

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République algérienne démocratique et populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
جامعة عين تموشنت بلحاج بوشعيب
Université -Ain-Temouchent- Belhadj Bouchaib
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de : Génie Mécanique



Projet de Fin de Cycle

Mémoire présenté Pour l'obtention du diplôme de Master Académique
Domaine : SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
Filière : Génie Mécanique
Spécialité : **Energétique**

Thème

**SIMULATION RANS DES JETS A MASSE VOLUMIQUE VARIABLE
DANS UNE FLAMME TURBULENTE DE L'HYDROGENE**

Soutenu le : 05/06/2024

Présenté Par :

- 1) Kada-Mahammed Abdelkader
- 2) Djebli Abdelmalek

Devant le jury :

Dr.NHARI tayab	UAT.B.B (Ain Temouchent)	Président
Dr.ASSAM hassan	UAT.B.B (Ain Temouchent)	Examineur
Pr.BOUNIF abdelhamid	UAT.B.B (Ain Temouchent)	Encadreur

Année Universitaire: 2023/2024

Remerciements

D'abord, louange à Allah qui nous a aidés et nous a guidés.

Nous tenons à exprimer notre gratitude envers notre superviseur, le professeur BOUNIF Abdelhamid de l'Université d'Aïn Témouchent, qui a proposé ce projet et nous a accordé ses bénédictions et ses connaissances tout au long de ce travail.

Au Dr NAHARI Tayab, Docteur à l'Université d'Aïn Témouchent, qui nous a honorés en acceptant la présidence du comité, nous exprimons notre respect et notre sincère gratitude.

Au Dr ASSAM Hassan, Docteur à l'Université d'Aïn Témouchent, qui a accepté d'évaluer ce travail et de faire partie du comité de jugement, nous exprimons notre respect et notre sincère gratitude.

Un hommage particulier à tous les enseignants du département de Génie Mécanique de l'Université d' Aïn Témouchent. Qu'ils trouvent ici l'expression de notre profonde reconnaissance pour leurs compétences.

Enfin, nous tenons également à remercier toutes les personnes qui, de loin ou de près, nous ont apporté leur soutien sans oublier nos familles et nos amis.

Dédicaces

Je tiens à dédier ce travail de fin d'études à tous ceux qui m'ont soutenu et encouragé tout au long de ce parcours.

À ma famille, pour leur amour inconditionnel, leur soutien indéfectible et leur compréhension. Vous avez toujours cru en moi et m'avez poussé à donner le meilleur de moi-même.

À mes amis, pour leur présence, leurs encouragements et leur soutien moral. Votre amitié précieuse a rendu ce parcours plus agréable et significatif.

À mes enseignants et encadrants, pour leur expertise, leur guidance et leurs conseils précieux. Votre enseignement et votre accompagnement ont été essentiels pour mon développement académique et professionnel.

À mes collègues et camarades de classe, pour les moments de collaboration, les discussions stimulantes et les souvenirs partagés. Vous avez contribué à rendre cette expérience d'apprentissage enrichissante et mémorable.

Je souhaite également exprimer ma gratitude envers tous les chercheurs, les professionnels et les auteurs dont les travaux ont nourri ma réflexion et ma compréhension tout au long de ce projet.

Enfin, je dédie ce travail à moi-même, pour ma persévérance, ma détermination et ma passion. Ce mémoire est le fruit de mon engagement et de mon désir de grandir en tant que professionnel.

Merci à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce projet.

Votre soutien a été essentiel et je vous en suis profondément reconnaissant

Résumé

La modélisation mathématique des flammes turbulentes est complexe en raison de l'interaction étroite entre les processus de transport turbulents et la cinétique chimique. Le modèle présenté dans cette thèse met l'accent sur la relation entre la turbulence et la chimie. L'objet de cette étude est la simulation numérique de la turbulence d'une flamme d'hydrogène non-pré mélangée avec divers modèles de turbulence, dans le but d'évaluer leur capacité prédictive.

Une comparaison est réalisée entre deux modèles de turbulence : le modèle (k- ϵ) avec la correction limitée de Pope et le modèle de stress de Reynolds (RSM). Les prédictions sont validées par des résultats expérimentaux obtenus grâce à la mesure Raman et à l'anémométrie laser Doppler (LDA) pour un jet turbulent de diffusion de la flamme hydrogène-air. L'interaction entre la turbulence et la chimie est gérée en utilisant la méthode de la flamme lette. Le modèle développé est validé par des simulations de cas de test avec des géométries simples, montrant une comparaison favorable avec les résultats des enquêtes précédentes qui utilisaient les modèles (k- ϵ) et RSM avec les méthodes CMC et PDF. [28.29].

Mots-clés : Hydrogène, modélisation, mécanique des fluides, simulation, jet, densité variable.

Abstract :

Modeling turbulent flames is challenging due to the strong coupling between turbulent transport processes and chemical kinetics. The model presented in this thesis focuses on the interaction between turbulence and chemistry. The subject of this study is the numerical simulation of turbulent non-premixed hydrogen flames using various turbulent models to assess their predictive capability. A comparison is made between turbulent models: the (k- ϵ) model with Pope's limited correction and the Reynolds stress model (RSM). Predictions are validated using experimental data provided by Raman spectroscopy and laser Doppler anemometry (LDA) for measuring turbulence in hydrogen-air flame diffusion. The turbulence-chemistry interaction is addressed using the flamelet method. Simulations of test cases with simple geometries validate the developed model, showing favorable comparison with results from previous investigations that utilized (k- ϵ) and RSM closures with CMC and PDF methods [28,29]

Keywords: Hydrogen, modeling, fluid mechanics, simulation, jet, variable density

الخلاصة

تعد النمذجة الرياضية للألسنة-الهب المضطربة أمرا صعبا نظرا للاقتران المكثف بين عمليات النقل المضطربة والحركية الكيميائية. ويرتكز النموذج المقدم في هذه الأطروحة على التفاعل بين الاضطراب و الكيمياء. فموضوع هذه الدراسة هو محاكاة العددية للامضطرب اللهب الهيدروجيني غير الممزوج مع نماذج مضطربة مختلفة من أجل استثمار بوابة القدرة على التنبؤ. يتم مقارنة النماذج المضطربة بين النموذج (ك- ϵ) مع التصحيح المحدود لـ Pope ونموذج الإجهاد Reynolds (RSM) يتم التحقق من صحة التنبؤات عن طريق البيانات التجريبية التي تقدمها Raman و مقياس الليزر دوبلر لشدة الريح (LDA) لقياسات نشر اضطراب لهب الهيدروجين-هواء. تتم معالجة تفاعل الاضطراب-كيمياء مع طريقة اللهب. المحاكاة لحالة اختبار مع هندستها البسيطة تحقق من النموذج المتطور، وتقرن ايجابيا مع نتائج الاستقصاءات السابقة التي تستخدم الاغلاقات (k- ϵ) و RSM و الطريقتين CMC و [28,29]. PDF.

الكلمات المفتاحية: الهيدروجين، النمذجة، ميكانيكا الموائع، المحاكاة، النفاث، والكثافة المتغيرة

Table de matière

Sommaire

Remerciements.....	Erreur ! Signet non défini.
Résumé	Erreur ! Signet non défini.
Liste des figures et des tableaux	IX
Liste Des Abréviation.....	IX
Introduction générale.....	2
1. Introduction	7
2. Données théoriques et expérimentales concernant les jets à densité variable	7
2.1. Connaissances expérimentales concernant les jets à densité variable.....	8
2.1.1. Evolution des grandeurs moyennes globales	8
2.1.2. Grandeurs liées à la turbulence	12
3. Modélisation numérique	14
1. Introduction	17
2. Modélisation du champ d'écoulement.....	20
3. Modélisation de la turbulence.....	21
4. modélisation de la combustion	24
4.1. Le couplage au champ d'écoulement.....	26
4.2. Modèle chimique.....	27
1. Cas non réactif jets a masse volumique variable	29
2. Maillage et domaine de calcul.....	29
3. Résultats numériques et discussion	30
2. 1 Evolutions axiales.....	31
3.1. Champ de vitesse	31
3.2. Ecart-type des fluctuations de vitesse.....	32
3.3. Energie cinétique de la turbulence.....	33
3.4. Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence.....	34
3.5. Champ scalaire.....	34
4. calcul de la flamme	42
4.1. La définition du problème et de la modélisation	42
4.2. Conditions limites	42
4.3. Résultats:	43

Table de matière

5. influence de la richesse du mélange.....	47
6 .Les contours	60
7. Conclusion.....	66
Conclusion générale	68
Références bibliographie:.....	72
Liste des annex	Erreur ! Signet non défini.

Liste des figures et des tableaux

Liste des figures et des tableaux

Liste des figures :

Figure A: Configuration des jets ronds axisymétrique	29
Figure :1 a-b. Effets de densité sur l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet	35
Figure :2 a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'écart-type de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet	36
Figure :3 a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'écart-type de la vitesse radiale sur l'axe du jet	37
Figure :4 a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'énergie cinétique de la turbulence sur l'axe du jet.....	38
Figure : 5a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'intensité de la turbulence.....	39
Figure 6: Effets de densité sur l'évolution du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence sur l'axe du jet.....	40
Figure : 7a-b. Effets de densité sur l'évolution de la température moyenne sur l'axe du jet	41
Figure 1: La grille de l'effet de point sur l'évolution de la température moyenne sur l'axe du jet.	43
Figure 2: Les profils de TKE à deux positions en aval	44
Figure 3: Profils de la fraction de mélange à trois positions en aval	44
Figure 4: Profils de fraction de la masse H2 à trois positions en aval	45
Figure 5: Les profils de la fraction de masse O2 à trois positions en aval	46
Figure 6: Les profils de la température à différentes positions en aval	46
Figure 7: Variation de température en fonction de la distance pour les différents richesses (R01 .R1.R05).....	49
Figure 8: Variation de vitesse en fonction de la distance pour les différents richesses (R01 .R1.R05).....	49
Figure 9: Variation de statice pressure en fonction de la distance pour les différents richesses (R01 .R1.R05).....	50
Figure 10: Variation de turbulent dissipation Rate (epsilon) en fonction de la distance pour les différents richesses (R01 .R1.R05).....	51
Figure 11: Variation de turbulent cinétique énergie (K) en fonction de la distance pour les différents richesses (R01 .R1.R05).....	52
Figure 12: Evolution du mass fraction of H2 en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05).....	53
Figure13: Evolution du mass fraction of H2O en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05).....	54
Figure14: Evolution du mass fraction of O2 en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05).....	55
Figure15: Evolution du mass fraction of pollutant no en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05).....	56
Figure16: Evolution du Mean mixture fraction en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05).....	57
Figure17: Evolution du mixture fraction variance en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05).....	58
Figure18: Evolution du mixture fraction variance en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05).....	59
Figure19: contours de la température statique à la richesse 01	60
Figure20: contours de la température statique à la richesse 05	60
Figure21: contours de la température statique à la richesse 1	61
Figure22: Conteurs du mass fraction polluant no à la richesse 01	61

Liste des figures et des tableaux

Figure23:Conteurs du mass fraction of polluant no à la richesse 05.....	62
Figure24:Conteurs du mass fraction of polluant no à la richesse 1.....	62
Figure25:Conteurs de la mixture fraction variance à la richesse01.....	63
Figure 26: Conteurs de la mixture fraction variance à la richesse 05.....	63
Figure27: Conteurs de la mixture fraction variance à la richesse 1.....	64
Figure28:Conteurs du Mean Mixture fraction à la richesse 01.....	64
Figure29:Conteurs du Mean Mixture fraction à la richesse 05.....	65
Figure 30:Conteurs du Mean Mixture fraction à la richesse 1.....	65

Listedes tableaux

Tableau 1 : Les divers paramètres des écoulements calculés.....	30
Tableau 2: les valeurs des taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne.....	31
Tableau 3: Effets de densité sur les taux de décroissance axiale de la température moyenne.....	34

Liste des figures et des tableaux

Liste des abréviations

Liste Des Abréviation

Lettres Romain :

a_{ij} : Tenseur d'anisotropie

c : Variable d'avancement.

C_p : Capacité thermique à pression constante.

d : Diamètre.

D_j : Diamètre de la buse

D_{ij} : Diffusion turbulente des tensions de Reynolds

D_ε : Diffusion turbulente de la dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence

D : Coefficient de diffusion moléculaire.

Da : Nombre de Damköhler ($Da = \tau_d/\tau_c$).

D_t : Diffusivité turbulente ($D_t = \nu_t/Sc_t$)

D_{kt} : Diffusivité turbulente de l'espèce k .

D_{th} : Diffusivité thermique

D_{tht} : Diffusivité thermique turbulente.

F : Scalaire instantané

H : Enthalpie.

k : Énergie cinétique turbulente.

Le : Nombre de Lewis ($Le = D_{th}/D_k$)

L_{vis} : Longueur visible de la flamme

l_d : Épaisseur de la zone de diffusion.

l_r : Épaisseur de la zone de réaction.

Liste des abréviations

M : Flux de quantité de mouvement

M_k : Masse molaire de l'espèce k .

P_{ij} : Production de R_{ij} (Tensions de Reynolds) par action du champ dynamique moyen)

Pr : Nombre de Prandtl

Pr_t : Nombre de Prandtl turbulent.

r : Distance à l'axe du jet.

R : Constante molaire des gaz parfaits.

R_d : Rapport des densités entre le jet et le fluide ambiant $R_d = \rho_j / \rho_a$

Re_j : Nombre de Reynolds du jet $Re_j = \frac{U_j D_j}{\nu_j}$

Re_t : Nombre de Reynolds turbulent.

s : coefficient stoechiométrique massique de la réaction.

S_L : vitesse de flamme laminaire.

Sc_t : Nombre de Schmidt turbulent.

t : Temps.

T : Température.

T_{gf} : Température du mélange des gaz frais

T_{gb} : Température des gaz brûlés.

u_i : Composante du vecteur vitesse suivant la direction i .

u_L : Vitesse de la flamme laminaire.

u_T : Vitesse de la flamme turbulente.

u_i'' , u_i'' : Composante i des fluctuations au sens de Favre et de Reynolds de la grandeur U_i

Liste des abréviations

u' : Écart-type de la vitesse longitudinale.

U, V : Vitesses longitudinale et radiale instantanées

x : Distance à la buse

W_F : Masse molaire de combustible.

W_O : Masse molaire de comburant.

Y_k : Fraction massique de l'espèce chimique k .

Y_F : Fraction massique du combustible.

Y_O : Fraction massique du comburant.

Y_P : Fraction massique de produits de combustion

Y_F^{gf} : Fraction massique du combustible dans le mélange des gaz frais.

Y_F^{gb} : Fraction massique du combustible dans les gaz brûlés.

z : Fraction de mélange ou scalaire passif.

Lettres Grecques :

δ_l : épaisseur thermique de flamme

δ_{ij} : Symbole de Kronecker.

ε : Dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

λ : Conductivité thermique.

μ : Viscosité dynamique.

μ_t : Viscosité turbulente dynamique.

ν : Viscosité cinématique.

ν_t : Viscosité turbulente cinématique.

ρ : Masse volumique.

Liste des abréviations

τ_c : temps chimique.

τ_d : temps de diffusion.

τ_t : temps turbulent

τ_{ij} : Tenseur des contraintes visqueuses.

χ : Taux de dissipation scalaire.

Φ : Variable généralisée, rapport d'équivalence ou vecteur de composition.

$\dot{\omega}_F, \dot{\omega}_O$: Vitesses de réaction respectivement du combustible F et du comburant O.

$\dot{\omega}_P$: Vitesses de production de produits P.

$\dot{\omega}_k$: Taux de production de l'espèce k par réaction chimique.

Indices :

$(.)_{all}$: Allumage.

$(.)_c$: Chimique.

$(.)_d$: Dynamique

$(.)_{ex}$: extinction.

$(.)_F$: Combustible.

$(.)_{fl}$: Flamme

$(.)_j$: Référence à la sortie de la buse d'éjection ($X=0$).

$(.)_{LFA}$: Laminarflameletassumption (Hypothèse de flamelet laminaires).

$(.)_O$: Oxydant.

$(.)_t$: Turbulent.

$(.)_{ij}$: Notation tensorielle avec sommation sur les indices répétés

Conventions :

Liste des abréviations

— : Moyenne au sens de Reynolds (non pondérée).

~ : Moyenne au sens de Favre (pondérée par la masse).

(.) : Ecart-type.

Abréviation :

FM : Flamelet Model.

MC : Monte Carlo

PDF: Probability Density Function

RANS: Reynolds-Average Navier-Stokes)

RSM: Reynolds Stress Model. VF : Volumes Finis



Introduction générale

Introduction générale

Introduction générale

Récemment la combustion de l'hydrogène attire beaucoup d'attention en raison de la nécessité d'une énergie alternative propre. En effet, contrairement aux combustibles hydrocarbonés, la combustion de l'hydrogène ne produit pas d'émissions nocives telles que le CO₂, CO, la suie et des hydrocarbures non brûlés. Le seul polluant grave est NO_x, qui peut être minimisé en réduisant la température de combustion par combustion du pré-mélange maigre soigneusement conçus. Cependant, cette technique peut être dangereuse en raison du caractère très inflammable de l'hydrogène. Afin d'éviter ce genre de risque, il est recommandé d'opérer dans la diffusion de flammes. La modélisation de la turbulence et de la chimie est très importante pour la simulation numérique de dispositifs de combustion. La connaissance des domaines de la combustion des espèces chimiques, polluants et de la température est essentielle pour la conception de dispositifs de combustion pratiques tels que les fours industriels, des turbines à gaz ou des moteurs à combustion interne. Cette étude contribue à la modélisation de la turbulence dans les écoulements réactifs. Le jet de flamme d'hydrogène est un élément intéressant pour une étude détaillée, car à la limite, il définit bien les conditions, les données de vitesse, la température, les espèces majeures et mineures, grand nombre de Reynolds et la longueur visible de flamme qui est inférieur à un mètre. Les études sur la turbulente a flamme non pré-mélangée d'hydrogène sont concentrés sur la modélisation de la combustion et de la modélisation de la turbulence dans des mélanges d'hydrogène (H₂-N₂, H₂-He) et pour le cas d'hydrogène pur. La concordance globale avec les données expérimentales est fortement dépendante du modèle de turbulence. Il est connu que le taux de dissipation et le centre d'expansion de la ligne décroissante sont plus prédits en utilisant ces modèles de turbulence dans leur forme classique pour le cas du jet rond et dans le jet à flamme. L'utilisation d'une correction, comme la correction de Pope [33] ou de réduire les constantes du modèle permettra de surmonter cette déficience. Dans ce travail, le H₂-flamme examiné a déjà été étudié expérimentalement par Yetter et al. [28], Barlow et al. [29] et Fleury et al. [30]. Ces données mesurées sont utilisées pour cette étude avec la comparaison de celles obtenus par Barlow et al [31], ayant simulé numériquement la formation de NO_x dans cette flamme sous hélium dilution (0, 20 et 40%) afin d'établir des comparaisons entre les calculs effectués avec le CMC et de modèles PDF de combustion avec le même modèle de turbulence (k-ε), le modèle de rayonnement et un mécanisme chimique à cinétique réduite. Les constantes du modèle d'écoulement sont ajustées pour correspondre les profils axiaux mesurés de vitesse moyenne et la fraction de mélange dans la flamme non diluée, et ce avant les comparaisons scalaires détaillées qui ont été réalisées. Cette méthode conduit à une prédiction

Introduction générale

de plus des profils de fraction de mélange radial dans les régions de la buse. Fairweather et Woolley [32] ont examiné la même flamme en utilisant l'approche fermeture du moment conditionnelle (CMC) avec trois régimes cinétiques (étapes de réaction 5, 24 et 62). Les prévisions sont fondées à la fois sur le $(k-\varepsilon)$ et le stress Reynolds / scalaires fermetures de turbulence de flux. Ils ont montré que les simulations basées sur Reynolds fermetures de stress sont supérieures à ceux obtenus en utilisant l'approche basée sur la viscosité de Foucault simple (Pope [33]). Les prévisions sont optimisées contre les mesures non-diluées, résultats de Barlow et al. [29] dans les profils radiaux, plutôt que dans le profil axial. Dans ce cas, seulement les prévisions légères sur de profils de fraction de mélange radiales dans les régions éloignées de la buse ont été observées. En outre, tous les résultats sont jugés insensibles au schéma cinétique employé.

Obieglo et al. [34] applique le modèle de turbulence $(k-\varepsilon)$ avec la correction de Pope à cette flamme. Trois modèles de combustion sont comparés. Ceci est un modèle probabiliste Euler Lagrange (PEUL), un modèle de PDF et de dissipation des tourbillons (EDC) avec un seul modèle de réaction en une étape [32]. Il a été montré que la précision des résultats dépend du choix du modèle de combustion. Les deux méthodes probabilistes donnent de meilleures prévisions que le modèle standard. Dans les résultats obtenus, les données de calcul pour un espace physique étaient pour la plupart en accord avec les expériences, sauf pour les écarts de température qui ont eu lieu dans l'espace de fraction de mélange. Dans les simulations réalisées Aouissi et al. [35], une comparaison entre $(k-\varepsilon)$ et les modèles RSM est faite dans ce H₂ flamme sous l'hypothèse de l'équilibre chimique. Les constantes corrigées de modèles de turbulence sont calibrés pour reproduire le taux d'expansion du jet rond du Pope [33]. Les modèles d'utilisation de la plupart des turbulences dans le calcul de l'hydrogène turbulente flammes non pré mélangées sont le $(k-\varepsilon)$ et la tension de Reynolds (RSM) modèles [36.37]. Les constantes des valeurs adoptées pour les modèles de turbulence sont respectivement: $(k - \varepsilon)$ modèle / $C\varepsilon^2 = 1,83$ [38], rev. Reynolds modèle de Jones et Musonge [36.37] / $C\varepsilon^2 = 1,78$. Pour les champs de vitesse et turbulence axiales et radiales, l'accord dans le domaine de la mesure est satisfaisant, mais dans le champ proche, les écarts sont grands. Cependant, le modèle Jones et Musonge a montré des résultats légèrement supérieurs. La diffusion de grandes concentrations dans le sens radial et la température est inférieure à celle prédite. Les variations axiales des concentrations des espèces et son émission de température ont un comportement similaire. Dans cette étude, les simulations numériques sont effectuées dans un axe symétrique turbulent de diffusion de jet hydrogène / air flamme sous la pression

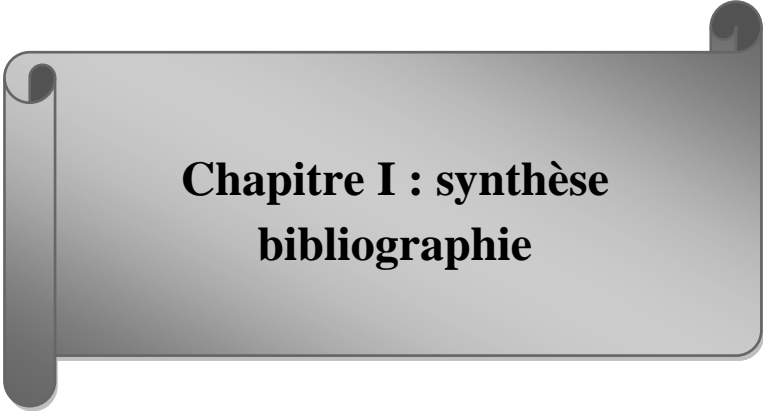
Introduction générale

atmosphérique, en utilisant le mécanisme détaillé de la chimie de Yetter et al. [28]. Dans un modèle de combustion, ceci est l'approche flamelet. On observe que peu d'études ont été faites pour des préoccupations pour l'application de l'approche flamelet à la flamme H₂ et surtout le H₂ flamme au-dessus. Senouci et Bounif [39] ont étudié cette flamme dans le cas de 20% He dilution avec la modélisation de la combustion de la flamelet dont deux calculs de petites flammes obtenues pour deux vitesses de déformation différents. Le taux élevé de déformation pour la section proche de la buse $x / L = 1/8$ et le faible taux de déformation à la pointe de la flamme et le modèle de combustion PEUL. Le modèle de turbulence était appliqué (k- ϵ) avec correction de Pope. Cette contribution a été concentrée sur l'applicabilité du modèle de deux-combustion pour la modélisation de NO_x est plutôt que de paramètres physiques de la flamme. Il a été montré que les deux modèles de combustion sont également capables de prédire les températures mesurées avec une précision raisonnable. Les résultats de flammèches de la température à la position $x / L = 1/8$, sont très proches d'expérimenter parce que la diffusion préférentielle est compris dans le modèle de flamme lettes alors que le modèle PEUL n'a pas de résultats de la SAFER et al. [40] sur la turbulente flamme de diffusion dilué d'hydrogène (50% de H₂, 50% N₂) avec la vitesse de mélange d'entrée de 34,5 m / s à l'approche flamelet sont intéressants car ils ont montré que la résolution insuffisante de la bibliothèque flamelet dans la région à faible scalaire de taux de dissipation a un impact énorme sur la prédiction des taux de réaction, les espèces sensibles à la température relativement sont de sensibilités lentes. La turbulence est modélisée avec le modèle (k- ϵ), y compris la correction de Pope. Malgré les études qui été ont faites sur l'approche flamelet, leur performance n'est pas encore suffisamment stable. En particulier, cette amélioration est régulièrement ajoutée à ce modèle..

D'autre part, dans ce procédé, le champ d'écoulement et le champ scalaire sont découplés permettant une réduction des temps de calcul. Ces raisons sont en faveur du choix de ce modèle. L'objectif de ce travail est de comparer deux modèles de turbulence différents afin d'examiner leur capacité prédictive. Le modèle mathématique présenté dans ce document est basée sur la géométrie et les dimensions de la configuration expérimentale de la flamme [28.29]. Les champs d'écoulement et de mélange sont calculés par la solution des formes axisymétriques en 2-D, des équations d'écoulement de fluide de densité pondérée, complété avec le modèle (k- ϵ) dans un premier temps, et avec une Reynolds effort de fermeture dans le deuxième temps. Les constantes du modèle modifiées sont calibrées pour reproduire le taux d'expansion expérimental du jet rond [38]. Les équations CFD utilisées sont détaillées dans

Introduction générale

les sections 2 et 3. Le modèle des tenseurs de Reynolds implique le calcul des différents termes de Reynolds en utilisant les équations de transport différentiel. Dans le modèle adopté pour cette étude, la production de turbulence et de flottabilité par rotation du système sont utilisés. La dissipation de la turbulence scalaire est calculée avec une équation de transport identique à celle utilisée en tant que modèle $(k-\varepsilon)$ standard. Ces équations sont résolues en conjonction avec les équations de conservation de la valeur moyenne et la variance de la fraction du mélange. La correction de Pope pour les jets ronds et les contributions de flottabilité sont ajoutées au taux de dissipation de la turbulence, ε , et l'équation pour les deux modèles $(k-\varepsilon)$ et de turbulence RSM. La solution des équations de transport est réalisée en utilisant le code Fluent / CFD, avec le nombre Schmidt turbulente constant (S_{ct}) dans l'équation de transport de mélange des fractions réactives. Une équation de transport pour l'enthalpie moyenne est résolue avec le terme de source de rayonnement, qui est modélisée en utilisant l'hypothèse de transfert optiquement mince entre les gaz de combustion chauds et l'environnement froid [29]. Certaines modifications ont été faites pour introduire la correction de Pope et le rayonnement de la flamme.



**Chapitre I : synthèse
bibliographie**

1. Introduction

Ce premier chapitre comprend une analyse bibliographique traitant les différents travaux et résultats acquis dans le domaine des écoulements de jets turbulents à masse volumique variable. Ces écoulements, n'ont que peu, et surtout récemment, attiré l'attention des chercheurs comme [Chen et Rodin (1980), Pitts (1986), Schefer et Col (1987)][13] et dans les dernières années [So et Col (1990), Sarh (1990)[25], Sautet (1992), Richards et Pitts (1993), Panchapakesan et Lumley (1993), Djeridane [27] et Ruffin (1994) [26], Reynier (1995)]. Ce chapitre est divisé en deux principales parties, la première porte sur les connaissances acquises sur les jets à masse volumique variable et la seconde sur les modèles de turbulence.

2. Données théoriques et expérimentales concernant les jets à densité variable

La principale caractéristique des écoulements à masse volumique variable réside dans le fait que les équations du champ dynamique et du champ scalaire sont couplées par la densité. Lorsque les variations de densité sont très faibles, ce couplage n'affecte pas le champ dynamique. On rencontre ce cas lorsque les variations de densité sont provoquées par un "traceur passif", qui est généralement la température, mais qui peut être aussi un très faible pourcentage d'un gaz dans un autre. Dans ce cas, le champ dynamique n'est pas affecté par les très faibles variations de densité, et le "traceur" ou "contaminant passif" permet d'étudier certaines propriétés de ce champ. Lorsque les variations de masse volumique sont plus importantes à cause d'un fort chauffage ou du mélange de deux gaz de densités très différentes, le couplage entre les équations du champ dynamique et du champ scalaire s'intensifie et les deux champs interagissent fortement. Quand il s'agit d'écoulements turbulents, le couplage des équations s'effectue, d'une part, par la densité moyenne qui intervient dans chaque équation de transport via une équation d'état qui la relie au scalaire responsable de ses variations, et d'autre part, du fait de l'interaction turbulente qui se produit entre les fluctuations de densité et de vitesse. Dans le cas où les variations de densité sont provoquées par une combustion, des interactions turbulentes entre le mouvement fluctuant et la chimie de la combustion interviennent également. Ce lien étroit entre les différentes grandeurs qui caractérisent le mouvement nous indique que les variations de densité influent à la fois sur le champ moyen et sur le champ turbulent, et donc sur toutes les échelles présentes dans l'écoulement.

2.1. Connaissances expérimentales concernant les jets à densité variable

2.1.1. Evolution des grandeurs moyennes globales

D'une façon générale, le mouvement des jets à masse volumique variable est a priori gouverné par les trois types de forces suivantes :

- Les forces d'inertie : $\rho_j U_j / D_j$

- Les forces de viscosité : $\mu_j U_j / D_j^2$

- Les forces de gravité : $|\rho_j - \rho_a| g$

On peut alors définir les nombres sans dimension représentatifs des rapports des forces en présence.

