

N°.d'ordre: .../.../2010
Série :..../GM/2010



MÉMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Génie Mécanique

OPTION: « Energétique Appliquée en engineering »

Intitulé :

ETUDE DE L'AERODYNAMIQUE SANS ET AVEC REACTION CHIMIQUE DANS UNE CHAMBRE DE COMBUSTION COMPORTANT UN ELARGISSEMENT ET UN RETRECISSEMENT BRUSQUE

Par

Abdelkader FILALI

JURY:

Président	: Mr. S. BOUDEBOUS	Prof. Université Mentouri Constantine
Rapporteur	: Mr. Z. NEMOUCHI	Prof. Université Mentouri Constantine
Examineur	: Mr. R. BESSAIH	Prof. Université Mentouri Constantine
Examineur	: Mr. O. KHOLAI	M.C. Université Mentouri Constantine

.....2010

*Je tiens tout d'abord à remercier Mr. **Zoubir NEMOUCHI**, Professeur au département de génie mécanique, Université Mentouri Constantine, encadreur de mon mémoire de magister, pour la confiance qu'il m'a accordé en me proposant ce mémoire. De plus, son enthousiasme et sa confiance qui m'ont donné les motivations nécessaires pour réaliser ce travail. Je n'oublierai pas la grande humanité dont il m'a fait preuve.*

Je souhaite également remercier les membres du jury de mon mémoire composé de :

*Mr. **Saadoun BOUDEBOUS**, Professeur au département de génie mécanique, Université Mentouri Constantine, qui m'a fait l'honneur d'accepter d'être président du jury de soutenance de ce mémoire. Je remercie également Mr. **Rachid BESSAÏH**, Professeurs au département de génie mécanique, Université Mentouri Constantine et Mr. **Omar KHOLAI**, Maître de conférences au département de génie mécanique, Université Mentouri Constantine, pour l'importance qu'ils ont accordé à mon travail en acceptant d'être membre de ce jury et pour le temps qu'ils ont consacré à l'examen de ce mémoire*

Mes remerciements s'adressent à toute ma famille et particulièrement à mes parents qui ont été toujours présent, et la cause de ma réussite après Dieu.

*Je tiens remercier aussi Mr. **Ismail BENISSAAD** Maître de conférences au département de génie Mécanique et chef de département de génie mécanique pour les moyens qu'il a mis à notre disposition*

Je tiens enfin à remercier également tous mes collègues et amis pour leur soutien, conseil et aide durant ces deux années

Nomenclature

$A_{P,E,W,N,S}$: coefficients du système d'équations algébriques pour les nœuds P,E,W,N,S

C_p : chaleur spécifique à pression constante (j/kg K)

D_h : diamètre hydraulique (m)

$D_{i,m}$: coefficient de diffusion de l'espèce i dans le mélange (m^2/s)

E : énergie totale (j)

m : masse (kg)

\dot{m} : débit massique (kg/s)

I : intensité de turbulence (%)

k : énergie cinétique turbulente (j/kg)

Pe : nombre de Peclet

Re : nombre de Reynolds

R_i : taux de production de l'espèce par réaction chimique ($kg/m^3.s$)

Sc : nombre de Schmidt

Sc_t : nombre de Schmidt turbulent

S : nombre de swirl

S_\emptyset : terme source de \emptyset par unité de volume

T : température (K)

t : temps (s)

U, V, W : vitesses moyennes (m/s)

Y_i : fraction massique d'une espèce i

Lettres grecques :

Γ_Φ : coefficient de diffusion de Φ

ε : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)

μ : viscosité dynamique (kg/m.s)

μ_t : viscosité dynamique turbulente (kg/m.s)

ν : viscosité cinématique (m^2/s)

ν_t : viscosité cinématique turbulente (m^2/s)

ρ : masse volumique (kg/m^3)

λ : conductivité thermique (w/mK)

α : coefficient de sous relaxation

σ_k : Nombre de Prandtl laminaire associé à k

$\sigma_{k,t}$: Nombre de Prandtl turbulent associé à k

Indices :

e : la face est du volume de contrôle

w : la face ouest du volume de contrôle

n : la face nord du volume de contrôle

s : la face sud du volume de contrôle

E : noeud considéré du coté est de P

W : noeud considéré du coté ouest de P

N : noeud considéré du coté nord de P

S : noeud considéré du coté sud de P

nb : nœuds voisins.

Résumé :

La compréhension de la combustion turbulente représente un intérêt capital dans le domaine des écoulements réactifs. Les flammes turbulentes prémélangées sont un type de cette combustion. Elles ont reçu un intérêt particulier dans le présent travail car se trouvant dans diverses applications domestique et technologiques.

La première partie de ce présent travail est une contribution à l'étude numérique par l'adaptation d'un programme de calcul en « FORTRAN » basé sur la méthode des volumes finis, d'un écoulement laminaire avec tourbillonnement sans réaction chimique dans une chambre simplifiée comportant un élargissement brusque à l'entrée et un rétrécissement brusque à la sortie.

La deuxième partie est une simulation numérique d'un écoulement turbulent réactif avec swirl dans une chambre de combustion d'une turbine à gaz. La modélisation de la combustion est basée sur le modèle EDM « Eddy Dissipation Model ». Le modèle $k-\epsilon$ est utilisé pour modéliser la turbulence.

Le modèle géométrique ainsi que les conditions aux limites ont été élaborés à l'aide du générateur de maillage du programme « GAMBIT ». Les différentes simulations numériques ont été faites à l'aide du code de calcul en volumes finis « FLUENT 3DDP » version 6.1.

Des résultats intéressants ont été obtenus concernant les champs dynamique, de température, les fractions massiques des différents espèces impliquées dans le processus de combustion telles que le méthane (CH_4), l'oxygène (O_2), le dioxyde de carbone (CO_2), l'eau (H_2O) et le monoxyde de carbone (CO) source des problèmes de pollution.

Mots clés : Swirl, combustion turbulente, flamme prémélangée.

Abstract:

The understanding of turbulent combustion is of a capital interest in the field of reactive flows, due to the complexity of the phenomena brought into play but also because very widespread in our practical life. The premixed turbulent flames are one type in various domestic and technological applications.

The first part of this present work is a contribution to the numerical study, by the adaptation of a computation program in « FORTRAN » based on the finite volumes method, of a laminar flow with swirl without chemical reaction in a simplified chamber comprising a sudden expansion at the entry and an abrupt contracting at the exit.

The second part is a numerical simulation of a swirling reactive turbulent flow in a combustion chamber of a gas turbine. The modeling of combustion is based on the model of EDM« Eddy Dissipation Model ». Turbulence effects are taken into account using the k- ϵ model.

The problem was tackled by using the computer codes « GAMBIT » (grid generator) to generate the grid and « FLUENT 3DDP » (solver) to solve the flow. In the case of the reactive flow, interesting results were obtained concerning the fields of temperature, velocity and mass fractions of the various species such as methane (CH₄), oxygen (O₂), the carbon dioxide (CO₂) and water (H₂O) in the computational field, and carbon monoxide (CO) source of pollution problems.

Keywords: swirl, turbulent combustion, premixed flames.

ي ه خص:

ي عد المحراق ي أهى أهى اهش بل يطع يت وناص أع ويتا ي تهمى اهتا أهى ي ش ا يطش فنل عاء وان شش ط الأسلى ي نيتى المحراق أهى نفوش ل صغش ل حطبم المحراق, الأكسد دي و الشش لة ل كهلل ي قان تي ي الن ية تى الاشتعال. لضع أول ي هز. ل نل س ية ت ج س ح ق ك ي ي فبش لى ح س ل ي اع ت ادا عه شط ية ت ل ح دى و ل ت ه ي ت س ب ت ع ال «FORTRAN» و ل ه ذ ف أهى ن ل س ت ش ي أن أهى اء ل ه ي ن ي ل ن ظ ل ب ذ و ن ف ع م ك ي ي أ ي ل ن خ ي ل ف ي ش ف ت ل ش ا ق ب س ط ي ل خ ل ل ت ع ر ي ض ع ي ف و ش و خ ا ي ل ف ت ي ي ك ع ي ف.

لضع ل ن ا ي ت ع ك ب ل ح ك ا ت ل ل ي ت ه س و ي ا ن ل و ب ج ا س ت ع ا ل ن ب ش ل ي ح «FLUENT 3DDP» ب ي خ ي ن ف ع م ك ي ل ي ل ي دا خ م ش ف ت ح ش ر ق ش ب ا ي ي ع ن ت ح ي ش ت ع ا ه ا ن ي ر ج «Eddy Dissipation Model» المحراق وان ي ر ج $k-\epsilon$ ل س ر ي ا ن ا ل ه ل ج, و ا ل ه ذ ف أهى ح س ا ب س خ ا ت ل ه س لة, ل ش و ل ل ن ل ك س ي ت ن ع ا ص و ش ل ن ح ت ع ت ك ل ي ت ا (CH₄), الأكسد دي (O₂), ا ل ي ك س ي ذ ن ك ب ي (CO₂) و ل اء (H₂O), و ك ن ك ل ن ه ل ا ت ل ه ي ت ك أ و ا ل ك س ي ذ ن ك ب ي (CO).

Sommaire

Chapitre I :

Introduction générale

I.1. INTRODUCTION.....	1
I.2. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	4
I.3. OBJECTIF DU TRAVAIL.....	8
I.4. CONTENU DU MEMOIRE.....	8

Chapitre II :

Les écoulements swirlés

II.1. INTRODUCTION.....	9
II.2. PROCESSUS DE COMBUSTION	9
II.3. COMBUSTION LAMINAIRE.....	10
II.3.1 Flamme laminaire prémélangée	13
II.4. COMBUSTION TURBULENTE.....	11
II.4.1 Régime de combustion turbulente.....	12
II.4.1 Les trois types de flamme turbulente de prémélange	13
II.5. LES ECOULEMENTS A SWIRL	16
II.5.1. Définition du nombre de swirl « S ».....	16
II.5.2. Classifications des écoulements en fonction de « S ».....	16
II.5.3. L'effet du swirl sur les écoulements.....	18

Chapitre III :

Formulation mathématique

III.1. INTRODUCTION.....	19
III.2. FORME GENERALE DE L'EQUATION DE TRANSPORT DANS LE SYSTEME CYLINDRIQUE (CAS NON REACTIF).....	19
III.2.1. Hypothèses simplificatrices pour le cas laminaire.....	19
III.3. FORME GENERALE DE L'EQUATION DE TRANSPORT DANS LE SYSTEME CARTESIEN(CAS REACTIF).....	21
III.3.1. L'équation de continuité.....	21
III.3.2. Les équations de quantité de mouvement.....	22
III.3.3. L'équation d'état.....	22
III.3.4. L'équation de l'énergie.....	23

III.3.5. L'équation de conservation des espèces chimiques.....	23
III.4. TRANSFERT TURBULENT.....	23
III.4.1. Modèle de turbulence : Le modèle k - ϵ standard.....	23
III.4.1.1. L'équation de l'énergie cinétique de turbulence.....	24
III.4.1.2. L'équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence.....	25
III.5. MODELISATION DE LA COMBUSTION TURBULENTE.....	25
III.5.1. Modèle eddy dissipation.....	26
III.6. VOISINAGE DES PAROIS.....	27

Chapitre IV :

Méthode numérique

IV.1. INTRODUCTION	29
IV.2. QUELQUES DETAILS SUR LA DISCRETISATION.....	30
IV.2.1. Schémas employés dans la partie programmation	30
IV.2.2. Schémas employés dans la partie Fluent	32
IV.3. DETAILS NUMERIQUES UTILISES DANS CE TRAVAIL.....	35
IV.3.1. Cas non reactif laminaire – Etude par la programmation	35
IV.3.1.1. La géométrie et les condition aux limites.....	35
IV.3.1.2. Le maillage.....	36
IV.3.2. Cas turbulent reactif – Etude par le code Fluent.....	40
IV.3.2.1. La géométrie.....	40
IV.3.2.2. Le maillage.....	41
IV.3.2.3. Données du problème et conditions aux limites.....	41

Chapitre V :

Résultats et discussions

V.1. INTRODUCTION.....	45
V.2. CAS NON REACTIF (ECOULEMENT LAMINAIRE SANS SWIRL)	45
V.2.1. Validation des résultats numériques	45
V.3. CAS NON REACTIF (ECOULEMENT LAMINAIRE AVEC SWIRL).....	48
V.3.1. Effet du maillage.....	48
V.3.2. La composante de vitesse axiale	49
V.3.3. La composante de vitesse radiale	50
V.3.4. La composante de vitesse tangentielle.....	51
V.3.5. La pression statique	52

V.4. CAS REACTIF (ECOULEMENT TURBULENT).....	53
V.4.1. Effet du maillage.....	53
V.4.2. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux	54
V.4.3. La composante de vitesse axiale	58
V.4.4. La composante de vitesse radiale	60
V.4.5. La composante de vitesse tangentielle.....	61
V.4.6. La pression statique	62
V.4.7. La température statique	64
V.4.8. L'énergie cinétique turbulente k.....	66
V.4.9. La fraction massique du CH ₄ et du O ₂	68
V.4.10. La fraction massique du CO ₂ et du H ₂ O.....	70
V.4.11. La fraction massique du CO.....	72
V.4.12. Le taux de réaction -1 et le taux de réaction -2.....	74
V.4.13. La fraction massique de N ₂	74
CONCLUSION.....	76
REFERENCES	78

Chapitre I

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

I.1.Introduction

I.2. Etude bibliographique

I.3. Objectif du travail

I.4.Contenu du mémoire

I.1. Introduction

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 permet de visualiser les résultats d'un écoulement sur un simple écran d'ordinateur, en 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 est l'un des thèmes privilégié de l'énergétique. Ce travail a pour but la simulation des écoulements avec et sans réactions chimiques. La combustion est aujourd'hui un des principaux moyens de conversion de l'énergie. Elle est utilisée dans de nombreux systèmes pratiques aussi bien pour produire de la chaleur (chaudières ou fours domestiques et industriels), de l'électricité (centrales thermiques), que pour le transport (moteurs automobiles et aéronautiques, moteurs fusées,...).

La combustion peut être caractérisée comme une (ou des) réaction(s) irréversible(s) fortement exothermique(s) entre un combustible et un comburant (ou oxydant) selon le schéma global :



Plus précisément, cette réaction induit un fort dégagement de chaleur dans une zone très mince (les épaisseurs typiques de flamme sont de l'ordre de 0.1 à 1 mm) conduisant à des gradients thermiques très élevés (le rapport des températures entre réactifs et produits de combustion est couramment de 6 à 8) et à de larges variations de

la masse volumique. Les équations différentielles régissant les taux de réaction peuvent être raide et non linéaires (loi d'Arrénius).

Une autre raison qui a motivé ce travail est le fait que l'Algérie est un pays disposant de ressources pétrolières et gazières importantes, doit disposer de ressources humaines et de recherche scientifique conséquente spécialisée dans le domaine de la combustion et ses applications. L'autre raison est que les écoulements des fluides rencontrés dans l'industrie ont le plus souvent un caractère complexe qui est dû à la nature des fluides eux même et à plusieurs facteurs qui peuvent les influencer. De ce fait il est nécessaire de comprendre les processus physique et chimique prépondérants au sein du système de combustion telle que la stabilité des flammes, l'interaction entre la turbulence et les réactions chimiques et le comportement dynamique.

Les écoulements turbulents réactifs caractérisent aujourd'hui la grande majorité des systèmes énergétiques non nucléaire. Même si les flammes de diffusion sont préférées, pour des raisons évidentes de sécurité, notamment dans les applications industrielles du type brûleurs, les flammes de prémélange ont également un grand champ d'application. Comme les moteur a combustion interne a allumage commandé ou les foyers de réchauffé des réacteurs aéronautiques. En effet, et en se limitant uniquement au cas des flammes turbulentes de prémélange, la plupart des études expérimentales portent sur l'investigation détaillée de la structure dynamique ou scalaire d'une flamme donnée. Cet aspect nous parait pourtant fondamental tant pour la compréhension phénoménologique des interactions qui caractérisent les flammes turbulentes que pour tester les domaines de validité des modèles théoriques et des codes de prédiction numérique.

La maîtrise de ces écoulements est nécessaire pour l'amélioration des performances des matériels existants et la mise au point de concepts nouveaux. La simulation numérique, et notamment la simulation instationnaire des écoulements tourbillonnaires, sont un outil aujourd'hui privilégié pour l'analyse de la dynamique des écoulements. Aussi, de nombreux efforts sont entrepris pour améliorer la fiabilité et le domaine de validité de ces simulations.

On dit qu'un écoulement est « swirlé » lorsque le fluide a un mouvement de rotation par rapport à la direction principale de l'écoulement. Les écoulements swirlés sont présents dans de nombreuses applications industrielles. Pour les écoulements non réactifs, on peut citer les cyclones séparateurs, les tourbillons de sillages des avions ou les machines d'épandage agricole. Pour les écoulements réactifs, on peut citer les turbines à gaz, les moteurs à pistons et certains fours industriels. Des phénomènes naturels tels que les tornades ou les cyclones entrent aussi dans la catégorie des écoulements swirlés.

Les écoulements swirlés présentent des topologies très variées en fonction du rapport entre la vitesse débitante et la vitesse de rotation. Si ce rapport est suffisamment grand, il se forme une zone de recirculation sur l'axe de rotation. Cette propriété est utilisée dans les foyers de turbines pour stabiliser la flamme et la rendre compacte.

Dans les turbines, l'intérêt des écoulements swirlés est de créer une zone de recirculation au centre de la chambre. Cette zone sert d'accroche flamme, elle retient une partie des gaz chauds pour la stabilisation de flamme. Un autre avantage par rapport à l'utilisation d'une accroche flamme classique (dièdre dans les chambres de post combustion par exemple) est que cette zone recirculée génère une perte de charge plus petite qu'un obstacle dans l'écoulement.

La pollution par les moteurs aéronautiques est un problème majeur que le concept de foyer prémélangé, prévaporisé pauvre (ou LPP pour lean premixed prevaporized) peut permettre de réduire. En effet, ces foyers tendent à optimiser la combustion en favorisant le mélange en créant un écoulement swirlé. Le jet swirlé a deux fonctions : la première est d'augmenter le mélange entre les espèces, et le second, par la zone de recirculation créée au niveau de l'axe, d'accrocher la flamme, soit la stabiliser. De plus, avec ce système, on utilise un mélange pauvre qui permet de s'éloigner des conditions stœchiométriques, auxquelles les températures sont les plus élevées et donc la production d'oxyde d'azote également. Il semble donc que le concept de foyer prémélangé, prévaporisé pauvre soit un système avantageux qu'il est bon d'étudier si l'on souhaite réduire à terme les émissions de polluants par les moteurs aéronautiques.

I.2. Etude bibliographique

Les écoulements turbulents réactifs avec swirl restent un important sujet d'étude dans la communauté de la combustion, car ils favorisent la stabilisation de la flamme et ils sont couramment employés pour mélanger efficacement le combustible à l'air. Le swirl est un élément essentiel dans les chambres de combustion modernes conçues pour fonctionner en mélange pauvre afin de réduire la formation de polluants. Ainsi, la contribution du mouvement de swirl au mélange permet à la fois de diminuer les émissions de polluants, d'augmenter l'efficacité et de faciliter la stabilisation de la combustion. Rawe et Kremer [1] déclarent que dans un écoulement swirlé, la rotation du fluide sur lui-même crée une dépression au niveau de l'axe. Si cette dépression est suffisamment importante, elle peut créer une zone de recirculation sur l'axe de la chambre. La quantité de mouvement tangentielle permet de stabiliser et d'améliorer le mélange. Beaucoup d'études expérimentales sur les écoulements turbulents réactifs avec swirl dans des chambres de combustion ont été conduites en utilisant le système " Laser Doppler Anemometer " (LDA). Des distributions de fluctuation moyennes détaillées de la vitesse axiale, radiale, tangentielle, et Probability Density Functions (PDF) pour les vitesses axiales et tangentielles instantanées de gaz sont obtenues par Larue et al [2] et Anacleto et al [3] sous différentes circonstances. Elles fournissent des données utiles pour la conception et l'optimisation de chambre de combustion, et également pour valider des modèles de combustion.

La plupart des études réactives swirlées utilisent des valeurs élevées du swirl, généralement $S > 0,6$. Ainsi, la formation d'une zone de recirculation est assurée, ce qui amplifie la dynamique du mélange et participe à la stabilisation de la flamme. L'effet de la zone de recirculation est étudié par Chen et Driscoll [4]. Ils montrent que lorsque le nombre de swirl augmente, la longueur de la flamme peut être réduite d'un facteur 5. D'autres études de Tangirala et Driscoll [5] montrent que la réaction favorise la formation de la zone de recirculation, puisque le même cas test à froid ne présente pas de zone de recirculation. Des expériences plus récentes de Feikema et al [6] montrent qu'avec un nombre de swirl suffisamment petit la zone de recirculation ne se forme pas. Ces conditions à faible nombre de swirl peuvent avoir un effet bénéfique pour la stabilité et les limites d'extinction d'une flamme issue d'écoulements coaxiaux de fuel et d'air. En particulier, les flammes pauvres sont généralement plus stables lorsque

l'écoulement est faiblement vrillé, car la vitesse du swirl peut étirer la flamme jusqu'à provoquer l'extinction.

Beér et Chigier [7] rapportent que pour les écoulements swirlés non-réactifs, $S > 0.6$ est nécessaire pour établir une zone de recirculation interne. Cependant, avec l'addition du dégagement de la chaleur, des zones de recirculations peuvent être établies dans les écoulements ayant des nombres de swirl sensiblement plus petits. Chen et Driscoll [8], par exemple, affirment l'apparition de la zone de recirculation dans une flamme tourbillonnante avec $S = 0.2$. De même, Tangirala et al [9] constatent que pour un écoulement réactif le nombre de swirl $S = 0.7$ est nécessaire pour l'apparition de la zone de recirculation. La conclusion significative est que le dégagement de la chaleur augmente la susceptibilité d'un écoulement tourbillonnaire, ça peut être expliqué par l'effet de changement de densité.

D'après Lartigue [10], de nouveaux outils numériques sont désormais capables de prédire les instabilités de combustion en introduisant les écoulements swirlés. Il décrit une nouvelle formulation d'un code de Simulation des Grandes Echelles (le code AVBP, développé conjointement par le CERFACS et l'IFP) afin de le rendre capable de modéliser très précisément les phénomènes thermodynamiques et chimiques liés à la combustion. Une validation de ce travail était présentée dans une géométrie complexe (le foyer PRECCINSTA). Les résultats numériques sont comparés avec succès à des mesures expérimentales effectuées par le DLR Stuttgart (Allemagne).

Zhang et Nieh [11-12] ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement turbulent tourbillonnaire et la combustion pulvérisée de charbon dans le VC " Vortex Combustor " en présentant le modèle de turbulence Algébrique Reynolds Stress Model (ARSM). Ils ont décrit en détail les caractéristiques de l'écoulement et la combustion des particules de gaz, relatives à la turbulence, la température, concentrations d'espèces, densité de particules, trajectoires. Ils ont constaté que l'écoulement de gaz dans le VC avec un tube central coaxial et des injections d'air multiples se caractérise par l'apparition d'une zone de recirculation.

D'autres simulations numériques des écoulements turbulents fortement swirlés ont été faites dans une chambre de combustion VC par Ridluan et al [13]. Un travail complet est conduit sur un écoulement isotherme tridimensionnel dans un VC en utilisant trois modèles de premier ordre de turbulence : le modèle k- ϵ standard de

turbulence, le modèle Renormalized Group (RNG) $k-\varepsilon$ et le modèle Shear Stress Transport (SST) $k-w$ et un modèle de second ordre de turbulence, Le modèle Reynolds Stress Model (RSM) ainsi qu'un schéma de différence de second ordre. Le calcul indique que le RSM est supérieur aux autres modèles de turbulence en capturant l'effet swirl en comparaison avec les mesures. Les résultats numériques pour l'écoulement VC fournissent les caractéristiques de l'écoulement en termes de paramètres appropriés pour la conception VC, composées de vitesses axiales et tangentielles, champ de pression, et l'énergie cinétique de turbulence.

Des simulations de grandes échelles (LES) ont été effectuées pour deux cas d'écoulement réactif et non-réactif dans un brûleur industriel de turbine à gaz en utilisant un solveur compressible non structuré par Selle et al [14]. Les résultats numériques sont comparés avec des mesures expérimentales en termes de vitesses axiales et tangentielles (moyenne et RMS), et la température moyenne et l'existence des instabilités naturelles telles que Precessing Vortex Core (PVC). D'autre part la LES est exécutée par Roux et al [15] avec un mécanisme en deux étapes pour la combustion de l'air – méthane et un modèle de flamme épaisse. Le régime de la combustion est partiellement pré-mélangé. Pour cette géométrie très complexe, les résultats démontrent la capacité de la LES à prévoir l'écoulement moyen, avec et sans combustion, aussi bien que ces modes instables : par exemple, le mode de PVC est très fort pour l'écoulement à froid mais disparaît avec la combustion. Martin et al [16], accentuent également le besoin des conditions de frontière bien définie : par exemple, le calcul doit inclure des vannes appelées "swirlers" ou des injecteurs inclinés.

Afin de réduire les émissions d'oxyde d'azote (NO_x) dans les systèmes de combustion industriels, l'utilisation d'injecteurs fonctionnant en régime de combustion pauvre et prémélangée s'est largement répandue depuis quelques années. Cependant, dans ce régime, de fortes instabilités de combustion peuvent se produire et endommager le dispositif ou causer l'extinction de la flamme. Un aperçu des études récentes de la combustion dans les écoulements swirlés est présenté par Syred et Beer [17]. Des études plus récentes ont été réalisées par Claypole et Syred [18], sur des chambres de combustion avec écoulements swirlés pour analyser l'effet du swirl sur la formation de NO_x , les limites de stabilité par Rawe et Kremer [1], les limites de soufflage de la flamme par Feikema et al [6], et la stabilisation de la flamme par Escudier [19] et Hillemanns et al [20].

Parmi les cas d'études, on peut citer la chambre de combustion à géométrie variable installée à l'Université de Maryland, pour caractériser la stabilité et les niveaux d'émission dans des écoulements complexes swirlés Gupta et al [21]. Une étude menée par John et Samuelson [22] utilise des techniques de contrôle actif à une flamme stabilisée par le swirl dans une chambre de combustion. Ils font varier l'intensité du swirl et le débit d'air pour optimiser les performances du brûleur en termes de production de NO_x et d'efficacité de la combustion.

L'industrie de production d'électricité utilise largement les brûleurs d'écoulement tourbillonnant " swirlés " parce qu'ils fournissent une stabilité de flammes signifiant un contrôle de formation des NO_x. Des recherches intensives expérimentales et numériques explorent les propriétés de tels brûleurs Gupta et al [23], Zhang et Nieh [24] et Widmanne et al [25], le but final de cette recherche d'écoulement tourbillonnant avec combustion doit fournir le brûleur optimal pour réduire au minimum les émissions de NO_x avec une efficacité élevée de combustion. L'introduction d'un mouvement de rotation « swirl » permet d'augmenter la stabilité de la flamme grâce à la création d'une recirculation de gaz brûlés en sortie d'injecteur et aussi de limiter les émissions de NO_x en améliorant le mélange combustible / comburant Syred [26]. Cependant, Ducruix et al [27] déclarent que dans les écoulements « swirlés » se développent souvent périodiquement de grandes structures tourbillonnaires dont l'interaction avec la flamme et les modes acoustiques du brûleur peut provoquer de fortes instabilités

L'influence des modèles de turbulence sur la simulation des jets et des flammes a été explorée par plusieurs auteurs comme Kucukgokoglan et al. [28] qui ont présenté dans leur travail une description de la performance de trois variantes du modèle de turbulence k-ε: (k-ε Standard, RNG k-ε et k-ε Réalisable) pour un écoulement turbulent isotherme avec swirl, dans un four à plusieurs brûleurs. Ils ont expliqué que c'est à une distance égale à au moins une fois et demi du diamètre de ce type de brûleurs, en aval de la sortie, que l'allumage de flamme se produit généralement et que c'est dans cette région aussi qu'il y a une production d'une quantité substantielle de toutes les émissions des oxydes d'azote (NO_x). Ils ont trouvé que l'utilisation de ces trois variantes du modèle k-ε, pour la simulation des écoulements turbulents isothermes avec swirl, donne des résultats très intéressantes et plus proches des résultats expérimentaux.

