

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FERHAT ABBAS SETIF 1



THESE

Présentée à la Faculté des Sciences

Département de Mathématiques

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT EN SCIENCES

Par

Abdelkader DJERAD

OPTION

MATHEMATIQUES APPLIQUEES

THEME

**Etude Numérique d'un Ecoulement Réactif en 3D par la
Méthode des Volumes Finis**

Soutenue le : 19 juillet 2020

Devant le jury composé de :

M. BENTERKI Djamel	Prof. Université Ferhat Abbas Sétif-1	Président
M. BOUDERAH Brahim	Prof. Université Mohamed Boudiaf M'sila	Rapporteur
M. HEMICI Nacerdine	Prof. Université Ferhat Abbas Sétif-1	Examineur
M. MEROUANI Abdelbaki	Prof. Université Ferhat Abbas Sétif-1	Examineur
M. BENHAMIDOUCHE Noureddine	Prof. Université Mohamed Boudiaf M'sila	Examineur
M. MEMOU Ameur	MCA. Université Mohamed Boudiaf M'sila	Examineur

Année : 2019/2020

UNIVERSITY FERHAT ABBAS SETIF 1

**Numerical Study of a Reactive Flow in 3D
by the Finite Volume Method**

by

DJERAD Abdelkader

Under the supervision of : Professor BOUDERAH Brahim

To obtain the diploma of: DOCTORATE IN SCIENCE

in the

Department of Mathematics

19 juillet 2020

Dédicace

Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, l'amour, le respect, la reconnaissance, c'est tous simplement que : Je dédie cette thèse de doctorat à :

A Ma tendre Mère :

Tu représente pour moi la source de tendresse et l'exemple de dévouement qui n'a pas cessé de m'encourager. Tu as fait plus qu'une mère puisse faire pour que ses enfants suivent le bon chemin dans leur vie et leurs études.

A Mon très cher Père :

Aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour, l'estime, le dévouement et le respect que j'ai toujours pour vous. Rien au monde ne vaut les efforts fournis jour et nuit pour mon éducation et mon bien être. Ce travail et le fruit de tes sacrifices que tu as consentis pour mon éducation et ma formation le long de ces années.

A ma très chère femme :

Tes sacrifices, ton soutien moral et matériel m'ont permis de réussir mes études. Ce travail soit témoignage de ma reconnaissance et de mon amour sincère et fidèle.

A la mémoire de mes grands parents :

Je vous aime énormément.

A mes chères filles :

Manar, Anhar, Ouakar, Intissar, Nour.

A mon fils :

Abdelrrahmen.

A mes chers frères et sœurs.

A mes très chers amis.

A tous mes enseignants depuis mes premières années d'études.

A tous ceux qui me sens chers et que j'ai omis de citer.

Table des matières

Liste des Figures	vii
Liste des Tableaux	ix
Abbreviations	x
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte industriel	2
1.2 Contexte scientifique	3
1.3 Objectif du travail	3
1.4 Organisation du manuscrit	4
2 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	6
2.1 Introduction	6
2.2 Etude bibliographique	7
2.3 Synthèse bibliographique	9
3 ETAT DE L'ART SUR LES CHAUDIERES	20
3.1 INTRODUCTION	20
3.2 TECHNOLOGIE ET TYPES DE CHAUDIERES	21
3.2.1 Types de chaudières	21
3.2.2 Classification des chaudières	21
3.2.3 Selon le mode d'emploi	21
3.2.4 Selon la disposition générale	22
3.2.5 Selon le mode de construction	22
3.2.6 Selon le mode chauffage	22
3.2.7 Selon la nature de la vapeur produite	22
3.2.8 Selon la vitesse de circulation de l'eau	22
3.3 Technologie des chaudières	23
3.3.1 Chaudières en fonte	23
3.3.2 Chaudières en acier	23
3.4 Constitution globale des chaudières	24
3.4.1 Le foyer d'une chaudière	24
3.4.2 Les grilles	24
3.4.3 Les tubes d'eau	24
3.4.4 Les tubes de fumées	25

3.4.5	Les bouilleurs	25
3.4.6	Les surchauffeurs et resurchauffeurs	25
3.4.7	Les économiseurs	26
3.4.8	Les réchauffeurs d'air	27
3.5	Principaux circuits d'une chaudière et les facteurs influençant leur fonctionnement	27
3.6	Circulation dans une chaudière	28
3.6.1	La circulation naturelle	28
3.6.2	La circulation contrôlée	31
3.6.3	La circulation forcée	31
3.7	Les chaudières à eau chaude	32
3.7.1	La chaudière de production d'eau chaude à foyer borgne	32
3.7.2	Chaudière de production d'eau chaude à foyer borgne à haut rendement	33
3.7.3	Chaudière à eau chaude à 3 parcours en ligne	33
3.7.4	Chaudière eau chaude 3 parcours à condensation	33
3.7.5	Chaudière eau chaude avec batterie de condensation	33
3.7.6	Chaudière à condensation pour extérieur	34
3.7.7	Chaudière à eau chaude sanitaire et production eau chaude industrielle à condensation	34
3.7.7.1	Les applications	34
3.7.7.2	La conception générale	34
3.7.7.3	Le descriptif technique	35
3.7.7.4	Avantages	35
3.8	Chaudières à tubes de fumées	35
3.9	Chaudières à tubes d'eau	37
4	MODELISATION NUMERIQUE	39
4.1	Introduction	39
4.2	La méthode des volumes finis.	39
4.2.1	Application à la partie diffusion (1D)	41
4.2.1.1	Etape 1 : maillage	41
4.2.1.2	Etape 2 : discrétisation	42
4.2.1.3	Etape 3 : Solution des équations	43
4.2.1.4	Critère de convergence :	43
4.2.2	Problème de diffusion à deux dimensions	44
4.2.3	Problème de diffusion à trois dimensions	46
4.2.4	Résumé du problème de diffusion	46
4.2.5	Relaxation :	46
4.3	Equation de chaleur dans un domaine borné.	47
4.3.1	Description du problème.	47
4.3.2	Formulation variationnelle.	48
4.3.3	Existence et unicité.	49
4.4	Position du problème	50
4.5	Modélisation de la flamme	51
4.5.1	Equation bilan de masse	51
4.5.2	Equation de quantité de mouvement	51

4.5.3	Equation d'espèces	51
4.5.4	Equation de l'énergie	52
4.5.5	Equation d'état	53
4.6	Méthode numérique	54
4.7	Eléments extérieurs ajoutés à FLUENT	55
4.7.1	Le rayonnement	55
4.8	Le domaine numérique	56
4.8.1	Domaine de calcul	56
4.8.2	Les conditions aux limites	57
4.8.2.1	Condition de pression	57
4.8.2.2	Condition de paroi	58
4.8.2.3	Condition d'axe de symétrie	58
4.8.2.4	Positions des frontières	58
4.9	Application sur le modèle de convection diffusion :	58
4.9.1	Le cas d=1	58
4.9.2	Le cas d=2 :	61
4.10	Discrétisation de l'équation de la chaleur 2D stationnaire.	61
4.11	Conclusion :	64
5	PRESENTATION DU CODE FLUENT ET DE LA METHODE NUMERIQUE	67
5.1	Introduction	67
5.2	Présentation du code de calcul	67
5.2.1	Le pré-processeur GAMBIT	68
5.2.2	Le solveur FLUENT 6.3.26	68
5.2.3	Le post-processeur	69
5.3	Approches de résolution des équations de l'écoulement turbulent	69
5.4	Modèle de turbulence	70
5.5	Le modèle k- ϵ :	70
5.5.1	Le modèle k- ϵ standard :	70
5.5.1.1	Equations de transport	71
5.5.1.2	Modélisation de la viscosité turbulente :	71
5.5.1.3	Les constantes du modèle :	71
5.5.2	Le modèle k- ϵ RNG :	72
5.5.2.1	Equations de transport :	72
5.5.2.2	Modélisation de la viscosité effective :	72
5.5.2.3	La modification de RNG pour le tourbillonnement :	73
5.5.2.4	Calcul de nombre de Prandtl effectif inverse :	73
5.5.2.5	Calcul du terme dans l'équation de ϵ	73
5.5.2.6	Les constantes du modèle	74
5.5.3	Le modèle k- ϵ réalisable	74
5.5.3.1	Equation de transport	74
5.5.3.2	Modélisation de la viscosité turbulente	75
5.5.3.3	Les constantes du modèle :	75
5.5.4	Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k- ϵ :	75
5.5.5	Effet de force de volume sur la turbulence dans les modèles k- ϵ :	76
5.5.6	Traitement de la région proche de la paroi :	76

5.6	Méthode de résolution et convergence :	78
5.6.1	Méthode de résolution :	78
5.6.2	Maillage	78
5.6.3	Les schémas de discrétisation spatiale	81
5.6.4	Choix de la formulation du solveur	81
5.6.5	Couplage Vitesse Pression :	82
5.6.6	Choix du schéma d'interpolation de la pression	85
5.6.7	Ordre de précision	85
5.6.8	Paramètres de contrôle de la convergence :	85
5.6.8.1	La méthode de sous-relaxation :	85
5.6.8.2	Critère de convergence	86
5.6.8.3	Autre technique de contrôle de convergence :	87
5.6.9	Méthode de résolution des équations algébriques	88
5.6.9.1	Gauss-Seidel	88
5.6.9.2	La méthode algébrique :Algebraic MultiGrid method	88
6	RESULTATS ET DISCUSSIONS	89
6.1	RESULTAT D'ETUDE NUMERIQUE EN 2D[53]	89
6.1.1	Introduction	89
6.1.2	Matériaux et méthodes	90
6.1.2.1	Configuration géométrique	91
6.1.2.2	Procédure et fonction	91
6.1.2.3	Modèle numérique	92
6.1.2.4	Domaine géométrique	92
6.1.2.5	Maillage	93
6.1.3	Résultats et discussion en 2D	93
6.1.3.1	Résultats de température	93
6.1.4	Conclusion	95
6.2	RESULTAT D'ETUDE NUMERIQUE EN 3D	96
6.2.1	Configuration géométrique	96
6.2.2	Déroulement et fonctionnement	98
6.2.3	Modèle numérique	100
6.2.4	Approche numérique	101
6.2.5	Maillage	102
6.2.6	Formulation mathématique	102
6.2.7	Sous relaxation	103
6.2.8	Démarche numérique	104
6.2.8.1	Equation d'état :	104
6.2.8.2	Equation de l'énergie :	104
6.2.8.3	Equation de continuité	105
6.2.8.4	Equation de quantité de mouvement	105
6.2.8.5	Equation d'espèces	105
6.2.9	Résultats numériques	106
6.2.9.1	CAS A	106
6.2.9.2	CAS B	112
6.2.9.3	Comparaisons	118

7 CONCLUSION GENERALE	126
Bibliographie	128
ANNEXE A	133
ANNEXE B	134

Table des figures

2.1	Nombre d'articles scientifiques en relation a la combustion.	7
3.1	Chaudière à tubes de fumée. [54]	36
4.1	Description d'un volume élémentaire de base 3D.	40
4.2	volume de contrôle	41
4.3	Description de volume de contrôle	42
4.4	Description d'un volume élémentaire de base en 2D.	44
4.5	Domaine de calcul (A).	57
4.6	Domaine de calcul (B).	57
5.1	Le volume de contrôle principal dans un maillage bidimensionnel.	79
5.2	Schéma représentatif de l'algorithme SIMPLE	84
6.1	La géométrie B	91
6.2	La géométrie A	91
6.3	Comparaison de la température totale à l'axe de symétrie	94
6.4	Comparaison de la température totale près du bruleur (Zone C)	94
6.5	Comparaison de la température totale près du bruleur (Zone P)	95
6.6	Chambre de combustion avec fond plat (A)	97
6.7	Chambre de combustion avec fond bombé (B)	97
6.8	Foyer avec fond plat (A)	98
6.9	Foyer avec fond bombé (B)	98
6.10	Chambre de combustion avec fond (A et B)	99
6.11	Fonctionnement bruleur au foyer / Cas A	100
6.12	Fonctionnement bruleur au foyer / Cas B.	100
6.13	Dispositions géométriques / foyer a fond plat / Cas A.	101
6.14	Dispositions géométriques / foyer a fond bombe / Cas B.	101
6.15	Maillage (Meshing)	102
6.16	Comparaison entre la photo expérimental et le contour de la température /Cas A.	106
6.17	Contours de la température total / Cas A	106
6.18	Contours de la vitesse X / Cas A	107
6.19	Contours de la fonction de flux / Cas A	107
6.20	Contours de la vitesse / Cas A.	108
6.21	Contours de la pression statique / Cas A	109
6.22	Contours de la pression absolue / Cas A	110
6.23	Contours Dynamique Pression / Cas A.	110
6.24	Contours de la fraction massique de l'aire et de ch4 / Cas A.	111

6.25	Contours de ECT et de l'énergie total / Cas A	112
6.26	Comparaison entre la photo expérimental et le contour de la température /Cas B	112
6.27	Contours de la température total / Cas B	113
6.28	Contours de la vitesse X et la vélocité / Cas B	114
6.29	Contours de la pression absolue, statique et dynamique / Cas B	115
6.30	Contours de la fraction massique de l'aire et de CH4 / Cas B	116
6.31	Contours de la densité, ECT et l'énergie total / Cas B	117
6.32	Les deux foyers Cas A / Cas B	118
6.33	comparaison de la température total sur l'axe de symétrie	119
6.34	comparaison de la température total sur l'axe de latéral	120
6.35	comparaison de la température total sur la sortie	120
6.36	comparaison de la vitesse-X sur la sortie	121
6.37	comparaison de la fonction de flux sur la sortie	121
6.38	comparaison de la pression statique sur l'axe de latéral	122
6.39	comparaison de la pression statique sur la sortie	123
6.40	comparaison de la fraction massique sur l'axe de latéral	123
6.41	comparaison de fraction massique de CH4 sur l'axe de latéral	124
6.42	comparaison de ECT sur l'axe de latéral	124
6.43	comparaison de l'énergie total sur l'axe de latéral	125

Liste des tableaux

4.1	coefficients d'absorption de Planck CO_2 et H_2O	56
6.1	Les différents maillages	102
6.2	Les facteurs de sous relaxation	104
6.3	Comparaison de la température maximale	118
6.4	La température statique sur l'axe de symétrie	118
6.5	La température total sur les parois / cas A et B	119
6.6	La pression total au foyer /Cas A et B	122

Abbreviations

ρ	La masse volumique
v	Le vecteur vitesse
P	La pression
\vec{g}	L'accélération de la pesanteur
\vec{F}	Les forces volumiques extérieures
$\bar{\tau}$	Le tenseur des contraintes ou encore les forces visqueuses par unité de volume
Y_i	La fraction massique de l'espèce i
ω_i	Le taux de production /destruction de l'espèce i
\vec{J}_i	Le flux de diffusion d'espèces qui obéit à la loi de Fick
$D_{i,m}$	Le coefficient de diffusion massique de l'espèce i
D_{ij}	Le coefficient de diffusion binaire entre l'espèce i et j
M_w	La masse molaire
P_{abs}	La pression absolue
Ω_D	L'intégrale de collision par diffusion
k_b	La constante de Boltzmann
E	L'énergie du volume
h	L'enthalpie
k	La conductivité thermique
N_k	Le nombre de réactions chimiques
A_i	Le facteur pré-exponentiel
a_i	L'exposant de la température
E_i	L'énergie d'activation
h_i^0	L'enthalpie de formation de l'espèce i
G_k	Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse
G_b	La génération de k due au décollement et des forces de volume

Y_M	La contribution de la dilatation fluctuante dans La turbulence compressible pour (ϵ)
$\sigma_k, \sigma_\epsilon$	Le nombre de Prandtl turbulent pour k et ϵ
a_k, a_ϵ	Le nombre de Prandtl inverse effective pour k et ϵ
Ω	Nombre caractéristique de giration
a_s	Constante de giration, par défaut égal a 0.05
u	Le composant de la vitesse de l'écoulement perpendiculaire au vecteur gravitationnel
M_t	Le nombre de Mach turbulent
G_k	Production d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse moyenne
G_w	Production de ω
Γ_k, Γ_w	Coefficients de diffusion k et ω
Y_k, Y_w	Les dissipations de k et ω dues à la turbulence
S_k, S_w	Les termes sources
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
τ	Contrainte visqueuse
θ	Coordonnée angulaire (rad)

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier vivement mon directeur de thèse, Mr **Brahim Bouderah**, Professeur à l'Université Mohamed Boudiaf de M'SILA, pour l'honneur qu'il m'a accordé en acceptant d'encadrer ce travail de recherche. Je lui suis très reconnaissant pour sa patience, pour son support académique tout au long de ce travail et pour ses précieux conseils qui m'ont été et me seront très utiles. J'ai beaucoup apprécié les années que j'ai passées sous sa supervision et je lui souhaite tout le succès dans ce qu'il entreprend.

Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude à Mr **Djamel Benterki** Professeur à l'Université Ferhat Abbas, qui ma honorer en acceptant de présider le jury de cette thèse. Comme je le remercie vivement pour son support académique et ses précieux conseils.

J'exprime aussi toute ma gratitude à Mr **Nacerdine Hemici** Professeur à l'Universi-té Ferhat Abbas et **Mr Abdelbaki Merouani** Professeur à l'Université Ferhat Abbas, pour leurs aides, précieux conseils, encouragements et d'avoir accepté de faire partie du jury,

Mes remerciements vont également à **Mr Noureddine Benhamidouche** Professeur à l'Université Mohamed Boudiaf de M'SILA, Je le remercie également pour son accueil chaleureux à chaque fois que j'ai sollicité son aide, ainsi que pour ses multiples encouragements, et à **Mr Ameer Memou** MCA à l'Université Mohamed Boudiaf de M'SILA pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse et pour l'ambiance de travail très agréable grâce à sa très grande ouverture d'esprit.

Chapitre 1

Introduction générale

Le contrôle des écoulements est un des domaines les plus étudiés actuellement en aérodynamique appliquée. Les mesures expérimentales souvent utilisées pour analyser ces écoulements sont coûteuses alors que la simulation qui est la résolution numérique des équations de la dynamique des fluides et du transfert de chaleur, nous permettons de visualiser les résultats d'un écoulement sur un simple écran d'ordinateur, on relevant des variables telles que la vitesse, la pression et la température. L'énorme progrès qu'ont connu les outils de simulation et les derniers modèles de combustion et de son interaction avec la turbulence rend l'association entre l'approche numérique et le travail expérimental de plus en plus indispensable.

La combustion turbulente est l'un des thèmes privilégiés de l'énergétique. On peut expliquer cette situation par une double constatation. D'une part, ce mode de conversion de l'énergie intervient dans divers systèmes énergétiques, tels que les moteurs à allumage commandé, les foyers des turboréacteurs aéronautiques, les foyers des chaudières industrielles et aussi dans des situations de risques technologiques liés par exemple aux explosions accidentelles. Dans l'ensemble de ces situations, il est crucial de prédire correctement les taux de combustion et de propagation de la flamme en fonction des paramètres de l'écoulement, mélange et les géométries des foyers. D'autre part, d'un point de vue de recherche de base dans les sciences de l'ingénieur, les problèmes d'interactions entre un écoulement turbulent et la flamme sont d'une richesse exceptionnelle et appellent des interventions des divers ordres, comme l'attestent les travaux expérimentaux et numériques qui sont consacrés à ce thème plus d'un demi-siècle.

De nombreuses études s'appuyant sur des expériences de laboratoire simplifiées, sont menées dans le but de comprendre les mécanismes physiques des phénomènes afin de proposer de nouveaux moyens d'agir sur la combustion. Il existe deux grands axes dans

le contrôle de l'écoulement des gaz réactifs en général : le contrôle passif et le contrôle actif .Le contrôle passif consiste à modifier la géométrie ou le dimensionnement du bruleur affectant la dynamique de l'écoulement pour contrôler la combustion. Le contrôle actif consiste en un apport d'énergie externe à travers des actionneurs tout en conservant la géométrie du bruleur.

L'optimisation de la combustion est aujourd'hui une priorité, non seulement pour améliorer l'efficacité tout en évitant l'apparition d'instabilités de combustion, mais aussi pour réduire les émissions polluantes. Dans la plupart des systèmes industriels, cette combustion est obtenue à partir de flamme de diffusion.

En effet, ces flammes de diffusion sont étudiées depuis longtemps, du fait de leur présence dans des nombreuses applications de notre vie courante : bruleurs industriels, moteurs, réacteurs, ... etc. Par rapport aux flammes de prémélange, elles présentent l'avantage d'être contrôlées plus facilement puisque le combustible et le comburant ne sont pas mélangés avant leur injection, limitant ainsi les risques d'explosion ou de retour de flamme. Pour que ces flammes de diffusion soient maintenues sur le bruleur lorsque la vitesse d'éjection devient importante, il est souvent fait appel a différentes techniques : flammes pilotes, écoulement en rotation, L'étude des flammes-jets a intéressé de nombreux auteurs pour essayer d'optimiser le fonctionnement des bruleurs industriels afin d'augmenter leurs rendements et diminuer leurs émissions alors que les travaux sur le dimensionnement de la chambre de combustion sont presque absents.

1.1 Contexte industriel

Le travail proposé s'inscrit dans le contexte général de la maîtrise des risques liés à la déformation des chaudières et leur rendement. Dans le secteur industriel, les bruleurs et les chaudières constituent l'alternative la plus adoptée pour convertir l'énergie fossile en énergie thermique, Ceci a incité plusieurs fabricants, à optimiser le fonctionnement de ces bruleurs dans les chaudières, Pour ce qui concerne la géométrie des chambres de combustion dans les chaudières, divers scénarios d'accidents ou de fuites sont envisagés. L'objectif étant de comprendre dans quelle mesure le dimensionnement est très important. Une caractéristique principale de ce dimensionnement est proposé pour éliminer les risques d'une part et pour augmenter le rendement et la puissance d'une autre part.

1.2 Contexte scientifique

Pour des raisons financières, le nombre d'essais de mise au point d'une telle combustion ou écoulement dans les chaudières domestique ou industrielle est limité, et le nombre d'itérations sur sa définition doit être réduit au minimum : il faut faire bon du premier coup. Cette contrainte oblige les ingénieurs à suivre deux stratégies pour la conception de nouveaux produits :

- Les architectures des lanceurs sont extrapolées de l'existant, en maîtrisant au mieux les risques de développement, ce qui limite les sauts technologiques ;
- En compensation de la diminution du nombre d'essais, la modélisation numérique joue un rôle de plus en plus important.

Face à la complexité du problème et des configurations industrielles, l'utilisation de méthodes numériques fiables et donc indispensable à la réalisation d'avancées technologiques en combustion et leur écoulement. La mise en place d'une simulation numérique complètement résolue de l'écoulement à l'intérieur d'un foyer de chaudière reste à ce jour parfaitement utopique. Non seulement car la puissance des calculateurs actuels ne permet pas encore de résoudre finement l'ensemble des échelles intrinsèques aux écoulements turbulents à haut nombre de Reynold, mais surtout parce qu'un tel calcul ne correspond pas aux contraintes économiques et temporelles avec lesquelles les industriels doivent composer. Pour obtenir un résultat à moindre coût avec un temps de restitution raisonnable, une des stratégies consiste à modéliser certaines parties de l'écoulement. Ainsi, les méthodes RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) sont souvent utilisées par les industriels pour modéliser le comportement moyen d'un écoulement turbulent. Pour diminuer le nombre de points et réduire encore le coût de la simulation, on utilise également des modèles de paroi. Avec cette approche, les forts gradients qui interviennent près de la paroi ne sont pas résolus sur une grille fine : la maille de paroi reste grossière, et les flux pariétaux sont obtenus à partir d'une technique d'intégration (algébrique ou numérique) d'une forme simplifiée des équations de Navier-Stokes. L'utilisation de la CFD (Computational Fluid Dynamics) devient imminente pour répondre à tant de questions posées,

1.3 Objectif du travail

L'objectif de ce travail est l'étude numérique de l'écoulement réactif dans une chambre de combustion d'une chaudière avec un foyer borgne d'extrémité plat et un autre avec une extrémité bombée.

Le travail proposé, est composé de deux étapes. La première est de remplacer la géométrie réel de la chambre de combustion avec une autre géométrie de nouvelle réalisation est adapter un programme de calcul basé sur la méthode des volumes finis pour l'étude de l'écoulement de fluides passifs.

La deuxième étape est une simulation en trois dimensions, à l'aide d'un logiciel « Fluent », de la combustion non-pré mélangée dans une chambre de combustion de deux géométries différentes.

Nous présentons différent champs caractéristiques de l'écoulement tels que pression, vitesse, température, énergie cinétique de turbulence et fractions massiques de les espèces Méthane et Air. Les résultats numériques de ce travail sont comparés a entre les deux cas d'une part et d'une autre part avec des résultats expérimentaux disponibles en vue de la validation des outils numérique.

1.4 Organisation du manuscrit

Ce mémoire s'articule sur cinq chapitres :

- Le premier chapitre synthétise les travaux réalisés sur la combustion non-pré-mélangé air/gaz et l'écoulement réactif réalisé avec un bruleur gaz naturel, suivies par une étude bibliographique.
- Le deuxième chapitre représente un état de l'art sur la technologie et les types de chaudières avec une classification suivant plusieurs principes et leur conception générale en précisant les avantages de chaque présentation.
- Le troisième chapitre est consacré à la formulation mathématique. On y décrit les équations qui régissent l'écoulement, le modèle $k-\epsilon$ pour la turbulence et le modèle Eddy Dissipation pour la combustion.
- Le quatrième chapitre expose une présentation du code Fluent et la méthode numérique des volumes finis comment résoudre les équations gouvernant l'écoulement (équations de Navier-Stokes) par les trois éléments clés qui sont : le préprocesseur, le solveur et le post processeur.
- Le cinquième chapitre est ensuite scindé en trois parties qui reprennent l'essentiel des travaux réalisés au cours de la thèse :
- Les résultats obtenus avec les contours de la vitesse, la pression et la température pour le cas A (cas réel de la chambre de combustion de la chaudière ECOCHAUD)
- Les résultats obtenus avec les mêmes contours pour le cas B (cas propose de la chambre de combustion de la chaudière ECOCHAUD)
- Comparaison des résultats et discussion sur l'augmentation de la température dans le foyer et le rapport avec le rendement de chaudière.

- Enfin une conclusion générale résume les résultats trouvés.

Une perspective peut-être très intéressante serait une étude d'un cas proposé sur une paroi de forme sinusoïdale de la même chambre de combustion donne une valeur importante aux niveaux matériel et système d'exploitation, dans le but de tendre vers une nouvelle génération de chaudière intégralement petite et avec un grand rendement. Selon nous, l'avènement du standard foyer a rendu ce type d'évolution possible, notamment en fournissant un accès unifié et de niveau à un grand nombre de dispositifs peut être proposé, autoriser les connexions dynamiques de dispositifs physiques divers et variés, mais devraient également permettre aux utilisateurs de spécifier leur emploi de façon simple et naturelle. Notre expérience avec le suivie technique de les fabriquons des chaudières comme la société industrielle (ECOCHAUD) nous a convaincu de la faisabilité d'un tel système, et nous avons déjà évoqué un certain nombre de caractéristiques qui nous semblaient pertinentes pour une version grand public et allégée de notre configurateur, combinant dans des proportions raisonnables simplicité d'utilisation et pouvoir d'expression.

En termine avec un annexe explicatif qui tient lieu de manuel et se veut donc représentatif de la succession d'étapes incontournables à la réalisation d'un calcul complet avec le code de calcul FLUENT et un complément sur la modification de la géométrie, le raffinement de maillage et l'implémentation de conditions aux limites particulières.

Chapitre 2

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

2.1 Introduction

A l'heure actuelle, les combustibles et la combustion représentent la principale source d'énergie dans le monde, aussi bien pour la production d'électricité que pour le transport. La combustion des énergies fossiles (gaz et pétrole ...) présente deux inconvénients majeurs :

◁ Les combustibles ne sont pas inépuisables. Les prévisions concernant les réserves restantes de pétrole, gaz naturel et charbon sont souvent alarmantes (quelques dizaines d'années pour le pétrole, par exemple).

◁ L'impact sur l'environnement est considérable. L'augmentation de l'effet de serre et a fortiori une partie du réchauffement climatique due à l'activité humaine, en particulier depuis la Révolution Industrielle, ne sont désormais plus contestés.

Malgré les alternatives possibles, notamment en ce qui concerne la production d'électricité (énergie nucléaire, hydraulique, solaire, éolienne...), la combustion reste prépondérante. Dans le domaine du transport aérien, elle s'avère encore indispensable puisque sans concurrent.

Même si la combustion diphasique apparaît dans une grande majorité d'applications, la proportion des recherches en combustion diphasique représente moins de 5% des articles en relation avec la combustion (**selon une analyse sur ISI Web of Knowledge de 1900 à mai 2017**)

Cette thématique a en effet longtemps représenté un challenge, la présence de gouttes représentant un obstacle aussi bien du côté expérimental que numérique. Avec l'amélioration des techniques de mesures optiques et l'augmentation des capacités de calcul, le nombre de publications traitant des flammes n'a cessé d'augmenter durant ces dernières décennies, montrant de réelles perspectives de progrès dans ce domaine. Cette évolution est illustrée en Figure 1.1.

Dans la suite, les techniques expérimentales permettant la caractérisation des sprays sont brièvement évoquées et les différentes approches de modélisation de la phase liquide sont décrites.

Les mesures expérimentales sont essentielles dans l'étude des sprays turbulents réactifs.

D'une part, elles permettent la visualisation de phénomènes physique jusqu'alors peu ou pas connus.

D'autre part, elles fournissent des données précises, utiles dans le développement de modèles numériques. Les grandeurs d'intérêt pour la phase dispersée sont principalement la vitesse des particules, leur taille et leur ségrégation, ainsi que leur température. Il existe un grand nombre de technique permettant la caractérisation expérimentale de ces grandeurs, principalement pour la vitesse et la taille de gouttes. Une revue de l'état de l'art de la granulométrie laser en mécanique des fluides est réalisée par **Onofri. (2004).** [1]

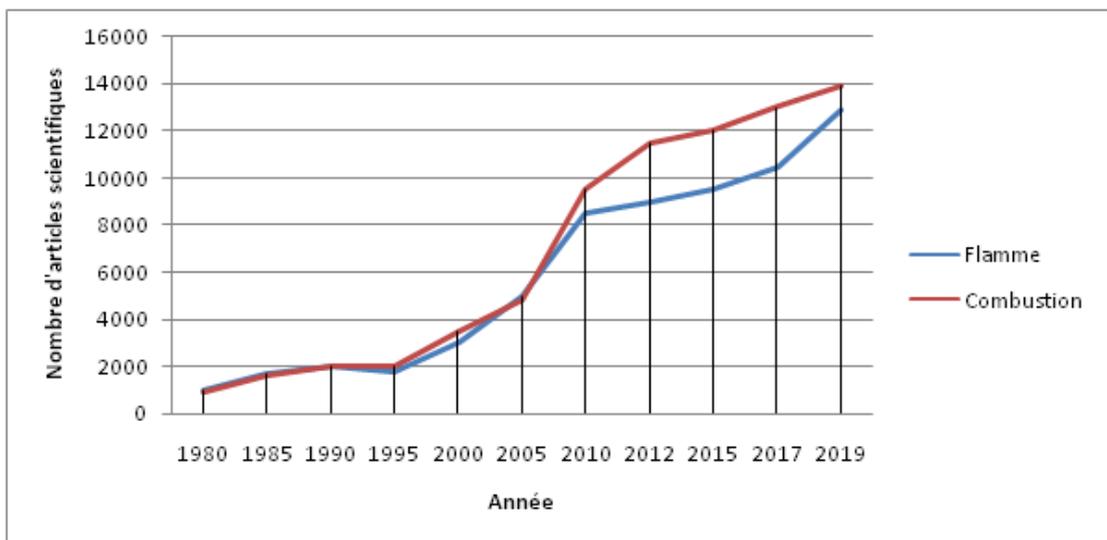


FIGURE 2.1: Nombre d'articles scientifiques en relation a la combustion.

La configuration de flamme à contre-courant représente un autre type de configuration académique où la flamme peut être étudiée dans un état stationnaire. Celle-ci a longtemps été étudiée en monophasique et a également fait l'objet de travaux en présence de sprays.

2.2 Etude bibliographique

Une revue détaillée des flammes diphasiques sur ce type de configuration a été faite par **Sc Li. (1997).**[2] aussi **Robert J. Kee. (2011).**[3] ont par exemple étudié l'interaction

des gouttes et de la flamme dans le cadre de flammes de spray à contre-courant avec différents carburants complexes et des chimies détaillées.

Ils montrent ainsi que les propriétés thermophysiques du carburant influencent grandement le comportement des gouttes mais peu la flamme. Ils observent également que le fait d'augmenter la pression amincit la flamme mais modifie peu sa position. **Continillo et Sirignano. (1990).[4]** ont effectué des calculs de flammes de spray monodisperse à contre-courant avec de l'octane et distinguent des zones de prémélange et de diffusion.

La taille initiale des gouttes et l'étirement se confirment être des paramètres clés. Une augmentation de la taille initiale des gouttes tend à causer une séparation de la flamme en une zone prémélangée et une zone de diffusion, tandis qu'une augmentation de l'étirement tend à amincir la flamme et à empêcher une telle séparation. **Gutheil et Sirignano. (1998).[5]** ont réalisé la même type d'étude pour des taux d'étirement élevés dans des cas où les gouttes ne s'évaporent pas totalement avant la flamme. Il met ainsi en évidence l'apparition d'un phénomène d'oscillations ("push-back") des gouttes autour du plan de stagnation. Ce type de phénomène est également identifié dans les simulations de **Chen et al.(1992).[6]. Massot. (2001).[7]et Laurent. (2001).[8]** ont réalisé des études expérimentales et numériques de ce type de configuration avec de l'heptane pour différents étirements et une chimie détaillée. Des travaux similaires incluant les effets de Soret ont été réalisés par **Dakhila et al. (2002).[9]** qui ont conclu que leur influence est négligeable. Plus récemment, **Vié et al. (2015).[10]** ont réalisé une étude DNS 3D d'une flamme de spray à contre-courant et ont observé un phénomène de bifurcation de la structure de flamme qui pouvait exhiber une zone de réaction simple ou double suivant l'étirement local et la taille des gouttes.

Bien que très utiles à la compréhension de la structure des flammes diphasiques, les configurations académique ne sont pas suffisantes pour l'application directe à des cas industriels.

Pour cela, des configurations de complexité intermédiaires doivent faire l'objet du même type d'analyse. Ces configurations consistent généralement en des expériences à l'échelle du laboratoire et dont les conditions opératoires sont très proches de celles rencontrées dans les vrais moteurs. Ces dernières années, de plus en plus de bancs expérimentaux dotés de dispositifs de mesures adaptés aux flammes de spray voient le jour, permettant ainsi le développement des méthodes de simulation numérique.

Parmi les études numériques récentes, on peut citer les travaux LES portant sur le brûleur n-heptane / air swirlé où une structure de flamme en forme de "M" a pu être analysée, permettant ainsi l'observation de différents régimes de combustion, dont la combustion de gouttes isolées.

Le groupe de **Jones et al. (2016).**[11] a obtenu des résultats satisfaisants en terme de dispersion et distribution de taille de goutte et de vitesse pour une configuration de bruleur diphasique méthanol / air non swirlé avec une injection de type *pressure swirl*, en utilisant une méthode LES stochastique eulérienne pour prendre en compte les interactions chimie turbulence. **Hu et al. (2016).**[12] ont également employé une méthode stochastique, de type Euler-Lagrange, afin de simuler une flamme de spray éthanol / air. Dans cette méthode, la dissipation scalaire est décrite par une équation de transport supplémentaire et la combustion est modélisée par tabulation de flammelettes incluant l'évaporation. **Ma et Roekaerts. (2016).**[13] ont étudié la structure des flammes multiples rencontrées en combustion diphasique dans le cas d'un bruleur diphasique éthanol / air de Delft.

Dans cette configuration, ils ont pu faire varier la nature de l'écoulement co-courant via sa température et montrent que des structures de flamme similaires peuvent être obtenues avec des conditions très différentes, tant que les échelles de temps caractéristiques d'évaporation sont identiques. **Giusti et al. (2016).**[14] ont réalisé des simulations LES d'une flamme éthanol / air swirlée diphasique dans des conditions proches de l'extinction. Dans cette étude, la combustion est traitée avec le modèle CMC, une chimie détaillée et une équation de transport de variance de la fraction de mélange de sous-maille avec un terme prenant en compte l'interaction avec le spray. Les études paramétriques portant sur la nature complexe des carburants sont de plus en plus nombreuses. L'impact du type de carburant liquide a été étudié par **Ranjan et al. (2016).**[15] dans la configuration LDI (Lean Direct Injector) swirlée diphasique développée à l'Université de Sydney pour des conditions atmosphérique en utilisant une approche numérique de type Euler-Lagrange. Les différences observées en terme de dynamique, de régime de combustion et de statistiques concernant le spray sont attribuées principalement aux propriétés du carburant liquide ainsi qu'à la cinétique chimique.

Récemment, **Stagni et al. (2016).**[16] ont montré que la composition multiple du carburant joue un rôle important dans la réactivité de la phase gazeuse et le temps d'autoallumage en raison d'effets d'évaporation préférentielle.[17 ,18].

2.3 Synthèse bibliographique

J. Leypoldt et al. (2000).[19] ont simulé numériquement la dynamique des écoulements thermo capillaires dans une configuration « dite pont liquide » cylindrique différentiellement chauffé, et ce en utilisant la méthode des volumes finis couplée avec la méthode pseudospectrale.

Ils ont trouvé que pour des nombres de Prandtl élevés, ($Pr = 4$ et 7), et des nombres de Reynolds suffisamment grands, l'écoulement axisymétrique de base devient instable et se

transforme en ondes hydrothermiques tridimensionnelles. L'amplitude finale des ondes azimutalement verticales, ont été trouvées sous formes d'ondes voyageuses (travelling waves).

Schatz et al. (2001).[20] ont synthétisé les études expérimentales réalisées sur les instabilités thermocapillaires dont les écoulements à surface supérieure libre. Les conditions d'experimentation prises en compte sont : l'effet de la géométrie (configuration circulaire, carrée), du rapport d'aspect L/d (grand et petit) (où L : largeur du récipient et d : épaisseur du liquide), et du nombre de Prandtl. Les résultats obtenus dans ce cas pour un rapport d'aspect petit et une instabilité de courte longueur d'onde sont des structures cellulaires trouvés au seuil de la convection.

V. Kumar et al. (2003).[21] ont employé une approche directe de quasi simulations numériques pour étudier l'influence de la convection thermocapillaire sur la croissance des cristaux de silicium dans un creuset type Czochralski industriel. Ils ont montré qu'en raison de la présence de gradients de tension de surface, la vitesse radiale en direction du cristal devient élevée à la surface libre et la température s'accroît. Ainsi, la convection thermocapillaire réduit les fluctuations de température au-dessous du cristal et de la surface libre de la masse fondue. L'énergie cinétique turbulente, augmente aux différentes profondeurs à l'état fondu lorsque l'effet thermocapillaire est considéré.

Les transferts de chaleur « fluide-paroi » induits par convection thermocapillaire ont été réalisés expérimentalement par **C.Reynard et al. (2003)**. Ces essais ont été établis dans le but d'étudier l'influence du nombre de Prandtl. Ces chercheurs ont trouvé que lorsque la bulle d'air est introduite dans la couche de liquide, en régime conductif stable, la densité de flux de chaleur augmente et atteint un nouvel état stationnaire. Cette augmentation est éventuellement induite par la convection thermocapillaire. L'action ici du gradient de la tension superficielle est celle d'une contrainte appliquée par l'interface de la bulle sur les fluides adjacents (air et huile) ce qui favorise l'apparition d'un écoulement de convection thermocapillaire (stationnaire ou oscillatoire) dans la direction d'une augmentation de la tension superficielle. **En 2005, V. Shevtsova et al.** ont étudié numériquement la convection thermocapillaire, non linéaire dans un système symétrique à trois couches. Dans cette étude, le gradient de température a été appliqué le long des interfaces des couches. Les résultats obtenus ont montré qu'avec l'augmentation du nombre de Marangoni l'état stationnaire devient instable et les oscillations s'accroissent dans le système. Pareillement, des ondes hydrothermiques se développent dans les cavités longues. Ces ondes se déplacent dans la direction du gradient de température.

Dans la même année, **K.T. Chiang. (2005).[22]** a simulé numériquement l'effet qualitatif d'un gradient de température non uniforme sur la stabilité (stationnaire et oscillatoire) au début de la convection de BM dans une couche de liquide horizontale. La méthode utilisée est celle de Rung-Kutta-Gill du quatrième ordre couplée à la méthode itérative Broyden. L'étude effectuée a concerné les effets du nombre de Crispation à la

surface déformable supérieure libre et l'effet de conduction des conditions non stationnaire à l'intérieur de la couche de fluide au début de la convection. Les résultats trouvés montrent que le nombre de Crispation est un facteur déstabilisant alors que l'effet de conduction (des conditions non stationnaires à l'intérieur de la couche de fluide) peu stabiliser le système. Le système devient très stable pour les nombres élevés de Prandtl, de Biot et de Bond.

En 2006, Q.S. Liua et al. [23] ont étudié l'instabilité convective de RMB dans les systèmes de deux couches (huile de silicone (10St)-Fluorinert (FC70), huile de silicone (2cSt)-eau liquide). Pour étudier l'influence de la force thermocapillaire sur l'instabilité convective du système à deux couches, ils ont analysé les instabilités linéaires et non linéaires (simulation numérique 2D). Les résultats obtenus montrent que les forts effets de la force thermocapillaire sur les oscillations, à l'interface, dépendent du temps au début de l'instabilité de la convection. Le phénomène d'instabilité secondaire discerné dans un système réel de deux couches (huile de silicone au-dessus de l'eau), apparait clair, dans la comparaison des résultats expérimentaux de Degen et al. à ceux résultants des analyses de la stabilité linéaires de Renardy et al.

I. Simanovskii et al. (2006).[24] ont étudié l'effet de la composante horizontale du gradient de température sur le régime non linéaire de la convection oscillatoire de Marangoni, et ce, dans un système symétrique réel de trois couches. Ils ont étudié la transition entre les différents régimes d'écoulement, ce qui a permis de construire le diagramme général des régimes .

En 2007, S.Rahal et al. [25] ont étudié expérimentalement l'instabilité de BM. Dans ce banc d'essai, ils ont pu visualiser la déformation de la surface libre par interférométrie et détecter le champ de température par thermographie infrarouge (camera thermique). Ces deux techniques sont complémentaires, puisque chacune d'elles, fournit les informations spécifiques, qui permettent la détection des phénomènes particuliers tels que la résonance spatiale (une situation dans laquelle la déformation interfaciale n'est pas conforme au modèle d'écoulement). Dans cette étude, les auteurs ont pris en considération l'influence du rapport d'aspect, des nombres de Rayleigh, du Biot et du Prandtl. Les résultats trouvés ont montré que :

- * En augmentant le nombre de Biot la dynamique s'accélère, et vice-versa, l'augmentation du nombre de Prandtl réduit la dynamique.

- * L'amplitude de la déformation augmente en fonction du gradient de température.

Selon la valeur du gradient de température appliqué, ces auteurs ont observé deux comportements de la déformation, en fonction des nombres de Prandtl et de Biot. Les résultats obtenus ont fait l'objet de validation avec les résultats expérimentaux, théoriques et numériques précédents.

Dans le même axe de recherche, **S. Rahal et al. (2007)** ont étudié les structures dynamiques et la déformation de l'interface dans la convection de BM, dans un récipient

circulaire ayant un rapport d'aspect ($\Gamma = 6$). Dans cette étude, les auteurs ont considéré l'influence de la variation des nombres de Marangoni (jusqu'à 2623), du Biot et du Prandtl. En plus des remarques effectuées précédemment, ces auteurs ont constaté que la déformation augmente en fonction du nombre de Marangoni jusqu'à la valeur asymptotique, qui est fonction des nombres du Biot et du Prandtl.

De plus, ces mêmes auteurs ont étudié les régimes dynamiques de la convection de BM, en variant les nombres de Prandtl et de Marangoni et ce, dans une géométrie ayant différents rapports d'aspects ($\Gamma = 2,2$ et $2,8$). L'étude expérimentale a été réalisée, pour un intervalle de Marangoni variant entre 148 et 3636, dans un petit récipient hexagonal. L'analyse spectrale de Fourier et d'auto-corrélation a été utilisée pour reconnaître les différents régimes :

- * Pour un nombre de Prandtl ($Pr = 440$) et un rapport d'aspect ($\Gamma = 2,2$), les états mono-périodique, bi-périodique et chaotique ont été successivement observés lorsque le nombre de Marangoni a augmenté.

- * Les dimensions de corrélation des attracteurs étranges correspondants aux régimes chaotiques ont été calculées. Ils ont trouvé que, ces dimensions sont plus larges que celles obtenues par d'autres auteurs pour une convection de Rayleigh-Bénard dans une géométrie ayant le même rapport d'aspect. En outre, ils ont observé la transition de l'état temporel chaotique vers l'état spatio-temporel chaotique.

- * Pour $\Gamma = 2,2$ et en imposant des valeurs élevées de Marangoni ($Ma = 1581$ pour $Pr = 160$ et $Ma = 740$ pour $Pr = 440$), les auteurs ont observé que des modes spatiaux ont été influencés par des structures convectives dynamiques.

W. Guo et al. (2007).[26] ont étudié la convection combinée Rayleigh-Marangoni, dans un récipient cylindrique vertical chauffé par le bas, en utilisant l'analyse de la stabilité linéaire. Ces auteurs ont trouvé que seules les épaisseurs des couches de liquide et du gaz ont un effet dominant sur le contrôle de l'effet Marangoni et que la largeur de l'ouverture du cylindre (gap width of an annulus) n'a aucun effet significatif pour le contrôle de l'effet Marangoni. Quant aux structures des cellules obtenues, elles étaient fonction du rapport d'aspect et de l'échelle de la largeur d'ouverture du récipient.

Comme, ils ont montré que la longueur critique de l'onde, dans la direction azimutale, décroît proportionnellement avec la décroissance de l'échelle de la largeur de l'ouverture du récipient (scaled gap width). En ce qui concerne les parois isolées, des structures axisymétriques sont obtenues seulement à grande échelle de la largeur d'ouverture du récipient.

La contribution numérique des auteurs **E. Sauvage et al. [27].(2007)**, a concerné la structuration de l'écoulement d'une huile de silicone (de nombre de Prandtl $Pr = 10,3$) dans une cellule annulaire à surface libre chauffée en son centre. Ils ont trouvé que pour un nombre de Marangoni (Ma) suffisamment faible, l'écoulement est stationnaire et

axisymétrique. Des ondes hydrothermiques apparaissent pour une valeur critique de Ma qui dépend du nombre de Bond dynamique (Bd) et du rapport d'aspect de l'enceinte.

Quant à **R. Es Sakhy et al. (2007).[28]** en étudiant numériquement les écoulements convectifs au sein d'une couche de fluide horizontale contenue dans un récipient cylindrique ouvert ; ils ont visé l'analyse de l'effet des paramètres de transfert de chaleur, sur la structure de l'écoulement et ce, en faisant varier le nombre de Marangoni et le nombre de Biot pour un nombre de Prandtl constant. Les résultats trouvés montrent que la variation du nombre de Marangoni influe sur la forme et le nombre des cellules. L'analyse quantitative de l'effet du Ma sur la vitesse du fluide à la surface libre, a montré une augmentation très significative de cette grandeur lorsque Ma et les niveaux de la cellule centrale augmentent. Ces derniers peuvent aller jusqu'à trois fois les niveaux des cellules périphériques. Pour un nombre de Marangoni égal à 1800, et de faibles nombres de Biot variant entre (5 et 18), les cellules convectives observées occupent la majorité de la cavité. Et pour des nombres de Biot plus élevés, ces cellules reculent vers le centre de la cavité et leur taille devient plus réduite. Pour différents nombres de Biot, une diminution légère de la vitesse est remarquée avec l'augmentation de Biot.

En 2007, Dietrich Schwabe. [29] a présenté un travail expérimental basé sur des données théoriques et des observations effectuées sur des instabilités thermocapillaires. Il a entamé l'étude de l'instabilité thermocapillaire d'un système simple.

Ensuite, il s'est penché sur l'analyse des cas complexes réel, en ajoutant au système initial, soit : la force de gravité, un gradient de température incliné, une déformation statique et dynamique de la surface libre, ou encore, l'effet soluto-capillaire... etc. Quant à l'interprétation de ses observations : l'auteur a commenté celles résultants du système complexe entre autres : ondes hydrothermiques ; rouleaux linéaires ou cellules de Bénard dans les couches d'extensions infinis, comme des dérivées du cas simple.

Dans ce travail, Schwabe a considéré principalement les liquides de nombre de Prandtl $Pr > 1$. En ce qui concerne le domaine d'application, la croissance cristalline de ce « melt » est le domaine en perspective pour l'application des connaissances retenus des instabilités thermocapillaires (Marangoni) et ce pour deux raisons :

- 1) Le métal adjacent au cristal en phase de croissance possède une surface libre d'après : la technique de Czochralski ou celle de la zone flottante et dans la solidification directionnelle (le cas de la géométrie horizontale). Cette surface libre est éventuellement, purifiée pour répondre aux caractéristiques désirées, ce qui correspond au cas des mono cristaux parfaits dont les paramètres de l'écoulement thermocapillaire et des instabilités de Marangoni sont donnés.
- 2) Les gradients de température élevés au voisinage de l'interface du cristal en formation doivent éviter les sous-refroidissements (supercooling) avec leurs effets catastrophiques sur la qualité du cristal.

Les états de bases de ces cas étaient des couches dynamiques. L'analyse de stabilité de ces couches a illustré des instabilités pour un écoulement linéaire appelé rouleaux linéaires (roll-axis aligned with the basic flow) (les axes de rouleaux alignés avec l'écoulement de base) et comme instabilité d'un écoulement thermocapillaire avec un écoulement de retour appelé ondes hydrothermiques (hydrothermal waves) Smith et Davis (1983). Le vecteur directeur de ces ondes hydrothermiques est incliné par rapport au gradient de température appliqué, cette inclinaison augmente avec la diminution de Pr .

Dans cette expérience et pour ce Pr , comme découvert par Smith et Davis (1983), les ondes hydrothermiques (HTWs) dans la couche mince de l'huile de silicone se déplacent du froid vers le chaud.

Pour un gradient de température radialement orienté comme dans une forme cylindrique (cylindrical annuli), les (HTWs) deviennent des spirales d'Archimède suivant l'angle formé entre le vecteur d'onde et le gradient de température appliqué Garnier (2001).

En 2008, H.C.Kuhlmann et al. [30] ont étudié la stabilité linéaire d'un écoulement de convection gravitationnelle dans une enceinte rectangulaire, avec un rapport d'aspect variant de 1,2 à 8 et un nombre de Prandtl $Pr = 10$. Ils ont trouvé que le transfert de l'énergie entre l'écoulement de base et celui de perturbation révèle l'inexistence d'un effet direct de la gravité sur l'instabilité. De plus, pour les rapports d'aspect inférieurs à trois, un écoulement cellulaire stationnaire tridimensionnel apparaît.

M. Medale et B. Cochelin. (2009).[31] ont développé un modèle numérique pour calculer avec précision les solutions de la combinaison d'un état stationnaire de la convection flottante et la thermocapillarité. Ce modèle a été validé sur une solution existante d'une étude analysant l'influence de la forme et des dimensions du récipient sur les structures cellulaires de la convection de Rayleigh-Bénard-Marangoni.

I. Ueno et al. (2010).[32] ont étudié numériquement l'écoulement thermocapillaire induit dans un film liquide sous l'effet d'un gradient de température appliqué le long de la surface libre. En conséquence, un écoulement de retour à double couches surgit comme écoulement de base ayant un faible effet thermocapillaire. Mais, lorsque l'effet thermocapillaire augmente, une instabilité à double couches d'ondes hydrothermiques survient dans le film. Pour vérifier ces résultats, les auteurs ont réalisé une approche expérimentale, où une couche de liquide mince libre est soumise à l'effet d'un gradient de température appliqué entre les parois limites. Ils ont prédit l'apparition d'un écoulement à double couche de faible effet thermocapillaire. Quoique l'instabilité d'onde hydrothermique stable n'a pas été accomplie dans ce film. Alors qu'un écoulement cellulaire monocouche a surgi.

En 2011, R. Pardo et al. [33] ont mené une étude théorique en vue de confirmer l'existence de solutions pour le problème stationnaire de la convection de Bénard-Marangoni dans un domaine fini à surface supérieure plate, bifurquant à partir d'un état de base de

conduction thermique. Concernant la régularité du résultat, ils ont obtenus des solutions par l'utilisation de la formulation simple.

Dans la même année, **Zhu et al. (2011).**[34] ont investi expérimentalement les caractéristiques de l'oscillation de surface de l'huile de silicone dans un récipient rectangulaire. Ils ont montré que :

- La différence de température appliquée entre les deux parois latérales induit.
- Un écoulement de cisaillement le long de la surface libre du chaud vers le froid.
- Un écoulement de retour dans la couche sous-jacente.
- Avec l'accroissement de la différence de température, l'écoulement stationnaire de base devient instable vers l'écoulement instationnaire. Et pour mesurer la position de la surface du liquide de façon dynamique, et la transformée de Hilbert – Huang afin d'analyser les données d'essai, ils ont utilisé une caméra (CCD) à haute résolution.

K. Li et al. (2012).[35] ont étudié numériquement la convection couplée (Marangoni et thermocapillaire), dans une couche finie de liquide ($Pr = 11,6$), en adoptant les conditions de microgravité. Ils ont constaté que le nombre de Marangoni critique décroît avec l'accroissement du rapport volumique. Et en analysant la structure de l'écoulement multicellulaire et l'instabilité limite marginale de la convection couplée, ils ont découvert la convection oscillatoire couplée dans les couches liquides concaves de rapport volumique compris entre 0,80 et 0,85.

En 2013, Peng Zhu et al. [36] ont présenté expérimentalement la transition vers le chaos de la convection thermocapillaire dans une enceinte rectangulaire de l'huile de silicone (0,65 cSt ou 1 cSt). La différence de température appliquée entre les deux parois latérales a été ajustée dans un intervalle 0-43° C. Ils ont trouvé à travers l'analyse des nombres adimensionnels que l'augmentation de la convection flottable et la réduction du rapport d'aspect peuvent stabiliser l'écoulement induit par le gradient de température. En ce qui concerne la transition de l'huile de silicone caractérisée par : 1 cSt et une épaisseur de 3mm, elle suit le chemin quasi- périodique jusqu'au chaos. De plus, une relation proportionnelle entre la fréquence d'oscillation et le nombre de Marangoni a été déduite.

Dans la même année **Zijing Ding et al. (2013).**[37] ont considéré l'analyse de l'instabilité linéaire de la convection thermocapillaire dans un système de deux couches de liquides immiscibles : l'huile de silicone 10 cSt et le Fluorinert FC70. Le système est limité par le bas par une paroi rigide plate et par le haut par une surface libre en couche de gaz passif.

En appliquant un gradient de température horizontal le long des interfaces, ils ont trouvé que la convection dans les deux couches peut se produire dans un mode stationnaire ou oscillatoire.

Le mode oscillatoire peut prendre la forme d'onde qui se propage dans une seule direction. La convection s'est produite dans les deux couches en mode oscillatoire. Ils ont aussi étudié l'influence du nombre de Biot et celle du rapport des épaisseurs sur les modes instables dans le système à deux couches.

Hoyas A.G et al. (2013).[38] ont analysé, par la méthode de la stabilité linéaire, les instabilités de la thermoconvection dans un récipient cylindrique, pour différents nombres de Bond dynamique (Bd) et de Biot (Bi), et ce, en utilisant deux nombres de Prandtl. L'écoulement était chauffé par le bas avec un profil linéaire de température horizontal décroissant de l'intérieur vers l'extérieur du récipient. Quant à la surface supérieure, elle était exposée à l'atmosphère, alors que la surface latérale était maintenue adiabatique. Les résultats ont confirmé que le contrôle de l'état de base était principalement gouverné par le nombre de bond dynamique « Bd ». En outre et pour les nombres de Prandtl élevés, il a été possible d'identifier, dans cette géométrie, l'intervalle du nombre de Bond où soit la gravité ou bien la thermocapillarité présentait un effet dominant. **Hoyas P.Fet al. (2013).[39]**.

En 2014, Melnikov et Shevtsova. [40] ont examiné la stabilité hydrodynamique d'un écoulement thermocapillaire dans un pont liquide de dimension finie. L'interface non-déformable était chauffée par le haut et couverte par une couche de gaz passif. L'étude a été réalisée au moyen d'une simulation numérique tridimensionnelle directe. Un écoulement convectif dans l'huile de silicone de nombre de Prandtl Pr égal à 18 était induit par la combinaison des effets de forces gravitationnelle et thermocapillaire. Pour différentes conditions thermiques externes dans la phase gazeuse ; l'étude a permis d'évaluer les effets interfaciaux de l'échange de chaleur sur la stabilité hydrothermique de l'écoulement. Ils ont trouvé que le refroidissement de l'interface peut déplacer significativement le point de bifurcation où l'écoulement thermocapillaire devient oscillatoire. L'effet du champ thermique interfacial peut être stabilisant ou déstabilisant selon le profil de température dans le gaz et la hauteur du pond liquide et ce si le nombre de Biot n'est pas grand. Aussi, pour un taux élevé de chaleur perdue, la stabilisation s'est produite sans tenir compte de la distribution de la température dans le gaz ambiant.

Dans cette étude, plusieurs régimes d'écoulements ont été identifiés ce qui a permis d'établir les diagrammes de stabilité détaillés sous les conditions thermiques ambiantes considérées.

En 2014, C .M. Wu et al. [41] ont étudié dans une configuration numérique 3D les caractéristiques fondamentales d'un écoulement instationnaire complexe. Ce dernier a été induit par les effets de rotation et de tension superficielle. La configuration utilisée correspond à un récipient cylindrique peu profond avec une surface partiellement libre. Les résultats obtenus ont montré que : lorsque les forces motrices sont faibles, l'écoulement de base est stationnaire et axisymétrique. Mais, lorsque le nombre de Reynolds total dépasse sa valeur critique, l'écoulement passe vers un état oscillatoire tridimensionnel.

En conséquence plusieurs structures ont été obtenues dans différentes directions. Quant aux effets relatif à :

- La force thermocapillaire.
- La température maximale à la vitesse linéaire.
- Nombre d'onde
- La vitesse angulaire.

L'étude a été exhaustive et son intérêt s'est étalé aux mécanismes de l'écoulement instationnaire oscillatoire 3D.

Ortiz-Pérez et Dávalos-Orozco.(2014).[42] ont étudié numériquement le problème linéaire de la convection naturelle pour des nombres de Prandtl $Pr > 1$. Ils ont trouvé que le mode oblique oscillatoire stationnaire apparaît pour $Pr = 2$. Aussi, ils ont montré que quelques modes deviennent non pertinents quand le nombre de Prandtl augmente et différents modes deviennent les premiers instables. Le résultat important dans cette étude est qu'au dessus d'un nombre de Prandtl assez élevé, les courbes critiques restent presque les mêmes. Par conséquent, la limite du Prandtl tendant vers l'infini a été utilisée pour calculer l'expression analytique pour le mode critique longitudinal qui couvre presque tout l'intervalle des nombres de Rayleigh horizontaux. Il a été montré que pour le nombre de Prandtl supérieur à l'unité, le mode oscillatoire transversal a un intervalle d'existence pour un nombre de Rayleigh horizontal. Aussi, le premier mode instable croit en premier puis décroît avec le Prandtl, mais ne disparaît jamais.

En 2015, T. G. Roisman. [43] s'est intéressé à la convection de Marangoni dans un film liquide supporté par un substrat avec une distribution périodique de température. Cette étude a été menée pour de faibles nombres de Reynolds et de Marangoni et un nombre élevé de Prandtl.

Dans le modèle utilisé, il a examiné l'interaction entre la convection de Marangoni induite par le chauffage mural non-uniforme et l'instabilité de Marangoni des ondes courtes.

J.J. Yu et al. (2015).[44] ont effectué une série d'expériences sur les caractéristiques de base de la convection thermocapillaire. Ils ont utilisé pour cet essai, un mélange binaire ayant un nombre de Prandtl modéré. Le récipient contenant le mélange est de forme annulaire, peu profond, chauffé par le cylindre extérieur et refroidi par celui intérieur pour différents rapports d'aspect.

Les résultats montrent que : l'écoulement stationnaire bi-dimensionnel, les ondes hydrothermiques et les phénomènes chaotiques se produisent respectivement avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Durant l'essai, ils ont constaté qu'au seuil des ondes hydrothermiques, le nombre de Reynolds critique décroît avec l'accroissement du rapport d'aspect et la concentration de la solution. Avec l'accroissement du rapport d'aspect, le nombre d'onde, l'angle de propagation et la fréquence fondamentale des ondes hydrothermiques, diminuent uniformément. Cependant, la concentration de la solution influe légèrement sur ces paramètres caractéristiques des ondes hydrothermiques.

A. Fath et al. (2015).[45] ont testé expérimentalement et numériquement la convection de Marangoni de courte échelle dans un film liquide sur une paroi structurée et uniformément chauffée. Ils ont visualisé, expérimentalement, la production en 2D, de rouleaux convectifs ; dans l'environnement expérimental fermé, ce qui permet le contrôle de la température et le nombre de Biot. La simulation numérique est réalisée pour étudier l'influence de la hauteur du film, la température de la paroi, les changements topographiques et l'effet de la gravité sur les caractéristiques de l'écoulement.

Étant la combinaison des deux gradients de température (horizontal et vertical) ; la convection RBM est le cas le plus complexe de l'application d'un gradient de température incliné. Il n'y a que peu d'études qui ont considéré le couplage des deux gradients de températures. Pour étudier l'influence de l'effet de la gravité et celui de la tension superficielle sur la formation des structures convectives thermocapillaires, **Ueno et al. (2002).**[46] ont utilisé une géométrie cylindrique avec un intervalle d'épaisseurs de couches liquides (des huiles de silicones), pour les nombres suivants de Prandtl ($Pr = 27.9, 67.0, 111.9$ et 206.8). Cinq types de structures ont été trouvés : (Marangoni-Bénard convection, Flowing Bénard cells, Streak convection, Horizontal circulation et Stagnation) d'après la référence.

