

N° d'ordre : 4544

THÈSE
PRÉSENTÉE À
L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I
ÉCOLE DOCTORALE
DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
par **Ludovic OSMAR**
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE

**MODELISATION DU REFROIDISSEMENT DES PISTONS
HAUTE PERFORMANCE**

Soutenue le : 28 juin 2012

Après avis de :

MM. J. L. Estivalezes, Professeur Associé IMFT	Rapporteur
F. Daumas-Batailles, Professeur PROMES, Perpignan	Rapporteur

Devant la Commission d'examen formée de :

MM. T. Collin, Professeur IMB, Bordeaux	Président
J. L. Estivalezes, Professeur Associé IMFT	Rapporteur
F. Daumas-Batailles Professeur PROMES, Perpignan	Rapporteur
J. P. Caltagirone, Professeur IPB, Bordeaux	Directeur de thèse
S. Vincent, Maître de Conférences IPB, Bordeaux	Directeur de thèse
G. Cavallaro, Ingénieur de recherche, groupe PSA	Examineur
G. Mermaz-Rollet, Ingénieur de recherche, groupe PSA	Invité

Résumé

De manière à respecter les normes européennes en matière d'émissions de gaz polluants, les constructeurs automobiles pratiquent le downsizing. Cette pratique consiste en une réduction de la cylindrée des moteurs tout en maintenant un bon niveau de performance. Il s'en suit des puissances spécifiques moteur importantes, l'objectif cible étant de l'ordre de 100 kW/L. Pour de telles puissances, les températures atteintes au niveau des pistons sont élevées, ce qui pose alors le problème de leur tenue thermomécanique. Le refroidissement du piston devient donc un acteur important de la fiabilité du moteur. Le procédé le plus répandu actuellement est le refroidissement par jet d'huile. Le piston est alors refroidi par un écoulement turbulent diphasique incompressible (Air/Huile) dans un environnement mobile. L'optimisation du refroidissement nécessitant une bonne compréhension des phénomènes physiques concernés, nous nous proposons dans ce mémoire de le modéliser au moyen du modèle 1-Fluide diphasique couplé à l'équation de l'énergie. Compte tenu du caractère instationnaire de l'écoulement, des modèles LES (Large Eddy Simulation) sont utilisés pour rendre compte des effets turbulents. Une investigation expérimentale mettant en jeu le transfert de chaleur entre un jet liquide et une surface chaude a été dédiée à la validation du modèle et des méthodes numériques utilisées. La simulation du transfert de chaleur dans les galeries de refroidissement d'un piston automobile par "effet shaker" est ensuite abordée.

Abstract

The present work aims to study numerically the cooling system in car engines to ensure the piston thermo mechanical resistance. Most engines use an oil jet cooling system coupled with "cocktail shaking" to extract heat from piston. This cooling method brings into play a two-phase incompressible turbulent flow in a mobile environment, because of motion of pistons in the cylinder. The need for a more effective cooling involves an accurate understanding of the physical mechanisms. The idea is to support the engine design process to account for advanced technologies to improve turbine or engine performances, burn less fuel and greenhouse gases. In the present work, a numerical model dedicated to the simulation at small scale of oil/air two-phase flows and related heat transfers is proposed to characterize the cooling of engine elements under fragmented jet impact. LES (Large Eddy Simulation) simulations of an impinging liquid jet onto a heated semi-hemispherical target are run and the numerical results are compared with experimental data. Then cocktail shaking in an engine piston cooling gallery is presented to illustrate the interest of the global simulation approach.

Remerciements

Ce mémoire vient conclure trois années de recherche sur la modélisation du refroidissement des pistons des moteurs automobiles. Ce projet a été réalisé en collaboration avec l'Institut Mécanique et d'Ingénierie de Bordeaux (I2M), département TREFLE, et le groupe automobile PSA Peugeot Citroën.

Je tiens tout d'abord à remercier le directeur de l'I2M, Eric Arquis, pour son accueil au sein de l'institut, et Gabriel Cavallaro, ingénieur de recherche chez PSA qui a été l'instigateur du projet.

J'adresse également mes remerciements à Françoise Daumas-Batailles, directrice adjointe du laboratoire PROMES (Procédés, Matériaux et Energie Solaire) ainsi qu'à Jean-Luc Estivalezès, professeur associé à l'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), pour avoir accepté de rapporter mes travaux et d'avoir contribué à l'amélioration de la qualité de ce manuscrit. Je tiens aussi à remercier Thierry Collin, professeur à l'IMB (Institut de Mathématiques de Bordeaux), d'avoir présidé le jury lors de ma soutenance de thèse.

Ce travail de thèse n'aurait pas été possible sans l'encadrement de mon directeur de thèse, Jean-Paul Caltagirone, professeur à l'IPB (Institut Polytechnique de Bordeaux), dont j'admire la passion pour la mécanique des fluides et la physique de manière générale. Je lui souhaite de convertir le plus grand nombre à la Mécanique des Milieux Discrets.

Je tiens à remercier particulièrement mon autre directeur de thèse, Stéphane Vincent, Maître de conférences à l'IPB habilité à diriger des recherches, pour sa disponibilité, son soutien et ses conseils au cours de la thèse. Je suis toujours impressionné par l'intérêt et l'implication qu'il porte à chaque sujet et par sa capacité hors norme de travail. Je suis persuadé qu'il deviendra un très grand professeur et lui exprime une profonde reconnaissance et toute mon amitié.

Je suis reconnaissant à Guillaume Mermaz-Rollet, ingénieur de recherche chez PSA, qui a pris la suite de Gabriel Cavallaro en cours de thèse. Je le remercie pour la réactivité dont il a su faire preuve envers mes différentes demandes, surtout en fin de thèse (maillages de la surface du piston, forme des galeries de refroidissement, conditions d'injection de l'huile, données de températures ...).

Je remercie également David Reungoat, Maître de conférences à l'Université Bordeaux 1, qui a permis la mise en place d'une manipulation expérimentale permettant de valider mon modèle et de caler mes paramètres numériques. L'utilisation de la salle expérimentale climatisée fut fort agréable, surtout pendant l'été.

Je remercie Valérie, notre gestionnaire du département TREFLE, pour son sérieux, son accompagnement et son amitié au cours de ses 3 années. Bienvenue à Noémie, fraîchement accueillie au sein du laboratoire pour assister le directeur de l'institut. Je remercie aussi l'ensemble des permanents du laboratoire pour leur disponibilité et leurs réponses à mes interrogations au cours de la thèse et lors de la rédaction du manuscrit : Pierre, Stéphane, Cédric, Sakhir, Arnaud, Thomas, Jean, Mejdi, Pascale et Delphine L. .

Je suis également reconnaissant aux doctorants (maintenant docteurs) qui m'ont aidé et intégré lors de mon arrivée au TREFLE. Je pense notamment à Arthur, qui a pris le temps de m'expliquer de nombreux concepts, à Mathilde et sa dynamique moléculaire et à Romain le bon vivant.

Amis thésards et récents docteurs, je ne vous oublie pas : Céline, Jerem, Delphine V., Honda, mon collègue de bureau Louis, Alex, Adrien, Louiza, Wided, Fred, Baptiste, Bastien, Manik, Jocelyn, Erik, Antoine et Bruno. Je vous remercie pour la bonne humeur et l'ambiance durant de ces trois années, qui ont défilé à toute allure.

Je remercie mes amis proches : Ika et Gégé, cuisinières hors pair qui ont vraiment assuré lors du pot de thèse, Lulu, Seb, Steph, Leïla, Damien, Maëva et son rire incommensurable. Je remercie la famille Arnaud ainsi que la famille Rey, que je considère comme étant ma famille d'adoption bordelaise. Je remercie mes beaux-parents de m'avoir intégré dans leur famille et soutenu tout au long de cette thèse. Je remercie tous les membres de ma famille, qui n'ont pu se déplacer mais qui ont fortement pensé à moi.

J'adresse un remerciement spécial à ma famille qui a fait le déplacement de la Guadeloupe : mon cousin petit frère Lucas, ma tante Françoise, ma soeur Tatiana, et mes parents que je ne remercierai jamais assez pour m'avoir donné les moyens et l'envie d'atteindre mes objectifs. Je remercie enfin ma "p'tite femme" Méliza, qui me supporte déjà maintenant depuis plus de 8 ans et qui a su m'offrir le plus beau des cadeaux, ma petite princesse Marylou. Je les aime tous profondément et leur dédie ce manuscrit.

Table des matières

Nomenclature	17
1 Bibliographie	25
1.1 Etudes expérimentales du refroidissement des pistons moteur	26
1.2 Approche numérique du transfert de chaleur entre l'huile de lubrification/refroidissement et le piston	32
2 Méthodologie du calcul thermique du Piston PSA	41
3 Modélisation physique	47
3.1 Modélisation des écoulements diphasiques incompressibles pour des fluides non miscibles	48
3.1.1 Approche statistique	48
3.1.1.1 Modèle homogène	48
3.1.1.2 Modèle lagrangien	48
3.1.2 Approche déterministe	49
3.1.3 Le modèle 1-Fluide diphasique	49
3.1.3.1 Equation du mouvement	50
3.1.3.2 Conditions de saut	50
3.1.3.3 La fonction de phase et le formalisme monofluide . . .	52
3.2 Modélisation des transferts thermiques	54
3.3 Modélisation de la turbulence	58
3.3.1 La Simulation Numérique directe : DNS (Direct Numerical Simulation)	59
3.3.2 La modélisation statistique : RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)	59
3.3.3 La Simulation des Grandes Echelles : LES (Large Eddy Simulation)	62
3.3.3.1 Filtrage des équations	63
3.3.3.2 Modélisation des termes sous-maille	64

3.3.3.2.a	Le modèle de Smagorinsky	65
3.3.3.2.b	Le modèle TKE (Turbulent Kinetic Energy)	66
3.3.3.2.c	Le modèle d'échelles mixtes	66
3.3.3.2.d	Le modèle de WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity)	67
3.3.3.2.e	Le modèle SIGMA	68
3.3.3.2.f	Amélioration des modèles sous-maille	68
3.3.3.2.g	Diffusivité de sous-maille	73
3.4	Modélisation des écoulements turbulents diphasiques incompressibles	74
3.4.1	Filtrage du modèle 1-Fluide	75
3.4.1.1	Équation de continuité filtrée	76
3.4.1.2	Equation de quantité de mouvement filtrée	76
3.4.1.3	Equation d'advection filtrée	77
3.4.2	Le modèle 1-Fluide dégénéré pour la LES	78
3.5	Modélisation du procédé de refroidissement	79
4	Méthodes numériques	81
4.1	Discrétisation des équations	81
4.1.1	Discrétisation des équations de Navier-Stokes	81
4.1.1.1	Discrétisation temporelle	81
4.1.1.2	Couplage Vitesse/Pression : traitement de l'incompressibilité	83
4.1.1.2.a	Amélioration du couplage Vitesse/Pression : Méthode de Lagrangien automatique	84
4.1.1.3	Discrétisation spatiale	85
4.1.2	Discrétisation de l'équation de l'énergie	85
4.2	Prise en compte des conditions limites	86
4.3	Prise en compte du caractère diphasique de l'écoulement	87
4.3.1	Détermination des caractéristiques physiques de l'écoulement diphasique	87
4.4	Advection de l'interface	88
4.4.1	Les méthodes de capture d'interface	89
4.4.1.1	La méthode VOF-PLIC (VOF-Piecewise Linear Interface Construction)	90
4.4.1.2	La méthode VOF-SM (VOF-Sous Maille)	91
4.5	Prise en compte des obstacles dans le domaine de simulation	92
4.5.1	Méthodes de pénalisation et domaines fictifs	92
4.5.2	Définition des propriétés physiques sur le maillage décalé MAC	93

5	Evaluation a priori des modèles sous maille	99
5.1	Ecoulement de Couette cylindrique	101
5.2	Ecoulement de Couette plan	104
5.3	Ecoulement de Poiseuille	106
6	Validation : transfert de chaleur entre un jet liquide et une cible chauffée	109
6.1	Manipulation expérimentale	111
6.1.1	Conception du dispositif expérimental	111
6.1.2	Caractérisation du dispositif expérimental	113
6.1.3	Mesures expérimentales	120
6.2	Mise en oeuvre numérique	124
6.2.1	Paramètres numériques	125
6.2.2	Simulations numériques	126
7	Approche de l'effet shaker	135
7.1	Description du problème	135
7.2	Mise en oeuvre numérique	137
7.2.1	Paramètres numériques	137
7.2.2	Simulation numérique	139
8	Refroidissement d'un piston automobile	145
8.1	Description du cas traité	146
8.2	Mise en oeuvre numérique	149
8.2.1	Paramètres numériques	149
8.3	Simulation numérique	152
	Conclusion	161
	A Dispositif expérimental	165
	B Mouvement du piston	169
	C Propriétés de l'huile	173
	Bibliographie	182

Table des figures

1	Refroidissement Piston	21
2	Injection directe	22
3	Quatre temps d'un moteur à explosion	23
4	Attelage mobile	23
5	Moteur PSA DV6TED4 110 ch (din)	24
1.1	Transferts thermiques aux frontières d'un piston	25
1.2	Transfert de chaleur, refroidissement par jet liquide : Stotter [8]	28
1.3	Transfert de chaleur, refroidissement par effet shaker : Stotter [8]	28
1.4	Epaisseur du film sous le piston 1.4a et arrachement de gouttes d'huile issue du pied de bielle 45°avant le Point Mort Haut 1.4b : Ravary [55] .	33
1.5	Maillage axisymétrique généré pour le profil du piston : Agarwal et Var- ghese [4]	34
1.6	Illustration de la galerie utilisée par Jinfeng et <i>al</i> [45]	36
1.7	Variation de la chaleur extraite du piston : Jinfeng <i>et al</i> [45]	37
1.8	Evolution de la température de l'huile à la sortie de la galerie : Jinfeng <i>et al</i> [45]	37
1.9	Profil de la galerie de refroidissement 1.9a et effet du taux de remplissage en huile de la galerie sur le coefficient d'échange 1.9b : Jinfeng <i>et al</i> [45]	38
1.10	Reconstruction de l'interface par la méthode VOF Hirt-Nichols	38
1.11	Advection suivant un champ de vitesse unidirectionnel, Rudman [42] . .	39
1.12	Test de Zalesak pour des écoulements en rotation solide : Configuration Initiale 1.12a et solution obtenue après une révolution (VOF Hirt et Nichols)1.12b ; Rudman [42]	40
2.1	Vue en coupe d'un piston automobile présentant une galerie de refroi- dissement	41
2.2	Définition des zones d'échanges avec le jet d'huile	44
2.3	Zones d'échanges thermiques dans la galerie du piston	45
2.4	Exemple de galerie utilisée dans les expériences de French [12]	45

3.1	Angle entre la vorticité et la vorticité moyenne	69
3.2	Coupure du filtre sous-maille et du filtre test	70
4.1	Le maillage décalée de type MAC	86
4.2	écoulement parallèle sur une plaque plane	94
4.3	Maillage décalé et interfaces immergées : plane plane plongée dans un écoulement uniforme	97
4.4	Evolution de la température de paroi pour la configuration (a) Fig. 4.4a et par la configuration (b) Fig. 4.4b	97
5.1	écoulement de Couette cylindrique	101
5.2	Viscosité turbulente calculée par le modèle de Smagorinsky 5.2a et par le modèle de Smagorinsky dynamique 5.2b	102
5.3	Viscosité turbulente calculée par le modèle d'échelles mixtes 5.3a et par le modèle de WALE 5.3b	102
5.4	Viscosité turbulente calculée par le modèle SIGMA	103
5.5	Viscosité turbulente calculée par le modèle de Smagorinsky 5.5a et par le modèle de Smagorinsky dynamique 5.5b	104
5.6	Viscosité turbulente calculée par le modèle d'échelles mixtes 5.6a et par le modèle de WALE 5.6b	105
5.7	Viscosité turbulente calculée par le modèle SIGMA	105
5.8	écoulement de Poiseuille	106
5.9	Viscosité turbulente calculée par le modèle de Smagorinsky 5.9a et par le modèle de Smagorinsky dynamique 5.9b	106
5.10	Viscosité turbulente calculée par le modèle d'échelles mixtes 5.10a et par le modèle de WALE 5.10b	107
5.11	Viscosité turbulente calculée par le modèle SIGMA	107
6.1	Illustration du bloc expérimental	112
6.2	Illustration du dispositif expérimental et de la chaîne d'acquisition . . .	113
6.3	Loi d'évolution du débit en fonction de la tension mesurée : débitmètre HM7R	114
6.4	Loi d'évolution de la vitesse d'injection en fonction de la tension mesurée	115
6.5	S�ma illustratif du positionnement des thermocouples	116
6.6	Etalonnage des thermocouples avec un bain régulé en température . . .	117
6.7	Températures mesurées par les thermocouples : $T_{\text{bain}} = 20.31^{\circ}\text{C}$	118
6.8	Températures mesurées par les thermocouples : $T_{\text{bain}} = 24.33^{\circ}\text{C}$	118
6.9	Evolution de la température de paroi	122
6.10	Evolution de la température de paroi, config. N� 2 et config. N� 4	122

6.11	Illustration du domaine de simulation 6.11a et coupe XY du maillage utilisé, unité S.I.	124
6.12	Champ de température dans le bloc d'aluminium 6.12a et valeurs de viscosité turbulente 6.12b, modèle d'échelles mixtes , config. N° 1 . .	126
6.13	Champ de température dans le bloc d'aluminium 6.13a et valeurs de viscosité turbulente 6.13b, modèle d'échelles mixtes couplé à la fonction de sélection , config. N° 1	127
6.14	Champ de température dans le bloc d'aluminium 6.14a et valeurs de viscosité turbulente 6.14b, modèle WALE , config. N° 1	127
6.15	Evolution de la température de Paroi : comparaison des modèles de turbulence aux mesures expérimentales de la configuration N° 1	128
6.16	Evolution de la température de Paroi, configuration N° 2 et N° 3, $T_{jet} = 19.90^{\circ}\text{C}$ et $P=179\text{W}$	130
6.17	Viscosité turbulente calculée par le modèle WALE, config. N° 3	131
6.18	Evolution de la température de paroi ; sensibilité du modèle à la résolution du maillage	132
6.19	Evolution de la température de paroi ; calibrage de la constante de WALE en fonction de la résolution du maillage	133
7.1	Géométrie simplifiée du piston	135
7.2	Caractérisation du jet d'huile pour un un régime moteur de 2000 tr/min	136
7.3	Evolution de l'huile dans la galerie durant un tour moteur	139
7.4	Evolution du volume d'huile dans la galerie 7.4a et de la surface de contact entre l'huile et la paroi de la galerie 7.4b pour 6 tours moteurs	141
7.5	Section d'intersection entre la galerie et le plan vertical situé à $\alpha = 45^{\circ}$	141
7.6	Evolution de la section d'huile 7.6a et de la température d'huile 7.6b à S_{45} pour 3 tours moteurs	142
7.7	Débit d'huile sortant de la galerie 7.7a et évolution du transfert de chaleur 7.7b pour 6 tours moteurs	142
7.8	Coefficient d'échange de chaleur : tour moteurs 4 à 6	143
8.1	Piston avec galerie de refroidissement, moteur PSA DV6 TED4 110 ch din145	
8.2	Injection d'huile dans la galerie de refroidissement d'un piston, moteur PSA DV6 TED4	146
8.3	Vitesse instantanée du piston dans le cylindre pour un régime moteur de 4000 tr/min	147
8.4	Déplacement du piston et du jet d'huile : régime moteur = 4000 tr/min ; $V_{injection} = 10.59 \text{ m/s}$	148

8.5	Accélération du piston et vitesse relative de l'huile, Régime moteur 4000 tr/min	150
8.6	Flux de chaleur moyen fourni par les gaz issus de la combustion à la tête du piston	151
8.7	Distribution initiale du champ de température dans le piston	152
8.8	Evolution de l'huile dans la galerie pour un tour moteur complet : Régime 4000 tr/min	153
8.9	Débit d'huile entrant et sortant de la galerie	154
8.10	Evolution du volume d'huile dans la galerie pour 10 tours moteurs . . .	156
8.11	Evolution de la surface de la galerie impactée par l'huile pour 10 tours moteur	156
8.12	PDF (Probability Density Function) des gouttes d'huile pour deux positions du piston : 3/8 de tour vilebrequin et PMH	157
8.13	Température d'huile au passage des sections S_{45} , S_{90} et S_{135}	158
8.14	Coefficients d'échange locaux entre l'huile et la galerie de refroidissement	158
A.1	Dispositif expérimental	165
A.2	Pompe hydraulique à débit variable	166
A.3	Débitmètre	166
A.4	Capteur associé au débitmètre	167
A.5	Cible semi-hémisphérique	167
A.6	Vue de dessous : répartition des thermocouples sur la surface de la cible	168
A.7	Bain thermostaté	168
B.1	Schématisation de l'attelage mobile	169
B.2	moteur PSA DV6TED4 : régime moteur 4000 tr/min	171
B.3	moteur PSA DV6TED4 : régime moteur 4000 tr/min	171
C.1	Evolution de la masse volumique de l'huile	173
C.2	Evolution de la conductivité de l'huile	174
C.3	Evolution de la chaleur spécifique de l'huile	174
C.4	Evolution de la viscosité dynamique de l'huile	175

Liste des tableaux

1.1	Coefficients d'échange thermique entre le piston et l'huile de refroidissement : Seale and Taylor	29
1.2	Valeurs de a et b, corrélation de Stevens et Webb [34]	35
3.1	Constantes du modèle $k - \epsilon$	62
4.1	Propriétés physiques de l'eau 4.1a et de l'aluminium 4.1b	96
6.1	Distribution des thermocouples	116
6.2	Températures moyennes mesurées par les thermocouples pour deux températures de bain différentes	119
6.3	Paramètres des droites d'étalonnage	119
6.4	Tableau récapitulatif des expériences menées	120
6.5	Nombre de Reynolds de Paroi Re_{rz}	123
6.6	Coefficient d'échange global calculé numériquement pour différents modèles LES, config. N° 1	129
6.7	Ajustement de la constante de WALE	134
7.1	Propriétés physiques de l'huile en fonction de la température	138

Nomenclature

Caractères romains

C_1, C_2, C_k	: fonctions couleur	
C_K	: constante de Kolmogorov	
C_M	: constante du modèle d'échelles mixtes	
C_p	: capacité calorifique	$J/Kg/K$
C_{pt}	: course du piston	mm
$C_{s,\infty}$	: constante du modèle de Smagorinsky	
C_{TKE}	: constante du modèle TKE	
C_w	: constante du modèle WALE	
$\mathbf{g}$	: gravité	$m.s^{-2}$
h	: coefficient d'échange thermique	$W/m^2/K$
h_{global}	: coefficient d'échange thermique global	$W/m^2/K$
L_b	: longueur de la bielle	mm
L_c	: longueur caractéristique	m
$\mathbf{n}_I$	: normale à l'interface	
$\mathbf{n}_k$	: normale à l'interface orientée vers la phase k	
p	: pression	Pa
p_1, p_2, p_k	: pressions dans les phases 1 et 2	Pa

q_{sm}	: énergie cinétique sous-maille	m^2/s^2
r_m	: rayon du maneton	mm
SE	: terme source dans l'équation de l'énergie	W/m^3
T_{ref}	: température de référence mesurée dans le bain thermostaté ...	$^{\circ}C$
T_{th}	: température moyenne mesurée par les thermocouples	$^{\circ}C$
$\mathbf{u}$	: vitesse instantanée	m/s
$\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \mathbf{u}_k$	: vitesses dans les phases 1 et 2	m/s
V	: vitesse de l'interface	m/s
W_p	: régime moteur	tr/min
$\overline{(\cdot)}$	: variables filtrées	
$\langle \cdot \rangle$	: moyennes statistiques	

Caractères grecs

α	: paramètre du modèle d'échelles mixtes $0 \leq \alpha \leq 1$	
δ_I	: distribution de Dirac attachée à l'interface	
γ	: coefficient de tension superficielle	N/m
$\overline{\Delta}$	: largeur du filtre spatial	m
$\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$	: pas d'espace de la discrétisation	m
κ	: courbure moyenne de l'interface	$/m$
λ	: conductivité thermique	$W/m/K$
λ_t	: conductivité thermique turbulente	$W/m/K$
μ	: viscosité dynamique	$kg/m/s$
μ_t	: viscosité dynamique turbulente	$kg/m/s$
ρ	: masse volumique	kg/m^3
φ	: flux de chaleur surfacique	W/m^2
Φ	: Puissance dégagée par la résistance thermique	W
θ_v	: angle de rotation vilebrequin	rad

Tenseurs

$\mathbf{Id}$	: tenseur unité
S_{ij}	: tenseur des taux de déformation $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots s^{-1}$
Ω_{ij}	: tenseur des taux de rotation : $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \dots\dots\dots s^{-1}$
τ_{ij}	: tenseurs des contraintes sous-maille
Λ	: tenseur de conductivité thermique

Opérateurs mathématiques

$\cdot$	: produit scalaire
∇	: opérateur gradient
∇_s	: opérateur dérivé surfacique
$\nabla \cdot$	: opérateur divergence
Δ	: opérateur laplacien
∂	: dérivée partielle
G	: opérateur de filtrage

Nombres adimensionnels

Re	: nombre de Reynolds $\frac{\rho u L_c}{\mu}$
We	: nombre de Weber $\frac{\rho u^2 L_c}{\mu}$
Nu	: nombre de Nusselt $\frac{h L_c}{\lambda}$
S^+	: surface impactée par l'huile adimensionnée par rapport à la surface totale de la galerie
V^+	: volume d'huile adimensionné par rapport au volume total de la galerie

Acronymes

DNS	:	Direct Numerical Simulation
LES	:	Large Eddy Simulation
PLIC	:	Piecewise Linear Interface Construction
PMH	:	Point Mort Haut
PMB	:	Point Mort Bas
RANS	:	Reynolds Averaged Navier-Stokes
VOF	:	Volume Of Fluid

Introduction

Les nouvelles normes européennes imposent aux constructeurs automobiles de réduire les émissions de dioxyde de carbone de leurs véhicules, sous peine d'amende. En plus de ces contraintes environnementales, les firmes automobiles doivent aussi répondre aux besoins de leurs clients, demandeurs de véhicules propres, mais également de performance favorisant l'agrément de conduite. Pour pallier ces différentes contraintes, la plupart des constructeurs pratique le downsizing, c'est à dire une réduction de la cylindrée des moteurs tout en maintenant une puissance élevée.

Ceci a pour conséquence une augmentation des puissances spécifiques moteur, les tendances à venir étant d'atteindre des puissances spécifiques de l'ordre de 100 kW/l. Pour de telles puissances spécifiques, les températures atteintes au niveau du piston sont élevées, ce qui pose alors le problème de la tenue thermomécanique de ces derniers. Toutefois, pour des raisons économiques évidentes, il serait intéressant de continuer à utiliser les matériaux actuels pour la fabrication des pistons.

De récentes études réalisées à l'Institut Français du Pétrole (IFP) ont montré que l'optimisation du refroidissement du piston pouvait être la clé de sa tenue thermomécanique.

Le mode de refroidissement du piston le plus répandu actuellement est le refroidissement par jet huile. Il s'agit d'un jet liquide émanant d'une buse cylindrique à grande vitesse et venant impacter sous la voûte du piston. De manière à améliorer le refroidissement, certains pistons sont équipés de galeries de refroidissement. En effet, le remplissage partiel de ces galeries par le jet d'huile associé au mouvement rapide vertical du piston dans le cylindre crée un effet dit 'shaker' qui favorise l'échange convectif.

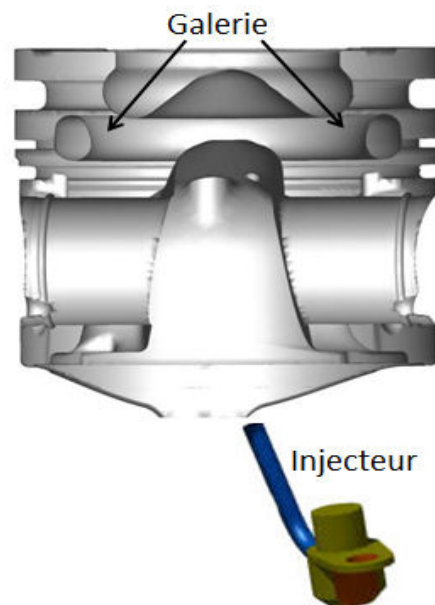


FIGURE 1: Refroidissement Piston

Ce mode de refroidissement fait donc intervenir un écoulement diphasique incompressible (Air/Huile) en milieu mobile avec transferts de chaleur. Il s'agit de phénomènes physiques complexes qui sont pour l'instant mal connus. L'optimisation du refroidissement des pistons moteurs passe donc d'abord par une étape de compréhension que nous nous proposons d'effectuer via la modélisation.

Nous allons nous intéresser dans cette étude au refroidissement d'un piston d'un moteur Diesel pour lequel le carburant est directement injecté dans la chambre de combustion. Ces moteurs sont qualifiés de moteur à injection directe (cf Fig. 2).

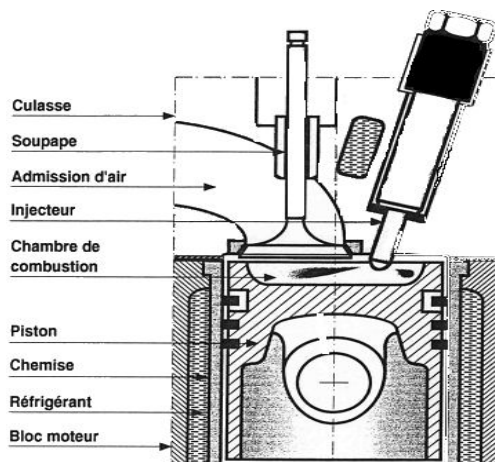


FIGURE 2: Injection directe

Le moteur diesel est un moteur à combustion interne dont l'allumage n'est pas commandé comme celui des moteurs Essence, mais se fait de manière spontanée par un phénomène d'auto-inflammation.

Celle-ci est rendue possible grâce aux forts taux de compression rencontrés dans les moteurs Diesel, de l'ordre de 12 à 24, permettant alors d'obtenir des températures comprises entre 700 et 900° C. Ainsi, sitôt le carburant injecté dans la chambre de combustion, celui-ci s'enflamme de manière quasi-

instantanée pour une durée de combustion de l'ordre de 40 à 80 degrés vilebrequin. En brûlant, le mélange augmente de manière significative la pression et la température dans la chambre de combustion, repoussant alors le piston qui fournit une force de travail sur la bielle qui entraîne à son tour l'arbre de vilebrequin. Le cycle d'un moteur diesel illustré Fig. 3 peut se résumer en quatre temps :

1. **Admission** de l'air par l'ouverture des soupapes d'admission et descente du piston dans le cylindre.
2. **Compression-Injection** La phase de compression fait monter la température de l'air dans le cylindre. C'est dans cette phase que le carburant est vaporisé grâce à l'injecteur.
3. **Combustion-Détente** Au contact de l'air chaud, le mélange air/carburant va s'enflammer. La combustion se propage rapidement et exerce une force sur le piston qui redescend. On parle de Détente.
4. **Echappement** Une fois le mélange consommé, les soupapes d'échappement s'ouvrent et les gaz brûlés sont expulsés du cylindre par la remontée du piston.

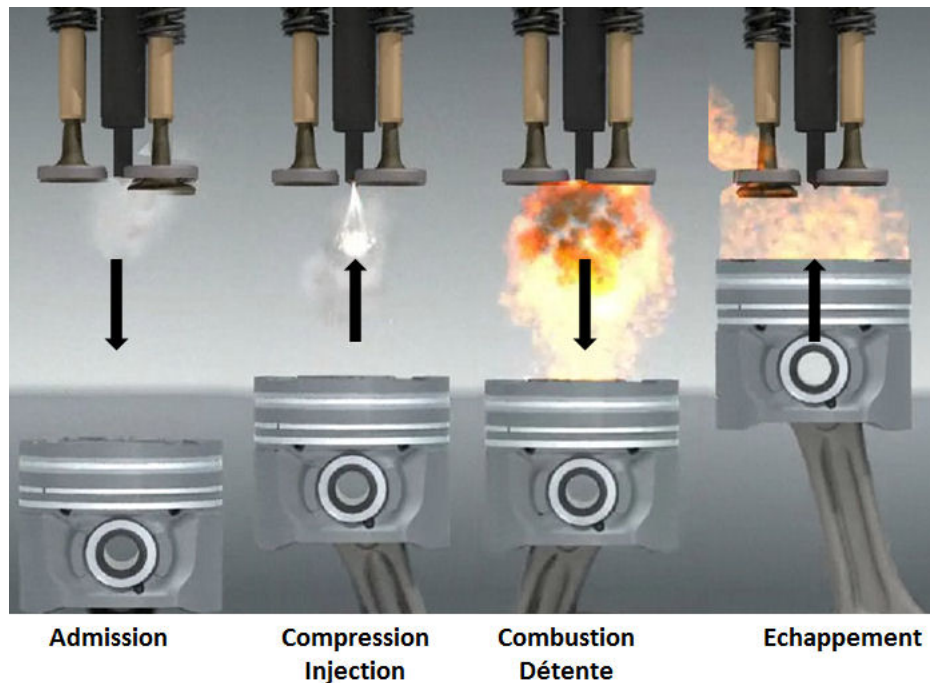


FIGURE 3: Quatre temps d'un moteur à explosion

Au cours du cycle, le piston est l'une des pièces du moteur les plus chargées thermiquement.

Son rôle est de transmettre l'énergie produite par la combustion au vilebrequin via la bielle, et d'assurer l'étanchéité aux gaz de combustion. Il est pour cela muni de plusieurs segments. On distingue le segment coup de feu, qui est le plus proche de la tête et qui a pour but d'isoler le reste de la segmentation des gaz chauds. Ensuite vient le segment dit d'étanchéité qui assure l'étanchéité aux gaz de combustion, et enfin le segment racleur qui régule l'épaisseur d'huile de lubrification. La partie du piston située en dessous du dernier segment est appelée la jupe du piston. Elle assure le guidage du piston dans le cylindre. L'axe reliant le piston au pied de bielle est logé dans des renforts appelés encore bossages. Un des moteurs que nous considérerons dans le cadre de notre étude est un moteur développé par PSA Peugeot Citroën portant la référence DV6TED4. Il s'agit

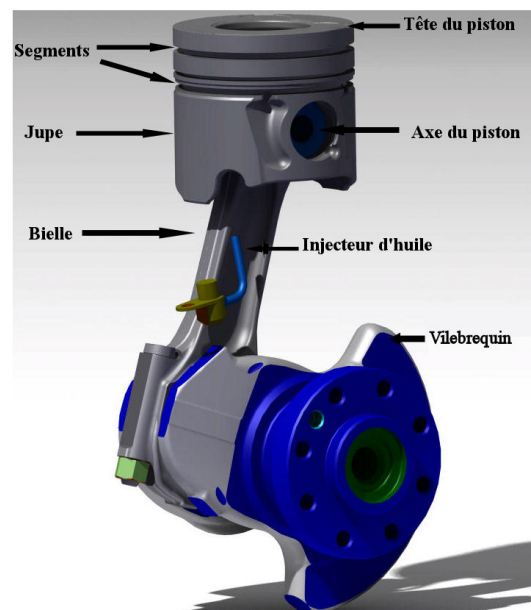


FIGURE 4: Attelage mobile

d'un moteur Diesel quatre cylindre à injection directe dont la puissance maximale est portée à 80 KW (110 ch din) au régime de 4000 tr/min.

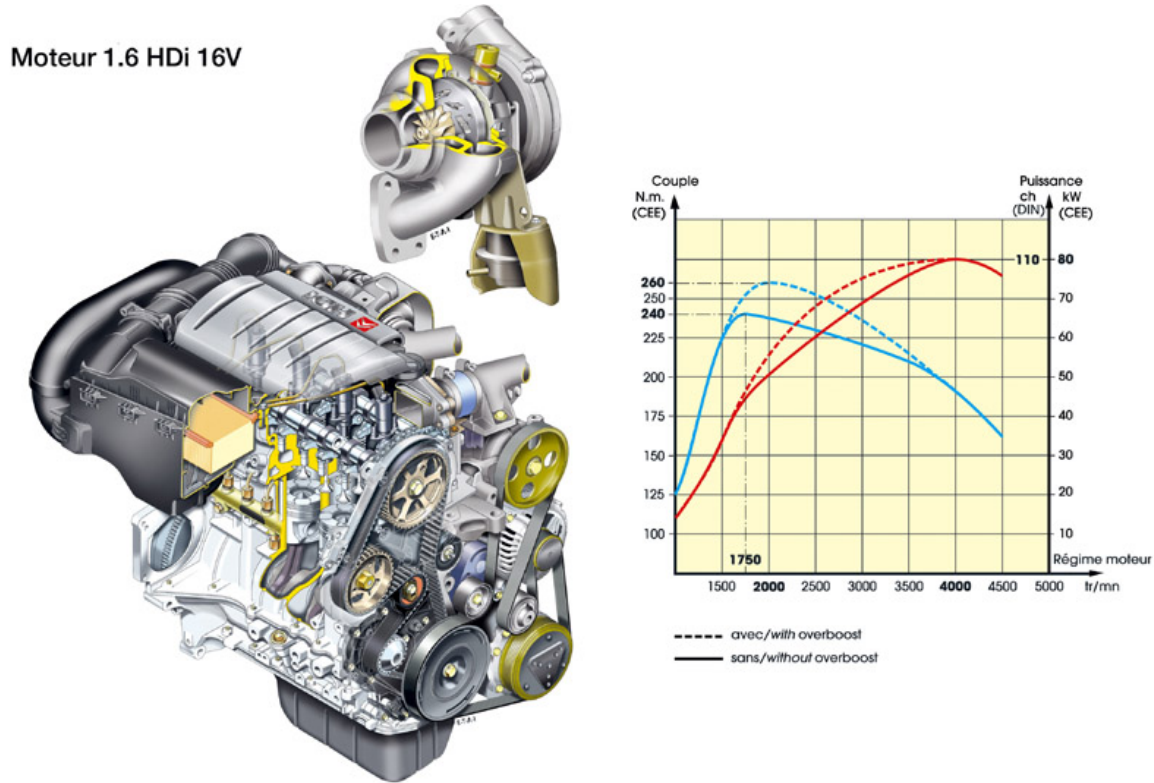


FIGURE 5: Moteur PSA DV6TED4 110 ch (din)

Compte-tenu des importantes puissances spécifiques moteur rencontrées actuellement, le refroidissement du piston est devenu l'une des clés de sa tenue thermomécanique. Nous nous proposons dans ce travail de recherche de modéliser le transfert de chaleur intervenant entre le piston et l'huile de refroidissement issue d'un jet.

Nous débuterons ce mémoire par une étude bibliographique concernant les travaux réalisés dans le cadre de l'échange de chaleur entre l'huile de refroidissement et le piston. Puis, nous aborderons l'ensemble des modèles et méthodes numériques que nous allons utiliser pour mener à bien notre étude. Viendra ensuite la mise en place d'une expérience dédiée à la validation du modèle. L'objectif est l'acquisition d'une base de données qui servira de référence pour confronter nos résultats numériques à des résultats expérimentaux. Après l'étape de validation, une étude numérique approchera l'effet "shaker" observé dans les galeries de refroidissement des pistons automobiles. Enfin, nous simulerons le refroidissement du piston en tenant compte de la géométrie réelle du piston et des conditions d'utilisation à pleine charge.

Chapitre 1

Bibliographie

Les pistons automobiles sont soumis à différentes sollicitations thermiques. Les échanges entre le piston et son environnement peuvent être conductifs, convectifs ou de type convection-rayonnement. Comme le résume la figure 1.1, les conditions aux limites thermiques autour du piston peuvent être classées de la manière suivante :

- Echanges par convection forcée et rayonnement avec les gaz issus de la combustion.
- Apport de chaleur par frottements au niveau des pièces mobiles , telles que les segments, la jupe ..
- Echanges par conduction directement vers le cylindre ou par l'intermédiaire des segments.
- Echanges par conduction vers la bielle.
- Echanges par convection sous la voûte du piston et dans les galeries de refroidissement.

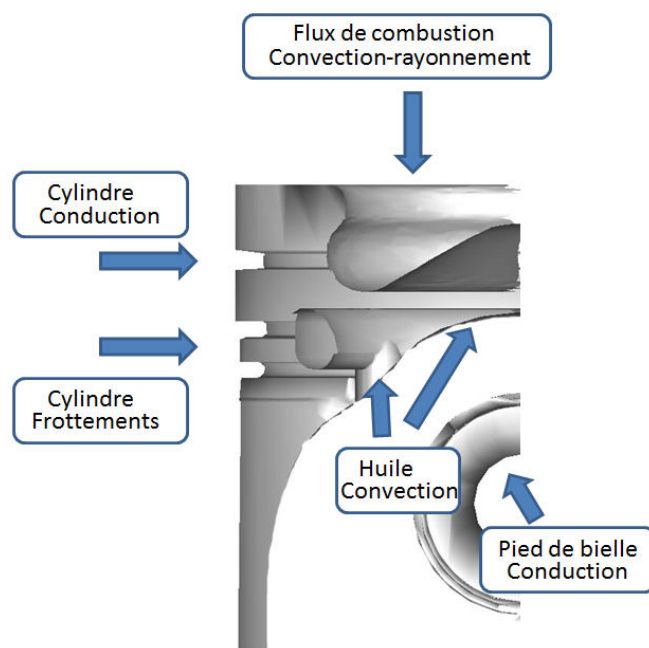


FIGURE 1.1: Transferts thermiques aux frontières d'un piston

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à l'état de l'art concernant les échanges de chaleur entre l'huile de refroidissement et le piston moteur. Ces échanges thermiques n'ont fait l'objet que de peu de travaux expérimentaux dont nous présenterons les prin-

cipaux résultats. Compte-tenu de l'augmentation de la puissance de calcul, quelques études numériques récentes ont également été réalisées. Concernant les autres conditions aux limites thermiques, leur modélisation est détaillée dans les travaux de Ravary [55], qui propose une modélisation du comportement thermique des pistons de moteur diesel.

1.1 Etudes expérimentales du refroidissement des pistons moteur

Quelques auteurs se sont intéressés au refroidissement par jets liquides des pistons moteur.

Dans ses travaux, Stotter [8] propose une étude expérimentale de manière à juger de l'efficacité de différents modes de refroidissement de pistons moteur :

- **Refroidissement par galerie " Cocktail shaker "**
- **Refroidissement par jets d'huile " jet cooling"**
- **Refroidissement par jets d'huile et galerie de refroidissement**

et propose une étude expérimentale de manière à juger de leur efficacité.

Son banc expérimental se compose d'un moteur deux temps, présentant un alésage de 150 mm pour une course de 203 mm, entraîné par un moteur électrique fonctionnant à une vitesse de rotation constante de 1450 tr/min. Un réducteur de vitesse est placé entre le moteur électrique et le banc de manière à ce que les vitesses moteurs expérimentales soient de l'ordre de 353, 566 et 873 tr/min. Le bloc supérieur du moteur, constitué des soupapes d'admission et d'échappement et du système d'injection, a été remplacé par un système de brûleur à gaz constitué de 4 injecteurs d'air et 4 injecteurs de propane. Un piston a été spécialement conçu et instrumenté dans le cadre de cette expérience. L'acquisition des mesures de température a été réalisée à l'aide de thermocouples.

Pour chaque mode de refroidissement, les paramètres intervenant lors des mesures sont le régime moteur, la température d'huile et le flux d'huile injecté. Toutes les expériences ont été réalisées avec un flux de chaleur imposé constant, flux de chaleur

produit par le brûleur à gaz et contrôlé par une admission de gaz et d'air adéquate. Ceci a pour effet de reproduire les échelles de température rencontrées généralement dans les moteurs automobiles en fonctionnement normal.

Ces travaux ne concernent pas les disparités locales de température, le piston n'étant instrumenté qu'en un seul point de mesure situé au centre de la voûte du piston. D'autre part, ces résultats ne sont pas corrélés et sont présentés sous forme de courbes indépendantes.

– Refroidissement par galerie " Cocktail shaker "

L'auteur présente ses résultats en fonction du paramètre $\psi = \frac{G\lambda}{A\nu}$, homogène à un coefficient d'échange de chaleur :

G = quantité d'huile entrant dans le piston par unité de temps

λ = conductivité thermique de l'huile

A = surface de la voûte du piston en contact avec l'huile circulant dans la galerie de refroidissement

ν = viscosité cinématique de l'huile

Les résultats sont illustrés sur la figure 1.3. Il apparaît que le coefficient d'échange augmente de manière significative jusqu'à une valeur de ψ de l'ordre de 30 à 40. Au-delà, l'augmentation est moindre. Le transfert de chaleur dépendrait donc du caractère turbulent de l'huile dans la galerie, dû au flux d'huile injecté et aux mouvements du piston. Toutefois, l'auteur note que si l'on introduit entre 18 à 20L d'huile par heure dans la galerie de refroidissement, la vitesse du piston à une influence moindre.

– Refroidissement par jets d'huile " jet cooling "

L'auteur présente ses résultats en fonction du nombre de Reynolds, ce qui a pour avantage de donner une solution plus générale du problème car il permet l'exploitation des données pour différents types d'huile, de températures ... Ses résultats sont présentés sur la figure 1.2. On constate globalement qu'une rotation rapide du moteur favorise les transferts de chaleur. Ceci paraît cohérent dans la mesure où la vitesse relative de l'huile, avant l'impact sous la voûte du piston, augmente avec la vitesse de ce dernier. A noter que pour le régime moteur le plus élevé (873

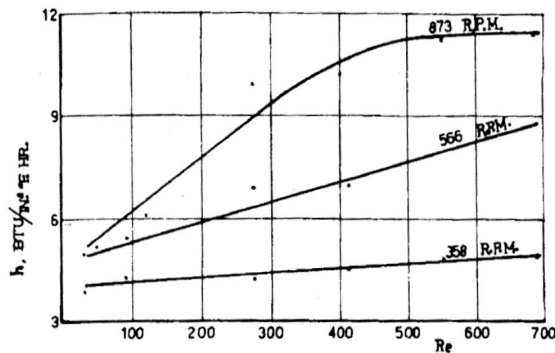


FIGURE 1.2: Transfert de chaleur, refroidissement par jet liquide : Stotter [8]

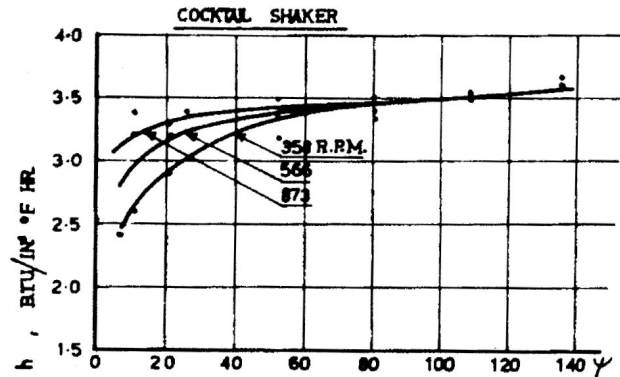


FIGURE 1.3: Transfert de chaleur, refroidissement par effet shaker : Stotter [8]

tr/min), au delà d'un nombre de Reynolds de l'ordre 500, calculé au niveau de la buse d'injection, le coefficient d'échange atteint un pallier.

L'auteur conclut que les bonnes valeurs de coefficient d'échange obtenues dans cette configuration montrent que le refroidissement par jets peut se révéler être un moyen efficace, notamment dans le cas de points chauds isolés.

– Refroidissement par jets d'huile et galerie de refroidissement

Dans cette configuration, l'auteur n'a pas noté de différences significatives par rapport au refroidissement uniquement par jet.

Stotter a donc mesuré le coefficient d'échange thermique entre l'huile de refroidissement et la paroi du piston pour différents modes de refroidissement et à différents régimes moteurs. Dans la mesure où son piston expérimental n'était instrumenté qu'en un point de mesure situé au centre de la voûte du piston, il n'a pas pu observer de disparités locales au niveau de transfert de chaleur. Dans le cadre d'un refroidissement par jet d'huile, un coefficient d'échange variant de 3 à 9.5 kW/m²/K a été observé.

En 1971, Seale & Taylor [69] font état d'une analyse de données expérimentales et en déduisent une corrélation permettant de déterminer le coefficient d'échange entre l'huile de refroidissement et la paroi du piston. L'objectif est d'induire une discussion sur les variations de transfert de chaleur se produisant autour de la chambre de combustion d'un moteur diesel.

Les données expérimentales disponibles sont des mesures de température de chemise

et de piston moteur. Pour chaque pièce, de nombreux points de mesures furent réalisés en utilisant des 'Shell Templugs'¹. A partir de ces mesures, un logiciel fut utilisé pour obtenir la distribution de température dans le composant, et ainsi déterminer le transfert de chaleur au niveau des surfaces de contact. Cinq types de moteurs furent utilisés avec un alésage variant de 200 à 400 mm, et une vitesse de rotation variant de 450 à 1000 tr/min.

Après s'être intéressé aux transferts de chaleur au niveau de la couronne du piston et y avoir observé une variation radiale des coefficients d'échanges, les auteurs se sont penchés sur les transferts de chaleur sous la voûte du piston. Compte tenu de la précision des résultats expérimentaux, aucune disparité significative au niveau des coefficients d'échanges locaux n'a été observée. Les résultats trouvés pour différents modes de refroidissement et pour différents moteurs sont présentés dans le tableau 1.1

Alésage (mm)	Mode de refroidissement	Coefficient d'échange (W/m/K)
203	Jet	3123
260	Jet	1987
377	Jet	2555
362	Contrôlé	3974
432	Galerie de refroidissement	1363

TABLE 1.1: Coefficients d'échange thermique entre le piston et l'huile de refroidissement : Seale and Taylor

Ainsi, le mode de refroidissement " contrôlé " (l'huile passe à travers des galeries dans la tête du piston, les galeries sont complètement remplies d'huile) permet le meilleur refroidissement. Toutefois ce mode de refroidissement demande un débit d'huile important de l'ordre de 8810 L/h. Le refroidissement par jet se révèle quant à lui efficace et demande un débit d'huile moindre de l'ordre de 881 L/h.

En utilisant ces résultats, les auteurs ont été établis une corrélation concernant le refroidissement des pistons par jets liquides :

$$h = 68.2 \sqrt{\frac{C_{pt} \rho_H W_p D_H}{2\mu_H}}$$

avec :

1. Procédé utilisant un matériau dont la dureté varie en fonction de la température à laquelle il a été exposé

- C_{pt} : course du piston
- ρ_H : masse volumique de l'huile
- W_p : régime moteur
- D_H : diamètre de l'injecteur d'huile
- μ_H : viscosité dynamique de l'huile

Cette corrélation reste la seule publiée aujourd'hui sur ce sujet. Toutefois, il faut signaler qu'elle ne prend pas en compte la vitesse d'injection de l'huile.

En 1973, French [12] expose une série de résultats expérimentaux concernant le refroidissement des pistons moteurs. Il s'intéresse essentiellement au mode de refroidissement par galerie, qui est en fait une cavité de forme cylindrique située sous le bol du piston. Le fluide utilisé est soit de l'eau, soit de l'huile. Pour les moteurs rapides dont l'alésage n'excède pas 200 mm, les mesures expérimentales se font directement sur des moteurs à taille réelle. Pour les plus gros moteurs, dont notamment les moteurs diesels marins, un banc expérimental est utilisé pour reproduire le refroidissement des pistons.

Dans le cas de galeries de refroidissement de forme simple (profil rectangle), l'auteur va faire varier les paramètres suivants de manière à évaluer leurs influences sur les valeurs de coefficients d'échanges obtenues :

- Nature du fluide : eau ou huile
- Mode de refroidissement : convection forcée (galerie complètement remplie) et 'cocktail shaking' (galerie partiellement remplie)
- Forme d'injection du fluide dans la galerie (jet annulaire, jet cylindrique, jet transverse)
- Hauteur de la galerie de refroidissement

De manière générale, il apparaît que le refroidissement par eau est plus efficace que le refroidissement par huile. Concernant le mode de refroidissement, pour de faibles débits et des vitesses de rotations élevées, le 'cocktail shaking' est plus efficace que la convection forcée. Toutefois, si le débit n'est pas une contrainte et pour des régimes de

rotation faibles, la convection forcée sera préférée au 'cocktail shaking'. La forme de la buse d'injection influence le mode de refroidissement. L'utilisation d'un jet cylindrique entraînera le plus souvent un mode de convection forcée, alors que le jet annulaire ou transverse favorisera le cocktail shaking. D'autre part, l'auteur montre qu'en jouant sur la hauteur de la galerie de refroidissement, un gain de 30% peut être obtenu sur les valeurs de coefficient d'échanges.

A partir de ces différentes observations et des résultats trouvés, l'auteur propose de modéliser l'échange de chaleur dans la galerie de refroidissement au moyen de la corrélation suivante :

$$Nu \approx Re_f^{0.54} Pr^{0.33} \left(\frac{\mu_H}{\mu_W} \right)^{0.14} \left(\frac{a}{b} \right)^{0.33} \quad (1.1)$$

avec :

Re_f : nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la galerie $[\rho(2b/t_p)a/\mu_H]$

t_p : période liée au mouvement du piston 60/N/s

N : régime moteur en tour/min

μ_H : viscosité dynamique du fluide

μ_W : viscosité dynamique à la paroi

a : est le diamètre le cavité cylindrique

b : est la hauteur de la cavité

En 1979, Woschni & Fieger [26] proposent une méthode de détermination systématique des coefficients d'échanges locaux de chaleur au niveau des pistons de moteurs diesels, en régime stationnaire.

A l'aide de mesures expérimentales de température réalisées dans le piston, les auteurs en déduisent les isothermes et le flux de chaleur à travers le piston. Des mesures de températures de surface permettent alors de déterminer les coefficients d'échange locaux.

