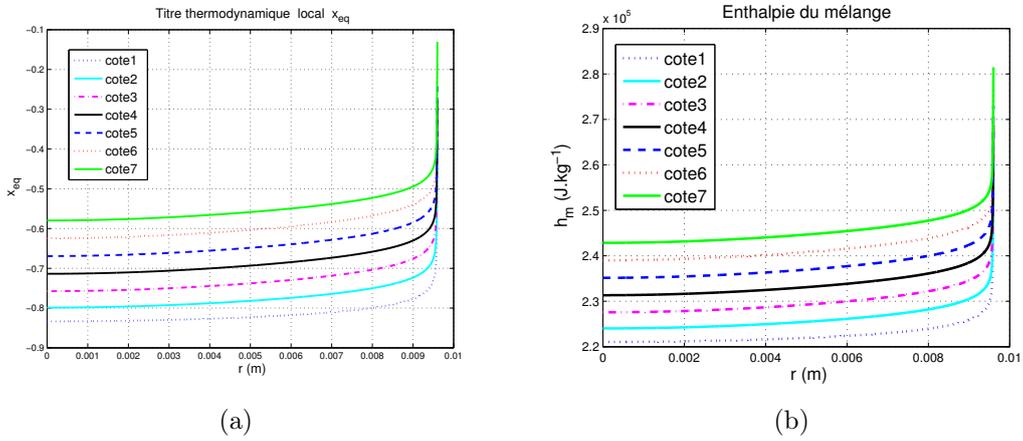


FIGURE 8.3 – Essai C8G2P26W16Te19.84. Evolution axiale des profils radiaux calculés. (a) Titre thermodynamique à l'équilibre local. (b) Enthalpie du mélange.

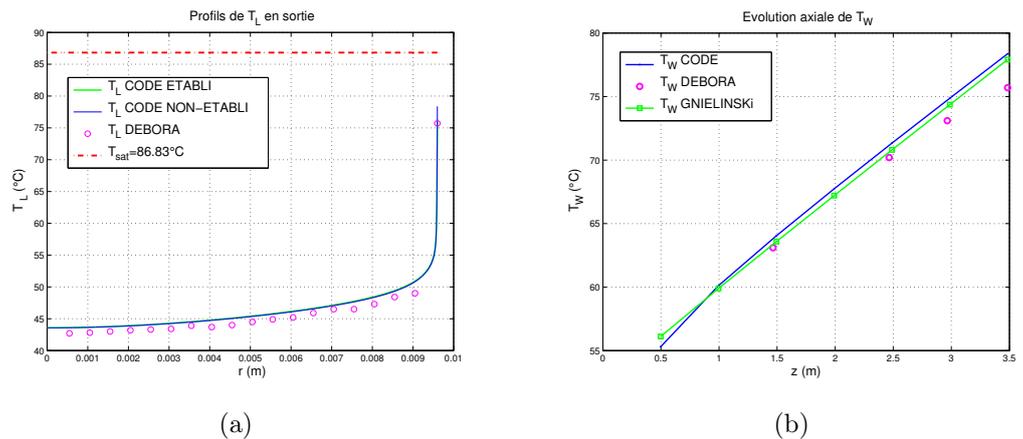


FIGURE 8.4 – Essai C8G2P26W16Te19.84. (a) Profil de température liquide en sortie (calcul/expérience + modèle établi). (b) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/corrélation/expérience).

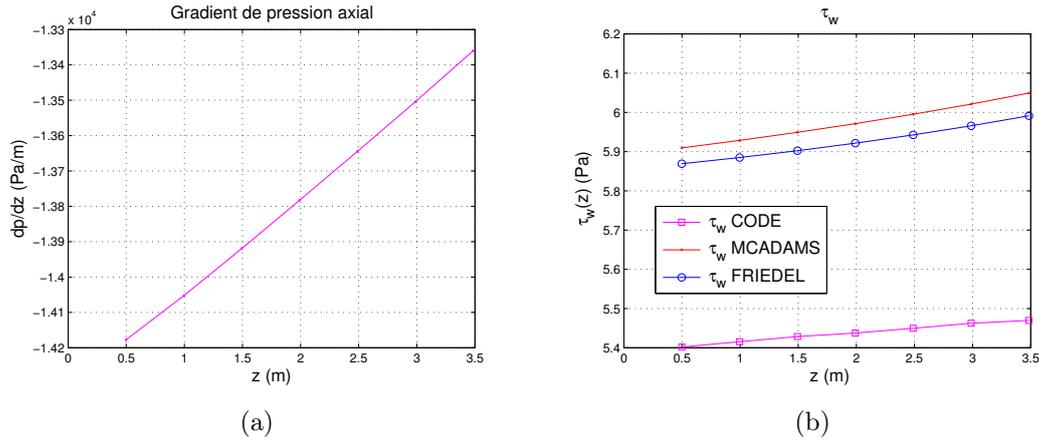


FIGURE 8.5 – Essai C8G2P26W16Te19.84. (a) Evolution axiale du gradient de pression. (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

Résultats restreints - Essai diphasique C8G2P26W16Te39.92 - $X_{eq} = -0.31$

Afin de ne pas surcharger le manuscrit, on présente maintenant une sélection des résultats les plus intéressants.

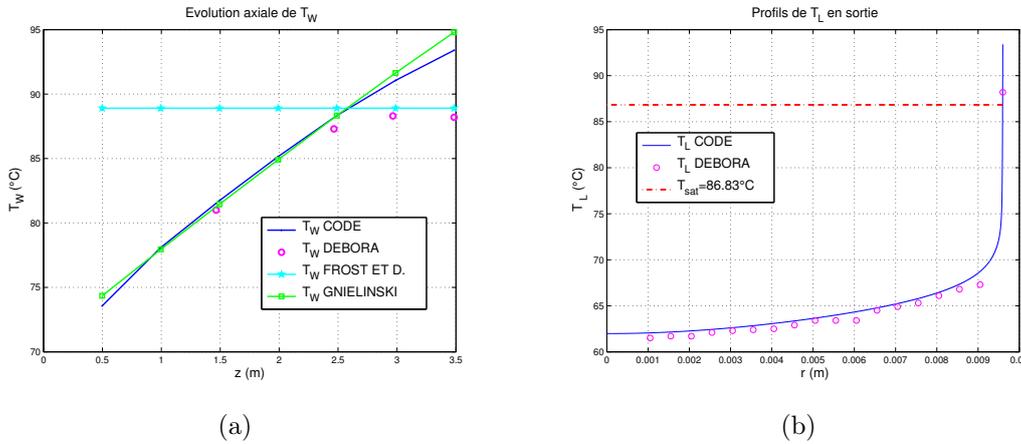


FIGURE 8.6 – Essai C8G2P26W16Te39.92. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/expérience/corrélations). (b) Profil de température liquide en sortie (calcul/expérience).

La température d'entrée est augmentée. On observe l'apparition de taux de vide (figure 8.7a) dans le tube pour $z > 2.5$ m (cote axiale n° 5). C'est précisément à cette cote que le titre thermodynamique local à l'équilibre devient positif et donc que l'enthalpie du mélange devient supérieure à l'enthalpie de saturation du liquide dans la zone pariétale amorçant l'apparition de taux de vide. Expérimentalement, on observe à cette cote une stabilisation de la température de paroi (figure 8.6a) vers la température d'ébullition prédite par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967). On

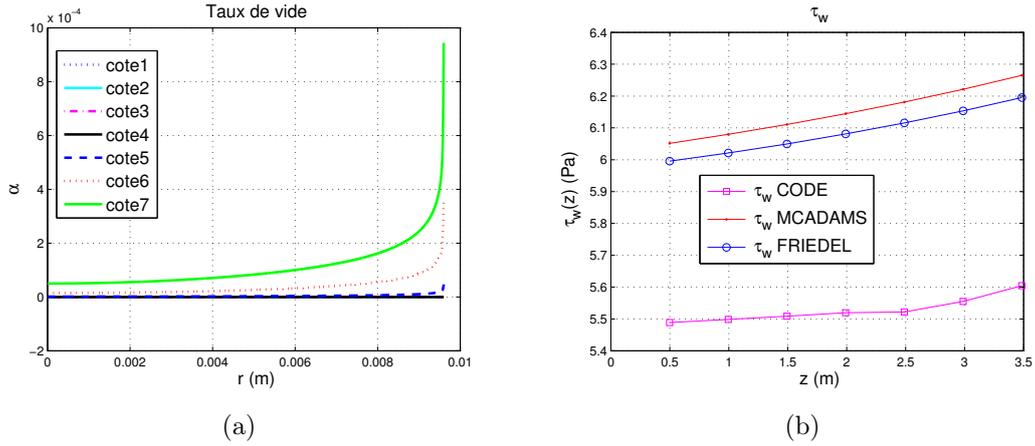


FIGURE 8.7 – Essai C8G2P26W16Te39.92. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide. (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

observe également un changement de tendance du profil de température de paroi calculé par le modèle à cette cote, mais qui est nettement moins marqué que dans l'expérience.

La figure 8.6b compare le profil de température liquide calculé par le modèle au profil mesuré en sortie de tube, on constate que l'accord reste bon à cœur mais que l'écart entre les températures de paroi calculées et mesurées devient plus important (≈ 5 °C) que l'écart observé en monophasique (essai C8G2P26W16Te19.84).

Enfin, le modèle prédit également une augmentation du gradient axial de contrainte pariétale (figure 8.7b), l'apparition de vapeur semblant entraîner une augmentation du frottement pariétal.

Résultats restreints - Essai diphasique C8G2P26W16Te49.72 - $X_{eq} = -0.19$

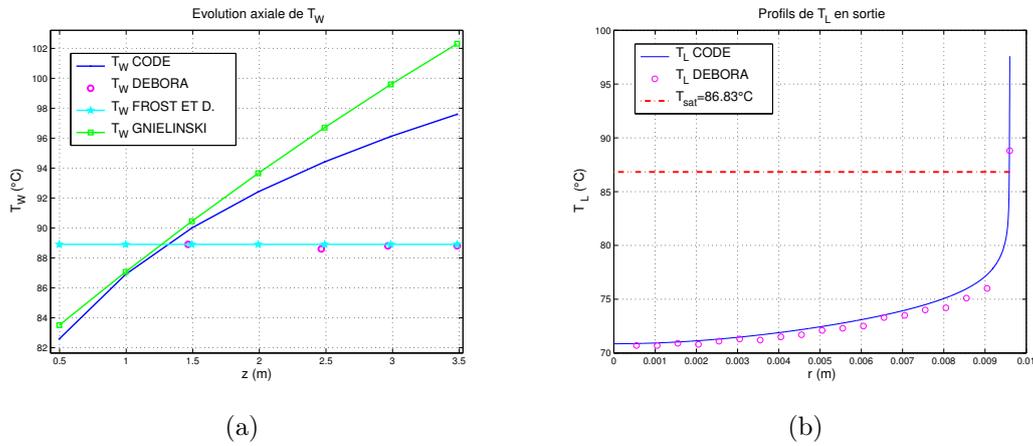


FIGURE 8.8 – Essai C8G2P26W16Te49.72. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/expérience/corrélations). (b) Profil de température liquide en sortie (calcul/expérience).

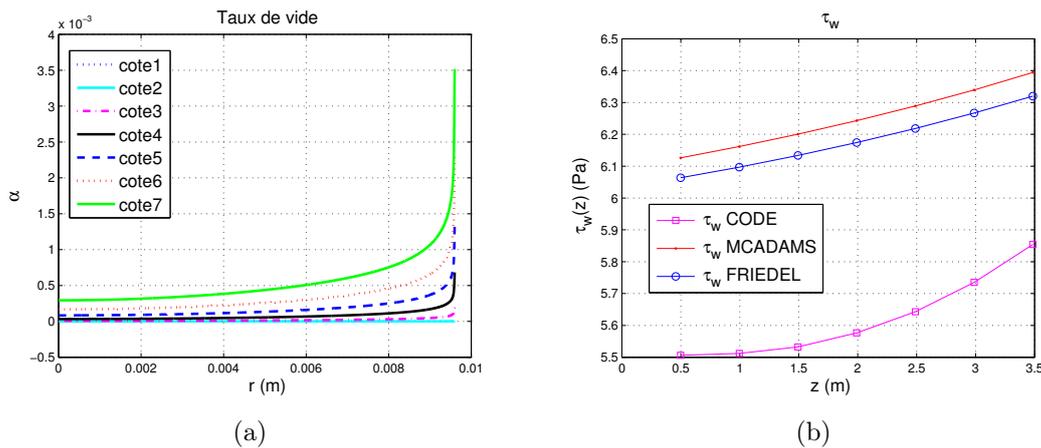


FIGURE 8.9 – Essai C8G2P26W16Te49.72. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide. (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

La température d'entrée étant plus élevée que pour l'essai précédent (49.72°C contre 39.92°C), toutes choses égales par ailleurs, l'ébullition se déclenche plus en amont dans le tube pour $z = 1.5$ m (dès la troisième cote, figure 8.9a) contre 2.5 m pour l'essai précédent. A cette position, on observe que la température de paroi expérimentale se stabilise à la valeur de déclenchement de l'ébullition prédite par la corrélation de Frost et Dzakowic. Le modèle prédit lui aussi ce changement de tendance de la température de paroi à cette cote, mais de façon moins prononcée que pour l'expérience. L'accord entre la température liquide calculée en sortie du tube par le modèle et les mesures est bon à cœur, mais on retrouve une surestimation importante en paroi (figure 8.8a et b).

Enfin, la contrainte pariétale (figure 8.9b) augmente de façon plus marquée avec la position que ce que prédit la corrélation monophasique de McAdams. L'augmentation du gradient de contrainte calculé semble corrélée au changement de tendance de la température de paroi et à l'apparition du taux de vide.

Pour estimer la contrainte à l'aide de la corrélation de Friedel, il faut au préalable estimer le titre massique de vapeur à la cote voulue (annexe A). Pour cela on utilise le modèle de Levy (Eq. 3.35). Pour cet essai, au titre thermodynamique de sortie encore faible, le modèle de Levy prédit un titre massique de vapeur nul dans tout le tube. Pour un titre massique nul, la corrélation de Friedel tend alors vers la corrélation monophasique de McAdams.

Résultats restreints - Essai diphasique C8G2P26W16Te61.5 - $X_{eq} = -0.045$

En augmentant encore la température d'entrée, la figure 8.11b montre que le titre thermodynamique local devient supérieur à zéro en paroi dès la première cote ($z=0.5$ m). Le taux de vide (figure 8.11a) apparaît également dès la première position calculée. On observe sur la figure 8.10b que le profil de température à cœur calculé reste comparable aux mesures. En revanche, dans la zone de paroi, la surestimation des mesures dépasse les 10 °C. On notera que cette surestimation, obtenue avec le modèle de Sato modifié, est tout de même moins importante que celle qui a été observée en testant le modèle de Sato original pour la diffusivité turbulente thermique (chapitre 4) et qui pouvait aller jusqu'à plusieurs dizaines de degrés.

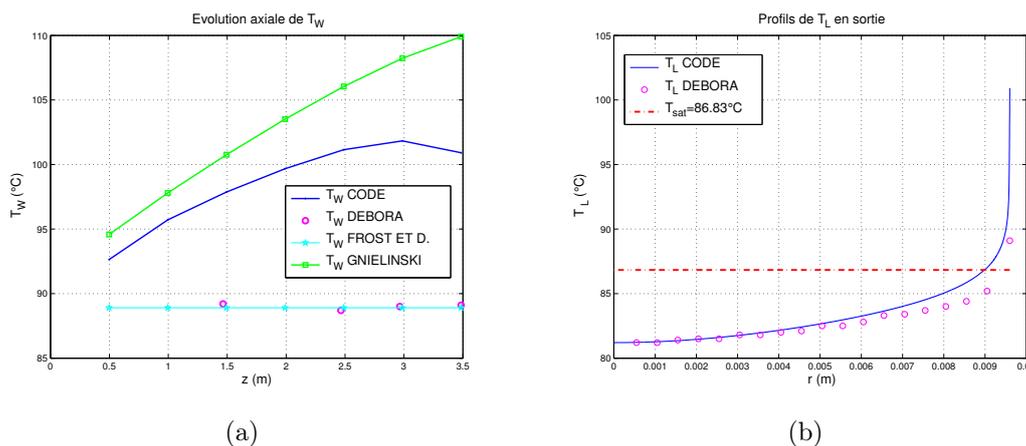


FIGURE 8.10 – Essai C8G2P26W16Te61.5. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/expérience/corrélations). (b) Profil de température liquide en sortie (calcul/expérience).

La température de paroi calculée par le modèle (figure 8.10a) décroît en approchant de la sortie du tube. Tout se passe comme si l'augmentation du taux de vide augmentait

le transfert de chaleur et réduisait la température de paroi. Nous restons toutefois prudents dans nos analyses car l'interprétation des bilans résolus par le modèle fait intervenir plusieurs phénomènes couplés et est donc très complexe .

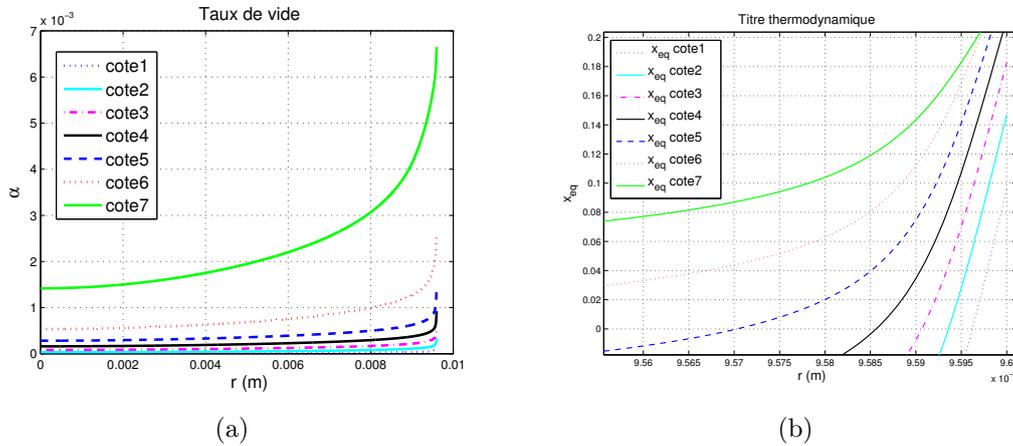


FIGURE 8.11 – Essai C8G2P26W16Te61.5. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide. (b) Evolution axiale du titre thermodynamique à l'équilibre local.

Résultats restreints - Essai diphasique C30G2P26W16Te64.6 - $X_{eq} = -0.014$

On dispose, pour cette configuration d'essai, de mesures de taux de vide et de vitesse gaz en sortie du tube. On observe que l'accord entre la vitesse du mélange calculée et la vitesse de mélange déduite de la vitesse gaz mesurée³ est bon (figure 8.12b).

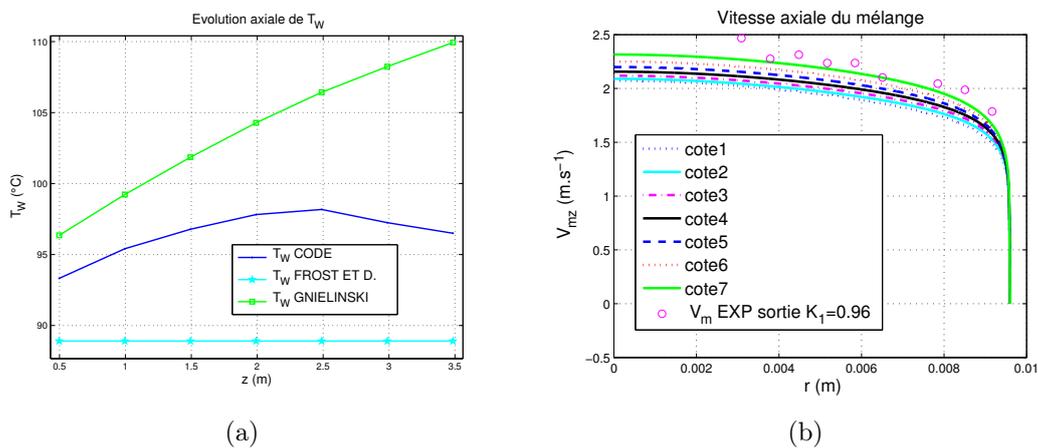


FIGURE 8.12 – Essai C30G2P26W16Te64.6. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/corrélations). (b) Evolution axiale du profil de vitesse axiale du mélange (calcul/expérience).

Le profil de température de paroi calculé par le modèle (figure 8.12a) montre une tendance à la stabilisation sur l'ensemble du tube.

3. Par la méthodologie présentée au paragraphe 4.1.2. La constante de proportionnalité K_1 (Eq. 4.2) est portée sur le graphique.

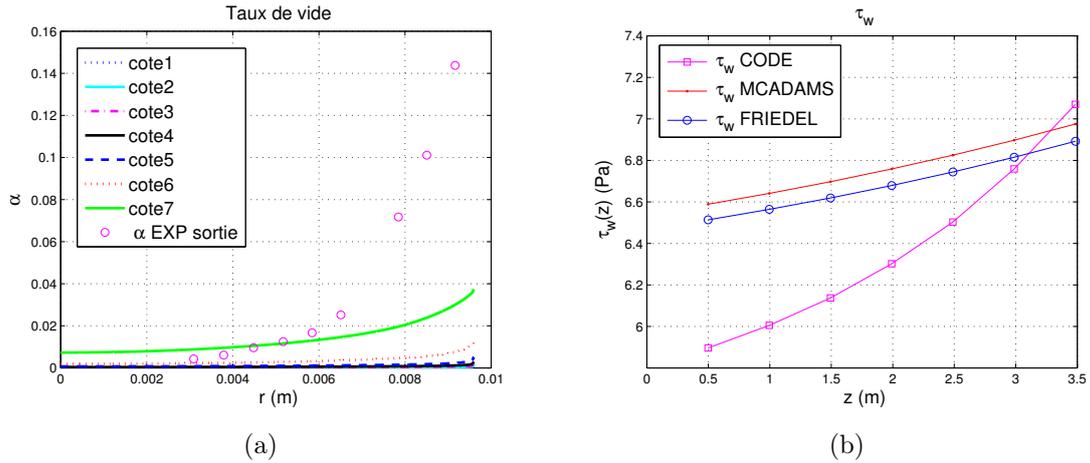


FIGURE 8.13 – Essai C30G2P26W16Te64.6. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide (calcul/expérience). (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

On observe enfin que le modèle sous-estime nettement le profil de taux de vide expérimental (figure 8.13a). Comme le calcul du taux de vide dépend fortement du temps de relaxation θ qui régit le terme de production de vapeur Γ_G . Une étude de sensibilité du modèle à ce paramètre sera menée à la section suivante.

Résultats restreints - Essai diphasique C30G2P26W16Te66.59 - $X_{eq} = 0.012$

Pour cet essai, la figure 8.15b montre une transition de la contrainte calculée par la corrélation de Friedel. Cette transition est liée au fait que pour la dernière position axiale, le modèle de Levy prédit un titre massique de vapeur différent de zéro ($X = 0.03$), ce qui conduit à une augmentation importante de la contrainte pariétale calculée par la corrélation de Friedel.

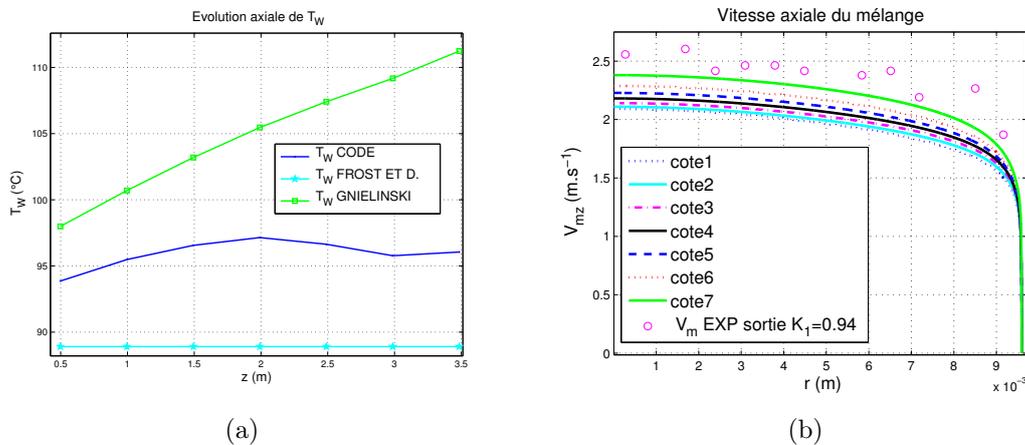


FIGURE 8.14 – Essai C30G2P26W16Te66.59. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/corrélations). (b) Evolution axiale du profil de vitesse axiale du mélange (calcul/expérience).

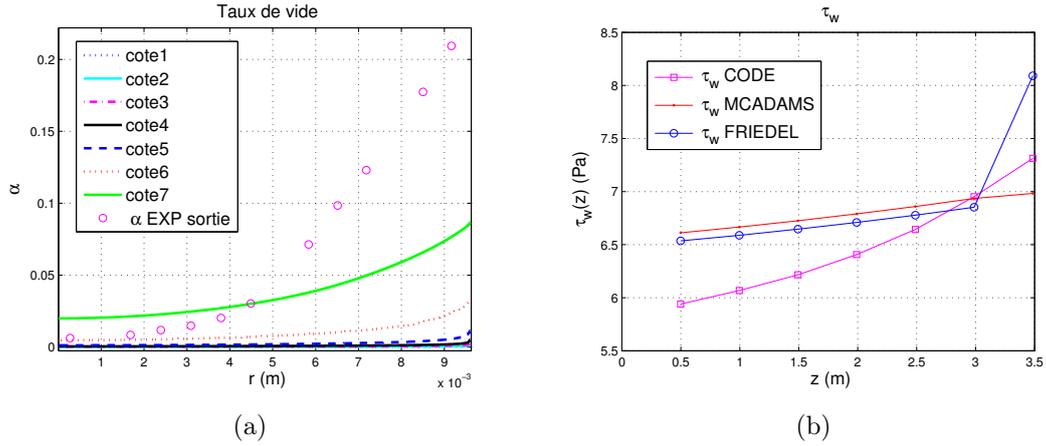


FIGURE 8.15 – Essai C30G2P26W16Te66.59. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide (calcul/expérience). (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

On observe, une stabilisation de la température pariétale (figure 8.14a) bien que celle-ci soit toujours surestimée. Ceci constitue un résultat encourageant concernant la capacité du modèle à prédire la transition entre un écoulement monophasique et un écoulement diphasique bouillant.

L'accord entre le profil de vitesse de mélange calculé par le modèle et le profil déduit des mesures de vitesse gaz est toujours satisfaisant (figure 8.14b).

On note une sous-estimation du taux de vide (figure 8.15a) mais moins marquée que pour l'essai précédent (C30G2P26W16Te64.6). Il semblerait que cela s'explique par le fait que le temps de relaxation estimé pour cet essai ($\theta = 0.85 \text{ s}$) soit plus faible que pour l'essai précédent ($\theta = 2.85 \text{ s}$).

Résultats complets - Essai C8G2P26W16Te66.6 - $X_{eq} = 0.022$

Comme indiqué au début de cette section, on considère de façon plus détaillée cet essai comme pour l'essai monophasique C8G2P14W16Te19.84 afin de montrer l'ensemble des résultats obtenus pour un essai diphasique.

Cet essai correspond à des conditions proches de la saturation. On retrouve sur les figures 8.16 à 8.21, l'ensemble des variables calculées par le modèle.

On notera que le flux radial de masse de vapeur (figure 8.17b) est négatif, toujours orienté de la paroi où la vapeur est créée vers le centre de l'écoulement. Il en est de même pour le flux de chaleur et la contrainte totale (figures 8.16a et 8.16b).

Le taux de vide augmente progressivement dans la conduite (figure 8.19b).