En 2016, F. Nmira. [47] montre qu'il s'agit de développer un modèle permettant de décrire le phénomène d'extinction partielle ou totale de la flamme, le transport d'un mélange combustible/oxydant ne réagissant pas ou peu et son éventuelle ré-inflammation. Il apparaît ainsi que les flammes mises en jeu ne sont plus réellement des flammes de diffusion mais des flammes partiellement pré-mélangées. La nature turbulente des écoulements rencontrés ajoute à la difficulté car il faut être également capable de modéliser les interactions entre la chimie et la turbulence. [48, 49].

La plupart des modèles développés par la communauté incendie se sont focalisés sur l'obtention de critères d'extinction.

En 2017. [50] dans un cadre de modélisation basé sur Monte Carlo Simulation Directe (DSMC) est utilisé pour simuler l'évolution de la distribution de la taille des particules de suie dans les flammes suintantes turbulentes. Le réacteur stochastique décrit l'évolution de la suie dans les parcelles fluides suivant les trajectoires lagrangiennes dans un champ d'écoulement turbulent. Les résultats concordent très bien avec les mesures SMPS disponibles dans la littérature. Le conditionnement sur des caractéristiques clés de la trajectoire, telles que la fraction de mélange ou les positions radiales, ne réduit pas la dispersion dans les distributions de taille et la PSDF moyenne d'ensemble reste large. Les résultats soulignent et expliquent le rôle important de la turbulence dans l'élargissement de la distribution de taille des particules dans les flammes de suie turbulente.

En 2018. [51] Ils ont utilisée des différentes géométries des buses pour déterminer l'effet de la géométrie de la buse de carburant et du flux d'air tourbillonnant sur le retour de

flamme et sa relation avec les structures, Les résultats du champ d'écoulement à l'intérieur du tube de mélange montrent que la force des structures cohérentes et la propension au retour de flamme augmentent avec le nombre de Reynolds.

En 2019. [52] Une technique de simulation numérique directe bidimensionnelle de la propagation de flamme turbulente dans des mélanges de gaz en réaction basée sur un mécanisme cinétique détaillé de combustion d'un mélange multicomposant. Elle est appliquée au calcul de la combustion turbulente d'un mélange hydrogène-air. Les effets de la pression sur la vitesse de propagation de la flamme ont été considérés. Les concentrations calculées des centres de réaction active dans la flamme turbulente sont plus faibles que celles dans la flamme laminaire, ce qui correspond également aux résultats expérimentaux.

Récemment, Djerad.A et Bouderah.B. [53] Conduit une autre étude de simulation numérique comparative dans une chambre de combustion 2D, basée sur la méthode des volumes finis utilisant Fluent Software a été réalisée sur deux géométries principales, à savoir : une chambre de combustion cylindrique à fond plat et une autre à fond convexe respectivement. Les résultats de la simulation ont montré des améliorations remarquables dans la chambre de combustion en cas de comportement de fond convexe en termes de distribution de température et de transfert de chaleur et donc de bon rendement de la chaudière

Chapitre 3

ETAT DE L'ART SUR LES CHAUDIÈRES

3.1 INTRODUCTION

Les productions de vapeur ou d'eau chaude occupent une place prépondérante dans la majeure partie des activités industrielles (alimentaires ou non), hospitalières voire tertiaires. Ce dispositif permettant de chauffer l'eau et de produire de la vapeur si l'eau est chauffée au-delà de la pression atmosphérique est la chaudière. L'énergie thermique peut être produite de diverses manières : soit par combustion, soit par effet Joule avec l'électricité, soit par le nucléaire. Mais pour les applications énergétiques courantes, elle est surtout obtenue par combustion solide, liquide ou gazeux dans de l'oxygène de l'air en général (ou de l'oxygène pur dans des applications particulières).

La transmission de la chaleur de combustion au fluide caloporteur se fait par rayonnement, conduction, convection dans un appareil complexe appelé « chaudière ». Industriellement, on utilise les chaudières pour produire la vapeur nécessaire au fonctionnement des procédés. La source de chaleur peut-être fournie par un combustible (gaz, fioul, charbon...) ou une résistance électrique.

L'idée d'utiliser la vapeur comme force motrice remonte au 1^{er} siècle après JC avec l'invention de l'éolipile par Héron d'Alexandrie. La chaudière trouve donc son origine qui remonte à la plus haute antiquité.

En effet, depuis que l'homme a découvert le mode de vie qui consiste à faire bouillir ses aliments, il a ainsi amorcé la mise au point d'une chaudière. Mais il a fallu attendre jusqu'à la fin du 17^{ème} siècle pour voir effectivement apparaître la Marmite de Papin, première application réellement industrielle de la chaudière. Elle sera ensuite très tôt suivie de la première tentative d'application de la force motrice de la vapeur à la navigation. Ainsi, les premières machines à vapeur destinées à l'élévation de l'eau on encore à la propulsion des voitures ont fait leur apparition vers le milieu du 18^{ème} siècle.

Une réalisation remarquable en France fut alors le fardier en 1769 mis au point par l'Ingénieur militaire CUGNOT ; le fardier est destiné à la traction des pièces d'artilleries. Des améliorations successives, surtout à partir de 1828, vont conduire à la mise au point de la première chaudière tubulaire en Grande Bretagne.

Mais auparavant, James Watt, qui se livrait à des études très sérieuses sur la vapeur d'eau, le développement spectaculaire connu dans le domaine des chaudières va inciter à la perfection notamment avec la mise au point et l'application d'autres échangeurs de chaleurs que sont : le surchauffeur et l'économiseur.

Industriellement, on utilise les chaudières pour produire la vapeur nécessaire au fonctionnement des procédés. La source de chaleur peut-être fournie par un combustible (gaz, fioul, charbon. . .) ou une résistance électrique.

3.2 TECHNOLOGIE ET TYPES DE CHAUDIERES

Une chaudière est un appareil dans lequel, par apport de chaleur, un fluide caloporteur subit un chauffage et éventuellement un changement d'état (la vaporisation). La chaudière est, en fait, un générateur de vapeur. La vapeur d'eau est obtenue à l'aide de l'eau et de la chaleur dégagée par la combustion des combustibles.

La chaudière est un dispositif permettant de chauffer l'eau et de produire de la vapeur si l'eau est chauffée au-delà de la pression atmosphérique.

3.2.1 Types de chaudières

Dans une chaudière, l'eau peut être successivement échauffée (chaudière à eau chaude), simplement vaporisée (chaudière à vapeur saturée) et surchauffée (chaudière à vapeur surchauffée). Ce qui donne une idée globale des types de chaudières en fonction de la vapeur produite.

3.2.2 Classification des chaudières

Il existe une grande variété de types de chaudières. Une classification peut considérer plusieurs points de vue.

3.2.3 Selon le mode d'emploi

Selon ce mode on distingue :

Les chaudières fixes, les chaudières mobiles avec l'application à la traction motrice.

3.2.4 Selon la disposition générale

On distingue dans ce mode : Les chaudières horizontales et Les chaudières verticales

3.2.5 Selon le mode de construction

Il y a dans ce mode, trois types de chaudières. Les chaudières à bouilleurs ; Les chaudières à tubes fumées et Les chaudières à tubes d'eau ou à faisceaux tubulaires.

C'est ce mode de classification qui est utilisé en pratique. Cependant, il existe d'autres modes de classification qui sont tout aussi employés que celui-ci.

3.2.6 Selon le mode chauffage

Dans ce mode, on se base sur la disposition du foyer ; ainsi, on distingue : Les chaudières à foyer intérieur à l'appareil et Les chaudières à foyer extérieur.

3.2.7 Selon la nature de la vapeur produite

La nature de la vapeur générée par une chaudière est en étroite relation avec la pression de vapeur établie. On distingue alors :

- Les chaudières à basse pression : $P < 5$ bars
- Les chaudières à moyenne pression : $5 \text{ bars} \leq P < 45$ bars
- Les chaudières à haute pression : jusqu'à la pression critique qui est $P = 225,5$ bars ;
- Les chaudières à pression supercritique : $P > 225,5$ bars.

3.2.8 Selon la vitesse de circulation de l'eau

Selon ce mode de classification, on distingue quatre classes de chaudières :

- Classe A : ce sont les chaudières dites sans circulation : $V < 1$ m/s
- Classe B : ce sont les chaudières dites à circulation modérée : $1 \leq V < 5$ m/s
- Classe C : ce sont les chaudières dites à circulation accélérée : $5 \leq V < 9$ m/s
- Classe D : ce sont enfin les chaudières à circulation forcée : $V \geq 9$ m/s.

Plus techniques sont aussi les modes de reconnaissance et de caractérisation sur le site de la pression installée et de la pression de service. C'est pour cette raison qu'on a défini le « timbre d'une chaudière ».

En effet, selon le décret du 02 Avril 1926, portant réglementation sur les appareils à pression, le « timbre d'une chaudière » est la pression de levée des soupapes de sûreté

qui assure la sécurité en cas de dépression accidentelle, lesdites soupapes étant capable d'évacuer à l'atmosphère plus que le plein débit de la chaudière. Le timbre s'exprime donc en bar effectif et sa valeur correspond à la limite d'utilisation obligatoirement marquée en rouge sur le manomètre réglementaire de la chaudière, la couleur rouge de danger étant choisie pour faciliter le contrôle visuel de non dépassement.

3.3 Technologie des chaudières

La construction des chaudières dépend des facteurs suivants :

La nature du fluide caloporteur (eau chaude, vapeur d'eau saturée, vapeur surchauffée), Les conditions de service (état physique : pression et température) ; La nature du combustible (solide, liquide, gazeux) ; La mise en œuvre du combustible (manuelle, mécanique, brûleurs, ...).

Les constructeurs ont développé de très nombreux types de chaudières. Celles-ci subissent d'ailleurs constamment des modifications à la suite des progrès scientifiques et technologiques ; néanmoins, il est possible de classer les chaudières en quelques catégories essentielles. Nous y reviendront plus en détails mais avant, quelques notions s'imposent. Les chaudières, au point de vue construction peuvent être en fonte ou en acier.

3.3.1 Chaudières en fonte

Les différents éléments d'une chaudière en fonte sont obtenus par moulage à partir d'un modèle. Les chaudières en fonte se rencontrent dans la gamme des petites et moyennes puissances (puissances inférieures à 2000th/h). Ce sont généralement des chaudières à eau chaude. La législation actuelle interdit l'emploi de la fonte pour la réalisation des chaudières à eau surchauffée à plus de 110° C et à vapeur à la pression de 0,50 bars effectif (soit 1,50 bars absolus). Décret du 08 Septembre 1967 n° -67782. La construction de ces chaudières s'effectue par juxtaposition d'un certain nombre d'éléments semblables moulés et assemblés par boulons ou des tiges filetées.

3.3.2 Chaudières en acier

Les chaudières en acier sont obtenues par soudage à partir de tôles et de tubes. Il est alors possible de réaliser les formes les plus diverses. Ces chaudières sont utilisées pour toutes les gammes de puissances. Ce type de construction est indispensable pour les appareils à forte pression contenant de l'eau (à plus de 110° C) ou de la vapeur (à plus de 0,50 bars).

3.4 Constitution globale des chaudières

Les chaudières se composent de diverses surfaces d'échange appelées surfaces de chauffe et de réservoirs. Les surfaces de chauffe comportent plusieurs parties : Une partie principale où se produit le chauffage (eau chaude et eau surchauffée) ou la vaporisation ; Des parties auxiliaires (pas toujours existantes dans les petites chaudières) dans lesquelles se déroulent divers échanges de chaleur tels que :

- Le réchauffeur d'air de combustion ;
- Le réchauffeur d'eau d'alimentation (économiseur) ;
- Le surchauffeur de vapeur ;
- Et éventuellement, le surchauffeur de vapeur.

3.4.1 Le foyer d'une chaudière

Le foyer est dit intérieur quand il est placé à l'intérieur d'un des corps cylindriques de la chaudière, l'eau se trouvant autour du foyer.

Le foyer est dit extérieur quand les flammes et les fumées se développent à l'extérieur du ou des corps cylindriques constituant la chaudière. L'ensemble est enfermé dans une enceinte en maçonnerie réfractaire munie de chicanes obligeant les gaz de la combustion à balayer la surface extérieure des corps avant de se rendre à la cheminée.

3.4.2 Les grilles

Dans les chaudières chauffées au charbon, les grilles sur lesquelles brûle le charbon, et qui sont caractérisées par leur surface en m², sont de types fixes ou mobiles.

Les grilles fixes sont constituées par de simples barreaux de fonte juxtaposés et reposant sur des sommiers ; ces barreaux laissent entre eux l'espace nécessaire pour le passage de l'air de combustion.

Les grilles mécaniques sont de types variés. Les plus couramment employés affectent la forme d'une sorte de tapis métallique à claire-voie passant sur des rouleaux à axe horizontale.

3.4.3 Les tubes d'eau

Reliant entre elles et certaines parties du corps de la chaudière, ces tubes, remplis en permanence d'eau, sont disposés dans le passage des gaz chauds au-dessus du foyer. Ces tubes peuvent être verticaux, horizontaux ou inclinés. Dans certains types de chaudières, les tubes d'eau constituent un ensemble très important.

Ces faisceaux tubulaires, qui contiennent la majeure partie de l'eau de la chaudière, réalisent la surface de chauffe. Quant au nombre de tubes de faisceaux, il est considérable et de l'ordre de plusieurs milliers dans les chaudières importantes (chaudières multitubulaires).

3.4.4 Les tubes de fumées

Ces tubes, dudgeonnés sur le fond des corps, sont en contact avec l'eau par leur surface extérieure, et parcourus intérieurement par les gaz chauds.

3.4.5 Les bouilleurs

Ce sont des corps cylindriques annexes de petites dimensions, exposés directement aux flammes et reliés par leurs deux extrémités au moyen de tuyaux courts et de large section au corps principal situé au-dessus. Une chaudière peut comporter 2, 4 ou même 6 bouilleurs.

3.4.6 Les surchauffeurs et resurchauffeurs

Les surchauffeurs et resurchauffeurs sont constitués d'une série de serpentins tubulaires généralement identiques dont l'une des extrémités est raccordée sur un tube de gros diamètre ou collecteur d'entrée de vapeur et l'autre sur un élément semblable ou collecteur de sortie. Suivant la longueur, chaque serpentín comprend un ou plusieurs tubes soudés bout à bout sur bagues. La liaison des tubes sur chaque collecteur se fait par soudure. Le mandrinage n'est réalisable que si l'épaisseur du tube reste assez faible (5mn maxi). Pour une forte épaisseur de tube, il devient impossible de faire pénétrer le métal dans la gorge ménagée dans l'épaisseur du collecteur en vue d'obtenir un complément de tenue et d'étanchéité. La fixation par soudage devient alors obligatoire.

Les serpentins sont disposés verticalement ou horizontalement. Dans chacun des cas, suivant les nécessités, des supports sont prévus pour éviter la déformation des éléments. Le choix des matériaux employés est lié à la température de surchauffe :

Pour des températures inférieures à 425 – 450 ° C, les tubes et les collecteurs en acier doux sont utilisable. Le surchauffeur est placé entre les faisceaux tubulaires du générateur après les rangées de tubes soumises au rayonnement direct du foyer ;

A partir de 450 – 500 ° C, il faut recourir à des aciers alliés. Les éléments incorporés (molybdène, chrome et parfois silicium) permettent d'améliorer les qualités de ces aciers. Le molybdène est utilisé en raison de sa qualité à favoriser l'amélioration de la résistance à chaud ; le chrome et éventuellement le silicium assurent une meilleure tenue à chaud, ceci étant surtout entraîné par une résistance plus élevée à l'oxydation et la rupture.

Quand la température croît, on augmente le pourcentage de chrome. Le surchauffeur est placé immédiatement à la sortie de la chambre de combustion.

Lors du fonctionnement de la chaudière, une élévation de la température de surchauffe peut être constatée. Pour protéger les serpentins du surchauffeur, les conduites et les premiers étages du groupe turboalternateur, on utilise un dispositif de régulation de surchauffe.

Les resurchauffeurs sont situés après les surchauffeurs. Leurs surfaces d'échange n'est pas aussi étendues que celle des surchauffeurs. Cela s'explique par le fait qu'ils reçoivent de la vapeur encore surchauffée tandis que les surchauffeurs reçoivent de la vapeur saturée. Mais comme le volume massique de la vapeur resurchauffée est plus élevé, les capacités des resurchauffeurs sont plus importantes. Le plus souvent, la température de resurchauffe a la même valeur que celle de la surchauffe. Elle peut toutefois être inférieure. Lorsque la pression de marche excède la pression critique, il peut y avoir une double surchauffe.

3.4.7 Les économiseurs

Placés sur le circuit des fumées, immédiatement après les derniers faisceaux du générateur dans les chaudières moyennes, à la suite des surchauffeurs et resurchauffeurs dans les installations de grandes puissances, les économiseurs peuvent être en fonte ou en acier. Ils sont constitués de tubes dont le nombre et la longueur varient selon :

- Le volume des fumées ;
- Les températures d'entrée et de sortie des fumées ;
- Les températures d'entrée et de sortie de l'eau d'alimentation ;
- L'espace dont on dispose à l'intérieur de la chaudière ou à l'extérieur.

Les économiseurs entièrement en fonte sont autorisés si le diamètre intérieur des tubes n'excède pas 100mm. Ce sont des tubes avec ailettes lorsqu'ils peuvent être isolés de la chaudière par une vanne, une soupape de sûreté est obligatoire. La limite d'emploi des appareils en fonte est déterminée d'après la résistance de la qualité de fonte utilisée. C'est le constructeur de l'appareil qui le définit. A partir d'une certaine pression, l'emploi exclusif de la fonte n'est plus possible. Un matériau mixte est alors utilisé. Les tubes sont alors en acier entourés de manchons en fonte portant des ailettes à chaud sur la paroi des tubes. L'avantage de la fonte qui consiste dans sa meilleure tenue à l'usure et à l'oxydation est conservé. Les éléments en acier sont raccordés à chaque extrémité, soit par des coudes en acier fixés par des brides boulonnées, soit par soudage suivant la pression de fonctionnement des appareils. Dans certains économiseurs, les tubes sont en acier avec des ailettes en acier lorsque les produits de la combustion ne sont pas de nature à provoquer une usure ou une attaque plus ou moins rapide des ailettes. Les tubes peuvent

être seulement en acier à paroi lisse. Les économiseurs peuvent être à tubes horizontaux ou verticaux.

3.4.8 Les réchauffeurs d'air

Les réchauffeurs d'air placés après les économiseurs reçoivent les fumées à des températures variant de 350 – 400° C. Ils sont constitués : de plaques parallèles (3 à 20mm d'écartement) entre lesquelles circulent alternativement l'air et les gaz ; ou des faisceaux dudgeonnés ou soudés dans deux plaques tubulaires et où passent les gaz.

L'air circule autour des tubes par des jeux de chicanes, ou même normalement aux tubes grâce aux tôles de séparation perpendiculaires aux tubes. La circulation est donc dans l'ensemble à contre courant, mais croisée dans chaque section. Le plus souvent, on emploie des tubes nus, mais comme pour les surchauffeurs et économiseurs, il peut être avantageux d'utiliser des ailettes. Dans ce cas, les formes de celle-ci ne doivent pas favoriser l'encrassement. Par contre, elles doivent permettre le nettoyage facile.

On a aussi utilisé des tubes de fonte ou des tubes recouverts de pièces en fonte avec ou sans ailettes surtout dans les parties à basses températures.

Le réchauffeur d'air rotatif, réchauffeur d'air régénératif, constitué par un empilement de tôles ondulées de 1 mm d'épaisseur, disposées dans une série de secteur du rotor tournant à 3 – 5 tours/min connaît un grand développement.

Les secteurs s'insèrent alternativement dans des conduits de gaz chauds et d'air. Chacun se trouve alors successivement traversés par les gaz, puis par l'air. La séparation entre les deux fluides est assurée par les parois des secteurs.

Le mode d'équipement en matière du réchauffage d'air de combustion varie selon le combustible dont la teneur en soufre peut être forte, faible ou nulle. Il est admis que les parois les plus froides des réchauffeurs sont sensiblement égales à la moyenne entre la température de l'air à l'entrée et la température des fumées à la sortie. Pour éviter une forte condensation acide sur leur surface, il faut protéger les réchauffeurs.

3.5 Principaux circuits d'une chaudière et les facteurs influençant leur fonctionnement

Les principaux circuits d'une chaudière sont :

- Le circuit d'eau d'alimentation de la chaudière ;
- Le circuit d'alimentation en combustible ;
- Le circuit d'alimentation en air ;
- Le circuit d'eau chaude ou de vapeur (saturée ou surchauffée) produite ;

- Le circuit d'extraction des fumées produites par combustion ;
- Le fonctionnement d'une chaudière fait essentiellement intervenir trois facteurs.

La combustion d'un combustible (ou la production de chaleur à partir de sources électrique et nucléaire respectivement pour les chaudières électriques et nucléaires) ;

Le passage des fumées de combustion dans la chaudière depuis le foyer de combustion jusqu'à la cheminée, et le transfert de chaleur des produits de la combustion au fluide caloporteur (de l'eau essentiellement dans le cadre de cette étude).

Ces trois facteurs auront des influences notables sur le rendement de l'ensemble et sur le fonctionnement correct de l'appareil au cours du temps.

3.6 Circulation dans une chaudière

On entend par circulation dans une chaudière, l'ensemble des courants ascendants des bulles de vapeur et des courants ascendants d'eau.

Une circulation facile est indispensable au fonctionnement de la chaudière. C'est ainsi que dans les chaudières, une bonne circulation de l'eau nécessite une certaine vitesse.

- Des vitesses trop faibles de l'émulsion d'eau et de vapeur peuvent conduire à la formation de poche de vapeur dans les tubes évaporateurs.
- Une bonne circulation, uniformisant la température d'eau, évite d'abord des déformations pouvant entraîner des tensions locales. Enfin, elle évite l'arrivée de grosses bulles dans les collecteurs de vapeur ainsi que l'émulsion tumultueuse qui favorise un phénomène particulier appelé « primage ». le primage est l'entraînement de l'eau dans de la vapeur (mais aussi l'inverse i.e. de la vapeur dans de l'eau).

La circulation dans la chaudière peut normalement être des trois catégories que sont : la circulation naturelle, la circulation contrôlée et la circulation forcée

3.6.1 La circulation naturelle

La circulation naturelle est basée sur le principe de densité entre l'eau dans les tubes vaporisateurs et les tubes de retour. En effet, lorsqu'on chauffe un fluide, sa masse volumique diminue. La colonne de droite, la première à recevoir de la chaleur du foyer, est plus chaude que la partie de gauche. Il y a alors une circulation du fluide de la colonne froide au collecteur supérieur en passant par la colonne chaud.

Dans les chaudières à vapeur, ce phénomène est encore accéléré par la présence de vapeur dans la colonne montante. L'intensité de la circulation sera d'autant plus forte que le volume occupé par la vapeur sera plus grand dans la colonne ascendante.

Les vitesses obtenues dans la plupart des appareils se situent entre 0,35 et 1 m/s. les vitesses élevées seront recherchées pour les chaudières de haute pression du fait de l'importance du flux rayonnant au niveau du foyer et de leur hauteur grande en général.

Nous constatons d'ailleurs une augmentation avec la pression du titre de la vapeur produite par les chaudières actuelles. Mais au fur et à mesure que la pression et la température de service augmente, la masse volumique de la vapeur croît e tend à se rapprocher de celle de l'eau.

Les deux valeurs sont égales (masses volumiques à la pression critique, et même avant qu'elle soit atteinte, il faut une intervention mécanique pour assurer le mouvement de l'eau dans la chaudière : ce qui est désigné par la circulation forcée. Comme chaudières à circulation naturelle, nous avons :

- Les chaudières dites sectionnelles ;
- Les chaudières de type Stirling ;
- Les chaudières sans faisceaux à rayonnement.

Dans les chaudières sectionnelles, chaque nappe verticale de tubes comprise entre un collecteur d'alimentation et un collecteur de vapeur constitue une section. Les retours d'eau ne sont pas chauffés. Ces chaudières offrent de grands avantages de construction :

- Un seul réservoir avec peu de perçages ;
- Des tubes droits ;
- La possibilité de libre dilatation de chaque section.

Les tubes sont inclinés de 15° et mandrinés à leurs extrémités à des collecteurs. Cette construction a été généralisé par les sociétés BABCOCK et WILCOX.

Le type « marine » avec réservoir transversal s'est substitué au type précédent pour les grandes chaudières des centrales thermiques.

- Dans les sectionnelles, la circulation ne se fait pas toujours de façon parfaite. Pour de faibles charges de ces chaudières, la vitesse du mélange eau-vapeur dans les tubes vaporisateurs peut devenir très faible voire s'annuler. Si la condition pour que la circulation ascendante de l'eau puisse s'établir dans les tubes $\Delta P_m > \Delta P_c$ (avec P_m la pression motrice et P_c la pression équivalente aux pertes de charges dans les tubes) n'est pas satisfaite, on assiste alors à un renversement de la circulation.

L'eau s'écoule alors vers le collecteur d'alimentation tandis que la vapeur s'accumule dans la partie supérieure des et s'échappe vers le haut. Il y a donc dégagement de vapeur seule. Dans ce cas, les conditions de transfert de chaleur sont par conséquent modifiées. La vapeur refroidissant beaucoup moins les tubes que l'eau. Comme dans cette zone, la

température des gaz chauds de combustion peut dépasser 600°C , on a en général un bon risque de surchauffe du métal et en particulier l'attaque de l'acier par de la vapeur d'eau (chimie des classes secondaires). Cela explique les dommages souvent constatés dans cette zone intermédiaire et la corrosion dans la partie des tubes opposés au feu à l'endroit où les porches de vapeur séjournent des parties supérieures des tubes.

- Les chaudières Stirling sont des chaudières à plusieurs réservoirs nécessitant des tubes cintrés afin de permettre leur dilatation inégale. Ces chaudières se sont développées à partir du moment où il était devenu possible de fabriquer des tubes soudés.

Cela a permis :

- D'obtenir des tubes plus longs, donc de produire plus de vapeur ;
- D'avoir aussi des inclinaisons de tubes lus importants améliorant ainsi la circulation naturelle. La pression limite n'excédait pas toutefois 60 bars.
- Dans les chaudières sans faisceaux à rayonnement, il n'existe plus qu'un seul réservoir avec des collecteurs d'alimentation (différence avec les chaudières Stirling) des tubes écrans d'eau reliés à ce réservoir par des tubes de retour extérieurs au foyer. Dans ces générateurs, les parois des chambres de combustion sont entièrement recouvertes d'écrans d'eau.

Elles ne comportent donc plus de matériaux réfractaires mais seulement une isolation calorifique. Dans ce cas, la grande surface des parois de la chambre garnie de tubes d'écrans est alors suffisante pour assurer, par rayonnement ; la vaporisation de l'eau sans qu'il y ait besoin de recourir à un faisceau travaillant en convection.

- La grande puissance de vaporisation (jusqu'à 2000 tonnes de vapeur /heure) nécessite débit de combustible important, ce qui produit un débit de fumées très grand. Il est donc nécessaire de construire des chaudières dont le volume de la chambre de combustion est très grand.
- La température de la chambre de combustion devant être limitée pour éviter que les parois soient salies par la fusion des cendres ; il faut donner aux parois une grande efficacité de refroidissement.

Ces chaudières peuvent être équipées d'un foyer mécanique mais elles sont, le plus souvent, munies d'une batterie de brûleurs à fuel ou à gaz.

C'est dans cette catégorie de chaudière que l'on classe les chaudières destinées aux grandes centrales thermiques modernes, productrices d'énergie électrique, de forte puissance et à haute pression.

3.6.2 La circulation contrôlée

La circulation contrôlée est un cas de circulation forcée. Les chaudières dont le fonctionnement repose sur le principe de la circulation forcée se ramènent à deux types :

Les chaudières à circulation en dérivation ou à recirculation ou à circulation un circuit fermé ou encore à circulation contrôlée ;

Les chaudières à circulation en dérivation en série ou encore à circulation en circuit ouvert.

Comme exemple de la chaudière à circulation contrôlée, nous avons la chaudière La Mont. Celle-ci diffère de la chaudière à circulation naturelle par l'installation de pompe sur les tuyaux de retour d'eau reliant le réservoir aux collecteurs d'alimentation des tubes vaporisateurs.

La répartition de l'eau dans les tubes branchés sur le collecteur se réalise au moyen de tuyères calibrées placées à l'entrée de chaque tube. Une crépine permet d'arrêter des particules solides éventuellement présentes dans l'eau d'alimentation. Dans ce type de chaudière, la circulation étant établie avant l'allumage du feu, il n'est pas nécessaire d'attendre à ce que s'établisse la circulation ; elle s'effectue naturellement ce qui réduit le temps de mise en service.

L'intérêt économique des chaudières de type La Mont réside surtout au niveau de l'investissement (tubes moins gros et plus minces, donc moins chers) ; cela a été démontré pour de fortes puissances. On admet généralement qu'il est nécessaire d'atteindre au moins une pression égale à 160 bars.

3.6.3 La circulation forcée

La circulation forcée a l'avantage d'assurer une vitesse convenable de fluide dans les tubes de formes quelconques quelle que soit la pression de la chaudière.

Dans la circulation en série, ou circulation en circuit ouvert, il n'y a pas de réservoir d'accumulation d'eau et de vapeur. La vaporisation s'effectue entre l'échauffement et la surchauffe dans un circuit.

L'eau refoulée par la pompe est vaporisée puis surchauffée et délivrée directement à la sortie des tubes de chauffe. C'est le cas avec les chaudières Benson, Sulzer, Löffler. Ces chaudières peuvent être employées aussi bien pour les pressions inférieures à la pression critique que pour des pressions supérieures (chaudières hypercritiques). Néanmoins, d'une manière générale, on n'emploie pas des chaudières à circulation forcée pour des pressions inférieures à 80 bars (en raison du coût).

La circulation forcée permet de faire circuler l'eau dans les tubes et dans les collecteurs dès l'avant mise à feu et pendant les opérations de démarrage. Cela constitue un avantage

appréciable car il en résulte une répartition plus uniforme de la température du métal et des dilatations de l'ensemble du générateur.

La circulation forcée ne supprime pas nécessairement tout risque d'assèchement. La zone d'évaporation est suivie d'une zone de surchauffe dont la perte de charge est importante et joue le rôle de stabilisateur. Mais la possibilité de régime instable subsiste. Dans les chaudières à circulation forcée, l'emploi de petits tubes et la nécessité de prévoir des pertes de charges stabilisatrices entraîne une chute importante (élevée) entre l'alimentation en eau et la sortie de la vapeur d'environ 30 à 40% de la pression d'admission (250bars) contre 20 à 25% pour une chaudière à circulation naturelle.

A présent, nous allons étudier les chaudières à eau chaude et les chaudières à vapeur.

3.7 Les chaudières à eau chaude

Ces chaudières ont été conçues selon les principes de robustesse des chaudières industrielles. Elles répondent à tous les besoins de chauffage des collectivités, ensemble commerciaux et résidentiels, ensembles scolaires et universitaires, centres sportifs, piscines, hôpitaux, usines, serres de culture,... etc.

3.7.1 La chaudière de production d'eau chaude à foyer borgne

- 1) Présentation : La chaudière est en acier, monobloc, horizontale et cylindrique. Elle est d'un encombrement réduit facilitant sa mise en place en chaufferie. Elle peut être équipée indifféremment d'un brûleur fuel, gaz ou mixte, suivant les préconisations des différents constructeurs. Une large porte avant, recevant le brûleur, permet l'accès total au foyer et au faisceau tubulaire. La boîte à fumées arrière, totalement intégrée au corps de la chaudière, est munie d'un fond démontable et d'une ou deux trappes de visite pour nettoyage. Une jaquette en tôle pré laquée, démontable, protégeant une isolation en laine minérale de 80mm d'épaisseur, habille esthétiquement la chaudière.
- 2) Principe : La chaudière possède un foyer borgne pressurisé à inversion de flamme constituant les deux premiers parcours. Ce principe de re-circulation des gaz de combustion dans la flamme permet d'atteindre une combustion optimale à faible excès d'air.

Le troisième parcours des gaz s'effectue dans un faisceau horizontal de tubes de fumées judicieusement répartis au dessus du foyer laissant parfaitement libre le fond de la chaudière. Les tubes de fumées, lisses, reçoivent des tubulures en acier à pas variable, conçus pour accroître l'énergie dynamique des gaz de combustion et permettre à l'ensemble d'atteindre des performances élevées. La disposition du

retour d'eau à l'arrière et en partie basse ainsi que la libre circulation sous le foyer permettent d'assurer une bonne irrigation de toutes les zones d'échange.

3.7.2 Chaudière de production d'eau chaude à foyer borgne à haut rendement

Développée pour assurer un coefficient beaucoup plus élevé (3 étoiles) que les chaudières standard, elle a les mêmes caractéristiques que la chaudière standard avec l'incorporation de tubulures d'extrusion en aluminium sont calorifugées et isolées avec un revêtement en aluminium installé à l'usine.

3.7.3 Chaudière à eau chaude à 3 parcours en ligne

Les chaudières sont à triple parcours des gaz de fumée et foyer à flamme passante, une solution qui permet de réduire l'émission des substances polluantes comme les oxydes d'azote (NOx), tout en utilisant des brûleurs traditionnels. Les caractéristiques qui distinguent les générateurs de grosse puissance sont le revêtement de type industriel en aluminium gaufré et une couche épaisse de matériel calorifuge. Grâce aux protections spéciales anti-condensations, comme l'utilisation d'un tuyau à double paroi isolé à lame d'air différenciée, les chaudières de la série GREENOx BT peuvent fonctionner avec de l'eau à basses températures (retour minimum 35° C). Revêtement industriel en aluminium gaufré.

3.7.4 Chaudière eau chaude 3 parcours à condensation

Ce sont des générateurs de chaleur à condensation prédisposés pour une installation individuelle ou modulaire. Dimensions compactes, contenu en eau élevé, elles ont un rendement jusqu'à 107 % .

La chaudière STELT est un générateur de chaleur breveté par ICI CALDAIE qui assure une simple et facile application de la condensation même sur la plus grande partie des installations existantes. Les parties intérieures en contact avec les produits de la combustion et la conduite de l'eau sont entièrement réalisées en acier INOX AISI 316 Ti.

3.7.5 Chaudière eau chaude avec batterie de condensation

Les générateurs de chaleur GREENOx BT COND sont des générateurs à flamme passante à triple parcours des gaz de fumée et fond mouillé au fonctionnement complètement automatique. Conçus pour fonctionner aux basses températures avec l'utilisation de la technologie à deux tuyaux qui permet des températures de retour jusqu'à 354° C, ils sont équipés pour un fonctionnement à condensation avec une batterie de condensation de grande superficie construite entièrement en acier INOX 316 Ti.

3.7.6 Chaudière à condensation pour extérieur

Groupe thermique modulaire à condensation à basse charge thermique, prévu pour un fonctionnement avec combustibles gazeux. Les brûleurs de type modulant sont à air pulsé, corps cylindrique à rayonnement et à basses émissions de NOx. Les parties en contact avec les produits de combustion - foyer et plaques de fumées - sont entièrement construites en acier INOX stabilisé à titane AISI 316 Ti. L'habillage externe est en acier INOX AISI 316 L, calorifugé à l'intérieur avec une très épaisse couche de laine de verre à haute densité.

Chaque module est doté de quatre commandes avec régulateur de température numérique pour la gestion du brûleur. Le groupe thermique WALL peut être constitué de 1 à un maximum de 4 modules pour une puissance maximum de 600kW utile, et comprenant des collecteurs hydrauliques, des collecteurs de fumées et des dispositifs de sécurité.

Dans le cas de 2 ou plusieurs modules (WALL 300, 450 et 600), un régulateur approprié permet une gestion en cascade des générateurs.

3.7.7 Chaudière à eau chaude sanitaire et production eau chaude industrielle à condensation

3.7.7.1 Les applications

La chaudière à condensation répond, dans l'habitat collectif, le moyen et le grand tertiaire ainsi que dans l'industrie aux besoins d'eau chaude sanitaire, de service et de process.

Sa conception technique, depuis plus de 20 ans, a fait la preuve de sa fiabilité dans tous ces domaines d'application. Divers perfectionnement ont fait un matériel qui demeure sans égal par les avantages techniques et d'exploitation qu'il apporte. De plus, c'est un produit déjà largement connu dans l'Union Européenne (France, Belgique, Grande Bretagne, Pays-Bas, Allemagne) ainsi qu'en Suisse.

3.7.7.2 La conception générale

Le brûleur gaz à air soufflé est monté sous un foyer vertical dans lequel la flamme se développe de bas en haut. A la partie supérieure du foyer, les produits de combustion entrent dans un ou deux tubes de fumées constitués de serpentins, en acier inoxydable austénique qui sont enroulés autour du foyer. Les produits de combustion circulent de haut en bas dans ce(s) serpentins et sont collectés dans une boîte de fumées sous laquelle est raccordée une tubulure d'évacuation des condensats. L'ensemble du corps de chauffe (foyer et tubes de fumées) baigne dans l'eau à réchauffer. Le départ d'eau chaude est en partie haute pour que l'eau qui se réchauffe circule de bas en haut.

3.7.7.3 Le descriptif technique

La chaudière à condensation comprend :

- Un foyer cylindrique vertical ;
- Un(ou deux) tube(s) de fumées formé(s) en serpentin ;
- Une cuve équipée de deux orifices de visite (l'un sur le fond supérieur, l'autre à l'arrière en bas de la virole. Cet ensemble est entièrement en acier inoxydable austénitique et prévu pour une pression de marche jusqu'à 7 bars.

3.7.7.4 Avantages

L'économie d'énergie : Rendement 105 % PCI (eau réchauffée à 65° C) ; ce rendement étant très peu influencé par une augmentation de la température de consigne la qualité de l'eau est parfaitement préservée grâce à l'utilisation exclusive de l'acier inoxydable austénitique.

Une longue durée de vie grâce à l'utilisation exclusive de l'acier inoxydable austénitique. L'appareil chaudronné est garanti 5 ans (sous réserve que le taux de chlorure de l'eau soit < 80 mg/L).

L'économie d'entretien.

Les installations possibles :

- A l'intérieur des bâtiments à desservir ;
- A l'extérieur des bâtiments à desservir.

La souplesse de service, La préservation de l'environnement : Les émissions de NOx sont inférieures à 100 mg/kWh.

Les chaudières à vapeur se classent en deux catégories essentielles selon les parcours des fumées de combustion. Ainsi, les fumées peuvent circuler soit à l'intérieur des tubes et on désigne ces chaudières comme étant à tubes de fumées à l'extérieur des tubes, tubes à l'intérieur desquels circule l'eau : ce sont des chaudières à tubes d'eau.

3.8 Chaudières à tubes de fumées

Ce type de chaudière fournit un débit de vapeur saturée de 1 à 25 tonnes/heure, en basse et moyenne pression. Le combustible utilisé est soit du gaz soit du fioul.

Les chaudières à tubes de fumées sont des chaudières à circulation naturelle. Le volume de l'eau chauffée est assez important. Si ces chaudières sont chauffées au fuel, ou au gaz, elles peuvent alors être conduites de façon automatisée. Elles sont très compactes et peuvent donc être entièrement montées et essayées en atelier avant d'être expédiées sur le site pour la mise en marche. Mais à partir de 20 bars, cette construction devient délicate à cause

des épaisseurs à prévoir pour le corps. La puissance de ces chaudières est relativement faible. De nos jours, la production maximale de vapeur est de 30 tonnes/heure pour une pression maximale de 25 bars.

Le principe même de ces chaudières ne se prête guère à l'obtention de vapeur surchauffée. Cependant, la production de vapeur surchauffée est possible. Le surchauffeur est alors placé, soit dans la boîte de retour, soit dans la chambre de réversion. Dans ces types de chaudière c'est le tube foyer, où se déroule la combustion qui risque le plus de détérioration par la surchauffe du métal (rayonnement des flammes). Pour limiter sa température, il est nécessaire de maintenir parfaitement propre la surface extérieur u tube foyer afin d'obtenir un échange thermique optimal. Le tube foyer, qui se trouve dans le ballon même de la chaudière, sous le plan d'eau, collecte les gaz chauds en sortie de brûleur. Les gaz chauds, accumulés dans un premier caisson à l'arrière de la chaudière, sont véhiculés par un groupe de tubes immergés dans l'eau du ballon vers un second caisson à l'avant de la chaudière.

Il y a donc circulation des gaz de combustion dans des tubes assurant, par conduction vers l'eau de la cuve, la vaporisation par apport de calories. Un second groupe de tubes immergés emmène les gaz vers un troisième caisson à l'arrière de la chaudière, ce troisième caisson débouche sur la cheminée pour évacuation des fumées vers l'extérieur.

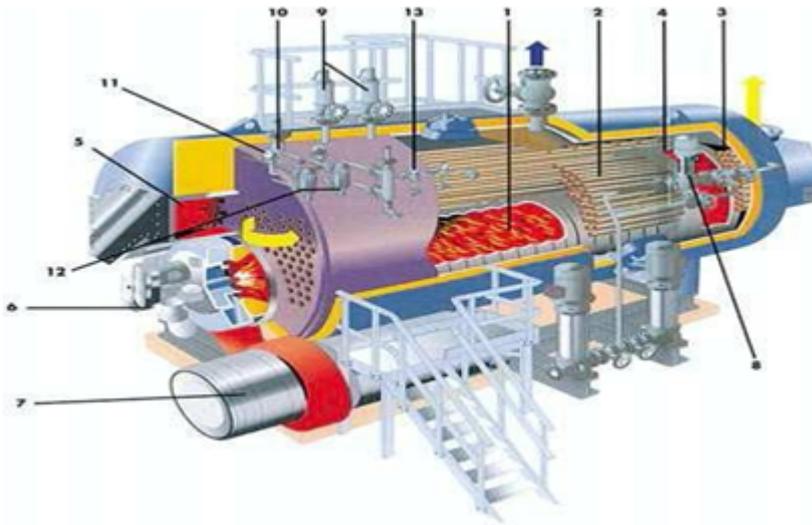


FIGURE 3.1: Chaudière à tubes de fumée. [54]

1 : Chambre de combustion.	8 : Niveau.
2 : Tubulaire.	9 : Soupape de sûreté.
3 : Pompe.	10 : Purgeur.
4 : Plaque tubulaire arrière.	11 : Manomètre.
5 : Plaque tubulaire avant.	12 : Pressostats.
6 : Bruleur.	13 : Sonde.
7 : Buse.	

Il est nécessaire de recourir à un surchauffeur (source de chaleur indépendante), en aval de la chaudière à tubes de fumée pour produire de vapeur surchauffée.

Les chaudières à tubes de fumée BABCOCK WANSON se caractérisent par l'adéquation optimale du couple chaudière/brûleur qui optimise le rendement et garantit le respect.

La vapeur est générée en chauffant un important volume d'eau, au moyen de fumées produites par combustion de gaz ou fioul et circulant dans des tubes immergés. C'est la technique la plus classique pour la production de vapeur saturée, d'eau ou de vapeur surchauffée pour une gamme de débits de 160 à 50 000 kg/h (112 à 34 000 kW).

Production de vapeur : de 160 kg/h à 50 t/h (112 à 34 000 kW) Séries à 3 parcours de fumée, à boîte noyée ou à boîte aquatubulaire, Pression de service de 10 à 18 bar en standard, plus sur demande pour les applications spécifiques. Production d'eau surchauffée : gamme de 1368 à 15000 kW possibilité de production d'eau chaude pour les chaudières > à 5MW, avec environnement particulier.

Toutes les chaudières à tubes de fumée BABCOCK WANSON se caractérisent par l'adéquation optimale du couple chaudière/brûleur qui optimise les échanges thermiques par rayonnement et par convection et améliore le rendement et le respect des normes environnementales des gaz de combustion (NOx, CO...).

3.9 Chaudières à tubes d'eau

Ce type de chaudière fournit un débit de vapeur saturée supérieur à 20 tonnes/heure, en moyenne et haute pression. Le combustible utilisé est soit du gaz, du fioul, du charbon ou déchets.

Les chaudières à tubes d'eau sont de loin les plus utilisées. Dans ces chaudières, la circulation de l'eau peut se faire de différentes façons ; elle peut donc être :

Naturelle (circulation naturelle) ;

Contrôlée (circulation à circuit fermé ou à circuit ouvert).

Dans ce type de construction, c'est le fluide caloporteur (l'eau) qui circule à l'intérieur des tubes plongés dans les gaz de combustion. Comme chaudières à tubes d'eau, nous avons Les chaudières sectionnelles ;

Les chaudières à faisceaux tubulaires ;

Les chaudières à rayonnement.

Outre les chaudières à tubes de fumées et celles à tubes d'eau, il existe des chaudières à lames d'eau. Celles-ci sont obtenues à partir d'éléments laminés plats. Elles supportent mal les pressions intérieures élevées. Elles sont réservées aux petites installations domestiques. Leurs puissances sont comprises entre 120 et 150 th/h. La base de classement

serait encore la production horaire de vapeur et l'équivalent approximatif en production de chaleur pour les générateurs à eau chaude sous pression. Ce type de chaudière possède deux réservoirs appelés ballon distributeur et ballon collecteur, reliés par un faisceau de tubes vaporisateurs, dans cet ensemble circule l'eau qui se transforme en vapeur.

Les gaz chauds produits par le brûleur sont directement en contact avec les tubes vaporisateurs, à l'intérieur de ceux-ci se produit la vaporisation.

La vapeur ainsi générée est collectée dans le ballon supérieur, l'eau excédentaire est ramenée vers le ballon inférieur par des tubes de chute non soumis à la chaleur.

Dans le domaine des hautes pressions, une pompe peut être installée pour faciliter cette circulation du haut vers le bas. Il y a donc circulation de l'eau dans des tubes placés à l'intérieur d'une enceinte contenant les gaz chauds.

Dans une chaudière à tubes d'eau, la tuyauterie qui prend en charge la vapeur saturée retourne dans le foyer, les gaz chauds apportent à cette vapeur saturée une énergie supplémentaire qui en élève la température sans en modifier la pression.

On obtient ainsi de la vapeur surchauffée à la sortie.

Chapitre 4

MODELISATION NUMERIQUE

4.1 Introduction

Dans le domaine de la mécanique des fluides et de la thermique, les phénomènes physiques sont souvent décrits par des équations aux dérivées partielles (EDP) parfois non linéaires et complexe à résoudre. Sous certaines hypothèses simplificatrices, elles peuvent se transformer en équations différentielles ordinaires. Une solution analytique peut être alors utilisée. Mais, pour des problèmes plus réalistes (conditions aux limites et géométries complexe), on ne peut pas résoudre analytiquement ces EDP. On emploie alors des méthodes d'approximation numérique pour transformer ces EDP en systèmes d'équations algébriques qui peuvent être alors résolus par l'ordinateur. On peut citer comme méthodes connues : la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis, la méthode des circuits couplés et la méthode des volumes finis.

4.2 La méthode des volumes finis.

La méthode des volumes finis est une méthode de discrétisation. Elle est utilisée, en particulier en mécanique de fluide ou elle est apparue il y a une vingtaine d'années. Depuis, la méthode des volumes finis a connu un essor considérable non seulement pour la modélisation en mécanique des fluides, mais aussi pour la modélisation d'autre branche de l'ingénierie scientifique : la thermique, l'électromagnétisme. . . .

L'analyse mathématique de la méthode des volumes finis a permis de développer récemment les principes fondamentaux qui en font une méthode de discrétisation performante.

L'idée de base de la formulation en volumes finis est facile à comprendre et permet de donner l'interprétation physique des phénomènes. Elle consiste à subdiviser le domaine

d'étude en un nombre de volumes finis. Le point principale P est entouré par six nœuds voisins qui sont E, W, N, S, T, B, (Figure 4.1).

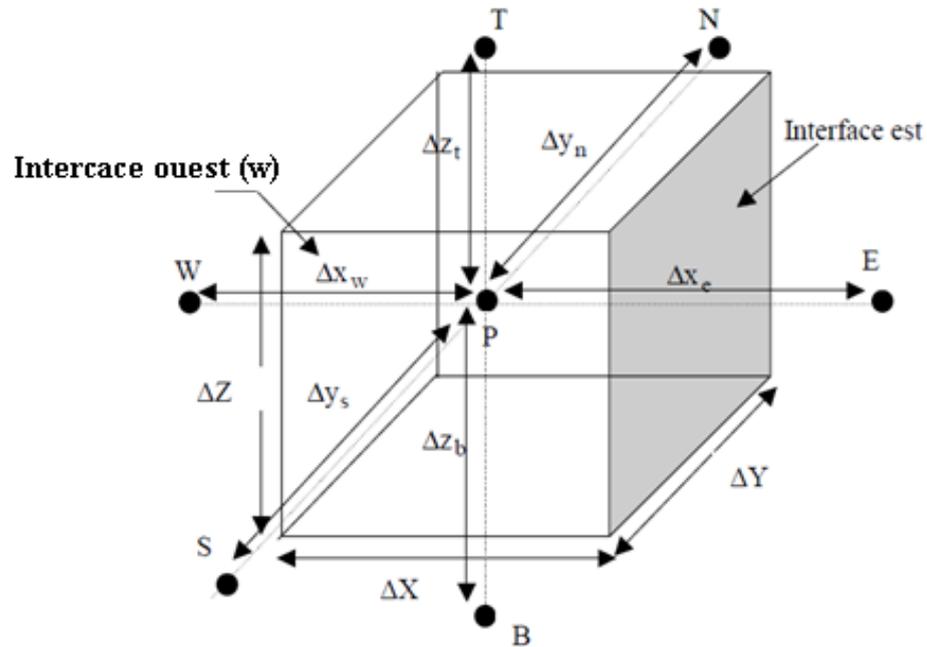


FIGURE 4.1: Description d'un volume élémentaire de base 3D.

E : nœud est. e : interface est.

W : nœud ouest. w : interface ouest (west).

N : nœud nord. n : interface nord.

S : nœud sud. s : interface sud.

T : nœud top. t : interface top.

B : nœud bottom. b : interface bottom.

ΔX : est le pas de discrétisation suivant la direction X.

ΔY : est le pas de discrétisation suivant la direction Y.

ΔZ : est le pas de discrétisation suivant la direction Z.

Δx_e : est le pas de discrétisation suivant la direction X entre le nœud P et E.

Δx_w : est le pas de discrétisation suivant la direction X entre le nœud P et W.

Δ_{yn} : est le pas de discrétisation suivant la direction Y entre le nœud P et N.

Δ_{ys} : est le pas de discrétisation suivant la direction Y entre le nœud P et S.

Δ_{zt} : est le pas de discrétisation suivant la direction Z entre le nœud P et T.

Δ_{zb} : est le pas de discrétisation suivant la direction Z entre le nœud P et B.

La méthode des volumes finis intègre, sur chaque volume élémentaire les équations des problèmes à résoudre. Elle fournit ainsi d'une manière naturelle des formulations discrètes.

4.2.1 Application à la partie diffusion (1D)

Considérons un problème de transport de la variable ϕ par diffusion.

$$\text{div}(\Gamma \text{grad}\phi) + S_\phi = 0 \tag{4.1}$$

La clé de la méthode des volumes finis réside dans l'application du théorème de la divergence, qui permet de changer une intégrale de volume en intégrale de surface.

$$\int_{CV} \text{div}(\Gamma \text{grad}\phi) dv + \int_{CV} S_\phi dv = \int_A n \cdot (\Gamma \text{grad}\phi) dA + \int_{CV} S_\phi dv = 0 \tag{4.2}$$

A : surface enveloppant le volume de contrôle CV.

n : vecteur unitaire.

L'équation (4.1) en 1D prend la forme suivante :

$$\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S = 0 \tag{4.3}$$

Γ : Coefficient de diffusion.

S : Terme source.

4.2.1.1 Etape 1 : maillage

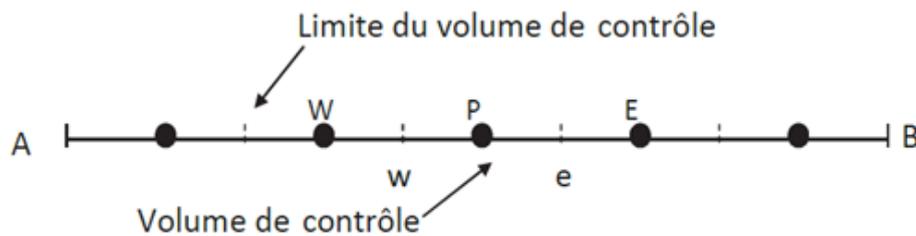


FIGURE 4.2: volume de contrôle

La valeur de ϕ aux frontières A et B est maintenue constante (conditions de Dirichlet).

La première étape dans cette méthode consiste à diviser le domaine de calcul en un nombre fini et discret de volume de contrôle. L'opération consiste à subdiviser le domaine de calcul (Ligne AB) en un certain nombre de segments (Volume de contrôle).

Le centre de chaque volume est placé exactement au milieu du segment correspondant. Il est commode de s'arranger pour que les facettes des nœuds de frontières coïncident exactement avec les frontières du domaine de calcul. Dans le cas de la figure ci-dessous le domaine de calcul est divisé en cinq volumes de contrôles.

Système de notation :

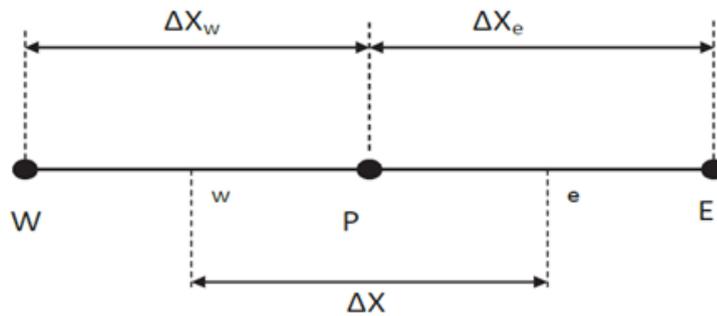


FIGURE 4.3: Description de volume de contrôle

4.2.1.2 Etape 2 : discrétisation

L'intégration de l'équation (4.2) sur le volume de contrôle de centre P donne :

$$\int_{\Delta V} \frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) dv + \int_{\Delta V} S dv = \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx} \right)_w + \bar{S} \Delta V = 0 \quad (4.4)$$

Interprétation : (principe de conservation).

- Flux diffusif de ϕ sortant de la facette e .
- Flux diffusif de ϕ entrant par la facette w .
- Production de ϕ dans le CV .

Dans le cas général où le coefficient de diffusivité n'est pas constant ses valeurs sur les facettes "w" et "e" du volume de contrôle CV seront exprimées en fonction des valeurs aux points nodaux P, W et E par :

$$\Gamma_e = \frac{\Gamma_E + \Gamma_P}{2}; \quad \Gamma_w = \frac{\Gamma_P + \Gamma_W}{2} \quad (4.5)$$

Pour simplifier nous allons utiliser un maillage uniforme : $\Delta X_e = \Delta X_w = \Delta X$ et appliquer un schéma centré d'ordre deux pour remplacer les dérivés premières sur les facettes du volume de contrôle.

$$\left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx}\right)_e = \Gamma_e A_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta X}\right) \quad (4.6)$$

$$\left(\Gamma A \frac{d\phi}{dx}\right)_w = \Gamma_w A_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta X}\right) \quad (4.7)$$

Généralement le terme source S peut aussi dépendre de la fonction ϕ elle-même. Dans une telle situation nous écrivons :

$$\bar{S}\Delta V = S_u + S_P\phi_P \quad (4.8)$$

En substituant les équations (4.5), (4.6), (4.7) et (4.8) dans (4.4), nous obtenons :

$$\Gamma_e A_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta X}\right) - \Gamma_w A_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta X}\right) + (S_u + S_P\phi_P) = 0 \quad (4.9)$$

Et après arrangement :

$$a_P\phi_P = a_W\phi_W + a_E\phi_E + S_u \quad (4.10)$$

Avec :

$$a_W = \frac{\Gamma_w}{\Delta X} A_w$$

$$a_E = \frac{\Gamma_e}{\Delta X} A_e$$

$$a_P = a_W + a_E - S_P \quad (4.11)$$

4.2.1.3 Etape 3 : Solution des équations

L'équation (4.11) sera construite pour tous les volumes de contrôles du domaine de calcul. En vue d'incorporer les conditions aux limites, un traitement spécial sera réservé aux volumes de frontières. Le système d'équations résultant sera un système d'équations algébriques linéaires comportant autant d'inconnus que d'équations. La distribution discrète de la variable ϕ sur le domaine de calcul peut être obtenue par inversion de la matrice du système d'équations. Cependant, cette méthode n'est quasiment jamais utilisée pour la simple raison qu'elle est très coûteuse en mémoire de stockage. Les méthodes itératives (par exemple : Gauss-Seidel) sont plus efficaces dans ce cas. Dans un calcul itératif il faut aussi définir un critère de convergence pour pouvoir arrêter les calculs à un moment donné.

4.2.1.4 Critère de convergence :

A partir de l'équation (4.10) nous pouvons écrire une expression du résidu pour estimer la satisfaction éventuelle de l'équation :

$$R = \sum_{\text{l'ensemble des volumes}} |a_W \phi_W + a_E \phi_E + S_u - a_P \phi_P| \quad (4.12)$$

R : représente le résidu des calculs et possède par conséquent l'unité de l'équation différentielle intégrée. Dans notre cas c'est le flux de chaleur (Joule par second). Pour avoir une idée précise sur la convergence des calculs, il faut contrôler la valeur normalisée du résidu : $R / F \leq \varepsilon$ où F représente le flux total.

Exemple :

Soit l'équation de Fourier régissant le transfert de chaleur par conduction en une seule dimension.

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) + S = 0$$

λ : Conductivité thermique (remplace Γ).

T : Température (remplace ϕ).

4.2.2 Problème de diffusion à deux dimensions

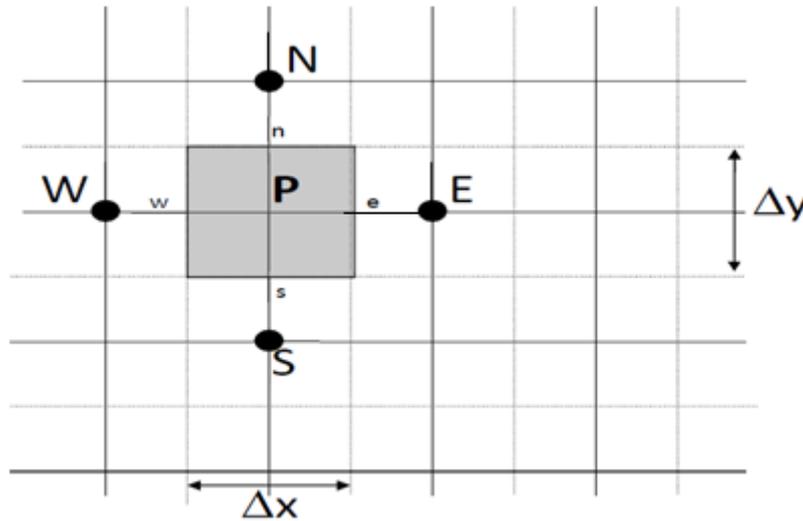


FIGURE 4.4: Description d'un volume élémentaire de base en 2D.

La méthode utilisée précédemment peut facilement être appliquée au cas de phénomènes de transport à deux dimensions.

Soit l'équation suivante :

$$\frac{d}{dx} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + \frac{d}{dy} \left(\Gamma \frac{d\phi}{dy} \right) + S = 0 \quad (4.13)$$

L'intégration de l'équation précédente autour du volume de contrôle de centre P donne :

$$\int_{\Delta V} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_{\Delta V} \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy + \int_{\Delta V} S_\phi dV = 0 \quad (4.14)$$

On utilisant les égalités suivantes : $A_e = A_w = \Delta y$ et $A_n = A_s = \Delta x$, nous obtenons :

$$\left[\Gamma_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \Gamma_w \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta y + \left[\Gamma_n \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \Gamma_s \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] \Delta x + \bar{S} \Delta V = 0 \quad (4.15)$$

Comme précédemment cette équation traduit un principe de conservation.

En utilisant les mêmes approximations centrées utilisées dans le paragraphe précédent nous posons :

$$\Gamma_w \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_w = \Gamma_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x^-} \right) \quad (4.16)$$

$$\Gamma_e \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_e = \Gamma_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x^+} \right) \quad (4.17)$$

$$\Gamma_n \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_n = \Gamma_n \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta y^+} \right) \quad (4.18)$$

$$\Gamma_s \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_s = \Gamma_s \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta y^-} \right) \quad (4.19)$$

Et l'équation (4.14) devient :

$$\begin{aligned} & \Gamma_e \Delta y \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} \right) - \Gamma_w \Delta y \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x} \right) + \Gamma_n \Delta x \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta y} \right) \\ & - \Gamma_s \Delta x \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta y} \right) + \bar{S} \Delta V = 0 \end{aligned} \quad (4.20)$$

En linearisant le terme source comme précédemment et en arrangeant l'équation, nous obtenons la forme suivante :

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E + a_S \phi_S + a_N \phi_N + S_u \quad (4.21)$$

avec :

$$a_W = \frac{\Gamma_w}{\Delta x} \Delta y; a_E = \frac{\Gamma_e}{\Delta x} \Delta y \quad (4.22)$$

$$a_S = \frac{\Gamma_s}{\Delta y} \Delta x; a_N = \frac{\Gamma_n}{\Delta y} \Delta x \quad (4.23)$$

$$a_P = a_W + a_E + a_S + a_N - S_P \quad (4.24)$$

4.2.3 Problème de diffusion à trois dimensions

Dans le cas d'un problème 3D, chaque nœud P a six nœuds voisins notés W, E, S, N, B et T . Les six facettes du volume de contrôle sont notées w, e, s, n, b et t respectivement.