I.3. Objectif du travail

L'objectif de ce travail est l'étude numérique de l'aérodynamique sans et avec réaction chimique dans une chambre de combustion comportant un élargissement et un rétrécissement brusque.

Le travail proposé, est composé de deux parties. La première est l'adaptation d'un programme de calcul basé sur la méthode des volumes finis, pour l'étude de l'écoulement de fluides passifs dans une chambre de combustion simplifiée comportant un élargissement brusque à l'entrée et un rétrécissement brusque à la sortie. Le schéma hybride a été utilisé pour la discrétisation des différents termes convectifs dans les équations gouvernantes.

La deuxième étape est une simulation, à l'aide d'un logiciel « Fluent », de la combustion prémélangée dans une chambre de combustion de géométrie complexe. Nous présentons différents champs caractéristiques de l'écoulement tels que pression, vitesse, température, énergie cinétique de turbulence et fractions massiques de différentes espèces. Les résultats numériques de ce travail sont comparés à des résultats expérimentaux disponibles en vue de la validation des outils numérique.

I.4. Contenu de mémoire

Ce mémoire comporte cinq chapitres :

- Dans le premier, une introduction générale est présentée pour la problématique des écoulements tourbillonnaires avec réaction chimique et une étude bibliographique.

- Le deuxième chapitre représente une généralité sur la combustion et les écoulements swirlés.

- 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 brièvement les schémas numériques utilisés, les configurations géométriques traitées et les conditions aux limites appropriées.

- Le cinquième chapitre représente les résultats et les discussions.

Enfin une conclusion générale résume les résultats trouvés.

Chapitre II

Généralités

sur

la combustion

II.1. Introduction

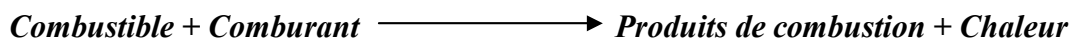
Dans les fours industriels, les flammes turbulentes qui s'y propagent peuvent être classées en deux grandes familles :

- Flamme prémélangée où le combustible et le comburant sont intimement mélangés et qui fera l'objet du présent mémoire.
- Flamme non prémélangée où le combustible et le comburant sont amenés séparément.

Dans ce chapitre nous allons nous attarder sur la structure des flammes de prémélanges et de diffusion, en faisant appel aux diagrammes dans lesquels peuvent être répertoriés les différents régimes de flamme et à la fin de ce chapitre, nous citerons les modèles de combustion les plus utilisés pour la description des flammes turbulentes dans le domaine de la chimie infiniment rapide.

II.2. Processus de combustion

La combustion désigne une réaction chimique évoluant rapidement, accompagnée d'émission lumineuse et d'un important dégagement de chaleur selon le schéma global suivant :



Plus précisément, cette réaction :

- **Induit un fort dégagement de chaleur**, qui a lieu dans une zone très mince, les flammes les plus courantes ont des épaisseurs δ_L typiques de l'ordre de 0.1 à 1 mm conduisant à des gradients thermiques très élevés.
- **Correspond un taux de réaction fortement non linéaire** (loi d'Arrhenius).

Différents mécanismes de couplage interviennent en combustion. Les **schémas cinétiques** de la réaction chimique doivent être décrits pour déterminer le taux de consommation du combustible, la formation de produits de combustion et des espèces polluantes et prédire l'allumage, la stabilisation et l'extinction des flammes. Les **transferts de masses**, par diffusion moléculaire ou transport convectif, des différentes espèces chimiques sont aussi des éléments importants des processus de combustion. Le dégagement d'énergie due à la réaction chimique induit des **transferts thermiques** intenses par conduction, convection et /ou rayonnement.

II.3. Combustion laminaire

On considère les flammes en milieu laminaire, c'est à dire en milieu où les échanges par diffusion turbulente sont pratiquement inexistantes. Si les flammes laminaires ne semblent intervenir que dans quelques applications plutôt anecdotiques (bougies et flamme de briquet) la compréhension de la structure de ces flammes est cependant fondamentale pour la description et la modélisation de nombreuses situations industrielles. Notre attention sera focalisée principalement sur les flammes prémélangées considérées dans le présent mémoire.

II.3.1. Flamme laminaire prémélangée

Le combustible et le comburant sont mélangés à l'avance, la propagation de la flamme est le résultat d'une opération composée de deux phénomènes :

Un préchauffage qui se fait sur une épaisseur δp où les réactions chimiques sont inexistantes et où les phénomènes convectifs et de diffusion de masse et de chaleur sont prépondérants.

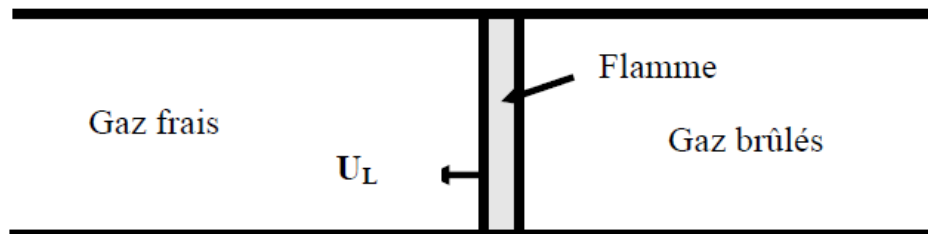


Figure II.1. Structure d'une flamme laminaire prémélangée Borghi [29].

Arrivant à un certain niveau de température, les gaz réagissent en dégageant de la chaleur, c'est la zone de réaction qui se déroule sur une épaisseur δr . Cet échauffement se fait sur une épaisseur δL qu'on appelle épaisseur de la flamme laminaire et qui peut être assimilée à la distance parcourue par la chaleur libérée par réaction pendant le temps τ_c que dure cette réaction. Ainsi, en faisant intervenir le coefficient de diffusion thermique d , l'épaisseur de la flamme s'exprime sous la forme [29] :

$$\delta L \sim (d\tau_c)^{\frac{1}{2}}$$

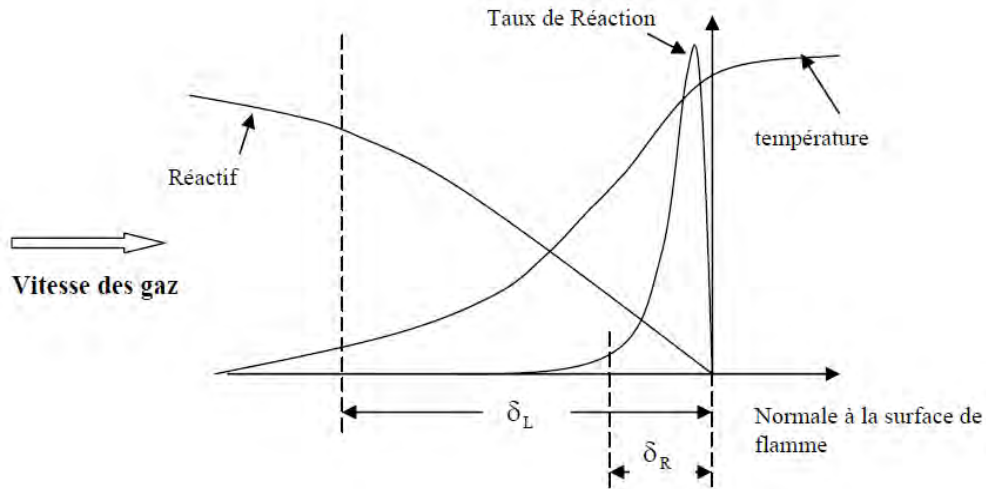


Figure II.2 - Profile d'une flamme laminaire prémélangée Vervisch et Veynante [30].

Ces zones se déplacent dans le milieu à une vitesse de propagation perpendiculaire au front de flamme que l'on appelle vitesse de flamme laminaire et que l'on note u_L .

Cette vitesse dépend de différents paramètres (nature des réactifs, richesse des mélanges et température des gaz frais). Elle est de l'ordre de 0.1 à 1 m/s Vervisch et Veynante [30].

Le raisonnement précédent nous montre que le front de flamme progresse de δ_L pendant le temps τ_c , u_L peut être définie par la relation :

$$u_L \sim \frac{\delta L}{\tau_c} \sim \left(\frac{d}{\tau_c} \right)^{\frac{1}{2}}$$

II.4. Combustion Turbulente

Dans une chambre de combustion, l'écoulement est turbulent, c'est-à-dire que la vitesse des gaz, mesurée en un point, fluctue continuellement de façon apparemment aléatoire, même en régime parfaitement établi, cela est vrai aussi pour la température et toute autre caractéristique du milieu. Cette turbulence est due à une forte vitesse de l'écoulement entrant, elle s'est développée dans le canal amont à cause des gradients de vitesse aux parois et à partir d'obstacles tels que les injecteurs. Le taux de dégagement de chaleur et la structure de la flamme varient selon des temps caractéristiques, qui sont souvent le temps de la réaction chimique τ_c et le temps de fluctuation de l'écoulement τ_t .

II.4.1. Régimes de combustion turbulente

La classification des régimes de combustion turbulente des systèmes de prémélange remonte à Damköhler (1947) qui adopta l'idée qu'une turbulence à grande échelle ne fait que plisser la flamme laminaire sans modification significative de sa structure interne ; alors qu'une turbulence à petite échelle affecte les processus de transfert dans la structure interne de la flamme laminaire. D'après Damköhler, les frontières des régimes de combustion turbulente sont identifiables à l'aide, par exemple, de comparaisons entre les échelles spatiales de la turbulence. Il existe une importante littérature concernant les critères d'identification des régimes de combustion turbulente, la terminologie à adopter, et aussi la reconnaissance des paramètres caractérisant de tels écoulements réactifs Boukhalfa [31].

Pour que notre discussion de la structure des flammes turbulentes de prémélange soit claire, nous commencerons par définir les différents paramètres utilisés à cet effet.

L'énergie cinétique de la turbulence k et l'échelle intégrale spatiale de la turbulence l_t , qui caractérisent la turbulence dans les gaz frais, nous donnent un nombre de Reynolds turbulent :

$$\text{Re}_{l_t} = \left(k^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{l_t}{\nu} \right) \quad \text{Où } \nu \text{ est la viscosité cinématique.}$$

L'échelle intégrale temporelle (τ_t) correspondant au temps caractéristique des gros tourbillons est estimée par ($\tau_t = l_t / k^{1/2}$). L'échelle spatiale de Kolmogorov, représentative de la dimension caractéristique des plus petites structures turbulentes, est estimée par ($\eta_k = (\nu^3 / \epsilon)^{1/4}$), et l'échelle temporelle correspondante par ($\tau_k = (\nu / \epsilon)^{1/2}$) où ($\epsilon = k^{3/2} / l_t$) représente le taux de dissipation de la turbulence, Tennekes et Lumley (1983). L'épaisseur et la vitesse de propagation de la flamme dans un écoulement laminaire sont respectivement : (δ_L) l'épaisseur de Zeldovich et (u_L) et sont connues comme étant uniquement propriétés du mélange réactif à température, pression et composition données, Zeldovich et al (1985). Elles sont reliées par ($u_L = HD / \delta_L$), où D est la diffusivité thermique et H est une constante.

Ces paramètres sont utilisés pour déterminer le temps chimique global ($\tau_c = \delta_L / u_L$) et la valeur du critère égale à (τ_c / τ_k) Gökalp (1987), Ainsi que le nombre de Damköhler $Da = \tau_t / \tau_c$. A partir de ces paramètres, plusieurs types de classifications des régimes de combustion turbulente des flammes de prémélange peuvent être envisagés. La classification la plus générale est celle de Barrère (1974), reprise, et développée par Borghi (1984) et Peters (1988), et qui fait apparaître les différents régimes dans le plan défini par ($k^{1/2} / u_L$) et (l_t / δ_L).

II.4.2. Les trois types de flamme turbulente de prémélange

Régime I : Dans ce régime, on a $Re_{lt} < 1$ et l'on se situe dans le cas où les fluctuations turbulentes sont très petites devant la vitesse de propagation laminaire de la flamme ($u_L \gg k^{1/2}$). Par conséquent la turbulence ne produit aucun effet sur la flamme qui reste laminaire.

Régime II : Ce régime est limité par $Re_{lt} = 1$ et par $\tau_c = \tau_k$ c'est à dire $K-W = 1$, à l'intérieur de ces limites on peut distinguer deux sous-régimes. Le premier est limité par $k^{1/2} < u_L$; le front de flamme laminaire y subit les contraintes de la turbulence dont l'échelle spatiale de Kolmogorov η_k est très grande devant δ_L . Pour un rapport $k^{1/2} / u_L < 1$, le front de flamme est seulement déformé sans être déchiré; c'est le régime des flammes laminaires plissées. Par contre, lorsque $k^{1/2}$ augmente, le rapport $k^{1/2} / u_L$, devient supérieur à l'unité et les plissements ont tendance à se déformer de plus en plus. Dans ce régime, appelé régime des fronts de flammes corruguées, la condition $Re_{lt} > Da \gg 1$ est vérifiée. L'ensemble de ces deux régimes est aujourd'hui communément appelé : Régime des « flammelettes » (figure II.4.a).

Régime III : Ce régime est limité par la ligne droite $K-W = 1$ ($\tau_c = \tau_k$) et par la ligne $Da = 1$ ($\tau_c = \tau_t$). L'échelle de Kolmogorov η_k est donc petite devant l'épaisseur de la flamme laminaire δ_L . Dans ce cas les contraintes dues aux petites structures de la turbulence peuvent influencer la structure interne du front de flamme instantané et donner lieu à son étirement qui peut modifier son épaisseur et sa vitesse de propagation laminaire. Ce régime est appelé : le régime des " flammes plissées-épaissies" et est représenté sur la (figure II. 4.b).

Régime IV : Ce régime est l'extension du régime précédent dans le sens où la réaction est encore plus distribuée dans l'espace. Il se caractérise par un nombre de Damköhler inférieur à 1. Dans ce régime, aucune ondulation ou plissement de la flamme ne peut exister, et il est préférable de parler de "zone de réaction" que de flamme avec une épaisseur définie.

Ce régime est appelé : le régime des "flammes épaissies" et est représenté sur la (figure II.4.c)

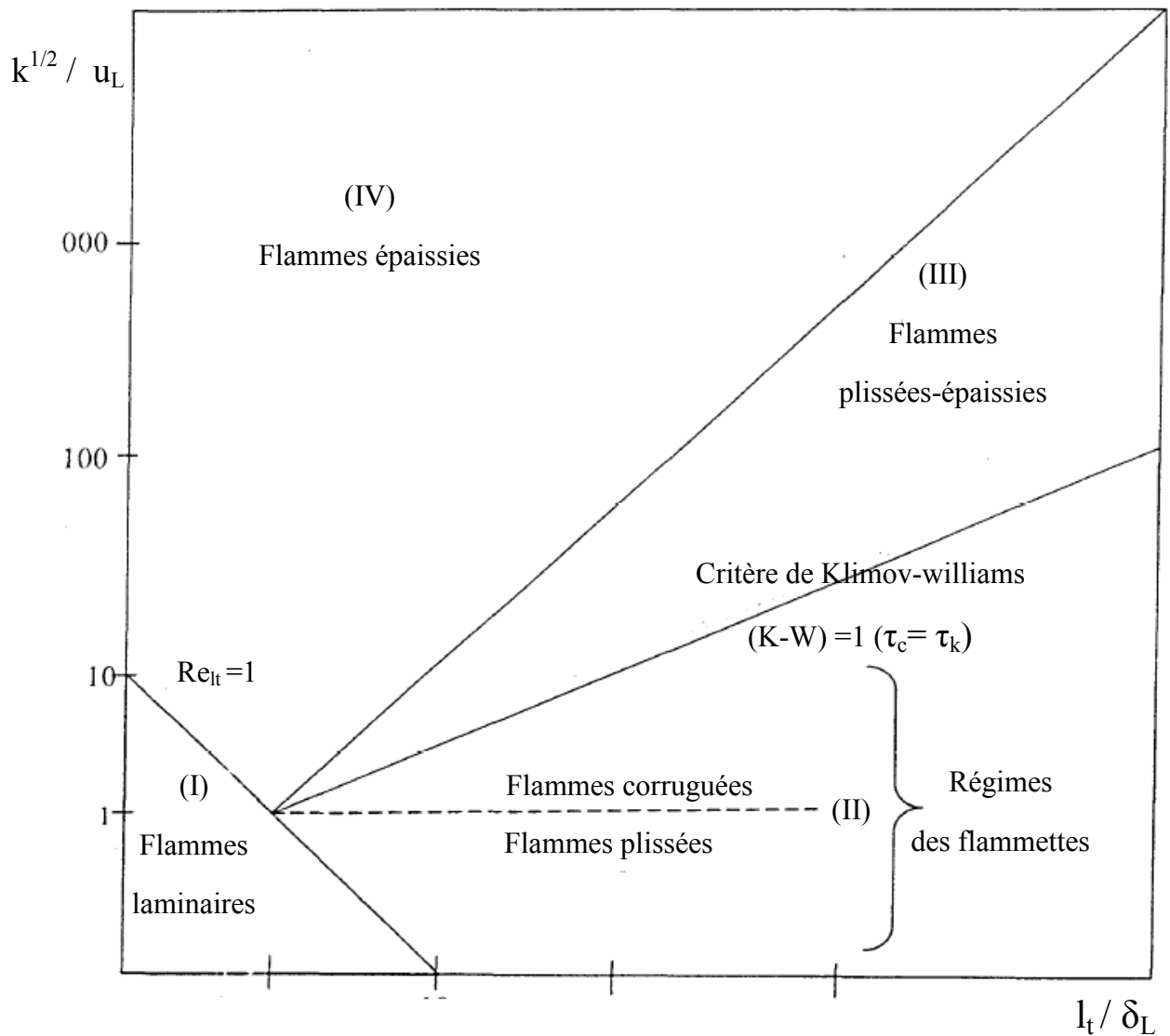
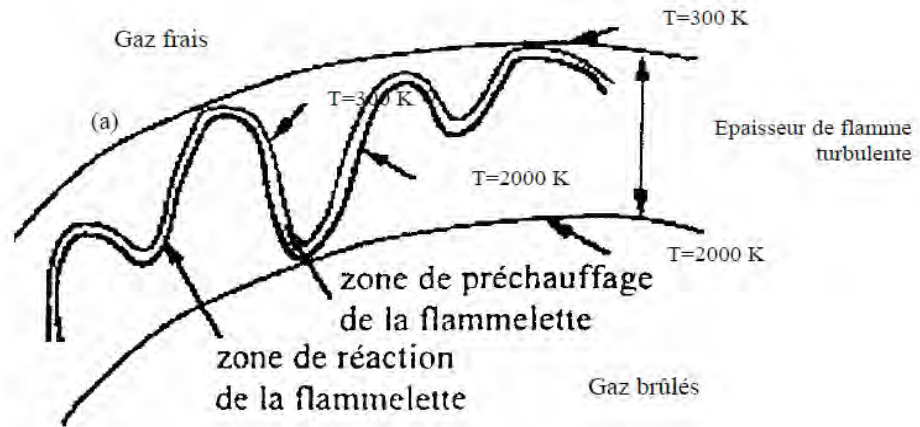
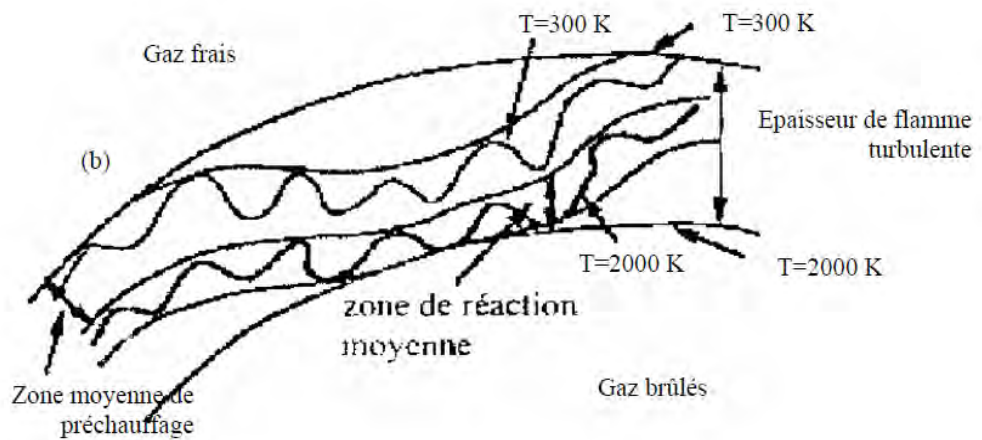


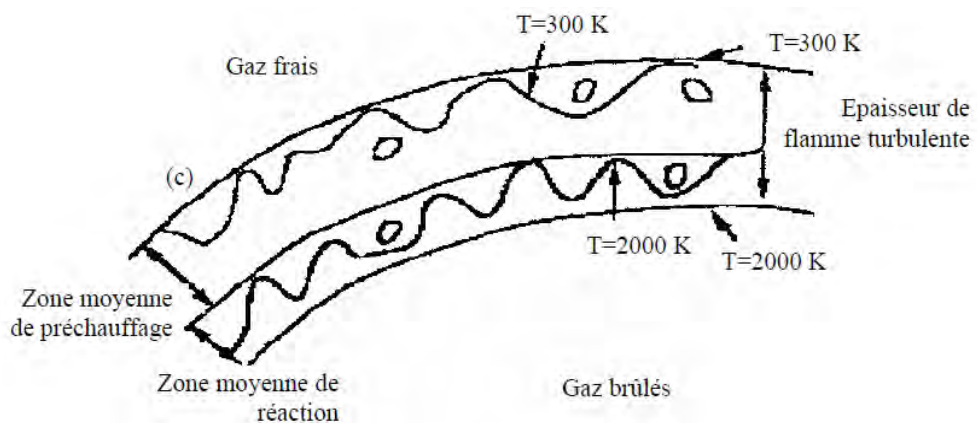
Figure II.3 - Diagramme des régimes de la combustion turbulente prémélangée Boukhalfa [31].



(a) flamme mince plissée (flammelette)



(b) flamme plissée-épaissie



(c) flamme épaissie

Figure II.4. Régimes de combustion turbulente prémélangée identifiés par Borghi et Destriau (1995) [32].

II.5. Les écoulements à swirl

II.5.1. Définition du nombre de swirl « S »

On dit qu'un écoulement est "swirlé" lorsque le fluide a un mouvement de rotation par rapport à la direction principale de l'écoulement. La base de ce type d'écoulement est le tourbillon et nous distinguons deux zones dans ce type d'écoulement, l'une proche de l'axe de rotation où la viscosité du fluide exerce un rôle prépondérant et où le fluide se comporte comme un bloc solide en rotation autour de l'axe et l'autre où le fluide a un comportement idéal et subit l'entraînement de la masse fluide en rotation proche de l'axe. On caractérise ce type d'écoulement par un nombre sans dimension, le nombre de « swirl » :

$$S = \frac{G_\phi}{RG_x} \quad \text{Où} \quad \begin{cases} G_x = \int_0^\infty \overline{\rho u^2} r dr \\ G_\theta = \int_0^\infty \overline{\rho u u_\theta} r^2 dr \end{cases}$$

Où R est le rayon, G_ϕ le flux de quantité de mouvement tangentielle et G_x le flux de quantité de mouvement dans la direction de propagation. Ce nombre permet la comparaison du flux de quantité de mouvement tangentielle G_ϕ au flux de quantité de mouvement dans la direction de propagation G_x . Ainsi, nous avons une idée de l'intensité du "swirl", plus ce nombre sera important plus nous désignerons le "swirl" comme fort. Le nombre de "swirl" critique pour voir apparaître la zone de recirculation est $S = 0.6$.

II.5.2. Classification des écoulements en fonction de « S »

Nous pouvons décrire les écoulements swirlés en les séparant en trois catégories :

- Les écoulements à swirl faible ($S < 0.6$).
- Les écoulements à double hélice ($0.6 < S < 1.3$).
- Les écoulements à swirl fort ($S > 1.3$).

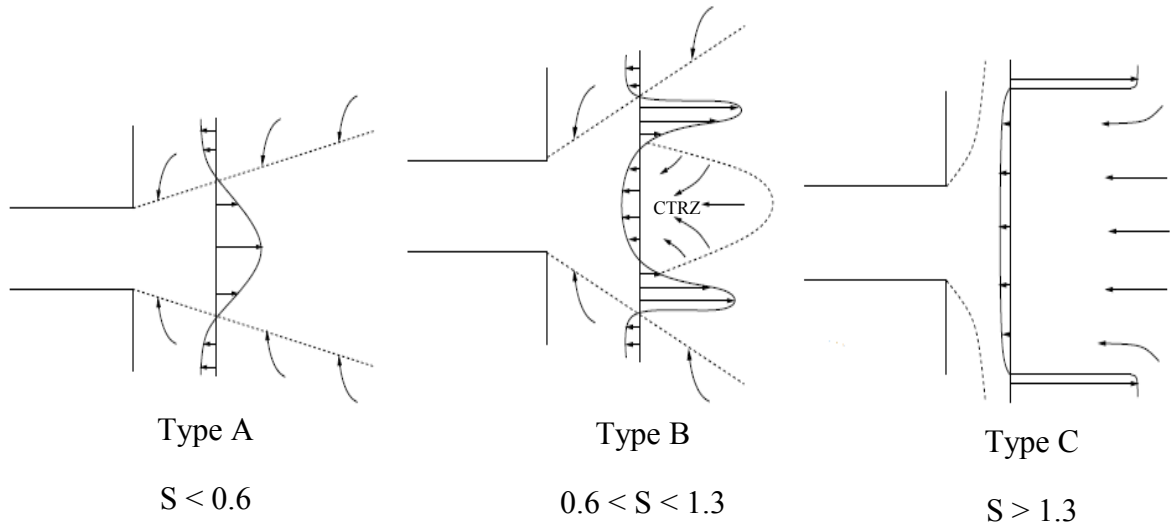


Figure II.5. Régimes d'écoulement observés successivement en augmentant le swirl S depuis le jet sans rotation jusqu'à l'éclatement, Mathur et Maccallum [33].

a) Écoulements faiblement swirlés ($S < 0.6$)

Pour des écoulements à faible nombre de swirl, il n'apparaît aucune zone de recirculation. Le swirl induit une augmentation de l'entraînement du fluide ambiant au repos et une diminution de la vitesse axiale de l'écoulement. Les profils de vitesse d'un écoulement faiblement swirlé restent gaussiens jusqu'à environ $S < 0.5$. Le degré d'ouverture du jet ainsi que le flux de masse entraînée augmentent alors continûment avec le nombre de swirl.

b) Écoulements swirlés à double hélice ($0,6 < S < 1.3$)

A partir de $S = 0.6$ environ, les gradients de pressions longitudinaux ne sont plus suffisants pour compenser l'énergie cinétique des particules fluides si bien qu'apparaît une zone de recirculation toroïdale dans l'écoulement. Une des caractéristiques importantes de cette zone de recirculation est que son centre se rapproche du nez de la buse (ou de l'injecteur) et que sa taille augmente à mesure que « S » augmente.

c) Écoulement fortement swirlé ($S > 1.3$)

Enfin, pour $S > 1,3$ l'éclatement tourbillonnaire apparaît et la réorientation de la vorticité dans le cœur du jet génère un profil de sillage le long du cône.