Sur la figure 8.19a, on a tracé les profils radiaux de titre thermodynamique à l'équilibre local et de titre massique de vapeur en sortie de tube (cote n°7, $z = 3.485 \text{ m}$). On

observe que dans la zone de proche paroi ($r > 6.10^{-3}$ m), le titre thermodynamique à l'équilibre est positif et supérieur au titre massique de vapeur. Dans cette zone, le système doit donc produire de la vapeur afin d'atteindre l'état d'équilibre au sens thermodynamique (Eq. 7.32). Dans la zone comprise entre $r = 5.10^{-3}$ m et $r = 6.10^{-3}$ m, le titre thermodynamique à l'équilibre reste positif mais inférieur au titre massique de vapeur, il y a donc condensation du surplus de vapeur afin de retourner vers l'état d'équilibre diphasique. Enfin dans la zone $r < 5.10^{-3}$ m, le titre thermodynamique devient négatif, le système tend vers un état d'équilibre monophasique en condensant la vapeur. Le taux de production de vapeur est donc négatif (Eq. 7.33).

L'augmentation de la vitesse axiale dans le tube (figure 8.18a) est plus marquée que pour le cas monophasique C8G2P26W16Te19.84. Elle résulte de la diminution de la masse volumique du fluide par échauffement mais surtout par la présence de vapeur. L'ordre de grandeur de l'intensité de la vitesse radiale reste également très faible devant celui de la vitesse axiale confirmant que la convection dans l'écoulement est essentiellement axiale.

On constate de façon générale que la contrainte pariétale prédite par le modèle est inférieure à celle prédite par la corrélation de Friedel (figure 8.21b), pour laquelle le titre massique est calculé à l'aide du modèle de Levy. Ce comportement du modèle est lié à la structure de la résistance mécanique imposée en paroi par le modèle de Sato original. Ce modèle impose une résistance mécanique monophasique importante en paroi conditionnée par la diffusivité moléculaire ν_L . Le facteur d'amortissement et le profil de diamètre de bulles $d_B(r)$ annulent la contribution turbulente dans cette zone, limitant ainsi les échanges de quantité de mouvement et donc le frottement.

Enfin, en ce qui concerne les profils de température liquide en sortie, on observe sur la figure 8.20b à cœur une stabilisation des mesures expérimentales à une valeur inférieure à la température de saturation ($T_{sat} = 86.83$ °C). Le profil calculé par le modèle ne reproduit pas cette tendance expérimentale et surestime nettement les mesures (écart de 1 à 6 °C à cœur). Deux raisons principales permettent d'expliquer ce comportement :

- La première est liée à la structure du modèle de turbulence thermique⁴ qui en l'état, n'est pas capable de capturer la rupture de la pente observée expérimentalement à mesure que l'on se rapproche de la saturation. Ces commentaires ont déjà été formulés au chapitre 5 et ont conduit à proposer un modèle à deux zones qui sera testé à la section suivante.

4. Nous rappelons que le modèle de turbulence thermique retenu est adapté du modèle initialement proposé par Sato et Sekoguchi (1975) - modification de $d_B(r)$ et suppression de $A(r)$.

- La deuxième raison peut être liée au couplage des grandeurs entre elles. La surestimation de la température liquide peut provenir d'une sous-estimation du titre massique, ces deux grandeurs étant liées par la relation suivante :

$$\frac{\overline{L}}{h_L} = \frac{h_m - xH_{G,sat}}{1 - x}. \quad (8.1)$$

Les tests de sensibilité réalisés au paragraphe suivant montrent que le titre massique de vapeur dépend directement du temps de relaxation θ estimé.

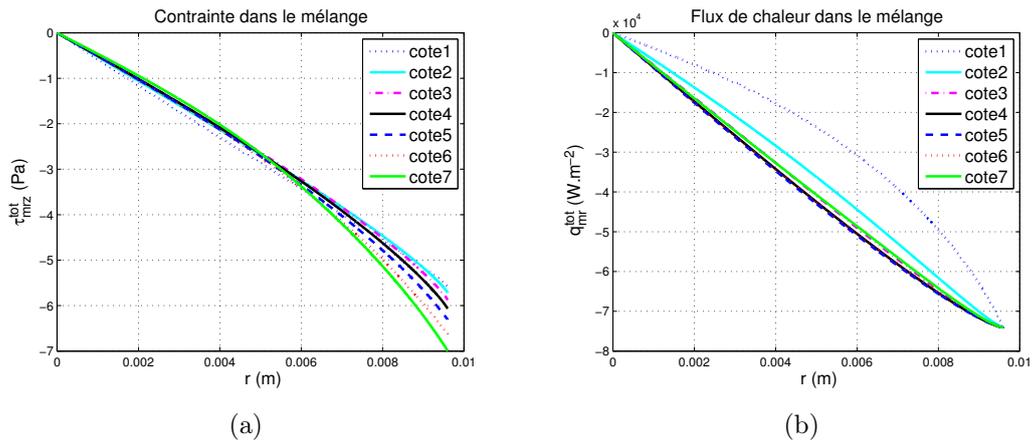


FIGURE 8.16 – Essai C8G2P26W16Te66.6. Evolution axiale des profils radiaux calculés. (a) Contrainte totale dans le mélange. (b) Flux total de chaleur dans le mélange.

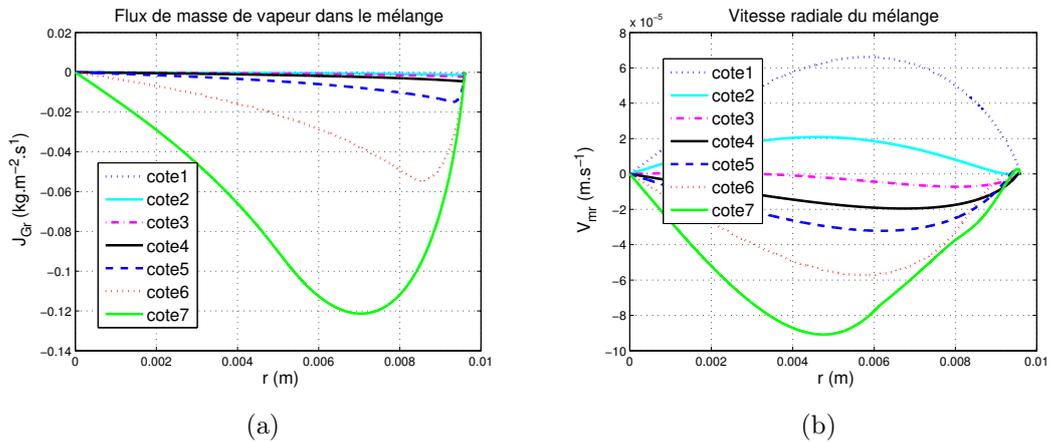


FIGURE 8.17 – Essai C8G2P26W16Te66.6. Evolution axiale des profils radiaux calculés. (a) Flux de masse vapeur dans le mélange. (b) Vitesse radiale du mélange.

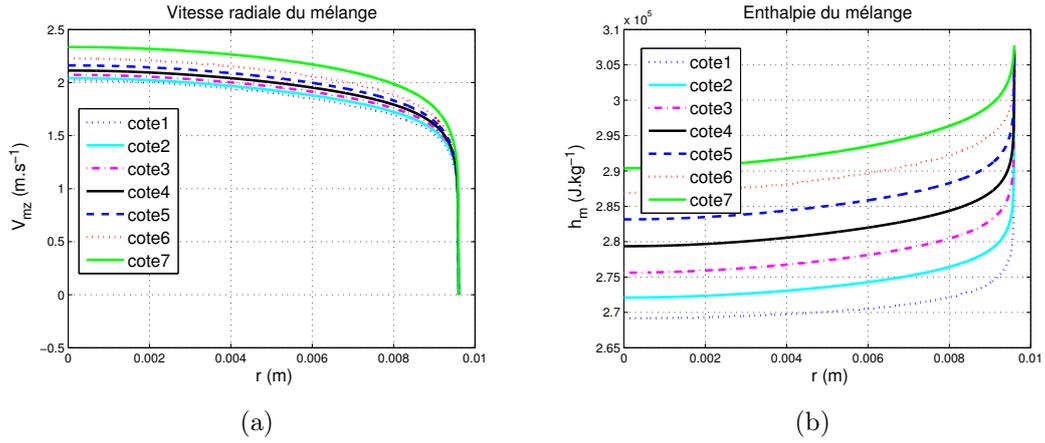


FIGURE 8.18 – Essai C8G2P26W16Te66.6. Evolution axiale des profils radiaux calculés. (a) Vitesse axiale du mélange. (b) Enthalpie du mélange.

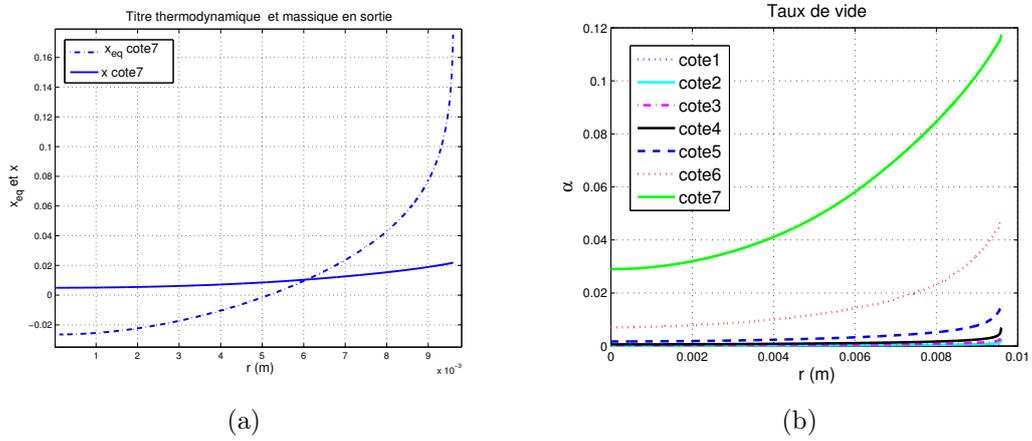


FIGURE 8.19 – Essai C8G2P26W16Te66.6. (a) Profils radiaux de titre massique et de titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube. (b) Evolution axiale du profil de taux de vide.

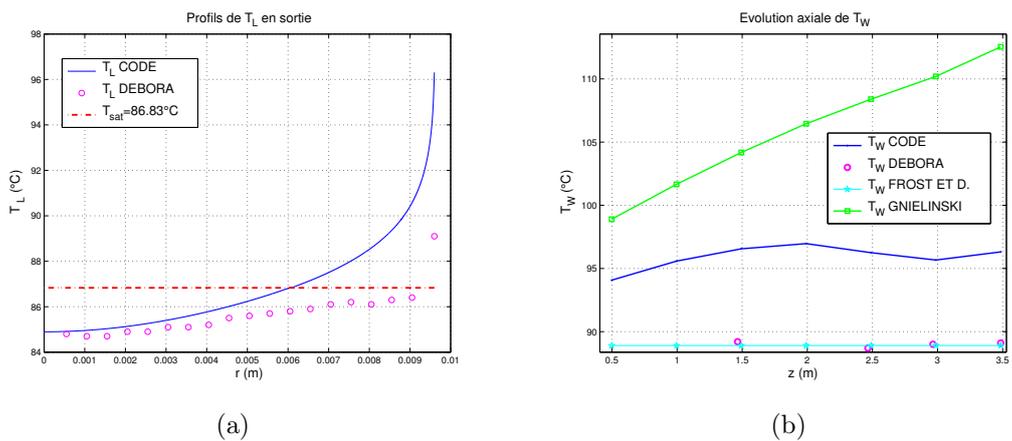


FIGURE 8.20 – Essai C8G2P26W16Te66.6. (a) Profil de température liquide en sortie (calcul/expérience). (b) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/corrélations/expérience).

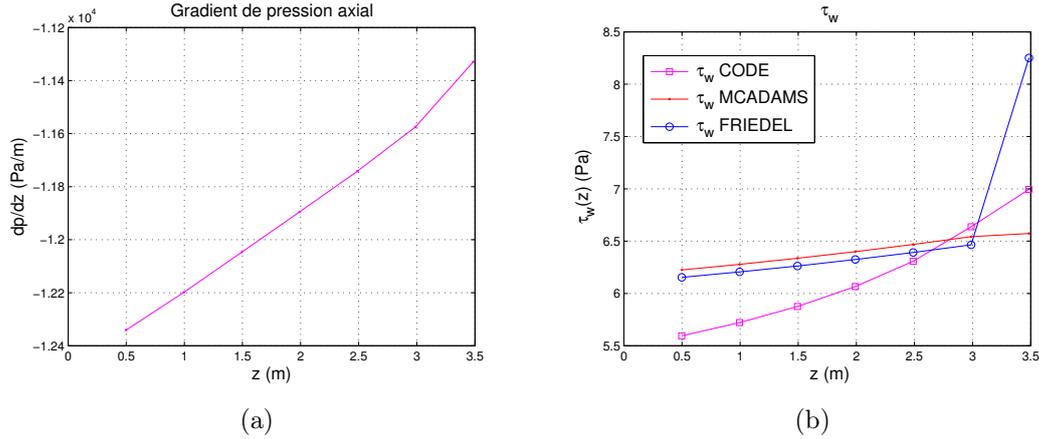


FIGURE 8.21 – Essai C8G2P26W16Te66.6. (a) Evolution axiale du gradient de pression. (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélations).

Résultats restreints - Essai diphasique C30G2P26W16Te70.59 - $X_{eq} = 0.065$

Pour ce dernier essai la température d'entrée est de 70.59°C et l'écoulement est saturé en sortie de tube. Des commentaires similaires à ceux formulés pour l'essai précédent peuvent être faits, notamment concernant les écarts observés entre la contrainte de frottement calculée par le modèle et celle calculée par la corrélation de Friedel (figure 8.23b). L'accord entre le profil de vitesse de mélange calculé et celui déduit des mesures de vitesse de gaz (figure 8.22b) est moins bon que pour les deux essais C30G2P26W16Te64.6 et C30G2P26W16Te66.6.

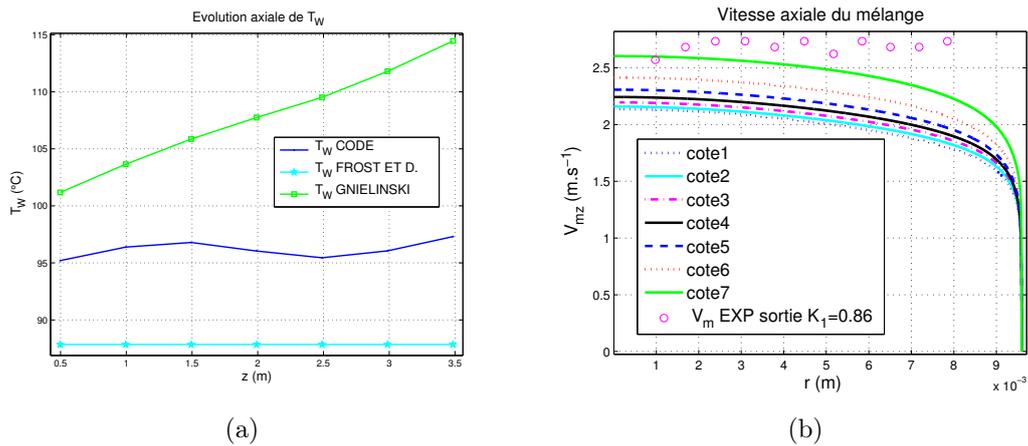


FIGURE 8.22 – Essai C30G2P26W16Te70.59. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/corrélations). (b) Evolution axiale du profil de vitesse axiale du mélange (calcul/expérience).

Comme cela a déjà été évoqué dans la première partie de cette étude, l'origine de ces écarts sur la contrainte et sur la vitesse peut être imputable au modèle de

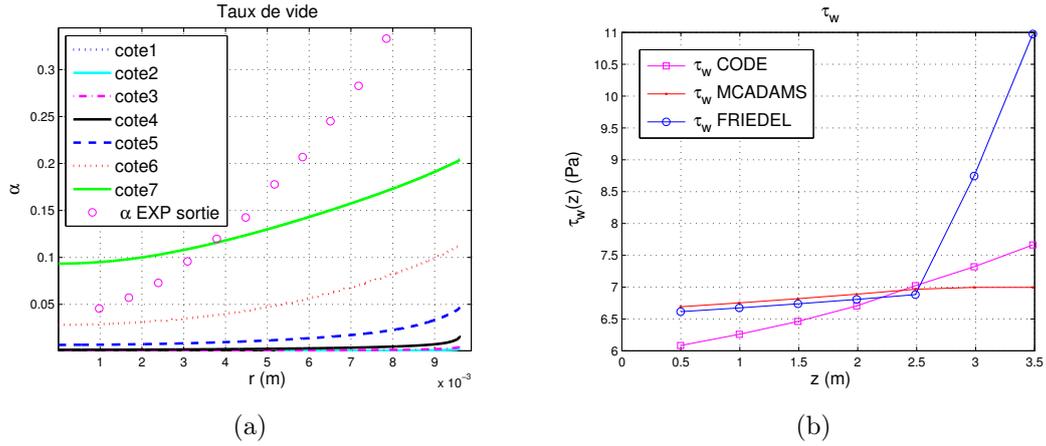


FIGURE 8.23 – Essai C30G2P26W16Te70.59. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide (calcul/expérience). (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

diffusivité turbulente mécanique de Sato et Sekoguchi (1975) mais en l'absence de mesures détaillées de vitesse en proche paroi, cette question ne peut être tranchée.

Enfin, la valeur moyenne du taux de vide prédite semble se rapprocher de celle mesurée (figure 8.23a), bien que la forme du profil ne soit pas reproduite.

Le tableau 8.2 résume les résultats obtenus en sortie de conduite pour chacun des essais qui vient d'être analysé.

En comparant l'enthalpie moyenne débitante du mélange calculée par le modèle en sortie avec celle déduite du bilan thermique 1D, on constate un écart relatif inférieur à 0.05%.

L'écart entre la contrainte prédite en sortie et celle calculée par la corrélation de Friedel est également satisfaisant (conforme aux observations de la première partie, tout en demeurant inférieur à 25% qui est l'incertitude annoncée de la corrélation).

En revanche, la valeur maximale de taux de vide⁵ calculée par le modèle est largement sous-estimée.

Enfin, on note également une surestimation de la température de paroi, de l'ordre de 10 °C en sortie. Une étude de sensibilité sera présentée au paragraphe suivant afin de rechercher les raisons pouvant expliquer ce comportement.

5. Le maximum de taux de vide se situe au voisinage de la paroi chauffante.

Cas	H_m Modèle. (J/kg)	H_{m-1D} Bilan (J/kg)	τ_w Mod. (Pa)	τ_w Frid. (Pa)	T_W Mod. (°C)	T_W Exp. (°C)	α_{max} Mod. 10^{-2}	α_{max} Exp. 10^{-2}
C8G2P14W16Te19.84	246354	246395	5.47	5.99	78.37	75.7	≈ 0	-
C8G2P14W16e39.92	265907	265953	5.60	6.19	93.40	88.2	0.094	-
C8G2P14W16Te49.72	276014	276053	5.85	6.32	97.59	88.8	0.351	-
C8G2P14W16Te61.5	288732	288767	6.49	6.51	100.90	89.1	0.665	-
C30G2P14W16Te64.6	291443	291463	7.07	6.89	96.47	-	3.730	14
C30G2P14W16Te66.59	293697	293721	7.31	8.06	96.05	-	8.670	21
C8G2P14W16Te66.6	294559	294586	7.00	8.85	96.31	89.1	12.000	-
C30G2P14W16Te70.59	298250	298287	7.66	10.97	97.31	-	20.000	33

TABLE 8.2 – Résultats du modèle en sortie de tube - G2P26W16. Enthalpie débitante du mélange, contrainte de frottement pariétal, température de paroi et taux de vide maximum. Comparaison avec le bilan 1D, la contrainte de Friedel, la température de paroi et le taux de vide mesuré.

Étude de sensibilité

On présente dans cette partie, les résultats d'une analyse de sensibilité aux paramètres principaux du modèle :

- le temps de relaxation θ ,
- les échelles de turbulence \widehat{d}_B , \widehat{U}_B et u^* .

Tests de sensibilité au temps de relaxation θ

On choisit pour cette étude de raisonner sur l'essai C30G2P26W16Te66.59, qui présente un titre thermodynamique à l'équilibre en sortie ($X_{eq} = 0.012$) proche de l'essai C8G2P26W16Te66.6 ($X_{eq} = 0.022$) et qui est détaillé à la section précédente⁶. On fait donc varier le temps de relaxation θ . Les résultats⁷ sont présentés sur les figures 8.24 et 8.25, ainsi que dans le tableau 8.3.

Par itérations successives, on ajuste le temps de relaxation θ , de façon à minimiser l'écart quadratique moyen entre le profil de taux de vide calculé et celui mesuré. Pour l'essai C30G2P26W16Te66.59, il faut ainsi réduire le temps de relaxation de 0.58 s à 0.11 s, les autres paramètres restant inchangés.

On réalise également un deuxième test en imposant un temps de relaxation très grand ($\theta = 1000$ s). Ce test constitue un cas limite pour lequel on devrait calculer un

6. On rappelle que l'essai C8G2P26W16Te66.6 ne comporte pas de mesures granulométriques. On s'intéresse donc à un essai de la campagne C3000 très proche en terme de conditions thermohydrauliques pour lequel le taux de vide et la vitesse gaz ont été mesurés.

7. Variables calculées en sortie de tube.

écoulement monophasique surchauffé.

Cas	θ (s)	τ_w Modèle (Pa)	τ_w Friedel (Pa)	T_W Modèle (°C)	T_W Exp. (°C)	α_{max} Modèle	α_{max} Exp.
C30G2P26W16Te66.59	0.58	7.31	8.06	96.05	-	$8.67 \cdot 10^{-2}$	0.21
C30G2P26W16Te66.59	0.11	7.44	8.06	94.32	-	0.24	0.21
C30G2P26W16Te66.59	1000	6.98	8.06	110.50	-	$7.7 \cdot 10^{-5}$	0.21

TABLE 8.3 – Analyse de sensibilité au temps de relaxation θ . Variables calculées en sortie de tube.

Lorsque l'on réduit le temps de relaxation de 0.58 à 0.11 s, on observe que la valeur moyenne du taux de vide double en sortie de tube (figure 8.24a), on note également que la température de paroi diminue de 2 à 4 °C sur l'ensemble de la conduite (figure 8.25b). On peut supposer que l'augmentation du taux de vide, notamment en paroi, augmente la contribution turbulente due aux bulles ε'' , ce qui par conséquent augmente le transfert de chaleur de la paroi vers le centre de l'écoulement et tend à diminuer la température de paroi. L'impact de ce changement du temps de relaxation sur le profil de température liquide à cœur est faible. Il est plus significatif sur le profil de vitesse axiale (augmentation de 0.1 m/s en proche paroi). Pour une vitesse massique uniforme, cette augmentation est liée à la chute de la masse volumique engendrée par l'augmentation du taux de vide dans cette zone.

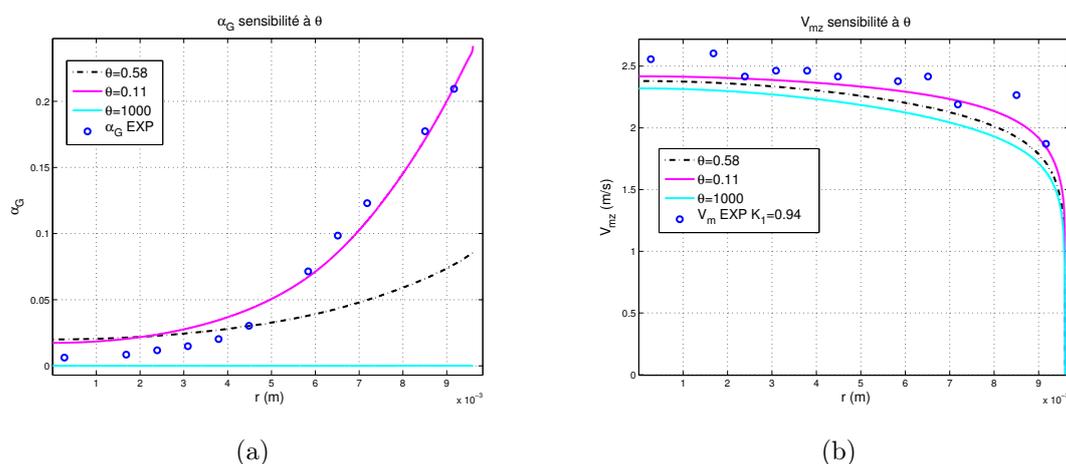


FIGURE 8.24 – Sensibilité à θ - C30G2P26W16Te66.59. Profils calculés en sortie en fonction de θ imposé. (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale du mélange.

Pour un temps de relaxation imposé très grand, on observe que le taux de vide calculé est nul (figure 8.24a), le profil axial de température de paroi présente une évolution linéaire caractéristique des profils monophasiques (figure 8.25b). On retrouve

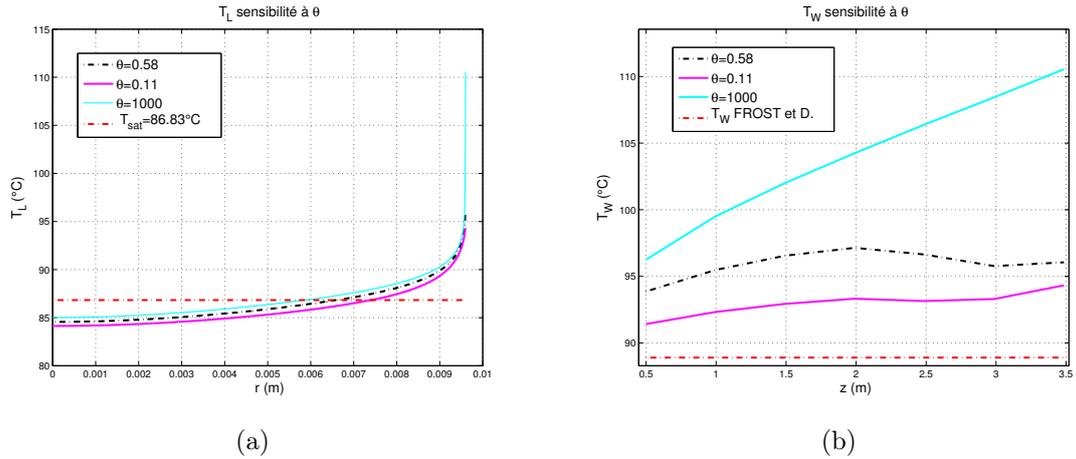


FIGURE 8.25 – Sensibilité à θ - C30G2P26W16Te66.59. Profils calculés en fonction de θ imposé. (a) Température liquide en sortie. (b) Evolution axiale de la température de paroi.

une surestimation de la température de paroi de plus de 20 °C en sortie de tube, ce qui avait été observée dans la première partie de ce travail en utilisant le modèle de diffusivité thermique turbulente original de Sato et Sekoguchi (1975) pour la diffusivité turbulente thermique. La contribution turbulente due à la présence des bulles devient nulle, imposant ainsi en paroi une résistance thermique importante d'origine purement moléculaire. Comme le temps de retour à l'équilibre thermodynamique est très grand devant le temps de transit⁸ du fluide dans le tube, le liquide reste surchauffé et la production de vapeur ne s'amorce pas. En revanche, si on fait tendre le temps de relaxation vers zéro pour un essai au titre thermodynamique local positif partout dans la conduite, on doit observer par construction du modèle HRM, un aplatissement des profils de température liquide vers la température de saturation qui constitue l'état d'équilibre du fluide. La robustesse du code numérique mis en œuvre ne permettant pas de réduire à zéro le temps de relaxation du modèle, cette tendance a simplement pu être vérifiée en diminuant progressivement le temps de relaxation autant que possible.

En conclusion, on constate que le temps de relaxation influence directement et essentiellement le profil de taux de vide par le biais du terme de production de vapeur Γ_G . Ce taux de vide conditionne ensuite le transfert turbulent et impacte donc le calcul de la température de paroi. Une diminution du temps de relaxation θ augmente donc le taux de vide et tend à diminuer la température de paroi. Le profil de température liquide à cœur apparaît en revanche peu dépendant de ce paramètre.