L'intégration et la discrétisation de l'équation (4.1) donne :

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E + a_S \phi_S + a_N \phi_N + a_B \phi_B + a_T \phi_T + S_u \quad (4.25)$$

$$a_W = \frac{\Gamma_w}{\Delta x} \Delta y \Delta z; a_E = \frac{\Gamma_e}{\Delta x} \Delta y \Delta z \quad (4.26)$$

$$a_S = \frac{\Gamma_s}{\Delta y} \Delta x \Delta z; a_N = \frac{\Gamma_n}{\Delta y} \Delta x \Delta z \quad (4.27)$$

$$a_B = \frac{\Gamma_b}{\Delta z} \Delta x \Delta y; a_T = \frac{\Gamma_t}{\Delta z} \Delta x \Delta y \quad (4.28)$$

$$a_P = a_W + a_E + a_S + a_N + a_B + a_T - S_P \quad (4.29)$$

4.2.4 Résumé du problème de diffusion

L'équation de diffusion prend la forme générale suivante :

$$a_P \phi_P = \sum a_{nb} \phi_{nb} + S_U \quad (4.30)$$

Où le terme de la sommation indique la somme des nœuds voisins (nb), le terme source est toujours linéarisé suivant la formule : $S_u + S_P \phi_P$, et le coefficient du nœud P est exprimé suivant la relation :

$$a_P = \sum a_{nb} - S_P \quad (4.31)$$

Les conditions aux limites sont implémentées par élimination du coefficient de la face considérée et introduction du flux dans les termes sources : S_u et S_P .

4.2.5 Relaxation :

Soit ϕ_P^* , la valeur de la variable issue de l'itération précédente, l'équation (4.30) s'écrit :

$$\phi_P = \phi_P^* + \left[\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_P} - \phi_P^* \right] \quad (4.32)$$

Où l'expression entre crochets représente le changement de ϕ_P dans l'itération actuelle.

Pour diminuer ce changement en vue de stabiliser les calculs, on introduit un coefficient α ayant une valeur entre 0 et 1. Cette opération est appelée sous relaxation.

$$\phi_P = \phi_P^* + \alpha \left[\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_P} - \phi_P^* \right] \quad (4.33)$$

Ou encore :

$$\frac{a_P}{\alpha} \phi_P = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b + \frac{(1 - \alpha) a_P \phi_P^*}{\alpha} \quad (4.34)$$

Cette équation garde la forme de l'équation (4.30), avec une légère modification des coefficients. On introduit ainsi la sous relaxation par le choix d'un bon coefficient α .

On note aussi, qu'après convergence l'égalité : $\phi_P = \phi_P^*$ est satisfaite.

4.3 Equation de chaleur dans un domaine borné.

On se propose de résoudre l'équation de la chaleur dans un domaine borné de l'espace \mathbb{R}^d ou il est évident que les techniques employées (transformation de Fourier ou recherche de solution auto semblable), lorsqu'elle est posée dans tout l'espace, ne sont plus efficaces. La méthode exposée, ici, est due à J. L. Lions et basée sur la diagonalisation du problème.

4.3.1 Description du problème.

Soit Ω un ouvert borné de \mathbb{R}^d de frontière $\Gamma = \partial\Omega$ qu'on suppose C^1 par morceaux, on se donne un réel $T > 0$ et on cherche une fonction $u(t, x)$ sur $]0, T[\times \Omega$ solution de :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \Delta u = f, \text{ sur }]0, T[\times \Omega \quad (4.35)$$

$$u(t = 0) = u_0, \text{ sur } \Omega \quad (4.36)$$

$$u(t, \cdot) = 0, \text{ sur }]0, T[\times \Gamma \quad (4.37)$$

ou $f :]0, T[\times \Omega \rightarrow \mathbb{R}$ est la source de chaleur et $u_0 : \Omega \rightarrow \mathbb{R}$, la distribution de la chaleur à l'instant initial, sont données et dont la régularité sera précisée ultérieurement. La condition de Dirichlet dans (4.37) signifie qu'au cours du temps la température reste nulle à la frontière, c'est la condition à la limite. Bien entendu, il est possible d'imposer d'autres types de conditions aux limites.

4.3.2 Formulation variationnelle.

On cherche à donner au problème (4.35)-(4.37) une signification mathématique précise et donc à définir un cadre fonctionnel rigoureux approprié à la résolution mais aussi raisonnable de point de vu de la physique.

Si on suppose que $u(t, x)$ est suffisamment régulier et qu'on multiplie l'équation de (4.35) par $v \in H_0^1(\Omega)$ on obtient grâce à la formule de Green et à (4.37) :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial u}{\partial t}(t, x) v(x) dx + \int_{\Omega} \nabla u(t, x) \nabla v(x) dx = \int_{\Omega} f(x) v(x) dx$$

Et après avoir remarqué que :

$$\int_{\Omega} \frac{\partial u}{\partial t}(t, x) v(x) dx = \frac{d}{dt} \int_{\Omega} u(t, x) v(x) dx$$

Il vient :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} u(t, x) v(x) dx + \int_{\Omega} \nabla u(t, x) \nabla v(x) dx = \int_{\Omega} f(x) v(x) dx \quad \forall v \in H_0^1(\Omega)$$

De la sorte on peut déterminer la régularité requise sur la dépendance de u par rapport à x et t .

Dans la suite, on note :

$u(t) = u(t; \cdot) : \Omega \rightarrow \mathbb{R}$, on suppose que $u_0 \in L^2(\Omega)$ et $f \in L^2(0, T, L^2(\Omega))$ et on se propose de chercher $u \in L^2(0, T, H_0^1(\Omega)) \cap C(0, T, L^2(\Omega))$

tel que :

$$\frac{d}{dt} (u(t), v)_{L^2(\Omega)} + (\nabla u(t), \nabla v)_{L^2(\Omega)} = (f(t), v)_{L^2(\Omega)} \quad \forall v \in H_0^1(\Omega) \quad (4.38)$$

$$u(0) = u_0 \quad (4.39)$$

L'égalité (4.38) ayant lieu dans $D'(0, T, \mathbb{R})$.

Ce problème a bien un sens puisque : $t \rightarrow (f(t), v)_{L^2(\Omega)}$, défini presque partout en t est dans $L^2(0, T, \mathbb{R})$ et de même pour l'application $t \rightarrow (u(t), v)_{L^2(\Omega)}$ qui est dans $C(0, T, \mathbb{R})$ et enfin $t \rightarrow (\nabla u(t), \nabla v)_{L^2(\Omega)}$ appartient à $L^2(0, T, \mathbb{R})$ et toutes ces fonctions sont de ce fait dans $D'(0, T, \mathbb{R})$.

La condition initiale est bien définie grâce à la continuité de $t \rightarrow (u(t), v)_{L^2(\Omega)}$ en zéro. L'outil essentiel qui servira à prouver un résultat d'existence et d'unicité de solution des équations (4.38)-(4.39) est la diagonalisation de l'opérateur de Laplace avec des conditions de Dirichlet.

Comme l'espace $L^2(\Omega)$ possède une base Hilbertienne $(w_i)_{i \in \mathbb{N}}$ associée à une suite de réels strictement positifs $(\lambda_i)_{i \in \mathbb{N}}$ telles que :

$$\int_{\Omega} \nabla w_i(x) \nabla v(x) dx = \lambda_i \int_{\Omega} w_i(x) v(x) dx \quad \forall v \in H_0^1(\Omega)$$

Les fonctions $(w_i)_{i \in \mathbb{N}}$ sont les vecteurs propres associés aux valeurs propres $(\lambda_i)_{i \in \mathbb{N}}$ de l'opérateur $(-\Delta) : H_0^1(\Omega) \rightarrow H^{-1}(\Omega)$. Le système $(w_i)_{i \in \mathbb{N}}$ forme une base orthogonale de l'espace $H_0^1(\Omega)$ avec :

$$|w_i|_{H^1(\Omega)} = \|\nabla w_i\|_{L^2(\Omega)^d} = \sqrt{\lambda_i}$$

4.3.3 Existence et unicité.

On débute la section par l'étude de l'unicité. Ce résultat découle de la diagonalisation du problème et on se ramène à la résolution d'équations différentielles ordinaires.

Proposition 4.1 : Si u est solution du problème (4.38)-(4.39) alors elle est donnée par son développement en série.

$$u(t) = \sum_{i \in \mathbb{N}} \left(e^{-\lambda_i t} (u_0, w_i)_{L^2(\Omega)} + \int_0^t e^{-\lambda_i(t-\tau)} (f(\tau), w_i)_{L^2(\Omega)} d\tau \right) w_i \quad (4.40)$$

Remarque 4.1 : Il n'est pas acquis que la série (4.40) converge et on ne peut encore rien dire de l'existence de la solution. Le seul résultat qu'on puisse tirer de cette proposition est que le problème faible admet au plus une solution.

Afin d'analyser la série (4.40), on introduit la famille de sous-espaces $V_m \subset H_0^1(\Omega)$ engendrés par les systèmes $\{ w_i, 0 \leq i \leq m \}$ et on observe que $\bigcup_{m \in \mathbb{N}} V_m$ est dense dans $H_0^1(\Omega)$.

On considère ensuite le problème approché :

Chercher $t \in [0, T] \mapsto u_m(t) \in V_m$ solution de : $\forall v \in V_m$,

$$\frac{d}{dt} (u_m(t), v)_{L^2(\Omega)} + (\nabla u_m(t), \nabla v)_{L^2(\Omega)} = (f(t), v)_{L^2(\Omega)} \quad (4.41)$$

$$u_m(0) = \sum_{i=0}^m (u_0, w_i)_{L^2(\Omega)} w_i \quad (4.42)$$

Suivant on peut montrer que ce problème admet une solution unique donnée par :

$$u_m(t) = \sum_{i=0}^m \left(e^{-\lambda_i t} (u_0, w_i)_{L^2(\Omega)} + \int_0^t e^{-\lambda_i(t-\tau)} (f(\tau), w_i)_{L^2(\Omega)} d\tau \right) w_i \quad (4.43)$$

C'est précisément la somme partielle d'ordre m de la série donnée dans (4.40) et on a :

Lemme 4.1 : La suite $(u_m)_{m \in \mathbb{N}}$ est une suite de Cauchy dans l'espace : $L^2(0, T, H_0^1(\Omega)) \cap C(0, T, L^2(\Omega))$.

On est en position d'énoncer le résultat récapitulatif concernant l'existence et l'unicité de solution du problème faible.

Théorème 4.1 : Le problème variationnel (4.38)-(4.39) admet une solution et une seule dans : $L^2(0, T, H_0^1(\Omega)) \cap C(0, T, L^2(\Omega))$.

Remarque 4.2 : On introduit l'opérateur

$$G(t) : L^2(\Omega) \longrightarrow L^2(\Omega)$$

$$u_0 \longmapsto G(t)_{u_0} = \sum_{i \in N} e^{-\lambda_i t} (u_0, w_i)_{L^2(\Omega)} w_i$$

La famille $(G(t))_i, i > 0$ est un semi-groupe linéaire de contractions sur $L^2(\Omega)$ et la solution de (4.38)-(4.39) s'écrit alors :

$$u(t) = G(t)_{u_0} + \int_0^t G(t - \tau) f(\tau) d\tau$$

4.4 Position du problème

L'objectif principal du présent travail est la simulation numérique en trois dimensions par la méthode des volumes finis d'une combustion d'écoulement réactif turbulent dans le cas d'une flamme de diffusion (non-prémélangées) injecter par un brûleur a gaz naturel (méthane CH), le modèle de chaudière en acier d'un foyer cylindrique à un fond plat et un autre foyer à un fond bombé. Le modèle de chaudière étudié est celui de la fabrication de la société ECO CHAUD. L'utilisation des capacités de simulation qu'offre le code "Fluent Ansys" représente une partie non négligeable du présent travail. La construction du modèle géométrique, du maillage et des conditions aux limites est générée avec le préprocesseur " Modler Ansys ".

Donc L'objectif est de simuler une flamme de diffusion de méthane en situation de décrochage et au près des parois ainsi au fonds. Rappelons que le brûleur est composé de deux jets coaxiaux issus de deux tubes concentriques. Le jet rond central contient le carburant (CH), et le jet annulaire de l'air. La paroi du tube central crée des instabilités dynamiques en sortie de brûleur. Dans notre cas, la longueur de ces tubes est de 219 mm. Le tube central a un diamètre de 4 mm et une épaisseur à la base de 1 mm et de 0,2 mm en sortie. Le tube coaxial a un diamètre de 10 mm et une épaisseur de 1 mm. La configuration de ce brûleur nous permet de réaliser une étude axisymétrique autour de l'axe central du brûleur.

4.5 Modélisation de la flamme

Dans cette étude le mélange est considéré comme un mélange de gaz parfait incompressible newtonien. L'écoulement est représenté par les équations de Navier-Stokes, l'équation de l'énergie, l'équation d'espèces chimiques et l'équation d'état.

L'étude de l'impact d'un gradient de champ magnétique va se faire aussi bien sur un mélange inerte que réactif. Lors de l'étude de l'écoulement non réactif la température est constante et égale à 300 K.

Le décrochage de la flamme est un phénomène instationnaire.

Nous nous intéressons au cas établi. C'est la raison pour laquelle cette étude est menée en stationnaire. Les équations du problème sont :

4.5.1 Equation bilan de masse

Décrit la conservation de la masse au travers du volume de contrôle.

$$\nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (4.44)$$

ρ est la masse volumique et v le vecteur vitesse.

4.5.2 Equation de quantité de mouvement

Regroupe le bilan des forces qui s'appliquent sur le volume de fluide.

$$\nabla \cdot (\rho v v) = -\nabla P + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho g + F \quad (4.45)$$

P est la pression,

g est l'accélération de la pesanteur,

F représente les forces volumiques extérieures,

$\bar{\tau}$ est le tenseur des contraintes ou encore les forces visqueuses par unité de volume.

Il s'exprime de la manière suivante :

$$\bar{\tau} = \mu[(\nabla v + \nabla v^T) - \frac{2}{3}\nabla v I] \quad (4.46)$$

où μ est la viscosité dynamique.

4.5.3 Equation d'espèces

Décrit la conservation de masse d'espèce apportée par convection, par diffusion et enfin par réaction chimique,

$$\nabla \cdot (\rho v Y_i) = -\nabla \cdot J_i + \omega_i \quad (4.47)$$

Y_i est la fraction massique de l'espèce i ,
 ω_i est le taux de production /destruction de l'espèce i ,
 J_i est le flux de diffusion d'espèces qui obéit à la loi de Fick :

$$J_i = \rho D_{i,m} \nabla Y_i$$

$D_{i,m}$ est le coefficient de diffusion massique de l'espèce :

$$D_{i,m} = \frac{1 - X_i}{\sum_{i,j \neq i} (X_j / D_{ij})} \quad (4.48)$$

D_{ij} est le coefficient de diffusion binaire entre l'espèce i et j . Il se calcule par la loi de Chapman-Enskog basée sur la théorie cinétique des gaz :

$$D_{ij} = 0.0188 \frac{\left[T^3 \left(\frac{1}{M_{w,i}} + \frac{1}{M_{w,j}} \right) \right]^{1/2}}{P_{abs} \sigma_{ij}^2 \Omega_D} \quad (4.49)$$

M_w est la masse molaire et P_{abs} la pression absolue. Ω_D est l'intégrale de collision par diffusion qui mesure l'énergie d'interaction moléculaire du mélange.

Sa valeur est calculée à partir du potentiel de Lennard-Jones et dépend de la quantité T_D^* :

$$T_{D_{ij}}^* = \frac{T}{(\varepsilon/k_b)_{ij}} \quad (4.50)$$

k_b est la constante de Boltzman.

$$(\varepsilon/k_b)_{ij} = \sqrt{(\varepsilon/k_b)_i (\varepsilon/k_b)_j} \quad (4.51)$$

Où : $\sigma_{ij} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j)$.

4.5.4 Equation de l'énergie

$$\nabla \cdot (v(\rho E + P)) = \nabla \cdot \left(k \nabla T - \sum_i h_i J_i + (\tau \cdot \bar{v}) \right) + Q_{reaction} + Q_{rayonnement} \quad (4.52)$$

E : est l'énergie du volume $E = h - \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2}$ où h l'enthalpie,

k : est la conductivité thermique,

J_i : la diffusion d'espèce.

Le terme de droite de l'équation représente le transfert de chaleur dû à la conduction, à la diffusion d'espèce et à la dissipation visqueuse. $Q_{reaction}$ représente le flux de chaleur apporté / retiré par différentes réactions chimiques, $Q_{rayonnement}$ est le flux de chaleur perdu / reçu par rayonnement.

Le modèle ne prend pas compte le travail des forces.

4.5.5 Equation d'état

Qui caractérise les gaz parfaits incompressibles.

$$\rho = \frac{P}{RT \sum_i \frac{Y_i}{M_{w,i}}} \quad (4.53)$$

avec $P=101325$ Pa.

D'une manière générale on représente le mécanisme réactionnel par :

$$\sum_{k=1}^{N_k} v'_{k,i} S_{k,i} \rightarrow \sum_{k=1}^{N_k} v''_{k,i} S_{k,i} \quad (4.54)$$

Où $v'_{k,i}$ et $v''_{k,i}$ sont les coefficients stœchiométriques molaires de l'espèce chimique $S_{k,i}$ dans la réaction i et N_k est le nombre de réactions chimiques.

Le coefficient stœchiométrique $v_{k,i}$ représente le nombre de moles de l'espèce k intervenant réellement dans la réaction chimique. Il s'écrit :

$$v_{k,i} = v''_{k,i} - v'_{k,i} \quad (4.55)$$

On obtient ainsi :

$$\sum_{k=1}^{N_k} v_{k,i} M_{w,k} = 0 \quad (4.56)$$

Chaque réaction chimique i est caractérisée par une grandeur $k_{f,i}$ appelée taux de réaction direct et qui a pour relation (loi d'Arrhenius) :

$$k_{f,i} = A_i T^{\alpha_i} \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right) \quad (4.57)$$

A_i est le facteur pré-exponentiel, α_i est l'exposant de la température et E_i est l'énergie d'activation.

Le taux d'avancement T_A de la réaction i s'écrit :

$$T_{A,i} = k_{f,i} \prod_{k=1}^{N_k} C_k^{v_{k,i}} \quad (4.58)$$

On exprime alors le taux de production / destruction de l'espèce k :

$$T_{A,i} = k_{f,i} \prod_{k=1}^{N_k} C_k^{v_{k,i}} \quad (4.59)$$

La quantité de chaleur dégagée par la réaction est calculée par l'expression suivante :

$$Q_{reaction} = - \sum_i h_i^0 \omega_i$$

Avec h_i^0 l'enthalpie de formation de l'espèce i et ω_i le taux de création / destruction de l'espèce i .

4.6 Méthode numérique

Nous avons ici détaillé les différentes équations qui permettent la modélisation de l'écoulement sans et avec réaction de notre étude. Ces équations seront résolues par le logiciel Fluent (FLUENT 6.3). Nous indiquerons les différentes améliorations apportées à ce logiciel, afin de mieux l'adapter à notre problématique. Enfin les dimensions du domaine de calcul seront précisées et les conditions aux limites et initiales seront présentées.

Pour résoudre les équations bilans, FLUENT utilise la méthode des volumes finis. Cette méthode consiste à intégrer les équations bilans sur un volume de contrôle .

Après que ces équations aient été discrétisées et les conditions aux limites définies, il faut résoudre le système d'équations.

En raison de non linéarité des équations de transport, il est nécessaire d'utiliser une méthode itérative dont les étapes pour cette étude sont les suivantes :

- 1) Mettre à jour les propriétés du mélange (masse volumique, viscosité, chaleur spécifique ...) en utilisant la solution existante.
- 2) Résoudre l'équation bilan de quantité de mouvement en utilisant les dernières mises à jour.
- 3) Résoudre l'équation bilan de masse et mettre à jour la pression en utilisant le nouveau champ de vitesse.
- 4) Calculer le gradient de pression et résoudre les autres équations bilans (enthalpie, espèces).
- 5) Vérifier les critères de convergence.

Si le critère de convergence est vérifié alors le calcul est arrêté, sinon les nouvelles variables sont utilisées pour l'étape 1.

Il est important aussi de préciser qu'en raison de non linéarité, les nouvelles variables calculées dépendent d'un facteur dit coefficient de relaxation 'a' :

$$\Phi^{n+1} = \Phi^n + a\Delta\Phi \quad (4.60)$$

Φ est la variable, n le nombre de l'itération, $\Delta \Phi$ est la valeur calculée par le solveur lors de l'itération, a est compris entre 0 et 1. Cela permet de stabiliser la convergence.

Le couplage pression-vitesse se fait avec l'algorithme SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations, Patankar 1980).

4.7 Éléments extérieurs ajoutés à FLUENT

Dans cette section deux éléments de modification dans le logiciel FLUENT vont être présentés. Tout d'abord l'ajout d'un modèle de rayonnement qui prend en compte uniquement les pertes thermiques. Enfin l'ajout de la force paramagnétique dans l'équation de quantité de mouvement.

4.7.1 Le rayonnement

Le rayonnement thermique est une perte de chaleur qui, dans le cas des flammes, a un impact sur la distribution de la température.

Les flammes étudiées entrent dans le cadre des flammes optiquement minces (seulement émissives) dans un milieu considéré ici comme transparent.

Le modèle radiatif, présenté ici, permet de ne prendre en compte que les pertes radiatives des gaz chauds comme le, CO_2 , H_2O et CH_4 .

Ces pertes radiatives se formulent de la manière suivante :

$$Q_{rayonnement} = -4\sigma \sum_{i=1}^N (p_i a_{p,i}) (T^4 - T_{amb}^4) \quad (4.61)$$

p_i : est la pression partielle (en atm) de l'espèce i. ($p_i = X_i P$, P la pression, X_i la fraction molaire de l'espèce i),

σ : est la constante de Stefan-Boltzmann ($5,6704 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$) et $a_{p,i}$ ($\text{m}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$), le coefficient moyen d'absorption de Planck de l'espèce i.

CO_2 et H_2O sont les deux molécules les plus émissives dans notre situation.

CH_4 a une influence limitée mais nous la considérons pour l'estimation de la perte de chaleur.

Nous avons donc ajouté à l'équation de l'énergie un terme source $Q_{rayonnement}$.

L'estimation des coefficients d'absorption de Planck se fait de la manière suivante :

Pour CO_2 et H_2O :

$$a_p = c_0 + c_1 \left(\frac{10^3}{T} \right) + c_2 \left(\frac{10^3}{T} \right)^2 + c_3 \left(\frac{10^3}{T} \right)^3 + c_4 \left(\frac{10^3}{T} \right)^4 + c_5 \left(\frac{10^3}{T} \right)^5 \quad (4.62)$$

Les coefficients sont :

	H_2O	CO_2
c_0	-0.23093	18.741
c_1	-1.1239	121.31
c_2	9.4153	273.5
c_3	-2.9988	-194.05
c_4	0.51382	56.31
c_5	$1.8684x 10^{-6}$	-5.8169

TABLE 4.1: coefficients d'absorption de Planck CO_2 et H_2O

Pour CH_4 :

$$a_p = 6.6334 - 3.5686 \cdot 10^{-3}T + 1.6682 \cdot 10^{-8}T^2 + 2.5611 \cdot 10^{-10}T^3 - 2.6558 \cdot 10^{-14}T^4 \quad (4.63)$$

4.8 Le domaine numérique

4.8.1 Domaine de calcul.

Dans ce dernier paragraphe, une étude sur les dimensions du domaine de calcul a été réalisée. Cette étude permet de placer les conditions aux limites du domaine du calcul afin qu'elles n'influent pas sur le résultat de la simulation. Le domaine numérique se divise en deux parties : une partie qui regroupe le brûleur et une partie qui simule le milieu ambiant.

L'écoulement est simulé au sein du brûleur (Figure 4.5 et 4.6) qui est identique au brûleur expérimental et prend en compte l'effilage du tube interne.

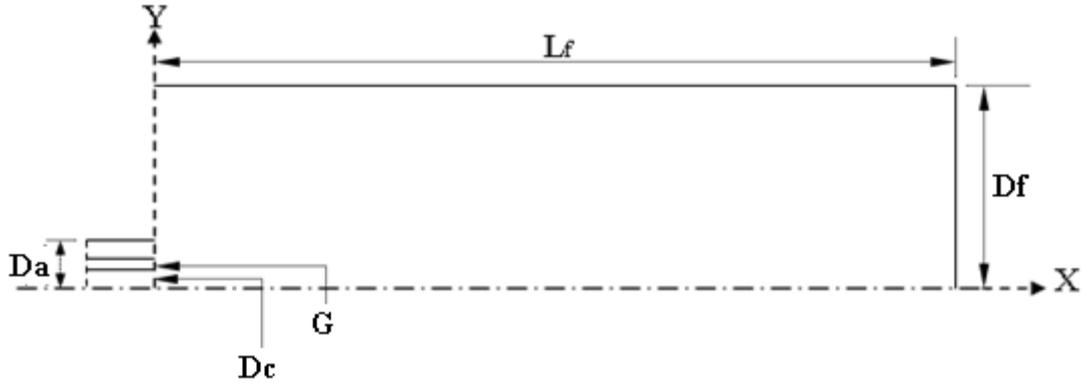


FIGURE 4.5: Domaine de calcul (A).

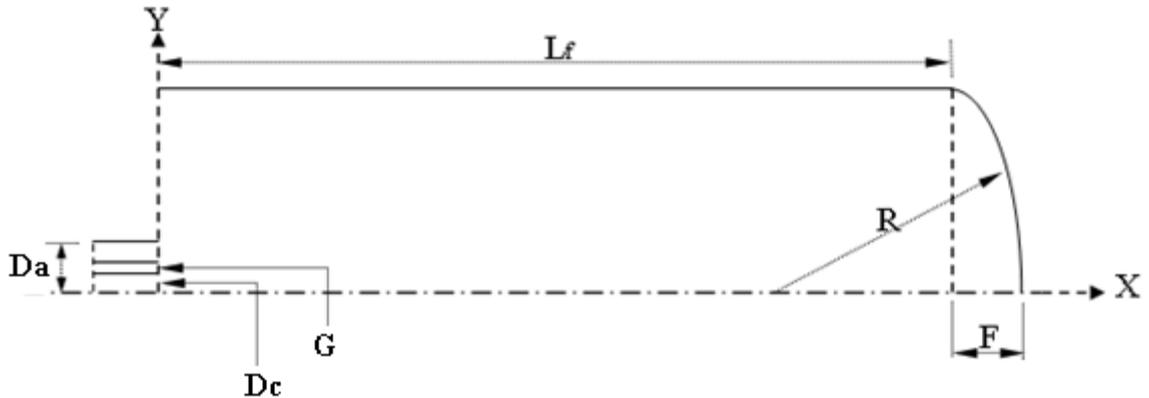


FIGURE 4.6: Domaine de calcul (B).

4.8.2 Les conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées pour cette étude sont les suivantes :

- Condition de débit massique pour l'entrée d'air et de méthane.

Cette condition est utilisée lorsque l'on connaît le débit mais pas le profil de vitesse sur la section. Le débit global d'entrée du méthane et de l'air est fixé au niveau du brûleur.

On impose pour ces conditions une température de 300K.

Pour l'entrée de méthane $Y_{CH_4} = 1$, et pour l'entrée d'air $Y_{O_2} = 0,2316$.

4.8.2.1 Condition de pression

La pression est fixée constante et égale à 101325 Pa sur les frontières extérieures du domaine du calcul comme indiqué sur les figures 4.5 et 4.6 (segment [Lf], [Df]).

Sur ces frontières on impose le mélange suivant : $Y_{O_2} = 0,2316$, $Y_{CH_4} = 0$, $Y_{N_2} = 0,7684$.

Sur le segment [Da] on impose aussi les conditions suivantes à la vitesse : $\frac{\partial u}{\partial z} = 0$, $v = 0$.

Pour le segment [Dc] et [G] le solveur adapte le vecteur vitesse en fonction de la cellule voisine présente sur la frontière.

Enfin la température est imposée à 300K.

4.8.2.2 Condition de paroi

Sur les parois du brûleur les vitesses axiale et normale sont nulles.

Si cette condition est présente, les conditions de paroi sont utilisées. Ici elles sont considérées comme isothermes à 300K.

4.8.2.3 Condition d'axe de symétrie

On utilise l'hypothèse suivante : $\frac{\partial}{\partial r} = 0$.

4.8.2.4 Positions des frontières

Cette étude a été réalisée afin de fixer les positions des frontières du domaine du calcul de la Figure 4.2 Le repère de coordonnées spatiales est placé sur l'axe de symétrie en sortie de brûleur. Pour cela :

- le débit de méthane est de $12,57 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

- le débit d'air est de $50,27 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

- le nombre de mailles est de 16872 La position du segment [Da] a été étudiée par VOISIN Nathanaël (2005) montrant que la position axiale de cette frontière n'a pas d'influence sur le jet.

4.9 Application sur le modèle de convection diffusion :

Nous considérons maintenant le cas de la convection–diffusion avec v, μ sont des constantes. Les équations du modèle sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) + v \operatorname{div} u(x, t) - \mu \Delta u(x, t) = 0, x \in \Omega \subset \mathbb{R}^d, d = 1, 2, t \in]0, T[\\ u(x, 0) = u_0(x) \quad x \in \bar{\Omega}, u_0(x) \text{ donné} \\ u(x, t)|_{\Gamma} = u(1, t) = 0 \quad t \in]0, T[\end{cases} \quad (4.64)$$

4.9.1 Le cas d=1

On va résoudre le problème (4.64) en dimension 1 par la méthode de séparation de variable.

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) + v \operatorname{div} u(x, t) - \mu \Delta u(x, t) = 0, x \in \Omega, t \in]0, T[\\ u(x, 0) = u_0(x) \quad x \in \bar{\Omega}, u_0(x) \text{ donné} \\ u(0, t) = u(1, t) = 0 \quad t \in]0, T[\end{cases} \quad (4.65)$$

Soit $u(x, t) = X(x).T(t)$, le problème (4.65) devient :

$$\begin{cases} X(x).T'(t) + vX'(x).T(t) - \mu X''(x).T(t) = 0 \\ X(x).T(0) = u_0(x) \\ X(0).T(t) = X(1).T(t) = 0 \end{cases} \quad (4.66)$$

Et nous avons que X et T sont des solutions de problème suivant :

$$\mu X'' + vX' - \lambda X = 0 \quad (4.67)$$

$$T'(t) = \lambda T(t) \quad (4.68)$$

$$X(0) = X(1) = 0 \quad (4.69)$$

L'équation caractéristique associée à (4.67) est : $\mu r^2 + vr - \lambda = 0$, son discriminant $\Delta = v^2 + 4\lambda\mu$.

Donc cette équation admet des solutions périodiques pour $\Delta < 0$ et qui a deux racines complexes.

$$r_{1,2} = \frac{v \pm i\sqrt{-\Delta}}{2\mu} \quad (4.70)$$

D'où :

$$X(x) = e^{\frac{v}{2\mu}x} \left(A \cos \frac{\sqrt{-\Delta}}{2\mu}x + B \sin \frac{\sqrt{-\Delta}}{2\mu}x \right) \quad (4.71)$$

$$X(0) = A = 0, \quad (4.72)$$

$$X(1) = B e^{\frac{v}{2\mu}} \sin \frac{\sqrt{-\Delta}}{2\mu} = 0 \quad (4.73)$$

Ceci nest possible pour : $B e^{\frac{v}{2\mu}} \neq 0$ et $\frac{\sqrt{-\Delta}}{2\mu} = k\pi, k \in N$.

Les valeurs propres sont donc ; $\lambda_k = -\frac{v^2}{4\mu} - k^2\pi^2\mu$.

Et les fonctions propres associées : $X(x) = \sqrt{2}e^{\frac{v}{2\mu}x} \sin k\pi x, k \geq 1$.

Forment une base orthonormée dans $L^2(0,1)$.

Développons u_0 suivant cette base :

$$u_0(x) = \sum_{k \geq 1} \sqrt{2} B_k e^{\frac{v}{2\mu}x} \sin k\pi x, k \in N$$

$$\text{ainsi : } B_k = \sqrt{2} \int_0^1 e^{\frac{v}{2\mu}y} u_0(y) \sin k\pi y dy$$

D'où :

$$\begin{aligned} u(x, t) &= 2 \sum_{k \geq 1} \left(\int_0^1 \sin k\pi y dy \right) e^{\frac{v}{2\mu}x} (\sin k\pi x) e^{-\left(\frac{v^2}{4\mu} + k^2\pi^2\mu\right)t} \\ &= \frac{2}{k\pi} \sum_{k \geq 1} \left(1 - (-1)^k \right) e^{\frac{v}{2\mu}x} (\sin k\pi x) e^{-\left(\frac{v^2}{4\mu} + k^2\pi^2\mu\right)t} \\ u(x, t) &= \begin{cases} 0 & \text{si } k = 2p \\ \frac{4}{\pi} \sum_{p \geq 0} \frac{1}{k} e^{\frac{v}{2\mu}x} (\sin k\pi x) e^{-\left(\frac{v^2}{4\mu} + k^2\pi^2\mu\right)t} & \text{si } k = 2p + 1 \end{cases} \\ u(x, t) &= \frac{4}{\pi} \sum_{k \geq 0} \frac{1}{2k+1} e^{\frac{v}{2\mu}x} (\sin(2k+1)\pi x) e^{-\left(\frac{v^2}{4\mu} + (2k+1)^2\pi^2\mu\right)t} \end{aligned}$$

On va prouver maintenant le schéma aux volumes finis de problème (4.64) en 1D pour cela on fait seulement la discrétisation du troisième membre gauche de l'équation de problème (4.64).

En effet,

$$\int_{K_i} -\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t) dx = -\mu \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x_{i+\frac{1}{2}}, t) - \frac{\partial u}{\partial x}(x_{i-\frac{1}{2}}, t) \right] \quad (4.74)$$

Soit u_k^n les inconnues discrètes pour $K \in \tau$ et l'approximation de $-\frac{\partial u}{\partial x}(x_{i+\frac{1}{2}}, t_n)$ est établie à partir d'un procédé de différence finis (schéma centré). On pose :

$$\begin{aligned} F_{i+\frac{1}{2}}^n &:= -\frac{u_{i+\frac{1}{2}}^n - u_i^n}{h_i^+} \quad \text{sur } K_i \quad \text{pour } i = 1, \dots, N \\ F_{i+\frac{1}{2}}^n &:= -\frac{u_{i+1}^n - u_{i+\frac{1}{2}}^n}{h_{i+1}^-} \quad \text{sur } K_{i+1} \quad \text{pour } i = 1, \dots, N-1 \end{aligned}$$

Grâce à la conservativité de flux à travers les interfaces, on peut déduire la valeur de $u_{i+\frac{1}{2}}^n$ en fonction de u_i^n et u_{i+1}^n c'est-à-dire :

$$-\frac{u_{i+\frac{1}{2}}^n - u_i^n}{h_i^+} = -\frac{u_{i+1}^n - u_{i+\frac{1}{2}}^n}{h_{i+1}^-} \iff u_{i+\frac{1}{2}}^n = \frac{h_i^+ u_{i+1}^n + h_{i+1}^- u_i^n}{h_i^+ + h_{i+1}^-}$$

On remplace $u_{i+\frac{1}{2}}^n$ par son valeur dans $F_{i+\frac{1}{2}}^n$ on trouve :

$$F_{i+\frac{1}{2}}^n = -\frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{h_i^+ + h_{i+1}^-} = -\frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{h_{i+\frac{1}{2}}}, \forall i = 0, \dots, N-1$$

$$\text{Où } h_{i+\frac{1}{2}} = h_i^+ + h_{i+1}^- = x_{i+1} - x_i, i = 0, \dots, N-1$$

D'où le schéma aux volumes finis pour la discrétisation du problème (4.64) en 1D :

$$\begin{cases} \frac{h_i}{k} (u_i^{n+1} - u_i^n) + \mu \left(F_{i+\frac{1}{2}}^n - F_{i-\frac{1}{2}}^n \right) + v (u_i^n - u_{i-1}^n) = 0, \forall i = 0, \dots, N-1, \forall n \in \mathbb{N} \\ F_{i+\frac{1}{2}}^n = -\frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{h_{i+\frac{1}{2}}}, \forall i = 0, \dots, N-1 \\ u_i^0 = \int_{K_i} u_0(x) dx \end{cases} \quad (4.75)$$

4.9.2 Le cas $d=2$:

On va résoudre le problème (4.64) en dimension 2.

$$\int_K \frac{\partial u}{\partial t}(x, t) dx + v \int_K \operatorname{div} u(x, t) dx - \mu \int_K \Delta u(x, t) dx = 0 \quad (4.76)$$

$$\int_K \operatorname{div} u(x, t) dx = v \int_{\partial K} u(x, t) \cdot n_K(x) d\gamma(x) = v \sum_{\sigma \in \varepsilon_K} \int_{\sigma} u(x, t) \cdot n_{K,\sigma}(x) d\gamma(x) \quad (4.77)$$

On intègre l'équation de (4.64) sur K ($\forall K \in \Gamma$).

Les inconnues discrètes $(u_K^n)_{K \in \Gamma}$ sont des approximations de :

$u(x_K, t_n)$, $\forall K \in \Gamma, \forall n \in \mathbb{N}$.

$$u_{K,\sigma}^n = \int_{\sigma} u(x, t_n) \cdot n_{K,\sigma}(x) d\gamma(x) \quad (4.78)$$

$$\begin{aligned} -\mu \int_K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t) dx &= -\mu \int_{\partial K} \frac{\partial u}{\partial x}(x, t) \cdot n_K(x) d\gamma(x) \\ &= -\mu \sum_{\sigma \in \varepsilon_K} \int_{\sigma} \frac{\partial u}{\partial x}(x, t) \cdot n_{K,\sigma}(x) d\gamma(x) \end{aligned} \quad (4.79)$$

Si $\frac{\partial u}{\partial x}(x, t_n) \cdot n_{K,\sigma}(x) \in (\sigma, \exists \xi \in \sigma$ tel que :

$$\begin{aligned} \int_{\sigma} u(x, t_n) \cdot n_{K,\sigma}(x) d\gamma(x) &= m(\sigma) \frac{\partial u}{\partial x}(\xi, t_n) \cdot n_{K,\sigma}(\xi) = m(\sigma) \frac{\partial u}{\partial n}(\xi, t_n) \\ &= \begin{cases} m(\sigma) \frac{u(x_L, t_n) - u(x_K, t_n)}{d_{\sigma}} & \text{si } \sigma = \frac{K}{L} \in \varepsilon_{int} \\ m(\sigma) \frac{u_0(y_{\sigma}, t_n) - u(x_K, t_n)}{d_{\sigma}} & \text{si } \sigma \in \varepsilon_{ext} \cap \varepsilon_K \end{cases} \\ &\simeq \begin{cases} m(\sigma) \frac{u_L^n - u_K^n}{d_{\sigma}} & \text{si } \sigma = \frac{K}{L} \in \varepsilon_{int} \\ m(\sigma) \frac{u_0^n(y_{\sigma}) - u_K^n}{d_{\sigma}} & \text{si } \sigma \in \varepsilon_{ext} \cap \varepsilon_K \end{cases} = F_{K,\sigma}^n \end{aligned}$$

Le schéma aux volumes finis s'écrit finalement comme suit :

$$\begin{cases} \frac{m(\sigma)}{k} (u_K^{n+1} - u_K^n) + \mu \sum_{\sigma \in \varepsilon_K} F_{K,\sigma}^n + v \sum_{\sigma \in \varepsilon_K} u_{K,\sigma}^n = 0, \forall K \in \Gamma, \forall n \in \mathbb{N} \\ u_K^0 = \int_K u_0(x) dx \end{cases}$$

4.10 Discrétisation de l'équation de la chaleur 2D stationnaire.

Considérons le problème bidimensionnel stationnaire de la conduction de la chaleur dans un domaine rectangulaire $[0, L_x] \times [0, L_y]$. Le champ de température $T(x, y)$ vérifie l'équation de Laplace :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = 0, (x, y) \in [0, L_x] \times [0, L_y] \\ T(0, y) = T_g \text{ et } T(L_x, y) = T_d, 0 < y < L_y \\ T(x, 0) = T_b \text{ et } T(x, L_y) = T_h, 0 < x < L_x \end{array} \right. \quad (4.80)$$

Le domaine de calcul est discrétisé en $N \times P$ mailles de centre (x_i, y_i) (i variant de 1 à N et j variant de 1 à P).

On supposera que les pas d'espace dans chaque direction $\Delta x = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$ et $\Delta y = y_{j+1/2} - y_{j-1/2}$ sont constants. La température $T(x, y)$ est supposée constante dans chaque maille et égale à une valeur approchée de la moyenne sur la maille considérée. On notera T_{ij} cette valeur dans la maille (i, j) .

La discrétisation spatiale par les Volumes Finis consiste à intégrer maille par maille l'EDP du problème, soit pour la maille (i, j) de centre (x_i, y_i) :

$$\int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) dx dy = 0 \quad (4.81)$$

Il vient :

$$\int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{i+\frac{1}{2}}} - \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{i-\frac{1}{2}}} \right] dy + \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y_{j+\frac{1}{2}}} - \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y_{j-\frac{1}{2}}} \right] dx = 0 \quad (4.82)$$

Le terme de dérivée première $\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{i+\frac{1}{2}}}$ à l'interface $x_{i+\frac{1}{2}}$ est évalué en calculant une valeur moyenne sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{i+\frac{1}{2}}} = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{\partial T}{\partial x} dx = \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta x} \quad (4.83)$$

De même, le terme $\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{i-\frac{1}{2}}}$ à l'interface $x_{i-\frac{1}{2}}$ est évalué en calculant une valeur moyenne sur l'intervalle $[x_{i-1}, x_i]$ Ce qui permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{i+\frac{1}{2}}} - \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{i-\frac{1}{2}}} \right] dy &= \int_{y_{j-\frac{1}{2}}}^{y_{j+\frac{1}{2}}} \left[\frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta x} - \frac{T_{i,j} - T_{i-1,j}}{\Delta x} \right] dy \\ &= \Delta y \frac{T_{i+1,j} - T_{i-1,j} - 2T_{i,j}}{\Delta x} \end{aligned} \quad (4.84)$$

En opérant identiquement pour les termes $\frac{\partial T}{\partial y}$ aux interfaces $y_{j+\frac{1}{2}}$ et $y_{j-\frac{1}{2}}$, on aboutit à l'expression suivante valable pour i variant de 2 à $N-1$ et j variant de 2 à $P-1$:

$$\Delta y^2 (T_{i+1,j} + T_{i-1,j}) + \Delta x^2 (T_{i,j+1} + T_{i,j-1}) - 2 (\Delta x^2 + \Delta y^2) T_{i,j} = 0 \quad (4.85)$$

Cette relation n'est pas valable aux bords du domaine pour lesquels les termes de dérivées premières sont évalués en considérant une valeur moyenne sur une demie-maille.

Pour la dérivée $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x_{\frac{1}{2}}}$, la valeur moyenne sera calculée sur l'intervalle $[0, x_1]$ et fera intervenir les conditions aux limites (la température T_g au bord gauche) :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x_{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{\Delta x} \int_0^{x_1} \frac{\partial T}{\partial x} dx = \frac{T_{1,j} - T_g}{\Delta x} \quad (4.86)$$

Ainsi pour les cellules adjacentes au bord gauche ($i = 1, j$ variant de 1 à P), la formulation est :

$$\Delta y^2 (T_{2,j} + 2T_g) + \Delta x^2 (T_{i,j+1} + 2T_{1,j-1}) - (2\Delta x^2 + 3\Delta y^2) T_{1,j} = 0; j = 2, \dots, P - 1 \quad (4.87)$$

$$\Delta y^2 (T_{2,1} + 2T_g) + \Delta x^2 (T_{1,2} + 2T_b) - 3 (\Delta x^2 + \Delta y^2) T_{1,1} = 0; j = 1. \quad (4.88)$$

$$\Delta y^2 (T_{2,P} + 2T_g) + \Delta x^2 (2T_h + 2T_{1,P-1}) - 3 (\Delta x^2 + \Delta y^2) T_{1,P} = 0; j = P. \quad (4.89)$$

On aura une formulation équivalente pour les cellules adjacentes aux 3 autres bords du domaine.

Soit sous forme matricielle, pour $N = P = 3$, en posant :

$$A = \Delta x^2 + \Delta y^2,$$

$$B = 3\Delta x^2 + 2\Delta y^2,$$

$$C = 2\Delta x^2 + 3\Delta y^2 :$$

On trouve le système :

$$\begin{bmatrix} -3A & \Delta y^2 & 0 & \Delta x^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \Delta y^2 & -B & \Delta y^2 & 0 & \Delta x^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta y^2 & -3A & 0 & 0 & \Delta x^2 & 0 & 0 & 0 \\ \Delta x^2 & 0 & 0 & -C & \Delta y^2 & 0 & \Delta x^2 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta x^2 & 0 & \Delta y^2 & -2A & \Delta y^2 & 0 & \Delta x^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta x^2 & 0 & \Delta y^2 & -C & 0 & 0 & \Delta x^2 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta x^2 & 0 & 0 & -3A & \Delta y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta x^2 & 0 & \Delta y^2 & -B & \Delta y^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Delta x^2 & 0 & \Delta y^2 & -3A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{21} \\ T_{21} \\ T_{12} \\ T_{22} \\ T_{22} \\ T_{13} \\ T_{23} \\ T_{33} \end{bmatrix} = -2 \begin{bmatrix} \Delta x^2 T_b + \Delta y^2 T_g \\ \Delta x^2 T_b \\ \Delta x^2 T_b + \Delta y^2 T_d \\ \Delta y^2 T_g \\ 0 \\ \Delta y^2 T_d \\ \Delta x^2 T_h + \Delta y^2 T_g \\ \Delta x^2 T_h \\ \Delta x^2 T_h + \Delta y^2 T_d \end{bmatrix}$$

Dans le cas où les pas d'espace sont identiques $\Delta x = \Delta y$,

la formulation matricielle, pour $N = P = 3$, devient :

$$\begin{bmatrix} -6 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -5 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -6 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -5 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & -4 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & -5 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & -6 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & -5 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & -6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{21} \\ T_{21} \\ T_{12} \\ T_{22} \\ T_{22} \\ T_{13} \\ T_{23} \\ T_{33} \end{bmatrix} = -2 \begin{bmatrix} T_b + T_g \\ T_b \\ T_b + T_d \\ T_g \\ 0 \\ T_d \\ T_h + T_g \\ T_h \\ T_h + T_d \end{bmatrix}$$

Remarque 3.3 :

Dans le cas de conditions aux limites mixtes Dirichlet-Neumann, la condition de flux de chaleur est prise en compte très simplement, directement dans les termes de dérivées aux interfaces du bord concerné.

4.11 Conclusion :

Les outils de simulation numérique occupent une place prépondérante dans les études en physique. La démarche de conception optimale qui résulte de l'épuisement des ressources énergétiques et du souci de préservation de l'environnement, n'a fait qu'amplifier leur utilisation.

La simulation se définit comme l'utilisation ou la résolution de modèles correspondant à un système donné pour étudier le comportement de ce dernier dans un contexte précis. Elle est la suite logique de la modélisation qui est la première approche d'une simulation.

La modélisation et la simulation interviennent pour :

- La compréhension de la structure et des interactions à l'intérieur d'un système (déterminer le rendement, la performance...)
- L'étude du comportement du système par rapport à son environnement extérieur (consommation énergétique/cout...)
- La prédiction du comportement d'un système pour des situations nouvelles ou extrêmes.
- La conception de nouveaux dispositifs/ composants, étude de système (composant) avant la création de prototype et mise en œuvre de procédés nouveaux (stratégies et algorithmes de contrôle).
- L'optimisation des solutions lors de la conception.

La simulation ne supprime pas l'expérimentation mais la complète. Elle permet d'effectuer l'analyse du problème dans des conditions réalistes (reproduire des tests que l'on fait en expérimentation pour mieux les comprendre et à moindre coût) ou au contraire dans des conditions d'essais extrêmes/marginales (climats extrêmes, défauts d'installations...).

Ces dernières ne peuvent être faites par l'expérimentation (raison de coûts...). Ainsi, la simulation accroît le champ des tests pour un système.

A travers la simulation, le système étudié devient plus flexible. On peut plus facilement faire des études paramétriques. L'utilisation peut aussi faire varier l'échelle de temps pour une étude, ce qui est impossible par ailleurs.

La simulation se présente presque toujours sous forme d'un programme ou d'outils informatiques. Ces derniers sont couramment appelés des environnements de simulation.

Nous avons pu, dans ce travail, simuler numériquement les phénomènes de diffusion de la combustion de méthane de type jet axisymétrique dans un écoulement permanent tridimensionnel à l'aide d'une approche de la méthode de volumes finis. La base de cette méthode repose sur un bilan des flux au niveau élémentaire du volume. Ensuite, nous incrémentons en temps pour connaître le champ de concentration sur l'ensemble de la chambre de combustion modélisée. Des résultats cohérents et physiques ont pu être produits par ce code de calcul (Fluent).

Le prolongement de ce code serait d'étendre son champ d'application à des polluants qui affecte la diffusion. Il serait, par exemple intéressant d'introduire des propriétés d'interaction du polluant sous forme de réactions chimiques avec le fluide. Ce type de modélisation représenterait plus fidèlement la réalité.

Chapitre 5

PRESENTATION DU CODE FLUENT ET DE LA METHODE NUMERIQUE

5.1 Introduction

L'augmentation rapide de la puissance des calculateurs a rendu possible le développement de codes commerciaux traitant les problèmes de transport dans les fluides. Il existe un certain nombre de codes tridimensionnels industriels, aux meilleurs performants, permettant la prédiction d'écoulements de fluides (FLUENT, CFX, PHOENICS, STAR-CD, FEMLAB).

La résolution des équations gouvernant ces écoulements (équations de Navier-Stokes) est faite par le biais des méthodes des volumes finis, des différences finies ou des éléments finis.

5.2 Présentation du code de calcul

Le code de calcul Fluent utilisé dans notre étude est commercialisé par le groupe FLUENT.

Ce groupe est actuellement l'un des pôles de compétence en mécanique des fluides numérique les plus importants. Il développe et commercialise une solution complète sous forme de logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamics) généralistes qui simulent tous les

écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques pour toute l'industrie. Les produits et services proposés par le groupe FLUENT aident les ingénieurs à développer leurs produits, à optimiser leur conception et à réduire leurs risques. Ce code est largement utilisé dans l'industrie aéronautique, automobile et offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation.

Le logiciel Fluent modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont : le pré-processeur, le solveur et le post processeur. Nous détaillons ci-dessous ces trois éléments :

5.2.1 Le pré-processeur GAMBIT

Il permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et de subdiviser ce dernier en petits volumes de contrôle ou cellules de calcul.

L'ensemble de ces volumes élémentaires constitue le maillage. La définition des conditions aux limites appropriées, au niveau des cellules qui coïncident ou touchent la frontière du domaine de calcul, se fait également à ce niveau. Il permet de créer plusieurs types de maillage suivant la géométrie et de spécifier le type de matériau (fluide ou solide).

5.2.2 Le solveur FLUENT 6.3.26

Permet de définir numériquement les conditions opératoires (gravité, pression...) dans lesquelles, est effectuée la simulation, ainsi que la spécification des conditions aux limites, il permet de choisir le processus itératif, en proposant plusieurs schémas numériques pour la discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de vitesse et de pression.

Les équations discrétisées y sont résolues et sont décrites sous forme :

$$\text{Convection} - \text{Diffusion} = \text{Sources} - \text{Pertes.}$$

Pour des fluides incompressibles, les calculs se font en pression relative. La méthode utilisée est la méthode des volumes finis. Cette méthode a l'avantage d'être conservatrice, c'est à dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans les volumes voisins. Les étapes de calcul sont les suivantes :

- Intégration des équations continues sur chaque volume de contrôle. Le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface.
- Discrétisation en espace et en temps (pour les écoulements non permanents) des équations : substitution des dérivées partielles par des approximations en différences finies ; transformation du système d'équations en système algébrique.
- Résolution du système algébrique par un processus itératif ; utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et les composantes de la vitesse afin d'assurer la conservation de la masse.

5.2.3 Le post-processeur

Le Post-processeur permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine mais surtout d'afficher les résultats obtenus, Il est ainsi possible de visualiser les champs (pression, vitesse, température ...) ainsi que toutes les grandeurs calculées . Il offre aussi la possibilité de tracer et visualiser les lignes de courants.

Fluent est un logiciel largement utilisé dans l'industrie parce qu'il offre une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Ces raisons ont motivé notre choix pour l'utilisation de Fluent.

5.3 Approches de résolution des équations de l'écoulement turbulent

- 1) **La résolution directe** : Les équations de Navier - Stokes traduisent complètement les écoulements à surface libre turbulents. Cependant, malgré les récents progrès réalisés au niveau technologique, leur résolution numérique complète pose problème.

En effet, les tourbillons peuvent être de l'ordre du millimètre alors que le domaine peut s'étendre sur des mètres et même des kilomètres. Une grille assez fine pour une description assez précise de toutes les échelles de la turbulence exigerait un nombre considérable de cellules (Chassaing, 2000). Or, la capacité de stockage et la vitesse des ordinateurs demeurent à l'heure actuelle insuffisante.

Un autre inconvénient de cette approche est le fait que la grande finesse de la structure de la turbulence exige la prescription de données initiales et aux limites à un niveau important, ce qui n'est pas sans poser parfois de sérieuses difficultés.

Afin de passer ce type de difficultés, deux solutions sont utilisées : l'approche statistique et la simulation des grandes structures turbulentes.

- 2) **L'approche statistique** : Les modèles qui se fondent sur l'approche statistique sont les plus répandus. Ils reposent sur la décomposition classique de Reynolds en quantités moyenne et fluctuante.

5.4 Modèle de turbulence

Le code de calcul Fluent propose trois méthodes de fermeture basées sur l'approche statistique :

- Le modèle $k-\varepsilon$ et ses variantes.
- Le modèle de turbulence $k-\omega$.
- Le modèle des contraintes de Reynolds (RSM).

On s'intéresse a ces trois modèles de turbulence, puisque Fluent propose d'autres modèles tel que (LES, Spart-allmars,...).

5.5 Le modèle $k-\varepsilon$:

Le modèle $k-\varepsilon$ est le plus simple des modèles complets dits à deux équations.

Ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tout le domaine et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente (loin des parois). Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq, on peut distinguer :

5.5.1 Le modèle $k-\varepsilon$ standard :

C'est un modèle semi empirique. Deux équations de transport sont utilisées : une pour l'énergie cinétique de turbulence k obtenue a partir d'une équation exacte et l'autre pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε obtenue par résonance physique.

5.5.1.1 Equations de transport

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot k \cdot U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot \varepsilon \cdot U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (5.2)$$

pour $i = 1, \dots, N$ et $j = 1, \dots, N$.

G_k : Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse.

G_b : La génération de k due au décollement et des forces de volume.

Y_M : La contribution de la dilatation fluctuante dans La turbulence compressible pour ε .

$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$: des Constantes.

S_k, S_ε : Termes de source.

σ_k , σ_ε : le nombre de Prandtl turbulent pour k et ε .

5.5.1.2 Modélisation de la viscosité turbulente :

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

5.5.1.3 Les constantes du modèle :

Les résultats de calcul dépendent fortement de la valeur des constantes empiriques, cela constitue une faiblesse de ce modèle, bien que les auteurs admettent le plus souvent les mêmes valeurs, Les valeurs utilisées par défaut dans le code Fluent sont :

$$C_{1\varepsilon} = 1,44 \quad , \quad C_{2\varepsilon} = 1,92 \quad C_{3\varepsilon} = 1,55 \quad , \quad \sigma_k = 1 \quad , \quad \sigma_\varepsilon = 1,3 \quad , \quad C_\mu = 0,09.$$

5.5.2 Le modèle k- ε RNG :

Basée sur une technique mathématique appelée renormalisation (d'où l'acronyme RNG : Re-Normalization Group), cette variante se caractérise en pratique, dans l'équation, par un coefficient $C_{\varepsilon 2}$ dépendant de k/ε , donc variable.

Ceci permet d'amortir la turbulence dans les régions à fort taux de déformation (turbulence surévaluée par le modèle standard).

La qualité des résultats est améliorée pour l'écoulement en aval d'une marche, les zones de décollement – recollement et les écoulements tourbillonnaires.

5.5.2.1 Equations de transport :

Il a les mêmes équations de transport que le modèle standard :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (5.4)$$

pour $i = 1, \dots, N$ et $j = 1, \dots, N$.

Où : $C_{2\varepsilon}^*$ est donné par :

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3}$$

α_k et α_ε le nombre de Prandtl inverse effective pour k et ε .

5.5.2.2 Modélisation de la viscosité effective :

$$d \left(\frac{\rho^2}{\sqrt{\varepsilon \mu}} k \right) = 1.72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v}$$

Où : $\hat{v} = \frac{\mu_{eff}}{\mu}$.

$C_v \cong 100$.

valable pour les faibles Reynolds, dans le cas des grand Reynolds nous donne :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$C_\mu = 0,0845$, dans la théorie RNG.

5.5.2.3 La modification de RNG pour le tourbillonnement :

$$\mu_t = \mu_{t0} f(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon})$$

μ_{t0} : La valeur de la viscosité turbulente calculée sans giration.

Ω : Nombre caractéristique de giration.

α_s : Constante de giration, par défaut égal a 0,05.

5.5.2.4 Calcul de nombre de Prandtl effectif inverse :

σ_k , σ_ε : Sont calculé a partir, de la formule suivante :

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (5.5)$$

Où :

$\alpha_0 = 1$. Dans le cas d'un Reynolds tres éleve :

$$\frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \ll 1 \quad \text{et} \quad \sigma_k = \sigma_\varepsilon = 1,3 .$$

5.5.2.5 Calcul du terme dans l'équation de ε

La différence importante qui se trouve entre le RNG et le modèle standard se trouve

dans le terme additionnel a l'équation de ε donné par :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right) k^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}, \quad \eta_0 = 4,38, \quad \beta = 0,012.$$

5.5.2.6 Les constantes du modèle

Ils sont données par :

$$C_1 \varepsilon = 1,42, \quad C_2 \varepsilon = 1,68.$$

5.5.3 Le modèle k-ε réalisable

Le concept de « réalisabilité » introduit par Lumley signifie que le modèle doit respecter des situations asymptotiques. Par exemple, k et ε ne doivent jamais être négatifs. Ce modèle paraît bien adapté aux jets circulaires, couches limites avec fort gradient de pression adverse, écoulements à forte courbure et écoulements tourbillonnaires.

5.5.3.1 Equation de transport

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot k \cdot U_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \cdot \varepsilon \cdot U_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon \\ &- \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \end{aligned} \quad (5.7)$$

pour $i = 1, \dots, N$ et $j = 1, \dots, N$.

$$\text{Où : } C_1 = \max \left[0, 43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad a = S \frac{k}{\varepsilon} \quad 3\varepsilon = \tanh \left| \frac{v}{u} \right|$$

Où v est le composant de la parallèle de la vitesse de l'écoulement au vecteur gravitationnel.

Et u est le composant de la vitesse de l'écoulement perpendiculaire au vecteur gravitationnel.

5.5.3.2 Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

La différence entre les trois modèles se trouve dans le terme de C_μ qui est donné par :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}$$

Où

$$U^* = \sqrt{S_{ij}\widetilde{S}_{ij} + \Omega_{ij}\widetilde{\Omega}_{ij}}$$

Et

$$\widetilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ij}\omega_k$$

$$\Omega_{ij} = \Omega_{ij}\overline{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ij}\omega_k$$

ou : $\overline{\Omega}_{ij}$ est le tenseur de coefficient de rotation obtenu à partir de la vitesse angulaire ω_k .

Les constantes A_0 et A_s sont donné par :

$$A_0 = 4,04 \quad , \quad A_s = 6\cos\phi$$

$$\text{Où : } \phi = \frac{1}{3}\cos^{-1}(\sqrt{6}W) \quad , \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\widetilde{S}} \quad , \quad \widetilde{S} = \sqrt{S_{ij}\widetilde{S}_{ij}} \quad , \quad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)$$

5.5.3.3 Les constantes du modèle :

$$C_1 \varepsilon = 1,44 \quad , \quad C_2 \varepsilon = 1,9 \quad , \quad \sigma_k = 1 \quad , \quad \sigma_\varepsilon = 1,2.$$

5.5.4 Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k- ε :

Le terme G_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente, est modélisé identiquement pour les modèles (k- ε) standard, RNG et les modèles réalisables. De l'équation exacte pour le transport de k, ce terme peut être défini comme :

$$G_k = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$$

Pour évaluer G_k d'une manière logique avec l'hypothèse de Boussinesq :

$$G_k = \mu_t \cdot S^2$$

Où S est le module du tenseur moyen du taux-de-tension, défini comme :

$$S = \sqrt{S_{ij} \widetilde{S}_{ij}}$$

5.5.5 Effet de force de volume sur la turbulence dans les modèles $k-\varepsilon$:

La génération de la turbulence due aux forces de pression est donnée par :

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{P_{rt}} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

P_{rt} : est le coefficient de Prandtl turbulent pour l'énergie.

g_i : est le composant du vecteur gravitationnel dans la direction i .

Dans les deux modèles réalisable et standard le coefficient de Prandtl turbulent est donné par défaut par :

$$P_{rt} = 0,85.$$

Pour le modèle RNG :

$$P_{rt} = \frac{1}{\alpha}.$$

Où α est donné par (l'équation (5.5)) mais :

$$\alpha_0 = \frac{1}{P_{rt}} = \frac{k}{\mu C_p} \text{ et } \beta = \frac{-1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p.$$

représente le coefficient de dilatation thermique.

Pour le cas d'un gaz parfait :

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho P_{rt}} \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$$

5.5.6 Traitement de la région proche de la paroi :

Proche des parois, les effets visqueux ne peuvent plus être négligés et la modélisation basée sur un nombre de Reynolds turbulent n'est plus valable. Pour palier à cette difficulté, on utilise des « lois de paroi » (Standard Wall Function), qui sont des modèles d'intégration connectant les conditions à la paroi et près de la paroi. Ces lois sont fondées sur l'approche proposée par Launder et Spalding (1974).

Nous ne nous intéressons pas au détail de la couche limite, mais à l'effet global de la présence d'une paroi sur l'écoulement.

La modélisation de l'écoulement en proche paroi s'appuie sur celle des écoulements turbulents pariétaux cisailés simples.

Afin d'exprimer les différentes lois de répartition de la vitesse dans les différentes zones, On définit les paramètres adimensionnels suivants :

$$y^+ = \frac{\rho y u_\tau}{\mu}$$

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau}$$

Avec : $u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$

Où τ_w : est la tension de cisaillement à la paroi.