II.5.3. L'effet du swirl sur les écoulements

a) Un écoulement non réactif

Le swirl est largement utilisé dans les configurations non réactives telles que les séparateurs cyclones, les tourbillons de sillage des avions ou les machines d'épandage agricole.

b) Un écoulement réactif

Le swirl est largement utilisé dans les configurations réactives telles que les réacteurs d'avions. Deux types d'écoulements swirlés sont intéressants pour les systèmes industriels réactifs, ils correspondent aux écoulements de types A et B de la figure II.5. On cherche généralement à obtenir des écoulements de type B:

- La recirculation au niveau de l'axe du jet permet de stabiliser la réaction et ceci sans accroche-flammes.
- Une flamme swirlée est plus compacte ce qui permet de réduire la taille de la chambre de combustion.
- Cheng [34] a montré que l'accroissement de swirl réduit la formation de NO_x : le swirl crée des cisaillements plus importants qui homogénéisent le mélange de gaz frais, on évite la formation des flammes de diffusion génératrice de NO_x. Le mélange gaz chauds/gaz frais est aussi accru, on évite ainsi la création de NO_x thermiques.

Pour la conception de systèmes réactifs tels que les réacteurs d'avions, il est important d'étudier les écoulements swirlés et de pouvoir prévoir la stabilisation des zones de recirculation et les phénomènes de remontée de la flamme dans l'injecteur et l'extinction. En effet, le phénomène de Vortex-Breakdown traduisant la présence d'une zone de recirculation au niveau de l'axe du jet est un phénomène instable. Il apparaît un point d'arrêt résultant de l'équilibre entre les vitesses positives du jet et les vitesses négatives de la zone de recirculation. Si les conditions amonts changent rapidement cette zone de recirculation peut être déstabilisée et provoquer une extinction ou une remontée de la flamme vers les injecteurs pouvant endommager le système.

Chapitre III

Formulation mathématique

III.1. Introduction

La modélisation mathématique générale des écoulements des fluides avec transport d'une concentration d'une espèce et avec transfert thermique est faite par des équations telles que les équations de quantité de mouvement, de continuité, d'énergie et de transport de l'espèce.

III.2. Forme générale de l'équation de transport dans le système cylindrique (cas non réactif).

III.2.1 hypothèses simplificatrices pour le cas laminaire

- Fluide newtonien et incompressible.
- Ecoulement laminaire et axisymétrique avec swirl.
- Les propriétés physiques du fluide (ρ , ν , C_p et k) sont supposées constantes.

L'équation de transport d'une variable Φ dans le système cylindrique est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U\Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V\Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho W\Phi) \\ = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(\Gamma_{\Phi} r \frac{\partial\Phi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial \theta}\right) + S_{\Phi} \end{aligned} \quad \text{III-1}$$

Pour un problème stationnaire et axisymétrique l'équation devient :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U\Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V\Phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(\Gamma_{\Phi} r \frac{\partial\Phi}{\partial r}\right) + S_{\Phi} \quad \text{III-2}$$

L'équation de continuité est :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V) = 0 \quad \text{III-3}$$

Le principe fondamental de la dynamique indique que la variation par unité de volume de quantité de mouvement d'un système matériel est égale à la somme des toutes les force extérieures qui lui sont appliquées [S. Candel (1995)] :

$$\left(\begin{array}{l} \text{Le taux de variation} \\ \text{de la quantité} \\ \text{de mouvement} \\ \text{par rapport au temps} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \text{forces associées} \\ \text{à la pression par} \\ \text{unité de volume} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{l} \text{force} \\ \text{visqueuses par} \\ \text{unité de volume} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{l} \text{force de} \\ \text{volume par} \\ \text{unité de volume} \end{array} \right)$$

L'équation de quantité de mouvement suivant « x » est :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho UU) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V U) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + S_U \quad \text{III-4}$$

Avec :

$$S_U = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial V}{\partial x} \right)$$

L'équation de quantité de mouvement suivant « r » est :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho UV) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r V V) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + S_V \quad \text{III-5}$$

Avec :

$$S_V = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial V}{\partial r} \right) - \frac{2\mu V}{r^2} + \frac{\rho W^2}{r}$$

L'équation de transport de la variable W est :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho UW) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r VW) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Gamma_\Phi r \frac{\partial W}{\partial r} \right) + S_W \quad \text{III-6}$$

Avec :

$$S_W = \mu \frac{\partial \left(\frac{W}{r} \right)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu W) - \frac{\rho VW}{r}$$

Il est à noter que malgré la composante de vitesse tangentielle est calculée, le problème reste toujours axisymétrique. En effet, l'écoulement dépend de x et r, mais pas de θ .

III.3. Forme générale de l'équation de transport dans le système cartésien (cas réactif).

Dans cette partie les équations présentées concernent l'écoulement turbulent réactif dans le système cartésien.

D'après la décomposition de Reynolds :

$$\tilde{\Phi} = \Phi + \Phi'$$

$\tilde{\Phi}$: Variable instantanée.

Φ : Moyenne.

Φ' : Fluctuation.

La forme générale d'une équation de conservation de la quantité dépendante Φ s'écrit comme suit :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t}}_1 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j \rho \Phi)}_2 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right)}_3 + \underbrace{S_\Phi}_4 \quad \text{III-7}$$

Tel que :

- Le terme (1) représente le taux de variation de la quantité Φ dans le temps
- Le terme (2) représente le transport de la quantité Φ par convection : exprime le transport par le courant même de fluide en mouvement.
- Le terme (3) représente le transport de la quantité Φ par diffusion : exprime le transport par l'interaction des molécules en agitation.
- Le terme (4) représente le terme sources : le taux de production ou de destruction de Φ par unité de volume et de temps.

III.3.1. Equation de continuité

Elle exprime la conservation de la masse. Elle est déduite à partir de l'équation (III 7) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j}{\partial x_j} = 0 \quad \text{III-8}$$

Pour un fluide incompressible, $\rho = \text{constante}$. Alors $\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0$ III-9

III.3.2. Les équations de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \underbrace{\frac{\partial(\rho U_j U_i)}{\partial x_j}}_1 = - \underbrace{\frac{\partial P}{\partial x_i}}_2 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \right]}_3 + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(- \overline{\rho U_i' U_j'} \right)}_4 + F_i \quad \text{III-10}$$

Où les $-\overline{\rho U_i' U_j'}$ sont les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds.

Pour les relier à l'écoulement moyen, on a recours au concept de Boussinesq [35] qui permet de les exprimer en fonction des gradients des vitesses moyennes :

$$-\overline{\rho U_i' U_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad \text{III-11}$$

- Le terme (1) : transport convectif.
- Le terme (2) : forces dues à la pression.
- Le terme (3) : forces de viscosité.
- Le terme (4) : forces générés par la turbulence.

Les F_i sont les forces de volumes.

III.3.3. Equations d'état

On suppose que le fluide est un mélange homogène de gaz parfaits, ainsi on peut écrire les relations suivantes :

$$p = \rho RT \sum \frac{Y_i}{M_i} \quad \text{III-12}$$

$$h = \sum h_i(T) Y_i \quad \text{III-13}$$

$$h_i = h_{ref} + \int_{T_{ref}}^T C_{p,i} dT \quad \text{III-14}$$

$$C_p = C_p(T) = \sum_m C_{p,i}(T) Y_i \quad \text{III-15}$$

C_p : est la chaleur spécifique du mélange à pression constante.

III.3.4. Equation de l'énergie

Elle est déduite à partir de l'équation (III-7), pour $C_p = \text{Constante}$

Avec : $\Phi = C_p * T + \Phi_0$

$$\underbrace{\frac{\partial \rho C_p T}{\partial t}}_1 + \underbrace{\frac{\partial \rho C_p U_j}{\partial x_j}}_2 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right)}_3 + \underbrace{q}_{\frac{q}{4}} \quad \text{III-16}$$

q : est la taux de production de chaleur par unité de volume et de temps.

III.3.5. Equations de conservation des espèces chimiques

La détermination de la fraction massique pour chaque espèce, Y_i se fait par la solution de l'équation de transport de la $i^{\text{ème}}$ espèce, qui a la forme suivante :

$$\frac{\partial (\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j Y_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right) + R_i \quad \text{III-17}$$

Y_i : est la fraction massique de l'espèce i .

Sc_t : est le nombre de Schmidt turbulent $\frac{\mu_t}{\rho D_i}$

R_i : est le taux net de production par réaction chimique.

III.4. Transfert turbulent

III.4.1. Modèle de turbulence : Le modèle k-ε standard

Il existe différents niveaux de modèles, se distinguant par leur degré de complexité, c'est-à-dire par le nombre d'équations de transport supplémentaires introduites pour les quantités turbulentes pour fermer le problème.

Pour fermer le système d'équation à résoudre, ce modèle modélise le tenseur de Reynolds (équation III-11), dans cette expression, k représente l'énergie cinétique de turbulence, et μ_t est appelée viscosité turbulente. Cette expression est analogue à celle du tenseur des contraintes de cisaillement en régime laminaire, et conduit à ce qu'avec ce modèle, l'équation de conservation de la quantité de mouvement en régime turbulent est obtenue à partir de celle du régime laminaire en remplaçant la viscosité moléculaire μ par une viscosité effective $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$.

$$\rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] + \overline{\rho g_i} \quad \text{III-18}$$

Ceci étant posé, le problème revient maintenant à déterminer la viscosité turbulente, ainsi que l'énergie cinétique de turbulence.

Pour ce faire, on fait l'hypothèse que la viscosité turbulente est le produit d'une échelle de vitesse et d'une échelle de longueur caractéristique de la turbulence. Ces 2 échelles sont obtenues à partir de l'énergie cinétique de turbulence et de son taux de dissipation ε :

$$\begin{aligned} \text{- Échelle de vitesse : } & \sqrt{k} \\ \text{- Échelle de longueur de la turbulence : } & \frac{\sqrt{k^3}}{\varepsilon} \end{aligned}$$

Par hypothèse, on a alors : $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$

Où C_μ est une constante déterminée empiriquement. La modélisation de la turbulence est ainsi ramenée à la détermination de seulement 2 inconnues supplémentaires ; l'énergie cinétique de turbulence et son taux de dissipation, qui sont obtenues à partir de leurs équations de conservation respectives. Ces équations de conservation s'obtiennent à partir de l'équation de la quantité de mouvement écrite pour les grandeurs instantanées.

Dans le modèle k - ε standard implanté dans Fluent, les équations de transport pour k et ε ont la forme suivante.

III.4.1.1. L'équation de l'énergie cinétique de turbulence

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_1 + \underbrace{U_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_2 = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu}{\sigma_k} + \frac{\nu_t}{\sigma_{k,t}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_3 + \underbrace{\nu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)}_4 - \underbrace{\frac{\varepsilon}{5}}_5 \quad \text{III-19}$$

- Le terme (1) : transport temporelle.
- Le terme (2) : transport convectif.
- Le terme (3) : transport diffusif (par interaction moléculaire et par la turbulence).
- Le terme (4) : taux de production.
- Le terme (5) : taux de dissipation.

III.4.1.2. L'équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu}{\sigma_\varepsilon} + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon,t}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \text{III-20}$$

$\nu_t = C_\mu^*(k^2/\varepsilon)$; ν_t est la viscosité cinématique turbulente.

Pour l'équation d'énergie, on se ramène généralement à :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho T) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \alpha + \rho \alpha_t) \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad \text{III-21}$$

Ces équations font intervenir une série de coefficients empiriques. σ_k , σ_ε , σ_h sont les nombres de Prandtl turbulents. L'ensemble de ces coefficients est déterminé de manière empirique. D'un code à l'autre, ils peuvent varier. Le tableau-1 donne les valeurs employées par le code Fluent, à l'exception de C_3 qui par défaut vaut 1.0 et doit être fixé à 1.8 pour prendre en compte les effets de la gravité sur la turbulence.

C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_3	σ_k	$\sigma_{k,t}$	σ_ε	$\sigma_{\varepsilon,t}$	σ_h
0,09	1,44	1,92	1	1	1	1	1,3	0,9

Tableau -1. Les valeurs des constantes prises par défaut dans FLUENT [32].

III.5. Modélisation de la combustion turbulente

En turbulence classique, les équations pour les divers moments des variables dépendantes sont dérivées à partir des équations de bilan. On montre alors que ces équations ne peuvent être fermées à aucun niveau et que des hypothèses de fermeture, souvent empiriques, sont nécessaires. Ces hypothèses proposent de relier les moments d'ordre supérieur aux moments d'ordre inférieur par des relations universelles.

Il s'agit maintenant de trouver des modèles pour exprimer les taux de réaction moyens en fonction des variables connues, c'est-à-dire des valeurs moyennes elles-mêmes, et probablement aussi en fonction des caractéristiques de la turbulence, puisque celle-ci doit jouer un rôle. Pour la modélisation des écoulements réactifs, "Fluent" [35] propose quatre modèles :

- Le modèle du taux de réaction généralisé (generalized finite-rate model).
- Le modèle PDF (conserved scalar PDF model).
- Le modèle des flammelettes (Laminar flamelet model).
- Le modèle de combustion prémélangée. (Zimont model).

Le modèle du taux de réaction généralisé est basé sur la solution de l'équation de transport des fractions massiques des espèces. Les termes sources qui apparaissent dans les équations de transport des espèces sont calculés d'après l'expression du taux d'Arrhenius pour la combustion non prémélangée, prémélangée et partiellement prémélangée. Les mécanismes des réactions chimiques seront prédéfinis par l'utilisateur. Ce modèle étant appliqué uniquement lorsque $Da > 1$.

A noter que le modèle de combustion turbulente pour une chimie non infiniment rapide, sur lequel nous ne reviendrons pas, le lecteur intéressé pourra consulter les références Borghi et Desteriau [32], Borghi et Champion [36] et Magnussen et Hjertager [37].

Le modèle de combustion prémélangée a été développé spécifiquement pour les systèmes de combustion qui sont du type purement prémélangée. On citera le modèle dit « Eddy Break » Launder et Spalding [38]. Ce modèle est dû aux travaux de Spalding [39]. Ils supposent que les réactions chimiques sont infiniment rapides dès que très peu de gaz brûlé vient au contact des gaz frais et que le milieu est adiabatique. Dans ces conditions, on peut définir un "degré d'avancement de la réaction", qui ne peut prendre que les valeurs 0 (dans les gaz frais) et 1 (dans les gaz parfaitement brûlés, donc à l'équilibre chimique).

Pour la modélisation de la combustion, dans ce qui va suivre on prendra en considération le Modèle Eddy Dissipation sur lequel est basée la modélisation des taux de réaction de cette étude.

III.5.1. Modèle Eddy Dissipation

Dans ce cas, la combustion qui n'est contrôlée que par la turbulence, transporte le mélange des gaz frais avec les produits chauds dans la zone de réaction où s'effectue rapidement la cinétique chimique. Cette dernière peut donc être négligée.

Le taux de réaction $R_{i,r}$ de l'espèce i du à la réaction « r » est donné par le minimum des expression suivantes :

$$R_{i,r} = \nu'_{i,r} M_{w,i} A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(\frac{Y_R}{\nu'_{R,r} M_{w,R}} \right) \quad \text{III-22}$$

$$R_{i,r} = \nu'_{i,r} M_{w,i} A B \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\sum_p Y_p}{\sum_J \nu''_{j,r} M_{w,j}} \right) \quad \text{III-23}$$

Y_p : est la fraction massique d'une espèce p dans les produits ;

Y_R : est la fraction massique d'une espèce R dans les réactifs ;

A et B : sont des constantes empiriques qui ont respectivement des valeurs 4 et 5 ;

$M_{w,i}$: est la masse molaire de l'espèce i .

III.6. Voisinage des parois

L'hypothèse d'isotropie de la turbulence n'est plus valable au voisinage des parois. L'observation expérimentale montre l'existence au voisinage de la paroi d'une couche dans laquelle l'effet de la viscosité moléculaire devient prépondérant devant celui de la turbulence : c'est la sous-couche laminaire ou sous-couche visqueuse. Dans cette sous-couche, la contrainte de cisaillement totale se limite à la contrainte due à la viscosité, et le profil de vitesse longitudinale est linéaire.

A mesure que la distance à la paroi augmente, les contraintes dues à la viscosité moléculaire deviennent négligeables devant celles liées à la turbulence. Les lois précédentes (équations III-18 et III-21) ne sont donc plus valables au voisinage des parois. Une solution de remplacement est adoptée, qui consiste à faire l'hypothèse que la mince couche de fluide en contact avec le mur est une zone d'équilibre local, et à recourir à une loi dite loi de paroi, qui donne le profil de la vitesse au voisinage du mur. Ce profil est déduit de l'observation expérimentale des écoulements turbulents sur plaque plane. La vitesse longitudinale du fluide au point P voisin du mur est (avec les notations de la figure III.1) :

$$\frac{U}{U^*} = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad \text{III-24}$$

Dans cette expression, E est une constante empirique caractérisant la rugosité de la paroi ($E = 9.81$), κ est la constante de Von Karman (égale à 0.42), et U^* est la vitesse de frottement, donnée par :

$$U^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad \text{III-25}$$

Où τ_w est la contrainte de cisaillement au mur :

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0} \quad \text{III-26}$$

y^+ est la distance adimensionnée du point P à la paroi :

$$y^+ = \frac{\rho U^* \Delta y_P}{\mu} \quad \text{III-27}$$

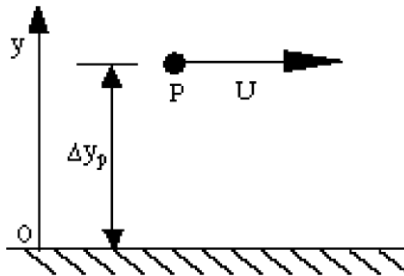


Figure. III.1. Voisinage immédiat de la paroi.

ε_p (valeur de ε au nœud P) est calculé en faisant l'hypothèse d'une couche limite turbulente en équilibre :

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa \Delta y_p} \quad \text{III-28}$$

k_p étant calculé à partir de l'équation de transport de k (en supposant le gradient normal de k nul au mur).

Chapitre IV

Méthode numérique

IV.1 Introduction

La résolution des équations d'un phénomène physique se fait par l'utilisation d'une méthode numérique. Cette dernière consiste à développer les moyens de la résolution de ces équations. A cette étape, intervient le concept de la discrétisation. Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un système d'équations algébriques non linéaires, ces équations décrivent les propriétés discrètes du fluide aux nœuds dans le domaine de solution.

Il existe plusieurs méthodes numériques de discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles, à savoir :

- La méthode des éléments finis.
- La méthode des différences finies.
- La méthode des volumes finis.

Dans la présente étude, on utilisera la méthode des volumes finis avec des volumes de contrôles quadrilatéraux et un maillage structuré dans la partie programmation et tétraédrique dans la partie de la simulation par le code Fluent.

La méthode des volumes finis qui se distingue par sa fiabilité quand aux résultats, son adaptation au problème physique, sa garantie pour la conservation de masse et de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul, ce qui n'est pas le cas pour les autres méthodes numériques.

. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation telle 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 modélisantes 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.

IV.2 Quelques détails sur la discrétisation

Des détails de la discrétisation sont présentés en deux parties : la première concerne les schémas utilisés dans le référentiel cartésien dans le programme de calcul adapté à notre étude, la deuxième cite brièvement les schémas utilisés dans le code Fluent.

IV.2.1 Schémas employés dans la partie programmation

Soit l'équation de transport d'une variable Φ intégrée sur un volume de contrôle V enveloppée par la frontière A et sur un pas de temps dt . Sa forme intégrale s'écrit comme suit :

$$\iiint_V \left(\int_t^{t+dt} \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} dt \right) dV + \int_t^{t+dt} \left(\iint_A \rho\Phi \bar{U}_j \cdot n_j dA \right) dt = \int_t^{t+dt} \left(\iint_A \Gamma_\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial x_j} \cdot n_j dA \right) dt + \int_t^{t+dt} \left(\iiint_V S_\Phi dV \right) dt \quad \text{IV.1}$$

L'équation discrétisée est mise sous la forme de l'équation générale suivant :

$$a_p \Phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_u \quad \text{IV.2}$$

- a_p est le coefficient de la variable Φ au centre de la maille.
- a_{nb} sont les coefficients de la variable Φ au centre des mailles voisines.
- S_u est le terme source.

Par exemple pour un maillage dans un repère cartésien, l'équation peut s'écrire, voir S. Patankar (1990) [40].

$$a_p \Phi_p = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + a_T \Phi_T + a_B \Phi_B + b \quad \text{IV.3}$$

Tel que :

- $a_E = D_e A(P_e) + \| -F_e, 0 \|$,
- $a_W = D_w A(P_w) + \| F_w, 0 \|$,
- $a_N = D_n A(P_n) + \| -F_n, 0 \|$,
- $a_S = D_s A(P_s) + \| F_s, 0 \|$,
- $a_T = D_t A(P_t) + \| -F_t, 0 \|$,
- $a_B = D_b A(P_b) + \| F_b, 0 \|$,
- $a_p^0 = \frac{\rho_p^0 \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t}$
- $b = S_c \Delta x \Delta y \Delta z + a_p^0 \Phi_p^0$
- $a_p = a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B + a_p^0 - S_p \Delta x \Delta y \Delta z$

Avec :

Pe : est le nombre de Peclet qui représente le rapport du flux par convection Fe aux flux par diffusion De. Les termes associés aux transports diffusifs et convectifs sont :

$$\begin{aligned}
 F_e &= (\rho u)_e \Delta y \Delta z & , & & F_n &= (\rho v)_n \Delta z \Delta x & , & & F_t &= (\rho w)_t \Delta x \Delta y \\
 F_w &= (\rho u)_w \Delta y \Delta z & , & & F_s &= (\rho v)_s \Delta z \Delta x & , & & F_b &= (\rho w)_b \Delta x \Delta y \\
 D_e &= \frac{\Gamma_e \Delta y \Delta z}{(\delta x)_e} & , & & D_n &= \frac{\Gamma_n \Delta z \Delta x}{(\delta y)_n} & , & & D_t &= \frac{\Gamma_t \Delta x \Delta y}{(\delta z)_t} \\
 D_w &= \frac{\Gamma_w \Delta y \Delta z}{(\delta x)_w} & , & & D_s &= \frac{\Gamma_s \Delta y \Delta z}{(\delta y)_s} & , & & D_b &= \frac{\Gamma_b \Delta x \Delta y}{(\delta z)_b}
 \end{aligned}$$

IV.2.1.1 Discrétisation spatiale

Les expressions de A(|P|) sont déterminées selon le schéma de discrétisation, et le tableau IV.1 résume les différents schémas de discrétisation.

Schéma	Formule de A(P)	
Upwind	$A(P) = 1$	$ \begin{aligned} A_E &= D_e + \max(-F_e, 0) \\ A_W &= D_w + \max(F_w, 0) \\ A_N &= D_n + \max(-F_n, 0) \\ A_S &= D_s + \max(F_s, 0) \end{aligned} $
Différence centrée	$A(P) = 1 - 0.5 P $	$ \begin{aligned} A_E &= D_e (1 - 0.5 P) + \max(-F_e, 0) \\ A_W &= D_w (1 - 0.5 P) + \max(F_w, 0) \\ A_N &= D_n (1 - 0.5 P) + \max(-F_n, 0) \\ A_S &= D_s (1 - 0.5 P) + \max(F_s, 0) \end{aligned} $
Hybride	$A(P) = \max(0, 1 - 0.5 P)$	$ \begin{aligned} A_E &= \max\left(-F_e, D_e - \frac{F_e}{2}, 0\right) \\ A_W &= \max\left(F_w, D_w + \frac{F_w}{2}, 0\right) \\ A_N &= \max\left(-F_n, D_n - \frac{F_n}{2}, 0\right) \\ A_S &= \max\left(F_s, D_s + \frac{F_s}{2}, 0\right) \end{aligned} $

Tableau. IV.1- Les différents schémas de discrétisation

- **Schéma amont (premier ordre) UPWIND**

Ce schéma est relativement simple .dans le cas ou la convection est dominante, Il suppose que la valeur de Φ aux faces du volume est celle du nœud voisin du coté amont. Il s'agit d'un schéma très simple qui peut présenter une diffusion numérique importante lorsque la direction de l'écoulement ne correspond pas strictement à celle des lignes de la grille (la seule solution étant alors d'affiner le maillage).

- **Schéma aux différences centrées (CDS)**

Pour évaluer le flux convectif à l'interface, la variation de la variable Φ entre deux nœuds adjacents doit être exprimée par un profil linéaire. On suppose que les faces (e, w, n, s) se trouvent au milieu des nœuds (E, W, N, S) respectivement.

- **Schéma Hybride (HDS)**

Ce schéma mis au point par Spalding (1972). Le schéma HDS est la combinaison des deux schémas (centré et upwind)

IV.2.2 Schémas employés dans la partie Fluent

- **pression (Schéma standard)**

Les valeurs de la pression sont stockées aux centres des cellules. Pour obtenir les valeurs des pressions aux faces, nécessaires pour la résolution de l'équation de continuité III- 3, FLUENT propose plusieurs schémas d'interpolation tel que le schéma standard.

L'interpolation s'effectue en utilisant les coefficients de l'équation de quantité de mouvement, Cette procédure fonctionne bien pour de petites variations de la pression entre les centres des cellules. De forts gradients de pression entre les cellules engendrent une sous/sur estimation de la vitesse sur les faces, C'est le cas d'un écoulement tourbillonnaire à grande vitesse.

- **Quantité de mouvement, énergie, énergie cinétique turbulente, taux de dissipation (Schéma amont d'ordre supérieur "second ordre")**

Devant les problèmes de diffusion numérique, des schémas numériques plus précis ont été testés comme celui-ci qui s'appuie sur les deux mailles amont.

Le principal problème que nous rencontrons dans la discrétisation des termes de convection est le calcul des valeurs de la propriété transportée Φ sur les faces du volume de contrôle et son flux convectif à travers ces limites.

Afin d'obtenir les équations discrétisées pour la diffusion et le terme source nous avons introduit la différentiation centrée. Il semble évident d'essayer d'utiliser cette technique pour les termes convectifs.

Malheureusement, le phénomène de diffusion influence la distribution de la propagation de la propriété et de ses gradients dans toutes les directions, alors que la convection ne montre son influence que dans le sens de l'écoulement.