8. Le temps de transit du fluide dans le tube est le temps que met une particule de fluide à traverser tout le tube. On a $t_{transit} \approx \frac{L}{\langle V_{mz} \rangle_2}$, où $t_{transit}$ est le temps de transit, L la longueur du tube et $\langle V_{mz} \rangle_2$ la vitesse axiale moyenne du fluide.

Tests de sensibilité aux échelles turbulentes diphasiques \widehat{d}_B et \widehat{U}_B

Compte tenu du rôle symétrique joué par \widehat{d}_B et \widehat{U}_B dans l'expression de ε''_{TL} retenue dans le modèle de Sato modifié (système de fermeture 7.58), on réalisera l'étude de sensibilité sur le seul paramètre \widehat{d}_B .

On a réalisé un test sur l'essai C8G2P26W16Te61.5 qui présente un titre thermodynamique à l'équilibre relativement faible ($X_{eq} = -0.045$) ainsi que sur un essai au titre thermodynamique important C8G2P26W16Te70.59 ($X_{eq} = 0.069$).

Pour l'essai C8G2P26W16Te61.5 on fait uniquement varier le diamètre moyen des bulles. On l'augmente arbitrairement d'un facteur 4 (de $147 \mu\text{m}$ à $600 \mu\text{m}$). Les résultats calculés en sortie de tube sont rassemblés dans le tableau 8.4 et présentés sur les figures 8.26 et 8.27.

On observe que la modification de ce paramètre a un impact très faible sur les profils de taux de vide, de vitesse gaz, de température liquide à cœur et sur la contrainte de frottement pariétal. Seule la température de paroi semble affectée.

Cas	\widehat{d}_B (μm)	τ_w Modèle (Pa)	τ_w Friedel (Pa)	T_W Modèle ($^{\circ}\text{C}$)	T_W Exp. ($^{\circ}\text{C}$)	α_{max} Modèle	α_{max} Exp.
C8G2P26W16Te61.5	147	6.49	6.51	100.90	89.1	$6.65 \cdot 10^{-3}$	-
C8G2P26W16Te61.5	600	6.51	6.51	96.30	89.1	$6.11 \cdot 10^{-3}$	-

TABLE 8.4 – Résultats du test de sensibilité à la valeur du diamètre de bulles sur \widehat{d}_B en sortie de tube - C8G2P26W16Te61.5.

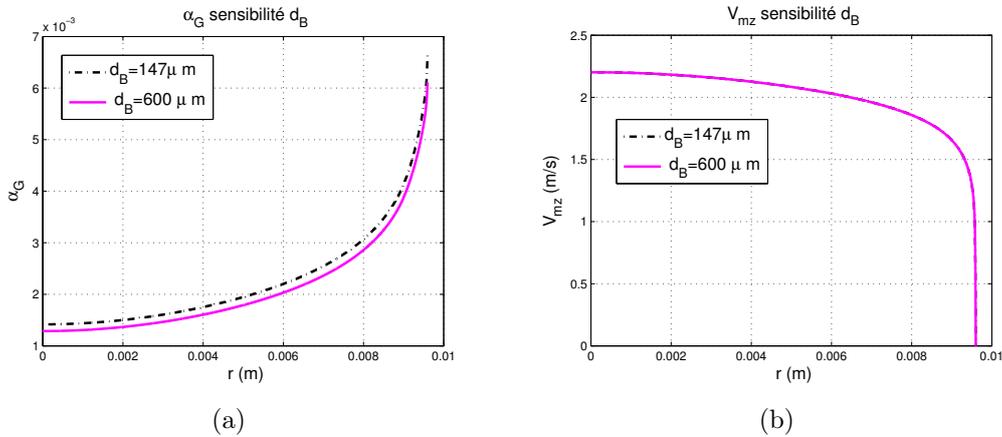


FIGURE 8.26 – Essai C8G2P26W16Te61.50. Profils en sortie obtenus en fonction de \widehat{d}_B . (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale.

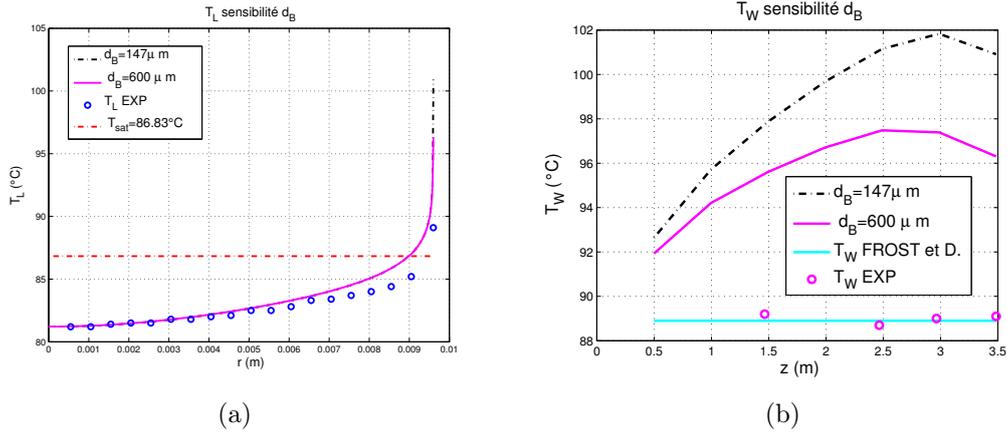


FIGURE 8.27 – Essai C8G2P26W16Te61.50. Profils obtenus en fonction de \widehat{d}_B . (a) Température liquide en sortie. (b) Evolution axiale de la température de paroi (calculs/expérience).

La figure 8.27b montre l'évolution axiale de la température de paroi pour cet essai, selon la valeur du diamètre moyen de bulles retenu. On observe qu'une multiplication de \widehat{d}_B par 4 entraîne une diminution de la température de paroi de l'ordre de 4°C.

Tout se passe comme si une augmentation du diamètre de bulles améliore le transfert de chaleur de la paroi vers le centre de l'écoulement en augmentant la contribution du transfert turbulent.

Pour l'essai C30G2P26W16Te70.59, bien que le titre thermodynamique et le taux de vide soient supérieurs à ceux de l'essai C8G2P26W16Te61.50, on observe que l'impact de l'augmentation de l'échelle turbulente \widehat{d}_B (facteur 4) sur le profil de taux de vide, de vitesse du mélange et de température liquide à cœur est quasi-négligeable (figures 8.28a, b et 8.29a). La seule variable impactée est la température de paroi (figure 8.29b) qui chute dans tout le tube d'environ 3 à 4 °C.

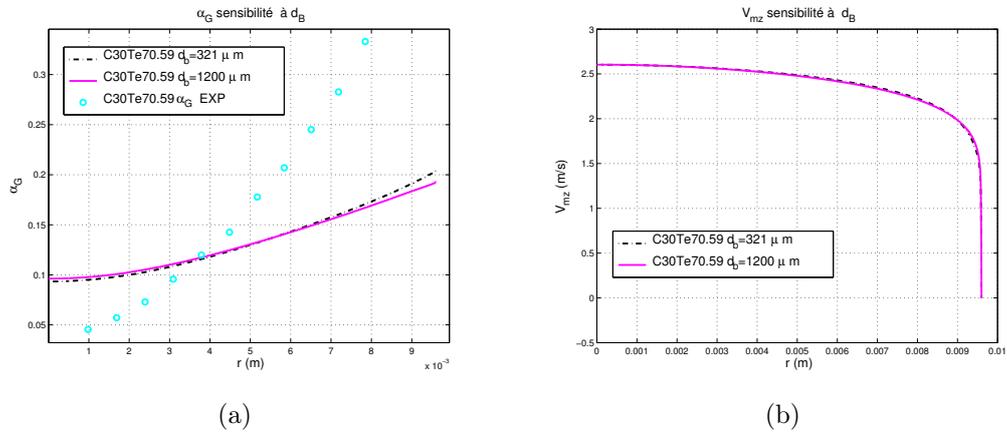


FIGURE 8.28 – Essai C30G2P26W16Te70.59. Profils obtenus en sortie en fonction de \widehat{d}_B . (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale.

Cas	θ	\widehat{U}_B	\widehat{d}_B	T_W Modèle	T_W Exp.
	(s)	(m/s)	(μ m)	($^{\circ}$ C)	($^{\circ}$ C)
C30G2P26W16Te70.59	0.50	$4.40 \cdot 10^{-2}$	321	97.31	-
C30G2P26W16Te70.59	0.50	$4.40 \cdot 10^{-2}$	1200	94.80	-

TABLE 8.5 – Résultats du test de sensibilité à la valeur du diamètre de bulles sur \widehat{d}_B en sortie de tube - C30G2P26W16Te70.59.

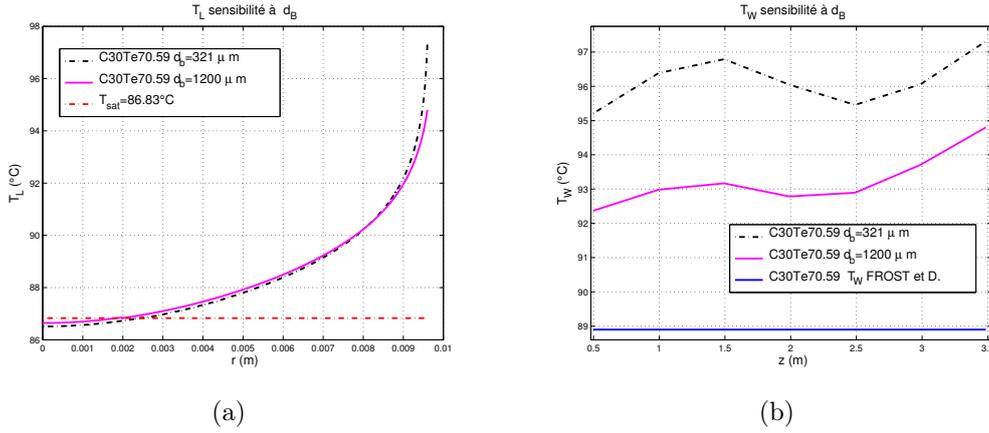


FIGURE 8.29 – Essai C30G2P26W16Te70.59. Profils obtenus en fonction de \widehat{d}_B . (a) Température liquide en sortie. (b) Evolution axiale de la température de paroi.

En conclusion, on observe que les échelles turbulentes diphasiques influent en priorité sur le calcul de la température de paroi. Une augmentation de \widehat{d}_B (ou \widehat{U}_B) entraîne une réduction de la température de paroi car la diffusivité thermique croît avec ces échelles dans la modélisation adoptée.

Tests de sensibilité à l'échelle turbulente monophasique u^*

Un test de sensibilité a également été réalisé vis-à-vis de l'échelle de vitesse de frottement u^* , terme qui apparaît dans les expressions de la composante due au cisaillement de la diffusivité turbulente ε' et du facteur d'amortissement $A(r)$ de Van Driest (1956).

Nous rappelons (section 7.1.4) que cette échelle est évaluée à chaque cote axiale, à partir de la corrélation de McAdams (1954), les propriétés thermophysiques et de transport étant calculées pour l'enthalpie moyenne⁹ du liquide à la cote considérée.

On s'intéresse dans un premier temps à l'**essai monophasique** C8G2P26W16Te19.84. La figure 8.30 présente les températures de paroi calculées pour différentes valeurs de

9. Enthalpie moyennée sur la section.

la vitesse de frottement monophasique u^* :

- vitesse de frottement u^* uniforme et égale à sa valeur à l'entrée du tube
 $u^* = 6.7 \cdot 10^{-2}$ m/s (pour comparaison, $u^* = 7 \cdot 10^{-2}$ m/s en sortie de tube),
- vitesse de frottement u^* uniforme et égale à une valeur arbitrairement fixée à
 $u^* = 5.7 \cdot 10^{-2}$ m/s (cette variation correspond à diviser par un facteur 1.5 la
 contrainte pariétale associé à $u^* = 6.7 \cdot 10^{-2}$ m/s).

On a également porté sur cette figure les températures de paroi mesurées ainsi que les résultats fournis par la corrélation de Gnielinski (1976).

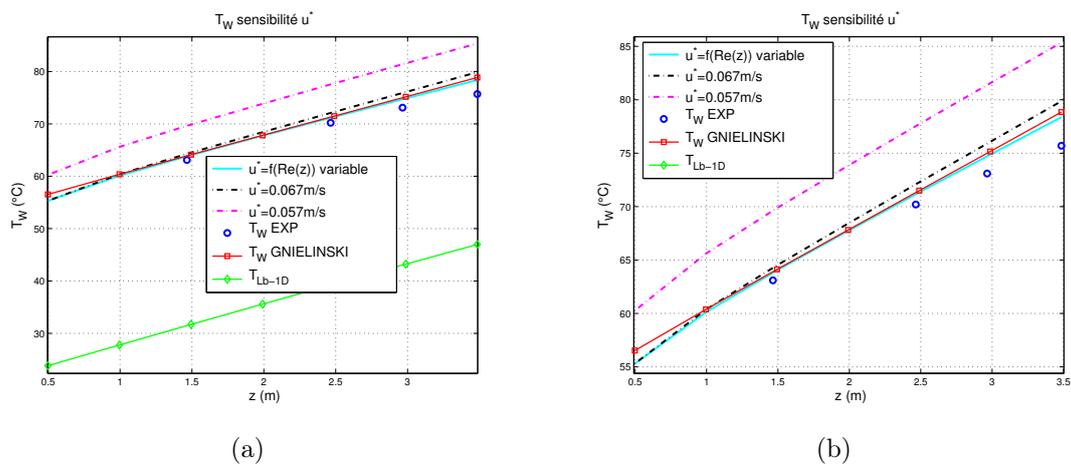


FIGURE 8.30 – Essai monophasique C30G2P26W16Te19.84. Evolution axiale de la température de paroi dans le tube en fonction de la vitesse de frottement imposée u^* (calcul/corrélation/expérience). (a) Comparaison à la température moyenne du liquide évaluée par bilan 1D. (b) Températures de paroi.

On observe que l'accord entre le calcul et les mesures est meilleur lorsque l'on prend en compte l'évolution de la vitesse de frottement u^* avec les propriétés de transport (courbe bleu cyan). Ce résultat souligne l'importance et la nécessité de tenir compte de l'évolution des propriétés physiques du fluide dans le tube.

On note également qu'une variation relative d'environ 10% de cette échelle conduit à une surestimation de la température de la paroi pouvant aller jusqu'à 10°C. Il s'avère donc qu'en écoulement monophasique, ce paramètre est très sensible sur la détermination de la température de paroi.

On réalise une étude similaire pour l'essai C8G2P26W16Te61.5 ($X_{eq-sortie} = -0.045$) qui correspond à **un essai bouillant**. Les figures 8.31 et 8.32 présentent les résultats obtenus pour différentes valeurs de la vitesse de frottement monophasique u^* :

- vitesse de frottement u^* uniforme et égale à sa valeur à l'entrée du tube
 $u^* = 7.3 \cdot 10^{-2}$ m/s (pour comparaison, $u^* = 8 \cdot 10^{-2}$ m/s en sortie de tube),
- vitesse de frottement u^* uniforme et égale à une valeur arbitrairement fixée à

$u^* = 9.3 \cdot 10^{-2}$ m/s (cette variation correspond à multiplier par un facteur 1.5 la contrainte pariétale associé à $u^* = 7.3 \cdot 10^{-2}$ m/s).

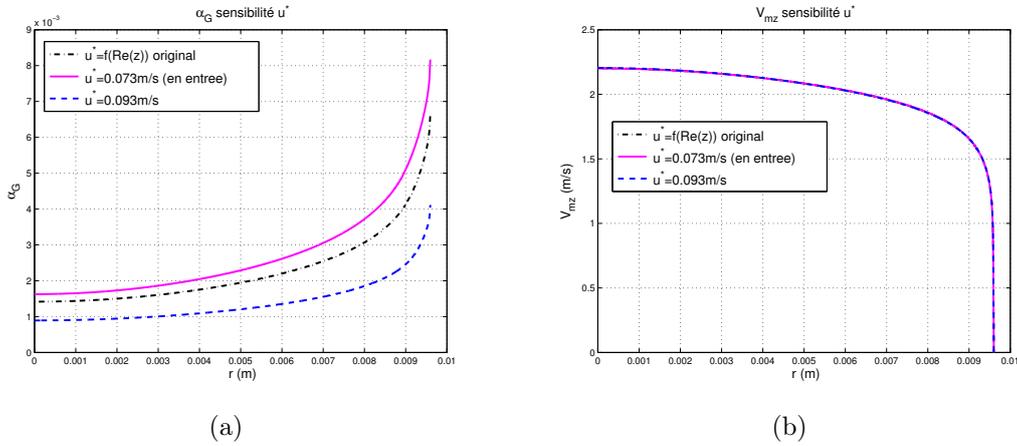


FIGURE 8.31 – Essai C8G2P26W16Te61.50. Profils obtenus en sortie de tube en fonction de u^* . (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale.

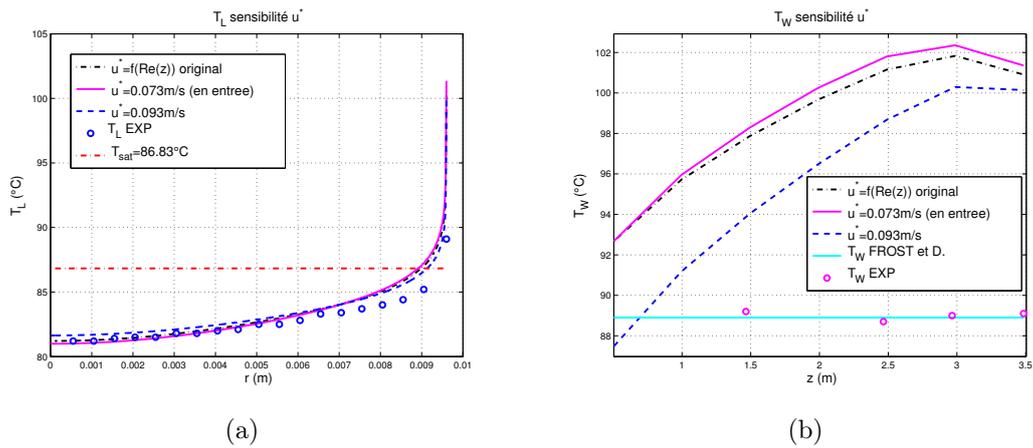


FIGURE 8.32 – Essai C8G2P26W16Te61.50. Profils obtenus en fonction de u^* . (a) Température liquide en sortie. (b) Evolution axiale de la température de paroi.

On observe que les profils de vitesse de mélange, de température liquide à cœur et de taux de vide semblent peu influencés par ce paramètre.

La température de paroi reste le paramètre le plus sensible à la vitesse de frottement u^* (figure 8.32b). On constate cependant, que cette sensibilité est moindre qu'en écoulement monophasique. Ce comportement s'explique en diphasique par la prépondérance du terme ε''_{TL} devant le terme¹⁰ ε'_{TL} dans la loi de diffusivité thermique en zone de proche paroi réduisant ainsi l'impact de u^* .

10. Dans lequel intervient u^* .

Un complément d'analyse concernant le rôle et l'importance des différentes contributions de la diffusivité turbulente en thermique et en mécanique sera présenté à la section suivante pour mieux en comprendre les rôles respectifs.

En conclusion, il s'avère que le calcul de la température de paroi est très sensible au calcul de l'échelle caractéristique de vitesse de frottement u^* . Cette sensibilité est plus importante pour un écoulement monophasique qu'un écoulement diphasique car dans ce premier cas, la contribution turbulente liquide ε' est prépondérante dans la loi de diffusivité turbulente thermique.

On retiendra que, comme pour les échelles turbulentes diphasiques, une augmentation de la vitesse de frottement conduit à une diminution de la température de paroi et qu'une prise en compte de l'évolution de cette échelle en fonction des propriétés thermophysiques est préférable pour un calcul correct de la température pariétale.

Complément d'analyse sur les profils de diffusivités turbulentes

Nous avons tracé sur les figures 8.33 et 8.34, les différentes contributions des diffusivités turbulentes thermiques et mécaniques pour l'essai monophasique C8G2P26W16Te19.84 et l'essai diphasique C8G2P26W16Te66.6 déjà largement détaillé dans ce chapitre.

On rappelle l'expression de la composante monophasique des diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'enthalpie :

$$\varepsilon'_{ML}(r) = \varepsilon'_{TL}(r) = \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 \frac{k_1 R}{6} u^* \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \left[1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (8.2)$$

Ainsi que les expressions de la composante diphasique des diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'enthalpie, ε''_{ML} et ε''_{TL} respectivement données par :

$$\text{pour la quantité de mouvement} \quad \varepsilon''_{ML} = k_2 \alpha_G(r) \left[1 - \exp \left[-\frac{(R-r)}{B\nu_L} u^* \right] \right]^2 \frac{d_B(r)}{2} \widehat{U}_B,$$

$$\text{pour l'enthalpie} \quad \varepsilon''_{TL} = k_2 \alpha_G(r) \frac{\widehat{d}_B}{2} \widehat{U}_B, \quad (8.3)$$

où $d_B(r)$ est la distribution de taille de bulles donnée par Sato et Sadatomi (1981) (Eq. 2.91).

Essai monophasique C8G2P26W16Te19.84

Pour l'essai monophasique C8G2P26W16Te19.84, la contribution de la diffusivité turbulente due à la présence des bulles est nulle car le taux de vide est nul. On a donc uniquement tracé sur la figure 8.33a la conductivité turbulente thermique dans le liquide (Eq. 8.2 multipliée par $\rho_L c_{pL}$), en fonction de la distance à la paroi adimensionnalisée y^+ (Eq. 2.86) en sortie de tube, ainsi que la valeur de la conductivité thermique moléculaire du liquide¹¹ λ_L en sortie de tube.

La figure 8.33b est un agrandissement de la figure 8.33a focalisé sur la zone de proche paroi. On remarque que pour une distance supérieure à 10 μm de la paroi ($y^+ = 6$), le terme $c_{pL} \rho_L \varepsilon'_{TL}$ devient supérieur à la conductivité thermique moléculaire liquide ($\lambda_L \approx 6.10^{-2} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Il n'est donc pas surprenant qu'une modification

11. La conductivité thermique du liquide est calculée à la température moyenne du liquide évaluée par bilan thermique 1D.

de la valeur de l'échelle turbulente u^* dans ce terme ait une influence sensible sur la température liquide dans cette zone et donc, qu'elle impacte directement la température calculée en paroi .

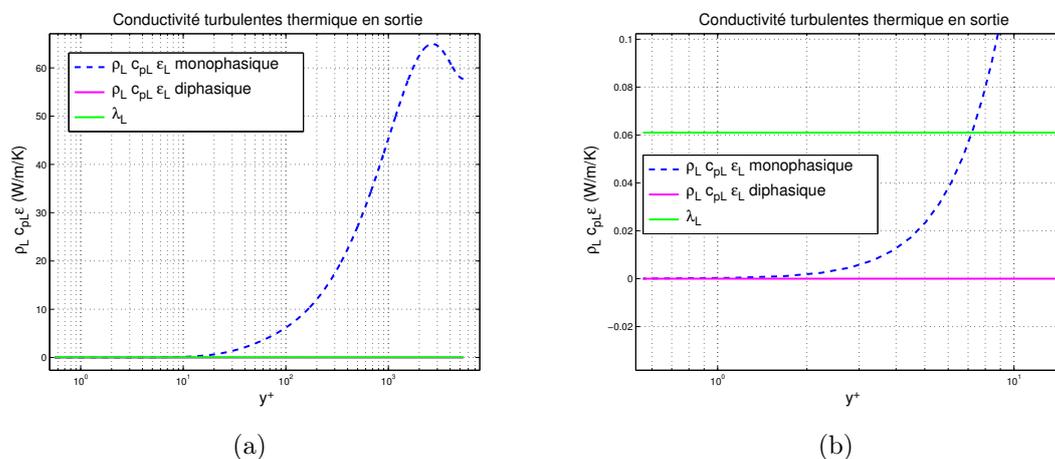


FIGURE 8.33 – Essai monophasique C8G2P26W16Te19.84. (a) Profils de conductivités turbulentes et moléculaires dans le liquide - ($\rho_L c_{pL} \varepsilon'$ et λ_L). (b) Zone de proche paroi.

Essai diphasique C8G2P26W16Te66.6

On a tracé sur la figure 8.34a les composantes monophasiques et diphasiques de diffusivité turbulente de quantité de mouvement et la diffusivité moléculaire. On constate, que même pour cet essai bouillant ($\varepsilon''_{TL} > 0$), la contribution de la diffusivité turbulente dans le liquide reste prépondérante devant la contribution turbulente due à la présence des bulles sur l'ensemble de la conduite. Pour cette dernière, on observe nettement le raccordement brutal à zéro à $20 \mu\text{m}$ de la paroi ($y^+ = 20$) imposé par le profil de diamètre de bulles $d_B(r)$.

On observe également que les deux contributions de la diffusivité turbulente tendent vers zéro dans la zone de proche paroi à cause du facteur d'amortissement et de la loi de raccordement du diamètre. Il semble donc cohérent qu'une modification des échelles turbulentes monophasiques ou diphasiques impacte peu le profil de vitesse dans cette zone ainsi que la contrainte pariétale qui sont finalement pilotées uniquement par la diffusivité moléculaire.

Pour la thermique (figure 8.34b), on remarque que la contribution turbulente $\rho_L c_{pL} \varepsilon''_{TL}$ est prépondérante devant le terme turbulent d'origine monophasique et la conductivité moléculaire dans la zone de proche paroi ($y^+ < 30$). Il semble donc également cohérent que les échelles \widehat{d}_B , \widehat{U}_B ainsi que le profil radial de taux de vide impactent la température de paroi.

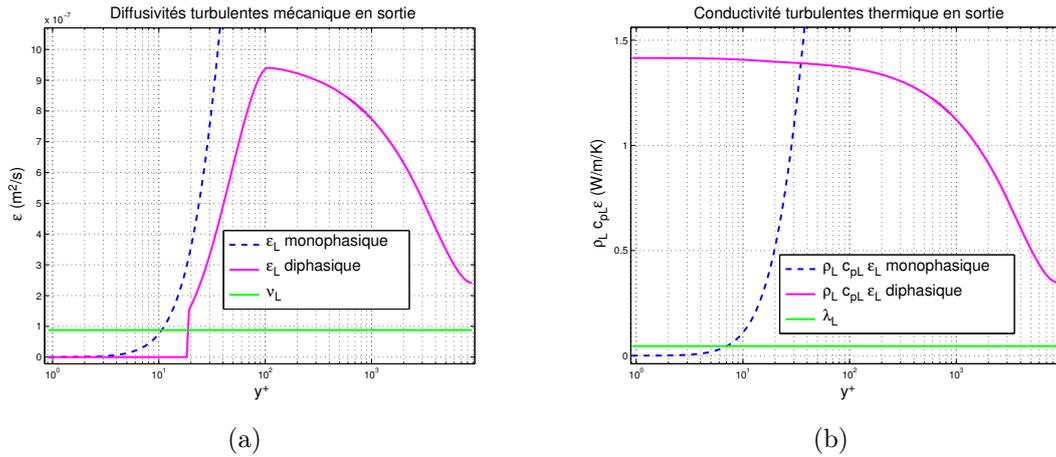


FIGURE 8.34 – Essai diphasique C8G2P26W16Te66.6. (a) Profils de diffusivités mécaniques turbulentes et moléculaires - (ε'_{ML} , ε''_{ML} et ν_L). (b) Profils de conductivités thermiques turbulentes et moléculaires - ($\rho_L c_{pL} \varepsilon'_{ML}$, $\rho_L c_{pL} \varepsilon''_{ML}$ et λ_L).