Une analyse temporelle multi-échelle permet de décomposer en trois couches distinctes la couche limite turbulente proche d'une paroi lisse :

- Une première couche où la viscosité du fluide domine la viscosité turbulente et est appelée sous couche visqueuse. Dans cette zone le profil de vitesse est linéaire et s'écrit :

$$u^+ = y^+$$

La sous couche visqueuse s'étendant jusqu'à une épaisseur de $y^+ = 5$.

- Une couche intermédiaire où la viscosité du fluide et la viscosité turbulente sont équivalentes, appelée zone tampon.
- Une couche externe où la viscosité turbulente est prépondérante et où le profil de vitesse est logarithmique et :

$$u^+ = \frac{1}{K} \ln(Ey^+)$$

E et k (constante de VonKarman) ont des valeurs fixes qui sont égales a :

$$E = 0,9 \text{ et } K = 0,40.$$

Cette couche externe est supposée commencer pour $y^+ > 50$.

L'option « Standard Wall Function » est disponible lorsqu'on utilise le modèle k- ϵ ou RSM, mais ne peut être utilisée avec le modèle k- ω (Fluent, 6.3).

Avec le modèle k- ϵ standard, les contraintes de Reynolds à la paroi sont calculées en supposant l'existence d'un profil de vitesse entre la paroi et la première cellule proche de la paroi (Fluent, 6.3). Ce profil est modélisé par des lois semblables à celles que nous avons détaillées précédemment. Elles s'écrivent :

$$u^* = y^* \text{ pour } y^* \leq 11.225$$

$$u^* = \frac{1}{K} \ln(Ey^*) \text{ pour } y^* > 11.225$$

Les expressions de y^* et u^* sont :

$$y^* = \frac{y_p C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} \rho}{\mu}$$

$$u^* = \frac{U_p'}{\tau_w} C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} \rho$$

\overline{U}_p : représente la vitesse moyenne du fluide au point P, situé à la distance y_p par rapport aux parois. k_p est l'énergie cinétique turbulente au point P. Son taux de dissipation ε_p est calculé comme suit :

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k_p^{\frac{3}{2}}}{K y_p}$$

5.6 Méthode de résolution et convergence :

5.6.1 Méthode de résolution :

La méthode des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes de contrôle ainsi dans tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation tel que le terme source par exemple, la méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, ou chaque volume entoure un nœud.

En utilisant différents schémas d'approximations on peut intégrer les termes des équations différentielles modélisantes sur chaque volume de contrôle, ou les valeurs et les quantités sont stockées aux nœuds du volume de contrôle. Ces équations algébriques produites expriment la conservation des quantités pour le volume de contrôle et pour tout le domaine de calcul.

Le code FLUENT utilise la méthode des volumes finis (Fluent, 6 .3). Le volume de la géométrie est discrétisé en volumes élémentaires (hexaèdres, tétraèdres, prismes ou un mélange des trois) qu'on appelle aussi mailles.

5.6.2 Maillage

Le maillage est une discrétisation de l'espace à étudier. Support des calcul CFD, il est constitué d'un ensemble de mailles (ou cellules) dans lesquelles les équations du problème seront résolues. Le pas d'espace est ici défini comme la taille caractéristique d'une maille. Aussi, faut-il veiller à ce que deux mailles adjacentes n'aient pas de dimensions trop différentes sans qu'il y ait recouvrement d'une maille sur l'autre. Il est souhaitable pour cela que la variation de tailles entre deux cellules adjacentes n'excède pas à 20% .le maillage doit être réalisé de sorte à minimiser la diffusion de l'erreur numérique.

Dans une approche de CFD, il faut aussi définir des directives de création de maillage, d'autant que le maillage est la pièce maitresse en terme de gain de temps de calcul. différents type de cellules existent : tétraèdre, hexaèdre, pentaèdre, ... la façon dont les cellules sont assemblées donne lieu a des maillages conformes ou non conforme, structurés ou non, orthogonaux ou non.

Lors d'une étude CFD, l'étape de création du maillage est cruciale pour assurer la cohérence des résultats et prendre en compte les considérations physiques du cas à étudier, numériques du code utilisé (convergence) et pratiques du contexte de l'étude effectuée (délais, puissance des ordinateurs, volume de données a traiter). En plus la notion de raffinement de maillage est liée a la taille du pas d'espace aux endroits a fort gradients : il faut mailler petit dans une zone de fort gradient.

Le logiciel utilisé pour le maillage est le logiciel Gambit version 2.4.6 les règles générales a suivre pour obtenir un bon maillage sont également décrite dans le guide d'utilisation du mailleur Gambit.

Pour la méthode de volume finis, le volume de contrôle est montré par la figure 5.1 Pour un nœud principal P, les points E et W (E = Est, W = Ouest) sont des voisins dans la direction X, tandis que N et S (N = Nord, S = Sud) sont ceux dans la direction Y. Le volume de contrôle Entourant P est montré par la ligne discontinue.

Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction X, n et s dans la direction Y.

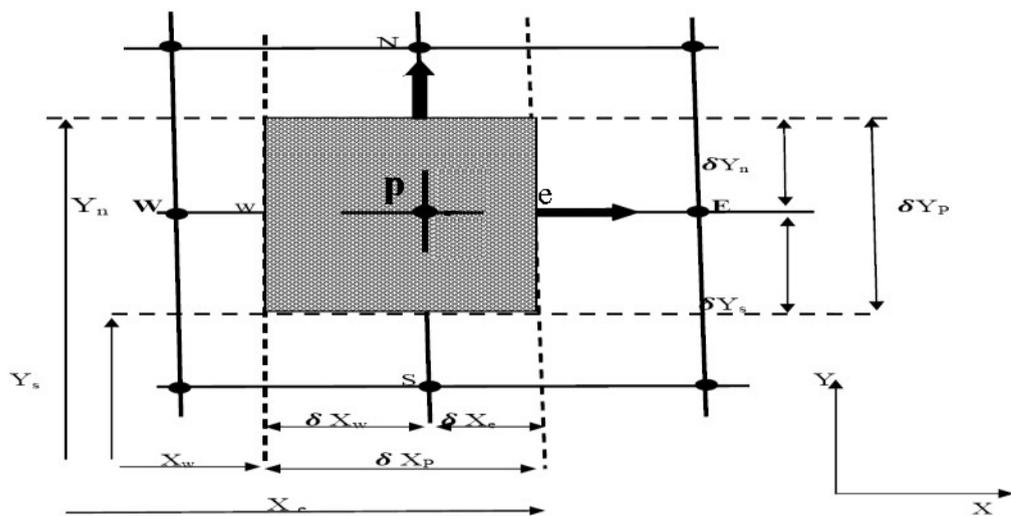


FIGURE 5.1: Le volume de contrôle principal dans un maillage bidimensionnel.

Les équations de transport des grandeurs caractéristiques de l'écoulement peuvent se résumer à une expression commune qui peut être schématisée sous la forme suivante, pour la grandeur scalaire ϕ :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi) + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} + S_\phi \quad (5.8)$$

pour $j = 1, \dots, N$.

$\frac{\partial}{\partial t} (\phi)$: terme temporel.

$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j \phi)$: terme de convection.

$\frac{\partial}{\partial x_j} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j}$: terme de diffusion.

S_ϕ : terme de source.

Le terme de convection est le bilan entrée/sortie de la quantité ϕ dans le volume de contrôle dV dû à la convection.

Γ : est le terme de diffusivité effective.

U_j : est une composante de la vitesse instantanée.

Les expressions des termes de diffusivité et de source varient en fonction des types d'équations résolues.

Le terme de gradient de pression, qui ne peut être classé ni comme un terme de convection ni comme un terme de diffusion est en général inclus dans le terme de source pour les trois équations de la dynamique.

Ensuite, les équations précédentes sont réécrites dans le repère rapporté au maillage.

La méthode des volumes finis consiste alors à intégrer les équations du mouvement sur chacun des volumes élémentaires constituant le maillage. Puis le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface. Les méthodes numériques mises en avant permettent de linéariser et de discrétiser chacun des termes de l'équation rapportée au maillage. En régime permanent, la forme linéaire des équations discrètes est la suivante :

$$a_p + \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (5.9)$$

a_p et a_{np} : sont des coefficients.

np : représente les indices des cellules voisines.

Le nombre de cellules voisines dépend de la topologie du maillage (exemple :6 cellules voisines pour un maillage hexaédrique).

ϕ_{ij} : est la valeur d'une variable scalaire au centre de la cellule.

Cette équation est à écrire pour chaque cellule de centre P du domaine.

Le système d'équations aux dérivées partielles est donc transformé en un système algébrique représenté sous forme de produit de matrices comprenant un grand nombre de coefficients nuls.

5.6.3 Les schémas de discrétisation spatiale

La discrétisation des équations consiste à approximer la variable généralisée ϕ sur les interfaces du volume de contrôle, cette dernière se fera avec le choix du schéma de discrétisations approprié. Le rôle de ce schéma intervient pour expliquer comment évaluer les flux de convection sur ce volume après intégration.

Il existe différents schémas de discrétisation proposés par Patankar permettent l'exprimer la fonction $A(|P|)$.

Fluent propose plusieurs schémas de discrétisation. Les plus utilisés sont :

* Différence centrées : $A|P| = 1 - 0.5|P|$.

* Upwind : $A|P| = 1$.

Remarque : dans notre étude on a utilisé le schéma UPWIND du premier ordre pour la discrétisation.

5.6.4 Choix de la formulation du solveur

"Fluent" propose plusieurs formulations du solveur :

- La formulation "Segregated", ou isolée (implicite) : Cette formulation résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire celle de l'énergie,

séquentiellement, c'est-à-dire isolées les unes des autres (implicite par défaut). Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressibles à modérément compressibles.

De ce fait, c'est la formulation que l'on a choisi d'utiliser pour notre problème.

- La formulation "Coupled", ou couplée soit implicite ou explicite : Cette option permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplées les unes avec les autres. Cependant, les autres scalaires, tels que les quantités de la turbulence, sont traités isolément. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressibles à grandes vitesses. Ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements hautement couplés (forte interdépendance entre la densité, l'énergie et les moments) avec des forces de volumes (ex. flottabilité et forces de rotation). Il faut signaler que le solveur couplé implicite requiert presque le double de la mémoire qu'utiliserait le solveur isolé, alors que le solveur couplé explicite vient au milieu, en terme de besoins en ressources, mais convergera plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

5.6.5 Couplage Vitesse Pression :

Dans le cas où les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires : pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées, Versteeg (1995). La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d' "estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. Fluent propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolé") :

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi -Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.
- Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) :

Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

Nous avons entrepris quelques simulations avec la méthode "SIMPLE C", qui n'a montré aucune différence significative par rapport à la méthode "SIMPLE". Donc, pour notre cas, on se limitera à l'utilisation de la méthode "SIMPLE" qui est la plus robuste, offrant le plus de garanties pour la convergence de la solution.

En conclusion, étant donné le non linéarité des équations de conservation après discrétisation, les calculs doivent faire appel aux méthodes itératives. Pour le couplage pression/vitesse, Fluent dispose de trois algorithmes de couplage (SIMPLE, SIMPLEC, PISO ; et COUPLED) dont le premier sera brièvement décrit ci-dessous :

a) Algorithme SIMPLE :

L'algorithme original est écrit par Patankar et Spadling et essentiellement une procédure d'estimation et correction pour calculer la pression dans le maillage décalé.

L'algorithme SIMPLE, acronyme pour « Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations » permet de résoudre le système d'équations discrétisées (Fluent, 6.3). Cet algorithme stipule l'existence d'une relation entre les vitesses corrigées et les pressions corrigées, en vue de vérifier l'équation de conservation de la masse.

Le schéma représentatif de ce processus itératif est le suivant :

u , v et w sont les trois composantes du vecteur vitesse. P représente la pression. ϕ est défini par : $\phi = \phi^* + \phi'$; ϕ' est une correction.

b) Séquences de l'algorithme SIMPLE :

La séquence des opérations de calcul de la méthode SIMPLE est la suivante :

- 1) Estimer un champ de pression P^* .
- 2) Résoudre les équations de quantité de mouvement pour en tirer les champs de vitesses V' et V^* .
- 3) Résoudre l'équation de correction de pression P' .
- 4) Corriger la pression $P = P' + P^*$.

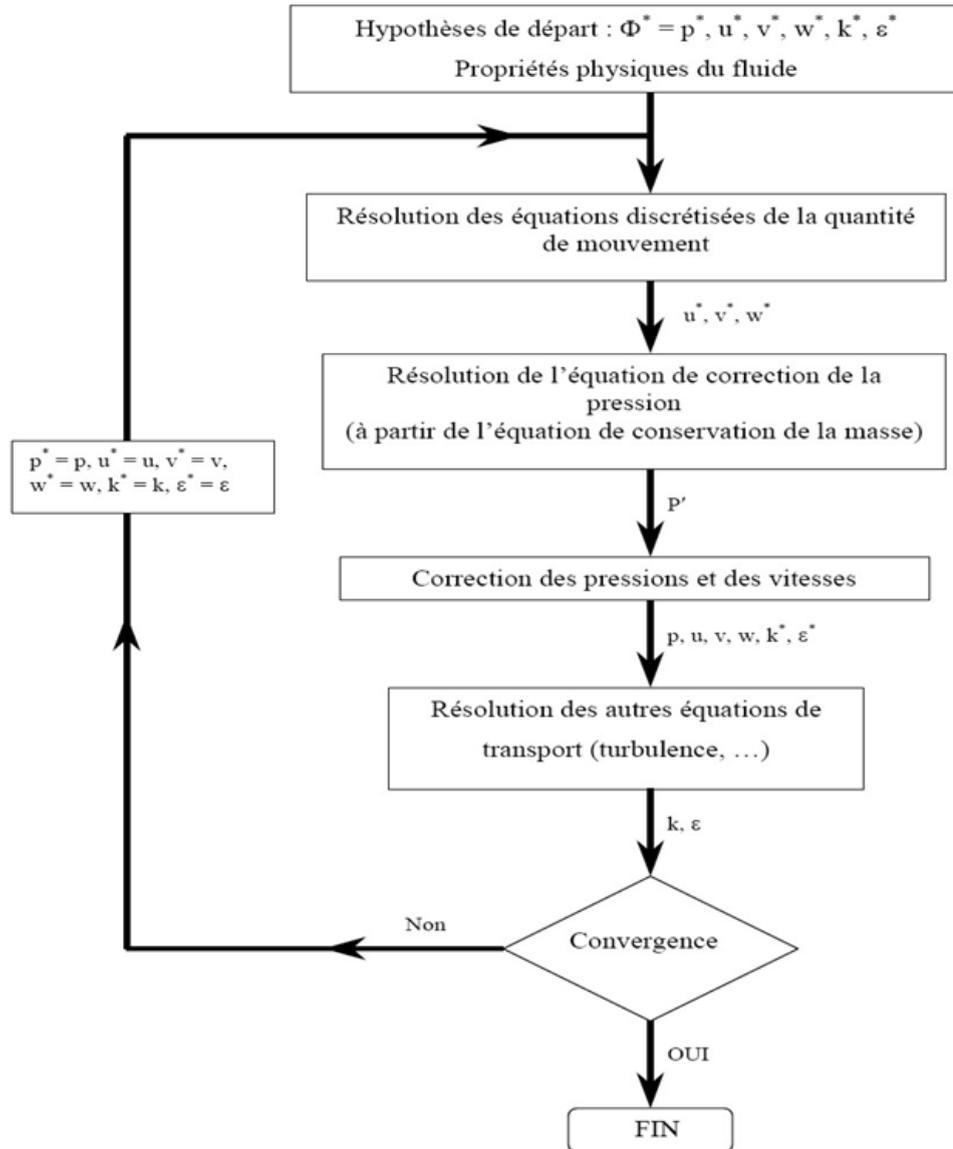


FIGURE 5.2: Schéma représentatif de l'algorithme SIMPLE

- 5) Corriger les champs de vitesses U et V en utilisant les formules de corrections.
- 6) Prendre le champ P comme une nouvelle estimation et recommencer la séquence à partir de l'étape 2, jusqu'à la convergence.

Remarque : on a utilisé la version 6.3 puisque : Un nouvel algorithme de résolution a été ajouté dans la nouvelle version de FLUENT. Ce nouvel algorithme apporte à FLUENT à la fois une plus grande rapidité tout en augmentant sa stabilité. Basé sur une approche proche de l'algorithme découplé, il en hérite la majorité de ses capacités tout en améliorant notablement le temps de calcul.

5.6.6 Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes :

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume.
- Le schéma "PRESTO!" (PRÉssure Staggering Option) : est approprié pour les coulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou généreraient des comportements non physiques.

5.6.7 Ordre de précision

Dans tous ses versions, "Fluent" offre deux modes de calcul : le mode "double précision" et le mode "simple précision". Dans le mode "double précision", les nombres à virgule flottante sont représentés en utilisant 64 bits, alors que le mode "simple précision" utilise une représentation à 32 bits. Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. En outre, Le mode "double précision" est préconisé, entre autres, pour les écoulements impliquant des longueurs d'échelles très disparates, c'est le mode que l'on va utiliser.

5.6.8 Paramètres de contrôle de la convergence :

La façon d'obtenir une solution convergée est un des éléments essentielles de prédiction d'écoulements au moyen des codes de CFD .le code Fluent propose différentes techniques pour accélérer le processus de la convergence. La rapidité de la convergence est augmentée si une bonne estimation de la solution est donnée comme condition initiale. Nous avons recours a plusieurs techniques décrites ci-dessous :

5.6.8.1 La méthode de sous-relaxation :

A cause de non linéarité des équations résolues, il est possible, pour atténuer les fluctuations de la solution, de réduire les variations des variables d'une itération à une autre en introduisant une sous-relaxation.

L'équation algébrique s'écrit :

$$A_p \phi_p = \sum A_n \phi_n + S_c \Delta V \quad (5.10)$$

$$\phi_p = \phi_p^0 + \left[\frac{\sum A_n \phi_n + S_c \Delta V}{A_p} - \phi_p^0 \right] \quad (5.11)$$

ϕ_p^0 : est la valeur ϕ_p à l'itération précédente.

Pour amplifier ou atténuer la variation de ϕ_p , on introduit un facteur de sous-relaxation

($0 < \alpha < 1$), on écrit :

$$\phi_p = \phi_p^0 + \alpha_\phi \left[\frac{\sum A_n \phi_n + S_c \Delta V}{A_p} - \phi_p^0 \right] \quad (5.12)$$

Pour éviter la divergence on peut commencer le calcul avec des facteurs de sous relaxations inférieurs à 0,5, puis les augmenter au fur et mesure que le calcul converge pour accélérer la convergence.

5.6.8.2 Critère de convergence

La résolution numérique des problèmes de type CFD nécessite un processus itératif.

Pour apprécier la convergence du processus itératif, des critères de convergence doivent être pris en compte. Ainsi, la convergence du processus itératif est déterminée par le concept de résidu.

Les valeurs ϕ sont obtenues à l'issue de l'itération n . Pour éviter d'apporter des corrections trop grandes à ces grandeurs, et ainsi diminuer les risques de divergence du calcul. Les nouvelles valeurs de ϕ utilisées pour l'itération ($n + 1$) sont calculées comme suit :

$$\phi^* = \beta \phi + (1 - \beta) \phi^{(n-1)} \quad (5.13)$$

$\phi^{(n-1)}$: est le résultat de l'itération ($n - 1$).

β : est appelé facteur de sous relaxation. Il est compris entre 0 et 1.

La sous relaxation consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable, d'une itération à l'autre. Elle est régulièrement employée dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif décrit précédemment ne diverge pas.

Les équations discrétisées sont considérées comme convergées lorsque toutes les équations présentent un résidu inférieur à un seuil normalisé fixé. En plus, le suivi de résidu permet de rendre compte de la façon selon laquelle chaque équation de conservation est équilibrée et donne un aperçu de l'état du processus de résolution. Le résidu est défini par :

$$R_\phi = \sum | \sum a_n \phi_n + b - A_P \phi_P |$$

R_ϕ : est la Somme absolue des résidus correspondant à la variable ϕ .

Typiquement, la valeur de résidu normalisé ne doivent pas dépasser la valeur fixé pour chaque itération. En général, il est difficile de juger de la convergence à partir de ce résidu car il dépend de la taille du système. L'utilisation du résidu normalisé permet de surmonter cette difficulté. Fluent adimensionnalise le résidu précédent en utilisant un facteur d'échelle représentatif du débit de ϕ à travers le domaine (Fluent, 6.3). Ce résidu relatif ou normalisé est défini par :

$$R_\phi = \frac{\sum_{cellules} P | \sum a_{nP} \phi_{nP} + b - a_P \phi_P |}{\sum_{cellules} P | a_P \phi_P |}$$

Pour les équations de quantité de mouvement, le dénominateur $a_P \phi_P$ est remplacé par $a_P \phi U_P$ où U_P est la norme de la vitesse au point P.

Pour l'équation de continuité, la définition du résidu est différente :

$$R^c = \sum_{cellules} P | \text{Bilan De Matiere Dans La Cellule P} | \quad (5.14)$$

Nous utiliserons les résidus normalisés pour juger de la convergence des calculs. Lorsque ces résidus sont de l'ordre de 10^{-3} , on considère que l'état de convergence est atteint (Fluent 6.3).

5.6.8.3 Autre technique de contrôle de convergence :

Un contrôle supplémentaire de la convergence consiste à calculer la somme de tout les flux sur le domaine de calcul, la somme de chacune de ces flux doit être égale à zéro pour s'assurer d'une bonne convergence.

5.6.9 Méthode de résolution des équations algébriques

Les méthodes itératives utilisées pour la résolution des problèmes sous Fluent sont :

5.6.9.1 Gauss-Seidel

La méthode Gauss-Seidel est une technique pour résoudre à la fois et dans l'ordre un système linéaire d'équations. Il utilise les résultats calculés précédemment dès qu'ils deviennent disponibles. Il exécute deux balayages sur les inconnus dans les directions avancées et moins évoluées. La procédure Gauss-Seidel peut être illustrée utiliser le système scalaire :

$$[A]_{ij} X_j = B_i \quad (5.15)$$

Le balayage avancé peut être écrit comme :

$$x_i^{k+\frac{1}{2}} = \frac{\left[b_i - \sum_{j<i} a_{ij} x_j^{k+\frac{1}{2}} - \sum_{j>i} a_{ij} x_j^k \right]}{a_{ij}}; i = 1, \dots, N \quad (5.16)$$

Où N est le nombre d'inconnus. Le balayage avancé est suivi par un balayage moins évolué comme lequel peut être écrit :

$$x_i^{k+1} = \frac{\left[b_i - \sum_{j<i} a_{ij} x_j^{k+\frac{1}{2}} - \sum_{j>i} a_{ij} x_j^k \right]}{a_{ij}} \quad (5.17)$$

Suivre d'équations (5.16) et (5.17), Gauss-Seidel symétrique peut être exprimé dans la forme de la matrice des deux-pas de la solution récursive du système :

$$(D_A + L_A) D_A^{-1} (D_A + U_A) (x^{k+1} - x^k) = b - Ax^k \quad (5.18)$$

D_A, L_A, U_A : représentent la diagonal, parties inférieur et parties supérieures du tri diagonale de la matrice A, respectivement.

5.6.9.2 La méthode algébrique : Algebraic MultiGrid method

Cet algorithme est connu sous le nom d'un plan (multigrid) algébrique, il est utilisé par défaut par Fluent selon la nature de maillage de la géométrie.

Chapitre 6

RESULTATS ET DISCUSSIONS

6.1 RESULTAT D'ETUDE NUMERIQUE EN 2D[53]

6.1.1 Introduction

Au cours de la dernière décennie, le développement de nouvelles techniques dans le domaine de la combustion dans les chaudières a entraîné des changements considérables dans la conception de leurs chambres de combustion. Cependant, afin de résoudre les problèmes causés par les phénomènes complexes liés à la géométrie des chambres de combustion et de ses systèmes de transfert de chaleur ainsi que l'amélioration de leurs performances, l'amélioration de l'aménagement intérieur de la chambre de combustion peut être considérée comme une solution prometteuse. La problématique susmentionnée peut être vue de deux points de vue ; le premier point de vue considère l'amélioration de la géométrie de la chambre de combustion tandis que le deuxième point de vue est lié à la vitesse d'injection du combustible. Il convient de mentionner ici que dans ce type d'étude, la configuration expérimentale ne convient pas en raison de son coût élevé et de son temps. Par conséquent, la plupart des études de recherche, dans ce domaine, sont orientées vers la CFD (Computational Fluid Dynamics).

Généralement, il existe deux principaux types de flux de contrôle du combustible, qui est généralement un gaz : passif et actif. Le contrôle passif consiste à modifier la forme ou la dimension du brûleur qui affectent la dynamique de l'écoulement. Alors que la commande active consiste à alimenter la chambre de combustion avec une source d'énergie externe au moyen d'actionneurs. Quel que soit le type de contrôle, l'optimisation de la combustion est une priorité absolue, non seulement pour améliorer l'efficacité mais aussi pour éviter l'apparition d'instabilités de combustion et réduire les émissions.

Dans la plupart des systèmes industriels, la combustion est obtenue à partir d'une flamme

de diffusion. En effet, ces flammes de diffusion sont étudiées depuis longtemps et sont utilisées dans des nombreuses applications de notre quotidien comme les brûleurs industriels, moteurs, réacteurs, etc ...

Il existe principalement deux méthodes pour obtenir une flamme de diffusion : prémélangée et non prémélangée. Dans cette étude, nous nous concentrerons sur le non-prémélangé où le carburant et l'oxydant arrivent séparément avant leur injection, limitant ainsi les risques d'explosion ou de retour des flammes. La flamme de diffusion est maintenue sur le brûleur lorsque la vitesse d'injection devient importante. En fait, il existe différentes techniques d'allumage pour obtenir la flamme de diffusion, telles que les flammes pilotes, l'écoulement rotatif.

Dans le présent travail, [53] nous avons proposé une nouvelle conception de chambre de combustion est testée par simulation numérique. L'idée est de faire une modification au fond de la chambre de combustion avec leur intérieur et vérifiez ensuite son comportement thermique et dynamique, ce qui est considérée comme l'un des dispositifs les plus importants d'un système de transfert d'énergie et de température à travers toute la surface interne disposée à la chaleur de combustion. A cet effet, Deux modèles numériques bidimensionnels avec le même maillage, les mêmes conditions initiales et limites sont définis dans le logiciel Fluent 6.3, qui est basé sur l'approche de la méthode des volumes finis, représentant respectivement une première chambre de combustion avec un plat d'origine (cas A) et un second avec le nouveau design d'un fond bombé avec un rayon de $r = 36$ mm (cas B).

Les deux modèles sont comparés aux résultats expérimentaux, puis les résultats sont comparés numériquement. Les résultats montrent que notre nouvelle conception sur la géométrie donne un grand effet dans les propriétés thermiques et dynamiques de ce type de changement, l'augmentation de la température permettant à la chambre de combustion de transférer la chaleur plus rapidement vers le bas et le latéral, ce qui est bénéfique pour améliorer la chaudière et leur performance. (Voir : Annexe A)

6.1.2 Matériaux et méthodes

L'équipement utilisé est un couple d'un brûleur à gaz de la marque Ecoflam (www.ecoflamburners.com), référant au MAXGAZ 120 PAB et d'une puissance de 40 à 120 kW, avec une chaudière à eau chaude de la marque Ecochaud (www.ecochaudiere.com), référence CH01 et puissance 100 000 kcal / h.

6.1.2.1 Configuration géométrique

Le brûleur étudié est un brûleur à gaz à propagation de flamme d'une plage de puissance de 35000 à 105000 kcal / h composé de deux jets coaxiaux de deux tubes concentriques de diamètre 50 mm et 100 mm. Le méthane est injecté à travers quatre tuyaux (G) de 10 mm de diamètre répartis autour de l'axe central à une distance de 20 mm placés aux angles 0 °, 90 °, 180 ° et 270 ° par rapport à l'axe horizontal, et de l'air à travers le tuyau annulaire (Da) et comme un autre accès central (Dc). L'épaisseur du tuyau d'air (lèvre) est de 3 mm et 2 mm pour le tuyau de méthane.

La vitesse de méthane et la vitesse de l'air sont utilisés : $V (\text{CH}_4 (G)) = 10 \text{ m / s}$; $V (\text{Air (U)}) = 5,5 \text{ m / s}$; $V (\text{Air (D)}) = 1 \text{ m / s}$.

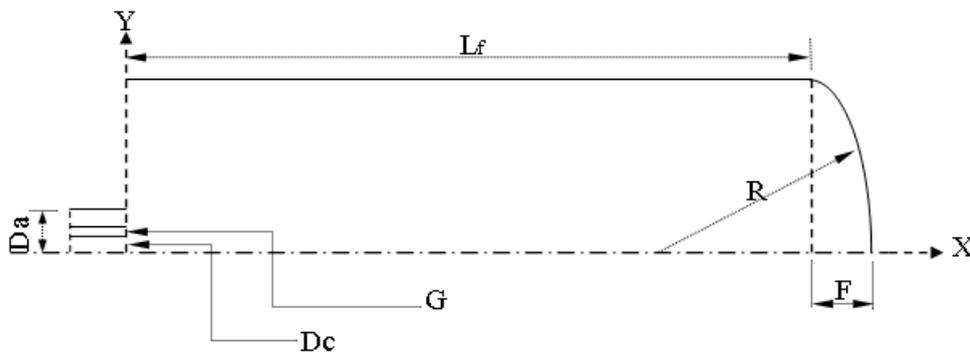


FIGURE 6.1: La géométrie B

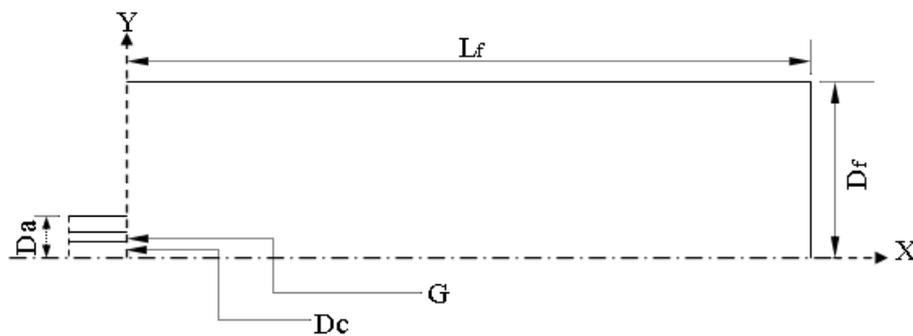


FIGURE 6.2: La géométrie A

6.1.2.2 Procédure et fonction

Le rôle du brûleur est généralement double : assurer le mélange de combustion combustible-oxydant dans des proportions choisies (léger excès d'air par exemple), et réaliser la combustion de ce mélange dans des conditions optimales (allumage et maintien de la flamme, combustion complète). Elle a donc un rôle clé dans la qualité de la combustion, et par

conséquent dans l'émission de polluants ou de quantité plus ou moins imbrûlée dans les fumées. Après la mise en service du brûleur, la combustion du gaz naturel se fera au niveau de la chaudière du brûleur, il en résulte une flamme persistante inférieure à L_f et une largeur inférieure D_f .

Cas A : Le fond plat qui est l'extrémité de la chambre de combustion oblige le gaz brûlé à faire un retour dans la direction opposée et à sortir de l'avant par le tube de fumée Figure.6.1.

Cas B : Dans ce cas, offrira une chambre de combustion Figure.6.2, a une courbure (fond convexe) qui aide au retour rapide des gaz brûlés et glisse à l'attaque du feu pour ne pas endommager le matériau du fond et augmente la durée de vie de la chambre de combustion et donc de la chaudière et également faire une comparaison complète de tous les résultats entre les deux cas et voir l'effet du fond de forme sur les caractères de la chaudière et l'efficacité thermique.

6.1.2.3 Modèle numérique

La simulation numérique est réalisée par le code industriel Fluent 6.3 en utilisant une méthode numérique en volume fini couplée à un schéma de résolution multi-grille. Le problème est stationnaire, bidimensionnel et symétrique d'axe (tourbillon). La résolution des équations, qui est un modèle semi-empirique basé sur le transport des équations de l'énergie cinétique turbulente k , sa dissipation ε et en utilisant le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ standard. L'écoulement est effectué à l'aide de l'algorithme de la méthode semi-implicite d'équation liée à la pression (SIMPLE) qui sert principalement à référencer le couplage entre la vitesse et la pression. Dans notre cas, le débit est incompressible ce qui introduit la pression dans l'équation de continuité. Le couplage entre turbulence et réactivité a été traité par la méthode Eddy Dissipation, dans laquelle la chimie est considérée comme très rapide par rapport à la turbulence.

6.1.2.4 Domaine géométrique

Les dispositions géométriques des chambres de combustion A et B, le premier à fond plat et le second à fond convexe. Les deux fonds sont placés à $x = 0,8 \text{ m} = L_f$ est la longueur du Combustor avec un diamètre interne de $0,4 \text{ m}$, rayon $y = D_f = 0,2 \text{ m}$, le fond convexe est courbé à un rayon carré $R = 0,36 \text{ m}$, et la flèche $F = 0,06 \text{ m}$. Le gaz est injecté à travers le tube $G = 0,01 \text{ m}$ de diamètre, ou en même temps de l'air est soufflé par $D_c = D_a - D_c - G = 0,02 \text{ m}$. (Figure.6.1 et 6.2).

6.1.2.5 Maillage

La méthode de maillage utilisée dans la moitié inférieure plate avec la condition aux limites. Il se compose de 87854 nœuds avec 28947 éléments (cas A) et 79383 nœuds avec 26198 éléments (cas B). Ces cas sont choisis sur la base d'une étude comparative de trois grilles avec un nombre total de cellules qui donne presque les mêmes résultats, nous utilisons donc le nombre minimum de nœuds pour réduire le temps de traitement.

La construction et la génération de maillage des configurations étudiées ont été réalisées à l'aide d'Ansys (étape de maillage). Afin d'obtenir une description précise de toutes les variations, en particulier près du nez du brûleur a été adopté un maillage rectangulaire qui permet d'affiner à loisir dans les zones d'intérêt.

6.1.3 Résultats et discussion en 2D

Nous étudions l'effet de la chambre de combustion à fond convexe sur les quantités dynamiques et thermiques du flux et déterminer le fond approprié qui assure un bon fonctionnement de la chambre de combustion et les performances de la chaudière.

6.1.3.1 Résultats de température

Cas A : La variation de la température dans le sens axial est comme le montre la figure 6.3. Une augmentation rapide de la température, qui est l'un des événements les plus importants de la combustion dans la cheminée, la température maximale est d'environ 1931 K, la température augmente de forme régulière jusqu'à une distance égale à 10 cm sur l'axe Ox (axe de symétrie), une distance à laquelle la température atteint la valeur maximale (appelée longueur de flamme) qui est la plage sensible dans la chambre de combustion. Après, la température diminue progressivement le long de l'axe du jet. Identique à celle du cas précédent, la variation de la température dans le sens axial est telle que représentée sur la figure 6.4.

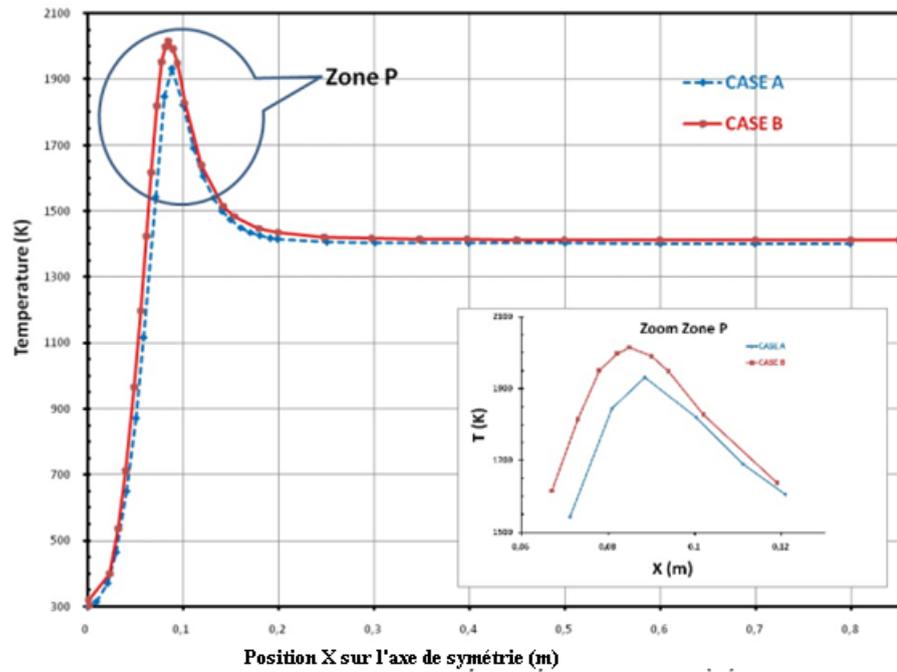


FIGURE 6.3: Comparaison de la température totale à l'axe de symétrie

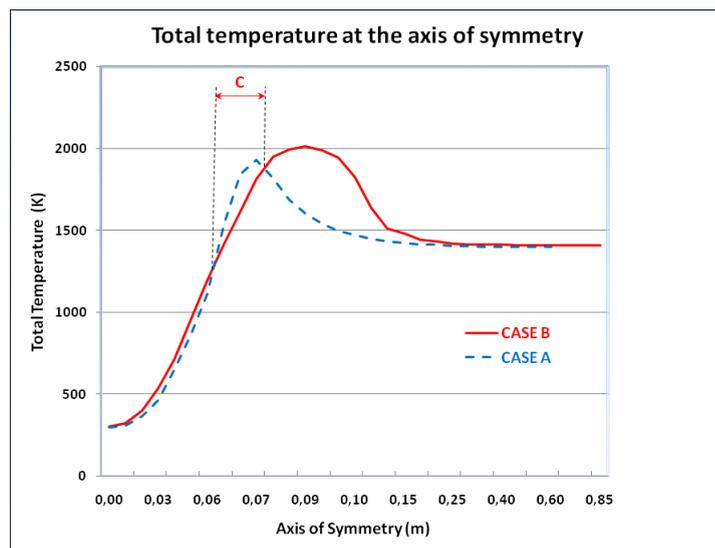


FIGURE 6.4: Comparaison de la température totale près du brûleur (Zone C)

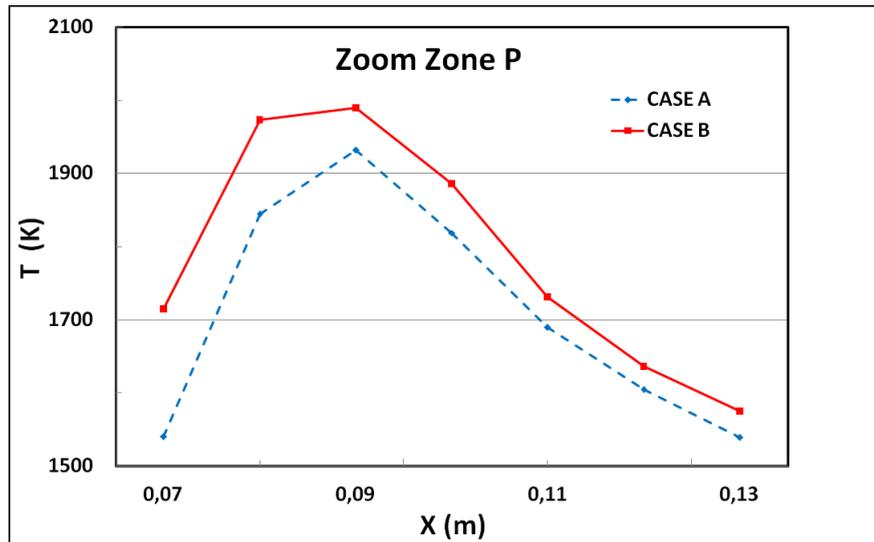


FIGURE 6.5: Comparaison de la température totale près du bruleur (Zone P)

Cas B : Une augmentation rapide de la température, qui est l'un des événements les plus importants de la combustion dans la cheminée, la température maximale est d'environ 2033 K, la température augmente la forme régulière jusqu'à une distance égale à 10 cm sur l'axe Ox (axe de symétrie), un distance à laquelle la température atteint la valeur maximale (appelée longueur de flamme). Par la suite, la température diminue progressivement le long de l'axe du jet.

6.1.4 Conclusion

Ce travail est essentiellement basé sur l'application de l'approche en volume fini utilisée par le code de calcul FLUENT 6.3 dans la simulation numérique des phénomènes d'aérothermochimie turbulente en combustion de flamme non prémélangée. Cette étude basée sur un jet axisymétrique et turbulent en deux dimensions, dans une chambre de combustion d'une chaudière en acier pour deux fonds différents : un fond plat (cas A) et un fond bombé (cas B), en utilisant le modèle $k-\varepsilon$ et le modèle Eddy Dissipation pour la modélisation de la combustion, Quelques remarques importantes peuvent être faites après cette étude : Par contre, les résultats de la vitesse donnée dans le cas B, ont une priorité de bonne géométrie, car l'augmentation des valeurs de vitesse est un signe de bonne circulation des gaz injectés dans la chambre de combustion ainsi que des fumées d'échappement. La diminution des valeurs de pression à la fin de la chambre de combustion répond à la demande de pression idéale au niveau de la chambre de combustion pour réserver toutes les caractéristiques des parois de la chambre de combustion, augmentant ainsi la durée de vie de la chaudière.

A l'avenir, nous prévoyons d'exploiter un exemple plus compliqué qui pourrait être un comportement plus naturel pour notre simulation. Dans cette idée, nous ajouterons un autre facteur qui est l'eau autour de la chambre de combustion et ce modèle sera traité en 3D.

Un autre travail intitulé par : (Simulation numérique comparative dans une chambre de combustion 3D, basée sur la méthode des volumes finis), a été soumis à la disposition de la revue (I.R.E.M.E)[53]. Peut être publié dans les prochains jours.

6.2 RESULTAT D'ETUDE NUMERIQUE EN 3D

6.2.1 Configuration géométrique

Le bruleur étudié est un bruleur a gaz a flamme de diffusion d'une plage de puissance de 60000 a 120000 kcal/h compose de deux jets coaxiaux issus de deux tubes concentriques de diamètre 50 mm et 100 mm. Le méthane est injecte par quatre tubes (G) de diamètre 10 mm distribué autour de l'axe central a distance de 20 mm et a des ongles 0° , 90° , 180° et 270° par rapport a l'axe horizontal, et l'air par le tube annulaire (Da) et aussi un autre accès central (Dc) . L'épaisseur des tubes (lèvres) est de 2mm pour le méthane et 3mm pour l'air.

Les vitesses de méthane et d'air utilises sont :

$$V(\text{CH}_4(\text{G})) = 10 \text{ m/s}; V(\text{Air}(\text{U}))=5,5 \text{ m/s} \text{ et } V(\text{Air}(\text{D}))=1 \text{ m/s}.$$

Le bruleur est place a l'extrémité de la chambre de combustion de la chaudière sur l'axe de symétrie , la chambre de combustion de forme cylindrique de diamètre 400 mm , longueur 800 mm et d'épaisseur 6 mm (figure 6.6 et 6.7). elle est ferme a la deuxième extrémité par un fond d'épaisseur 4mm. Deux techniques sont employer pour la forme de fond :

Cas A -fond plat (figure 6.8), Cas B- fond bombé (figure 6.9).

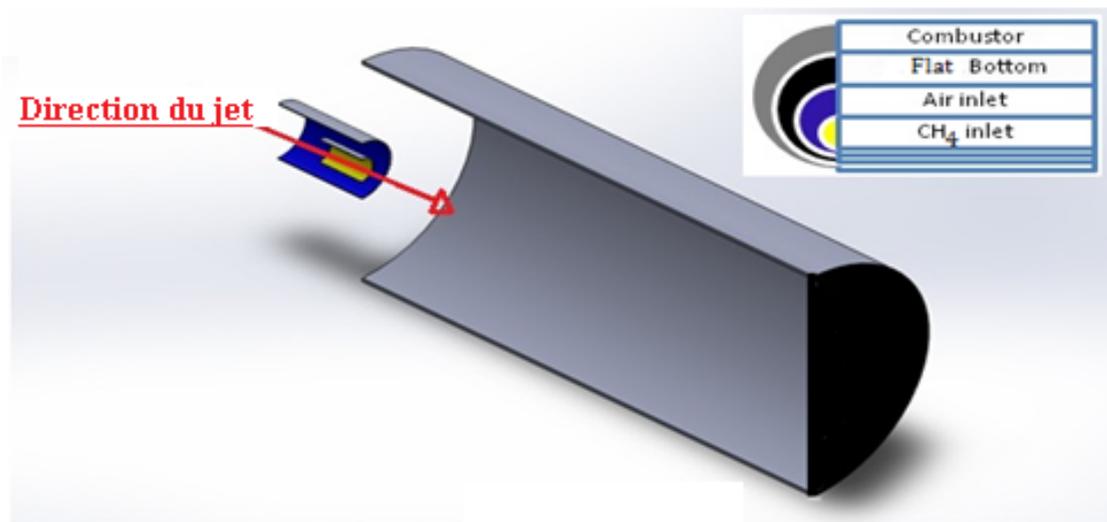


FIGURE 6.6: Chambre de combustion avec fond plat (A)

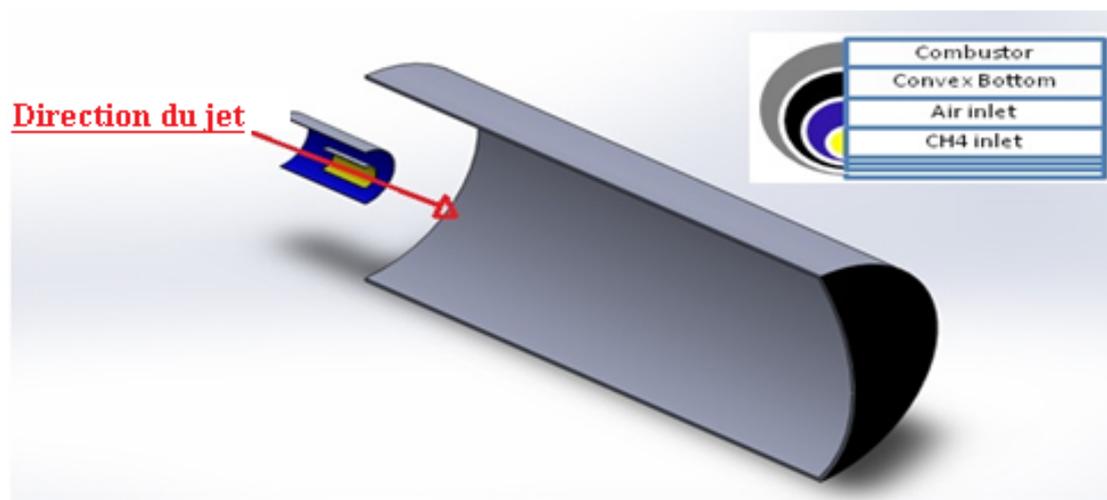


FIGURE 6.7: Chambre de combustion avec fond bombé (B)

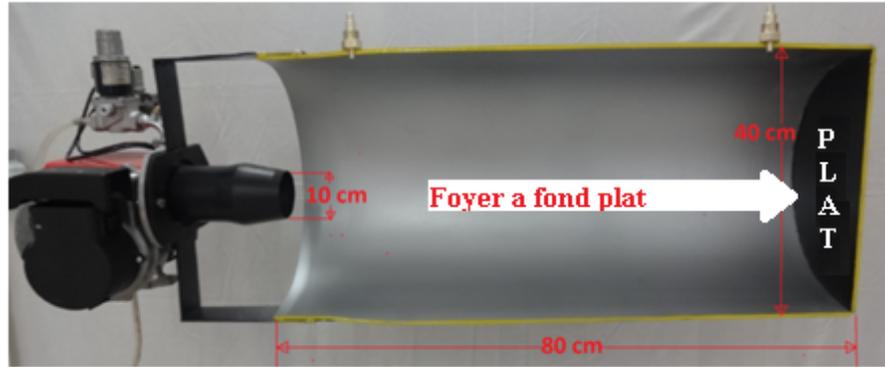


FIGURE 6.8: Foyer avec fond plat (A)



FIGURE 6.9: Foyer avec fond bombé (B)

6.2.2 Déroulement et fonctionnement

Le rôle du brûleur est en général double : assurer le mélange carburant- comburant dans les proportions choisies (léger excès d'air par ex), et réaliser la combustion de ce mélange dans les conditions optimales (allumage et maintien de la flamme, combustion complète). Il a donc un rôle déterminant dans la qualité de la combustion, et par suite dans l'émission de polluants ou d'imbrûlés en plus ou moins grande quantité dans les fumées.

Après le mise en service du brûleur une combustion de gaz naturel sera présente au foyer de la chaudière, le résultat est une flamme de longueur inférieure à L_f et largeur inférieure de D_f .

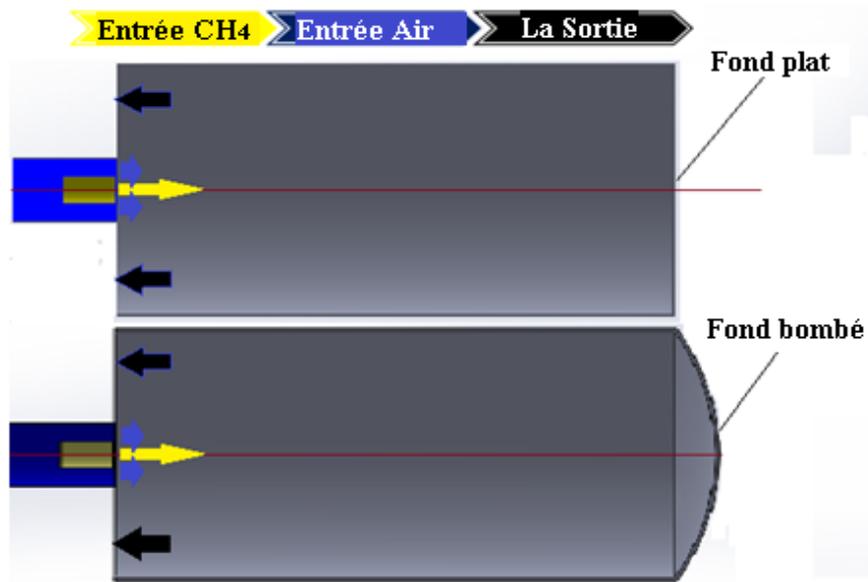


FIGURE 6.10: Chambre de combustion avec fond (A et B)

Cas A : Le fond plat qui se trouve à la fin du foyer oblige les gaz brûlés de faire un retour vers la direction opposée et sortir par l'avant à l'aide des tubes de fumée, (figure 6.10).

Cas B : Dans ce cas on va proposer un fond de foyer (figure 6.5) à une forme d'arc (fond bombé) qui aide le retour rapide des gaz brûlés et fait glisser l'attaque de flamme pour ne pas causer des endommagements à la matière du fond et augmente la durée de vie du foyer et donc de la chaudière.

Et aussi faire une comparaison totale de tous les résultats entre les deux cas et voir l'effet de la forme de fond sur les caractéristiques de la chaudière et leur rendement thermique.

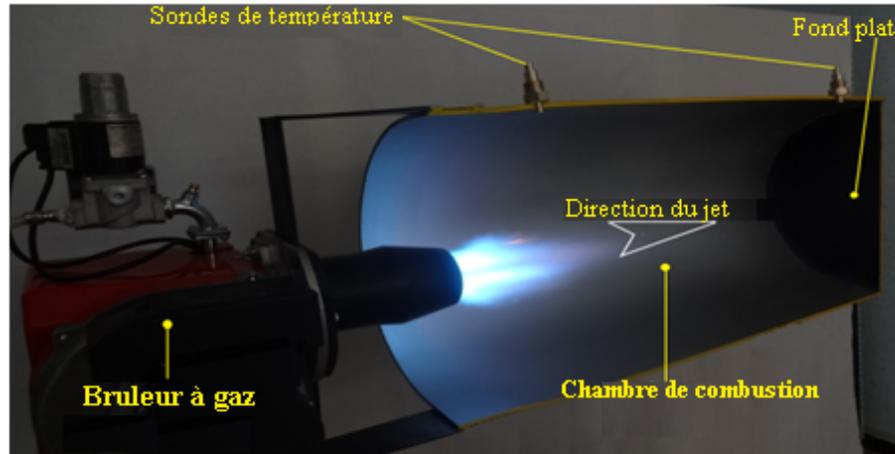


FIGURE 6.11: Fonctionnement brûleur au foyer / Cas A

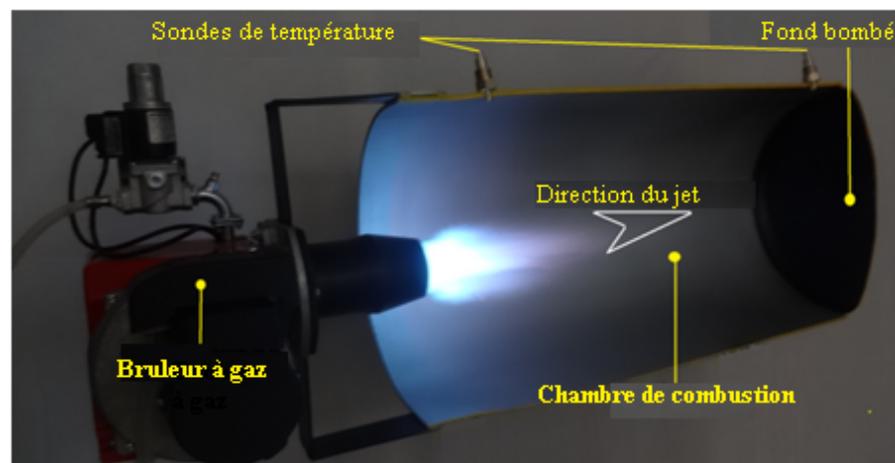


FIGURE 6.12: Fonctionnement brûleur au foyer / Cas B.

6.2.3 Modèle numérique

La simulation numérique est effectuée par le code industriel Ansys (Fluent) qui utilise une méthode numérique aux volumes finis couplée à un schéma de résolution multigrille. Le problème est stationnaire, bidimensionnel et axisymétrique (swirl). La résolution des équations régissant qui est un modèle semi empirique basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de sa dissipation ϵ . l'écoulement est effectuée à l'aide de l'algorithme SIMPLE et en utilisant le modèle de turbulence k_ϵ standard. Le couplage entre la turbulence et la réactivité a été traité par la méthode Eddy Dissipation qui est basé sur les travaux de Magnussen et Hjertager dans lequel la chimie est considérée très rapide par rapport à la turbulence.

6.2.4 Approche numérique

Dispositions géométriques

Les dispositions géométriques des foyers de combustion Cas A et Cas B : le premier avec un fond plat et le deuxième avec un fond bombé. les deux foyers sont placés à $x=L_f=0,8m$ c'est la longueur des foyers avec un diamètre intérieur de $0,4m$, rayon $Y=D_f=0,2m$,le fond bombé est courbé à un rayon carré $R=0,36m$,et de flèche $F=0,06m$.

Le gaz est injecté par le tube G de diamètre $G=0,01m$,ou même temps l'air est soufflé par $D_c = D_a - D_c - G = 0,02 m$.

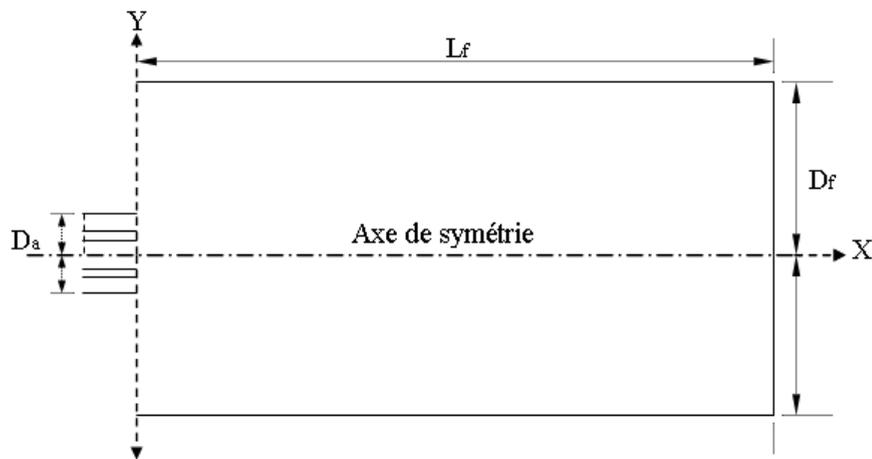


FIGURE 6.13: Dispositions géométriques / foyer a fond plat / Cas A.

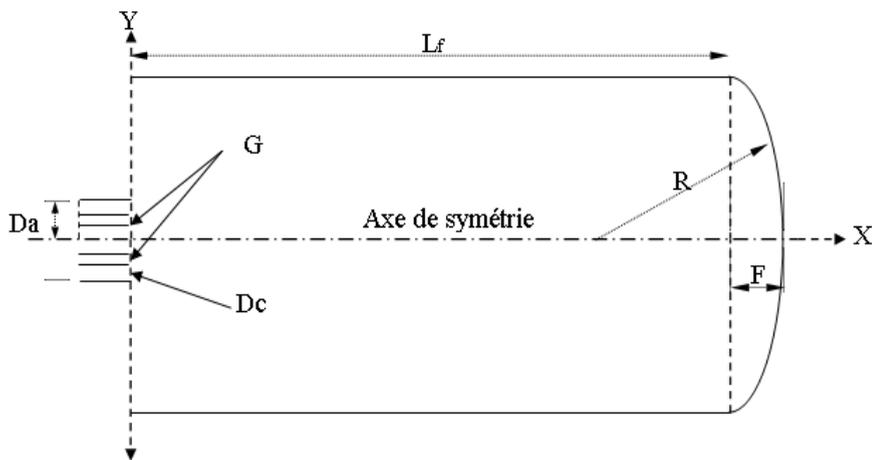


FIGURE 6.14: Dispositions géométriques / foyer a fond bombe / Cas B.

6.2.5 Maillage

La (figure 6.15) présente la méthode de maillage utilisé ou demi-fond plat avec les conditions au bord. Il se compose de 87854 nœuds avec 28947 éléments (cas A) et de 79383 nœuds avec 26198 éléments (Cas B).

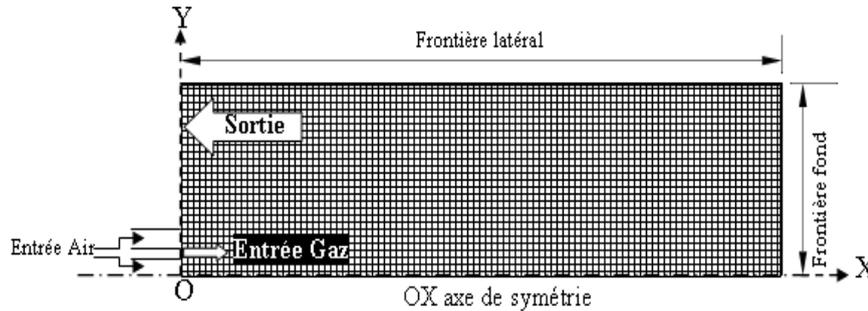


FIGURE 6.15: Maillage (Meshing)

La construction et la génération du maillage de la configuration étudiée ont été effectuées a l'aide de Ansys (étape Meching). Afin d'obtenir une description précise de toutes les variations, en particulier près du nez du bruleur, on a adopté un maillage rectangulaire qui permet de raffiner a loisir dans les zones d'intérêt .Afin d'étudier la sensibilité des résultats de la simulation au degré de raffinement du maillage, on a effectuée une étude comparative de trois maillages avec un nombre total de cellules (tableau 6.1)

CAS	MAILLAGE 01 (Raff 01)	MAILLAGE 02 (Raff 02)	MAILLAGE 03 (Raff 03)
A	87854	196600	348959
B	79383	178015	315941

TABLE 6.1: Les différents maillages

Aucune différence significative n'a été mise en évidence entre les résultats des simulations effectuées avec le maillage 2 et le maillage 3.Ce qui permis de choisir le maillage 1 .le moins dense qui permet de minimiser le temps de calcul.

6.2.6 Formulation mathématique

Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi dans

tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation tel que le terme source par exemple. La méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un nœud. En utilisant différents schémas d'approximations on peut intégrer les termes des équations différentielles modélises sur chaque volume de contrôle, où les valeurs et les quantités sont stockées aux nœuds du volume de contrôle. Ces équations algébriques produites expriment la conservation des quantités pour le volume de contrôle et pour tout le domaine de calcul.

Dans le cas général on dispose de quatre types de conditions aux limites :

a)- A l'entrée du domaine : on connaît généralement la valeur du champs Φ .

$A_{1,2}$: entree air de combustion : Velocity inlet / vitesse de l'air :

$V_{air} = 0,52\text{m/s}$ et $V_{fO_2} = 0,24$.

$B_{1,2}$: entree gaz de combustion : Velocity inlet / vitesse de gaz :

$V_{gaz} = 10 \text{ m/s}$ et $V_{fCH_4} = 1$.

b)- A la sortie du domaine : il est habituellement satisfaisant de supposer que le flux de diffusion est égal à zéro (régime établi) dans le sens du courant.

$C_{1,2}$:Sortie de la chambre de combustion : Pressure outlet.

c)- Paroi : au niveau des parois on peut connaître la valeur de la variable Φ . On peut aussi connaître plusieurs autres grandeurs physiques, telles que : si Φ représente le champs de température par exemple, on peut avoir comme donnée la valeur du flux de chaleur de la paroi et le coefficient externe de convection.

$L_{1,2}$: Paroi latéral : Wall / $T = 300^\circ \text{ K}$.

$FP_{1,2}$: Paroi fondplat : Wall; $T = 300^\circ \text{ K}$ et $FB_{1,2}$: Paroi fond bombe : Wall / $T = 300^\circ \text{ K}$.

d)- Sur l'axe de symétrie : le gradient de la variable suivant la direction perpendiculaire.