- le nombre de Reynolds : $R_j = \frac{\rho_j U_j D_j}{\mu_j}$ (inertie/viscosité)

- le nombre de Froude : $Fr_j = \frac{\rho_j U_j^2}{|\rho_j - \rho_a| g D_j}$ (inertie/gravité)

Ces deux paramètres suffisent, en principe, à caractériser l'écoulement. Cependant, la seule connaissance de ces deux paramètres ne suffit pas à décrire précisément l'écoulement, puisque l'importance relative des trois forces en présence se modifie progressivement en s'éloignant de la section d'éjection du jet. S'intéressant au développement de jets libres verticaux pleinement turbulents d'axe ascendant, on trouve que le mouvement est principalement gouverné par les nombres de Reynolds et de Froude. D'après Ricou et Spalding (1961), on distingue dans les jets ronds trois régions principales qui sont : une zone de jet pur dominée par les forces d'inertie, qui inclut le cône à potentiel (zone I), une zone intermédiaire, dite de "panache forcé", où les deux forces d'inertie et de gravité coexistent (zone II) et une troisième zone, dite de "panache pur", où les forces de gravité sont dominantes. Ces trois zones sont aussi présentes dans les jets plans et Chen et Rodi (1980), se basant sur les résultats expérimentaux, ont montré que l'on pouvait estimer l'étendue de ces trois zones par les relations empiriques suivantes dans les cas plans ($j=0$) et axisymétrique (jets ronds, $j=1$) :

Chapitre I : synthèse bibliographie

Zone I : de $X/D_j = 0$ à $X/D_j = 0.5 Fr_j^{2/3+J} S^{1/3+J}$ avec $(S = \rho_j/\rho_a)$

Zone II : de la fin de la zone I à $X/D_j = 5.0 Fr_j^{2/3+J} S^{1/3+J}$

Zone III : au-delà de la zone II

La recherche d'une éventuelle similitude constitue pour beaucoup d'écoulements la première approche théorique. Dans le cas des jets, si l'on considère les équations du mouvement et de l'évolution d'un scalaire, on peut montrer (Djeridane 1994) [27] qu'il ne peut y avoir une similitude rigoureuse dans les jets à masse volumique variable. Cependant, les expériences mettent en évidence qu'il peut exister une pseudo-similitude où des lois de décroissances axiales semblables à celles obtenues dans la zone de similitude des jets à masse volumique constante existent. Une idée générale concernant les effets de la différence des masses volumiques ρ_j et ρ_a sur le comportement du jet peut être obtenue à partir des formulations intégrales des équations de quantité de mouvement et de scalaire (F). On définit ainsi les flux de la quantité de mouvement M_j et du scalaire N_j (masse ou enthalpie au C_p près) dans la section d'éjection :

$$M_j = 2\pi \int_0^{\infty} \rho U^2 r dr \quad \text{et} \quad N_j = 2\pi \int_0^{\infty} \rho U F r dr \quad (\text{I-1,2})$$

Thring et Newby (1952) ont été les premiers à exprimer les décroissances axiales de la vitesse et d'un scalaire à partir des équations (I-1), (I-2) et des lois de similitudes. Ils supposent également que, loin de la sortie du jet, la masse volumique moyenne est uniforme et égale à ρ_a , sa valeur à température ambiante. D'autres auteurs (Stepowski et Col. 1988, Fulachier et Col. 1990) définissent respectivement une masse volumique globale basée soit sur le flux de quantité de mouvement (ρ_b) soit sur le flux de scalaire (ρ_{bs}), ce qui apparaît plus physique. Sarh (1990)[25] utilise la masse volumique sur l'axe ρ_c .

Dans le cas où l'on considère $\rho = \rho_a$, et si l'on suppose que les demi-largeurs L_U et L_F des profils de vitesse longitudinale et de scalaire ne sont pas influencées par la variation de densité, sont égales et évoluent linéairement avec X , comme dans le cas à masse volumique constante, les équations (I-1) et (I-2) s'écrivent alors, compte tenu des hypothèses de similitude :

$$\frac{U_c}{U_j} = \frac{1}{A} \frac{D_j}{X - X_U} R_\rho^{0.5} = \frac{1}{A} \frac{D_{eq}}{X - X_U} \quad (\text{I-3})$$

Chapitre I : synthèse bibliographie

$$\frac{F_c}{F_j} = \frac{1}{B} \frac{D_j}{X - X_F} R_\rho^{0.5} = \frac{1}{B} \frac{D_{eq}}{X - X_F} \text{ avec } F_j = 1 \quad (\text{I-4})$$

où A et B seraient des constantes indépendantes de la masse volumique, X_U et X_F des origines virtuelles, et D_{eq} le diamètre équivalent que devrait avoir la buse de sortie du jet pour obtenir à une section X le même flux de quantité de mouvement ou de scalaire qu'en sortie, mais avec une masse volumique ρ_a à la place de ρ_j

Dans le cas où aucune simplification n'est introduite en ce qui concerne la masse volumique, si ce n'est des relations du type gaz parfait, et si aucune hypothèse n'est faite au sujet des évolutions des demi-largeurs, on a quatre inconnues qui sont U_c , F_c , L_U , L_F . Cependant, on peut supposer en général que le rapport L_U/L_F est constant. On peut d'ailleurs montrer, sous certaines hypothèses (Chen et rodi 1980), qu'en première approximation $(L_U/L_F)^2$ est égal au nombre de Prandtl de la turbulence. Il est nécessaire alors d'introduire une troisième équation, qui est l'équation de continuité écrite sous forme intégrale, exprimant le taux d'entraînement (Ricou et Spalding 1961) :

$$Q = k (\rho_a M_j)^{0.5} X \quad \text{avec} \quad Q = 2\pi \int_0^\infty \rho U r \, dr \quad (\text{I-5})$$

où Q est le flux de masse à la section X et k une constante déterminée expérimentalement, indépendante de la masse volumique ($k = 0.28$).

D'un point de vue expérimental, il ressort qu'il n'existe pas d'études systématiques de l'influence de la variation de densité (pour une large gamme) sur les grandeurs globales, si ce ne sont celles de Pitts (1986, 1991a, 1991b), Sautet (1992), et Djeridane (1994) [27]. Dans l'expérience développée par Pitts (1986), S varie de 0.14 (he-air) à 37 (SF₆-he), mais ces travaux ne concernent que la mesure du champ scalaire sur l'axe et une étude qualitative par ombroscopie. L'étude développée par Sautet (1992) concerne à la fois les champs dynamique et scalaire pour Svariant de 0.07 (H₂-air) à 1.5 (CO₂-air). Les mesures de Djeridane (1994) [27] effectuées à l'I.M.S.T. concernent aussi les champs dynamique et scalaire pour des rapports des densités variant de 0.14 (he-air) à 1.5 (CO₂-air).

La majorité des travaux s'est en fait consacrés à tester les lois de décroissances des grandeurs moyennes des champs dynamique et scalaire proposées en (I-3) et (I-4). L'ensemble des mesures trouvées dans la littérature montre que les taux de décroissances du scalaire sont

Chapitre I : synthèse bibliographie

légèrement supérieurs à ceux de la vitesse : "le scalaire se mélange mieux que la quantité de mouvement". On note aussi une dispersion notable des résultats sur les taux de décroissance A et B obtenus par les divers auteurs. Par ailleurs, les taux de décroissance axiale sont d'autant plus élevés que le rapport S est plus faible : "plus le jet de gaz est léger, meilleur est son mélange". De plus, d'après Pitts (1986, 1991a, 1991b), le nombre de Reynolds R_j n'aurait pas d'influence sur la variation de B, mais les lois asymptotique de décroissance du scalaire moyen s'établirait à partir de distances axiales plus importantes pour des nombres de Reynolds plus élevés. En particulier, l'abscisse de l'origine fictive des profils X_F aurait une valeur supérieure lorsque R_j serait plus grand. Djeridane (1994) [27] trouve que X_U et X_F augmentent avec R_j mais aussi avec S, l'influence de S étant plus forte que celle de R_j .

D'autre part, le confinement est sûrement à prendre en considération, et une étude systématique de celui-ci et des conditions de sortie des jets seraient nécessaires. Cependant, bien que les conditions d'éjection soient très importantes pour le développement du jet, il existe très peu d'étude à ce sujet (Russ et Strykowski 1993). Mtsunoto et col. (1973) montrent que l'épaisseur de la buse d'éjection a également une influence non négligeable sur le développement d'un jet d'air axisymétrique pour de faibles rapports de vitesse $m=U_a/U_j$, et que la décroissance de vitesse sur l'axe est d'autant plus forte que l'épaisseur de la buse est plus importante.

Deux autres paramètres globaux sont importants : les demi-largeurs L_U et L_F . Comme il est établi que la décroissance axiale du champ scalaire est plus rapide que celle du champ dynamique il semble logique que L_F soit légèrement plus fort que L_U ce qui est, d'ailleurs, généralement observé (Fulachier et col 1993). De plus, la pseudo-similitude ne prévoit aucune influence de la masse volumique sur la croissance de ces grandeurs alors qu'il semblerait que, lorsque S diminue, la demi-largeur augmente : c'est d'ailleurs ce que souligne Hinze (1975). Notons que les mesures de Sarh (1990) [25] effectuées dans un jet chauffé de canal vertical indiquent un comportement inverse. En fait, la similitude étant approchée, il subsisterait un effet de masse volumique alors non pris en compte. Soulignons que l'effet de densité sur la demi-largeur n'est en aucun cas comparable à celui qui existe sur le développement axial des champs dynamique et scalaire.

Mais une quantité importante qui gouverne le développement et le mélange dans le jet est le taux d'entraînement $E = dQ/dX$. En fait, l'équation (I-5) où k est une constante n'est valable que pour des nombres de Reynolds supérieurs à 25000 d'après Ricou et Spalding (1961) et à 60000 d'après Hill (1972). Le taux d'entraînement relatif $E / (Q_j/D_j)$ est plus

Chapitre I : synthèse bibliographie

important pour des nombres de Reynolds plus faibles et diminue lorsque l'on se rapproche de la sortie du jet. Pour la région pleinement développée, il tend vers une valeur asymptotique $2K/\Pi^{1/2}$ alors que pour $X/D_j < 10$ ce taux d'entraînement varie fortement. Ce taux d'entraînement qui dépend du nombre de Reynolds lorsque celui-ci est relativement faible, de la distance à la sortie du jet, du rapport de masse volumique S , est aussi fonction des conditions de sortie : régime laminaire ou turbulent plus ou moins développé, forme de la buse. Un jet elliptique, par exemple, a un taux d'entraînement considérablement plus important qu'un jet circulaire de même diamètre hydraulique (Ho et Gutmark 1987)

D'une façon générale, il y a relativement peu de résultats sur la région proche de la sortie des jets ($X/D_j < 10$) et sur la région très proche ($X/D_j < 5$), c'est-à-dire dans le cône à potentiel et la couche de mélange. On sait toutefois que lorsque le nombre de Reynolds augmente le cône à potentiel diminue et lorsque S augmente le cône à potentiel augmente (Pitts 1986). Pour ces régions, citons les travaux tout récent de Gladnick et Col (1990) [25] sur des jets de CFC-12 qui s'intéressent principalement aux effets d'un co-courant d'air.

2.1.2. Grandeurs liées à la turbulence

Il ressort nettement de la littérature que la variation de masse volumique affecte de manière considérable l'évolution des grandeurs turbulentes. En particulier, un conflit évident existe en ce qui concerne la possibilité d'atteindre une valeur asymptotique pour l'évolution axiale de l'intensité de turbulence de vitesse.

La plupart des mesures de l'évolution axiale de l'intensité de turbulence de vitesse montrent que celle-ci atteint un taux asymptotique quand elle est calculée avec la valeur de la vitesse longitudinale sur l'axe U_c . Ainsi, Gouldin et col (1986) trouvent un taux asymptotique u'_c/U_c égale à 0.28, valeur identique à celle obtenue par Wagnanski et Fiedler (1969) dans le cas d'un jet d'air. So et Col (1990) donnent la valeur 0.25 et Djeridane (1994) [27] 0.27 pour S variant de 0.14 à 1.5. Cette dernière montre que le comportement asymptotique s'établit plus rapidement pour des valeurs de S plus faibles, ce comportement est d'ailleurs retrouvé sur toutes les grandeurs mesurées. Par contre, les mesures de Panchapakesan et Lumley (1993) effectuées dans le jet hélium-air n'atteignent pas véritablement de taux asymptotique puisque u'_c/U_c décroît légèrement, de 0.40 à la position $X/D_j=50$ à 0.34 à $X/D_j=120$. En ce qui concerne les évolutions axiales des intensités de turbulence de scalaire, on peut citer en particulier les travaux de Pitts (1986, 1991a, 1991b), relatifs à la fraction massique C mesurée par diffusion Rayleigh pour plusieurs gaz ($0.14 < S < 5.11$), ainsi que ceux de So et Col (1990)

Chapitre I : synthèse bibliographie

[25] où C est mesurée par fil chaud pour un jet d'hélium dilué dans de l'air ($S=0.64$). La variation de c'_c/C_c (où la notation ' représente l'écart-type par rapport à la moyenne) en fonction de X/D_j est très influencée par S . Pitts trouve une valeur asymptotique commune, à l'exception du mélange SF_6 /air, à tous les gaz de l'ordre de 0.23. Cet auteur montre aussi que cette asymptote est d'autant plus vite atteinte que le nombre de Reynolds est faible. Scheffe et Col (1987) n'observent pas une telle asymptote pour des mesures (à $X/D_j \leq 60$) de C et ce jet de propane s'épanouissant dans de l'air. Ces divergences nous amènent donc à la question sur l'existence réelle d'un comportement asymptotique en similitude lorsque la masse volumique varie.

Dans un jet fortement chauffé ($S=0.5$), issue d'un canal rectangulaire d'épaisseur H_j , Sarh (1990) trouve que l'énergie cinétique de la turbulence est plus forte que dans le cas d'un jet froid. Par ailleurs, il obtient que le rapport $\overline{v'^2}/\overline{u'^2}$ (où u et v sont les fluctuations de vitesse longitudinale et transversale respectivement), qui peut être considéré comme un indicateur du mélange turbulent (Browne et Cot. 1984.), augmente : une tendance à l'isotropisation semble apparaître pour un jet débouchant avec une masse volumique plus faible que le milieu ambiant. Panchapakesan et Lumley (1988) mesurent une augmentation de l'énergie cinétique de la turbulence et de \overline{uv}/U_c^2 dans un jet d'hélium. Par contre, le flux turbulent de fraction massique $\overline{yv}/U_c Y_c$ ne serait pas influencé par la variation de ρ . Ces auteurs concluent que les différences observées au niveau de la structure de la turbulence dans les jets à masse volumique variable sont induites essentiellement par les effets de gravité, même dans les régions où les effets inertiels dominent. Dans les jets axisymétriques fortement chauffés étudiés à l'I.M.S.T. (Bahraoui 1987, Amielh 1989), une augmentation notable du nombre de Péclet turbulent a été observée. Ceci est confirmé par Sarh (1990)[25] pour un jet rectangulaire.

Notons, de plus, les études consacrées à l'influence de la variation de densité sur la stabilité des jets et la croissance des perturbations. Monkewitz et Col. (1988, 1990) Montrent qu'au-dessous d'un certain rapport critique $S=0.72$, le spectre de pression, dans la région inertielle, varie brusquement et de façon intermittente d'un spectre à large bande à un spectre de raie. Le jet rond se comporterait ainsi comme un oscillateur auto-excité. Ces résultats expérimentaux sont en accord avec les études de stabilité de Huerre et Monkewitz (1985). Par ailleurs, ces résultats sont confirmés par les visualisations de Riva (1991) dans un jet

Chapitre I : synthèse bibliographie

d'hélium : on observe des éjections transversales d'hélium importantes et intermittentes. Soulignons toutefois que lorsqu'un co-courant existe, même très faible, l'instabilité disparaît. On peut également penser que, pour un jet turbulent dès la sortie, ce phénomène n'apparaît pas. Enfin, l'effet du rapport $m=U_a/U_j$, où U_a est la vitesse du co-courant, a été étudié par Gladnick et Col. (1990)[25] dans le cas d'un jet de CFC-12 dans un co-courant d'air : suivant la valeur de m , des structures cohérentes diverses qui ont un effet important sur les lois de décroissance axiales sont observées.

A ce stade, il apparaît que les différents travaux expérimentaux antérieurs permettent d'avoir une vue globale de l'effet des variations de masse volumique sur les champs dynamique et scalaire macroscopique par l'intermédiaire d'un diamètre équivalent. A l'étage turbulent, les données sont beaucoup moins nombreuses, tant pour la zone de pseudo-similitude que pour la zone de proche sortie.

Pour l'heure, il semble donc nécessaire de penser que seul l'apport de mesures détaillées qui serviront notamment à la mise au point de modélisations numériques fiables, permettra d'éclaircir le sujet tout en essayant d'apporter des réponses aux différentes questions qui demeurent posées.

3. Modélisation numérique

Les modèles actuels ne pouvant réaliser une approche universelle de la totalité des caractéristiques d'un écoulement incluant l'intégralité des échelles de temps et d'espace, la recherche s'est diversifiée à travers différents concepts de perception des champs allant d'une référence directe aux équations de Navier-Stokes à une vue statistique de ces dernières, engendrant des modèles de plus ou moins haut niveau dans l'approche des moments statistiques :

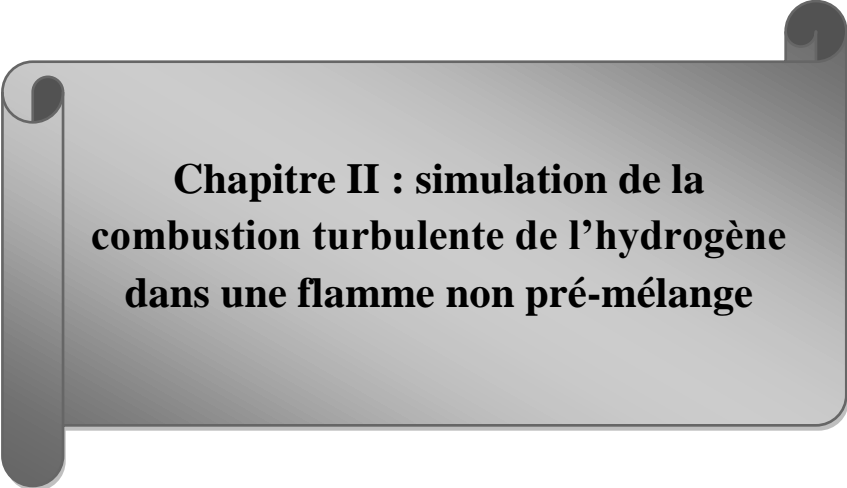
- La simulation directe propose de résoudre les équations instantanées de Navier-Stokes, quelque soit le régime de l'écoulement considéré (Schumann 1991). Les différents états d'un écoulement apparaissent naturellement lors de la résolution des équations. L'inconvénient majeur de cette approche réside dans la nécessité d'utiliser des maillages excessivement fins permettant d'appréhender l'ensemble des échelles caractéristiques (Lauder 1991). Par exemple, dans un écoulement turbulent pleinement développé, il est connu que le rapport entre la taille des plus grosses structures, L , porteuses d'énergie, et celle des plus petites, η , responsable de la dissipation d'énergie, est en $O(Re_L^{3/4})$ (Dangran 1991). Ce rapport induit,

Chapitre I : synthèse bibliographie

pour un problème tridimensionnel, un nombre de mailles de calcul de l'ordre de $Re_L^{9/4}$. En conséquence, il existe une évidente limitation des simulations à des nombres de Reynolds modérés, souvent loin des réalités industrielles.

- La macro simulation (LES) tente de s'affranchir de la résolution directe des petites échelles de la turbulence en filtrant les équations (Schumann 1991). Ce filtrage ramène donc la dimension de la maille de calcul à une échelle de coupure issue de la définition du filtre. Ainsi, les grandes échelles résultent du calcul, alors que les petites interviennent dans la modélisation des équations régissant les évolutions du champ filtré.

- Les méthodes spectrales (Mathieu et Jeandel 1984), dites de fermetures en plusieurs points, ont l'ambition d'aborder directement la turbulence par ses spectres de moments statistiques, ou alors par leurs correspondants dans l'espace physique : les corrélations en plusieurs points. Le niveau de description suit ainsi de très près la physique de l'écoulement. Mais là encore on se trouve en présence d'un nombre élevé de variables parmi lesquelles se trouve le vecteur d'onde ou son correspondant dans l'espace physique. Cet angle d'approche est plus spécifiquement adapté à la turbulence homogène et s'étend difficilement aux problèmes comportant plusieurs directions d'inhomogénéités. En effet, dans ce cas, l'obtention de spectres locaux, interagissant.



**Chapitre II : simulation de la
combustion turbulente de l'hydrogène
dans une flamme non pré-mélange**

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

Chapitre II : Simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non pré-mélangée

1. Introduction

Récemment la combustion de l'hydrogène attire beaucoup d'attention en raison de la nécessité d'une énergie alternative propre. En effet, contrairement aux combustibles hydrocarbonés, la combustion de l'hydrogène ne produit pas d'émissions nocives telles que le CO₂, CO, la suie et des hydrocarbures non brûlés. Le seul polluant grave est NO_x, qui peut être minimisé en réduisant la température de combustion par combustion du pré-mélange maigre soigneusement conçus. Cependant, cette technique peut être dangereuse en raison du caractère très inflammable de l'hydrogène. Afin d'éviter ce genre de risque, il est recommandé d'opérer dans la diffusion de flammes.

La modélisation de la turbulence et de la chimie est très importante pour la simulation numérique de dispositifs de combustion. La connaissance des domaines de la plus grande des espèces chimiques, polluants et de la température est essentielle pour la conception de dispositifs de combustion pratiques tels que les fours industriels, des turbines à gaz ou des moteurs à combustion interne. Cette étude contribue à la modélisation de la turbulence dans les écoulements réactifs. Le jet de flamme d'hydrogène est un élément intéressant pour une étude détaillée, car à la limite, il définit bien les conditions, les données de vitesse, la température, les espèces majeures et mineures, grand nombre de Reynolds et une visible longueur de flamme qui est inférieur à un mètre. Les études sur la turbulente a flamme non pré-mélangée d'hydrogène sont concentrés sur la modélisation de la combustion et de la modélisation de la turbulence dans des mélanges d'hydrogène (H₂-N₂, H₂-He) et pour le cas d'hydrogène pur. La concordance globale avec les données expérimentales est fortement dépendante du modèle de turbulence. Il est connu que le taux et le centre d'expansion de la ligne décroissante sont plus prédits en utilisant ces modèles de turbulence dans leur forme classique pour le cas du jet rond et dans le jet à flamme. L'utilisation d'une correction, comme la correction de pape [6] ou de réduire les constantes du modèle permettra de surmonter cette déficience.

Dans ce travail, le H₂-flamme examiné a déjà été étudié expérimentalement par Yetter et al. [1], Barlow et al. [2] et Fleury et al. [3]. Ces données mesurées sont utilisées pour cette étude

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

de comparaison, Barlow et al [4], simulé numériquement la formation de NOx dans cette flamme sous hélium dilution (0, 20 et 40%) afin d'établir des comparaisons entre les calculs effectués avec le CMC et de modèles PDF de combustion avec le même modèle de turbulence ($k-\epsilon$), le modèle de rayonnement et un mécanisme chimique cinétique réduite. Les constantes du modèle d'écoulement sont ajustées pour correspondre les profils axiaux mesurés de vitesse moyenne et la fraction de mélange dans la flamme non diluée, avant les comparaisons scalaires détaillées qui ont été réalisées. Cette méthode conduit à une prédiction de plus des profils de fraction de mélange radial dans les régions de la buse. Beau temps et Woolley [5] ont examiné la même flamme en utilisant l'approche fermeture du moment conditionnelle (CMC) avec trois régimes cinétiques (étapes de réaction 5, 24 et 62). Les prévisions sont fondées à la fois sur le ($k-\epsilon$) et le stress Reynolds / scalaires fermetures de turbulence de flux. Ils ont montré que les simulations basées sur Reynolds fermetures de stress sont supérieurs à ceux obtenus en utilisant l'approche basée sur la viscosité de Foucault simple (Pope [6]). Les prévisions sont optimisées contre les mesures non-diluées, résultats de Barlow et al. [2] dans les profils radiaux, plutôt que dans le profil axial. Dans ce cas, seulement les prévisions légères sur de profils de fraction de mélange radiales dans les régions éloignées de la buse ont été observées. En outre, tous les résultats sont jugés insensibles au schéma cinétique employé. Ci-dessous, et al. [7] applique le modèle de turbulence ($k-\epsilon$) avec la correction de pope à cette flamme. Trois modèles de combustion sont comparées. Ceci est un modèle probabiliste Euler Lagrange (PEUL), un modèle de PDF et de dissipation des tourbillons (EDC) avec un seul modèle de réaction en une étape [5]. Il a été montré que la précision des résultats dépend du choix du modèle de combustion. Les deux méthodes probabilistes donnent de meilleures prévisions que le modèle standard. Dans les résultats obtenus, les données de calcul pour un espace physique étaient pour la plupart en accord avec les expériences, sauf pour les écarts de température qui ont eu lieu dans l'espace de fraction de mélange. Dans les simulations réalisées Aouissi et al. [8], une comparaison entre ($k-\epsilon$) et les modèles RSM est faite dans ce H2 flamme sous l'hypothèse de l'équilibre chimique. Les constantes corrigées de modèles de turbulence sont calibrés pour reproduire le taux d'étalement du jet rond du Pope [6]. Les modèles d'utilisation de la plupart des turbulences dans le calcul de l'hydrogène turbulente flammes non pré mélangées sont le ($k-\epsilon$) et la tension de Reynolds (RSM) modèles [9,10]. Les constantes des valeurs adoptées pour les modèles de turbulence sont respectivement: ($k-\epsilon$) modèle / $C\epsilon_2 = 1,83$ [11], rev. Reynolds modèle de Jones et Musonge [9, 10] / $C\epsilon_2 = 1,78$ stress. Pour les champs de vitesse et turbulence axiales et radiales, l'accord dans le domaine

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

de la mesure est satisfaisant, mais dans le champ proche, les écarts sont grands. Cependant, le modèle Jones et Musonge a montré des résultats légèrement supérieurs. La diffusion de grandes concentrations dans le sens radial et la température est inférieure à celle prédite. Les variations axiales des concentrations des espèces et son émission de température ont un comportement similaire.

Dans cette étude, les simulations numériques sont effectuées dans un axe symétrique turbulent de diffusion de jet hydrogène / air flamme sous la pression atmosphérique, en utilisant les détails de chimie de Yetter et al. [1]. Dans un modèle de combustion, ceci est l'approche flamme lettes. On observe que peu d'études ont été faites pour des préoccupations pour l'application de l'approche flamme lettes à la flamme H₂ et surtout le H₂ flamme au-dessus. Senouci et Bounif [12] ont étudié cette flamme dans le cas de 20% He dilution avec la modélisation de la combustion de la flamme lettes dont deux calculs de petites flammes obtenues pour deux vitesses de déformation différents. Le taux élevé de déformation pour la section proche de la buse $x / L = 1/8$ et le faible taux de déformation à la pointe de la flamme et le modèle de combustion PEUL. Le modèle de turbulence était appliqué (k-ε) avec correction de Pope. Cette contribution a été concentrée sur l'applicabilité du modèle de deux-combustion pour la modélisation de NO_x est plutôt que de paramètres physiques de la flamme. Il a été montré que les deux modèles de combustion sont également capables de prédire les températures mesurées avec une précision raisonnable. Les résultats de flammèches de la température à la position $x / L = 1/8$, sont très proches d'expérimenter parce que la diffusion préférentielle est compris dans le modèle de flamme lettes alors que le modèle PEUL n'a pas de résultats de la SAFER et al. [13] sur la turbulente flamme de diffusion dilué d'hydrogène (50% de H₂, 50% N₂) avec le mélange de vitesse d'entrée de 34,5 m / s à l'approche flamme lettes sont intéressants car ils ont montré que la résolution insuffisante de la bibliothèque flamme lettes dans la région à faible scalaire de taux de dissipation a un impact énorme sur la prédiction de réagir, les espèces sensibles à la température relativement lentes. La turbulence est modélisée avec le modèle (k-ε), y compris la correction de Pope. Malgré les études qui ont été faites sur l'approche flamme lettes, leur performance n'est pas encore suffisamment stable. En particulier, cette amélioration est régulièrement ajoutée à ce modèle. D'autre part, dans ce procédé, le champ d'écoulement et le champ scalaire sont découplés permettant une réduction des temps de calcul. Ces raisons sont en faveur du choix de ce modèle. L'objectif de ce travail est de comparer deux modèles de

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

turbulence différents afin d'examiner leur capacité prédictive. Le modèle mathématique présenté dans ce document est basée sur la géométrie et les dimensions de la configuration expérimentale de la flamme [1, 2]. Les champs d'écoulement et de mélange sont calculés par la solution des formes axisymétriques de la 2D, des équations d'écoulement de fluide de densité pondérée, complété avec le modèle (k-ε) dans un premier temps, et avec une Reynolds effort de fermeture dans le deuxième temps. Les constantes du modèle modifiées sont calibrées pour reproduire le taux d'étalement expérimental du jet rond [11].

Les équations CFD utilisées sont détaillées dans les sections 2 et 3. Le modèle de stress Reynolds implique calcul les différents termes de stress Reynolds en utilisant les équations de transport différentiel. Dans le modèle adopté pour cette étude, la production de turbulence et de flottabilité par rotation du système sont utilisés. La dissipation de la turbulence scalaire est calculée avec une équation de transport identique à celle utilisée en tant que modèle (k-ε) standard. Ces équations sont résolues en conjonction avec les équations de conservation de la valeur moyenne et la variance de la fraction du mélange.

La correction de Pope pour les jets ronds et les contributions de flottabilité sont ajoutées au taux de dissipation de la turbulence, ε, et l'équation pour les deux modèles (k-ε) et de turbulence RSM. La solution des équations de transport est réalisé en utilisant le code Fluent / CFD, avec le nombre constant turbulente Schmidt (Sct) dans l'équation mélange de transport de fraction. Une équation de transport pour l'enthalpie moyenne est résolue avec le terme de source de rayonnement, qui est modélisée en utilisant l'hypothèse de transfert optiquement mince entre les gaz de combustion chauds et l'environnement froid [2]. Certaines modifications ont été faites pour introduire Pope-correction et le rayonnement de la flamme.