8.1.2 Série d'essais G2P14W16

Cette série présente des caractéristiques semblables à celles de la série précédente en flux et vitesse massique mais pour une pression plus faible (14 bar). On ne présentera que deux essais pour lesquels le titre thermodynamique à l'équilibre est important en sortie de tube¹² :

- l'essai C8G2P14W16Te33.37 ($X_{eq-sortie} = 0.0014$),
- l'essai C30G2P14W16Te41.15 ($X_{eq-sortie} = 0.0854$).

Pour le premier essai retenu C8G2P14W16Te33.37 on constatera que les résultats de la confrontation du modèle aux données seront sensiblement similaires pour cette pression plus faible (14 bar) à ceux obtenus pour la série précédente G2P26W16 à 26 bar. Cet essai sera ensuite analysé avec le modèle de turbulence thermique à deux zones dans la section suivante, afin de comparer directement les deux modèles¹³.

Le deuxième essai retenu présente quant à lui, un profil de taux de vide expérimental avec un maximum au centre de la conduite. Nous montrerons certaines limites du modèle et notamment son incapacité à reproduire ce type de profil.

12. Une série de tests a également été réalisée pour cette série d'essais à des titres plus faibles. Des résultats similaires à ceux obtenus pour la série d'essais à 26 bar ont été obtenus et ne seront donc pas présentés ici.

13. Le modèle thermique à une zone de Sato modifié et le modèle thermique à deux zones

Préliminaires

Les paramètres d'entrée du modèle sont rassemblés dans le tableau 8.10.

Cas	$X_{eq-sortie}$	θ (s)	\widehat{d}_B (μm)	\widehat{U}_B (m/s)	X_{Levy}	$\langle\alpha_G\rangle_{2,sortie}$
C8G2P14W16Te33.37	0.0014	0.64	315	$7.29 \cdot 10^{-2}$	$1.85 \cdot 10^{-2}$	0.21
C30G2P14W16Te41.15	0.0854	0.47	607	$2.45 \cdot 10^{-2}$	$8.90 \cdot 10^{-2}$	0.57

TABLE 8.6 – Série G2P14W16. Titre thermodynamique à l'équilibre en sortie. Paramètres d'entrée du modèle estimés de façon corrélative.

Résultats

Le tableau 8.7 rassemble les résultats fournis par le modèle pour ces deux essais.

On observe que le bilan thermique 1D est toujours satisfait avec une bonne précision (inférieure à 0.05%).

Cas	H_m Modèle (J/kg)	H_{m-1D} Bilan (J/kg)	τ_w Modèle (Pa)	τ_w Frid. (Pa)	T_W Modèle (°C)	T_W Exp. (°C)	α_{max} Modèle	α_{max} Exp.
C8G2P14 W16Te33.37	258630	258650	6.94	6.68	67.10	62	0.11	-
C30G2P14 W16Te41.15	268389	268406	7.41	16.59	74.40	-	0.45	0.62

TABLE 8.7 – Résultats du modèle en sortie de tube - G2P14W16.

Résultats restreints - Essai diphasique C8G2P14W16Te33.37 - $X_{eq} = 0.0014$

Dans le tableau 8.7, on constate que l'écart relatif entre la contrainte pariétale prédite par Friedel et celle calculée par le modèle est bon (écart de 4%) et la surestimation de la température de paroi est de 5°C.

Les profils des grandeurs d'intérêt associés à cet essai sont présentés sur les figures 8.35 et 8.36. On observe (figure 8.36a) l'apparition de taux de vide dès la première position axiale de calcul associée à une stabilisation de la température de paroi dans tout le tube similaire à la tendance expérimentale mais avec une surestimation de l'ordre de 5 °C. La forme du profil de température liquide mesuré et notamment l'évolution

du gradient dans la zone de proche paroi n'est pas capturée par le modèle qui, outre la surestimation globale des mesures, présente une forme trop incurvée (figure 8.35b).

Des résultats de calculs présentant des tendances similaires ont déjà été observés pour des essais de même titre thermodynamique de sortie mais à 26 bar.

Le modèle semble donc peu sensible aux conditions de pression imposées.

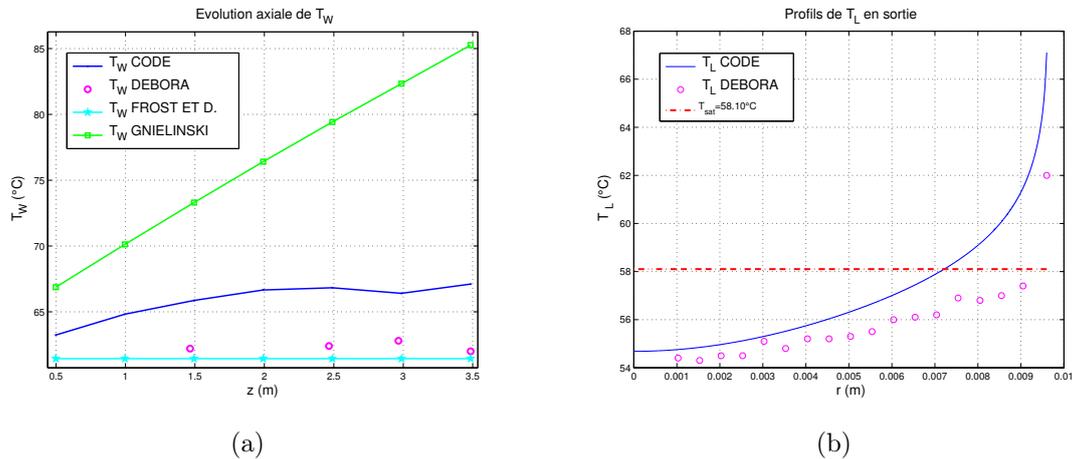


FIGURE 8.35 – Essai C8G2P14W16Te33.37. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/corrélations). (b) Profil de température liquide en sortie (calcul/expérience).

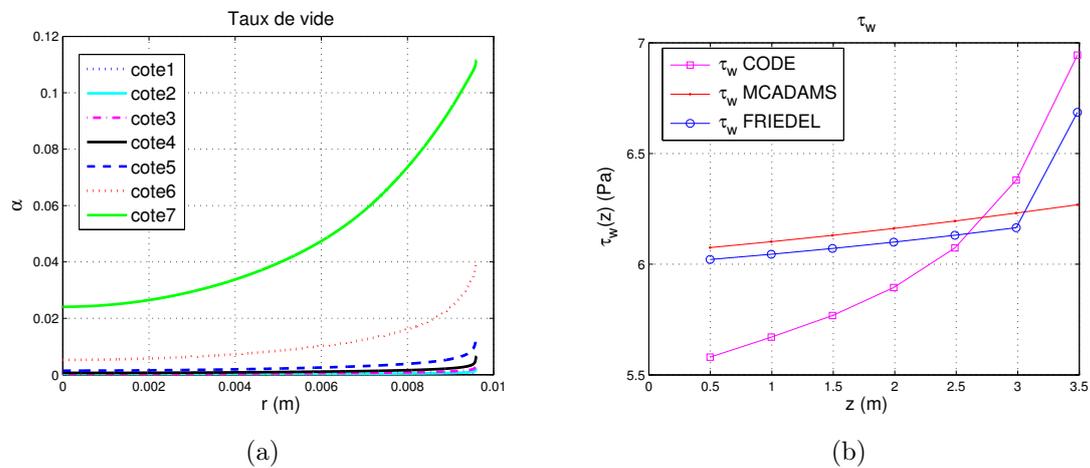


FIGURE 8.36 – Essai C8G2P14W16Te33.37. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide . (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

Résultats restreints - Essai diphasique C30G2P14W16Te41.15 - $X_{eq} = 0.0854$

Pour l'essai C30G2P14W16Te41.15 dont le titre thermodynamique à l'équilibre devient significatif ($X_{eq} = 0.0854$), les résultats prédits par le modèle sont qualitativement et quantitativement moins bons (figures 8.37 et 8.38).

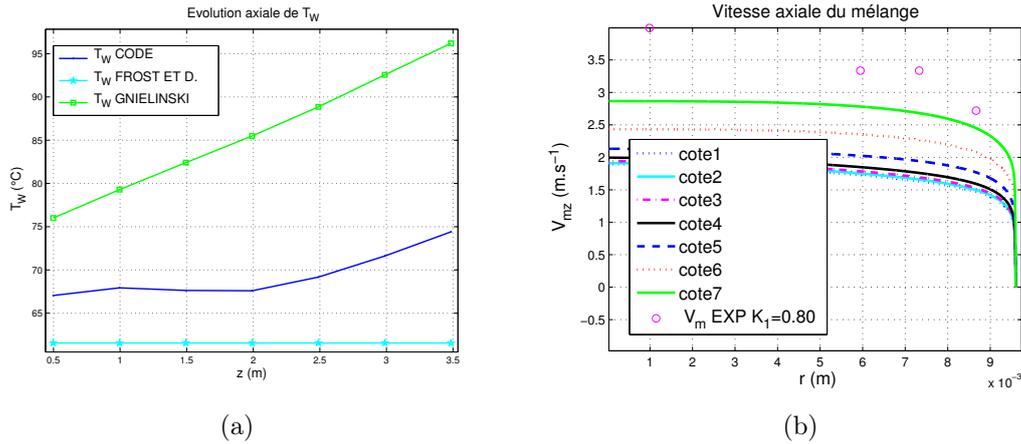


FIGURE 8.37 – Essai C8G2P14W16Te41.15. (a) Evolution axiale de la température de paroi (calcul/corrélations). (b) Evolution du profil de vitesse axiale (calcul/expérience).

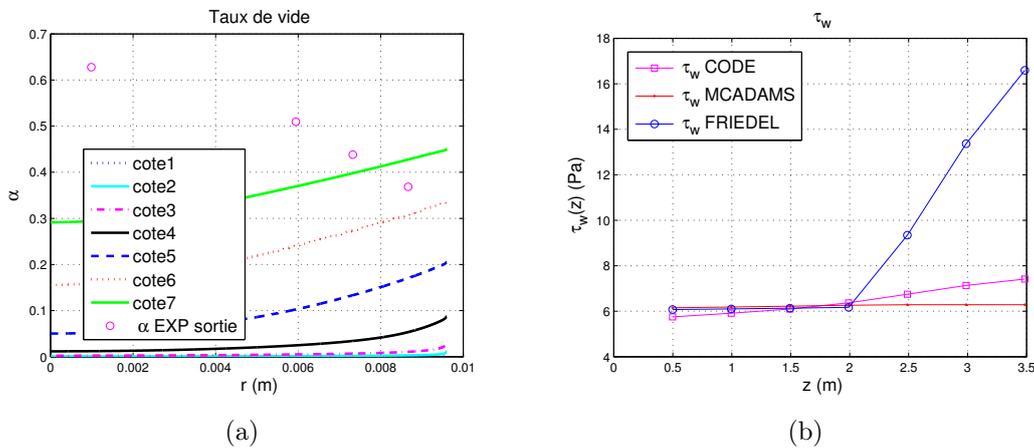


FIGURE 8.38 – Essai C8G2P14W16Te41.15. (a) Evolution axiale des profils de taux de vide (calcul/expérience). (b) Evolution axiale de la contrainte pariétale (calcul/corrélation).

Premièrement, on observe que l'accord entre la contrainte prédite par le modèle et celle prédite par la corrélation de Friedel se dégrade nettement (écart relatif $>50\%$, tableau 8.7). La corrélation prédit une augmentation significative du frottement avec l'augmentation du taux de vide moyen qui n'est pas reproduite par le modèle (figure 8.38b).

Deuxièmement, on observe (tableau 8.7 et figure 8.37a) que la température de paroi calculée par le modèle augmente significativement de façon linéaire à partir de la cote 4 ($z = 2$ m), après un plateau caractéristique de l'ébullition. Ce comportement n'est à ce jour pas expliqué.

On observe également sur la figure 8.38a, que le modèle prédit un maximum de taux de vide à la paroi alors qu'expérimentalement, ce maximum se situe au centre de la conduite.

Enfin, on note un écart entre le profil de vitesse de mélange calculé par le modèle et celui déduit des mesures de vitesse gaz pouvant atteindre 1 m/s sur la figure 8.37b. Cet écart s'explique par le fait que le taux de vide calculé par le modèle est très inférieur à celui mesuré. La masse volumique du mélange calculée par le modèle étant surestimée, la conservation de la vitesse massique impose donc de calculer une vitesse de mélange beaucoup plus faible.

8.1.3 Conclusions sur le modèle 2D avec la fermeture turbulente de Sato modifiée

Les résultats précédents ont montré que le modèle était capable de prédire à la fois qualitativement et quantitativement le développement d'un écoulement convectif bouillant. Ce modèle ne nécessite, comme données d'entrée, que les paramètres de contrôle de l'expérience simulée.

La comparaison entre les résultats du modèle et les données expérimentales démontre notamment la capacité du modèle à correctement prédire l'apparition de l'ébullition, ainsi qu'à reproduire les allures des profils de température liquide, de vitesse de mélange ou encore de taux de vide.

Ce modèle présente en revanche quelques limitations.

Ainsi, il ne peut prédire un changement de concavité du profil de taux de vide¹⁴ comme cela est observé expérimentalement pour plusieurs essais à titre thermodynamique important (C30G2P14W16Te41.14, *etc.*). Pour ces essais, le modèle prédit une température de paroi très supérieure à la température de saturation (10 - 15°C). L'analyse des équations du modèle n'a pas permis de proposer une explication simple pour justifier ce comportement. Enfin, l'accord entre le profil de température liquide et les données expérimentales se dégrade systématiquement avec l'augmentation du titre thermodynamique. La température liquide est surestimée à cœur, mais surtout au voisinage de la paroi. Par ailleurs, la forme du profil n'est pas correctement prédite. Plusieurs raisons nous semble pouvoir expliquer ce comportement :

- une sous-estimation du titre massique de vapeur (Eq. 8.1) qui peut-être due à une mauvaise estimation du temps de relaxation θ ,
- un modèle de turbulence thermique inadapté, notamment au voisinage de la paroi chauffante. Ce résultat, déjà observé dans le cas du modèle quasi-établi, nous a poussé à développer un modèle à deux zones dont la mise en œuvre va faire l'objet du paragraphe suivant.

14. Maximum situé au centre de la conduite.

8.2 Application du modèle de turbulence à deux zones

Dans cette partie, on va s'intéresser au modèle de diffusivité turbulente thermique à deux zones proposé dans le chapitre 5. On s'attachera en particulier à comparer les résultats obtenus à l'aide de ce modèle, aux résultats obtenus à l'aide du modèle de diffusivité turbulente à une zone présenté précédemment.

On présentera également les résultats obtenus à partir des essais TESS en comparant les deux modèles de turbulence thermique. Une étude de sensibilité à θ , puis à l'épaisseur de la zone thermique pariétale e_P montrera que les résultats de la campagne TESS permettent un ajustement de tous les paramètres du modèle de turbulence.

Enfin une comparaison des résultats obtenus à l'aide du modèle à deux zones dans le cadre non-établi avec les résultats obtenus à l'aide du modèle établi issu du chapitre 5 sera présentée.

8.2.1 Campagne C800

Préliminaires

Le modèle de diffusivité thermique testé dans cette section a été présenté au chapitre 5. La détermination des différents paramètres du modèle est détaillée au chapitre 7. Le tableau 8.8 rassemble les paramètres d'entrée du modèle pour les deux essais de la campagne C800 qui ont été analysés précédemment :

- C8G2P26W16Te66.6 - haute pression,
- C8G2P14W16Te33.37 - basse pression.

On a précisé le titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube, le temps de relaxation θ estimé par l'équation 7.42, la vitesse de dérive estimée à l'aide la corrélation d'Ishii (1977) (Eq. 2.89) ainsi que le diamètre de bulles estimé par la corrélation d'Ünal (1976) (Eq. 5.16).

Cas	$X_{eq-sortie}$	θ (s)	\widehat{d}_B (μm)	\widehat{U}_B (m/s)	X_{Levy}	$\langle\alpha_G\rangle_2$	$e_P = \widehat{d}_B$ (μm)
C8G2P26W16Te66.6	0.0220	0.51	235	$5.9 \cdot 10^{-2}$	0.040	0.19	235
C8G2P14W16Te33.37	0.0014	0.64	315	$7.3 \cdot 10^{-2}$	0.018	0.21	315

TABLE 8.8 – Paramètres d'entrée du modèle à deux zones estimés de façon corrélative. Campagne C800.

Le calcul de ces paramètres implique la détermination préalable du titre massique de vapeur en sortie X_{sortie} à l'aide du modèle de Levy (1967) (Eq. 5.15) et du taux de vide moyen en sortie à l'aide du modèle homogène équilibré mécaniquement (Eq. 5.15). On retrouve enfin l'épaisseur de la zone pariétale $e_P = R - R_T$, délimitant les deux zones du modèle de diffusivité turbulente. Cette épaisseur est imposée égale à l'épaisseur du diamètre des bulles au détachement estimé à l'aide de la corrélation d'Ünal (1976) (Eq. 5.16), comme préconisé dans le chapitre 5.

Résultats

Le tableau 8.9 présente les résultats obtenus pour ces deux essais avec respectivement le modèle à une zone et deux zones.

On observe que tous paramètres égaux par ailleurs, l'utilisation du modèle à deux zones entraîne une diminution de la température de paroi en sortie d'environ 3°C.

Cas	Modèle	H_m Modèle (J/kg)	H_{m-1D} Bilan (J/kg)	τ_w Modèle (Pa)	τ_w Frid. (Pa)	T_W Modèle (°C)	T_W Exp. (°C)	α_{max} Exp.
C8G2P26 W16Te66.6	1 ZONE $\theta = 0.51$ s	294559	294586	7.00	8.85	96.31	89.1	0.12
"	2 ZONES $\theta = 0.51$ s	294558	294586	6.94	8.85	93.25	89.1	0.09
C8G2P14 W16Te33.37	1 ZONE $\theta = 0.64$ s	258630	258650	6.94	6.68	67.10	62.0	0.11
"	2 ZONES $\theta = 0.64$ s	258583	258650	6.78	6.68	64.40	62.0	0.07

TABLE 8.9 – Résultats du modèle en sortie de tube - Comparaison des modèles à 1 et 2 zones.

La contrainte pariétale est très peu impactée par le modèle de turbulence thermique. Celle ci reste, pour les deux modèles, proche de la contrainte prédite par la corrélation de Friedel. Ce résultat n'est pas surprenant car le modèle de diffusivité turbulente de quantité de mouvement, utilisé reste le même dans les deux cas (modèle thermique de Sato modifié et modèle thermique à deux zones).

Sur la figure 8.39a, on a comparé pour l'essai C8G2P26W16Te66.6, les profils de température liquide prédits par le modèle en sortie de tube pour les deux modèles thermiques. On observe que malgré une surestimation globale des mesures, la forme du profil expérimental est mieux prédite avec le modèle à deux zones qu'avec le modèle à

une zone, notamment le gradient de température liquide au voisinage de la paroi. Ce résultat avait déjà observé avec le modèle établi dans la première partie de cette étude.

Les figures 8.40a et 8.40b comparent les profils de taux de vide et de vitesse de mélange en sortie de conduite calculés par les deux modèles de diffusivité turbulente thermique (une zone et deux zones). On a également tracé le profil axial de la température de paroi dans la conduite (figure 8.39b). Ces figures confirment les observations résumées dans la tableau 8.9 à savoir :

- le modèle à deux zones donne une meilleure prédiction du profil de température liquide et de la température de paroi,
- le modèle de turbulence thermique impacte peu les profils de taux de vide et de vitesse de mélange, ainsi que la contrainte.

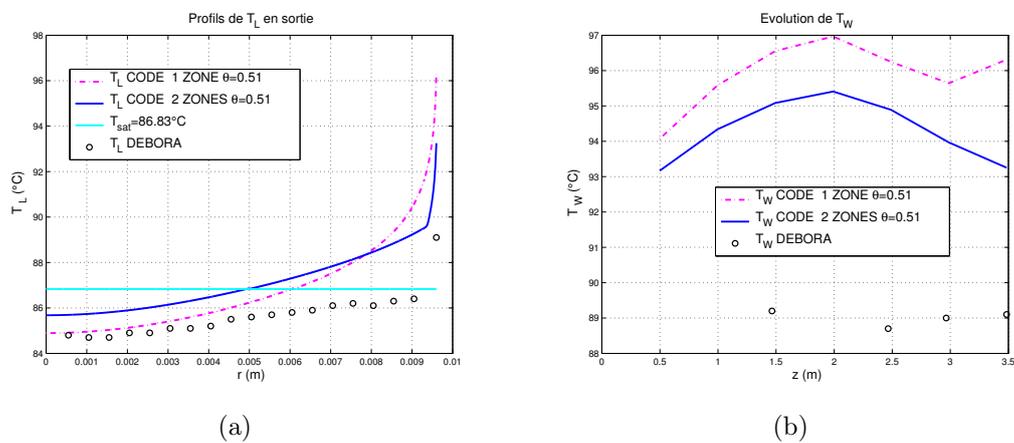


FIGURE 8.39 – Essai C8G2P26W16Te66.6. Comparaison des profils obtenus en fonction du modèle de turbulence thermique. (a) Température liquide en sortie de tube. (b) Evolution axiale de la température de paroi.

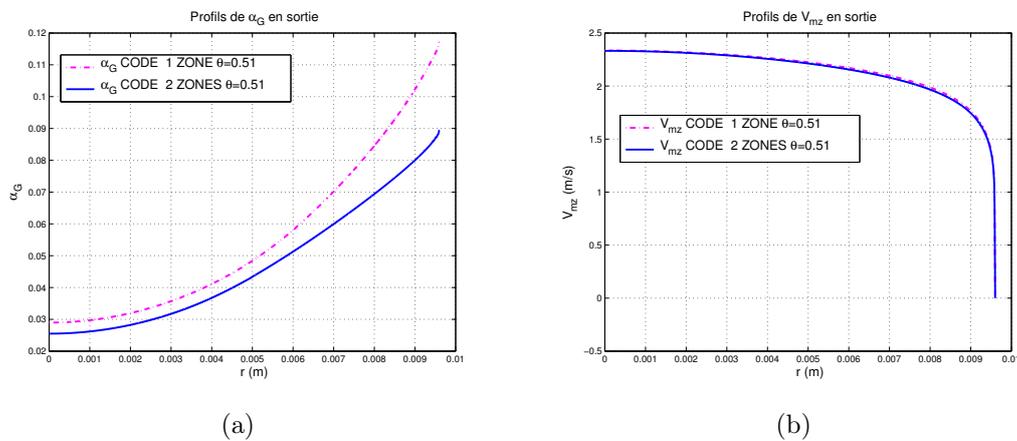


FIGURE 8.40 – Essai C8G2P26W16Te66.6. Comparaison des profils obtenus en sortie en fonction du modèle de turbulence thermique. (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale.

Les figures 8.41 et 8.42 (essai C8G2P14W16Te33.37) conduisent à des résultats semblables confirmant que l'influence de la pression est un paramètre secondaire sur les comportements physiques du modèle.

On retrouve pour le modèle à deux zones, un profil de température liquide mieux prédit (figure 8.41a) et une température de paroi plus faible (figure 8.41b) qu'avec le modèle à une zone.

Les profils de vitesse axiale et de taux de vide sont faiblement impactés par le modèle de diffusivité turbulente thermique (figures 8.42a et b).

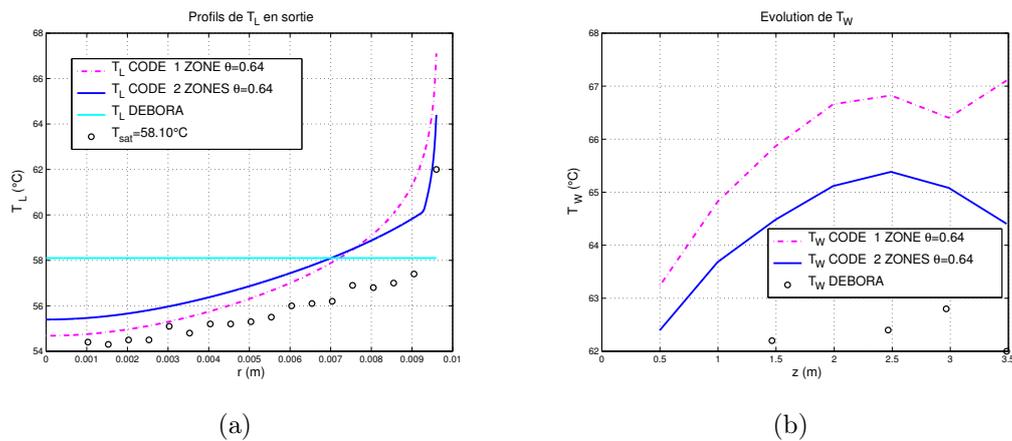


FIGURE 8.41 – Essai C8G2P26W16Te33.37. Comparaison des profils obtenus en fonction du modèle de turbulence thermique. (a) Température liquide en sortie de tube. (b) Evolution axiale de la température de paroi.

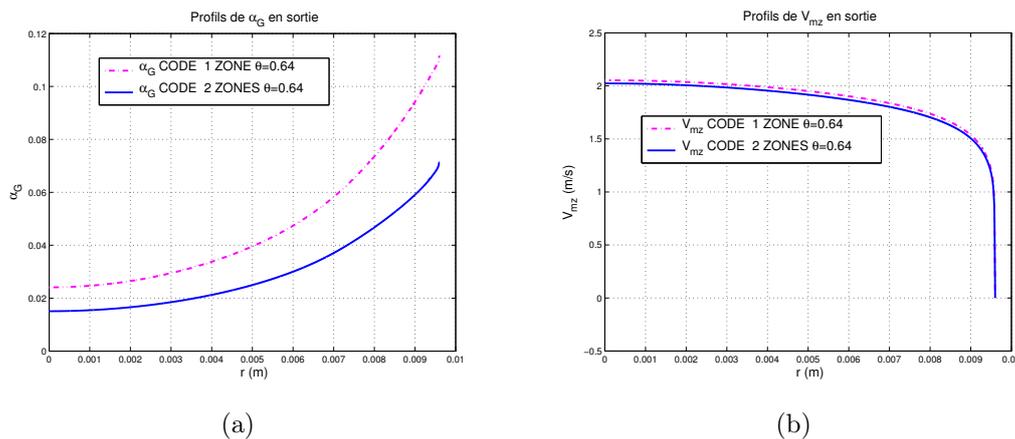


FIGURE 8.42 – Essai C8G2P26W16Te33.37. Comparaison des profils obtenus en sortie en fonction du modèle de turbulence thermique. (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale.

8.2.2 Campagne TESS

Cette campagne va permettre de comparer les résultats du modèle de diffusivité thermique turbulente à deux zones, pour un même essai, à la fois à des mesures de taux de vide, de vitesse gaz mais aussi de température liquide.

On a retenu trois essais :

- un essai à forte vitesse massique et forte pression TG3P28W12Te74.28,
- un essai à faible vitesse massique et faible pression qui présente un profil de vitesse singulier avec un maximum en proche paroi TG0.5P14W1Te49.24,
- un essai proche des conditions de crise d'ébullition avec un taux de vide très important en paroi TG3P14W30Te29.22.

Pour chacun de ces essais on va dans un premier temps, tester le modèle non établi avec la diffusivité turbulente thermique à une zone puis à deux zones. On réalisera une analyse de sensibilité au temps de relaxation θ à partir du modèle à deux zones afin de montrer qu'un ajustement de ce paramètre sur les données est possible.

Dans un deuxième temps, un test de sensibilité à l'épaisseur de la zone de paroi e_P sera effectué.

Enfin, dans une dernière étape, on cherchera à quantifier les apports du modèle non établi par rapport au modèle établi, en comparant les résultats obtenus avec chacune de ces deux approches.

Préliminaires

Le tableau 8.10 rassemble les paramètres d'entrée nécessaires au modèle pour les trois essais de la campagne TESS analysés :

Cas	$X_{eq-sortie}$	θ (s)	\widehat{d}_B (μm)	\widehat{U}_B (m/s)	X_{Levy}	$\langle\alpha_G\rangle_2$	$\langle V_{mz}\rangle_2$ (m/s)	$e_P = \widehat{d}_B$ (μm)
TG3P28W12Te74.28	$-8.7.10^{-3}$	1.79	203	0.076	0.010	0.05	3.26	203
TG0.5P14W1Te49.24	$-1.7.10^{-3}$	0.98	330	0.080	0.013	0.16	0.60	330
TG3P14W30Te29.22	$-1.5.10^{-3}$	0.72	403	0.060	0.027	0.28	3.48	403

TABLE 8.10 – Paramètres d'entrée du modèle de turbulence à deux zones estimés de façon corrélative. Campagne TESS.