6.2.7 Sous relaxation

Pour les équations non linéaires, il est nécessaire de contrôler le changement d'un scalaire φ lors de la résolution. La sous relaxation réduit ce changement durant chaque itération. La nouvelle valeur dépend donc de la valeur précédente et de l'écart entre les deux valeurs : Dans notre cas, les valeurs de sous relaxation sont données dans le (tableau 6.2) :

Modèle k- ε	
Pression	0.3
Quantité de mouvement	0.7
Energie cinétique turbulente k	0.8
Taux de dissipation ε	0.8
CH4	1
O2	1
H2O	1
CO2	1
Energie	1

TABLE 6.2: Les facteurs de sous relaxation

Note : En cas de problème de divergence du calcul avec le modèle, il est préférable de commencer le calcul avec des facteurs de sous relaxation inférieurs à 0,5 (pour toutes les variables), puis les augmenter au fur et mesure que le calcul converge pour accélérer la convergence.

6.2.8 Démarche numérique

Les jets de méthane et d'air sont issus horizontalement du bruleur et débouchent dans de l'air stagnant ou foyer de la chaudière. L'écoulement est turbulente, stationnaire et axisymétriques.

Les équations qui régissent cet écoulement sont les suivantes :

6.2.8.1 Equation d'état :

$$P = \rho RT \sum_i \frac{Y_i}{M_{w,i}} \quad (6.1)$$

6.2.8.2 Equation de l'énergie :

$$\nabla \cdot (v(\rho E + P)) = \nabla \cdot \left(k \nabla T - \sum_i h_i J_i + (\tau \nabla v) \right) + Q_{reaction} + Q_{rayonnement} \quad (6.2)$$

Ou h : est l'enthalpie.

k : est la conductivité thermique.

J_i : est la diffusion d'espèce i.

$Q_{reaction}$: représente le flux de chaleur apporté/retiré par différentes reactions chimiques.

$Q_{rayonnement}$: le flux de chaleur échangé par rayonnement.

La quantité de chaleur dégagée par la réaction est calculée par l'expression suivante :

$$Q_{reaction} = - \sum_i h_i^0 \omega_i \quad (6.3)$$

h_i^0 : l'enthalpie de formation de l'espèce i .

ω_i : est le taux de réaction/destruction de l'espèce i .

6.2.8.3 Equation de continuité

$$\nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (6.4)$$

ρ : est la masse volumique et v : le vecteur vitesse.

6.2.8.4 Equation de quantité de mouvement

$$\nabla \cdot (\rho v v) = -\nabla P + \nabla \cdot (\tau') + \rho g + F \quad (6.5)$$

P : est la pression , g : est l'accélération de la pesanteur.

F : représente les forces volumiques extérieures.

τ' : est le tenseur des contraintes.

6.2.8.5 Equation d'espèces

$$\nabla \cdot (\rho v Y_i) = -\nabla \cdot J_i + \omega_i \quad (6.6)$$

Y_i : est la fraction massique de l'espèce i .

ω_i : est le taux de production/destruction de l'espèce i ($\text{mol} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$).

J_i : est les flux de diffusion d'espèces qui obéit à la loi de Fick.

6.2.9 Résultats numériques

6.2.9.1 CAS A

1) La température :



FIGURE 6.16: Comparaison entre la photo expérimental et le contour de la température /Cas A.

La variation de la température suivant la direction axiale est comme le montre la figure (6.17). Une augmentation rapide de la température, qui est l'une des manifestations les plus importantes de la combustion dans le foyer. La température maximale atteinte est de l'ordre de **1931 K**. la température augmente de forme régulière de jusqu'à une distance égale a 10cm sur l'axe Ox (l'axe de symétrie), distance pour laquelle la température atteint sa valeur maximale (appelée longueur de flamme). Ensuite, la température diminue progressivement suivant l'axe du jet.

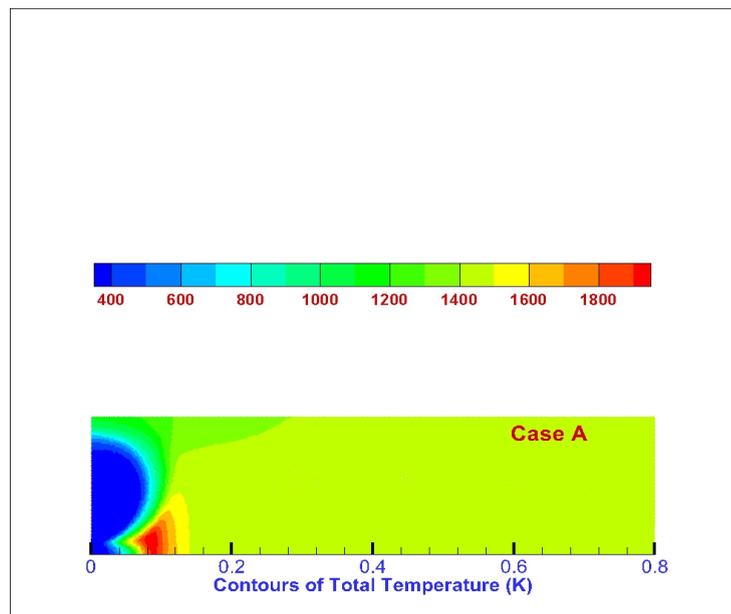


FIGURE 6.17: Contours de la température total / Cas A

2) La vitesse :

Sur la (figure 6.18), on remarque que sur l'axe OY (la sortie) une zone de variation de vitesse entre **0 à 15 m/s** tandis que au reste du foyer, la vitesse est presque la même.

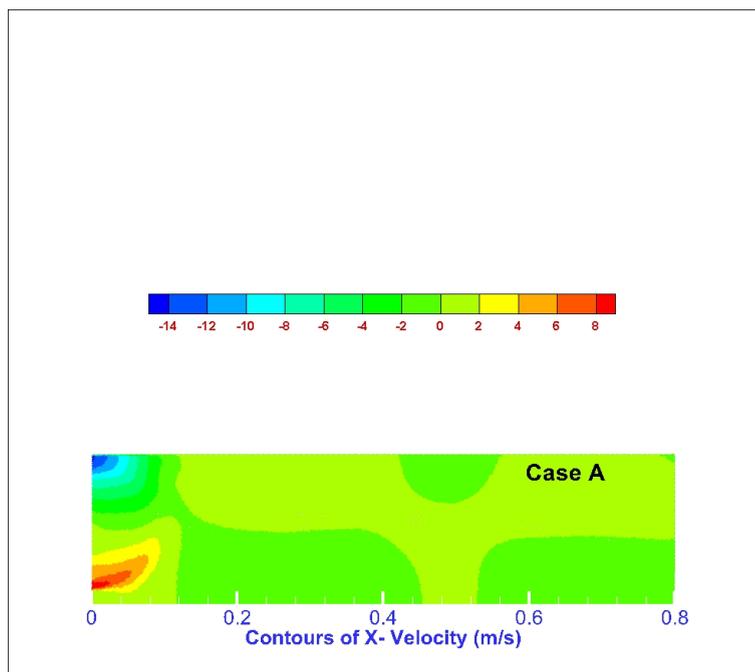


FIGURE 6.18: Contours de la vitesse X / Cas A

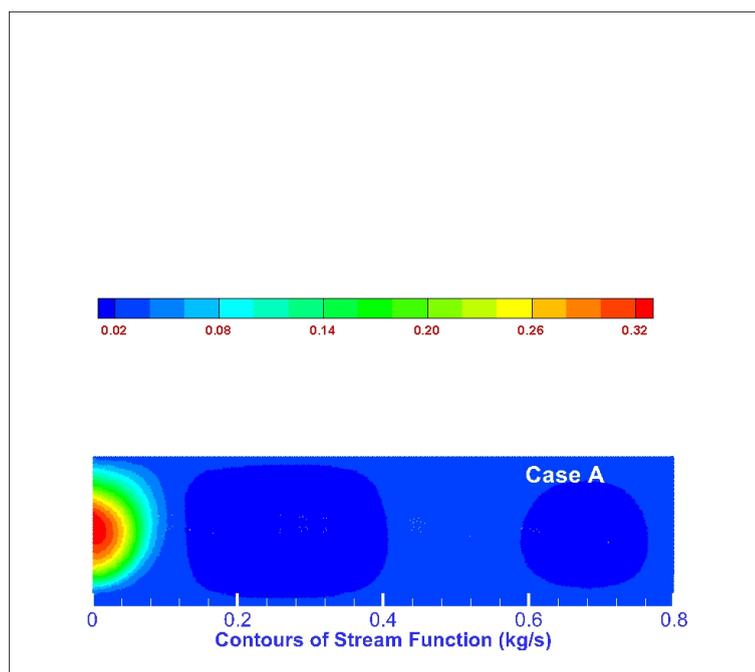


FIGURE 6.19: Contours de la fonction de flux / Cas A

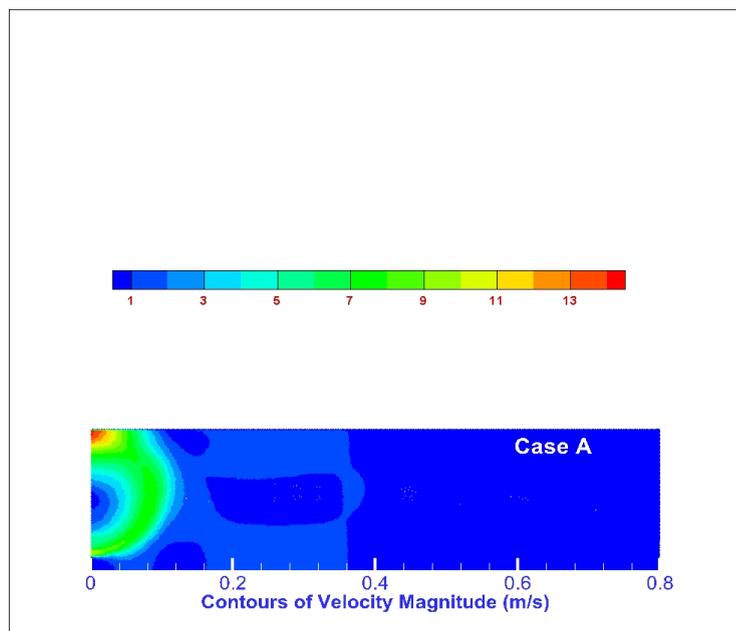


FIGURE 6.20: Contours de la vitesse / Cas A.

3) La pression :

Concernant le champ pression statique (figure 6.21), on observe que la pression statique est variée a trois régions : A la sortie : $0,05 < Y < 0,2$ de (-7 a 0,5) pascal ;

Au début de le latéral :

$0 < X < 0,1$ de (2 à 26,34) pascal ; Au reste de foyer 24 pascal.

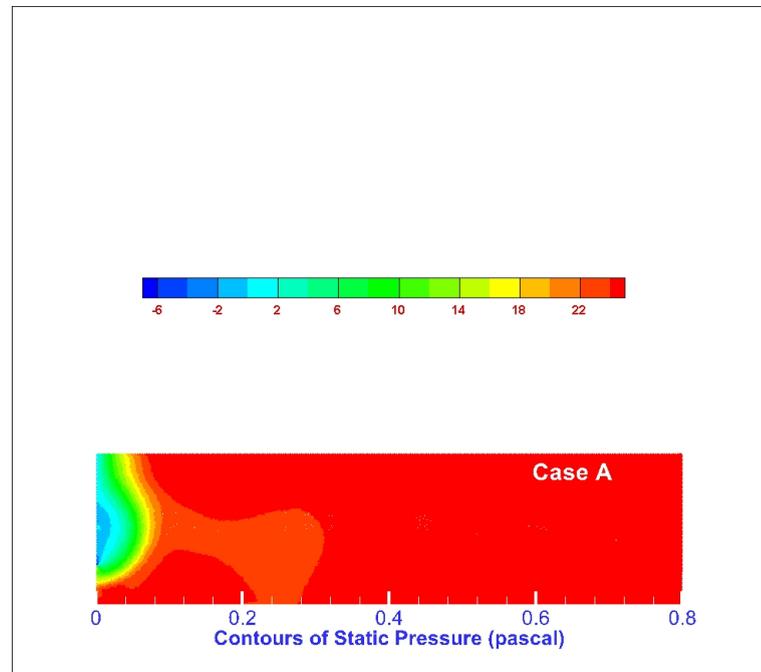


FIGURE 6.21: Contours de la pression statique / Cas A

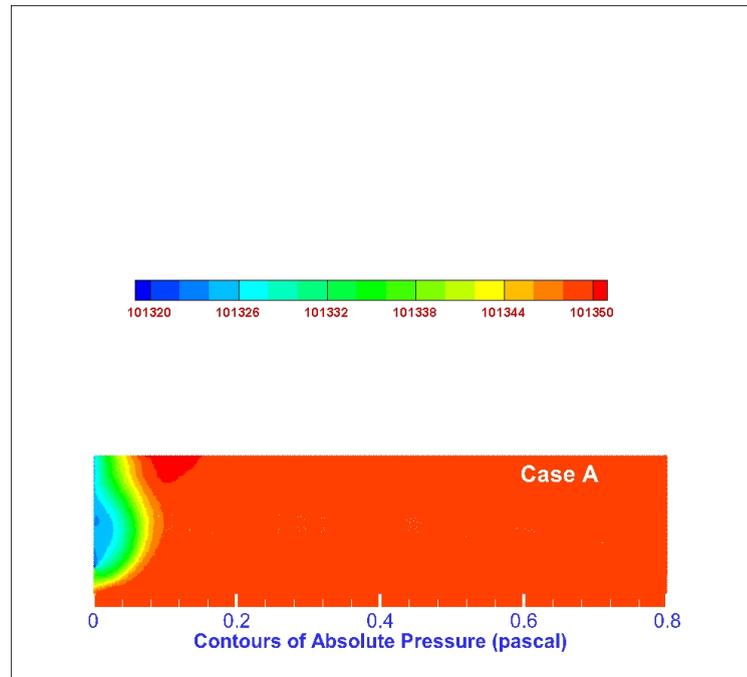


FIGURE 6.22: Contours de la pression absolue / Cas A

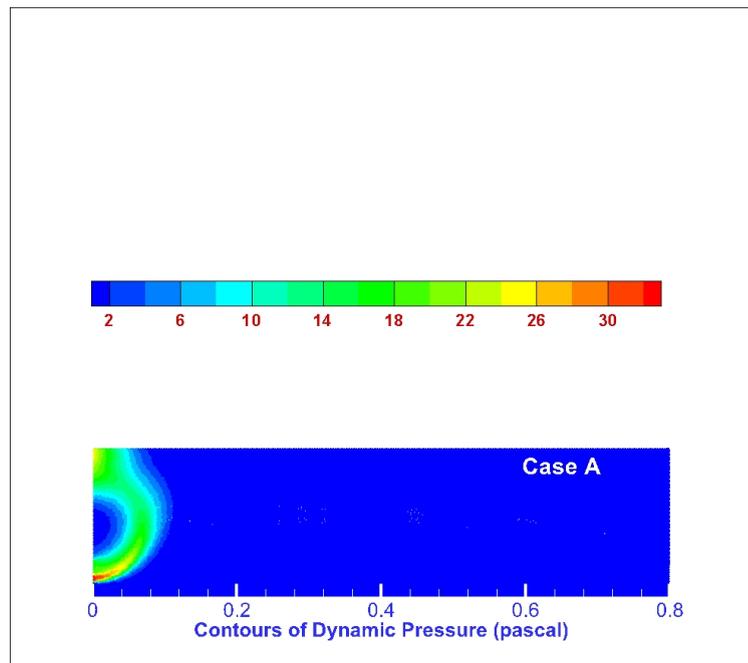


FIGURE 6.23: Contours Dynamique Pression / Cas A.

4) **Mass fraction :**

La figure 6.24 montre que la fraction massique de ch4 diminuer de 0,36 a 0,26 a l'entre :

$$0 < X < 0,3.$$

Après, il conserve leur valeur a le reste de foyer $0,3 < X < 0,8$ a le valeur 0.26

La figure 6.24 montre que la fraction massique de l'air diminuer de 0,042 a 0,006 a l'entre :

$$0 < X < 0,3.$$

Après il conserve leur valeur a le reste de foyer $0,3 < X < 0,8$ a le valeur 0,006.

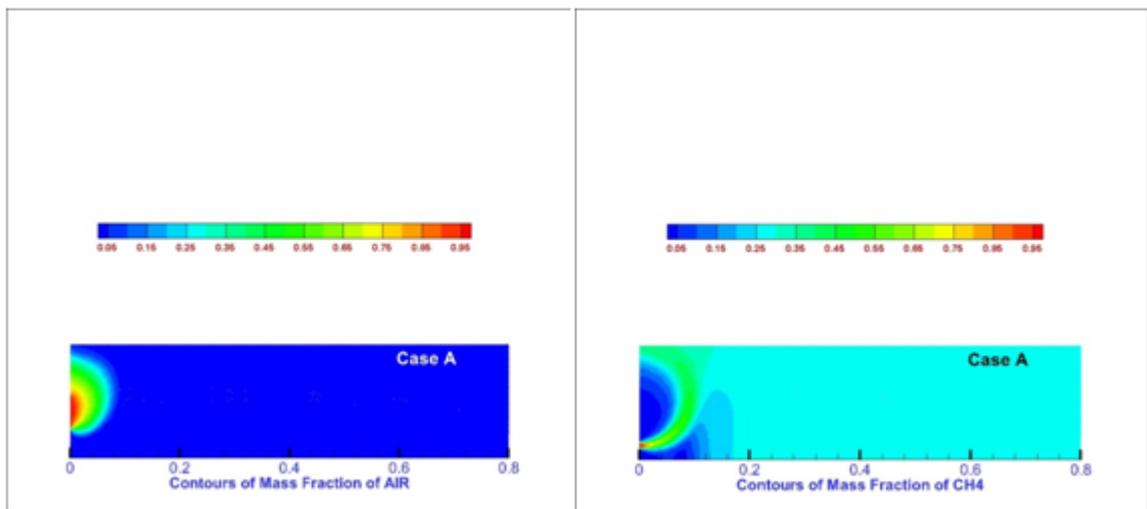


FIGURE 6.24: Contours de la fraction massique de l'aire et de ch4 / Cas A.

La Figure 6.25 montre une décroissance total de TKE de $4,9 \text{ m}^2/\text{s}^2$ à $0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$ sur tout le latéral de $0 \leq x \leq 0,8\text{m}$.

La Figure 6.25 montre une croissance de l'énergie Total de -2215266 j/kg à -1818218 j/kg a l-intervalle : $0 \leq x \leq 0,3\text{m}$, et une stabilité a la valeur maximal -1818218 j/kg a le reste de foyer .

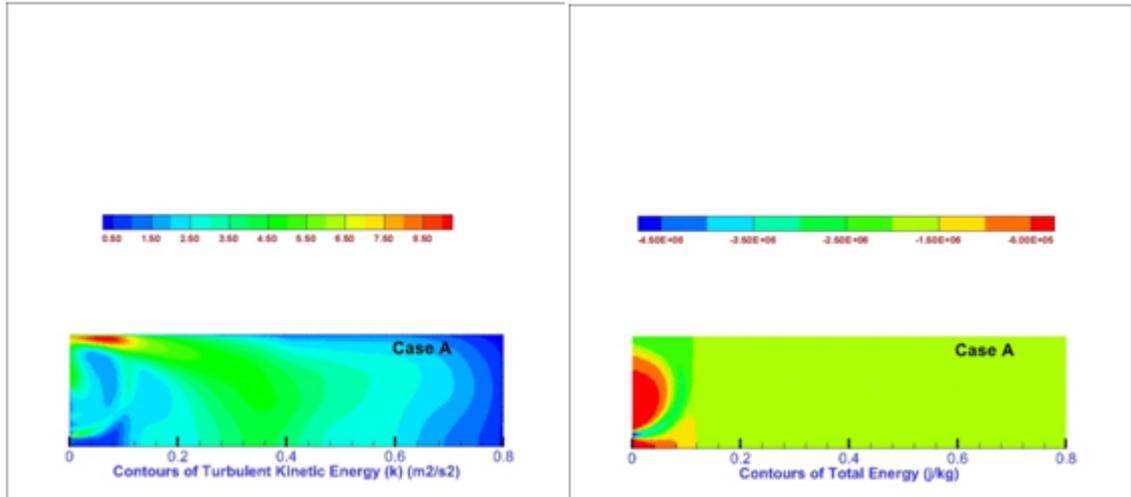


FIGURE 6.25: Contours de ECT et de l'énergie total / Cas A.

6.2.9.2 CAS B

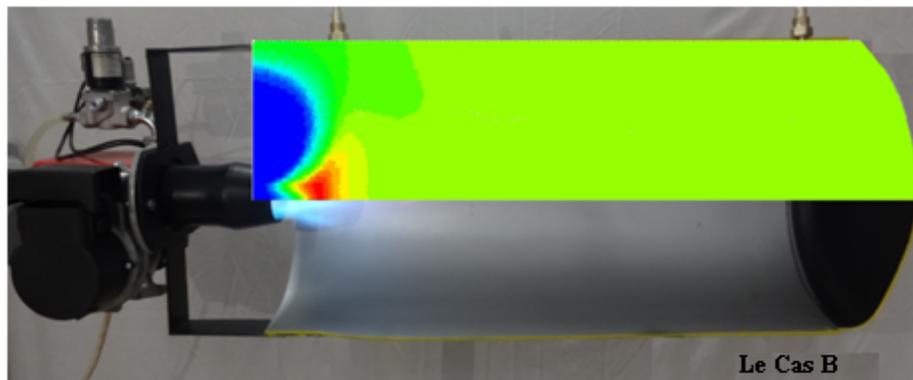


FIGURE 6.26: Comparaison entre la photo expérimental et le contour de la température /Cas B

1) La température :

Même remarque que celle du cas précédant, la figure (6.27) montre la variation de la température suivant la direction axiale. Une croissance **importante** de la température dans la zone de réaction. On distingue que la température atteint 2033K , jusqu'a une distance égale a **10 cm** sur l'axe Ox (l'axe de symétrie). Ensuite, la température diminue progressivement suivant l'axe du jet.

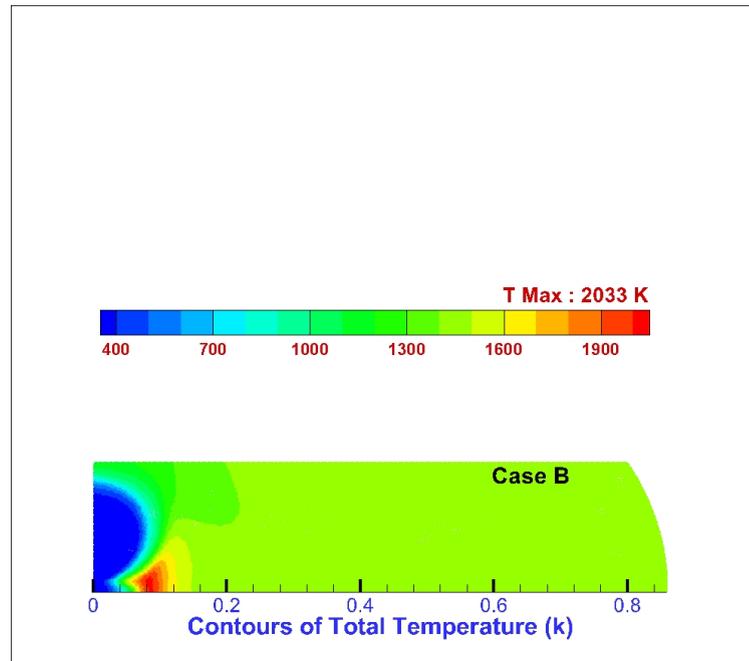


FIGURE 6.27: Contours de la température total / Cas B

2) La vitesse :

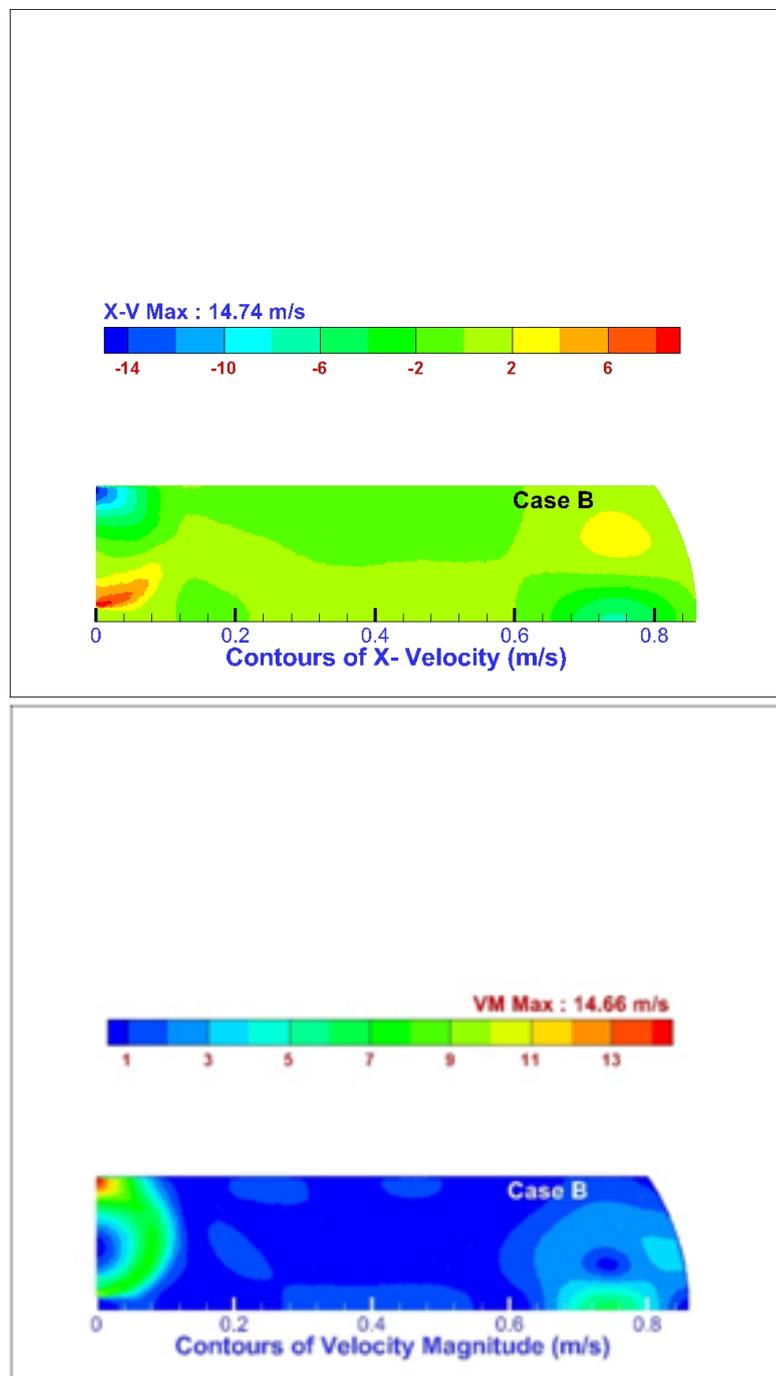


FIGURE 6.28: Contours de la vitesse X et la vélocité / Cas B

Sur la figure 6.28, on remarque que sur l'axe de symétrie une zone de grande vitesse varie de **-4,75 m/s** à **10,9 m/s** tandis que au reste du foyer, la vitesse est presque entre **0,7 m/s** et **3m/s**.

3) La pression :

Concernant le champ pression total, figure 6.29, on observe que la pression est variée à trois régions :

À l'entrée de jet : de (9,2 à 10,3) pascal , au fond de foyer : de (3 à 3,5) pascal , à la sortie : de (0,4 à 2,6) pascal.

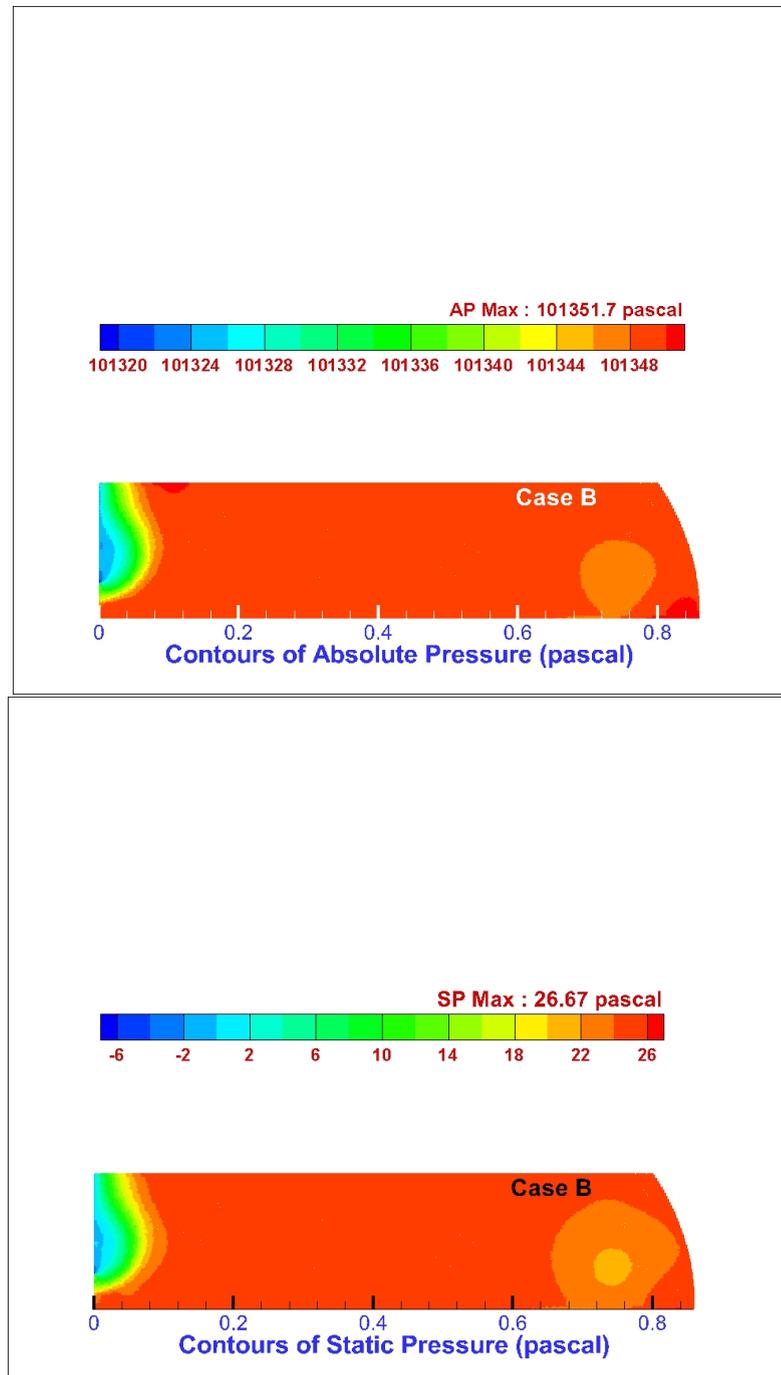


FIGURE 6.29: Contours de la pression absolue, statique et dynamique / Cas B

4) Mass fraction

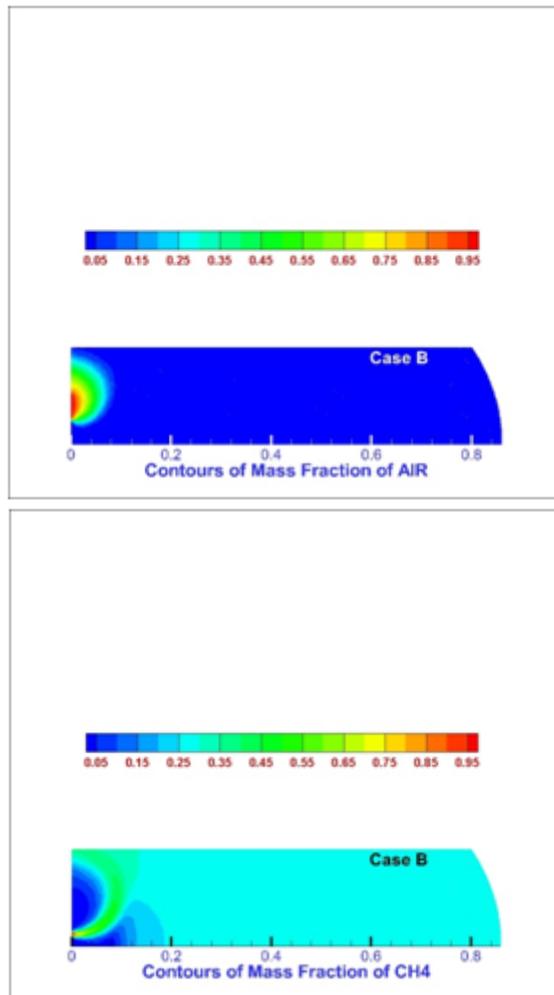


FIGURE 6.30: Contours de la fraction massique de l'aire et de CH4 / Cas B

5) La Densité , TKE et l'énergie :

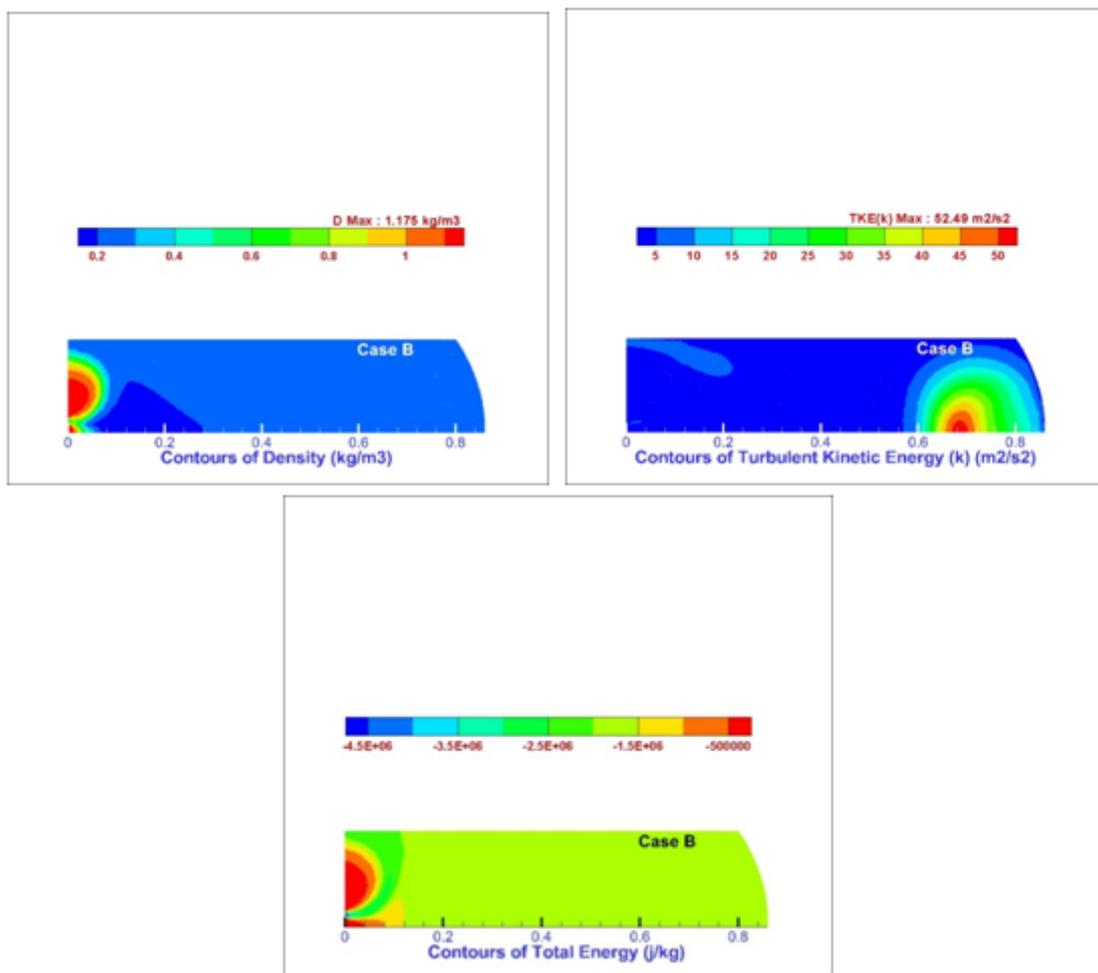


FIGURE 6.31: Contours de la densité, ECT et l'énergie total / Cas B

6.2.9.3 Comparaisons

On s'intéresse à l'effet de le fond bombé de foyer de combustion sur les grandeurs dynamique et thermique de l'écoulement réactif. Afin de déterminer le bon fond qui assure un bon fonctionnement de la chambre de combustion ainsi le rendement de la chaudière.

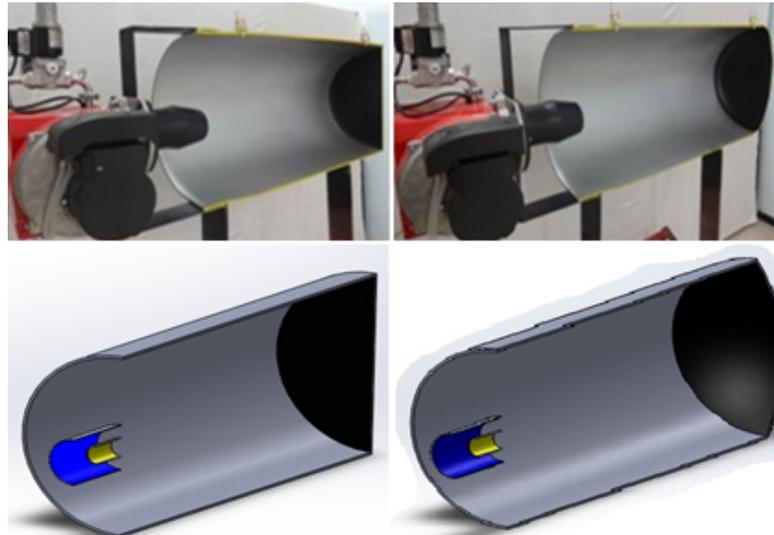


FIGURE 6.32: Les deux foyers Cas A / Cas B

1) La température :

on a résumée les résultats de les températures maximales dans le tableau suivant :

La température maximale (K)	Total	Axe de symétrie	Latéral	A la sortie
Cas A	1980	1931	1402	1141
Cas B	2033	2016	1411	1163

TABLE 6.3: Comparaison de la température maximale

Dans les positions Xi (i=3 ;4 ;5 ;6 ;7 ;8 et 9) ; sur l'axe de jet la température sur l'axe de symétrie ou cas B/fond bombé est supérieur a celle ou le cas A/fond plat :

$$(T_i)_{FB} > (T_i)_{FP} \forall i = 3 \text{ a } 9.$$

$$(T_i)_{FP} > (T_i)_{FB} \forall i = 1 \text{ a } 2.$$

Xi	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Cas	10	20	30	40	50	60	70	80	90
A	1520	1530	1110	940	910	890	880	876	X
B	1505	1510	1520	1437	1075	1055	990	982	982

TABLE 6.4: La température statique sur l'axe de symétrie

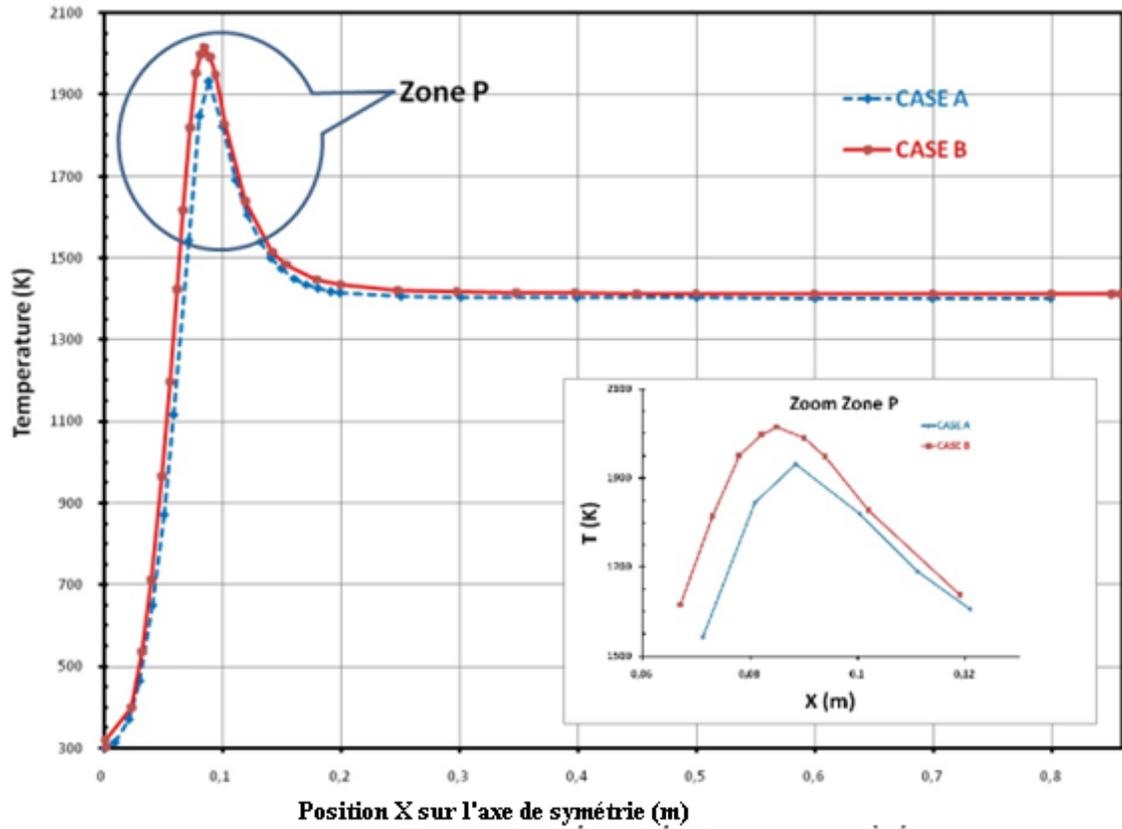


FIGURE 6.33: comparaison de la température total sur l'axe de symétrie

Dans les positions X_i : le cas B / fond bombé ; sur le paroi latéral ; la température est supérieur a celle ou le cas A de fond plat $(T_i)_{FB} > (T_i)_{FP} \forall i = 0 \text{ a } 8$.

Et plus la température sur le fond plat est : 876° K et sur le fond bombe est : 982° K .

X_i	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Cas	0	10	20	30	40	50	60	70	80
A	665	736	846	865	880	885	886	887	888
B	687	766	925	937	960	977	980	981	982

TABLE 6.5: La température total sur les parois / cas A et B

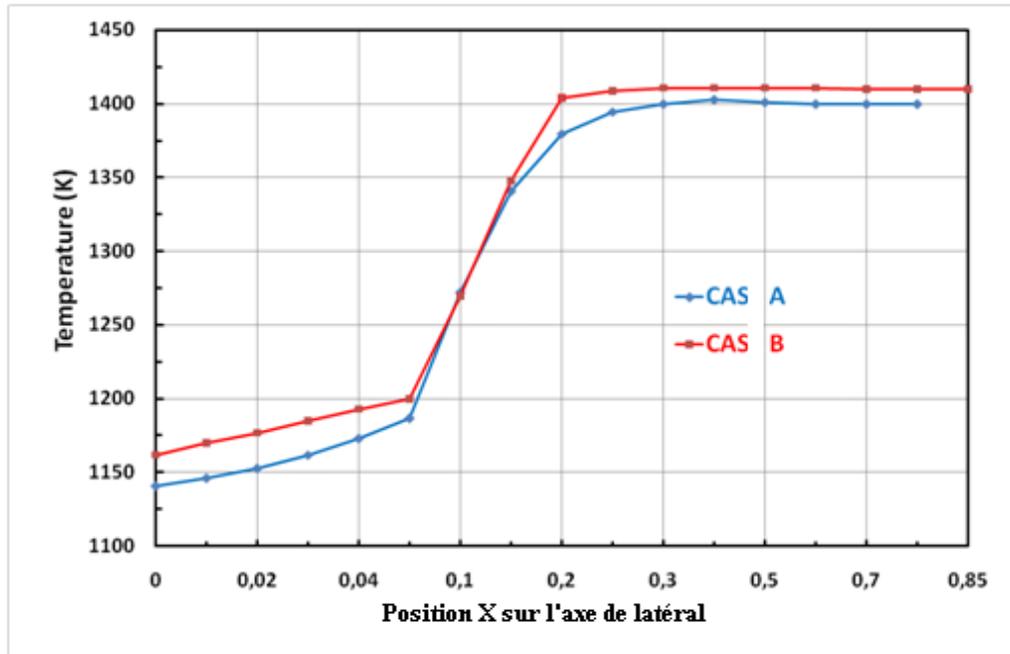


FIGURE 6.34: comparaison de la température total sur l'axe de latéral

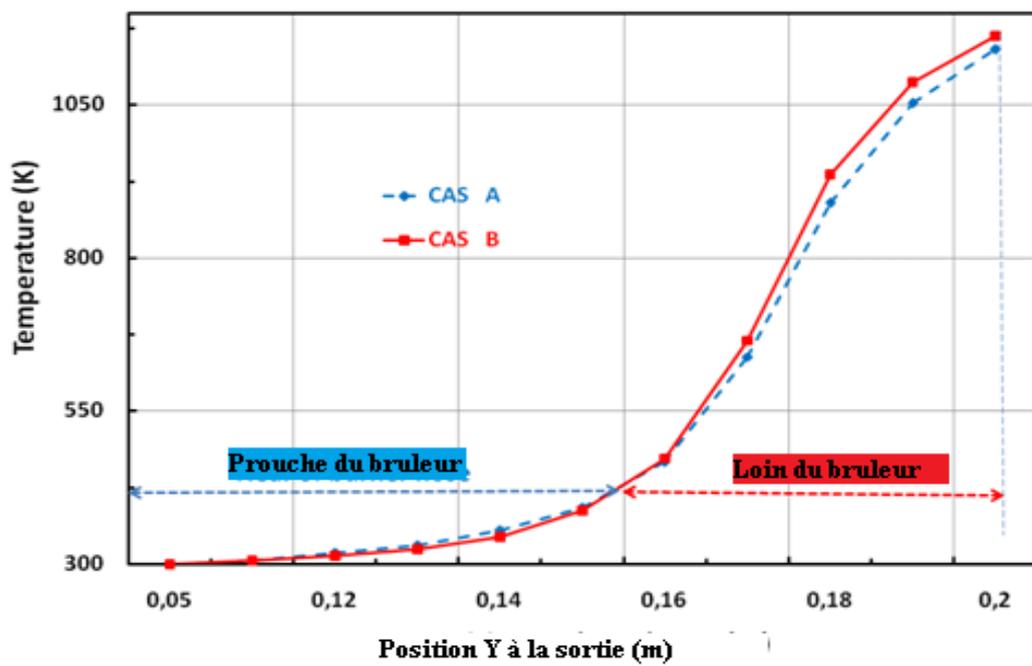


FIGURE 6.35: comparaison de la température total sur la sortie

2) La vitesse :

Dans les positions x_i ($i = 0 ; 3$) le cas de fond bombé la vitesse est supérieure a celle ou le cas de fond plat $(V_i)_{FB} > (V_i)_{FP} / i = 1 ; 3$.

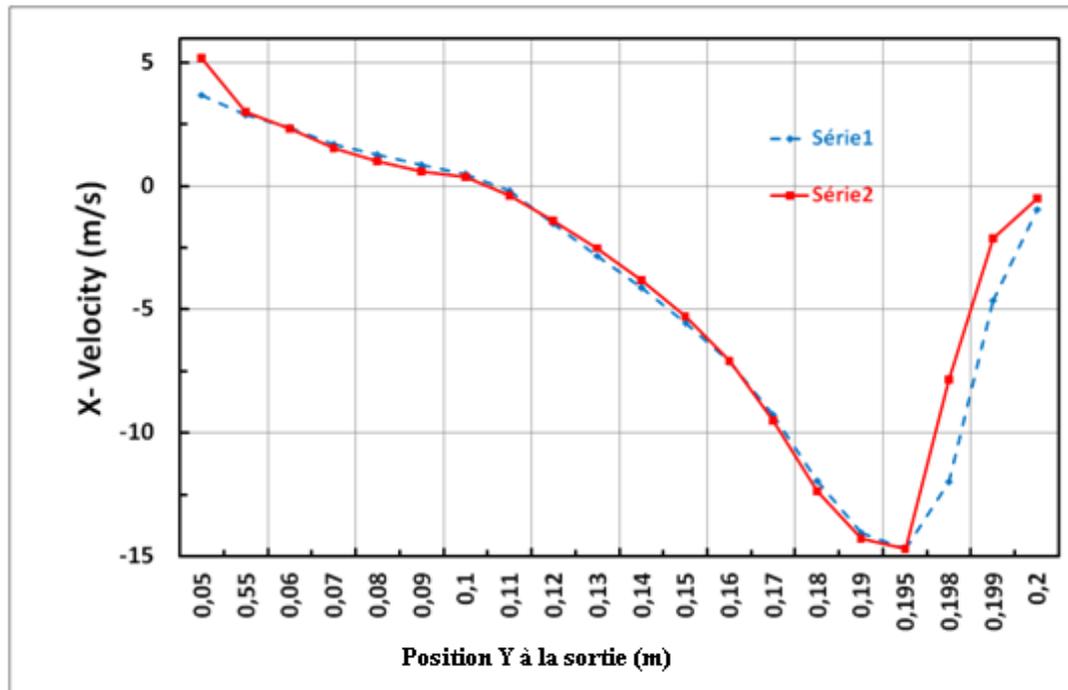


FIGURE 6.36: comparaison de la vitesse-X sur la sortie

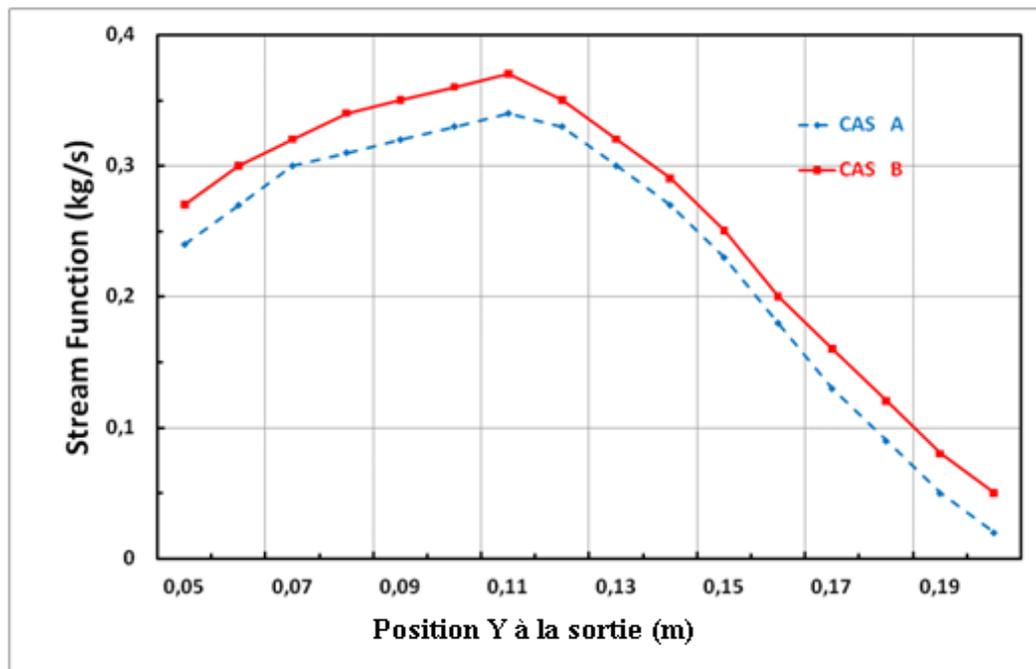


FIGURE 6.37: comparaison de la fonction de flux sur la sortie

3) La pression :

Dans les positions Xi (i = 0 ;1 ;2 et 3) le Cas A /fond plat la pression est supérieure a celle ou le Cas B de fond bombé.

$(P_i)_{FP} > (P_i)_{FB} \forall i = 0 \text{ a } 3$ a le reste.

$(P_i)_{FB} > (P_i)_{FP} \forall i = 4 \text{ a } 9$.

Cas	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
A	7.4	7.3	6.9	2.4	3.2	3.7	4.3	4.8	4.6	X
B	10.3	10.2	10.3	9.2	4	2	2.7	3	3.3	3.5

TABLE 6.6: La pression total au foyer /Cas A et B

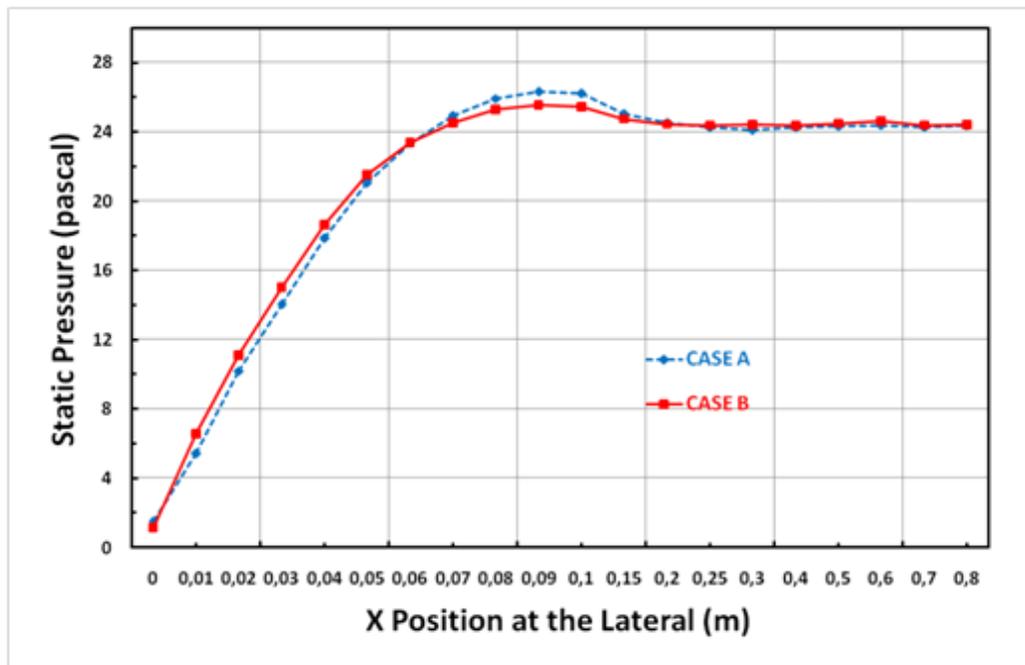


FIGURE 6.38: comparaison de la pression statique sur l'axe de latéral

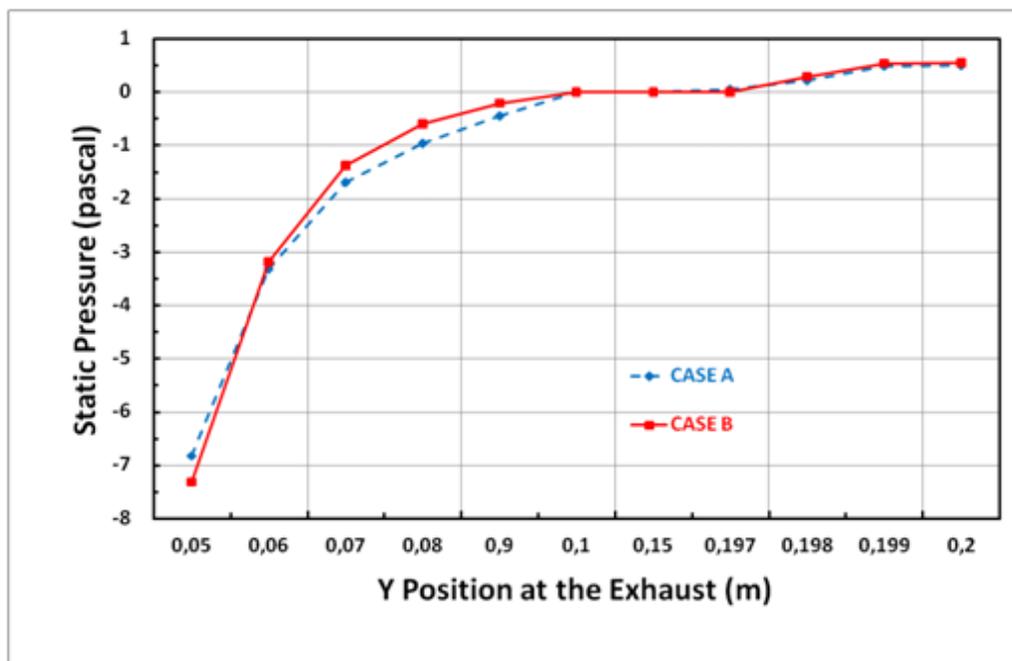


FIGURE 6.39: comparaison de la pression statique sur la sortie

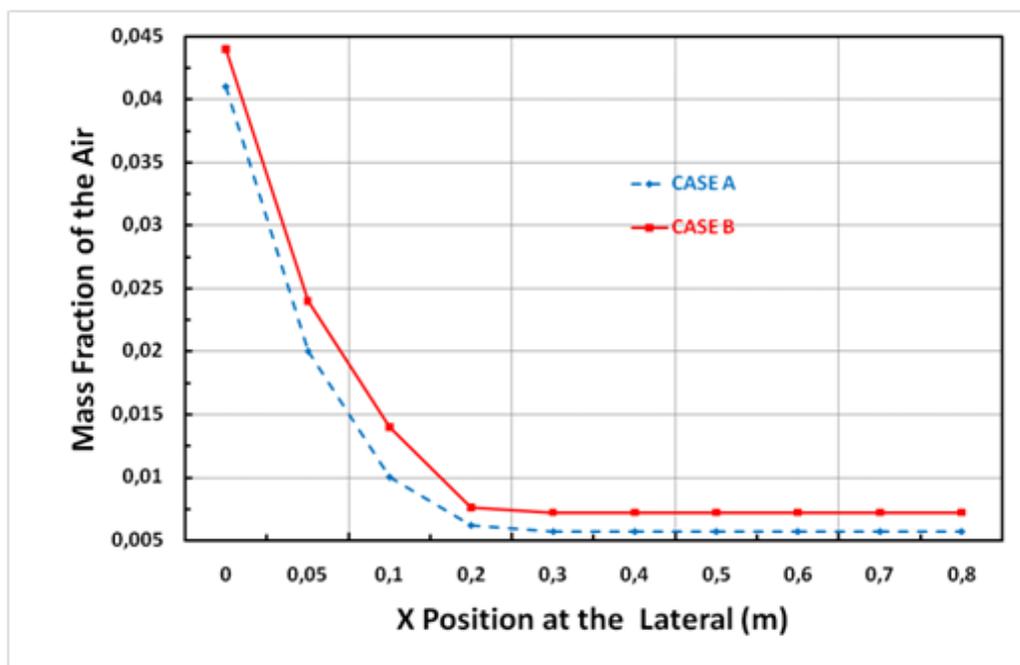


FIGURE 6.40: comparaison de la fraction massique sur l'axe de latéral

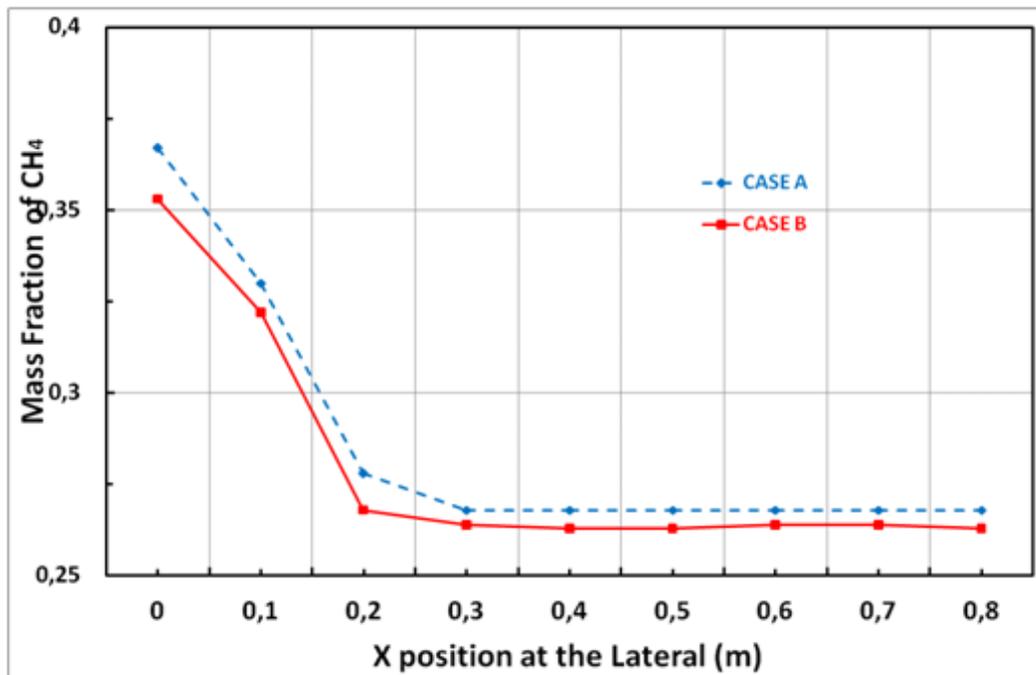


FIGURE 6.41: comparaison de fraction massique de CH₄ sur l'axe de latéral

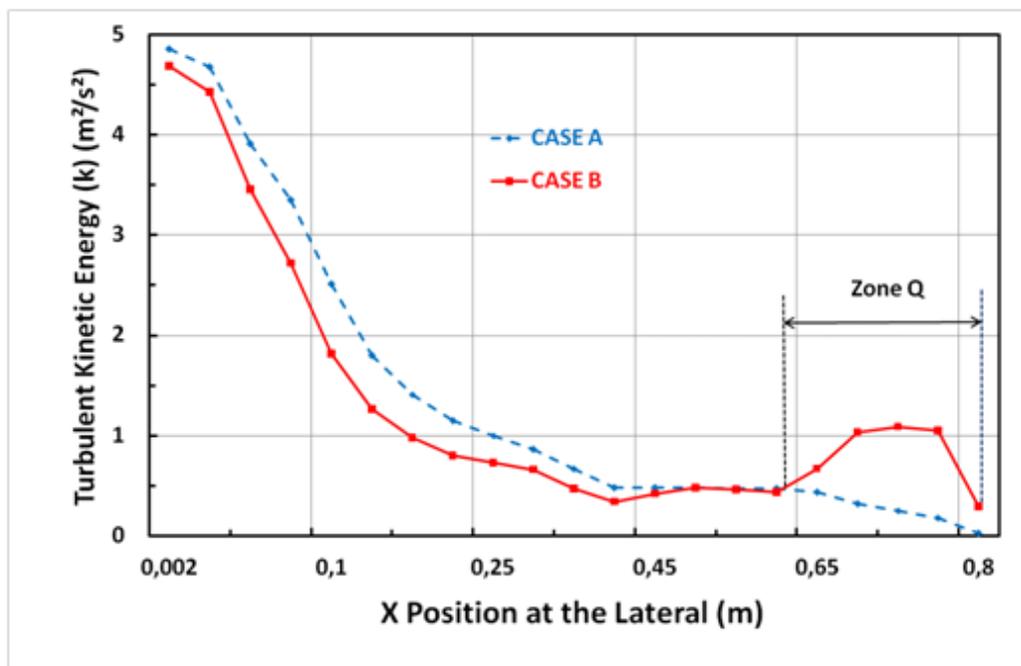


FIGURE 6.42: comparaison de ECT sur l'axe de latéral

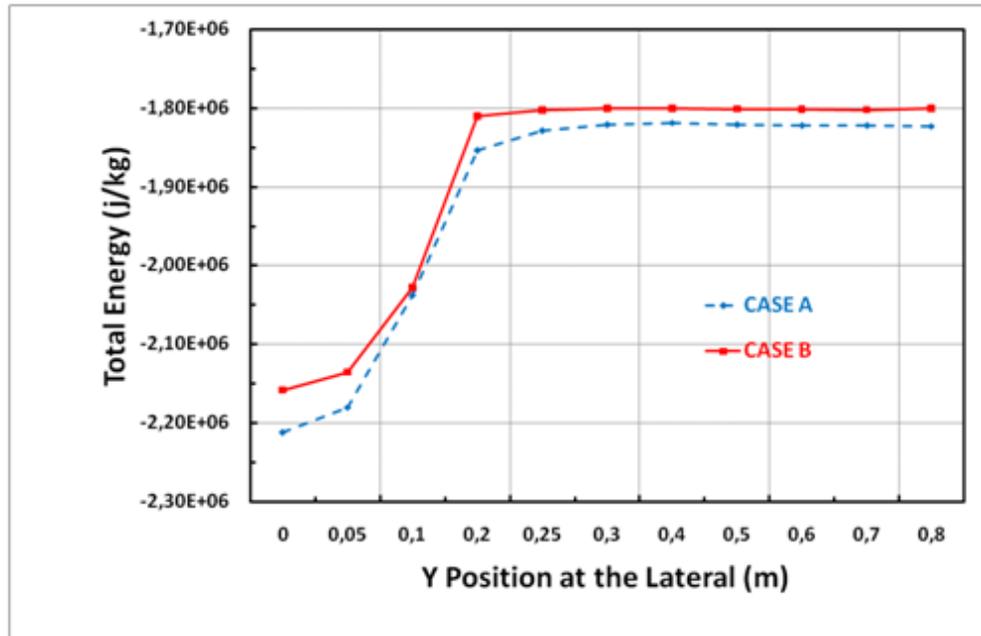


FIGURE 6.43: comparaison de l'énergie total sur l'axe de latéral

Remarque importante : D'après notre étude pour ($g = 0$), on distingue les mêmes résultats obtenues pour le cas ($g = 9.81m/s^2$), ce qui nous montre qu'on peut négliger les forces gravitationnelles.