Le banc expérimental se compose ici d'un moteur mono-cylindre, présentant un alésage de 165mm pour une course de 155mm. Sa vitesse nominale est de l'ordre de 2500 tours par minute. Différentes configurations de pistons moteurs sont étudiées :

- Piston sans galerie de refroidissement

- Piston avec galerie de refroidissement alimenté/non alimenté en huile et non refroidi par jet d’huile
- Piston avec galerie de refroidissement non alimenté en huile et refroidi par un jet d’huile

Pour cette dernière configuration, l’auteur trouve des valeurs de coefficients d’échange croissantes depuis le sommet de la voûte vers la jupe. La valeur minimale du coefficient d’échange est de l’ordre de $116 \text{ W/m}^2/\text{K}$ au centre de la voûte, la valeur maximale est de l’ordre de $1745 \text{ W/m}^2/\text{K}$ en haut de la jupe. Malheureusement, l’auteur ne précise pas la vitesse du spray d’huile envoyé sous la voûte du piston.

Il existe donc dans la littérature une grande disparité de valeurs de coefficient d’échange entre l’huile et le piston. La corrélation la plus utilisée aujourd’hui pour estimer les transferts de chaleur entre l’huile et le piston est celle établie par Seale & Taylor [69] :

$$h = 68.2 \sqrt{\frac{C \rho_H W_v D_H}{2 \mu_H}} \quad (1.2)$$

Toutefois, cette corrélation ne fait pas intervenir le débit d’huile dans l’injecteur. Par ailleurs, dans ces travaux, Serge Ravary [55] fait état d’une sous-évaluation de la température du piston de plusieurs dizaines de degrés en utilisant cette corrélation, laissant alors supposer des transferts thermiques non homogènes entre l’huile de refroidissement et le piston.

1.2 Approche numérique du transfert de chaleur entre l’huile de lubrification/refroidissement et le piston

Dans ces travaux publiés dans une thèse soutenue en 1997, Serge Ravary s’est intéressé à l’étude du comportement thermique des pistons de moteur diesel automobile. Il s’est agit pour lui d’élaborer un modèle thermique global d’un moteur diesel automobile, basé sur la technique de l’analyse nodale. Ce modèle a permis de calculer le champ de température dans le piston et le reste du moteur, et de préciser les échanges thermiques entre le piston et son environnement. Il s’est notamment intéressé à la modélisation des échanges thermiques suivants :

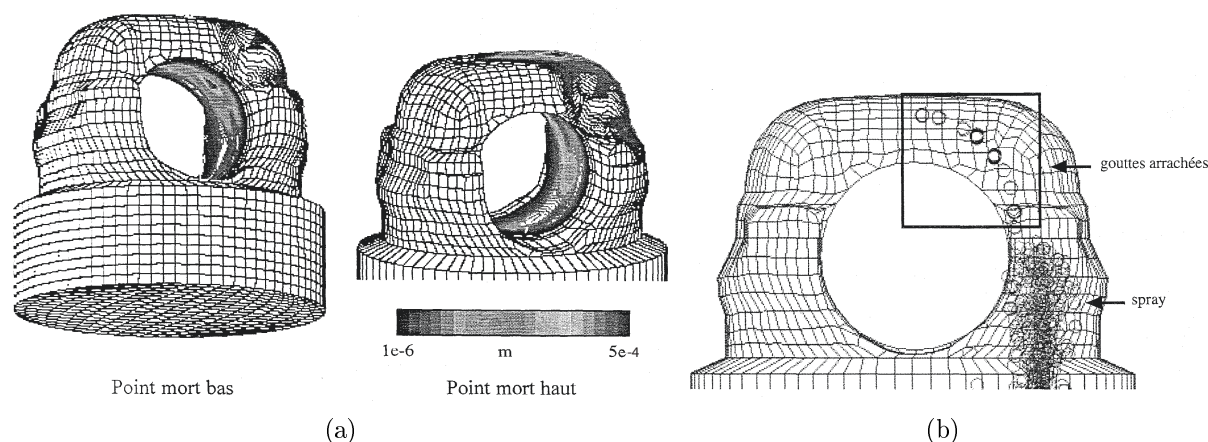


FIGURE 1.4: Epaisseur du film sous le piston 1.4a et arrachement de gouttes d'huile issue du pied de bielle 45° avant le Point Mort Haut 1.4b : Ravary [55]

- échange par conduction vers le cylindre
- échange par conduction vers la bielle
- échange par convection forcée et rayonnement avec les gaz de combustion
- apport de chaleur par frottements au niveau des pièces en mouvement (segments, jupe, axe)
- échange par convection avec l'huile de refroidissement sous la voûte du piston et/ou dans les galeries de refroidissement par un effet shaker

Dans le cadre notre étude, nous ne nous intéresserons qu'à la partie de ses travaux concernant les échanges par convection avec l'huile de refroidissement.

L'auteur se propose d'utiliser le logiciel FIRE pour modéliser le comportement de l'huile sous la voûte du piston. Il s'agit d'un code de mécanique des fluides permettant la modélisation de films liquides et de sprays sous forme de particules discrètes. L'auteur s'est intéressé à la modélisation du volume situé en dessous du piston au cours du cycle moteur.

L'état de développement du code FIRE au moment de ces travaux ne lui a pas permis de modéliser les échanges de chaleur entre l'huile et le piston. Il a toutefois obtenu des résultats quantitatifs concernant les zones du piston irriguées par le jet d'huile, les épaisseurs locales du film d'huile et l'arrachement des gouttes sous l'effet de l'accéléra-

tion du piston. Il note ainsi un comportement du film liquide fortement dépendant de l'accélération d'entraînement du piston. L'huile s'accumule sur la voûte du piston au point mort haut, et ruisselle sur la jupe au point mort bas. Concernant l'épaisseur du film liquide, une hauteur maximale de l'ordre de 0.5mm est observée au point d'impact.

Les résultats de simulation de l'auteur n'ont cependant pas fait état de validation expérimentale. Il précise toutefois qu'il ne s'agit là que d'une première approche de modélisation de la dynamique de l'huile sous le piston.

En 2006, Agarwal et Varghese [4] se proposent de développer un modèle numérique en utilisant une méthode de types éléments finis pour étudier le refroidissement par huile des pistons de moteurs diesel. Compte tenu de la géométrie du piston considéré, un calcul 2D axisymétrique est mené sur un maillage illustré à la figure 1.5. Le champ de température dans le piston est alors déduit de la résolution de l'équation (1.3) :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (1.3)$$

La fermeture de l'équation (1.3) nécessite un ensemble de conditions limites qui dépendent du milieu en contact avec les parois du piston :

- La tête du piston est en contact avec les gaz chauds de combustion :

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q' \quad (1.4)$$

q' étant le flux de chaleur transmis par les gaz de combustion au piston et λ étant la conductivité thermique relative au piston

- La surface latérale du piston est en contact avec la culasse :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = U(T - T_{coolant}) \quad (1.5)$$

U étant la vitesse du piston, et $T_{coolant}$ la température du liquide de refroidissement circulant dans la culasse

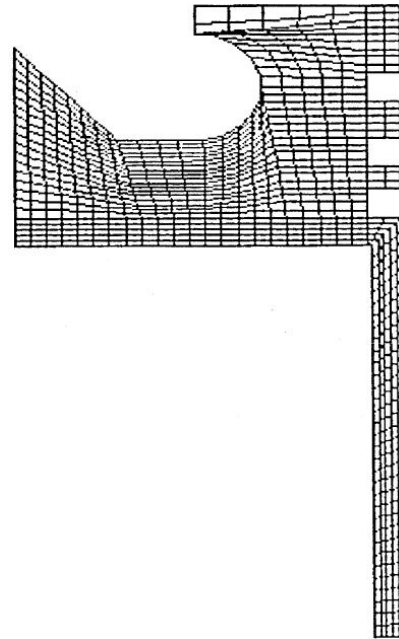


FIGURE 1.5: Maillage axisymétrique généré pour le profil du piston : Agarwal et Varghese [4]

- La voûte du piston est en contact avec l'huile
de refroidissement issue d'un jet :

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_{huile}) \quad (1.6)$$

h étant le coefficient d'échange entre le jet de refroidissement et la voûte du piston et T_{huile} la température du jet d'huile impactant

- Compte tenu des propriétés physiques et géométriques, une condition adiabatique est imposée sur l'axe de symétrie :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (1.7)$$

Pour calculer le coefficient d'échange de chaleur local entre le jet de refroidissement et la voûte du piston, les auteurs ont utilisé la corrélation de Stevens et Webb [34], donnant le transfert de chaleur local pour un jet liquide axisymétrique impactant normalement sur une plaque plane chauffée par un flux surfacique de chaleur uniforme. Ainsi, le nombre de Nusselt local est donné par la corrélation suivante :

$$Nu(r) = Nu_0 [1 + f(\frac{r}{d})^{-9}]^{-1/9} \quad (1.8)$$

avec :

$$\begin{cases} f(r/d) = ae^{b(r/d)} \\ Nu_0 = 2.67Re^{0.567}Pr^{0.4} \left(\frac{Z_0}{d}\right)^{-0.336} \left(\frac{\nu}{d}\right)^{-0.237} \end{cases} \quad (1.9)$$

valables pour des nombres de Reynolds $Re = 4000 - 52000$. d représente le diamètre de l'injecteur liquide et Z_0 est la distance au point d'impact. Les valeurs de a et b sont données dans le tableau 1.2.

diamètre de la buse d'injection d(mm)	valeurs du paramètre a	valeurs du paramètre b
2.2	1.13	-0.23
2.3	1.141	-0.2395
4.1	1.34	-0.41
5.8	1.48	-0.56
8.9	1.57	-0.7

TABLE 1.2: Valeurs de a et b , corrélation de Stevens et Webb [34]

En utilisant le modèle numérique décrit précédemment, les auteurs montrent que le refroidissement par jets liquides permet une réduction des températures d'environ 40°C par rapport à celles rencontrées dans un piston non refroidi par jets d'huile. En faisant varier les paramètres Re , ν et Z_0 de la corrélation de Stevens et Webb (1.8–1.9), les auteurs ont aussi pu étudier l'influence de la vitesse du jet d'injection et de la viscosité de l'huile sur le refroidissement du piston. Ils ont montré que le refroidissement augmente quand la distance au point d'impact diminue. D'importantes vitesses d'injection et de faibles valeurs de viscosité favorisent également le transfert de chaleur.

Il faut noter cependant que les auteurs ont considéré une géométrie simplifiée du piston, présentant une forme plane au point d'impact et sans galerie de refroidissement. D'autre part, les températures obtenues correspondent à un état stationnaire, alors que le refroidissement par jets des pistons automobiles font intervenir des phénomènes instationnaires, liées notamment à la dynamique rapide du piston.

En 2005, Jinfeng & al [45] se sont intéressés à la modélisation 3D du transfert de chaleur s'effectuant dans les galeries de refroidissement d'un moteur diesel. De manière à traiter la nature diphasique de l'écoulement, les auteurs ont utilisé le modèle multiphasique développé par Hirt et Nichols [15], basé sur une méthode de type "Volume Of Fluid" pour le suivi des interfaces entre les différentes phases. La galerie de refroidissement utilisée lors de leurs simulations numériques est illustrée à la figure 1.6

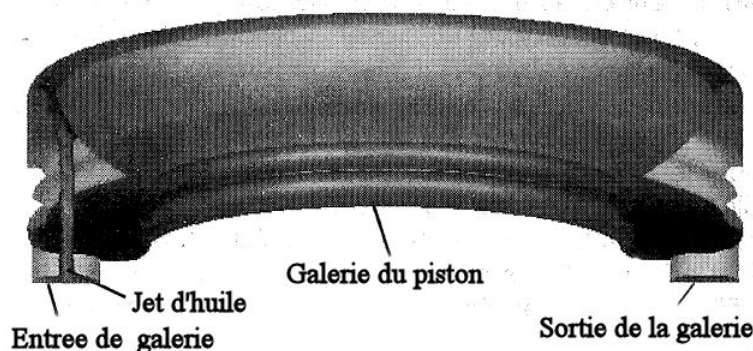


FIGURE 1.6: Illustration de la galerie utilisée par Jinfeng et al [45]

Les auteurs ont considéré le cycle de fonctionnement d'un moteur automobile présentant un régime moteur de 2100 tr/min et une course de 171.5mm. La température de l'huile lors de l'injection est de l'ordre de 100°C .

La figure 1.7 représente la puissance thermique fournie par la combustion à la couronne du piston ainsi que l'évolution de la chaleur extraite par la galerie pour 3 rotations du

vilebrequin. On note que la chaleur extraite par la galerie atteint un maximum de l'ordre de 10 kW quand le piston est au Point Mort Haut (PMH). On peut observer également sur la figure 1.8 l'évolution de la température d'huile en sortie de la galerie. Pour les conditions de fonctionnement considérées, la différence de la température de l'huile entre l'entrée et la sortie de la galerie de refroidissement moyennée sur 3 rotations vilebrequin est de l'ordre de 20°C.

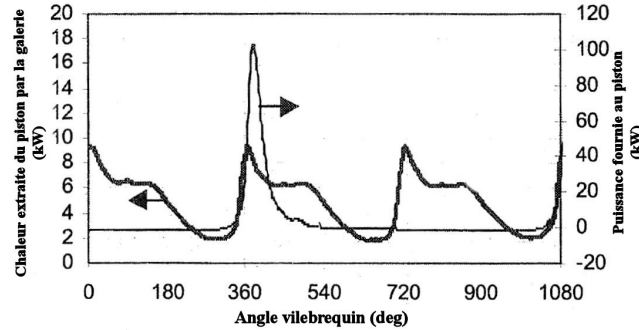


FIGURE 1.7: Variation de la chaleur extraite du piston : Jinfeng *et al*[45]

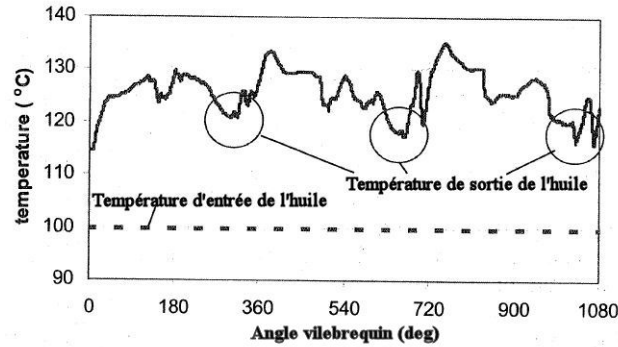


FIGURE 1.8: Evolution de la température de l'huile à la sortie de la galerie : Jinfeng *et al*[45]

Les auteurs se sont aussi intéressés à l'effet du taux de remplissage en huile de la galerie de refroidissement sur les coefficients d'échange locaux. Pour ce cas d'étude, des simulations 2D ont été réalisées pour des taux de remplissage variant de 10 à 90 %. Les résultats sont illustrés sur la figure 1.9.

Un coefficient d'échange maximal de l'ordre de $3000 \text{ W/m}^2/\text{K}$ est obtenu au niveau de la surface de contact "area1" pour un taux de remplissage de l'ordre de 60 %. De manière plus générale, on constate que les plus grandes valeurs de coefficients d'échange sont obtenues pour des taux de remplissage compris entre 30 et 60 %.

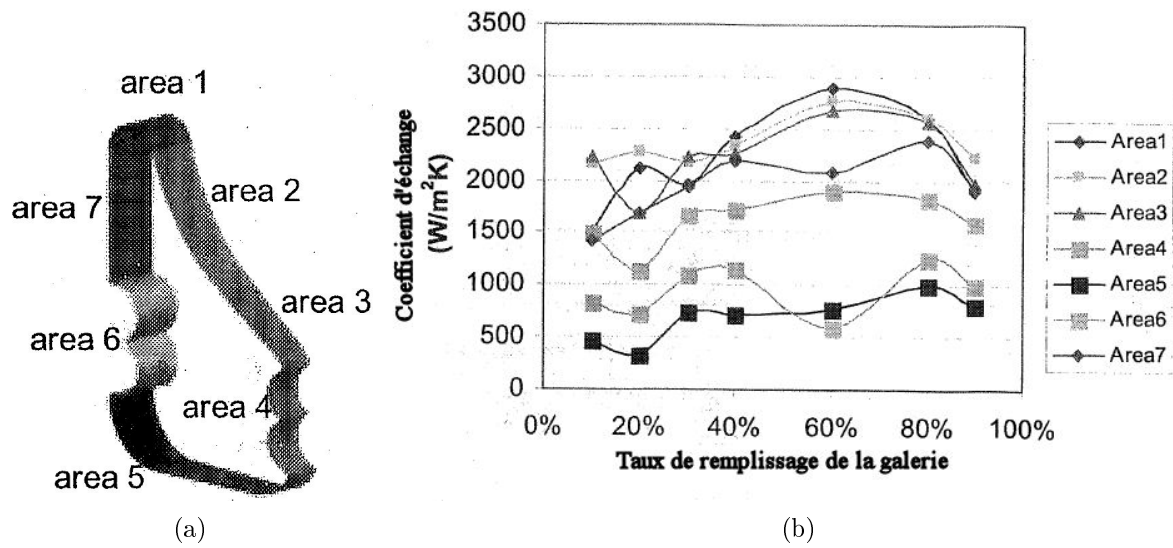


FIGURE 1.9: Profil de la galerie de refroidissement 1.9a et effet du taux de remplissage en huile de la galerie sur le coefficient d'échange 1.9b : Jinfeng *et al*[45]

Pour suivre l'évolution de l'interface entre l'huile et l'air, les auteurs utilisent dans leurs travaux une méthode de type Volume of Fluid (VOF) développée par Hirt et Nichols [15]. Pour un maillage cartésien 2D, l'interface dans chaque cellule est alors approchée par une droite qui est parallèle à un des axes du domaine de simulation. La reconstruction de l'interface par la méthode VOF de Hirt et Nichols est illustrée sur la figure 1.10.

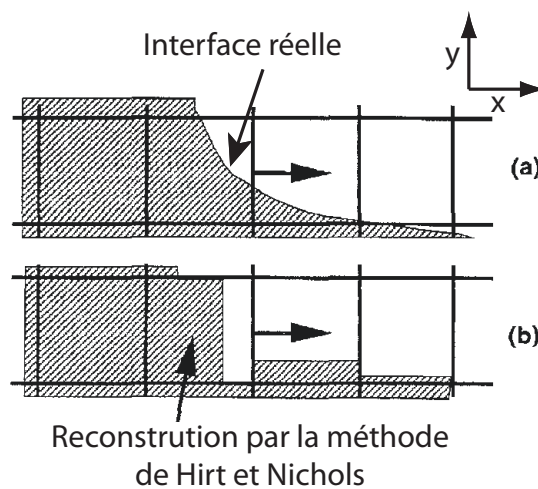


FIGURE 1.10: Reconstruction de l'interface par la méthode VOF Hirt-Nichols

Si la composante selon l'axe X du vecteur normal à l'interface est supérieure à celle de la projection selon l'axe Y, l'interface sera horizontale. Elle sera verticale dans le cas contraire.

Dans ses travaux, Rudman [42] évalue le comportement de la méthode de Hirt et Nichols pour différents champs de vitesse et pour différentes conditions initiales. Dans le cas d'un champ de vitesse unidirectionnel, une phase fluide disposée initialement selon un carré creux, un carré creux incliné, et un cercle creux est advectée suivant les vecteurs $\mathbf{V1}$ et $\mathbf{V2}$. Les résultats de ses simulations sont présentés Fig. 1.11.

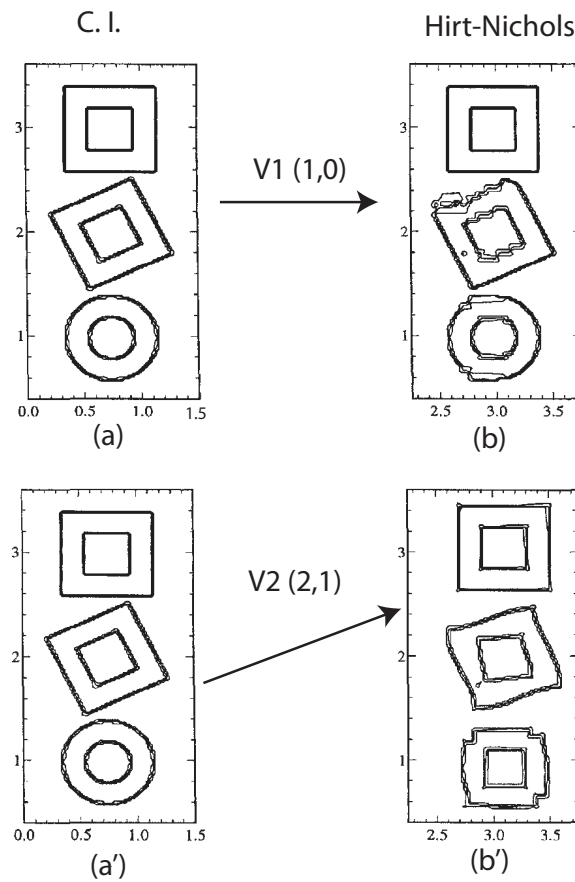


FIGURE 1.11: Advection suivant un champ de vitesse unidirectionnel, Rudman [42]

Au regard de la figure 1.11, il apparaît que la méthode de Hirt et Nichols advecte correctement l'interface uniquement quand celle-ci est alignée à la direction des axes du système de coordonnées. Dans tous les autres cas, on observe des déformations non négligeables de l'interface. Des distorsions sont observées sur la figure 1.11.b, pour les configurations initiales du carré creux et du cercle creux. On pourra noter sur la figure 1.11.b' que le cercle initial prend la forme d'un carré après translation par le vecteur

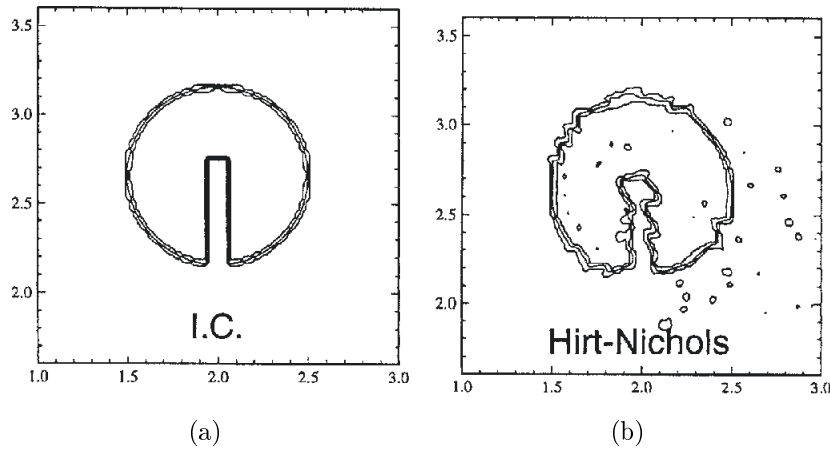


FIGURE 1.12: Test de Zalesak pour des écoulements en rotation solide : Configuration Initiale 1.12a et solution obtenue après une révolution (VOF Hirt et Nichols) 1.12b; Rudman [42]

V2.

L'auteur s'est aussi intéressé à l'advection de l'interface quand le fluide est soumis à un champ de vitesse en rotation solide. Il s'agit du test de Zalesak [58], dans lequel un cercle présentant une cavité rectangulaire de longueur égale à son rayon est soumis à une ou plusieurs révolutions. Rudman a considéré une rotation dont le centre est situé au point de coordonnées (2,2). Le centre du cercle est situé en (2.,2.75). La configuration initiale et la solution obtenue après une seule révolution sont présentées sur la figure 1.12 (maillage 200*200).

Après une seule révolution, on constate sur la figure 1.12b que l'interface est fortement déformée par rapport à sa configuration initiale. De la matière s'est également détachée de l'interface et se retrouve sous forme de gouttes dans le domaine de simulation. Ce phénomène non physique, lié à la méthode d'advection, a été qualifié de *jetsam* ("jettisoned") et *floatsam* ("floating wreckage") par Noh et Woodward [68].

Dans le cadre du refroidissement des pistons moteur, et surtout dans la galerie de refroidissement où l'huile est soumise à de fortes accélérations, ces phénomènes pourraient entraîner une surestimation du fractionnement de l'huile et une instabilité du calcul.

Dans ces travaux, Rudman [42] fait état d'un bon comportement des méthodes de type VOF-PLIC (Piece Linear Interface Construction) [19], où les phénomènes tels que le *jetsam* n'apparaissent pas. La forme des interfaces dans les cas d'advection unidirectionnelle et en rotation solide est correctement conservée.

Chapitre 2

Méthodologie du calcul thermique du Piston PSA

Le développement des moteurs automobiles étant long et coûteux, et les délais de conception réduits, la simulation numérique se révèle être un moyen adéquat pour aider à la conception et à la validation des choix, et pour prédire le comportement thermo-mécanique de ces derniers. Les calculs thermiques ont en effet pour objectif de déterminer les champs de températures afin de voir si les niveaux atteints autorisent un bon fonctionnement du moteur, et de juger s'ils sont tolérables pour les matériaux de la structure.

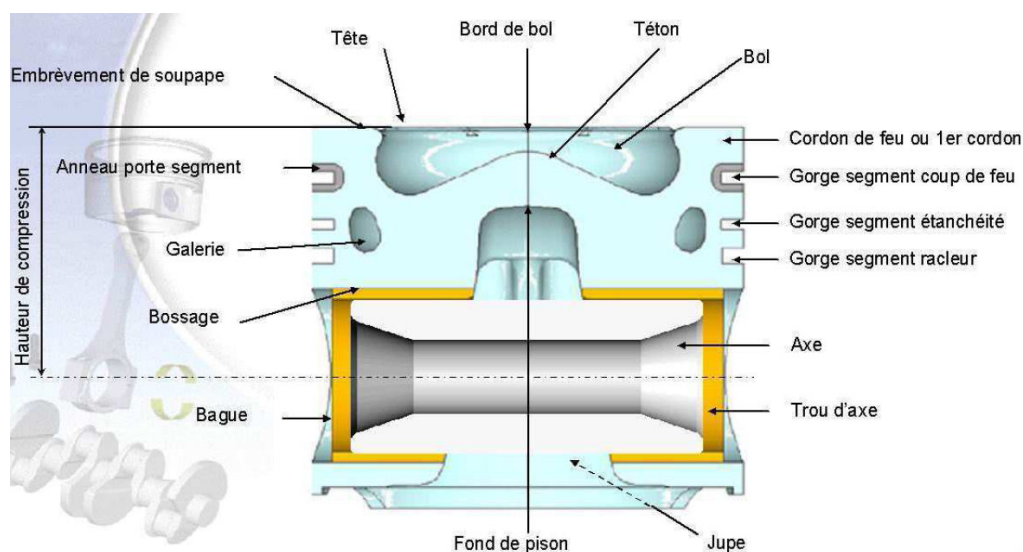


FIGURE 2.1: Vue en coupe d'un piston automobile présentant une galerie de refroidissement

Le calcul du champ de température du piston s'inscrit dans le cadre plus général du calcul du champ thermique de la chambre de combustion. Celle-ci est soumise aux chargements thermiques suivants :

- Le flux thermique issu de la combustion
- Les échanges avec le jet d'huile
- Les échanges avec l'huile et l'air (carter et culasse)
- Les échanges avec l'eau de refroidissement (carter et culasse)
- Les échanges entre pièces

La simulation du champ thermique dans la chambre de combustion nécessite de connaître les phénomènes physiques qui sont concernés, de manière à pouvoir par la suite les modéliser. Pour déterminer les champs de températures du piston et du carter, PSA utilise le logiciel THERMOT qui nécessite d'imposer des températures et/ou des coefficients d'échanges sur les faces libres du moteur.

- Echanges avec les gaz de combustion

De manière à connaître le flux de chaleur issu des gaz de combustion et sa répartition, des calculs de combustion 3D sont réalisés à l'aide du logiciel FIRE. La répartition est obtenue pour une configuration de puissance maximale à pleine charge. Les coefficients d'échange et les températures de gaz sont ensuite projetés sur les surfaces du modèle éléments finis en contact avec les gaz de combustion.

- Echanges au niveau du noyau d'eau

Une partie de l'énergie apportée au moteur par la combustion est évacuée par le circuit de refroidissement. Les échanges diffèrent suivant la vitesse locale et la température de l'eau. Ils ne sont pas constants. Les calculs de noyau d'eau sont réalisés au régime de puissance maximale à pleine charge sous les hypothèses suivantes :

- Les conditions d'échanges sont peu influencées par une variation de charge
 - Le coefficient d'échange varie linéairement avec la vitesse du moteur
-

Les coefficients d'échanges et les températures sont calculés au moyen du logiciel FIRE et sont ensuite projetés sur le noyau d'eau du modèle éléments finis.

- Echanges par conduction Anneau Porte Segments/Piston

Une conductance thermique de l'ordre de 25 kW/m/K est imposée. Elle correspond à la valeur limite obtenue entre une pièce en fonte et une autre en aluminium soumises à une forte pression de contact.

- Echanges par conduction Segments/Piston

Les transferts par conduction au niveau des interfaces des pièces en contact présentant un jeu sont modélisés au moyen de résistances de contact. Pour le contact des segments dans leur gorge, et sous l'hypothèse que le segment serait toujours plaqué sur la même surface, la valeur de la conductance thermique serait de l'ordre de $22,6 \text{ kW/m/K}$. Toutefois, au cours d'un cycle moteur, le segment bat entre les deux extrémités de la gorge. La conductance surfacique est donc pondérée au cours du cycle, suivant le temps de contact du segment sur une des deux faces de la gorge.

- Contacts segments/carter et jupe/carter

L'échange statique entre les segments (respectivement la jupe) et le carter se fait au travers d'un film liquide d'huile qui varie au cours du cycle moteur. Ravary [55] suggère d'utiliser des épaisseurs de film équivalentes.

- Echanges thermiques par jet d'huile sous la voûte du piston

La température d'échange est prise égale à la température de l'huile dans la rampe d'injection. Les échanges convectifs au niveau de la voûte sont modélisés au moyen de la corrélation de Seale & Taylor [69] qui a été présentée au chapitre 1 :

$$h = \alpha_1 \cdot k \cdot \sqrt{\frac{C_{pt} \rho_H W_p D_H}{2\mu_H}}$$

avec :

- C_{pt} : Course du piston
- ρ_H : Masse volumique de l'huile
- W_p : Régime moteur
- D_H : Diamètre de l'injecteur d'huile
- μ_H : Viscosité dynamique de l'huile
- k : Coefficient pondérateur d'échange avec l'huile
- α_1 : Coefficient pondérateur fonction du régime moteur

Trois zones distinctes se différencient :

- une zone d'impact du jet : k^I
- une zone de ruissellement de l'huile : k^{II}
- une zone de brouillard d'huile : k^{III}

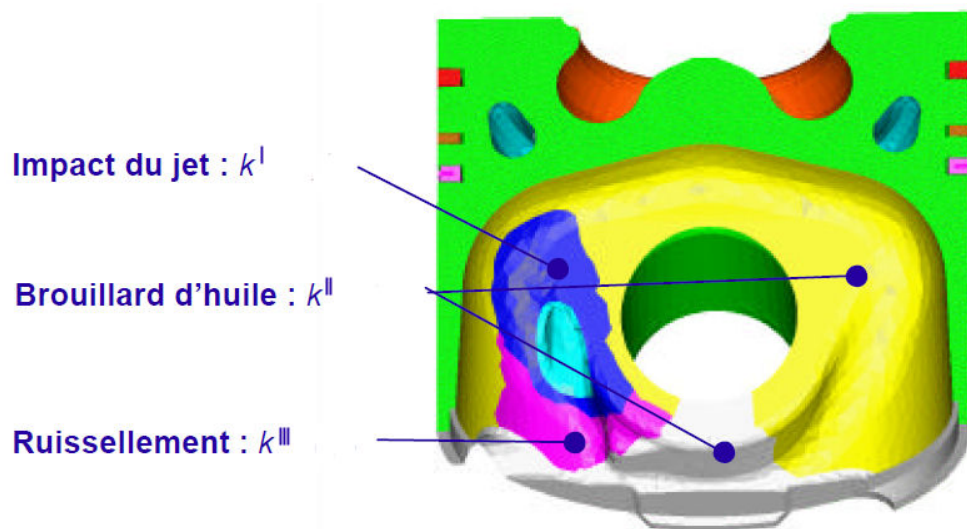


FIGURE 2.2: Définition des zones d'échanges avec le jet d'huile

- Echanges thermiques dans la galerie de refroidissement

La température de l'huile ne reste pas constante entre l'entrée et la sortie de la galerie. Quatre zones d'échange, présentées Fig. 2.3, sont donc définies de manière à prendre en compte l'évolution de la température.

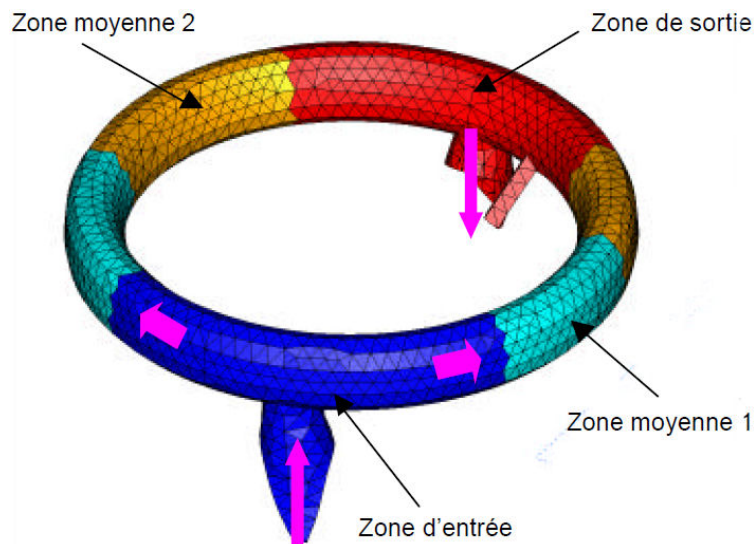


FIGURE 2.3: Zones d'échanges thermiques dans la galerie du piston

La corrélation de French (1.1) présentée au chapitre 1 ne peut pas être utilisée telle quelle. En effet elle prend en compte des considérations géométriques alors que la forme des galeries de refroidissement ont évolué depuis.

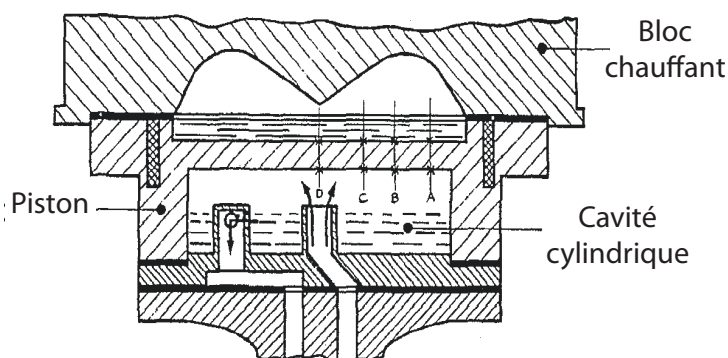


FIGURE 2.4: Exemple de galerie utilisée dans les expériences de French [12]

Si les galeries de refroidissement se trouvaient sous la forme de cavité cylindrique dans les expériences de French (Cf. Fig. 2.4), les galeries utilisées dans les pistons actuels se

présentent sous la forme d'anneaux cylindriques parcourant la couronne du piston. Un exemple de galerie moderne est présentée Fig. 2.3. Par analogie aux écoulements dans les conduites cylindriques, il est courant d'utiliser comme grandeur caractéristique non plus le diamètre de la cavité cylindrique, mais le diamètre hydraulique de la conduite. La formulation de French modifiée s'écrit donc :

$$Nu_i = \beta Re_i^{0.54} Pr^{0.33} \left(\frac{\mu_{H_i}}{\mu_W} \right)^{0.14} \left(\frac{a_m}{b_m} \right)^{0.33}$$

avec :

Nu_i : Nombre de Nusselt dans la zone i de la galerie

Re_i : Nombre de Reynolds $[\rho(2b_m/t_p)a_m/\mu_H]$; propriétés de l'huile calculées à T_{H_i}

μ_{H_i} : Viscosité dynamique du fluide à la température T_{H_i} (température de l'huile dans chaque zone)

μ_W : Viscosité dynamique de l'huile à la paroi

β : Coefficient pondérateur fonction du régime moteur

a_m : Diamètre hydraulique de la galerie

b_m : Hauteur de la galerie

Le coefficient d'échange dans chaque zone est alors défini de la manière suivante :

$$h_i = \frac{Nu_i \cdot \lambda_{H_i}}{a_m} \quad (2.1)$$

avec λ_{H_i} , conductivité thermique de l'huile à T_{H_i} .

Chapitre 3

Modélisation physique

Le refroidissement des pistons moteur par jet liquide fait intervenir un écoulement turbulent diphasique incompressible avec transfert de chaleur. Plusieurs aspects devront être pris en compte pour une modélisation du procédé de refroidissement :

- Le caractère multiphasique de l'écoulement

Nous devons modéliser un écoulement présentant une phase liquide, l'huile sortant de la buse d'injection, et une phase gazeuse, l'air, présent dans la partie basse moteur.

- Le transfert de chaleur

En sortant de la buse d'injection, le jet d'huile viendra impacter sous la voute du piston, mais pourra également pénétrer dans les galeries de refroidissement parcourant la tête du piston. Le piston sera donc refroidi par les échanges convectifs liés à l'impact du jet de refroidissement sous la voute du piston, mais également aux échanges convectifs présents dans les galeries de refroidissement, favorisés par un effet dit "shaker" du aux fortes accélérations subies par le piston au cours de la rotation du moteur.

- La turbulence

Au niveau de la buse d'injection, des nombres de Reynolds de l'ordre de 8000 peuvent être atteints. Au delà d'une valeur seuil comprise entre 2000 et 2500, on peut considérer qu'un écoulement devient turbulent en conduite. De plus, compte-tenu des vitesses importantes atteintes par le piston dans le cylindre (11m/s en vitesse moyenne sur une rotation moteur et jusqu'à 24 m/s en vitesse instantanée), on peut penser que l'écoulement sous le piston présentera des caractéristiques instationnaires, voire turbulentes.

Au cours de cette thèse, le choix a été fait de travailler sur un maillage cartésien homogène. La prise en compte du piston dans le domaine de simulation se fera au moyen d'une méthode de pénalisation volumique faisant référence à la modélisation des domaines fictifs. Cette méthode sera détaillée ultérieurement, au chapitre 4.

3.1 Modélisation des écoulements diphasiques incompressibles pour des fluides non miscibles

Nous allons adopter une vision macroscopique qui considère l'interface entre les différentes phases comme une surface matérielle discontinue. Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, on distingue deux approches pour la modélisation des écoulements diphasiques incompressibles :

- L'approche statistique, qui ramène l'écoulement diphasique à un écoulement monophasique
- L'approche déterministe qui localise explicitement les interfaces entre les différentes phases

3.1.1 Approche statistique

3.1.1.1 Modèle homogène

Nous allons considérer ici un écoulement à phase dispersée. La méthode consiste à construire un fluide équivalent à l'écoulement diphasique en définissant de nouvelles propriétés physiques ϕ_{eq} qui vont dépendre de la fraction volumique moyenne α de la phase dispersée et des propriétés de chaque phase $\phi_{eq} = \alpha\phi_g + (1 - \alpha)\phi_l$. Si le glissement entre les différentes phases est supposé nul, on peut alors résoudre les équations monophasiques habituelles de conservation en prenant en compte ϕ_{eq} . Cette hypothèse montre alors les limites de la méthode, car, dans la plupart des écoulements à phases dispersées, les vitesses locales des différentes phases sont différentes.

3.1.1.2 Modèle lagrangien

Dans cette approche, les éléments de la phase dispersée sont repérés par une variable lagrangienne, la phase principale étant vue de manière eulérienne. La phase dispersée est représentée à l'aide de particules repérées par leur position instantanée, leur vitesse et leur traînée. Cette méthode induit les hypothèses suivantes :

- La taille des particules est petite devant les échelles de l'écoulement
- L'interaction entre les particules doit être négligeable, d'où la nécessité d'avoir une faible concentration de particules
- Les éléments de la phase dispersée sont supposés sphériques et incompressibles

Szeri et Lea [10] ont amélioré ce modèle en permettant la prise en compte de formes plus complexes (particules axisymétriques allongées). Concernant les interactions entre

les particules (déformation, fusion, rupture), elles ont été prises en compte par Trapp et Mortensen [36] à l'aide d'un modèle mono dimensionnel.

La modélisation statistique ne résout pas explicitement la position de l'interface. Or la finalité de notre étude concerne des écoulements instationnaires pouvant présenter des interfaces fortement déformées. Il est donc nécessaire de s'orienter vers une modélisation diphasique explicite qui détermine la position exacte de l'interface au cours du temps.

3.1.2 Approche déterministe

Il s'agit pour les modèles concernés de décrire précisément et explicitement la position de l'interface. Deux méthodes se distinguent principalement :

- **Les méthodes de suivi d'interface**

La reconstruction de la topologie de l'interface se fait via la position de marqueurs connectés entre eux par des segments de droite ou des polynômes. La position des différentes phases est donc déduite de la position de l'interface

- **Les méthodes de capture d'interface**

Contrairement à la méthode précédente, on repère la position des différentes phases en présence et on en déduit la position de l'interface.

Le choix d'une méthode ou de l'autre va dépendre du choix de la résolution des champs hydrodynamiques phasiques. Si on opte pour une résolution des équations de mouvement dans chaque phase complétées par des conditions de saut à l'interface, les méthodes de suivi d'interface seront préférées. Dans le cas d'une modélisation du mouvement phasique et de l'interface par le modèle 1-Fluide [28], les méthodes de capture d'interface seront plus adaptées. On pourra aussi noter l'approche Ghost Fluid [54] qui utilise la capture de l'interface avec un traitement explicite des relations de saut lors de la discrétisation des équations de quantité de mouvement.

Dans le cadre de ce travail, le choix a été fait d'utiliser le modélisation dite 1-Fluide diphasique.

3.1.3 Le modèle 1-Fluide diphasique

Nous allons considérer un écoulement multiphasique constitués de deux fluides non miscibles référencés par les indices $k = \{1, 2\}$. Chaque fluide est caractérisé par sa masse volumique ρ_k , sa viscosité dynamique μ_k et sa vitesse $\mathbf{u}_k$. L'interface entre les

différentes phases sera vue comme une surface de discontinuité présentant une tension superficielle constante γ .

Après avoir écrit les équations de conservation phasiques et les relations de saut à l'interface, il s'agira d'introduire, conformément aux travaux de Kataoka [28], une fonction de phase C_k permettant de localiser la position de chacune des phases dans le domaine de simulation. Une convolution par C_k et la sommation des équations précédentes sur chacune des phases associées à quelques hypothèses simplificatrices permettront d'aboutir au modèle 1-Fluide.

3.1.3.1 Equation du mouvement

Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement pour chacune des phases d'un écoulement diphasique incompressible s'écrivent :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_k = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho_k \left(\frac{\partial \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) \right) = -\nabla p_k + \rho_k \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu_k \mathbf{S}_k) \quad (3.2)$$

valables dans chacune des phases. $\mathbf{S}_k$ est le tenseur des taux de déformations relatif à la phase k . Pour un fluide newtonien, il est défini de la manière suivante :

$$\mathbf{S}_k = 1/2(\nabla \mathbf{u}_k + \nabla^T \mathbf{u}_k).$$

Dans chacun des sous domaines Ω_1 et Ω_2 , la dynamique de l'écoulement est régie par les équations de Navier-Stokes incompressibles présentées par les équations (3.1) et (3.2). A l'interface $\mathbf{I}$ entre les fluides 1 et 2, des conditions de saut [37] doivent être vérifiées afin d'assurer la conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

3.1.3.2 Conditions de saut

Nous allons prendre en compte les hypothèses suivantes :

1. L'interface est libre, non massive.
2. Les transferts de masse sont nuls à l'interface
3. La tension superficielle est supposée constante le long de l'interface

Au regard de l'hypothèse 1, la conservation de la masse totale du système impose que la quantité de mouvement $\rho_1 \mathbf{u}_1$ perdue par le fluide 1 soit compensée par une augmentation $\rho_2 \mathbf{u}_2$ de la quantité de mouvement dans le fluide 2. En posant V la

vitesse de l'interface et $\mathbf{n}_I$ la normale de l'élément de surface considéré, on obtient la relation suivante :

$$\rho_1(\mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{n}_I - V) = \rho_2(\mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{n}_I - V) \quad (3.3)$$

Les transferts de masse étant nuls à l'interface (hypothèse 2), la relation (3.3) s'écrit encore :

$$V = \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{n}_I = \mathbf{u}_2 \cdot \mathbf{n}_I \quad (3.4)$$

La relation (3.4) traduit la continuité des vitesses normales à travers l'interface. Elle peut être reformulée comme une relation de saut à l'interface :

$$(\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2) \cdot \mathbf{n}_I = 0 \quad (3.5)$$

Les sources de quantité de mouvement extérieures à l'interface sont les flux de masse $\rho_k \mathbf{u}_k(V - \mathbf{u}_k)$ et les contraintes surfaciques extérieures provenant de chacune des phases $(-p_k I + 2\mu_k \mathbf{S}_k) \cdot \mathbf{n}_k$. D'autre part, le saut de contrainte entre les deux phases est égal à la source de contrainte à l'interface. Le bilan interfacial de quantité de mouvement s'écrit donc :

$$\sum_k (-p_k I + 2\mu_k \mathbf{S}_k) \cdot \mathbf{n}_k + (\rho_k \mathbf{u}_k(V - \mathbf{u}_k)) \cdot \mathbf{n}_k = -\nabla_s \cdot (\gamma \mathbf{I}_s) \quad (3.6)$$

∇_s étant la projection de l'opérateur ∇ dans le plan tangent à la surface.

La tension superficielle étant constante le long de l'interface (hypothèse 3) et en utilisant les propriétés de l'opérateur de divergence surfacique, le membre de droite de l'équation (3.6) peut encore s'écrire :

$$-\nabla_s \cdot (\gamma \mathbf{I}_s) = -\gamma \nabla_s \cdot \mathbf{I}_s = \gamma \kappa \mathbf{n}_I \quad (3.7)$$

Le bilan interfacial de quantité de mouvement s'écrit donc :

$$-\gamma \kappa \mathbf{n}_I + \sum_k (-p_k I + 2\mu_k \mathbf{S}_k) \cdot \mathbf{n}_k + (\rho_k \mathbf{u}_k(V - \mathbf{u}_k)) \cdot \mathbf{n}_k = 0 \quad (3.8)$$

3.1.3.3 La fonction de phase et le formalisme monofluide

Introduction de la fonction de phase

L'idée générale du modèle à 1 fluide diphasique est la construction d'un seul système d'équation valable pour l'ensemble du domaine diphasique constitué des sous domaines Ω_1 et Ω_2 , relatifs respectivement aux phases 1 et 2. Les travaux de Kataoka [28] introduisent une fonction indicatrice de phase $C_k(x, t)$ permettant de localiser la position des différentes phases présentes dans le domaine de simulation. En effet, la description géométrique du milieu diphasique peut être associée à des fonctions de phases, C_1 et C_2 , qui prennent des valeurs différentes selon leur appartenance aux sous domaines Ω_1 et Ω_2 . Ainsi, pour chaque fluide k , la fonction $C_k(x, t)$ se comporte comme une fonction Heaviside :

$$C_k(x, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in \Omega_k \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.9)$$

La fonction $C_k(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ vérifie les propriétés suivantes :

$$\sum_k C_k = 1 \quad (3.10)$$

$$C_k C'_k = \delta_{kk'} C_k \quad (3.11)$$

$$\nabla C_k = -\mathbf{n}_k \delta_I \quad (3.12)$$

δ_I étant la distribution de Dirac attachée à l'interface et $\mathbf{n}_k$ la normale extérieure à la phase k .

Comme les fonctions indicatrices de phase C_1 et C_2 évoluent en accord avec l'interface et que leur dérivée est identiquement nulle dans chacun des fluides, on peut décrire leurs évolutions au moyen d'une relation cinématique qui associe les variations de C_k à la vitesse V de l'interface $\mathbf{I}$.

$$\frac{\partial C_k}{\partial t} + V \cdot \nabla C_k = 0 \quad (3.13)$$

Le formalisme monofluide

Une première étape consiste à convoluer les équations de conservations phasiques (3.1) et (3.2) par la fonction indicatrice C_k . Après sommation et intégration des relations de saut, l'adoption d'un formalisme monofluide $\phi = \sum_k C_k \phi_k$ permettra d'aboutir

à l'expression du modèle 1-Fluide.

Après convolution des équations de conservation phasiques (3.1) et (3.2) par la fonction indicatrice C_k et l'utilisation des propriétés définies par les équations (3.10–3.12), on aboutit au système suivant :

$$\nabla \cdot (C_k \mathbf{u}_k) = -\mathbf{u}_k \mathbf{n}_k \delta_I \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_k \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (C_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k) &= -\nabla C_k p_k + C_k \rho_k \mathbf{g} + \nabla \cdot (2C_k \mu_k \mathbf{S}_k) \\ &+ (\rho_k \mathbf{u}_k (\mathbf{V} - \mathbf{u}_k)) \cdot \mathbf{n}_k \delta_I + (-p_k \mathbf{I} + 2\mu_k \mathbf{S}_k) \cdot \mathbf{n}_k \delta_I \end{aligned} \quad (3.15)$$

L'obtention d'un ensemble d'équations général nécessite la prise en compte en un même point des contributions des équations du mouvement relatives à chaque phase. La sommation des équations (3.14) et (3.15) sur chacune des phases permet donc de passer d'une description discontinue à une description moyenne du milieu diphasique :

$$\nabla \cdot \left(\sum_k C_k \mathbf{u}_k \right) = - \overbrace{\sum_k \mathbf{u}_k \mathbf{n}_k \delta_I}^{=0} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sum_k \partial C_k \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\sum_k C_k \rho_k \mathbf{u}_k \otimes \mathbf{u}_k \right) &= -\nabla \left(\sum_k C_k p_k \right) + \sum_k C_k \rho_k \mathbf{g} + \nabla \cdot \left(\sum_k 2C_k \mu_k \mathbf{S}_k \right) \\ &+ \underbrace{\sum_k [(\rho_k \mathbf{u}_k (\mathbf{V} - \mathbf{u}_k)) + (-p_k \mathbf{I} + 2\mu_k \mathbf{S}_k)] \cdot \mathbf{n}_k \delta_I}_{=\gamma \kappa \mathbf{n}_I} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Au regard de l'équation (3.5) traduisant la continuité des vitesses à l'interface, le membre de gauche de l'équation (3.16) est nul. De même on reconnait dans l'équation (3.17) la relation de saut exprimée par la relation (3.8).

Si on introduit maintenant la variable monofluide $\phi = \sum_k C_k \phi_k$, et en utilisant la propriété suivante $\rho \phi = \sum_k C_k \rho_k \phi_k$, on aboutit à un système d'équations valable dans la totalité du domaine diphasique :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) &= -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu \mathbf{S}) + \gamma \kappa \mathbf{n}_I \delta_I \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C &= 0 \end{aligned} \quad (3.18)$$

Le terme $\gamma\kappa\mathbf{n}_I\delta_I$ représentant l'action des forces de tension superficielle est un terme source volumique non nul dès lors qu'il existe des variations spatiales de la fonction couleur C . Brackbill & al [35] proposent de modéliser cette contribution volumique en fonction de C . En reliant la normale unitaire à la fonction couleur $\mathbf{n}_I = \frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}$, la courbure κ s'exprime par la relation suivante :

$$\kappa = -\nabla \cdot \mathbf{n}_I = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \right) \quad (3.19)$$

La contribution volumique $\gamma\kappa\mathbf{n}_I\delta_I$ s'écrit donc :

$$\gamma\kappa\mathbf{n}_I\delta_I = -\gamma\nabla \cdot \left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \right) \mathbf{n}_I\delta_I = -\gamma\nabla \cdot \left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \right) \nabla C \quad (3.20)$$

3.2 Modélisation des transferts thermiques

La mécanique des fluides est étroitement associée à la thermique. Les variations de pression ainsi que les frottements visqueux engendrent des variations de l'énergie interne et conduisent à une variation locale de la température du fluide et influent sur son mouvement. Nous allons considérer dans cette étude un écoulement incompressible. Nous négligerons également les effets d'échauffement liés aux frottements en proche paroi.

Selon le premier principe de la thermodynamique, la dérivée temporelle de l'énergie totale dE/dt est égale à la somme des puissances des forces extérieures et de la puissance calorifique reçue :

$$\frac{dE}{dt} = Pe + Pc \quad (3.21)$$

soit

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega} \rho \left(e + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) dv = \iiint_{\Omega} \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} dv + \iint_{\Sigma} (\sigma \cdot \mathbf{n}) \cdot \mathbf{u} ds + \iiint_{\Omega} q dv - \iint_{\Sigma} \varphi \cdot \mathbf{n} ds \quad (3.22)$$

$q(\mathbf{X},t)$ est la production volumique d'énergie calorifique due par exemple au rayonnement absorbé à l'intérieur de Ω , à l'effet Joule..., φ est la densité de flux de chaleur reçue à travers Σ par convection, conduction ou rayonnement, et $\mathbf{f}$ est une force volumique.