- **Couplage vitesse pression**

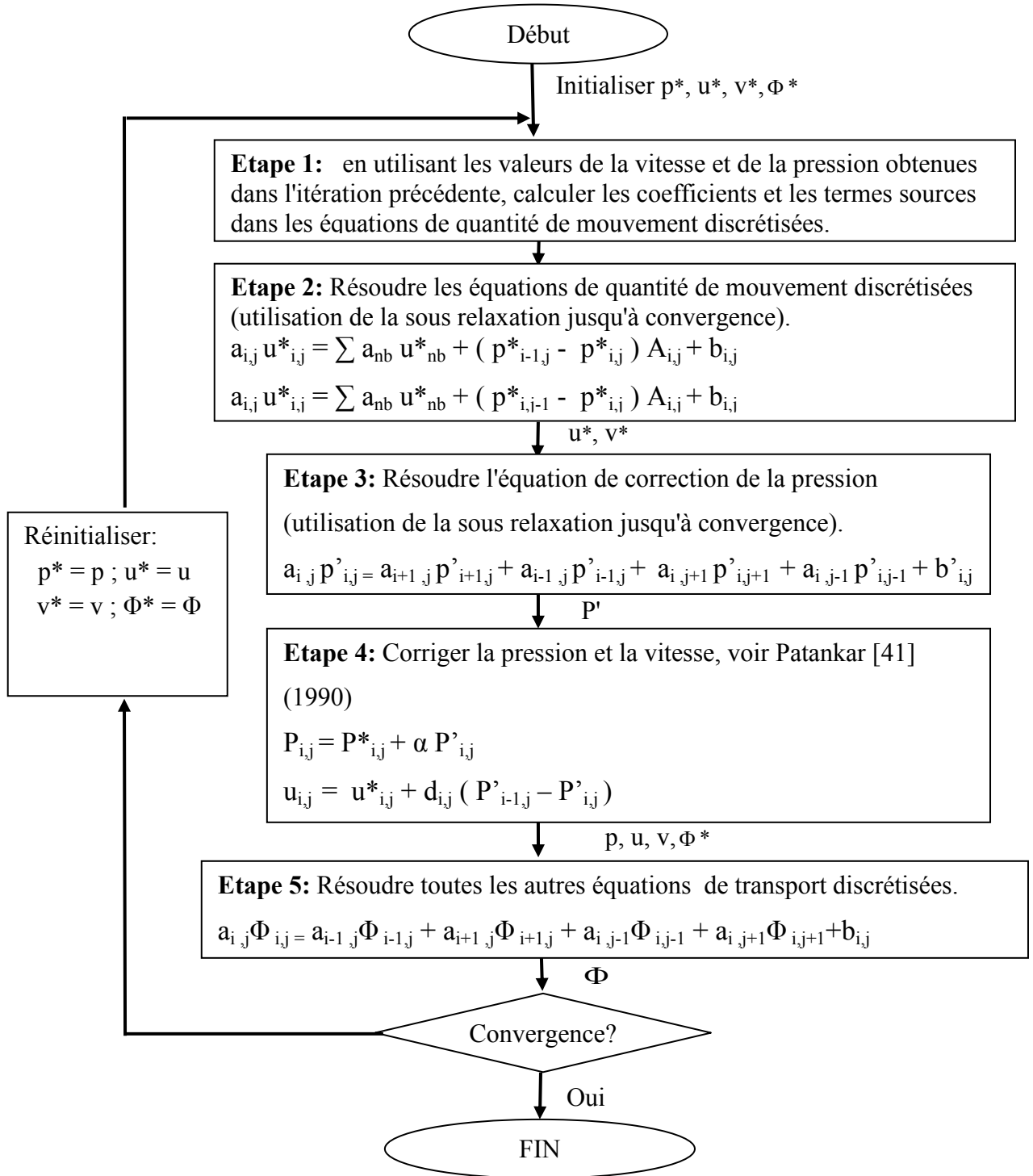
Les équations des composantes de quantités de mouvement sont couplées par la pression qui agit par les composantes de son gradient, or nous ne disposons pas d'équation propre à cette variable.

L'idée de Patankar et Spalding consiste à utiliser l'équation de continuité pour obtenir le champ de pression, car si le bon champ de pression est pris en compte dans le traitement des équations des quantités de mouvement, alors les vitesses obtenues vérifient l'équation de continuité. Donc cette dernière apparaît comme une contrainte à vérifier par le champ de pression.

Trois algorithmes sont considérés par FLUENT pour diriger la liaison vitesse-pression :

- SIMPLE: «Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations».
- SIMPLEC.
- PISO: « Pressure Implicit Solution by Split Operator ».

Le schéma global de l'algorithme SIMPLE dans le cas 2 D est le suivant, S. Hanchi [41] :



IV.3. Détails numériques utilisés dans ce travail

IV.3.1 Cas non réactif laminaire – Etude par la programmation

Cette étude a pour objectif l'adaptation d'un programme de calcul en « FORTRAN » pour l'étude d'un écoulement laminaire axisymétrique avec swirl dans une chambre de combustion simplifiée avec un élargissement et un rétrécissement brusque figure IV.1.

IV.3.1.1 La géométrie et les conditions aux limites

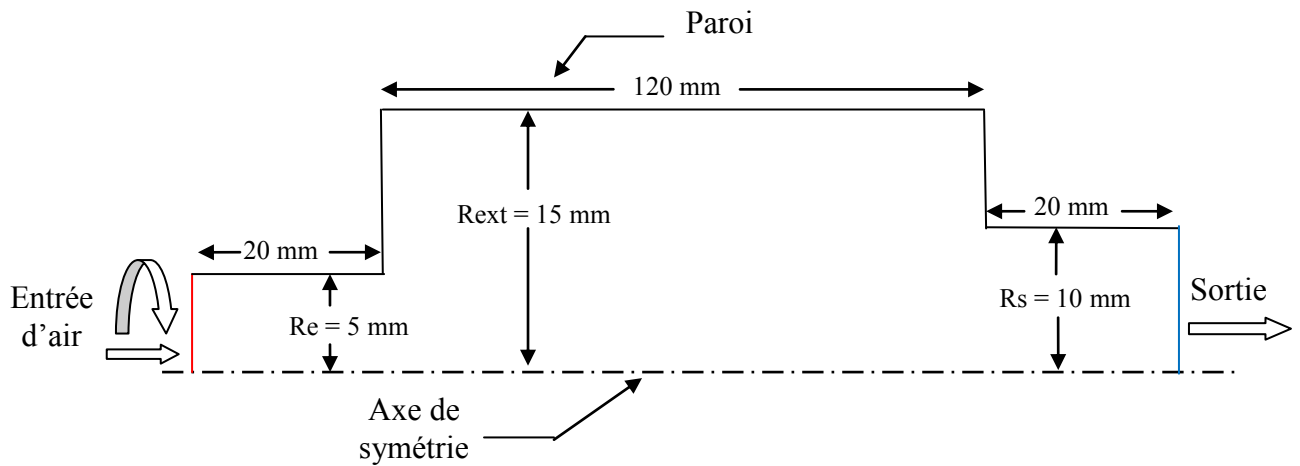


Figure IV.1- La géométrie

Les conditions d'entrée de l'air approprié à ce cas d'écoulement laminaire avec tourbillonnement sont les suivants :

Pour la composante de la vitesse axiale à l'entrée du domaine de calcul, on a imposé un profil de vitesse basé sur la vitesse maximale U_{\max} pour un nombre de Reynolds $Re = 400$ de la forme suivante :

$$U_{\max} = \frac{\mu \cdot Re}{\rho \cdot d_{\text{ente}}} \quad \Rightarrow \quad U(r) = U_{\max} \left[1 - \left(\frac{2r}{d_{\text{ente}}} \right)^2 \right]$$

Avec :

$$\rho: 1.29 [\text{Kg} \cdot \text{m}^{-3}]$$

$$\mu: 184.6 \times 10^{-7} [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$$

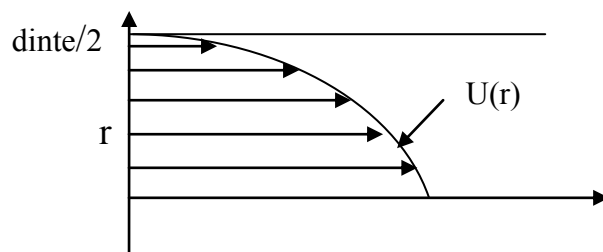


Figure IV.2 - Profil de la vitesse axiale à l'entrée

Et pour la composante de la vitesse tangentielle nous avons imposé aussi un profil de vitesse de la forme suivante :

$$W(r) = A \cdot \frac{r}{d_{\text{int } e}} \left[\frac{d_{\text{int } e}}{2} - r \right]$$

Avec :

A : est une constante.

$$A = 0,72 \times 10^3$$

$d_{\text{int } e}$: est le diamètre intérieur.

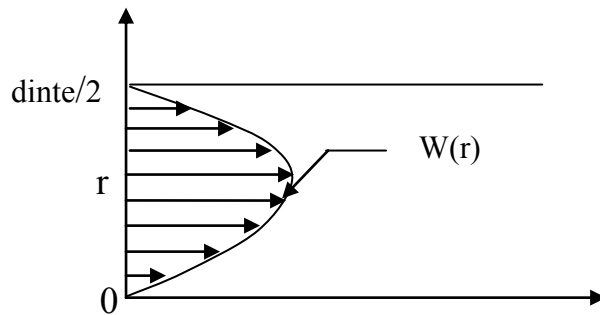


Figure IV.3 - Profil de la vitesse tangentielle à l'entrée

IV.3.1.2 Le maillage

La subdivision du domaine d'étude est subdivisés en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud, où on trouve la variable P et les composantes U et V du vecteur vitesse qui se trouvent au milieu des segments reliant deux nœuds adjacents.

La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points (nœuds). Ainsi un élément de volume (volume de contrôle) est défini autour de chaque nœud figure IV.4.

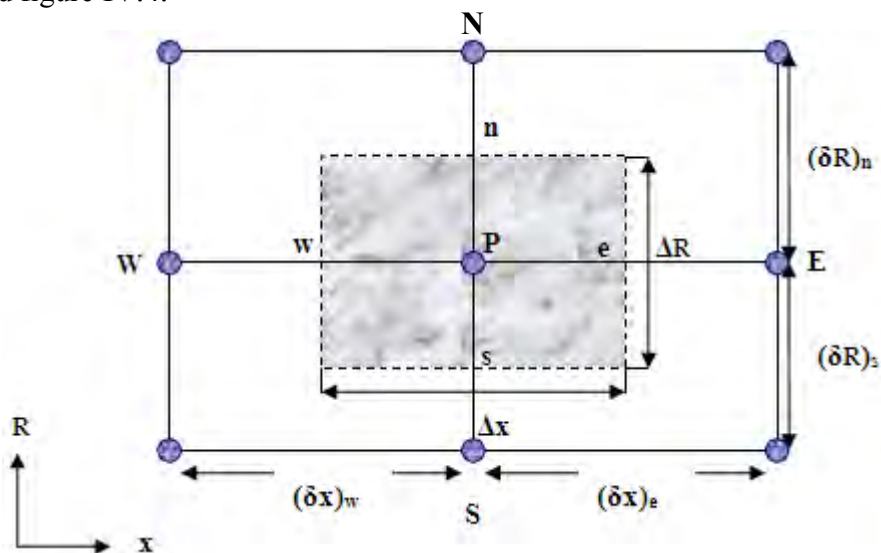


Figure IV.4 - Un volume de contrôle

Le maillage de la géométrie est montré sur la figure IV.5, avec un nombre de nœuds de (140 x 140) et une distribution graduelle au niveau des parois.

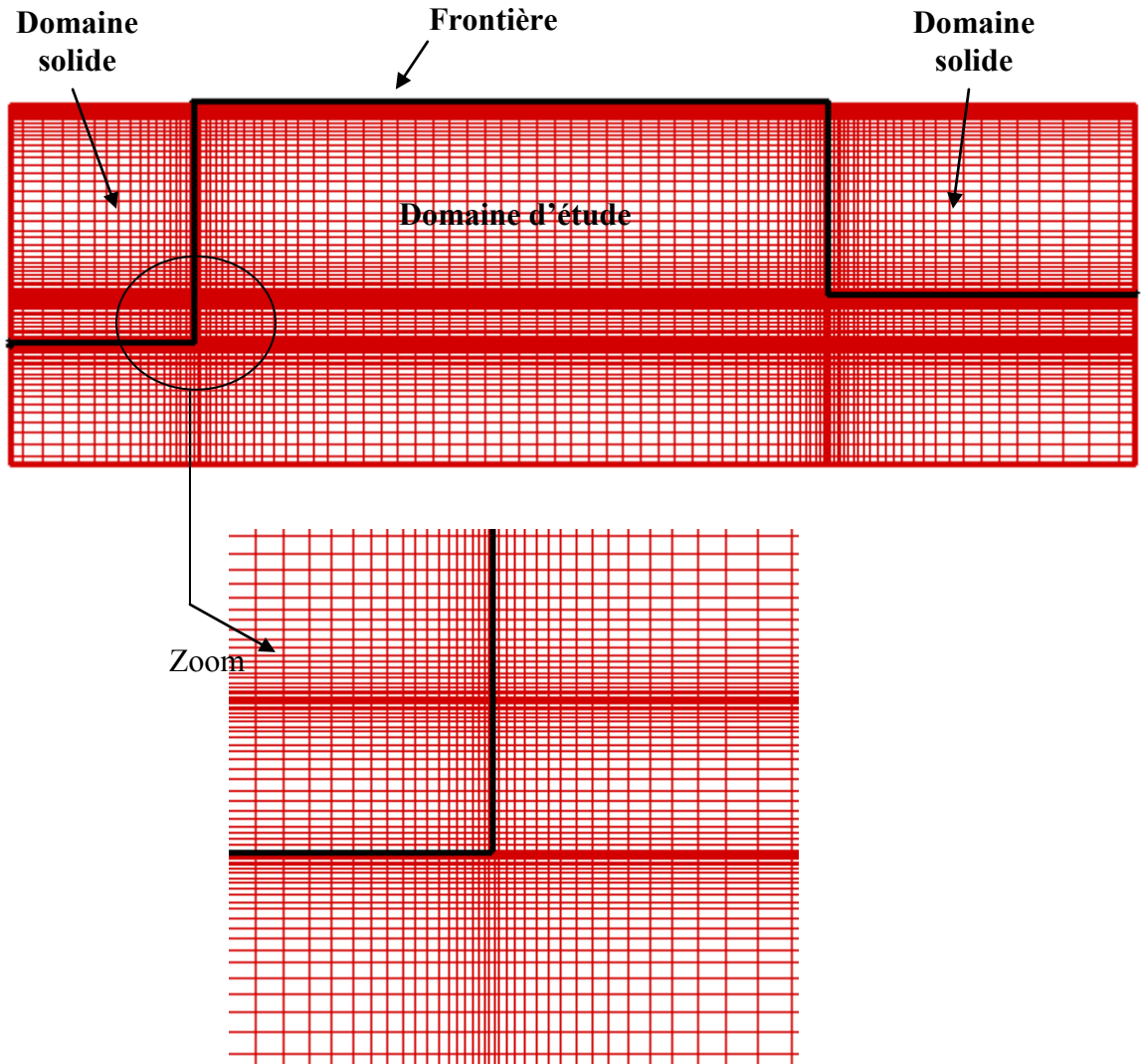


Figure IV.5 - Le maillage de la géométrie

- **Les schémas de discrétisation**

Le tableau IV.2 résume les schémas de discrétisation utilisés pour le cas de l'écoulement laminaire dans le présent travail :

Couplage vitesse pression \longrightarrow Algorithme SIMPLE

Variable	Schéma de discrétisation
Quantité de mouvement (U, V, W)	Hybride

Tableau IV.2 - Les schémas de discrétisation

- **Sous relaxation**

Les sous relaxations sont régulièrement utilisés dans les problèmes non linéaires pour éviter que le processus itératif ne diverge. Elle consiste à diminuer la rapidité des changements d'une variable, d'une itération à l'autre, par l'introduction d'un coefficient de sous relaxation α_{ϕ}

Dans notre cas ; les valeurs de sous relaxation sont données dans le tableau suivant :

Variable	Facteurs de sous relaxation
Pression	0.5
Quantité de mouvement (U, V, W)	0,7

Tableau IV.3 - Les valeurs de sous relaxation

• **Les résidus et les critères de convergences**

Nous avons vu qu'une fois discrétisées, toutes les équations algébriques à résoudre sont de la forme:

$$A_P^\Phi \Phi_P = \sum_{NB} A_{NB}^\Phi \Phi_{NB} + S_\Phi \quad \text{IV.4}$$

A chaque étape de l'algorithme de résolution, on appelle résidu pour une équation la valeur absolue de la différence entre les 2 membres de l'équation IV.4, sommée sur l'ensemble des cellules :

$$R = \sum_{\text{noeud } P} \left| \sum_{NB} A_{NB}^\Phi \Phi_{NB} + S_\Phi - A_P^\Phi \Phi_P \right| \quad \text{IV.5}$$

Les résidus peuvent être normalisés de la manière suivante :

$$R = \frac{\sum_{\text{noeud } P} \left| \sum_{NB} A_{NB}^\Phi \Phi_{NB} + S_\Phi - A_P^\Phi \Phi_P \right|}{\text{Flux intégral de } \Phi \text{ à l'entrée}} \quad \text{IV.6}$$

Pour la pression, le résidu apparaissant porte sur la conservation de la masse :

$$R = \sum_{\text{noeud } P} \left| (\rho u A)_e - (\rho u A)_w + (\rho u A)_n - (\rho u A)_s \right| \quad \text{IV.7}$$

Ce résidu est normalisé par le débit massique à l'entrée. Plus les différents résidus diminuent, plus on s'approche de la solution convergée. Le critère pour la vérification de la convergence porte sur la somme des résidus des équations de conservation de la masse, de conservation de la quantité de mouvement ainsi que des équations de transport des quantités scalaires (T, W...), somme qui doit être inférieure à une valeur seuil définie au préalable. Dans la suite, nous appellerons seuil de convergence la valeur atteinte par la somme des résidus des équations au stade où la solution numérique est examinée.

Une procédure est convergente si toute erreur tend à décroître au cours des itérations à une valeur ϵ . Elle a convergée lorsque les itérations ne produisent plus de changements significatifs sur les variables selon un critère qui doit être défini par l'utilisateur. Le critère de convergence est fixé pour l'ensemble de notre travail à un résidu normalisé inférieur ou égal à 5×10^{-3} .

IV.3.2 Cas turbulent réactif – Etude par le code Fluent

Cette partie présente la simulation numérique à l'aide du code de calcul « FLUENT » d'un écoulement turbulent avec combustion prémélangée (air + méthane) dans une configuration complexe.

IV.3.2.1 La géométrie

La géométrie du système est une chambre de combustion parallélépipédique accompagnée d'un cône et un swirler Figures IV.6 et IV.7. C'est une géométrie complexe, pour cela il existe plus d'une méthode pour la créer :

- Soit on utilise les géométries prédéfinies.
- Soit on crée le volume à partir des points, des lignes, des surfaces, et puis le volume.

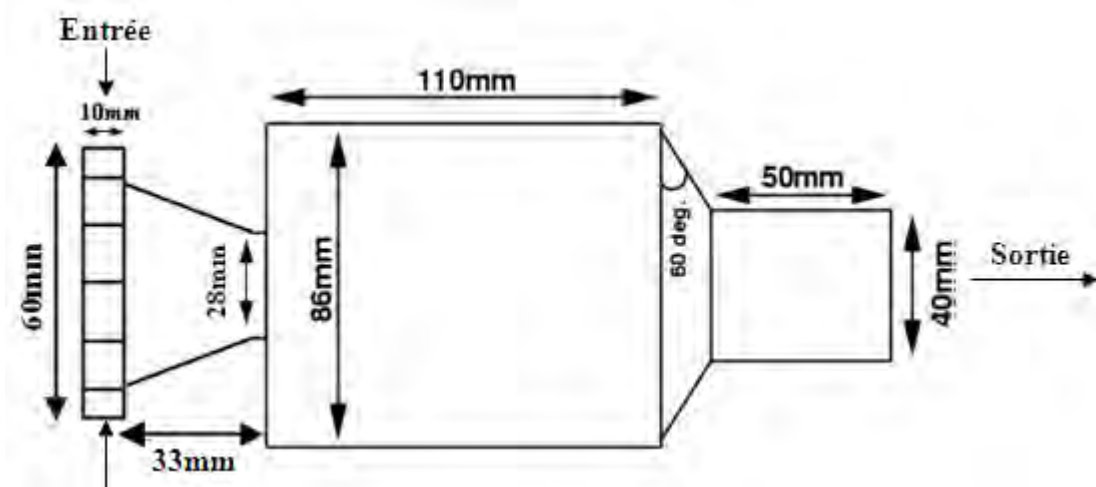


Figure. IV.6 - Les dimensions de la chambre de combustion (Vue 2D)

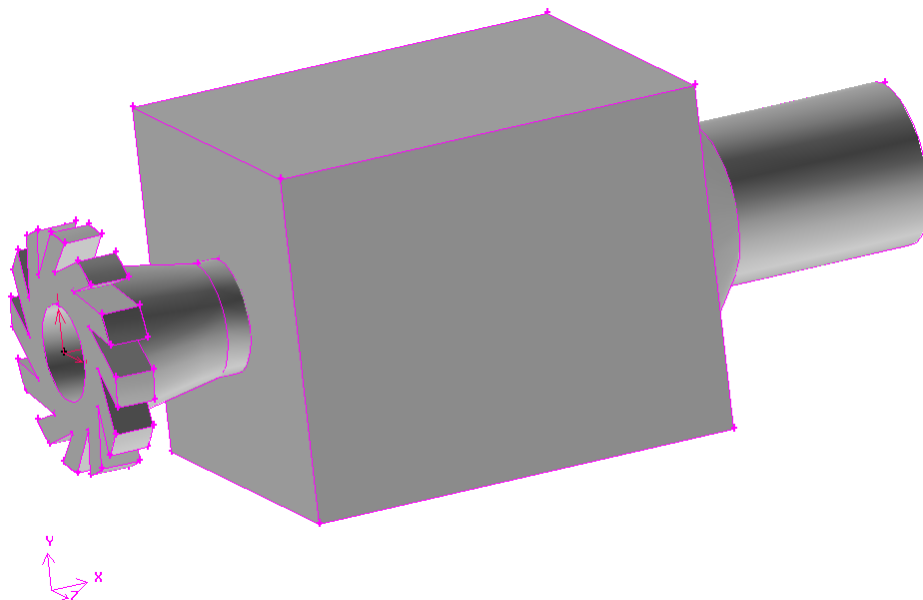


Figure. IV.7 - Création de la géométrie dans « GAMBIT » (Vue 3D)

IV.3.2.2 Le maillage

La complexité géométrique de la configuration nous a incités à utiliser un maillage tétraédrique, non-structuré dans tout le domaine simulé. Ce maillage possède une très grande souplesse d'utilisation car il permet de mailler facilement n'importe quelle géométrie.

Le maillage final contient environ 294723 cellules. La taille des mailles varie beaucoup d'un point à l'autre de la chambre figure IV.8.

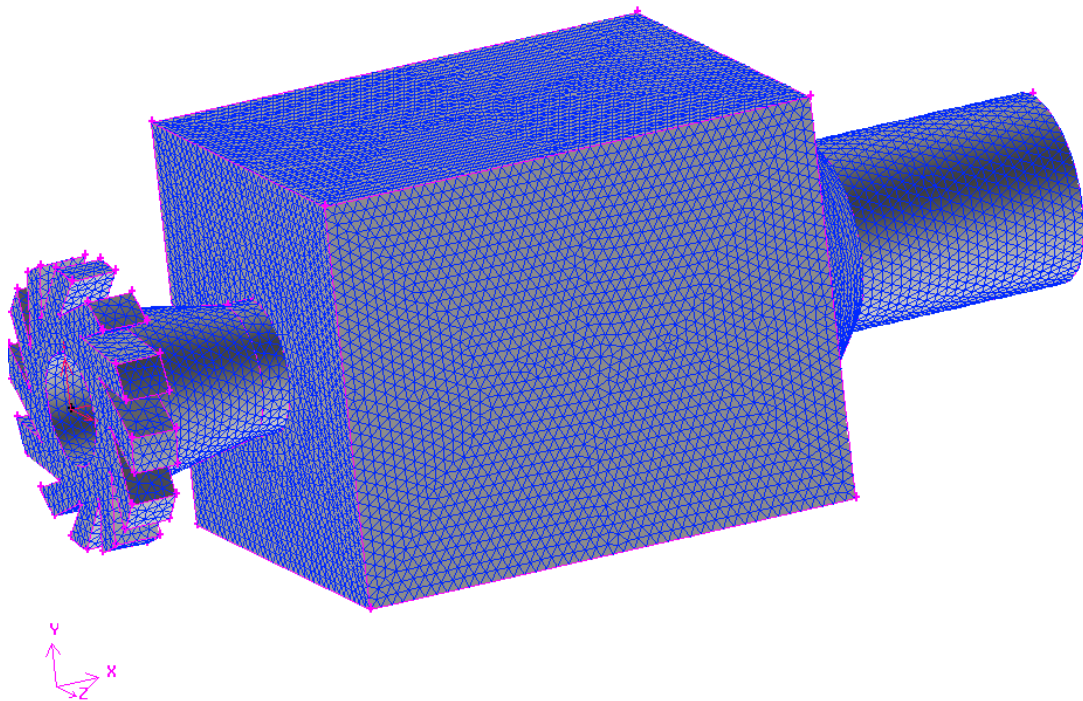


Figure. IV.8 - Génération du maillage de la chambre de combustion dans « GAMBIT ».

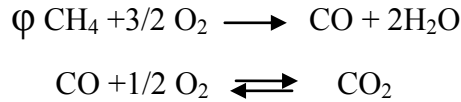
IV.3.2.3 Données du problème et conditions aux limites

L'intérêt de ce cas est de permettre de valider la partie réactive du code FLUENT sur un écoulement swirlé. Pour cela, Le cas réactif choisi pour cette thèse correspond à une richesse $\Phi = 0.75$. Les débits utilisés pour l'air et le méthane sont respectivement $m_{\text{air}} = 12.2 \text{ g/s}$ et $m_{\text{CH}_4} = 0.54 \text{ g/s}$.

A l'entrée du domaine d'étude la température du mélange est 600 K alors que les parois sont maintenues adiabatiques.

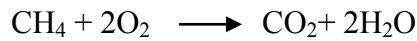
La pression de référence est imposée à la sortie, égale à la pression atmosphérique.

Dans notre cas, il y a deux propriétés essentielles à conserver: la température de fin de combustion et la vitesse de flamme. Pour cette simulation, c'est un schéma à 2 étapes et 6 espèces CH₄, O₂, CO, CO₂, H₂O et N₂ (inerte) qui ont été retenus:



Où ϕ : est la richesse égale à 0.75

La première réaction est irréversible et exprime l'oxydation du méthane. L'espèce carbonée produite par cette réaction est le monoxyde de carbone CO. La deuxième réaction est réversible et traduit l'oxydation du CO en CO₂. Cette réaction est endothermique dans le sens inverse et permet donc d'abaisser la température de fin de combustion par rapport à l'utilisation de la réaction unique:



Le tableau IV.4 résume les conditions aux limites considérées dans cette étude.

	Grandeurs de vitesse (m/s)			Température du mélange (K)	Concentration d'espèces (fraction massique)		Intensité de turbulence I (%)	Diamètre hydraulique D _h (m)
					CH ₄	O ₂		
Entrée	16			600	0.04231	0.22238	5 %	0.00882
Paroi	0	0	0	Adiabatique	Non perméable		/	/
	Loi de la paroi							
Sortie	Régime établi						/	

Tableau. IV.4 - Conditions aux limites dans le cas 3D

L'écoulement qui sort de l'injecteur pour entrer dans la chambre de combustion peut être assimilé à un jet et son nombre de Reynolds vaut:

$$Re = \frac{U_i D_i}{\nu}$$

Où $U_i = 17.6$ m/s est la vitesse moyenne débitante en sortie d'injecteur et $D_i = 28$ mm est le diamètre de l'injecteur. La viscosité du mélange de gaz frais est prise égale à $\nu = 1.72 \cdot 10^{-5}$ m²/s. Avec ces valeurs, on trouve $Re = 28651$. Le jet qui sort de l'injecteur est donc pleinement turbulent.

Le nombre de swirl est le rapport du débit de quantité de mouvement dans la direction tangentielle sur le débit de quantité de mouvement dans la direction axiale, dans une section donnée. La valeur critique du nombre de swirl pour observer une zone de recirculation est $Sc = 0.6$.

Dans le cas de la chambre considérée dans ce travail le nombre de swirl vaut environ 0.75 dans l'injecteur, juste avant le changement de section: une ARZ (Axial Recirculation Zone) est donc attendue dans la chambre.