Chapitre 7

CONCLUSION GENERALE

Le présent travail repose essentiellement sur l'application de l'approche des volumes finis utilisée par le code de calcul FLUENT en simulation numérique des phénomènes de l'aérothermochimie turbulente dans la combustion à des flammes non pré-mélangées. Cette étude basée sur un jet axisymétrique-swirl et turbulent en dimension deux, dans un foyer de chaudière en acier pour deux fonds différents : fond plat et un fond bombé. En utilisant le modèle $k - \epsilon$ et le modèle Eddy Dissipation pour la modélisation de la combustion, qui a donné des résultats pertinents. On peut citer quelques remarques importantes après cette étude :

- 1) Pour ce qui est de la température, on observe une augmentation de cette dernière sur le fond bombé et le paroi latéral dans le cas foyer avec fond bombe, signe caractéristique d'une réaction de bonne combustion dans le cas bombé qui est le rapport direct d'augmentation de la puissance de la chaudière.
- 2) D'autre part, les résultats de la vitesse donnée au foyer de fond bombé, a une priorité de bonne géométrie, car l'augmentation des valeurs de la vitesse qui est un signe de bonne circulation des gaz injectés au foyer et aussi les gaz brûlés sortant du même foyer.
- 3) La diminution des valeurs de la pression a la fin du foyer de combustion qui répond a la demande de la pression idéal au chambre du combustion pour réserver toutes les caractéristiques des parois du foyer et donc augmenter la duré de vie de la chaudière.

PERSPECTIVES FUTURES

Notre étude a porté sur un exemple de chaudière sans matières (sans apport de l'eau) étant donné que la simulation s'est focalisée uniquement sur la problématique de la flamme et des paramètres qui accompagnent généralement cette dernière. Il serait peut être judicieux de traiter un exemple plus compliqué, tenant compte de l'apport de la circulation de l'eau et pour lequel la simulation numérique qui s'impose prendrait en compte le nouveaux couplage ainsi une changement de forme sinusoïdale de la virole de la chambre de combustion qui permettrait, certainement, d'approcher avec plus de précision le comportement réel du problème complexe de la combustion dans les chaudières , mais ceci est une autre affaire.

References

- [1] Fabrice Onofri. *Etat de l'art de la granulométrie laser en mécanique des fluides*. 9^{ième} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser. 14 Septembre 2004. Bruxelles, 2004, 183-191.
- [2] SC. Li. *Spray stagnation flames*. Progress in Energy and Combustion Science, 23(4), 1997, 303–347.
- [3] Robert J. Kee, Kiyotaka Yamashita, Huayang Zhu, and Anthony M. Dean. *The effects of liquid-fuel thermophysical properties, carrier-gas composition, and pressure, on strained opposed-flow non-premixed flames*. Combustion and Flame, 158(6), 2011, 1129–1139.
- [4] G. Continillo and W. A. Sirignano. *Counterflow spray combustion modeling*. Combust. Flame, 81(3-4), 1990, 325–340.
- [5] E. Gutheil and W. A. Sirignano. *Counterflow spray combustion modeling with detailed transport and detailed chemistry*. Combust. Flame, 113, 1998, 92–105.
- [6] N. H. Chen, B. Rogg, and K. N. Bray. *Modelling laminar two-phase counterflow flames with detailed chemistry and transport*. In Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion, 24, 1992, 1513–1521.
- [7] F. Laurent and M. Massot. *Multi-fluid modelling of laminar polydisperse spray flames : origin, assumptions and comparison of sectional and sampling methods*. Combust. Theory and Modelling, 5, 2001, 537–572.
- [8] M. Massot, M. Kumar, M. D. Smooke, and A. Gomez. *Spray counterflow diffusion flames of heptane : experiments and computations with detailed kinetics and transport*. In 27th Symposium (International) on Combustion, 2001, 1975–1983.
- [9] R. Ben Dakhli, V. Giovangigli, and D. E. Rosner. *Soret effects in laminar counterflow spray diffusion flames*. Combust. Theory and Modelling, 6, 2002, 01–17.
- [10] Aymeric Vié, Benedetta Franzelli, Yang Gao, Tianfeng Lu, Hai Wang, and Matthias Ihme. *Analysis of segregation and bifurcation in turbulent spray flames : A 3d counterflow configuration*. Proceedings of the Combustion Institute, 35(2), 2015, 1675–1683.

- [11] WP Jones, AJ Marquis, and D Noh. *A stochastic breakup model for large eddy simulation of a turbulent two-phase reactive flow*. Proceedings of the Combustion Institute, 36(2), 2017, 2559-2566.
- [12] Yong Hu, Hernan Olguin, and Eva Gutheil. *Transported joint pdf simulation of turbulent spray flames combined with a spray flamelet model using a transported scalar dissipation rate*. Combustion Science and Technology, 189(2), 2017, 322-339.
- [13] Likun Ma and Dirk Roekaerts. *Structure of spray in hot-diluted coflow flames under different coflow conditions : A numerical study*. Combustion and Flame, 172, 2016, 20-37.
- [14] A Giusti and E Mastorakos. *Detailed chemistry LES/CMC simulation of a swirling ethanol spray flame approaching blow-off*. Proceedings of the Combustion Institute, 36(2), 2017, 2625-2623.
- [15] Reetesh Ranjan, Achyut Panchal, Gregory Hannebique, and Suresh Menon. *Towards numerical prediction of jet fuels sensitivity of flame dynamics in a swirl spray combustion system*. In 52 nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, 8, 2016, 6235-6249.
- [16] A. Stagni, L. Esclapez, P. Govindaraju, A. Cuoci, T. Faravelli, and M. Ihme. *The role of preferential evaporation on the ignition of multicomponent fuels in a homogeneous spray-air mixture*. Proceedings of the Combustion Institute, 36(2), 2016, 2483-2491.
- [17] Lamarque. Nicolas. *Schémas numériques et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d'hélicoptère*. Thèse de doctorat en dynamique des fluides. Toulouse : Institut national polytechnique de Toulouse, 2007, 345.
- [18] Shum-kivan. Francis. *Simulation des Grandes Echelles de flammes de spray et modélisation de la combustion non-prémélangée*. Thèse de doctorat en dynamique des fluides. Toulouse : école doctoral de mécanique, énergétique, 2017, 217.
- [19] J. Leypoldt, H.C. Kuhlmann, H.J. Rath, *Three-dimensional numerical simulation of thermocapillary flows in cylindrical liquid bridges*, J.Fluid Mech, 414 ,2000, 285-314.
- [20] M.F. Schatz, G.P. Neitzel : *Experiments on thermocapillary instabilities*, Annu. Rev.Fluid Mech. 33(1), 2001, 093-127.
- [21] V. Kumar, G. Biswas, G. Brenner, F. Durst : *Effect of thermocapillary convection in an industrial Czochralski crucible ; numerical simulation*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 46, 2003, 1641-1652.
- [22] K.T. Chiang : *Effect of a non-uniform basic temperature gradient on the onset of Benard- Marangoni convection : Stationary and oscillatory analyses*, International Communications in Heat and Mass Transfer, 32, 2005, 192-203.

- [23] Q.S. Liu, B.H. Zhou, R. Liu, H. Nguyen-Thi, Bernard Billia : *Oscillatory instabilities of two-layer Rayleigh–Marangoni–Bénard convection*, Acta Astronautica, 59, 2006, 40 – 55.
- [24] Ilya B. Simanovskii , Alexandre A. Nepomny Yashchy , *Développement non linéaire d'instabilité oscillatoire dans un système à deux couches sous l'action combinée de la flottabilité et de l'effet thermocapillaire*, Journal of Fluid Mechanics , 555, 2006, 177-202.
- [25] S. Rahal, P. Cerisier, H. Azuma, *Benard-Marangoni convection in small circular : influence of the Biot and Prandtl numbers on pattern dynamics and free surface deformation*, Exp. Fluids 43(4), 2007, 547-554.
- [26] W. Guo, R. Narayanan : *Onset of Rayleigh–Marangoni convection in a cylindrical annulus heated from below*, Journal of Colloid and Interface Science, 314, 2007, 727–732.
- [27] E. Sauvage, L. Jacoutot, Y. Fautrelle1 & Annie Gagnoud : *Etude des instabilités thermocapillaires et thermogravitaires dans un bain d'huile*, 18ème Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 août 2007, 01-06.
- [28] R. ES Sakhy, K. EL Omari, Y. LE Guer, S. Blancher, M. Feddaoui et T. Mediouni, *Simulation de la convection de Bénard-Marangoni dans des récipients cylindriques chauffés par un flux non-uniforme*, Physical and chemical news, 67, 2013, 108-112.
- [29] D. Schwabe, *Convective instabilities in complex systems with partly free surface*, Second International Symposium on Instability and Bifurcations in Fluid Dynamics. Journal of Physics, Conference, 64, 2007, 01-22.
- [30] H.C. Kuhlmann, S. Albensoeder, *Three dimensional flow instabilities in a thermocapillary-driven cavity*, Phys.Rev. E 77(3), 2008, 36303-36318.
- [31] M. Medale, B. Cochelin, *A parallel computer implementation of the Asymptotic Numerical Method to study thermal convection instabilities*, Journal of Computational Physics, 228, 2009, 8249–8262.
- [32] I. Ueno ; T. Torii, *Thermocapillary-driven flow in a thin liquid film sustained in a Rectangularhole with temperature gradient*, Acta Astronautica, 66 ,2010, 1017–1021.
- [33] R. Pardo , H. Herrero , and S. Hoyas : *Theoretical study of a Bénard–Marangoni problem*, J. Math. Anal. Appl. 376, 2011, 231–246.
- [34] P. Zhu, B. Zhou, L. Duan, Q. Kang, *Characteristics of surface oscillation in thermocapillary convection*, Experimental Thermal and Fluid Science, 35, 2011, 1444–1450.
- [35] K. Li, Z.M. Tang, W.R. Hu, *Coupled thermocapillary convection on Marangoni convection in liquid layers with curved free surface*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 55, 2012, 2726–2729.

- [36] P. Zhu, L. Duan, Q. Kang, *Transition to chaos in thermocapillary convection*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 57, 2013, 457–464.
- [37] Z. Ding, Q. Liu, *Linear instability analysis of thermocapillary convection in a bi-layer system*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 62, 2013, 63–72.
- [38] S. Hoyas, A. Gil, P. Fajardo, M.J. Pérez Quiles, *Co-dimension three bifurcations in a Bénard–Marangoni problem*, Phys. Rev. E, 88, 2013, 15001-15004.
- [39] S. Hoyas, P. Fajardo, A. Gil, M.J. Perez Quiles, *Analysis of bifurcations in a Bénard–Marangoni problem : Gravitational effects*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 73, 2014, 33–41.
- [40] Melnikov and Shevtsova, *The effect of ambient temperature on the stability of thermocapillary flow in liquid column*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 74, 2014, 185–195.
- [41] C.M. Wu, Y.R. Li, R.J. Liao, *Instability of three-dimensional flow due to rotation and surface-tension driven effects in a shallow pool with partly free surface*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 79, 2014, 968–980.
- [42] A.S. Ortiz-Pérez, L.A. Dávalos-Orozco, *Convection in horizontal fluid layer under an inclined temperature gradient for Prandtl numbers $Pr > 1$* , International Journal of Heat and Mass Transfer, 68, 2014, 444–455.
- [43] T. G. Roisman, *Modulation of Marangoni convection in liquid films*, Advances in Colloid and Interface Science, 222, 2015, 319–331.
- [44] J.J. Yu, D.F. Ruan, Y.R. Li and, J.C. Chen, *Experimental study on thermocapillary convection of binary mixture in a shallow annular pool with radial temperature gradient*, Experimental Thermal and Fluid Science, 61, 2015, 79–86.
- [45] A. Fath, T. Horn, T. G. Roisman, P. Stephan, D. Bothe, *Numerical and experimental analysis of short-scale Marangoni convection on heated structured surfaces*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 86, 2015, 764–779.
- [46] I. Ueno, T. Kurosawa, H. Kawamura, *Thermocapillary convection in thin liquid layer with temperature gradient inclined to free surface*, Heat. Transf, 2, 2002, 129-134.
- [47] F. Nmira. , *Etude bibliographique sur la modélisation des feux de compartiments en sous-ventilé*, 6125-3016-2016-15864-FR, 2016
- [48] T. Echekki, E. Mastorakos, *Turbulent combustion modeling*, Advances, new trends and perspectives, Springer, 2011.
- [49] D.C. Haworth, *Progress in probability density function methods for turbulent reacting flows*, Progress in Energy and Combustion Science 36 (2010), pp. 168–259.
- [50] Marco. Lucchesi. *Simulation et analyse de la distribution de la taille des particules de suie dans une flamme turbulente non prémélangée*, Combustion and Flame, 178, 2017, 35-45.

-
- [51] W. Li, X. Chen, O. Musa, L. Gong, L. Zhu, *Investigation of the effect of geometry of combustor on combustion characteristics of solid-fuel ramjet with swirl flow*, Applied Thermal Engineering. Vol. 145, pp. 229-244, 2018.
- [52] V. Ya. Basevich, A. A. Belyaev, S. M. Frolov F.S, *Direct Numerical Simulation of Turbulent Combustion of Hydrogen—Air Mixtures of Various Compositions in a Two-Dimensional Approximation*, Frolov Russian Journal of Physical Chemistry B volume 13, pages75–85(2019)
- [53] Djerad A, Bouderah B. . *Comparative numerical simulation in a 2D combustion chamber, based on the finite volume method*, International Review of Mechanical Engineering (I.R.E.M.E.), Vol. 13, n.6 ,2019, pp. 340-349
- [54] Cristophe. Alleau. Chaudiere à vapeur à cobustibles, Edition 13/09/2011, p3, Disponible sur : <https://ww2.ac-poitiers.fr> (Consulté le 21/12/2017).
-

ANNEXE A

Comparative Numerical Simulation in a 2D Combustion Chamber, Based on the Finite Volume Method

A. Djerad¹, B. Bouderah²

Abstract – Combustion chambers are used in energy systems mainly to increase heat transfer. In this paper, a modern design procedure of a combustion chamber of a boiler is presented, in order to improve temperature distribution over the combustion chamber borders, as well as the combustion dynamics such as interior pressure and combustion velocity. The design process is mainly based on changing the geometric aspects of the combustion chamber, more particularly the geometry of the bottom side. Thus, a simulation study using Fluent Software has been carried out on two main geometries, namely: a cylindrical combustion chamber with a flat bottom and another one with a convex bottom respectively. The simulation results have shown remarkable improvements in the combustion chamber in case of convex bottom behavior in terms of temperature distribution and heat transfer and therefore the good efficiency of the boiler. Copyright © 2019 Praise Worthy Prize S.r.l. - All rights reserved.

Keywords: Boiler, Combustion, Combustion Chamber, Finite Volume Method, Simulation

Nomenclature

A	Combustor with a flat bottom
B	Combustor with a flat bottom
$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$	k- ε turbulence model constant
CFD	Computational Fluid Dynamics
CH ₄	Methane, natural gas
CO	Carbon monoxide
D_a	Radius of the annular pipe of air, mm
D_c	Radius of central pip of air, mm
D_f	Radius of a combustor, mm
G	Radius of methane pipe, mm
NO _x	Nitrogen oxides
k	Turbulent kinetic energy
k- ε	Turbulence model
L_f	Length of a combustor, mm
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
Re	Reynolds number
RSM	Reynolds Stress Model
r	Rayon, mm
S	Term source
T	Temperature, K
t	Time, s
V	Volume, m ³
V_a	Velocity of annular air, m/s
V_c	Velocity of central air, m/s
V_g	Velocity of gas, m/s
<i>Greek symbols</i>	
Φ	Equivalence ratio
ρ	Fluid density, kg m ⁻³
σ	Conductivity of the fluid
ε	Rate of dissipation of turbulence energy, m ² /s ³

Operator

∇ Divergence

I. Introduction

In the last decade, the techniques developed in the field of combustion in boilers have led to considerable changes in the design of their combustion chambers.

However, in order to solve the problems caused by the complex phenomena related to the geometry of the combustion chambers and its heat transfer systems as well as the improvement of their performances, the interior design improvement of the combustor can be considered as a promising solution. The aforementioned problematic can be seen from two points of view; the first one considers geometry amelioration of the combustor while the second point of view is related to the combustible injection velocity. It is worth mentioning that in this kind of study, the experimental setup is not suitable due to its high cost and time-consuming.

Therefore, most of the research studies, in this field, are software oriented. Generally, there are two main types of control flow of the combustible, which is commonly a gas: passive and active. The passive control consists of changing the shape or the dimension of the burner that affects the flow dynamics. Whereas, the active control consists of feeding the combustion chamber with an external energy source by means of actuators while maintaining unchanged the burner geometry. Regardless of the control type, the combustion optimization is of prime priority, not only to improve efficiency but also to avoid the appearance of combustion instabilities and reducing emissions. In most

industrial systems, the combustion is obtained from diffusion flame. Indeed, these diffusion flames have been studied for a long time and are used in many applications of everyday life such as industrial burners, motors, engines, reactors, etc... Mainly there are two methods to get diffusion flame: premixed and non-premixed. In this study, the focus is on the non-premixed one, where the fuel and the oxidizer come separately before their injection, thus limiting the risks of explosion or flashback. The diffusion flame is kept on the burner when the injection velocity becomes important. Actually, there are different ignition techniques to get the diffusion flame, such as pilot flames, rotating flow [1]. Many researchers have been interested in flame jets. For instance, Boushaki et al. [2] have tried to optimize the operation of industrial burners in order to increase their yields and reduce emissions. Whereas, the works on the design of the combustion chamber are almost absent.

Another work presented by Ladislav et al. [3], the functioning of these burners in boilers has been optimized. Marias et al. [4] have performed numerical simulations on an industrial burner model and they have studied the influence of swirl number on pollutant emissions, the impact injection position nozzle and the opening of shutters on the inert flow characteristics.

Shanwu et al. [5] have been interested in the structure and the dynamics of flow in turbine gas injector. The obtained results show that characteristic variables of the internal flow in the injector are intrinsically non-stationary, subject to centrifugal and shear instabilities.

The author in [6] has proposed a technical review on injector nozzle spray on compressed natural gas engines, where it is concluded that the fuel-air mixture is relatively inverted in face of orifice diameter. This can be a significant advantage for nozzles with small orifices.

Other works have used many nozzle geometries in order to determine the effect of nozzle geometry and swirling airflow on flame return and its relation to the nozzle structure. The results have showed that the strength of the coherent structures and the propensity to flashback increase with Reynolds number [7], [8]. Li et al. [9] and Bashirnezhad et al. [10] have carried out simulations in order to examine the characteristics of the flow and a cooling film in an annular combustion chamber of the turbojet. They have confirmed the effectiveness of the film and its ability to protect the combustor. The chosen combustion system for this comparison is a confined, non-premixed methane flame surrounded by air circulating at the same time. Guessab et al. [11] have compared the effect of the variation of the input velocity and the geometric shape. The work has concluded its role in determining the position of the flame on the heating surface in combination with given thermal conditions. The authors in [12], [13] have been interested in the influence of the oven size on the pollutant emissions. Consequently, the reduction of the combustion chamber dimension has led to a decrease of NO_x and CO pollutants. Later works of Falese et al. [14] have studied aerodynamic flow in a swirled injector of an

aeronautical combustion chamber via LES numerical simulations on unstructured meshes. As well, the results in [15], which has conducted a numerical study based on RSM method, are compared to two experimental models in terms of velocity and temperature profile. These findings have showed a reasonable behavior in terms of flow velocity. Nevertheless, this model has failed to capture the combustion characteristics for temperature.

Authors in [16] have studied the effect of di-ethyl ether (DEE) injection on combustion efficiency and characteristics, as well as engine emissions operating in dual-fuel mode. The DEE has been injected in small quantities using an electronic injector. Attia et al. [17] have studied numerically the turbulent behavior of non-premixed Hydrogen-Propane/Air combustion generated by a cylindrical burner. The obtained results show that fuel variations influence the studied parameters. Another work, [18], has detailed experimental results, in which, the authors have provided and discussed the results accuracy. In the work carried out by Nikumbh et al. [19], the authors have increased the air supply pressure system at the end without increasing the inlet pressure and the velocity after the air outlet. They have found out an increase of 10-15% of the overall efficiency of the complete combustion. Furthermore, the authors in [20] have proposed a comparative study based on different combustion chamber geometries. The authors have observed that a small modification in the combustion chamber leads to the adequacy of biodiesel in compression ignition engines. In the present work, a modern combustion chamber design tested by numerical simulation is described. The idea is to make a modification on the bottom of the combustion chamber and its internal. Then, its thermal and dynamic behavior in the steel boiler are checked, considered as one of the most important devices in a system for transferring energy and temperature through the entire internal surface disposed at the heat of combustion. For this purpose, two two-dimensional numerical models with the same mesh size, the same initial and boundary conditions are defined under the Fluent 6.3 software, which is based on the finite volume method approach, representing respectively a first combustion chamber with an original flat bottom (Case A) and a second with the developed design of a curved bottom with a radius of $r = 36\text{mm}$ (Case B). The two models are compared with the experimental results, then the results are compared numerically; the results show that the presented design on geometry gives a great effect in the thermal and dynamic properties of this type of change; the increase in temperature allows the combustion chamber to transfer heat faster to the bottom and lateral, which is beneficial to improve the boiler's performance.

The rest of the paper is organized as follows: in Section II materials and methods used in this work are detailed. Section III deals with the mathematical formulation of the studied system. Section IV gives the main obtained results in term of comparison of the two studied shapes. Finally, some conclusions are given.

II. Materials and Methods

The equipment used is a couple of a gas burner of the brand Ecoflam (www.ecoflam-burners.com), referring MAXGAZ 120 PAB and power 40 to 120 kW, with a hot water boiler of the brand Ecochaud (www.ecochaudiere.com), reference CH01 and power 100 000 kcal/h.

II.1. Geometric Configuration

The burner is a gas burner flame spread of a power range from 35.000 to 105.000 kcal/h and it consists of two coaxial jets from two concentric tubes of diameter 50 mm and 100 mm.

Methane is injected through four pipes (G) of 10 mm diameter distributed around the central axis at a distance of 20 mm placed at angles 0°, 90°, 180° and 270° relative to the horizontal axis, and air through the annular pipe (Da) and as another central access (Dc). The thickness of the pipe air (lip) is 3 mm and 2 mm for the pipe of Methane. Methane and air velocity are used: $V(CH_4(G))=10$ m/s; $V(Air(U))=5.5$ m/s; $V(Air(D))=1$ m/s.

The burner is up to the end of the chamber of combustion of the boiler on the axis of symmetry, cylindrical combustor diameter 400 mm, 800 mm long and 6 mm thick (Fig. 1 and 2). It is firm to the second end with a 4 mm thick bottom. Two techniques are used to form the bottom: Case A Flat Bottom (Fig. 3), Case B Convex Bottom (Fig. 4).

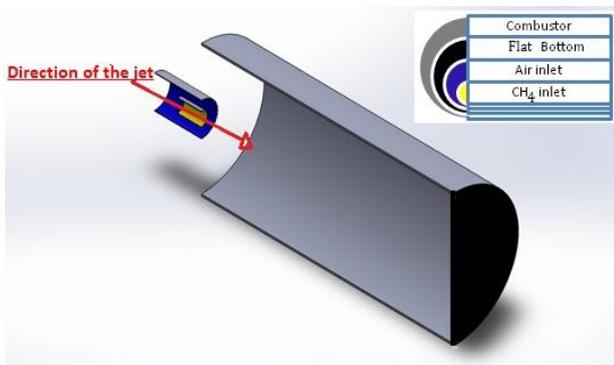


Fig. 1. Combustor with Flat Bottom (Case A)

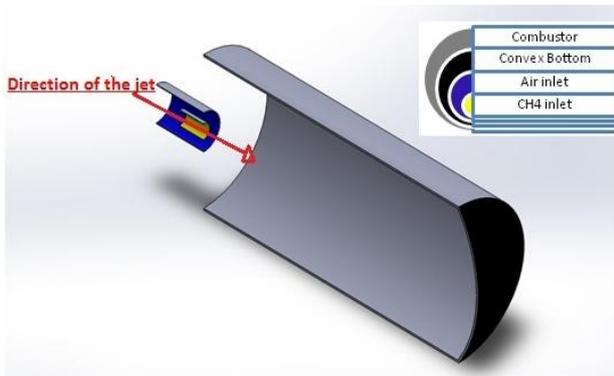


Fig. 2. Combustor with Convex Bottom (Case B)

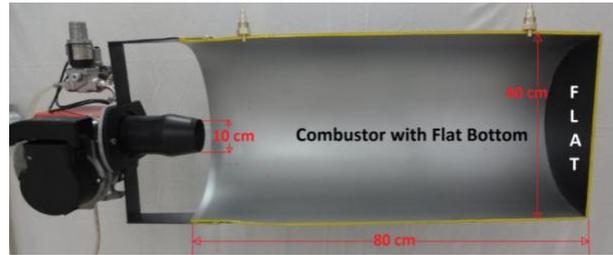


Fig. 3. Combustor with Flat Bottom (Case A)



Fig. 4. Combustor with Convex Bottom (Case B)

II.2. Procedure and Function

The role of the burner is generally twofold: ensuring the fuel-oxidant combustion mixture in selected proportions (slight excess of air for example), and realizing the combustion of this mixture in optimal conditions (ignition and maintaining the flame, complete combustion). Therefore, it has a key role in the quality of combustion, and consequently in the emission of pollutants or unburned more or less quantity in the fumes. After the burner commissioning combustion of natural gas will be at the combustor boiler, the result is a lingering flame less than L_f and lower width D_f . Case A: the flat bottom that is the end of the combustor obliges the burned gas to make a comeback to the opposite direction, and exit from the front through the tube of smoke Fig. 5. Case B: In this case, a combustor (Fig. 5) has a curvature (convex bottom) that helps the rapid return of flared gas and slid to the attack of fire not to cause damage to the material of the bottom and increases the life of the combustor and therefore the boiler; in addition, a full comparison of all the results is made between the two cases and the effect of the form bottom on the characters of the boiler and thermal efficiency can be seen.

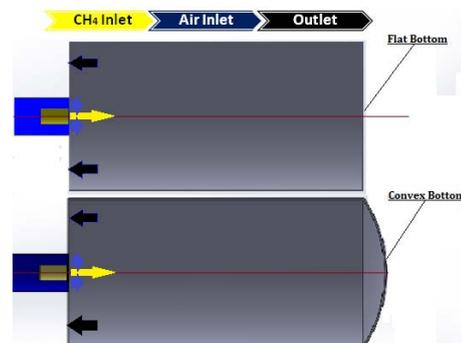


Fig. 5. Combustor with Bottom (Case A and B)

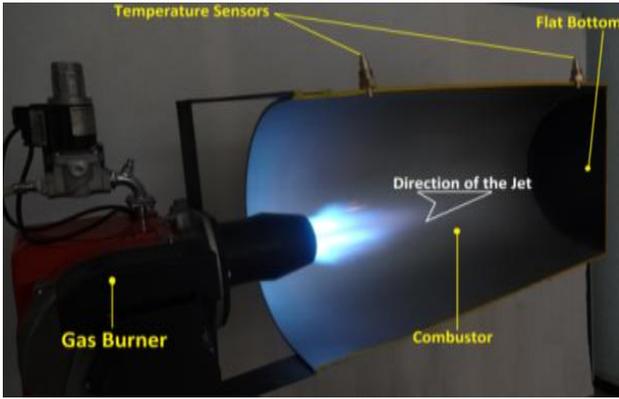


Fig. 6. Functioning Combustor with Flat bottom / Case A

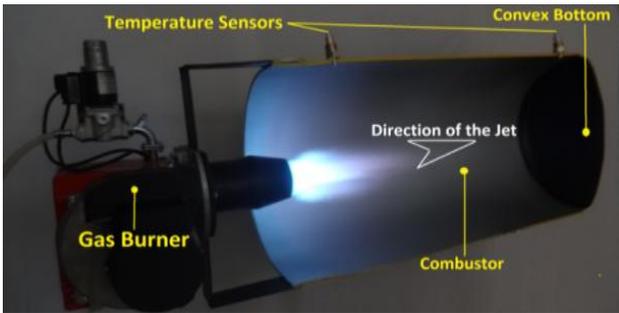


Fig. 7. Functioning Combustor with Convex bottom / Case B

II.3. Digital Model

The numerical simulation is performed by the industrial code Fluent 6.3 using a numerical method finite volume coupled to a multi-grid resolution scheme.

The problem is stationary, two-dimensional and axis-symmetric (swirl).

The resolution of equations, which is a semi-empirical model based on the equations transport of turbulent kinetic energy k , its dissipation ϵ and using the standard $k-\epsilon$ turbulence model. The flow is performed using the Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation (SIMPLE) algorithm, which is mainly used to refer the coupling between velocity and pressure. In this case, the flow is incompressible and introduces the pressure into the continuity equation. The coupling between turbulence and reactivity has been treated with the Eddy Dissipation method, in which chemistry is considered very fast compared to the turbulence.

II.4. Computational Domain

The chosen geometrics mainly differ in the bottom shape. Case A has a flat bottom whereas the second one has a convex bottom. Both funds are placed at $x=0.8$ $m=L_f$ is the length of Combustor with an internal diameter of 0.4 m, radius $y=D_f=0.2$ m, the convex bottom is curved to a square radius $R=0.36$ m, and arrow $F=0.06$ m. The gas is injected through the tube $G = 0.01$ m in diameter, or the same time air is blown by $Dc=Da-Dc-G=0.02$ m (Figs. 8 and 9).

II.5. Meshing

Fig. 10 shows the mesh method used in the flat bottom half with the boundary condition. It consists of 87854 nodes with 28947 elements (Case A), and 79383 nodes with 26198 elements (Case B). These cases are chosen based on comparative study of three grids with a total number of cells presented in Table I, which gives almost the same results so the minimum nodes number to reduce processing time is used. Construction and mesh generation of the studied configurations have been performed with the help of Ansys (Meshing stage). In order to obtain an accurate description of all the variations, especially near the nose of the burner a rectangular mesh that allows refining at leisure in the areas of interest has been adopted. Since the study area is simple and uncomplicated (Case A), a structured mesh with a rectangular shape has been used; this is the simplest and most effective way. In order to discretize the geometric domain and to generate a Cartesian structured mesh, it is generated by cutting the geometric domain with lines in a regular way by drawing constant x and y -grid lines. The two main advantages of this type of mesh are ease of generation and obtaining an orthogonal grid. The same thing happens for case B, especially at the end of the combustion chamber. A CFB type of structured mesh is constructed of mesh lines that follow the shape of the domain boundaries, which is particularly suitable for areas with curved areas. The mesh is refined to degree 3.

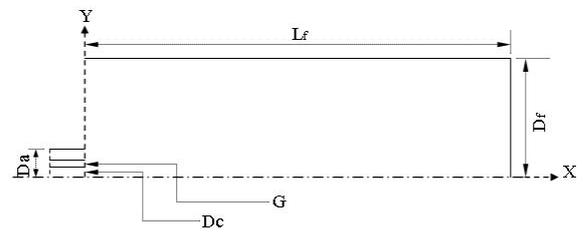


Fig. 8. Geometrical arrangement /Combustor with a Flat bottom Case A

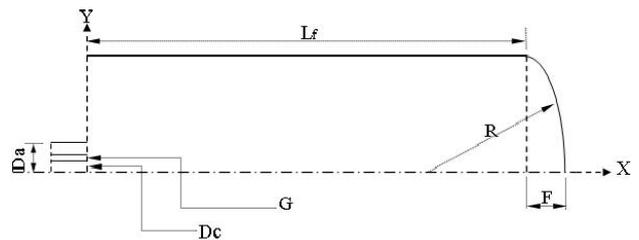


Fig. 9. Geometrical arrangement /Combustor with a Convex bottom Case B

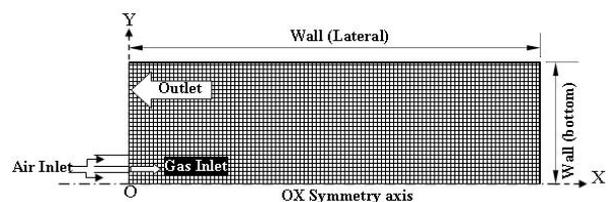


Fig. 10. Meshing

TABLE I
DIFFERENT MESHING

Case	Meshing 01 Nodes	Meshing 02 Nodes	Meshing 03 Nodes
A	87854	196600	348959
B	79383	178015	315941

III. Mathematical Formulation

III.1. Finite Volume Method

The finite volume method is characterized by its advantage in meeting the conservation of mass, momentum, and energy in every finite volume and throughout the computational domain [23], [24]. It facilitates the linearization of nonlinear terms in the conservation equations as the source term for example.

The method consists of dividing the computational domain into multiple volumes; each one surrounds a node. By using different patterns of approximations, it can be integrated under the modeled differential equations on each control volume, where the values and quantities are stored in the nodes of the control volume.

These produced algebraic equations express the conservation of quantities for volume control and for the whole computational domain.

In the general case, there are four types of boundary conditions: at the entrance of the domain: the value of the field Φ is generally known. Combustion Air entry: Velocity inlet/Air annular: $V_a=5.5$ m/s; and Air central: $V_c=1$ m/Gas entry: Velocity Inlet/ $V_g=10$ m/s. On leaving the area: it is usually satisfactory to assume that the diffusion flow is zero (steady) in the direction of the current. Release of the combustion chamber: pressure outlet. Wall: at the walls, the value of the variable Φ can be known. It is also possible to obtain more physical quantities, such as: if Φ represents the temperature field, for example, it may be given as the value of the heat flow of the wall and the external convection coefficient. Wall: Wall Lateral, Wall Flat Bottom and Wall Convex Bottom/ $T=300$ K. On the axis of symmetry: The gradient of the variable in the direction perpendicular to the axis of symmetry is null.

III.2. Relaxation

For nonlinear equations, it is necessary to control the change of the scalars in the resolution, the under-relaxation reduces the change at each iteration, results depends on the previous value and the difference between the two values.

The relaxation values are given in Table II. In case of divergence problem of calculating the model, it is better to start with the calculation of relaxation under factors below 0.5 (for all variables) and then increase gradually as the computation converges to accelerate the convergence. Methane and air jets are horizontally from the burner and open into the stagnant air or boiler combustor. The flow is turbulent, stationary and axis-symmetric. The equations governing this flow are in the following section.

TABLE II
RELAXATION VALUES (MODEL k-ε)

Pressure	Momentum	TKE	Dissipation rate ε	CH ₄	O ₂	H ₂ O	CO ₂	Energy
0.3	0.7	0.8	0.8			1		1

III.3. Governing Equations

Combustion simulation of turbulent flow with heat transfer, species transport, and chemical reactions is typically solved [25]. FLUENT 6.3 [21] is used to solve the physical equations (energy, continuity, momentum equations) using finite volume deals [22].

Mass equation:

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon u)}{\partial x} = S_s \quad (1)$$

Momentum equation:

$$\partial(\rho\varepsilon u) + \frac{\partial(\rho\varepsilon uu)}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + F \quad (2)$$

Energy equation:

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon UH)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(k + k_t) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + A_s h_s (T_s - T) + Q \quad (3)$$

Species equation:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\varepsilon X_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon U X_i)}{\partial x} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[(D_i + D_t) \frac{\partial(\rho\varepsilon X_i)}{\partial x} \right] + S_i \end{aligned} \quad (4)$$

It is common to use the Reynolds-averaged form of the governing equation in conjunction with a suitable turbulence model. The 2D Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) equations together with a standard k turbulence model are solved by Fluent 6.3 [26], [27].

Physical integration of the equations used in the finite volume method:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \nabla(\rho V \varepsilon) = \nabla \left[\left(\frac{\mu + \mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla k \right] + \\ + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (5)$$

where: $C_{1\varepsilon}=1.44$; $C_{2\varepsilon}=1.92$; $\sigma_k=1$; $\sigma_\varepsilon=1.31$. Table III presents the computing time spent by FLUENT in order to calculate the convergence.

TABLE III
RUN CALCULATION (FLUENT 6.3)

Run calculation		Results	
Profile Update interval	Reporting interval	Iterations	Time of convergence
1	1	7888	27:46:39

IV. Results and Discussion

The effect of the convex bottom combustor on the dynamic and thermal quantities of reagent flow is studied, in order to determine the proper bottom that provides good operation of the combustor and the performance of the boiler.

IV.1. Temperature Results

The variation of the temperature in the axial direction is shown in Fig. 12. Temperature is one of the most important factors in order to judge these experimentations. Fig. 12 shows a rapid increasing of temperature from 0 till 1931 K at position $x=10$ cm on symmetric axis (Ox). In addition, it is the hottest in the neighborhood of this position. Thereafter, the temperature gradually decreases along the axis of the jet.

As the previous case, the variation of the temperature in the axial direction is shown in Fig. 13. As in the previous case, the variation of the temperature in the axial direction is shown in Fig. 13. In this case, temperature has the same evolution as the previous case with a superiority of values into every point on the symmetry axis (Ox). Especially in the position nearest to 10 cm, it has increased to the maximum temperature of 2033 K. Thereafter, the temperature gradually decreases along the axis of the jet.

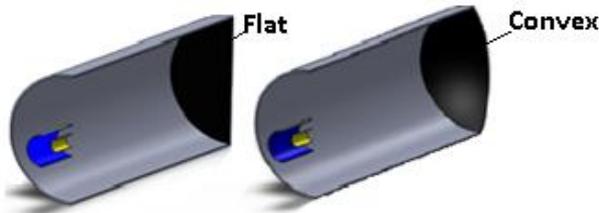


Fig. 11. Comparison Case A / Case B

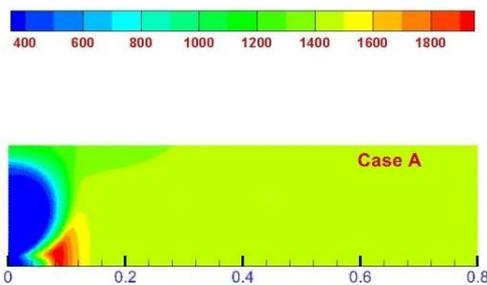


Fig. 12. Contours of Total Temperature / Case A

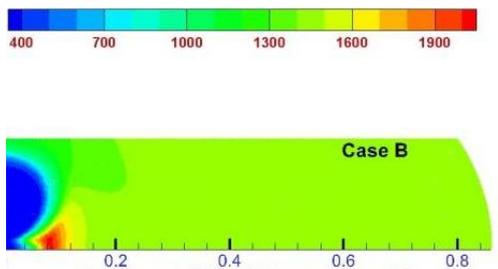


Fig. 13. Contours of Total Temperature / Case B

Since the cases are separated and FLUENT cannot merge graphs in the same landmark, Microsoft Excel has been used for this task, in which the results of FLUENT are reused and merged in the same landmark. This task leads to show and compare the obtained results which are presented as follows:

- The temperature on the axis of symmetry:

At positions $0 \leq x \leq 0.8$ m on the jet axis of the temperature on the axis of symmetry or Case B/Convex Bottom is totally superior to that or if Case A/Flat Bottom; especially in the Zone P: $0.05 \leq x \leq 0.2$ m, Fig. 14.

- The temperature at the Lateral:

Fig. 15 shows that the temperature is strictly superior to the total lateral, of Case B with a significant difference at $0 \leq x \leq 0.05$ m and $0.2 \leq x \leq 0.8$ m.

- The temperature at the Exhaust:

Fig. 16 shows that the temperature is inferior in Case B near of burner nose to the Exhaust at $0 \leq y \leq 0.16$ m, and superior in far of burner nose at $0.16 < y \leq 0.2$ m.

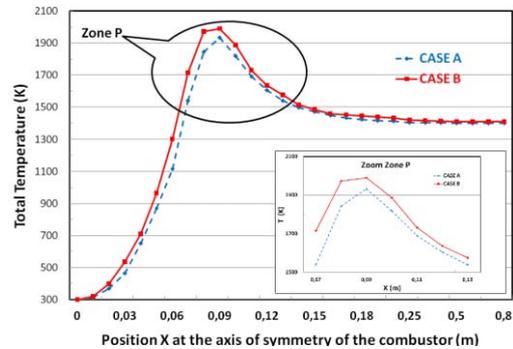


Fig. 14. Comparison of total temperature at the axis of symmetry

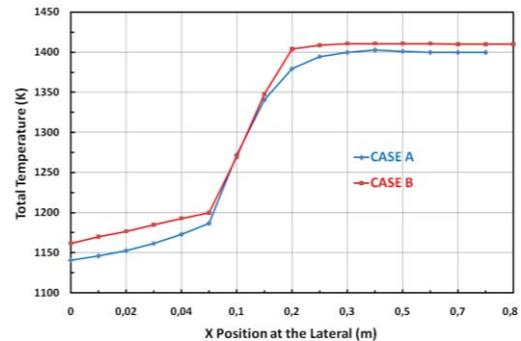


Fig. 15. Comparison of total temperature at the lateral

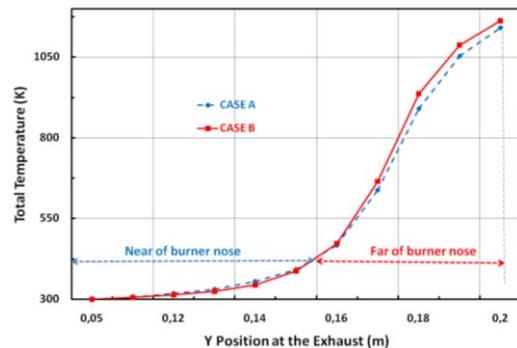


Fig. 16. Comparison of total temperature at the exhaust

IV.2. Pressure Results

Regarding the static pressure field Fig. 17, it is observed that the static pressure varies in three areas: on the edge (Exhaust): $0.05 < y < 0.2$ m (from -6.8 to 0.5) Pascal, at the beginning of the Lateral: $0 < x < 0.1$ m (from 1.5 to 26.34) Pascal; at the rest of a combustor 24 Pascal. Regarding the static pressure field, Fig. 18, it is observed that the static pressure varies in three areas: on the edge (Exhaust): $0.05 < y < 0.2$ m (from -7.35 to 0.54) Pa at the beginning of the Lateral: $0 < x < 0.1$ m (from 1.17 to 25.54) Pa, at the rest of a combustor 24.5 Pa.

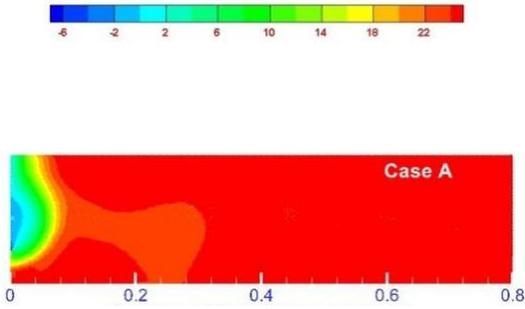


Fig. 17. Contours of Static Pressure (Case A)

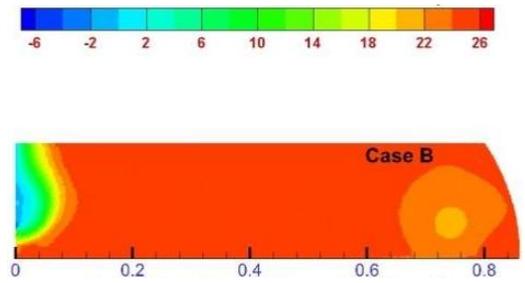


Fig. 18. Contours of Static Pressure (Case A)

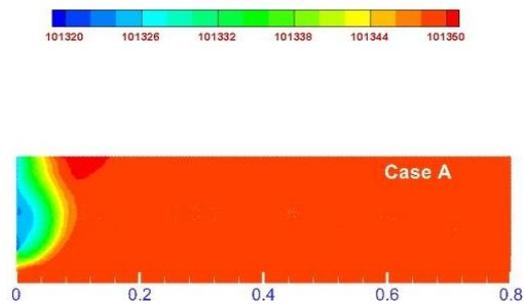


Fig. 19. Contours of Absolute Pressure (Case A)

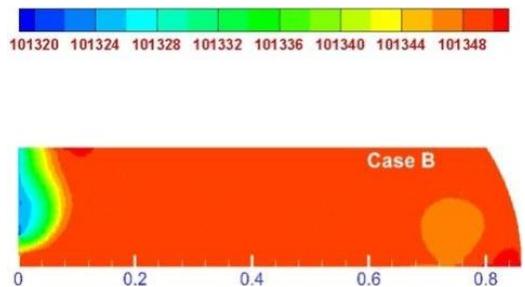


Fig. 20. Contours of Absolute Pressure (Case B)

- At the Lateral:

Fig. 23 shows that the static pressure on the Lateral in Case A is greater in the range $0.05 \leq x \leq 0.25$ m.

- At the Exhaust:

Fig. 24 shows that the static pressure on the exhaust in Case B is greater in the range $0.05 \leq y \leq 0.15$.

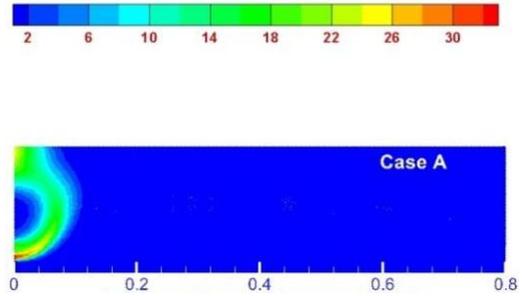


Fig. 21. Contours Dynamic Pressure (Case A)

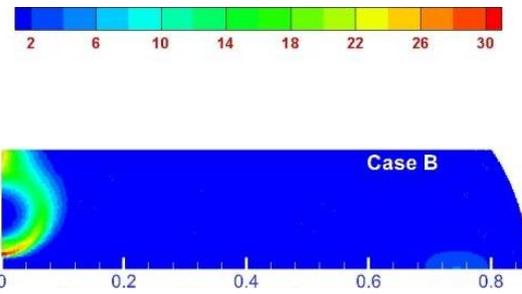


Fig. 22. Contours Dynamic Pressure (Case B)

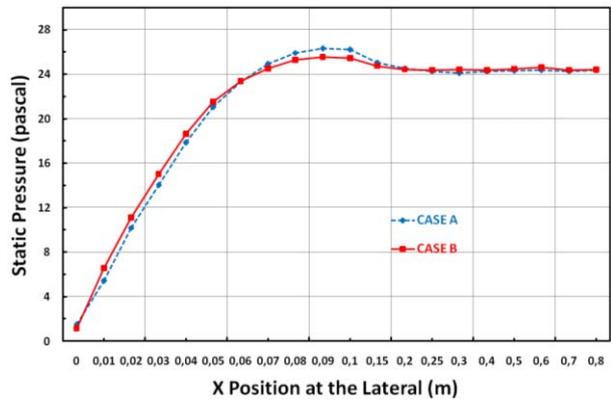


Fig. 23. Comparison of static pressure at the lateral

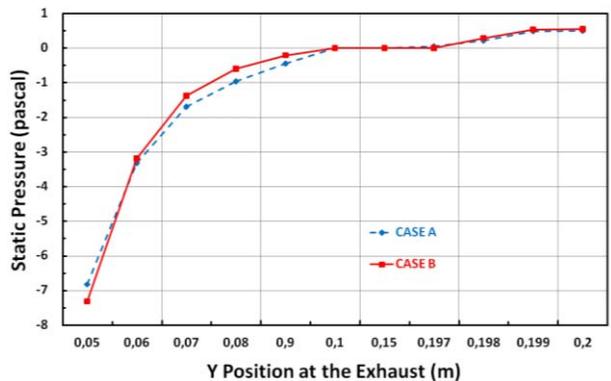


Fig. 24. Comparison of static pressure at the exhaust

• Mass Fraction:

Fig. 25 shows that the mass fraction of Methane decreases from 0.37 to 0.27 at $0 < x < 0.3$ m. Then, it retains its value at the rest of combustor at 0.27 m. Fig. 26 shows that the mass fraction of Air decreases from 0.042 to 0.005m at $0 < x < 0.3$ m. Then, it retains its value at the rest of combustor at 0.005m. It is clear that in Case B, the mass fraction of air is higher, but in case A, the mass fraction of methane is greater (Figs. 27 and 28).

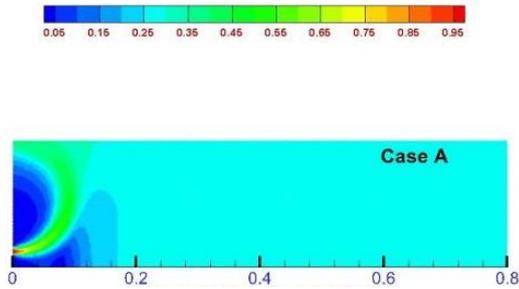


Fig. 25. Contours Mass Fraction of Methane (Case A)

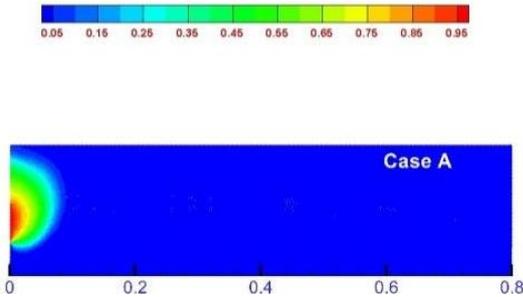


Fig. 26. Contours Mass Fraction of Air (Case A)

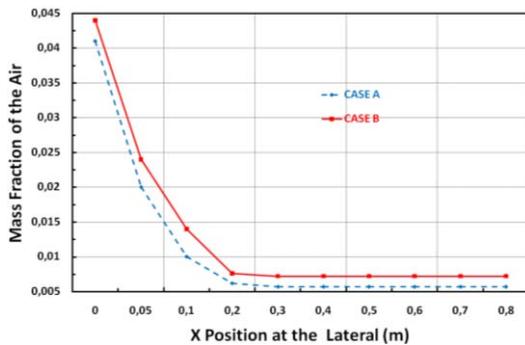


Fig. 27. Comparison of the mass fraction (Air) at the lateral

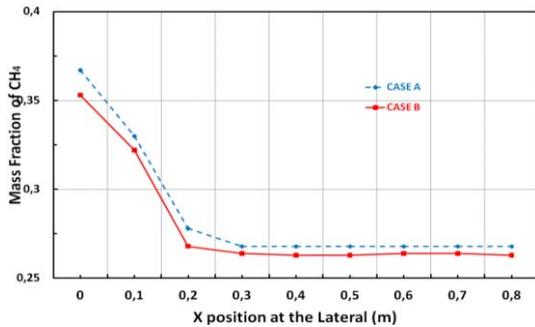


Fig. 28. Comparison of the mass fraction (Methane) at the lateral (Case A)

• Turbulent Kinetic Energy:

Fig. 29 shows a total decrease of turbulent kinetic energy from $49 \text{ m}^2/\text{s}^2$ to $0.2 \text{ m}^2/\text{s}^2$, on the entire Lateral for $0 \leq x \leq 0.8$ m. Fig. 30 shows a decrease of Turbulent Kinetic energy from $46 \text{ m}^2/\text{s}^2$ to $0.43 \text{ m}^2/\text{s}^2$, on the entire lateral for $0 \leq x \leq 0.6$ m. It is followed by an increase of $11 \text{ m}^2/\text{s}^2$ in the range $0.6 \leq x \leq 0.8$ m.

IV.3. Velocity Results

• X-Velocity:

Fig. 31 shows that the X-velocity is almost the same in both cases, with a small increase at $0.19 \leq y \leq 0.2$ m to case B.

• Total Energy:

Fig. 32 shows that the total energy on the lateral in Case B, is greater at the total lateral: $0 \leq x \leq 0.8$ m of the combustor.

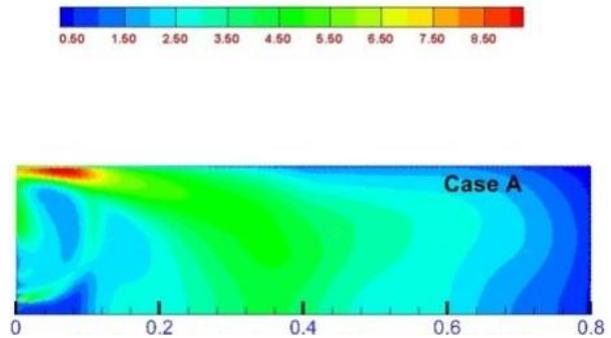


Fig. 29. Contours Turbulent Kinetic Energy (Case A)

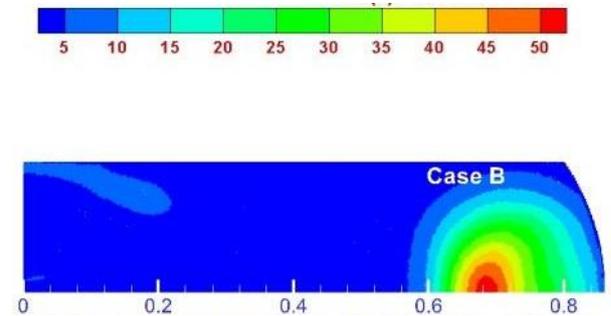


Fig. 30. Contours Turbulent Kinetic Energy (Case B)

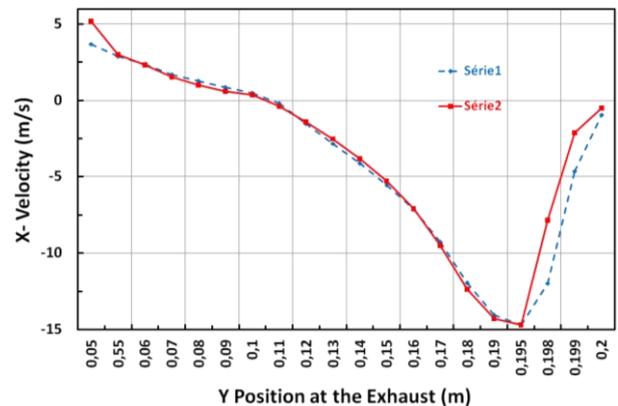


Fig. 31. Comparison X-velocity at the exhaust (Case A)

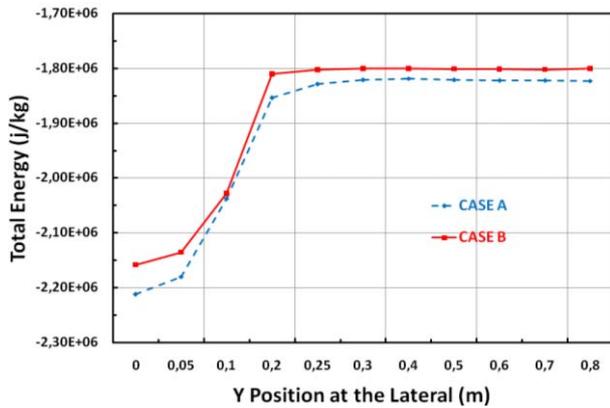


Fig. 32. Comparison of total energy at the lateral

V. Conclusion

This work is essentially based on the application of the finite volume approach used by the FLUENT 6.3 calculation code in numerical simulation of turbulent aerothermochemistry phenomena in non-premixed flame combustion. This study is based on an axisymmetric jet-swirl and turbulent in two dimensions, in a combustion chamber of a steel boiler for two different bottoms: a flat bottom (Case A) and a curved bottom (Case B), using the $k-\epsilon$ model and the Eddy Dissipation model for combustion modeling. Some important remarks can be made after this study: the results of the velocity given in case B has a priority of good geometry, because the increase in velocity values is a sign of good circulation of the gases injected into the combustion chamber and also the exhaust flue gases. The decrease in the pressure values at the end of the combustion chamber meets the demand for the ideal pressure at the combustion chamber to reserve all the characteristics of the walls of the combustion chamber, thus increasing the life span of the boiler. As a future work, it is planned to exploit a more complicated example, which may be a more natural behavior for our simulation. In this idea, another factor, which is water around the combustor, will be added and this model will be treated in 3D.

Acknowledgments

The authors would like to thank the Laboratory of Applied Mathematics (L.A.M), and laboratory of SARL ECOCHAUDIÈRE society, members for technical and financial assistance.

References

- [1] H. S. Kim, V. K. Arghode, M. B. Linck, A. K. Gupta. Hydrogen addition effects in a confined swirl-stabilized methane-air flame, *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 34, n. 2, pp. 1054-1062, 2009.
- [2] T. Boushaki, M. A. Mergheni, J. C. Sautet, B. Labégorre, Effects of inclined jets on turbulent oxy-flame characteristics in a triple jet burner, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 32, n. 7, pp. 1363-1370, 2008.
- [3] L. Bedar, V. Kermes, P. Stehlik, J. Canek, J. Oral, Low NOx burners prediction of emissions concentration based on design, meas and mod, *Waste Management*, Vol. 22, n. 4, pp. 443-451, 2002.
- [4] Marias. F. M., Puiggali. J. R., Numerical simulation of a qualitative: Analysis industrial burner swirl effects on the flow and production of pollutants, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 39, n. 2, pp. 249-264, 2000.
- [5] Sh. Wang, Sh-Yang Hsieh, V. Yang, Numerical simulation of gas turbine swirl-stabilized injector dynamics, 39th *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, U.S.A, 2001, n. 334,
- [6] Semin, Injector Nozzle Spray on Compressed Natural Gas Engines: a Technical Review, (2012) *International Review of Mechanical Engineering (IREME)*, 6 (5), pp. 1035-1043.
- [7] Mahmoud. M, A. Ahmed, Madjid. B. Effect of fuel nozzle geometry and airflow swirl on the coherent structures of partially premixed methane flame under flashback conditions. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 99, pp. 304-314, 2018.
- [8] S. A. Cheprasov. Modeling of Self-Oscillation in Combustion Chambers. *Mathematical Models and Computer Simulations*, Vol. 10, pp. 709-713, 2018.
- [9] L. Li, T. Liu, X. F. Peng, Flow characteristics in an annular burner with fully cooling, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 25, n. 17-18, pp. 3015-3024, 2005.
- [10] K. Bashirzad. M. Joleini, Experimental Investigation of Combustion Chamber Dimensions Effects on Pollutant Emission and Combustion Efficiency, *World Academy of Science, Engineering and Technology*, Vol. 4, n. 2, pp. 192-195, 2010.
- [11] A. Guessab, A. Aris, I. Gökalp F. T. Helal, RANS simulation of methane diffusion flame: comparison of two mechanisms of chemical kinetics, *Journal of Physical Science and Application*, Vol. 3, n. 6, pp. 400-408, 2013.
- [12] P. Bala Muraliet al, Simulation studies of premixed ch4/air Microcombustio, *International Journal of Engineering Research and Applications*, Vol. 4, n. 4, pp. 96-102, 2014.
- [13] H. Dai, B. Lin, Ch. Zhai, Y. Hong, Qi. Li, Subadiabatic combustion of premixed gas in ceramic foam burner, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 91, n. 1, pp. 318-329, 2015.
- [14] M. Falese, Laurent Y. M. Gicquel, T. Poinot, LES of bifurcation and hysteresis in confined annular swirling flows, *Computers & Fluids*, Vol. 89, n. 1, pp. 167-178, 2014.
- [15] A. F. Sudarma, M.H. Morsy, *Numerical study of non-premixed air-methane swirl combustor flows using RANS method*, *International Conference on Design, Engineering and Computer Sciences*, IOP Publishing. Series: Materials Science and Engineering. 453, 012058, 2018.
- [16] Debabrata. B, Murugan. S, Effects of diethyl ether (DEE) injection on combustion performance and emission characteristics of Karanja methyl ester (KME) biogas fueled dual-fuel diesel engine, *Fuel*, Vol. 164, n. 1, pp. 286-296, 2016.
- [17] M. H. Attia, Z. Driss, Computational Parametric Analysis of Non-Premixed Combustion of Hydrogen- Propane/Air, *International Conference on Mechanics and Energy*, December 20-22, 2018, ICME'2018 Hammamet, Tunisia, 2018.
- [18] W. Li, X. Chen, O. Musa, L. Gong, L. Zhu. Investigation of the effect of geometry of combustor on combustion characteristics of solid-fuel ramjet with swirl flow. *Applied Thermal Engineering*. Vol. 145, pp. 229-244, 2018.
- [19] Nikumbh, P., Panjwani, A., Kandharkar, S., Design Optimization of Air Injector Nozzle to Enhance Air Turbulence for Complete Combustion, (2017) *International Review of Mechanical Engineering (IREME)*, 11 (10), pp. 725-729. doi: <https://doi.org/10.15866/ireme.v11i10.13122>
- [20] V. Paramvir, S.Samaresh, K. Tiwari, R. Singh, N. Kumar, Modification in combustion chamber geometry of CI engines for suitability of biodiesel: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. Vol. 79, pp. 1016-1033, 2017.
- [21] Fluent Inc., *Fluent 6.3 User's Guide*, 2007.
- [22] Z. Hou, Y. Tu, H. Xu, Y. Wenming, F. Zhao, S. K. Boon, P. Subbaiah, Numerical investigation the effect of air supply on the biomass combustion in the grate boiler, *Energy Procedia*. Vol. 158, pp. 272-277, 2018.