En utilisant l'expression intégrale de l'équation de continuité et le théorème de la divergence, on obtient :

$$\iiint_{\Omega} \left(\rho \frac{d}{dt} \left(e + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) - \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot (\sigma \cdot \mathbf{u}) - q + \nabla \cdot \varphi \right) dv = 0 \quad (3.23)$$

En supposant la continuité de la fonction sous le signe somme, la relation reste valable quel que soit le domaine Ω considéré. L'expression locale ainsi obtenue est la suivante :

$$\rho \frac{d}{dt} \left(e + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) = -\nabla \cdot \varphi + \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\sigma \cdot \mathbf{u}) + q \quad (3.24)$$

Cette équation peut être simplifiée en considérant la loi de Cauchy multipliée scalairement par $\mathbf{u}$:

$$\mathbf{u} \cdot \left(\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} - \nabla \cdot \sigma - \mathbf{f} \right) = 0 \quad (3.25)$$

soit

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) = \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \sigma + \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.26)$$

mais comme

$$\begin{aligned} \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \sigma &= \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \sigma) - \text{tr}(\sigma \cdot \nabla \mathbf{u}) \\ &= \nabla \cdot (\sigma \cdot \mathbf{u}) - \text{tr}(\sigma \cdot \nabla \mathbf{u}) \text{ car } \sigma_{ij} = \sigma_{ji} \end{aligned} \quad (3.27)$$

il vient :

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) = \nabla \cdot (\sigma \cdot \mathbf{u}) - \text{tr}(\sigma \cdot \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.28)$$

Si l'on soustrait l'équation (3.28) à l'équation (3.24), on aboutit à l'équation suivante :

$$\rho \frac{de}{dt} = -\nabla \cdot \varphi + \text{tr}(\sigma \cdot \nabla \mathbf{u}) + q \quad (3.29)$$

$$= -\nabla \cdot \varphi + \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + q \quad (3.30)$$

Le terme $\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ s'écrit :

$$\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \left(-p\delta_{ij} - \frac{2}{3}\mu \nabla \cdot \mathbf{u} \delta_{ij} + 2\mu D_{ij} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.31)$$

avec

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.32)$$

d'où

$$\sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -p \nabla \cdot \mathbf{u} - \frac{2}{3}\mu (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 + 2\mu D_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \phi \quad (3.33)$$

La fonction ϕ regroupant les termes contenant la viscosité est dite fonction de dissipation. Elle est reliée à la dégradation de l'énergie cinétique en chaleur du fait des frottements visqueux au sein du fluide.

$$\phi = -\frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 + 2\mu D_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.34)$$

L'équation (3.30) s'écrit alors :

$$\rho \frac{de}{dt} = -\nabla \cdot \varphi - p \nabla \cdot \mathbf{u} + \phi + q \quad (3.35)$$

$\rho \frac{de}{dt}$ représente la variation de l'énergie interne, $\nabla \cdot \varphi$ le flux de chaleur, $p \nabla \cdot \mathbf{u}$ les effets de compressibilité, ϕ la dissipation, et q est un terme source.

En introduisant l'enthalpie par unité de masse de fluide $h = e + p/\rho$:

$$\rho \frac{de}{dt} = \rho \frac{dh}{dt} - \rho \frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (3.36)$$

l'équation (3.35) devient :

$$\begin{aligned} \rho \frac{dh}{dt} &= -\nabla \cdot \varphi + q + \rho \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} - \frac{p}{\rho^2} (\rho \nabla \cdot \mathbf{u}) \right) + \phi \\ &= -\nabla \cdot \varphi + q + \frac{dp}{dt} - \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} \right)}_{=0} + \phi \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$= -\nabla \cdot \varphi + q + \frac{dp}{dt} + \phi \quad (3.38)$$

L'enthalpie étant fonction de p et T , on a :

$$\frac{dh}{dt} = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \frac{dT}{dt} + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dt} \quad (3.39)$$

La thermodynamique fournit les relations suivantes :

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = C_p; \quad \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = \frac{1}{\rho}(1 - \beta T) \text{ avec } \beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

β est le coefficient d'expansion thermique, ou de dilatation cubique à pression constante.

L'équation de l'énergie peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = -\nabla \cdot \varphi + \beta T \frac{dp}{dt} + q + \phi \quad (3.40)$$

Expression de φ ; loi de Fourier

Le flux de chaleur φ s'exprime à l'aide de la loi phénoménologique de Fourier liant les flux aux forces représentées par les gradients de températures :

$$\varphi = -\Lambda \cdot \nabla T \quad (3.41)$$

Le tenseur du second ordre Λ est appelé tenseur de conductivité thermique. Si le corps est homogène, le tenseur repéré dans ses directions propres se réduit à trois termes non nuls sur la diagonale. Si le corps est isotrope, le tenseur est sphérique et s'exprime par la relation suivante :

$$\Lambda = \lambda \mathbf{Id} \quad (3.42)$$

λ est la conductivité thermique, c'est un scalaire positif dépendant de la température. On en déduit donc l'expression de φ :

$$\varphi = \lambda(T) \cdot \nabla T \quad (3.43)$$

L'équation de l'énergie (3.40) s'écrit donc :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \beta T \frac{dp}{dt} + q + \phi \quad (3.44)$$

qui s'écrit encore :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \underbrace{\nabla \cdot (\lambda \nabla T)}_1 + \underbrace{\beta T \frac{dp}{dt} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 + 2\mu D_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_2 + q \quad (3.45)$$

Nous nous intéresserons dans cette thèse aux écoulements incompressibles. Le terme 1 pourra donc être négligé. La dégradation de l'énergie cinétique en chaleur liée aux frottements visqueux dans le fluide et au voisinage de la paroi sera également négligée. Finalement, l'équation de l'énergie utilisée dans cette étude s'exprimera par la relation suivante :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + q \quad (3.46)$$

3.3 Modélisation de la turbulence

Il existe de multiples manières d'appréhender la turbulence, l'objectif étant de pouvoir la représenter et de rendre compte de ses effets. Trois approches principales se détachent :

- **La Simulation Numérique Directe** (DNS, Direct Numerical Simulation), qui est basée sur la représentativité de l'équation de Navier-Stokes, qui contient l'essentiel de la physique des phénomènes observés à l'échelle des milieux continus.
- **La modélisation statistique** (RANS, Reynolds Averaged Navier-Stokes equations). Les champs de pressions et vitesse sont décomposés en valeurs moyennes et fluctuations, et des concepts statistiques conduisent à considérer des moyennes d'ensemble.
- **La simulation des grandes échelles** (LES, Large Eddy Simulation), qui résout directement les grandes échelles de l'écoulement, et modélise les petites échelles, encore appelées échelles de sous-maille.

Ces différentes manières de modéliser la turbulence ont donné le jour à des méthodes hybrides combinant méthodes statistiques et Simulation des grandes échelles. Ces méthodes hybrides RANS-LES diffèrent par la manière dont elles sont mise en oeuvre. Certaines, comme la DES (Detached Eddy Simulation)[51], [52] et [50] permettent de passer de façon continue d'une approche à l'autre, alors que d'autres utilisent un découpage de l'écoulement en zone, chaque zone étant résolue par une approche moyennée ou LES [48].

3.3.1 La Simulation Numérique directe : DNS (Direct Numerical Simulation)

La simulation numérique directe discrétise et résout complètement le système formé par les équations de Navier-Stokes en captant numériquement tous les temps et les échelles caractéristiques de la turbulence, des plus grosses aux plus petites structures turbulentes. Elle est particulièrement appropriée à l'étude et l'analyse des écoulements turbulents complexes. Toutefois, cette approche nécessite un nombre de noeuds de maillage de l'ordre de $Re^{3/4}$ dans chaque direction de l'écoulement, soit un nombre de l'ordre de $Re^{9/4}$ en tenant compte des 3 dimensions de l'espace.

La densité du maillage nécessaire à la réalisation d'une simulation DNS augmente donc fortement pour des nombres de Reynolds supérieurs à quelques milliers. Les nombres de Reynolds rencontrés dans la plupart des applications industrielles étant de l'ordre de plusieurs dizaines de millions, la DNS se révèle donc être hors de portée des ressources informatiques disponibles actuellement. Si son utilisation se limite donc à des écoulements présentant de faibles nombres de Reynolds, cette approche demeure fondamentale dans la compréhension des phénomènes turbulents, car elle résout toutes les échelles de l'écoulement.

3.3.2 La modélisation statistique : RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes)

L'approche RANS modélise toutes les échelles de la turbulence en calculant uniquement la partie moyenne (spatiale ou temporelle) du champ turbulent. Le nombre de degré de liberté réduit de l'écoulement permet l'utilisation de maillages plus grossiers et un coût de calcul faible. Toutefois cette approche nécessite un effort de modélisation conséquent et souvent dépendant des conditions traitées.

L'approche statistique est basée sur la décomposition de Reynolds, introduite par O. Reynolds en 1883. Il a montré que toute grandeur locale du fluide est décomposée en une partie déterministe moyenne et en une partie aléatoire fluctuante. Tout champ ϕ s'écrit donc comme la somme d'une grandeur moyenne $\langle \phi \rangle$ et d'une grandeur fluctuante ϕ' de moyenne nulle.

$$\phi(x, t) = \langle \phi \rangle + \phi' \quad (3.47)$$

L'opérateur $\langle \cdot \rangle$ représente la moyenne statistique ou la moyenne d'ensemble. Il vérifie les propriétés classiques de linéarité, de commutativité avec les opérations de dérivation, d'intégration et d'idempotence :

– linéarité

$$\langle \alpha f + g \rangle = \alpha \langle f \rangle + \langle g \rangle \quad (3.48)$$

– commutativité avec les opérateurs de dérivations temporelles et spatiales

$$\left\langle \frac{\partial f}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t} \quad (3.49)$$

$$\left\langle \frac{\partial f}{\partial x_i} \right\rangle = \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial x_i} \quad (3.50)$$

– idempotence

$$\langle \langle f \rangle \rangle = \langle f \rangle \quad (3.51)$$

La moyenne est à l'origine une moyenne stochastique, c'est à dire qu'elle est prise sur un ensemble d'expériences effectuées dans des conditions identiques. L'hypothèse d'ergodicité est introduite par Favre [3] selon laquelle il est équivalent de considérer une expérience répétée une infinité de fois ou de mener la même expérience pendant un temps infiniment long. Cette hypothèse permet le passage à des moyennes temporelles et ainsi un traitement statistique des équations est effectué. Les équations de l'approche RANS sont a priori valables uniquement pour des écoulements stationnaires ou homogènes. Elles ont tout de même été utilisées pour des cas instationnaires. Des approches plus récentes telles que URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) permettent de traiter des cas instationnaires pour lesquels les instationnarités sont découlées [13].

En utilisant la décomposition de Reynolds présentée par la relation (3.47) et les propriétés de l'opérateur moyenne décrites par les relations (3.48–3.51), les équations de Navier-Stokes et l'équation de la chaleur s'écrivent :

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle = 0 \quad (3.52)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \langle \mathbf{u} \rangle \right) = -\nabla \langle p \rangle + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \left(2\mu \langle \mathbf{S} \rangle - \rho \langle \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle \right) \quad (3.53)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla \langle T \rangle) - \nabla \cdot (\rho C_p \langle \mathbf{u}' T' \rangle) \quad (3.54)$$

où $\langle \mathbf{S} \rangle = 1/2 (\nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla^T \langle \mathbf{u} \rangle)$ est le tenseur moyen des taux de déformation.

La non linéarité des équations de Naviers-Stokes implique l'apparition d'inconnues supplémentaires. Ces corrélations doubles (termes de Reynolds $\rho \langle \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle$ et $\rho C_p \langle \mathbf{u}' T' \rangle$) rendent le système ouvert. Les méthodes de fermetures les plus utilisées font appel au principe de viscosité turbulente. Ces modèles consistent à considérer que

l'interaction entre le champ moyenné et le champ fluctuant se réduit à un terme de dissipation. Cette technique a un double avantage. Tout d'abord, elle permet de reproduire le caractère très dissipatif de la turbulence, mais elle introduit également dans les équations des termes importants de diffusion venant contrebalancer les termes non-linéaires de convection, toujours difficiles à modéliser numériquement. Les contraintes de Reynolds peuvent donc être modélisées par la relation de Boussinesq suivante :

$$-\rho \langle \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle = -\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} + 2\mu_t \langle \mathbf{S} \rangle \quad (3.55)$$

où

$$k = \frac{1}{2} \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle \quad (3.56)$$

k étant l'énergie cinétique turbulente moyenne par unité de masse et jouant le rôle d'une pression turbulente due aux mouvements d'agitation.

La fermeture de l'équation de l'énergie se fait suivant le même principe, le flux turbulent de chaleur s'exprimant par la relation :

$$\rho \langle \mathbf{u}' T' \rangle = \frac{\mu_t}{Pr_t} \nabla \langle T \rangle \quad (3.57)$$

Pr_t étant le nombre de Prandtl turbulent.

Il s'agit maintenant d'évaluer d'une part la viscosité turbulente μ_t , et d'autre part l'énergie cinétique de la turbulence, permettant d'établir un couple d'échelles caractéristiques de vitesse et de longueur. Le modèle le plus répandu est le modèle à deux équations $k - \epsilon$ [11], k étant l'énergie cinétique turbulente moyenne définie par la relation (3.56) et ϵ correspond au taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente.

Le modèle $k - \epsilon$ fait partie des modèles RANS les plus utilisés. Dans ce modèle, la viscosité turbulente est définie par la relation :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.58)$$

ϵ taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente donnée par la relation :

$$\epsilon = \mu \langle \nabla \mathbf{u}' : \nabla^T \mathbf{u}' \rangle \quad (3.59)$$

Les deux équations de fermeture pour le modèle $k - \epsilon$ s'écrivent :

$$\rho \left(\frac{\partial k}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla k \right) = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P + G - \rho \epsilon \quad (3.60)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \epsilon \right) = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right) + C_{\epsilon 1} (P + C_{\epsilon 3} G) \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.61)$$

avec

$$P = \mu_t \text{tr} (\nabla \langle \mathbf{u} \rangle : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \langle \mathbf{u} \rangle : \nabla^T \langle \mathbf{u} \rangle) \quad (3.62)$$

$$G = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \beta \mathbf{g} \cdot \nabla \rho \langle T \rangle \quad (3.63)$$

Les constantes du modèle utilisées généralement sont définies dans le tableau suivant :

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ	Pr_t	$C_{\epsilon 1} C_{\epsilon 3}$
0.09	1.44	1.92	1	1.3	1	0.7

TABLE 3.1: Constantes du modèle $k - \epsilon$

Ce modèle est très répandu de part sa simplicité, sa robustesse et sa facilité de mise en œuvre. Il présente toutefois l'inconvénient d'être trop diffusif. De nombreuses modifications ont été apportées à ce modèle. Parmi elles, on peut citer le modèle RNG [67], développé par le groupe de renormalisation Yakhot & Smith ou le modèle $v^2 - f$, développé par Durbin [44].

3.3.3 La Simulation des Grandes Echelles : LES (Large Eddy Simulation)

La simulation des grandes échelles est une alternative intéressante aux simulations numériques directes car moins coûteuse en temps de calcul. Le principe de cette méthode est d'isoler volontairement les grandes structures énergétiques de l'écoulement des petites structures dissipatives qui ont a priori un comportement isotrope. Ainsi, les grandes échelles sont directement résolues alors que les petites échelles doivent être modélisées et introduites dans les équations régissant l'écoulement de manière à réduire l'erreur commise lors de la résolution. Contrairement aux modèles RANS qui sont statistiques, la modélisation LES s'inscrit dans une approche déterministe.

La séparation d'échelles est obtenue par une opération de filtrage représentée mathématiquement par le produit de convolution entre un filtre passe-bas $G(\overline{\Delta}, \mathbf{x}, t)$ de longueur

de coupure $\overline{\Delta}$ et la quantité $\phi(\mathbf{x}, t)$. La variable filtrée $\overline{\phi}(\mathbf{x}, t)$ est définie par la relation suivante :

$$\overline{\phi}(\mathbf{x}, t) = G * \phi(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\overline{\Delta}(\mathbf{x}, t), \mathbf{x} - \mathbf{y}, t - t') \phi(\mathbf{y}, t') d\mathbf{y} dt' \quad (3.64)$$

Toute variable ϕ se décompose comme la somme d'une partie résolue et d'une partie sous-maille :

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \underbrace{\overline{\phi}(\mathbf{x}, t)}_{\text{Echelles résolues}} + \underbrace{\phi'(\mathbf{x}, t)}_{\text{Echelles sous-maille}} \quad (3.65)$$

L'opérateur de filtrage n'est pas idempotent comme l'opérateur moyenne, toutefois G vérifie les propriétés de conservation des constantes, de linéarité et de commutativité avec les opérateurs de dérivées spatiales et temporelles. Dans le cadre de cette étude, la résolution des équations de Naviers-Stokes et de l'énergie se fera dans le domaine physique par une méthode de type volumes finis. Le filtre spatial utilisé sera donc défini par un filtre boîte correspondant à un filtrage volumique sur la maille. Il est défini par la relation suivante :

$$G(x) = \begin{cases} 1/\overline{\Delta} & \text{si } x \leq \overline{\Delta}/2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.66)$$

3.3.3.1 Filtrage des équations

G vérifiant les propriétés de conservation des constantes, de linéarité et de commutativité avec les opérateurs de dérivées spatiales et temporelles, le filtrage des équations de Navier-Stokes et de l'énergie s'écrit :

$$\nabla \cdot \overline{\mathbf{u}} = 0 \quad (3.67)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{u}} \otimes \overline{\mathbf{u}} \right) = -\nabla \overline{p} + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu \overline{\mathbf{S}} - \tau_{ij}) \quad (3.68)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{T} \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla \overline{T} - \Pi) \quad (3.69)$$

τ_{ij} et Π étant respectivement le tenseur des contraintes sous-maille et le vecteur de flux sous-maille. Ils sont définis par les relations suivantes :

$$\tau_{ij} = \overline{u_i} \overline{u_j} - \overline{u_i u_j} \quad (3.70)$$

$$\Pi_{iT} = \overline{u_i} \overline{T} - \overline{u_i T} \quad (3.71)$$

Le filtrage des équations de Navier-Stokes et de l'énergie ont donc fait apparaître deux termes sous-maille τ_{ij} et Π , qu'il faut modéliser pour assurer la fermeture du modèle.

3.3.3.2 Modélisation des termes sous-maille

Les termes sous-maille apparaissant après le filtrage des équations traduisent les effets des échelles non résolues sur le champ filtré. En vue d'assurer la fermeture du modèle, les variables résolues doivent donc être reliées aux variables sous-maille par un modèle sous-maille, dont le rôle est de fournir aux échelles résolues les informations provenant des échelles sous-maille. Deux stratégies de modélisation sous-maille se dégagent :

- la modélisation structurelle

la modélisation structurelle cherche à approximer directement l'expression du terme sous-maille en fonction du champ résolu $\bar{\mathbf{u}}$ à l'aide d'un développement en série. Avec ce type de méthode, on cherche à reconstruire explicitement les fluctuations sous-maille à partir des informations contenues dans le champ résolu, puis à calculer le terme sous-maille.

- la modélisation fonctionnelle

Cette modélisation considère l'action des petites structures turbulentes sur l'écoulement résolu comme dissipative uniquement. Le terme sous-maille est approché par un terme dissipatif exprimé en fonction du champ résolu $\bar{\mathbf{u}}$. Les modèles fonctionnels se basent sur l'hypothèse selon laquelle l'action des petites échelles sur les grandes échelles ne se voit qu'au travers de transferts d'énergie.

Au cours de cette étude, nous adopterons la stratégie de la modélisation fonctionnelle. Les petites échelles sont en équilibre et dissipent complètement de manière instantanée toute l'énergie qu'elles reçoivent des échelles résolues. C'est la cascade d'énergie directe. Près des parois, il existe aussi une cascade d'énergie inverse d'intensité plus faible, des échelles non résolues vers les échelles résolues.

Selon P. Sagaut [53], le mécanisme de transfert d'énergie des échelles résolues aux échelles de sous-maille est analogue au mécanisme moléculaire représenté par le terme de diffusion dans lequel la viscosité ν apparaît. Cette hypothèse fait apparaître le concept de viscosité sous-maille. Le concept de viscosité turbulente existe depuis longtemps pour modéliser l'action du champ turbulent sur le champ moyen (Boussinesq). Il est réintroduit ici pour modéliser l'action des petites échelles sur les échelles résolues. Le sens physique réside dans l'analogie entre l'agitation moléculaire traduite par

un terme de viscosité dans l'équation de Navier-Stokes et l'agitation turbulente dont le terme correspondant sera d'un ordre plus élevé. En effet, dans le processus de cascade énergétique, l'action des petites échelles est de dissiper l'énergie contenue dans les grandes. Dans la LES, les grandes échelles étant les seules à être résolues, la dissipation énergétique est compensée en augmentant la valeur de la viscosité. Ainsi, le mécanisme énergétique est modélisé par un terme ayant une formulation mathématique identique à celle de la diffusion moléculaire mais dans laquelle une viscosité turbulente est ajoutée à la viscosité moléculaire.

A l'instar de la modélisation du phénomène de dissipation moléculaire proposée par Boussinesq, la partie déviatorique du tenseur sous-maille $\tau_{i,j}^d$ de l'équation (3.68) est modélisée par :

$$\tau_{i,j}^d = -2\mu_t \bar{\mathbf{S}} \quad (3.72)$$

Le tenseur sphérique complémentaire $\tau_{kk}\delta_{ij}/3$ est naturellement introduit dans la pression filtrée. Les équations de Navier-Stokes filtrée se réécrivent donc :

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (3.73)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}} \right) = -\nabla \bar{p} + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2(\mu + \mu_t) \bar{\mathbf{S}}) \quad (3.74)$$

$$(3.75)$$

La fermeture du modèle passe maintenant par la modélisation de la viscosité turbulente ou viscosité sous-maille μ_t .

3.3.3.2.a Le modèle de Smagorinsky

Smagorinsky [33] a élaboré un modèle pour simuler les mouvements à grandes échelles de l'atmosphère. Son modèle est défini par la relation suivante :

$$\nu_t = (C_{s,\infty} \bar{\Delta})^2 (2\bar{\mathbf{S}}_{ij} \bar{\mathbf{S}}_{ij})^{1/2} \quad (3.76)$$

où $C_{s,\infty}$ est une constante théorique obtenue en supposant un nombre de Reynolds infini et l'isotropie de la turbulence. En utilisant l'hypothèse d'équilibre énergétique local dans la zone inertielle (production = dissipation), Lilly montre que cette constante se met sous la forme :

$$C_{s,\infty} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3C_K} \right)^{3/4} \approx 0.173 \quad (3.77)$$

C_K étant la constante de Kolmogorov. Un des inconvénients du modèle de Smagorinsky est la création de viscosité turbulente dès lors que le champ de vitesse résolu varie spatialement. Ceci peut avoir des conséquences importantes comme l'apparition de phénomènes de relaminarisation dans les zones bien résolues du domaine de calcul. Des traitements supplémentaires tels que des lois de parois [53] sont alors nécessaires pour modéliser les couches limites dans lesquelles le modèle est trop dissipatif.

3.3.3.2.b Le modèle TKE (Turbulent Kinetic Energy)

Une idée de modélisation consiste à relier directement la viscosité turbulente sous-maille aux échelles sous-maille. De cette manière, l'absence d'échelles sous-maille dans les zones bien résolues entraîne une annulation naturelle de la viscosité turbulente. On va donc chercher à exprimer ν_t en fonction de l'échelle de coupure $\bar{\Delta}$ et de l'énergie cinétique sous-maille q_{sm} . La viscosité turbulente est définie par la relation suivante :

$$\nu_t = C_{TKE} \bar{\Delta} (q_{sm})^{1/2} \quad (3.78)$$

C_{TKE} est une constante généralement prise égale à 0.2. Pour estimer l'énergie cinétique sous-maille, Bardina [30] fait l'hypothèse de similarité d'échelles qui stipule la correspondance structurelle statistique entre les plus grandes échelles sous-maille et les plus petites échelles résolues. En utilisant les techniques de double filtrage, l'énergie cinétique turbulente sous-maille q_{sm} est estimée par l'expression suivante :

$$q_{sm} \approx \frac{1}{2} (\bar{u}_i)' (\bar{u}_i)' = \frac{1}{2} (\bar{u}_i - \tilde{\tilde{u}}_i) (\bar{u}_i - \tilde{\tilde{u}}_i) \quad (3.79)$$

$(\bar{u}_i)' = \bar{u}_i - \tilde{\tilde{u}}_i$ représentant les plus petites échelles résolues.

3.3.3.2.c Le modèle d'échelles mixtes

Sagaut [53] a dérivé un modèle combinant les qualités des approches de Smagorinsky et de Bardina. Le modèle d'échelles mixtes fait intervenir une triple dépendance d'échelles : les échelles résolues, les échelles sous-maille et l'échelle de coupure du filtre implicite. La viscosité turbulente est alors exprimée par une moyenne géométrique des approches TKE et Smagorinsky pondérées par un paramètre α :

$$\nu_t = C_M \bar{\Delta}^{1+\alpha} (2\bar{\mathbf{S}}_{ij} \bar{\mathbf{S}}_{ij})^{\alpha/2} \left[(q_{sm})^{1/2} \right]^{1-\alpha} \quad (3.80)$$

C_M étant une constante dépendant des constantes du modèle de Smagorinsky $C_{s,\infty}$ et du modèle TKE C_{TKE} :

$$C_M = (C_{s,\infty})^{2\alpha} (C_{TKE})^{1-\alpha} \quad (3.81)$$

Pour $\alpha = 1$, le modèle d'échelles mixtes se comporte comme le modèle de Smagorinsky standard et comme le modèle TKE pour $\alpha = 0$. Ce modèle peut être vu comme l'extension du modèle de Smagorinsky avec une constante $C_{s,\infty}$ calculée dynamiquement et localement en fonction des caractéristiques dynamiques à la coupure.

3.3.3.2.d Le modèle de WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity)

Le modèle de WALE [24] est une évolution du modèle de Smagorinsky. Comme nous l'avons vu précédemment dans la section 3.3.3.2.a, le modèle de Smagorinsky se base sur le tenseur des contraintes, très fort en proche paroi alors que la turbulence y est absente. Le modèle de WALE quant à lui prend en compte le tenseur des déformations, mais également le tenseur de rotation. La vorticité est en effet un bon indicateur d'activité turbulente. Wray et Hunt [1] ont montré   partir d'une simulation numérique directe que la dissipation d'énergie est élevée dans les zones de forte vorticité. Le modèle de WALE est construit de telle manière qu'aucune viscosité turbulente n'est produite dans le cas d'écoulements laminaires proche paroi, la viscosité turbulente tendant vers 0 au voisinage de la paroi selon une loi en y^3 . De plus, ce modèle ne nécessite pas d'information quant   la position et la direction d'une paroi fixe, ce qui peut se révéler intéressant notamment dans le cas de géométries complexes. D'autre part, les auteurs ont montré que ce modèle était capable de prédire la zone de transition entre la couche limite laminaire et la couche limite turbulente dans le cas d'un écoulement interne dans une conduite cylindrique. Ce modèle présente toutefois l'inconvénient de ne pas s'annuler dans le cas d'un écoulement en rotation solide, ou plus généralement dans le cas d'écoulement bidimensionnel ne nécessitant pas de modélisation sous maille. La viscosité turbulente définie par le modèle de WALE s'écrit :

$$\nu_t = (C_w \bar{\Delta})^2 \frac{(Z_{ij}^d Z_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (Z_{ij}^d Z_{ij}^d)^{5/4}} \quad (3.82)$$

avec :

$$Z_{ij}^d Z_{ij}^d = \frac{1}{6} (S^2 S^2 + \Omega^2 \Omega^2) + \frac{2}{3} S^2 \Omega^2 + 2 \mathbf{IV}_{S\Omega} \quad (3.83)$$

$$S^2 = \bar{\mathbf{S}}_{ij} \bar{\mathbf{S}}_{ij}, \quad \Omega^2 = \bar{\Omega}_{ij} \bar{\Omega}_{ij}, \quad \mathbf{IV}_{S\Omega} = \bar{S}_{ik} \bar{S}_{kj} \bar{\Omega}_{jl} \bar{\Omega}_{li} \quad (3.84)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \bar{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.85)$$

$\bar{\Delta}$ est une échelle de longueur caractéristique qui peut être prise égale   la racine cubique du produit des pas d'espace dans chacune des directions de l'écoulement :

$\bar{\Delta} = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$. C_w est une constante. Nicoud et Ducros [24] mentionnent une valeur de 0.5 pour C_w .

3.3.3.2.e Le modèle SIGMA

Le modèle SIGMA [25] dérive d'une analyse des valeurs propres du tenseur du gradient de vitesse. Il combine les avantages du modèle de Smagorinsky ainsi que ceux du modèle WALE. Il présente en effet les propriétés de s'annuler dans les zones d'écoulement en rotation solide (Smagorinsky) ainsi que dans les zones de cisaillement pure (WALE). Comme dans le cas du modèle WALE, la viscosité calculée par le modèle SIGMA tend vers 0 à l'approche d'une paroi suivant une loi en y^3 . Le modèle est également adapté à la simulation d'écoulements dans des géométries complexes, puisque qu'aucune information supplémentaire n'est nécessaire à la prise en compte de parois fixes ou mobiles. La viscosité turbulente est calculée de la manière suivante :

$$\nu_t = (C_\sigma \bar{\Delta})^2 \frac{\sigma_3(\sigma_1 - \sigma_2)(\sigma_2 - \sigma_3)}{\sigma_1^2} \quad (3.86)$$

$$\begin{cases} g_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} & L_1 = \text{tr}(G) \\ G_{ij} = g_{ki}g_{kj} & L_2 = 1/2 ([\text{tr}(G)]^2 + \text{tr}(G^2)) \\ G^2_{ij} = G_{ik}G_{kj} & L_3 = \det(G) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{L_1^2}{9} - \frac{L_2}{3} & \sigma_1 = \left(\frac{L_1}{3} + 2\sqrt{\alpha_1} \cos(\alpha_3)\right) \\ \alpha_2 = \frac{L_1^3}{27} - \frac{L_1 L_2}{6} + \frac{L_3}{2} & \sigma_2 = \left(\frac{L_1}{3} - 2\sqrt{\alpha_1} \cos(\alpha_3 + \frac{\pi}{3})\right) \\ \alpha_3 = \frac{1}{3} \arccos\left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1^{3/2}}\right) & \sigma_3 = \left(\frac{L_1}{3} - 2\sqrt{\alpha_1} \cos(\alpha_3 - \frac{\pi}{3})\right) \end{cases}$$

Par construction, $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3 \geq 0$. La viscosité turbulente calculée par le modèle SIGMA demeure toujours positive et réduit ainsi les problèmes de stabilités rencontrés dans les modèles où elle pouvait être négative.

3.3.3.2.f Amélioration des modèles sous-maille

La fonction de sélection

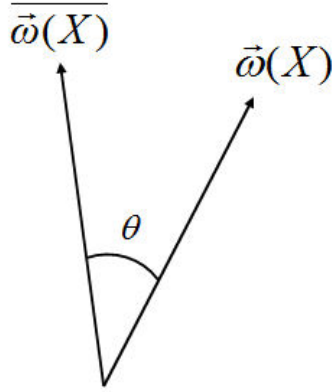


FIGURE 3.1: Angle entre la vorticité et la vorticité moyenne

Les modèles sous-maille peuvent être améliorés par l'application d'une fonction de sélection $f_s(\theta)$ qui a pour but d'annuler la viscosité sous-maille lorsque l'écoulement n'est pas assez turbulent. Le critère de sélection est l'angle θ que forme le vecteur vorticité en un point $\vec{w}(X)$ avec la vorticité moyenne calculée sur les points voisins $\overline{\vec{w}}(X)$. L'angle θ est évalué au moyen de la relation suivante :

$$\theta = \arcsin \left(\frac{\|\overline{\vec{w}}(X) \wedge \vec{w}(X)\|}{\|\overline{\vec{w}}(X)\| \cdot \|\vec{w}(X)\|} \right) \quad (3.87)$$

Au moyen d'une étude statistique sur des simulations numériques directes de la turbulence homogène isotrope, David [21] évalue l'angle moyen défini ci-dessus comme étant égal à 20° . La fonction d'amortissement de la viscosité sous-maille notée $f_s(\theta)$ est alors définie par l'expression suivante :

$$f_s(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{si } \theta \geq 20^\circ \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.88)$$

La nouvelle viscosité turbulente $\nu_{f_{selec}}$ s'écrit donc :

$$\nu_{f_{selec}} = \nu_t * f_s(\theta) \quad (3.89)$$

Procédure dynamique de calcul des constantes des modèles sous-maille

Les modèles dynamiques permettent de calculer en tout point du maillage et pour chaque pas de temps la constante du terme de viscosité sous-maille. L'idée développée par Germano *et al* [41] consiste à utiliser les informations sur l'écoulement simulé pour déterminer la constante du modèle sous-maille appelée ici C_d , ce qui permet une adaptation du modèle suivant le type d'écoulement.

Un filtre test $\tilde{G}$ est utilisé. Plus grossier que le précédent, sa taille caractéristique $\tilde{\Delta}$ est plus grande que la largeur $\bar{\Delta}$ associée au filtre implicite G . Des tests ont montré que la valeur optimale est $\tilde{\Delta} = 2\bar{\Delta}$ (Cf Fig. 3.2)

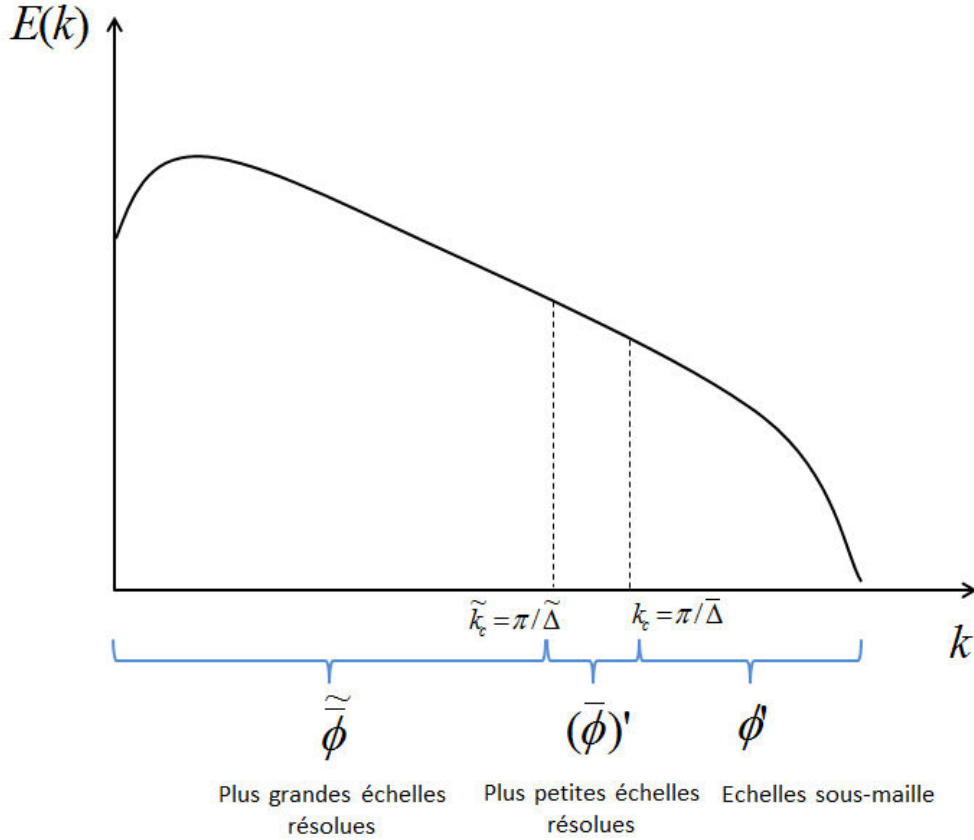


FIGURE 3.2: Coupure du filtre sous-maille et du filtre test

L'application des filtres G et $\tilde{G}$ sur les équations de la dynamique conduisent aux relations suivantes :

- filtrage par G

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}} \right) &= -\nabla \bar{p} + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu \bar{\mathbf{S}} - \tau_{ij})\end{aligned}$$

avec

$$\tau_{ij} = \overline{u_i} \overline{u_j} - \overline{u_i u_j}$$

– filtrage par $\tilde{G}$

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}} \right) &= -\nabla \tilde{p} + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu \tilde{\mathbf{S}} - T_{ij})\end{aligned}$$

avec

$$T_{ij} = \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \overline{u_i \tilde{u}_j}$$

Sous l'hypothèse selon laquelle les deux tenseurs sous-maille peuvent être modélisés par le même modèle sous-maille $f_{ij} = -2\nu_t \bar{\mathbf{S}}$, avec la même constante C_d pour les deux niveaux de filtrage, la partie déviatorique des tenseurs sous-maille définis précédemment s'écrit :

$$\begin{cases} \tau_{ij}^d = C_d f_{ij}(\bar{\Delta}, \bar{V}) \\ T_{ij}^d = C_d f_{ij}(\tilde{\Delta}, \tilde{V}) \end{cases} \quad (3.90)$$

$\bar{V}$ étant le champ résolu du problème.

Selon l'identité de Germano [40], il existe une relation exacte pour lier deux tenseurs sous-maille correspondant à deux niveaux de filtrage différents. Cette relation s'écrit :

$$L_{ij} = T_{ij} - \tau_{ij} \quad (3.91)$$

$$L_{ij} = C_d f_{ij}(\tilde{\Delta}, \tilde{u}_i, \tilde{u}_j) - C_d \tilde{f}_{ij}(\bar{\Delta}, \bar{u}_i, \bar{u}_j) \quad (3.92)$$

Le tenseur L_{ij} peut être calculé directement à partir du champ $\bar{V}$:

$$L_{ij} = \overline{V \otimes \tilde{V}} - \tilde{V} \otimes \tilde{V} \quad (3.93)$$

Si on suppose que la constante ne varie pas entre les niveaux de filtrage, Lilly [18] propose de calculer la constante C_d par la méthode des moindres carrés. Pour ce faire, on introduit le résidu E_{ij} :

$$\begin{cases} E_{ij} = L_{ij} - \frac{1}{3}L_{ij}\delta_{ij} - C_d M_{ij} \\ M_{ij} = f_{ij} \left(\tilde{\Delta}, \tilde{u}_i, \tilde{u}_j - \tilde{f}_{ij} \left(\overline{\Delta}, \overline{u}_i, \overline{u}_j \right) \right) \end{cases} \quad (3.94)$$

Cette définition est constituée de six équations indépendantes, donnant six valeurs pour la constante C_d . Pour obtenir une valeur unique, la constante C_d est une solution du problème posé comme suit :

$$\frac{\partial E_{ij} E_{ij}}{\partial C_d} = 0 \quad (3.95)$$

Une valeur unique est ainsi obtenue pour la constante C_d grâce à la relation suivante :

$$C_d = \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{kl} M_{kl}} \quad (3.96)$$

Cette méthode possède les propriétés suivantes :

- La constante est simplement ajustée sans changer les modèles sous-maille
- La constante C_d peut s'annuler dans certaines régions de l'écoulement
- la constante n'est pas bornée

Ces propriétés sont intéressantes mais peuvent provoquer certains problèmes d'instabilités numériques. Un effort supplémentaire doit donc être fait sur le calcul de la constante de manière à garantir le bon comportement du modèle. Plusieurs possibilités sont offertes :

- Moyenne de la constante en espace [41]
- Moyenne de la constante en temps et en espace [70]

- Borner la constante et la viscosité turbulente [70]
- Combinaison des différentes solutions proposées précédemment [70]

Borner la constante et la viscosité turbulente permet de garantir les propriétés suivantes :

$$\nu + \nu_t \geq 0 \quad (\text{dissipation positive ou nulle}) \quad (3.97)$$

$$C_d \leq C_{max} \quad (\text{borne supérieure}) \quad (3.98)$$

3.3.3.2.g Diffusivité de sous-maille

La simulation des grandes échelles appliquées aux écoulements turbulents anisothermes implique l'introduction d'une diffusivité sous-maille. Dans le cadre de ce travail de thèse, notre choix s'est porté sur un modèle à nombre de Prandtl sous-maille imposé, où la diffusivité sous-maille est calculée à partir de la viscosité sous-maille du modèle hydrodynamique. Le vecteur sous-maille défini par la relation (3.71) peut s'écrire comme le produit d'une diffusivité sous-maille a_{sm} et du gradient de température résolue :

$$\Pi_{iT} = -a_{sm} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (3.99)$$

En définissant un nombre de Prandtl sous-maille Pr_{sm} , la diffusivité a_{sm} peut être obtenue à partir de l'analogie de Reynolds :

$$a_{sm} = \frac{\nu_t}{Pr_{sm}} \quad (3.100)$$

A partir de la relation précédente (3.100), on déduit l'expression de la conductivité thermique turbulente λ_t :

$$\lambda_t = \frac{\mu_t \cdot Cp}{Pr_{sm}} \quad (3.101)$$

La conductivité thermique turbulente calculée précédemment est alors ajoutée à la conductivité thermique moléculaire de l'équation de l'énergie qui devient :

$$\rho Cp \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{T} \right) = \nabla \cdot ((\lambda + \lambda_t) \nabla \bar{T}) \quad (3.102)$$

Le modèle de Prandtl sous-maille défini précédemment est le plus simple, le plus connu et l'un des plus communément utilisés. Il suppose toutefois que la diffusivité

sous-maille ne dépend que du champ hydrodynamique résolu et pas du champ de température résolu.

En 2003, en se basant sur le modèle d'échelles mixtes pour le calcul de la viscosité turbulente ν_t , Sergent & al [7] ont proposé un modèle d'échelles mixtes adapté au calcul de la diffusivité sous-maille. Elle est définie comme étant la moyenne géométrique d'un terme basé sur les échelles résolues et d'un autre terme basé sur l'énergie du flux de chaleur sous-maille :

$$a_{sm} = C_a \frac{\overline{\Delta}^{2\alpha+1}}{\Delta\theta} |\overline{T}|^\alpha |\phi_{sm}^2|^{(1-\alpha)/2} \quad (3.103)$$

C_a étant une constante telle que $0 < \alpha < 1$, et $\Delta\theta$ un écart de température de référence.

Ce modèle a été appliqué par Sergent & al [7] à un cas de convection naturelle turbulente en cavité bidimensionnelle carrée remplie d'air (Rayleigh de 5.10^{10}). Les auteurs ont montré une amélioration sensible de la représentation du champ thermique par rapport à une analogie de Reynolds à nombre de Prandtl sous-maille constant.

D'autres modèles basés sur une diffusivité sous-maille tensorielle et sur la structure de température sous-maille sont détaillés dans les travaux de thèse de Husson [56].

3.4 Modélisation des écoulements turbulents diphasiques incompressibles

Il s'agit au cours de cette thèse de modéliser les transferts de chaleur se produisant lors du refroidissement par jets liquides d'un piston d'un moteur automobile. Compte-tenu de l'environnement mobile du piston et des hautes fréquences de rotation auxquelles il est soumis, les phénomènes physiques liés au refroidissement du piston seront instationnaires. Les approches de type RANS étant a priori valables uniquement pour des écoulements stationnaires et l'approche DNS étant trop coûteuse en temps de calcul, la simulation des grandes échelles (LES) sera privilégiée dans le cadre notre étude.

Nous avons décrit dans les parties précédentes la modélisation des écoulements diphasiques d'une part, et la modélisation de la turbulence, d'autre part. Il s'agit maintenant de nous s'intéresser au couplage entre la modélisation des grandes échelles et

l'écoulement diphasique, le point de départ de la formulation LES/diphasique étant le filtrage du modèle à 1-Fluide.

3.4.1 Filtrage du modèle 1-Fluide

Il s'agit d'appliquer le filtre de convolution G au système d'équation (3.18) :

$$G * \begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu \mathbf{S}) + \gamma \kappa \mathbf{n} \delta_I \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C = 0 \end{cases} \quad (3.104)$$

Si on considère un écoulement diphasique, chaque variable 1-fluide est exprimée selon la fonction indicatrice de phase $C(\mathbf{x}, \mathbf{t})$:

$$\phi = C\phi_1 + (1 - C)\phi_0 \quad (3.105)$$

Après l'opération de filtrage, le système 1-fluide s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \overline{\nabla \cdot \mathbf{u}} &= 0 \\ \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}}}{\partial t} + \overline{\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u})} &= -\overline{\nabla p} + \overline{\rho \mathbf{g}} + \overline{\nabla \cdot (2\mu \mathbf{S})} + \overline{\gamma \kappa \mathbf{n} \delta_I} \\ \frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \overline{\mathbf{u} \cdot \nabla C} &= 0 \end{aligned} \quad (3.106)$$

En supposant que l'opérateur G commute avec les dérivées spatiales et temporelles, il est possible de construire un système d'équations sur les variables filtrées. Le système 1-fluide filtré (3.106) peut être décrit de deux manières différentes :

1. En utilisant les grandeurs filtrées $(\overline{\mathbf{u}}, \overline{p}, \overline{C})$
2. En introduisant une moyenne de Favre $\tilde{\mathbf{u}} = \overline{\rho \mathbf{u}} / \overline{\rho}$. Les inconnues deviennent $(\tilde{\mathbf{u}}, \overline{p}, \overline{C})$

La nature des termes à modéliser va donc dépendre de l'approche choisie. Dans le cas de la première approche, on conserve un champ de vitesse $\overline{\mathbf{u}}$ à divergence nulle. Toutefois, celle-ci fait apparaître un terme sous-maille temporel difficile à modéliser et

à estimer dans l'équation filtrée de quantité de mouvement [9].

La deuxième approche, basée sur la vitesse de Favre, introduit un champ de vitesse $\tilde{\mathbf{u}}$ non solénoïdal, mais permet cependant de réduire les termes sous-maille à modéliser. De nombreux travaux cités dans la littérature recommandent cette dernière [62], [46], [47], [22].

En utilisant la moyenne de Favre, et les propriétés de linéarité et de commutativité de l'opérateur G , il sera donc possible de construire un système d'équations présentant les inconnues $(\tilde{\mathbf{u}}, \bar{p}, \bar{C})$.

3.4.1.1 Équation de continuité filtrée

Le champ $\tilde{\mathbf{u}}$ n'est pas à divergence nulle, contrairement au champ $\bar{\mathbf{u}}$. Toutefois, on peut écrire pour un écoulement diphasique les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{\rho \nabla \cdot \mathbf{u}} &= \overline{\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) - \mathbf{u} \nabla \rho} \\ &= \overline{\nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) - \bar{\mathbf{u}} \nabla \bar{\rho}} \\ &= \overline{(\bar{\rho} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) - \bar{\mathbf{u}} (\rho_1 - \rho_0) \nabla \bar{C}} \\ &= \bar{\rho} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{u}} (\rho_1 - \rho_0) \nabla \bar{C} - \overline{\bar{\mathbf{u}} (\rho_1 - \rho_0) \nabla \bar{C}} \\ &= 0 \end{aligned}$$

La divergence du champ $\tilde{\mathbf{u}}$ s'écrit donc :

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\bar{\rho}} (\overline{\bar{\mathbf{u}} \nabla \bar{C}} - \tilde{\mathbf{u}} \nabla \bar{C}) = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\bar{\rho}} \tau_{un} \quad (3.107)$$

avec

$$\tau_{un} = \overline{\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{C}} - \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{C} \quad (3.108)$$

le terme sous-maille τ_{un} étant relatif aux corrélations entre la vitesse de Favre filtrée $\tilde{\mathbf{u}}$ et la topologie de l'interface via sa normale.

3.4.1.2 Equation de quantité de mouvement filtrée

En adoptant une formulation conservative en temps et en espace, l'équation de quantité de mouvement du système (3.106) s'écrit avec les variables $(\tilde{\mathbf{u}}, \bar{p}, \bar{C})$:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) + \nabla \bar{p} - \nabla \cdot (2\bar{\mu} \tilde{\mathbf{S}}) - \bar{\rho} \mathbf{g} - \gamma \hat{\kappa} \nabla \bar{C} = -\nabla \cdot (\tau_{puu} - \tau_{\mu S}) + \tau_{nn}$$

avec

$$\hat{\kappa} = -\nabla \cdot \hat{\mathbf{n}} = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \overline{C}}{\|\nabla \overline{C}\|} \right)$$

$$\tilde{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} (\nabla \tilde{\mathbf{u}} + \nabla^T \tilde{\mathbf{u}})$$

$\hat{\kappa}$ étant la courbure définie par la normale filtrée $\hat{\mathbf{n}}$ et $\tilde{\mathbf{S}}$ le tenseur des taux de déformation filtré.

Les termes sous-maille $\tau_{\rho uu}$, $\tau_{\mu S}$ et τ_{nn} sont liés respectivement au filtrage des termes non linéaires, visqueux et de tension superficielle. Ils sont définis par les relations suivantes :

$$\tau_{\rho uu} = \bar{\rho} (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u} - \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) \quad (3.109)$$

$$\tau_{\mu S} = 2 \left(\overline{\mu \mathbf{S}} - \bar{\mu} \tilde{\mathbf{S}} \right) \quad (3.110)$$

$$\tau_{nn} = \gamma (\overline{\kappa \nabla C} - \hat{\kappa} \nabla \overline{C}) \quad (3.111)$$

Le terme sous-maille exprimé par la relation (3.109) est identique à celui qui apparaît dans le filtrage de la quantité de mouvement monophasique. Lorsqu'une seule phase est présente, de nombreuses modélisations existent pour estimer ce terme qui est lié à la non linéarité advective [53]. Toutefois, quand les écarts de masse volumique sont grands, les modélisations classiques échouent au voisinage de l'interface. Les termes sous-maille $\tau_{\mu S}$ et τ_{nn} exprimés respectivement par les relations (3.110) et (3.111) sont spécifiques au caractère diphasique de l'écoulement. Ils représentent les contributions sous-maille des caractéristiques de l'interface sur l'écoulement.

3.4.1.3 Equation d'advection filtrée

L'équation d'advection filtrée définie par le système d'équation 3.106 s'écrit encore :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \overline{\mathbf{u} \cdot \nabla C} &= \frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{C} + (\overline{\mathbf{u} \cdot \nabla C} - \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{C}) \\ &= \frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{C} + \tau_{un} \\ &= 0 \end{aligned}$$

On obtient donc l'équation d'advection filtrée suivante :

$$\frac{\partial \overline{C}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{C} = -\tau_{un} \quad (3.112)$$

Conclusion

Le filtrage du modèle 1-Fluide fait apparaître 4 nouveaux termes sous-maille :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{\rho uu} = \bar{\rho} (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u} - \tilde{\mathbf{u}} \otimes \tilde{\mathbf{u}}) \\ \tau_{\mu S} = 2 (\overline{\mu \mathbf{S}} - \bar{\mu} \tilde{\mathbf{S}}) \\ \tau_{nn} = \gamma (\overline{\kappa \nabla C} - \hat{\kappa} \nabla \overline{C}) \\ \tau_{un} = \overline{\mathbf{u} \cdot \nabla C} - \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \overline{C} \end{array} \right. \quad (3.113)$$

Les principales interrogations concernent l'importance de ces nouveaux termes sous-maille par rapport à celle des autres termes présents dans chacune des équations du système filtré (3.106). Larocque [32] s'est intéressé à l'évaluation *a priori* des termes sous-maille du modèle 1-Fluide dans le cadre de la simulation d'un jet turbulent immergé. Il montre que, dans l'équation de quantité de mouvement, la contribution des termes sous-maille $\tau_{\mu S}$ et τ_{nn} liés aux effets visqueux et capillaires est négligeable devant celle du terme sous-maille présent dans le cas monophasique $\tau_{\rho uu}$ lié aux effets convectifs. Concernant le terme sous-maille apparaissant dans l'équation d'advection filtrée, τ_{un} , Larocque [32] montre que sa contribution est importante et devrait être modélisée. Vincent et *al* [62], qui se sont intéressés à la séparation de phase entre l'huile et l'eau ont montré quant à eux que seule la contribution des termes sous-maille liés aux effets visqueux était négligeable, les termes liés aux effets capillaires représentant 5 à 10 % des termes d'inertie résolus. Les conclusions sont donc différentes suivant les cas traités et il n'existe pas à l'heure actuelle de modèle général capable de reproduire les contributions de ces différents termes sous-maille. Un modèle simplifié ou dégénéré du modèle 1-Fluide dans lequel les termes sous-maille propres au caractère multiphasique de l'écoulement sont négligés est donc utilisé pour la simulation des grandes échelles.

3.4.2 Le modèle 1-Fluide dégénéré pour la LES

En filtrant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement du système 1-Fluide (3.18) et en injectant le champ de vitesse filtrée $\bar{\mathbf{u}}$ dans l'équation d'advection du système (3.18), on construit un modèle turbulent multiphasique beaucoup plus simple à utiliser :

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (3.114)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla \bar{p} + 2(\mu + \mu_t) \bar{\mathbf{S}} \quad (3.115)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla C = 0 \quad (3.116)$$

Ce modèle est largement utilisé dans la littérature pour la modélisation des écoulements diphasiques.

3.5 Modélisation du procédé de refroidissement

Il s'agit pour nous au cours de ce travail de modéliser le refroidissement d'une surface chauffée par un écoulement diphasique incompressible turbulent, l'objectif final étant de pouvoir approcher les coefficients d'échange obtenus lors du refroidissement d'un piston de moteur automobile. L'instationnarité liée au procédé de refroidissement par jet d'huile des pistons automobiles et la contrainte des coûts de calcul nous ont fait privilégier une approche de type LES pour la prise en compte de la turbulence. Le modèle retenu pour la modélisation de ce mode de refroidissement résulte de l'association du modèle 1-Fluide diphasique couplée à l'équation de l'énergie :

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (3.117)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla \bar{p} + 2(\mu + \mu_t) \bar{\mathbf{S}} \quad (3.118)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla C = 0 \quad (3.119)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{T} \right) = \nabla \cdot ((\lambda + \lambda_t) \nabla \bar{T}) \quad (3.120)$$

Chapitre 4

Méthodes numériques

Dans ce chapitre, nous allons présenter les méthodes numériques disponibles dans la bibliothèque de calcul scientifique Thétis. Il s'agit d'un code de recherche de type volumes finis développé au laboratoire I2M département TREFLE et voué à la modélisation et à la simulation numérique en mécanique des fluides. Nous aborderons dans un premier temps la discrétisation des équations du modèle utilisé, nous nous intéresserons au caractère diphasique de l'écoulement en détaillant les méthodes d'advection de l'interface et nous aborderons la prise en compte des obstacles dans le domaine de simulation.

4.1 Discrétisation des équations

4.1.1 Discrétisation des équations de Navier-Stokes

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement régissant le mouvement d'un fluide newtonien, encore appelées équations de Navier-Stokes, s'écrivent :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla(2\mu \mathbf{S}) \quad (4.2)$$

Associé à des conditions limites, ce système d'équations forme un problème continu dont la solution peut être approchée de manière discrète par la simulation numérique.

4.1.1.1 Discrétisation temporelle

Il s'agit de diviser l'axe des temps en un nombre fini d'intervalles de temps $[t_n, t_{n+1}]$. Chaque variable ϕ^n représentera l'approximation de la variable ϕ à l'instant t_n . Le pas

de temps Δt se définit comme la différence de temps entre deux instants consécutifs $\Delta t = t_{n+1} - t_n$.