Le tableau IV.5 résume les schémas de discrétisation utilisés dans le présent travail :

Couplage vitesse pression \longrightarrow Algorithme SIMPLE

Variable	Schéma de discrétisation
Interpolation de pression	Standard
Quantité de mouvement	Second order upwind
Energie cinétique turbulente	Second order upwind
Taux de dissipation	Second order upwind
CH4	Second order upwind
O2	Second order upwind
CO2	Second order upwind
CO	Second order upwind
H2O	Second order upwind
Energie	Second order upwind

Tableau IV.5 - Les schémas de discrétisation

- **Sous relaxation**

Les valeurs de sous relaxation sont données dans le tableau suivant :

pression	Quantité de mouvement	Energie cinétique Turbulente k	Taux de dissipation	énergie
0.3	0.7	0.8	0.8	1
CH ₄	O ₂	CO ₂	CO	H ₂ O
1	1	1	1	1

Tableau IV.6 - Les valeurs de sous relaxation

- **Les critères de convergences**

Le tableau suivant résume les critères de convergences utilisés :

	continuité	Vitesse axiale	Vitesse radiale	Vitesse tangentielle	énergie	K	epsilon	température
ϵ	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	1 ^{e-06}	0.0001	0.0001	0.0001
	CH ₄	O ₂	CO ₂	CO	H ₂ O			
ϵ	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001	0.0001			

Tableau IV.7 - Les critères de convergences

Chapitre V

Résultats et discussions

V.1 Introduction

Ce dernier chapitre est constitué de deux parties, la première est consacrée aux discussions et résultats obtenus pour le cas d'écoulement laminaire sans réaction chimique.

La deuxième partie de ce chapitre concerne les résultats obtenus de la simulation numérique d'un écoulement turbulent swirlé avec réaction chimique et une comparaison de ces résultats numériques avec les résultats expérimentaux existant dans la littérature.

V.2 Cas non-réactif - Ecoulement laminaire sans swirl

V.2.1 Validation des résultats numériques

Pour tester la performance de notre programme, on a choisi de résoudre un problème d'écoulement laminaire dans une conduite avec élargissement brusque, et de comparer nos résultats avec les mesures expérimentales obtenus par Durst et al, trouvés dans la référence de Kwon et Pletcher [42], pour un nombre de Reynolds $Re_h = 56$ (basé sur la vitesse u_{max}).

La géométrie et les conditions aux limites du problème sont présentées sur la figure V.1, avec les différentes positions des mesures expérimentales, avec $R_1 = 0.01m$, $R_1 / R_2 = 1/3$ et une longueur x / h variant de -0.25 à 40.

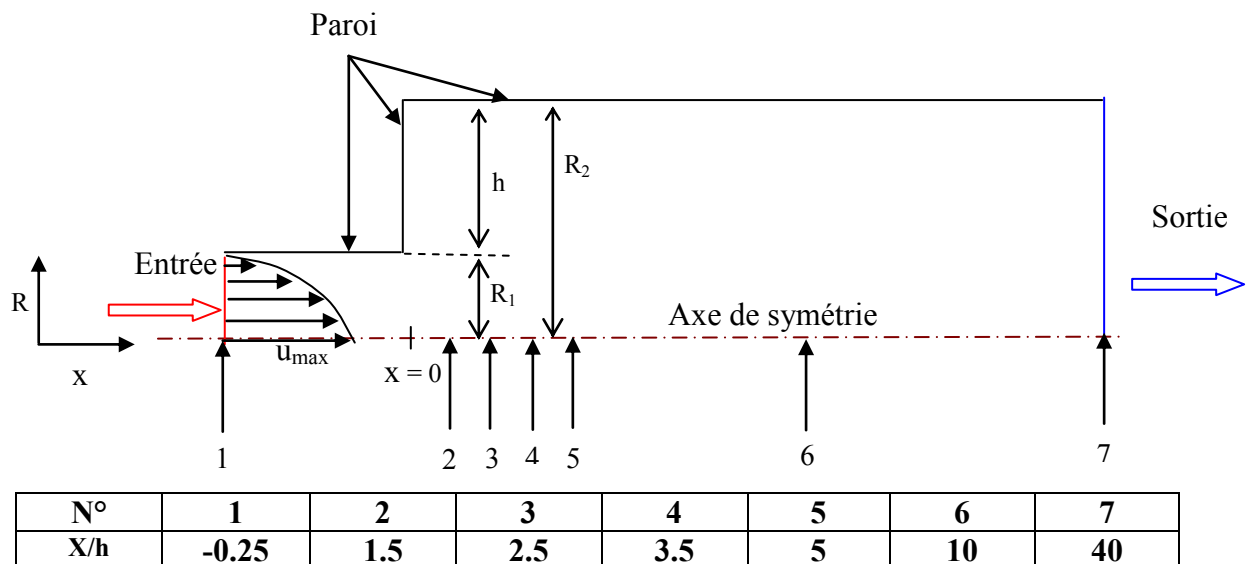


Figure. V.1 – Configuration de l'écoulement laminaire dans un élargissement brusque.

Effet du Maillage

La solution de la vitesse axiale à $x/h = 1.5$ ne change pas de manière significative pour des maillages uniformes ayant des nombres de cellules différents (150x60) et (200x100), figure V.2. Dans cette figure la vitesse u a été normalisée par la vitesse u_{\max} à l'entrée. On peut conclure que la solution est indépendante du maillage. Les résultats numériques présentés dans cette partie ont été obtenus avec un nombre de cellules de (150x60) afin de minimiser le temps de calcul.

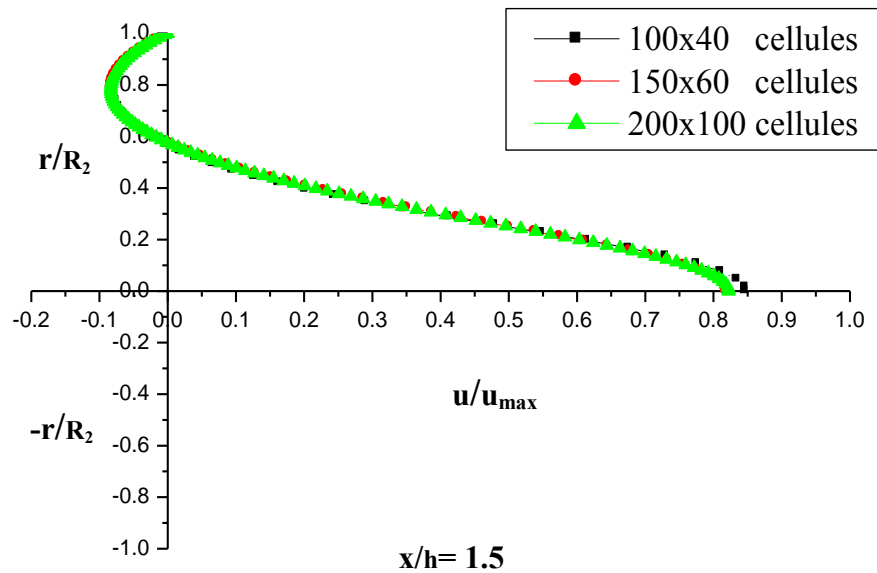


Figure. V.2 - Profil de la vitesse axiale à $x/h = 1.5$
Pour différents nombre de cellules

La comparaison est globalement satisfaisante pour les différentes positions entre les résultats numériques et les mesures expérimentales illustrés sur la figure V.3 montrant les profils de la composante de la vitesse axiale en différentes positions de la conduite, à $x/h = -0.25, 1.5, 2.5, 3.5, 5$ et 10 .

Un désaccord est observé au niveau de la position $x/h = 40$, figure V.4. Il est à noter que l'intégrale sous la courbe du profil de vitesse expérimental montre que ce sont les résultats expérimentaux qui ne satisfont pas le principe de la conservation de masse entre l'entrée et la sortie. En plus le profil numérique est en très bon accord avec le profil parabolique donné par la solution exacte.

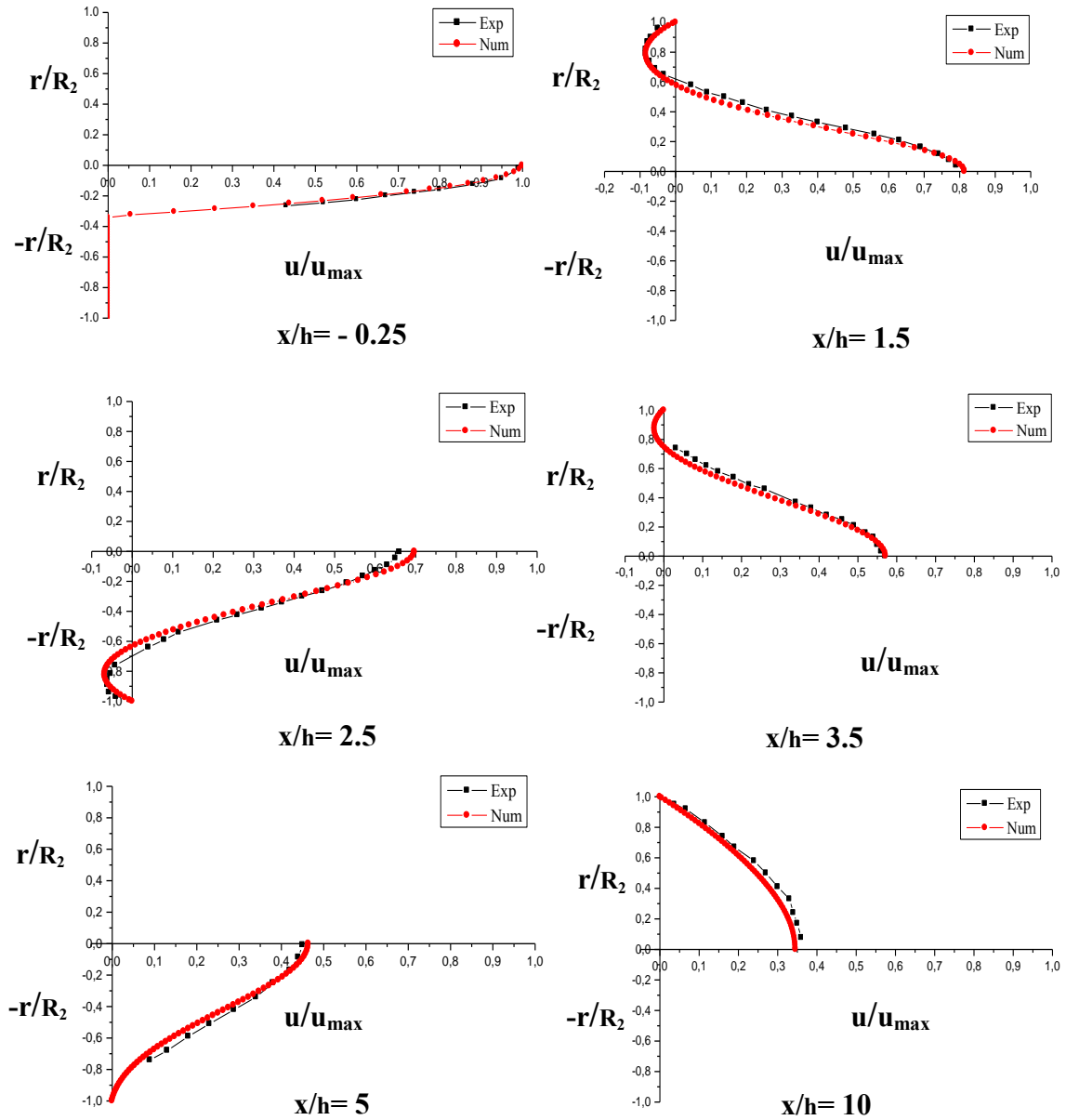


Figure. V.3 - Comparaison des résultats numériques et expérimentaux.

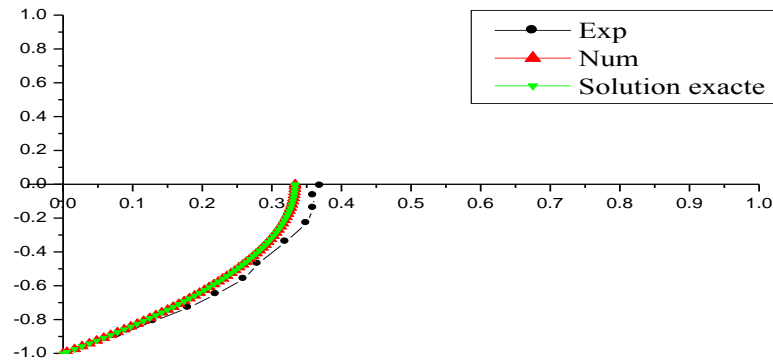


Figure. V.4 - Comparaison des résultats numériques et expérimentaux et la solution exacte de la vitesse axiale à $x/h = 40$.

V.3 Cas non-réactif - Ecoulement laminaire avec swirl

Dans cette partie les résultats ont été obtenus pour un nombre de Reynolds $Re = 400$, et un nombre de swirl « $S = 0,7$ ».

V.3.1 Effet du Maillage

La figure V.5 montre le profil de la vitesse axiale à $x = 0.05$ m en utilisant trois maillages différents (120x120), (140x140) et (160x160). La solution ne change pas de manière significative. On peut conclure que la solution est indépendante du maillage. Les résultats présentés ci-après ont été obtenus avec le maillage de (140x140) cellules.

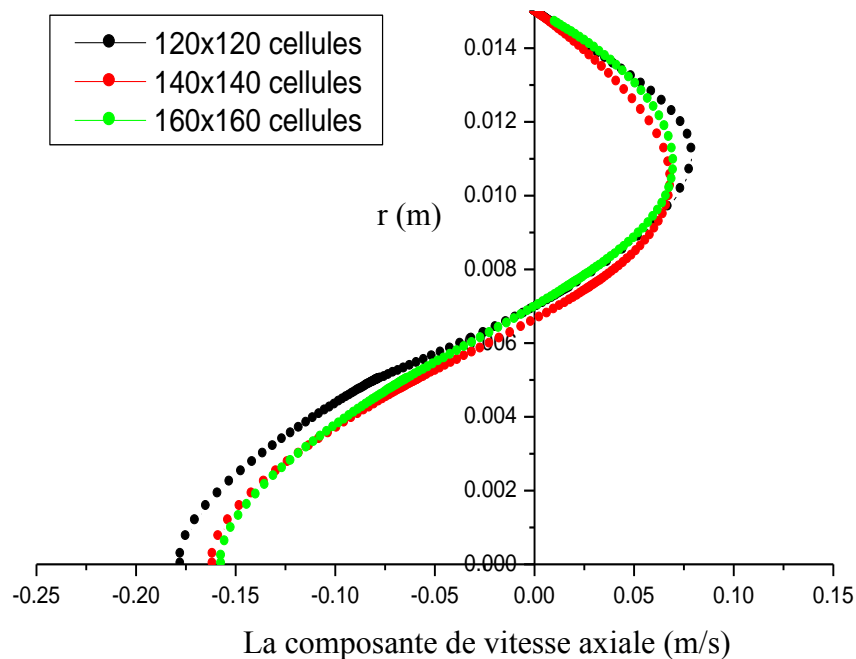


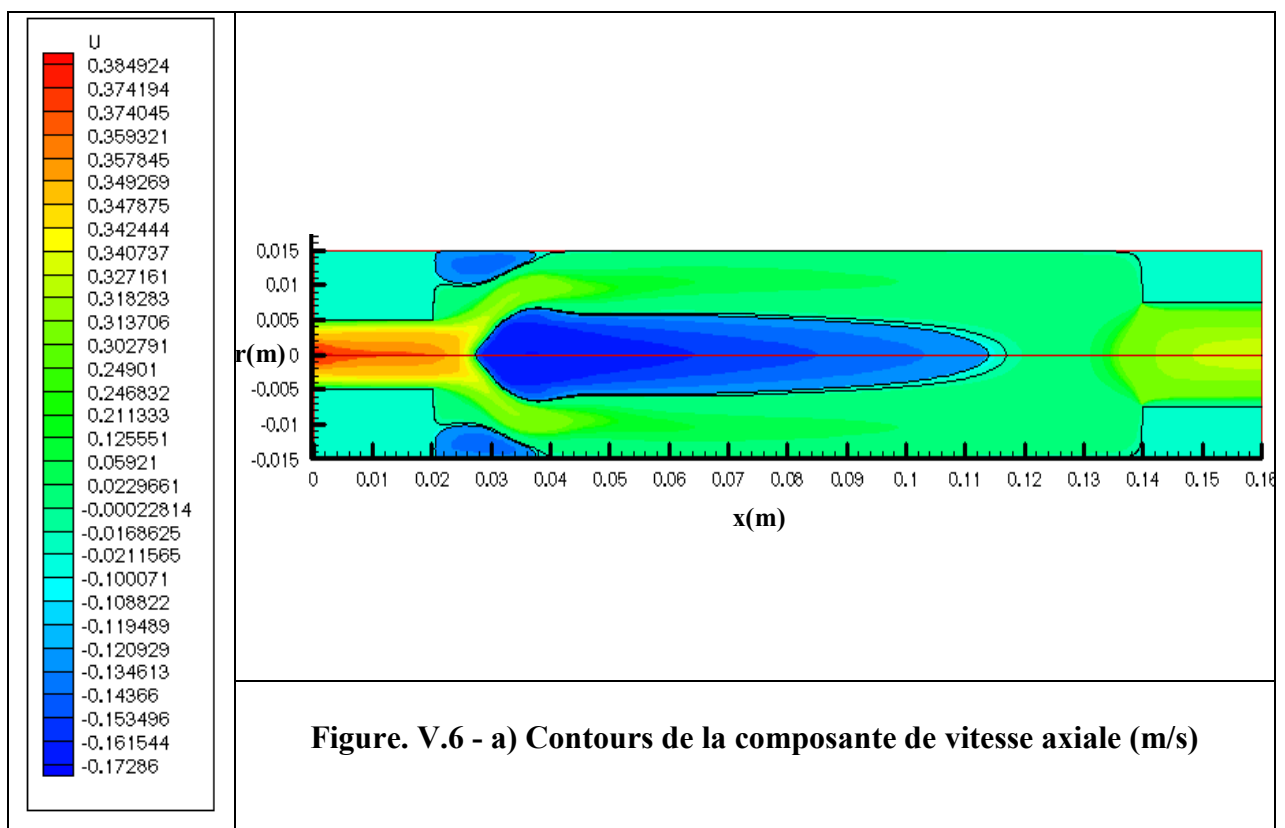
Figure. V.5 - Profil de la composante de vitesse axiale à $x = 0.05$ m
Pour différents nombre de cellules

V.3.2 La composante de vitesse axiale

La figure V.6 (a) représente les contours de la composante de la vitesse axiale. Les plus grandes valeurs de la vitesse axiale se trouvent à l'entrée.

Les valeurs négatives sont situées juste après l'élargissement brusque au niveau des coins et aussi sur l'axe. Elles mettent en évidence l'existence de zones de recirculation.

La zone de recirculation sur l'axe commence à $x = 0.027$ m à l'intérieur de la chambre et est caractérisée par une longueur de 0.09 m.



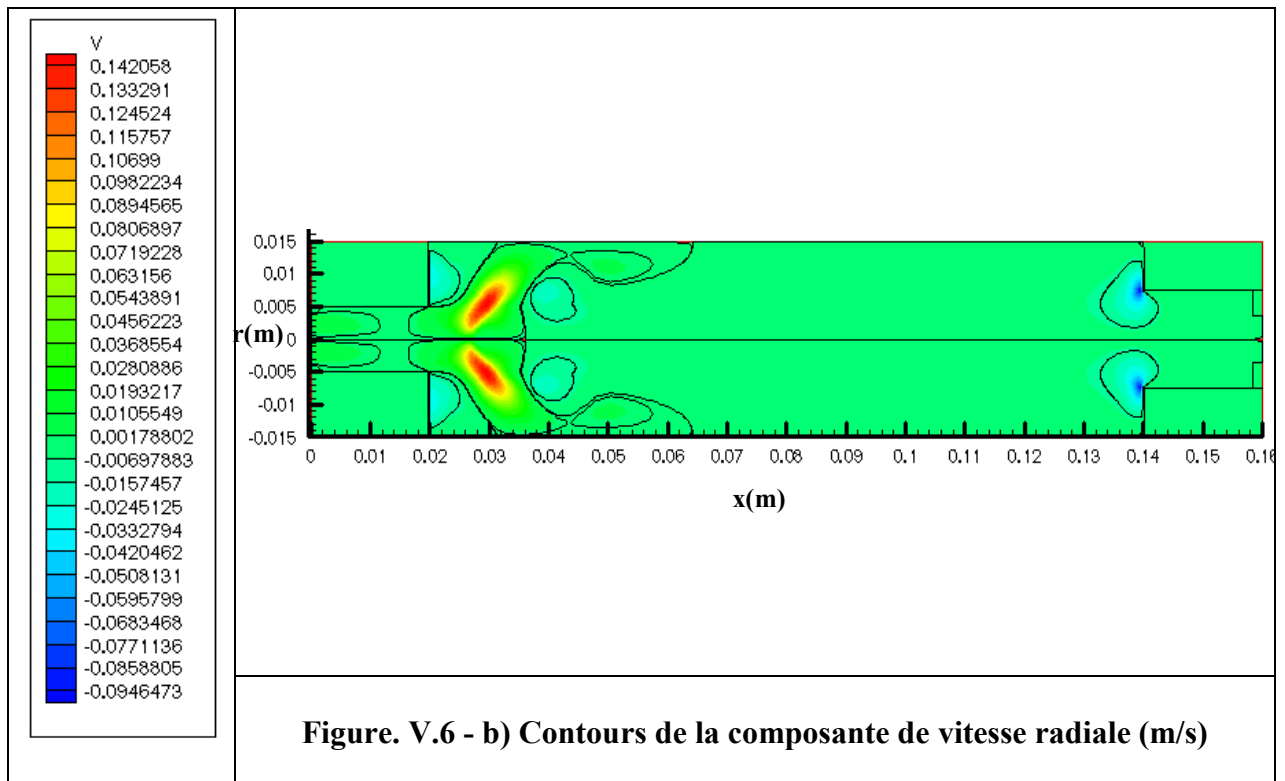
V.3.3 La composante de vitesse radiale

La figure V.6 (b) montre les contours de la composante de la vitesse radiale.

Juste en aval de l'élargissement, on observe des valeurs de la composante de vitesse radiale relativement importantes et positives traduisant la divergence du flux vers la paroi extérieure. C'est ce qui implique, la forte dépression sur l'axe entraînant l'aspiration du fluide de l'aval.

On remarque que la zone de recirculation sur l'axe est enveloppée par le fluide provenant de l'amont.

Les valeurs négatives de la composante de vitesse radiale au niveau du rétrécissement expriment la convergence du fluide vers le centre.

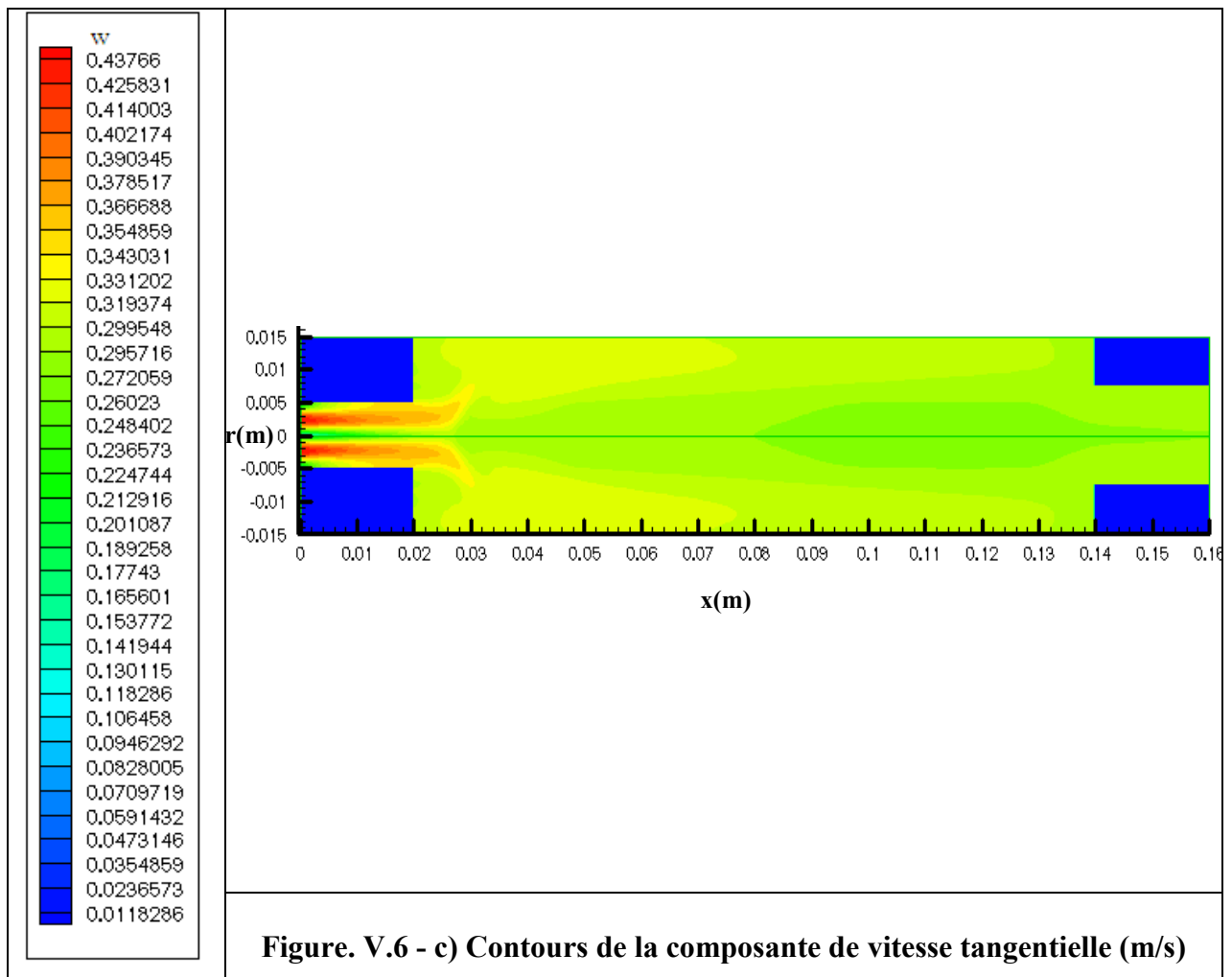


V.3.4 La composante de vitesse tangentielle

La figure V.6 (c) illustre les contours de la composante de la vitesse tangentielle.

En allant de l'entrée vers la sortie, on remarque une décroissance graduelle de la composante de vitesse tangentielle. Cette décroissance de l'intensité du tourbillonnement est faible dans le tronçon représentant l'injecteur et plus accélérée dans l'enceinte principale due à l'élargissement de la section (conservation de la quantité de mouvement angulaire).

A noter, la légère intensification du tourbillonnement au niveau du rétrécissement.