2. Modélisation du champ d'écoulement

La simulation numérique du champ d'écoulement turbulent comprend la solution de l'équation de continuité globale, l'équation de Navier-Stokes et de l'équation de l'énergie. Ces équations sont écrites dans leur forme moyenne a partir des références [5, 7]. Les fluctuations turbulentes sont utilisées avec deux modèles de turbulence: standard (ke) avec la correction de un Pope limitée et RSM. Le concept flamme lettres nécessite la solution des équations de transport de fraction de mélange moyenne et de sa variance.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\overline{\rho u_i u_j} \right) \quad (2)$$

Avec $\bar{\rho}$ la densité de masse, \tilde{u}_i le vecteur de vitesse

Composants, \bar{p} la pression et $-\overline{\rho u_i u_j}$ est la tension de Reynolds. La fermeture de ce terme dépend dans quel modèle de turbulence que nous choisissons.

Le transport turbulent de chaleur est modélisé en utilisant le concept de Reynolds analogie de l'énergie du transfert du turbulent d'impulsion. L'équation de l'énergie modélisée est donc donnée par [8]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{E}) + \frac{\partial}{\partial x_i} [\tilde{u}_i (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p})] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(k + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} + \tilde{u}_j (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (3)$$

Où \tilde{E} est l'énergie totale, Pr_t est le nombre de Prandtl fixé à 0,85 et $(\tau_{ij})_{eff}$ représente la contrainte visqueuse tenseur, défini une

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial \tilde{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (4)$$

3. Modélisation de la turbulence

Pour les deux modèles de turbulence choisis dans cette étude; les modèles (k-ε) et RSM, la viscosité de turbulence est obtenu à partir de :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}} \quad (5)$$

Où $C_\mu = 0.09$. Pour le modèle (k-ε), TKE est obtenu à partir de l'équation de transport. Dans le modèle de stress Reynolds, il est obtenu en prenant Le tracé du tenseur de Reynolds:

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_i''} \quad (6)$$

Tout d'abord, la turbulence est modélisée avec le modèle standard (k-ε). Dans le cas du jet d'écoulement et le jet de la flamme, une correction est nécessaire afin de prévoir le taux d'étalement du jet axisymétrique [6,11]. Ceci est effectué en utilisant correction du Pope Ppc comme un terme supplémentaire dans l'équation de dissipation.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \bar{\rho}\varepsilon \quad (7)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon b} G_b) - C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} + P_{pc} \quad (8)$$

Le terme Gk représente la production de TKE. La génération des turbulences en raison de dynamisme est due au terme Gb. Les constantes du modèle sont respectivement: $\sigma\varepsilon = 1,0$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$ et $C_{\varepsilon b}$ est calculée selon la formule suivante:

$$C_{\varepsilon b} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right| \quad (9)$$

Où (u, v) sont les vitesses moyenne des Reynolds du flux des composants.

La correction Pope est donné par:

$$P_{pc} = C_{\varepsilon 3} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} \zeta \quad (10)$$

Le tenseur ζ est donné par :

$$\zeta = \omega_{ij} \omega_{jk} S_{ki} \quad (11)$$

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (12)$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (13)$$

Le terme ζ de la correction du pope dans l'équation de taux de dissipation turbulente est très sensible aux gradients de vitesse. Dans les différentes zones du domaine de calcul où les gradients de vitesse sont très élevés, cette correction devient très grande et cela pourrait conduire à des instabilités numériques (Lien et Leschziner, [15]). Voilà pourquoi il est nécessaire de limiter cette correction. Dans cette étude, le terme $(C_{\varepsilon 2} - \chi C_{\varepsilon 3})$ est limité selon le taux d'étalement expérimental de Pagé [11]. Cette limitation conduit à la même vitesse d'étalement obtenu lorsque $C_{\varepsilon 2}$ prend une valeur de 1,82 en ε -équation ci-dessus, sans la correction de Pope.

3.2. Modèle de stress de Reynolds

Le modèle de stress de Reynolds implique le calcul de la tension de Reynolds individuelle en utilisant des équations différentielles de transport. Malheureusement, plusieurs termes dans les équations exactes sont inconnus et les hypothèses de modélisation sont nécessaires afin de finir les équations. Les équations de transport pour la tension de Reynolds [17] sont les suivantes:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\overline{\rho u_i u_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\rho \tilde{u}_k u_i u_j} \right) = D_{ij}^T + D_{ij}^L - P_{ij} - G_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (14)$$

La modélisation de la diffusion turbulente utilise une diffusivité turbulente scalaire comme suit:

$$D_{ij}^T = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (15)$$

Lien et Leschziner [15] tirent une valeur de $\sigma_k = 0,82$ en appliquant le modèle gradient de diffusion généralisée.

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

Le terme ϕ_{ij} est modélisée en utilisant la décomposition suivante (Gibson et Launder [16];Launder [17]):

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} \quad (16)$$

Le terme lent de pression-déformation $\phi_{ij,1}$, est également connu comme le retour au terme de l'isotropie, $\phi_{ij,2}$ est appelé le terme rapide de contraintes de pression.

Le terme lent de contraintes de pression est modélisé comme:

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \bar{\rho} \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} \left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \tilde{k} \right] \quad (17)$$

Avec $C_1 = 1.8$.Le terme rapide de la contrainte de la pression est modélisé comme:

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right] \quad (18)$$

Où $C_2=0.60$, $P = \frac{1}{2} P_{kk}$, $G = \frac{1}{2} G_{kk}$ et $C = \frac{1}{2} C_{kk}$

Le taux de dissipation comme (Sarkar et al. [18])

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} \quad (19)$$

Le constante RSM $C\varepsilon_2$ a été ajustée par l'obtention de l'ajustement de meilleur taux d'étalement le long du jet de l'air de la Pagé [11]. On a trouvé que le meilleur choix correspond à la valeur de 1,82.

4. modélisation de la combustion

Le modèle laminaire de la flamme lette est un outil qui permet de coupler l'information contenue dans une description physique complète de l'écoulement avec des modèles chimiques détaillées. L'approche est basée sur la division de la flamme dans un ensemble de petites flammes de diffusion à contre-courant laminares (flamme lettes) dans le champ d'écoulement. Les équations de conservation pour l'ensemble sont transformées en espace flamme lettes. Dans l'approche laminaire axée sur les flammes lettes non adiabatiques, tous

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

les scalaires sont des fonctions uniques de fraction de mélange, le taux de dissipation scalaire et d'enthalpie. Leurs équations de bilan sont transformés dans cet espace (Peters, [19,20]) par:

$$\rho \frac{\partial y_i}{\partial t} = \frac{1}{2} \rho \chi \frac{1}{Le_i} \frac{\partial^2 y_i}{\partial f^2} + S_i - \frac{1}{2} \frac{\partial y_i}{\partial f} \left[\rho \chi \frac{1}{Le_i^2} \frac{\partial Le_i}{\partial f} \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial y_i}{\partial f} \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{Le_i} \right) \left(\frac{\partial \rho \chi}{\partial f} + \rho \chi \frac{c_p}{k} \frac{\partial (k/c_p)}{\partial f} \right) \right] \quad (20)$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{2} \rho \chi \frac{\partial^2 T}{\partial f^2} - \frac{1}{c_p} \sum_i H_i^* S_i + \frac{1}{2c_p} \rho \chi \left[\frac{\partial c_p}{\partial f} + \sum_i \frac{1}{Le_i} c_{p,i} \frac{\partial y_i}{\partial f} \right] \frac{\partial T}{\partial f} - \frac{1}{c_p} \left[4\sigma p \sum_i X_i a_i (T^4 - T_b^4) \right] \quad (21)$$

Dans ces équations, y_i est la spécificité de l' $i^{\text{ème}}$ fraction de masse. Le_i Est le nombre de Lewis. k , $c_{p,i}$ et c_p sont respectivement la conductivité thermique, la chaleur spécifique, et mélange moyen de la chaleur spécifique. S_i Est le taux de réaction et H_i^* est l'enthalpie spécifique de l'espèce. Le dernier terme de l'équation (21) est un modèle optiquement mince pour la perte de l'énergie de rayonnement de la flamme lette. σ est la constante de Stefan-Boltzmann, p est la pression, X_i est l'espèce $i^{\text{ème}}$ fraction molaire a_i sont les coefficients de polynômes pour les coefficients moyens d'absorption du Planck et T_b est la température de champ éloigné [2]. Cette forme d'équations offre la possibilité d'inclure des effets de diffusion différentielle.

La solution stationnaire des équations (20) et (21) ont été stockés dans des tables contenant les profils de température, la densité de masse et les fractions de masse pour l'ensemble des espèces chimiques en fonction de la fraction de mélange, la dissipation scalaire et de l'enthalpie d'un cas de non-adiabatique. Le couplage de la chimie et de champ d'écoulement a été effectué par la fraction de mélange, la dissipation scalaire et l'enthalpie, qui ont été fournis à partir des calculs de champ d'écoulement.

La dissipation scalaire, χ , doit être modélisée à travers la flamme lette. Dans le cas de flux de densité variable [20]:

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

$$\chi(f) = \frac{a_s}{4\pi} \frac{3(\sqrt{\rho_\infty/\rho} + 1)^2}{2\sqrt{\rho_\infty/\rho} + 1} \exp\left(-2[\operatorname{erfc}^{-1}(2f)]^2\right) \quad (22)$$

4.1. Le couplage au champ d'écoulement

Pour chaque point dans le domaine de flux de réseau, les fractions massiques de l'espèce gazeuse, la température et la masse volumique sont interpolées à partir des tableaux correspondant à la flamme lètte perpendiculaire à la surface du mélange stœchiométrique.

Pour cette flamme lètte spécifique, la valeur de la dissipation scalaire χ_{st} est supposée être constante le long de la fraction de mélange des coordonnées. χ_{st} est déterminée au point d'une fraction de mélange stœchiométrique.

L'influence des fluctuations turbulentes sur le système chimique peut être décrite à l'aide des fichiers pdfs. La valeur moyenne du Favre d'une quantité Φ tabulée dans la bibliothèque de la flamme lètte est la dérivée au moyen de l'intégration suivante:

$$\tilde{\Phi}(\bar{x}) = \int_0^1 \int_0^1 \Phi(f, \chi_{st}, H^*) pdf(f, \chi_{st}, \bar{x}) df d\chi_{st} \quad (23)$$

Pour l'hypothèse de l'indépendance statistique, $pdf(f, \chi_{st}, \bar{x})$ peut être écrite comme suite:

$$pdf(f, \chi_{st}) = pdf(f) \cdot pdf(\chi_{st}) \quad (24)$$

Pour le mélange PDF, une fonction de β est supposée [14]. Les paramètres a et β sont des fonctions de la valeur moyenne et la variance de la fraction de mélange qui sont déduites de leurs équations de transport [13] ci-dessus. Ces équations sont résolues avec le CFD dans le cas de la réaction.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{f}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{f}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} \right) + S_m \quad (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\bar{\rho} \tilde{f}^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{f}^2 \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \tilde{f}^2}{\partial x_i} \right) + C_g \mu_t \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i} - C_d \bar{\rho} \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} \tilde{f}^2 \quad (26)$$

Chapitre II : simulation de la combustion turbulente de l'hydrogène dans une flamme non prémélangée

Où σ , C_g et C_d prennent respectivement les valeurs 0,7, 2,86 et 2,0 t. La valeur moyenne du taux de dissipation scalaire est modélisée comme:

$$\tilde{\chi} = C_\chi \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} f^{n_2} \quad (27)$$

Où le modèle constant C_χ est donné par les 2 (Jones et Whitelaw [22]).

4.2. Modèle chimique

Le mécanisme de réaction considéré pour ce travail contient 10 espèces chimiques et 21 réactions (Yetter et al. [1]). La formation de NOx n'est pas prise en compte. Ce mécanisme a été utilisé avec succès, dans des travaux antérieurs, pour la vitesse de déformation de la trempe de prédire dans une flamme d'hydrogène-aériens non pré-mélangés à contre-courant (Papas et al. [23]). Le couplage de champ de la chimie-flux a été réalisé par la fraction de mélange, sa variance et les dissipations scalaires qui ont été fournis à partir des calculs de champ d'écoulement. Ces valeurs de chaque cellule de calcul sont utilisées pour extraire les propriétés scalaires moyennes à partir des tables de la chimie de consultation [24]. Les propriétés de champ d'écoulement sont mises à jour, et des itérations continuent jusqu'à ce que les critères de convergence sont remplies.



**Chapitre III : Résultats et
discussion**

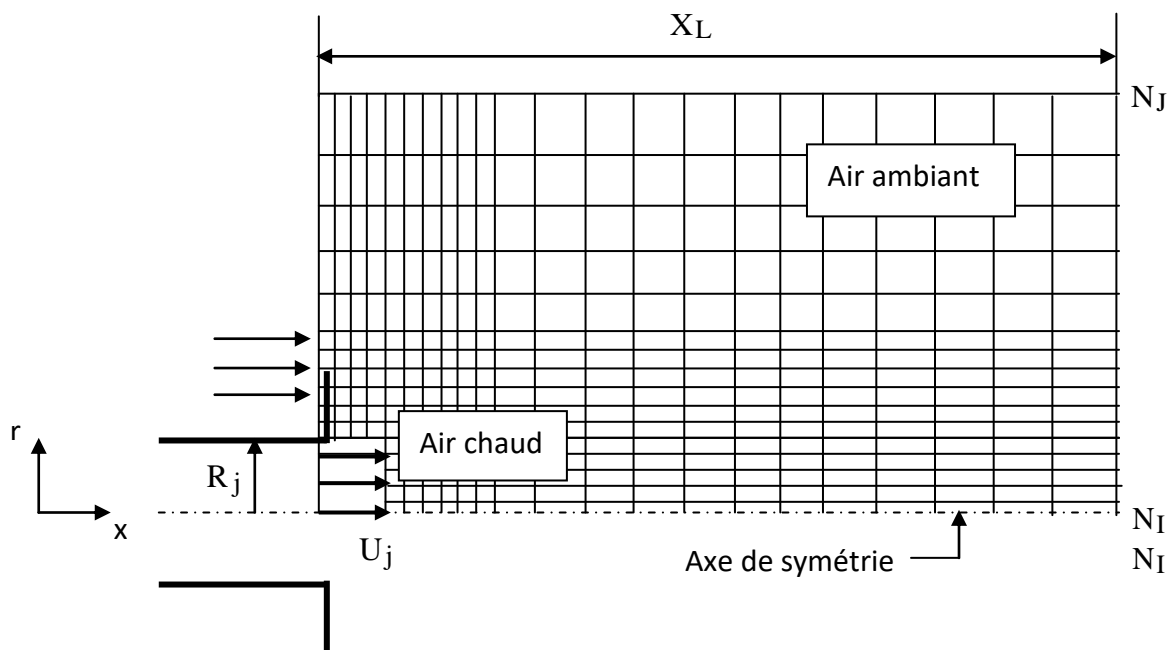
Chapitre III : résultats et discussion

1. Cas non réactif jets a masse volumique variable

Dans cette présente étude, nous allons nous intéresser aux jets ronds axisymétriques non réactifs à masse volumique variable et dont cette variation est obtenue par un écart de température. Nous avons adapté notre code sur une configuration moins complexe et la plus répondue en études que se soient théorique ou expérimentale, cette configuration est celle d'un jet rond détendu d'air chauffé, dans de l'air initialement au repos.

Un écoulement co-courant de $U_0=0.01\text{m.s}^{-1}$ est imposé pour stabiliser les calculs.

L'écoulement de jet rond simulé est représenté sur la figure (fig.1).



co-courant (U_0)

Figure A : Configuration des jets ronds axisymétrique

2. Maillage et domaine de calcul

Le domaine de calcul a une longueur X_L égale à 1.4 m, ce qui équivaut à 73.684 fois le diamètre du jet et une hauteur égale à 0.4 m c'est à dire égale à 21 fois le diamètre du jet. Le

Chapitre III : résultats et discussion

maillage adopté est du type variable, qui comprend 70 mailles suivant x et 50 suivant r . Il présente deux zones de resserrement de mailles de calcul : la première, radialement, autour de la buse d'éjection du jet, et la deuxième, axialement, dans la zone d'éjection ($X/D_j < 20$). La seconde partie du maillage est plus relâchée, le rapport entre les dimensions suivant x ou r de deux mailles consécutives étant égale à 1.1. Il doit être dans toutes les cas inférieurs à 1.3 pour des raisons de stabilité numérique.

Les divers paramètres des écoulements calculés sont rassemblés dans le tableau 1 où l'indice j caractérisant les données en section de sortie. La viscosité dynamique de l'effluent est maintenue fixe et initialisée arbitrairement à la valeur de l'air.

La température T_a de l'air ambiant est prise égale à 300 K sauf pour le cas $S=1.5$ où elle est égale à 450K.

Tableau 1 : Les divers paramètres des écoulements calculés

T_a (K)	300	300	300	300	300	450
T_j (K)	1500	1200	1000	600	300	300
ρ_j (kg.m ⁻³)	0.235	0.294	0.353	0.588	1.176	1.176
S	0.2	0.25	0.30	0.50	1	1.5
U_j (m.s ⁻¹)	40	40	40	40	40	40

3. Résultats numériques et discussion

Nous allons à présent, exposer et discuter les résultats obtenues avec notre modèle en comparaison avec ceux issus des expériences (DJERIDANE 1994) [27] et d'autres trouvées dans la littérature.

Afin d'interpréter plus facilement les résultats, toutes les variables sont adimensionnées par les grandeurs imposées à la section d'éjection du jet (U_j, T_j, D_j)

2. 1 Evolutions axiales

3.1. Champ de vitesse

La figure (1a) montre les profils axiaux obtenus pour la vitesse longitudinale moyenne des jets ronds d'air chauffé. On peut voir que le développement axial de la vitesse moyenne est bien influencé par le rapport de densité S . Ce développement axial montre une décroissance plus prononcée de la vitesse longitudinale moyenne \tilde{U}_c lorsque le rapport de densité S diminue, plus S est faible, plus le jet se développe beaucoup plus vite. Cela est dû à la conservation de la quantité de mouvement : quand $S < 1$, la masse volumique augmente en fonction de la distance axiale et par conséquent la vitesse diminue plus rapidement qu'avec $S=1$. L'évolution de la vitesse moyenne montre que le profil est composé de trois régions différentes.

- La première, très proche de la buse d'éjection où la variation de la vitesse est quasiment insensible et où prédominent les forces d'inertie. Cette région, dite " région du cône potentiel " est de plus en plus courte lorsque le rapport de densité S diminue, elle se rapproche donc de la buse d'éjection pour les gaz légers.

- Une deuxième région, dont l'évolution, comme pour un jet incompressible, est quasiment hyperbolique et où la vitesse commence à diminuer à partir la première région. On peut donc écrire la relation suivante :

$$\frac{U_c}{U_j} = \frac{1}{A} \frac{D_j}{X - X_U} \quad \text{ou encore} \quad \frac{U_j}{U_c} = A \frac{X - X_U}{D_j}$$

Le tableau 2 montre les valeurs des taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne A en fonction des différents rapports de densité S .

Tableau 2: les valeurs des taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne						
S	0.2	0.25	0.3	0.5	1.0	1.5
A	0.203	0.185	0.173	0.143	0.113	0.1

Chapitre III : résultats et discussion

Les résultats montrés dans le tableau 2 sont en bon accord avec ceux de la littérature, une diminution du taux de décroissance axiale (A) lorsque le rapport de densité S augmente. Il apparaît toutefois, que ces résultats sont légèrement faibles par rapport à ceux de la littérature. Il faut noter ici qu'il est difficile de faire une comparaison pertinente entre les différents résultats, en vue de l'influence des paramètres, tel que le nombre de Reynolds, l'effet de la flottabilité, le confinement, le co-courant ...etc.

- Enfin, une troisième région où la vitesse est asymptotique, et par conséquent la variation de la vitesse reste très faible.

Cependant, la masse volumique ne serait pas la seule cause d'un tel effet. Gladnick et col (1990) [25] montrent, pour des jets coaxiaux, que la décroissance axiale de la vitesse longitudinale est liée au rapport initial (U_j/U_e) ainsi qu'à la forme du profil de la vitesse initiale. Le nombre de Reynolds est aussi un paramètre à prendre en considération. En effet, des mesures en jet libre et en jet confiné réalisées par DJERIDANE (1994) [27] confirment, d'une part, que l'augmentation de Re_j et, d'autre part, que l'existence d'un co-courant et/ou d'un confinement retarde légèrement l'épanouissement d'un jet.

Comparée aux résultats expérimentaux (DJERIDANE 94) [27], l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale obtenue par le calcul, est dans l'ensemble satisfaisante. On peut clairement voir sur la figure (1b), pour $S=1$ et $S=1.5$, que les formes des profils obtenus par le calcul, sont similaires à celles de l'expérience et que l'écart existant est insignifiant.

3.2. Ecart-type des fluctuations de vitesse

Les figures (2a, 3a) représentent l'évolution axiale de l'écart-type des fluctuations de vitesse longitudinale et radiale. Ces deux quantités suivent des évolutions quasi-similaires en fonction du rapport de densité S bien que les intensités de v' soient moins fortes que celles de u' . L'influence de la masse volumique est, là, encore importante. Cette évolution permet de dégager deux zones distinctes associées à la croissance et la décroissance respectivement de u' et de v' , qui sont d'autant plus prononcées que le rapport de densité S est faible. En outre, les valeurs maximales atteintes sont en amplitude et en position axiale différentes, autrement dit : plus S est faible, plus l'intensité de la turbulence n'est plus forte et plus rapide. Les décroissances observées (figures (2a, 3a)) semblent être de type hyperbolique et donc analogue aux décroissances de la vitesse longitudinale moyenne.

Chapitre III : résultats et discussion

Comparée aux résultats expérimentaux (Djeridane 94) [27], on remarque figures (2b, 3b), pour $S=1$, un écart des valeurs maximales de u' très petit en position axiale et très grand en amplitude. Cet écart des valeurs maximales est insignifiant comparé aux résultats de calcul obtenus par Sanders (1996)[26]. Les mêmes remarques peuvent être faites pour l'évolution de v' sauf qu'ici, l'écart des valeurs maximales en amplitude est important que celui de u' .

3.3. Energie cinétique de la turbulence

La figure (4a) montre l'évolution de l'énergie cinétique de la turbulence sur l'axe du jet en fonction de la position axiale pour les différents rapports de densité S d'air chauffé. Cette évolution traduit les mêmes effets observés sur l'évolution axiale de l'écart-type des fluctuations de vitesse longitudinale et radiale. L'influence de S se manifeste à la fois sur la position du maximum de l'énergie cinétique de la turbulence et sur sa tendance quasi-hyperbolique. En effet, les pics des profils se rapprochent de la buse d'éjection lorsque le rapport de densité S diminue (lorsque le gaz est plus léger) et inversement, étant donné que le mélange est plus rapide. Les pics se situent approximativement à la position à partir de laquelle la vitesse commence à chuter de façon remarquable, ce qui s'explique par le fait que la région du cône potentiel devienne de plus en plus courte avec la diminution de S (jets légers), à cause de leur " bon mélange " avec l'air ambiant. Ce qui fait augmenter la densité moyenne conformément au principe de la conservation de quantité de mouvement.

La comparaison avec les résultats numériques de Sanders (1996) [26] obtenus par le modèle RSM, comme on peut le voir sur la figure (4b), montre que l'énergie cinétique de la turbulence obtenue par nos calculs est en bon concordance avec celle obtenue par les calculs de Sanders dans la région proche de la buse d'éjection, et les valeurs maximales atteintes sont en position axiale et en amplitude très proche. Par contre, dans la région assez lointaine de la buse d'éjection cette énergie turbulente est surestimée. Ce fait est peut-être dû aux conditions d'écoulement et/ou à l'absence des effets de la gravité.

En ce qui concerne l'intensité de la turbulence figure (5a), la tendance asymptotique varie en fonction de S . L'intensité de la turbulence (\sqrt{k}/U_c) devienne constante après une certaine distance axiale. Un jet léger atteint sa valeur asymptotique plus rapide qu'un jet moins léger. Ceci est confirmé par des résultats expérimentaux et d'autres numériques. La valeur asymptotique obtenue par notre calcul est presque la même que celle obtenue par Sanders [26] ($\sqrt{k}/U_c \approx 0.32$), figure (5b).

3.4. Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence

L'évolution du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence figure (6) est la même que celle observée pour l'énergie cinétique de la turbulence. Le taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence croît et décroît rapidement et les pics correspondants aux maximums du taux de dissipation sont décalés vers l'aval par rapport aux celles de l'énergie cinétique, ce qui s'explique par le fait que la région de la buse d'éjection est dominée par les structures de grandes échelles et par conséquent il y a génération de l'énergie cinétique de la turbulence et la dissipation est très faible, et juste après cette région, la dissipation, qui s'effectue à un niveau moléculaire, commence à augmenter transformant ainsi l'énergie cinétique de la turbulence en chaleur.

3.5. Champ scalaire

Afin d'approcher le comportement d'un scalaire, nous avons étudié le développement du champ de température moyenne en jet d'air chauffé.

L'évolution axiale de la température moyenne, représenté sur la figure (7a) par le rapport $F = (\tilde{T} - T_a) / (T - T_j)$ montre clairement un comportement analogue à celui de la vitesse longitudinale moyenne. En effet, l'influence du rapport de densité S sur l'évolution axiale de la température moyenne est presque la même que celle de la vitesse longitudinale moyenne, plus faible est le rapport de densité S plus vite est la diminution de la température. Donc le champ scalaire comme le champ de vitesse, est fortement dépendant de la variation de densité.

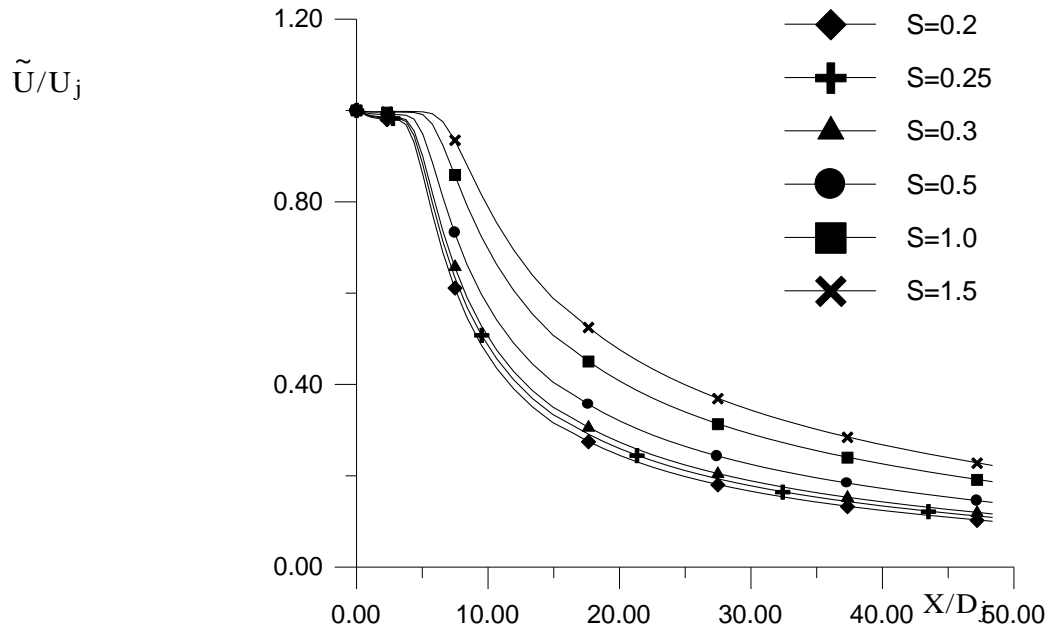
La relation caractérisant l'évolution hyperbolique, comme dans le cas de la vitesse, est la suivante : $\frac{F_c}{F_j} = \frac{1}{B} \frac{D_j}{X - X_F}$ ou encore $\frac{F_j}{F_c} = \frac{X - X_F}{D_j}$

Le tableau 3 : montre les valeurs des taux de décroissance axiale de la température moyenne B en fonction des différents rapports de densité S.