Les équations sont discrétisées implicitement en temps par le schéma d'Euler d'ordre 1 ou par le schéma GEAR d'ordre 2. Le schéma GEAR nécessite de stocker l'information au temps t_n et au temps t_{n-1} alors que le schéma d'Euler se base uniquement sur l'instant précédent pour estimer la dérivée temporelle. L'approximation de la dérivée temporelle du champ de vitesse de l'équation (4.2) s'écrit :

$$\left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right|^{n+1} = \frac{a\mathbf{u}^{n+1} + b\mathbf{u}^n + c\mathbf{u}^{n-1}}{\Delta t} \quad (4.3)$$

avec

$$\begin{cases} a = 1, & b = -1, & c = 0 & \text{s'il s'agit du schéma d'ordre 1 Euler} \\ a = 3/2, & b = -4/2, & c = 1/2 & \text{s'il s'agit du schéma d'ordre 2 Gear} \end{cases}$$

Le code de calcul Thétis traite implicitement le système formé par les équations (4.1–4.2) et exprime tous les termes des équations de conservation au temps t_{n+1} , excepté la non linéarité advective qui est linéarisée comme suit :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^{n+1} \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} &\approx \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} && \text{si schéma Euler} \\ &\approx (2\mathbf{u}^n - \mathbf{u}^{n-1}) \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} && \text{si schéma GEAR} \end{aligned}$$

Dans cette étude, un schéma eulérien sera utilisé pour la discrétisation temporelle. Les équations de Navier-Stokes s'écrivent donc :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad (4.4)$$

$$\rho^n \left(\left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right|^{n+1} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} \right) = -\nabla p^{n+1} + \rho^n \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu^n \mathbf{S}^{n+1}) \quad (4.5)$$

Le couple d'inconnues est constitué des variables $(\mathbf{u}^{n+1}, p^{n+1})$, qui sera déterminé en fonction des mêmes couples aux temps précédents.

4.1.1.2 Couplage Vitesse/Pression : traitement de l'incompressibilité

Le champ de vitesse $\mathbf{u}^{n+1}$ doit vérifier l'équation de conservation de la masse (4.4), mais doit aussi être solution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.5). On parle alors de couplage vitesse/pression car le respect de la contrainte d'incompressibilité est fortement lié au calcul de la pression, variable qui s'ajuste pour assurer la divergence nulle du champ de vitesse.

Toutefois, aucune équation explicite ne permet de calculer la pression p^{n+1} , qui apparaît uniquement dans l'équation de quantité de mouvement (4.5). Dans le cadre des écoulements incompressibles, différentes méthodes ont été développées pour assurer ce couplage vitesse/pression.

L'algorithme itératif du Lagrangien Augmenté a été introduit par Fortin et Glowinski [39]. Il consiste à minimiser et à intégrer la contrainte d'incompressibilité dans l'équation de conservation de quantité de mouvement en considérant la pression comme un multiplicateur de Lagrange. Dans la pratique, la méthode revient à considérer l'écoulement comme faiblement compressible jusqu'à l'équilibre à chaque pas de temps entre le champ de pression, le champ de vitesse et sa divergence. Ainsi, en modifiant l'équation (4.4), on construit une équation explicite pour la pression :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|^{n+1} + \alpha^2 \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad (4.6)$$

$\alpha^2 \gg 1$ est un coefficient inversement proportionnel au coefficient de compressibilité isotherme [29]. En posant $dp = \Delta t \alpha^2$, et en discrétisant temporellement l'équation (4.6), il vient :

$$p^{n+1} = p^n + dp \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} \quad (4.7)$$

En prenant le gradient de l'équation (4.7) et en l'injectant dans l'équation (4.5) on obtient une nouvelle équation de conservation de quantité de mouvement intégrant la contrainte d'incompressibilité $dr \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1})$:

$$\rho \left(\left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right|^{n+1} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} \right) + dr \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1}) = -\nabla p^n + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu^n \mathbf{S}^{n+1}) \quad (4.8)$$

La notation dr introduite dans l'équation (4.8) permet de dissocier les rôles différents des termes $dp \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1}$ de l'équation (4.7) et $dr \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1})$ de l'équation (4.8). Dans

la pratique, on a toutefois choisi l'égalité $dp = dr$. L'algorithme itératif d'Uzawa [60] permet de coupler et résoudre les équations (4.7) et (4.8) à partir de la solution $(\mathbf{u}^n, p^n)$ supposé connue.

Cette méthode de Lagrangien Augmenté est une méthode exacte et fournit la solution $(\mathbf{u}, p)$ des équations de Navier-Stokes incompressibles dès lors que $\nabla \cdot \mathbf{u} \leq 10^{-15}$ et que le résidu de la résolution linéaire est de l'ordre de 10^{-15} .

4.1.1.2.a Amélioration du couplage Vitesse/Pression : Méthode de Lagrangien automatique

Une des difficultés rencontrées dans la simulation d'écoulements diphasiques est la présence d'importants rapports de masse volumique ρ_1/ρ_2 et de viscosité μ_1/μ_2 . La méthode du Lagrangien Augmenté présentée précédemment est bien adaptée aux écoulements monophasiques mais ne l'est plus dans le cadre des écoulements diphasiques car elle requiert l'utilisation de préconditionnements coûteux couplés à des méthodes itératives (BiCG-Stab) pour obtenir des solutions pertinentes. Le paramètre de pénalisation dr ne peut garder une valeur constante indépendante de l'espace et du temps dans le cas des écoulements diphasiques puisque celui-ci doit s'adapter à deux dynamiques phasiques différentes. En restant constant, le paramètre dr induit de fortes disparités entre les coefficients du système linéaire représentant la discrétisation de l'écoulement diphasique dans la région proche de l'interface. Ces disparités locales sont responsables de la dégénérescence de l'étape de préconditionnement matriciel nécessaire à la résolution de l'écoulement. De manière à surmonter cette difficulté, une méthode consiste à adapter localement dans la région interfaciale le paramètre dr en fonction des contributions physiques des différents termes présents dans les équations de Navier-Stokes. Un critère local pour estimer le paramètre de pénalisation dr est proposé par Vincent et al [64] :

$$dr(x, t) = K \max \left(\rho(x, t) \frac{L_0^2}{t_0}; \rho(x, t) u_0 L_0; \rho(x, t) g \frac{L_0^2}{u_0}; \frac{\rho_0 L_0}{u_0}; \mu(x, t); \frac{\gamma}{u_0} \right) \quad (4.9)$$

K est une constante comprise dans l'intervalle $[10 : 1000]$ et L_0, t_0, ρ_0 sont des grandeurs caractéristiques de l'écoulement. Le paramètre dr variant spatialement, l'équation 4.8 devient :

$$\rho \left(\left| \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right|^{n+1} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+1} \right) + \nabla (dr \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1}) = -\nabla p^n + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu^n \mathbf{S}^{n+1}) \quad (4.10)$$

Vincent et al [65] ont montré l'importance de cette adaptation locale du paramètre dr pour la simulation des écoulements diphasiques. Le principal inconvénient de cette méthode est la définition *a priori* des grandeurs caractéristiques de l'écoulement. Un des moyens de s'affranchir de cette définition est d'évaluer directement dans le système linéaire l'intensité de chaque contribution physique des termes des équation de Navier-Stokes. Ainsi, les coefficients de la matrice du système linéaire sont scannés dans un premier temps, puis la valeur du paramètre dr est ajustée en fonction des coefficients d'intensité maximum relatifs aux forts gradients de masse volumique et de viscosité. Cet algorithme est présenté dans les travaux de Vincent et al [63]. Il est utilisé avec succès pour la simulation d'écoulements diphasiques complexes tels que le déferlement des vagues ou l'impact d'un jet turbulent sur une surface libre [32].

4.1.1.3 Discrétisation spatiale

Le code de calculs Thétis utilise une méthode de type volumes finis. La discrétisation spatiale des équations est effectuée sur des maillages structurés orthogonaux, de type MAC (Marker and Cells) décalés en vitesse et en pression [23]. On définit une grille de pression, une grille de vitesse et une grille de viscosité Fig. 4.1. Le décalage entre le champ de pression et le champ de vitesse permet d'exprimer la divergence du champ de vitesse directement sur les nœuds de pression au centre du volume de contrôle et d'éviter les oscillations de pression observées dans le cas de l'utilisation de maillages collocalisés. La méthode des volumes finis consiste à intégrer l'équation (4.8) sur chaque volume de contrôle. Les dérivées spatiales des termes de diffusion et du Lagrangien Augmenté sont approximées à l'aide d'un schéma centré à l'ordre 2. Concernant le traitement de l'inertie, le schéma centré précis au second ordre est préconisé pour les écoulements turbulents car seule la diffusion moléculaire intervient dans la dissipation énergétique. Cependant, il génère des instabilités en présence de forts gradients de masse volumique et de grands pas de temps. Ainsi, dans un souci de stabilité, un schéma hybride de type upwind/centré sera utilisé [59]. Le schéma hybride est plus diffusif que le schéma centré, mais il se révèle plus stable pour des écoulements diphasiques [59].

4.1.2 Discrétisation de l'équation de l'énergie

L'équation de l'énergie est discrétisée implicitement vis-à-vis de la variable temporelle :

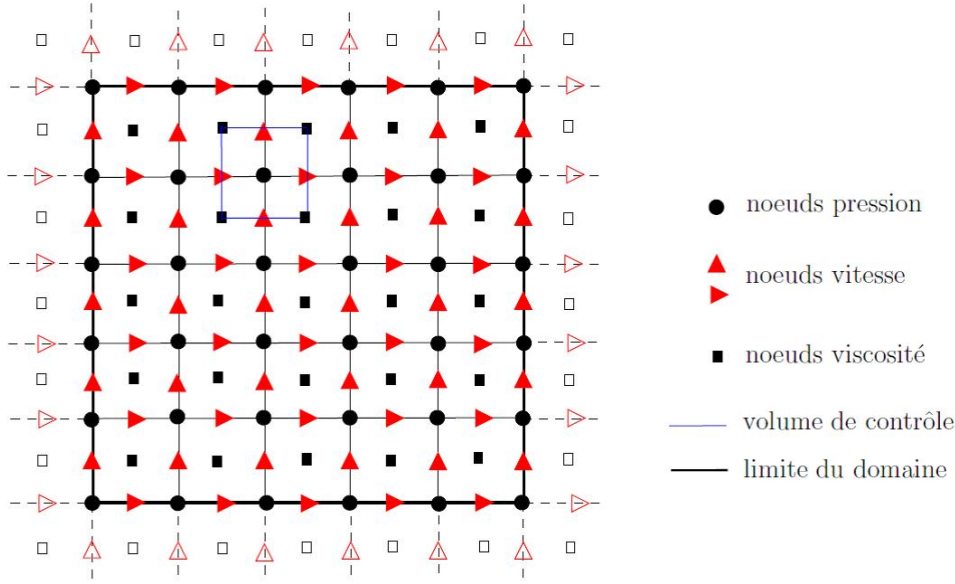


FIGURE 4.1: Le maillage décalée de type MAC

$$\rho C_p \left(\frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla T^{n+1} \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T^{n+1}) \quad (4.11)$$

L'équation de l'énergie est discrétisée spatialement par un schéma hybride sur les termes convectifs et par un schéma centré pour la diffusion.

4.2 Prise en compte des conditions limites

Les conditions aux limites en vitesse sont prises en compte par l'ajout d'un terme vectoriel de pénalisation $\mathbf{Bi}(\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}_\infty)$ où $\mathbf{Bi}$ est une matrice dont les coefficients varient en fonction du type de condition limite (Neumann ou Dirichlet) et $\mathbf{u}_\infty$ est la condition limite en vitesse que l'on souhaite imposer. Une condition aux limites généralisées en vitesse de type flux surfacique est ainsi construite :

$$-\left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} \right|_s = \mathbf{Bi}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_\infty) \quad (4.12)$$

$\mathbf{n}$ étant la normale extérieur unitaire à la limite surfacique S . Si les coefficients de $\mathbf{Bi} \rightarrow 0$, une condition de type Neumann est imposée $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} = 0$, si les coefficients de $\mathbf{Bi} \rightarrow \infty$, une condition de type Dirichlet est générée $\mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty$. Cette méthode de pénalisation est aussi utilisée dans pour la prise en compte de parois solides ou d'obstacles dans le domaine de simulation.

4.3 Prise en compte du caractère diphasique de l'écoulement

4.3.1 Détermination des caractéristiques physiques de l'écoulement diphasique

A titre de rappel, le modèle utilisé dans le cadre des écoulements diphasiques incompressibles est le modèle 1-Fluide incompressible :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) &= -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu \mathbf{S}) + \gamma \kappa \mathbf{n} \delta_I \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C &= 0\end{aligned}$$

La définition de lois ou expressions pour définir les caractéristiques physiques telles que la masse volumique ou la viscosité, mais aussi la conductivité et la capacité calorifique dans le cadre d'écoulements diphasiques anisothermes, est déterminante pour la qualité des solutions issues du modèle 1-Fluide. Si l'on considère que les propriétés physiques sont définies par une variable générale ϕ , deux approches distinctes sont envisageables pour déterminer les variations de ϕ :

– *L'approche discontinue*

La vision discontinue voit l'interface comme une discontinuité, c'est à dire comme l'iso-surface $C = 0.5$. Ainsi, les noeuds du maillage se situent de part et d'autre de cette discontinuité. Si on considère un écoulement constitué de deux phases représentées respectivement par les indices 1 et 2, les propriétés physiques sont alors définies par la relation (4.13) :

$$\phi = \begin{cases} \phi_1 & \text{si } C \leq 0.5 \\ \phi_2 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.13)$$

ϕ_k étant la valeur constante de ϕ dans le fluide k.

– *L'approche continue*

L'approche continue considère que dans les Volumes Élémentaires Représentatifs (VER) utilisés pour faire les bilans de conservation du milieu continu et qui sont coupés par l'interface, on ne connaît que les fractions volumiques du fluide 2 par rapport au fluide 1. On suppose donc que la fonction C est la fraction volumique

locale du fluide 2 dans le VER par rapport au fluide 1. Dans ce cas, si C est une fonction qui diffuse numériquement, ces variations "numériques" seront interprétées comme des taux de présence physiques dus non pas aux schémas de discrétisations mais aux effets advectifs ou diffusifs de l'équation de quantité de mouvement. Il existe de nombreuses combinaisons de ϕ_1 et ϕ_2 en fonction de C . Ces combinaisons sont appelées moyennes phasiques des caractéristiques et considèrent qu'au voisinage de l'interface, le modèle 1-Fluide n'est plus un modèle d'interfaces discontinues, mais un modèle de mélange. Sont implémentées dans le code de calcul Thétis deux types de moyenne. On distingue la moyenne arithmétique :

$$\phi = C\phi_2 + (1 - C)\phi_1 \quad (4.14)$$

et la moyenne harmonique :

$$\phi = \frac{\phi_2\phi_1}{C\phi_2 + (1 - C)\phi_1} \quad (4.15)$$

Le choix d'une moyenne arithmétique pour la masse volumique permet d'assurer la conservation de la masse, mais ce choix pour la viscosité ne peut a priori se justifier. Dans le cas d'écoulements cisailés simples, Ritz [29] affirme qu'une moyenne harmonique pour la viscosité équivalente permet d'assurer la conservation de la quantité de mouvement au passage de l'interface. Toutefois, à l'aide d'un bilan volumique sur une maille, Benkenida [2] montre que la conservation de la quantité de mouvement au voisinage de l'interface nécessite de considérer une viscosité équivalente calculée par une moyenne arithmétique pour estimer les composantes diagonales du tenseur des contraintes, et une viscosité équivalente calculée par une moyenne harmonique pour l'estimation des termes extra-diagonaux.

Nous nous intéressons dans ce travail au refroidissement d'une surface chauffée par un jet liquide. Nous aurons donc un écoulement diphasique (gaz/liquide) interagissant avec un obstacle solide. Dans la zone d'écoulement diphasique (liquide/gaz), les propriétés physiques seront calculées à l'aide d'une moyenne harmonique. A l'interface entre l'écoulement et la zone solide, une approche discontinue a été préférée.

4.4 Advection de l'interface

Il existe différentes méthodes numériques pour déterminer la position de l'interface. Deux méthodologies se distinguent principalement : les méthodes de suivi d'interface,

adaptées à la résolution des équations de conservation phasiques complétées des relations de saut sur un maillage mobile et les méthodes de capture d'interface, plus adaptées à la résolution du modèle 1-Fluide, contenant les relations de saut, sur un maillage fixe. Compte-tenu de notre choix de modélisation, nous avons opté pour les méthodes de capture d'interface.

4.4.1 Les méthodes de capture d'interface

Les méthodes de capture d'interface repèrent la position des différentes phases et en déduisent implicitement la position de l'interface. L'avantage de telles méthodes est la gestion naturelle des phénomènes de rupture et de coalescence.

L'une des premières méthodes de capture d'interface, appelée méthode MAC pour "Marker and Cells", a été introduite par Harlow et Welch [23]. Il s'agit de placer des marqueurs volumiques dans l'une des phases en présence. Les marqueurs sont ensuite transportés par le champ eulérien de vitesse interpolé et la position de l'interface est déduite de leurs répartitions spatiales. Toutefois, le grand nombre de marqueurs nécessaires pour décrire de manière satisfaisante l'écoulement entraîne de lourds coûts de calcul. De plus, la connaissance de la position exacte de l'interface suppose la présence d'un nombre de marqueurs suffisant dans les zones proches de l'interface, ce qui n'est pas toujours la cas. L'interface est alors affectée par une diffusion numérique responsable d'erreurs significatives sur la prédiction de propriétés propre à l'interface telle que sa courbure.

Des améliorations ont donc été apportées à la méthode originelle de Harlow et Welch. Elles consistent pour la plupart à l'introduction d'une fonction distance, encore appelée fonction Level Set φ [57]. Cette fonction permet de connaître à chaque instant et en tout point du domaine de simulation dans quelle phase on se trouve. Si on considère un milieu diphasique, elle prendra des valeurs positives dans une phase et négatives dans l'autre phase. La fonction φ peut donc être vue comme une infinité de ligne de niveau dont l'iso-surface $\varphi(\mathbf{x}) = 0$ indique la position de l'interface. Le mouvement de chaque phase et donc de l'interface sera déduit du mouvement de l'ensemble des lignes de niveau décrit au moyen de l'équation advection suivante :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = 0 \quad (4.16)$$

$\mathbf{u}$ représentant le champ de vitesse eulérien local. Ces méthodes rendent donc accessible la position et la forme exacte de l'interface. Elles présentent néanmoins l'inconvé-

nient de ne pas conserver la masse.

Une autre approche consiste à introduire une fonction scalaire C_k . Cette fonction est discontinue et vaut 1 dans la phase k et 0 ailleurs. De manière discrète, elle est vue comme le volume de fluide contenu dans une cellule. Comme pour les marqueurs de la méthode MAC [23] définis précédemment, la fonction C_k est advectée par le champ de vitesse eulérien $\mathbf{u}$:

$$\frac{\partial C_k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C_k = 0 \quad (4.17)$$

Une discrétisation conservative de l'équation (4.17) permet d'assurer la conservation de la masse. Toutefois, la fonction C_k étant discontinue, son transport est rendu difficile en raison de l'étalement provoqué par la diffusion numérique des schémas numériques utilisés. De manière à se défaire de cette difficulté, des algorithmes de reconstruction géométrique ont été imaginés pour repérer la position de l'interface à l'intérieur des mailles où le gradient de la fonction scalaire C_k est non nul. Une revue de différentes méthodes de reconstruction d'interface peut être trouvée dans l'article de Pilliod *et al.* [31].

4.4.1.1 La méthode VOF-PLIC (VOF-Piecewise Linear Interface Construction)

Il s'agit d'une méthode de reconstruction géométrique d'interface. Elle a été introduite par les travaux de Youngs *et al.* [19]. Elle est régie par l'algorithme suivant :

1. Reconstruction de l'approximation de la surface libre (un plan en 3D et une droite en 2D) à partir de la fraction volumique
2. Advection de l'approximation linéaire de l'interface à l'aide d'une méthode lagrangienne. Le déplacement de l'interface est effectué de manière fractionnaire dans chaque direction de l'espace en fonction d'une vitesse interpolée du champ de vitesse eulérien.
3. Calcul de la nouvelle fonction couleur en estimant les volumes de fluide (en 3D) ou les aires de fluide (en 2D) dans la cellule courante et dans les cellules adjacentes.

L'avantage principal de la méthode VOF-PLIC est l'absence du phénomène de diffusion numérique. En effet, le transport de l'interface approximée se fait à l'échelle de la maille de façon lagrangienne.

Nous nous intéressons dans cette étude à la modélisation des écoulements diphasiques turbulents où l'interface entre les différentes phases peut présenter des déformations importantes engendrant alors une rupture de cette dernière. La méthode VOF-PLIC aura tendance à surestimer ces phénomènes de rupture en introduisant une fragmentation artificielle de l'interface, induisant dans la plupart des cas la divergence du calcul. Pour pallier ces différentes contraintes, la méthode VOF-Sous Maille (VOF-SM), développée par Vincent *et al.* [61] se révèle être une alternative intéressante.

4.4.1.2 La méthode VOF-SM (VOF-Sous Maille)

La méthode VOF-SM a été conçue de telle sorte qu'elle satisfasse certains critères importants dans le cadre de la simulation d'écoulements multiphasiques présentant des formes et des déformations complexes des interfaces entre les différentes phases :

- Conservation de la masse
- Absence de diffusion numérique
- Estimation précise de la fraction volumique dans chaque maille à tout instant
- Description sous-maille explicite des volumes de fluide

La méthode VOF-SM est régie par l'algorithme suivant :

1. Résolution des équations de Navier-Stokes sur un maillage structuré fixe préconisé pour la modélisation 1-Fluide
 2. Distribution d'un ensemble de marqueurs dans les volumes de contrôle du maillage structuré
Ces marqueurs portent chacun une fraction volumique qui vaut initialement la fraction volumique locale divisée par le nombre de marqueurs présents dans la cellule.
 3. Advection lagrangienne des marqueurs avec une vitesse interpolée sur la vitesse eulérienne
 4. Calcul de la nouvelle fraction volumique locale par projection statistique ou géométrique des volumes de marqueurs dans le volume de contrôle associé
-

La méthode VOF-SM présente l'avantage de pouvoir aussi transporter des variables continues comme la température ou la concentration d'une espèce sans aucune diffusion numérique. Au niveau lagrangien, la masse est conservée à l'erreur machine près, et au niveau eulérien, Vincent *et al.* [61] ont montré que la conservation de la masse est vérifiée avec des erreurs inférieures au pourcent, même sur des maillages très grossiers.

4.5 Prise en compte des obstacles dans le domaine de simulation

4.5.1 Méthodes de pénalisation et domaines fictifs

La méthode des domaines fictifs consiste à considérer chaque phase (fluide ou solide) comme un domaine fluide caractérisé par des propriétés rhéologiques spécifiques ou physiques plus généralement (perméabilité, viscosité, conductivité...), chaque phase étant repérée par une fonction indicatrice de phase (3.9). Ainsi, le domaine de simulation est virtuellement séparé en plusieurs sous-domaines.

La méthode de pénalisation est une approche spécifique souvent employée pour la prise en compte d'obstacles dans le domaine de simulation, notamment lors de l'utilisation de maillage structurés. Il s'agit d'utiliser un seul système d'équation pour l'ensemble du domaine de simulation et de rajouter des termes spécifiques de pénalisation au problème physique initial. Une méthode de pénalisation volumique sera utilisée dans la suite de notre étude. Il s'agit de rajouter l'expression $\mathbf{B}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_s)$ à l'équation de quantité de mouvement (4.2) :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) + \mathbf{B}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) + \nabla(p\mathbf{Id} - 2\mu\mathbf{S}) - \rho\mathbf{g} = 0 \quad (4.18)$$

$\mathbf{u}_s$ est la vitesse (du sous-domaine) que l'on souhaite imposer et $\mathbf{B}$ est un tenseur d'ordre 2 dont les coefficients B_{ij} doivent être définis. Si $B_{ij} \rightarrow \infty$ l'équation (4.18) devient $\mathbf{u} = \mathbf{u}_s$ et si $B_{ij} \rightarrow 0$, le terme de pénalisation s'annule. Cette méthode de pénalisation est de premier ordre en espace, les vitesses instantanées locales étant imposées sur la cellule entière du maillage. Une méthode plus précise, la méthode de pénalisation sous-maille [6], permet de capter la position exacte de l'interface et atteint le second ordre en espace. Le terme $\mathbf{B}(\mathbf{u} - \mathbf{u}_s)$ est alors remplacé dans l'équation (4.18) par $\mathbf{B}(\Sigma\theta_k\mathbf{u}_k - \mathbf{u}_s)$, $\Sigma\theta_k\mathbf{u}_k$ étant une combinaison linéaire de la solution à un noeud donné et de ses voisins.

De manière à repérer les noeuds du maillage qui seront pénalisés, l'obstacle doit être dans un premier temps projeté dans le domaine de simulation. Il s'agit en fait

de déterminer quels points du maillage seront constitutifs ou non de l'objet dont les limites sont définies par une surface lagrangienne.

Pour cette étape de projection, le code de simulation numérique Thétis utilise une méthode de type Ray-casting [5]. Un rayon semi-infini est envoyé à partir de chaque point de la grille eulérienne selon une direction arbitraire. Le nombre d'intersections entre le rayon et la surface de l'objet permettra alors de déterminer l'appartenance ou non du point considéré à l'objet. Si le nombre d'intersections est impair, le point du maillage en question sera constitutif de l'objet. Dans le cas contraire, il sera situé en dehors de ce dernier. L'utilisation de la méthode de Ray-casting permet donc la définition d'une fonction indicatrice d'objets *OBJT* définissant l'appartenance d'un point à un objet. Soit X un point de la grille eulérienne, la fonction *OBJT* est définie par l'expression suivante :

$$OBJT(X) = \begin{cases} 1 & \text{si } X \text{ est dans l'objet} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.19)$$

Dans le cas du maillage décalé, la méthode de Ray-casting est effectuée à partir des noeuds scalaires (grille principale) et des noeuds de vitesse. Une fonction pour la grille scalaire *OBJTP*(XP) et une fonction pour la grille vitesse *OBJTV*(XV) sont donc définies.

4.5.2 Définition des propriétés physiques sur le maillage décalé MAC

Au niveau de l'interface entre la zone d'écoulement et la zone solide, nous avons adopté une vision discontinue. L'interface est vue comme l'iso-surface $OBJT = 0.5$. Ainsi, si la fonction indicatrice d'objets (*OBJTP* pour la grille pression, *OBJTV* pour la grille vitesse) présente une valeur supérieure à 0.5, le point du maillage considéré prendra les propriétés physiques de l'objet. Dans le cas contraire, seront considérées les propriétés physiques de la zone d'écoulement.

Une attention particulière sera portée à la définition des propriétés physiques sur la grille de vitesse au voisinage de l'interface. En effet, si la température est calculée sur la grille scalaire, les valeurs de conductivité thermique utilisées lors de la discrétisation de l'équation de l'énergie sont prises sur la grille de vitesse. Dans le cas de sauts de conductivité thermique importants à l'interface, des erreurs peuvent être commises sur

le calcul de température.

De manière à illustrer nos propos, nous allons considérer le transfert de chaleur entre une plaque plane et un écoulement parallèle présentant une vitesse uniforme U_o et de température T_o au loin de la plaque.

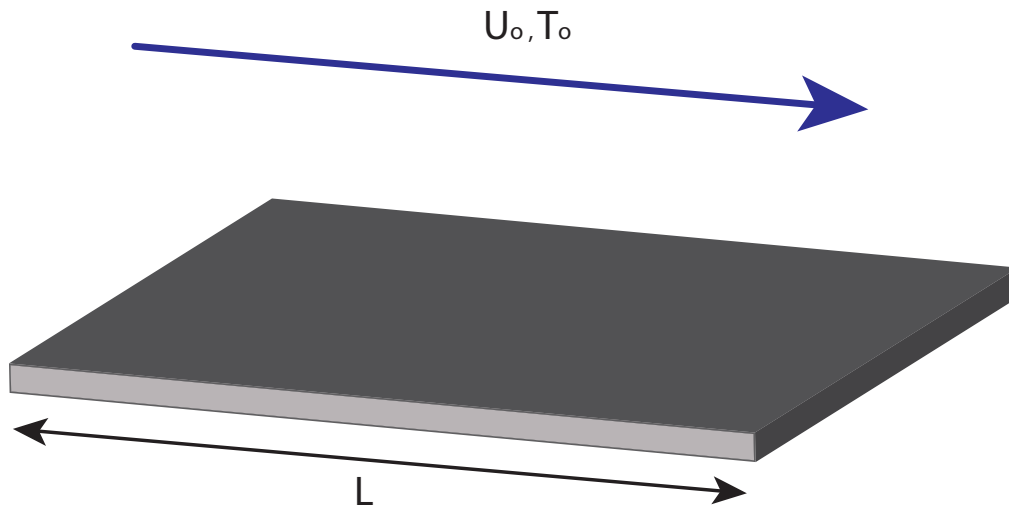


FIGURE 4.2: Écoulement parallèle sur une plaque plane

A partir du bord d'attaque va se développer une couche limite qui reste laminaire tant que le nombre de Reynolds local $Re_x = \rho U_o x / \mu$ est inférieur au nombre de Reynolds critique $Re_{xc} = \rho U_o x_c / \mu \approx 10^5$. Au delà de cette valeur, apparaît une zone de transition dans laquelle des tourbillons et des instabilités sont susceptibles de se développer. Puis, lorsque le nombre de Reynolds local devient supérieur à 10^5 , on arrive dans une zone où la turbulence est pleinement développée. Nous allons nous restreindre ici à un écoulement laminaire tel que $Re_{x=L} \leq 10^5$.

Sous les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est parallèle et uniforme
- Les propriétés du fluide sont constantes
- La surface de la plaque est maintenue à une température constante

le transfert de chaleur entre la plaque et l'écoulement s'exprime par la relation suivante [16] :

$$Nu_x = 0.33Pr^{1/3}Re_x^{0.5} \quad (4.20)$$

La relation (4.20) est déduite de la résolution des équations de Prandtl (équations dégénérées de la couche limite) et sont valables pour $0.6 \leq Pr \leq 10$. Par application de la méthode de superposition présentée par Tribus et Klein [43], on déduit à partir de la relation (4.20) le transfert de chaleur entre un écoulement à surface libre et une plaque chauffée au moyen d'un flux surfacique uniforme et constant :

$$Nu_x = 0.47Pr^{1/3}Re_x^{0.5} \quad (4.21)$$

Les propriétés thermo-physiques intervenant dans la relation (4.21) sont calculées à la température de film T_{film} définie par la relation (4.22) :

$$T_{film} = 1/2 \left(T_0 + 1/L \int_0^L Tp(x) dx \right) \quad (4.22)$$

$Tp(x)$ étant la température locale de la surface de la plaque plane à la distance x du bord d'attaque.

Le nombre de Nusselt local défini par la relation (4.21) s'écrit encore :

$$Nu_x = \frac{hx}{\lambda} = \frac{\phi_s(Tp(x) - T_0)}{\lambda} \quad (4.23)$$

A partir des relations (4.21) et (4.23), on en déduit l'évolution de la température locale de la surface de la plaque plane, dans le cas de l'imposition d'un flux de chaleur surfacique uniforme ϕ_s :

$$Tp(x) - T_0 = \frac{\phi_s x}{\lambda(0.47Pr^{1/3}Re_x^{0.5})} \quad (4.24)$$

eau					
T °C	ρ kg/m^3	λ $W/m/K$	C_p $J/kg/K$	μ $kg/m/s$	Pr
20	998.2	0.598	4181	1.10^{-3}	7
30	995.7	0.614	4178	0.8010^{-3}	5.44
40	992.2	0.628	4178	0.6510^{-3}	4.32
50	988	0.641	4180	0.5510^{-3}	3.58

(a)

aluminium	
C_p ($J/kg/K$)	900
λ ($W/m/K$)	237
ρ (kg/m^3)	2700

(b)

TABLE 4.1: Propriétés physiques de l'eau 4.1a et de l'aluminium 4.1b

Nous allons maintenant simuler en deux dimensions la configuration présentée précédemment à l'aide du code de calcul Thétis et comparer nos résultats numériques aux expressions (4.21) et (4.24).

Un écoulement d'eau présentant une vitesse $U_0 = 1.30$ m/s à la température $T_0 = 30$ °C au loin de la plaque sera considéré ici. La plaque en aluminium de longueur $L = 50$ cm sera chauffée au moyen d'un flux surfacique de chaleur uniforme et constant $\phi_s = 1.2510^4$ W/m². Le maillage sera raffiné au voisinage de la paroi, présentant une dimension de l'ordre de 1.10^{-5} m dans la direction normale à l'écoulement. Les propriétés physiques de l'eau et de la plaque en aluminium utilisées sont présentées au Tableau 4.1. Pour se placer dans les hypothèses retenues lors de l'établissement de la relation (4.21), les propriétés physiques de l'eau seront imposées à la température de film.

La discrétisation des équations de Navier-Stokes et de l'énergie se fait suivant un schéma numérique de type Hybride [59]. Le couplage vitesse pression est assuré par la méthode dite du Lagrangien Augmenté. Compte tenu de la dimension 2D du calcul, la résolution des équations est assurée par le solveur direct MUMPS [49].

De manière à juger de l'importance de la position de l'interface entre la plaque et l'écoulement, deux configurations distinctes seront étudiées (cf Fig. 4.3) :

- **Config (a)** l'interface se situe au niveau de la grille scalaire
- **Config (b)** l'interface se situe au niveau de la grille de vitesse (décalage d'une demi-maille)

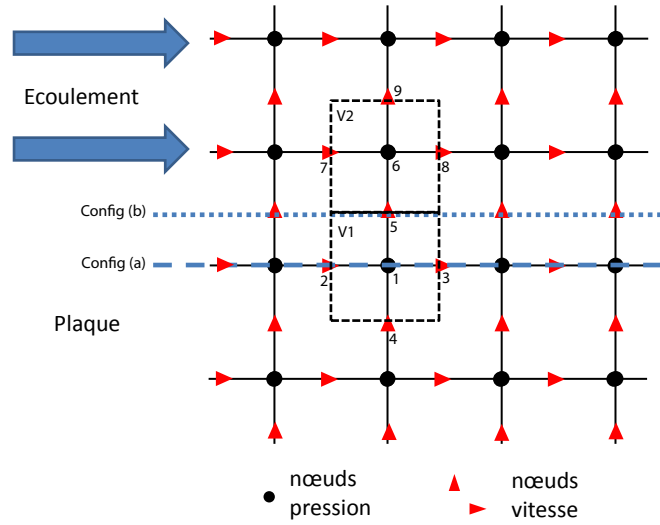


FIGURE 4.3: Maillage décalé et interfaces immergées : plane plane plongée dans un écoulement uniforme

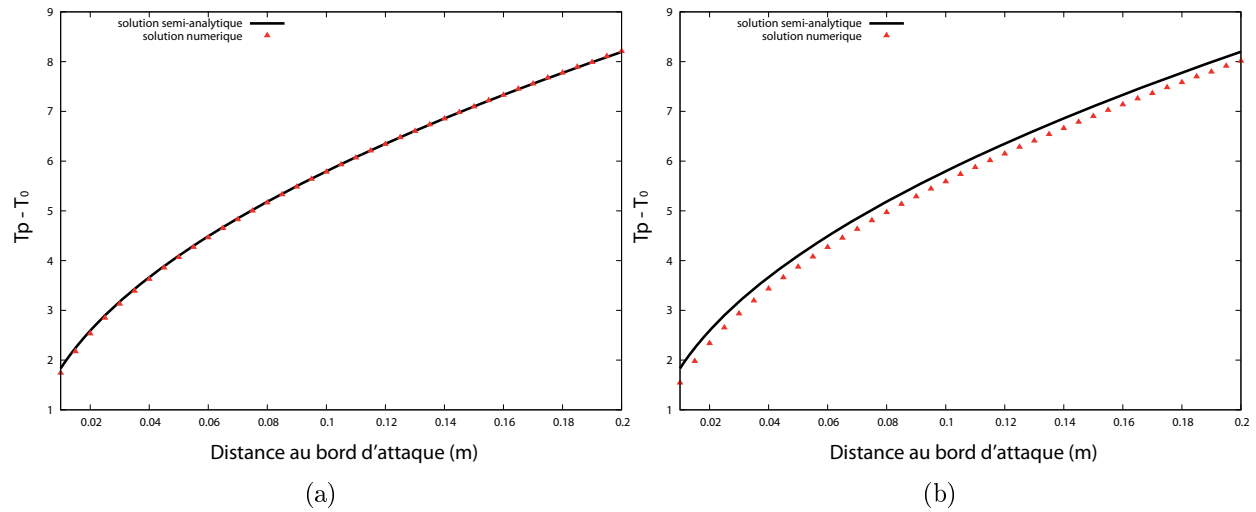


FIGURE 4.4: Evolution de la température de paroi pour la configuration (a) Fig. 4.4a et par la configuration (b) Fig. 4.4b

L'évolution de la température de paroi en fonction de la distance au bord d'attaque est tracée Fig. 4.4. Les résultats numériques concernant les configurations (a) et (b) sont comparés à la solution semi-analytique donnée par la relation (4.24). Une très bonne adéquation des résultats entre la solution numérique et la solution analytique est observée dans le cas de la configuration (a) (cf Fig. 4.4a). Pour la configuration (b), on constate que les températures de paroi prédites numériquement sous estiment les

températures attendues. Cette surestimation du refroidissement peut s'expliquer soit par une modification de l'écoulement et/ou une surestimation du flux de chaleur au voisinage de l'interface.

Nous allons considérer les volumes de contrôle V1 et V2 délimités respectivement par les noeuds 2, 3, 4 et 5 et par les noeuds 7, 5, 8 et 9 de la grille de vitesse. (cf Fig. 4.3). Pour les configurations (a) et (b), les noeuds de vitesse 7, 8 et 9 appartiennent toujours à la zone d'écoulement fluide. De même, les noeuds 2, 3 et 4 appartiennent toujours à la plaque d'aluminium et sont donc de vitesse nulle (plaque d'aluminium fixe) . Il s'agira alors de s'intéresser au cas du noeud vitesse 5.

Dans la configuration (a), le noeud 5 se trouve dans la zone d'écoulement. La valeur de la vitesse à ce point est donc a priori non nulle. Toutefois, la condition de divergence nulle (condition d'incompressibilité) sur le volume de contrôle V1 implique une condition de vitesse nulle au noeud 5. En ce qui concerne la configuration (b), le noeud 5 se trouve dans la plaque et présente donc à nouveau une vitesse nulle. Le décalage de l'interface d'une demi-maille dans la direction normale à la plaque ne semble donc pas avoir de grande influence sur l'écoulement. Il aura toutefois une incidence sur le calcul de température, puisque la conductivité thermique utilisée lors de la discrétisation du terme conductif de l'équation de l'énergie est prise sur la grille de vitesse. Dans le cas de la plaque plane présentée ci-dessus, la conductivité thermique au noeud 5 pour la configuration (b) est près de 400 fois supérieure à celle utilisée au même noeud lors de la simulation correspondant à la configuration (a). Ceci expliquerait donc la surestimation du refroidissement observé pour la configuration (b).

Dans le cas d'échange de chaleur entre un obstacle chauffé et un écoulement fluide et pour une vision discontinue de l'interface entre l'obstacle et l'écoulement, il semblerait que le choix d'une interface localisée au niveau des noeuds de la grille de pression soit préférable. Une attention particulière devra donc être portée à la définition des fonctions indicatrices d'objets, de sorte que l'interface numérique (projection de la surface de l'obstacle sur le maillage) soit prise sur la grille de pression.

Chapitre 5

Evaluation a priori des modèles sous maille

La simulation des grandes échelles implique un filtrage des équations de Navier-Stokes, qui fait alors apparaître des termes sous-maille devant être modélisés afin d'assurer la prise en compte de l'effet des échelles non résolues sur le champ filtré. A titre de rappel, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement filtrées s'écrivent :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}} \right) &= -\nabla \bar{p} + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (2\mu \bar{\mathbf{S}} - \tau_{ij})\end{aligned}$$

τ_{ij} étant le tenseur des contraintes sous-maille.

Différents modèles sous-maille ont été développés pour rendre compte des effets sous-maille sur les échelles résolues et sont détaillés chapitre 3 section 3.3.3.2 :

- Le modèle de Smagorinsky

$$\begin{aligned}\nu_t &= (C_{s,\infty} \bar{\Delta})^2 (2\bar{\mathbf{S}}_{ij} \bar{\mathbf{S}}_{ij})^{1/2} \\ C_{s,\infty} &= 0.173\end{aligned}$$

- Le modèle de Smagorinsky avec procédure dynamique pour le calcul de la constante
-

- Le modèle d'échelles mixtes

$$\begin{aligned}
\nu_t &= C_M \bar{\Delta}^{1+\alpha} (2\bar{\mathbf{S}}_{ij}\bar{\mathbf{S}}_{ij})^{\alpha/2} \left[(q_{sm})^{1/2} \right]^{1-\alpha} \\
\alpha &= 0.5 \\
C_M &= (C_{s,\infty})^{2\alpha} (C_{TKE})^{1-\alpha} \\
C_{TKE} &= 0.2
\end{aligned}$$

- Le modèle de WALE (Wall Adapting Local Eddy viscosity)

$$\begin{aligned}
\nu_t &= (C_w \bar{\Delta})^2 \frac{(Z_{ij}^d Z_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{5/2} + (Z_{ij}^d Z_{ij}^d)^{5/4}} \\
C_w &= 0.5
\end{aligned}$$

- Le modèle SIGMA

$$\begin{aligned}
\nu_t &= (C_\sigma \bar{\Delta})^2 \frac{\sigma_3(\sigma_1 - \sigma_2)(\sigma_2 - \sigma_3)}{\sigma_1^2} \\
C_\sigma &= 1.35
\end{aligned}$$

De manière à juger du comportement des différentes modèles sous-maille présentés ci-dessus, nous allons les appliquer à des solutions analytiques connues d'écoulements laminaires :

- Ecoulement de Couette cylindrique
- Ecoulement de Couette plan
- Ecoulement de Poiseuille

Les solutions analytiques seront projetées sur un maillage cartésien 3D. Le fluide considéré est de l'eau présentant une masse volumique de 1000 kg/m³ et une viscosité dynamique de 10⁻³ Pa.s. Les viscosités turbulentes seront exprimées en Pa.s dans la suite de ce chapitre.

5.1 Ecoulement de Couette cylindrique

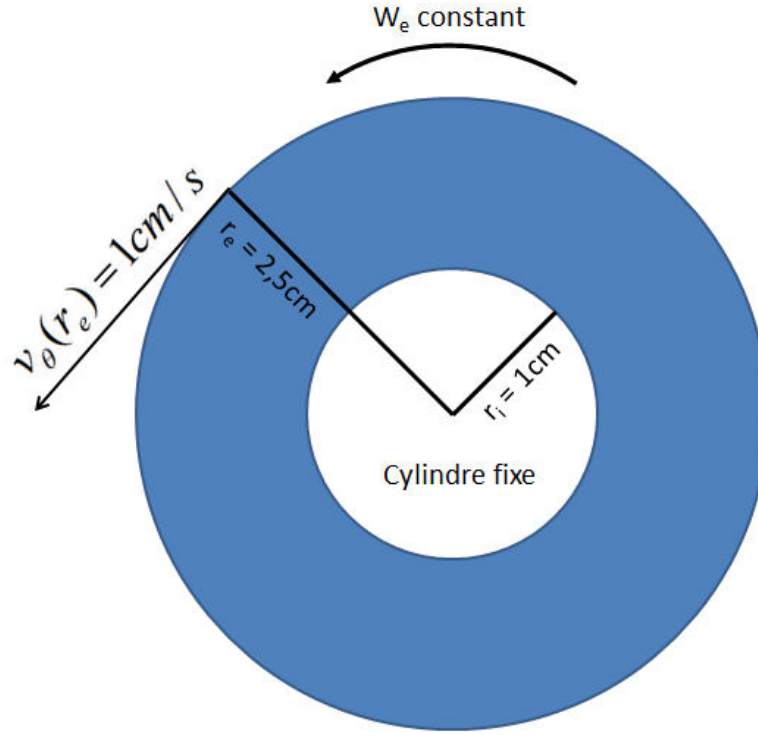


FIGURE 5.1: Ecoulement de Couette cylindrique

Nous allons considérer une zone fluide comprise entre un cylindre fixe de rayon $r_i = 1\text{cm}$ et une autre zone fluide présentant une vitesse de rotation angulaire constante W_e telle que $v_\theta(r_e) = 1\text{ cm/s}$.

La solution analytique de l'écoulement de Couette dans le repère cylindrique s'écrit :

$$v_\theta(\theta) = \frac{(W_i - W_e)r_i^2 r_e^2}{r_e^2 - r_i^2} \frac{1}{r} + \frac{W_e r_e^2 - W_i r_i^2}{r_e^2 - r_i^2} r$$

où W_i est la vitesse de rotation angulaire du cylindre interne.

Nous avons fait le choix d'un cylindre interne fixe. Le champ de vitesse imposé est donc tel que :

$$v_\theta(\theta) = \frac{(-W_e)r_i^2 r_e^2}{r_e^2 - r_i^2} \frac{1}{r} + \frac{W_e r_e^2}{r_e^2 - r_i^2} r \quad (5.1)$$

La solution analytique a été projetée sur une grille présentant 163840 points ($128 \times 128 \times 10$). Le domaine de simulation considéré est une boîte de section carré de côté 6 cm et de

profondeur 1 cm.

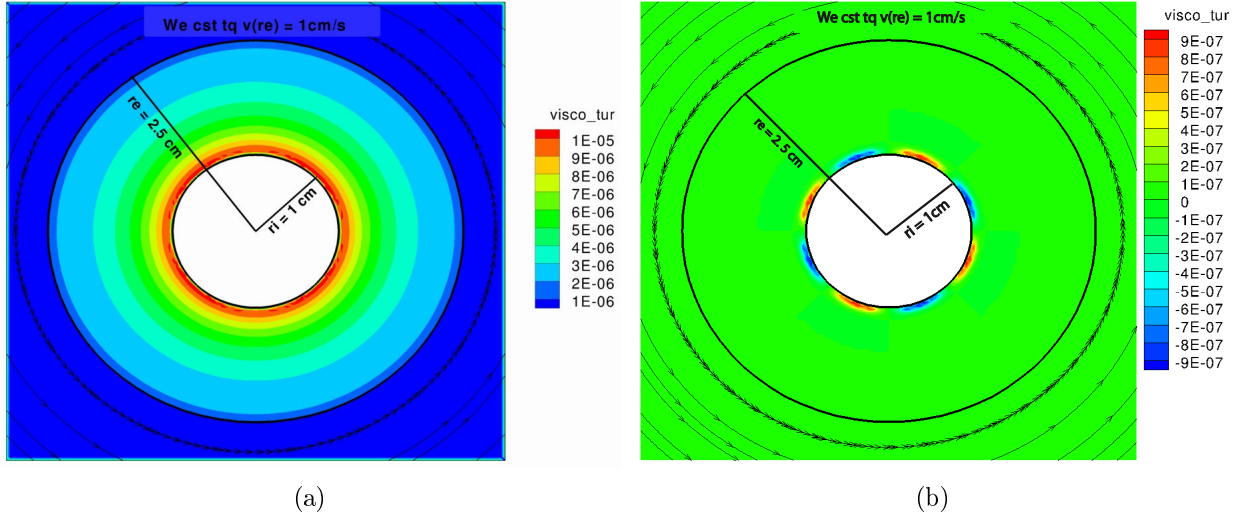


FIGURE 5.2: Viscosité turbulente calculée par le modèle de Smagorinsky 5.2a et par le modèle de Smagorinsky dynamique 5.2b

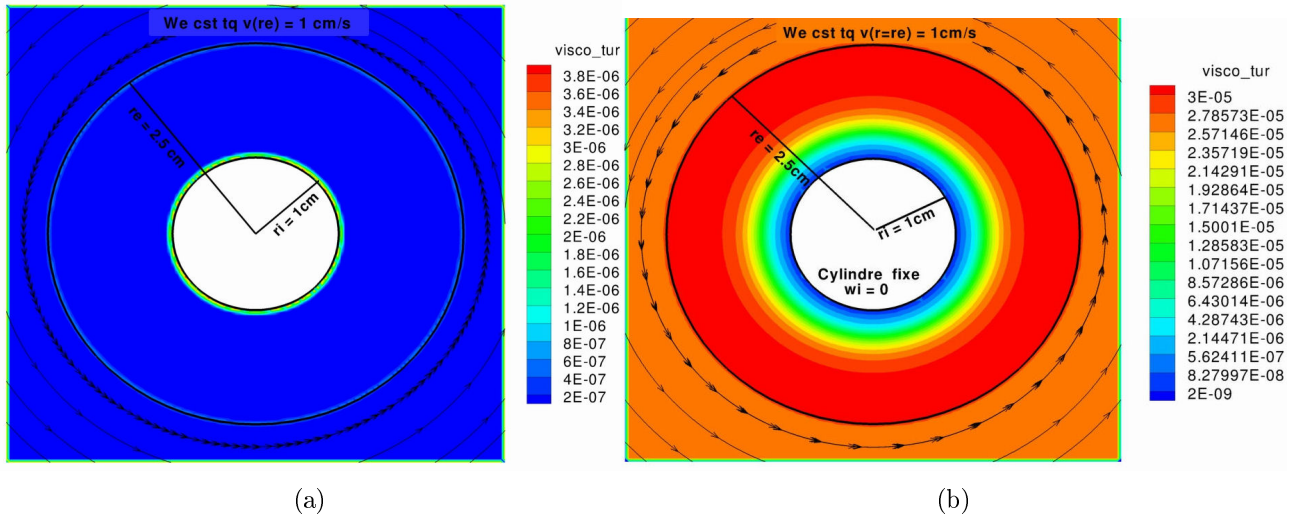


FIGURE 5.3: Viscosité turbulente calculée par le modèle d'échelles mixtes 5.3a et par le modèle de WALE 5.3b

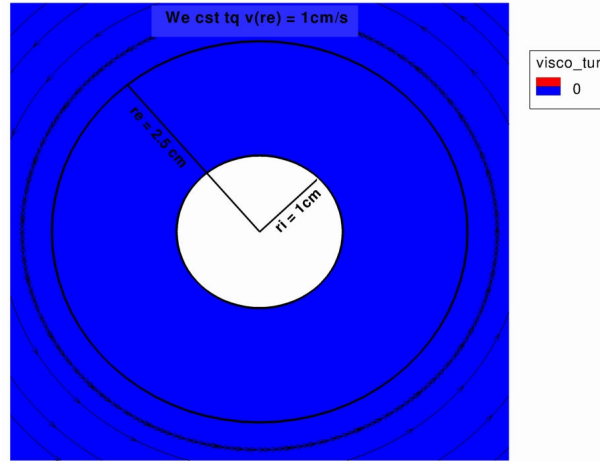
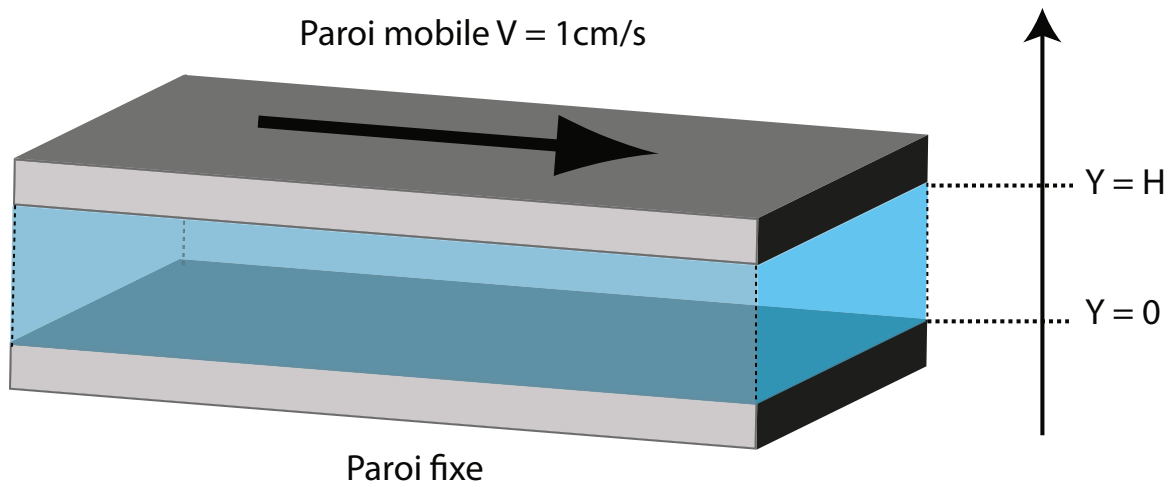


FIGURE 5.4: Viscosité turbulente calculée par le modèle SIGMA

Le modèle de Smagorinsky (Fig. 5.2a) a le comportement attendu. En effet, dans la zone de rotation solide ($r \geq r_e$), la viscosité turbulente calculée est très faible ($\mu_t \leq 1.10^{-6}$). Il se montre toutefois trop dissipatif au voisinage de la paroi solide fixe où on constate une croissance du gradient de viscosité turbulente. Ceci est corrigé par l'application de la procédure dynamique qui fait tendre la viscosité vers des valeurs de l'ordre de 1.10^{-8} pour $r_i \leq r \leq r_e$.

Tout comme le modèle de Smagorinsky, la viscosité turbulente calculée par le modèle d'échelles mixtes (Fig. 5.3a) dans la zone de rotation solide est de l'ordre de 10^{-7} , soit 4 ordres de grandeur en dessous de la viscosité dynamique du fluide considéré. Dans la zone d'écoulement de Couette laminaire, les valeurs de viscosités turbulentes restent très inférieures à la viscosité dynamique du fluide, à l'exception de la zone très proche paroi, où le modèle aura également tendance à être dissipatif. Contrairement au modèle de Smagorinsky et d'échelles mixtes, la viscosité turbulente calculée par le modèle sous-maille WALE est quasiment nulle au voisinage de la paroi ($\mu_t \cong 10^{-9}$ Pa.s). Par contre, comme l'avait déjà signalé Nicoud [25], le modèle aura tendance à mettre de la viscosité turbulente dans les zones où le fluide est en rotation solide. Pour ce cas test, le modèle SIGMA (Fig. 5.4) se révèle être le mieux adapté, puisque la viscosité turbulente calculée par le modèle prend des valeurs nulles.