V.3.5 La pression statique

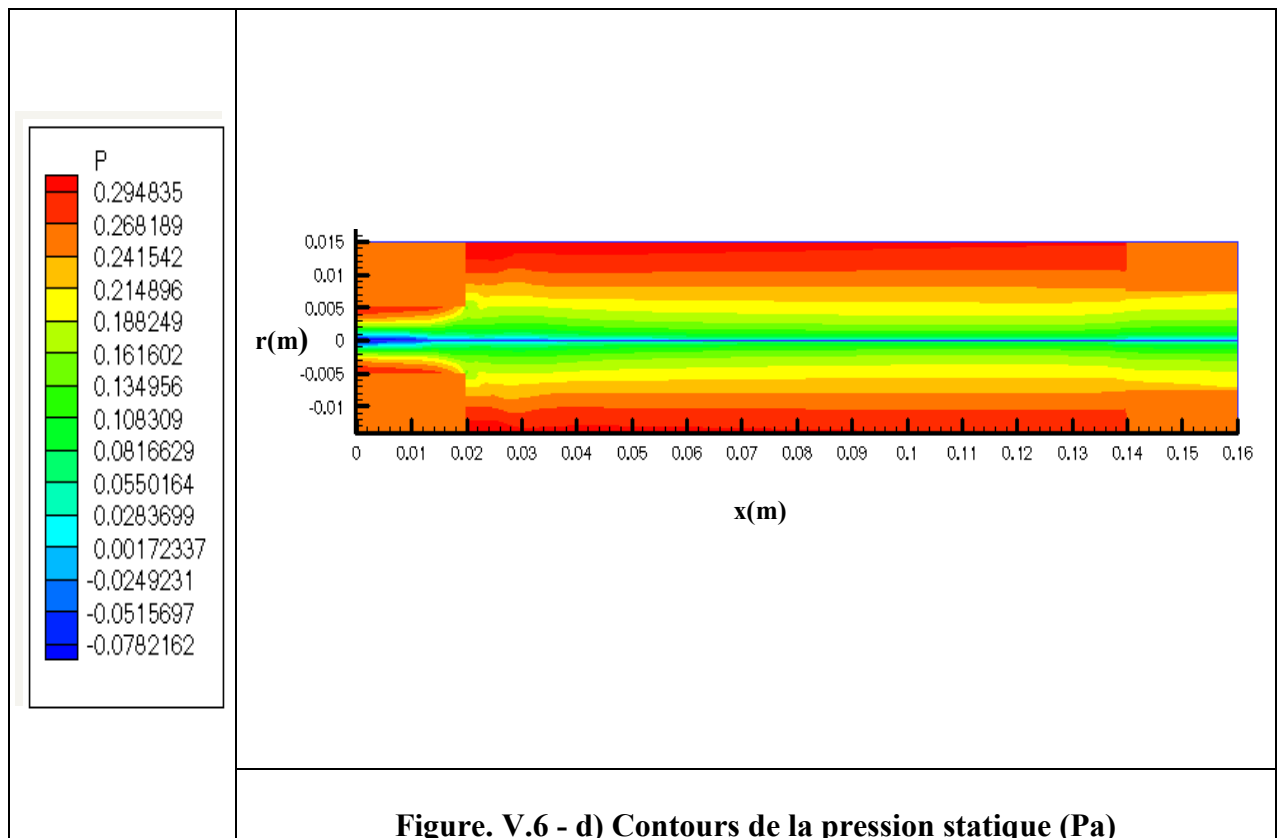
La figure V.6 (d) représente le contour de la pression statique.

On remarque une forte dépression sur l'axe particulièrement dans la conduite d'entrée. Alors que les pressions maximales sont situées au niveau des parois.

La diminution de la dépression est considérable avec la diminution du tourbillonnement.

La variation de pression dans cette configuration est complexe : le changement de la section résulte en une augmentation de pression car la continuité impose une diminution de la vitesse axiale ; le tourbillonnement résulte en une dépression au centre et une pression élevée près des parois causé par les forces centrifuges.

Au niveau du rétrécissement la diminution de la section à pour effet de réduire la pression et d'intensifier le swirl.



V.4 Cas réactif (Ecoulement turbulent)

V.4.1 Effet du Maillage

La figure V.7 montre le profil de la vitesse axiale à $x = 1.5$ mm obtenu avec trois maillages différents (264445, 294723 et 367765 cellules). Le maillage de 294723 cellules s'est avéré satisfaisant et donc a été employé dans cette partie du travail.

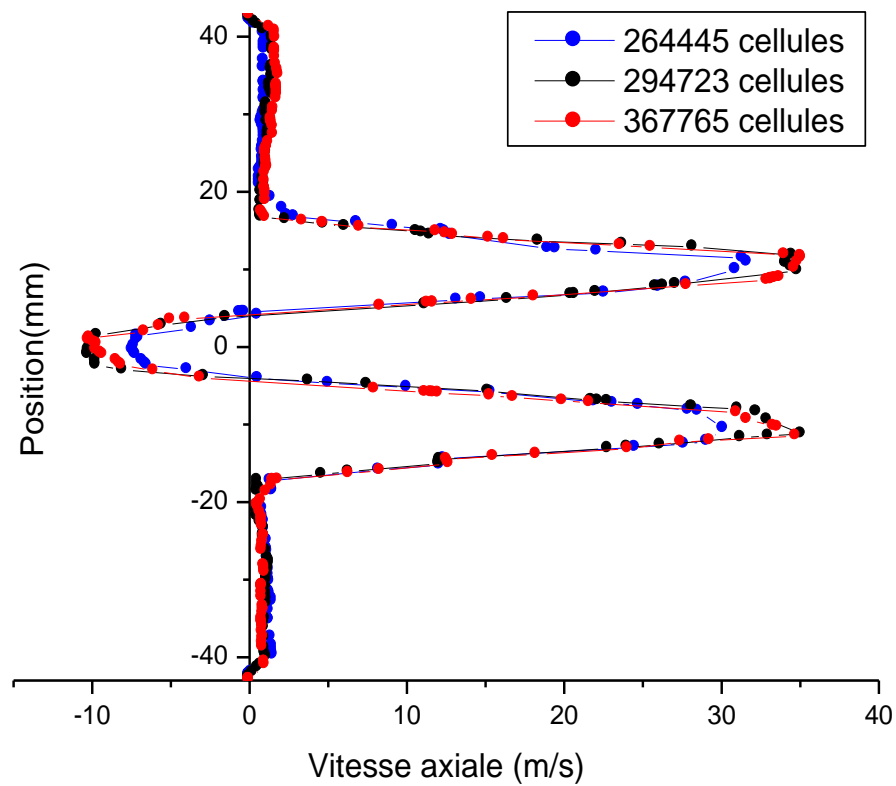


Figure. V.7 - Profil de la composante de vitesse axiale à $x = 1.5$ mm avec différents nombre de cellules

V.4.2 Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux

Pour pouvoir comparer quantitativement le calcul numérique avec les expériences, des coupes ont été réalisées dans les champs de vitesses. La figure. V.8 montre les positions des 5 lignes de coupe utilisées.

Les Figures. V.8. (a, b, c) montrent les comparaisons entre les calculs numériques et les mesures effectuées par Lartigue et Poinot [10].

La comparaison est globalement satisfaisante pour les trois composantes de la vitesse à $x = 1.5 \text{ mm}$, 5 mm et 15 mm , les profils numériques dévient appréciablement de ceux de l'expérience à $x = 25 \text{ mm}$ et 35 mm . Un désaccord est aussi observé dans les zones proches des parois, près des murs ou du nez de l'injecteur,

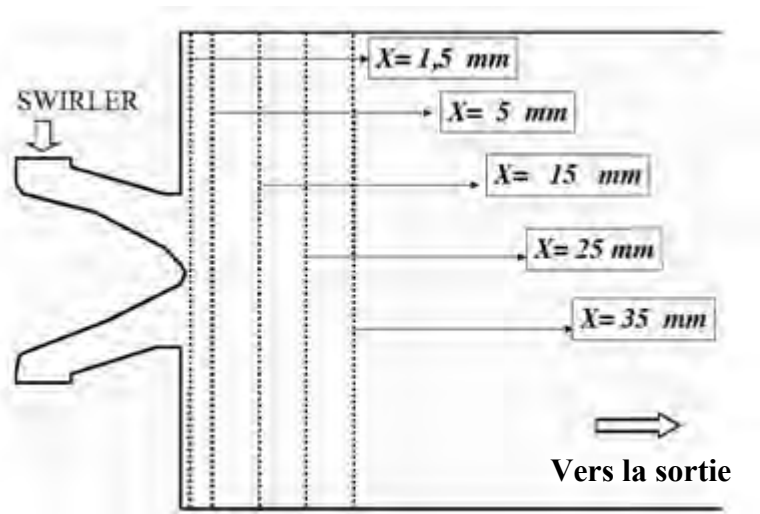


Figure. V.8 - Positions des coupes pour la comparaison des profils de vitesse

Il est à noter que les mesures expérimentales sont moins précises au niveau de la paroi à cause de sa proximité de cette dernière qui gêne l'instrumentation.

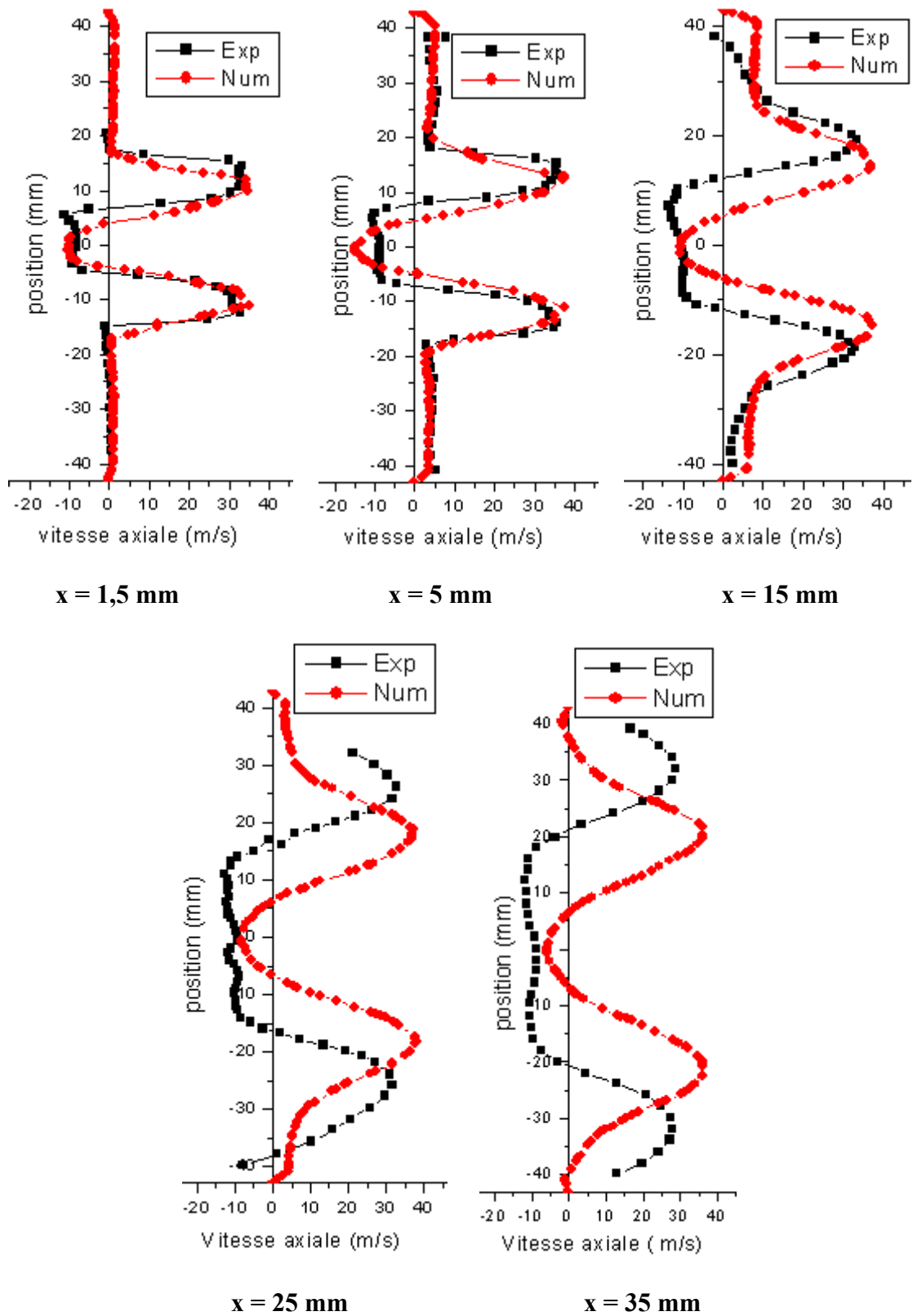
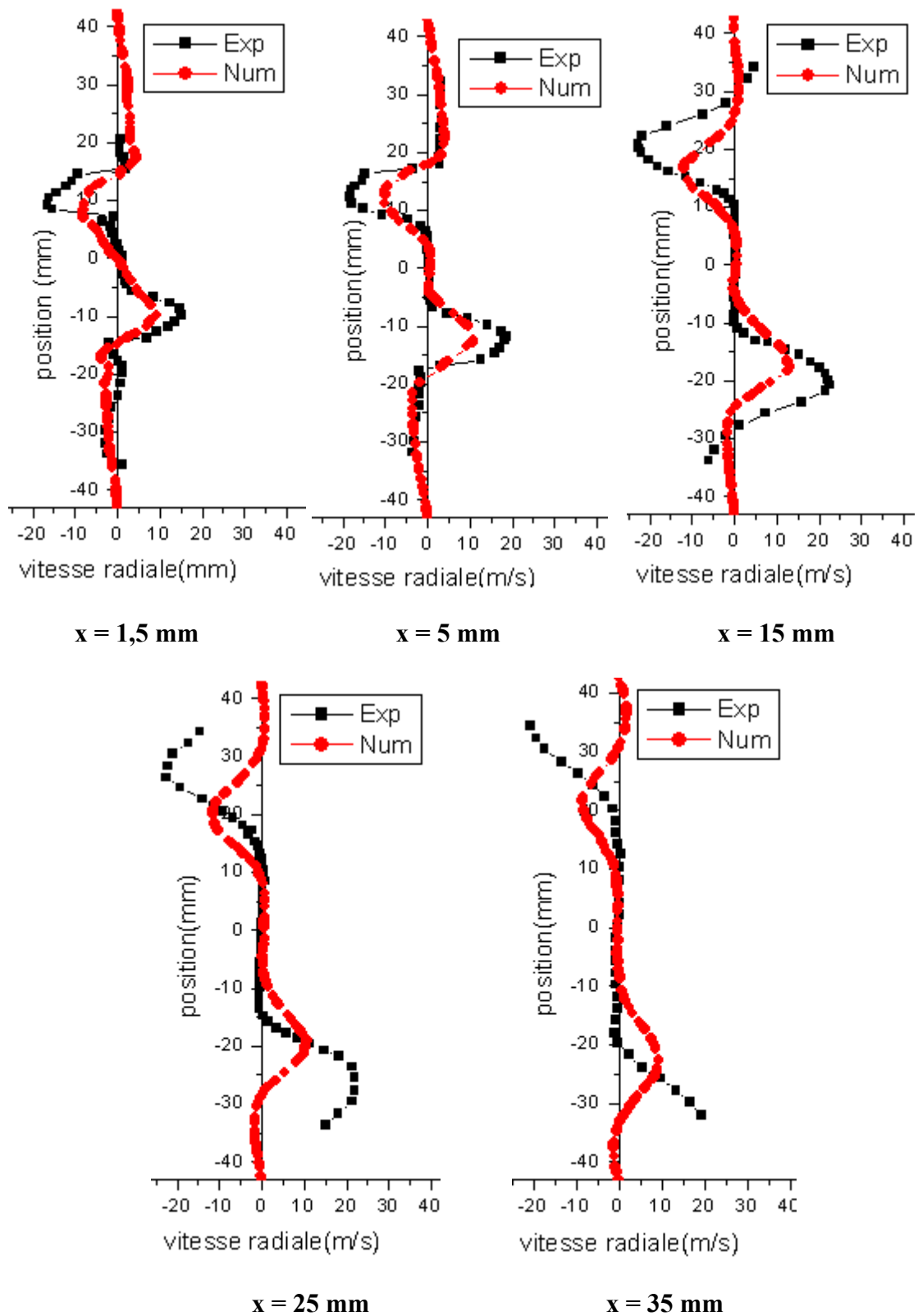


Figure. V.8 - a) Coupes des valeurs moyennes de la vitesse axiale



Figures. V.8 - b) Coupes des valeurs moyennes de la vitesse radiale

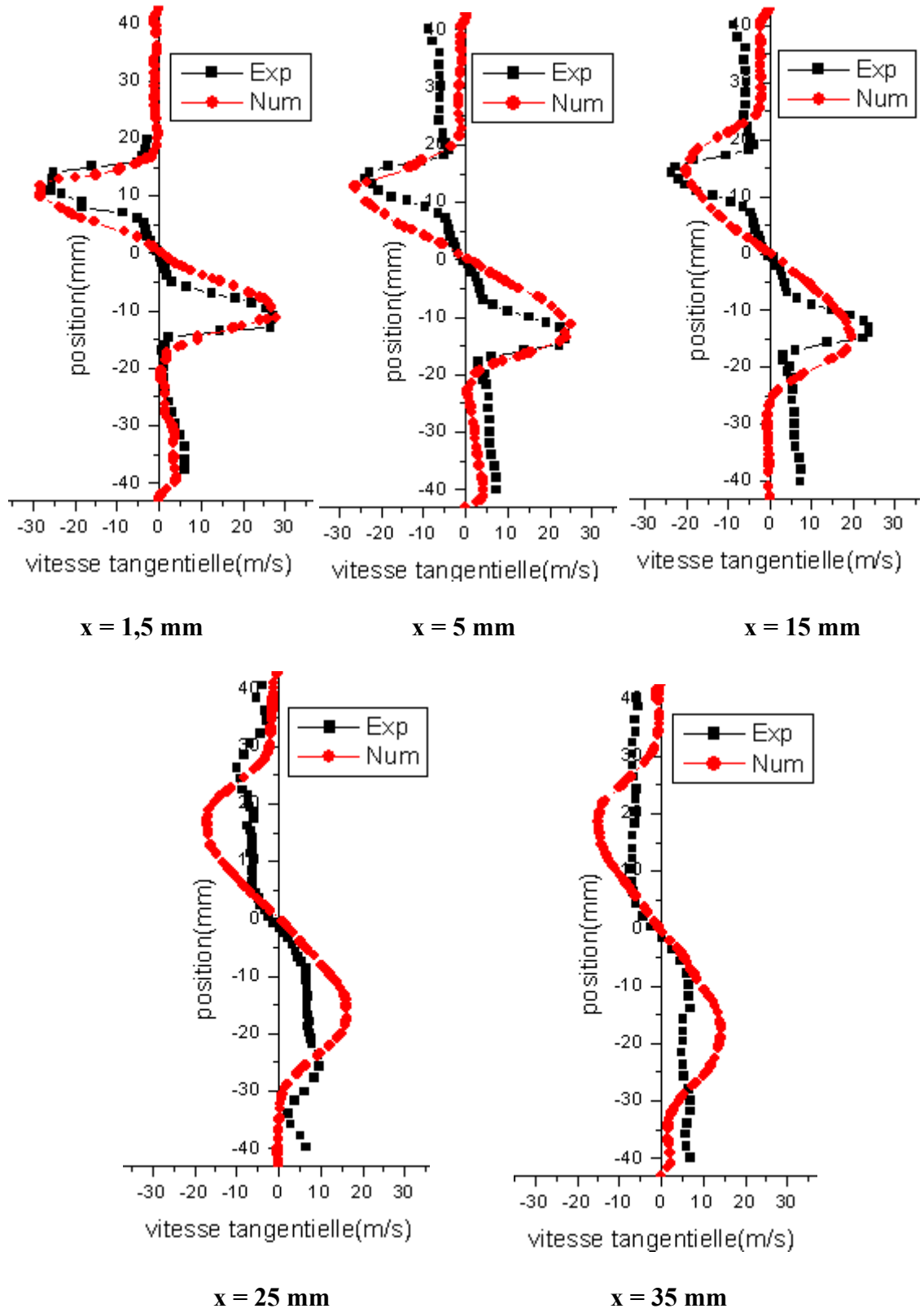


Figure. V.8 - c) Coupes des valeurs moyennes de la vitesse tangentielle

V.4.3 La composante de vitesse axiale

Les valeurs moyennes de la composante de la vitesse axiale sont montrées sur les figures. V.9. (a, b).

Au niveau des swirlers la composante axiale de vitesse est pratiquement nulle. Le fluide commence à accélérer axialement à la sortie des swirlers. Ensuite la vitesse augmente de plus en plus dans l'espace annulaire et particulièrement le long de la paroi du cône.

Les figures. V.9. (a, b) mettent en évidence une importante zone de recirculation sur l'axe de la chambre ARZ (Axial Recirculation Zone), matérialisée par les couleurs bleu pour la vitesse axiale négative qui vient s'accrocher sur le nez de l'injecteur. Cette ARZ provoque comme prévu un éclatement et une déviation du jet. Près des parois de la chambre de combustion les vitesses sont relativement faibles.

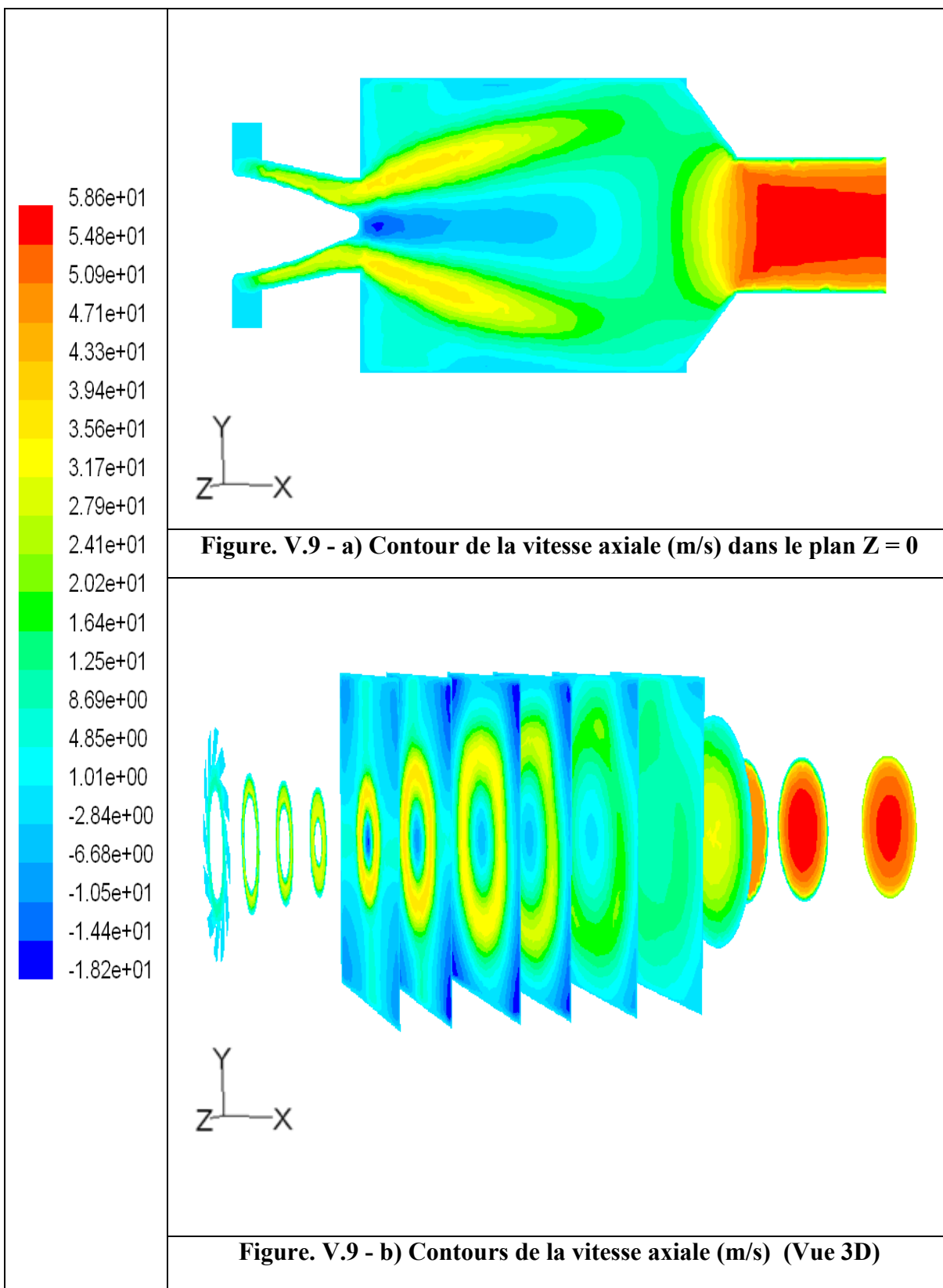
Le nombre de swirl de l'écoulement avant l'élargissement brusque ($S = 0.75$) étant supérieur à la valeur critique pour observer un tel phénomène ($Sc = 0.6$), c'est une première confirmation de la bonne structure générale de l'écoulement.

Cette zone de recirculation axiale s'étend jusqu'à environ la moitié de la chambre. L'écoulement est ensuite plaqué sur les parois de la chambre car il doit contourner l'ARZ qui agit comme un obstacle solide. L'écoulement passe donc préférentiellement le long des murs.

On observe également que les zones proches des coins de la chambre sont des zones mortes où la vitesse est relativement faible. Elles sont dues à l'élargissement brusque de la chambre.

Du fait de la dilatation des gaz et le rétrécissement de section dans la chambre de combustion, les contours de la composante axiale indique que le débit volumique à la sortie est bien supérieur à celui à l'entrée.

La composante de vitesse axiale



V.4.4 La composante de vitesse radiale

Considérons la partie supérieure du domaine d'étude, c'est-à-dire au dessus de l'axe de système.

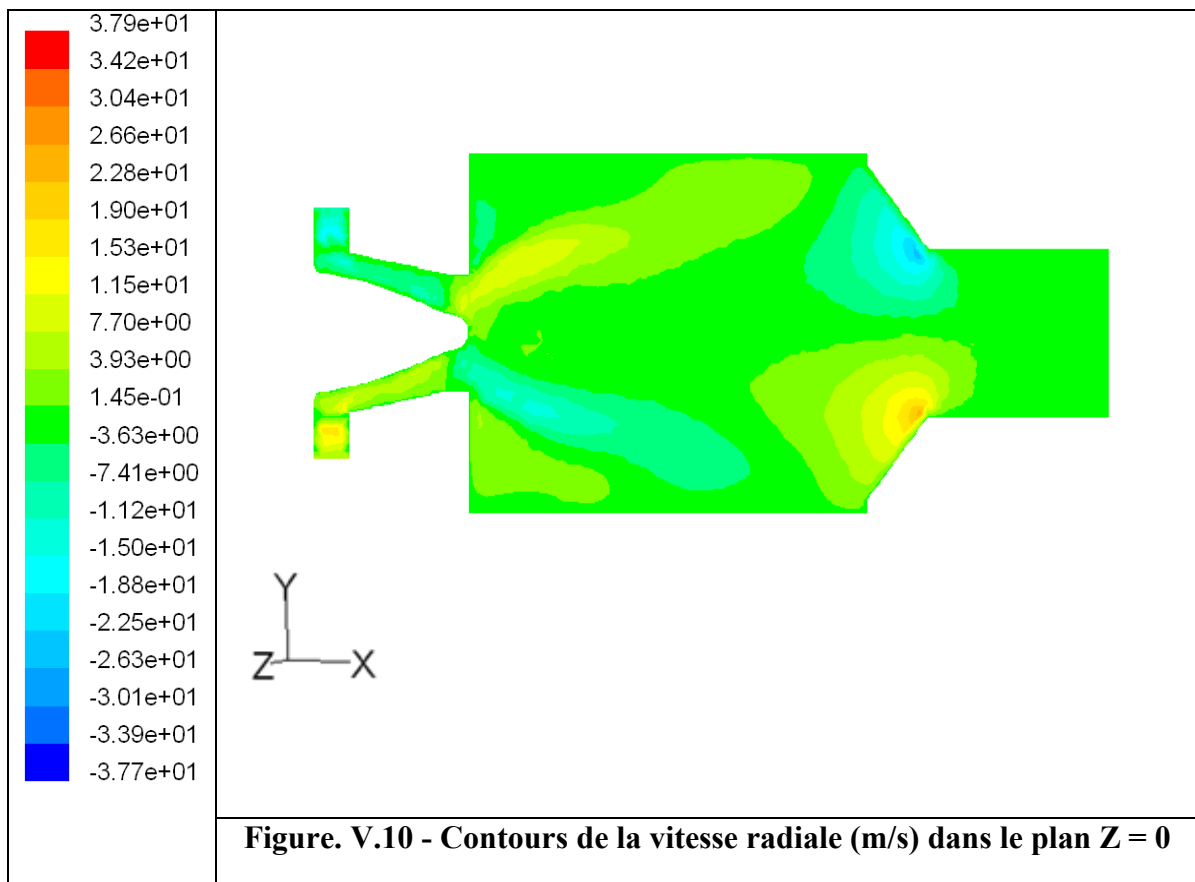
Au niveau des swirlers la composante de vitesse radiale est négative signifiant la convergence du fluide vers le centre. Puis à $x = 0.04$ m, figure. V.10, juste en aval du cône la composante de vitesse radiale est devenue positif.