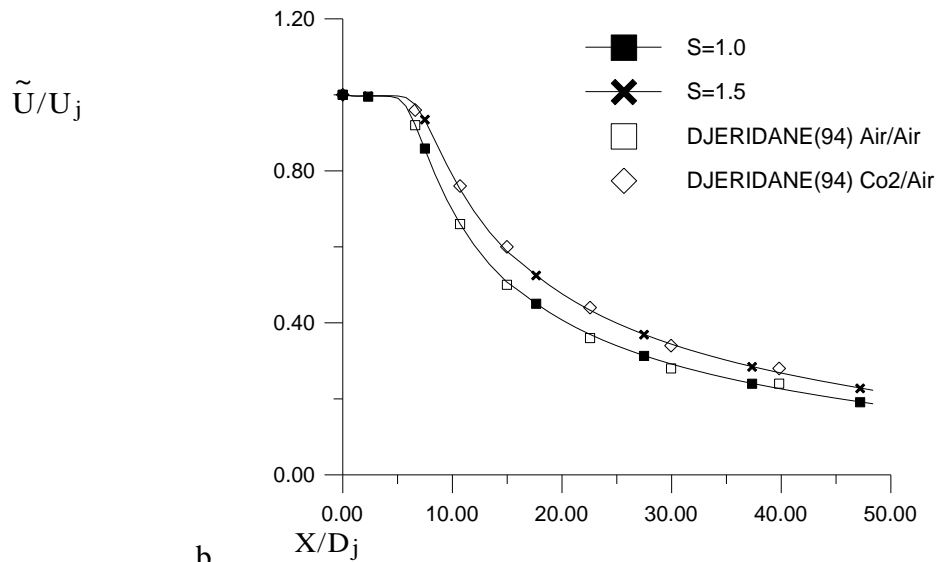
Tableau 3: Effets de densité sur les taux de décroissance axiale de la température moyenne.						
S	0.2	0.25	0.3	0.5	1.0	1.5
B	0.213	0.196	0.184	0.154	0.12	0.11

Chapitre III : résultats et discussion

Comparée aux résultats expérimentaux (Djeridane 94) [27] figure (7b), pour $S=1, 1.5$, les résultats obtenues avec notre modèle sont dans l'ensemble en bon accord avec l'expérience.



a



b

Figure:1a-b. Effets de densité sur l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet

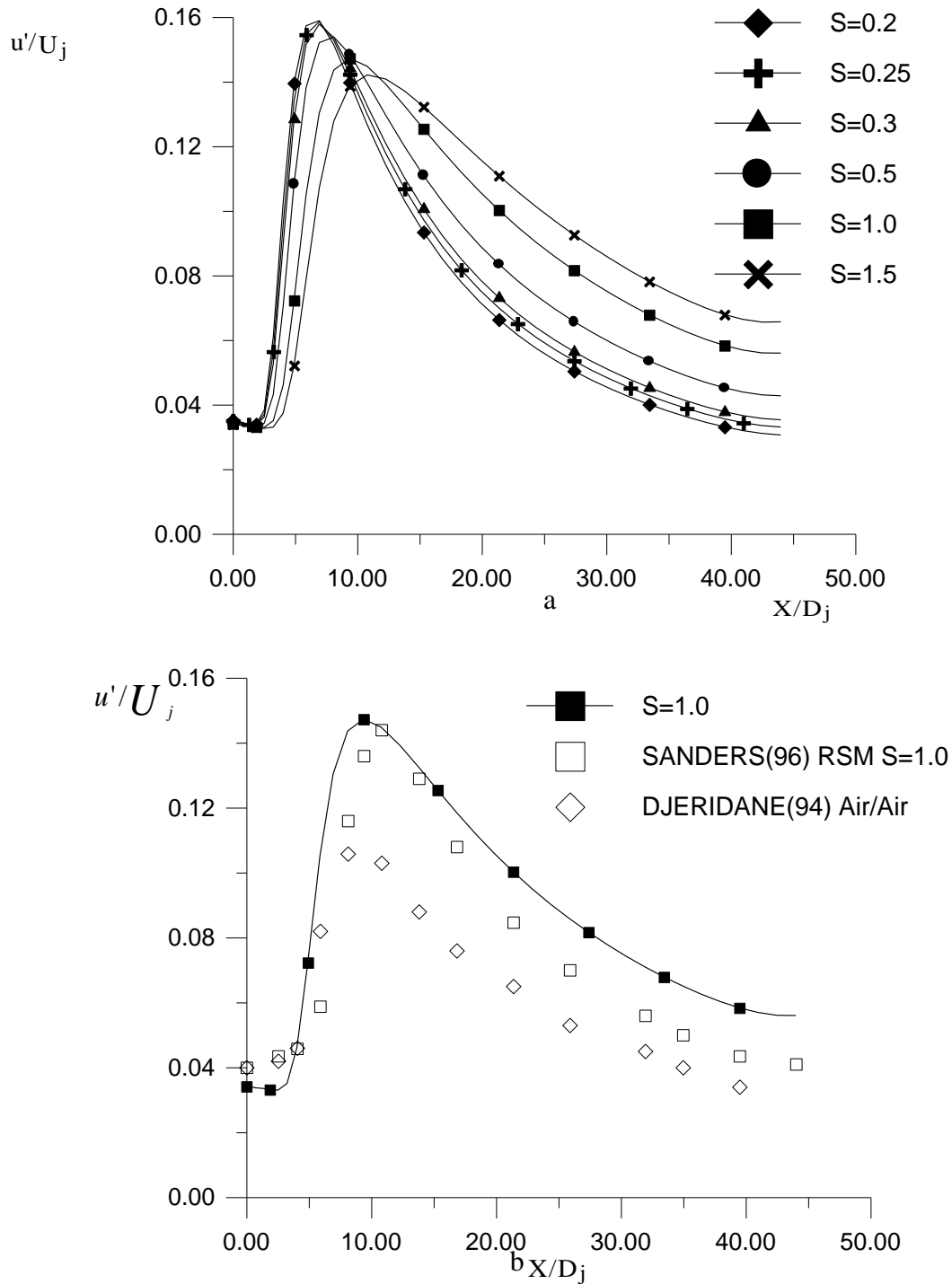


Figure:2 a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'écart-type de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet

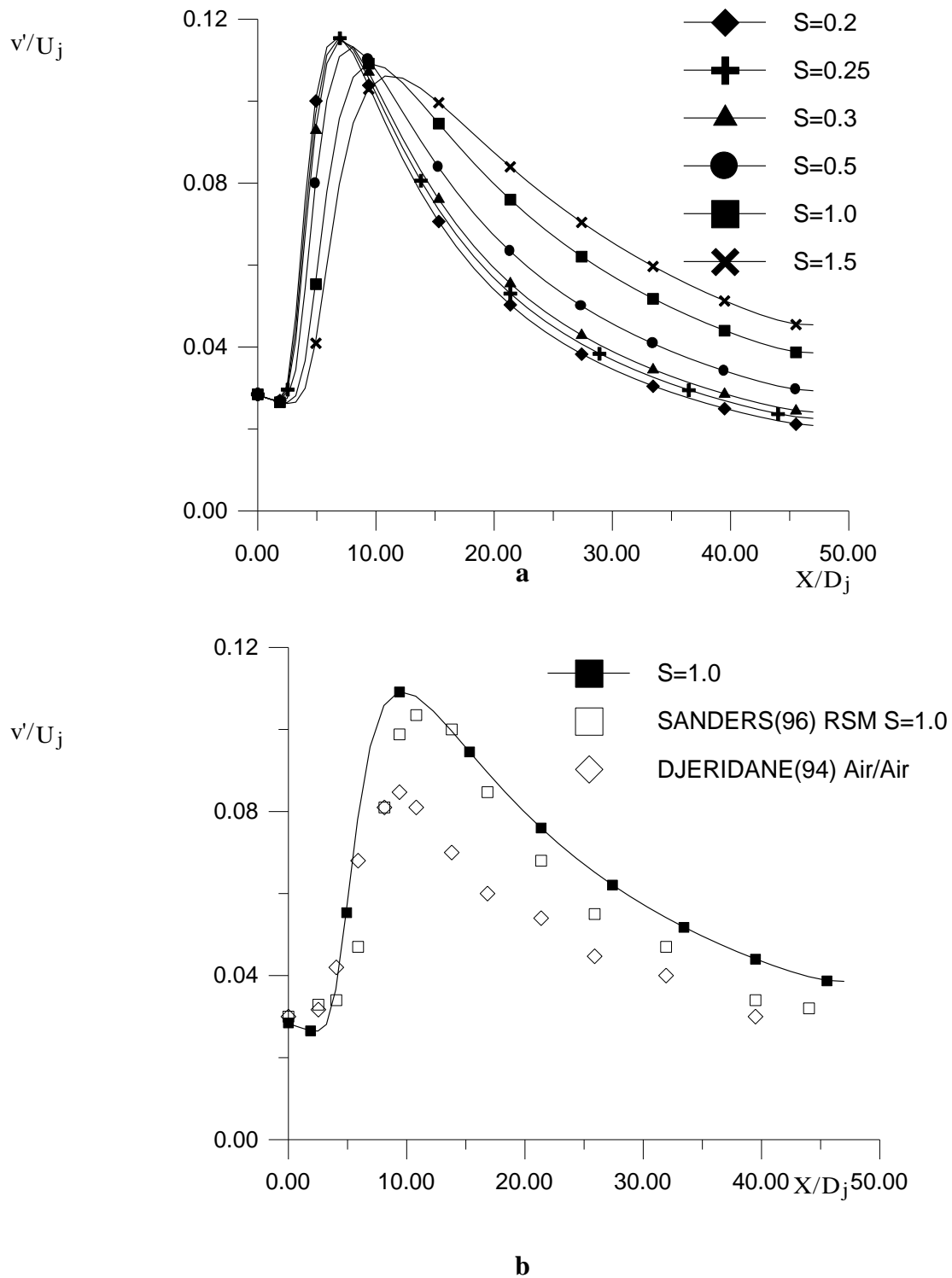


Figure:3 a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'écart-type de la vitesse radiale sur l'axe du jet

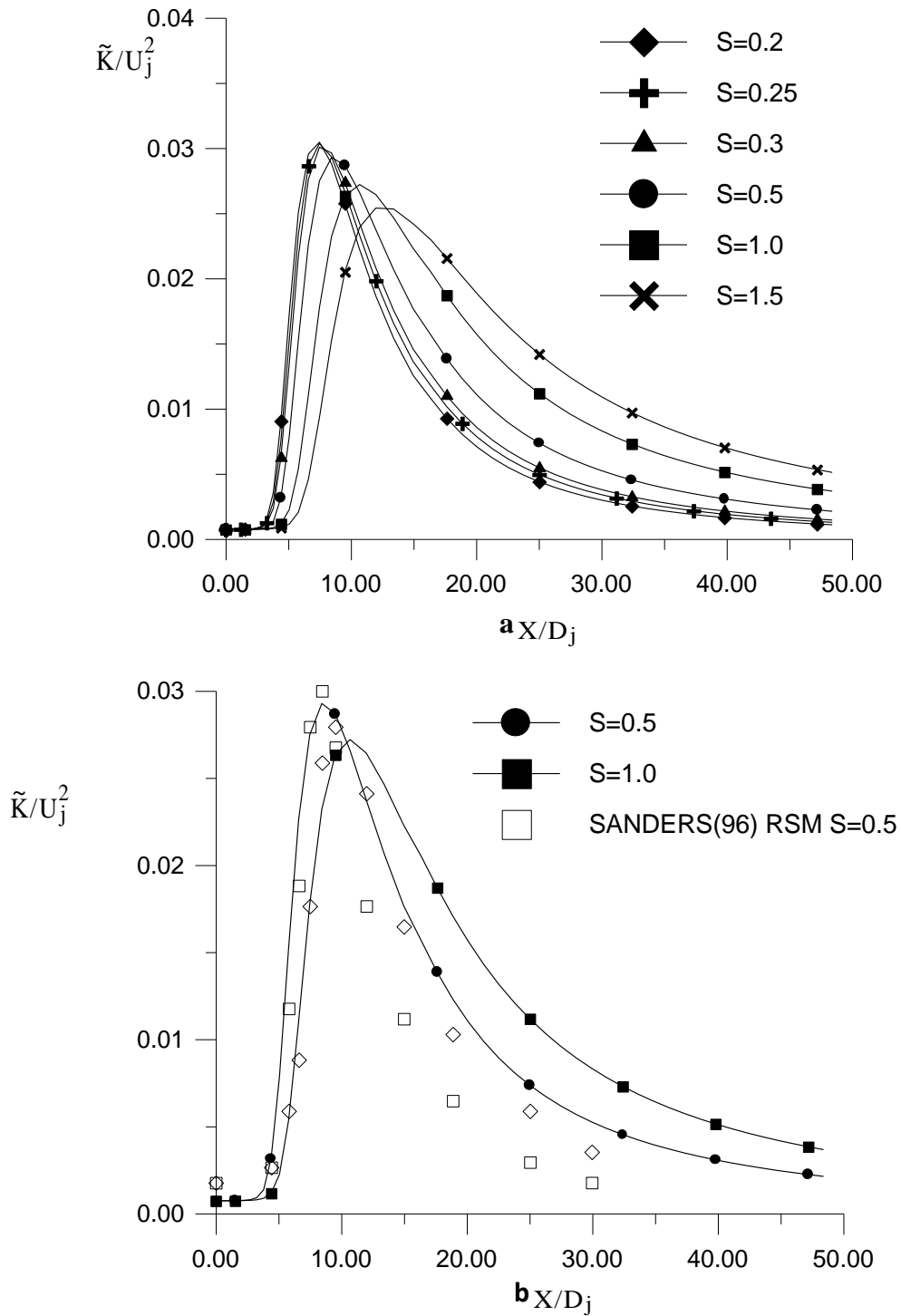
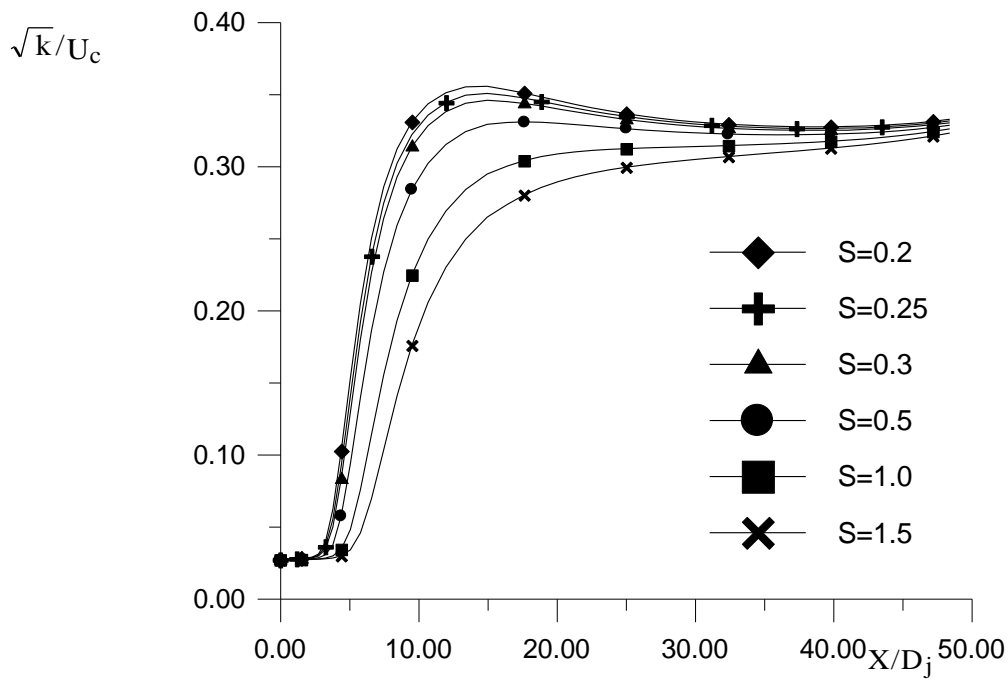
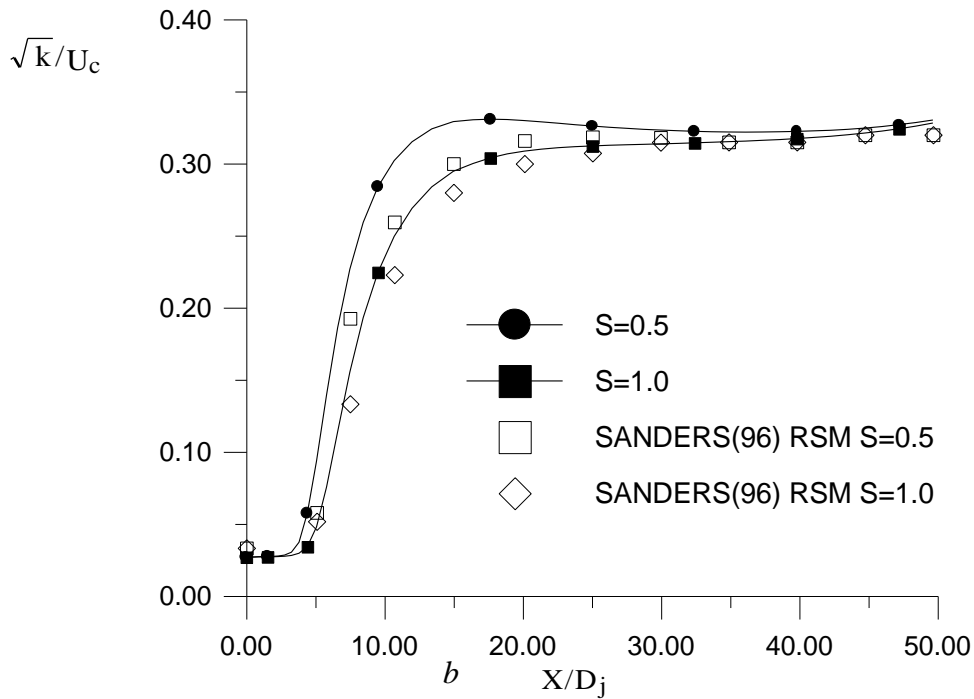


Figure : 4 a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'énergie cinétique de la turbulence sur l'axe du jet



a



b

Figure:5a-b. Effets de densité sur l'évolution de l'intensité de la turbulence

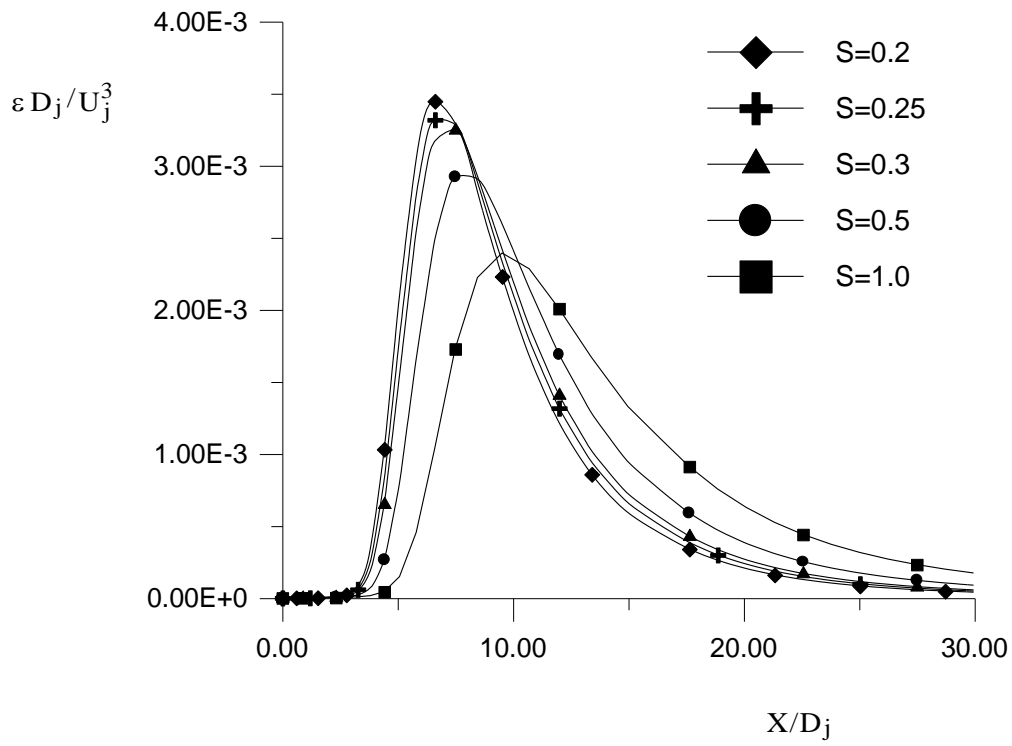


Figure:6 Effets de densité sur l'évolution du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence sur l'axe du jet

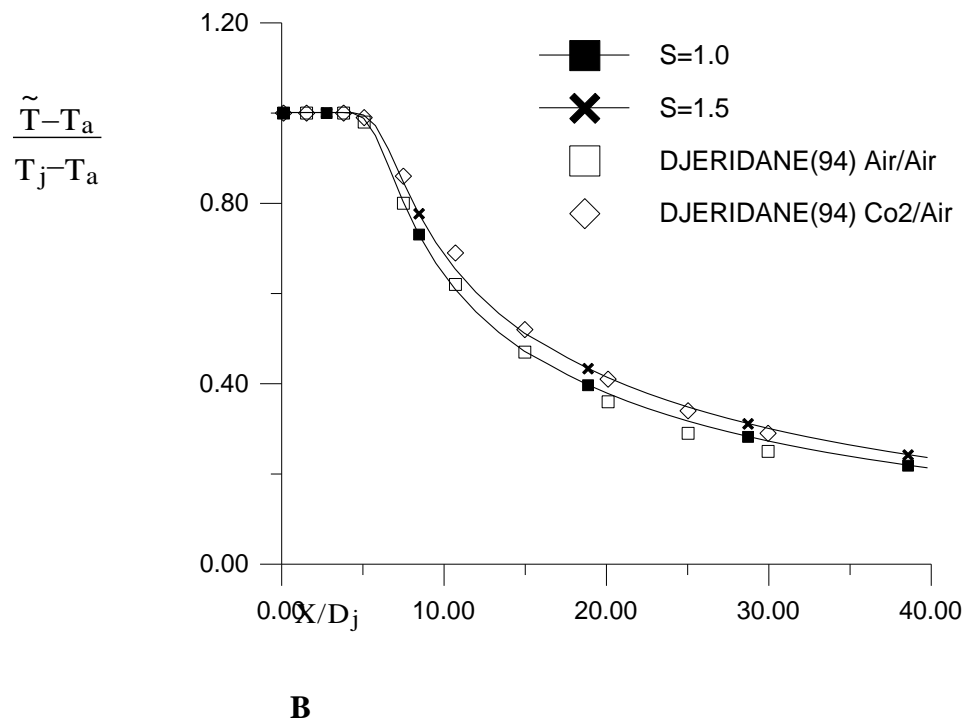
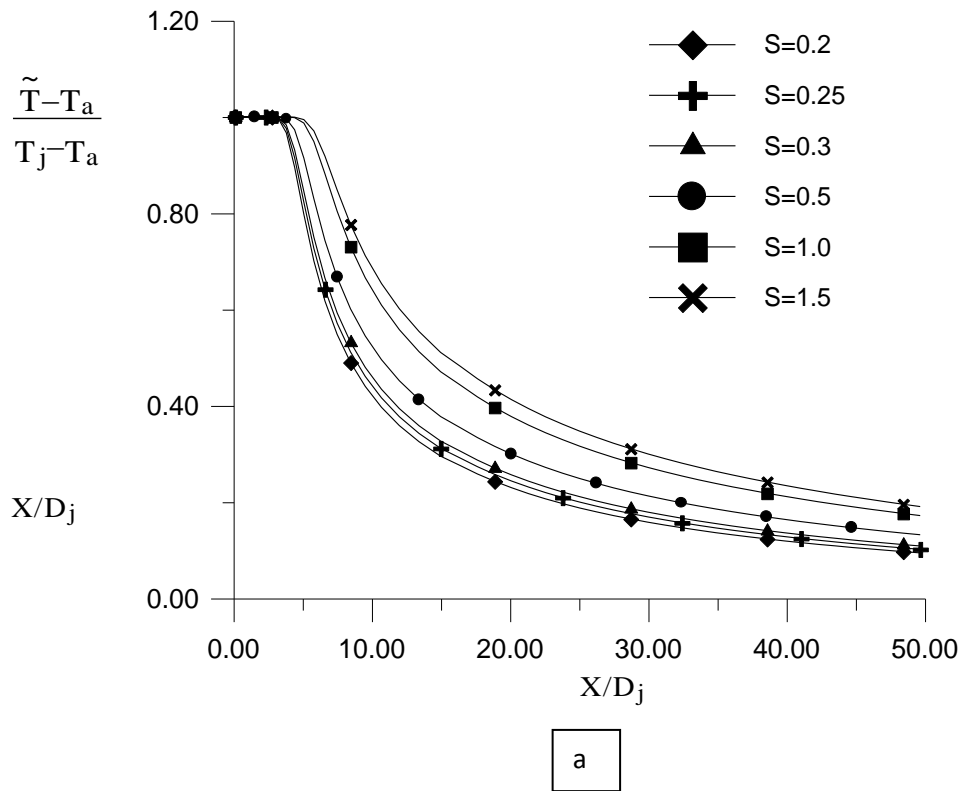


Figure:7 a-b. Effets de densité sur l'évolution de la température moyenne sur l'axe du jet

4. calcul de la flamme

4.1. La définition du problème et de la modélisation

La flamme étudiée est verticale turbulente non pré mélangée jet de flamme de diffusion avec un flux d'air coaxial exactement défini. Les champs d'écoulement et de mélange ont été résolus par la solution du modèle 2-D, des formes axisymétriques du fluide d'équations d'écoulement de densité pondérée (1, 2,3) supplémenté avec du (k- ϵ) dans le premier cas, et avec un Reynolds modèle de stress dans la seconde. La fermeture du terme de densité moyenne a été obtenue en utilisant un β -pdf prescrit et les valeurs de densité instantanées; en fonction de la fraction du mélange issu de calculs de la flamme lette non adiabatique sur la base de schémas cinétiques de Yetter. Les expériences des concentrations de température et d'espèces ont été effectuées par Barlow [2] et le champ des mesures de flux LDA par Fleury [3]. Le diamètre du tube interne est de 3,75 mm, la partie extérieure 4,8 mm. La vitesse de l'air a été fixé à 1 m / s pour toutes les mesures. La vitesse du jet de combustible d'entrée est de 296 m / s. Le nombre de flamme de Reynolds est 10000 avec 100% d'hydrogène dans le jet de carburant. La zone de mesure vertical [2, 3] est un canal de vent hexagonal avec 0,6 m de diamètre et de 2 m de longueur. La flamme à 675 mm de longueur est visible. La comparaison comprend les valeurs moyennes de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente, la fraction de mélange, la température et les principales espèces.

4.2. Conditions limites

Il a été constaté des écarts entre les résultats de la simulation et les données expérimentales, de profils d'écoulement de la conduite entièrement développés. Afin de déterminer la longueur de l'injecteur correspondant à l'impulsion de mesure, un calcul préliminaire a été réalisé dans l'injecteur seul. A l'entrée de la condition de la buse, le flux de masse est imposée au moyen de deux paramètres; diamètre hydraulique et intensité de la turbulence. Pour tous les calculs, une très petite (numérique) vitesse de coflow de 1 m / s a été utilisé pour stabiliser le calcul. Avec coflow zéro, une solution de convergence a été difficile à obtenir. Aucune turbulence n'a été ajoutée à la coflow. Les équations régissant sont résolus en utilisant un algorithme de marche parabolized, la plus petite valeur dans la présente étude était nécessaire en raison de l'évaluation explicite (basé sur les variables en amont connues) .Les deux résultats des modèles de turbulence sont comparés à la même maille qui correspond aux calculs de l'RSM. Le domaine de calcul commence au niveau du plan de sortie du brûleur et se prolonge en aval de 1 m dans le sens axial et 0,3 m dans la direction radiale. Un maillage orthogonal a été initialement généré. Le maillage est dynamiquement affiné au cours des

Chapitre III : résultats et discussion

itérations numériques en utilisant un gradient et de courbure des limites spécifiées par l'utilisateur. De la sortie de la buse, les caractéristiques de mailles sont respectivement de 200 nœuds dans la direction axiale et 165 nœuds dans la direction radiale. La précision numérique est vérifiée en comparant les résultats prédits calculés en utilisant la grille mentionnée ci-dessus avec celle obtenue en utilisant des nœuds de la grille grossière with 160 dans la direction axiale et 120 nœuds dans le sens radial. On constate que les deux ensembles de résultats sont très proches les uns des autres et par conséquent, ils peuvent être considérés comme une grille indépendants (figures 8).

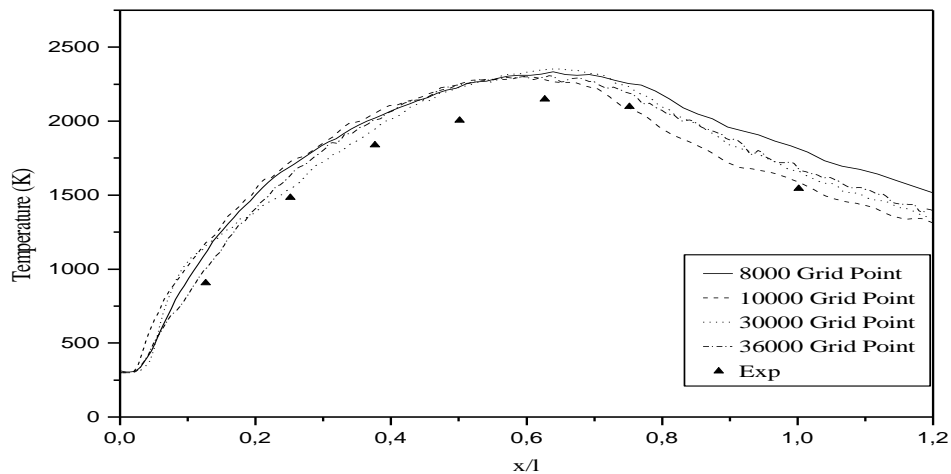


Figure1: La grille de l'effet de point sur l'évolution de la température moyenne sur l'axe du jet.

4.3. Résultats:

Sur la figure 2, les résultats de TKE sont présentés. Le modèle (k- ϵ) prédit sur la valeur cinétique turbulente dans l'axe dans toutes les sections. Le résultat de l'RSM est légèrement supérieur dans la première section ($x / l = 3/8$) et au deuxième ($x / l = 1/2$) section, les valeurs de TKE de la ligne centrale sont plus faibles. Le modèle RSM présente le meilleur accord dans toutes les sections.