Résultats

Essai TG3P28W12Te74.28

Le tableau 8.11 présente les résultats obtenus pour l'essai TG3P28W12Te74.28 avec le modèle à une zone, puis à deux zones pour lequel une étude de sensibilité au temps de relaxation a été conduite.

Cas	Modèle	H_m Modèle (J/kg)	H_{m-1D} Bilan (J/kg)	τ_w Mod. (Pa)	τ_w Fri. (Pa)	T_W Mod. (°C)	T_W F. et D. (°C)	α_{max} Mod.	α_{max} Exp.
Te74.28	1 ZONE $\theta = 1.79$ s	325605	325609	12.52	13.90	90.32	84.04	0.012	0.052
Te74.28	2 ZONES $\theta = 1.79$ s	325656	325609	12.50	13.90	89.09	84.04	0.011	0.052
Te74.28	2 ZONES $\theta = 0.1$ s	325637	325609	12.66	13.90	85.51	84.04	0.070	0.052

TABLE 8.11 – Essai TG3P28W12Te74.28. Résultats en sortie de tube - Comparaison des modèles à 1 et 2 zones.

Cet essai présente un faible titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube. La comparaison entre les résultats fournis par le modèle à une zone et ceux fournis par le modèle à deux zones à temps de relation imposé, montre des différences faibles sur les profils de taux de vide, de vitesse, de température à cœur ou encore sur la valeur de la contrainte prédite. Seule la température de paroi diminue de 1.3°C avec l'utilisation du modèle à deux zones.

Ce résultat s'explique par la faible valeur du taux de vide calculé qui rend la contribution turbulente diphasique thermique ε''_{TL} négligeable dans les deux cas. Pour cet essai, les deux modèles sont donc quasi-équivalents.

On réduit maintenant le temps de relaxation de façon à ajuster le profil de taux de vide calculé par le modèle sur celui mesuré. Le manque de robustesse de la résolution numérique empêchant la convergence du résultat pour une réduction trop importante du temps de relaxation, nous préférons montrer des calculs dont la convergence est garantie mais pour lesquels l'accord entre le taux de vide calculé et celui mesuré n'est pas optimal.

Le calcul montre cependant qu'il faut diviser le temps de relaxation par un facteur environ égal à 20 pour ajuster correctement le profil de taux de vide. Dans ces conditions, la température de paroi prédite par le modèle surestime alors la température de paroi prédite par Frost et Dzakowic (1967) d'à peine 3 °C .

Sur les figures 8.43 et 8.44, on peut comparer les résultats des 3 configurations décrites dans le tableau 8.11 pour les profils de taux de vide, vitesse axiale du mélange, de température liquide en sortie ainsi que l'évolution de la température de paroi.

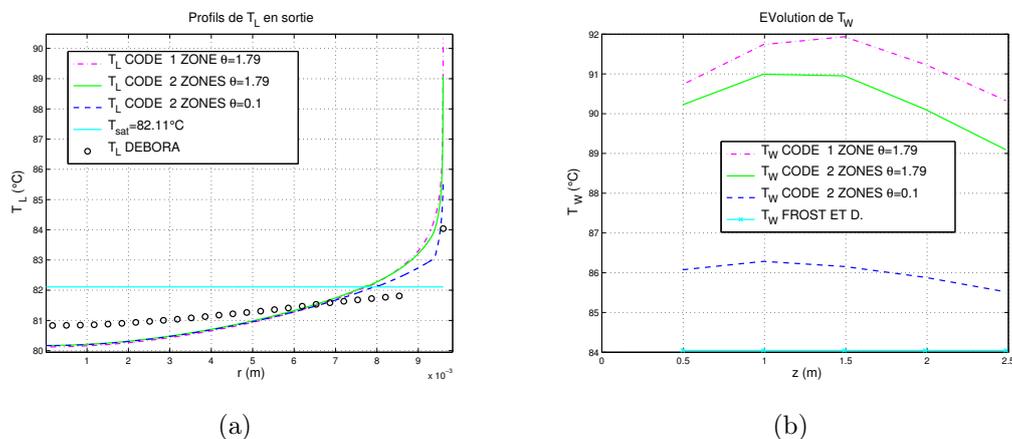


FIGURE 8.43 – Essai TG3P28W12Te74.28. Comparaison des profils obtenus en fonction du modèle de turbulence thermique. Test de sensibilité à θ . (a) Température liquide en sortie de tube. (b) Evolution axiale de la température de paroi.

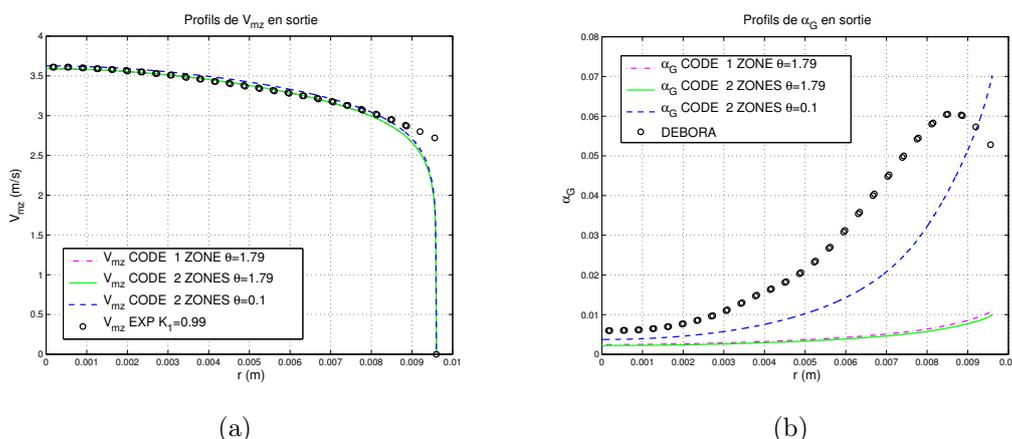


FIGURE 8.44 – Essai TG3P28W12Te74.28. Comparaison des profils obtenus en sortie en fonction du modèle de turbulence thermique. Test de sensibilité à θ . (a) Vitesse axiale. (b) Taux de vide.

On remarque que le profil de vitesse de mélange (figure 8.44a) ainsi que le profil de température liquide à cœur (figure 8.43a) sont indépendants d'une modification du modèle de turbulence ou encore du temps de relaxation.

Essai TG0.5P14W1Te49.24

Cet essai, déjà présenté dans ce mémoire au chapitre 4, correspond à une vitesse massique faible ($G=500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$). Le profil de vitesse de gaz présente un maximum proche de la paroi dont la position radiale correspond à celle du maximum de taux de

vide. Le tableau 8.12 présente les résultats obtenus pour cet essai avec le modèle à une zone, puis à deux zones pour lequel on analysera la sensibilité au temps de relaxation.

Cas	Modèle	H_m Modèle (J/kg)	H_{m-1D} Bilan (J/kg)	τ_w Mod. (Pa)	τ_w Fri. (Pa)	T_W Mod. (°C)	T_W F. et D. (°C)	α_{max} Mod.	α_{max} Exp.
Te49.24	1 ZONE $\theta = 0.98$ s	277972	278054	1.00	0.66	58.23	56.02	0.100	0.12
Te49.24	2 ZONES $\theta = 0.98$ s	278009	278054	0.90	0.66	56.94	56.02	0.074	0.12
Te49.24	2 ZONES $\theta = 0.2$ s	277995	278054	1.15	0.66	55.96	56.02	0.143	0.12

TABLE 8.12 – TG0.5P14W1Te49.24. Résultats en sortie de tube - Comparaison des modèles à 1 et 2 zones.

Les commentaires généraux que l'on peut formuler sont semblables à ceux correspondant à l'essai précédent (TG3P28W12Te74.28). Le taux de vide est, dans ce cas, plus important. Le poids de la contribution diphasique de la diffusivité turbulente thermique impacte donc plus distinctement le profil de température liquide (figure 8.45a) lorsque l'on passe du modèle à une zone au modèle à deux zones. On note également qu'une diminution du temps de relaxation (de 0.98 à 0.2 s) augmente le taux de vide, et modifie la forme du profil de vitesse en déplaçant le maximum du centre vers une zone en proche paroi (figure 8.46a). L'augmentation du taux de vide dans le modèle augmente localement la contribution des effets de flottabilité entraînant une accélération locale du mélange.

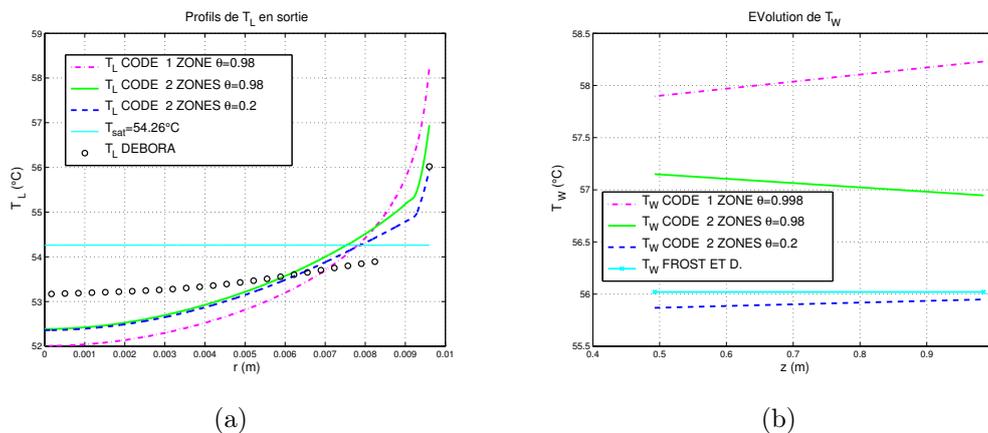


FIGURE 8.45 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. Comparaison des profils obtenus en fonction du modèle de turbulence thermique. Test de sensibilité à θ . (a) Température liquide en sortie de tube. (b) Evolution axiale de la température de paroi.

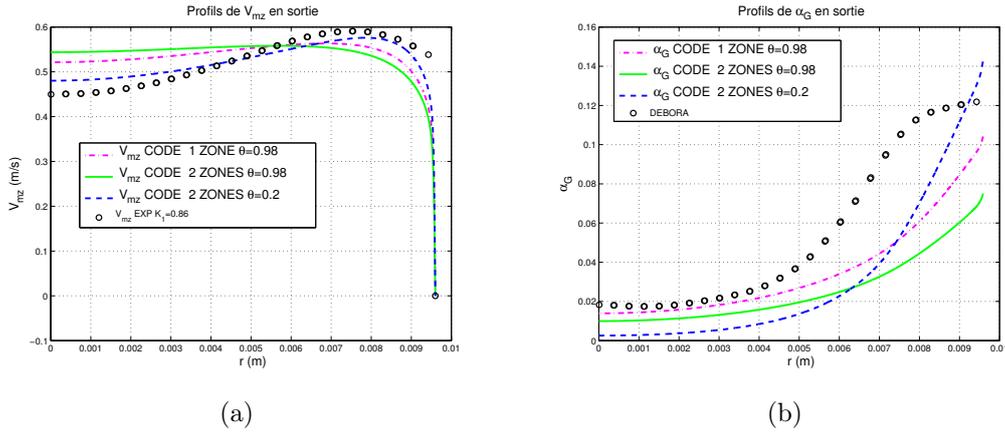


FIGURE 8.46 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. Comparaison des profils obtenus en sortie en fonction du modèle de turbulence thermique. Test de sensibilité à θ . (a) Vitesse axiale. (b) Taux de vide.

Essai TG3P14W30Te29.22

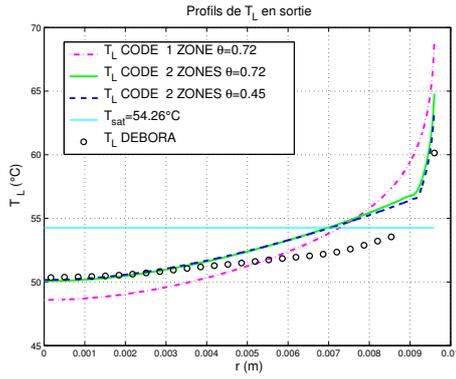
On considère enfin l'essai TG3P14W30Te29.22. Cet essai présente un taux de vide en paroi très élevé ($\alpha_G = 0.8$). Le tableau 8.13 ainsi que les figures 8.47 et 8.48 présentent les résultats obtenus pour cet essai avec le modèle à une zone puis à deux zones pour lequel un test de sensibilité au temps de relaxation a été réalisé.

Sur la figure 8.47a, on a comparé les profils de température liquide prédits par le modèle en sortie de tube pour chacun des modèles de turbulence thermique. On observe que le modèle à deux zones améliore la prédiction du profil de température liquide et abaisse la valeur de la température de paroi dans la conduite (figure 8.47b) jusqu'à 4°C par rapport à la valeur calculée avec le modèle à une zone.

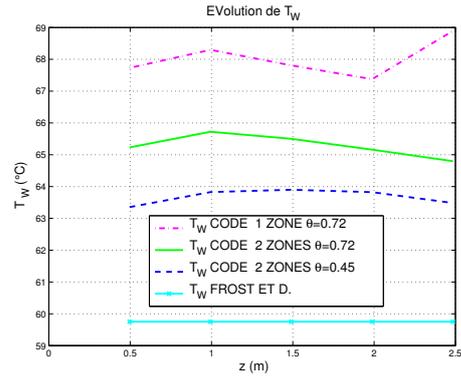
Cas	Modèle	H_m Modèle (J/kg)	H_{m-1D} Bilan (J/kg)	τ_w Mod. (Pa)	τ_w Fri. (Pa)	T_W Mod. (°C)	T_W F. et D. (°C)	α_{max} Mod.	α_{max} Exp.
Te29.22	1 ZONE $\theta = 0.72$ s	278075	278090	11.65	11.97	68.89	59.75	0.170	0.78
Te29.22	2 ZONES $\theta = 0.72$ s	278087	278090	11.48	11.97	64.79	59.75	0.086	0.78
Te29.22	2 ZONES $\theta = 0.45$ s	278069	278090	11.56	11.97	63.48	59.75	0.120	0.78

TABLE 8.13 – TG3P14W30Te29.22. Résultats en sortie de tube - Comparaison des modèles à 1 et 2 zones.

Enfin, les figures 8.48a et 8.48b comparent pour les 3 configurations du tableau 8.13, les profils de taux de vide et de vitesse de mélange calculés aux mesures. On notera

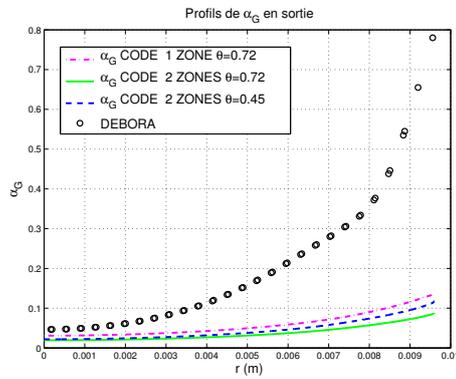


(a)

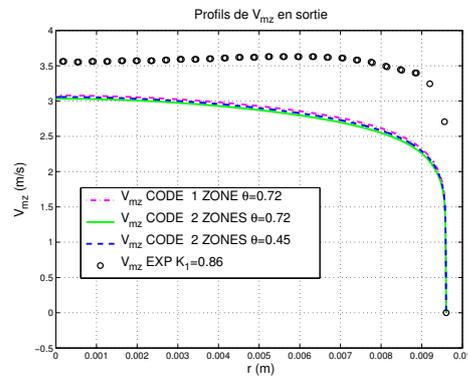


(b)

FIGURE 8.47 – Essai TG3P14W30Te29.22. Comparaison des profils obtenus en fonction du modèle de turbulence thermique. Test de sensibilité à θ . (a) Température liquide en sortie de tube. (b) Evolution axiale de la température de paroi.



(a)



(b)

FIGURE 8.48 – Essai TG3P14W30Te29.22. Comparaison des profils obtenus en sortie en fonction du modèle de turbulence thermique. Test de sensibilité à θ . (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale.

que pour cet essai, le taux de vide prédit par le modèle est bien inférieur aux mesures. Cette sous-estimation du taux de vide a pour effet d'entraîner une surestimation de la masse volumique. La vitesse massique du fluide étant imposée dans la conduite, le profil de vitesse de mélange calculé se trouve par conséquent sous-estimé par rapport aux mesures (0.5 m/s, figure 8.48b).

La réduction du temps de relaxation pour ajuster le profil de taux vide calculé sur les mesures étant encore contrainte par la robustesse de la résolution numérique, on ne peut atteindre des valeurs taux de vide aussi importantes que celles mesurées par l'expérience.

Nous retiendrons cependant qu'un ajustement du paramètre de temps de relaxation thermodynamique θ du modèle sur les profils de taux de vide expérimentaux reste théoriquement possible mais passe par une optimisa-

tion de la méthode de codage numérique. L'optimisation systématique de ce paramètre à partir des données de la banque DEBORA permettrait à terme d'en améliorer la prédiction. Les tests de sensibilité à ce paramètre réalisés avec les deux modèles de diffusivité turbulente thermique ont par ailleurs montré qu'il avait finalement un impact modéré sur le profil de vitesse axiale, la contrainte pariétale et le profil de température liquide à cœur.

Tests de sensibilité à l'épaisseur de la zone thermique e_P

Un test de sensibilité du modèle à l'épaisseur de la zone thermique e_P a été réalisé sur l'essai TG0.5P28W12Te49.24 de la campagne TESS.

Essai TG0.5P28W12Te49.24

Pour cet essai, on fait varier l'épaisseur de la zone thermique de 200 μm à 1500 μm . Les résultats obtenus en sortie de tube sont présentés dans le tableau 8.14.

On observe que l'influence de ce paramètre est faible sur la contrainte de paroi qui passe de 1.17 Pa à 1.06 Pa.

Cas	Modèle	H_m Modèle (J/kg)	H_{m-1D} Bilan (J/kg)	τ_w Mod. (Pa)	τ_w Fri. (Pa)	T_W Mod. (°C)	T_W F. et D. (°C)	α_{max} Mod.	α_{max} Exp.
Te49.24	2 ZONES $e_P = 1500$	277960	278054	1.17	0.66	56.69	56.02	0.15	0.12
Te49.24	2 ZONES $e_P = 1000$	277972	278054	1.14	0.66	56.58	56.02	0.14	0.12
Te49.24	2 ZONES $e_P = 200$	277995	278054	1.06	0.66	55.90	56.02	0.11	0.12

TABLE 8.14 – Essai TG0.5P28W12Te49.24. Résultats du modèle en sortie de tube - Sensibilité à e_P .

Sur la figure 8.49a, on compare les profils de température liquide obtenus en sortie de tube pour les trois valeurs de e_P . On observe que la forme du profil à cœur n'est pas modifiée. Si on élargit la zone de proche paroi (figure 8.49b), on observe que la position de la rupture de la pente du profil de température liquide change et peut directement être associée à l'épaisseur de la zone thermique e_P imposée qui marque la frontière entre les deux modèles de turbulence thermique.

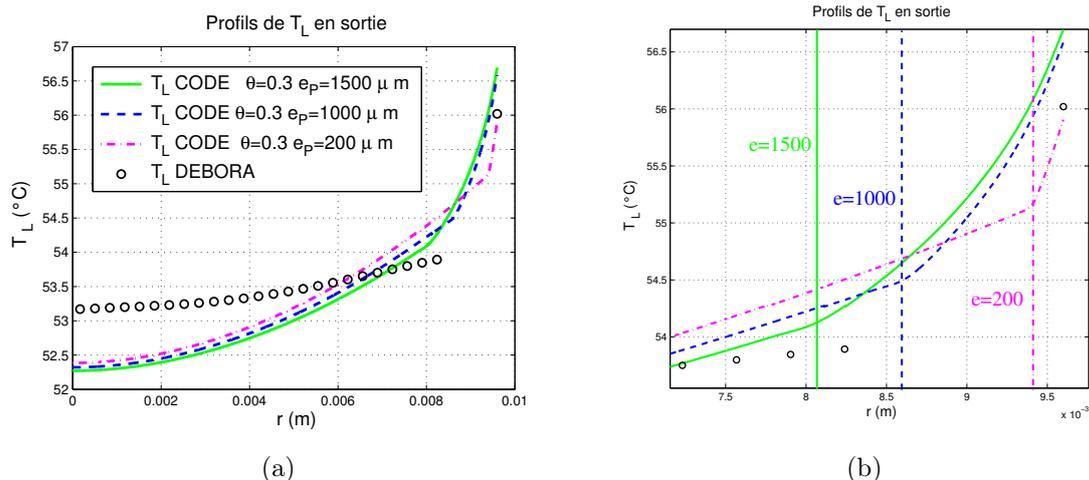


FIGURE 8.49 – Essai TG0.5P28W12Te49.24. (a) Profil de température liquide en sortie de tube en fonction de l'épaisseur de la zone thermique e_P . (b) Zone de proche paroi, l'épaisseur e_P est notée en micromètres.

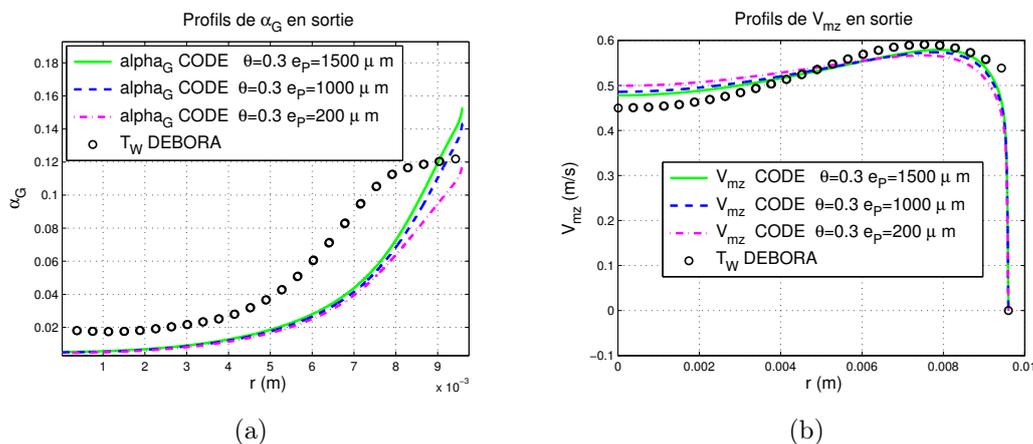


FIGURE 8.50 – Essai TG0.5P28W12Te49.24. Tests de sensibilité à e_P . Profils obtenus en sortie. (a) Taux de vide. (b) Vitesse axiale.

On notera que l'impact de l'épaisseur e_P sur la température de paroi est cependant faible, une réduction de l'épaisseur de la zone de 1500 μm à 200 μm entraînant seulement une baisse de la température de paroi de 0.8°C.

Enfin, on notera sur la figure 8.50 que les profils de taux de vide et de vitesse axiale du mélange sont peu sensibles à ce paramètre.

Ces constatations ne révèlent pas d'incohérence avec les résultats déjà obtenus dans le cadre du développement du modèle thermique à deux zones pour le modèle établi (chapitre 5).

On retiendra donc que l'épaisseur de la zone pariétale imposée dans le modèle de turbulence à deux zones influence essentiellement la position à laquelle le gradient de température liquide évolue brutalement. Il a déjà

été précisé dans la première partie de cette étude que à l'heure actuelle, le manque de résolution spatiale des mesures réalisées sur DEBORA, notamment en proche paroi, ne permettent pas de déterminer avec suffisamment de précision la valeur de ce paramètre.

Il nous paraît cependant important de rappeler que malgré cela, la campagne d'essais de type TESS (mesures colocalisées de tous les paramètres d'intérêt) permet théoriquement ¹⁵ d'ajuster tous les paramètres du modèle non-établi à savoir :

- le modèle de diffusivité turbulente mécanique à partir du profil de vitesse,
- le modèle de diffusivité turbulente thermique à partir du profil de température liquide (position R_{vT} et échelles caractéristiques de diffusivité dans chaque zone),
- le temps de relaxation θ à partir du profil de taux de vide.

15. Avec un code plus robuste.

8.2.3 Comparaison des modèles établis et non-établis

Pour finir cette étude, nous avons comparé les résultats obtenus avec le modèle établi avec ceux obtenus avec le modèle non-établi afin de juger de l'intérêt de prendre en compte l'établissement de l'écoulement.

Nous avons donc comparé les résultats obtenus pour les trois essais de la campagne TESS décrits à la section précédente avec le modèle non-établi (diffusivité thermique turbulente à deux zones) aux résultats obtenus avec le modèle établi (même diffusivité thermique turbulente thermique).

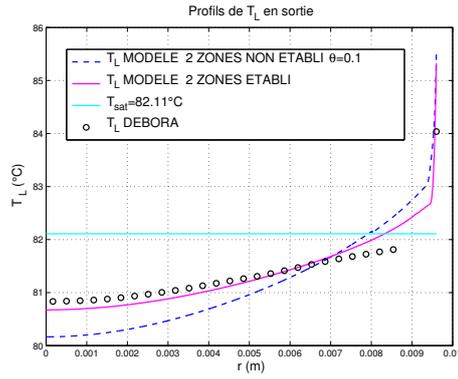
Sur les figures 8.51a à 8.53a, on peut comparer pour chaque essai, les profils de température liquide obtenus en sortie de tube. Pour le modèle non-établi, le profil de taux de vide est calculé par le modèle alors que le modèle établi nécessite comme donnée d'entrée, le profil de taux de vide expérimental, (figures 8.51b à 8.53b). C'est pourquoi, la configuration qui a finalement été retenue pour le modèle non-établi est celle qui s'approche le plus possible du profil de taux de vide expérimental. On a pour cela essayer d'ajuster le temps de relaxation afin de calculer le profil de taux de vide calculé sur le profil mesuré. Le manque de robustesse de notre code ne nous a malheureusement pas permis d'y arriver.

On constate que pour les deux premiers essais, les profils de température liquide obtenus sont assez similaires et on observe notamment, un bon accord entre les températures de paroi calculées par les deux modèles (tableau 8.15).

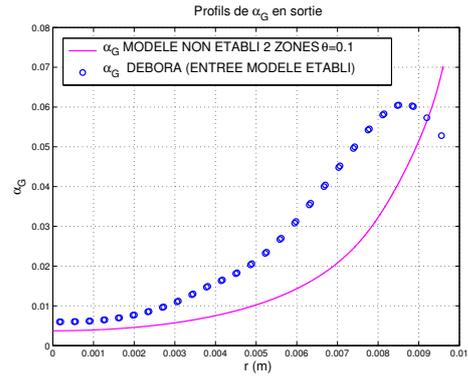
Essai	T_w Modèle établi (°C)	T_w non-établi (°C)
TG3P28W12Te74.28	85.33	85.31
TG0.5P14W1Te49.24	55.96	55.88
TG3P14W30Te29.22	63.48	58.96

TABLE 8.15 – Comparaisons des températures de paroi calculées à l'aide des deux modèles établi/non-établi.

En revanche, pour l'essai TG3P14W30Te29.22, on observe des différences importantes entre les profils ainsi que sur la détermination de la température de paroi. Cependant, pour ce cas les profils de taux de vide associés étant tellement différents (figure 8.53b), il est impossible de dire si les différences constatées sur la température liquide sont imputables aux modèles ou aux profils de taux de vide imposés associés.