Puisque le solveur Fluent résout les équations par rapport au système cartésien, la composante de vitesse radiale apparait avoir le signe opposer au dessus et en dessous de l'axe de la géométrie.

Au niveau de la zone de recirculation la composante de vitesse radiale est pratiquement nulle. La figure. V.10 montre que les valeurs maximales sont situés dans la région enveloppent la zone de recirculation (phénomène d'éclatement), et aussi au niveau du convergent avant la sortie.

Tout à fait à la sortie on s'approche du régime établi où la vitesse est pratiquement nulle.

La composante de vitesse radiale



V.4.5 La composante de vitesse tangentielle

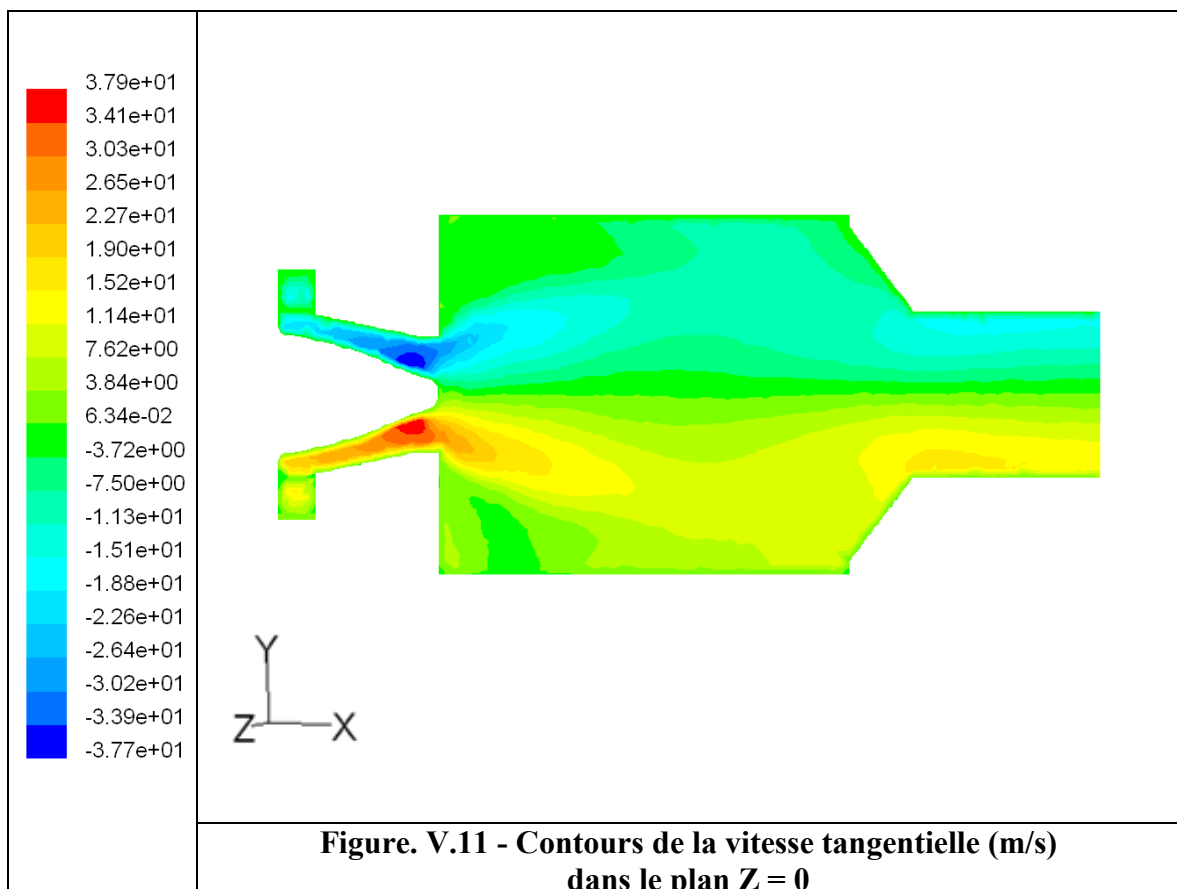
La vitesse imposée à l'entrée des swirlers est purement radiale, c'est l'inclinaison des swirlers qui agit sur le courant de fluide pour lui donner une composante de vitesse tangentielle, figure V.11.

Une accélération tangentielle est observée le long de l'espace annulaire et surtout près de la paroi du cône. Les valeurs maximales sont atteintes juste avant la sortie de l'injecteur.

D'après la figure V.11. En plus du tourbillonnement engendré par l'inclinaison des swirlers. Des cellules tournantes en sens opposées sont observées aux niveaux des 4 coins de la chambre de combustion, c'est ce qui explique les valeurs négatives de la composante de vitesse tangentielle dans ces 4 zones.

Allant vers la sortie, l'intensité du tourbillonnement diminue rapidement. Une légère accélération est enfin notée au niveau du convergent dictée par le principe de conservation de la quantité de mouvement angulaire vu la réduction de la section

La composante de vitesse tangentielle



V.4.6 La pression statique

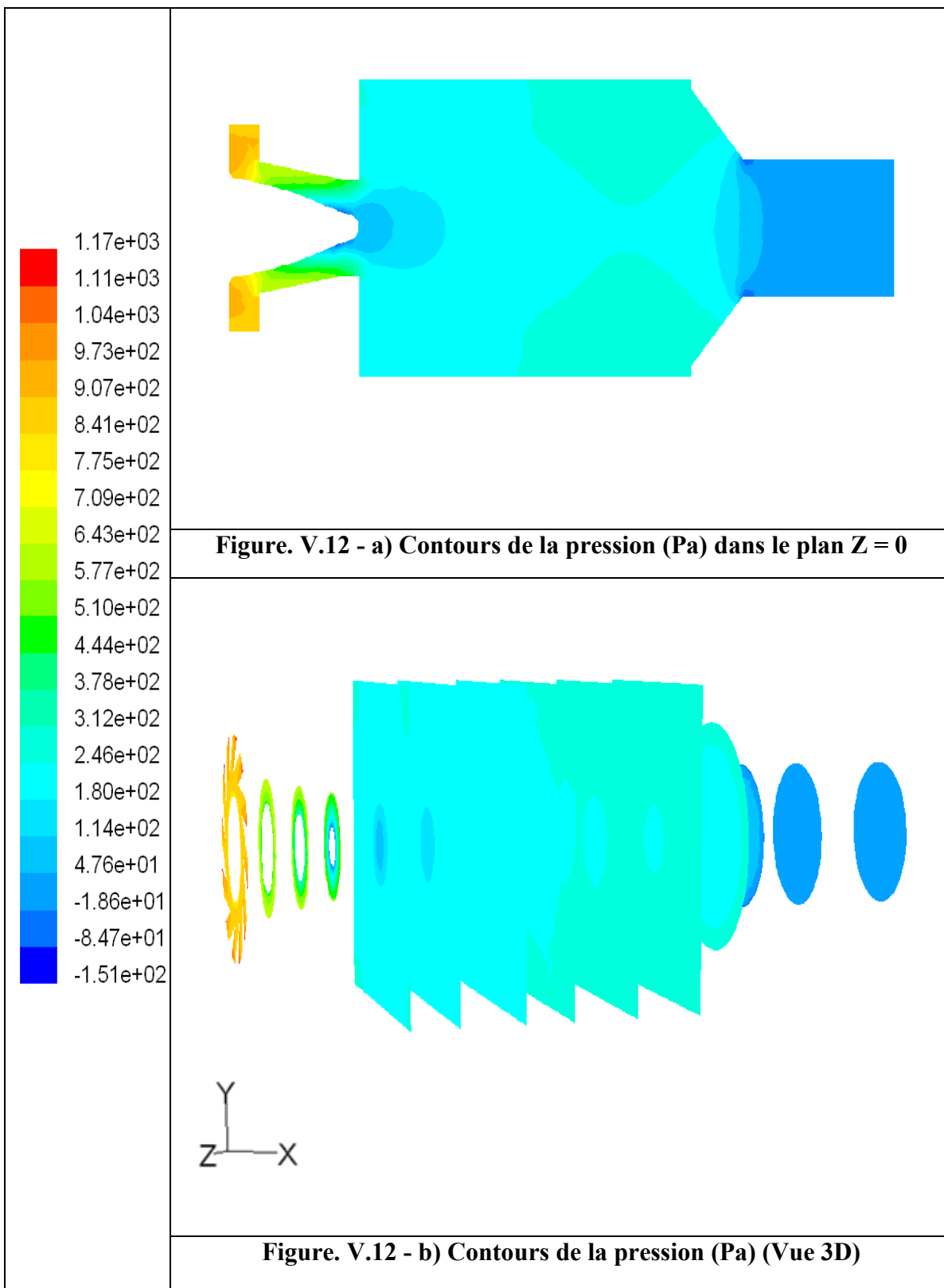
Etant donné que la vitesse imposée radiale est perpendiculaire à la section d'entrée, l'impact du fluide sur l'un des cotés de chaque des vanes incliné résulte en une pression relativement élevée sur ce même coté des vanes, figures V.12. (a,b).

En consistence avec l'accélération du fluide depuis les vanes des swirlers jusqu'à la sortie de l'injecteur, on remarque un décroissement progressif de la pression jusque au nez du cône. Les figures V.12. (a, b) montrent qu'il y a une forte dépression au niveau du nez de l'injecteur. Cette dépression résulte de l'équilibre entre la force centrifuge et le gradient de pression.

Une dépression d'intensité moindre est également observée au niveau de l'échappement car l'écoulement possède une vitesse plus élevée à cet endroit du fait du rétrécissement." La conservation du débit impose une augmentation en énergie cinétique ce qui résulte en une diminution de l'énergie de pression ".

La pression de référence à été prise égale à zéro au point $x = 220$ mm, $y = 0$, $z = 0$ c'est-à-dire à la sortie. Cela explique les valeurs négatives au niveau du nez de l'injecteur et à la sortie du convergent.

La pression statique



V.4.7 La température statique

Les figures V.13. (a, b) montrent le champ moyen de la température statique. La température reste uniforme et égale à la valeur imposée à l'entrée jusqu'à la section de l'élargissement.

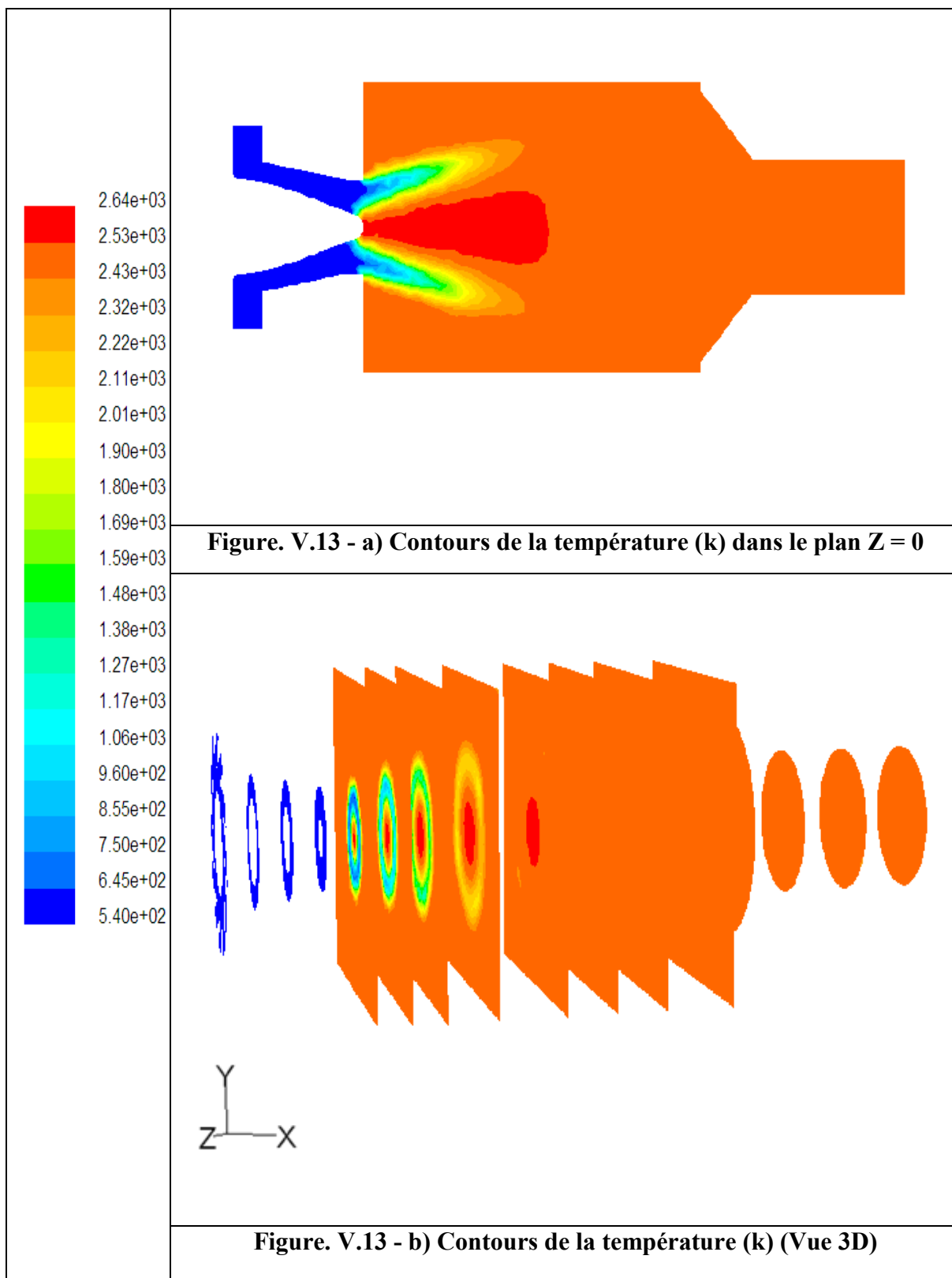
Juste en aval de l'élargissement, la température commence à augmenter brusquement, indiquant le début de la combustion. Les contours isothermes illustrent clairement l'allure du front de flamme.

La température maximale (2640 k) est atteinte sur l'axe au niveau de la zone de recirculation centrale. La combustion est quasiment terminée à $x = 0.035$ m et on ne retrouve plus de gaz frais au delà de cette section (en moyenne).

Aucune comparaison avec l'expérience n'est possible ici car la température n'a pas encore été mesurée d'après Lartigue et Poinso [10].

Il est à noter que l'on n'observe pas de couches limites thermiques le long des parois de la chambre de combustion du fait que ces parois sont supposées adiabatiques.

La température statique



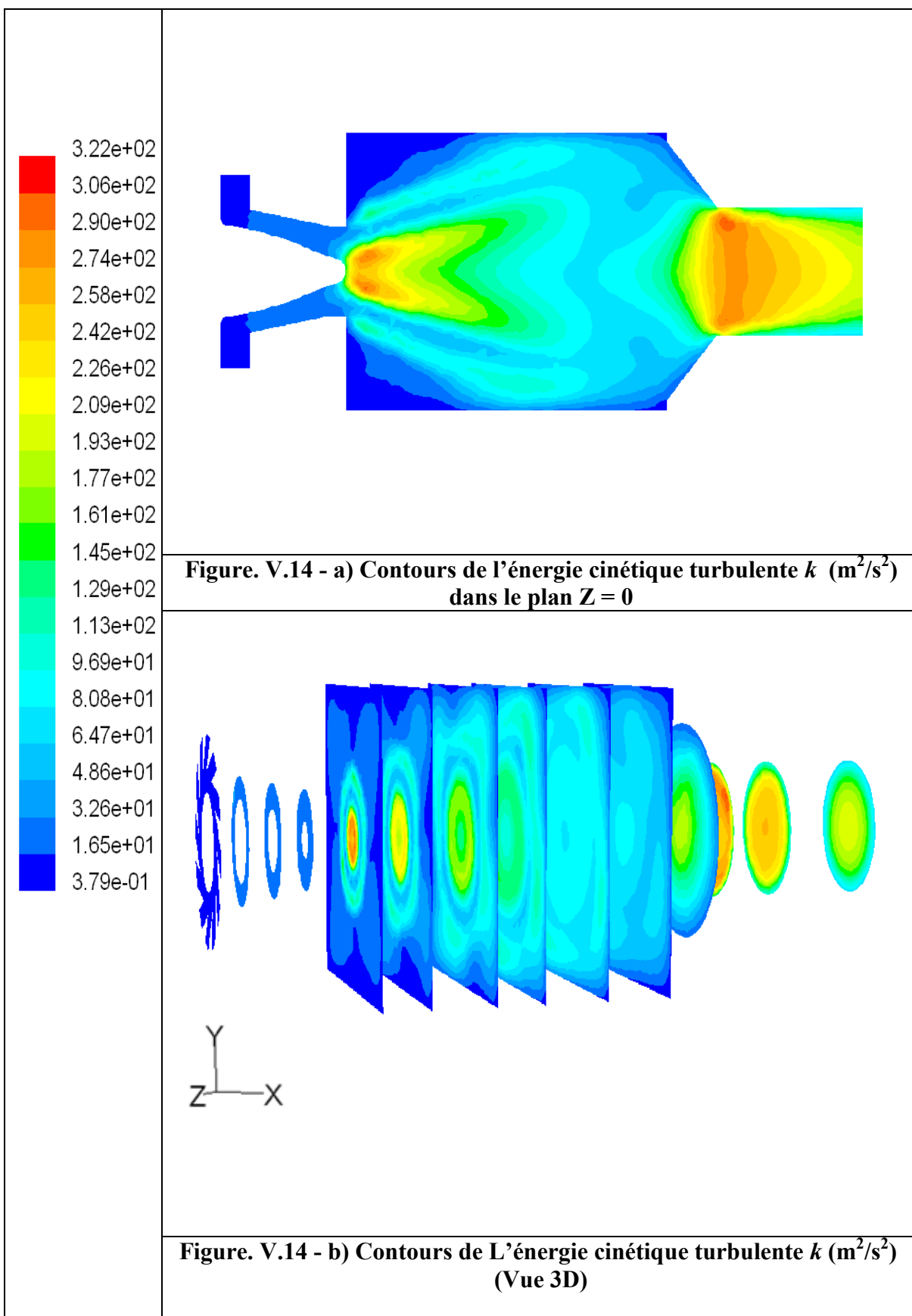
V.4.8 L'énergie cinétique turbulente k

Ont remarque une faible intensité de turbulence au niveau des vanes des swirlers figures V.14. (a, b).

La turbulence s'intensifie graduellement en allant vers l'intérieur de la chambre de combustion. En fait la production se fait au niveau des couches limites près des parois où le cisaillement est très important.

Les valeurs maximales de l'énergie cinétique turbulente sont atteintes au niveau de l'enveloppe de la zone de recirculation axiale en aval du nez de l'injecteur et à la sortie au niveau du rétrécissement. Cela est dû au taux de déformation très élevée dans cette région, entraînant des taux de production relativement importants de l'énergie turbulente.

L'énergie cinétique turbulente k



V.4.9 La fraction massique du CH₄ et du O₂

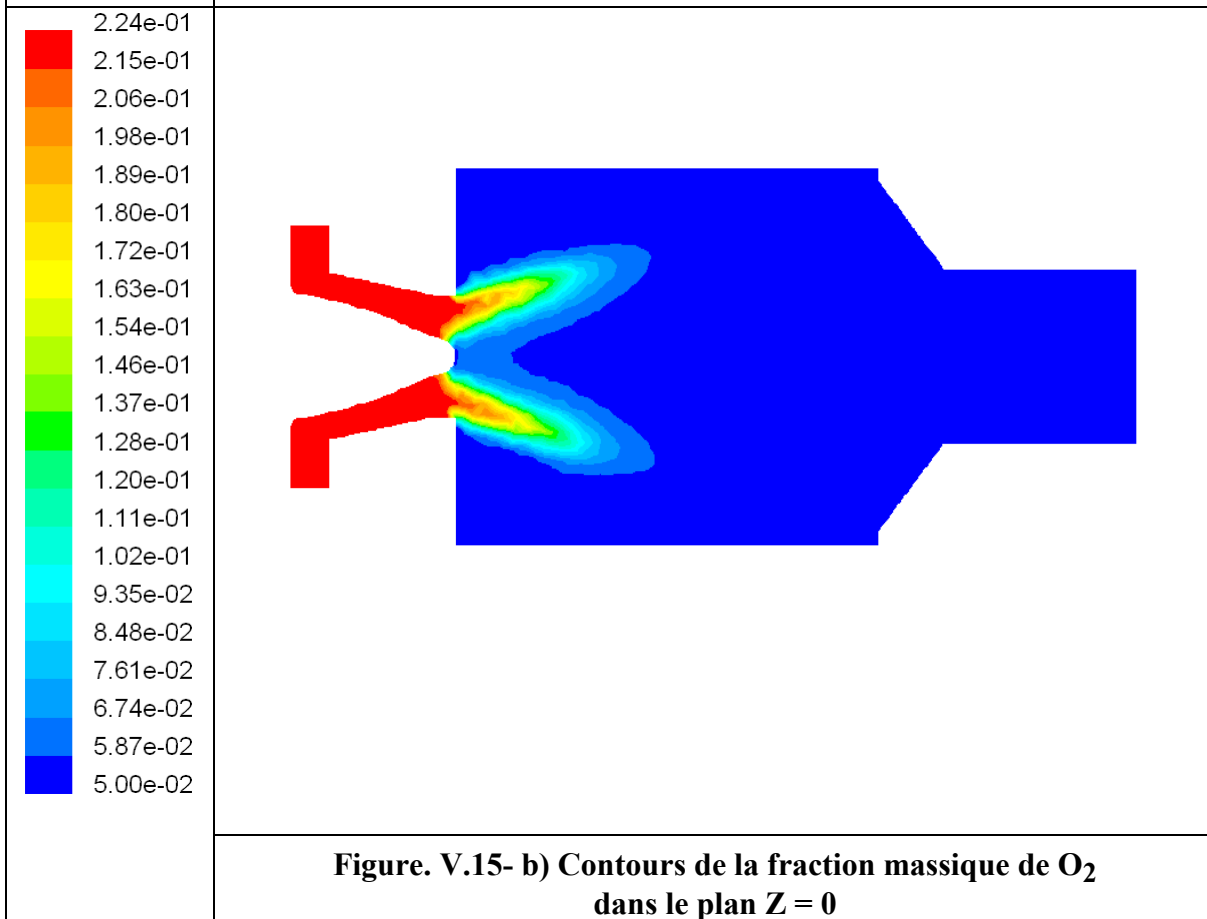
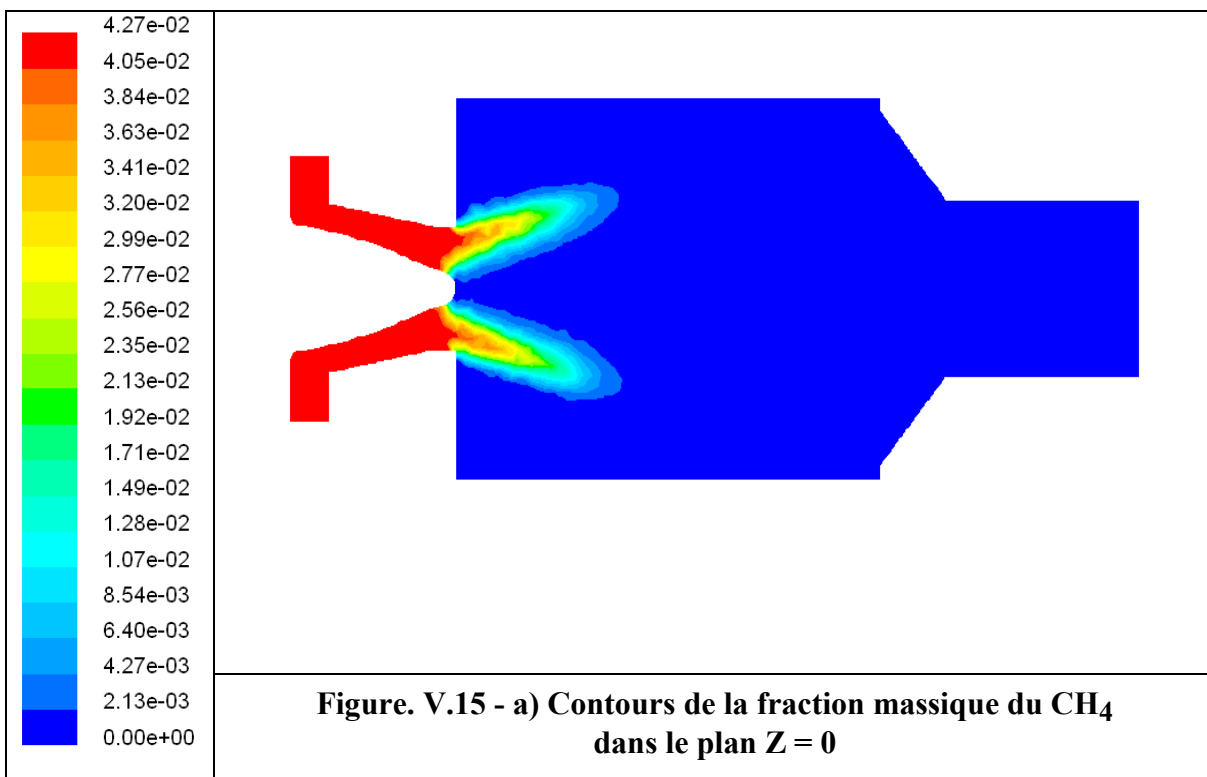
Pour la fraction massique du CH₄, figure V.15 (a), on remarque que les valeurs maximales sont obtenues au niveau des 12 vanes (swirlers) et au niveau du convergent (injecteur), car la combustion n'a pas encore commencé, même chose pour la fraction massique d'O₂ figure V.15 (b).

La combustion commence juste à l'entrée de la chambre, ou on remarque un front de flamme qui sépare les gaz frais et les gaz brûlés.

La valeur de la fraction massique du CH₄ à l'intérieur de la chambre de combustion est pratiquement nulle, résultat de la combustion complète du CH₄.

Par contre on remarque qu'il reste un peu d'O₂ à l'intérieur de la chambre, parce que la richesse utilisée pour cette combustion (Méthane+Air) a une valeur de $\Phi = 0,75$.

La fraction massique du CH₄ et du O₂



V.4.10 La fraction massique du CO₂ et du H₂O

Les figures V.16 (a, b) montrent la fraction massique de CO₂ et H₂O respectivement. On remarque que cette fraction massique est pratiquement nulle au niveau des swirlers et convergent car la combustion n'a pas encore commencé.