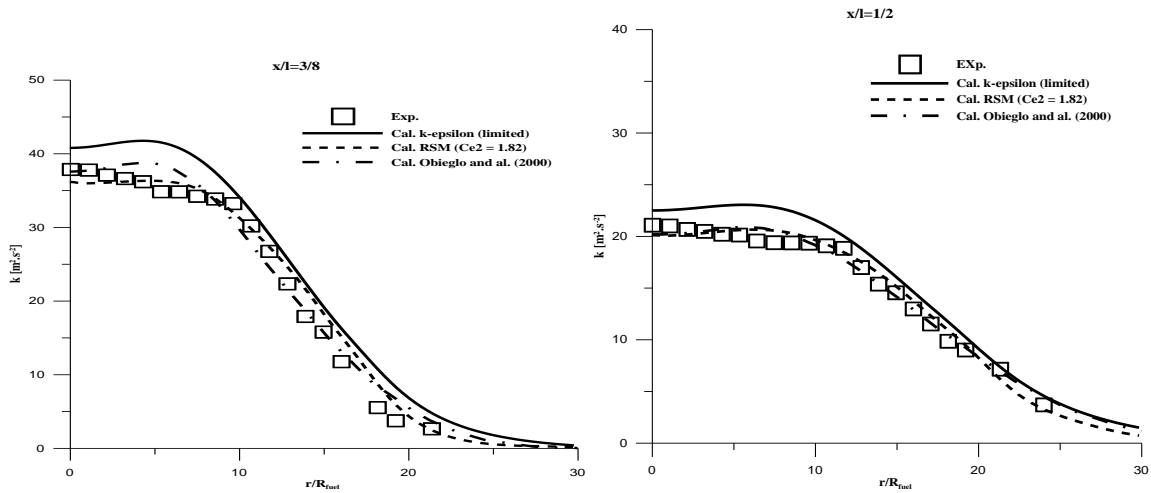


Figure2: Les profils de TKE à deux positions en aval

La fraction de mélange est calculée à partir de l'équation de transport (20) en supposant que l'unité du nombre de Lewis. La valeur stœchiométrique de la fraction de mélange est de 0,028. Les résultats de RSM sont légèrement supérieure par rapport aux données expérimentales (Fig.10.a) à partir de la ligne centrale à la position radiale $r = 0,03$ m. Après cette position, les résultats sont corrects. Les valeurs du modèle (k - ϵ) sont en accord à partir de la ligne centrale à la position radiale $r = 0,025$ m. Après cette position, les résultats prédisent encore plus les mesures. Dans la figure 3.b, la zone de l'RSM où les mesures sont surestimées, est situé dans l'axe à la position radiale de $r = 0,04$ m. Dans cette zone, les résultats du modèle (k - ϵ) sont correctes. Ils sont dans ligne centrale à la position radiale $r = 0,01$ m. Dans la dernière section, les deux modèles donnent des valeurs plus élevées que les données expérimentales. Les variations les plus importantes correspondent au modèle RSM.

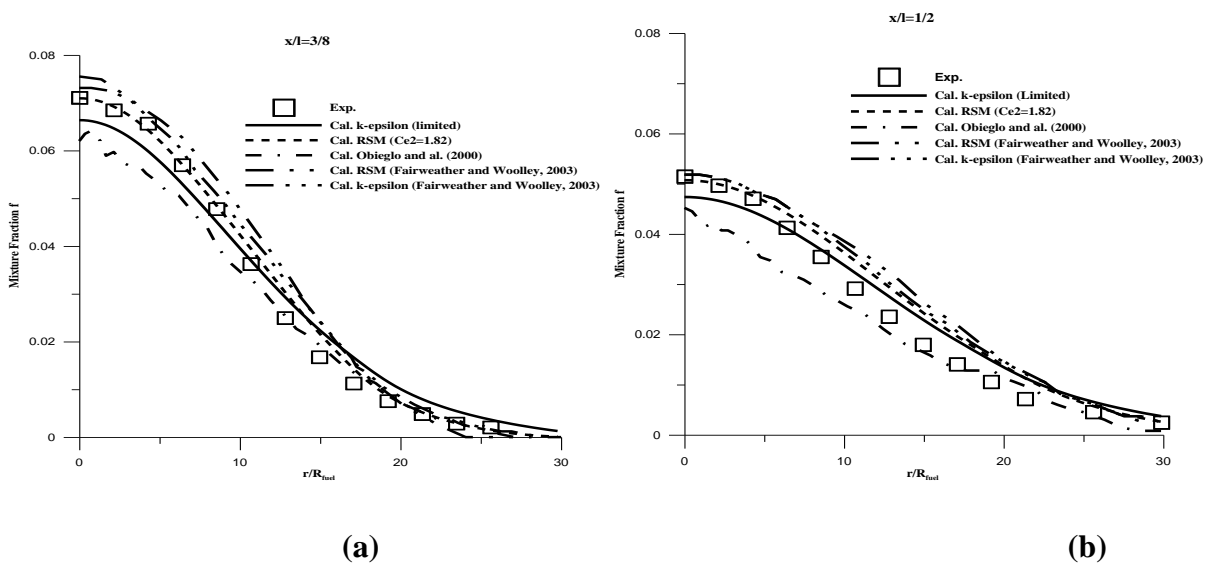


Figure 3: Profils de la fraction de mélange à trois positions en aval

Chapitre III : résultats et discussion

La masse H₂ et les comportements de la fraction de mélange (Fig. 11) sont similaires. Les résultats de simulation sont en accord avec les valeurs de mesure. Notez que, les résultats du modèle RSM sont proches des données expérimentales que du modèle (k-ε). En première section $x / L = 3/8$ (Fig. 4.a), le modèle RSM est plus prédire le maximum sur la ligne médiane. Le maximum obtenu par le modèle (k-ε) est correct. Les résultats du modèle (k-ε) sont en accord avec la mesure tandis que celles du modèle RSM sont légèrement plus grand jusqu'à ce qu'a la position de $r = 0,03$ m. Après cette position, l'accord entre le modèle RSM et les mesures sont correctes. Cette tendance est suivie dans la section $x / L = 1/2$ (Fig. 11.b). Notez que le modèle (k-ε) est légèrement surestime les valeurs d'axe. Cependant, les résultats du modèle (k-ε) sont proches des valeurs mesurées que le modèle RSM.

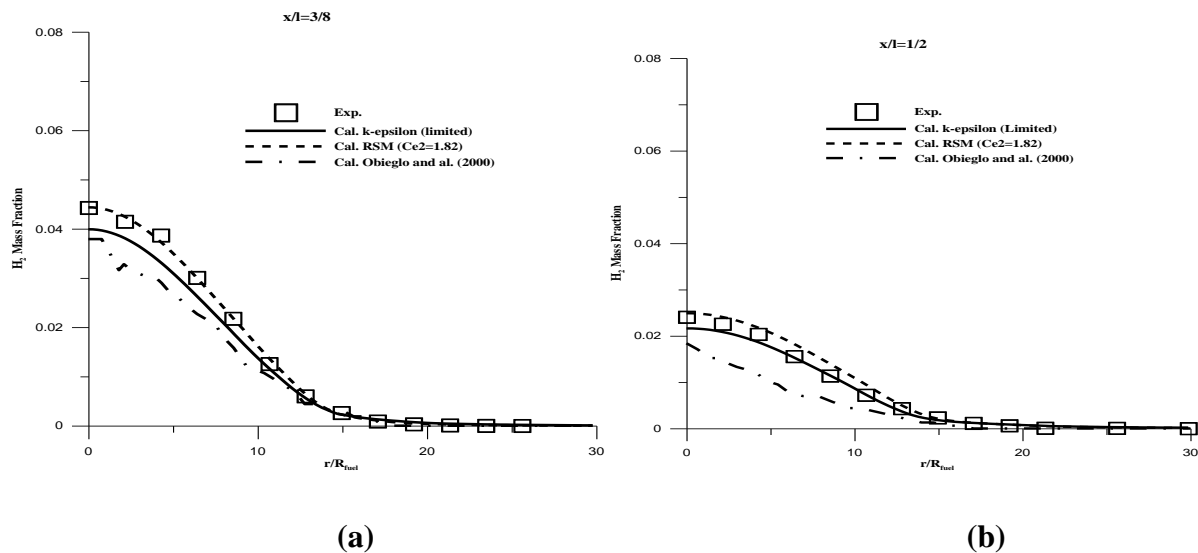


Figure4: Profils de fraction de la masse H₂ à trois positions en aval

Dans la distribution radiale de la fraction de la masse O₂ à des positions axiales différentes (Fig. 12), les deux modèles de prédire de la consommation d'oxygène est plus proche du côté piste de données expérimentales. Les résultats du modèle RSM sont meilleurs que les modèles (k-ε) dans toutes les sections: $x / l = 3/8$ et $x / l = 1/2$. Les prédictions de la fraction massique en oxygène sont généralement plus près du côté de la piste des données expérimentales en particulier dans la première position (Fig. 12a), sauf dans la zone d'entrée, la variation est due essentiellement à des conditions limites, en tenant compte de l'injection de coflow. A la position $x / l = 1/2$, la prédiction est sensiblement surestimés par les deux modèles de turbulence en comparaison avec les résultats expérimentaux. Cette observation est en accord avec les résultats de ([5, 7]). Les résultats de la fraction de mélange et de la masse de la

Chapitre III : résultats et discussion

fraction d'hydrogène montrent que les effets de la modélisation de la turbulence et la diffusion différentielle ont le plus d'influence sur cette région. La simulation aurait pu être meilleure avec la prise en compte d'un mécanisme détaillé, y compris les NOx.

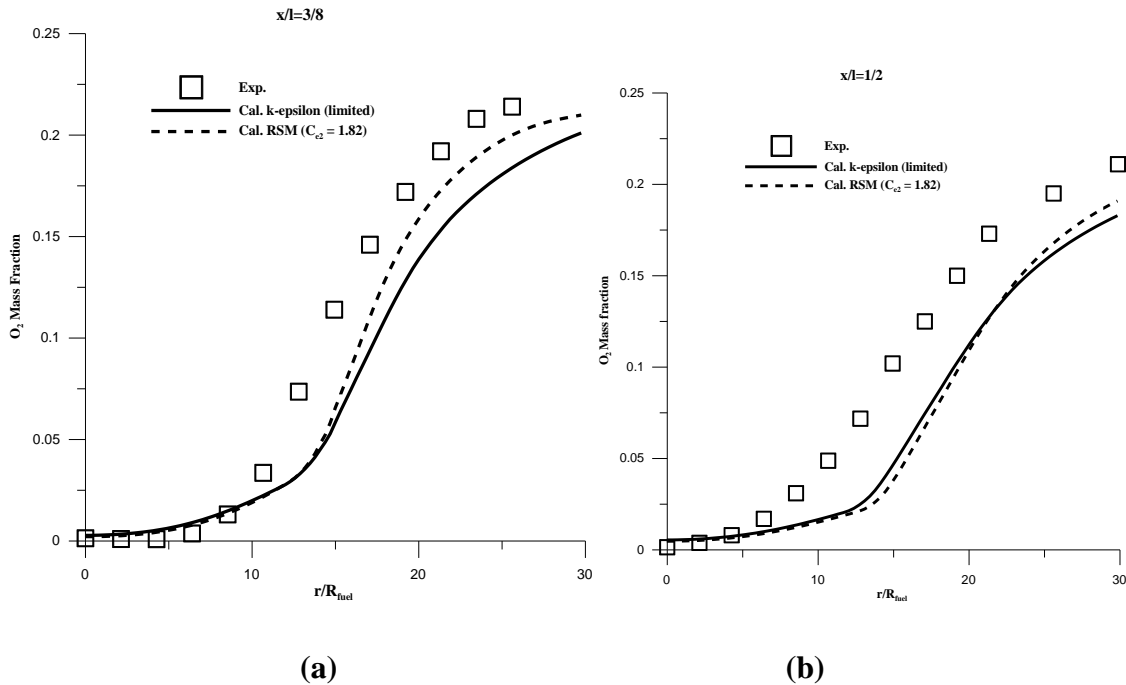


Figure 5: Les profils de la fraction de masse O₂ à trois positions en aval

Les deux modèles ont montré que la fraction massique maximale H₂O n'est pas atteinte à la même position et il est de qualité inférieure. Les deux modèles prédisent également toujours sous la valeur médiane. Le taux de production est proche de la côté piste. Ces observations sont en accord avec les résultats de masse de la fraction d'hydrogène.

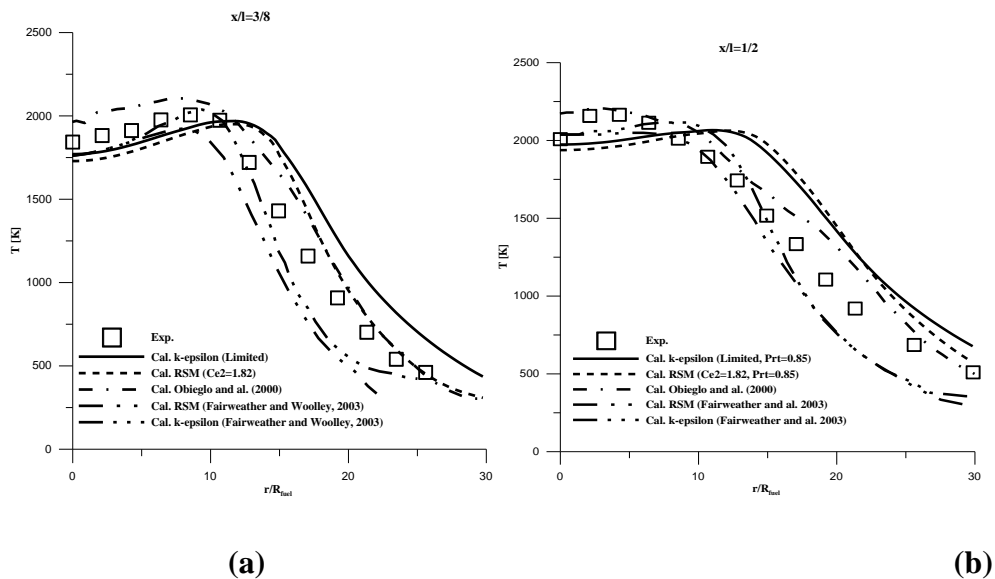


Figure 6: Les profils de la température à différentes positions en aval

Chapitre III : résultats et discussion

La figure 6 illustre les profils de la température de la flamme d'hydrogène. Dans la région à proximité de la sortie de la buse (figure 13.a), la température maximale est décalée plus près de l'RSM pour l'alimenter côté par rapport à l'expérience. La position et la valeur du modèle (k-ε) sont en accord avec les mesures. Les deux modèles sont en accord avec les résultats expérimentaux. La valeur de l'axe central du modèle (k-ε) est correcte tandis que le modèle de RSM est légèrement sous l'estimation. Dans la gauche de ce maximum, le modèle (k-ε) est très proche des mesures, mais après que les résultats seront supérieurs aux résultats expérimentaux. Le modèle RSM afficher le comportement inverse où les résultats de la simulation seront à la proximité de l'expérience après que le maximum est atteint. Avant, les résultats sont sous-prédits. Dans la région centrale de la flamme (figures 13.b), le modèle (k-ε) est proche du côté oxygène où le modèle RSM est en accord. Les deux modèles de moins de prédire la valeur de l'axe central. La position maximale de température est déplacée vers la droite par les deux modèles.

5. influence de la richesse du mélange

Le modèle non prémélangé pour LES

Une équation de transport n'est pas résolue pour la variance de la fraction de mélange. Au lieu de cela, elle est modélisée comme suit :

$$\overline{f'^2} = C_{\text{var}} L_s^2 |\nabla \bar{f}|^2 \quad (1)$$

Où

C_{var} = constante

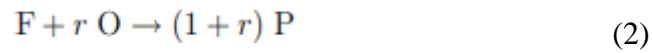
L_s = échelle de longueur de sous-grille (voir Équation annexe)

La constante C_{var} est calculée de manière dynamique lorsque le modèle dynamique est activé dans le panneau Viscosité, sinon une valeur par défaut de 0,5 est utilisée.

Fraction de Mélange vs. Rapport de Mélange

La définition de la fraction de mélange peut être comprise par rapport aux mesures courantes des systèmes réactifs. Considérez un système de combustion simple impliquant un flux de carburant (F), un flux d'oxydant (O), et un flux de produit (P) symboliquement représenté dans des conditions stœchiométriques comme suit :

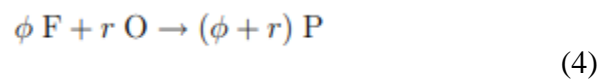
Chapitre III : résultats et discussion



où r est le rapport air-carburant sur une base massique. En désignant le rapport d'équivalence comme ϕ ,

$$\phi = \frac{(\text{fuel/air})_{\text{actual}}}{(\text{fuel/air})_{\text{stoichiometric}}} \quad (3)$$

La réaction dans l'Équation (2), sous des conditions de mélange plus générales, peut alors être écrite comme suit



En examinant le côté gauche de cette équation, la fraction de mélange pour le système dans son ensemble peut alors être déduite

$$f = \frac{\phi}{\phi + r} \quad (5)$$

L'équation (5) permet le calcul de la fraction de mélange dans des conditions stoechiométriques ($\phi = 1$) ou dans des conditions riches en carburant (par exemple, $\phi > 1$), ou dans des conditions pauvres en carburant (par exemple, $\phi < 1$).

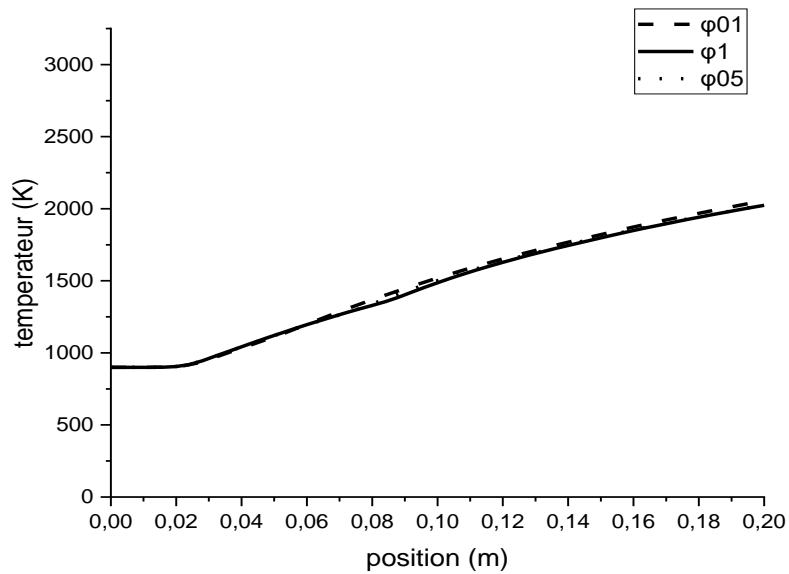


Figure 7: Variation de température en fonction de la distance pour les différents richesses (φ01, φ1, φ05)

La Figure 7 montre que la température commence à partir de 900 K dans chacun des richesses, $\varphi=01$, $\varphi=0,5$ et, $\varphi=1$, et commence à augmenter le long de l'axe jusqu'à ce que la température atteigne 2000 K, où ils sont compatibles entre eux. .

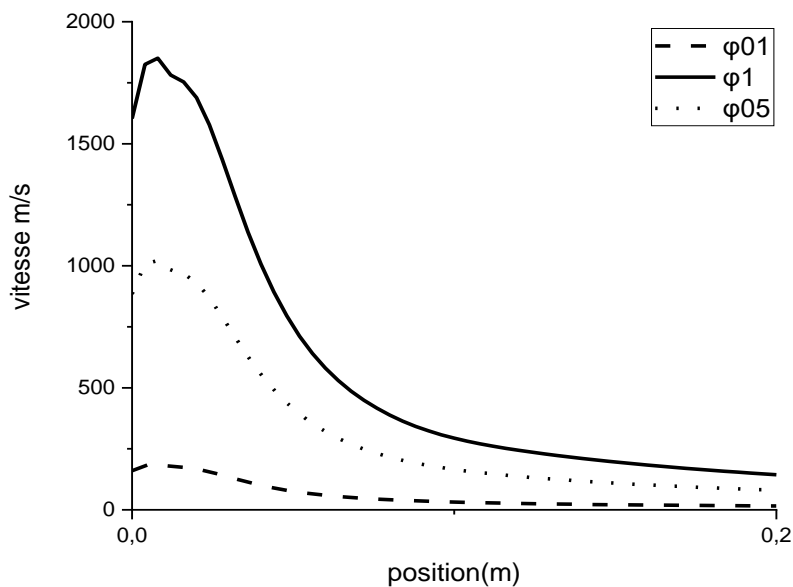


Figure08: Variation de vitesse en fonction de la distance pour les différents richesses (φ01, φ1, φ05)

Chapitre III : résultats et discussion

La figure 8 représente le changement de vitesse, car les comportements de vitesse diffèrent dans chacun des la richesse, $\varphi=01$, $\varphi=05$ et $\varphi=1$.

La richesse, $\varphi=01$, la vitesse est faible, puisque la vitesse commence à 300 m/s et commence à diminuer le long de l'axe. Quant la richesse, $\varphi=05$, elle commence à 900 m/s et monte jusqu'à son pic de 1000 m./s, puis diminue le long de l'axe jusqu'à cesser. Quant à la richesse, $\varphi=1$, sa vitesse commence à 1700 m/s et atteint un pic à 1800 m/s. Elle est supérieure aux deux la richesse, $\varphi=05$ et $\varphi=01$ et diminue progressivement le long de l'axe.

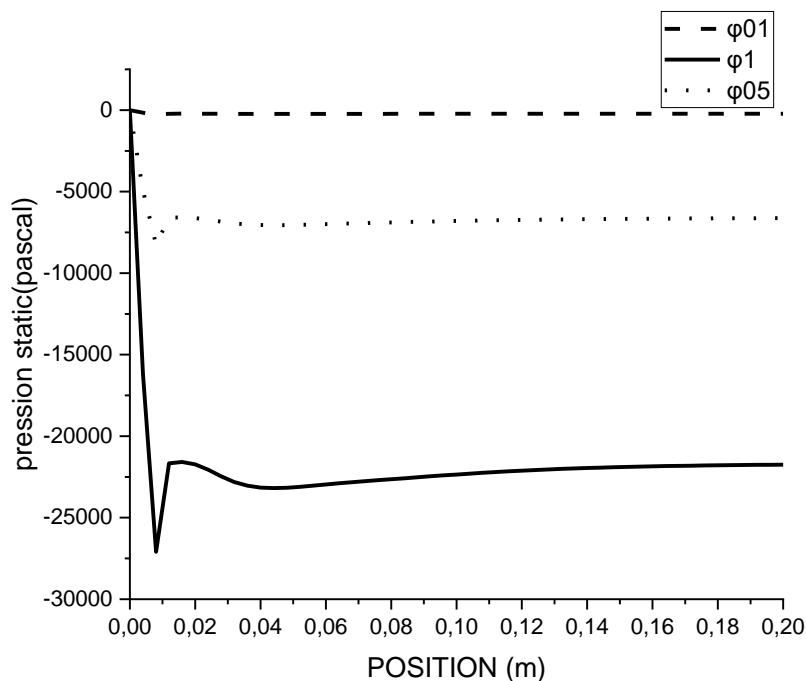


Figure 9: Variation de statice pression en fonction de la distance pour les différent richesse ($\varphi01.\varphi1.\varphi05$)

La figure 9 montre l'évolution de la pression en fonction de la longueur de l'axe, où une différence de pression a été observée dans chacun des la richesse, $\varphi=01$, $\varphi=05$ et $\varphi=1$.

A La la richesse, $\varphi=01$, la pression est inexistante, tandis qu'à la richesse, $\varphi=05$ la pression monte d'abord pour atteindre son pic de -750 Pascals, puis elle diminue légèrement pour se stabiliser à la pression de -650pascal et reste constante. À cette valeur le long de l'axe. Quant à La richesse, $\varphi=1$, la pression monte jusqu'à son maximum de -27500 pascal puis diminue un peu jusqu'à 22000 pascals et se stabilise à ce pourcentage.

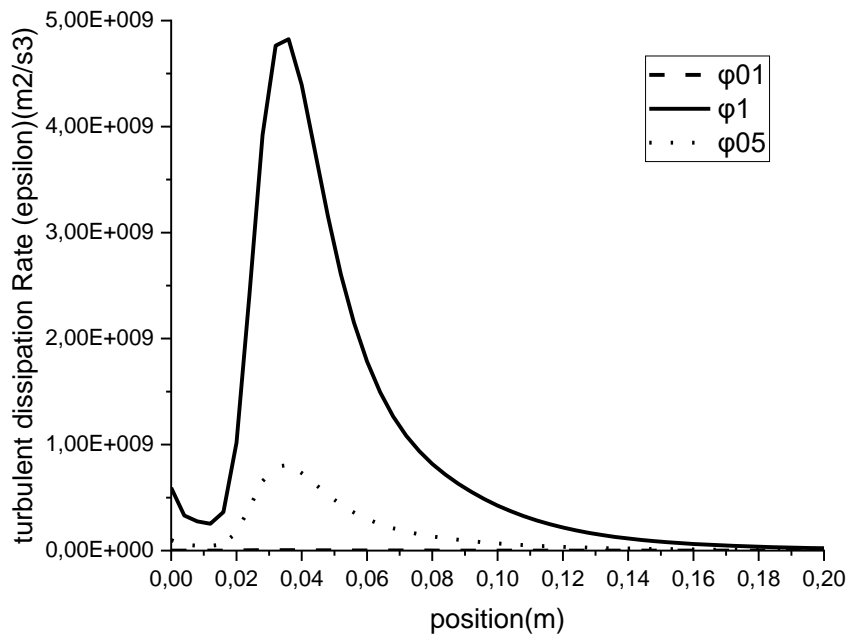


Figure10: Variation de turbulent dissipation Rate (epsilon) en fonction de la distance pour les différents richesses ($\phi01$ $\phi1$ $\phi05$)

L'évolution du taux de turbulente dissipation Rate (epsilon) sur la figure 11 change selon les cas. On n'a constaté que le pourcentage de turbulente dissipation Rate (epsilon) dans richesse, $\phi=01$ est totalement inexistant. Quant à richesse, $\phi=05$, de turbulente dissipation Rate (epsilon) a été générée, mais à un rythme faible, s'élevant à 7000 m²/s³, puis elle diminue. Quant à richesse, $\phi=1$, on remarque que de turbulente dissipation Rate (epsilon) est générée une grande mobilité, atteignant un pic de 50 000 m²/s³ puis décroissant le long de l'axe.

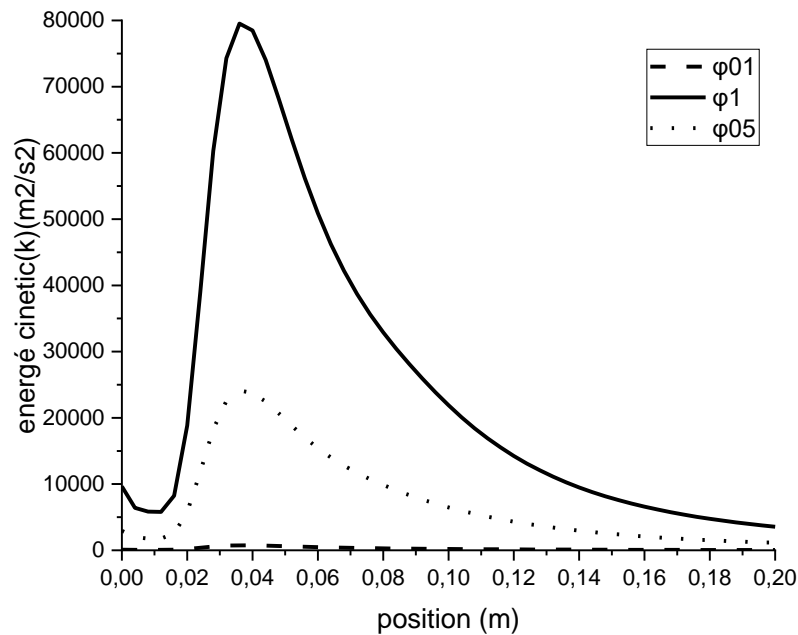


Figure11: Variation de turbulent cinétique énergie (K) en fonction de la distance pour les différent richesse ($\phi 01$. $\phi 1$. $\phi 05$)

L'évolution du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la perturbation sur la figure 11 change selon les cas. On a constaté que le pourcentage d'énergie cinétique dans richesse, $\phi=0.1$ est totalement inexistant. Quant à richesse, $\phi=0.5$, de l'énergie cinétique a été générée. , mais à un rythme faible, s'élevant à 25 090 m²/s², puis elle diminue. Quant à richesse, $\phi=1$, on remarque que l'énergie est générée une grande mobilité, atteignant un pic de 80 000 m²/s² puis décroissant le long de l'axe.

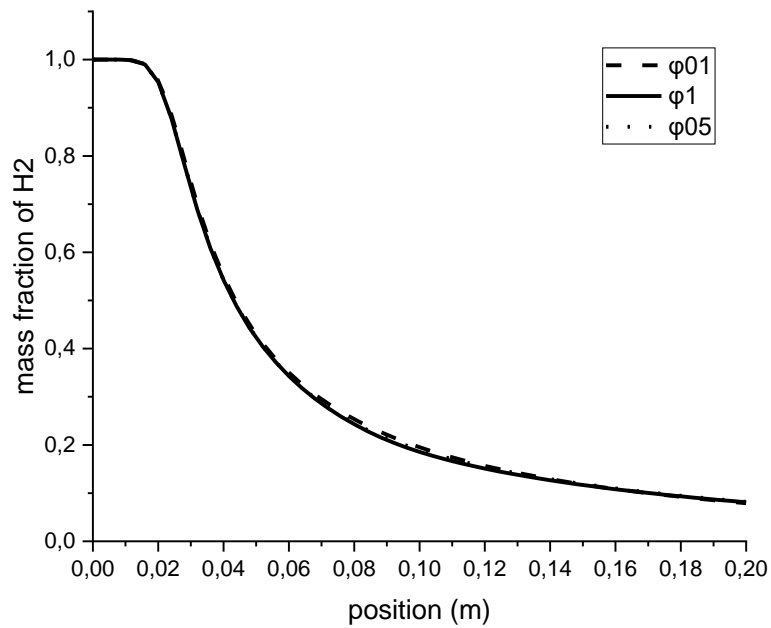


Figure12: Evolution du mass fraction H2 en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (R01.R1.R05)

Le comportement de la fraction massique de H₂ est similaire dans les cas, $\phi=0.5$, $\phi=0.1$ et $\phi=1$ illustrés à la figure 12. Les résultats de la simulation sont en accord avec les valeurs de mesure, puisque nous remarquons que les la richesse $\phi=0.5$ correspondent à $\phi=0.1$ et $\phi=1$ au maximum, où il commence à diminuer le long de l'axe.