- [23] Zakhm, N., Gueraoui, K., Bouabid, H., Cherraj, M., Belcadi, M., Effect of Variation in Temperature on Thermal Conductivity of Compressed Earth Block (CEBs) in Dry and Ambient States, (2016) *International Review of Civil Engineering (IRECE)*, 7 (4), pp. 87-91.
doi: <https://doi.org/10.15866/irece.v7i4.9971>
- [24] Bakkari, M., Lemmini, F., Gueraoui, K., Recovery Heat Loss of a Pottery Kiln, (2016) *International Review of Civil Engineering (IRECE)*, 7 (3), pp. 74-78.
doi: <https://doi.org/10.15866/irece.v7i3.9417>
- [25] Salim, W., Ahmed, S., Prediction of Turbulent Swirling Flow in a Combustor Model, (2016) *International Review of Aerospace Engineering (IREASE)*, 9 (2), pp. 43-50.
doi: <https://doi.org/10.15866/irease.v9i2.9562>
- [26] Pavlo O. Kasyanov, Luisa Toscano, Nina V. Zadoianchuk, A criterion for the existence of strong solutions for the 3D Navier–Stokes equations, *Applied Mathematics Letters*, Volume 26, Issue 1, 2013, Pages 15-17, ISSN 0893-9659.
<https://doi.org/10.1016/j.aml.2012.08.007>
- [27] Kasyanov P.O., Toscano L., Zadoianchuk N.V. (2014) Topological Properties of Strong Solutions for the 3D Navier–Stokes Equations. In: Zgurovsky M., Sadovnichiy V. (eds) *Continuous and Distributed Systems. Solid Mechanics and Its Applications*, vol 211. Springer, Cham



Bouderah Brahim is a citizen of Algeria, born in M'sila, on August 23, 1959. He received his Bachelor's degree in Mathematics in the year 1983 from the University of Ferhat Abbas Setif. He obtained his Master's degree in the field of Mathematics from the University Ferhat Abbas Setif, in the year 1987. He got the doctorate in the year 2001 from the University Ferhat Abbas Setif, Algeria, and university professor in 2007. He is currently working as a Professor and Head of Member of the Scientific Council of the Faculty of Mathematics and computer science, University of M'sila, Member of the Scientific Committee of the Department of Computer Science between 2003 -2013, the Last administrative position is Vice-Rector of the University and the PGRSHU, University of M'sila to date. His research interests are applied mathematics, modeling, simulation, fluid mechanics, free surface flow and heat transfer.
E-mail: bouderah_b@yahoo.fr

Authors' information

¹Laboratory of Applied Mathematics (L.A.M), Department of Mathematics, University Ferhat Abbas Setif 1, El Bez, 19000 Setif, Algeria.

²Laboratory of Pure and Applied Mathematics (L.M.P.A), Department of computer, University Mohamed Boudiaf M'sila, Road of BBA, 28000 M'sila, Algeria.



Djerad Abdelkader is a citizen of Algeria, born in M'sila, on April 24, 1974. He received his Bachelor's degree in Mathematics in the year 1998 from the University of Ferhat Abbas Setif, Algeria. He obtained his Master's degree in the field of Applied Mathematics from the University of Mohamed Boudiaf M'sila, Algeria, in the year 2009. He is currently working as a

Professor and Head of Applied Mathematics at the Institute of Technology, University Mohamed Boudiaf M'sila, Algeria. His research interests are applied mathematics, modeling, simulation and heat transfer.

E-mail: ecochoud@hotmail.com

**MAILLAGE SOUS GAMBIT
ET
SIMULATION SOUS FLUENT**

1^{ERE} PARTIE

Maillage sous Gambit

I. Introduction

II. Démarrage de Gambit

III. Construction de la géométrie

IV. Import de la géométrie et nettoyage de CAO

V. Maillage

1. Qualité du maillage
2. Techniques générales de génération du maillage
3. Qualité d'un maillage
4. Choix du type de maillage
5. Génération d'un maillage couche limite
6. Indépendance de la solution du maillage

COMMANDES POUR LA CONSTRUCTION DE LA GEOMETRIE

Glisser un point virtuel

Créer une face

Opérations booléennes

Commandes relatives à un volume

Créer un volume

Opérations booléennes

I. INTRODUCTION

Le logiciel Gambit est un mailleur 2D/3D; pré-processeur qui permet de mailler des domaines de géométrie d'un problème de CFD (Computational Fluid Dynamics). Il génère des fichiers *.msh pour Fluent. Fluent est un logiciel qui résout par la méthode des volumes finis des problèmes de mécanique des fluides et de transferts thermiques.

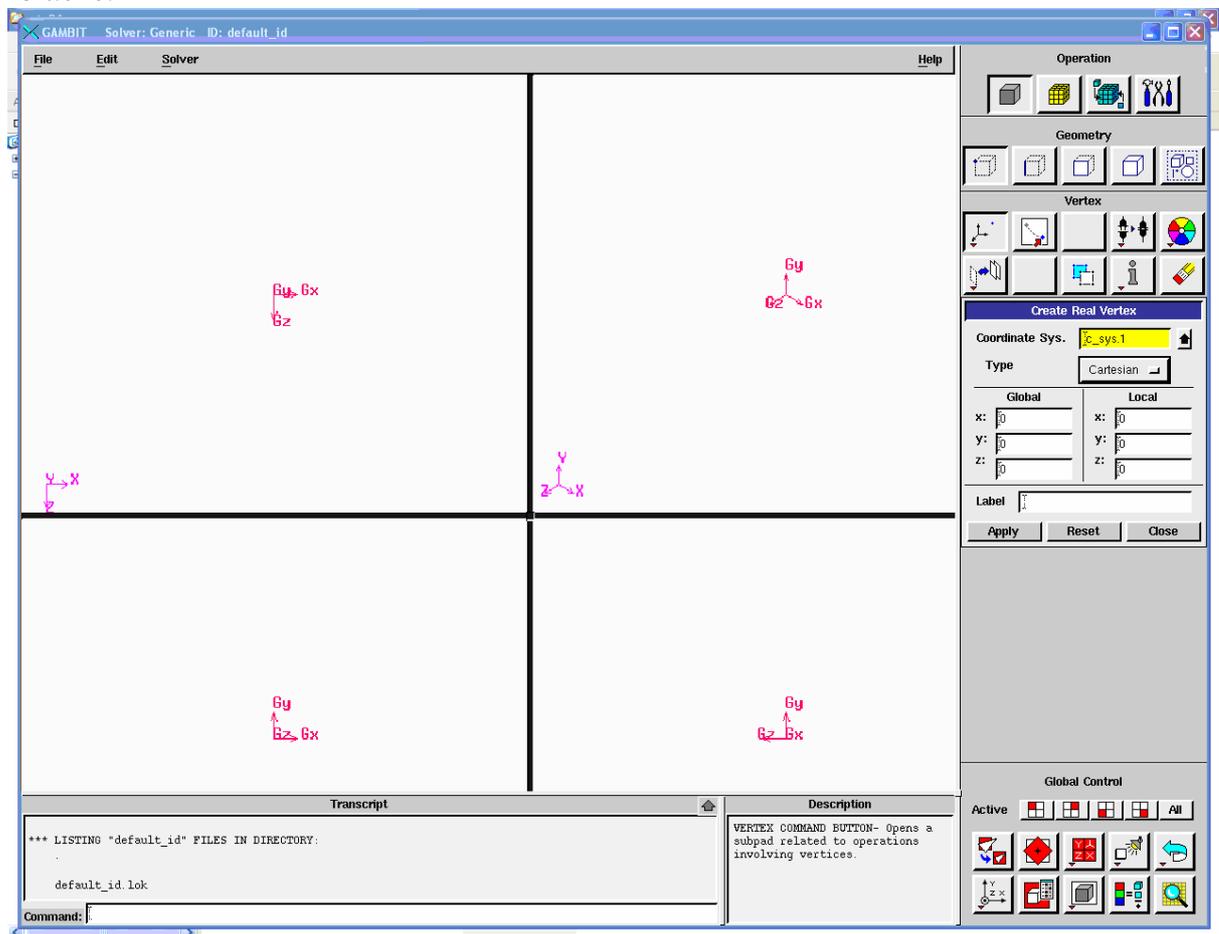
Gambit regroupe trois fonctions : définition de la géométrie du problème (construction si la géométrie est simple ou bien import de la géométrie CAO), le maillage et sa vérification, la définition des frontières (Types de conditions aux limites) et définitions des domaines de calculs.

Démarrage de Gambit

Le chemin de l'application de Gambit est le suivant :

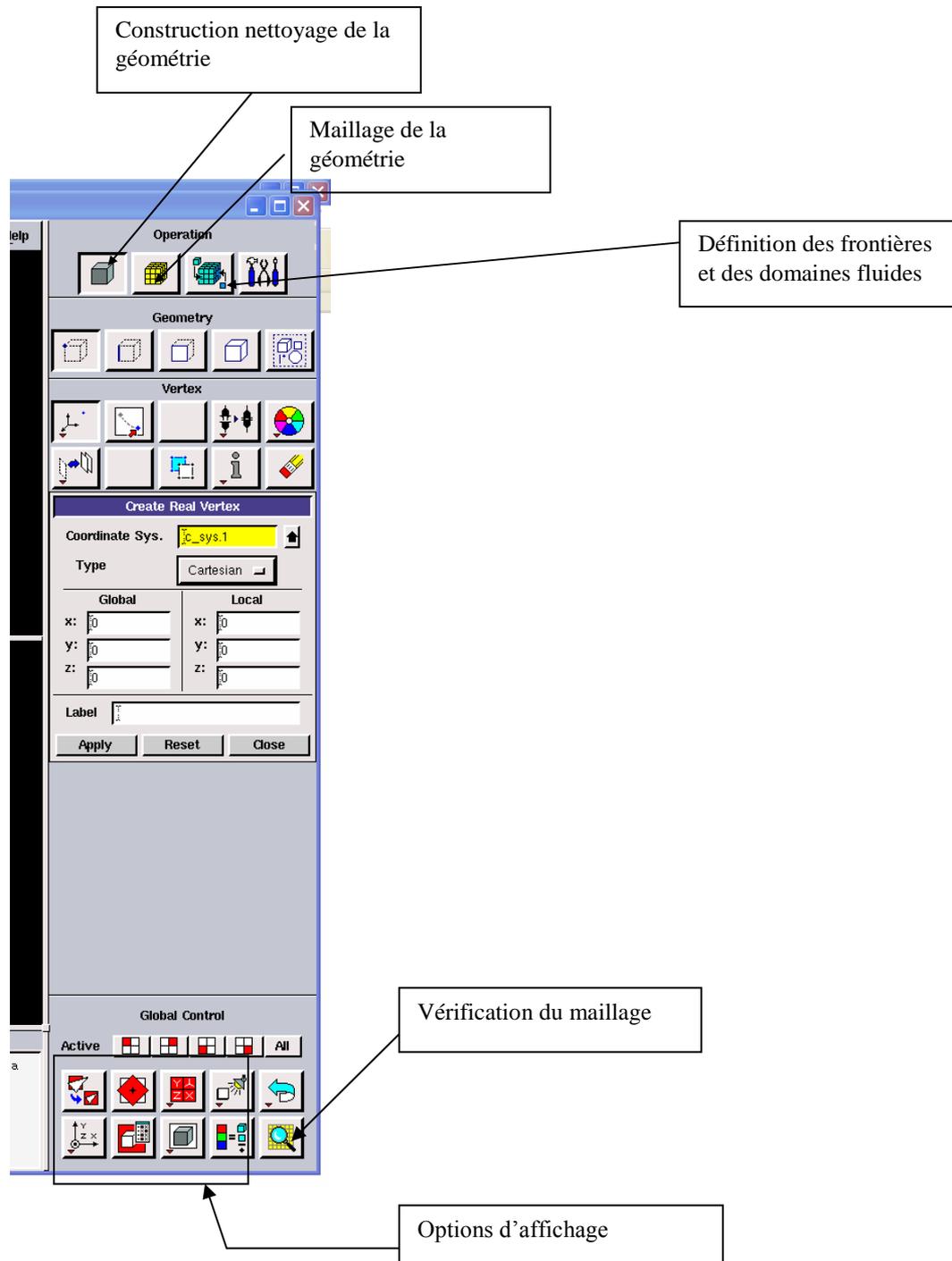
:/Fluent.Inc/ntbin/ntx86/Gambit.exe

Vous pouvez créer un raccourci dans la barre des tâches. S'il y a un problème d'exécution, supprimez tous les fichiers *.lok dans le répertoire **:/Fluent.Inc/ntbin/ntx86** et relancez Gambit.exe.



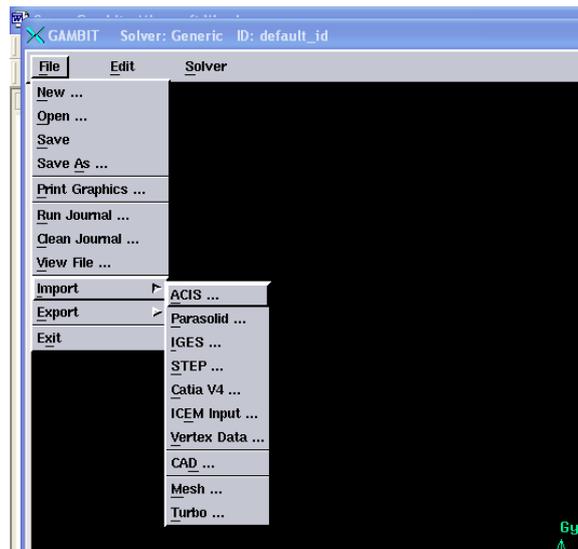
II. CONSTRUCTION DE LA GEOMETRIE

La finalité de la construction de la géométrie est de définir les domaines de calcul qui seront des faces dans un problème 2D et des volumes dans un problème 3D.



III. IMPORT DE LA GEOMETRIE ET NETTOYAGE DE LA CAO

Souvent la géométrie est conçue par des logiciels de la CAO (SolidWorks, CATIA...). Dans le cas des turbomachines, elle peut être aussi conçue par des logiciels de dimensionnement (problème inverse) comme BladeGen+ et Turbo Gen. Dans ce cas, on a recours à l'importation de la géométrie. Il est conseillé d'importer des fichiers sous format ACIS (*.sat). Souvent il est indispensable de nettoyer la géométrie.



IV. MAILLAGE

La génération du maillage (2D ou 3D) est une phase très importante dans une analyse CFD, vu l'influence de ses paramètres sur la solution calculée.

Pour les applications en turbomachines, la technique de génération de maillage peut être résumée sous la forme suivante :

- La géométrie doit être préparée au préalable, avec la définition de tous les composants de la turbomachine, moyeu, volute, stator, rotor ...etc., sous forme de données numériques, fichier CAD pré-établi ou plutôt sous forme de fichier maillage qu'on peut importer sous Gambit.
- La géométrie qui représente les différents domaines fluides est décomposée en sous domaines « maillables ».
- Maillages des sous domaines fluides.

La réduction du temps nécessaire à la génération du maillage est un critère de bonne maîtrise de l'utilisation des outils CFD dans le design des turbomachines.

Choix du type de maillage

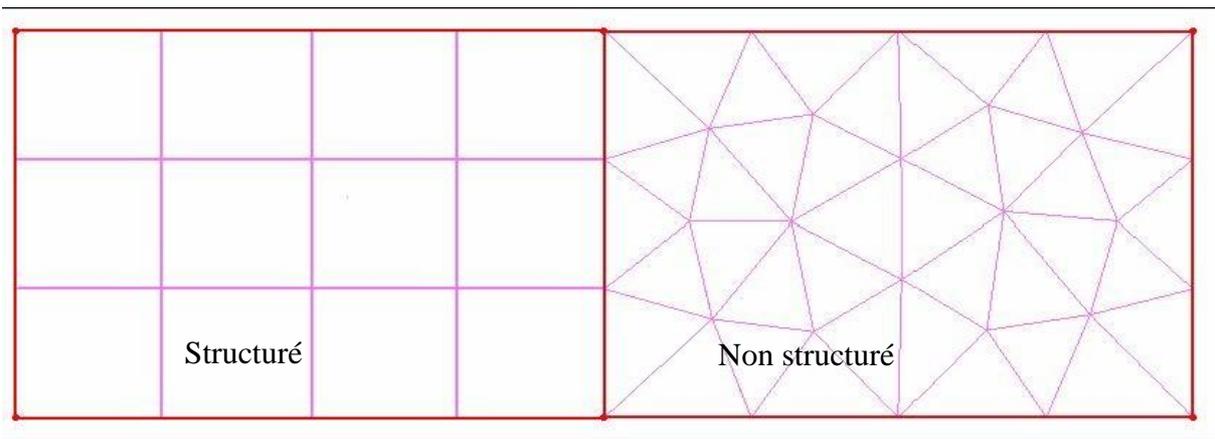
Maillage structuré (quadra/hexa)

Il est beaucoup plus facile de le générer en utilisant une géométrie à multi bloc, il présente les avantages suivants :

- Economique en nombre d'éléments, présente un nombre inférieur de maille par rapport à un maillage non structuré équivalent.
- Réduit les risques d'erreurs numériques car l'écoulement est aligné avec le maillage.

Ses inconvénients :

- Difficile à le générer dans le cas d'une géométrie complexe.
- Difficile d'obtenir une bonne qualité de maillage pour certaines géométries complexes



Maillage non structuré (tri/tétra.)

Les éléments de ce type de maillage sont générés arbitrairement sans aucune contrainte quant à leur disposition.

Ses avantages :

- Peut être généré sur une géométrie complexe tout en gardant une bonne qualité des éléments
- Les algorithmes de génération de ce type de maillage (tri/tétra) sont très automatisés

Ses inconvénients :

- Très gourmand en nombre de mailles comparativement au maillage structuré
- Engendre des erreurs numériques (fausse diffusion) qui peuvent être plus importante si l'on compare avec le maillage structuré

Maillage hybride

Maillage généré par un mélange d'éléments de différents types, triangulaires ou quadrilatéraux en 2D, tétraédriques, prismatiques, ou pyramidaux en 3D.

Ses avantages :

- Combine entre les avantages du maillage structuré et ceux du maillage non structuré !

Techniques générales de génération du maillage

Pratiquement, il n'existe pas de règle précise pour la création d'un maillage valable, cependant il existe différentes approches qui permettent d'obtenir une grille acceptable.

Nous pouvons résumer ces règles ainsi :

- Maintenir une bonne **Q**ualité des éléments
- Assurer une bonne **R**ésolution dans les régions à fort gradient
- Assurer un bon **L**issage dans les zones de transition entre les parties à maillage fin et les parties à maillage grossier
- Minimiser le nombre **T**otal des éléments (temps de calcul raisonnable)

On peut se souvenir de ces règles en utilisant la formulation mnémotechnique **QRLT**.

Qualité d'un maillage

La génération d'une très bonne qualité de maillage est essentielle pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et signifiant.

Une bonne qualité de maillage repose sur les éléments suivants :

- Minimisation des éléments présentant des distorsions (skewness en anglais)
- Une bonne résolution dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc ...etc.)

Enfin, la qualité de maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul.

- Distorsion

Une bonne qualité de maillage est synonyme d'absence de grandes distorsions d'éléments (bon skewness)

Le facteur de distorsion F_d (skewness) se calcule de deux façons différentes :

1° - Calcul basé sur le volume équilatéral :

Applicable uniquement pour les éléments triangulaires ou tétraédriques.

2° Calcul basé sur la déviation angulaire.

Applicable pour tout type d'élément

- Notons que les grandes valeurs du facteur de distorsion induisent des erreurs de calcul et ralentissent considérablement le processus de convergence.
- Quelques distorsions peuvent être tolérées si elles sont situées dans des régions à faible gradient.

Ce tableau illustre la variation de la qualité des éléments de maillage en fonction de la valeur du coefficient de distorsion F_d :

F_d	0-0.25	0.25-0.50	0.50-0.80	0.80-0.95	0.95-0.99	0.99-1.00
Qualité	excellent	Bon	Acceptable	Pauvre	Très pauvre	mauvais

- La valeur maximale du skewness tolérée pour un maillage volumique doit être inférieure à 0.90
- La valeur maximale du skewness tolérée pour un maillage surfacique structuré ou non, hexaédrique ou tétraédrique doit être inférieure à 0.75

- Lissage

Le changement dans la taille des éléments de maillage d'une zone maillée à une autre doit être graduel, la variation de la taille des éléments de deux zones adjacentes ne doit pas dépasser 20%.

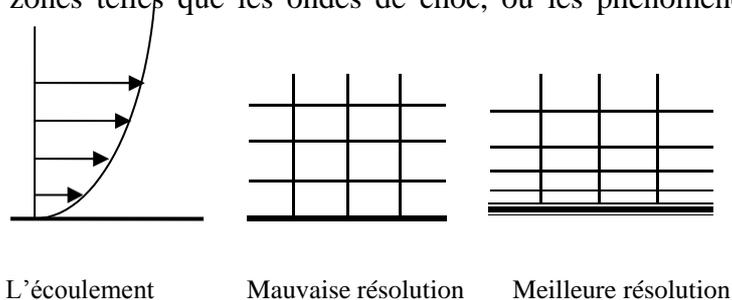
- Nombre total d'éléments

Un nombre important d'éléments de maillage permet sans doute d'améliorer la précision des calculs, mais pénalise les ressources informatiques en terme de mémoire et alourdit le système. Par voie de conséquence, un compromis entre précision et temps de calcul s'impose. Des techniques existent pour économiser un certain nombre d'éléments :

- Utilisation des maillages non uniformes, en concentrant la bonne qualité du maillage uniquement dans les zones où c'est nécessaire.
- Utilisation de la fonction adaptation de maillage pour raffiner uniquement sur des zones bien précises
- Utilisation des éléments de maillage hexaédriques dans les zones adéquates.

Génération d'un maillage couche limite

La notion de résolution concerne plus particulièrement les zones qui présentent un fort gradient, ainsi une bonne résolution permet de mieux décrire les phénomènes physiques qui existent dans ces zones telles que les ondes de choc, ou les phénomènes liés à la couche limite.



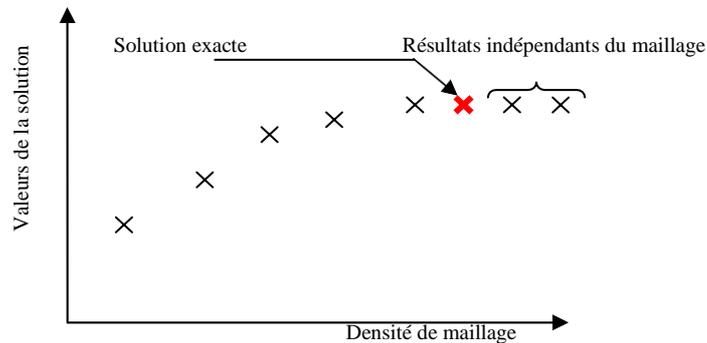
L'écoulement

Mauvaise résolution

Meilleure résolution

Indépendance de la solution du maillage

Dans une modélisation CFD, la solution doit être indépendante de la densité du maillage pour être sûr du réalisme de la solution que donne le solveur après convergence.



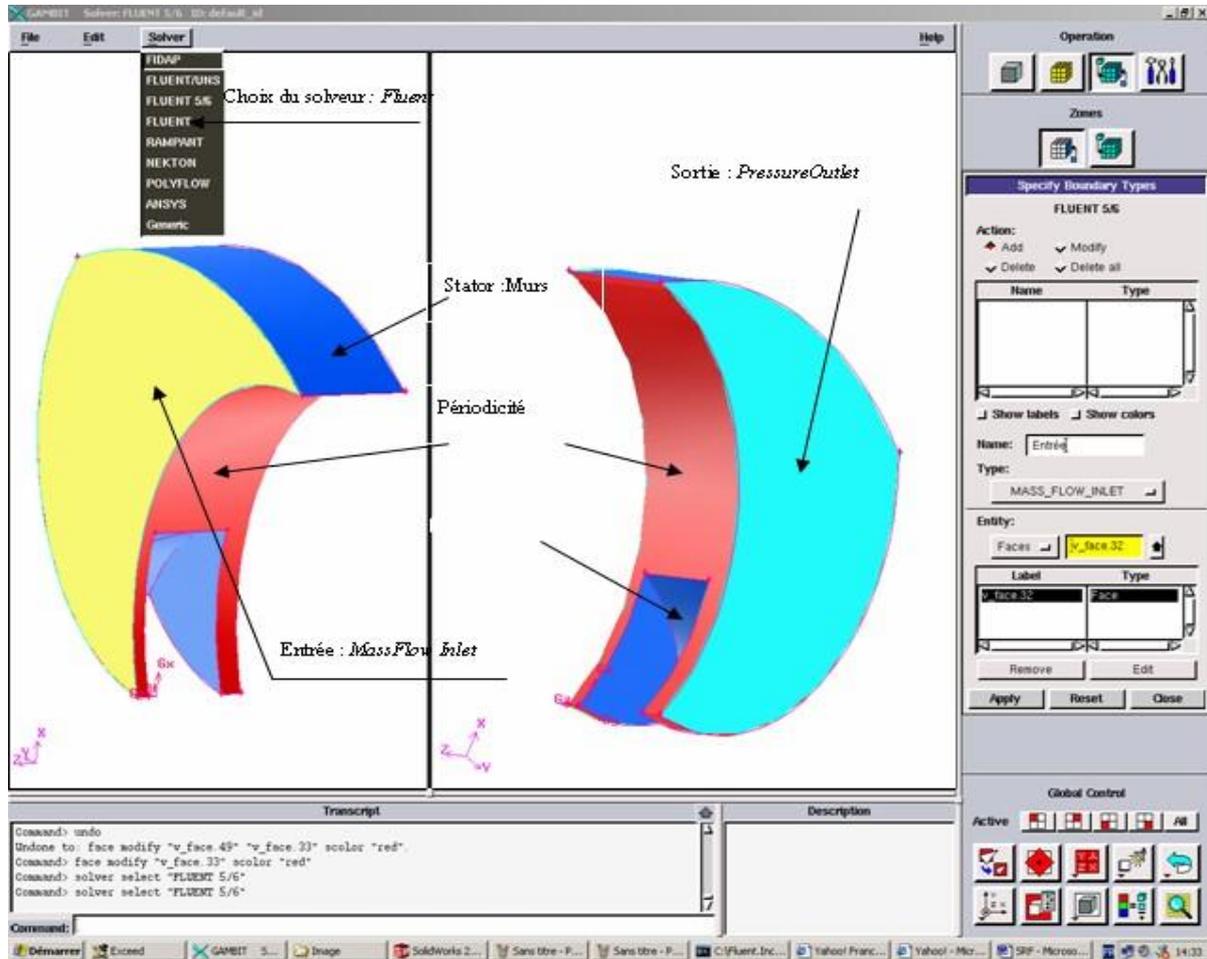
Le raffinement du maillage peut se faire aussi sous *Fluent* et ce en utilisant la fonction « *ADAPT* », cette fonction adapte la grille de maillage à l'écoulement en intervenant particulièrement sur :

- Les zones à fort gradient
- les zones définissant les frontières des volumes fluides
- A l'intérieur de certaines zones

Le but du raffinement du maillage sous un code mailleur (Gambit), et de l'adaptation de la grille à la solution sous le solveur (Fluent), est d'obtenir une solution indépendante de la résolution et de la qualité du maillage, cela revient à dire que les paramètres de la solution deviennent insensibles au bout d'un certain nombre d'éléments.

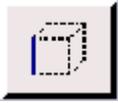
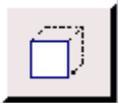
V- CONDITIONS AUX LIMITES ET DEFINITION DE DOMAINES

Le mailleur Gambit peut générer des maillages que beaucoup de solveurs peuvent utiliser, ainsi nous devons spécifier le logiciel solveur avec lequel on veut traiter le fichier maillage. Comme conditions aux limites, on peut imposer un débit massique à l'entrée de la machine, en utilisant la condition *Mass flow Inlet* ou une *Velocity inlet*. La pression à la sortie en utilisant la condition *Pressure Outlet*. La figure suivante résume les différentes conditions qu'on peut imposer pour un écoulement périodique. Ensuite, on procède à la définition des domaines de calcul.

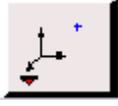
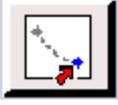
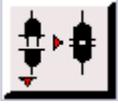
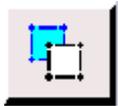
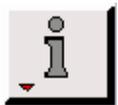


Définition des conditions aux limites

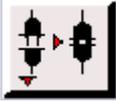
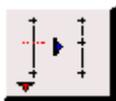
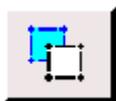
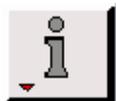
COMMANDES POUR LA CONSTRUCTION DE LA GEOMETRIE

<i>Symbole</i>	<i>Commande</i>
	Point
	Segment
	Face
	Volume
	Group

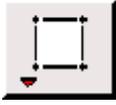
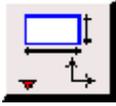
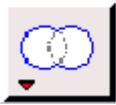
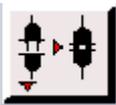
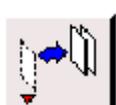
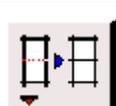
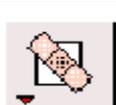
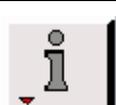
COMMANDES D'UN POINT

<i>Symboles</i>	<i>Commande</i>	<i>Description</i>
	Créer point	Crée un point réel aux coordonnées spécifiées
	Glisser un point virtuel	Change la position d'un point virtuel au long d'un segment ou d'une face
	Connecter / séparer des points	Connecte des point réels ou virtuels/ sépare des points qui sont communs à deux ou plus d'une entités.
	Modifier la couleur d'un point	Change la couleur d'un point
	Déplacer/Copier un point	Déplace et/ou copie des points
	Convertir des points	Convertit les points non réels en points réels
	Récapituler Contrôle des points Recherche de points	Affiche les informations d'un point
	Supprimer un point	Supprime un point réel ou virtuel

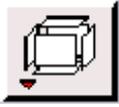
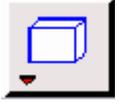
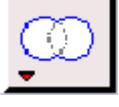
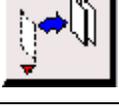
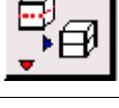
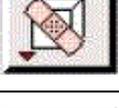
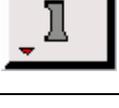
COMMANDES D'UN SEGMENT

<i>Symboles</i>	<i>Commande</i>	<i>Description</i>
	Créer un segment	Crée un segment réel à partir de points existants
	Connecter / séparer des segments	Connecte des segment réels ou virtuels/ sépare des segments qui sont communs à deux ou plus d'une entités.
	Modifier la couleur d'un segment	Change la couleur d'un segment
	Déplacer/Copier un segment	Déplace et/ou copie des segments
	Split Edges Merge Edges	Fractionner des segments ou merger des segments
	Convertir des segments	Convertit les segments non réels en segments réels
	Récapituler Contrôle des segments Recherche de segments	Affiche les informations d'un segment
	Supprimer un segment	Supprime un segment réel ou virtuel

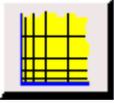
COMMANDES RELATIVES A UNE FACE

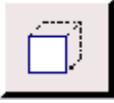
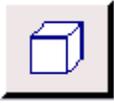
<i>Symboles</i>	<i>Commande</i>	<i>Description</i>
	Former une face	Crée une face réelle à partir de segments existants
	V. Créer une face	Créer une face à partir d'une forme primitive
	Opérations booléennes	Union, soustraction et intersection de faces
	Connecter / séparer des faces	Connecte des face réelles ou virtuelles/ sépare des faces qui sont communes à deux ou plus d'entités.
	Modifier la couleur d'une face	Change la couleur d'une face
	Déplacer/Copier une face	Déplace et/ou copie des faces
	Split faces Merge faces	Fractionner ou merger des faces
	Convertir des faces	Convertit les faces non réelles en faces réelles
	Récapituler Contrôler des faces Rechercher des faces	Affiche les informations d'une face
	Supprimer une face	Supprimer une face réelle ou virtuelle

COMMANDES RELATIVES A UN VOLUME

<i>Symboles</i>	<i>Commande</i>	<i>Description</i>
	Former un volume	Crée un volume réel à partir de faces existantes
	VI. Créer un volume	Créer un volume à partir d'une forme primitive
	VII. Opérations booléennes	Union, soustraction et intersection de volumes
	Modifier la couleur d'un volume	Change la couleur d'un volume
	Déplacer/Copier un volume	Déplace et/ou copie des volumes
	Split volumes Merge volumes	Fractionner ou merger des volumes
	Convertir des volumes	Convertit les volumes non réels en volumes réels
	Récapituler Contrôler des volumes Rechercher des volumes	Affiche les informations d'un volume
	Supprimer un volume	Supprimer un volume réel ou virtuel

COMMANDES DE MAILLAGE

<i>Symbole</i>	<i>Commande</i>
	Couches limites

	Segment
	Faces
	Volume
	Groupe

SPECIFICATION DU SCHEMA DES ELEMENTS FACE

GAMBIT vous de spécifier un type d'élément de maillage surfacique, Chaque élément est associé avec un type de maillage

<i>Option</i>	<i>Description</i>
Quad	Spécifie que le maillage contient seulement des éléments quadrilatéraux
Tri	Spécifie que le maillage contient seulement des éléments triangulaires
Quad/Tri	Spécifie que le maillage est composé d'éléments quadrilatéraux mais peut contenir des éléments triangulaires

SPECIFICATION DU TYPE DE MAILLAGE DES ELEMENTS FACE

GAMBIT vous donne les types de maillage suivant

<i>Option</i>	<i>Description</i>
Map	Crée un maillage régulier et structuré
Submap	Divise une face de géométrie complexe en régions plus régulières et crée un maillage structuré en chaque région
Pave	Crée un maillage non structuré
Tri Primitive	Divides a three-sided face into three quadrilateral regions and creates a mapped mesh in each region

Wedge Primitive	Creates triangular elements at the tip of a wedge-shaped face and creates a radial mesh outward from the tip
-----------------	--

Type	Elements		
	Quad	Tri	Quad/Tri
Map	X		X
Submap	X		
Pave	X	X	X
Tri Primitive	X		
Wedge Primitive			X

2^{EME} PARTIE

Principales étapes de simulation sous FLUENT

- 1. Importation de la géométrie (*.msh)**
- 2. Vérification du maillage importé**
- 3. Lissage du maillage (Smooth and swap the grid)**
- 4. Vérification de l'échelle**
- 5. Choix du solveur**
- 6. Affichage de la grille**
- 7. Choix du modèle de turbulence**
- 8. Définition des caractéristiques du fluide**
- 9. Operating conditions**
- 10. Conditions aux limites usuelles**
 - Velocity inlet
 - Pressure Inlets
 - Mass Flow Inlets
 - Pressure Outlet
 - Outflow
 - Wall
- 11. Conditions aux limites en présence d'un domaine tournant**
- 12. Choix des critères de convergence**
- 13. Autres critères de contrôle de la convergence**
 1. Conservation de la masse
 2. Evolution d'une intégrale (surfaccique ou volumique) d'une variable pendant les calculs
 3. Affichage pendant les calculs de la force exercée sur une paroi
- 14. Initialisation des calculs**
- 15. Sauvegarde du fichier *.cas**
- 16. Lancement de la simulation**
- 17. Post-traitement de la solution**
 - 1) Vérification de la conservation de débit
 - 2) Relevé des différences de pression
 - 3) Relevé du Couple sur l'arbre
 - 4) Créer des entités de contrôle
 - 5) Créer une surface de contrôle
 - 6) Affichage des contours des différentes grandeurs
 - 7) Affichage des contours de vecteurs
 - 8) Affichage des lignes de courant
 - 9) Adaptation du maillage

Ce manuel fournit une introduction à FLUENT, une explication de ses aptitudes, et des instructions pour paramétrer le solveur. Il explicite les étapes nécessaires pour réussir une simulation d'un problème en mécanique des fluides. Une attention particulière est donnée aux écoulements internes dans les turbomachines.

I. IMPORTATION DE LA GEOMETRIE (*.MSH)

Pour commencer la simulation il faut importer le fichier (*.msh) généré sous Gambit.

File → **Read** → **Case...**

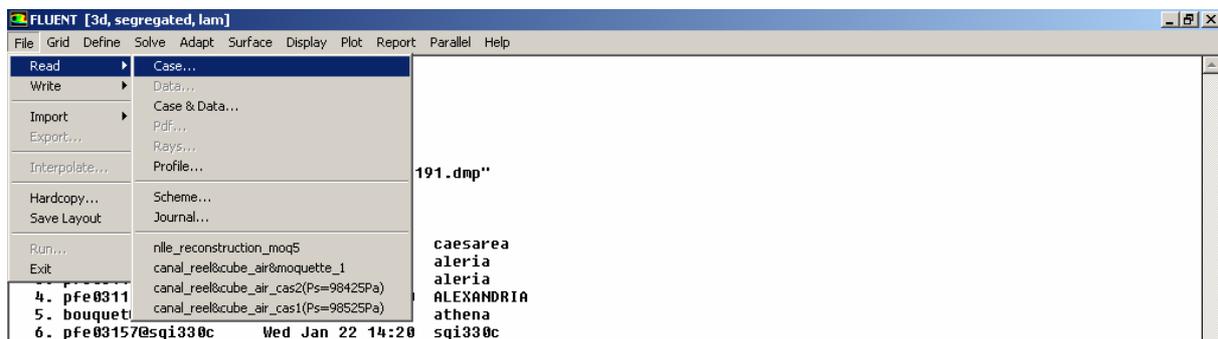


Figure 1 : Importation de la géométrie

II. VERIFICATION DU MAILLAGE IMPORTE

Grid → **Check**

Ceci permet de vérifier si le maillage importé ne contient pas d'erreurs ou de volumes négatifs.

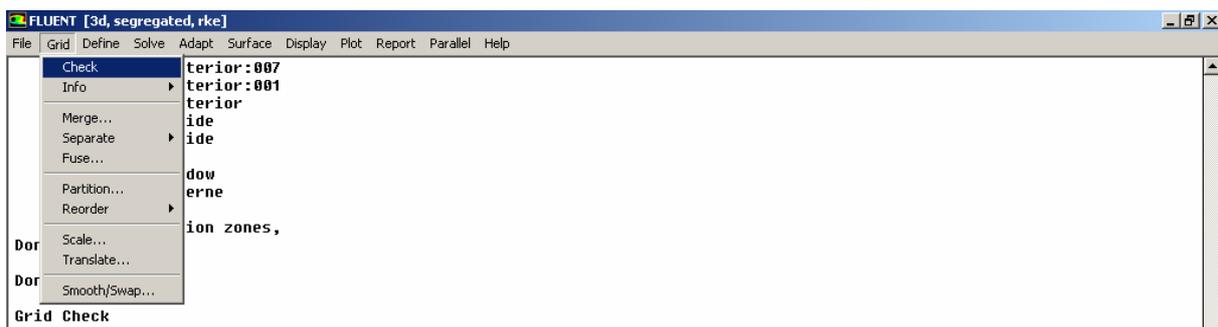


Figure 2 : Vérification du maillage sou Fluent

III. LISSAGE DU MAILLAGE (SMOOTH AND SWAP THE GRID)

Grid → **Smooth/Swap...**

Pour s'assurer de la qualité du maillage, il est pratique de lisser le maillage, cliquez sur le bouton Smooth puis sur le bouton Swap. Répétez jusqu'à ce que **FLUENT** affiche que zéro faces sont swapped.

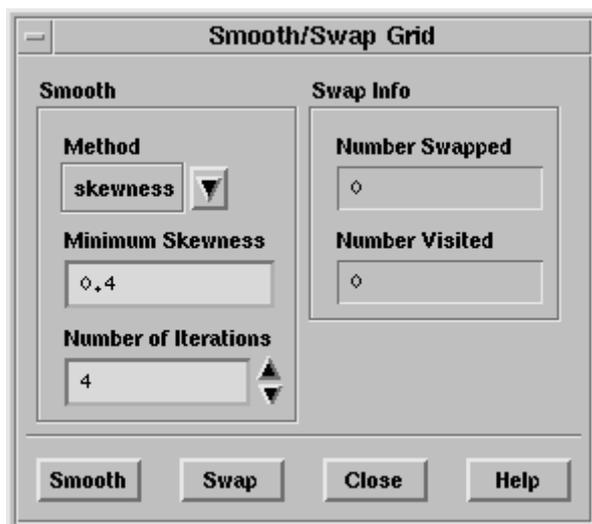


Figure 3 : Lissage du maillage

IV. VERIFICATION DE L'ECHELLE

Grid → Scale

Il faut toujours vérifier que les dimensions affichées correspondent aux dimensions physiques du problème.

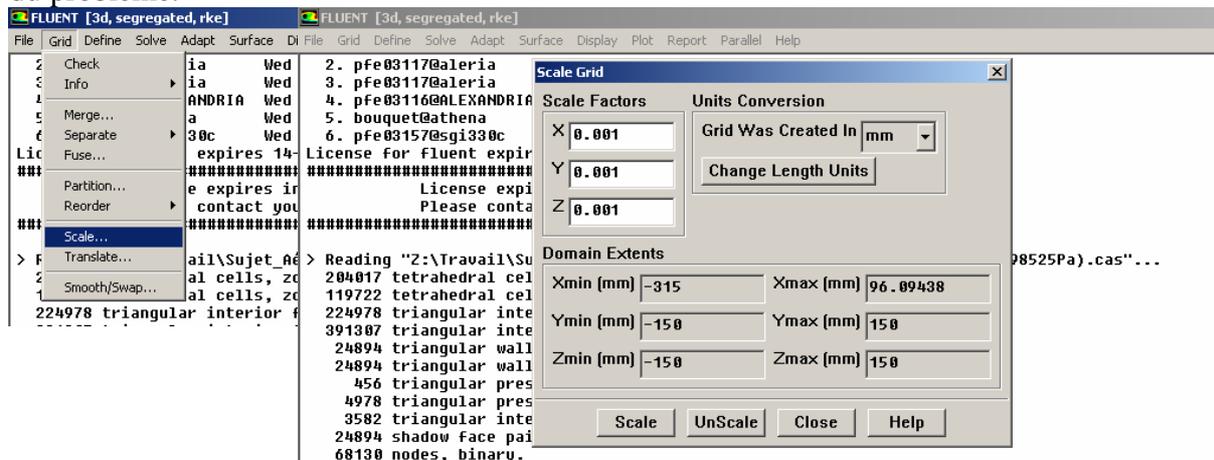


Figure 4 : Vérification des unités

V. CHOIX DU SOLVEUR

Define → Models → Solver...

Segregated Solver : est le plus approprié pour les écoulements incompressibles

(ventilateurs, pompes...)

- **Coupled Solvers**, les solveurs « coupled implicit » et « coupled explicit », sont plutôt réservés aux écoulements compressibles à grande vitesse.

C'est là aussi qu'on choisit le régime d'écoulement ; permanent ou instationnaire.

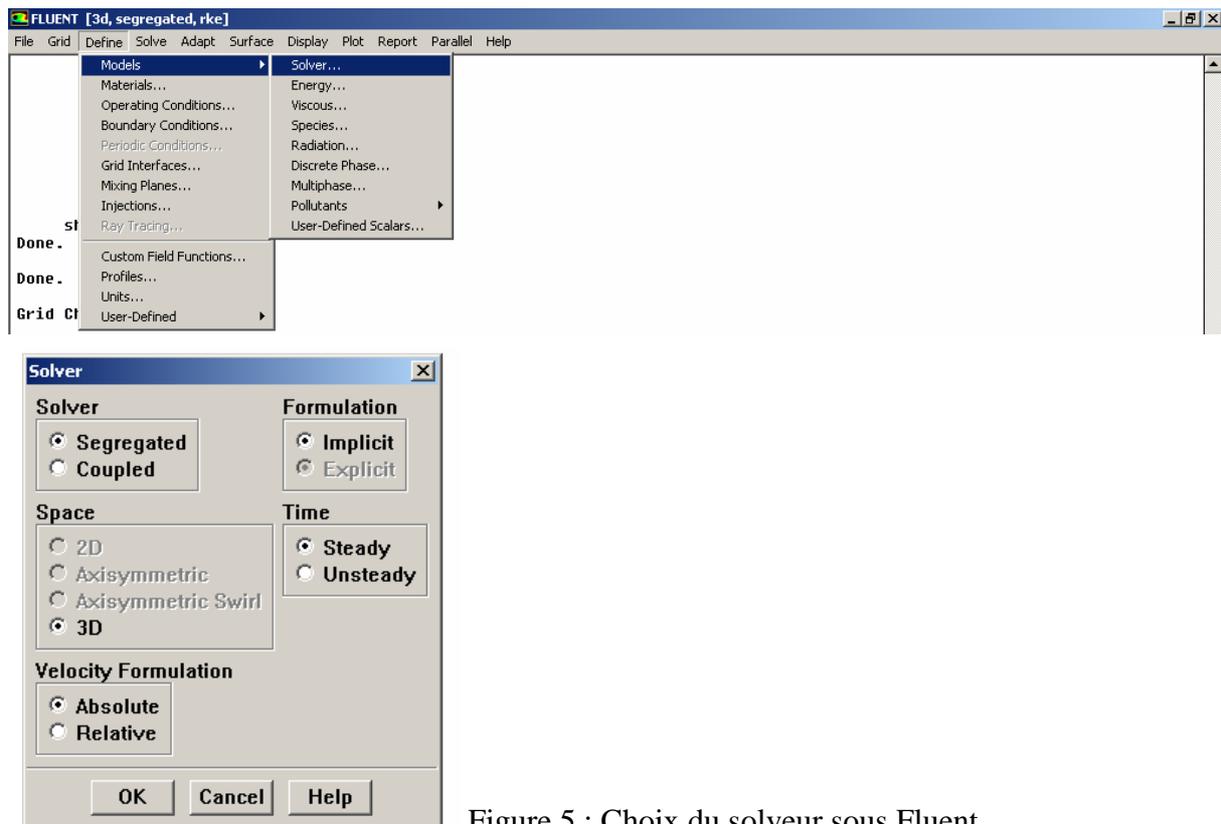


Figure 5 : Choix du solveur sous Fluent

VI. AFFICHAGE DE LA GRILLE

Display → **Grid**

Vous pouvez afficher le maillage et il est très judicieux de vérifier les conditions aux limites définies au préalable dans Gambit.

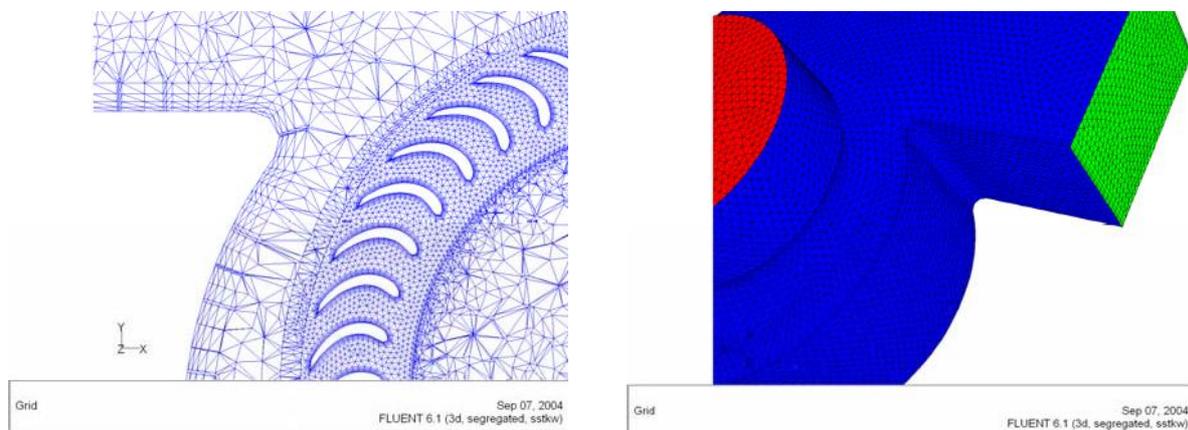


Figure 6 : Affichage de la grille et vérification des conditions

VII. CHOIX DU MODELE DE TURBULENCE

Define → Models → Viscous

Fluent propose différentes modélisations de l'écoulement turbulent. Parmi lesquels les écoulements non visqueux, laminaires, turbulents ... etc.

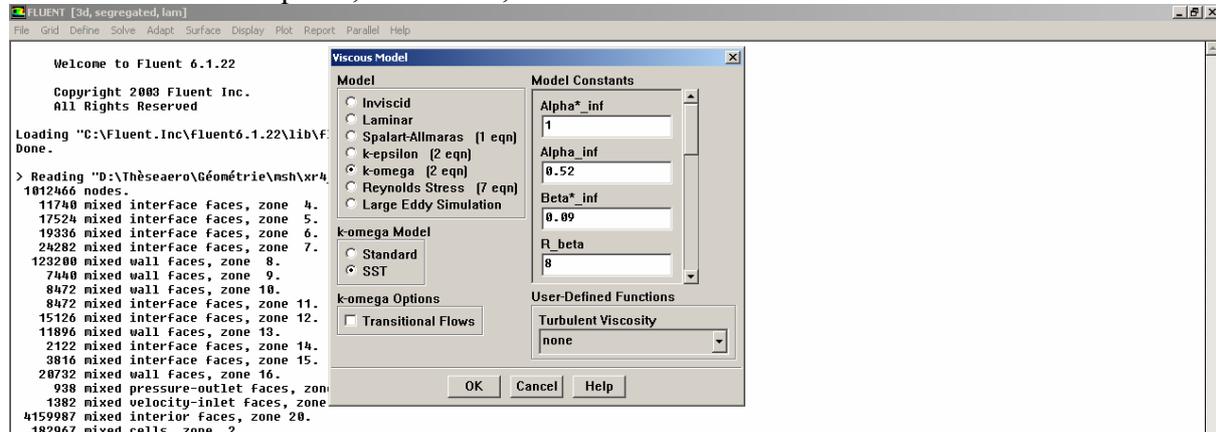


Figure 7 : Choix du modèle de turbulence

Modèles	Avantages	Inconvénients
Spalart-Allmaras	Economique (1 eqn). Bon pour les écoulements moyennement complexes.	N'est pas largement testé.
STD $k-\varepsilon$	Robuste, économique et relativement précis.	Résultats médiocre pour des écoulements complexes (fort gradient de pression, rotation et swirl).
RNG $k-\varepsilon$	Bon pour des écoulements moyennement complexes (impact de jet, séparation d'écoulements, écoulements secondaires...)	Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.
Realizable $k-\varepsilon$	Offre les mêmes avantages que le RNG. Recommandé dans le cas des turbomachines.	Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.
Reynolds Stress Model (RSM)	Le modèle le plus complet Physiquement (transport et l'anisotropie de la turbulence sont tenu en compte)	Requiert plus de temps CPU. Les équations de quantité de mouvement et turbulence sont étroitement liées.
SST et Standard $k-\omega$	Modèle le plus recommandé pour les problèmes liés aux turbomachines, meilleur que le Realizable $k-\varepsilon$.	Nécessite une plus grande résolution du maillage aux frontières (pas de lois aux murs).

VIII. DEFINITION DES CARACTERISTIQUES DU FLUIDE

Define → Materials

Les caractéristiques du fluide sont chargées à partir de la bibliothèque de données de Fluent.

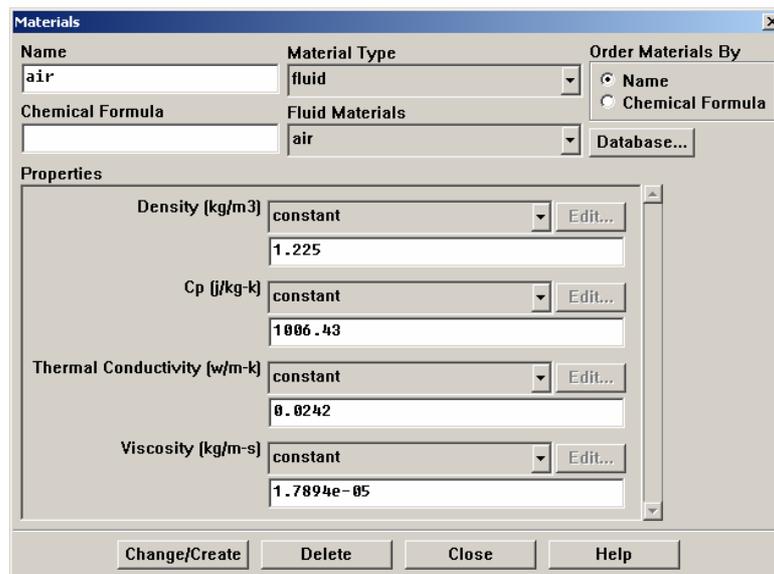


Figure 8 : Définition des caractéristiques du fluide

IX. OPERATING CONDITIONS

Define → Operating conditions

Avant de choisir les conditions aux limites, il faut choisir d'abord la valeur de la pression de référence « operating conditions ».

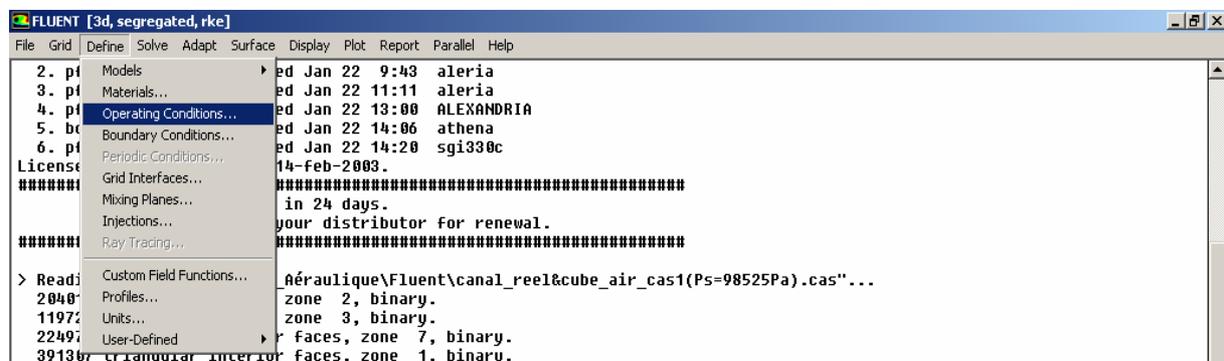


Figure 9 : Choix de la pression de référence

En effet, Fluent effectue tous les calculs, avec une pression appelée gauge pressure et ce afin d'éviter les erreurs d'ordre numérique lors du calcul pour des écoulements à faible nombre de mach. La relation liant la pression absolue à la « gauge pressure » est donnée par :

$$P_{abs} = P_{op} + P_{gauge}$$

Fluent prend par défaut la valeur de la pression atmosphérique comme operating pressure. Ensuite, il faut choisir les conditions aux limites :

X. CONDITIONS AUX LIMITES USUELLES

Define → **Boundary Conditions**

Ensuite, il faut fixer les valeurs des conditions aux limites :

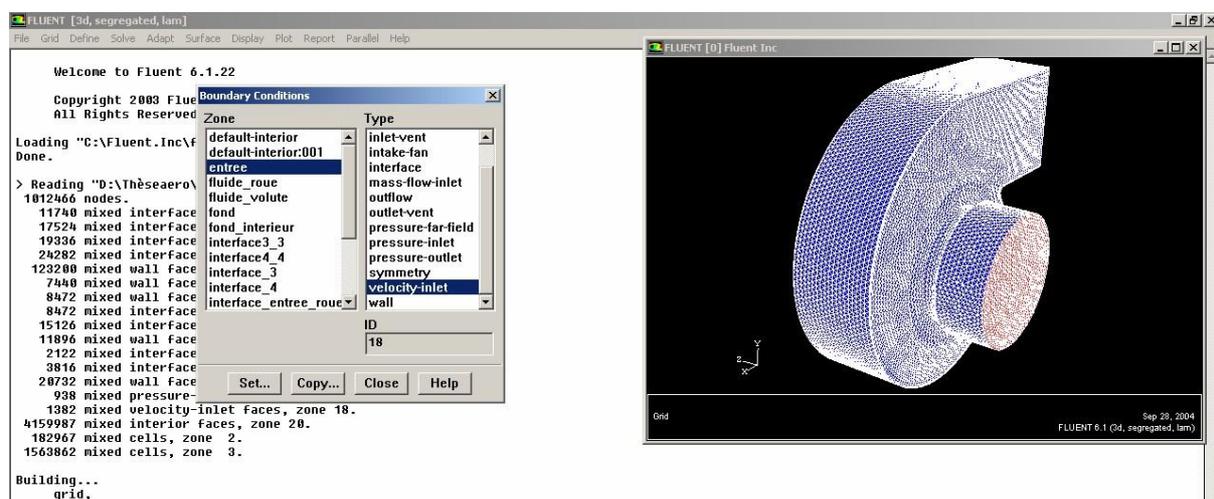


Figure 10 : Valeurs des conditions aux limites

Velocity inlet

Utilisée pour des écoulements incompressibles ou moyennement compressibles, quand la vitesse d'entrée est connue.

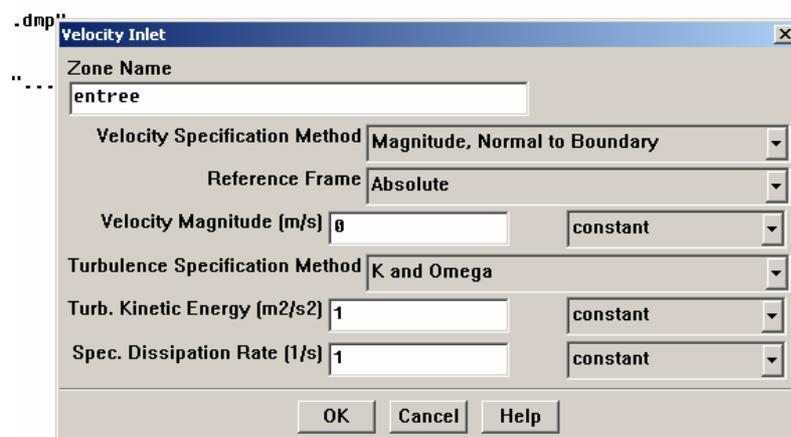


Figure 11 : Velocity inlet

Pressure Inlet

Utilisée pour les écoulements compressibles et incompressibles.

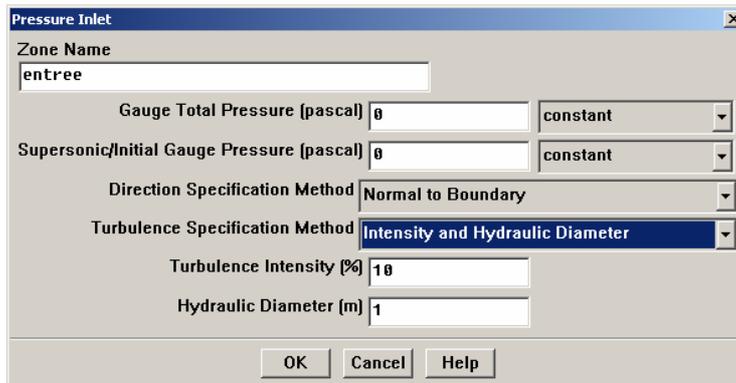


Figure 12 : *Pressure inlet*

Définition de la pression totale :

$$p_t = p + \frac{1}{2} \rho V^2 \quad \text{En écoulement incompressible}$$

$$p_t = p \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad \text{En écoulement compressible.}$$

Mass Flow Inlet

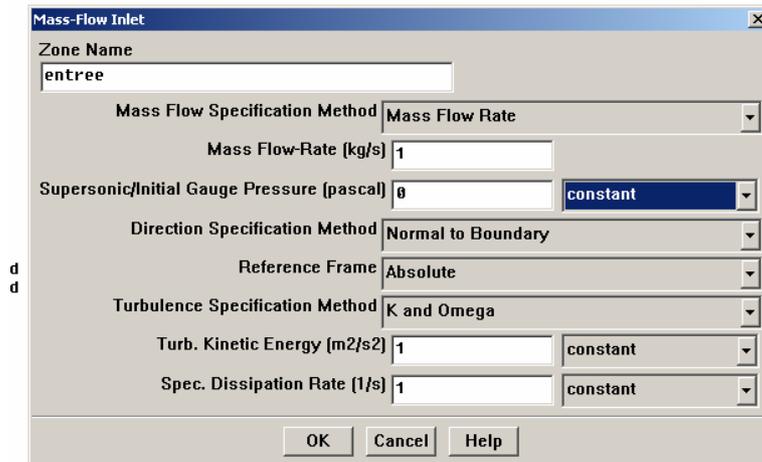


Figure 13 : *Mass flow inlet*

On impose un débit massique connu à l'entrée, il n'est pas nécessaire d'utiliser Mass Flow Inlet en écoulement incompressible.