La production du CO₂ et H₂O commence au niveau du front de flamme où les valeurs de la fraction massique augmentent graduellement pour atteindre les valeurs maximales à partir de $x = 0.035\text{m}$.

La fraction massique du CO₂ et du H₂O

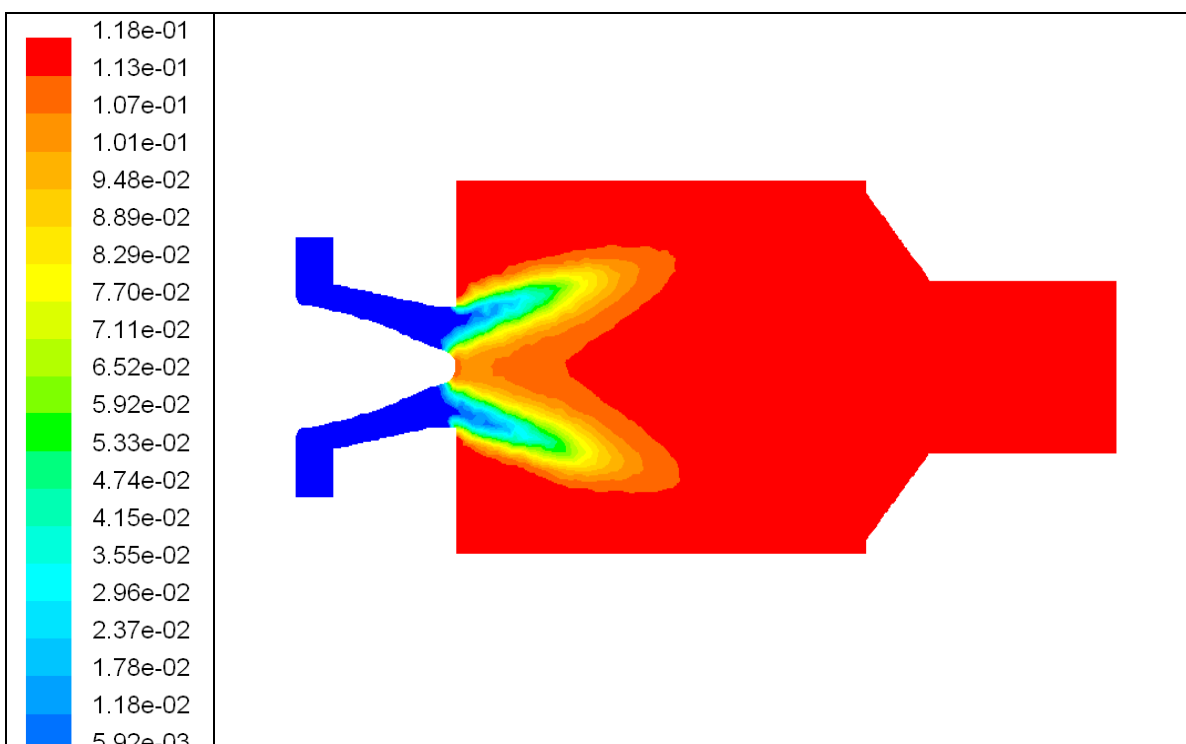


Figure. V.16 - a) Contours de la fraction massique CO₂ dans le plan Z = 0

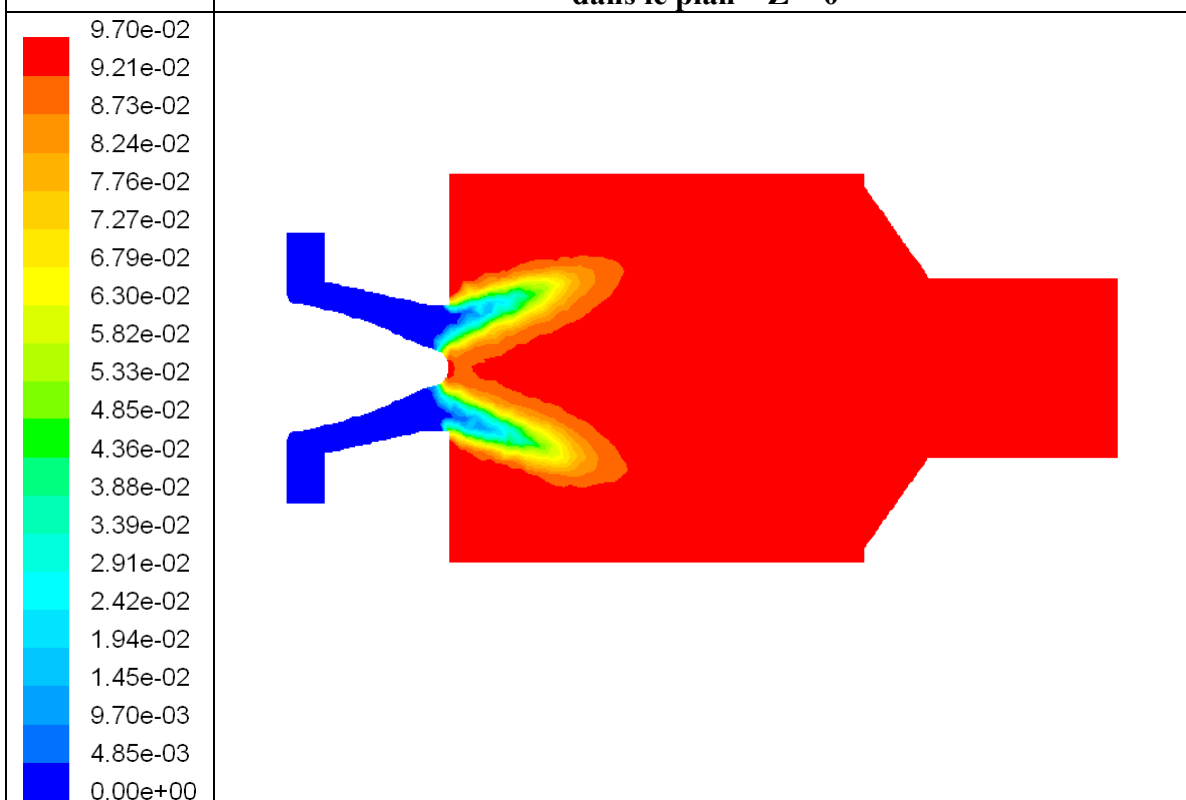
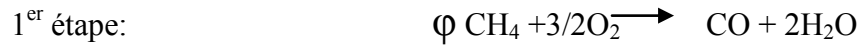


Figure. V.16 - b) Contours de la fraction massique de H₂O dans le plan Z = 0

V.4.11 La fraction massique du CO

Les contours de la fraction massique du CO illustrés les figures V.17 (a, b) montrent que la valeur de la fraction au niveau des swirlers et l'injecteur est pratiquement nulle, ainsi qu'à partir de $x = 0.035$ m à l'intérieur de la chambre jusqu'à la sortie.

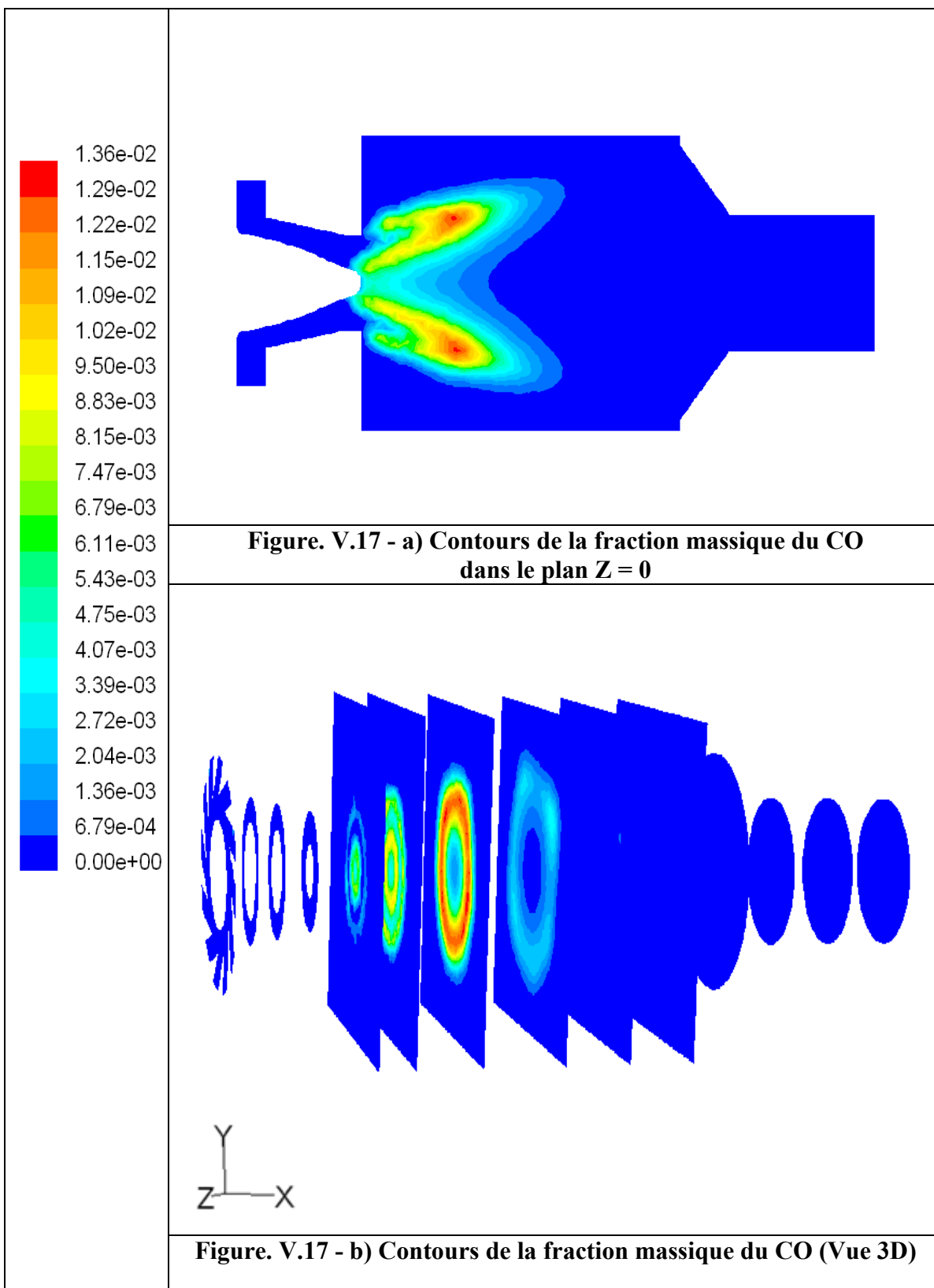
C'est la confirmation de la combustion à deux étapes considérée dans ce travail, où le CO est une espèce intermédiaire :



Où ϕ : est la richesse égale à 0.75 dans le présent travail.

Les valeurs maximales sont atteintes au niveau du front de la flamme où se fait la production et la destruction du CO.

La fraction massique du CO



V.4.12 Le taux de réaction-1 et le taux de réaction-2

Dans le modèle de la combustion turbulente « Eddy Dissipation » utilisé dans ce travail, les taux de réaction sont totalement contrôlés par la turbulence. Dans ce cas et d'après la formule présentée dans le chapitre III, le taux de réaction est nulle dans la zone des gaz frais et dans la zone des gaz brûlés, figures V.18 (a, b).

En avançant de part et d'autre vers le front de flamme, les taux de réaction augmente puisque les fractions massiques des espèces des gaz frais et brûlés sont non-nuls.

En fait le taux de réaction est maximal au centre du front de flamme ou la

fonction :
$$\min_R \left(\frac{Y_R}{\nu'_{R,r} M_{w,r}}, \frac{B \cdot \sum_p Y_p}{\sum_J^N \nu''_{j,r} M_{w,j}} \right)$$
 atteint sa valeur maximale.

V.4.13 La fraction massique de N₂

A noter que l'azote (N₂) qui est présent dans le mélange, n'a aucune contribution dans les équations des réactions

Cette espèce étant inerte, maintient la valeur de sa fraction massique constante et égale à 0.7239

Dans cette étude, la formation des NO_x n'a pas été prise en compte, le phénomène de dissociation du N₂ est considéré inexistant.

Le taux de réaction-1 et le taux de réaction-2

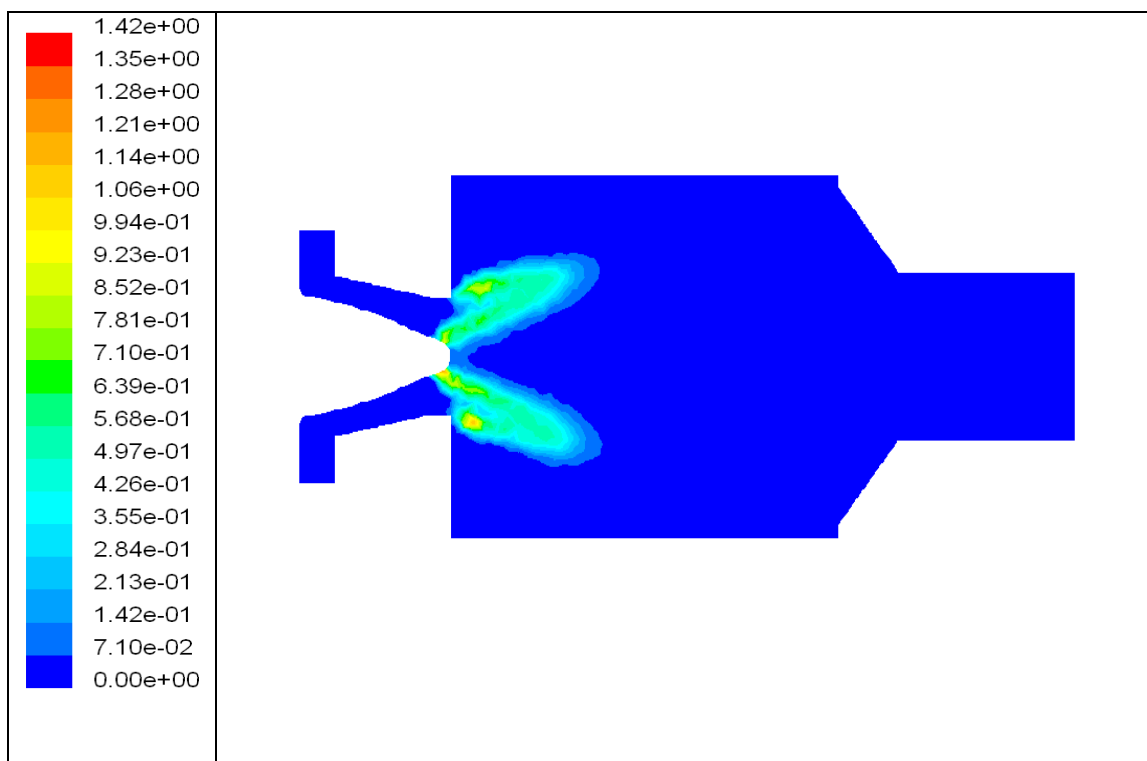


Figure. V.18 - a) Contours de taux de réaction-1 (kgmol/m³s) dans le plan Z = 0

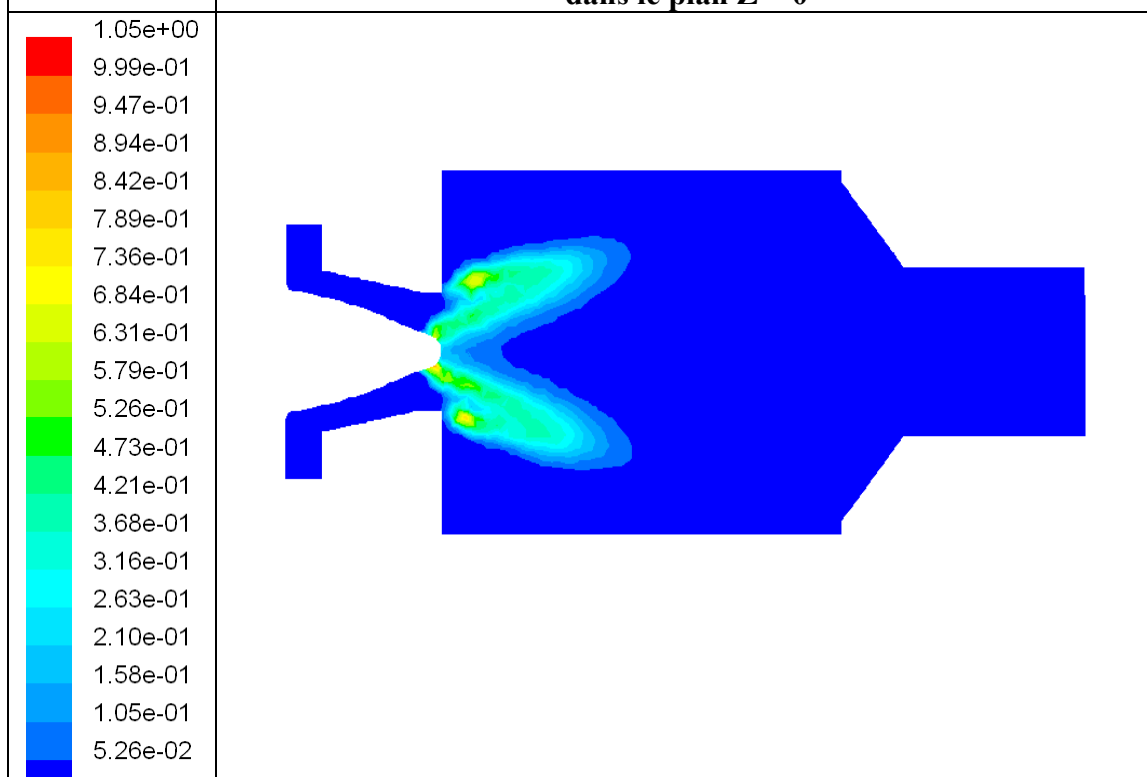


Figure. V.18 - b) Contours de taux de réaction-2 (kgmol/m³s) dans le plan Z = 0

Conclusion

Le travail entrepris dans ce projet de magister est une étude numérique de l'écoulement avec et sans réaction chimique dans une enceinte similaire à une chambre de combustion.

Une attention particulière a été accordée à l'effet du tourbillonnement imposé à l'entrée sur les comportements aérodynamique et thermo-chimique.

Dans une première partie, un programme de calcul en FORTRAN a été adapté pour l'étude d'un écoulement laminaire axisymétrique dans une chambre comportant un élargissement à l'entrée et un rétrécissement brusque à la sortie.

Dans une deuxième partie, le code de calcul « FLUENT » a été utilisé pour l'étude de l'aérodynamique et la combustion dans une géométrie complexe, en prenant en compte l'influence des propriétés thermo-chimiques du mélange sur l'écoulement.

Les efforts déployés pour atteindre ces objectifs ont permis l'acquisition d'une bonne expérience dans les domaines de la programmation et l'emploi d'un code commercial d'une part et une bonne initiation à la recherche d'autre part.

Des comparaisons ont donc pu être menées, à la fois sur des écoulements réactifs et des écoulements non réactifs. Dans chacun de ces deux cas, la comparaison entre le calcul numérique et les expériences s'est avérée encourageante.

L'exploration des résultats a permis une meilleure compréhension de la phénoménologie de l'écoulement en question, notamment :

- L'apparition d'une zone de recirculation sur l'axe induite par le swirl.
- Le comportement complexe du champ de pression influencé essentiellement par le swirl et les changements de section.
- Le programme de calcul adapté a donné des résultats réalistes et encourageants.

Dans le cas de l'écoulement complexe turbulent dans la chambre de combustion 3D et avec réactions chimiques, les phénomènes aérothermo-chimiques ont pu être mieux maîtrisés à partir de l'analyse des champs de vitesses, de pression, de l'énergie cinétique turbulente et des concentrations d'espèces.

- Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ s'est avéré performant malgré le fait que l'écoulement considéré est swirlé. Rappelons que la mise en rotation de l'écoulement dans l'injecteur favorise le mélange entre le carburant et l'air et permet d'augmenter l'efficacité de la combustion en réduisant les émissions polluantes.
- Les résultats ont montré une zone centrale toroïdale de recirculation qui s'est formée juste en aval de l'injecteur et la flamme s'est stabilisée sous une forme compacte, ce qui permet de réduire les dimensions de la chambre. Cela confirme les résultats rapportés précédemment dans la littérature, Lartigue et Poinot [10].

Perspectives:

- Il est suggéré de tester la performance d'autres modèles de turbulence comme par exemple le RSM, et d'autres modèles de combustion.
- Il serait très intéressant de considérer l'étude des émissions de polluants dans cette configuration.

Références

- [1] **R. Rawe et H. Kremer**, Stability limits of natural gas diffusion flames with swirl, *Proc. Combust. Institute* 18 (1981) 667-677.
- [2] **J.C. Larue, GS Samuelsen et E. T. Seiler**, “Momentum and heat flux in a swirl-stabilized combustor”, In: *Proc. of 20th Symp. (Int.) on Combustion, the Combustion Institute*, (1984) 277-285.
- [3] **P.M. Anacleto, E.C. Femandes, M.V. Heitor et S.I. Shtork**, “Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor”, *Combust. Sci. Tech.*, 175 (2003) 1369-1388
- [4] **R.H. Chen et J.F. Driscoll**, The role of the recirculation vortex in improving fuel-air mixing within swirling flames, *Proc. Combust. Institute* 22 (1988) 531-540.
- [5] **V. Tangirala et J.F. Driscoll**, Temperature within non-premixed flames: effects of rapid mixing due to swirl, *Combust. Sci. Tech.* 60 (1988) 143-162.
- [6] **D. Feikema, R.H. Chen et J.F. Driscoll**, Enhancement of flame blowout limits by the use of swirl, *Combustion and Flame* 80 (2) (1990) 183-195.
- [7] **J.M. Beér et N.A. Chigier**, *Combustion Aerodynamics*, Wiley, New York, (1972)112.
- [8] **R.H. Chen et J.F. Driscoll**, *Proc. Combust. Inst.* 22 (1988)
- [9] **V. Tangirala, R.H. Chen et J.F. Driscoll**, *Combust. Sci. Technol.* 51 (1987) 75.
- [10] **G. Lartigue, T. Poinso**, simulation des grandes echelles et instabilites de combustion. *J. Comput.* (2004).
- [11] **J. Zhang et S. Nieh**, Comprehensive modelling of pulverized coal combustion in a vortex combustor, *Fuel* 76 (1997) 123–131.
- [12] **J. Zhang et S. Nieh**, Swirling, reacting, turbulent gas-particle flow in a vortex combustor, *Powder Technology* 112 (2000) 70–78.
- [13] **A. Ridluan, S. Eiamsa-ard et P. Promvong**, “ Numerical simulation of 3D turbulent isothermal flow in a vortex combustor ”, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 34 (2007) 860–869.
- [14] **L. Selle, G. Lartigue, T. Poinso, R. Koch, K.U. Schildmacher, W. Krebs, P. Kaufman et D. Veynante**, “Compressible large eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes”, *Combustion and Flame* 137 (2004) 489–505.

-
- [15] **S. Roux, G. Lartigue, T. Poinsot, U. Meier et C. Berat**, “Studies of Mean and Unsteady Flow in a Swirled Combustor Using Experiments, Acoustic Analysis, and Large Eddy Simulations,” *Combustion and Flame* 141 (2005) 40–54.
- [16] **C. Martin, L. Benoit, Y. Sommerer, F. Nicoud et T. Poinsot** “Large-Eddy Simulation and Acoustic Analysis of a Swirled Staged Turbulent Combustor” *AIAA JOURNAL*. 44 (2006) 741-749.
- [17] **N. Syred et J. M. Beer**, Combustion on Swirling Flows, *Combustion and Flame* 23 (1974) 143-181.
- [18] **T.C. Claypole et N. Syred**, The effect of swirl burner aerodynamics on NOx formation, *Proc. Combust. Institute* 18 (1981) 81-89.
- [19] **W. Escudier**, Vortex breakdown: observations and explanations, *Prog. Aero. Sci.* 25 (1988)180-229.
- [20] **R. Hillemanns, B. Lenze et W. Leuckel**, Flame stabilization and turbulent exchange in Strongly natural gas flames, *Proc. Combust. Institute* 21 (1986) 1445-1453.
- [21] **A.K. Gupta, M. Ramavajjala, J. Chomiak et N. Marchionna**, Burner Geometry Effects on Combustion and Emission Characteristics using variable Geometry Swirl Combustor, *Journal of Propulsion and Power*. 7 (1991) 473-480.
- [22] **D.St. John et G.S. Samuelson**, Active, optimal control of a model industrial natural gas-fired burner, *Proc. Combust. Institute* 25 (1994) 307-316.
- [23] **A.K. Gupta, D.G. Lilley et N. Syred**, Swirl Flows, *Abacus Press, Kent, United Kingdom*, (1984).
- [24] **J. Zhang et S. Nieh**, *Powder Technol.* 112 (2000) 70–78.
- [25] **J.F. Widmann, S.R. Charagundla et C. Presser**, *Report No. NISTIR 6370, National Institute of Standards and Technology*, (1999).
- [26] **N. Syred**, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 32 (2006) 93-161.
- [27] **S. Ducruix, T. Schuller, D. Durox et S. Candel**, *Journal of Propulsion and Power*, 19 (2003) 722-734.
- [28] **S. Kucukgokoglan, A. Aroussi et S.J. Pickering**. « Prediction of Interaction Between Burners In Multi-Burner Systems ». *University of Nottingham, Nottingham, NG7 2RD, UK*, p. 1, (1999).
- [29] **R. Borghi**. « Recent Advances in Aerospace Science ». (*C Bruno, C Casci. Eds*). *Plenum Pub. Corp.* p. 117, (1985).
- [30] **L. Vervisch et D. Veynante**, Turbulent combustion, cours présenté à l’institut de Von Karman (1999).
-

-
- [31] **A. Boukhalfa**, Combustion à l'étude de la structure scanner dans les flammes turbulentes prémélangées de type BUNSEN. *Thèse de doctorat d'état, université d'Orléans* (1988).
- [32] **R. Borghi et M. Desteriau**, La combustion et les flammes, *TECHNIP* (1975).
- [33] **M.L. Mathur et N.R.L. Maccallum**. Swirling air jets issuing from vane swirlers. *part1: free jets. Journal of the institute of fuel*, 40 (1967) 214-225.
- [34] **F. Bouras**. « Simulation de la combustion turbulente non-prémélangée par le modèle L.E.S ». *Thèse de magister. BATNA* (2006).
- [35] **FLUENT 6.0 documentation**, *User's Guide. Fluent. Inc.* (2001).
- [36] **R. Borghi et M. Champion**, Modélisation et théorie des flammes, *TECHNIP* (2000).
- [37] **B. Magnussen et BH. Hjertager**, *Sixteenth International Symposium on combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh.* (1976) 719-729
- [38] **B.E. Launder et D.B. Spalding**, « Mathematical Models of Turbulence ». *Académie Press, London and New York* (1972).
- [39] **D.B. Spalding**. « Development of the Eddy-Break-Up Model of Turbulent Combustion », *Sixteenth International Symposium on Combustion, Ed. The Combustion Institute*, p. 1657, (1977). ****
- [40] **S. Patankar**. « Numerical heat transfer and fluid flow ». *Mac Graw Hill. Ed, New York* (1990).
- [41] **S. Hanchi**. Méthodes numériques appliquées à la mécanique des fluides et à l'énergétique. *Ecole Militaire Polytechnique Alger* (2004).
- [42] **O.K. Kwon et R.H. Pletcher**. Prediction of the incompressible flow over a rearward-facing step. *Engineering research institute technical report 82019/HTL-26, Iowa state university, Ames* (1981).