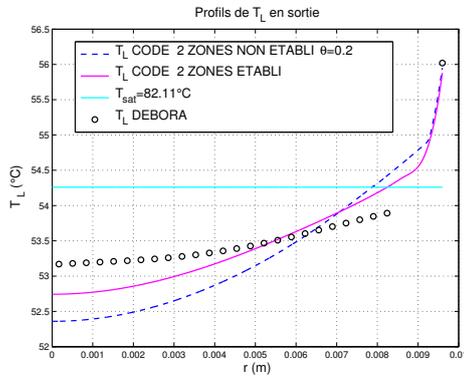


(a)

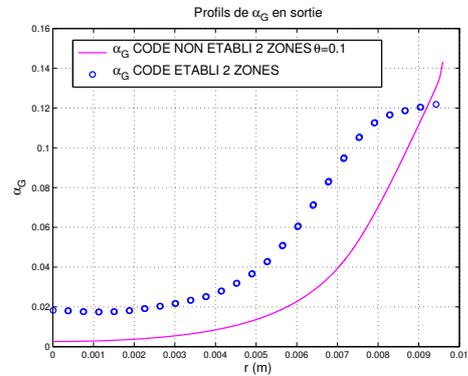


(b)

FIGURE 8.51 – Essai TG3P28W12Te74.28. (a) Comparaison des profils de température liquide calculés en sortie avec les modèles établis et non-établis. (b) Profils de taux de vide associés.

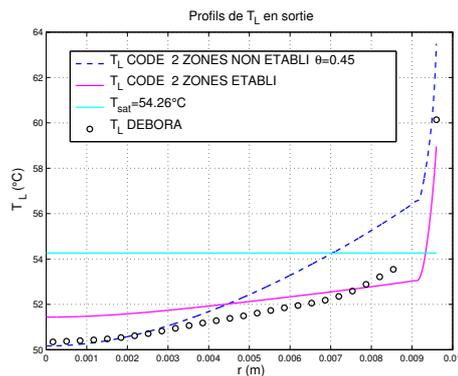


(a)

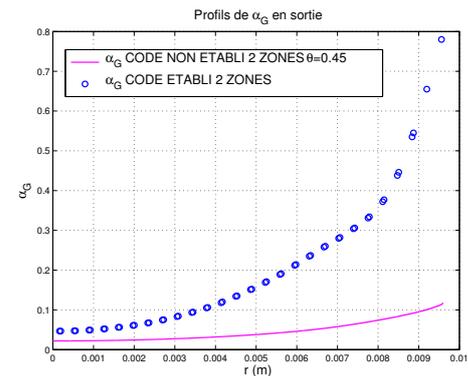


(b)

FIGURE 8.52 – Essai TG0.5P14W1Te49.24. (a) Comparaison des profils de température liquide calculés en sortie avec les modèles établis et non-établis. (b) Profils de taux de vide associés.



(a)



(b)

FIGURE 8.53 – Essai TG3P14W30Te29.22. (a) Comparaison des profils de température liquide calculés en sortie avec les modèles établis et non-établis. (b) Profils de taux de vide associés.

Afin de s'affranchir de ce doute, nous avons réalisé une dernière série de tests pour laquelle les profils de taux de vide calculés en sortie de tube par le modèle non-établi sont imposés comme donnée d'entrée dans le modèle établi. La figure 8.54 compare les profils de température liquide en sortie de tube, associés à un même profil de taux de vide pour le modèle établi et pour le modèle non-établi pour les deux essais TESS TG3P28W12TE74.28 et TG0.5P28W12Te49.24 . On peut alors constater que l'accord entre les deux profils de température liquide est amélioré et peut-être considéré comme satisfaisant au regard des différentes hypothèses que ces deux modèles impliquent (propriétés physiques variables dans un cas, non prise en compte des termes de convection radiale dans l'autre, *etc.*)

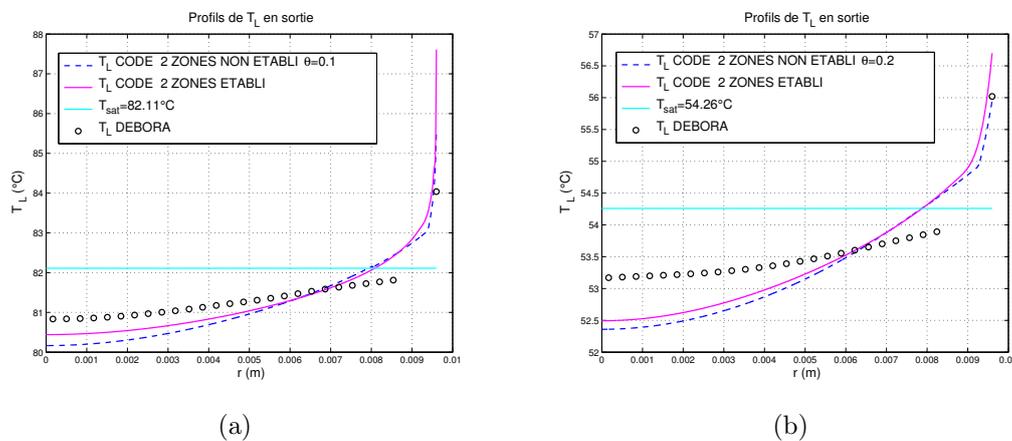


FIGURE 8.54 – Comparaison des profils de température liquide calculés en sortie avec les modèles établis et non-établis avec le même profil de taux de vide (calculé par le modèle non-établi). (a) TG3P28W12TE74.28. (b) TG0.5P28W12Te49.24.

8.2.4 Conclusions sur le modèle 2D avec la fermeture turbulente à 2 zones

Concernant les résultats obtenus avec le modèle de diffusivité turbulente thermique à deux zones, les principales conclusions sont :

- ◇ Les profils de température liquide et de température de paroi calculés avec ce modèle sont qualitativement meilleurs que ceux calculés avec le modèle à une zone au regard des données expérimentales. En effet, ce modèle est capable de reproduire la rupture de la pente du profil de température liquide observée expérimentalement entre la zone à cœur et la zone de proche paroi, ce qui n'était pas le cas du modèle à une zone. La température de paroi reste cependant surestimée par rapport aux données expérimentales, la valeur calculée par ce

modèle étant toutefois inférieure de 1 à 3°C à celle calculée avec le modèle à une zone.

- ◇ La production de vapeur étant principalement influencée par le temps de relaxation et la diffusivité turbulente de quantité de mouvement, l'ajout du modèle à deux zones impacte peu le profil de taux de vide par rapport à l'utilisation du modèle à une zone de Sato modifié.
- ◇ L'étude de sensibilité à l'épaisseur de la zone thermique pariétale e_P a montré que ce paramètre conditionnait la forme du profil de température liquide et imposait la position de rupture de la pente. Cependant, son influence sur la température de paroi, le profil de taux de vide et de vitesse reste faible.

8.3 Conclusions sur le modèle 2D axi-symétrique non-établi

On a développé un modèle de calcul bi-dimensionnel permettant de décrire le développement d'un écoulement bouillant en conduite axi-symétrique. Ce modèle repose sur une description locale des équations de bilan du mélange (4 équations) avec prise en compte des déséquilibres thermodynamiques par le biais d'un modèle de relaxation. Les hypothèses nécessaires à l'établissement de ce modèle ont été présentées et discutées dans les chapitres 2 et 7. Pour être résolu, ce système d'équations a nécessité de fournir des relations de fermeture pour :

- la contrainte totale du mélange τ_{mzr}^{tot} ,
- le flux transporté dans le mélange q_{mr}^{tot} ,
- le flux de masse de vapeur dans le mélange J_{Gmr} ,
- le taux de production de vapeur Γ_G .

Le taux de production de vapeur a été modélisé à l'aide d'un modèle local de relaxation thermodynamique. Les termes turbulents dans la contrainte totale, le flux de chaleur et le flux de masse de vapeur dans le mélange ont été fermés à l'aide d'expressions spécifiques pour les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'enthalpie. En ce qui concerne la quantité de mouvement, le modèle original de Sato et Sekoguchi (1975) a été utilisé. En revanche pour l'enthalpie deux modèles ont été testés :

- un premier modèle inspiré du modèle de Sato et Sekoguchi (1975), mais dans lequel la relation décrivant le profil radial de taille de bulles a été remplacée par une constante (diamètre moyen), et le facteur d'amortissement de Van Driest

(1956) supprimé,

- un second modèle original (décrit au chapitre 5) reposant sur une description en deux zones de la structure thermique turbulente de l'écoulement.

Les résultats fournis par ce modèle bi-dimensionnel non-établi, se sont révélés satisfaisants et ont démontré sa capacité à prédire, du point de vue qualitatif mais également quantitatif dans un certain nombre de configurations, le développement d'un écoulement diphasique bouillant en conditions REP.

Les points notables suivants sont à souligner :

- bien que développé pour la description des écoulements diphasiques, le modèle dégénère naturellement pour traiter la partie monophasique de l'écoulement. La comparaison entre les profils de température liquide mesurés sur les essais DEBORA et ceux calculés par le modèle est très bonne, les écarts observés étant de l'ordre des incertitudes de mesures. Le modèle prédit également une évolution linéaire de la température de paroi avec la cote axiale,
- le modèle permet également de déterminer avec une bonne précision la position d'apparition de l'ébullition (ONB). En outre, il prédit également la stabilisation de la température de paroi au delà de ce point,
- du point de vue mécanique, les profils de vitesse de mélange calculés ne présentent pas d'incohérence avec les profils mesurés quelles que soient les allures de ces profils (maximum de vitesse au centre de la conduite ou au voisinage de la paroi). La contrainte de cisaillement à la paroi calculée est, de façon générale, en bon accord avec les corrélations de frottement pariétal de McAdams (1954) pour la partie monophasique et de Friedel (1979) pour la partie diphasique,
- du point de vue thermique, l'utilisation d'un modèle de diffusivité thermique turbulente à deux zones s'est révélée pertinente (par rapport à un modèle à une zone) bien que perfectible.

Néanmoins, il reste de nombreux points à améliorer :

- le modèle n'est aujourd'hui pas en capacité de prédire des profils de taux de vide pour lesquels le maximum ne se situe pas à la paroi. Par conséquent, l'accord entre les calculs et l'expérience se dégrade systématiquement avec l'augmentation du titre thermodynamique.
- le modèle sous-estime de façon systématique la quantité de vapeur produite, ce qui implique une surestimation de la température liquide et par conséquent de la température de paroi,
- enfin, on note également que pour des titres thermodynamiques élevés, la tempé-

rature de paroi augmente brutalement bien que les conditions d'essais ne soient *a priori* pas proches de la crise d'ébullition. L'origine de ce comportement reste à ce jour inexpliquée.

Des études de sensibilité aux différents paramètres du modèle ont été réalisées.

Elles ont montré que le choix du temps de relaxation conditionne directement le taux de vide α_G et dans une moindre mesure la température de paroi (par le biais de la diffusivité thermique turbulente). Les échelles caractéristiques turbulentes (\widehat{d}_B , \widehat{U}_B et u^*) jouent quasi-exclusivement sur la détermination de la température de paroi. Si les deux premières sont influentes uniquement en écoulement diphasique, la vitesse de frottement s'avère également sensible en écoulement monophasique.

L'épaisseur e_P (modèle de turbulence à deux zones) semble ne jouer de rôle que sur l'allure générale du profil de température liquide et paraît n'avoir que peu d'influence sur la valeur de cette température ou encore celle de paroi.

Nous retiendrons enfin, que malgré les améliorations que ce modèle non-établi apporte, comme de s'affranchir de toutes données expérimentales pour prédire de façon autonome le développement d'un écoulement bouillant dans une conduite et l'apparition de l'ébullition nucléée, les résultats obtenus sont très semblables aux résultats obtenus dans le cadre du modèle établi. Cette constatation permet de valider un certain nombre d'hypothèses formulées dans le cadre du modèle établi comme la prépondérance des termes de convection axiale devant les termes de convection radiale. Ces résultats permettent également de conclure que la prise en compte de l'établissement de l'écoulement n'est, en première approche, pas nécessaire dans l'optique de l'amélioration de la modélisation des transferts thermiques en écoulement bouillant.

Chapitre 9

Conclusions de l'étude et perspectives

Conclusions de l'étude

L'objectif de cette étude consistait à mettre au point un modèle simple permettant d'identifier les paramètres clés, dont la prise en compte s'avère nécessaire pour décrire la structure d'un écoulement bouillant en conditions REP.

Une stratégie en deux étapes a été proposée et mise en œuvre.

Dans **une première partie**, un modèle de **mélange** bi-dimensionnel en régime stationnaire, **spatialement établi** a été proposé pour des géométries axi-symétriques. Ce modèle repose sur la résolution des équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie pour le mélange dans le cadre de l'hypothèse de couche limite. Ces équations font intervenir la contrainte et le flux de chaleur turbulents dans le mélange. Ces termes ont été modélisés avec une hypothèse de viscosité turbulente.

Nous avons tout d'abord, utilisé le modèle de diffusivité turbulente de Sato et Sekoguchi (1975) qui suppose que la turbulence en écoulement diphasique résulte simplement de l'addition des effets liés à la turbulence de cisaillement monophasique et des effets liés à la présence de vapeur. Les résultats du modèle ont été confrontés aux résultats expérimentaux de la banque de données DEBORA en terme de profil de vitesse de mélange et de profil de température liquide, en écoulements monophasiques et diphasiques.

Du point de vue mécanique, les résultats du modèle quasi-établi n'ont pas révélé d'incohérence apparente par rapport aux données expérimentales, quelle que soit la gamme thermohydraulique étudiée et notamment à basse vitesse massique. On observe toutefois pour les essais en conditions proches de la crise d'ébullition, une divergence entre la contrainte pariétale calculée par le modèle et celle calculée par la corrélation

de Friedel (1979). On ne peut aujourd'hui pas expliquer si ce comportement est lié à un manque de validité de la corrélation ou s'il constitue un élément précurseur de l'apparition de la crise d'ébullition.

En revanche, du point de vue thermique, ce modèle en l'état, n'est pas capable de correctement calculer en écoulement bouillant les profils de température liquide ainsi que la température de paroi qui est largement surestimée. Nous avons pu montrer que ces différences étaient principalement liées à la structure de la diffusivité turbulente de Sato et Sekoguchi (1975) qui impose une résistance thermique dans la zone de proche paroi trop importante. Par ailleurs, ce travail a également montré que l'analogie de Prandtl ne s'appliquait sans doute pas en écoulements bouillants. Enfin, ces travaux ont mis en évidence que la réponse thermique de l'écoulement était sensiblement indépendante de son comportement mécanique, permettant ainsi de découpler ces deux aspects.

Ces conclusions nous ont logiquement conduit à proposer un nouveau modèle de diffusivité thermique turbulente à deux zones spécifiquement adapté aux écoulements bouillants.

Dans un deuxième temps, les tests réalisés avec ce nouveau modèle de diffusivité thermique ont confirmé l'intérêt et le potentiel de cette approche, même si de nombreuses pistes d'amélioration demeurent ouvertes, concernant notamment la détermination de l'épaisseur de la zone pariétale e_P qui apparaît comme un paramètre important du modèle.

L'utilisation de ce modèle à deux zones pour déterminer les profils de vitesse de mélange a par ailleurs confirmé nos interrogations sur la pertinence de l'analogie de Prandtl et nous a conforté dans notre idée de conserver le modèle de Sato et Sekoguchi (1975) original pour les aspects liés au bilan de quantité de mouvement.

La seconde partie de cette étude a concerné le développement d'un modèle bi-dimensionnel **non-établi** en régime stationnaire pour des géométries cylindriques. Dans la continuité de ce qui a été fait dans la première partie de ce travail, le modèle repose toujours sur la résolution des équations locales de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie pour le **mélange** auxquelles est adjointe l'équation locale de bilan de masse pour la phase vapeur. Cette équation fait apparaître le terme de taux de production de vapeur aux interfaces qui a été fermé à l'aide d'un modèle de relaxation thermodynamique.

Le modèle non établi présente en outre l'avantage de calculer toutes les grandeurs qui lui sont nécessaires. Il n'a donc pas besoin d'être renseigné en données expérimentales contrairement au modèle établi.

Ce modèle a ensuite été confronté aux résultats expérimentaux de la banque de données DEBORA pour des conditions déjà testées dans le cadre du modèle établi. Les résultats obtenus confirment les conclusions énoncées dans la première partie de cette étude, en particulier (i) il n'y a pas d'incohérence avec l'expérience d'un point de vue mécanique en utilisant le modèle de Sato et Sekoguchi (1975) dans sa formulation originale, (ii) la nécessité d'utiliser un modèle à deux zones pour la diffusivité turbulente thermique, (iii) notre remise en cause de l'utilisation de l'analogie de Prandtl en écoulement bouillant et (iv) la capacité des modèles de mélange, éventuellement établis, à rendre compte des observations expérimentales dans nos gammes de fonctionnement.

Nous rappelons également que ce modèle s'est révélé capable de correctement prédire l'apparition de l'ébullition (ONB), sans recourir à un modèle spécifique de début d'ébullition.

Perspectives de l'étude

Trois axes nous semblent se dégager quant aux perspectives qui s'ouvrent à l'issue de ce travail :

- un axe numérique,
- un axe expérimental,
- un axe de modélisation.

Concernant **l'axe numérique**, un travail devra être mené sur l'optimisation de la méthode de résolution en terme de robustesse, comme par exemple l'amélioration de la méthode de tir utilisée (Newton-Raphson) et qui permettrait de raffiner le maillage axial pour améliorer par exemple, la prédiction de la position d'apparition de l'ébullition. Notons qu'un travail conséquent a également été consacré dans cette étude à la mise au point d'un modèle instationnaire. Ce travail n'a pas été présenté ici, les temps de calculs du modèle mis en œuvre en diphasique étant trop importants (plusieurs semaines) pour permettre une analyse plus poussée. Cependant, les résultats de calculs obtenus en monophasique et en instationnaire ont conduit à des résultats comparables à ceux obtenus avec le modèle stationnaire établi confirmant, selon nous, l'inutilité à court terme d'une analyse du régime transitoire d'établissement.

En ce qui concerne **l'axe expérimental**, l'étude a montré que les données expérimentales existantes présentaient quelques manques, qui rendent l'interprétation des résultats du modèle difficile :

- ◇ cohérence des bilans 1D non garantie,
- ◇ mesures d'intérêt non simultanées et non colocalisées,

- ◇ mesures de certains paramètres manquants comme par exemple la température de paroi.

Il nous semble donc essentiel d'insister sur la nécessité de réaliser de nouveaux essais tenant compte de ces trois aspects.

Ainsi, ces nouveaux essais devront premièrement, mettre l'accent sur la précision des mesures et la maîtrise des incertitudes associées afin de garantir la cohérence des données. Il devront deuxièmement permettre le regroupement des mesures d'intérêt sur une même campagne. Enfin, ils devront comporter des nouvelles mesures. En effet, l'analyse des profils de vitesse de mélange a mis en évidence un comportement de la contrainte pariétale τ_w divergent par rapport à celui de la corrélation de Friedel (1979) pour des écoulements proches de la crise d'ébullition. Il conviendra donc de mesurer ce paramètre afin de déterminer si ce changement de comportement est lié à la proximité du flux critique. Si ce dernier aspect est important, il nous semble en revanche prioritaire, au regard de l'objectif initial de compréhension de la crise d'ébullition, d'étudier la structure thermique de l'écoulement. Les aspects liés au comportement hydrodynamique nous semblent secondaires devant les phénomènes thermiques qui apparaissent quasi-découplés des phénomènes mécaniques.

Nous recommandons donc, en priorité, la réalisation de nouveaux essais, dans des conditions thermohydrauliques semblables à celles de la banque de données DEBORA, en géométrie cylindrique dans lesquels seraient, *a minima*, mesurés :

- les conditions aux limites de l'installation (T_{entree} , T_{sortie} , P_s , \dot{m} et W) avec des incertitudes maîtrisées,
- le profil de taux de vide, de vitesse gaz et de température liquide, ces mesures devant être simultanées et colocalisées,
- le profil axial de température de paroi,
- si possible le gradient axial de pression.

Concernant les mesures radiales, la résolution spatiale devrait permettre, si possible, de s'approcher au plus près de la paroi ($\approx 100 \mu\text{m}$, l'ordre de grandeur du diamètre des bulles au détachement) notamment pour la mesure de la température du liquide.

Enfin concernant **l'axe de modélisation**, il nous paraît essentiel avant tout autre chose, d'insister sur ce qui semble constituer les apports importants de notre travail :

- d'une part, le découplage des problèmes thermiques et mécaniques qui autorise à ne s'intéresser, dans un premier temps et dans une approche de type modèle de mélange, qu'à l'équation d'enthalpie,
- d'autre part, que le recours à un modèle non-établi ne se justifie pas et qu'il est suffisant de ne considérer que le modèle quasi-établi.

Tout travail de modélisation gagnerait, selon nous, à être réalisé dans ce cadre.

Concernant maintenant la modélisation physique, nous formulons les recommandations suivantes :

1. Le modèle n'a pour l'instant été testé qu'en géométrie cylindrique afin de pouvoir exploiter les résultats de la banque de données DEBORA. On pourrait notamment l'étendre aux géométries annulaires pour profiter, par exemple, des travaux de Roy *et al.* (1994), (1997) et (1999).
2. Il nous semble également important de travailler à l'identification des limitations du modèle en étudiant par exemple son comportement dans des gammes de paramètres atypiques (gammes expérimentales ou gammes de paramètres du modèle comme θ).
3. La poursuite de la modélisation de la diffusivité thermique turbulente en deux zones initiée au chapitre 5, nous paraît une voie d'amélioration prometteuse quant à la prédiction des transferts thermiques en écoulement bouillant.

Annexe A

Corrélations de frottement pariétal

A.1 La corrélation diphasique de Friedel (1979)

E. Manon (2000) a montré que la corrélation de Friedel (1979) semblait être en première approche un choix pertinent pour τ_w en diphasique. Construite à partir de plus de 25000 points expérimentaux, le domaine de validité de la corrélation couvre globalement notre domaine d'étude.

Cette corrélation permet le calcul du paramètre ϕ_{Lo}^2 défini comme étant le rapport entre la perte de pression par frottement de l'écoulement étudié $\left(\frac{dP}{dz}\right)_F$ et la perte de pression d'un écoulement purement liquide réel présentant le même débit de masse $\left(\frac{dP}{dz}\right)_{FLo}$:

$$\phi_{Lo}^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_F}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{FLo}}. \quad (\text{A.1})$$

Sur la base d'une régression statistique, Friedel propose de calculer ϕ_{Lo}^2 à l'aide de la relation suivante :

$$\phi_{Lo}^2 = E + 3.24FH \text{Fr}^{-0.045} \text{We}^{-0.035}, \quad (\text{A.2})$$

avec :

$$E = (1 - X)^2 + X^2 \frac{\rho_L C_{fGo}}{\rho_G C_{fLo}}, \quad F = X^{0.78} (1 - X)^{0.224},$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.7},$$

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{\rho^2 g D}, \quad \text{We} = \frac{G^2 D}{\rho \sigma}, \quad \text{et } \rho = (1 - \alpha)\rho_L + \alpha\rho_G = \left(\frac{X}{\rho_G} + \frac{1 - X}{\rho_L} \right)^{-1}.$$

Les propriétés thermophysiques et de transport sont calculées à saturation.

C_{fGo} et C_{fLo} sont calculés à l'aide de la corrélation de Churchill (1977) :

$$C_f = 2 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A + B)^{1.5}} \right]^{1/12}$$

$$A = \left[2.457 \ln \frac{1}{(7/\text{Re})^{0.9} + 0.27\varepsilon/D} \right]^{16} \quad B = \left(\frac{37530}{\text{Re}} \right)^{16}$$

$$\text{Avec : } \text{Re}_{Lo} = \frac{GD}{\mu_L} \quad \text{Re}_{Go} = \frac{GD}{\mu_G},$$

où ε est la rugosité de la paroi (m) prise égale à zéro dans note étude (tube hydrauliquement lisse). Toutes les autres grandeurs ont déjà été définies dans ce document et dans la nomenclature.

La perte de pression en écoulement monophasique s'écrit :

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{FLo} = - \frac{2C_{FLo}G^2}{D\rho_L}. \quad (\text{A.3})$$

La contrainte de cisaillement à la paroi s'obtient alors à partir du gradient de pression par :

$$\tau_w = - \frac{D}{4} \left(\frac{dP}{dz} \right)_F = - \frac{D}{4} \phi_{Lo}^2 \left(\frac{dP}{dz} \right)_{FLo}. \quad (\text{A.4})$$

Le tableau A.1 présente le domaine de validité de la corrélation de Friedel. Les chiffres entre parenthèses représente la moyenne arithmétique du paramètre sur la gamme.

L'incertitude la corrélation est de $\pm 25\%$.

A.2 La corrélation monophasique de McAdams (1954)

$$C_f = 0.036\text{Re}^{-0.1818} \quad \text{pour } 4.10^4 \leq \text{Re} \leq 10^7$$

$$\tau_w = \frac{C_f}{2} \rho_L \left(\frac{G}{\rho_L} \right)^2 \quad (\text{A.5})$$

Écoulements Composants	Horizontaux		Verticaux ascendant		Verticaux descendant	
	1	2	1	2	1	2
Vitesse massique (kg/m ² /s)	4500 - 7 (674)	10330 - 2 (885)	4800 - 34 (1430)	8410 - 20 (610)	8200 - 580 (2835)	2540 - 32 2 (350)
Densité	49070-4 (1541)	1200-8 (428)	24770-2 (133)	1020-6 (428)	82-20 (29)	960-130 (770)
Pression (bar)	178-0.02 (20)	64-1 (10)	212-0.1 (33)	171-1 (7)	72-20 (55)	7-1 (11)
Titre massique X	<1 (0.35)	<1 (0.26)	<1 (0.31)	<1 (0.31)	<0.88 (0.35)	<0.85 (0.31)
Diamètre hydraulique (10 ⁻³ m)	200-4 (27)	154-1 (49)	200-3 (12)	260-10 (25)	10-5 (7)	51-25 (42)
Rapport de viscosité (gaz/liquide)	46-2 (17)	33620-13 (444)	40-1 (10)	89320-6 (456)	8-4 (5)	6195-39 (343)
Tension de surface (10 ⁻³ N/m)	92-2 (36)	76-20 (53)	140-0.2 (7)	110-15 (69)	40-20 (25)	73-28 (70)
Systèmes diphasiques	eau R 113 R 22 R 12 R 11 <i>N</i> ₂ <i>NH</i> ₃ Ne 1Na99K 8Na92K	eau-air air-huile <i>CH</i> ₄ -eau <i>CH</i> ₄ -huile	eau R 12 <i>NH</i> ₃ Na 1Na99K	eau-air air-huile air-alcool NaK- <i>N</i> ₂ <i>N</i> ₂ -eau	eau	eau-air air-huile
Nb de points de données	1921	8367	6531	6555	68	1245
Tube circulaire	1886	8166	5421	6195	68	1245
Tube rectangulaire	35	201	394	26	-	54
Tube annulaire	-	-	766	334	-	-

TABLE A.1 – Paramètres des écoulements et points de données utilisés par Friedel Pour établir sa corrélation.

Annexe B

Caractéristiques des essais de la Banque DEBORA/TESS

Pour l'ensemble des campagnes C800, C2900, C3000 et C6100/TESS, les tableaux B.2 à B.5 rassemblent les paramètres de contrôle des essais présentés dans l'ensemble de ce manuscrit.

On retrouve :

- la vitesse massique G ,
- la pression de sortie P_s ,
- le flux de chaleur pariétal q_w ,
- l'enthalpie moyenne du liquide en entrée de conduite H_e déterminée à l'aide la relation d'état du fluide pour la température d'entrée,
- l'enthalpie H_m moyenne débitante du mélange en sortie de conduite calculée avec une longueur chauffante¹ L selon un bilan thermique 1D (Eq. 3.11),
- le titre thermodynamique à l'équilibre en sortie de tube calculé à partir de l'enthalpie moyenne du mélange en sortie de conduite (Eq. 2.102).

1. $L=3.485$ m pour les campagnes C800, C2900 et C3000, $L=0.985$ m et 2.485 m pour la campagne TESS.