Pressure Outlet

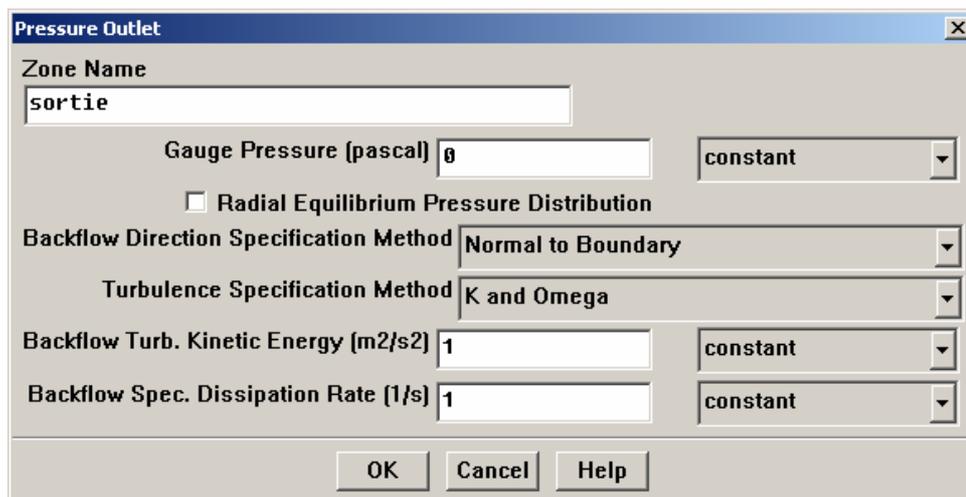


Figure 14 : *Pressure outlet*

Spécifie la pression statique de sortie.

L'utilisation de Pressure Outlet sert à définir la pression statique à la sortie. L'utilisation de la condition Pressure Outlets au lieu de Outflow a souvent comme conséquence une meilleure convergence.

Nota : Problèmes de retour de débit (BackFlow)

Backflow apparaît lorsque la pression statique dans une maille voisine à la maille qui est sur la frontière est inférieure à la pression imposée en conditions aux limites.

Il faut essayer d'éliminer le Backflow en éloignant la sortie (en allongeant la sortie).

Outflow

L'Outflow est utilisée pour modéliser les sorties de fluide dont on ne connaît à priori les détails de la vitesse et de la pression à la sortie. Il n'est pas approprié pour les calculs suivants :

- Si le problème possède une condition de *pressure inlet*
- Si vous modélisez un écoulement compressible
- Si vous modélisez un écoulement instationnaire avec variation de la densité

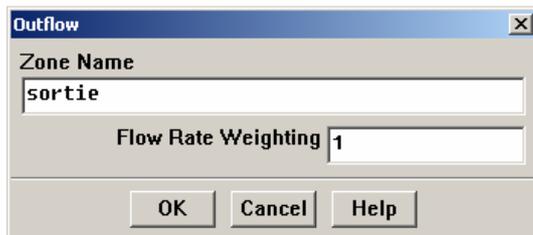


Figure 15 : *Out flow*

Wall est utilisé pour délimiter les régions solides des régions fluides. En général on utilise les propriétés d'une paroi lisse i-e Roughness Height = 0 et Roughness Constant = 0.5.

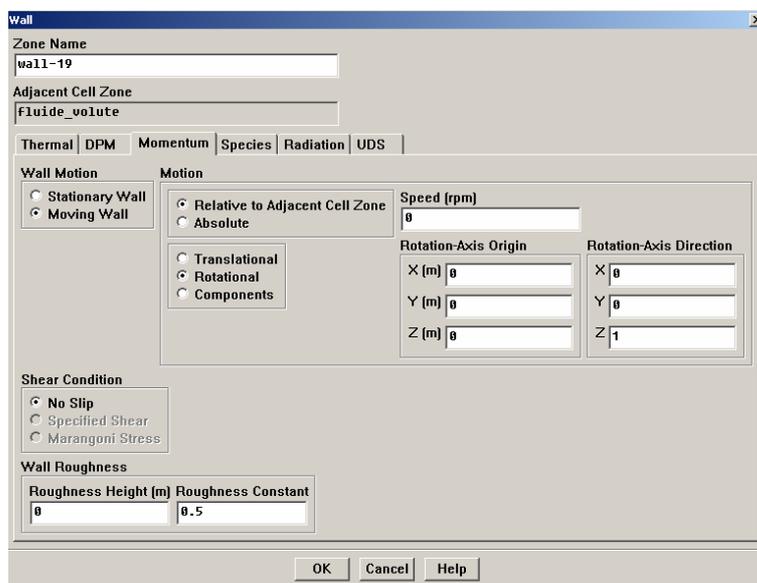


Figure 16 : *Wall*

XI. CONDITIONS AUX LIMITES EN PRESENCE D'UN DOMAINE TOURNANT

1. Spécification du domaine fluide tournant Define

→ Boundary Conditions → set (fluide_tournant)

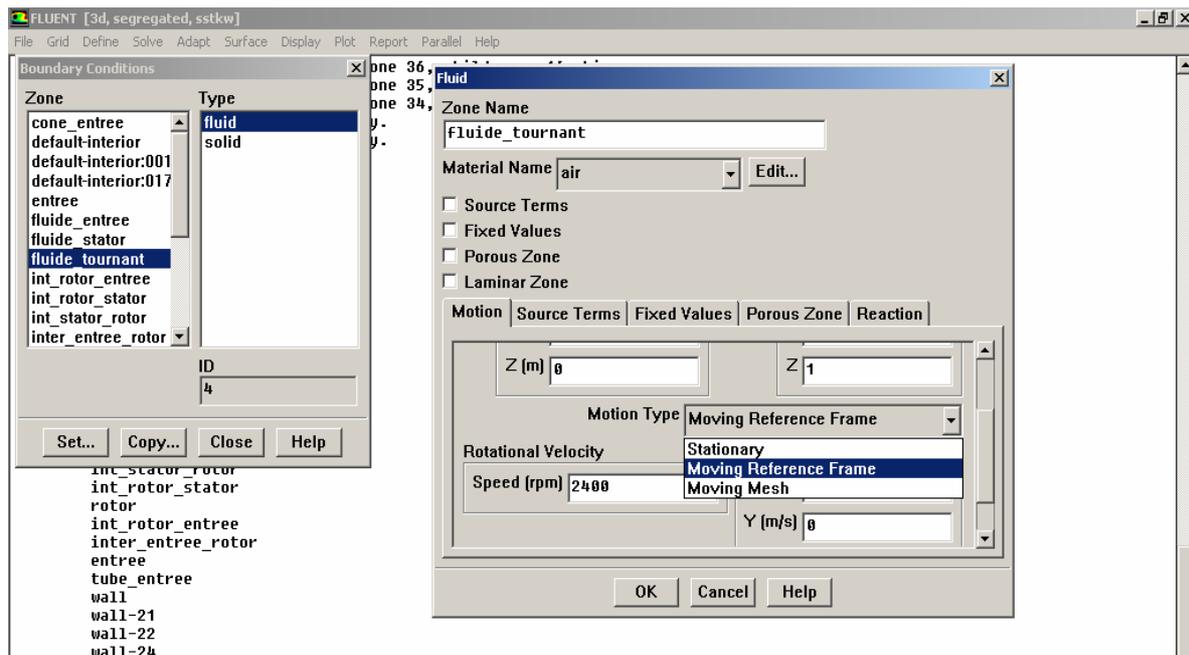


Figure 17 : Spécification du domaine tournant

Pour le domaine fluide qui contient les pales du rotor, on spécifie qu'il est en mouvement avec une vitesse de rotation de 2400 tr/mn.

2. Spécification des parois "wall" tournantes

Define → Boundary Conditions → set (rotor)

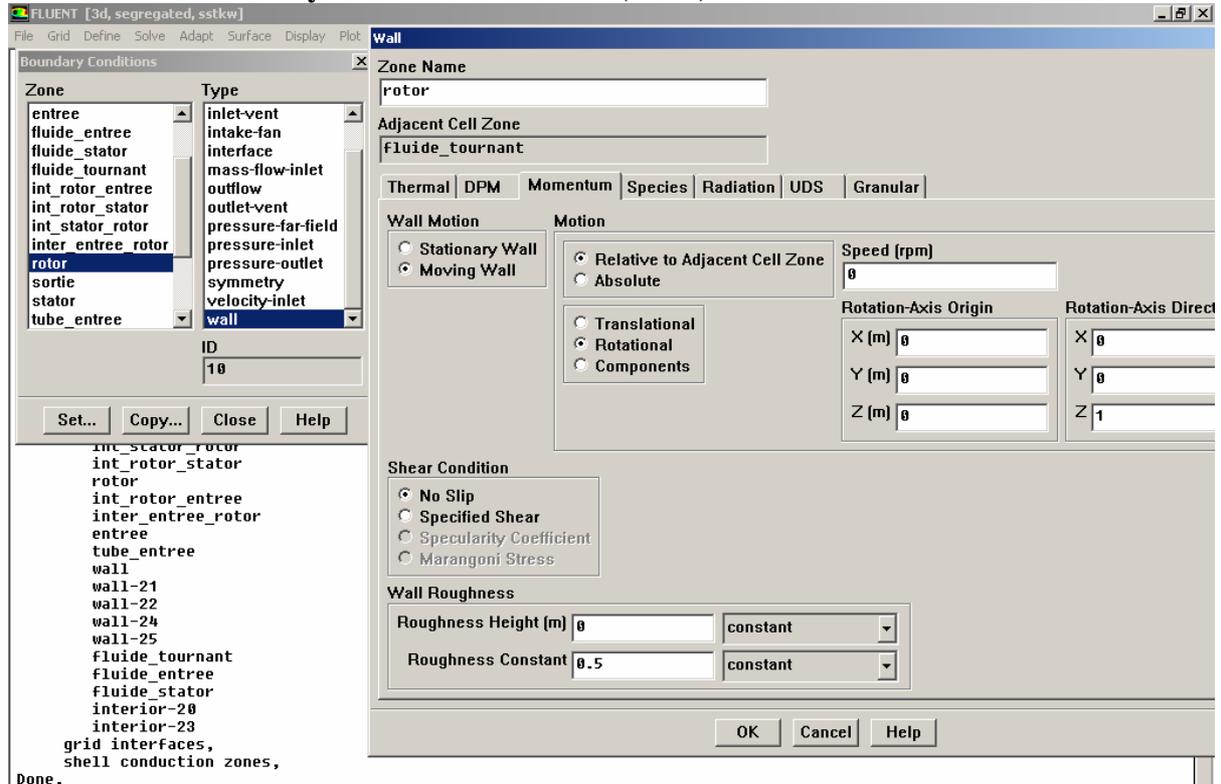


Figure 18 : Spécification des parois "wall" tournantes

Pour les parois "wall" tournantes (Dans notre cas, ça sera le *rotor* et le *shroud*) on doit spécifier qu'elles sont en rotation d'une vitesse de rotation nulle par rapport au mailles voisines.

3. Définitions des interfaces (pour un maillage 'sliding mesh')

Indiquez les deux zones d'interface qui comportent l'interface de la grille en choisissant un dans la liste "interface zone1" et un dans liste "interface zone 2". (l'ordre n'importe pas.)

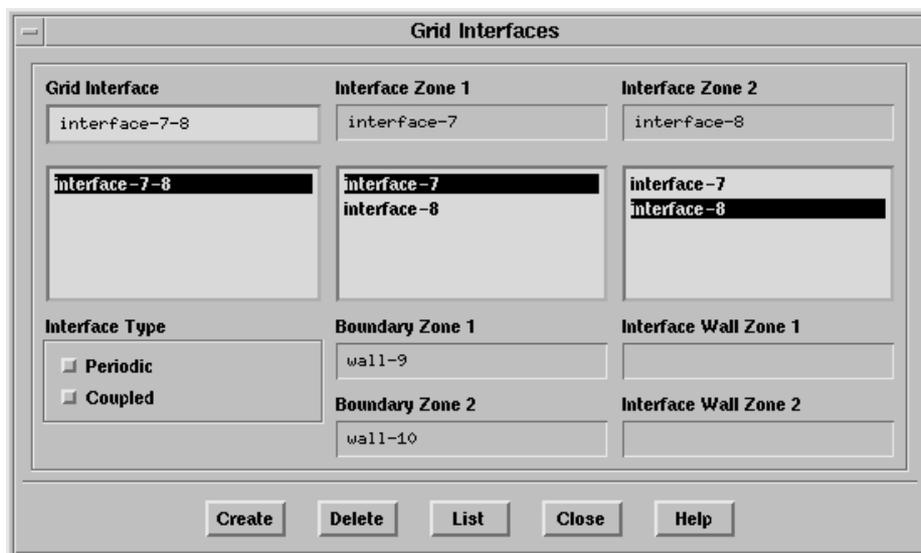


Figure 19. : Grid Interfaces

XII. CHOIX DES CRITERES DE CONVERGENCE

Solve Monitors → Residual...

Il s'agit ici de choisir les critères qui doivent être vérifiés pour que les calculs de la simulation s'arrêtent.

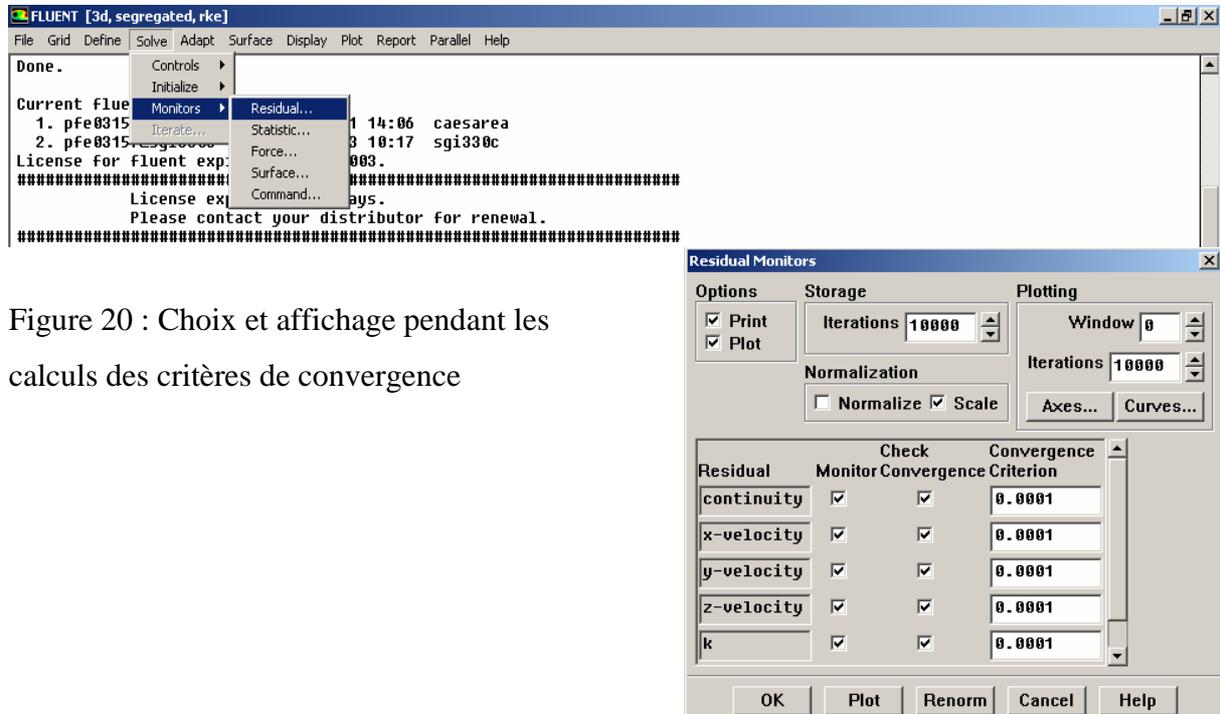


Figure 20 : Choix et affichage pendant les calculs des critères de convergence

Pour afficher la convergence à l'écran pendant les calculs sous forme d'un graphe, il faut activer l'option Plot. Il est possible de désactiver certains critères d'arrêt de la simulation en décochant la case de convergence.

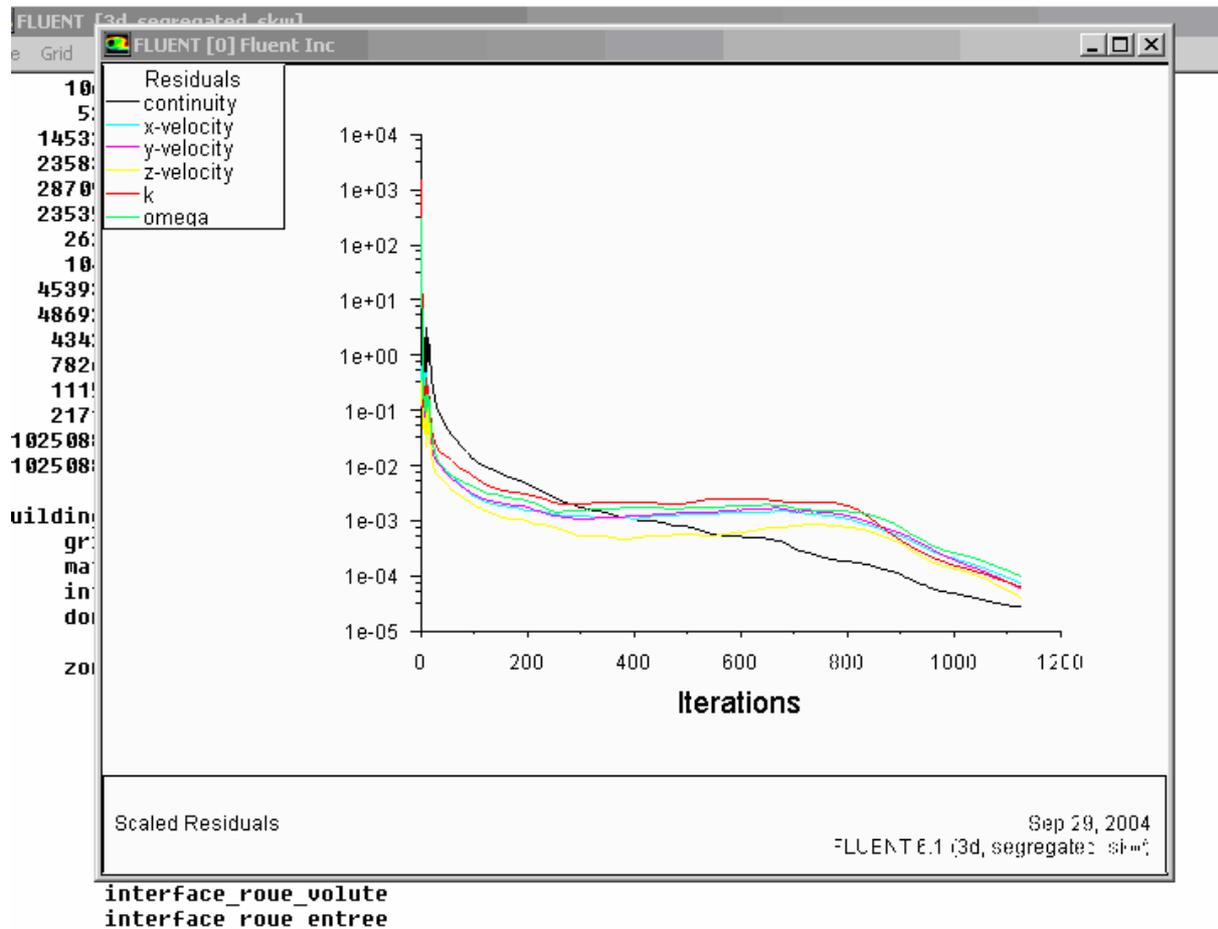


Figure 21 : Allures de l'évolution des résidus de calcul

Remarque importante :

Les résidus sont calculés à partir des corrections dans les variables ; pression, vitesse, température... du problème entre la présente itération et l'itération précédente.

Dans la plupart des cas, le critère de convergence par défaut dans FLUENT (residual) est suffisant. La solution converge quand les résidus atteignent 10^{-3} . Toutefois, dans certains cas il faut pousser les calculs à 10^{-4} voir 10^{-6} . Il n'y a pas de règle universel !**Dans le cas des écoulements diphasiques, il faut impérativement pousser la convergence à 10^{-4} .**

XIII. AUTRES CRITERES DE CONTROLE DE LA CONVERGENCE

1. Conservation de la masse

Report → Fluxes...

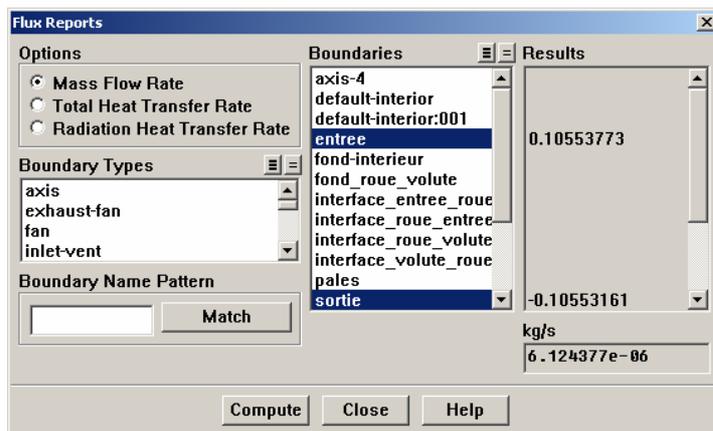
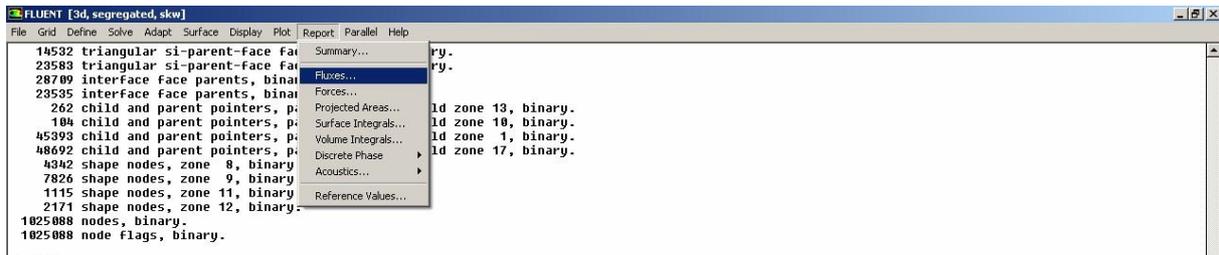


Figure 22 : Conservation de la masse

Un critère révélateur de la convergence est de vérifier la conservation de masse. Il faut que la différence entre les débits entrants et sortants soit nulle (infiniment petite).

2. Evolution d'une intégrale

L'affichage de l'évolution de l'intégrale (surfique ou volumique) d'une variable pendant les calculs est un autre moyen de vérifier que la solution est bien stable.

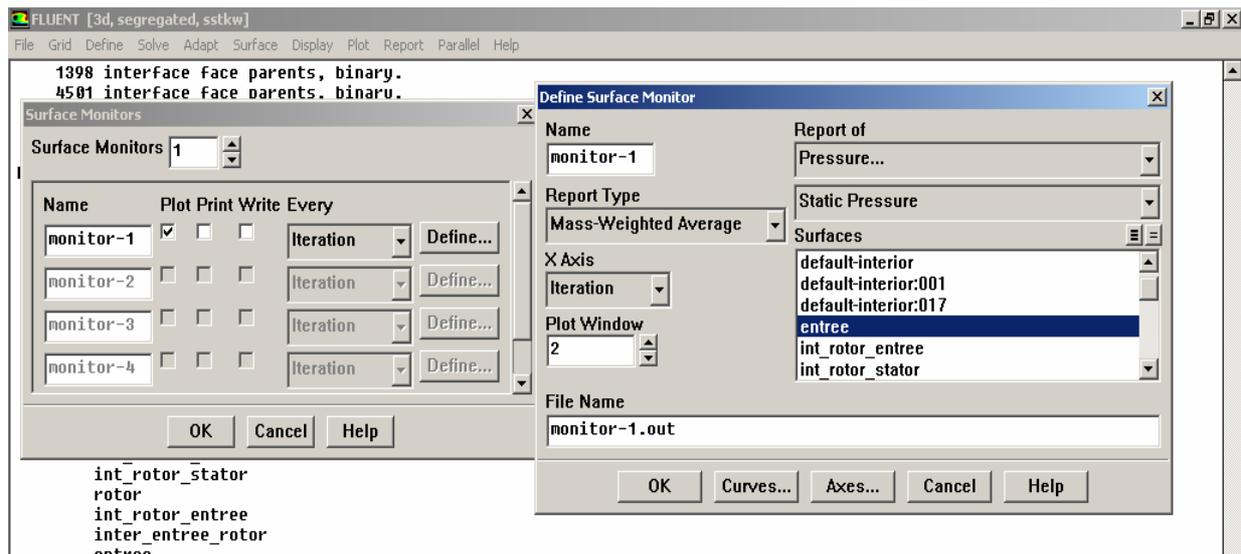


Figure 23 : L'affichage de l'évolution d'une intégrale

3. Evolution d'une force exercée sur une paroi

L'Affichage pendant les calculs de l'évolution d'une force exercée sur une paroi peut être un moyen supplémentaire et efficace pour vérifier la stabilité des calculs.

Solve → Monitors → Force...

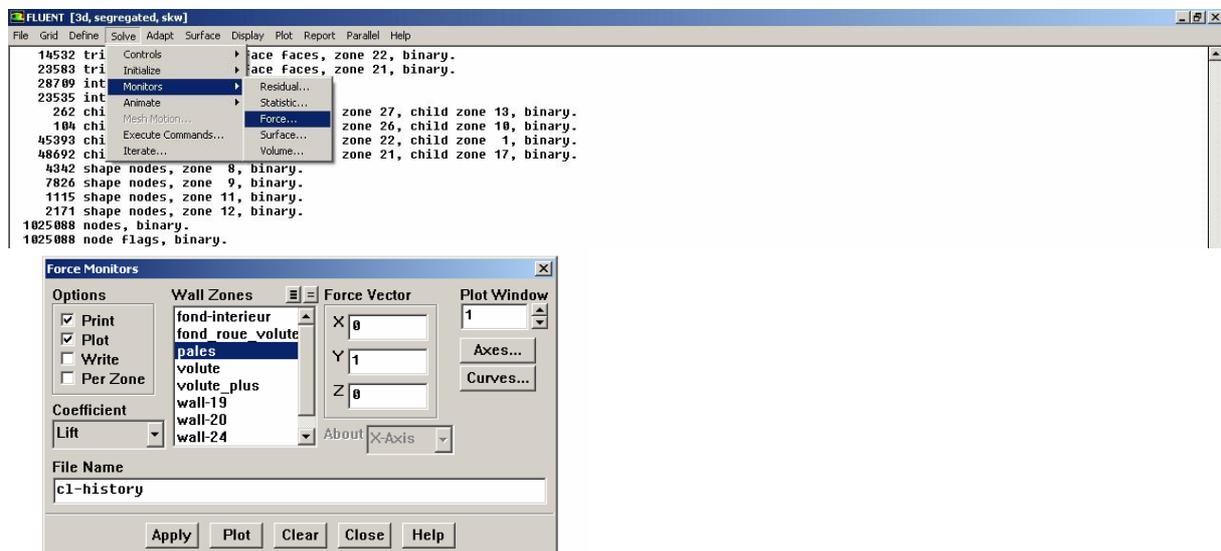


Figure 24 : Evolution d'une force exercée sur une paroi

Solve → Monitors → Surface

XIV. INITIALISATION DES CALCULS

Il est conseillé dans nombreux cas d'initialiser les calculs aux conditions de l'entrée. Toutefois s'il y a un calcul qui a déjà convergé et que vous désirez changer juste un paramètre (exp. Vitesse d'entrée), il est préférable d'initialiser au calcul précédent déjà convergé.

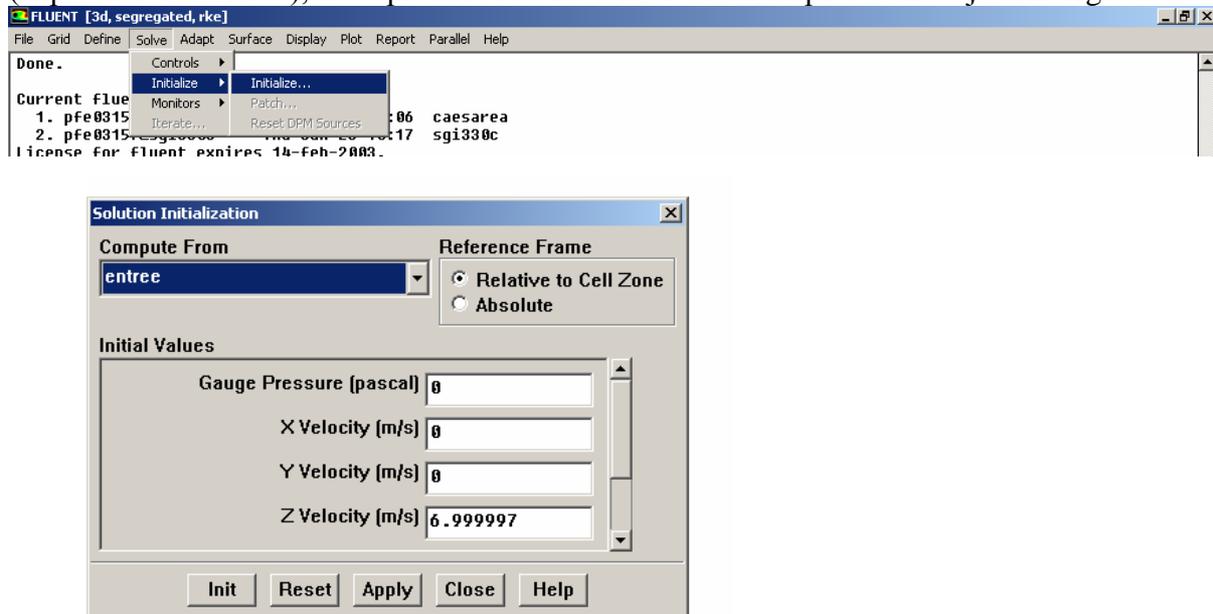


Figure 25 : Initialisation des calculs

XV. SAUVEGARDE DU FICHER *.CAS

File → **Write** → **Case**

Il est conseillé qu'une fois le paramétrage est effectué, de sauvegarder le fichier en format *.cas. S'il y a un bug durant les calculs, il suffit de charger le fichier *.msh, on n'aura pas à refaire le paramétrage.

XVI. LANCEMENT DE LA SIMULATION

Solve → **iterate**

Le paramétrage étant effectué, il ne reste plus qu'à choisir le nombre d'itérations que Fluent devra réaliser.

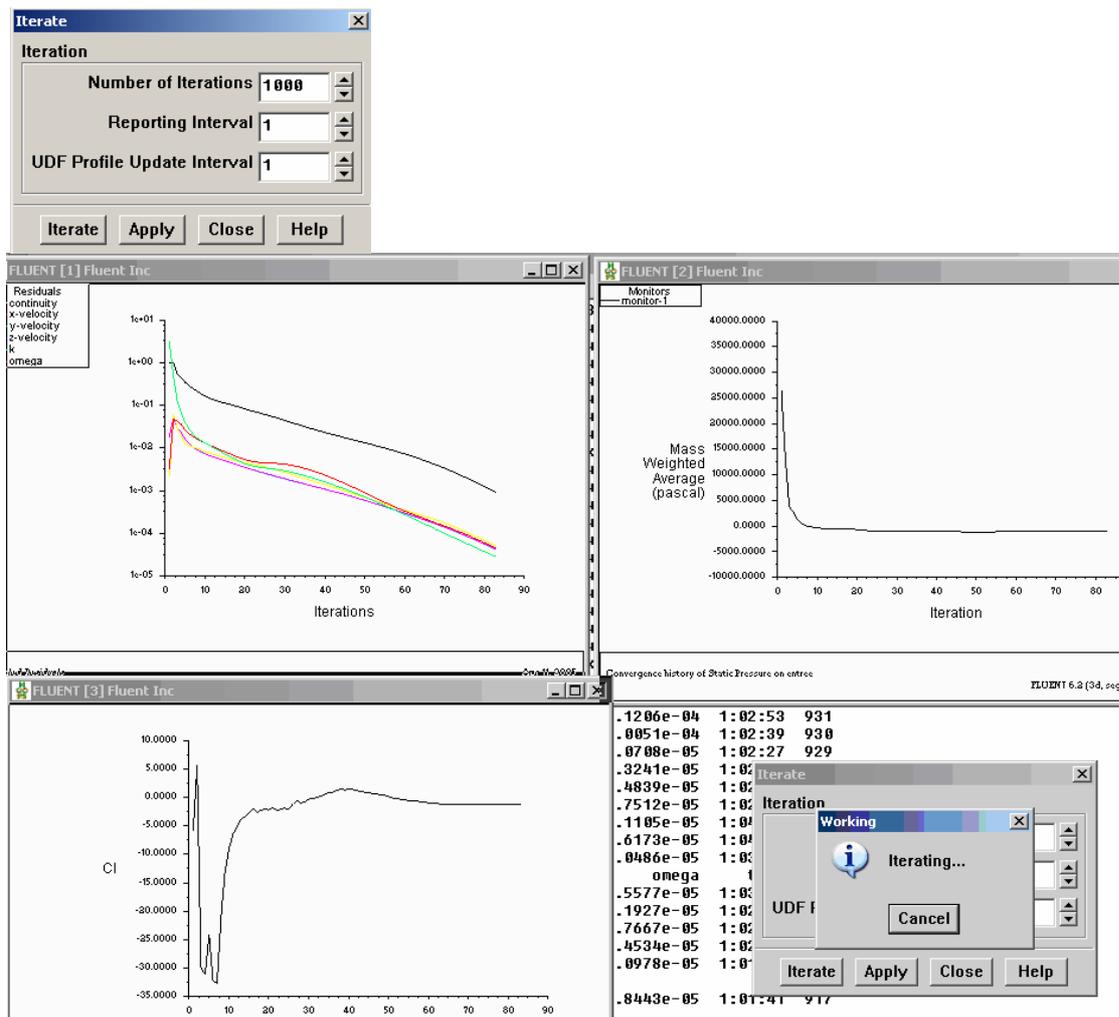


Figure 26 : Lancement de la simulation

XVII. POST-TRAITEMENT NUMERIQUE DE LA SOLUTION

Report →...

FLUENT fournit des outils pour calculer et rapporter des quantités intégrales sur des surfaces et des frontières. Ces outils vous permettent de trouver le débit massique, les forces et les moments sur des frontières, l'intégrale, le débit, la moyenne, et la moyenne de masse (entre autres des quantités) sur une surface ou un volume. En outre, vous pouvez imprimer des

histogrammes des données géométriques et de solution, pouvez placé des valeurs de référence pour le calcul des coefficients additionnels. Vous pouvez également imprimer ou sauver un compte rendu succinct des modèles, des conditions aux limites.

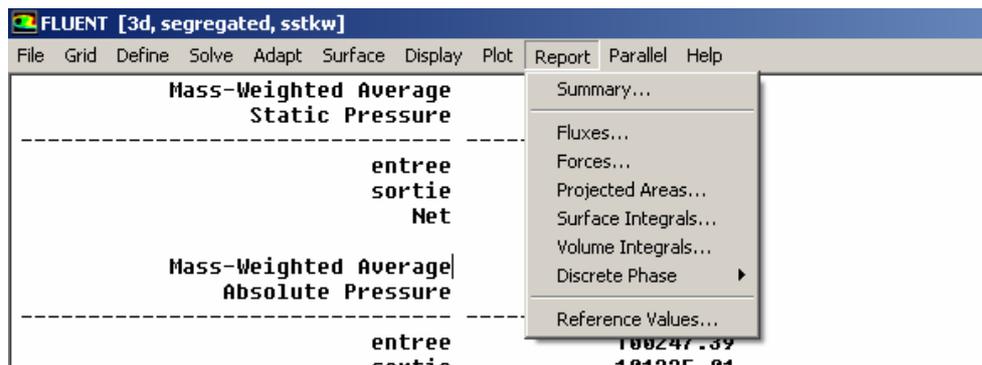


Figure 27 : Post-traitement numérique

1. Vérification de la conservation de débit

Report → fluxes

Permet de savoir si la conservation de débit est satisfaite. L'écoulement calculé ne peut être juste si cette condition n'est pas satisfaite. Cependant c'est une condition nécessaire et non suffisante.

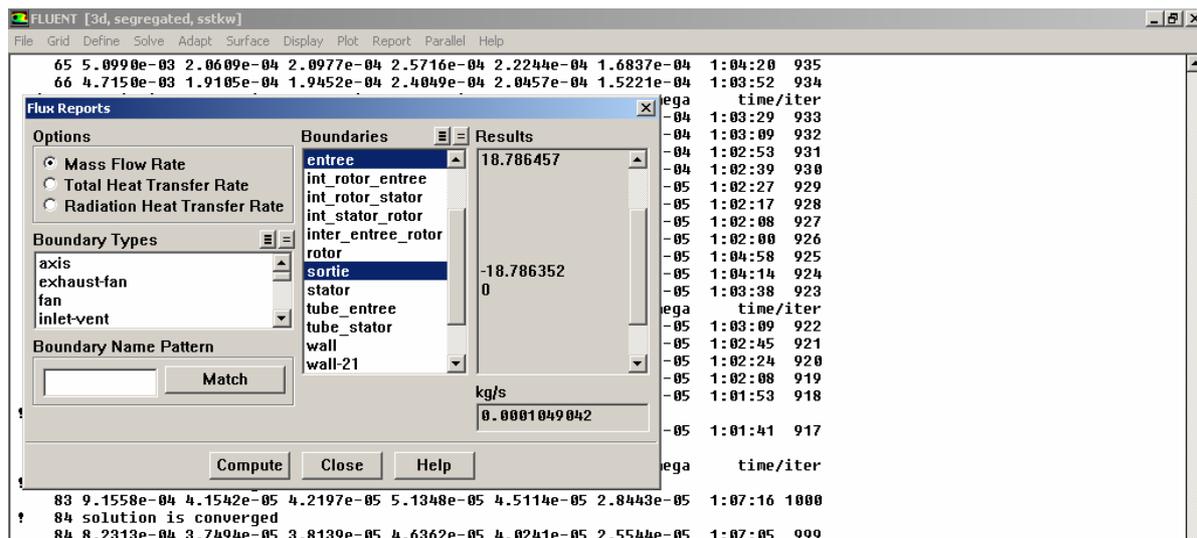


Figure 28 : Vérification de la conservation de débit

2. Relevé des différences de pression

On peut relever n'importe quelle grandeur sur les surfaces du domaine de calcul. Ainsi, on peut relever la différence de pression totale entre l'entrée et la sortie.

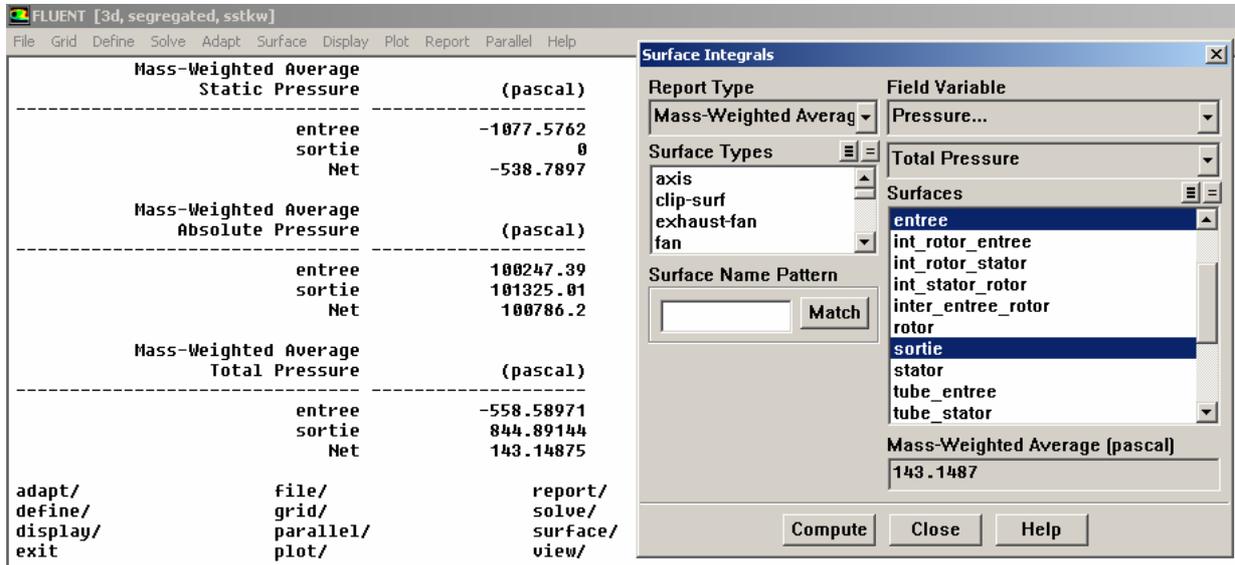


Figure 29 : Relevé des différences de pression

3. Relevé du Couple sur l'arbre

Une autre quantité intéressante est le couple sur l'arbre.

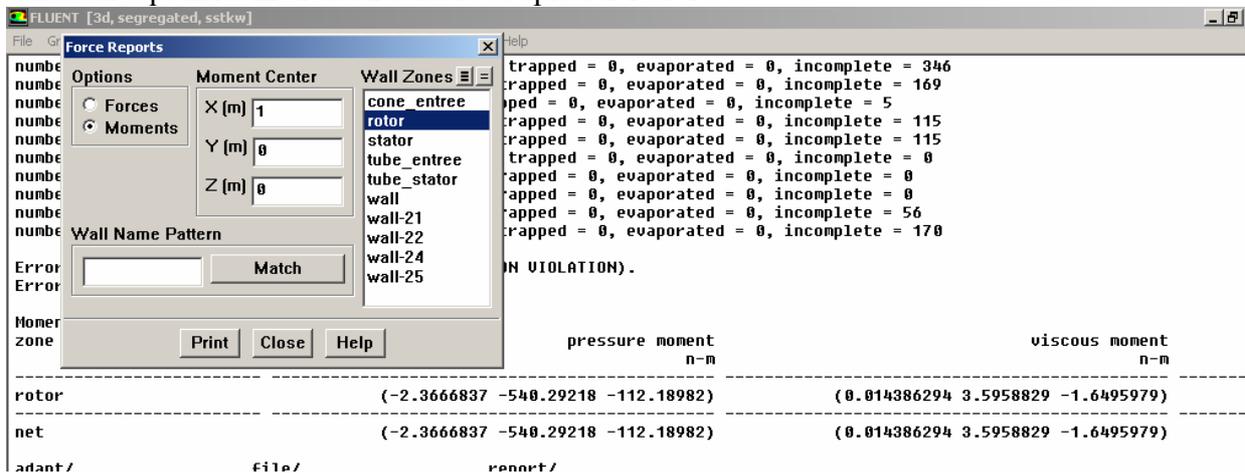


Figure 30 : Relevé du Couple sur l'arbre

4. Créer des entités de contrôle

Surface → ...

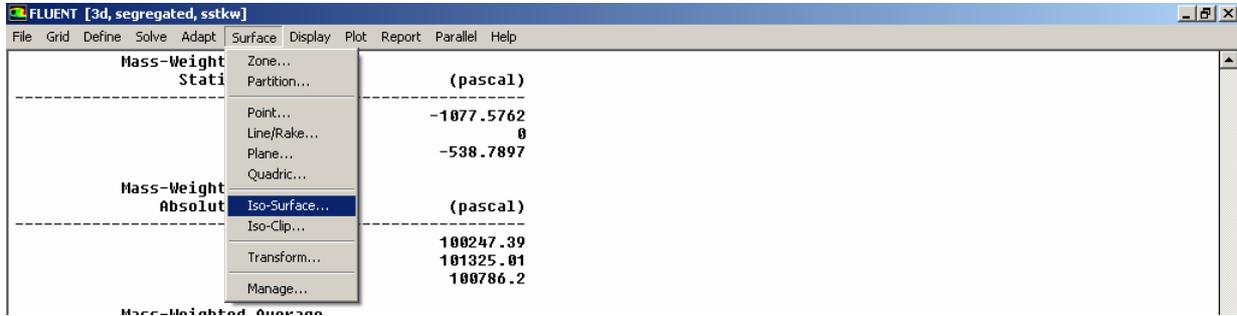


Figure 31 : Création des entités de contrôle

5. Créer une surface de contrôle

6. Surface → Iso-surface

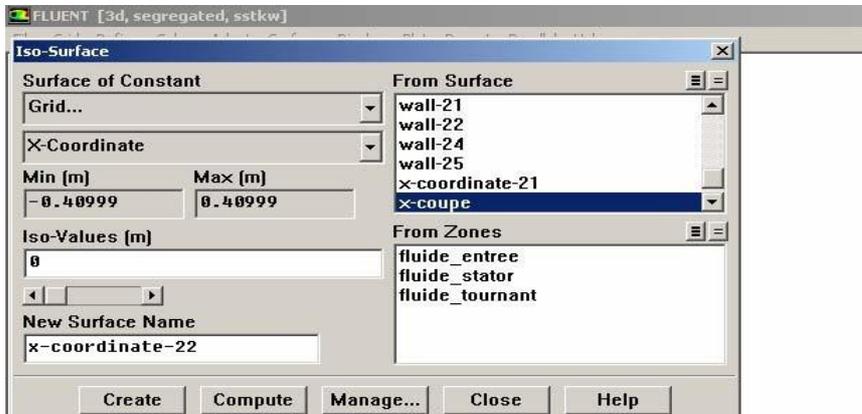


Figure 32 : Création d'une surface de contrôle

XVIII. POST-TRAITEMENT GRAPHIQUE

Les outils graphiques disponibles dans FLUENT vous permettent de traiter l'information contenue dans votre solution CFD et de visionner facilement les résultats. Les sections suivantes expliquent comment utiliser ces outils pour examiner votre solution.

Display → ...Plot → ...

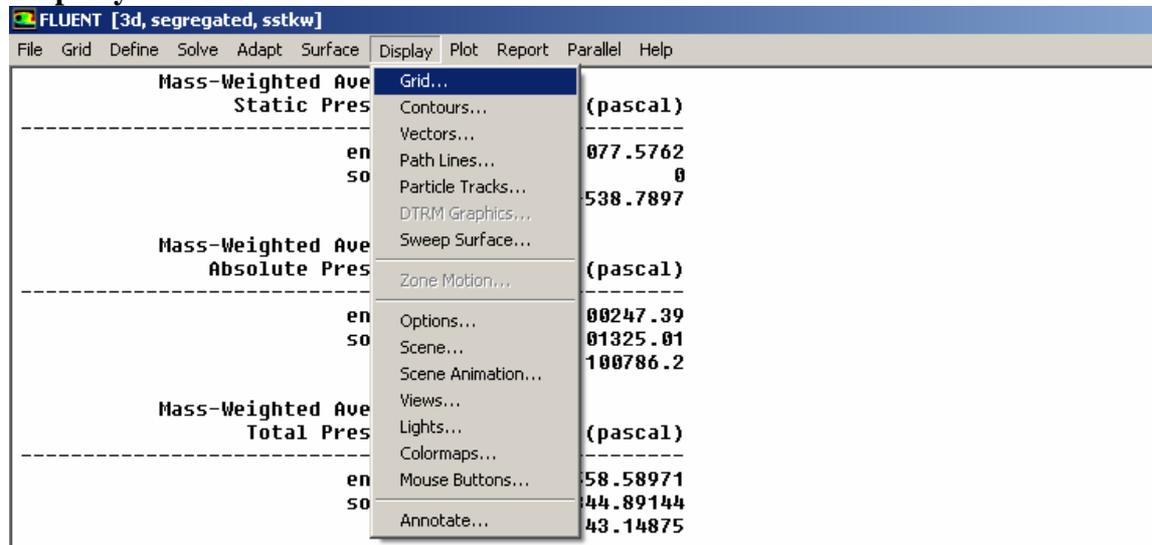


Figure 33 : Post-traitement graphique

1. Affichage des contours des différentes grandeurs

Display → countours ...

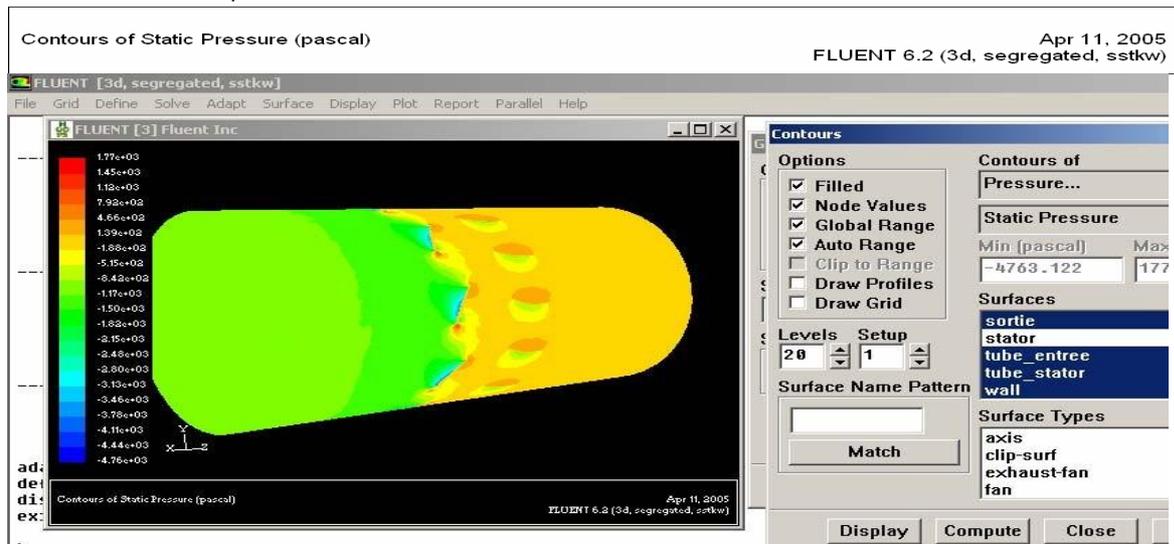
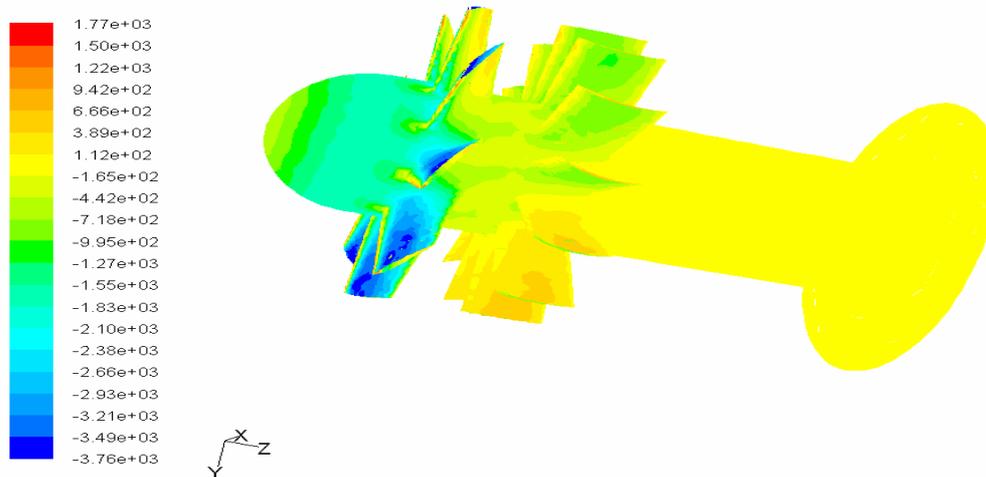


Figure 34 : Affichage des contours de pression

2. Affichage des contours de vecteurs

Display → vectors...

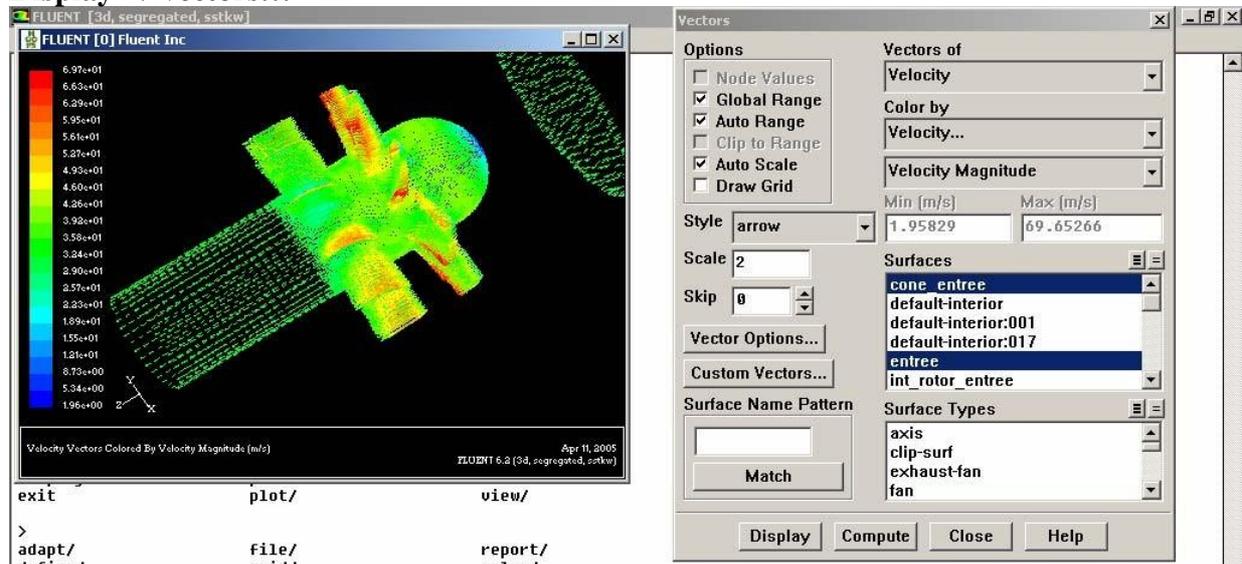


Figure 35 : Affichage des vecteurs vitesse

3. Affichage des lignes de courant

Display → Path Lines...

Pour afficher les lignes de courant

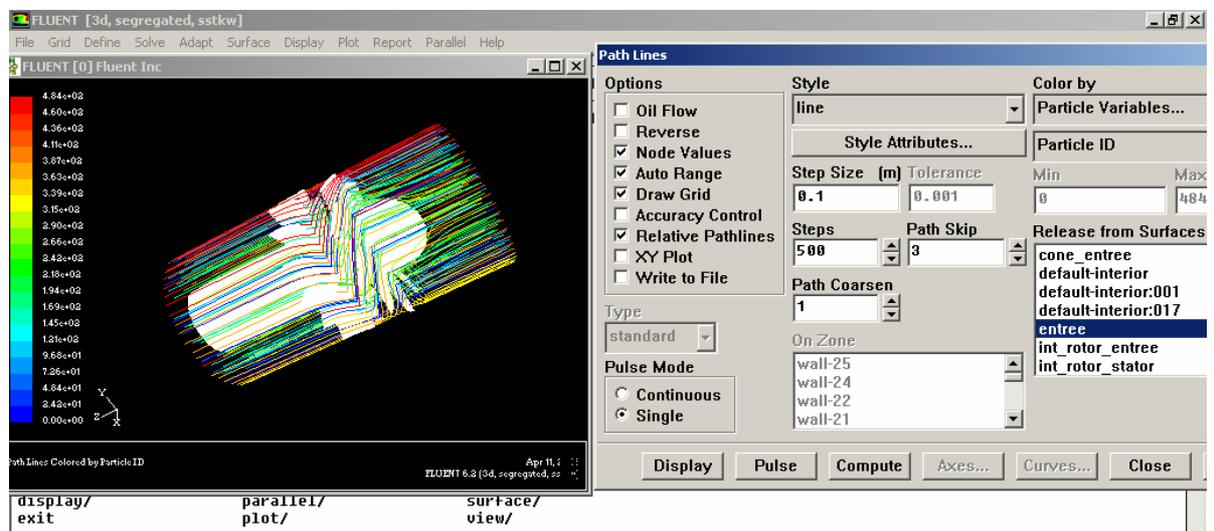


Figure 36 : Affichage des lignes de courant

4. Adaptation du maillage

Une fois le calcul convergé, on peut adapter le maillage suivant différents critères, notamment Yplus et Ystar pour une meilleure modélisation de la turbulence.

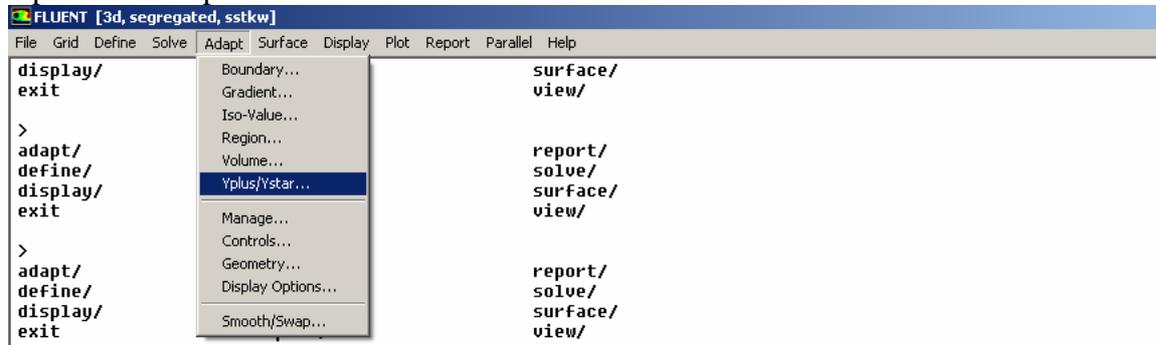


Figure 37 : Adaptation du maillage

Nota : Pour effectuer un calcul instationnaire et tenir compte de l'interaction rotor-stator, il faut passer en Sliding Mesh (Maillage glissant)

ملخص:

لكي يثون المرجل قادر على المنافسة يجب أن يستجيب إلى مواصفات السلامة، وأن يكون غير مكلف قدر المستطاع مع ضمان الخدمة المطلوبة. ينبغي أن يكون خفض التكاليف في جميع مراحل تصميم المرجل. ويبقى بناء غرفة الاحتراق لمرجل الحديد الصلب حتى يومنا هذا مبنيا على الخبرة العملية لل تقنيين و الصناع . ومن أجل العثور على أفضل الطرق يسمح لنا بللحصول على إحتراق كلي و مثالي وتقليل المخاطر في الأجهزة المستخدمة، تم إجراء دراسة رقمية على غرفة الاحتراق من خلال حارق غاز الميثان في اتجاه المحور المتماثل من غرفة الاحتراق للمرجل الصلب CH01 من شركة SARL ECOCHAUDIÈRE للإجابة على الأسئلة التي تم طرحها لمشاكل الخدمة الفنية التي كانت على شكل تشوه في غرفة الاحتراق وبذلك تدهور كفاءة المرجل. تم تحقيق محاكاة عددية للمشكلة بمساعدة البرنامج التجاري (Fluent) ، وذلك باستخدام نماذج الاضطراب k-ε الاحتراق المعياري " Eddy Dissipation". و الذي يعتمد في حل المعدلات التفاضلية على استعمال طريقة الأحجام المنتهية في البعد الثالث ودرسنا تأثير التغير في شكل الطرف السفلي لغرفة الاحتراق، والديناميكيات، والبنية الحرارية للتدفق كما تحصلنا على نتائج تفيد حل مشكلة الاحتراق وكذا كفاءة المرجل.

كلمات مفتاحية: طريقة الأحجام المنتهية، الاحتراق، المحاكاة، المرجل، الحارق، برنامج الفلويونت، برنامج الغامبيت.

Abstract:

For a boiler must be competitive at the risk of making the obvious, be as inexpensive as possible while ensuring the required service. Reduce costs should be at all stages of the design of the boiler. The construction of the combustion chamber of a steel boiler remains to this day based on the practical experience of tradesmen. In order to find the best scenario that allows us to enjoy the energy of combustion and recovery and minimize risk deterioration of the devices used, a numerical study was conducted on a coaxial jet by a methane-air burner for air blown attached to the symmetrical axis of the combustion chamber of the steel boiler model CH01 of company SARL ECOCHAUDIÈRE answer questions put by the technical service concerning deformation was home to bottom and the efficiency of the boiler. The numerical solution of the problem is realized with the help of Ansys commercial code (Fluent), using turbulence models k-ε standard combustion "Eddy Dissipation". Using the finite volume method for solving partial differential equations.

Keywords: *Finite Volume Method, Combustion, Simulation, Burner, Boiler, Fluent, Gambit.*

Résumé :

Pour qu'une chaudière soit compétitive elle doit, au risque de formuler une lapalissade, coûter le moins cher possible tout en assurant le service exigé. Réduire les coûts doit se faire à toutes les étapes de la conception de la chaudière. L'intérieur de la chaudière est différent suivant l'architecture présente par le constructeur, La construction de la chambre de combustion d'une chaudière en acier reste jusqu'à nos jours basée sur l'expérience pratique des hommes de métier. Afin de retrouver le meilleur scénario qui nous permet de mieux profiter de l'énergie de combustion, on a réalisé une étude numérique sur un jet coaxiaux de méthane-air par un bruleur a air soufflée fixée a l'axe symétrique de la chambre de combustion du chaudière en acier model CH01 de la société ECOCHAUDIÈRE pour répondre a des questions poser par le service technique concernons des déformations a le fond de foyer et le rendement de la chaudière. La résolution numérique du problème est réalisée a l'aide de code Ansys (Fluent), en utilisant les modèles de turbulence k-ε standard, de combustion « Eddy Dissipation », qui utilise la méthode des volumes finis pour la résolution des équations aux dérivées partielles.

Mots clés : *Méthode de Volumes Finis, Combustion, Simulation, Chaudière, Bruleur, Fluent, Gambit.*