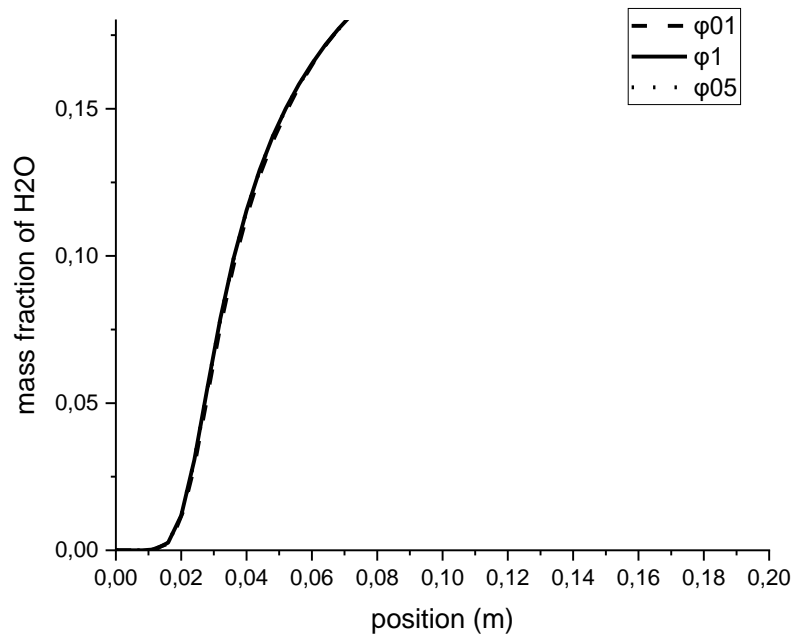


Figure13: Evolution du mass fraction of H₂O en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (ϕ 0.1, ϕ 0.5 et ϕ 1.0)

Les comportements de la masse de H₂O sont similaires à La Richesse $\phi=0.1$ et $\phi=0.5$ $\phi=1$ montrés sur la Figure 13. Les résultats de simulation sont en accord avec les valeurs de mesure, puisqu'une très forte augmentation de H₂O est observée dans les trois courbes et dans d'une manière similaire.

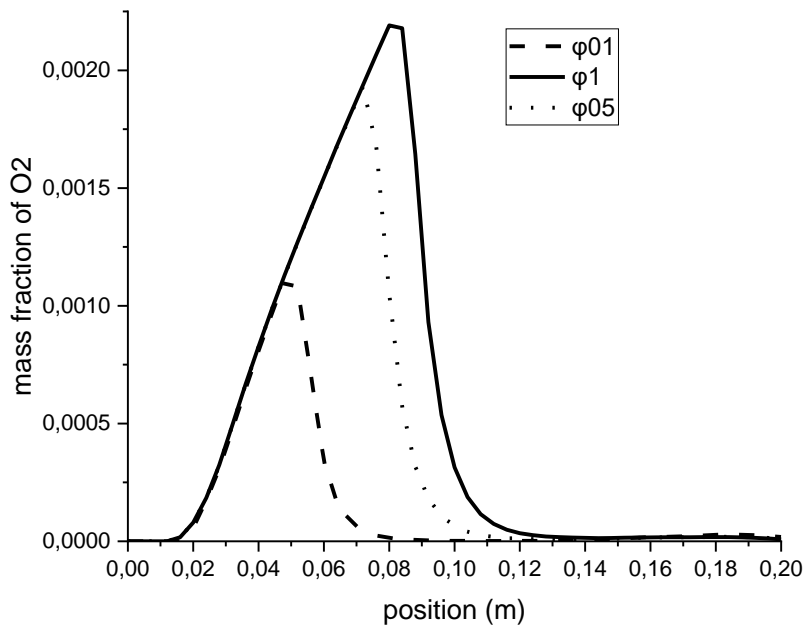


Figure14: Evolution du mass fraction O₂ en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (φ 0.1.φ0.5 et φ1.0)

La figure 14 montre la mass fraction O₂ le long de l'axe, où elle est initialement inexistante dans tous les cas. Ensuite, la différence commence au point 0,01 m, où la quantité mass fraction O₂ monte rapidement jusqu'à 0,0010 au point 0,6 m et diminue immédiatement. Quant à la richesse, φ=0.5, il atteint son maximum à 0,0018 et diminue immédiatement après. Quant à la richesse, φ=1.0, il augmente donc considérablement, atteignant le pic le plus élevé de 0,0025, puis il diminue immédiatement, mais la quantité d'O₂ dans ce cas est excellente.

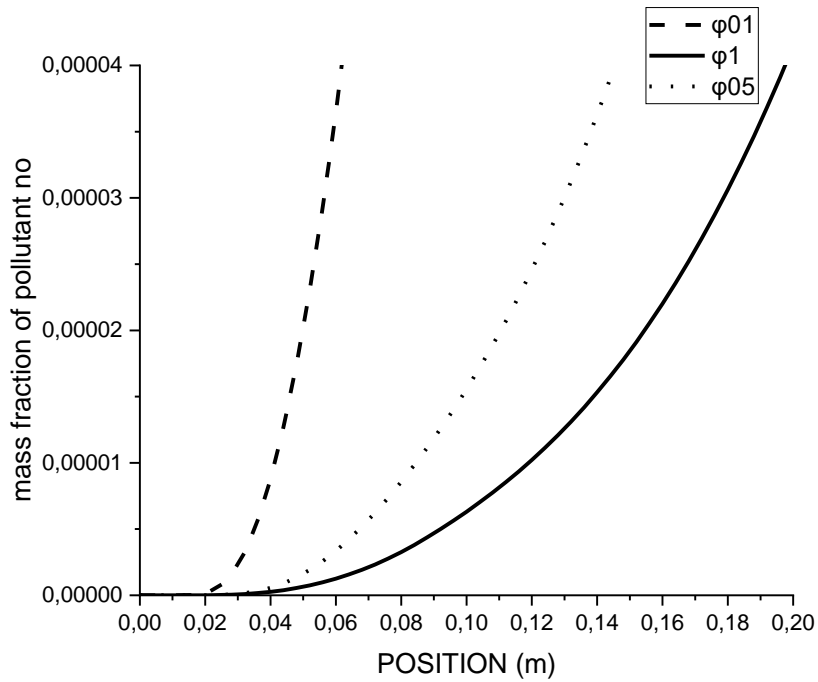


Figure15: Evolution du mass fraction of pollutant no en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (ϕ 0.1. ϕ 0.5 et ϕ 1.0)

.La figure 15 représente l'évolution des NOx en fonction de la longueur de l'axe, où ils sont inexistant à 0,02 m et atteignent leurs niveaux maximaux à la richesse $\phi=01$. La richesse, $\phi=05$ apparaît, mais après 0,04 m, soit. Moins que le premier. Quant à la richesse à $\phi=1$, Nox apparaît en faible quantité par rapport au premier.

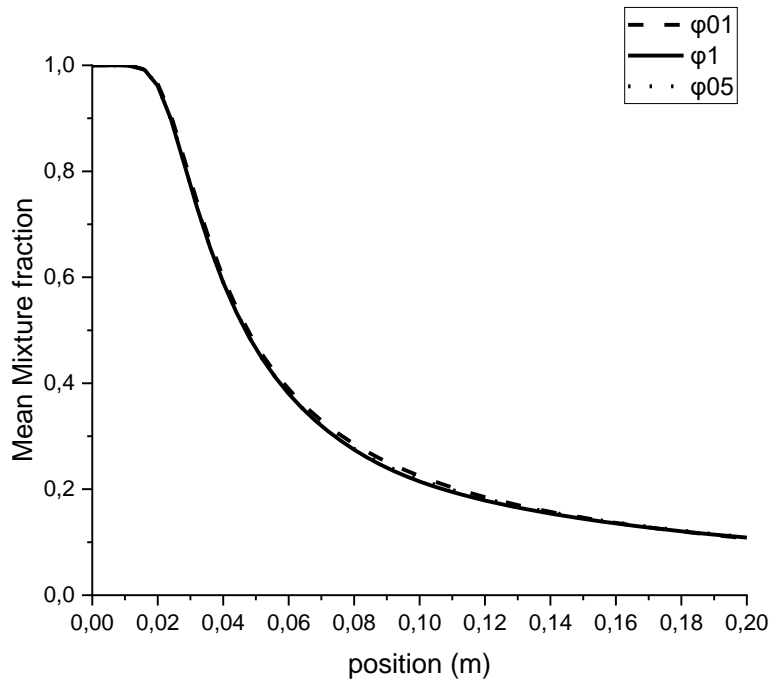


Figure16: Evolution du Mean mixture fraction en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses ($\phi 0.1$, $\phi 0.5$ et $\phi 1.0$)

Les comportements des fractions massiques moyennes sont similaires dans les cas $\phi = 0.5$, $\phi = 0.1$ et $\phi = 1$ présentés dans la figure 16. Les résultats de simulation sont en accord avec les valeurs mesurées, car on remarque que, $\phi = 0.5$ de la richesse correspond à $\phi = 0.1$, et $\phi = 1$, au maximum, a une valeur élevée à la première position, où elle commence à diminuer le long de l'axe.

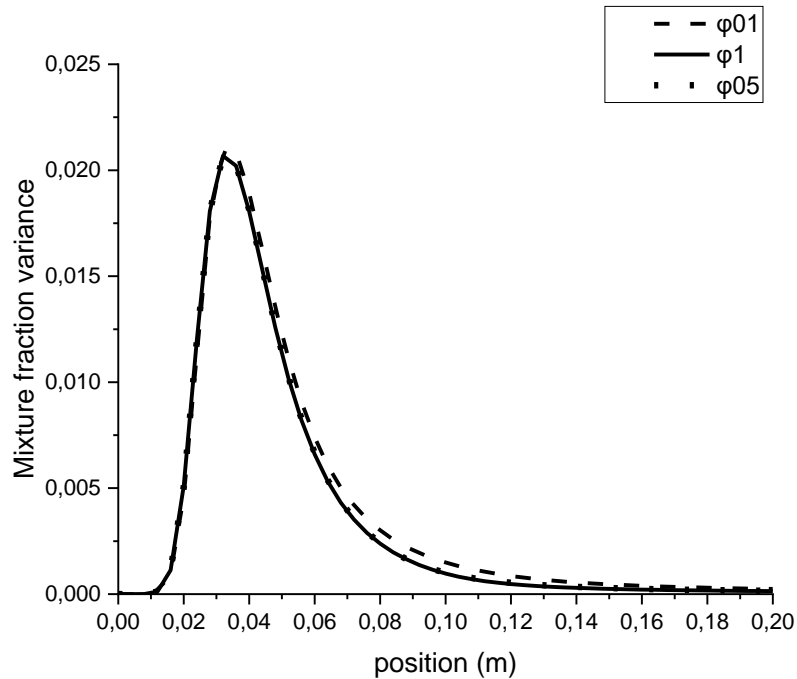


Figure17: Evolution du mixture fraction variance en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses ($\phi=0.1$, $\phi=0.5$ et $\phi=1.0$)

La figure 17 montre la variation de la mixture fraction variance avec une tangente à la longueur de l'axe, où son comportement à la richesse $\phi=1$, $\phi=0.1$ et $\phi=0.5$ est similaire. Les résultats de la simulation sont similaires, car il atteint son pic à 0,023 et puis diminue dans la première section de la longueur de l'axe.

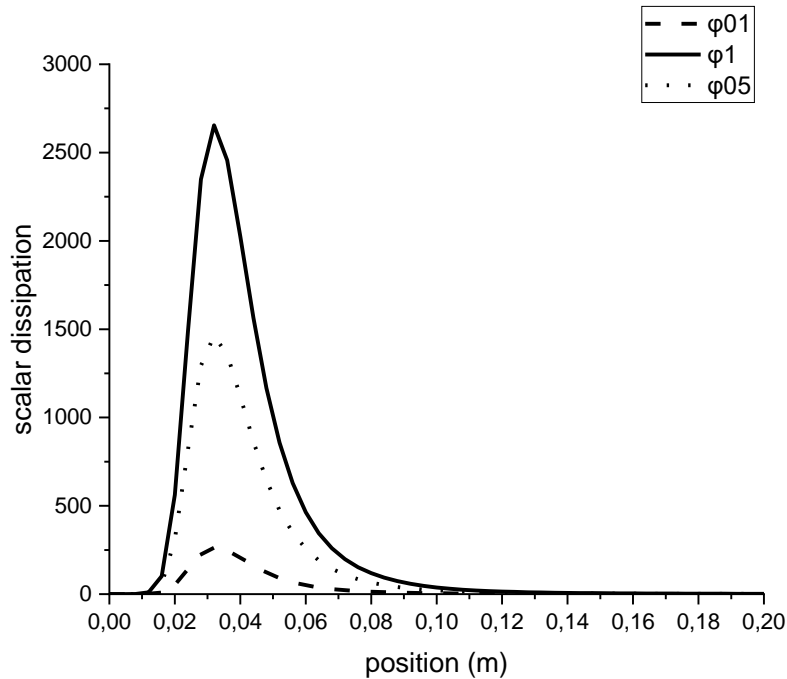


Figure18: Evolution du mixture fraction variance en fonction de la longueur de la section de passage pour les 3 richesses (ϕ 0.1, ϕ 0.5 et ϕ 1.0)

La figure 18 montre le changement scalaire dissipation en fonction de la longueur de l'axe, où la valeur du scalaire dissipation s'élève à 2700 jusqu'au pic à La richesse $\phi=1$. Quant à La richesse, $\phi=05$, la valeur la plus élevée atteint 1500, ce qui signifie moins que la première. . Quant à La richesse, $\phi=01$, il est très faible.

6 .Les contours :

Contours de la température statique pour 3 richesses :

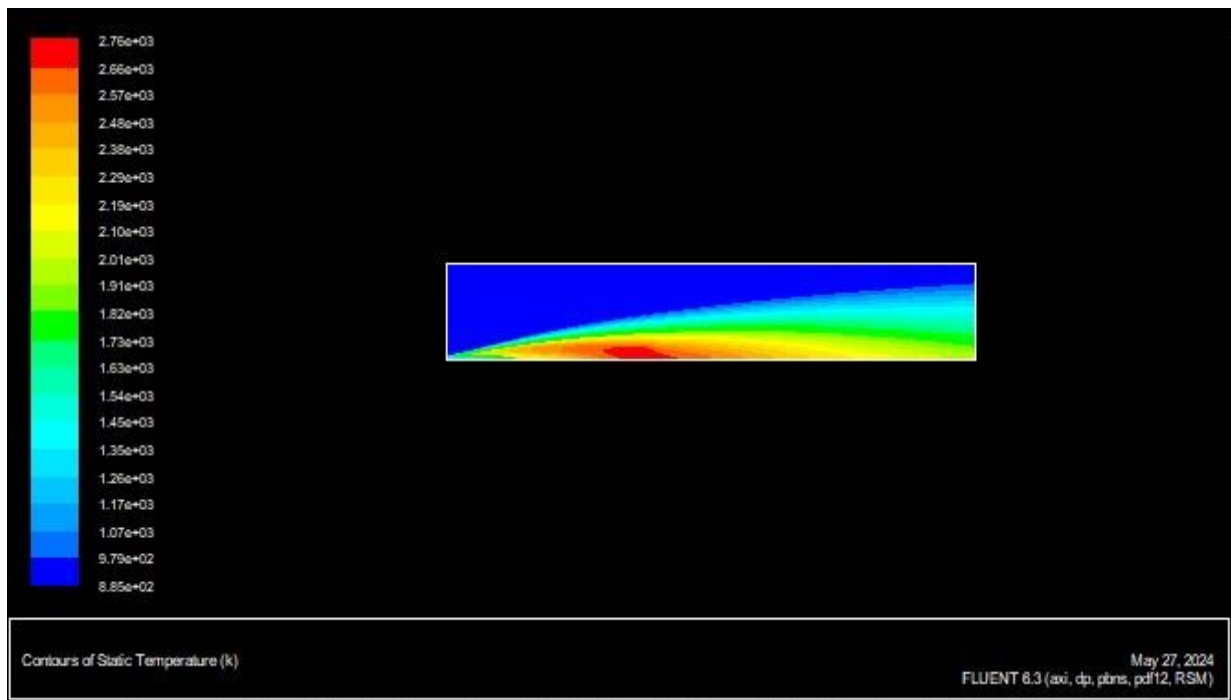


Figure19:contours de la température statique à la richesse 01

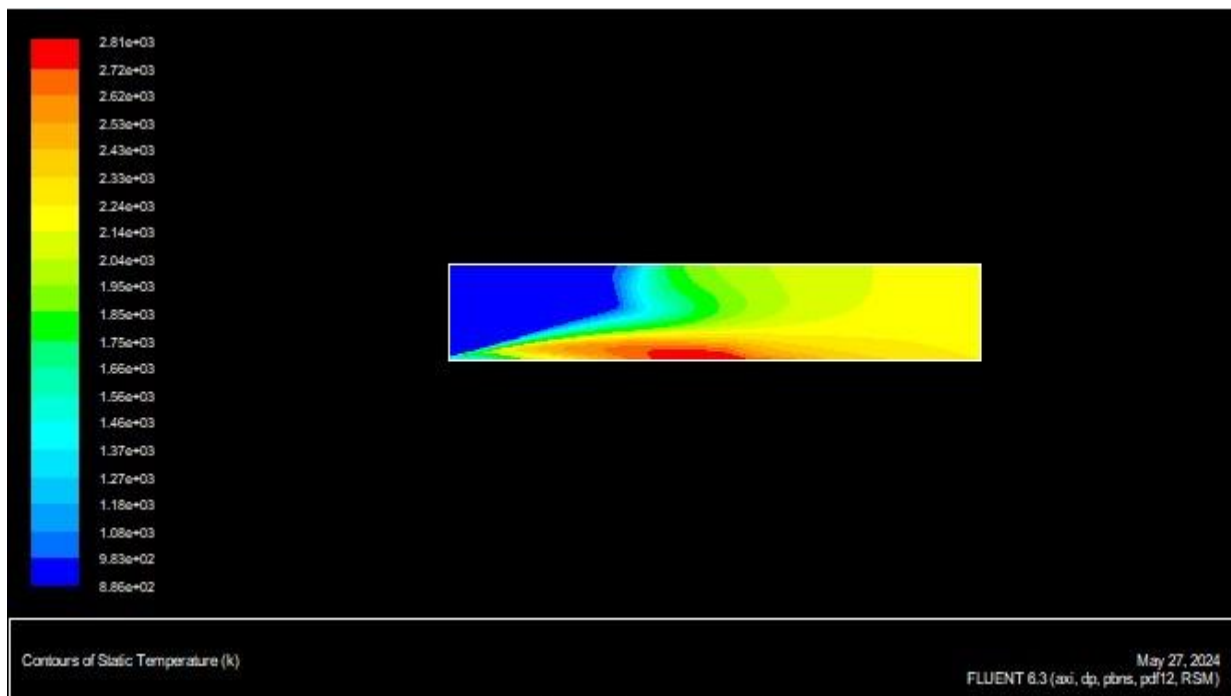


Figure20:contours de la température statique à la richesse 05

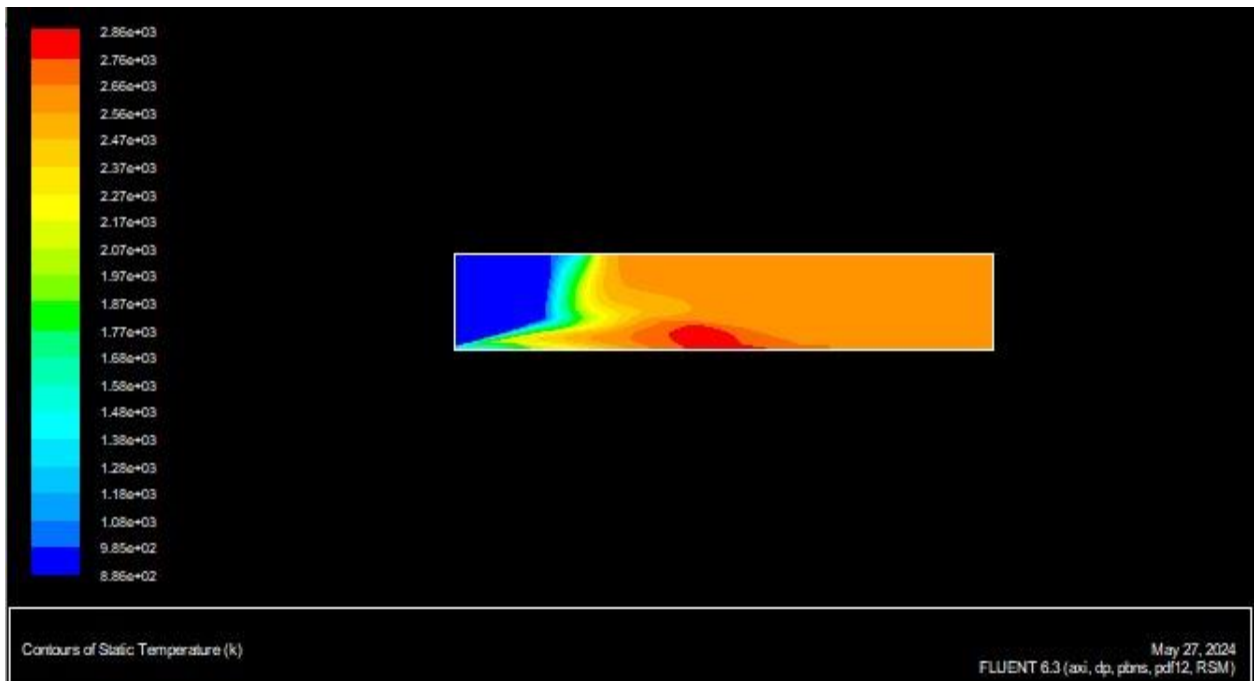


Figure21:contours de la température statique à la richesse 1

Conteurs du mass fraction of pollutant no pour 3 richesses :

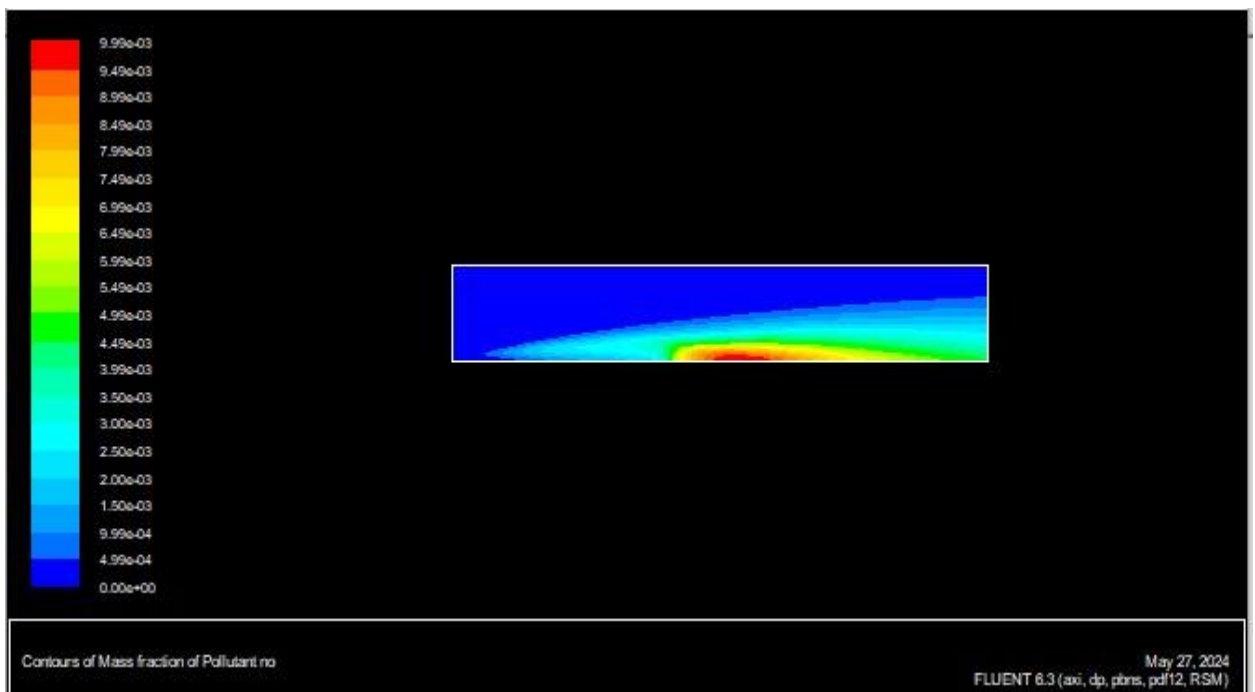


Figure22:Conteurs du mass fraction polluant no à la richesse 01

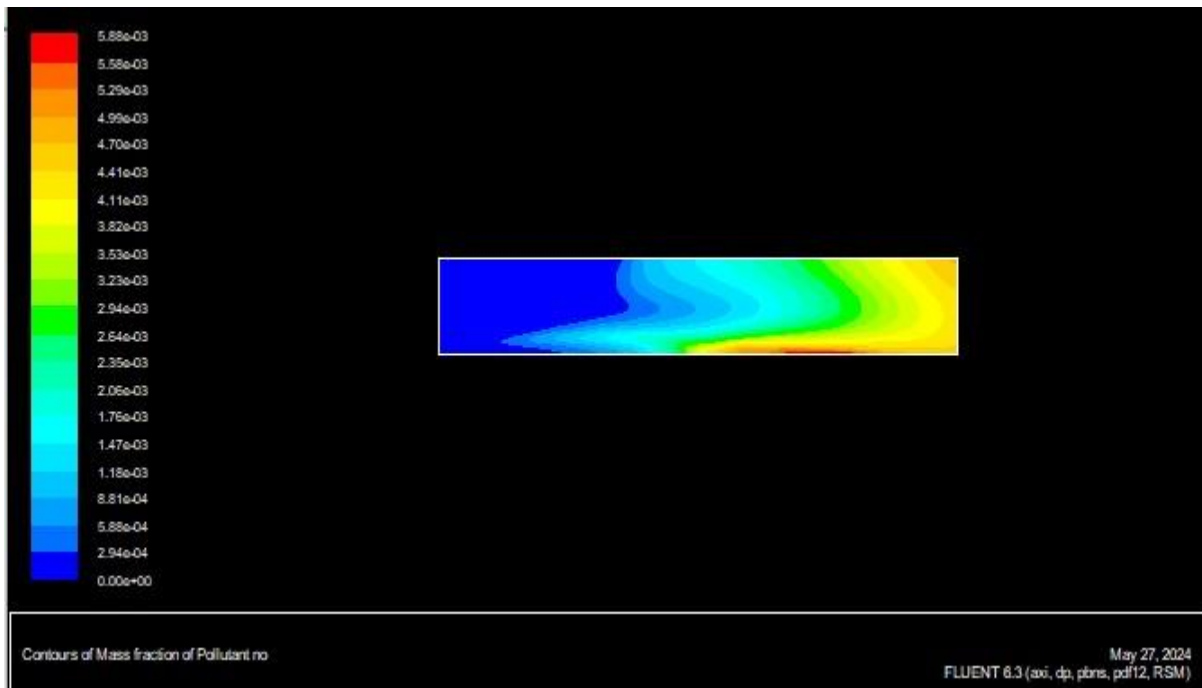


Figure23:Conteurs du mass fraction of pollutant no à la richesse 05

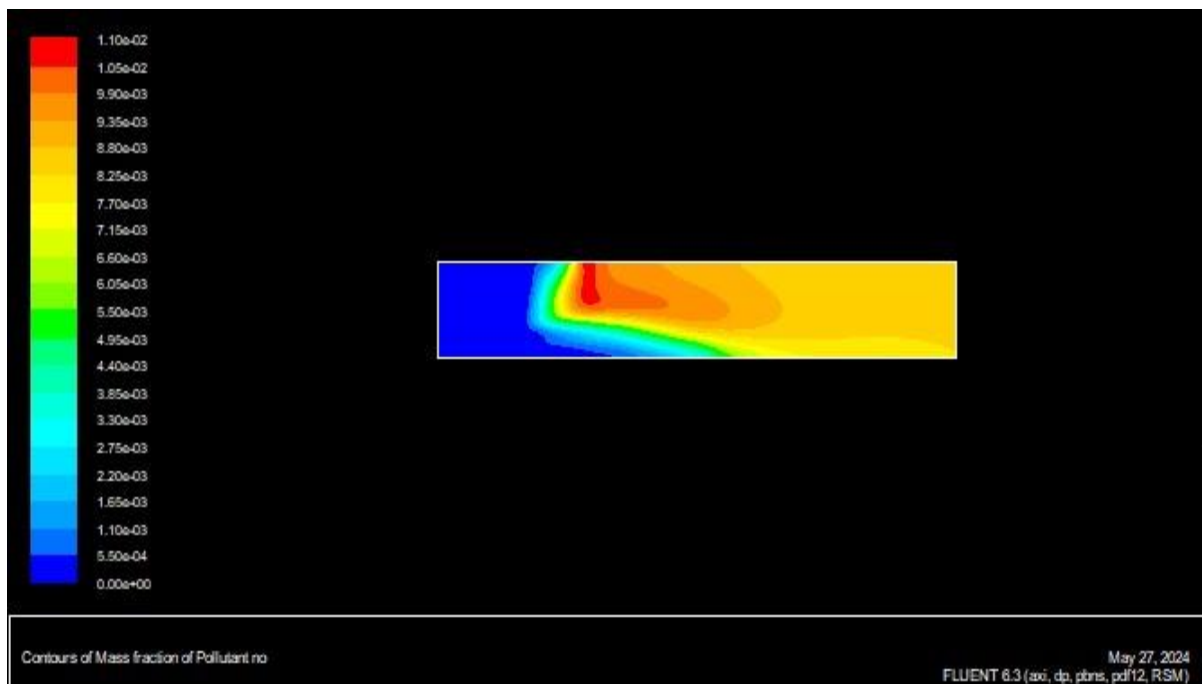


Figure24:Conteurs du mass fraction of pollutant no à la richesse 1

Conteurs du mass fraction du H2 pour 3 richesses :

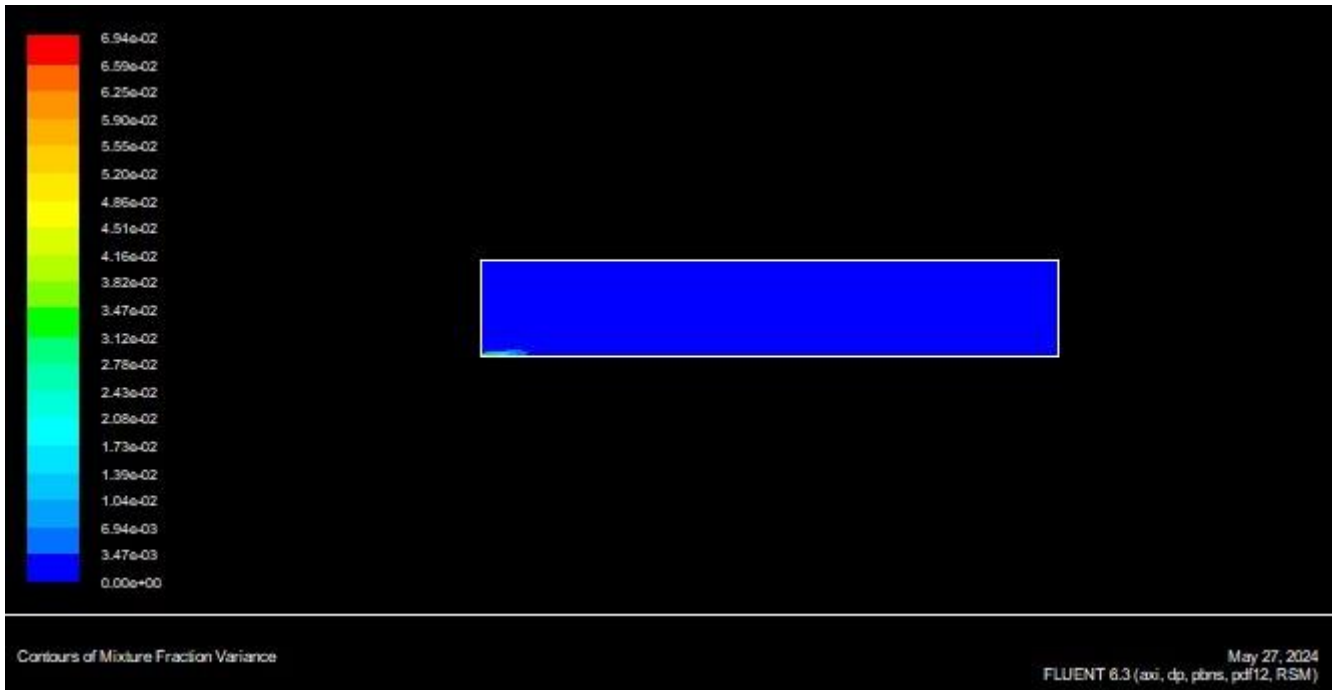


Figure25:Conteurs de la mixture fraction variance à la richesse01

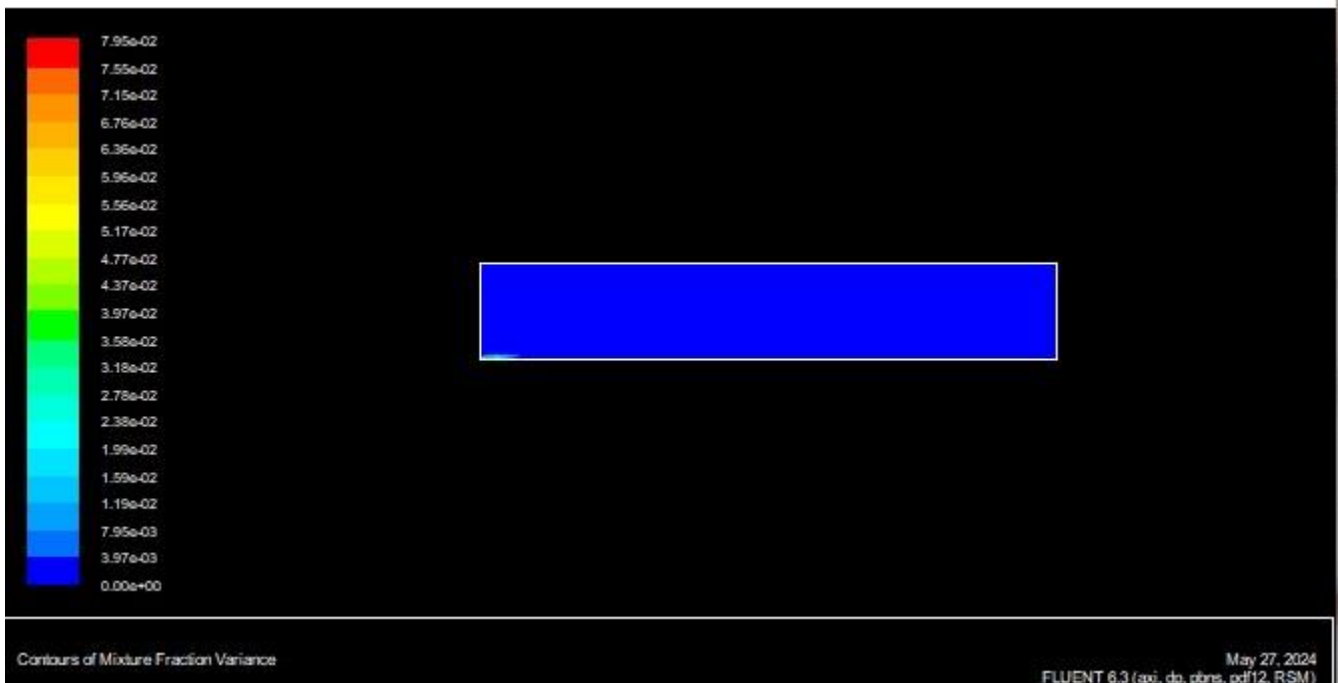


Figure 26: Conteurs de la mixture fraction variance à la richesse 05

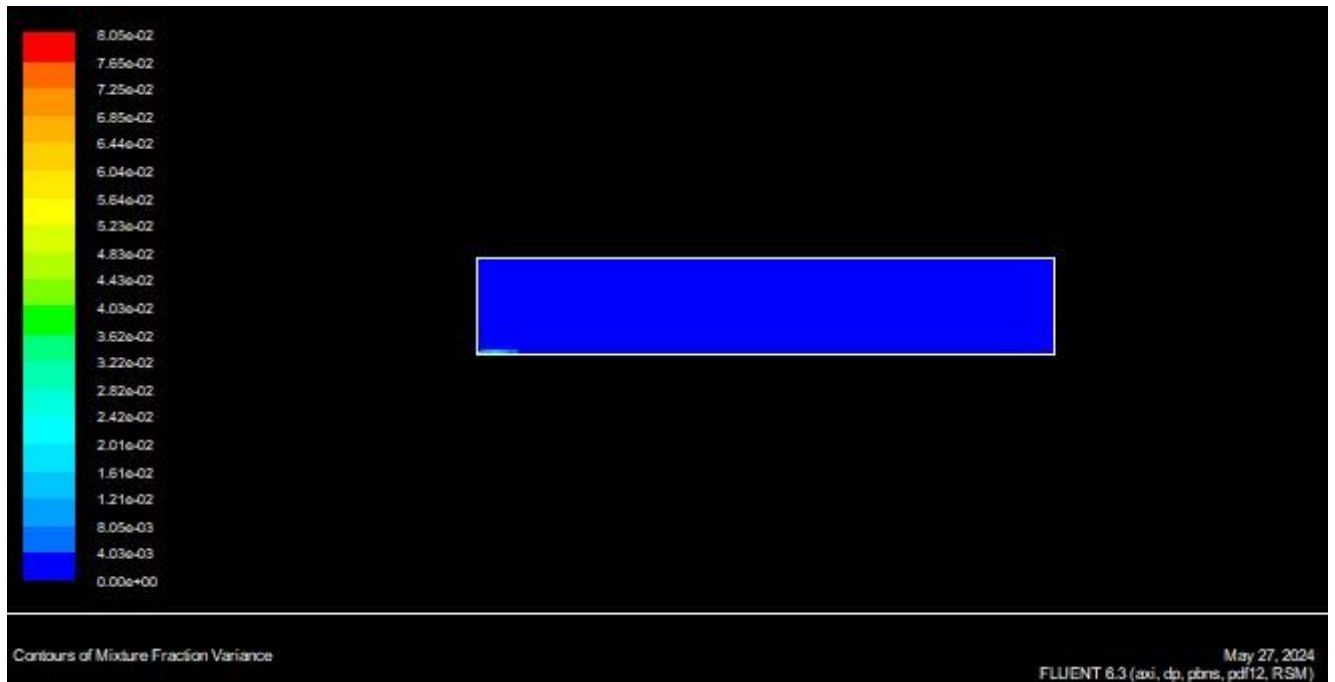


Figure27: Conteurs de la mixture fraction variance à la richesse 1

Conteurs de la fraction massique moyenne pour 3 richesses

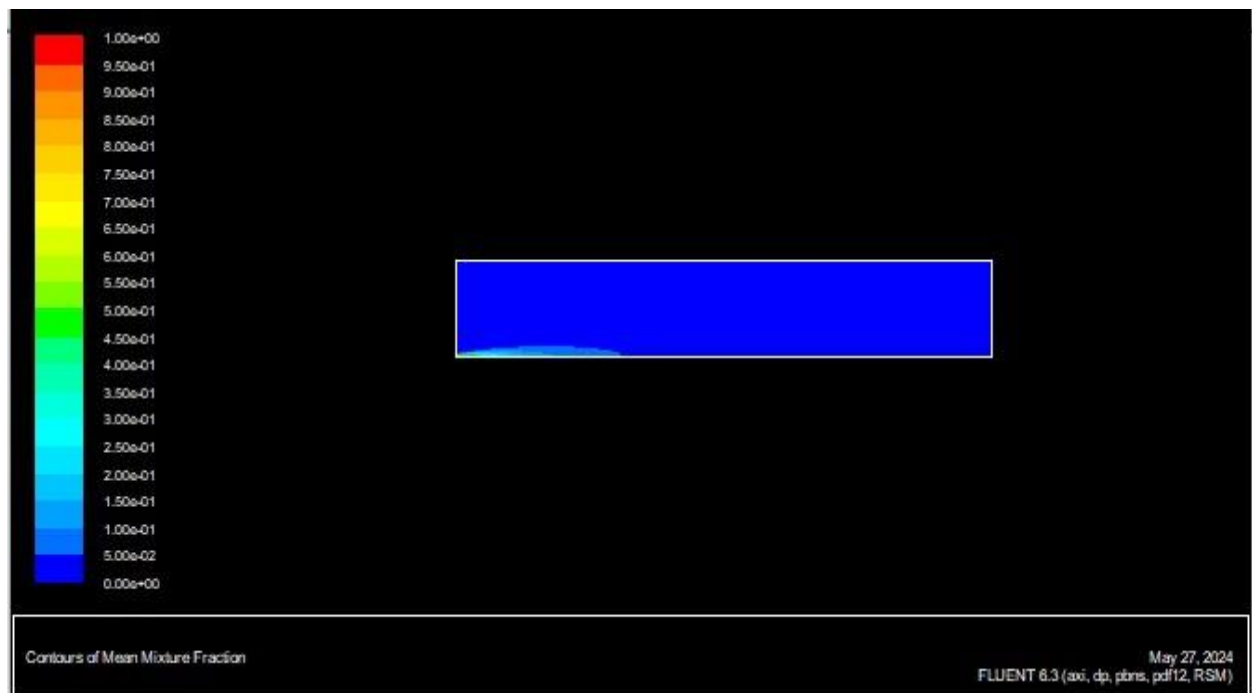


Figure28:Conteurs du Mean Mixture fraction à la richesse 01

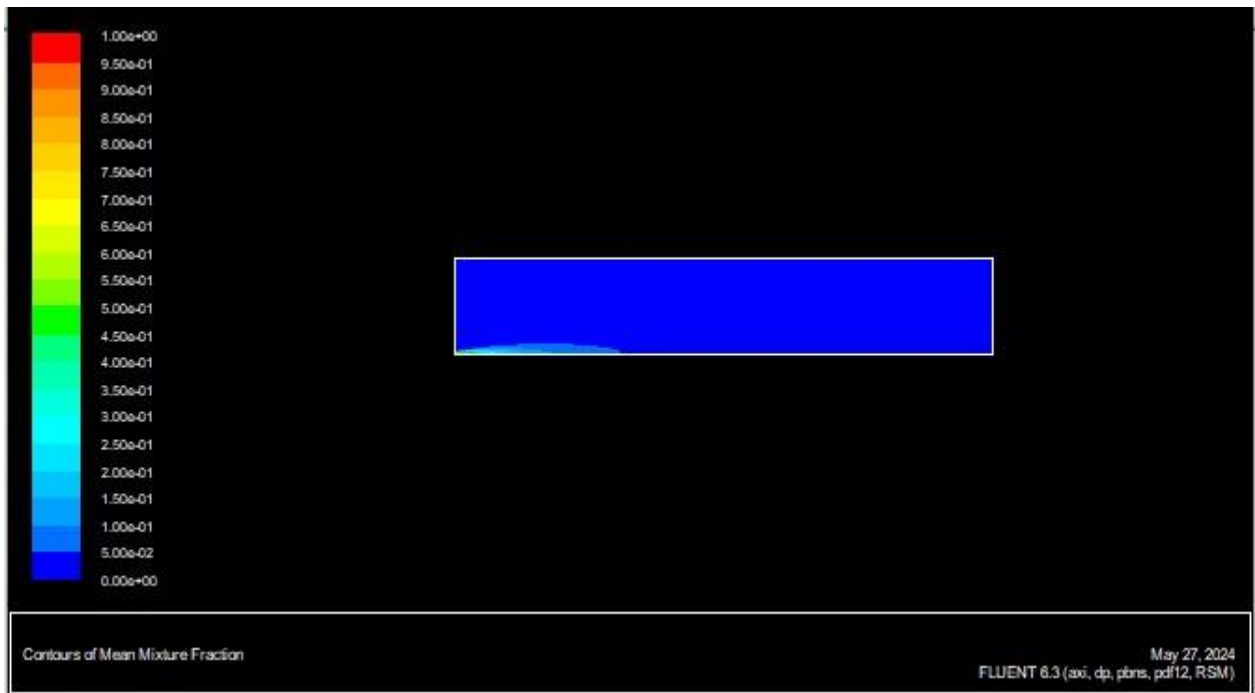


Figure29:Conteurs du Mean Mixture fraction à la richesse 05

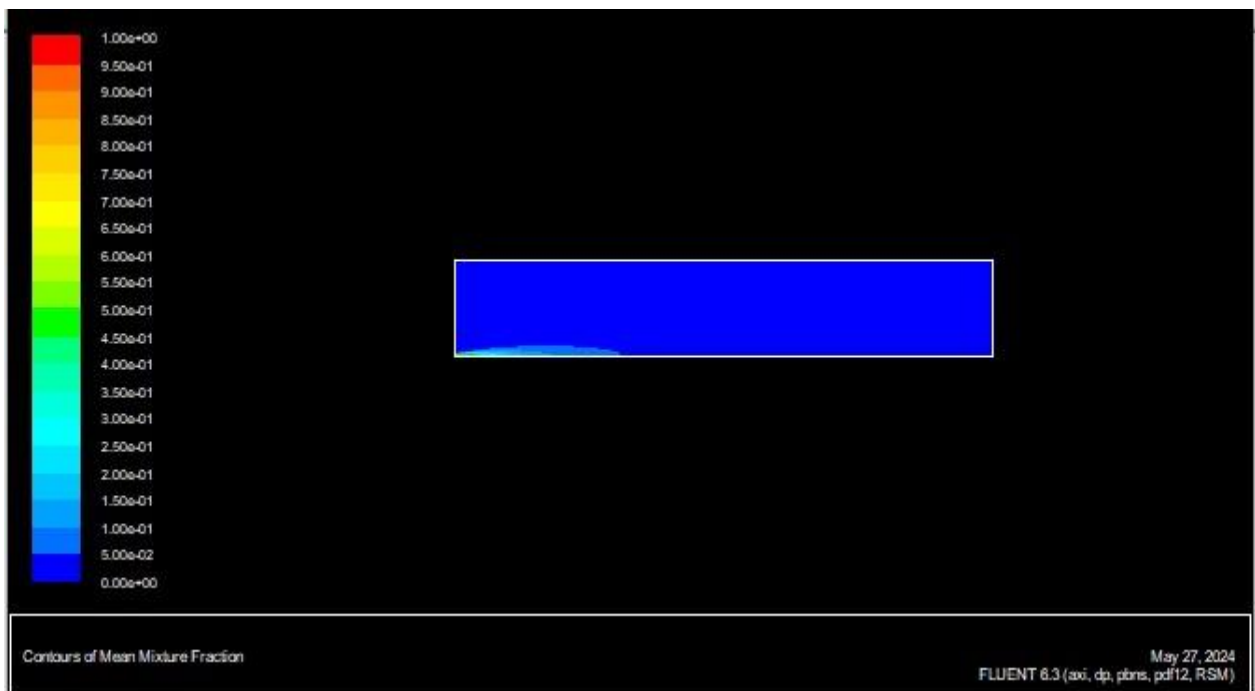


Figure 30:Conteurs du Mean Mixture fraction à la richesse 1

7. Conclusion

Les calculs numériques d'une de la flamme d'hydrogène-air non-pré mélangé sont étudiés en utilisant les conditions expérimentales de la flamme. Les simulations comprennent des modèles couplés pour la turbulence, combustion et rayonnement. Les modèles de turbulence utilisés sont les (k- ϵ) et de la RSM. L'interaction turbulence chimie est décrite par l'approche de la bibliothèque de la flamme lette. Les deux modèles de turbulence sont comparées: le modèle (k- ϵ) avec une correction limitée du Pope et le modèle RSM avec une valeur de $C_{\epsilon 2}$ constante égale à 1,82. Les prévisions sont validées par rapport aux données expérimentales fournies par des mesures de LDA pour un jet turbulent de la diffusion d'hydrogène-air flamme. L'interaction entre la turbulence et de la chimie est gérée en utilisant l'approche de la flamme lettes. Le modèle de Yeters et al chimique. [1] est utilisé pour la génération de la bibliothèque de la flamme lette. Il comprend 10 espèces chimiques et 21 réactions. Les comparaisons avec les données expérimentales montrent que les prédictions basées sur le RSM sont légèrement supérieures à celles obtenues en utilisant un modèle (k- ϵ) limité. Dans l'ensemble, le profil des prédictions de vitesse axiale, de l'énergie cinétique turbulente, la fraction de mélange, la température de la flamme et les principales espèces sont en accord raisonnable avec les données et se comparent favorablement avec les résultats des enquêtes antérieures qui employaient à la fois au moment de la fermeture conditionnelle du premier d'ordre (CMC) [5] et les méthodes transportés PDF [7]. Un bon accord entre le modèle et l'expérience ne peut pas être considérée comme une vérification de la validité des résultats du modèle approximatif. Au lieu de cela, comme un bon accord entre le modèle et l'expérience doit être considérée comme une vérification de l'utilité du modèle de prédiction dans les mêmes conditions que celles utilisées dans l'expérience. Dans la région du champ proche de la sortie de jet qui se caractérise par le rapport de haute densité entre l'air du Co-écoulement et le jet de combustible avec une vitesse d'injection élevée, les paramètres de turbulence sont bien modélisés par le RSM que par le modèle (k- ϵ). Le comportement inverse est remarqué dans la région de champ éloigné. Les écarts observés dans le premier emplacement sont également liés à des effets différentiels de diffusion qui sont négligés dans la génération de la bibliothèque de la flamme lette. Plus en aval, la diffusion différentielle n'a pas d'effet sur les résultats de calcul, qui sont très proches des données expérimentales, et ne dépendant que de la turbulence de modèle utilisé. Dans les endroits situés en aval, les prédictions basées sur le modèle (k- ϵ) sont légèrement supérieures à celles provenant de la RSM parce que le modèle (k- ϵ) estime de façon plus précise les paramètres de turbulence



Conclusion générale

Conclusion générale

Les calculs numériques d'une flamme d'hydrogène-air non-pré mélangé sont étudiés en utilisant les conditions expérimentales de la flamme. Les simulations comprennent des modèles couplés pour la turbulence, combustion et rayonnement. Les modèles de turbulence utilisés sont les (k- ϵ) et de la RSM. L'interaction turbulence chimie est décrite par l'approche de la bibliothèque de la flamme lette. Les deux modèles de turbulence sont comparées: le modèle (k- ϵ) avec une correction limitée du Pope et le modèle RSM avec une valeur de $C_{\epsilon 2}$ constante égale à 1,82. Les prévisions sont validées par rapport aux données expérimentales fournies par des mesures de LDA pour un jet turbulent de la diffusion d'hydrogène-air flamme. L'interaction entre la turbulence et de la chimie est gérée en utilisant l'approche de la flamme lettes. Le modèle de Yeters et al chimique. [28] est utilisé pour la génération de la bibliothèque de la flamlet. Il comprend 10 espèces chimiques et 21 réactions. Les comparaisons avec les données expérimentales montrent que les prédictions basées sur le RSM sont légèrement supérieures à celles obtenues en utilisant un modèle (k- ϵ) limité. Dans l'ensemble, le profil des prédictions de vitesse axiale, de l'énergie cinétique turbulente, la fraction de mélange, la température de la flamme et les principales espèces sont en accord raisonnable avec les données et se comparent favorablement avec les résultats des travaux antérieures qui employaient à la fois les moments de la fermeture conditionnelle du premier d'ordre (CMC) [32] et les méthodes transportés PDF [34]. Un bon accord entre le modèle et l'expérience ne peut pas être considérée comme une vérification de la validité des résultats du modèle approximatif. Au lieu de cela, comme un bon accord entre le modèle et l'expérience doit être considérée comme une vérification de l'utilité du modèle de prédiction dans les mêmes conditions que celles utilisées dans l'expérience. Dans la région du champ proche de la sortie de jet qui se caractérise par le rapport de haute densité entre l'air du Co-écoulement et le jet de combustible avec une vitesse d'injection élevée, les paramètres de turbulence sont bien modélisés par le RSM que par le modèle (k- ϵ). Le comportement inverse est remarqué dans la région de champ éloigné. Les écarts observés dans le premier emplacement sont également liés à des effets différentiels de diffusion qui sont négligés dans la génération de la bibliothèque de la flamme lette. Plus en aval, la diffusion différentielle n'a pas d'effet sur les résultats de calcul, qui sont très proches des données expérimentales, et ne dépendant que de la turbulence de modèle utilisé. Dans les endroits situés en aval, les prédictions basées sur le

Conclusion générale

modèle (k- ϵ) sont légèrement supérieures à celles provenant de la RSM parce que le modèle (k- ϵ) estime de façon plus précise les paramètres de turbulence.

Conclusion générale 109 Des anomalies entre les calculs et les résultats expérimentaux proches de la sortie du jet ont été notées par la plupart des auteurs mentionnés ci-dessus ([32], [34] et [35]). Ceci a été attribué principalement aux effets de la diffusion différentielle. Afin de comprendre mieux cette anomalie, les possibilités prédictives des (k- ϵ) et de modèles de turbulence de RSM sont étudiées dans l'approche de flamelet. L'attention est concentrée sur les approches des deux modèles de turbulence dans la région près de la sortie de bec. Le modèle de turbulence de RSM est également examiné parce qu'il est bien connu que ce modèle puisse décrire l'anisotropie de l'écoulement, résultant de la courbure aérodynamique forte à proximité de la sortie du jet. Les termes inclus modèles utilisés de corrélation et de vorticité de pression-contrainte. Les données expérimentales indiquent que la diffusion différentielle est importante seulement au premier endroit ($x/l=1/8$) ([32], [34]). La flamme air-hydrogène étudiée ici n'est pas influencée par la flottabilité en raison des valeurs élevées du nombre de Froude, qui est environ 10000 ([35], [39]). Les résultats de TKE sont présentés. Dans le premier profil radial, les deux modèles turbulents ont surestimé les valeurs cinétiques turbulentes à la ligne centrale et les calculs donnent une propagation légèrement grande que les données expérimentales. En effet, les gradients de densité turbulents élevés à la vitesse d'alimentation élevée occasionnent des difficultés pour la modélisation de la turbulence. La diffusion différentielle, qui se produit particulièrement dans la région d'admission, peut également influencer le champ de TKE.

Promouvoir en aval, l'accord est tout à fait bon pour le RSM mais (de k- ϵ) de modèle toujours les surestimations de la répartition centrale comparé aux résultats évalués expérimentalement. La distribution radiale qualitative est prévue correctement dans tous les profils par les deux modèles. Les résultats de RSM présentent le meilleur accord dans toutes les sections. Les résultats précédents indiquent que les paramètres prévus de turbulence (TKE, fraction de mélange) sont sensibles au choix du modèle de turbulence, particulièrement dans la région proche de champ de la sortie de jet développé. En effet, les deux caractéristiques de modèles de turbulence sont différentes. La diffusion différentielle influence également le calcul d'écoulement par prise en compte de la variation de la densité. La différence entre la prévision de deux modèles de turbulence est liée à la turbulence modelant et diffusion différentielle. En effet, trois paramètres sont employés pour déduire les caractéristiques de flamme de la bibliothèque de flamelet. C'est fraction de mélange, son désaccord et le taux

Conclusion générale

scalaire de dissipation. Les valeurs obtenues à partir de ces paramètres sont différentes pour les deux modèles de turbulence. En outre, la bibliothèque de flamellet est calculée avec l'acceptation du nombre de Lewis d'unité pour toutes les espèces impliquées dans le mécanisme chimique.

Le modèle de RSM donne de meilleures prévisions que le modèle (de $k-\epsilon$) dans le premier endroit ($x/l=1/8$), parce que les paramètres correspondants de turbulence mieux sont modelés. Cependant, en raison de la diffusion différentielle, on observe toujours des anomalies avec des données expérimentales. En aval de le premier endroit, les prévisions s'avèrent très proches des mesures parce que la diffusion différentielle n'est pas présente. Cependant, dans ces endroits, le modèle (de $k-\epsilon$) exécute mieux que RSM dû à ses paramètres correspondants de turbulence, qui sont plus précis. Cependant, les deux modèles de turbulence ne prévoient pas correctement les étapes initiales de mélange turbulent. C'est assez important car la stabilisation de flamme se produit dans cette région.

Davantage d'effort de modélisation devrait donc être consacré dans cette section en améliorant les prévisions au sujet du taux d'entraînement et le mélange turbulent suivant entre deux écoulements à la vitesse et aux différences fortes de densité.

De façon générale, les résultats de cette étude rivalisent favorablement avec des fermetures plus tôt de turbulence de flux de /scalar d'investigations qui ont utilisé des les deux ($k-\epsilon$) et d'effort de Reynolds avec l'approche de CMC (Fairweather et Woolley [32]) et également avec les prévisions qui ont employé des méthodes de PDF avec le modèle (de $k-\epsilon$) (Obieglo et autres [34]).



Références bibliographie

Références bibliographies

References bibliographies:

1. **Yetter, R. A., and Dryer, F. L.,** *Comb. Sci. Technol.* 79: 97 – 128(1991).
2. **Barlow, R. S., and Carter, C. D. Raman/Rayleigh/LIF** measurements of Nitric Oxide Formation In Turbulent Hydrogen Jet flames. *Combust. Flame* 97:261(1994).
3. **Fleury, M., and Schlatter, M.,** Technical report, 1997.
<http://www.ltnt.ethz.ch/combustion/nox/nox.html>, ETH Zurich.
4. **Barlow, R. S., Smith, N. S. A., Chen, J. Y., and Bilger, R. W.,** Nitric Oxide Formation in Dilute Hydrogen Jet Flames : Isolation of the Effects of Radiation and Turbulence-Chemistry Submodels. *Combust. Flame* 117:4-31(1999).
5. **Fairweather, M., and Woolley, R. M.** First Order Conditional Moment Closure Modeling of Turbulent Nonpremixed Hydrogen Flames. *Combust. Flame* 133:393-405
6. **Pope, S. B.,** An explanation of the turbulent Round-Jet/Plane-Jet anomaly. *AIAA Journal*, Vol. 16(3):279-281(1985).
7. **Obieglo, A., Gass, J. and Poulidakos, D.** Comparative Study of Modeling Hydrogen Nonpremixed Turbulent Flame. *Combust. Flame*122:176-194 (2000).
8. **M. Aouissi, A. Bounif and K. Bensayah,** Scalar turbulence model investigation with variable turbulent Prandtl number in heated jets and diffusion flames, *Heat and Mass Transfer*, 44:1065-1077 (2007).
9. **Jones, W.P.** in *Turbulent reacting flows* (P.A. Libby and F.A. Williams, Ed.), Academic Press, 32: 309-374 (1994).
10. **Jones, W.P. and Musonge, P.** *Phys. Fluids* 31:3589-3604 (1988)
11. **Pagé, J.,** Ph.D. thesis, University of Orléans, 1997.
12. **M. Senouci et A. Bounif** , Simulation numérique d'un jet turbulent axisymétrique à masse volumique variable par le modèle au second ordre (RSM), *Mécanique/Industrie*124:315-324(2011).
13. **K. Safer, A. Bounif, M. Safer and I.Gökalp,** Free Turbulent Reacting Jet Simulation Based on Combination of Transport Equations and PDF, *Engineering and applications of Computational Fluid Mechanics* 2-4:246–259(2010).
14. **A Bounif, M. Senouci and I. GOKALP,** Thermal – Turbulence time scales ratio in non reacting and low exothermic reacting flows, *Combust. Sci. and Tech.*, 181: 1–31(2009).
15. **Lien, F. S. and Leschziner, M. A.** Assessment of Turbulent Transport Models Including Non-Linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure. *Computers and Fluids*, 23(8):983-1004 (1994).
16. **Gibson, M. M., and Launder, B. E.,** Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer. *J. Fluid Mech.*, 86:491-511 (1978).
17. **Launder, B. E.,** Second-Moment Closure and Its Use in Modeling Turbulent Industrial Flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 9:963-985 (1989).
18. **Sarkar, S., and Balakrishnan, L.,** Application of a Reynolds-Stress Turbulence Model to the Compressible Shear Layer. ICASE Report 90-18, NASA CR 182002 (1990).
19. **Peters, N.,** Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-premixed Turbulent Combustion. *Prog. Energy Combust. Sci.* 10:319-324 (1984).
20. **Peters, N.,** Laminar Flamelet Concept in Turbulent Combustion. In: 21st Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, , 1231-1242 (1986).
21. **Kim, J.S., and Williams, F.A.,** Extinction of Diffusion Flames with Non-Unity Lewis Number. *Eng. Math*, 31:101-118 (1997).
22. **Jones, W. P., and Whitelaw, J. H.,** Calculation Methods for Reacting Turbulent Flows: A Review. *Combust. Flame*, 48:1-26 (1982).
23. **Papas, P., Glassman, I., and Law K.,** Effects of Pressure and Dilution on The Extinction of Counterflow Nonpremixed Hydrogen-Air Flames. 25th Symposium (International) on

Références bibliographies

- Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, 1333-1339 (1994).
24. **Pfuderer, D.G., Neuber, A.A., Früchtel, G., Hassel, E.P. and Janicka, J.** Combustion and Flame 106:301-317 (1996).
 25. [73] **H. SANDERS, B. SARH ET I. GOKALP. (1997):** "Variable density effects in axisymmetric isothermal turbulent jets: a comparison between a first-and second-order turbulence model". Int. J. Heat Mass Transfers, vol 40, n°4, PP. 823-842.
 26. [74] **E. RUFFIN (1994):** "Etude de Jets Turbulents à Densité Variable à l'aide de Modèles de Transport au Second Ordre". Thèse de Doctorat, Université d'Aix-Marseille II.
 27. [75] **T. DJERIDANE (1994):** "Contribution à l'étude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable". Thèse de Doctorat, univ. Aix-Marseille II.
 28. **Peters, N., Laminar** Diffusion Flamelet Models in Non-premixed Turbulent Combustion. Prog. Energy Combust. Sci. 10:319-324 (1984).
 29. **Peters, N., Laminar** Flamelet Concept in Turbulent Combustion. In: 21st Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, , 1231-1242 (1986).
 30. **Pfuderer, D.G., Neuber, A.A., Früchtel, G., Hassel, E.P. and Janicka, J.** Combustion and Flame 106:301-317 (1996).
 31. **Pope, S. B.,** An explanation of the turbulent Round-Jet/Plane-Jet anomaly. AIAAA Journal, Vol. 16(3):279-281(1985).
 32. R.J. KEE, F.M. RUPLEY and J.A. MILLER (1989): Sandia Report SAN89-8009 UC-401.
 33. S. MITARAI, J. J. RILEY, and G. KOSÁLY (2005): "Testing of mixing models for Monte Carlo probability density function simulations". PHYSICS OF FLUIDS 17, 047101.
 34. **Sarkar, S., and Balakrishnan, L.,** Application of a Reynolds-Stress Turbulence Model to the Compressible Shear Layer. ICASE Report 90-18, NASA CR 182002 (1990).
 35. SEBASTIAN HARDER (2007): "Lagrange-Monte-Carlo-PDF Simulation zur Beschreibung turbulenter, reaktiver Brennkammerströmungen". Thèse de doctorat. Vom Fachbereich Maschinenbau der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg.
 36. T. CUENOT and T. J. POINSOT (1994): "Effects of curvature and unsteadiness in diffusion flames. Implication for turbulent diffusion combustion", In: The Combustion Institute, editor, Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion, pages 1383-1390.
 37. **T. DJERIDANE (1994):** "Contribution à l'étude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable". Thèse de Doctorat, univ. Aix-Marseille II.
 38. VIVEK SAXENA and STEPHEN B. POPE (1998): "PDF calculations of major and minor

Références bibliographies

species in a turbulent piloted jet flame". Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 1081–1086.

39. **Yetter, R. A., and Dryer, F. L., Comb. Sci. Technol.** 79: 97 – 128(1991).

[40] **F.A.WILLIAMS (1985):** "Combustion Theory", Benjamin-Cummings



Annexe

Mixture Fraction Theory

Definition of the Mixture Fraction

The basis of the non-premixed modeling approach is that under a certain set of simplifying assumptions, the instantaneous thermochemical state of the fluid is related to a conserved scalar quantity known as the mixture fraction, f . The mixture fraction can be written in terms of the atomic mass fraction as [312]

$$f = \frac{Z_i - Z_{i,ox}}{Z_{i,fuel} - Z_{i,ox}} \quad (15.2-1)$$

where Z_i is the elemental mass fraction for element, i . The subscript ox denotes the value at the oxidizer stream inlet and the subscript $fuel$ denotes the value at the fuel stream inlet. If the diffusion coefficients for all species are equal, then Equation 15.2-1 is identical for all elements, and the mixture fraction definition is unique. The mixture fraction is thus the elemental mass fraction that originated from the fuel stream. If a secondary stream (another fuel or oxidant, or a non-reacting stream) is included, the fuel and secondary mixture fractions are simply the elemental mass fractions of the fuel and secondary streams, respectively. The sum of all three mixture fractions in the system (fuel, secondary stream, and oxidizer) is always equal to 1:

$$f_{fuel} + f_{sec} + f_{ox} = 1 \quad (15.2-2)$$

This indicates that only points on the plane ABC (shown in Figure 15.2.1) in the mixture fraction space are valid. Consequently, the two mixture fractions, f_{fuel} and f_{sec} , cannot vary independently; their values are valid only if they are both within the triangle OBC shown in Figure 15.2.1. FLUENT discretizes the triangle OBC as shown in Figure 15.2.2. Essentially, the primary mixture fraction, f_{fuel} , is allowed to vary between zero and one, as for the single mixture fraction case, while the secondary mixture fraction lies on lines with the following equation:

$$f_{sec} = p_{sec} \times (1 - f_{fuel}) \quad (15.2-3)$$

where p_{sec} is the normalized secondary mixture fraction and is the value at the intersection of a line with the secondary mixture fraction axis. Note that unlike f_{sec} , p_{sec} is bounded between zero and one, regardless of the f_{fuel} value. An important characteristic of the normalized secondary mixture fraction, p_{sec} , is its assumed statistical independence from the

ANNEXE

fuel mixture fraction, f_{fuel} . Note that unlike f_{sec} , p_{sec} is not a conserved scalar. The normalized mixture fraction definition for the second

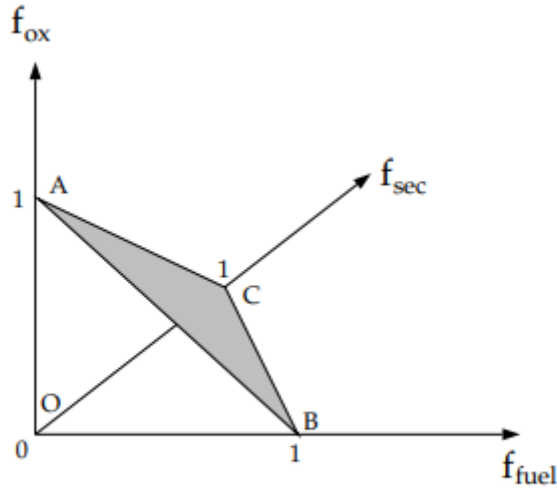


Figure 15.2.1: Relationship of f_{fuel} , f_{sec} , and f_{ox}

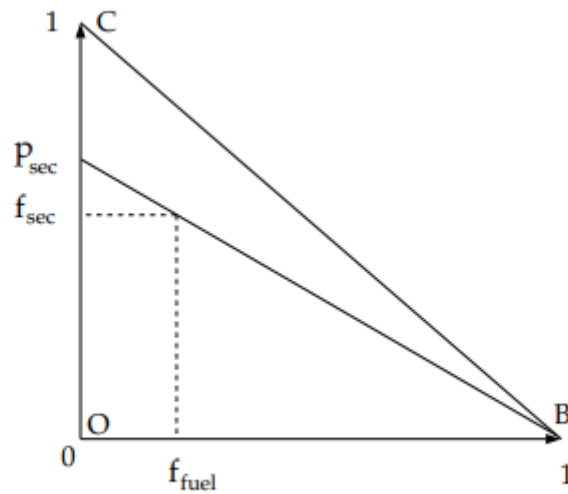


Figure 15.2.2: Relationship of f_{fuel} , f_{sec} , and p_{sec}

scalar variable is used everywhere except when defining the rich limit for a secondary fuel stream, which is defined in terms of f_{sec} .

Transport Equations for the Mixture Fraction

ANNEXE

Under the assumption of equal diffusivities, the species equations can be reduced to a single equation for the mixture fraction, f . The reaction source terms in the species equations cancel, and thus f is a conserved quantity. While the assumption of equal diffusivities is problematic for laminar flows, it is generally acceptable for turbulent flows where turbulent convection overwhelms molecular diffusion. The Favre mean (densityaveraged) mixture fraction equation is

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{f}) + \nabla \cdot (\rho \bar{v} \bar{f}) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \nabla \bar{f} \right) + S_m + S_{\text{user}} \quad (15.2-4)$$

The source term S_m is due solely to transfer of mass into the gas phase from liquid fuel droplets or reacting particles (e.g., coal). S_{user} is any user-defined source term. In addition to solving for the Favre mean mixture fraction, FLUENT solves a conservation equation for the mixture fraction variance, f'^2 [153]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{f'^2}) + \nabla \cdot (\rho \bar{v} \overline{f'^2}) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \nabla \overline{f'^2} \right) + C_g \mu_t (\nabla \bar{f})^2 - C_d \rho \frac{\epsilon}{k} \overline{f'^2} + S_{\text{user}} \quad (15.2-5)$$

where $f' = f - \bar{f}$. The default values for the constants σ_t , C_g , and C_d are 0.85, 2.86, and 2.0, respectively, and S_{user} is any user-defined source term. The mixture fraction variance is used in the closure model describing turbulence-chemistry interactions (see below).

For a two-mixture-fraction problem, f_{fuel} and f_{O_2} are obtained from Equations 15.2-4 and 15.2-5 by substituting f_{fuel} for f and f_{O_2} for f . f_{sec} is obtained from Equation 15.2-4 by substituting f_{sec} for f . p_{sec} is then calculated using Equation 15.2-3, and p_{O_2} is obtained by solving Equation 15.2-5 with p_{sec} substituted for f . To a first-order approximation, the variances in p_{sec} and f_{sec} are relatively insensitive to f_{fuel} , and therefore the equation for p_{O_2} is essentially the same as f_{O_2} .

The equation for p_{O_2} instead of f_{O_2} is valid when the mass flow rate of the secondary stream is relatively small compared with the total mass flow rate.

The Non-Premixed Model for LES

ANNEXE

A transport equation is not solved for the mixture fraction variance. Instead, it is modeled as

$$\overline{f'^2} = C_{\text{var}} L_s^2 |\nabla \bar{f}|^2 \quad (15.2-6)$$

Where

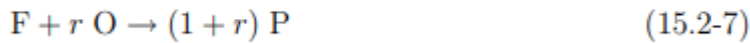
C_{var} = constant

L_s = subgrid length scale (see Equation 11.7-11)

The constant C_{var} is computed dynamically when the Dynamic Model is enabled in the Viscous panel, else a default value of 0.5 is used.

Mixture Fraction vs. Equivalence Ratio

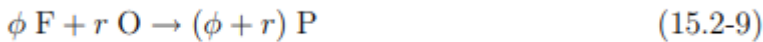
The mixture fraction definition can be understood in relation to common measures of reacting systems. Consider a simple combustion system involving a fuel stream (F), an oxidant stream (O), and a product stream (P) symbolically represented at stoichiometric conditions as



where r is the air-to-fuel ratio on a mass basis. Denoting the equivalence ratio as ϕ , where

$$\phi = \frac{(\text{fuel/air})_{\text{actual}}}{(\text{fuel/air})_{\text{stoichiometric}}} \quad (15.2-8)$$

the reaction in Equation 15.2-7, under more general mixture conditions, can then be written as



Looking at the left side of this equation, the mixture fraction for the system as a whole can then be deduced to be

$$f = \frac{\phi}{\phi + r} \quad (15.2-10)$$

Equation 15.2-10 allows the computation of the mixture fraction at stoichiometric conditions ($\phi = 1$) or at fuel-rich conditions (e.g., $\phi > 1$), or fuel-lean conditions (e.g., $\phi < 1$).

Relationship of f to Species Mass Fraction, Density, and Temperature

The power of the mixture fraction modeling approach is that the chemistry is reduced to one or two conserved mixture fractions. Under the assumption of chemical equilibrium, all thermochemical scalars (species fractions, density, and temperature) are uniquely related to the mixture fraction(s). For single mixture fraction, adiabatic systems, the instantaneous values of mass fractions, density, and temperature depend solely on the instantaneous mixture fraction, f :

$$\phi_i = \phi_i(f) \quad (15.2-11)$$

If a secondary stream is included, the instantaneous values will depend on the instantaneous fuel mixture fraction, f_{fuel} , and the secondary partial fraction, p_{sec} :

$$\phi_i = \phi_i(f_{\text{fuel}}, p_{\text{sec}}) \quad (15.2-12)$$

In Equations 15.2-11 and 15.2-12, ϕ_i represents the instantaneous species mass fraction, density, or temperature. In the case of non-adiabatic systems, the effect of heat loss/gain is parameterized as

$$\phi_i = \phi_i(f, H) \quad (15.2-13)$$

for a single mixture fraction system, where H is the instantaneous enthalpy (see Equation 12.2-7).

If a secondary stream is included,

$$\phi_i = \phi_i(f_{\text{fuel}}, p_{\text{sec}}, H) \quad (15.2-14)$$

Examples of non-adiabatic flows include systems with radiation, heat transfer through walls, heat transfer to/from discrete phase particles or droplets, and multiple inlets at different temperatures. Additional detail about the mixture fraction approach in such non-adiabatic systems is provided in Section 15.2.3: Non-Adiabatic Extensions of the Non-Premixed Model. In many reacting systems, the combustion is not in chemical equilibrium. FLUENT offers several approaches to model chemical non-equilibrium, including the finite-rate (see Section 14.1.1: The Generalized Finite-Rate Formulation for Reaction Modeling), EDC (see

ANNEXE

Section 14.1.1: The Eddy-Dissipation-Concept (EDC) Model), and PDF transport (see Chapter 18: The Composition PDF Transport Model) models, where detailed kinetic mechanisms can be incorporated. There are two approaches in the non-premixed combustion model to simulate chemical non-equilibrium. One is the Rich Flammability Limit (RFL) option, where rich regions are modeled as a mixed but unburnt mixture of pure fuel and a leaner equilibrium burnt mixture. The other approach is the Laminar Flamelet model, where chemical non-equilibrium due to turbulent flame stretching is included. See Section 15.3: The Laminar Flamelet Model for details about the laminar flamelet model in FLUENT.

15.2.2 Modeling of Turbulence-Chemistry Interaction

Equations 15.2-11 through 15.2-14 describe the instantaneous relationships between mixture fraction and species fractions, density, and temperature under the assumption of chemical equilibrium. The FLUENT prediction of the turbulent reacting flow, however, is concerned with prediction of the averaged values of these fluctuating scalars. How these averaged values are related to the instantaneous values depends on the turbulence-chemistry interaction model. FLUENT applies the assumed-shape probability density function (PDF) approach as its closure model when the non-premixed model is used. The assumed shape PDF closure model is described in this section.

Description of the Probability Density Function

The Probability Density Function, written as $p(f)$, can be thought of as the fraction of time that the fluid spends in the vicinity of the state f . Figure 15.2.3 plots the time trace of mixture fraction at a point in the flow (right-hand side) and the probability density function of f (left-hand side). The fluctuating value of f , plotted on the right side of the figure, spends some fraction of time in the range denoted as Δf . $p(f)$, plotted on the left side of the figure, takes on values such that the area under its curve in the band denoted, Δf , is equal to the fraction of time that f spends in this range. Written mathematically,

$$p(f) \Delta f = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_i \tau_i \quad (15.2-15)$$

where T is the time scale and τ_i is the amount of time that f spends in the Δf band. The shape of the function $p(f)$ depends on the nature of the turbulent fluctuations in f . In practice, $p(f)$ is

unknown and is modeled as a mathematical function that approximates the actual PDF shapes that have been observed experimentally.

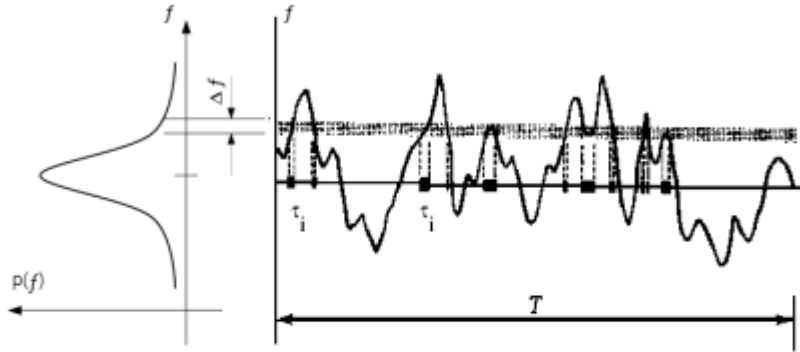


Figure 15.2.3: Graphical Description of the Probability Density Function, $p(f)$

Derivation of Mean Scalar Values from the Instantaneous Mixture Fraction

The probability density function $p(f)$, describing the temporal fluctuations of f in the turbulent flow, can be used to compute averaged values of variables that depend on f . Density-weighted mean species mass fractions and temperature can be computed (in adiabatic systems) as

$$\bar{\phi}_i = \int_0^1 p(f) \phi_i(f) df \quad (15.2-16)$$

for a single-mixture-fraction system. When a secondary stream exists, mean values are calculated as

$$\bar{\phi}_i = \int_0^1 \int_0^1 p_1(f_{\text{fuel}}) p_2(p_{\text{sec}}) \phi_i(f_{\text{fuel}}, p_{\text{sec}}) df_{\text{fuel}} dp_{\text{sec}} \quad (15.2-17)$$

where p_1 is the PDF of f_{fuel} and p_2 is the PDF of p_{sec} . Here, statistical independence of f_{fuel} and p_{sec} is assumed, so that $p(f_{\text{fuel}}, p_{\text{sec}}) = p_1(f_{\text{fuel}}) p_2(p_{\text{sec}})$. Similarly, the mean time-averaged fluid density, $\bar{\rho}$, can be computed as

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \int_0^1 \frac{p(f)}{\rho(f)} df \quad (15.2-18)$$

for a single-mixture-fraction system, and

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \int_0^1 \int_0^1 \frac{p_1(f_{\text{fuel}})p_2(p_{\text{sec}})}{\rho(f_{\text{fuel}}, p_{\text{sec}})} df_{\text{fuel}} dp_{\text{sec}} \quad (15.2-19)$$

when a secondary stream exists. $\rho(f)$ or $\rho(f_{\text{fuel}}, p_{\text{sec}})$ is the instantaneous density obtained using the instantaneous species mass fractions and temperature in the ideal gas law equation. Using Equations 15.2-16 and 15.2-18 (or Equations 15.2-17 and 15.2-19), it remains only to specify the shape of the function $p(f)$ (or $p_1(f_{\text{fuel}})$ and $p_2(p_{\text{sec}})$) in order to determine the local mean fluid state at all points in the flow field.

The Assumed-Shape PDF

The shape of the assumed PDF, $p(f)$, is described in FLUENT by one of two mathematical functions:

- the double-delta function (two-mixture-fraction cases only)
- the β -function (single- and two-mixture-fraction cases)

The double-delta function is the most easily computed, while the β -function most closely represents experimentally observed PDFs. The shape produced by this function depends solely on the mean mixture fraction, \bar{f} , and its variance, f'^2 . A detailed description of each function follows.

The Double Delta Function PDF

The double delta function is given by

$$p(f) = \begin{cases} 0.5, & f = \bar{f} - \sqrt{f'^2} \\ 0.5, & f = \bar{f} + \sqrt{f'^2} \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (15.2-20)$$

with suitable bounding near $f = 1$ and $f = 0$. One example of the double delta function is illustrated in Figure 15.2.4. As noted above, the double delta function PDF is very easy to compute but is invariably less accurate than the alternate β -function PDF because it assumes that only two states occur in the turbulent flow. For this reason, it is available only for two-mixture-fraction simulations where the savings in computational cost is significant.

The β -Function PDF

The β -function PDF shape is given by the following function of f and f_{02} :

$$p(f) = \frac{f^{\alpha-1}(1-f)^{\beta-1}}{\int f^{\alpha-1}(1-f)^{\beta-1}df} \quad (15.2-21)$$

Where

$$\alpha = \bar{f} \left[\frac{\bar{f}(1-\bar{f})}{f'^2} - 1 \right] \quad (15.2-22)$$

And

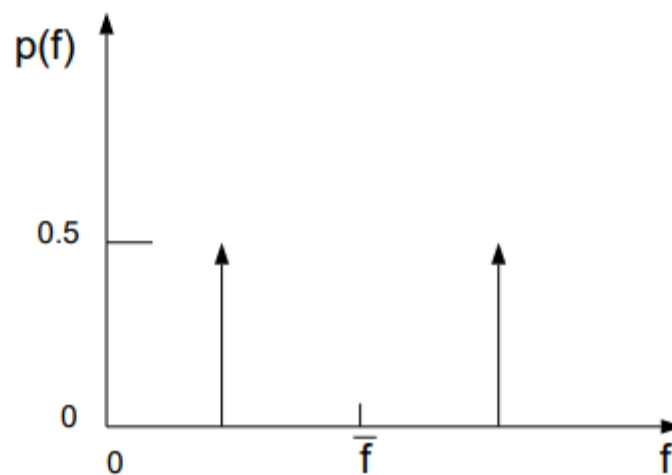


Figure 15.2.4: Example of the Double Delta Function PDF Shape

$$\beta = (1-\bar{f}) \left[\frac{\bar{f}(1-\bar{f})}{f'^2} - 1 \right] \quad (15.2-23)$$

Importantly, the PDF shape $p(f)$ is a function of only its first two moments, namely the mean mixture fraction, \bar{f} , and the mixture fraction variance, f_{02} . Thus, given FLUENT's prediction of \bar{f} and f_{02} at each point in the flow field (Equations 15.2-4 and 15.2-5), the assumed PDF shape can be computed and used as the weighting function to determine the mean values of species mass fractions, density, and temperature using, Equations 15.2-16 and 15.2-18 (or, for a system with a secondary stream, Equations 15.2-17 and 15.2-19). This logical dependence is depicted visually in Figure 15.2.5 for a single mixture fraction.

15.2.3 Non-Adiabatic Extensions of the Non-Premixed Model

Many reacting systems involve heat transfer through wall boundaries, droplets, and/or particles. In such flows the local thermochemical state is no longer related only to f , but also to the enthalpy, H . The system enthalpy impacts the chemical equilibrium calculation and the temperature and species of the reacting flow. Consequently, changes in enthalpy due to heat loss must be considered when computing scalars from the mixture fraction, as in Equation 15.2-13. In such non-adiabatic systems, turbulent fluctuations should be accounted for by means of a joint PDF, $p(f, H)$. The computation of $p(f, H)$, however, is not practical for most engineering applications. The problem can be simplified significantly by assuming that the enthalpy fluctuations are independent of the enthalpy level (i.e., heat losses do not significantly impact the turbulent enthalpy fluctuations). With this assumption, $p(f, H) = p(f)\delta(H - \bar{H})$ and mean scalars are calculated as

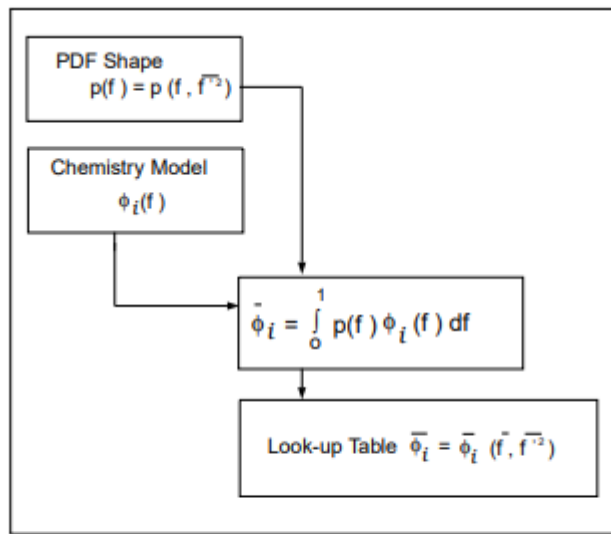


Figure 15.2.5: Logical Dependence of Averaged Scalars $\bar{\phi}_i$ on \bar{f} , $\overline{f'^2}$, and the Chemistry Model (Adiabatic, Single-Mixture-Fraction Systems)

$$\bar{\phi}_i = \int_0^1 \phi_i(f, \bar{H}) p(f) df \quad (15.2-24)$$

ANNEXE

Determination of $\bar{\phi}_i$ in the non-adiabatic system thus requires solution of the modeled transport equation for mean enthalpy:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\bar{H}) + \nabla \cdot (\rho\bar{v}\bar{H}) = \nabla \cdot \left(\frac{k_t}{c_p} \nabla \bar{H} \right) + S_h \quad (15.2-25)$$

where S_h accounts for source terms due to radiation, heat transfer to wall boundaries, and heat exchange with the dispersed phase. Figure 15.2.6 depicts the logical dependence of mean scalar values (species mass fraction, density, and temperature) on FLUENT's prediction of f , f_{O_2} , and H in non-adiabatic single-mixture-fraction systems. When a secondary stream is included, the mean values are calculated from

$$\bar{\phi}_i = \int_0^1 \int_0^1 \phi_i(f_{fuel}, p_{sec}, \bar{H}) p_1(f_{fuel}) p_2(p_{sec}) df_{fuel} dp_{sec} \quad (15.2-26)$$

As noted above, the non-adiabatic extensions to the PDF model are required in systems involving heat transfer to walls and in systems with radiation included. In addition, the

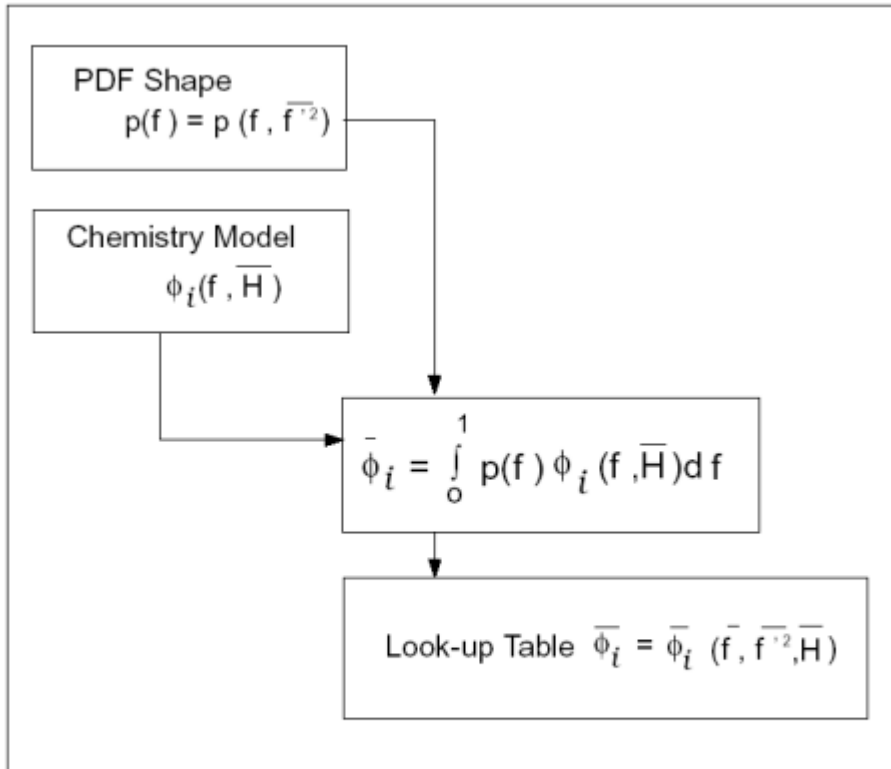


Figure 15.2.6: Logical Dependence of Averaged Scalars $\bar{\phi}_i$ on \bar{f} , \bar{f}'^2 , \bar{H} , and the Chemistry Model (Non-Adiabatic, Single-Mixture-Fraction Systems)

ANNEXE

non-adiabatic model is required in systems that include multiple fuel or oxidizer inlets with different inlet temperatures. Finally, the non-adiabatic model is required in particle-laden flows (e.g., liquid fuel systems or coal combustion systems) when such flows include heat transfer to the dispersed phase. Figure 15.2.7 illustrates several systems that must include the non-adiabatic form of the PDF model. Note that even if your system is non-adiabatic, you may want to perform the much simpler adiabatic calculation as an initial exercise.

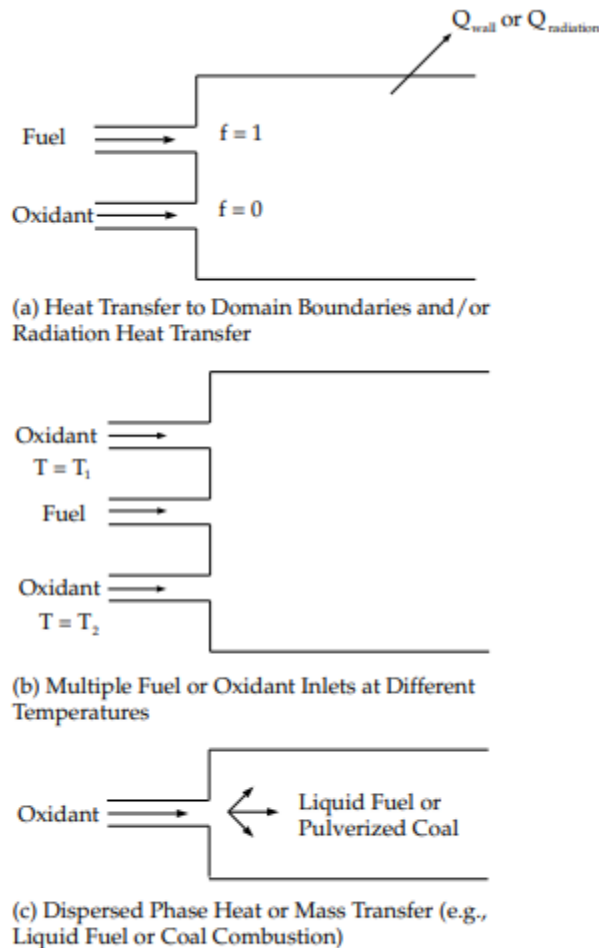


Figure 15.2.7: Reacting Systems Requiring Non-Adiabatic Non-Premixed Model Approach