B.1 Campagne 800 - Monophasique

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P_s (bar)	q_w (W.m ⁻²)	H_e (J.kg ⁻¹)	H_m (J.kg ⁻¹)	$X_{eq-sortie}$
C8G5P26W16Te20.5	5120	26.2	73900	219970	230450	-0.724
C8G5P26W16Te30.79	5009	26.2	73900	230000	240720	-0.604
C8G5P26W16Te40.59	5013	26.2	73900	239790	250490	-0.490
C8G5P26W16Te45.82	4990	26.3	73900	245170	255920	-0.427
C8G5P26W16Te50.88	4995	26.3	73900	250440	261180	-0.366
C8G5P26W16Te55.28	5063	26.2	73900	255108	265750	-0.313
C8G2P26W16Te19.84	1996	26.1	74400	219330	246390	-0.538
C8G2P26W16Te24.57	1997	26.2	73900	223910	250780	-0.487
C8G2P26W16Te29.47	1989	26.2	73900	228705	255680	-0.430
C8G2P26W16Te31.46	1995	26.2	74400	230670	257860	-0.405

TABLE B.1 – Caractéristiques des essais monophasiques de la campagne C800.

B.2 Campagne 800 - Diphasique

Cas	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	P_s (bar)	q_w (W.m ⁻²)	H_e (J.kg ⁻¹)	H_m (J.kg ⁻¹)	$X_{eq-sortie}$
C8G2P26W16Te35.36	1998	26.1	73900	234549	261400	-0.363
C8G2P26W16Te39.92	2001	26.1	73900	239140	265953	-0.310
C8G2P26W16Te49.72	2000	26.2	73900	249226	276053	-0.193
C8G2P26W16Te61.51	1997	26.2	73900	261866	288730	-0.046
C8G2P26W16Te66.57	1982	26.2	73900	267515	294585	0.022
C8G2P14W16Te16.93	2027	14.5	73900	216311	242780	-0.135
C8G2P14W16Te23.74	2010	14.6	73900	222925	249620	-0.076
C8G2P14W16Te29.47	2009	14.6	73900	228577	255284	-0.027
C8G2P14W16Te33.37	2011	14.6	72500	232475	258650	0.001
C8G2P14W16Te36.11	2009	14.6	72500	235241	261440	0.025
C8G2P14W16Te43.08	2014	14.6	72900	242389	268670	0.087
C8G5P26W16Te70.31	4937	26.3	73900	271797	282665	-0.116
C8G5P26W16Te81.18	4983	26.4	73900	285027	295794	0.036

TABLE B.2 – Caractéristiques des essais diphasiques de la campagne C800.

B.3 Campagne 2900

Cas	G ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	P_s (bar)	q_w (W.m^{-2})	H_e (J.kg^{-1})	H_m (J.kg^{-1})	$X_{eq-sortie}$
C29G5P14W34Te34.19	5088	14.59	161640	233300	256660	$-1.50.10^{-2}$
C29G5P14W34T38.74	5087	14.59	161110	237939	260935	$2.17.10^{-2}$
C29G5P14W34Te39.95	5085	14.59	160980	239158	262140	$3.21.10^{-2}$
C29G5P14W34Te40.42	5086	14.59	160900	239641	262610	$3.61.10^{-2}$
C29G2P14W16Te28.52	2028	14.59	76200	227624	254900	$-3.02.10^{-2}$
C29G2P14W16Te31.16	2030	14.59	76240	230260	254528	$-8.23.10^{-3}$
C29G2P14W16Te31.87	2014	14.58	76260	230970	258460	$3.60.10^{-4}$
C29G2P14W16Te32.79	2035	14.58	76250	231863	259070	$5.61.10^{-3}$
C29G2P14W16Te34.91	2028	14.59	76240	234050	261350	$2.53.10^{-2}$
C29G2P14W16Te36.16	1999	14.58	75800	235292	262830	$3.80.10^{-2}$
C29G2P14W16Te38.48	1999	14.58	75810	237627	265155	$5.80.10^{-2}$
C29G2P14W16Te39.67	2023	14.59	76260	238871	266240	$6.74.10^{-2}$
C29G2P14W16Te40.8	2023	14.59	76260	240068	267440	$7.77.10^{-2}$
C29G2P14W16Te42.30	2022	14.59	76260	241580	268962	$9.02.10^{-2}$
C29G2P14W16Te44.21	2024	14.59	76260	243600	270960	$1.08.10^{-1}$
C29G1P30W12Te59.65	993	30.06	58260	259727	302340	-0.006
C29G1P30W12Te68.7	1004	30.08	58260	269733	311843	0.120
C29G1P30W12Te70.96	1004	30.07	58260	272338	314435	0.155
C29G1P30W12Te72.65	1005	30.07	58260	274283	316380	0.181
C29G1P30W12Te73.7	995	30.06	58260	275511	318030	0.203
C29G2P26W16Te60.75	2005	26.15	73890	261031	287787	$-5.67.10^{-2}$
C29G2P26W16Te66.60	1987	26.15	73890	267550	294549	$2.19.10^{-2}$
C29G2P26W16Te70.53	1985	26.15	73890	272059	299085	$7.47.10^{-2}$

TABLE B.3 – Caractéristiques des essais de la campagne C2900.

B.4 Campagne 3000

Cas	G ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	P_s (bar)	q_w ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)	H_e ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)	H_m ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)	$X_{eq-sortie}$
C30G2P14W16Te28.75	2023	14.59	76261	227862	255230	$-2.74\cdot 10^{-2}$
C30G2P14W16Te30.08	2022	14.59	76256	229183	256564	$-1.59\cdot 10^{-2}$
C30G2P14W16Te31.39	2022	14.58	76245	230490	257870	$-4.70\cdot 10^{-3}$
C30G2P14W16Te38.95	2008	14.58	77509	238133	266160	$6.66\cdot 10^{-2}$
C30G2P14W16Te41.15	2007	14.58	77688	239168	267270	$7.62\cdot 10^{-2}$
C30G2P14W17Te33.94	2008	14.58	78131	231912	260160	$1.50\cdot 10^{-2}$
C30G2P26W16Te64.4	2050	26.2	73893	265073	291243	$-1.65\cdot 10^{-2}$
C30G2P26W16Te66.6	2049	26.2	73893	267549	293730	$1.24\cdot 10^{-2}$
C30G2P26W16Te70.59	2051	26.18	73893	272129	298290	$6.54\cdot 10^{-2}$
C30G3P26W27Te60.78	3009	26.19	127190	261064	291750	$-1.06\cdot 10^{-2}$

TABLE B.4 – Caractéristiques des essais de la campagne C3000.

B.5 Campagne TESS

Cas	G ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	P_s (bar)	q_w ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)	H_e ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)	H_m ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)	L (m)
TG3P28W15Te72.07	2844	27.54	100873	307080	325442	2.485
TG3P28W12Te74.28	2843	27.54	79843	311070	325610	2.485
TG3P28W11Te75.30	2844	27.54	70776	312952	325840	2.485
TG3P14W30Te29.22	2755	14.63	199540	240589	278090	2.485
TG3P14W17Te40.59	2742	14.63	110109	257209	278000	2.485
TG3P14W7Te48.19	2720	14.63	49495	268749	278170	2.485
TG2P26W17Te63.57	1968	26.58	115597	292634	323040	2.485
TG2P26W13Te68.03	1962	26.58	84960	300139	322560	2.485
TG2P26W11Te70.38	1964	26.58	69436	304218	322520	2.485
TG0.5P14W3Te41.98	556	14.65	53716	259289	279115	0.985
TG0.5P14W1Te49.24	554	14.65	20733	270376	278055	0.985

TABLE B.5 – Caractéristiques des essais de la campagne TESS.

B.6 Propriétés du Fréon

Les tableaux B.6 et B.7 rassemblent les propriétés du **fluide R12 à la saturation** à la pression de sortie des essais considérés (campagnes C800, C2900 et C3000). Les propriétés thermophysiques et de transport utilisées sont issues des tables du NIST (*National Institute of Standards and Technology*). On distinguera 3 pressions 14.6, 26.2 et 30.06 bar. Pour chacune de ces pressions, on a noté :

- la température de saturation (T_{sat}),
- la capacité calorifique massique à pression constante pour le liquide ($c_{pL,sat}$),
- la conductivité thermique du liquide ($\lambda_{L,sat}$),
- les masses volumiques du liquide et du gaz ($\rho_{L,sat}$ et $\rho_{G,sat}$),
- les viscosités dynamiques du liquide et du gaz ($\mu_{L,sat}$ et $\mu_{G,sat}$)
- la tension de surface du fluide (σ),
- la chaleur latente de vaporisation (\mathcal{L}),
- les enthalpies de saturation du liquide et du gaz ($H_{L,sat}$ et $H_{G,sat}$).

Les tableaux B.8 et B.9 rassemblent les propriétés du **fluide R134A à la saturation** à la pression de sortie des essais TESS considérés. On retrouve toutes les grandeurs précédemment décrites.

Le tableau B.10 rassemble les propriétés du **fluide R12 en fonction de la température moyenne du liquide** et de la pression de sortie, pour les essais monophasiques considérés (campagne C800).

On retrouve pour P=26 bar :

- la température moyenne débitante du liquide en sortie de conduite (T_{Lb-1D}) évaluée par un bilan thermique 1D à partir de l'enthalpie moyenne du liquide en sortie et de l'équation d'état du fluide,
- les propriétés thermophysiques et de transport pour le liquide à cette température précédemment décrites (ρ_L , λ_L , c_{pL} et ν_L la viscosité cinématique pour le liquide).

Série	P bar	T_{sat} (°C)	$c_{pL,sat}$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	$\lambda_{L,sat}$ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	$\rho_{L,sat}$ (kg.m ⁻³)	$\rho_{G,sat}$ (kg.m ⁻³)
C29G2P14W16 C29G5P14W34 C30G2P14W16 C30G2P14W17 C8G2P14W16	14.6	58.10	1111.3	$5.58.10^{-2}$	1177.3	84.84
C30G2P26W16 C30G3P26W27 C8G2P26W16 C8G5P26W16	26.2	86.83	1422	$4.56.10^{-2}$	1016.4	172.51
C29G1P30W12	30.06	94.20	1644.7	$4.3.10^{-2}$	959.1	211.2

TABLE B.6 – Propriétés physiques du Fréon R12 à saturation.

Série	$\mu_{L,sat}$ (Pa.s)	$\mu_{G,sat}$ (Pa.s)	σ (N.m ⁻¹)	\mathcal{L} (J.kg ⁻¹)	$H_{L,sat}$ (J.kg ⁻¹)	$H_{G,sat}$ (J.kg ⁻¹)
C29G2P14W16 C29G5P14W34 C30G2P14W16 C30G2P14W17 C8G2P14W16	$1.313.10^{-4}$	$1.32.10^{-5}$	$4.65.10^{-3}$	116128	258484	374559
C30G2P26W16 C30G3P26W27 C8G2P26W16 C8G5P26W16	$8.94.10^{-5}$	$1.57.10^{-5}$	$1.76.10^{-3}$	85929	292665	378594
C29G1P30W12	$7.85.10^{-5}$	$1.69.10^{-5}$	$1.13.10^{-3}$	74843	302798	377641

TABLE B.7 – Propriétés physiques du Fréon R12 à saturation.

Série	P bar	T_{sat} (°C)	$c_{pL,sat}$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	$\lambda_{L,sat}$ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	$\rho_{L,sat}$ (kg.m ⁻³)	$\rho_{G,sat}$ (kg.m ⁻³)
TG3P28	27.54	82.11	2152.7	$5.62.10^{-2}$	911.55	165.70
TG3P14 TG0.5P14	14.65	54.26	1602.1	$6.85.10^{-2}$	1081.9	74.58
TG2P26	26.58	80.44	2082.2	$5.69.10^{-2}$	924.76	157.27

TABLE B.8 – Propriétés physiques du Fréon R134A à saturation.

Série	$\mu_{L,sat}$ (Pa.s)	$\mu_{G,sat}$ (Pa.s)	σ (N.m ⁻¹)	\mathcal{L} (J.kg ⁻¹)	$H_{L,sat}$ (J.kg ⁻¹)	$H_{G,sat}$ (J.kg ⁻¹)
TG3P28	8.63.10 ⁻⁵	1.61.10 ⁻⁵	1.40.10 ⁻³	102022	326468	428489
TG3P14 TG0.5P14	1.34.10 ⁻⁴	1.31.10 ⁻⁵	4.38.10 ⁻³	146609	278305	424914
TG2P26	8.91.10 ⁻⁵	1.58.10 ⁻⁵	1.558.10 ⁻³	105528	323230	428758

TABLE B.9 – Propriétés physiques du Fréon R134A à saturation.

Essais	P bar	T_{Lb-1D} (°C)	ρ_L (kg.m ⁻³)	λ_L (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	c_{pL} (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	ν_L (m ² .s ⁻¹)
C8G5P26W16Te20.5	26.2	31.23	1300	6.63.10 ⁻²	989	1.40.10 ⁻⁷
C8G5P26W16Te30.79	26.2	41.47	1261	6.28.10 ⁻²	1018	1.30.10 ⁻⁷
C8G5P26W16Te40.59	26.2	50.93	1222	5.95.10 ⁻²	1051	1.21.10 ⁻⁷
C8G5P26W16Te45.82	26.2	56.04	1200	5.77.10 ⁻²	1073	1.16.10 ⁻⁷
C8G5P26W16Te50.88	26.2	60.89	1177	5.60.10 ⁻²	1098	1.12.10 ⁻⁷
C8G5P26W16Te55.28	26.2	65.00	1157	5.45.10 ⁻²	1122	1.08.10 ⁻⁷
C8G2P26W16Te19.84	26.2	47.00	1238	6.09.10 ⁻²	1037	1.24.10 ⁻⁷
C8G2P26W16Te24.57	26.2	51.20	1221	5.94.10 ⁻²	1053	1.20.10 ⁻⁷
C8G2P26W16Te29.47	26.2	55.81	1200	5.78.10 ⁻²	1072	1.16.10 ⁻⁷
C8G2P26W16Te31.46	26.2	57.73	1192	5.71.10 ⁻²	1082	1.14.10 ⁻⁷

TABLE B.10 – Propriétés liquides du Fréon R12 à T_{Lb-1D} pour les essais monophasiques.

B.7 Échelles turbulentes

Dans cette section on consigne les valeurs des échelles turbulentes pour les différentes campagnes.

On va retrouver le taux de vide moyenné sur la section $\langle \alpha_G \rangle_2$ à partir des mesures qui va permettre de calculer la vitesse de dérive \widehat{U}_B grâce à la corrélation d'Ishii (1977) (Eq. 2.90) .

On va retrouver également le titre massique de vapeur expérimental X_{exp} calculé à partir des profils taux de vide et de vitesse gaz expérimentaux. Ce titre va permettre de calculer la contrainte de frottement pariétal $\tau_{w-Friedel}$ avec la corrélation de Friedel (1979) (annexe A) et la vitesse de frottement associée $u_{Friedel}^*$ (Eq. 2.83) . La vitesse de frottement calculée avec la corrélation de McAdams (1954) (annexe A) est également consignée ($\tau_{w-McAdams}$ et $u_{McAdams}^*$).

Enfin on retrouve le diamètre de bulles moyenné sur la section \widehat{d}_B à partir des données expérimentales.

Pour la campagne C2900 le titre massique de vapeur n'est pas calculable faute de mesures de vitesse gaz, néanmoins on peut l'estimer en utilisant le profil de taux vide expérimental et la loi turbulente de vitesse en puissance $1/7^{eme}$ (Eq. 3.12) pour calculer la contrainte de frottement par la corrélation de Friedel.

B.7.1 Campagne C800 Monophasique

Cas	$\tau_{w-McAdams}$ (Pa)	$u_{McAdams}^*$ (m.s ⁻¹)
C8G5P26W16Te20.50	37.02	0.1908
C8G5P26W16Te30.79	35.57	0.1871
C8G5P26W16Te40.59	35.62	0.1872
C8G5P26W16Te45.82	35.32	0.1864
C8G5P26W16Te50.88	35.39	0.1866
C8G5P26W16Te55.28	36.27	0.1889
C8G2P26W16Te20.50	6.73	0.0814
C8G2P26W16Te24.57	6.74	0.0815
C8G2P26W16Te29.47	6.69	0.0812
C8G2P26W16Te31.46	6.73	0.0814

TABLE B.11 – Échelles turbulentes de la campagne C800.

B.7.2 Campagne C2900

Cas	X_{exp}	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$u_{Friedel}^*$ (m.s ⁻¹)
C29G1P30W12Te68.7	$4.37 \cdot 10^{-2}$	3.62	0.0614
C29G1P30W12Te70.96	$5.73 \cdot 10^{-2}$	3.98	0.0644
C29G1P30W12Te72.65	$6.39 \cdot 10^{-2}$	4.15	0.0657
C29G1P30W12Te73.7	$6.98 \cdot 10^{-2}$	4.29	0.0668
C29G2P14W16Te32.79	$1.62 \cdot 10^{-2}$	9.52	0.0900
C29G2P14W16Te34.91	$2.58 \cdot 10^{-2}$	10.75	0.0955
C29G2P14W16Te36.16	$13.46 \cdot 10^{-2}$	11.51	0.0988
C29G2P14W16Te38.48	$4.74 \cdot 10^{-2}$	12.89	0.1046
C29G2P14W16Te39.67	$5.28 \cdot 10^{-2}$	13.69	0.1078
C29G2P14W16Te40.8	$5.98 \cdot 10^{-2}$	14.31	0.1102
C29G2P14W16Te44.21	$8.23 \cdot 10^{-2}$	16.52	0.1184

TABLE B.12 – Échelles turbulentes de la campagne C2900.

Cas	$\langle \alpha_G \rangle_2$	\widehat{U}_B (m.s ⁻¹)	\widehat{d}_B (m)
C29G2P14W16Te32.79	0.2004	0.0738	$7.37 \cdot 10^{-4}$
C29G2P14W16Te34.91	0.2800	0.0616	$8.28 \cdot 10^{-4}$
C29G2P14W16Te36.16	0.3375	0.0531	$8.6 \cdot 10^{-4}$
C29G2P14W16Te38.48	0.4075	0.0437	$8.62 \cdot 10^{-4}$
C29G2P14W16Te39.67	0.4333	0.0404	$8.56 \cdot 10^{-4}$
C29G2P14W16Te40.8	0.4604	0.0371	$8.45 \cdot 10^{-4}$
C29G2P14W16Te44.21	0.5473	0.0273	$8.62 \cdot 10^{-4}$
C29G1P30W12Te68.7	0.3494	0.0378	$4.85 \cdot 10^{-4}$
C29G1P30W12Te70.96	0.4182	0.0311	$5.22 \cdot 10^{-4}$
C29G1P30W12Te72.65	0.4468	0.0285	$5.27 \cdot 10^{-4}$
C29G1P30W12Te73.7	0.4769	0.0258	$5.74 \cdot 10^{-4}$
C29G5P14W34Te34.19	0.0609	0.0978	$2.91 \cdot 10^{-4}$
C29G5P14W34T38.74	0.2259	0.0698	$4.59 \cdot 10^{-4}$
C29G5P14W34Te39.95	0.2549	0.0652	$4.81 \cdot 10^{-4}$
C29G5P14W34Te40.42	0.2963	0.0590	$5.18 \cdot 10^{-4}$

TABLE B.13 – Échelles turbulentes de la campagne C2900.

B.7.3 Campagne C3000

Cas	$\langle \alpha_G \rangle_2$	\widehat{U}_B (m.s ⁻¹)	\widehat{d}_B (m)
C30G2P14W16Te28.75	0.0727	0.0957	$6.71 \cdot 10^{-4}$
C30G2P14W16Te30.08	0.1117	0.0887	$7.17 \cdot 10^{-4}$
C30G2P14W16Te31.39	0.1585	0.0807	$8.05 \cdot 10^{-2}$
C30G2P14W16Te38.95	0.4232	0.0417	$9.4 \cdot 10^{-4}$
C30G2P14W16Te41.15	0.4675	0.0362	$1.1 \cdot 10^{-3}$
C30G2P14W17Te33.94	0.2833	0.0609	$9.33 \cdot 10^{-4}$
C30G2P26W16Te66.6	0.1082	0.0708	$3.96 \cdot 10^{-4}$
C30G2P26W16Te70.59	0.2476	0.0526	$4.425 \cdot 10^4$
C30G3P26W27Te60.78	0.1235	0.0657	$2.60 \cdot 10^{-4}$

TABLE B.14 – Échelles turbulentes de la campagne C3000.

Cas	X_{exp}	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$u_{Friedel}^*$ (m.s ⁻¹)	$\tau_{w-McAdams}$ (Pa)	$u_{McAdams}^*$ (m.s ⁻¹)
C30G2P14W16Te28.75	0.0051	7.62	0.0804	6.49	0.0742
C30G2P14W16Te30.08	0.0084	8.21	0.0830	6.48	0.0741
C30G2P14W16Te31.39	0.0138	9.06	0.0877	6.48	0.0741
C30G2P14W16Te38.95	0.0610	14.34	0.1103	6.40	0.0737
C30G2P14W16Te41.15	0.0787	15.97	0.1164	6.40	0.0737
C30G2P14W17Te33.94	0.0303	11.11	0.0971	6.40	0.0737
C30G2P26W16Te66.6	0.0192	8.59	0.0920	7.00	0.0830
C30G2P26W16Te70.59	0.0573	10.64	0.1023	7.02	0.0831
C30G3P26W27Te60.78	0.0191	17.06	0.1295	14.10	0.1177

TABLE B.15 – Échelles turbulentes de la campagne C3000.

B.7.4 Campagne TESS

Cas	$\langle \alpha_G \rangle_2$	\widehat{U}_B (m.s ⁻¹)	\widehat{d}_B (m)
TG3P28W15Te72.07	0.0492	0.0764	$2.44 \cdot 10^{-4}$
TG3P28W12Te74.28	0.0381	0.0780	$2.28 \cdot 10^{-4}$
TG3P28W11Te75.30	0.0355	0.0784	$2.26 \cdot 10^{-4}$
TG3P14W30Te29.22	0.3033	0.0584	$1.20 \cdot 10^{-3}$
TG3P14W17Te40.59	0.1638	0.0804	$7.11 \cdot 10^{-4}$
TG3P14W7Te48.19	0.0701	0.0968	$5.33 \cdot 10^{-4}$
TG2P26W17Te63.57	0.0902	0.0727	$3.82 \cdot 10^{-4}$
TG2P26W13Te68.03	0.0532	0.0780	$3.30 \cdot 10^{-4}$
TG2P26W11Te70.38	0.0404	0.0798	$3.08 \cdot 10^{-4}$
TG0.5P14W3Te41.98	0.1561	0.0821	$1.07 \cdot 10^{-3}$
TG0.5P14W1Te49.24	0.0763	0.0956	$9.08 \cdot 10^{-4}$

TABLE B.16 – Échelles turbulentes de la campagne TESS.

Cas	X_{exp}	$\tau_{w-Friedel}$ (Pa)	$u_{Friedel}^*$ (m.s ⁻¹)	$\tau_{w-McAdams}$ (Pa)	$u_{McAdams}^*$ (m.s ⁻¹)
TG3P28W15Te72.07	$8.89 \cdot 10^{-3}$	15.55	0.1306	14.11	0.1244
TG3P28W12Te74.28	$6.82 \cdot 10^{-3}$	15.25	0.1293	14.10	0.1243
TG3P28W11Te75.30	$6.35 \cdot 10^{-3}$	15.20	0.1291	12.44	0.1168
TG3P14W30Te29.22	$2.90 \cdot 10^{-2}$	20.89	0.1389	12.25	0.1064
TG3P14W17Te40.59	$1.30 \cdot 10^{-2}$	16.75	0.1244	12.15	0.1059
TG3P14W7Te48.19	$4.98 \cdot 10^{-3}$	14.04	0.1139	11.98	0.1052
TG2P26W17Te63.57	$1.65 \cdot 10^{-2}$	8.56	0.0962	7.22	0.0883
TG2P26W13Te68.03	$9.39 \cdot 10^{-3}$	8.00	0.0930	7.17	0.0880
TG2P26W11Te70.38	$7.02 \cdot 10^{-3}$	7.83	0.0920	7.19	0.0881
TG0.5P14W3Te41.98	$1.45 \cdot 10^{-2}$	1.06	0.0313	0.69	0.0252
TG0.5P14W1Te49.24	$6.72 \cdot 10^{-3}$	0.88	0.0285	0.68	0.0250

TABLE B.17 – Échelles turbulentes de la campagne TESS.

Annexe C

Modèle axial de titre massique de vapeur et de taux de vide de Lahey et Moody (1977)

Nous présentons dans cette annexe le modèle 1D d'ébullition sous-saturée en convection forcée proposé par Lahey et Moody (1977) pour prédire le taux de vide et le titre massique de vapeur.

Ce modèle est constitué :

- du critère de Saha et Zuber (1974) pour déterminer le point d'apparition significative de vapeur :

Si

$$\text{Pe} \triangleq \frac{GDc_pL}{\lambda_L} = \begin{cases} < 70000 \\ \geq 70000 \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

(Le nombre de Peclet Pe représente le rapport du transfert par convection sur le transfert par conduction.),

alors

$$X_{eq,OSV} = \begin{cases} -0.0022 \frac{q_w D c_p L}{\lambda_L \mathcal{L}} \\ -154 \frac{q_w}{G \mathcal{L}} \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

Le titre thermodynamique à l'équilibre au point d'apparition significative est noté $X_{eq,OSV}$ (*onset of significant void*).

- de la relation de Levy (1967) pour le titre massique à une cote donnée en fonction titre thermodynamique à cette cote :

$$X = \max \left\{ 0, X_{eq} - X_{eq,OSV} \exp \left(\frac{X_{eq}}{X_{eq,OSV}} - 1 \right) \right\} \quad (\text{C.3})$$

— du modèle de Zuber et Findlay (1965) pour relier le taux de vide au titre massique :

$$\langle \alpha_G \rangle_2 = \frac{X}{C_0 \left(X + (1 - X) \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) + \frac{\rho_G \widehat{V}_{Gj}}{G}} \quad (\text{C.4})$$

Dans cette relation, le paramètre de distribution C_0 est issu de l'étude de Dix (1971) :

$$C_0 = \beta \left(1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^b \right), \quad (\text{C.5})$$

où

$$b = \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.1}, \quad (\text{C.6})$$

et β le titre volumique donné par :

$$\beta = \frac{X}{X + (1 - X) \frac{\rho_G}{\rho_L}}. \quad (\text{C.7})$$

Enfin pour la vitesse de dérive \widehat{V}_{Gj} :

$$\widehat{V}_{Gj} = 2.9 \left(\frac{(\rho_G - \rho_L) \sigma g}{\rho_L^2} \right)^{1/4} \quad (\text{C.8})$$

Ce modèle est adapté aux régimes permanents avec du chauffage uniforme.

Annexe D

Corrélations de température de paroi

Dans cette annexe sont présentées une corrélation de température de paroi en monophasique et une corrélation bouillante. Ces corrélations sont utilisées afin de valider les mesures de la banque de données DEBORA/TESS.

D.1 Corrélation de température de paroi monophasique

D.1.1 La corrélation de Gnielinski (1976)

Cette corrélation donne le Nusselt suivant :

$$\text{Nu} = \frac{\left(\frac{C_f}{2}\right) (\text{Re} - 1000) \text{Pr}}{1 + 12.7 \left(\frac{C_f}{2}\right)^{0.5} (\text{Pr}^{2/3} - 1)}, \quad (\text{D.1})$$

pour :

$$\begin{cases} 0.5 \leq \text{Pr} \leq 2000 \\ 2300 \leq \text{Re} \leq 5.10^6 \end{cases} . \quad (\text{D.2})$$

Pour le coefficient de frottement on peut utiliser la corrélation de Churchill (1977) dont le domaine de validité couvre nos gammes d'écoulements.

$$C_f = 2 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A + B)^{1.5}} \right]^{1/12}$$

$$A = \left[2.457 \ln \frac{1}{(7/\text{Re})^{0.9} + 0.27\epsilon/D} \right]^{16} \quad B = \left(\frac{37530}{\text{Re}} \right)^{16}$$

D.2 Corrélation de température de paroi diphasique

D.2.1 La corrélation Frost et Dzakowic (1967)

Cette corrélation donne une expression de la surchauffe de température pariétale en ébullition ΔT_{sat} :

$$T_W = T_{sat} + \Delta T_{sat}, \quad (\text{D.3})$$

$$\Delta T_{sat} = \text{Pr}_{sat} \sqrt{\frac{8\sigma q_w T_{sat}}{\lambda_{L,sat} \mathcal{L} \rho_G}}. \quad (\text{D.4})$$

La température de saturation doit être en Kelvin et le nombre de Prandtl à saturation est défini par :

$$\text{Pr}_{sat} = \frac{\mu_{L,sat} c_{pL,sat}}{k_{L,sat}}. \quad (\text{D.5})$$

Annexe E

Description de l'installation DEBORA

E.1 Introduction

L'installation expérimentale DEBORA est un générateur thermohydraulique conçu dans le cadre des études de sûreté REP. La figure suivante E.1 en présente un schéma d'ensemble.