5.2 Écoulement de Couette plan



Nous allons considérer un écoulement entre deux plaques séparées par une hauteur H . Si nous nous plaçons dans le plan XY , la direction (OY) étant normale à l'écoulement, la plaque située en $y = 0$ sera fixe et la plaque située en $y = H$ aura une vitesse d'entraînement de l'ordre de 1 cm/s . La solution analytique de l'écoulement de Couette plan est de la forme $u(y) = u_0 \frac{y}{H}$, u_0 étant la vitesse d'entraînement de la plaque située en $y = H$.

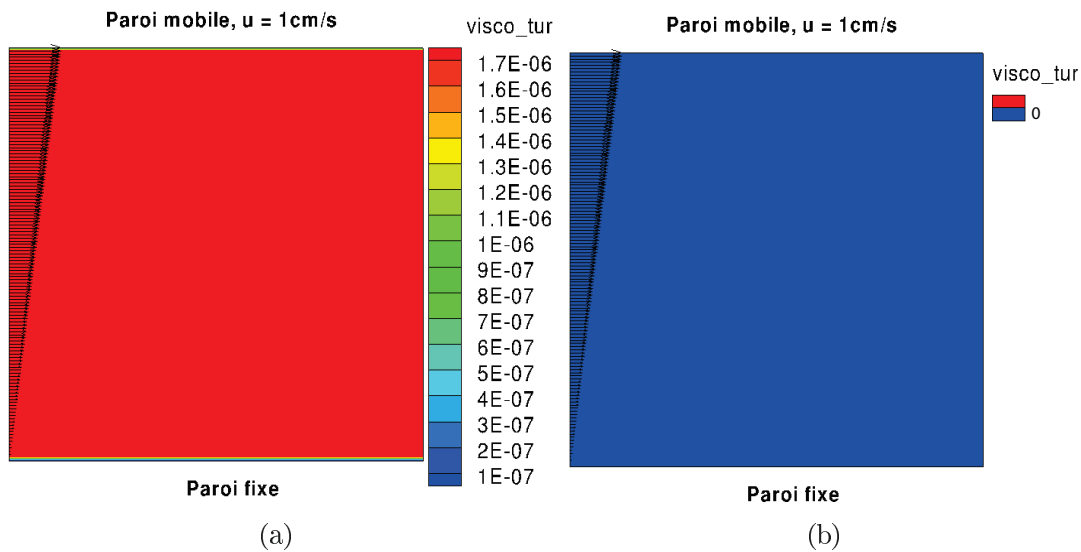


FIGURE 5.5: Viscosité turbulente calculée par le modèle de Smagorinsky 5.5a et par le modèle de Smagorinsky dynamique 5.5b

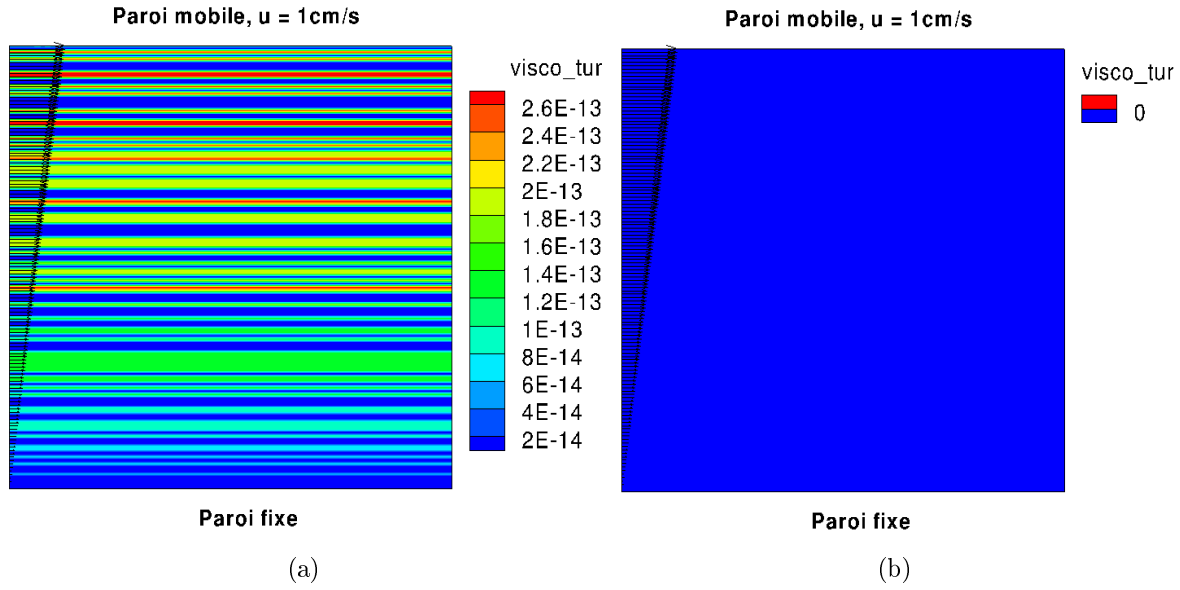


FIGURE 5.6: Viscosité turbulente calculée par le modèle d'échelles mixtes 5.6a et par le modèle de WALE 5.6b

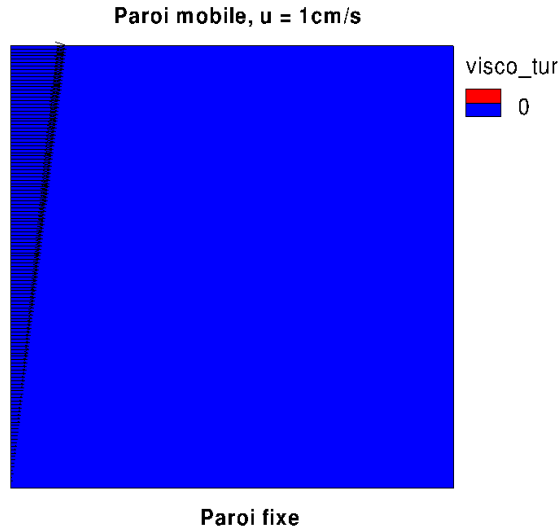


FIGURE 5.7: Viscosité turbulente calculée par le modèle SIGMA

La solution analytique a été projetée sur maillage 3D présentant 163840 points ($128 \times 128 \times 10$). Le domaine de simulation est une boîte de section carrée de côté $H = 4 \text{ cm}$ et de profondeur égale à 1 cm . Pour cette configuration, la plupart des modèles donnent des résultats convenables. Les valeurs de viscosités turbulentes calculées par les différents modèles restent faibles par rapport à la viscosité dynamique. Le modèle de Smagorinsky (Fig. 5.5a) rend toutefois des valeurs plus élevées que les autres modèles testés.

5.3 Écoulement de Poiseuille

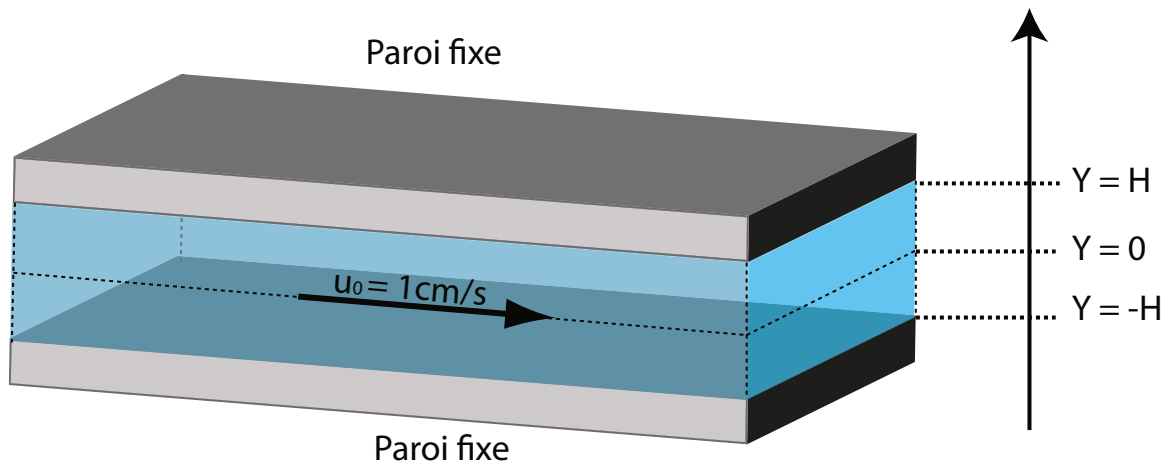


FIGURE 5.8: Écoulement de Poiseuille

Est considéré ici un écoulement entre deux plaques parallèles situées en $y = \pm \frac{H}{2}$, H étant la hauteur entre les deux plaques. Soit u_0 la vitesse maximale atteinte par l'écoulement au centre du canal, la solution analytique est donnée par la relation $u(y) = u_0 \left(1 - \frac{4y^2}{H^2}\right)$. La vitesse u_0 a été fixée ici à la valeur de 1 cm/s.

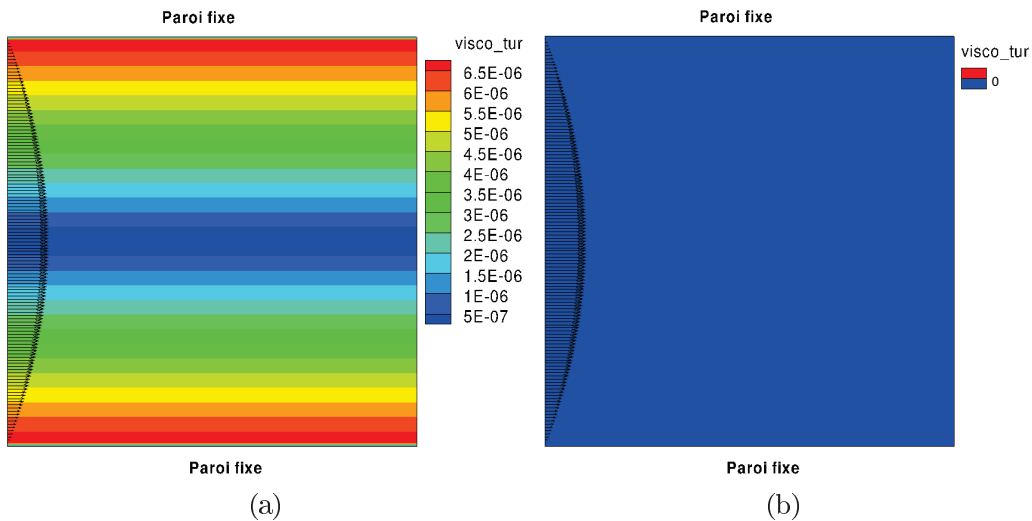


FIGURE 5.9: Viscosité turbulente calculée par le modèle de Smagorinsky 5.9a et par le modèle de Smagorinsky dynamique 5.9b

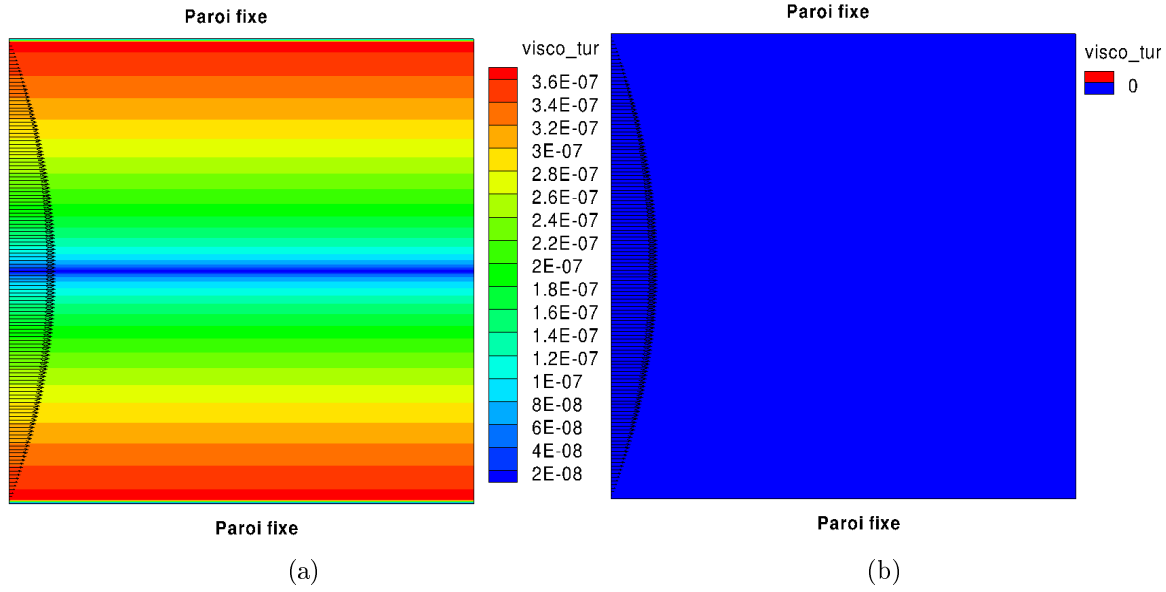


FIGURE 5.10: Viscosité turbulente calculée par le modèle d'échelles mixtes 5.10a et par le modèle de WALE 5.10b

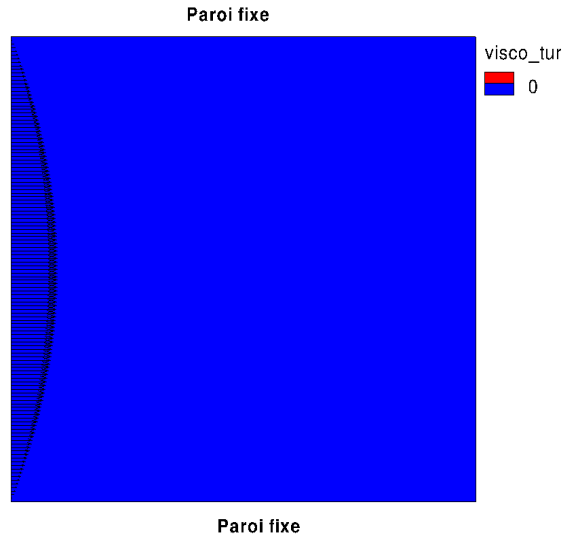


FIGURE 5.11: Viscosité turbulente calculée par le modèle SIGMA

La solution analytique a été projetée sur maillage 3D présentant 163840 points ($128 \times 128 \times 10$). Le domaine de simulation est une boîte de section carrée de côté $2H = 4\text{cm}$ et de profondeur égale à 1 cm . Le modèle de Smagorinsky dynamique, le modèle de WALE ainsi que le modèle SIGMA ne rajoutent aucune viscosité turbulente dans le cas de l'écoulement de Poiseuille. Comme constaté pour les autres cas étudiés, les modèles d'échelles mixtes et celui de la Smagorinsky sont dissipatifs au voisinage des

parois solides. Les viscosités turbulentes calculées demeurent toutefois plus de 1000 fois inférieures à la viscosité dynamique du fluide.

Bilan

Pour les configurations d'écoulements laminaires considérées ici et parmi les différents modèles LES évalués, le modèle SIGMA semble être le plus prometteur. Les valeurs de viscosité turbulente calculées dans le cas d'écoulements laminaires cisailés ou de zones d'écoulement en rotation solide demeurent nulles. Ce modèle est toutefois relativement récent (date de publication juillet 2011) et n'a été porté à notre connaissance qu'en fin de thèse. Nous n'avons pas pu procéder aux étapes de validation nécessaires à sa paramétrisation, et il ne sera pas utilisé dans la suite de cette thèse.

Dans le cadre de notre étude, les transferts de chaleur auront lieu principalement au niveau des parois solides. Bien que la procédure dynamique du calcul de la constante du modèle de Smagorinsky réduise fortement son caractère dissipatif au voisinage de parois solides, nous lui avons préféré le modèle d'échelles mixtes et le modèle WALE.

Chapitre 6

Validation : transfert de chaleur entre un jet liquide et une cible chauffée

Il s'agit au cours de ce chapitre de valider le modèle numérique en le comparant à des résultats issus d'investigations expérimentales dont les paramètres sont connus.

Nous nous intéressons dans cette thèse au refroidissement des pistons automobiles par un écoulement diphasique air/huile. Suivant la géométrie des pistons et la configuration moteur choisie, trois modes de refroidissement sont possibles :

1. Le refroidissement par des jets d'huile

L'huile, issue de la buse d'injection vient impacter directement sous la voute du piston.

2. Le refroidissement par effet shaker

La tête du piston est parcourue par une galerie de refroidissement alimentée par un jet d'huile. La dynamique du piston vient mettre en mouvement l'huile présente dans la galerie qui impacte alors les parois de cette dernière.

3. Le refroidissement par jet d'huile et effet shaker Il s'agit de coupler les deux modes de refroidissement décrits précédemment. L'huile issue d'une buse d'injection vient impacter sous la voute du piston et pénétre dans la galerie de refroidissement pour des positions spécifiques du piston.

Comme détaillé au chapitre 1, Stotter [8] et French [12] ont réalisé dans les années 1970 des investigations expérimentales concernant l'effet shaker dans les galeries de refroidissement des pistons automobiles. La forme des pistons et des galeries de

refroidissement ayant évolué depuis, il aurait été intéressant de mener une étude expérimentale mettant en jeu les échanges de chaleur par effet shaker dans des galeries de refroidissement de pistons modernes. Toutefois, la complexité d'un tel dispositif rend sa mise en oeuvre longue et coûteuse et ne peut être réalisée dans le cadre de notre travail de thèse comme un simple outil de validation. Nous nous attarderons donc sur le mode de refroidissement par jet d'huile.

Les jets impactants, étant très attractifs par les importants transferts de chaleur qu'ils induisent, se retrouvent de manière abondante dans la littérature. Une grande partie des travaux publiés concerne le refroidissement de surfaces planes par des jets impactants. Vader & al se sont intéressés à l'impact d'un jet d'eau plan sur une surface plane soumise à un flux de chaleur uniforme et constant. En faisant varier la vitesse du jet d'injection, les auteurs ont mis en évidence l'apparition d'une zone de transition entre la couche limite laminaire et turbulente pour un nombre de Reynolds critique de l'ordre $3.6 \cdot 10^5$. Leurs résultats expérimentaux sont en accord avec les corrélations expérimentales présentées dans les travaux de Murray & al [16].

Toutefois, dans la plupart des configurations industrielles, les surfaces de contact ne sont pas planes mais présentent des formes incurvées. C'est le cas de la voûte du piston qui vient être impactée par le jet d'huile. Thomann [27] a montré que le transfert de chaleur sur des surfaces concaves étaient 20 % supérieur à celui observé dans le cas de surfaces planes. Il explique cette différence par une destabilisation de la couche limite liée à la courbure de la surface de contact. Ce phénomène a aussi été observé par Gau et Chung [14], qui se sont intéressés au refroidissement d'une surface semi-cylindrique concave et convexe par un jet plan bidimensionnel.

Les travaux qui se rapprochent le plus du procédé observé dans le cadre du refroidissement du piston sont ceux de Lee & al [17]. Un jet d'air cylindrique vient impacter une surface concave semi-hémisphérique chauffée par un flux de chaleur surfacique uniforme. Pour cette configuration, les auteurs ont aussi noté une augmentation du transfert de chaleur avec la courbure de la surface. Ils attribuent ce phénomène à la génération de tourbillons de Taylor-Görtler, qui viennent alors accroître l'échange de chaleur.

La plupart des études présentes dans la littérature concernent l'impact de jets immergés. Nous n'avons pas trouvé de travaux concernant le refroidissement d'une surface semi-hémisphérique par un jet liquide cylindrique. De plus, dans de nombreux cas, la surface d'impact est chauffée au moyen d'un flux de chaleur uniforme et constant, ce qui n'est a priori pas le cas de la voûte du piston.

De manière à valider le modèle sur une configuration qui se rapproche du procédé de refroidissement du piston, nous nous proposons donc dans ce chapitre de mener une investigation expérimentale simple dont l'objectif sera la génération d'une base de données qui nous servira de référence pour confronter nos résultats numériques. Nous allons nous intéresser au transfert de chaleur induit par l'impact d'un jet liquide cylindrique sur une cible concave semi-hémisphérique en aluminium.

6.1 Manipulation expérimentale

Il s'agit ici de concevoir un dispositif expérimental simple mettant en jeu le transfert de chaleur entre un jet liquide et une surface chauffée, en dessous de la température d'ébullition du liquide. Rappelons que les températures du piston pour un fonctionnement moteur à pleine charge oscillent entre 300 et 400 °C. Ces hautes températures rendent difficiles l'acquisition des données et sont réalisées le plus souvent par des Shell Templugs¹. Imposer une puissance équivalente à celle dégagée lors de la combustion du carburant demanderait de lourds moyens expérimentaux.

Nous allons nous restreindre dans cette étude au cas d'un jet d'eau cylindrique impactant sur une cible semi-hémisphérique chauffée par effet Joule au moyen d'une résistance thermique.

De nombreuses études présentes dans la littérature [17, 20, 66, 16], concernant les jets de refroidissement, ont montré un effet important du nombre de Reynolds sur les transferts de chaleur. Au cours du cycle de rotation moteur, les Reynolds basés sur la vitesse relative de l'huile par rapport au piston dépassent les 10000. Nous tâcherons donc de nous placer dans une gamme de Reynolds équivalente.

6.1.1 Conception du dispositif expérimental

La fabrication du bloc expérimental, illustré Fig. 6.1, a été confiée à la cellule THERMICAR-TREFLE-ENSAM implantée dans les locaux de l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers de Bordeaux. De manière à nous approcher au mieux des matériaux utilisés lors de la conception des pistons, la cible semi-hémisphérique a été usinée dans un bloc d'aluminium cylindrique présentant un diamètre de 80 mm. La cavité semi-hémisphérique présente un rayon de 30 mm. Un usinage sur une profondeur de 5 mm et un diamètre de 60 mm a été nécessaire pour le placement d'une résistance thermique de 6Ω , collée sur le bloc en aluminium par une colle inox présentant une conductivité thermique de l'ordre de 7.5 W/m/K. Cette résistance thermique, reliée à

1. A titre de rappel, il s'agit d'un procédé utilisant un matériau dont la dureté varie en fonction de la température à laquelle il a été exposé

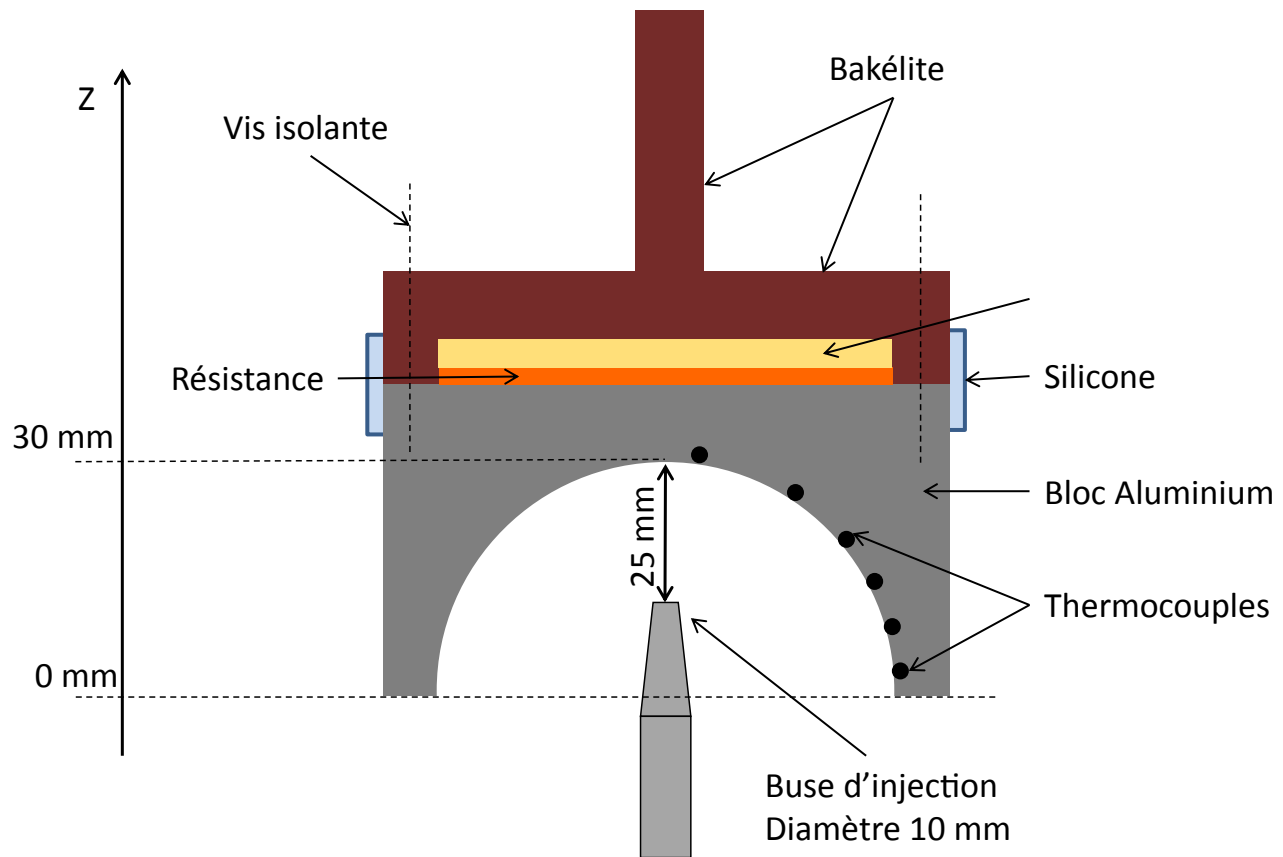


FIGURE 6.1: Illustration du bloc expérimental

une alimentation permettra de chauffer par effet joule le bloc expérimental. Pour éviter toute dissipation thermique par la tige de fixation et de manière à s'assurer que le flux de chaleur produit par la résistance soit dirigé vers la partie basse du bloc d'aluminium, ce dernier est surmonté par un disque en bakélite, matériau bien connu pour ses propriétés isolantes. Pour renforcer l'isolation thermique, une mousse isolante a été placée au dessus de la résistance.

Un film en silicone entoure la jonction entre la bakélite et le bloc aluminium de manière à prévenir toute infiltration d'eau, qui viendrait alors réduire les propriétés isolantes de la mousse. Les mesures de températures seront réalisées à l'aide de thermocouples répartis sur la surface de la cavité sphérique.

Le dispositif complet est illustré Fig. 6.2. Le système expérimental est alimenté en eau par une pompe hydraulique à débit variable, qui vient puiser l'eau de ville dans un réservoir ouvert. En sortie de la pompe, la quantité d'eau pompée sera mesurée par débitmètre, puis ira impacter la cible semi-hémisphérique au travers d'une buse d'injection conique présentant un diamètre de sortie de 10 mm.

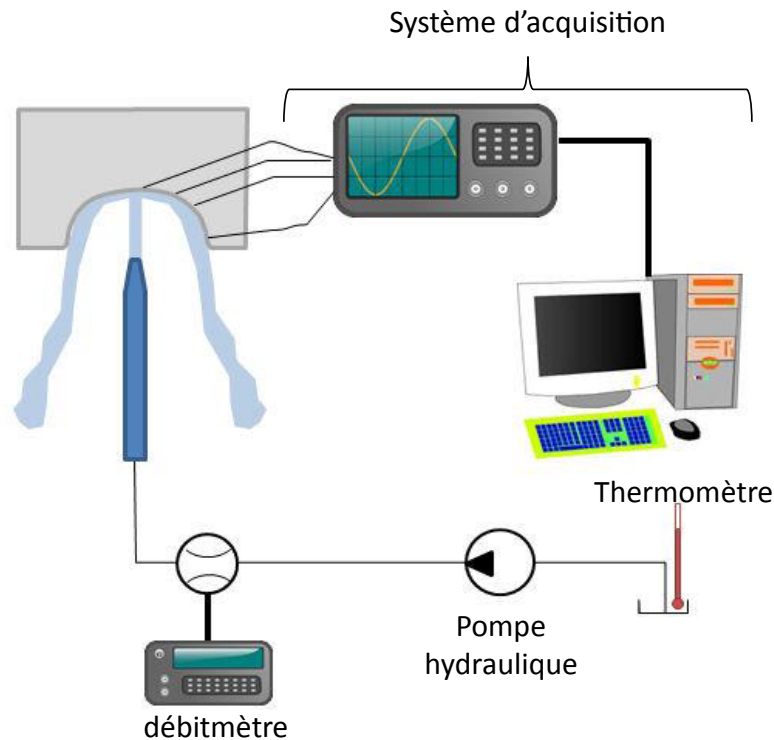


FIGURE 6.2: Illustration du dispositif expérimental et de la chaîne d'acquisition

L'eau étant celle du réseau de la ville, la température d'injection de l'eau n'est pas contrôlée et est soumise aux variations du secteur. Toutefois, lors de nos mesures, un thermomètre au mercure certifié présentant une incertitude de $\pm 0.02^{\circ}\text{C}$ nous a permis de constater des variations de température d'injection de l'ordre du dixième de degré.

Les thermocouples répartis sur la surface de la cavité sphérique sont reliés à une carte d'acquisition, qui, via le logiciel "Acquisition thermocouples" développé par Frédéric Noël de la cellule Thermicar, donneront l'évolution instantanée de la température de surface. Compte-tenu de la géométrie axisymétrique du dispositif, les thermocouples seront distribués suivant la direction Z. Leur répartition peut être observée sur la figure A.6 de l'annexe A.

6.1.2 Caractérisation du dispositif expérimental

Les éléments matériels constitutifs du dispositif expérimental auxquels nous allons nous intéresser sont les suivants :

- La pompe hydraulique

- le débitmètre
- la chaîne d'acquisition de température (thermocouples + carte d'acquisition)

La pompe hydraulique

Nous avons utilisé une pompe hydraulique à débit variable. La puissance maximale admissible est de l'ordre de 0.55 kW pour une intensité du courant de 6.75 A. Le régime de rotation maximal de l'axe de la pompe est alors 4360 tr/min. A puissance maximale, le débit en sortie de la pompe est de 11.78 l/min.

Le débitmètre

La mesure de la quantité de fluide fournie par la pompe hydraulique est réalisée au moyen d'un débitmètre à turbine. Il consiste en une hélice qui tourne sous l'effet du courant du fluide. L'entraînement de l'hélice devant une bobine produit alors un signal électrique proportionnel au volume de fluide traversant le débitmètre. La mesure de ce signal électrique par un tensiomètre permet alors de déterminer le débit. Le capteur que nous utilisons permet de mesurer un débit compris entre 2 et 20 l/min. Il est donc adapté à la pompe hydraulique décrite précédemment. Le capteur est étalonné selon la loi présentée Fig. 6.3.

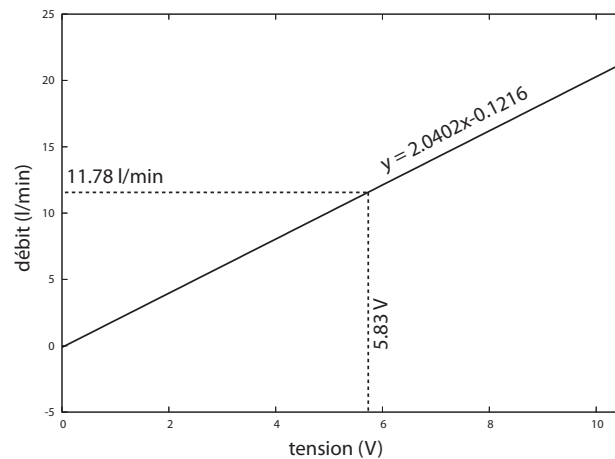


FIGURE 6.3: Loi d'évolution du débit en fonction de la tension mesurée : débitmètre HM7R

Le diamètre de la sortie de la buse d'injection étant défini, il est possible de calculer la vitesse d'injection de l'eau en fonction du débit :

$$V_{injection} = \frac{Q_v}{S} \quad (6.1)$$

avec $V_{injection}$ la vitesse du jet en sortie de buse, Q_v le débit mesuré par le débitmètre et S la section de la buse d'injection. La vitesse d'injection du jet d'eau peut donc directement être tracée en fonction de la tension mesurée par le capteur du débitmètre (cf figure 6.4) :

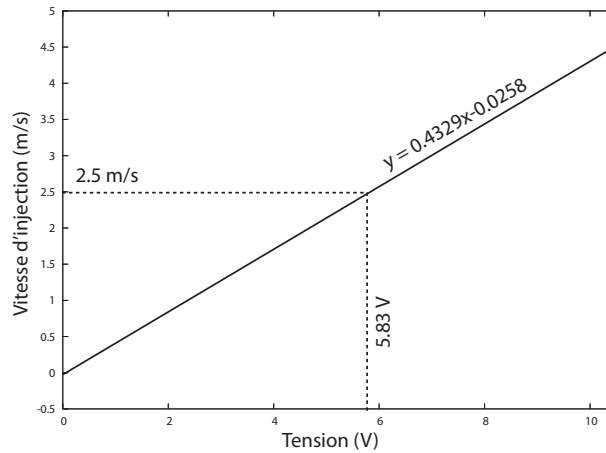


FIGURE 6.4: Loi d'évolution de la vitesse d'injection en fonction de la tension mesurée

Au regard des figures 6.3 et 6.4, il apparaît que la vitesse d'injection correspondant au débit maximum délivré par la pompe hydraulique est de l'ordre de 2.5 m/s. Pour une température proche des 20°C, le nombre de Reynolds maximum qu'on puisse atteindre pour le fluide utilisé (eau de ville) est alors de 25000. Nous serons donc en mesure de reproduire les Reynolds rencontrés dans le refroidissement des pistons (≈ 10000).

La chaîne d'acquisition de température

Les thermocouples répartis sur la surface de la cible semi-hémisphérique sont reliés à une carte d'acquisition multi-voies, qui via le logiciel "Acquisition thermocouple"² permettra de suivre l'évolution instantanée de la température de surface. Leur distribution suivant l'abscisse Z est définie Tab. 6.1. Les thermocouples peuvent également être repérés en fonction de la longueur de l'arc Rz reliant le thermocouple au centre de la cible semi-hémisphérique (point d'impact du jet). La figure 6.5 illustre le positionnement d'un thermocouple à l'abscisse Z .

2. Logiciel développé par Frédéric Noël, cellule Thermicar

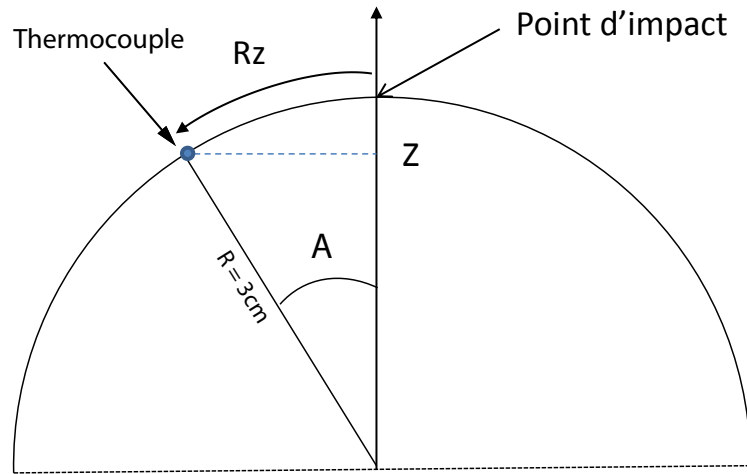


FIGURE 6.5: Schéma illustratif du positionnement des thermocouples

La longueur de l'arc Rz est alors exprimée à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{aligned} Rz(Z) &= RA \\ &= R \cos^{-1} \left(\frac{Z}{R} \right) \end{aligned}$$

R étant le rayon de la cavité semi-hémisphérique ($R = 30$ mm dans notre configuration). Les longueurs de l'arc Rz correspondant aux abscisses Z des thermocouples sont exprimés Tab. 6.1.

n° Thermocouple	1	2	3	4	5
$Z(\text{mm})$	28.2	27.7	21.7	16.6	8
$Rz(\text{mm})$	10.44	11.82	22.86	29.53	39.02

TABLE 6.1: Distribution des thermocouples

Le système d'acquisition présente par défaut une incertitude de $\pm 2^\circ\text{C}$. De manière à améliorer la précision des résultats, nous allons procéder à son étalonnage. La valeur étalonnée sera la température mesurée par le système d'acquisition (et non le signal délivré directement par les thermocouples).

Etalonnage des thermocouples

Pour étalonner le système de mesure, nous avons utilisé la configuration schématisée sur la figure 6.6.

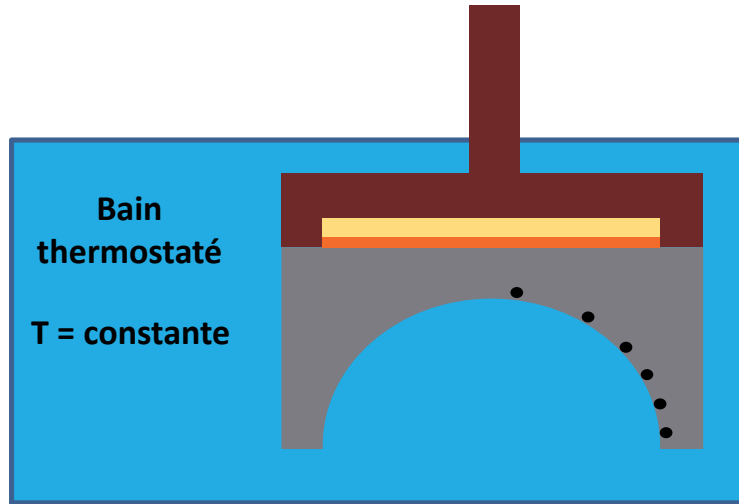


FIGURE 6.6: Etalonnage des thermocouples avec un bain régulé en température

Le bloc expérimental est placé dans une enveloppe étanche et l'ensemble est plongé dans un bain thermostaté. Une fois le régime permanent établi (température du bloc uniforme et constante), nous commençons l'acquisition des mesures de températures relevées par chaque thermocouple. La température de référence prise lors de l'étalonnage sera celle mesurée dans le bain thermostaté par un thermomètre au mercure présentant une incertitude de $\pm 0.02^\circ\text{C}$ dans la gamme de température $18.9 - 25.1^\circ\text{C}$.

Le comportement des thermocouples étant linéaire, deux températures de référence T_1 et T_2 seront considérées lors de l'étalonnage telles que $T_1 \approx 20^\circ\text{C}$ et $T_2 \approx 24^\circ\text{C}$.

Les mesures de températures relevées par les thermocouples pour les deux températures de bain considérées sont présentées Fig. 6.7 et Fig. 6.8. On pourra noter que toutes les mesures effectuées se situent dans la gamme d'incertitude présentée par défaut par notre chaîne d'acquisition.

Au regard du tableau 6.2, il apparaît que le bruit observé sur les températures mesurées est relativement faible, inférieur au centième de degré. Toutefois, de manière à minimiser son influence, la température considérée lors de l'étalonnage sera prise égale à la moyenne des températures mesurées sur une durée de 120 secondes, le régime stationnaire étant établi (température du bloc d'aluminium uniforme et constante).

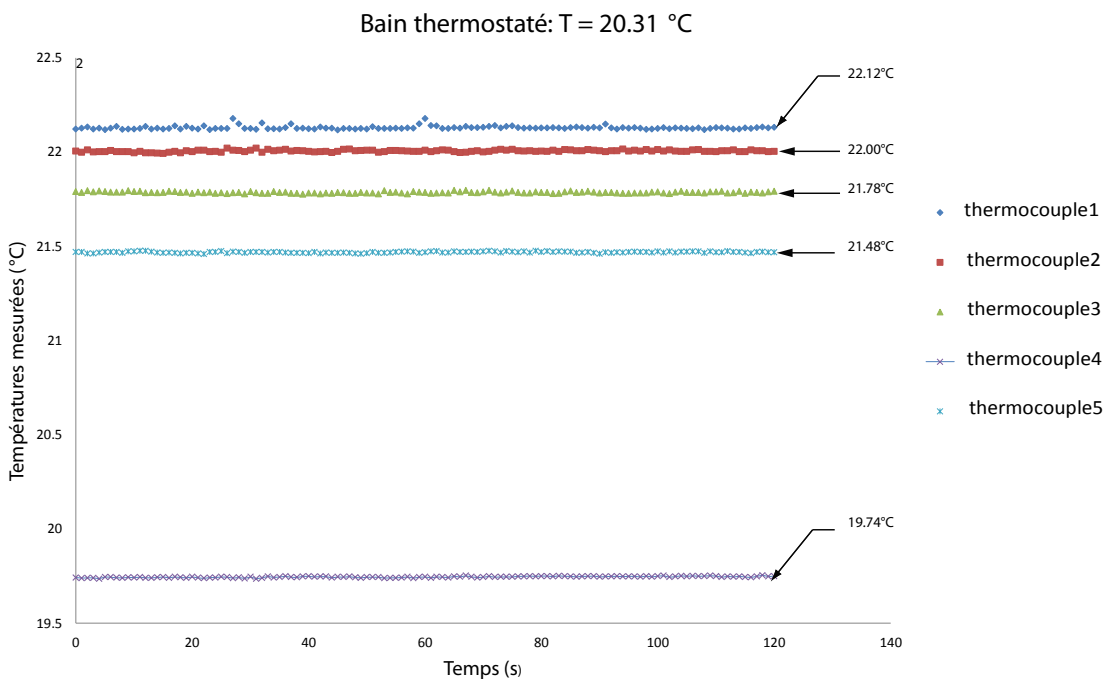


FIGURE 6.7: Températures mesurées par les thermocouples : $T_{\text{bain}} = 20.31^\circ\text{C}$

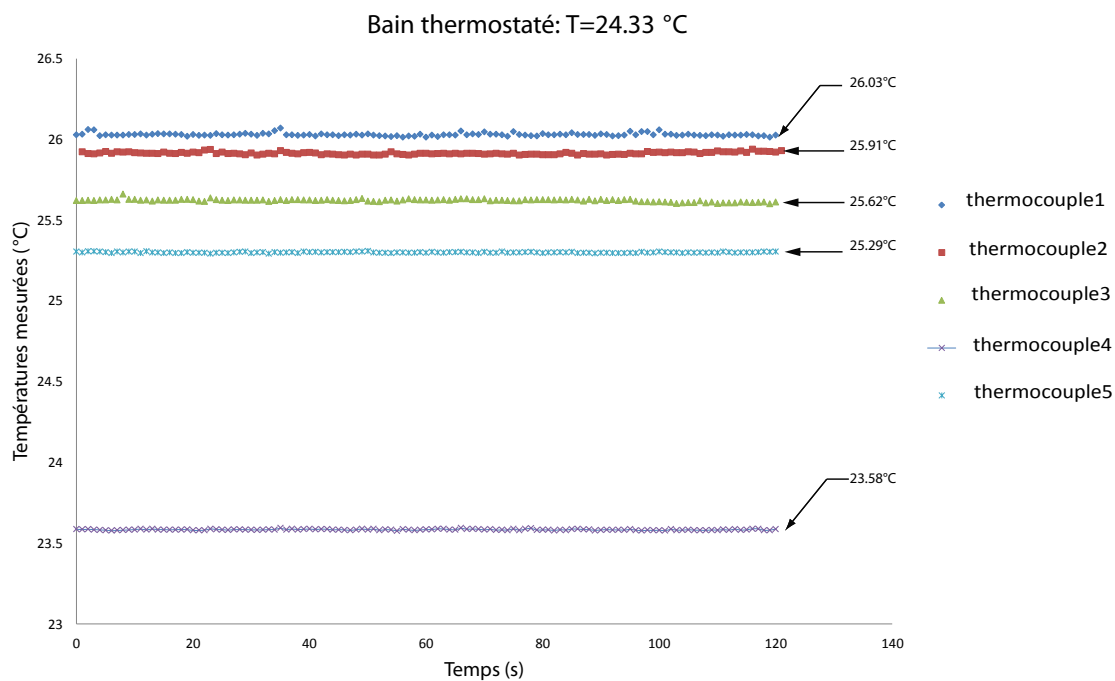


FIGURE 6.8: Températures mesurées par les thermocouples : $T_{\text{bain}} = 24.33^\circ\text{C}$

Température de bain 20.31°C			Température de bain 24.33°C		
Thermo.	T. moy. (°C)	Ecart type	Thermo.	T. moy. (°C)	Ecart type
1	22.12	0.009	1	26.03	0.009
2	22.00	0.005	2	25.91	0.007
3	21.78	0.004	3	25.32	0.007
4	19.74	0.004	4	23.58	0.004
5	21.48	0.004	5	25.29	0.003

(a)
(b)

TABLE 6.2: Températures moyennes mesurées par les thermocouples pour deux températures de bain différentes

Le système d'acquisition a un comportement linéaire. Pour chaque thermocouple, la réponse en température peut donc s'écrire :

$$a * T_{th} + b = T_{ref}$$

T_{th} étant la température moyenne mesurée par la chaîne d'acquisition, et T_{ref} la température de référence mesurée dans le bain thermostaté par le thermomètre au mercure.

Les réels a et b seront déterminés pour chaque thermocouple par la résolution du système linéaire :

$$a * T_{th_{20}} + b = T_{ref_{20}}$$

$$a * T_{th_{24}} + b = T_{ref_{24}}$$

Les couples (a,b) déterminés pour chaque thermocouple sont présentés dans le tableau 6.3.

n° Thermocouple	1	2	3	4	5
a	1.04	1.02	1.05	1.05	1.05
b	-2.75	-2.34	-2.58	-0.40	-2.27

TABLE 6.3: Paramètres des droites d'étalonnage

Des températures plus élevées que 25.1°C pourront être obtenues lors de nos mesures expérimentales. Il pourrait alors se poser la question de la validité de l'étalonnage dans

ces cas précis. Des essais pré-expérimentaux réalisés à des valeurs de température supérieures à 40°C ont cependant montré un comportement linéaire des thermocouples. Les droites d'étalonnage déterminées dans la gamme de températures 18.9 - 25.1°C restent donc valable au delà de 25.1°C, par extrapolation.

6.1.3 Mesures expérimentales

Une étude pré-expérimentale a montré que la puissance dégagée par la résistance thermique avait peu d'influence sur le coefficient d'échange global observé entre le jet de refroidissement et la cible semi-hémisphérique. Compte-tenu des gammes de températures dans lesquelles nous allons travailler, ce résultat semble cohérent. En effet, les températures mesurées seront comprises dans l'intervalle [18 : 35 °C], donc bien en-dessous de la température d'ébullition de l'eau. D'autre part, pour cet intervalle de température, les propriétés de l'eau évoluent peu.

Les études concernant les jets de refroidissement présentes dans la littérature [17], [20], [66], [16] font état d'une dépendance du transfert de chaleur au nombre de Reynolds. L'objectif premier de cette étude expérimentale est de nous fournir une référence nous permettant de valider notre modèle. Les résultats obtenus ne seront donc pas corrélés en fonction du nombre de Reynolds et/ou du nombre de Prandtl. Toutefois, de manière à vérifier ce comportement, nous allons étudier l'influence de la vitesse d'injection du jet sur les valeurs de température de paroi obtenues. Le tableau 6.4 présente les différentes configurations que nous allons considérer.

	P. dissipée (<i>kW</i>)	T. jet °C	V. injection (<i>m/s</i>)	Reynolds
Config. N° 1	174	19.80	1.30	13000
Config. N° 2	179	19.90	1.30	13000
Config. N° 3	179	19.90	2.0	20000
Config. N° 4	179	19.90	2.5	25000

TABLE 6.4: Tableau récapitulatif des expériences menées

Pour chaque configuration, la température ambiante de la pièce était de l'ordre de 20 °C, de même que la température du jet. On pourra noter que les configurations N° 1 et N° 2 sont très proches. Les mesures expérimentales correspondant à ces deux configurations n'ont cependant pas été réalisées le même jour, ce qui explique la différence,

bien que minime, de la température du jet d'injection³. Les configurations N° 2, 3 et 4 ont été réalisées dans les mêmes conditions, à l'exception de la vitesse d'injection du jet qui va évoluer de 1.30 m/s à 2.5 m/s.

Résultats expérimentaux

Les mesures de température seront effectuées une fois le régime pseudo-permanent atteint.

L'évolution de la température de paroi pour les différentes configurations considérées peut être observée sur la figure 6.9. On constate, d'une manière générale, que la température suit une évolution décroissante, partant d'un maximum au centre de la cible semi-hémisphérique, pour atteindre un minimum à son extrémité. Un comportement contraire aurait pu être attendu, à savoir une température minimale au point d'impact et qui augmente quand on s'éloigne de ce dernier. En effet, ce type de comportement est observé quand la surface de contact est soumise à un flux de chaleur surfacique uniforme. Dans le cas de notre étude, bien que le flux de chaleur imposé par la résistance thermique soit uniforme, le flux de chaleur arrivant sur la surface de la cavité ne l'est plus, compte tenu de sa forme semi-hémisphérique et de la faible distance existant entre la position de la résistance thermique et du point d'impact du jet.

A vitesse d'injection égale, les températures relevées pour la configuration N° 1 sont légèrement inférieures aux températures mesurées dans le cadre de la configuration N° 2. Ce résultat est cohérent dans la mesure où la puissance imposée par la résistance thermique dans la configuration N° 2 est de 5 W supérieure à celle fixée dans la configuration N° 1.

Si on regarde les courbes relatives aux configurations N° 2, 3 et 4, on constate, comme on pouvait s'y attendre, que l'augmentation de la vitesse d'injection tend à favoriser le transfert de chaleur.

Si la couche limite dynamique demeurerait laminaire pour ces trois configurations, on aurait pu s'attendre à ce que les températures mesurées sur la paroi pour les trois vitesses d'injection (1.30, 2 et 2.5 m/s) suivent la même évolution, à un facteur de translation près.

Si l'on regarde les mesures relevées pour la configuration N° 3 et qu'on la compare à celles de la configuration N° 2, on constate que l'écart de température pour les thermo-

3. A titre de rappel, la température du jet d'injection n'est pas contrôlée (le fluide considéré ici est l'eau de ville)

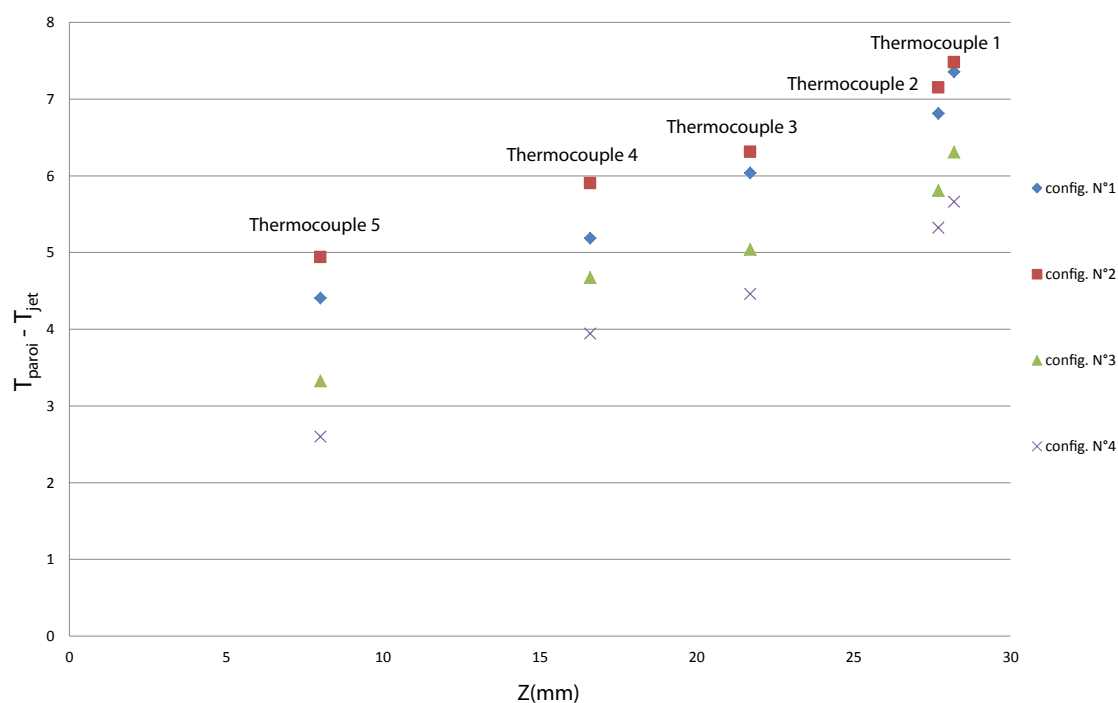


FIGURE 6.9: Evolution de la température de paroi

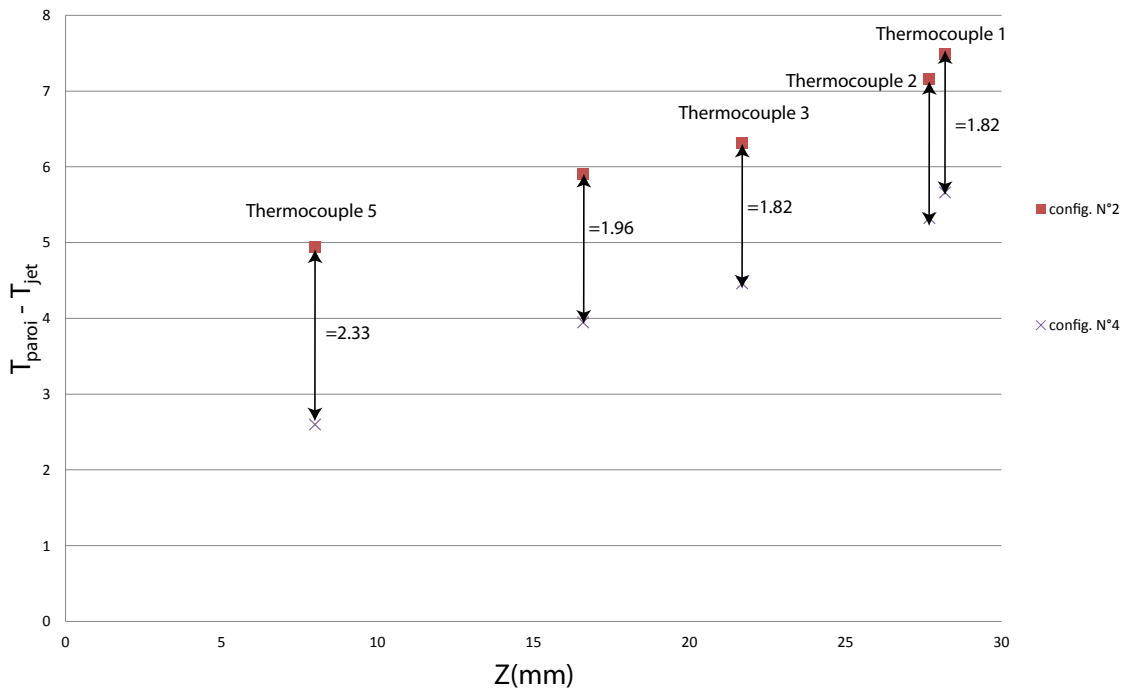


FIGURE 6.10: Evolution de la température de paroi, config. N° 2 et config. N° 4

couples 1, 2, 3 et 4 est sensiblement le même de l'ordre de 1.30 °C. Par contre, pour le thermocouple 5, cet écart est plus important, de l'ordre de 1.60°C. Le même phénomène

	thermo 1 rz=10.44mm	thermo 2 rz=11.82mm	thermo 3 rz=22.86mm	thermo 4 rz=29.53mm	thermo 5 rz=39.02mm
Config. N° 1	13554	15343	29671	38323	50642
Config. N° 2	13554	15343	29671	38323	50642
Config. N° 3	20852	23604	45648	58959	77911
Config. N° 4	26065	29506	57060	73700	97389

TABLE 6.5: Nombre de Reynolds de Paroi Re_{rz}

est observé si l'on compare la configuration N° 4 à la configuration N° 2 (cf Fig. 6.10). L'écart de température relevé est de l'ordre 1.80°C pour les thermocouples 1,2 et 3. Il passe à 1.96°C pour le thermocouple 4 et à plus de 2.30°C pour thermocouple 5. Cette augmentation de l'écart de température quand on s'éloigne du point d'impact pourrait s'expliquer par l'apparition d'une zone de transition entre la couche limite laminaire et la couche limite turbulente.

Pour le cas d'un écoulement parallèle sur une plaque plane, la zone de transition entre la couche limite laminaire et la zone pleinement turbulente a lieu pour un nombre de Reynolds de paroi $Re_x = \frac{\rho V_0 x}{\mu}$ de l'ordre de 10^5 , V_0 étant la vitesse de l'écoulement au loin de la plaque et x la distance au bord d'attaque. Dans le cas d'un jet impactant, il est courant d'utiliser comme grandeur caractéristique la distance à partir du point d'impact. Dans le cas de notre étude, nous allons donc considérer un nombre de Reynolds de paroi $Re_{rz} = \frac{\rho V rz}{\mu}$, rz étant la distance au point d'impact suivant la paroi de la cible semi-hémisphérique, et V la vitesse du jet avant impact. Compte tenu de la proximité de la buse d'injection au point d'impact, on aura $V \approx V_{injection}$. Le tableau 6.5 présente les valeurs de Re_{rz} calculées au niveau de chaque thermocouple. Compte tenu des faibles écarts de températures entre la température du fluide et la température locale de la cible, les propriétés physiques ont été calculées à la température d'injection.

Au regard des observations faites Fig. 6.9 et Fig. 6.10, et des nombres de Reynolds présentés Tab. 6.5, il semblerait que la zone de transition s'initie pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 70 000. Nous ne sommes pas très éloignés des ordres de grandeur cités précédemment dans le cas d'écoulements sur des plaques planes.

6.2 Mise en oeuvre numérique

Il s'agira pour nous au cours de cette étude de valider le choix du modèle et d'effectuer sa paramétrisation. Nous allons simuler la configuration expérimentale et confronter nos résultats numériques aux mesures expérimentales. Les nombres de Reynolds rencontrés dans le refroidissement des pistons automobiles sont de l'ordre de 10000. Nous allons donc dans un premier temps ne considérer que la configuration N° 1.

Compte tenu de la géométrie axisymétrique du dispositif expérimental, et dans un souci de gain de temps, nous allons réaliser des calculs 3D de sorte qu'un quart du dispositif expérimental réel soit simulé. Le maillage utilisé, présentant une résolution de 9 600 000 points ($240 \times 200 \times 240$), est illustré sur la figure 6.11. Il est raffiné au niveau de la zone d'injection, la dimension de la plus petite maille étant de l'ordre de $1.66 \cdot 10^{-4}$ m. Au niveau de la zone de contact entre le jet liquide et la cible semi-hémisphérique, la maille de base carrée de côté $2 \cdot 10^{-4}$ m présente une hauteur de $1.8 \cdot 10^{-4}$ m.

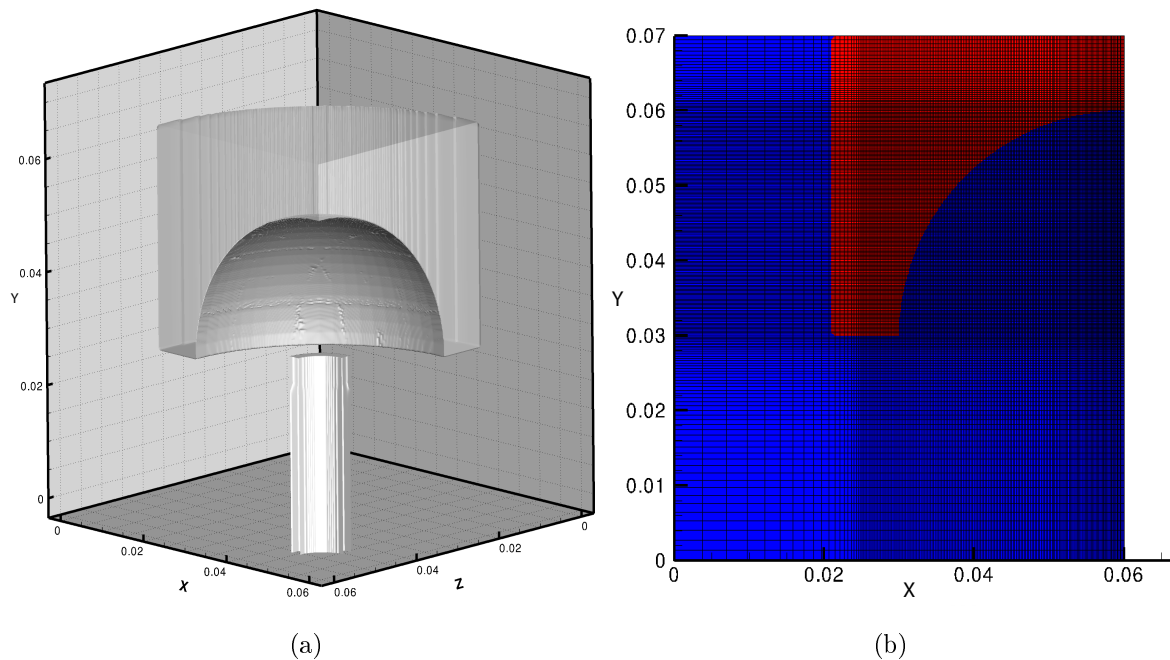


FIGURE 6.11: Illustration du domaine de simulation 6.11a et coupe XY du maillage utilisé, unité S.I.

6.2.1 Paramètres numériques

Des conditions adiabatiques seront imposées sur les limites du domaine de simulation, à l'exception de la zone d'injection pour laquelle une température constante égale à 19.80 °C sera fixée. Le flux fourni par la résistance thermique sera modélisé au moyen d'un terme source ajouté à l'équation de l'énergie. Concernant les conditions limites en vitesse, les bords du domaine seront considérés comme des parois solides, à l'exception des parois latérales communes avec la cible semi-hémisphérique sur lesquelles des conditions de symétrie seront imposées. Des conditions de Neumann seront imposées sur la limite inférieure de manière à laisser le fluide s'écouler librement. La vitesse du jet dans la zone d'injection sera imposée par des conditions de Dirichlet.

L'équation d'advection de phase est résolue par la méthode de reconstruction géométrique VOF-PLIC. La discrétisation des équations de l'énergie et de Navier-Stokes se fait suivant un schéma hybride [59]. Le système linéaire est résolu par un solveur itératif utilisant une méthode de type bi-gradient conjugué.

Trois modèles de turbulence seront évalués ici :

- Le modèle d'échelles mixtes
- Le modèle d'échelles mixtes couplé à la fonction de sélection
- Le modèle de WALE

Les paramètres du modèle d'échelles mixtes sont tels que :

$$\begin{aligned}\alpha &= 0.5 \\ C_M &= (C_{s,\infty})^{2\alpha} (C_{TKE})^{1-\alpha} \\ C_{s,\infty} &= 0.173; C_{TKE} = 0.2\end{aligned}$$

La constante du modèle de WALE C_w sera prise égale à 0.5. La valeur du nombre de Prandtl sous-maille Pr_{sm} utilisé pour le calcul de la conductivité turbulente sera égale à 3.

Comme nous l'avons signalé précédemment dans le chapitre 5, le modèle SIGMA [25] développé par Nicoud & al est prometteur. Il n'a toutefois été programmé dans le code de calcul Thétis qu'en fin de thèse et n'a pas pu être évalué dans ce chapitre.

6.2.2 Simulations numériques

Nous allons simuler dans un premier temps les conditions liées à la configuration N° 1. La température d'injection sera de l'ordre de 19.80°C et la puissance imposée sera de 174W.

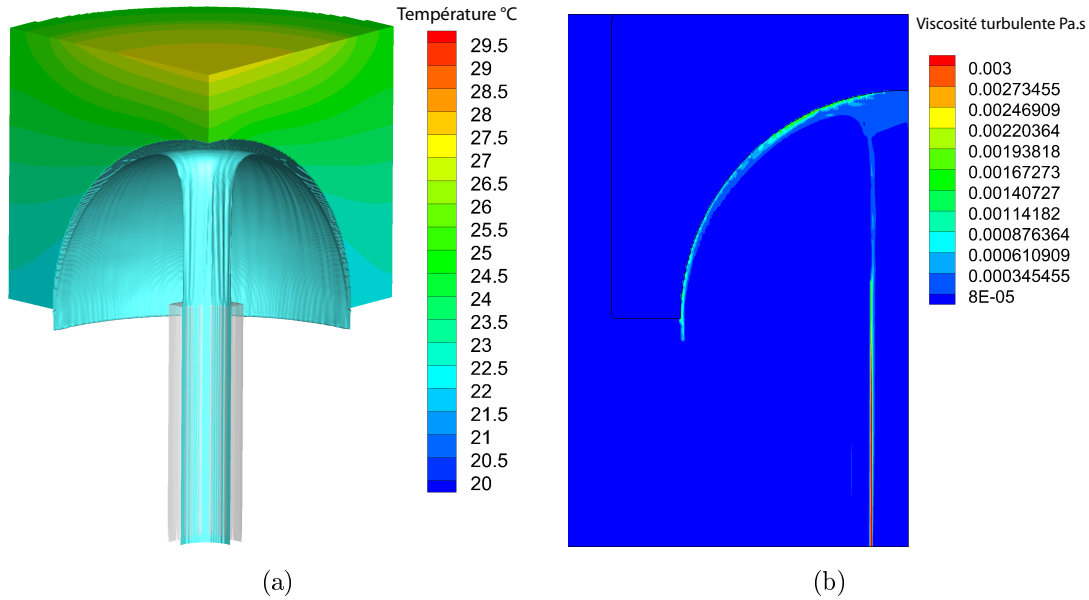


FIGURE 6.12: Champ de température dans le bloc d'aluminium 6.12a et valeurs de viscosité turbulente 6.12b, **modèle d'échelles mixtes**, config. N° 1

Les figures 6.12 et 6.13 présentent respectivement le champ de température dans le bloc d'aluminium et la viscosité turbulente calculés par le modèle d'échelles mixtes et par le modèle d'échelles mixtes couplé à la fonction de sélection définie au chapitre 3. Comme nous l'avons déjà remarqué au chapitre 5, le modèle d'échelles mixtes a tendance à être dissipatif au voisinage des parois solides. Si on compare les figures 6.12b et 6.13b, on constate que l'ajout d'une fonction de sélection permet de réduire ce caractère dissipatif, ce qui a une incidence sur le transfert de chaleur en proche paroi et donc sur le champ de température dans le bloc d'aluminium. En effet, dans la mesure où nous utilisons un modèle de Prandtl turbulent pour le calcul de la conductivité thermique, la viscosité turbulente calculée par le modèle a un impact direct sur le transfert de chaleur en proche paroi. Si on compare les figures 6.12a et 6.13a, on constate que les température prédites par le modèle d'échelles mixtes standard sont inférieures de plusieurs degrés à celle prédites dans le cas du même modèle couplé à la fonction de sélection, la différence étant de l'ordre de 5°C au niveau du point d'impact.

Le champ de température et la viscosité turbulente calculés par le modèle de WALE

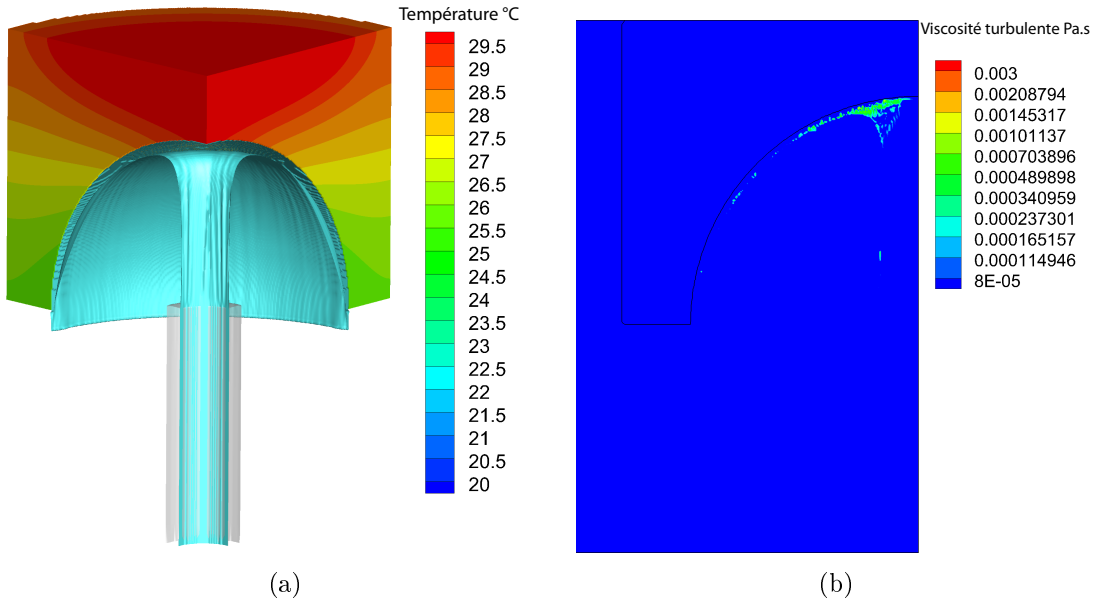


FIGURE 6.13: Champ de température dans le bloc d'aluminium 6.13a et valeurs de viscosité turbulente 6.13b, **modèle d'échelles mixtes couplé à la fonction de sélection**, config. N° 1

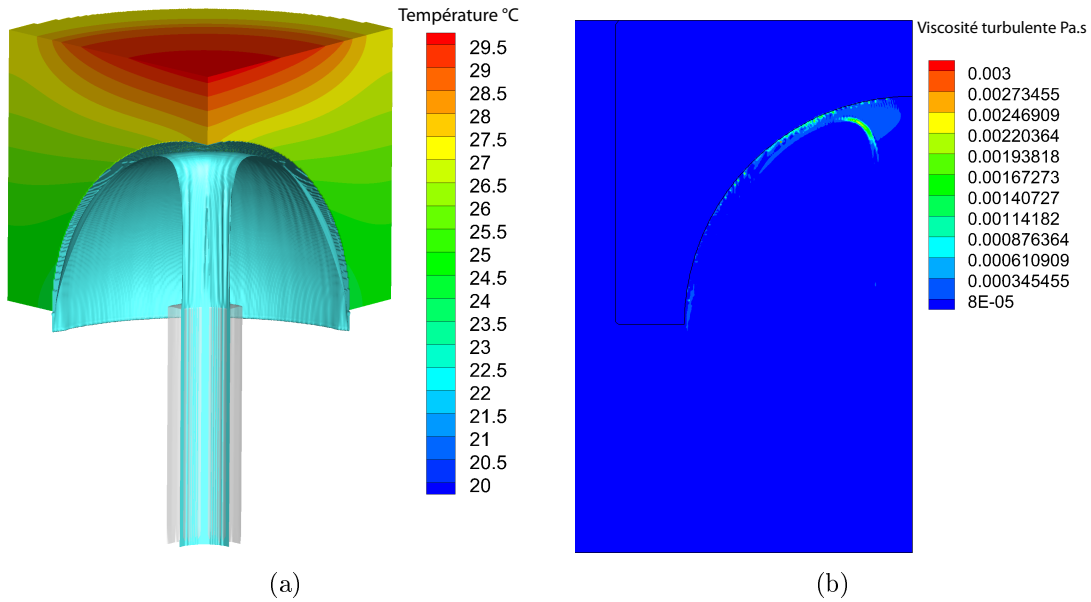


FIGURE 6.14: Champ de température dans le bloc d'aluminium 6.14a et valeurs de viscosité turbulente 6.14b, **modèle WALE**, config. N° 1

sont présentés Fig. 6.14. Si nous comparons les figures 6.12b et 6.14b, nous constatons que ce modèle est beaucoup moins dissipatif que le modèle d'échelles mixtes. Nous constatons toutefois que des valeurs de viscosités turbulentes sont calculées dans la

zone de courbure au voisinage du point d'impact, phénomène qui avait déjà été observé au chapitre 5 pour les zones en rotation solide.

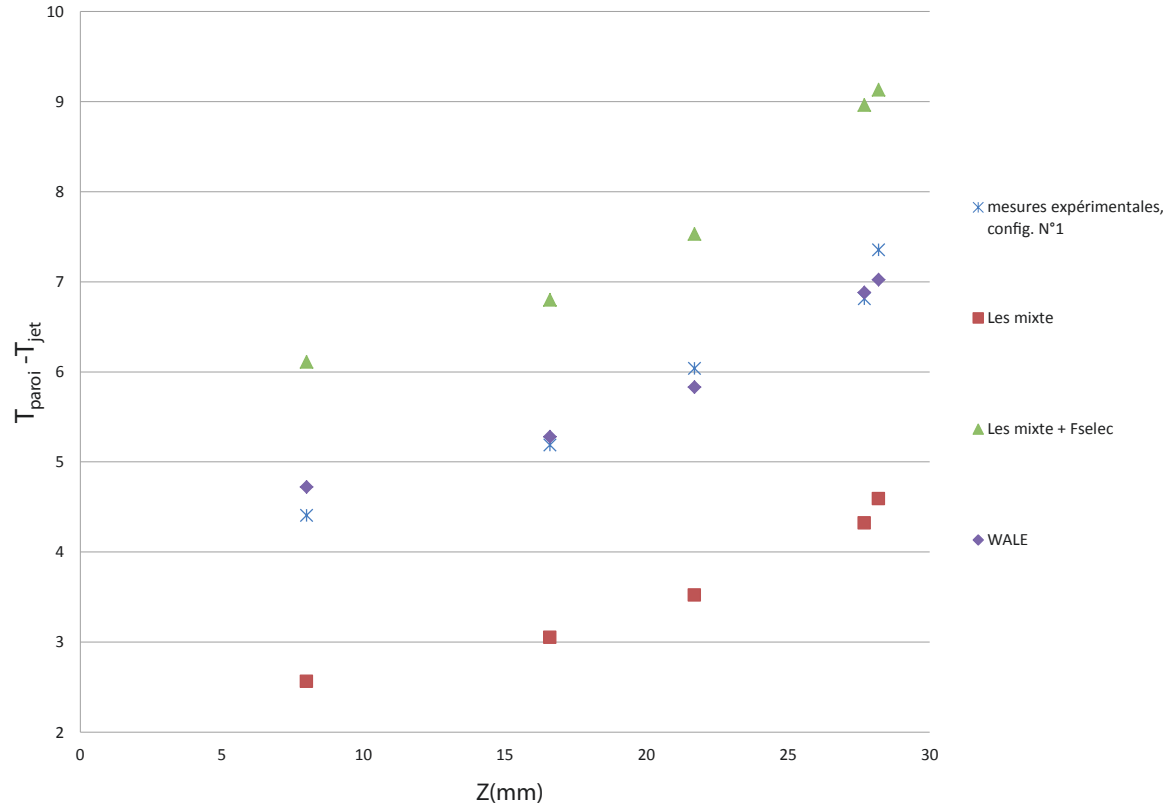


FIGURE 6.15: Evolution de la température de Paroi : comparaison des modèles de turbulence aux mesures expérimentales de la configuration N° 1

L'évolution des températures de paroi calculées numériquement est tracée sur la figure 6.15 pour les modèles de turbulence d'échelles mixtes, d'échelles mixtes couplé à la fonction de sélection et du modèle WALE. Les résultats numériques sont comparés aux mesures expérimentales de la configuration N° 1. Comme nous l'avons déjà observé sur les figures 6.12, 6.13 et 6.14, l'utilisation du modèle d'échelles mixtes, trop dissipatif au voisinage de la paroi, conduit à une surestimation du refroidissement de la cible semi-hémisphérique. Le comportement inverse est observé quand on couple ce modèle à la fonction de sélection. En effet, la fonction de sélection se comportant comme un interrupteur, elle aura tendance à annuler une trop grande partie de la viscosité turbulente calculée par le modèle mixte.

Les meilleurs résultats sont obtenus pour l'utilisation du modèle WALE. En effet, dans ce cas, la solution numérique est très proche des mesures expérimentales, l'erreur relative maximale observée étant de l'ordre de 7%.

En faisant l'hypothèse que les échanges de chaleur au niveau des faces latérales de la cible sont négligeables devant le transfert de chaleur induit par le jet liquide impactant, le coefficient d'échange global entre la cible et le jet d'eau s'écrit :

$$h_g = \frac{\Phi}{S(T_p - T_{jet})} \quad (6.2)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{ll} h_g & : \text{coefficient d'échange global} \\ \Phi & : \text{puissance dégagée par la résistance thermique} \\ S & : \text{surface de contact entre le jet et la cible} \\ T_p & : \text{température moyenne de la paroi} \\ T_{jet} & : \text{température d'injection du jet d'eau} \end{array} \right.$$

Après intégration des températures sur la surface de la cible semi-hémisphérique, les coefficients d'échanges globaux calculés à partir de la relation (6.2) pour les trois modèles de turbulence testés sont présentés Tab. 6.6.

	T_p (°C)	$T_p - T_{jet}$	h_{global} (W/m ² /K)
LES mixte	22.97	3.17	9705
LES mixte + fselec	27.04	7.24	4247
LES WALE	25.46	5.66	5435

TABLE 6.6: Coefficient d'échange global calculé numériquement pour différents modèles LES, config. N° 1

Comme on l'avait déjà remarqué sur la figure 6.15, le choix du modèle à une grande influence sur le transfert de chaleur prédit numériquement. Si on prend comme référence le coefficient d'échange calculé en utilisant le modèle WALE (qui est celui qui se rapproche le plus des mesures expérimentales), l'erreur relative commise en utilisant le modèle d'échelles mixtes approche les 80%, et est de l'ordre de 20% pour le modèle d'échelles mixtes couplés à la fonction de sélection.

Au vu des résultats présentés précédemment, il apparaît que le modèle de turbulence WALE semble le plus adapté aux transferts de chaleur convectifs auxquels nous nous

intéressons dans ce travail de thèse. Nous le retiendrons donc pour les simulations qui vont être présentées dans la suite de notre étude. De manière à nous assurer de son bon comportement, nous simulons également les configurations N° 2 et N° 3.

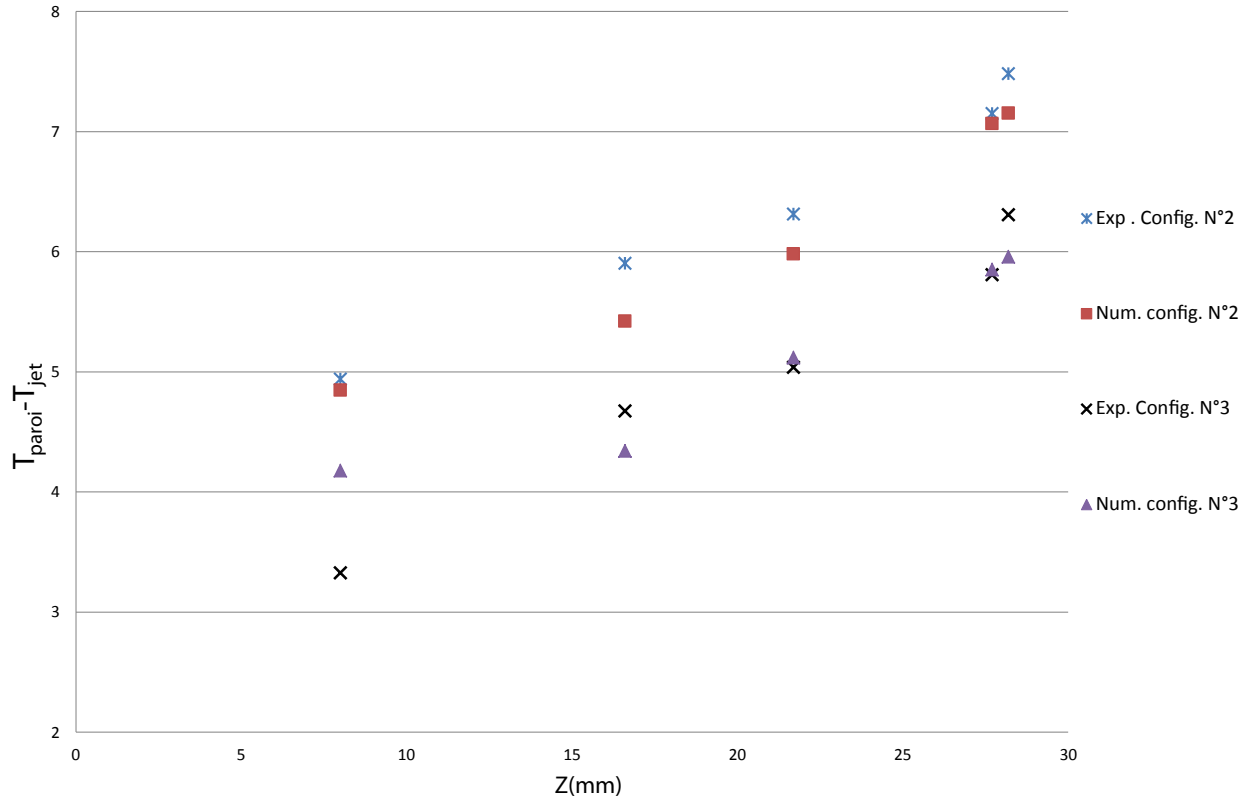


FIGURE 6.16: Evolution de la température de Paroi, configuration N° 2 et N° 3, $T_{jet} = 19.90^{\circ}\text{C}$ et $P=179\text{W}$

Les températures de paroi calculées numériquement pour les configurations N° 2 et N° 3 sont comparées aux mesures expérimentales et sont présentées sur les graphiques de la figure 6.16. Pour la configuration N° 2, on pourra noter une bonne adéquation entre les résultats numériques et les mesures expérimentales, l'erreur relative maximale observée étant de l'ordre de 8 %. En ce qui concerne la configuration N° 3, les températures calculées numériquement sont proches des températures expérimentales, à l'exception de la mesure correspondant au thermocouple 5 ($Z=8\text{mm}$) où l'erreur relative est de l'ordre de 25 %. Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment lors des mesures expérimentales (cf Tab 6.5), il semblerait qu'on ait atteint la zone de transition entre la couche limite laminaire et la zone turbulente. Dans leurs travaux [24], Nicoud & al signalent que le modèle de WALE serait capable de prédire cette zone de transition pour des écoulements internes. Il semblerait toutefois que pour notre configuration, et pour le maillage considéré, le modèle ne soit pas capable de la prendre en compte. Si on

regarde la vue présentée sur la figure 6.17, on constate effectivement que la valeur de la viscosité turbulente au voisinage du thermocouple 5 est environ 10 fois inférieure à la viscosité dynamique du fluide. De manière à pouvoir capter cette zone de transition, une solution aurait été de raffiner le maillage. Toutefois, ceci aurait pour conséquence une augmentation drastique du coût de calcul.

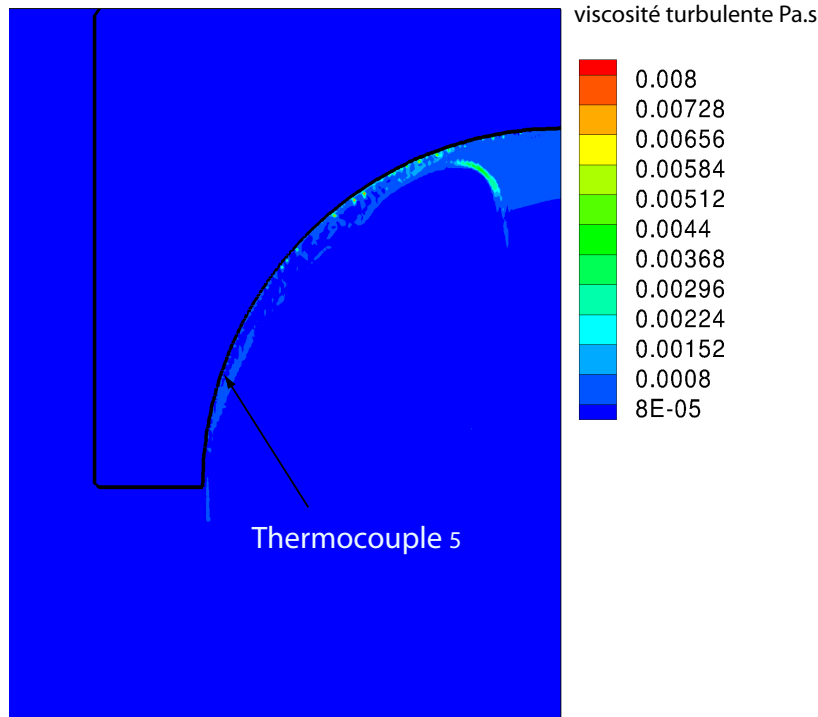


FIGURE 6.17: Viscosité turbulente calculée par le modèle WALE, config. N° 3

Les simulations numériques qui ont été présentées jusqu'ici ont été réalisées en utilisant un maillage présentant une résolution de 9 600 000 points ($200 \times 240 \times 200$), pour un quart du dispositif expérimental simulé. Réaliser une simulation 3D de la géométrie complète reviendrait à utiliser une grille de l'ordre de 40 millions points. Pour réduire les coûts de calcul, nous serons certainement amenés dans les calculs à venir à réduire les dimensions du maillage. Il est donc important de juger de la sensibilité du modèle à la résolution de la grille utilisée. Pour ce faire, la configuration N° 1 a été simulée en utilisant des maillages de résolutions différentes. Quatre maillages distincts sont considérés :

- maillage $120 \times 160 \times 120$ (2304000 points)
- maillage $160 \times 200 \times 160$ (5120000 points)

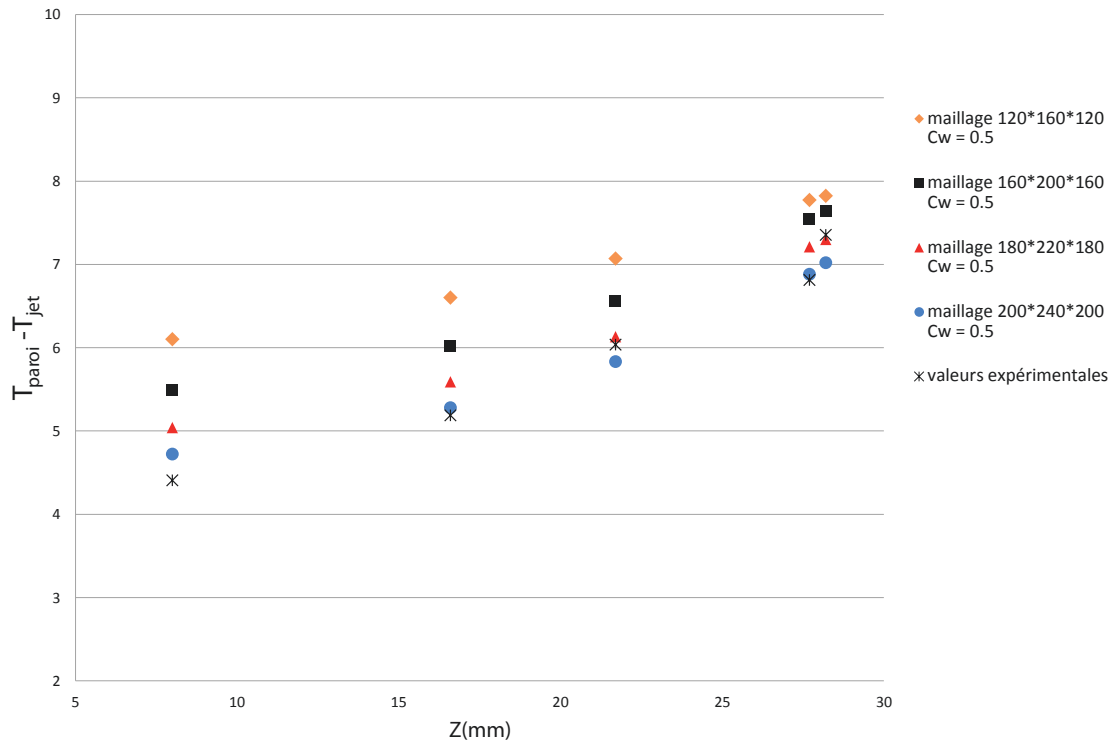


FIGURE 6.18: Evolution de la température de paroi ; sensibilité du modèle à la résolution du maillage

- maillage 180*220*180 (7128000 points)
- maillage 200*240*200 (9600000 points)

Les résultats de simulation sont illustrés sur la figure 6.18.

Il apparaît que le modèle est sensible à la résolution du maillage, le déraffinement du maillage augmentant l'écart par rapport aux mesures expérimentales. Des écarts relatifs par rapport aux résultats expérimentaux supérieurs à 30 % sont observés pour le maillage le plus grossier (120*160*120). Un ajustement de la constante de WALE C_w semble donc nécessaire en fonction de la résolution du maillage.

Nous avons réalisé des simulations pour les quatre maillages considérés et avons déterminé de manière empirique les valeurs de la constante de WALE C_w pour lesquelles la solution numérique est en adéquation avec les mesures expérimentales. Les résultats de simulations sont présentées sur la figure 6.19. D'une manière générale, il apparaît qu'il faille augmenter la valeur de la constante de WALE quand la résolution du maillage diminue afin que la solution LES soit plus proche des résultats expérimentaux. Dans tous les cas, et même avec une constante ajustée, on pourra noter que les solutions numériques sont meilleures quand le maillage se densifie. Les valeurs de la

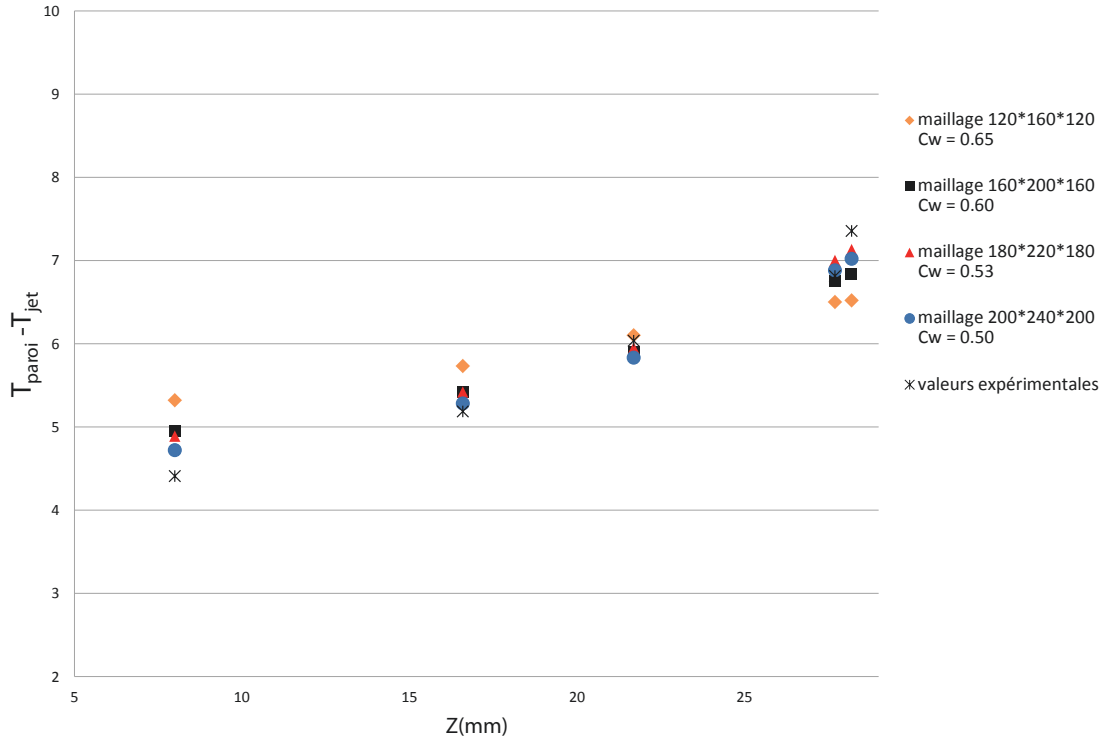


FIGURE 6.19: Evolution de la température de paroi ; calibrage de la constante de WALE en fonction de la résolution du maillage

constante sont comprises entre 0.5, pour le maillage le plus fin, et 0.65 pour le plus grossier.

Comme observé sur la figure 6.11, le maillage est raffiné au niveau du point d'impact. Toutefois, la plus grande partie de la surface de contact entre le jet d'eau impactant et la cible semi-hémisphérique est maillée au moyen d'une grille présentant des pas d'espace Δ_x , Δ_y et Δ_z constants dans les trois directions. De manière à pouvoir caractériser les quatre maillages en question, nous allons définir une échelle de longueur Δ telle que $\Delta = \sqrt[3]{\Delta_x \Delta_y \Delta_z}$. Le tableau 6.7 présente les valeurs de la constante C_w obtenue pour les différents maillage considérés.

Bilan

Il s'est agi au cours de ce chapitre de valider notre choix de modélisation concernant l'échange de chaleur entre un écoulement diphasique incompressible et une surface chauffée. Nous avons noté que le modèle de turbulence avait une grande influence sur les solutions numériques obtenues. Les modèles d'échelles mixtes, d'échelles mixtes couplé à une fonction de sélection et le modèle WALE ont été comparés à des solutions expéri-

	Δ	C_w
maillage 120*160*120	$3.18 \cdot 10^{-4}$	0.65
maillage 160*200*160	$2.46 \cdot 10^{-4}$	0.60
maillage 180*220*180	$2.20 \cdot 10^{-4}$	0.53
maillage 200*240*200	$1.93 \cdot 10^{-4}$	0.5

TABLE 6.7: Ajustement de la constante de WALE

mentales. Il est apparu que l'utilisation du modèle WALE, plus adapté à la simulation des écoulements en proche paroi, permettait de se rapprocher le plus des résultats expérimentaux. Nous utiliserons donc ce modèle pour la suite de notre étude, en faisant tout de même attention à la valeur de la constante C_w qui doit être ajustée en fonction de la résolution du maillage choisi.

Après cette étape de validation, nous allons nous intéresser à l'échange de chaleur lié à l'effet shaker rencontré dans les galeries de refroidissement des pistons automobiles. De manière à approcher le problème, nous allons dans un premier temps considérer une géométrie simplifiée du piston.

Chapitre 7

Approche de l'effet shaker

Nous allons nous intéresser dans cette partie à l'échange de chaleur lié à l'effet shaker rencontré dans les galeries de refroidissement des pistons automobiles. De manière à simplifier le problème, nous nous placerons dans le repère mobile attaché au piston. Le quart d'un bloc en aluminium traversé par une galerie de section circulaire sera considéré ici. La température du bloc d'aluminium sera imposée de manière uniforme et constante. Il s'agira alors pour nous de déterminer le coefficient d'échange global entre l'huile et la surface de la galerie. L'étude de la géométrie réelle du piston sera présentée au chapitre suivant.

7.1 Description du problème

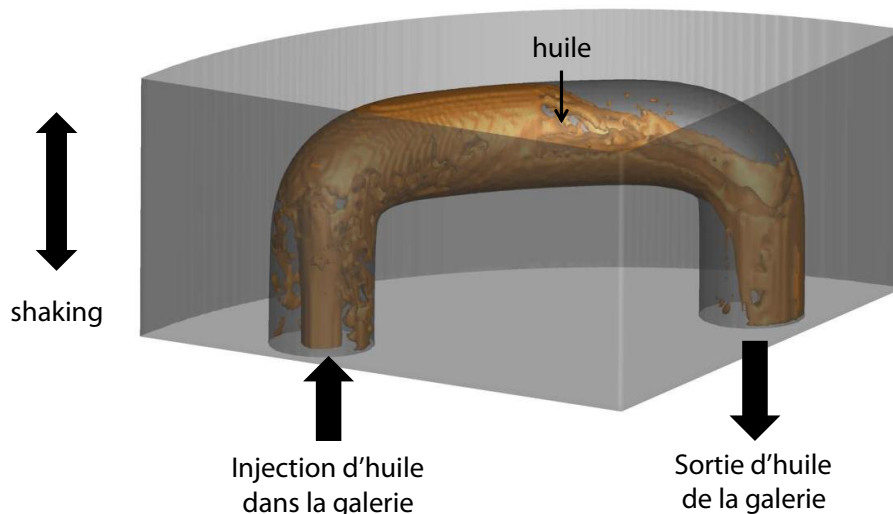


FIGURE 7.1: Géométrie simplifiée du piston

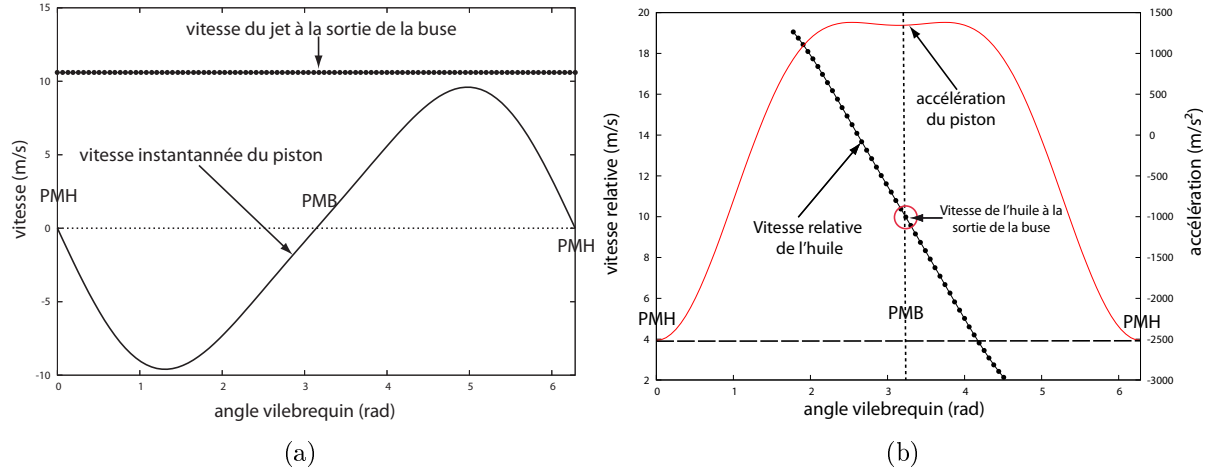


FIGURE 7.2: Caractérisation du jet d'huile pour un régime moteur de 2000 tr/min

La géométrie du piston considéré est illustrée sur la figure 7.1. IL s'agit du quart d'un disque en aluminium présentant un rayon de 42 mm pour une hauteur de 20 mm. La galerie, de section circulaire, présente deux entrées de diamètre 8 mm séparées par un angle de 90° . Elle est alimentée par un jet d'huile de diamètre 1.5 mm présentant une vitesse de 10.59 m/s à la sortie de la buse d'injection.

Pour ce cas d'étude, nous avons opté pour une configuration dans laquelle la buse d'injection se retrouve face à l'entrée de la galerie pour des angles de rotation vilebrequin spécifiques compris entre $[1.74 : 4.54][2\pi]$ (radians). Le mouvement du piston considéré présentera les caractéristiques moteur suivantes :

- régime moteur : $W_p = 2000$ tr/min
- course du piston : $C_p = 88$ mm
- rayon du maneton : $r_m = 44$ mm
- longueur de la bielle : $L_b = 145$ mm

La vitesse instantanée du piston correspondant à un régime moteur de 2000 tr/min est tracée sur la figure 7.2a. On constate que la vitesse du jet à la sortie de la buse d'injection est toujours supérieure à la vitesse instantanée du piston. Ainsi, pour le régime moteur concerné, le jet d'huile sera toujours en contact avec le piston et pourra pénétrer dans la galerie dès que la buse d'injection se retrouvera en face de la section d'entrée de cette dernière.

Nous nous sommes placés dans cette étude dans le repère mobile attaché au piston. La vitesse relative de l'huile sera prise égale à la vitesse de l'huile en sortie de buse à laquelle on retranche la vitesse instantanée du piston : $V_{rel} = 10.59 - V_p$. L'accéléra-

tion du piston et la vitesse relative de l'huile sont tracés sur la figure 7.2b. L'injection d'huile se fait uniquement lorsque l'angle de vilebrequin θ_v est compris dans l'intervalle $[1.74 : 4.54][2\pi]$ (radians). La vitesse moyenne d'injection sur une révolution complète du vilebrequin est de l'ordre de 4.70 m/s. Le débit moyen d'huile rentrant dans la galerie est alors de 1.6 l/min.

D'un point de vue thermique, la température du bloc aluminium sera imposée à une valeur $T_p = 573.15$ K. La température de l'huile à la sortie de la buse d'injection sera fixée à $T_{h_{inj}} = 383.15$ K.

De manière à déterminer le coefficient d'échange global h_g , nous calculerons sur un tour moteur complet la valeur moyenne ϕ de la chaleur extraite par l'huile dans la galerie :

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho C_p (T_{h_{sortie}} - T_{h_{inj}}) Q_v d\pi \quad (7.1)$$

$T_{h_{sortie}}$ et Q_v étant respectivement la température et le débit instantanés de l'huile à la sortie de la galerie.

Le coefficient d'échange global est alors déduit de la relation (7.1) :

$$h_g = \frac{\phi}{S(T_p - T_{h_{inj}})} \quad (7.2)$$

S étant la valeur moyenne sur un tour moteur complet de la surface de contact entre l'huile et la galerie.

7.2 Mise en oeuvre numérique

7.2.1 Paramètres numériques

Un maillage cartésien présentant une résolution de près de 2300000 points ($175*75*175$) sera utilisé ici. Les dimensions de la grille sont telles que $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z \approx 2.410^{-4}$ m.

De manière à pouvoir laisser l'huile entrer et sortir librement de la galerie, des conditions de Neumann ont été imposées aux extrémités de la galerie. Lors des phases d'injection, ces conditions de Neumann sont écrasées par des conditions de Dirichlet au niveau de la section d'entrée. Ceci permet d'imposer la vitesse relative de l'huile présentée Fig. 7.2b.

Propriétés physiques de l'huile				
T K	ρ kg/m^3	λ $W/m/K$	C_p $J/kg/K$	μ $kg/m/s$
353.15	808.9	0.113	2114	1.3710^{-2}
373.15	794.9	0.112	2187	8.4510^{-3}
393.15	780.9	0.111	2260	5.6510^{-3}
413.15	766.9	0.109	2334	4.0210^{-3}
433.15	752.9	0.108	2407	2.9910^{-3}

TABLE 7.1: Propriétés physiques de l'huile en fonction de la température

En prenant comme référence la vitesse relative du jet par rapport au piston et le diamètre de la buse d'injection, des nombres de Reynolds supérieurs à 7000 sont atteints au cours du cycle de rotation du moteur. Le modèle de turbulence WALE sera pris en compte ici. Compte tenu des pas d'espace de la discrétisation, la constante du modèle sera fixée à une valeur de 0.55. La résolution de l'équation d'advection de phase sera réalisée par la méthode VOF-PLIC. Un schéma numérique hybride [59] sera utilisé lors de la discrétisation des équations de l'énergie et de Navier-Stokes.

Pour rendre compte de l'action du mouvement du piston sur l'huile, un terme source $\mathbf{F}$ est rajouté à l'équation de quantité de mouvement :

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \otimes \bar{\mathbf{u}}) \right] + \nabla \cdot (\bar{p} \mathbf{Id} - 2(\mu + \mu_{sm}) \bar{\mathbf{S}}) - \rho \mathbf{g} - \mathbf{F} - \gamma \kappa \mathbf{n}_i \delta_I = 0$$

$\mathbf{F}$ varie au cours du cycle de rotation du moteur. Il est exprimé par la relation (7.3) :

$$\mathbf{F} = \rho \left(r_m W_p^2 \left[\cos(W_p t) + \frac{r_m}{L_b} \cos(2W_p t) \right] \right) \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|} \quad (7.3)$$

$\mathbf{g}$ étant la gravité. Le transfert de chaleur entre l'huile et la paroi de la galerie devrait entraîner une augmentation de la température du fluide, donc une évolution des propriétés physiques de l'huile entre l'entrée et la sortie de la galerie. Le tableau 7.1 résume l'ensemble des propriétés de l'huile pour une gamme de températures comprises entre [353.15K : 433.15K]. La masse volumique, la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la viscosité dynamique du fluide seront mises à jour à chaque itération (n) en fonction de la température calculée au temps (n-1).

7.2.2 Simulation numérique

Six révolutions du vilebrequin ont été simulées. La simulation commence lors de la première phase d'injection.

La figure 7.3 présente l'évolution de l'huile dans la galerie au cours d'une révolution complète du vilebrequin.

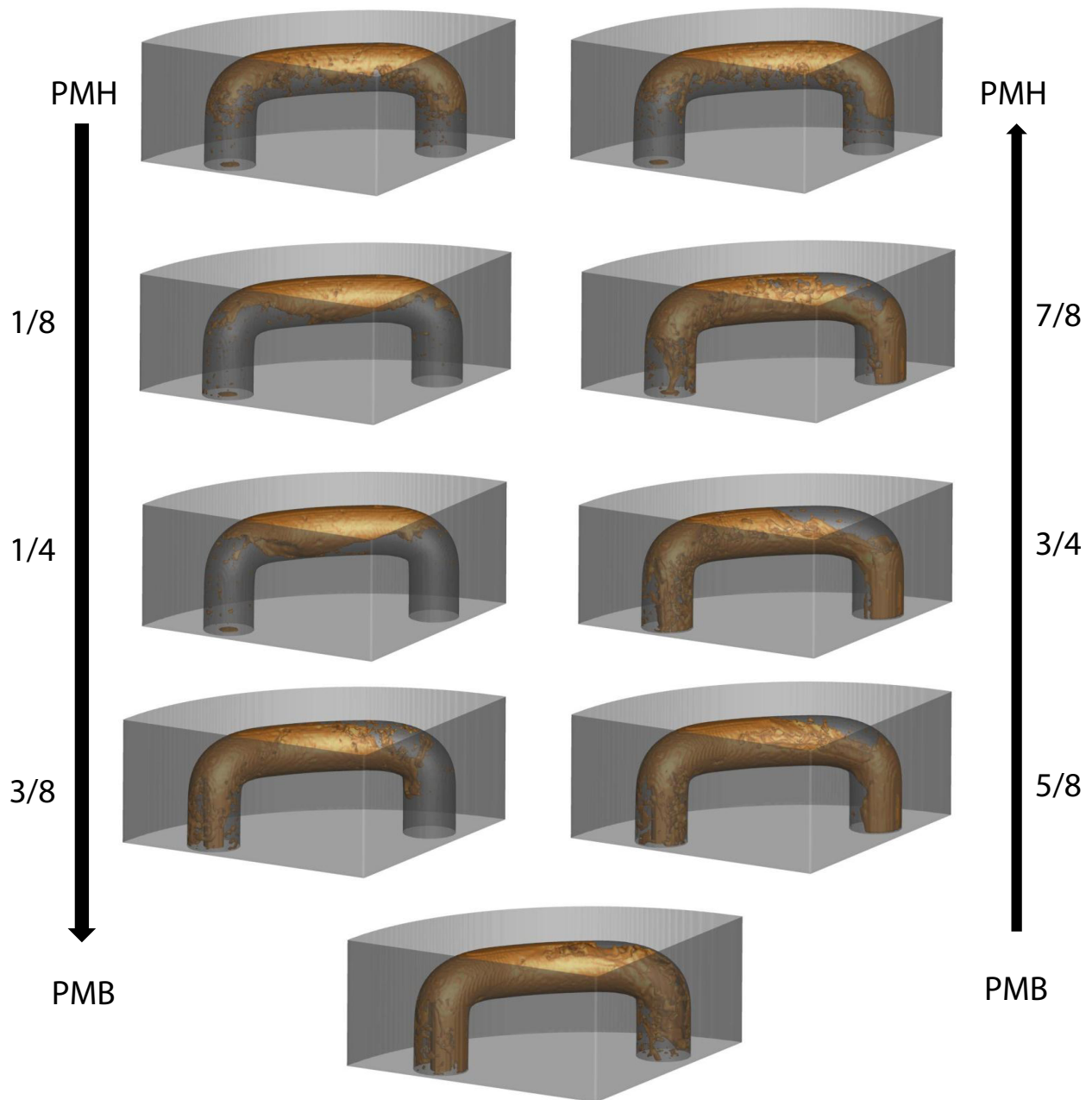


FIGURE 7.3: Evolution de l'huile dans la galerie durant un tour moteur

Au Point Mort Haut (PMH), on constate que l'huile est en grande partie plaquée contre la surface supérieure de la galerie. Elle le reste tant que l'accélération du piston demeure négative. Quand l'angle du vilebrequin θ_v devient supérieur à 1.3 rad, l'accélération du piston devient positive et sa vitesse diminue jusqu'à atteindre une vitesse nulle au Point Mort Bas (PMB). L'huile se détache alors progressivement de la surface supérieure pour se diriger vers la surface inférieure de la galerie. Parallèlement, l'huile provenant de la buse d'injection vient impacter la surface supérieure de la galerie. La forte accélération subie par le piston lors du début de la phase de remontée va poursuivre la projection de l'huile vers la surface inférieure de la galerie. Pour θ_v supérieur à 4.97 rad, l'accélération du piston redevient négative, et l'huile est à nouveau projetée sur la surface supérieure de la galerie.

L'évolution du volume d'huile et de la surface de contact entre l'huile et la paroi de la galerie sont tracées Fig. 7.4 pour 6 révolutions moteurs. Les données sont adimensionnées respectivement en fonction du volume total et de la surface complète de la galerie.

Au regard de la figure 7.4a, on constate que pour chaque rotation moteur, la quantité maximale d'huile présente dans la galerie est obtenue quand le piston est au PMB. Un régime quasi-permanent semble être atteint à partir du troisième tour moteur, le volume d'huile maximum étant égal à la moitié du volume total de la galerie. A l'issue de chaque tour moteur, un volume d'huile résiduel demeure dans la galerie. Il est égal au tiers du volume total de la galerie une fois le régime permanent établi.

La figure 7.4b présente l'évolution de la surface de contact entre l'huile et la paroi. La surface maximale couverte par l'huile est obtenue quand le piston est au PMB et correspond à 0.55 fois la surface totale de la galerie. La surface minimum est atteinte quand le piston est au PMH. Elle correspond au quart de la surface totale de la galerie et coïncide au volume minimum observé Fig. 7.4a. Ce résultat semble cohérent dans la mesure où l'huile n'est pas injectée dans la galerie à ce moment.

S_{45} qui est tracée sur la figure 7.5 est la section d'intersection entre la galerie et le plan vertical localisé à la moitié de la galerie ($\alpha = 45^\circ$).

La figure 7.6 présente l'évolution de la section d'huile 7.6a et de la température d'huile 7.6b à S_{45} pour trois tours moteur (4, 5 et 6). La température d'huile dans la section S_{45} augmente pour atteindre un maximum peu avant le PMB, et décroît ensuite de manière brutale.

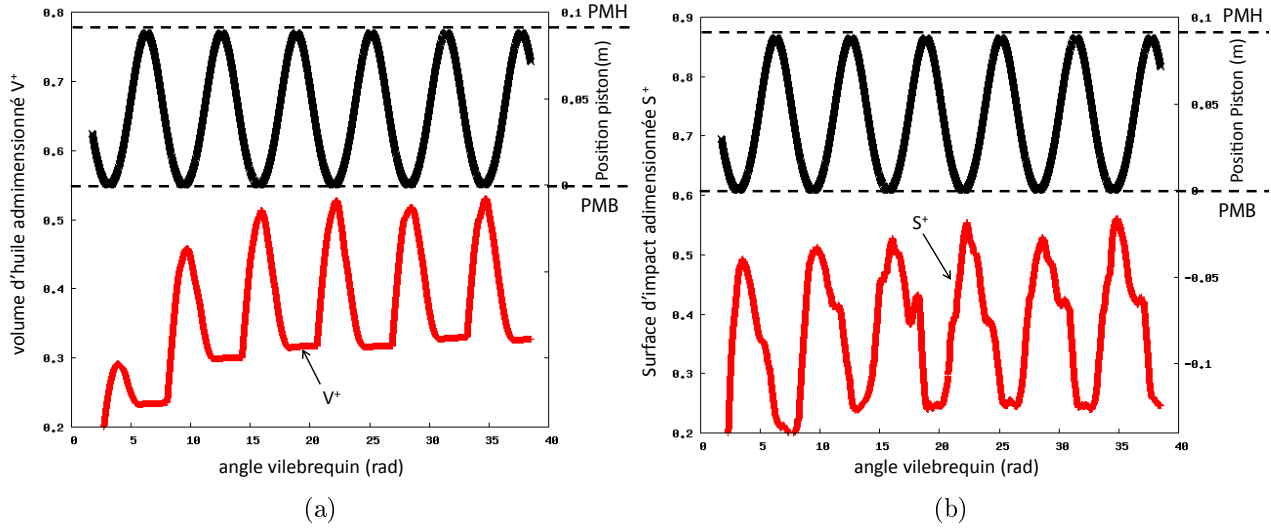


FIGURE 7.4: Evolution du volume d'huile dans la galerie 7.4a et de la surface de contact entre l'huile et la paroi de la galerie 7.4b pour 6 tours moteurs

Au regard de la figure 7.6a, cette chute brutale de la température correspond à l'arrivée d'huile "fraîche" provenant de la buse d'injection. Cette huile dite "fraîche" passant à travers la section S_{45} , la température moyenne de l'huile va décroître d'une valeur de 395K (+/-1K) à une valeur de 391K (+/-1K). On pourra noter un échauffement rapide de l'huile quand le piston est au voisinage du PMH. Ceci peut s'expliquer par une stagnation de l'huile qui est alors plaquée contre la face supérieure de la galerie quand le piston est au PMH.

Le débit d'huile sortant de la galerie et l'évolution du coefficient d'échange de chaleur global entre l'huile et le piston sont tracés Fig. 7.7. Au regard de la figure 7.7a, il apparaît que pour chaque tour moteur, le débit d'huile à la sortie de la galerie est maximum quand le piston est au voisinage PMB et de valeurs nulles quand ce dernier est au PMH.

La quantité de chaleur extraite de la galerie est corrélée avec le débit d'huile sortant, ce qui paraît cohérent au vue de la relation (7.1). Au regard de la figure 7.7b, la puissance maximale extraite est de l'ordre de 3000 W. Le coefficient d'échange global h_g correspondant est calculé à partir de la relation (7.2) et est tracé Fig. 7.7b. Un régime établi semble être atteint à partir du quatrième

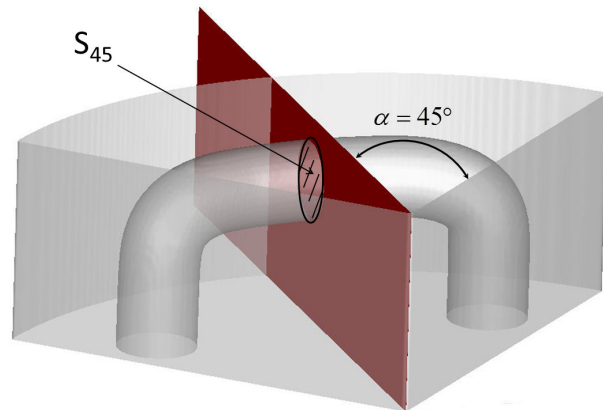


FIGURE 7.5: Section d'intersection entre la galerie et le plan vertical situé à $\alpha = 45^\circ$

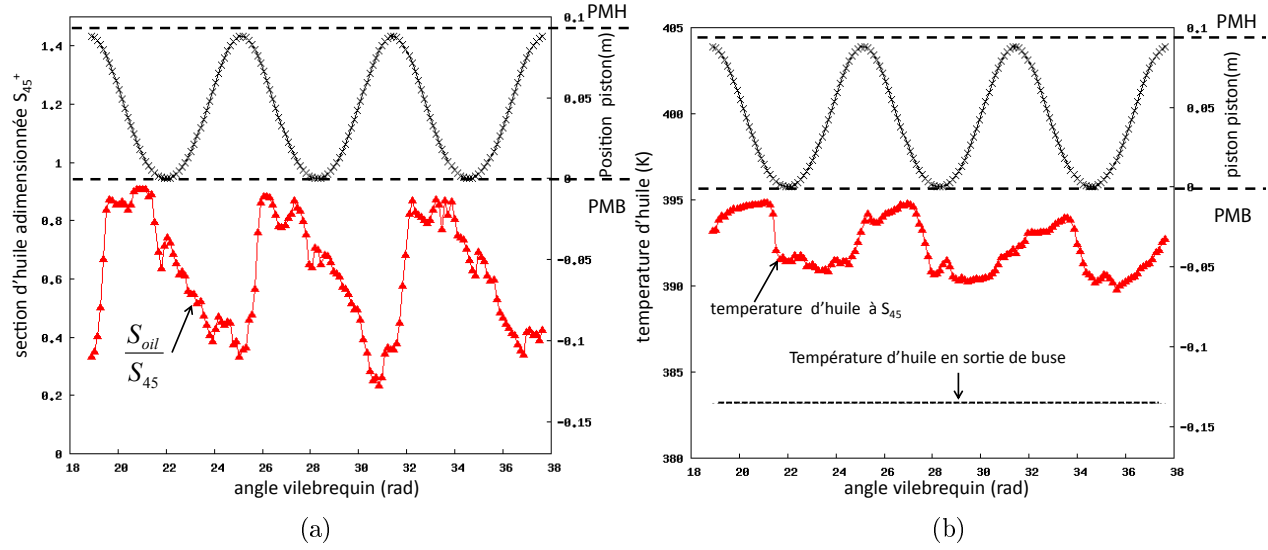


FIGURE 7.6: Evolution de la section d'huile 7.6a et de la température d'huile 7.6b à S_{45} pour 3 tours moteurs

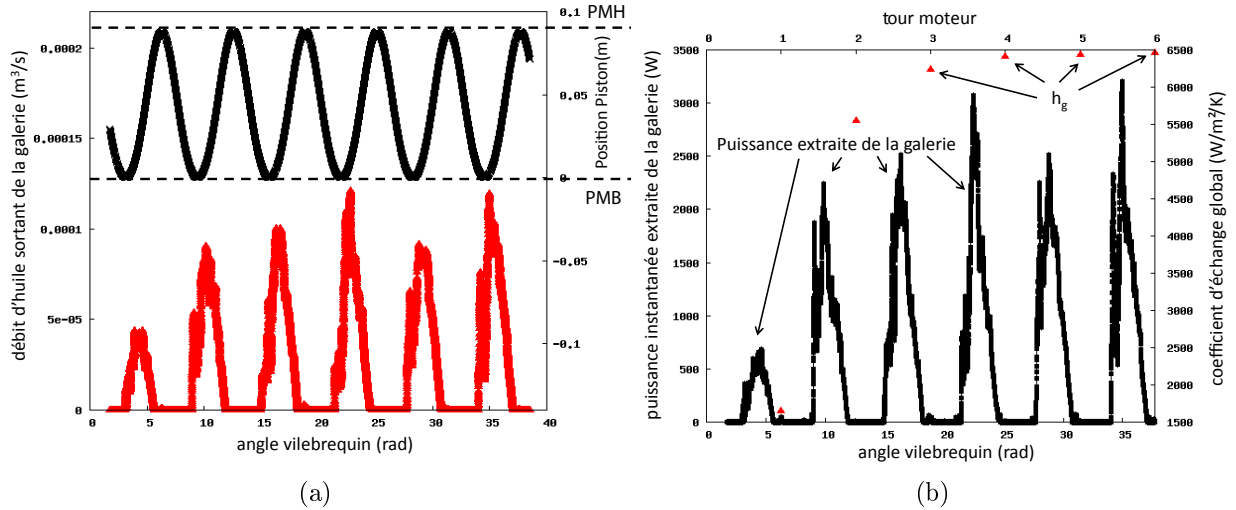


FIGURE 7.7: Débit d'huile sortant de la galerie 7.7a et évolution du transfert de chaleur 7.7b pour 6 tours moteurs

tour moteur (le régime établi pour le volume d'huile dans la galerie l'était à partir du troisième tour). Le coefficient d'échange global correspondant est de l'ordre de $6500 \text{ W/m}^2/\text{K}$.

La figure 7.8 propose une comparaison des transferts de chaleur globaux calculés numériquement aux transferts de chaleur obtenus en utilisant la corrélation de French modifiée présentée au chapitre 2.

A titre de rappel, le coefficient d'échange obtenu en utilisant la corrélation de French s'écrit :

$$h_g = \frac{Nu \cdot \lambda_H}{a_m} \quad (7.4)$$

avec

$$Nu = Re^{0.54} Pr^{0.33} \left(\frac{\mu_H}{\mu_W} \right)^{0.14} \left(\frac{a_m}{b_m} \right)^{0.33}$$

Nu : Nombre de Nusselt

Re : Nombre de Reynolds $[\rho(2b_m/t_p)a_m/\mu_H]$; propriétés de l'huile calculées à T_{H_i}

μ_H : Viscosité dynamique du fluide à la température T_H

μ_W : Viscosité dynamique de l'huile à la paroi

λ_H : Conductivité thermique de l'huile à T_H

a_m : Diamètre hydraulique de la galerie

b_m : Hauteur de la galerie

Au regard de la figure 7.8, il apparaît que le coefficient d'échange prédit numériquement est plus de deux fois supérieur à celui calculé à partir de la corrélation 7.4. Le choix de la configuration de la galerie retenue dans le cas de cette étude pourrait expliquer cette différence. En effet, le quart d'une galerie circulaire a été considérée ici avec des conditions de vitesse d'entrée correspondant au cas d'une galerie complète. Le taux de renouvellement de l'huile est donc beaucoup

plus important dans notre configuration que dans le cas d'une galerie complète. D'autre part, si nous observons la description du mouvement de l'huile dans la galerie présentée Fig. 7.3, nous constatons que la convection forcée due à l'injection d'huile domine les effets convectifs liés à "l'effet shaker ". Le cycle correspondant à l'impact de l'huile sur

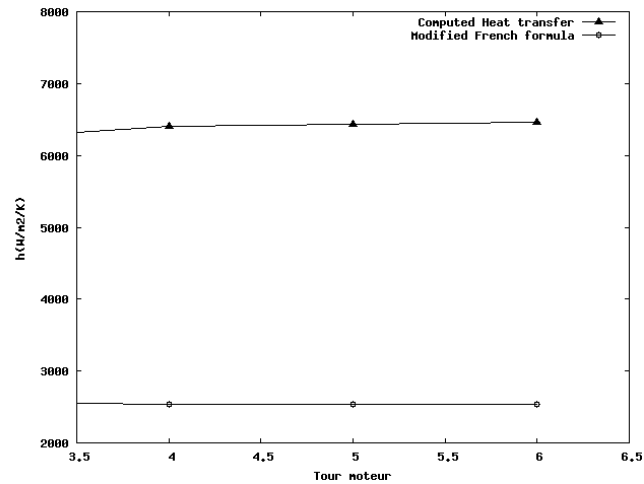


FIGURE 7.8: Coefficient d'échange de chaleur : tour moteurs 4 à 6

la paroi supérieure et inférieure de la galerie ne se produit en effet qu'une fois avant que l'huile provenant de la buse d'injection ne vienne se mélanger à l'huile déjà présente dans la galerie.

Chapitre 8

Refroidissement d'un piston automobile

Après avoir approché l'effet shaker dans le cadre d'une géométrie simplifiée, il s'agira pour nous au cours de ce chapitre de simuler le refroidissement par effet shaker d'un piston automobile soumis à des conditions d'utilisation à pleine charge. Le piston de référence que nous allons considérer est présenté figure 8.1. Il s'agit du piston utilisé dans le moteur PSA DV6 TED4 développant la puissance de 110 ch (din) au régime de 4000 tr/min. L'étude sera réalisée dans le repère mobile attaché au piston.

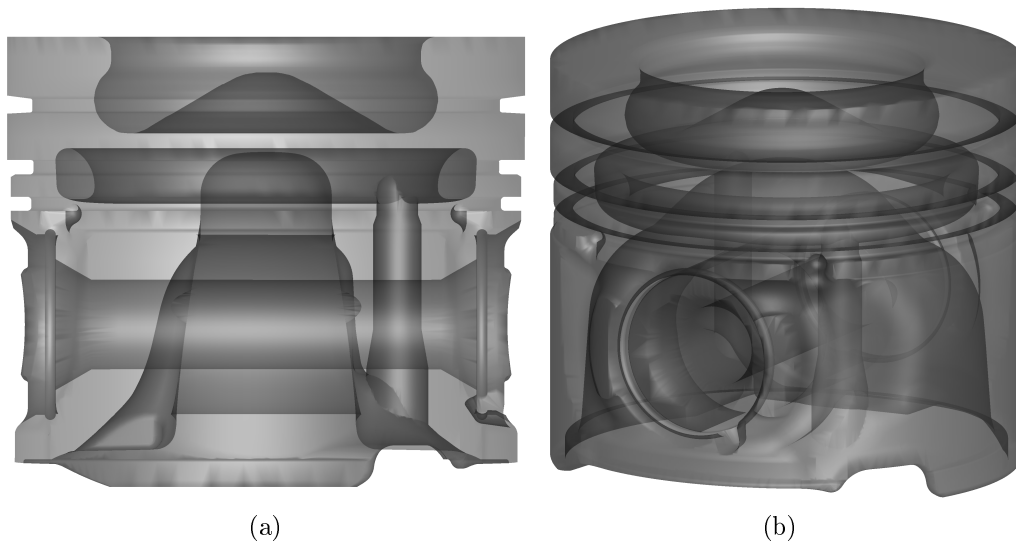


FIGURE 8.1: Piston avec galerie de refroidissement, moteur PSA DV6 TED4 110 ch din

8.1 Description du cas traité

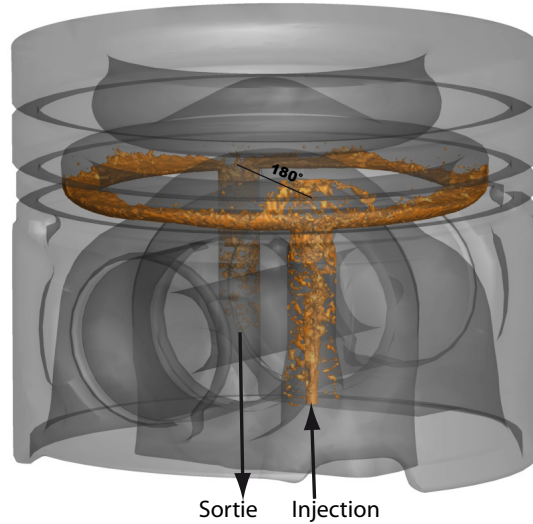


FIGURE 8.2: Injection d'huile dans la galerie de refroidissement d'un piston, moteur PSA DV6 TED4

Nous allons nous intéresser ici à un piston automobile dont le mouvement est régi par les caractéristiques moteur suivantes :

- régime moteur : $W_p = 4000$ tr/min
- course du piston : $C_p = 88.30$ mm
- rayon du maneton : $r_m = 44.15$ mm
- longueur de la bielle : $L_b = 136.8$ mm

La galerie de refroidissement parcourant la tête du piston présente une entrée et une sortie séparées par un angle de 180° . Elle est alimentée par un injecteur d'huile situé en position coaxiale par rapport à la section d'entrée de la galerie. Le diamètre de la buse d'injection est de 2.1 mm et la vitesse du jet d'huile à la sortie de la buse est de l'ordre de 10.59 m/s.

La vitesse instantanée du piston correspondant à un régime moteur de 4000 tr/min est tracée sur la figure 8.3. Pour les caractéristiques moteur considérées, des vitesses instantanées proches de 30 m/s sont atteintes. Pour des angles spécifiques du vilebrequin θ_v appartenant à l'intervalle $[3.97 : 5.81][2\pi]$ radians, on pourra noter que la vitesse du piston est supérieure à celle du jet d'injection. Ainsi, dans cet intervalle, l'huile ne pourra pénétrer dans la galerie de refroidissement.

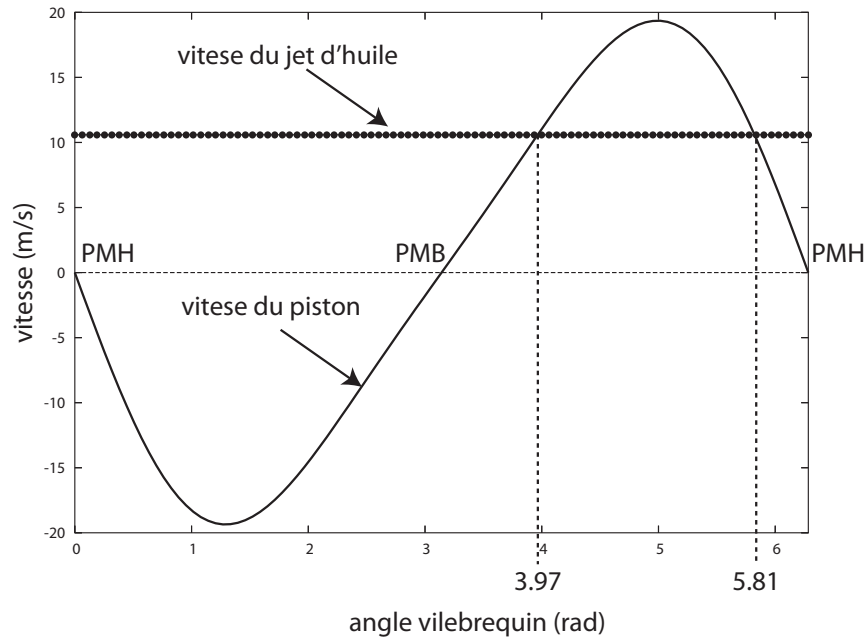


FIGURE 8.3: Vitesse instantanée du piston dans le cylindre pour un régime moteur de 4000 tr/min

Le déplacement relatif du piston et du jet d'huile par rapport à la sortie de la buse d'injection, pour des angles de rotation vilebrequin $\theta_v \in [\pi : 5\pi]$, est tracé Fig. 8.4. A partir du Point Mort Bas et pour des valeurs de θ_v inférieures à 3.97 radians, la vitesse du jet est supérieure à celle du piston. Le déplacement du jet d'huile se réduit donc à celui du piston. Pour des valeurs de θ_v supérieures à 3.97 radians, la vitesse du piston devient supérieure à celle du jet d'huile (cf Fig. 8.3). Le jet n'est donc plus en contact avec le piston, et son déplacement est lié à sa vitesse d'injection. Au vu de la figure 8.3, la vitesse du piston demeure supérieure à celle du piston jusqu'à $\theta_v = 5.81$ radians. Toutefois, compte-tenu de la différence de vitesse entre le piston et le jet d'huile dans l'intervalle $[3.97 : 5.81]$ radians, le déplacement du piston a été plus important et le jet ne vient impacter le piston qu'à $\theta_v = 6.78$ radians, quand le piston est déjà en phase de descente (Tour 2). La vitesse du piston étant alors inférieure à celle du jet, celui-ci restera en contact avec le piston jusqu'à ce que la vitesse du piston redevienne à nouveau supérieure à celle du jet.

Si l'on suppose un taux de captage de l'huile de 100 %, et compte-tenu de la position coaxiale de l'injecteur d'huile par rapport à l'entrée de la galerie, le débit d'huile entrant dans la galerie devrait être égal à celui sortant de l'injecteur, soit un débit de 2.2 l/min.

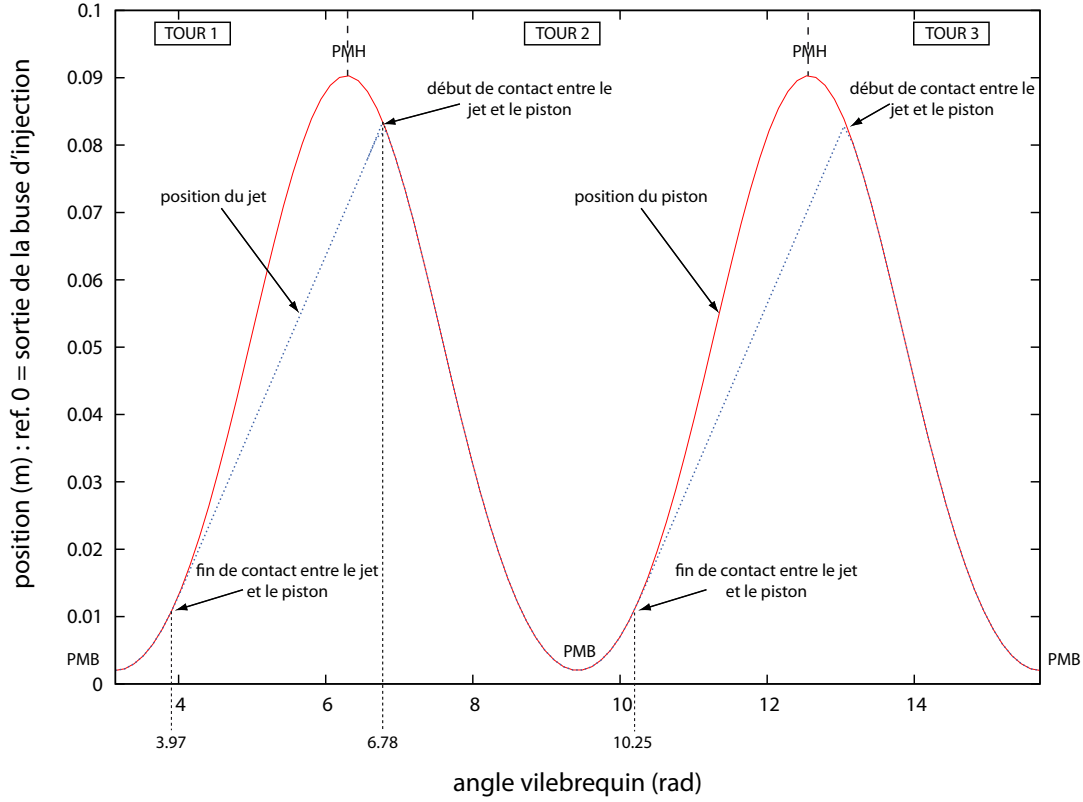


FIGURE 8.4: Déplacement du piston et du jet d'huile : régime moteur = 4000 tr/min ; $V_{injection} = 10.59$ m/s

Sur un tour moteur complet, le jet d'huile est en contact avec le piston pour des angles de rotation de vilebrequin $\theta_v \in [3.97 : 6.78][2\pi]$, soit 199° vilebrequin. Le débit moyen d'huile entrant dans la galerie sur une révolution complète du vilebrequin s'écrit en tenant compte de la vitesse relative de l'huile par rapport à celle du piston :

$$\begin{aligned}
 Qv_{huile} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (V_{injection} - V_p) d\pi \cdot S \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{3.97}^{6.78} (V_{injection} - V_p) d\pi \cdot S
 \end{aligned} \tag{8.1}$$

$V_{injection}$ étant la vitesse du jet en sortie de buse, et V_p la vitesse instantanée du piston dépendant de θ_v . S est la section de l'injecteur.

Après intégration, la relation 8.1 aboutit à un débit de 2.2 l/min. On retrouve donc bien le résultat attendu. Des études expérimentales réalisées en statique ont montré que le taux de captage moyen sur la course du piston était de l'ordre de 80 %. Le

débit réel entrant dans la galerie serait donc égal à $80\% \cdot 2.2 = 1.76$ l/min. De manière à prendre en compte ce taux de captage moyen, nous considérerons dans la suite de notre étude numérique un injecteur dont la section est égale à 80 % de la section réelle de l'injecteur. Le diamètre de l'injecteur réel étant de 2.1 mm, le diamètre de l'injecteur modélisé dans la suite de notre étude sera de 1.88 mm.

8.2 Mise en oeuvre numérique

8.2.1 Paramètres numériques

Le domaine de simulation sera discrétisé au moyen d'un maillage cartésien présentant une résolution de 16820000 points ($290 \cdot 200 \cdot 290$). Les pas d'espace selon les trois directions de l'espace sont tels que $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z \approx 2.710^{-4}$ m.

Pour les conditions limites en vitesse, nous reprenons ici la même démarche que celle utilisée lors de la simulation de la configuration simplifiée présentée au chapitre 7. Des conditions de Neumann sont imposées aux extrémités de la galerie de manière à laisser l'huile rentrer et sortir librement. Lors des phases d'injection, ces conditions de Neumann sont écrasées par des conditions de Dirichlet sur une zone égale à la section de la buse d'injection. Nous nous plaçons dans le repère mobile attaché au piston. La vitesse imposée à la sortie de la buse en phase d'injection devra donc être la vitesse relative de l'huile par rapport au piston. Celle-ci est tracée sur les courbes de la figure 8.5.

Pour un régime moteur de 4000 tr/min, et pour les paramètres moteur considérés ici (rayon du maneton, longueur de la bielle, course du piston), des vitesses relatives de l'ordre de 30 m/s peuvent être atteintes au cours d'une révolution du vilebrequin (cf annexe B), correspondant alors à un nombre de Reynolds de 12500. Le modèle de turbulence WALE sera utilisé ici. Compte tenu de la dimension des pas d'espace du maillage et des remarques effectuées au chapitre 6, la constante du modèle C_w sera prise égale à 0.60.

L'effet de l'action du mouvement du piston sur l'huile sera modélisé par l'ajout d'un terme source $\mathbf{F}$ à l'équation de quantité de mouvement. Celui-ci a déjà été défini au chapitre précédent par la relation 7.3. A titre de rappel, il s'exprime de la manière suivante :

$$\mathbf{F} = \rho \left(r_m W_p^2 \left[\cos(W_p t) + \frac{r_m}{L_b} \cos(2W_p t) \right] \right) \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|}$$

Les essais de fiabilité concernant les pistons se font dans des conditions d'utilisation

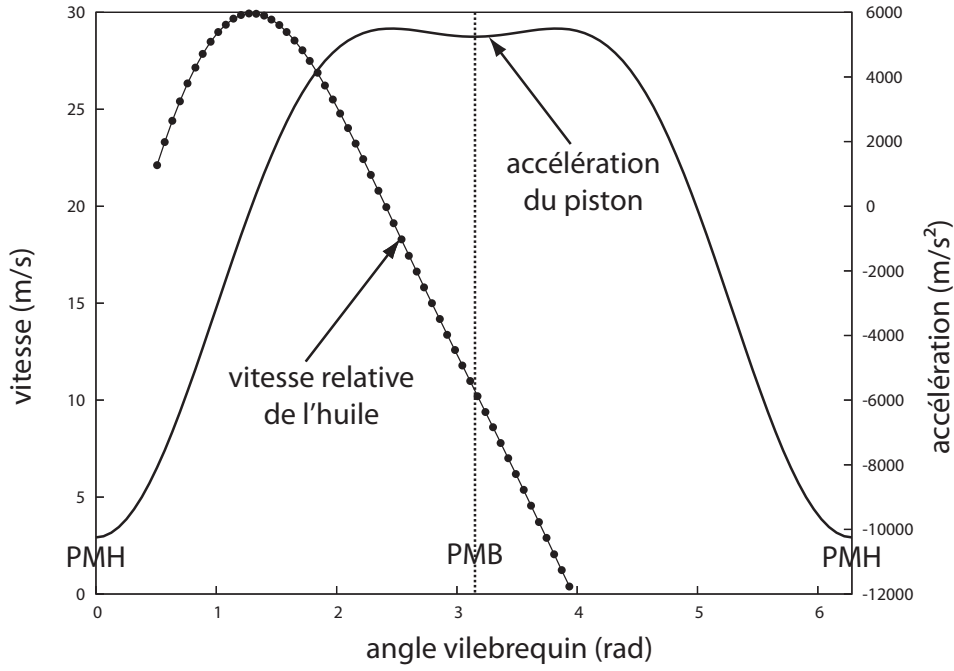


FIGURE 8.5: Accélération du piston et vitesse relative de l'huile, Régime moteur 4000 tr/min

à pleine charge et pour une température d'injection d'huile de 423.15 K (150°C). Nous nous intéressons dans cette étude uniquement à l'échange de chaleur convectif dans la galerie de refroidissement entre l'huile et le piston. Des conditions adiabatiques sont donc imposées sur les limites du domaines de simulation, à l'exception de la section de la buse d'injection, où une température de 423.15 K est fixée.

Pour rendre compte la chaleur fournie par les gaz de combustion au piston, un flux de chaleur sera imposé sur la tête du piston. Celui-ci provient de calculs de combustion réalisés au préalable par les équipes de recherche et développement du groupe PSA. Il s'agit du flux de chaleur moyen reçu par le piston au cours d'un cycle moteur. La distribution du flux de chaleur considérée ici est illustrée sur la figure 8.6. Pour, le modéliser, un terme source SE est ajouté à l'équation de l'énergie :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{T} \right) = \nabla \cdot ((\lambda + \lambda_t) \nabla \bar{T}) + SE \quad (8.2)$$

SE est un terme volumique. La valeur du flux surfacique projeté sur le maillage cartésien devra donc être divisée par une dimension du maillage.

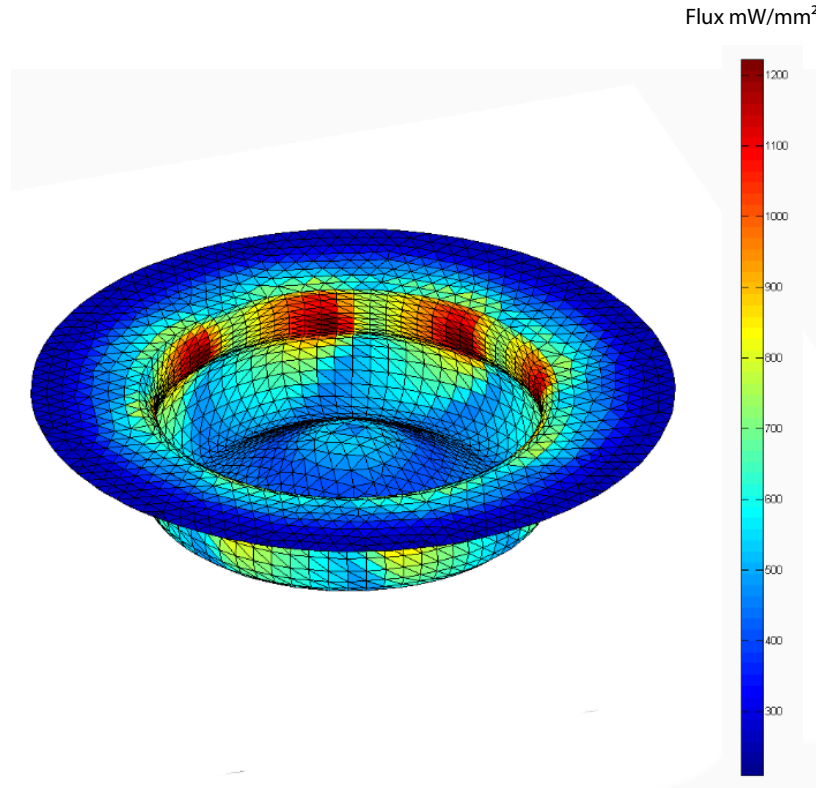


FIGURE 8.6: Flux de chaleur moyen fourni par les gaz issus de la combustion à la tête du piston

Le temps nécessaire à l'établissement d'une distribution de température quasi stationnaire dans le piston est de l'ordre de 20 secondes. A un régime moteur de 4000 tr/min, cela reviendrait à simuler plus de 1300 révolutions du vilebrequin. Des études préliminaires ont montré que la simulation de 2 tours moteur nécessitait 24 heures de calcul sur 512 processeurs. Compte tenu des temps de calcul, la simulation des 1300 révolutions n'est pas envisageable. De manière à tendre plus rapidement vers un état permanent, nous allons initialiser le champ de température dans le piston selon des données fournies par PSA, le régime stationnaire établi. La distribution initiale de la température du piston est illustrée sur la figure 8.7. Les températures s'échelonnent d'une valeur de 440 K en bas de la jupe, à des valeurs supérieures à 640 K sur la tête du piston qui est en contact avec les gaz chauds issus de la combustion.

La température de l'huile va évoluer en parcourant la galerie de refroidissement. Ses propriétés physiques telles que sa masse volumique, sa conductivité thermique, sa viscosité dynamique et sa chaleur spécifique varieront en fonction de la température et seront mises à jour à chaque itération. Le tableau 7.1 présenté au chapitre 7 résume

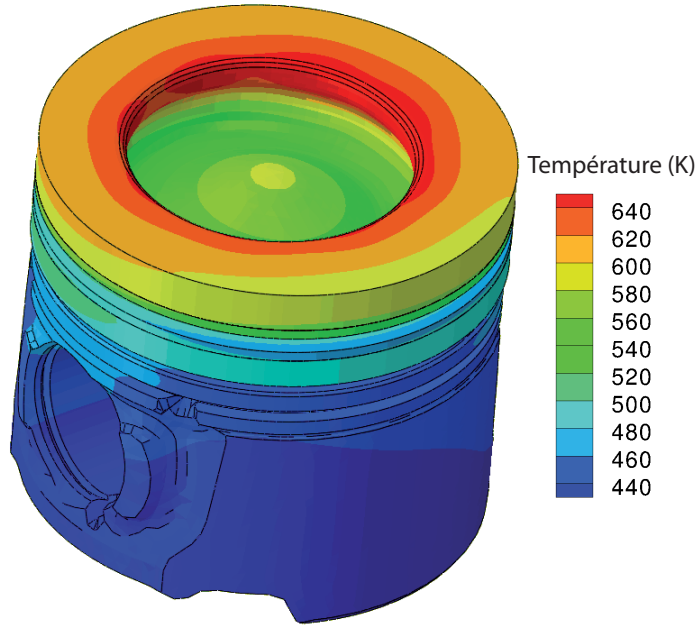


FIGURE 8.7: Distribution initiale du champ de température dans le piston

l'ensemble des propriétés physiques de l'huile. Leurs évolutions en fonction de la température sont présentées en annexe C.

La résolution de l'équation d'advection se fera par la méthode de reconstruction géométrique VOF-PLIC. Un schéma numérique hybride [59] sera utilisé pour la discrétisation des équations de Navier-Stokes et de l'énergie.

8.3 Simulation numérique

10 révolutions du vilebrequin ont été simulées en considérant les caractéristiques moteur suivantes :

- régime moteur : $W_p = 4000$ tr/min
- course du piston : $C_p = 88.30$ mm
- rayon du maneton : $r_m = 44.15$ mm
- longueur de la bielle : $L_b = 136.8$ mm

Le déplacement, la vitesse instantanée ainsi que l'accélération du piston correspondant aux propriétés moteur énoncées précédemment sont détaillées en annexe B. La visualisation de l'écoulement d'huile au cours d'une rotation moteur est illustrée sur la figure 8.8.

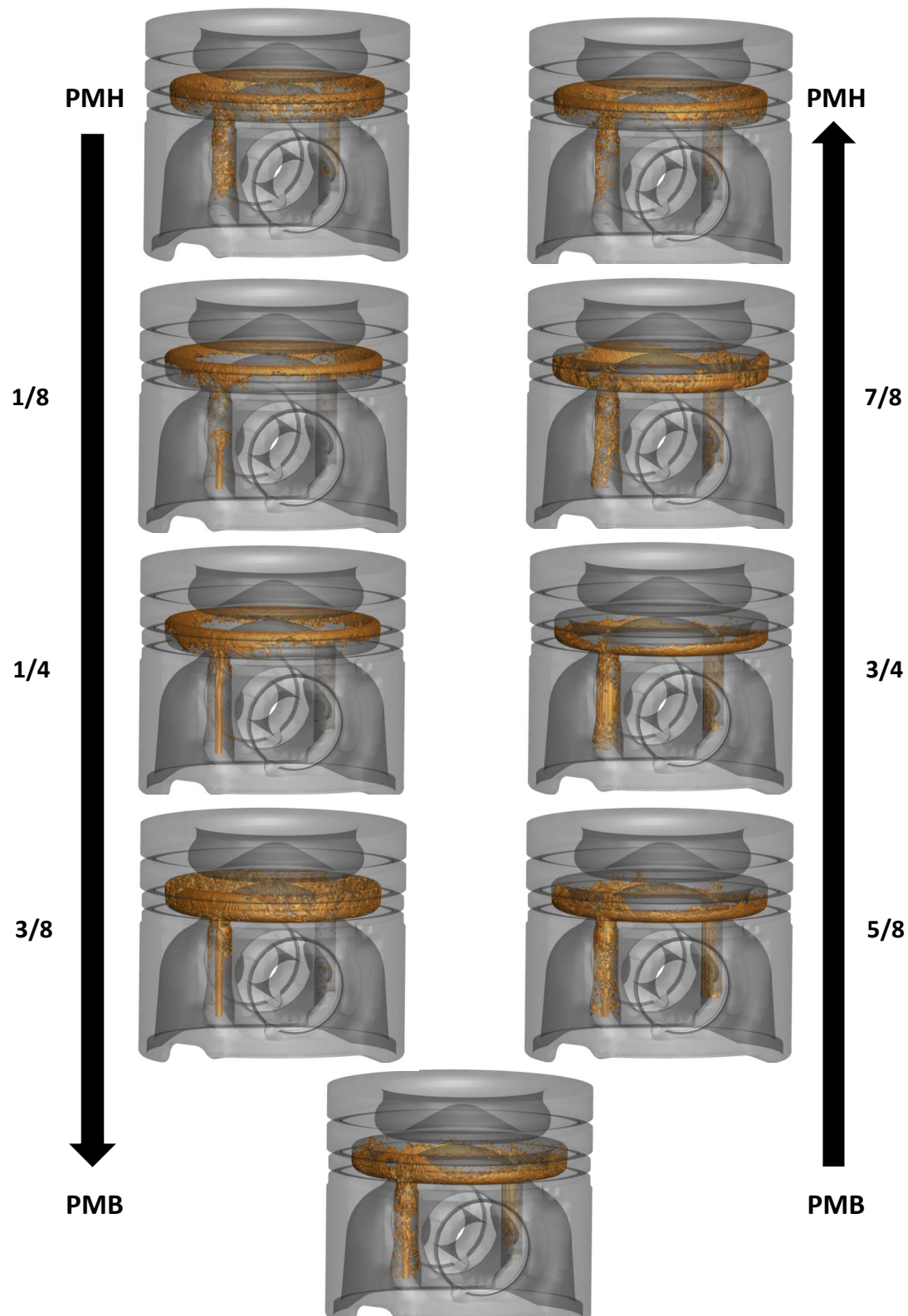


FIGURE 8.8: Evolution de l'huile dans la galerie pour un tour moteur complet : Régime 4000 tr/min

Comme expliqué dans la section précédente, l'alimentation en huile de la galerie se fait pour des angles de rotation du vilebrequin θ_v compris dans l'intervalle $[0.503 : 3.97][2\pi]$ radians. La vitesse d'injection de l'huile par rapport au piston a été présentée Fig. 8.5.

Quand le piston est au PMH, il subit une forte accélération négative. L'huile est alors plaquée contre la paroi supérieure de la galerie. En phase de descente (PMH->PMB), l'accélération du piston devient positive à partir d'un angle de rotation moteur θ_v de l'ordre de 1.25 radians. L'huile se détache alors progressivement de la paroi supérieure pour venir impacter la surface inférieure de la galerie. Parallèlement, la vitesse du piston du piston diminue pour atteindre une valeur nulle au PMB. En phase de remontée (PMB->PMH), l'accélération du piston demeure positive jusqu'à un angle de rotation $\theta_v \approx 5$ radians, ce qui lui permet d'atteindre une vitesse maximale de l'ordre de 30 m/s. L'huile est alors essentiellement présente dans la partie basse de la galerie. Puis, pour des valeurs de $\theta_v > 5$ radians, l'accélération change de signe entraînant une décélération du piston. L'huile est alors projetée vers la partie supérieure de la galerie et la vitesse du piston diminue pour atteindre une valeur nulle au PMH.

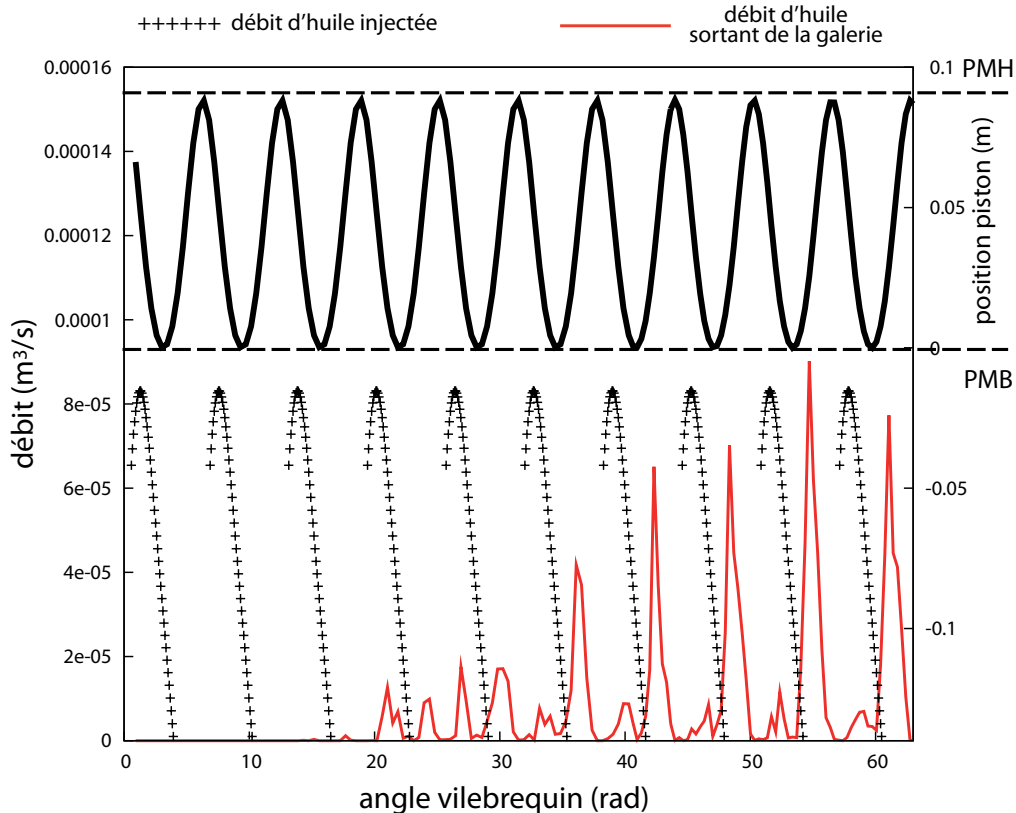


FIGURE 8.9: Débit d'huile entrant et sortant de la galerie

Les évolutions du débit d'huile instantané entrant et sortant de la galerie sont tracées sur la figure 8.9. Le débit d'huile maximal entrant dans la galerie est de l'ordre de $8.3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$. Il est corrélé à la vitesse maximale du piston (en valeur absolue) lors de sa phase de descente, vitesse atteinte pour un angle de rotation vilebrequin de l'ordre de $1.25 [2\pi]$ radians (cf annexe B).

Il faut attendre 20 radians, soit l'équivalent de 3 révolutions du vilebrequin, pour que l'huile injectée dans la galerie commence à y ressortir. Pour chaque révolution (à l'exception des trois premières), le débit maximal d'huile sortant est atteint un peu plus d'un radian après le PMB et coïncide au point d'accélération positive maximale subie par le piston lors de sa phase de remontée.

L'évolution du volume d'huile V^+ (volume d'huile adimensionné par rapport au volume total de la galerie) est tracée sur la figure 8.10. La quantité d'huile présente dans la galerie commence à se stabiliser à partir de $\theta_v \approx 40$ radians, soit à partir du tour moteur 7. Ce résultat semble cohérent au regard de l'évolution du débit d'huile sortant de la galerie présentée Fig. 8.9.

Pour chaque révolution du vilebrequin, le volume d'huile maximal présent dans la galerie est atteint environ 0.60 radians avant le PMB et la quantité minimale est observée environ 2 radians après le PMB. Le taux de remplissage moyen de la galerie à partir du tour moteur 7 est de l'ordre de 30%.

La surface de la galerie de refroidissement impactée par l'huile au cours de 10 révolutions du vilebrequin est tracée sur la figure 8.11. Comme nous l'avons observé sur la figure 8.9, S^+ tend à se stabiliser aux alentours de 40 radians. Il faudrait donc attendre près de 7 tour moteurs pour qu'un régime quasi-permanent soit atteint, d'un point vue hydrodynamique. La surface maximum de la galerie impactée par l'huile est atteinte entre 0.70 et 0.80 radians avant le PMB et coïncide à peu de chose près à l'angle de rotation moteur pour lequel le remplissage de la galerie est maximal. La surface de contact minimale est observée 0.50 radians avant le PMH, et correspond à environ 25 % de la surface totale de la galerie.

La surface moyenne impactée sur un tour moteur complet est de l'ordre de 30 % de la surface totale, après le 7^{me} tour.

La figure 8.12 illustre la PDF des gouttes d'huile dans la galerie de refroidissement pour deux positions du piston au cours du cycle moteur. Pour ces deux positions, 3/8 de tour de vilebrequin et PMH, on a en effet pu constater à la figure 8.8 que l'écoulement d'huile était fortement fragmenté, la fragmentation étant sensiblement plus élevée quand le piston est au PMH. Comme on aurait pu s'y attendre compte-tenu de

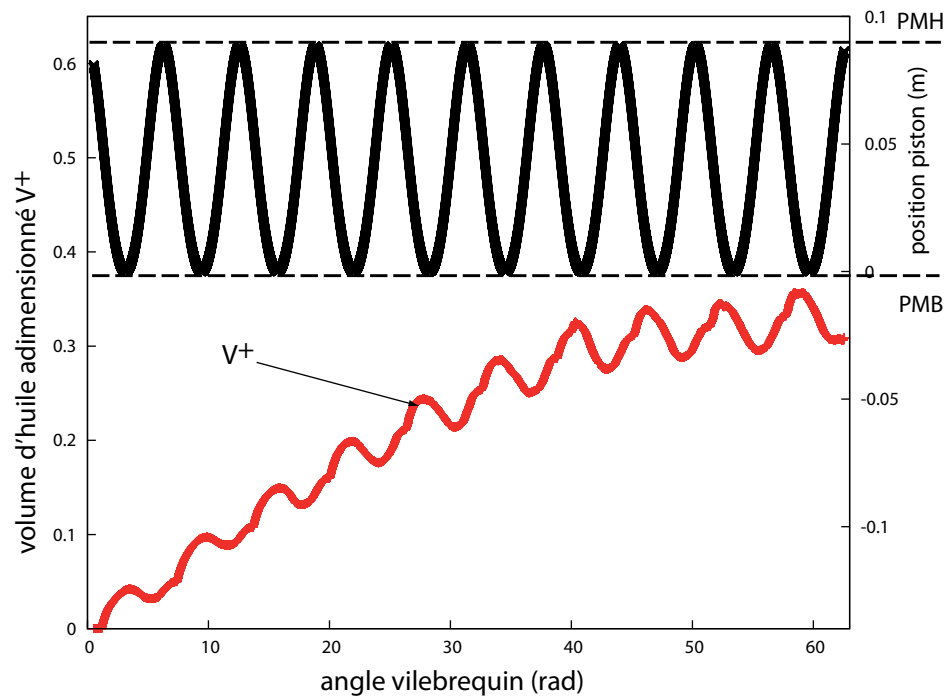


FIGURE 8.10: Evolution du volume d'huile dans la galerie pour 10 tours moteurs

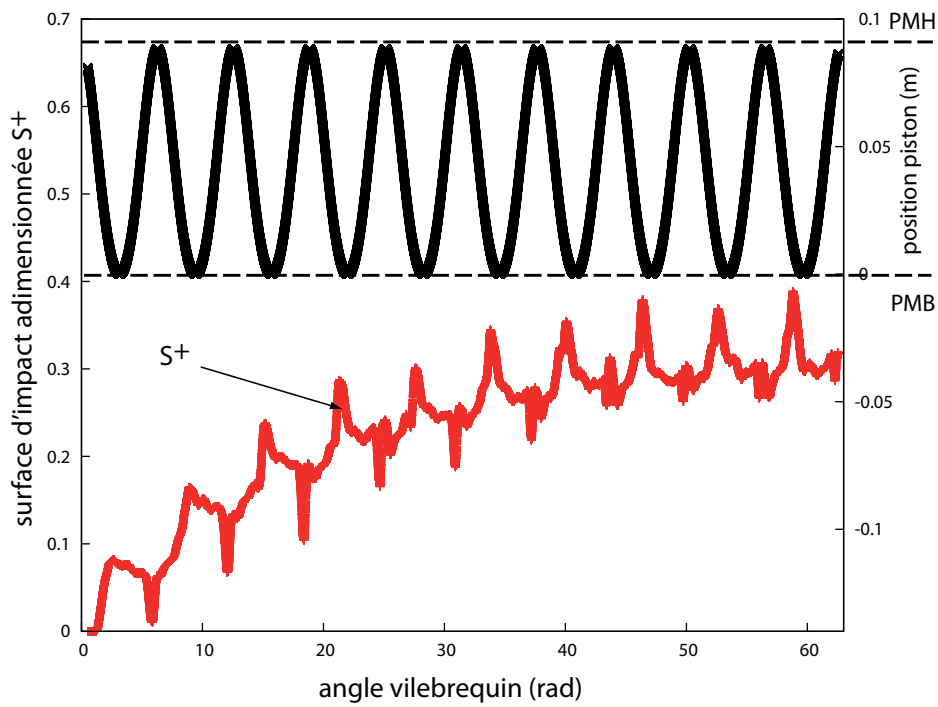


FIGURE 8.11: Evolution de la surface de la galerie impactée par l'huile pour 10 tours moteur

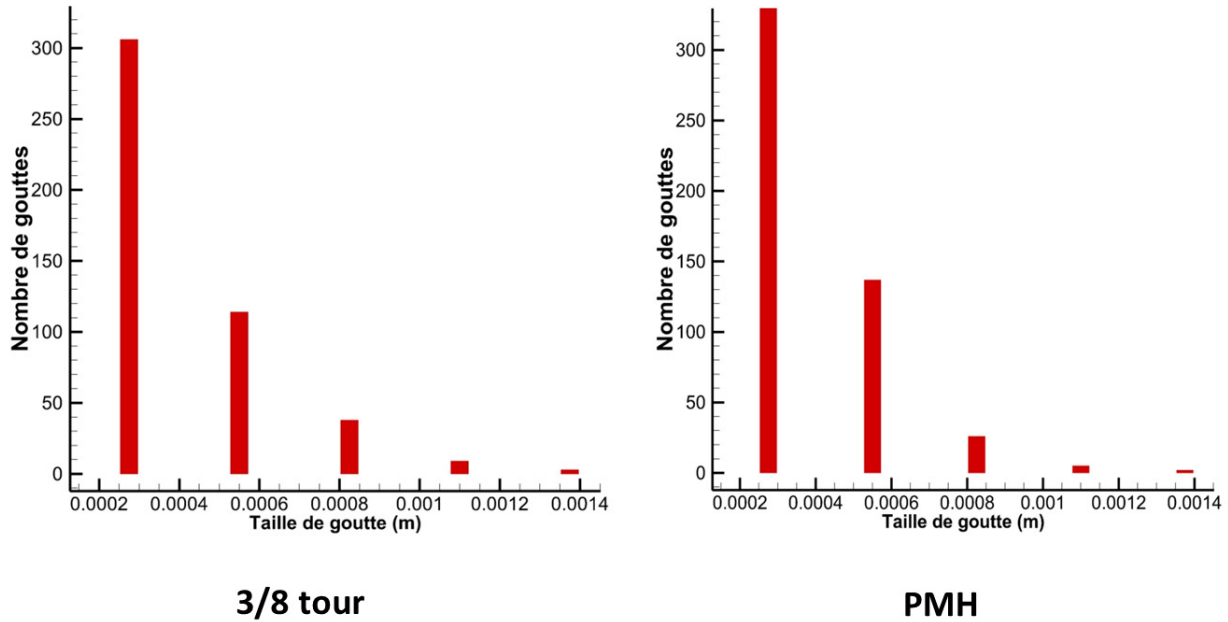


FIGURE 8.12: PDF (Probability Density Function) des gouttes d'huile pour deux positions du piston : 3/8 de tour vilebrequin et PMH

l'utilisation de la méthode de suivi d'interface VOF-PLIC utilisée dans cette étude, la dimension des plus petites gouttes est limitée à la taille des éléments du maillage de l'ordre de $2.7 \cdot 10^{-4}$ m. Pour les deux positions considérées, on dénombre un peu plus de 300 gouttes présentant cette dimension. Les gouttes les plus grosses (nombre inférieur à la dizaine) sont quant à elles définies sur environ 5 mailles.

L'évolution de la température de l'huile au cours des tours moteurs 8 à 10, moyennée spatialement sur une section droite de la galerie de refroidissement, est présentée sur la figure 8.13. Comme illustré sur la figure 8.13a, les sections S_{45} , S_{90} et S_{135} correspondent aux sections de la galerie de refroidissement appartenant à un plan formant respectivement un angle de 45° , 90° et 135° avec le plan médian passant par la zone d'injection et la zone d'évacuation de la galerie.

La température de l'huile en sortie de la buse d'injection est de l'ordre de 423 K. Au niveau de la section S_{45} , une élévation de la température de plus de 20 K est observée. Cette augmentation de la température d'huile est d'autant plus importante que l'on s'éloigne de la zone d'injection. Une élévation d'environ 30 K est constatée à S_{90} et atteint plus de 50 K à la section S_{135} .

Après 20 tours moteurs, on a pu constater que les températures d'huile dans la galerie de refroidissement n'avait toujours pas atteint un régime établi. Les tempé-

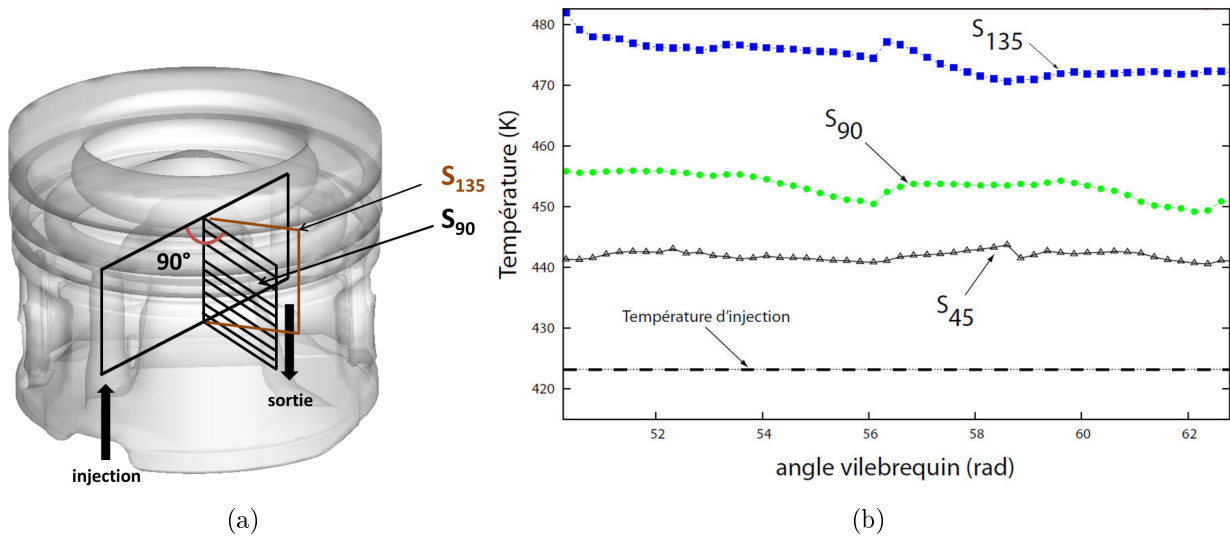
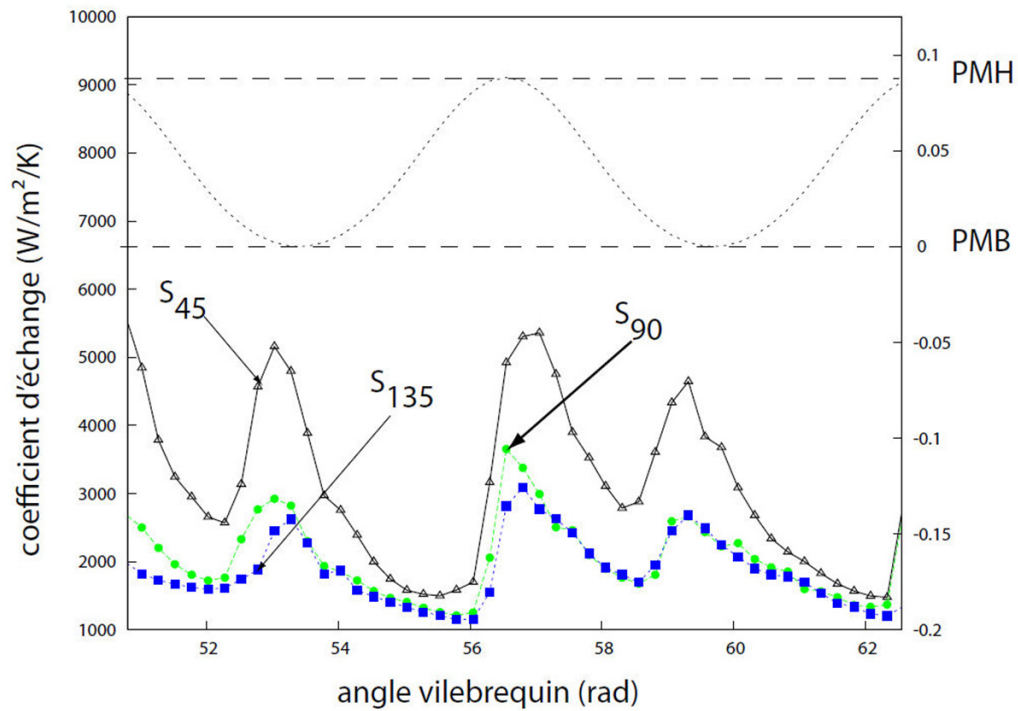
FIGURE 8.13: Température d'huile au passage des sections S_{45} , S_{90} et S_{135} 

FIGURE 8.14: Coefficients d'échange locaux entre l'huile et la galerie de refroidissement

ratures relevées aux différentes sections continuaient en effet de décroître au fil des révolutions moteur. Compte-tenu de la durée des calculs (>1 mois pour 21 tours moteur sur 512 processeurs), nous n'avons pas pu atteindre d'un point de vue thermique le régime quasi-permanent avant la fin du projet. Toutefois, de manière à avoir une

idée générale des échanges thermiques, nous nous sommes intéressés à l'évolution des coefficients d'échange locaux entre l'huile et la galerie au cours des tours moteur 8 et 10.

L'évolution des coefficients d'échange thermique moyennés sur le périmètre de la section droite de la galerie est tracée sur la figure 8.14. Comme on pouvait s'y attendre au regard des courbes de températures présentées sur la figure 8.13, plus on s'éloigne de la zone d'injection et plus la décroissance du coefficient d'échange entre l'huile et la galerie est importante. En comparant les pics de coefficient d'échange, un facteur 2 existe entre les données calculées à S_{45} et S_{135} .

Pour les 3 sections considérés, on pourra aussi remarquer que les coefficients d'échange sont plus élevés quand le piston se situe aux alentours du PMH et du PMB. Ceci n'est pas surprenant au regard de l'évolution de l'huile au cours du cycle moteur. En effet, si nous regardons la images de la figure 8.8, nous pourrions constater que le PMH correspond à l'instant où la plus grande partie de l'huile présente dans la galerie est plaquée sur la partie supérieure de celle-ci. Inversement, le PMB correspond au moment où l'huile est essentiellement plaquée sur la surface inférieure de la galerie.

Conclusion

Les nouvelles normes environnementales en matière d'émissions de gaz polluants, et notamment de rejets de dioxyde de carbone, ont poussé les constructeurs automobiles à appliquer ces dernières années une politique de downsizing. Cette pratique consiste en une réduction de la cylindrée des moteurs tout en maintenant un bon niveau de performances. Il s'en suit des puissances spécifiques moteur importantes, l'objectif cible étant l'atteinte de puissances de l'ordre de 100 kW/l (136ch/l). La conséquence directe de cette augmentation de la puissance spécifique est l'obtention de températures élevées au niveau du piston, posant alors le problème de sa tenue thermomécanique. Le refroidissement du piston est donc devenu un acteur important de la fiabilité des moteurs modernes.

Compte-tenu des importants transferts de chaleur qu'il induit, le procédé de refroidissement par jets d'huile est utilisé par la plupart des constructeurs automobiles. Un jet d'huile issu d'une buse d'injection vient impacter le piston au cours du cycle moteur. La vitesse d'injection de l'huile est de l'ordre de 11m/s, mais en considérant le mouvement du piston dans le cylindre au cours d'une rotation moteur, la vitesse relative de l'huile par rapport au piston peut atteindre 30 m/s, entraînant des nombres de Reynolds supérieurs à 10000. L'écoulement sous le piston peut être alors décrit par un écoulement instationnaire, diphasique incompressible (air/huile) et turbulent.

L'optimisation du refroidissement nécessitant une bonne compréhension des phénomènes physiques concernés, nous nous sommes proposés dans cette thèse de le modéliser. Une approche déterministe a été adoptée pour tenir du compte du caractère diphasique de l'écoulement. Cette démarche se voit justifiée par la volonté de décrire précisément la position de l'interface, qui peut présenter d'importantes déformations au cours du cycle moteur. L'écoulement diphasique (air/huile) a donc été modélisé par le modèle dit à 1-Fluide diphasique. Celui-ci a été couplé à l'équation de l'énergie pour rendre compte des transferts de chaleur entre l'écoulement et le piston. Compte-tenu du caractère instationnaire du refroidissement du piston, la simulation des grandes

échelles LES (Large Eddy Simulation) a été utilisée pour modéliser le caractère turbulent de l'écoulement. En plus des modèles existants dans Thétis, les modèles WALE et SIGMA, adaptés aux écoulements en proche paroi, ont été implémentés dans le code de calcul et validés sur des cas simples.

Le domaine de simulation est discrétisé au moyen d'un maillage cartésien homogène. Les obstacles sont modélisés par une méthode de pénalisation volumique. Une attention particulière a dû être portée à la définition des propriétés physiques au voisinage de l'obstacle afin d'assurer correctement les échanges thermiques à l'interface fluide structure.

Une manipulation expérimentale a été conçue pour la validation du modèle et sa paramétrisation. Elle a été nécessaire dans la mesure où nous n'avons pas trouvé dans la littérature de cas de jets liquides cylindriques impactant une surface concave avec transferts de chaleur. Il s'est alors agit pour nous de concevoir un dispositif expérimental mettant en jeu un jet liquide cylindrique venant impacter une cible semi-hémisphérique en aluminium, chauffée par effet joule par une résistance thermique. Cette investigation expérimentale nous a fourni une base de données à laquelle nous avons confronté nos résultats numériques. Différents modèles de turbulence LES ont été évalués :

- le modèle d'échelles mixtes
- le modèle d'échelles mixtes couplé à une fonction de sélection
- le modèle WALE

Le modèle d'échelle mixte, trop dissipatif au voisinage de la paroi de la cible, a entraîné une surestimation du refroidissement. Son couplage à une fonction de sélection basée sur un indicateur de la vorticité locale, a eu l'effet inverse et a conduit à une surévaluation de la température de la paroi. Le modèle WALE [24], adapté à la simulation des écoulements pariétaux, a été le plus convaincant et a permis de se rapprocher le plus des résultats expérimentaux. Nous avons toutefois noté une dépendance de la constante du modèle WALE C_w à la résolution du maillage. La constante C_w a dû être ajust    des valeurs comprises dans l'intervalle [0.5 : 0.6]. Les valeurs de température de paroi calcul    numériquement dans ces cas sont tr    proches des mesures expérimentales, l'écart relatif observ    étant de l'ordre de 8%.

L'un des enjeux de la th    était d'utiliser et de valider les mod   les et m   thodes num   riques existants concernant les écoulements diphasiques anisothermes et leur interaction avec des objets de formes complexes. Au travers de cette étape de validation, cet objectif a    t   atteint. Il s'agira alors de publier les r   sultats obtenus exp  rimentalement et num   riquement, de mani   re     les diffuser     la communaut   internationale. Ils pourront ainsi servir de r   f   rence dans le cadre d'un benchmark.

L'effet shaker rencontré dans les galeries de refroidissement des pistons automobiles a d'abord été approché à l'aide d'une géométrie simplifiée. La visualisation de l'écoulement de l'huile au cours du cycle moteur, très coûteuse expérimentalement, est rendue accessible par la simulation numérique. Un coefficient d'échange global a été comparé à des corrélations présentes dans la littérature. Les résultats numériques sont deux à trois fois supérieurs aux résultats attendus. Cette différence pourrait s'expliquer par la géométrie simplifiée adoptée pour la galerie, qui ne représente qu'un quart de la dimension réelle d'une galerie. Les résultats obtenus sont acceptés pour publication dans *Atomization and Sprays* [38]. La géométrie réelle du piston a ensuite été utilisée pour une simulation du refroidissement du piston dans des conditions d'utilisation à pleine charge au régime moteur de 4000 tr/min. 10 révolutions du vilebrequin ont été simulées et ont permis de visualiser l'évolution du mouvement de l'huile dans la galerie de refroidissement. Pour les caractéristiques moteur données, un taux de remplissage moyen de l'ordre de 30% est observé lorsque le régime hydrodynamique quasi-permanent est atteint et environ 32% de la surface de la galerie est impactée par l'huile sur une révolution moteur.

Compte-tenu des coûts de calcul importants, le régime thermique quasi-permanent n'a pas pu être atteint au cours de cette étude. Toutefois, quelques observations quantitatives ont pu être effectuées. En effet, une augmentation importante de la température de l'huile entre l'entrée et la sortie de la galerie a été constatée, entraînant une diminution des maxima locaux de coefficients d'échange d'un facteur supérieur à 2. De manière à limiter cette augmentation de la température, il faudrait accentuer le taux de renouvellement de l'huile dans la galerie en réduisant le parcours moyen effectué par l'huile dans la galerie de refroidissement ainsi que son temps de séjour. L'utilisation d'un piston présentant plusieurs galeries de refroidissement indépendantes les unes des autres pourrait répondre à ces contraintes et se révéler être intéressante.

Nous nous sommes intéressés dans cette thèse à l'échange de chaleur lié à l'effet shaker dans les galeries de refroidissement des pistons automobiles. De manière à faciliter les calculs et à réduire le temps de calcul, nous nous sommes placés dans le repère mobile attaché au piston. L'ajout d'un terme source à l'équation de quantité de mouvement a donc été nécessaire pour la prise en compte de l'action du mouvement du piston sur l'écoulement.

Selon la configuration du moteur et la géométrie du piston, il se peut que le jet d'huile impacte principalement la voûte du piston. Dans ce cas, le mouvement du piston au cours de la révolution du vilebrequin doit être entièrement simulé, impliquant une pro-

jection du piston à chaque itération dans le domaine de simulation. Notre de choix de modélisation, ainsi que la prise en compte des objets par la méthode des domaines fictifs, présentent l'avantage d'être entièrement compatibles à la simulation d'objets mobiles sans avoir à faire appel à des opérations coûteuses de remaillage. Des premiers essais ont été réalisés avec succès en deux dimensions. Il serait donc intéressant de compléter cette thèse par l'étude d'un jet impactant une cible mobile avec transfert de chaleur et comparer les résultats numériques à des mesures expérimentales réalisées chez PSA sur un banc moteur instrumenté.

Annexe A

Dispositif expérimental

Un dispositif expérimental a été conçu dans le but de valider et paramétrer le modèle. Il s'agit d'un jet liquide cylindrique venant impacter une cible semi-hémisphérique chauffée par effet joule par une résistance thermique. Le dispositif est illustré sur la figure A.1.

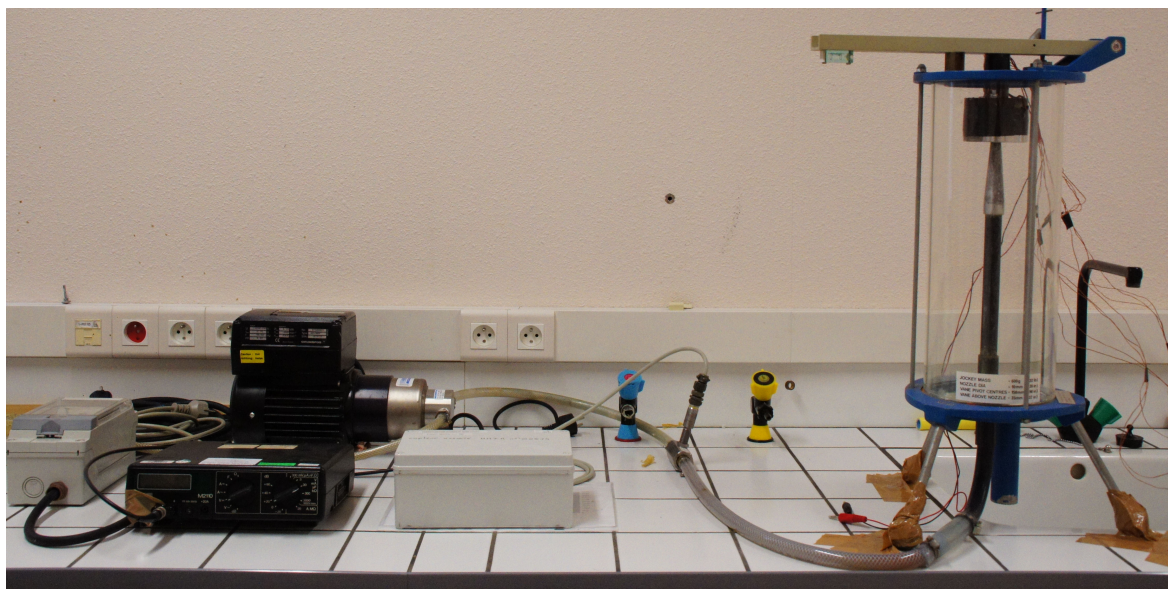


FIGURE A.1: Dispositif expérimental

Le fluide choisi dans le cadre de notre investigation expérimentale est l'eau de ville. Le dispositif est alimenté en eau par une pompe hydraulique à débit variable pouvant délivrer jusqu'à 11.78 l/min. Elle est illustrée sur la figure A.2.



FIGURE A.2: Pompe hydraulique à débit variable

De manière à pouvoir mesurer et contrôler la vitesse du fluide venant impacter la cible semi-hémisphérique, un débitmètre présenté sur la figure A.3 est placé à la sortie de la pompe hydraulique.



FIGURE A.3: Débitmètre

Il s'agit d'un débitmètre à turbine dont le capteur est illustré sur la figure A.4. En passant à travers le capteur, l'eau va entraîner une hélice qui, en tournant devant

une bobine, va produire un signal électrique dont l'amplitude sera proportionnelle au volume de fluide traversant le capteur.

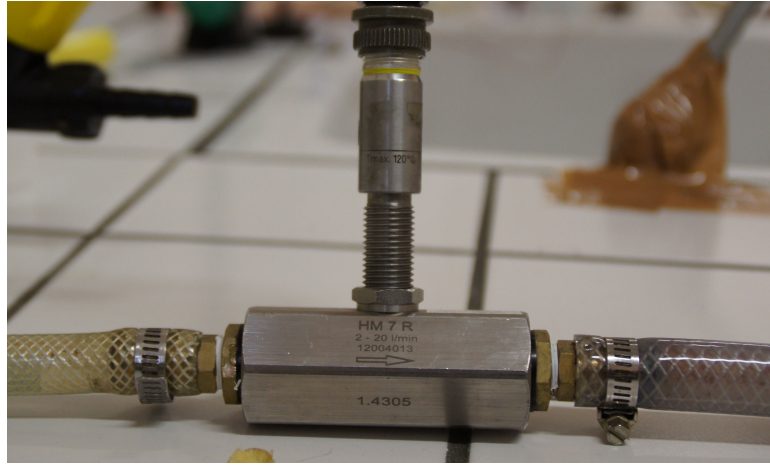


FIGURE A.4: Capteur associé au débitmètre

L'eau fournie par la pompe viendra ensuite impacter la cible semi-hémisphérique au travers d'un tube cylindrique présentant une buse conique dont le diamètre en sortie est de l'ordre de 10 mm.

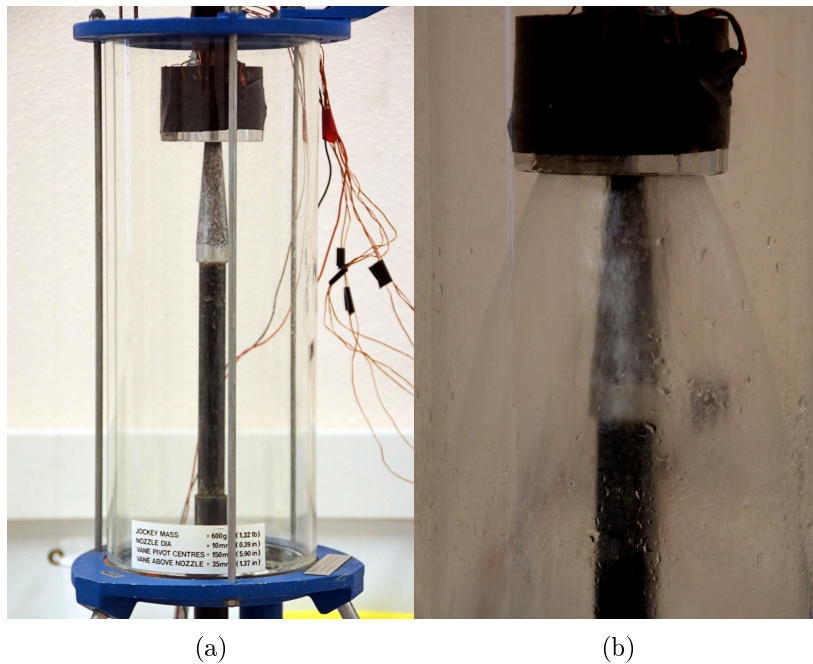


FIGURE A.5: Cible semi-hémisphérique

La mesure de la température de paroi au niveau de la zone de contact entre l'eau et la cible semi-hémisphérique se fait au moyen de thermocouples. Leur répartition est présentée sur la figure A.6.

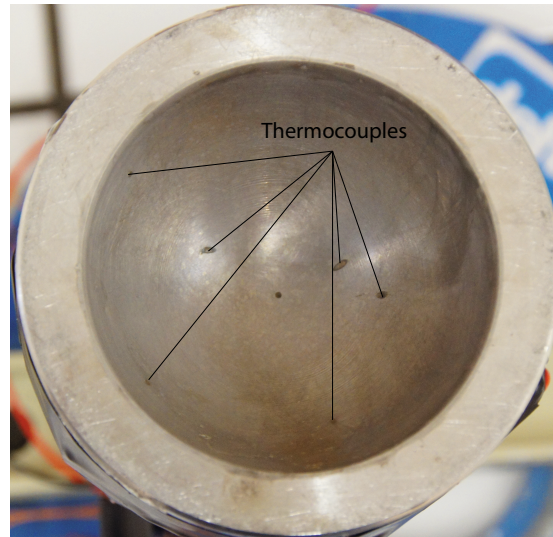


FIGURE A.6: Vue de dessous : répartition des thermocouples sur la surface de la cible

L'étalonnage des thermocouples a été réalisé au moyen d'un bain thermostaté. Après avoir placé le bloc d'aluminium dans une poche étanche, on le plonge dans le bain jusqu'à ce que sa température soit uniforme et constante à une valeur égale à la température du bain. Le bain est régulé en température au moyen du dispositif présenté sur la figure A.7.



FIGURE A.7: Bain thermostaté

Annexe B

Mouvement du piston

Nous allons considérer ici le mouvement d'un piston au cours du cycle moteur. L'attelage mobile peut être représenté par le schéma ci-dessous :

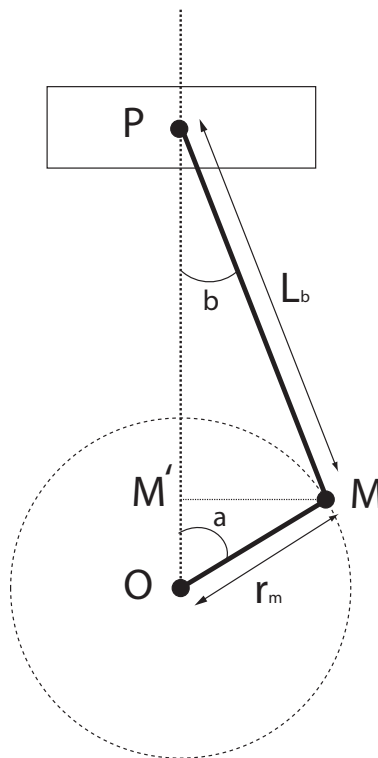


FIGURE B.1: Schématisation de l'attelage mobile

Le point O représente l'axe du vilebrequin, M l'axe du maneton et P l'axe du piston. Le segment OM représente le maneton et PM représente la bielle de longueur L_b . Au cours du cycle moteur, le point M va parcourir un cercle de rayon r_m égal à la longueur du maneton.

Nous allons dans un premier temps déterminer l'évolution de la distance OP au cours de la révolution du vilebrequin. Il s'agira alors d'exprimer OP en fonction de la vitesse de rotation du moteur et de l'angle a ou l'angle b .

Soit M' le projeté de M sur OP, on peut écrire : $OP = OM' + M'P$. Si on se place respectivement dans le triangle rectangle OM'M et le triangle PM'M, il vient $OM' = r_m \cos(a)$ et $M'P = L_b \cos(b)$. On constate par ailleurs que $MM' = L \sin(b) = r_m \sin(a)$. La distance OP s'exprime donc par la relation suivante :

$$OP = r_m \cos(a) + L \left(1 - \frac{r_m^2}{L^2} \sin^2(a)\right)^{1/2} \quad (B.1)$$

De manière à obtenir une formulation analytique intéressante à manipuler, un développement en série de l'expression B.1 est nécessaire. Le rapport r/L est généralement compris entre 0.1 et 0.3 pour la majorité des moteurs. Ainsi, la quantité $r_m^2/L^2 \sin^2(a)$ est petite devant l'unité, ce qui nous permet de ne conserver, dans une bonne approximation, que les deux premiers termes du développement. Il vient donc :

$$\left(1 - \frac{r_m^2}{L^2} \sin^2(a)\right)^{1/2} \approx 1 - r_m^2/(2L^2) \sin^2(a) \quad (B.2)$$

L'expression de OP devient donc :

$$OP = r_m \cos(a) + L_b \left(1 - r_m^2/(2L^2) \sin^2(a)\right) \quad (B.3)$$

Si l'on note maintenant w la vitesse de rotation du vilebrequin et t le temps en seconde, on peut écrire : $a = wt$. Le déplacement du piston au cours du temps peut donc s'écrire :

$$OP = r_m \cos(wt) + L_b \left(1 - \frac{r_m^2}{2L^2} \sin^2(wt)\right) \quad (B.4)$$

En dérivant l'expression B.4 par rapport au temps, on obtient la vitesse du piston :

$$v(t) = \frac{dOP}{dt} = -r_m w \sin(wt) - \frac{r_m^2 w}{2L_b} \sin(2wt) \quad (B.5)$$

et l'accélération du piston s'obtient en dérivant la relation B.5 :

$$a(t) = \frac{dv(t)}{dt} = -r_m w^2 \left(\cos(wt) + \frac{r_m}{L_b} \cos(2wt) \right) \quad (B.6)$$

Pour les caractéristiques moteur suivantes¹ :

- régime moteur : $W_p = 4000$ tr/min
- course du piston : $C_p = 88.30$ mm
- rayon du maneton : $r_m = 44.15$ mm
- longueur de la bielle : $L_b = 136.8$ mm

le déplacement, la vitesse et l'accélération du piston sont tracés sur les graphiques suivants :

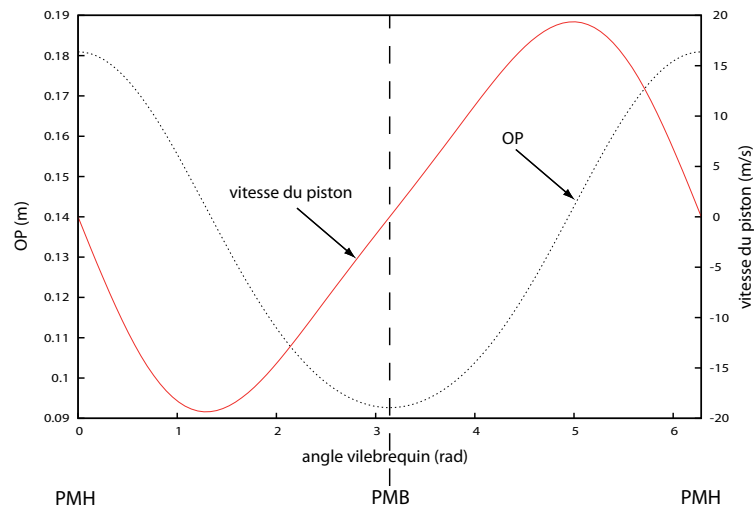


FIGURE B.2: moteur PSA DV6TED4 : régime moteur 4000 tr/min

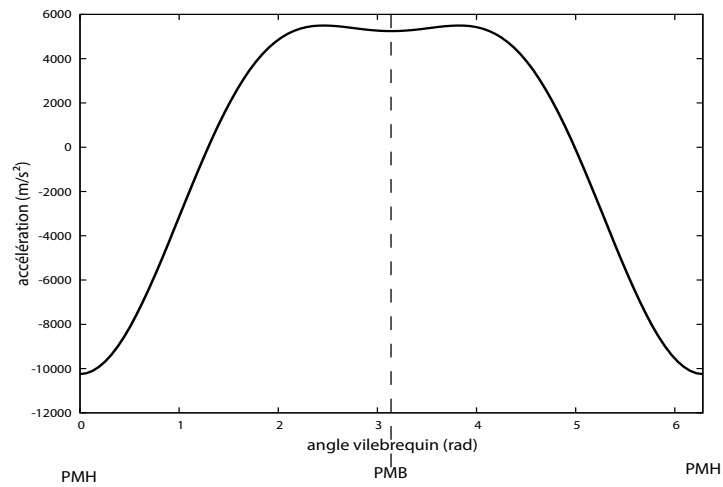


FIGURE B.3: moteur PSA DV6TED4 : régime moteur 4000 tr/min

1. elles correspondent au moteur PSA DV6TED4 110ch

Au regard de la figure B.2, on constate que la valeur maximale de la vitesse atteinte par le piston au cours d'une révolution vilebrequin est de l'ordre de 30 m/s, pour un régime moteur de 4000 tr/min. Lors de sa phase de descente (PMH->PMB), elle est atteinte pour un angle de rotation de l'ordre de 1.25 radians. Lors de la phase de remontée (PMB->PMH), l'angle correspondant à la vitesse maximale est proche de 5.03 radians. Au delà de cette valeur, la vitesse du piston diminue jusqu'à atteindre une vitesse nulle au PMH.

La figure B.3 illustre l'évolution de l'accélération du piston au cours d'une révolution du vilebrequin. La valeur négative de l'accélération en début de cycle indique que le piston se déplace du PMH vers le PMB (axe vertical orienté suivant les Z positifs). En phase de descente, à partir de 1.25 radians, l'accélération change de signe, indiquant alors une décélération du piston qui va atteindre une vitesse nulle au PMB. En phase de remontée, l'accélération change à nouveau de signe pour des angles supérieurs à 5.03 radians. Le piston décélère pour atteindre une vitesse nulle au PMH.

Annexe C

Propriétés de l'huile

En rentrant dans la galerie de refroidissement, l'huile issue de la buse d'injection s'échauffera au contact de la paroi et sa température s'élèvera de plusieurs degrés. L'évolution des propriétés physiques de l'huile considérée dans cette étude en fonction de la température est tracée sur les graphiques suivants :

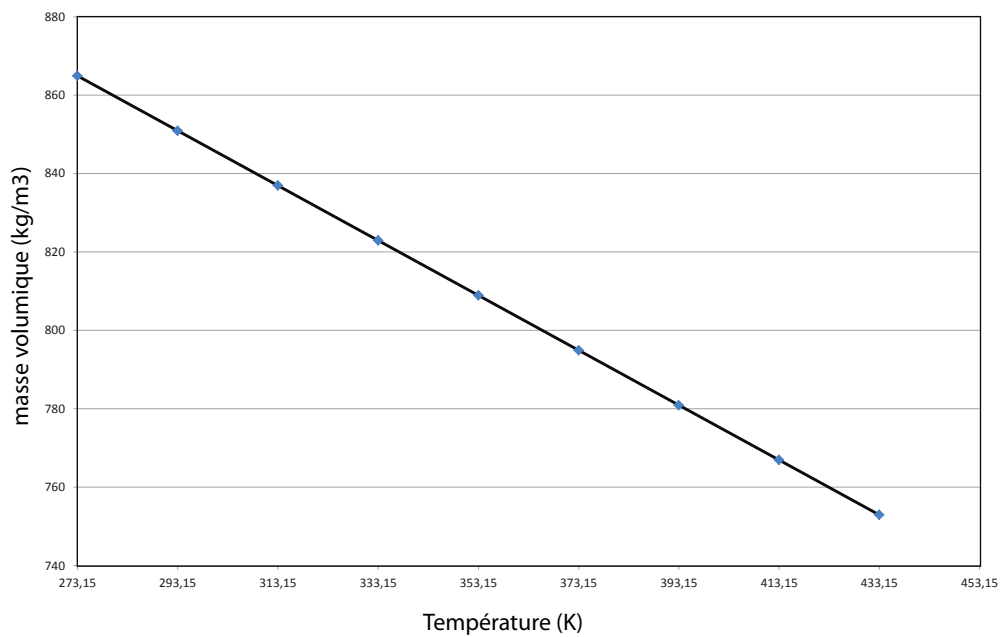


FIGURE C.1: Evolution de la masse volumique de l'huile

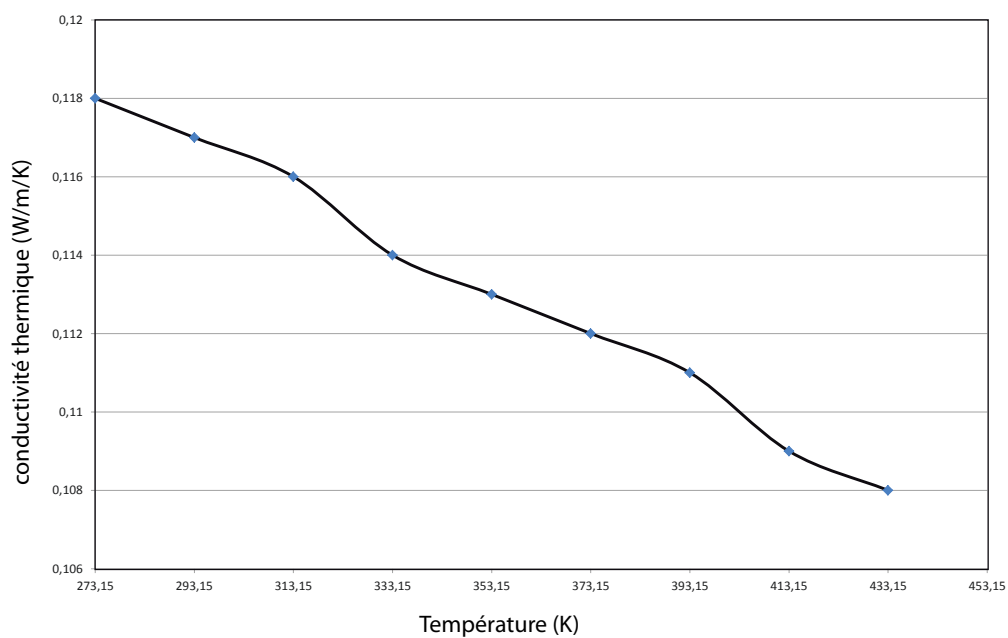


FIGURE C.2: Evolution de la conductivité de l'huile

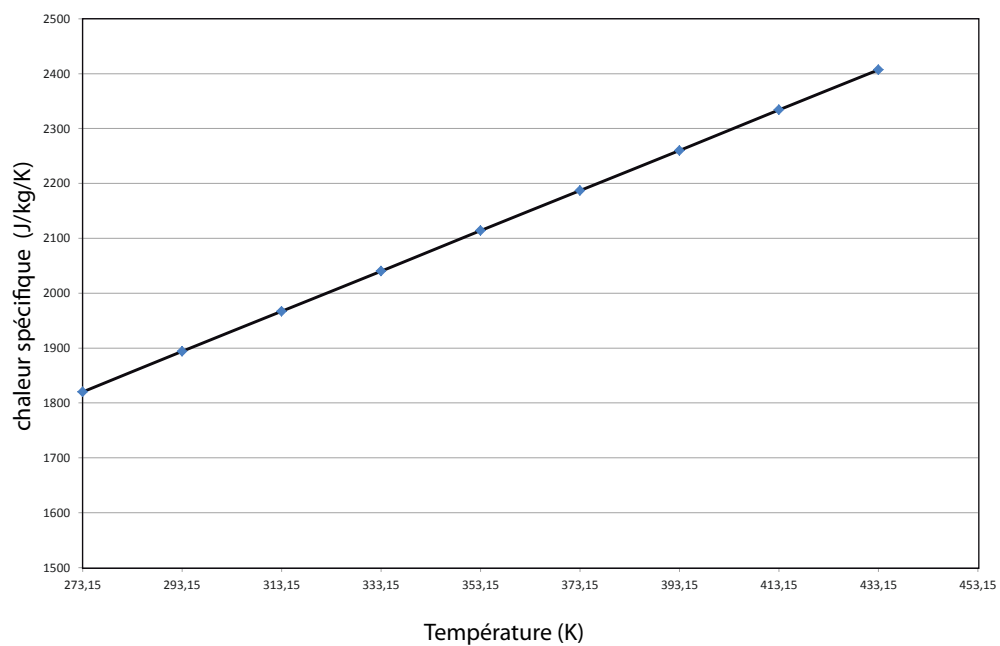


FIGURE C.3: Evolution de la chaleur spécifique de l'huile

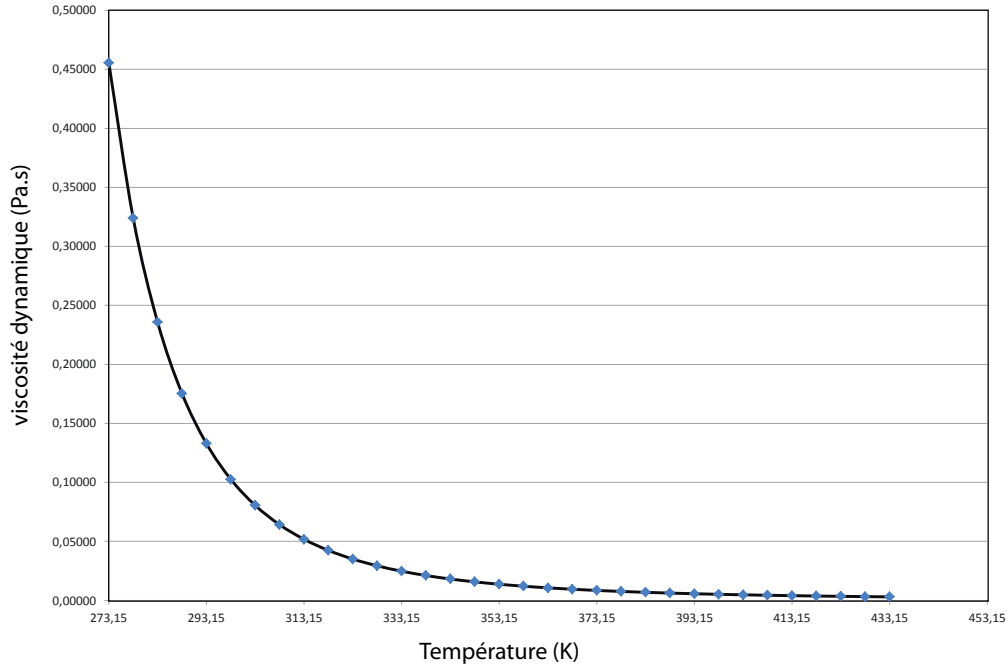


FIGURE C.4: Evolution de la viscosité dynamique de l'huile

Au cours de nos simulations, les propriétés physiques de l'huile seront mises à jour à chaque pas de temps selon les courbes présentées sur les graphiques C.1, C.2, C.3 et C.4. Si la masse volumique, la conductivité thermique et la chaleur spécifique peuvent être approchées par une régression linéaire, l'évolution de la viscosité de l'huile sera prise en compte par le modèle de Doolittle :

$$\mu(T) = A \exp\left(\frac{B}{T - T_0}\right) \quad (\text{C.1})$$

A étant une viscosité dynamique, B un paramètre homogène à une température et T_0 une température de référence.

Bibliographie

- [1] A. A. Wray and J. C. R. Hunt. Algorithms for classification of turbulent structures. *Proceedings of IUTAM Symposium Topological Fluid Mechanics*, pages 95–104, 1989.
 - [2] A. Benkenida. *Développement et validation d'une méthode de simulation d'écoulements diphasiques sans reconstruction d'interfaces. Application à la dynamique des bulles de Taylor*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1999.
 - [3] A. Favre, L. S. G. Kovasznay, R. Dumas, J. Gaviglio, and M. Coantic. *La turbulence en mécanique des fluides*. Gauthier-Villars, 1976.
 - [4] A. K. Agarwal and M. B. Varghese. Numerical investigations of piston cooling using oil jet in heavy duty diesel engines. *Int. J. Engine Res.*, 7 :411–421, 2006.
 - [5] A. Sarthou. *Méthodes de domaines fictifs d'ordre élevé pour les équations elliptiques et de Navier-Stokes - Application au couplage fluide-structure*. PhD thesis, Université de Bordeaux 1, 2009.
 - [6] A. Sarthou, S. Vincent, J. P. Caltagirone, and P. Angot. Eulerian-lagrangian grid coupling and penalty methods for the simulation of multiphase flows interacting with complex objects. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 56 :1093–1099, 2008.
 - [7] A. Sergent, P. Joubert, and P. Le Quéré. Development of a local subgrid diffusivity model for large-eddy simulation of buoyancy driven flows : Application to a square differentially heated cavity. *Numer. Heat Transfer*, 44 :789–810, 2003.
 - [8] A. Stotter. Heat transfer in piston cooling. *SAE Paper*, 660757, 1967.
 - [9] A. Toutant. *Modélisation physique des interactions entre interfaces et turbulence*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006.
-

-
- [10] A.J. Szeri and L.G. Leal. A new computational method for the solution of flow problems of microstructured fluid. part 2 : Inhomogeneous shear flow of a suspension. *J. Fluid Mechanics*, 262 :171–204, 1994.
 - [11] B. E. Launder and D. B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Meth. in Applied Mecanics and Eng.*, 3 :269–289, 1974.
 - [12] C. C. J. French. Piston cooling. *SAE Paper*, 720024, 1972.
 - [13] C. G. Speziale. Turbulence modeling for time dependant rans and vles : a review. *In CFD Conference 13th AIAA paper*, pages 1997–2051, 1997.
 - [14] C. Gau and C. M. Chung. Surface curvature effect on slot-air jet impingement cooling flow and heat transfer process. *J. Heat Transfer*, 113 :858–864, 1991.
 - [15] C. W. Hirt and B. D. Nichols. Volume of fluid (vof) methods for the dynamics of free boundaries. *J. Comput. Phys.*, 39 :201–225, 1981.
 - [16] D. C. McMurray, P. S. Meyer, and O. A. Uyehara. Influence of impinging jet variables on local flat surface with constant heat fux. In *3rd Int. Heat Transfer Conf.*, pages 292–299, 1966.
 - [17] D. H. Lee, Y. S. Chung, and S. Y. Won. The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42 :2489–2497, 1999.
 - [18] D. K. Lilly. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Phys. Fluids A4*, (3) :633–635, 1992.
 - [19] D. L. Youngs. Time-dependent multimaterial flow with large fluid distortion. In K. W. Morton and M. J. Baines, editors, *Numerical Methods for Fluid Dynamics*, pages 273–285. Academic Press, New-York, 1982.
 - [20] D. T. Vader, F. P. Incropera, and R. Viskanta. local convective heat transfer from a heated surface to an impinging, planar jet of water. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34(3) :611–623, 1991.
 - [21] E. David. *Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques ; une approche instationnaire*. PhD thesis, National Polytechnic Institute, Grenoble, 1993.
 - [22] E. Labourasse, D. Lacanette, A. Toutant, P. Lubin, S. Vincent, O. Lebaigue, J. P. Caltagirone, and P. Sagaut. Towards large eddy simulation of isothermal two-phase flows : Governing equations and *a priori* tests. *Int. J. Multiphase Flow*, 33(1) :1–39, 2007.
-

- [23] F. Harlow and J. E. Welch. Numerical calculation of time-dependant viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluids*, 8(10) :2182–2189, 1965.
 - [24] F. Nicoud and F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62 :183–200, 1999.
 - [25] F. Nicoud, H. Baya Toda, O. Cabrit, S. Bose, and J. Lee. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulation. *Center for Turbulence Research, Proceeding of the Summer Program*, 2010.
 - [26] G. Woschni and J. Fieger. Determination of local heat transfer coefficients at the piston of a high speed diesel engine by evaluation of measured temperature distribution. *SAE Paper*, 790834, 1979.
 - [27] H. Thomann. Effect of streamwise wall curvature on heat transfer in a turbulent boundary layer. *J. Fluid. Mech.*, 33 :283–292, 1968.
 - [28] I. Kataoka. Local instant formulation of two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 12(5) :745–758, 1986.
 - [29] J. B. Ritz and J. P. Caltagirone. A numerical continuous model for the hydrodynamics of fluid particle systems. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 30 :1067–1090, 1999.
 - [30] J. Bardina, J. H. Ferziger, and W. C. Reynolds. Improved subgrid scale models based on large eddy simulation. *AIAA Paper 1357*, 80, 1980.
 - [31] J. E. Pilliod and E. G. Puckett. Calculation of two-phase navier-stokes flows using phase-field modelling. *J. Comput. Phys.*, 199 :465–502, 2004.
 - [32] J. Larocque. *Modélisation et simulation numérique d’écoulements incompressibles turbulents diphasiques à phases non miscibles. Application à l’interaction d’un jet turbulent avec une surface libre dans une cavité*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 2008.
 - [33] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations, i. the basic experiments. *Mon. Weather Rev.*, 91 :99–165, 1963.
 - [34] J. Stevens and B. W. Webb. Local heat transfer under an axisymmetric, single phase liquid jet. *Journal of heat transfer*, 113(1) :71–78, 1991.
-

-
- [35] J. U. Brackbill, D. B. Kothe, and C. Zemach. A continuum method for modeling surface tension. *J. Comput. Phys.*, 100(2) :335–354, 1992.
- [36] J.A. Trapp and G.A. Mortensen. A discrete particle model for bubble-slug two-phase flows. *J. Comput. Phys.*, 107 :367–377, 1993.
- [37] J.M. Delhay. Jump conditions and entropy sources in two-phase systems. local instant formulation. *Int. J. Multiphase Flow*, 1 :395–409, 1974.
- [38] L. Osmar, S. Vincent, J. P. Caltagirone, D. Reungoat, and G. Mermaz-Rollet. Convective heat transfer between a two phase flow and a hot surface. *Under publication in Atomization and Sprays*, 2012.
- [39] M. Fortin and R. Glowinski. *Méthode de Lagrangien Augmenté, application à la résolution numérique de problèmes aux limites*. Méthodes mathématiques de l’informatique. Dunod, 1982.
- [40] M. Germano. The filtering approach. *J. Fluid Mech.*, 238 :325–336, 1992.
- [41] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physical Fluids*, 3(7) :1760–1765, 1991.
- [42] M. Rudman. Volume-tracking methods for interfacial flow calculations. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 24 :671–691, 1997.
- [43] M. Tribus and J. Klein. Forced convection from non-isothermal surfaces. *Heat Transfer Symposium, Engineering Res. Inst., Univ. of Michigan*, 1952.
- [44] P. Durbin. Near-wall turbulence closure modeling without damping function. *Theorit. Comput. Fluid Dynamics*, 3 :1–13, 1991.
- [45] P. Jinfeng, R. Nigro, and E. Matsuo. 3-d modelling of heat transfer in diesel engine piston cooling galleries. *SAE transactions*, 114(3) :1174–1181, 2005.
- [46] P. Liovic and D. Lakehal. Interface-turbulence interactions in large scale bubbling processes. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 28 :127–144, 2007.
- [47] P. Liovic and D. Lakehal. Multi-physics treatment in the vicinity of arbitrarily deformable gas-liquid interfaces. *J. Comput. Phys.*, 222 :504–535, 2007.
- [48] P. Quéméré, P. Sagaut, and V. Couaillier. A new multidomain/multiresolution technique for large-eddy simulation. *Int. J. Numer. Fluids.*, 40 :903–925, 2002.
-

- [49] P. R. Amestoy, I. S. Duff, J. Y. L'Excellent, and J. Koster. A fully asynchronous multifrontal solver using distributed dynamic scheduling. *SIAM J. Matrix Anal. Appl.*, 23(1) :15–41, 2001.
 - [50] P. R. Spalart, S. Deck, M. L. Shur, K. D. Squires, M. Kh. Strelets, and A. Travin. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theor. Comput. Fluid. Dyn.*, 20 :181–195, 2006.
 - [51] P. R. Spalart and S. R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamics flows. *La Recherche Aéronautique*, 1 :5–21, 1994.
 - [52] P. R. Spalart, W. H. Jou, M. Strelets, and S. R. Allmaras. Comments on the feasibility of les for wings and a hybrid, rans/les approach. *Proceedings of the 1st AFOSR International Conference on DNS/LES*, pages 5–21, 1997.
 - [53] P. Sagaut. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer, 2000.
 - [54] R. Fedkiw, T. Aslam, B. Merriman, and S. osher. A non-oscillatory eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the ghost fluid method). *J. Comput. Phys.*, 152(4) :457–492, 1999.
 - [55] S. Ravary. *Etude du comportement thermique des pistons de moteur diesel automobile : Modélisation, expérimentation, analyse système du moteur*. PhD thesis, Université de POITIERS, 1997.
 - [56] S. Husson. *Simulations des grandes échelles pour les écoulements turbulents anisothermes*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2007.
 - [57] S. Osher and J. A. Sethian. Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on hamilton-jacobi formulations. *J. Comput. Phys.*, 79 :12–49, 1988.
 - [58] S. T. Zalesak. Fully multi-dimensionnal flux corrected transport algorithms for fluid flow. *J. Comput. Phys.*, 31 :335–362, 1979.
 - [59] S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
 - [60] S. Vincent. *Modélisation d'écoulements incompressibles de fluides non-miscibles*. PhD thesis, Université Bordeaux 1, 1999.
 - [61] S. Vincent, G. Bamligère, J. P. Caltagirone, and E. Meillot. Eulerian-lagrangian multiscale methods for solving scalar equations - application to incompressible two-phase flows. *J. Comput. Phys.*, 229 :73–106, 2010.
-

- [62] S. Vincent, J. Larocque, D. Lacanette, A. Toutant, P. Lubin, and P. Sagaut. Numerical simulation of phase inversion and *a priori* two-phase LES filtering. *Computers & Fluids*, 37(7) :898–906, 2008.
 - [63] S. Vincent, J. Larocque, P. Lubin, J. P. Caltagirone, and G. Pianet. Adaptive augmented lagrangian techniques for simulating unsteady multiphase flows. *n ID :850, 6th International Conference on Multiphase Flows, Leipzig, Germany*, 2007.
 - [64] S. Vincent, J. P. Caltagirone, P. Lubin, and T. N. Randrianarivelo. An adaptative augmented lagrangian method for three-dimensional multimaterial flows. *Comput. Fluids*, 33(10) :1273–1289, 2004.
 - [65] S. Vincent, T.N. Randrianarivelo, G. Pianet, and J. P. Caltagirone. Local penalty method for flows interacting with moving solids at high reynolds number. *Comput. Fluids*, 36 :902–913, 2007.
 - [66] V. I. Terekhov, S. V. Kalinina, Yu. M. Mshvidobadze, and K. A. Sharov. Impingement of an impact jet onto a spherical cavity. Flow structure and heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 52(11-12) :2498–2506, 2009.
 - [67] V. Yakhot and L. M. Smith. The renormalization group, the ϵ -expansion and derivation of turbulence models. *J. Sci. Comput.*, 7 :35–61, 1992.
 - [68] W. F. Noh and P. R. Woodward. Slic (simple line interface calculation). In A. I. van de Dooren and P. J. Zandbergen, editors, *Lecture Notes in Phys.*, volume 59, pages 330–340. Springer-Verlag, New-York, 1976.
 - [69] W. J. Seale and D. H. C. Taylor. Spatial variation of heat transfer to piston and liners of some medium speed diesel engines. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 185 :203 –218, 1971.
 - [70] Y. Zang, R. L. Street, and J. R. Koseff. A dynamic subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows. *Phys. Fluids*, (12) :3186–3196, 1993.
-