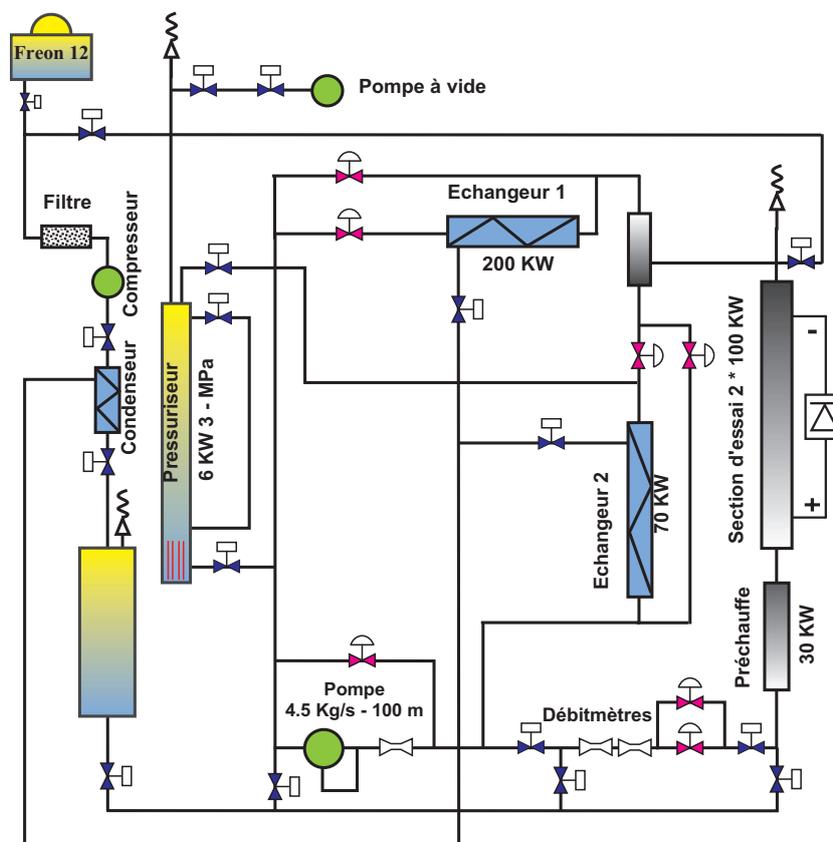


FIGURE E.1 – Schéma d'ensemble de la boucle DEBORA.

La boucle est constituée de deux circuits couplés : En ce qui concerne le circuit principal :

- La pompe est du type centrifuge à rotor noyé de marque RUTSCHI - version verticale (référence SMN-M55-160/3). Elle est animée par un moteur électrique de 16 kW. Son débit nominal est de 15 m³/h sous 100 m de colonne liquide à 60 °C,
- la préchauffe est un composant ayant pour but de réguler la température d'entrée dans la section d'essai. Elle développe une puissance de chauffe de 30 kW, (chauffage direct de tubes en parallèle alimentés en courant redressé (15 V, 2000 A). Afin de prévenir tout risque de crise d'ébullition, la densité de flux thermique y est limitée à 30 kW/m²,
- l'échangeur parallèle assure le sous refroidissement du fluide en dérivation de la section d'essai. Ceci permet de recondenser la vapeur produite dans la section d'essais en mélangeant du Fréon chaud et du Fréon froid dès la sortie du canal d'essai,
- l'échangeur série est voué à l'évacuation du surplus de puissance dégagé dans la préchauffe et la section d'essai. La puissance maximale dissipée est de 200 kW,
- le pressuriseur impose la pression dans le circuit primaire par vaporisation du fluide grâce à un chauffage externe par cordons (6 kW) et par aspersion de fluide froid en mode sécurité. En fonctionnement nominal, celle-ci est simplement régulée par les pertes thermiques du pressuriseur. En outre, son volume vapeur sert d'amortisseur aux diverses fluctuations de pression dans la section d'essais et permet de compenser la variation de volume massique du fluide de la boucle, (pression maximale d'utilisation : 3 MPa, volume utile : 0.14 m³).
- trois redresseurs fournissent la puissance électrique nécessaire à la réalisation des essais :
 - ◇ 1 redresseur de 30 kW délivrant à pleine charge un courant continu de 2000 A sous une tension de 15 V,
 - ◇ 2 redresseurs de 100 kW délivrant à pleine charge un courant continu de 1250 A sous une tension de 80 V.

Chacun de ces redresseurs est associé à un transformateur abaisseur alimentant un pont de thyristors. Leur protection est assurée par un disjoncteur.

En ce qui concerne le circuit secondaire :

- le bidon de stockage a une capacité de stockage de 0.4 m³. Il a été conçu pour permettre un remplissage ou une vidange de la totalité de l'installation d'essai. La pression minimale d'utilisation de ce réservoir est de 1 MPa et sa pression

maximale admissible de 1.8 MPa,

- le compresseur (type compresseur à membranes) est utilisé en phase de vidange de l'installation. Son rôle consiste à éliminer toute trace résiduelle de liquide (après la phase résiduelle de vidange par gravité),
- le rôle du condenseur est d'autoriser la liquéfaction de la vapeur sortant du compresseur lors d'une opération de vidange,
- la pompe à vide, du type pompe à palette, permet d'abaisser la pression de la boucle de 0.1 MPa à 10 Pa.

E.2 Réglages des paramètres de contrôle de l'installation

- **réglage de la pression** : la gamme de pression explorée sur DEBORA s'étend de 1 à 3 MPa. La valeur minimale est imposée d'une part par la nécessité d'éviter toute ébullition en entrée de la pompe (risque de cavitation de la pompe), et d'autre part par le fait qu'il est souhaitable de pouvoir conserver une liberté d'action sur la température d'entrée (pour augmenter le domaine d'essais accessible à pression imposée). Actuellement, la température minimale de fréon liquide en entrée de section d'essais est de 20 °C. Si on considère qu'une plage de 20 °C soit suffisante pour obtenir - à pression fixée - un domaine d'essais suffisant, cela impose donc de pouvoir régler une température de 40 °C à l'entrée de la section d'essais sans être en ébullition. Or 40 °C correspond à la température de saturation du Fréon 12 à la pression de 1 MPa¹,
- **réglage du débit** : le réglage du débit massique est obtenu par deux vannes de régulation (vannes à cage). La vanne dite "gros débit" a une position fixe à un point proche du débit effectif à réguler, et la vanne "petit débit" permet d'affiner la régulation. Les deux vannes actuellement en place permettent d'explorer une gamme expérimentale allant de 0.02 à 3.5 kg/s,
- **réglage de la température d'entrée** : La température en entrée de la section d'essais peut être réglée à l'aide de la puissance de la préchauffe ou par action sur les échangeurs thermiques. La gamme de variation de ce paramètre dépend de la pression P. En effet, si le seuil minimal de température d'entrée est fixé à 20 °C, le seuil maximal est lui imposé à $T_{sat}(P) - 5$ °C. Cette condition permet de

1. Il apparaît qu'il n'est donc pas possible d'envisager des essais à une pression inférieure à 1 MPa, du moins sans modification du système de réglage de la température d'entrée dans le canal d'essais (introduction d'une usine de réfrigération du Fréon liquide).

- s'assurer que le fluide rentrant dans la section d'essais est monophasique liquide,
- **réglage de la puissance de chauffage** : la puissance de chauffage est obtenue à l'aide de deux redresseurs dont les caractéristiques ont été rappelées ci-dessus. Ceux-ci peuvent être couplés ou non, en parallèle ou en série, sur la section d'essai.

E.3 Contrôle commande de la boucle

Un automate APRIL PB400, muni d'un superviseur ISIS 400, assure le contrôle commande de la boucle. Six cartes d'entrées analogiques (180 voies), deux cartes de sortie analogiques (60 voies), dix cartes d'entrées T.O.R. (160 voies) et six cartes de sortie T.O.R. (96 voies) lui permettent de gérer et de contrôler les différents composants de la boucle. Ses principales fonctions sont :

- d'assurer la sécurité de la boucle par comparaison des conditions réelles de fonctionnement des composants de la boucle (circuit primaire et secondaire) aux conditions définies comme nominales,
- de permettre, par l'intermédiaire du superviseur, un contrôle et une commande du fonctionnement de l'installation et des appareils qui la composent,
- d'assurer la régulation des différents paramètres de la boucle. Ce point sera détaillé par la suite,
- de gérer les différents modes de fonctionnement de la boucle (phase de remplissage, vidange, mise sous vide,...).

◇ Régulation du débit :

Comme rappelé précédemment, le débit massique dans la section d'essais est régulé à l'aide de deux vannes à cage montées en parallèle. Deux types de fonctionnement de ces vannes sont autorisés par l'automate :

- fonctionnement à position fixe de la vanne : un signal de commande constant dans le temps (courant 4-20 mA) est envoyé sur le dispositif de pilotage de la vanne. Son ouverture dépend de l'intensité du courant reçu,
- fonctionnement en position régulée : l'automate utilise alors une boucle de régulation type P.I.D. avec comme information de pilotage, la valeur retournée par les capteurs de mesure de débit de la boucle. Le réglage des paramètres de régulation est fait de manière à éviter toute brusque variation du débit. La variation de débit obtenue en phase établie est de l'ordre de 10^{-3} kg.s⁻¹ sur 100 secondes pour la gamme de 0.020 à 0.250 kg/s.

◇ Régulation de la pression de sortie section d'essais :

La pression est régulée par le chauffage du pressuriseur. Il s'agit donc d'une régulation particulière puisque l'organe de commande n'a qu'une seule action possible (chauffage uniquement). Pour cela, la régulation est faite par une boucle P.I.D. qui impose un temps de chauffe plus ou moins long du pressuriseur, la base de temps étant de 5 secondes (un temps de chauffe supérieur à 5 secondes signifie donc un chauffage en continu). Le retour d'information de pression est obtenu grâce à la pression en sortie de section d'essai. Du fait de l'inertie thermique du pressuriseur, ce chauffage intermittent permet d'assurer la stabilité de la pression (en phase établie) à ± 0.01 MPa sur 100 secondes,

◇ Régulation de la température d'entrée section d'essais :

Cette température est régulée par la préchauffe via une boucle P.I.D. Les paramètres de cette boucle sont réglés de façon à éviter toute variation brutale de la puissance de la préchauffe. Le retour d'informations est obtenu par un thermocouple situé à l'entrée de la section d'essai. La boucle de régulation de l'automate fournit une consigne de puissance au redresseur de la préchauffe qui régule lui-même la puissance autour de cette consigne. Il suffit d'un réglage adéquat des paramètres P.I.D. pour que, l'inertie thermique de la préchauffe et du fluide en circulation aidant, la régulation de température se fasse,

◇ Régulation de la puissance de chauffe :

La puissance de la section d'essais est régulée par le redresseur associé à ± 1 %. L'automate génère une consigne. Sans variation de cette consigne, la puissance reste constante à mieux que 1% de la pleine échelle car aucun paramètre externe ne vient perturber le système : la régulation est calée sur la fréquence du réseau et les variations d'état de la boucle ne rejaillissent pratiquement pas sur la puissance hormis la variation de résistance de la section d'essais en fonction de la température.

Annexe F

Méthode itérative de Newton-Raphson

On présente dans cette annexe les éléments de compréhension nécessaires à la mise en œuvre de la méthode itérative de Newton-Raphson dans le cadre de notre problème.

Pour chaque cote, on cherche le vecteur X :

$$X = \begin{bmatrix} h_0 \\ x_0 \\ \frac{\partial p}{\partial z} \\ u_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \end{bmatrix} \quad (\text{F.1})$$

de telle sorte que la fonction $F(X)=W=0$, avec :

$$F(X) = W = \begin{bmatrix} Rq_{mr}^{tot}(R, z) + Rq_w \\ RJ_{Gmr}(R, z) \\ RG_r(R, z) \\ V_{mz}(R, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \end{bmatrix} \quad (\text{F.2})$$

On cherche le vecteur X_0 qui annulera le vecteur W .

Si on développe la fonction F autour de $F(X_0)$:

$$F(X) = F(X_0) + \sum_{j=1,4} \frac{\partial F}{\partial x_j} \Delta x_j + o(\Delta x). \quad (\text{F.3})$$

En négligeant le terme $o(\Delta x)$ et si $F(X)=0$, pour chaque composante i de la fonction F on a :

$$F_i(X_0) = - \sum_{j=1,4} \frac{\partial F_i}{\partial x_j} \Delta x_j. \quad (\text{F.4})$$

Pour un vecteur X_0 choisi au départ, le problème revient à chercher le vecteur Δx qu'il faut ajouter à X_0 pour obtenir le vecteur "conditions initiales" qui satisfera les conditions pariétales connues.

Si on résume le problème sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} F_1(X_0) \\ F_2(X_0) \\ F_3(X_0) \\ F_4(X_0) \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial x_1} & \frac{\partial F_1}{\partial x_2} & \frac{\partial F_1}{\partial x_3} & \frac{\partial F_1}{\partial x_4} \\ \frac{\partial F_2}{\partial x_1} & \frac{\partial F_2}{\partial x_2} & \frac{\partial F_2}{\partial x_3} & \frac{\partial F_2}{\partial x_4} \\ \frac{\partial F_3}{\partial x_1} & \frac{\partial F_3}{\partial x_2} & \frac{\partial F_3}{\partial x_3} & \frac{\partial F_3}{\partial x_4} \\ \frac{\partial F_4}{\partial x_1} & \frac{\partial F_4}{\partial x_2} & \frac{\partial F_4}{\partial x_3} & \frac{\partial F_4}{\partial x_4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x_1 \\ \Delta x_2 \\ \Delta x_3 \\ \Delta x_4 \end{bmatrix} \quad (\text{F.5})$$

Ce problème se résume à la résolution d'un système matriciel :

$$B = A \times \Delta X, \quad (\text{F.6})$$

dont l'inconnue est ΔX :

$$\Delta X = A^{-1}B. \quad (\text{F.7})$$

Pour obtenir la matrice B, on fixe un premier X_0 cohérent¹, après résolution du système on calcule $F(X_0)$ c'est-à-dire B. Ensuite pour déterminer A, on va perturber légèrement et indépendamment chaque condition initiale et le gradient de pression pour calculer de nouvelles fonctions F.

On fait donc une première perturbation :

$$X_0^a = \begin{bmatrix} X_1 + dX_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \end{bmatrix} \quad (\text{F.8})$$

pour calculer :

$$F(X_0^a) = \begin{bmatrix} F_1(X_0^a) \\ F_2(X_0^a) \\ F_3(X_0^a) \\ F_4(X_0^a) \end{bmatrix} \quad (\text{F.9})$$

1. C'est-à-dire une estimation cohérente de la solution à trouver à partir des grandeurs moyennes.

Ainsi on va pouvoir calculer tous les coefficients de la première colonne de la matrice A comme par exemple :

$$\frac{\partial F_1}{\partial x_1} = \frac{F_1(X_0^a) - F_1(X_0)}{dX_1} \quad (\text{F.10})$$

En réalisant trois autres perturbations de X_0 pour chaque composante, on calcule tous les coefficients de la matrice A, qu'il faut alors inverser pour déduire ΔX selon l'équation F.7.

Maintenant que l'on a calculé ce ΔX , le nouveau X_0^N donne $F(X_0^N) = 0$ et s'écrit :

$$X_0^N = X_0 + \Delta X. \quad (\text{F.11})$$

Bibliographie

- [1] Ahmad S.Y., 1973, *Fluid-to-Fluid Modelling of critical heat flux : A compensated Distorsion Model*, Int. J. Heat Mass Trans., Vol. 16, pp.641-662.
- [2] Bauer E. G., Houdayer G. R., Sureau H. M., 1976, *A non equilibrium axial flow model and application to loss-of-coolant accident analysis : the CLYSTERE system code*, Electricité de France, CSNI, Toronto, Vol.1 p429-457.
- [3] Bilicki Z., Kestin J. 1990, *Physical aspects of the relaxation model in two-phase flow*, Proc. Royal London A, 428,379-397.
- [4] Bouré J., 1970, *A Method to Develop Similarity Laws for Two-Phase Flows*, Paper No. 70-HT-25, ASME Fluids and Heat Transfer Meeting, Detroit, Michigan.
- [5] Bricard P., 1995, *Modélisation de l'ébullition sous-saturé e de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée*, Thèse de doctorat de l'école Centrale des Arts et Manufacture.
- [6] Candel S., 1995, *Mécaniques des fluides*, Écoles d'ingénieurs/2ème cycle universitaire, DUNOD seconde édition.
- [7] Churchill S.W., 1977, *Friction equation spns all fluid flow regimes*, Chemical Engng, Vol. 24, No 24, 91-92.
- [8] Collier J.G., 1981, *Convective boiling and condensation*, 2nd edition, MCGraw-Hill, New-York.
- [9] Cubizolles G., 1996, thèse *Étude stéréologique de la topologie des écoulements diphasiques à haute pression*, École Centrale Lyon.
- [10] Danel F., Delhaye J-M., 1971, *Sonde Optique pour la Mesure du Taux de présence Local en Écoulements Diphasiques*, Mesure, Régulation, Automatisation, pp 99-101.
- [11] Delhaye J-M., 2008, *Thermohydraulique des réacteurs*, Génie atomique EDP science.
- [12] Dix G.E., 1971, *Vapor void fractions for forced convection with subcooled boiling at low flow rates*, Ph. D. Thesis, University of California.

- [13] Francois F., 2001, *Étude et caractérisation des écoulements diphasiques dans un réacteur à eau sous-pression embarqué en similitude Fréon*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [14] Francois F., Delhaye J. M., Clément P., 2011, *The distribution parameter C_0 in the drift flux modeling of forced convective boiling*, Multiphase Science and technology, 23 (1) : 77-100.
- [15] Friedel L., 1979, *Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow*, European Two-Phase Flow Group Meeting, Ispra, Italy.
- [16] Frost W., Dzakowic G.S., 1967, *An extension of the method of predicting incipient boiling on commercially finished surfaces*, ASME paper, 67-HT-61.
- [17] Garnier J., 1993, *Mesurement of local thermal hydraulic parameter in R12 simulating PWR conditions from one phase flow until critical heat flux conditions*, European two phase flow group meeting, Hannover, Germany.
- [18] Garnier J., 1996, DEBORA, *Topologie de l'écoulement : remarques préliminaires sur l'utilisation de bi-sonde optiques*, Rapport CEA/SETEX/LTDF/96-15.
- [19] Gnielinski V., 1976, *New Equations for heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow*, Int. Chem. Eng., (19) : 359-368.
- [20] Guelfi A., Boucker M., Hérard J-M., Péturaud P., Bestion D., Boudier P., Fillion P., Grandotto M., Hervieu E., 2005, *A new multi-scale platform for advanced nuclear thermal-hydraulics, status and prospects of the NEPTUNE project.*, 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Avignon, France.
- [21] Gunther F. C., 1951, *Photographic study of surface-boiling heat transfer to water with forced convection*, Trans. ASME, Vol. 73, 115-121.
- [22] Ishii M., 1975, *Thermofluid Dynamic of Two-Phase Flow*, collection de la direction des Études et Recherches d'électricité de France, Eyrolles.
- [23] Ishii M., 1977, *One-dimentional drift-flux model and constitutive equations for the relative motion between phases in various two-phase flow regimes*, ANL Report-77-47.
- [24] Katto Y. and Ohne H., 1984, *An Improved Version of the Generalised Correlation of Critical Heat Flux for Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes*, Int. J. Heat Mass Transfer (27/9) : 1641-1648.

- [25] Kutateladze S. S. et Leont'ev A ; I., 1966, *Some applications of the asymptotic theory of the turbulent boundary layer*, Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago, Vol. 3, 1-6.
- [26] Lahey R.T et Moody F.J., 1977, *The Thermal Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor*, American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois, Part 2, Chapter 5, 173-248.
- [27] Laufer J., 1954, *The structure of turbulence in fully developed pipe flow*, Tech. rept. NACA-TN-2954, NACA-TR-1174. Nat. Advis. Comm. Aero.
- [28] Lee C. H., Mudawar I., 1988, *A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk conditions*, Int. J. Multiphase Flow, Vol.14 N°6, 711-728.
- [29] Levy S., 1967, *Forced convection subcooled boiling - prediction of vapor volumetric fraction*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.10 951-965.
- [30] Manon E., 2000, Thèse *Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des réacteurs à eau sous pression*, École centrale Paris.
- [31] Mattson R. J., Hammitt F. G., Tong L. S., 1973, *A photographic study of subcooled flow boiling and the boiling crisis in Freon-113*, ASME paper, 73-HT-39.
- [32] McAdams W.H., 1954, *Heat Transmission*, 3rd Ed., McGraw-Hill, New York.
- [33] Montout M., 2009, Thèse : *Contribution au développement d'une approche prédictive locale de la crise d'ébullition*, Université de Toulouse.
- [34] Nukiyama S., 1934, *Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure*, Journal of Japanese Society of Mechanical Engineering, Vol 37, pp. 336-374 (Traduit dans International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol 9, pp1419-1433 (1966)).
- [35] Ranz W.E., Marshall W.R., 1952, *Evaporation from drops : Part I*, Chem. eng. Prog, 48 :3, pp141-146.
- [36] Ranz W.E., Marshall W.R., 1952, *Evaporation from drops : Part II*, Chem. eng. Prog, 48 :3, pp173-180.
- [37] Reichardt H., 1951, *Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen*, ZAMM 22, 241-243.
- [38] Reichardt H., 1951, *On the recording of turbulent longitudinal and transverse fluctuations*, National Advisory Committee for aeronautics, technical memorandum 1313, NACA Washington.

- [39] Roy R.P., Velinda V., Kalra S. P., Peturaud P., 1994, *Local measurements in the two-phase region of turbulent subcooled boiling flow*, ASME, Vol 116, pages 660-669.
- [40] Roy R.P., Velinda V., Kalra S. P., 1997, *Velocity field in turbulent subcooled boiling flow*, ASME, Vol 119, pages 754-776.
- [41] Roy R.P., Kang S., Zarate J.A., 1999, *Measurement of the thermal and velocity fields in the liquid phase of turbulent subcooled bubbly boiling flow*, ASME, Heat transfert division, volume 4, pages 317-324.
- [42] Saha P., Zuber N., 1974, *Point of net vapor generation and void fraction in subcooled boiling*, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Vol 4, 175-179.
- [43] Sato Y., Sadatomi M., 1981, *Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow, I-Theory, II-A comparaisn between exp erimental data and theoretical calculations*, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, pp.167-177.
- [44] Sato Y., Sekoguchi K., 1975, *Liquid velocity distribution in two phase bubble flow*, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, pp.79-95.
- [45] Steven G. F., Kirby G. J. 1964, *A quantitative Comparison Between Burn-Out Data for Water at 1000 lb/in⁻² and Freon 12 at 155 lb/in⁻² (abs) uniformly heated round tubes, vertical upflow*, United Kingdom Atomic Energy Authority, Report N^o. AEEW-R327.
- [46] Taine J., Iacona E., Petit J.P., 2008, *Transferts thermiques*, 4eme  dition, introduction aux transferts d' nergie, DUNOD.
- [47] Theofanous T. G., Tu J. P., Dinh A. T., Dinh T. N., 2002, *The Boiling Crisis Phenomenon. Part I : Nucleation and Nucleate Boiling Heat Transfer*, Experimental Thermal and Fluid Science 126, p.775-792.
- [48] Theofanous T. G., Tu J. P., Dinh A. T., Dinh T. N., 2002, *The Boiling Crisis Phenomenon. Part II : Dryout Dynamics and Burnout*, Experimental Thermal and Fluid Science 126, p.793-810.
- [49] Unal H.C., Mayinger 1976, *Maximum bubble diameter, maximum bubble growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling water up to 17.7MN.m⁻²*, Int. J. Heat Mass transfer, Vol 19, 643-649.
- [50] Van Driest E. R., 1956, *On turbulent flow near a wall*, J. Aeron. Sci. 1007-1011, 1036.

- [51] Wang S.K., Lee S.J., Jones O.C.Jr, Lahey R.T.JrL, 1987, *3-D turbulence structure and phase distribution measurements un bubbly two-phase flows*, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 13, No. 3, pp.327-343.
- [52] Weisman J., Pei B., 1983, *Prediction of critical heat flux in flow boiling at low quality*, Int. J. Heat Mass Transfert, 26(10), 1463-1477.
- [53] Zuber N., Findlay J., 1965, *Average volumetric concentration in two-phase flow systems*, J. Heat Transfer, Trans, ASME, Series C, Vol. 87, 453-468.

Résumé

Cette étude concerne la caractérisation des écoulements diphasiques bouillants convectifs à haute pression rencontrés dans les réacteurs à eau sous pression (REP). La simulation de ces écoulements est aujourd'hui identifiée comme une voie possible d'amélioration pouvant conduire à la compréhension des mécanismes physiques menant à la crise d'ébullition en réacteur. La première partie de ce travail présente un modèle bi-dimensionnel quasi-établi capable de prédire de façon indépendante les profils de température et de vitesse dans un écoulement diphasique. Le découplage des équations implique de disposer de paramètres d'entrée (taux de vide, vitesse). Ce modèle est basé sur une approche de type modèle de mélange et sur la fermeture des termes de transport turbulent avec le concept de viscosité turbulente.

La seconde partie généralise le modèle au cas bi-dimensionnel non-établi en proposant un outil qui résout de façon couplée toutes les équations de bilan et qui est basé sur l'utilisation d'un modèle original de type modèle homogène local avec relaxation thermodynamique. Une confrontation des résultats du modèle à des résultats expérimentaux fournis par la banque de données DEBORA a révélé que notre approche semblait suffisante pour rendre compte d'une bonne partie des données expérimentales en conditions REP. Mais néanmoins qu'elle présentait quelques limites dans des conditions proches du flux critique. Ce travail a permis de mettre en évidence les paramètres sensibles du modèle qui sont aujourd'hui bien identifiés à savoir les mécanismes de transport turbulent d'énergie et le choix du temps de relaxation.

CONTRIBUTION TO THE MODELLING OF MULTIDIMENSIONAL HIGH PRESSURE BOILING FLOWS RELATIVE TO PWR's THERMAL-HYDRAULIC CONDITIONS.

Abstract

This study is a contribution to the modelling of multidimensional high pressure boiling flows relative to PWR. Numerical simulation of such two-phase flows is considered to be an interesting way for the DNB understanding. The first part of this study exposes a two-dimensional steady state two-phase flows model able to predict velocity and temperature profiles in tube. The mixture balanced equations are used with the eddy diffusivity concept to close the turbulent transport terms.

The second part is devoted to the development of the model in the general two dimensional case. Contrary to the steady state model, this model is independent of experimental data and implies the use of an original local homogeneous relaxation model (HRM). The results obtained from the comparison with the data bank DEBORA reveals that in a mixture approach two submodel are sufficient to obtain a physical good description of turbulent boiling flows. Some limitations appear at conditions close to DNB conditions. The turbulent closures and the relaxation time in the HRM model have been clearly identified as the most important and sensitive parameters in the model.

Rapport-gratuit.com 
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES