

ETUDE NUMERIQUE DES CHAMPS THERMIQUE ET DYNAMIQUE DES FLAMMES TURBULENTES PREMELANGÉES SUR UN BRULEUR BUNSEN

M. BENZITOUNI¹, M.S. BOUHLIB², Z. NEMOUCHI¹

¹ Laboratoire d'Energétique Appliquée et Pollution, Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Université Mentouri Constantine – Algérie

² Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Université Mentouri Constantine – Algérie

Reçu le 06/03/2009 – Accepté le 15/11/2010

Résumé

Le présent travail est une contribution à l'étude numérique des jets libres turbulents axisymétriques de fluides non réactifs et réactifs, comme on peut les rencontrer dans les brûleurs de types Bunsen. Le but recherché est la compréhension et la maîtrise de la stabilité des flammes turbulentes prémélangées, afin d'améliorer les performances techniques et sécuritaires des différents dispositifs et installations énergétiques. La modélisation de la combustion est basée sur le modèle de Magnussen. Le modèle $k-\epsilon$ est utilisé pour modéliser la turbulence. Le problème a été abordé en utilisant les codes de calcul Gambit (mailleur) pour générer le maillage et Fluent (solveur) pour résoudre l'écoulement.

Dans le cas du jet à froid, des paramètres caractérisant l'écoulement moyen (tels que les vitesses moyennes) et la turbulence (tels que l'énergie cinétique turbulente) sont présentés. Dans le cas du jet réactif, des résultats intéressants ont été obtenus, concernant le champ de température et le champ dynamique, dans le domaine d'étude.

Le modèle Eddy Dissipation, utilisé pour la modélisation de la combustion, donne de bons résultats du point de vue phénoménologique. En effet, le champ dynamique, au niveau de la zone de réaction, subit des transformations importantes par effet de la dilatation, où la composante axiale de la vitesse augmente sensiblement par rapport à celle du jet non-réactif.

Mots clés : jet turbulent rond, fluent, modèle Eddy dissipation, modèle $k-\epsilon$, flamme prémélangée.

Abstract

The present work is a contribution to the numerical study of axisymmetric turbulent free jets of reactive and no-reactive flow, well encountered in bunsen burners types. The aim is the understanding and the stability control of turbulent premixed flame, to improve the technical performance and safety of different devices and energy facilities. The combustion modeling is based on the Magnussen model. The $k-\epsilon$ is used to model the turbulence. The problem has been carried out using numerical codes, Gambit to generate the mesh and Fluent to solve the flow.

In the case of a cold jet, parameters characterizing the mean flow (such as average speed) and turbulence (such as turbulent kinetic energy) are presented. In the case of a reactive jet, interesting results have been obtained on the temperature and dynamic fields. Eddy Dissipation model, used for combustion modeling, gives good results in the phenomenological point of view. In fact, the dynamic field, at the reaction zone, undergoes important changes by operation of expansion, where the axial component of the velocity increases substantially relative to that of the non-reactive jet.

Keywords : Turbulent round jet – fluent, Eddy dissipation model, $k-\epsilon$ model, premixed flame

ملخص

ان العمل الحالي هو مساهمة في الدراسة الرقمية للنفث المضطرب الحر المتناسق محوريا للموائع المتفاعلة و غير المتفاعلة المتواجدة في المحارق من نوع بنزن. و الهدف هو الفهم والتحكم في استقرار اللهب المضطرب مسبق الخلط ، و هذا من أجل تحسين الأداء التقني وسلامة الأجهزة المختلفة و المنشآت الطاقوية. نمذجة الاحتراق اعتمدت على نموذج مغنوسن و نموذج ك-ا لنمذجة الاضطراب. وقد تم تناول هذه المشكلة باستخدام غامبيت لإنشاء الشبكة و فلونت لحل و حساب التدفق.

في حالة النفث البارد تم عرض خصائص متعلقة بالتدفق المتوسط (مثل متوسط السرعة) ومن ناحية الاضطرابات (مثل الطاقة الحركية المضطربة). في حالة النفث المتفاعل تم الحصول على نتائج مثيرة للاهتمام في حقل درجة الحرارة ، والحقل الديناميكي. نموذج تبديد الدوامة ، والمتستخدم لنمذجة الاحتراق يعطي نتائج جيدة في نقطة الظواهر نظر في الواقع، فإن المجال الحيوي، في منطقة رد الفعل، ويخضع لتغيرات هامة من عملية التوسع، من حيث الظواهر الفيزيائية فالسرعة المحورية تشهد ارتفاعا هاما بسبب حالة التمدد وهذا عكس ما يحصل في حالة النفث غير المتفاعل

الكلمات المفتاحية : النفث المضطرب المحوري ، فلونت ، نموذج تبديد الدوامة ، نموذج ك-ا ، اللهب مسبق الخلط

L'intérêt capital dans le domaine des écoulements réactifs, par la complexité des phénomènes mis en jeu mais aussi parce que très répandue dans notre vie pratique. Les flammes turbulentes prémélangées sont un type de cette combustion. Elles ont reçu l'intérêt de ce travail car se trouvant dans diverses applications domestiques et technologiques telles que les brûleurs industriels et domestiques, les moteurs à allumage commandé, les turbines à gaz stationnaires et aéronautiques.

Plusieurs auteurs ont exploré l'influence des modèles de turbulence, basé sur la méthode RANS, sur la simulation des jets et des flammes. Ainsi Kucukgokoglan et al. (1999) ont présenté dans leur travail une description de la performance de trois variantes du modèle de turbulence $k-\varepsilon$ ($k-\varepsilon$ standard, RNG $k-\varepsilon$ et le $k-\varepsilon$ réalisable) pour un écoulement turbulent isotherme avec swirl, dans un four à plusieurs brûleurs. Ils ont trouvé que l'utilisation de ces trois variantes du modèle $k-\varepsilon$, pour la simulation des écoulements turbulents isothermes avec swirl, donne des résultats plus proches des données expérimentales si on utilise un maillage fin des régions proches du brûleur.

Dally et al. (1998) ont présenté une étude sur les jets et les flammes, avec une comparaison des résultats numériques utilisant des modèles de turbulence standard avec les résultats expérimentaux. Pour la simulation numérique ils ont trouvé que l'utilisation des modèles $k-\varepsilon$ standard et le RSM, donne une sous-estimation de la longueur de la zone de recirculation et qu'une simple modification de la constante C_1 dans l'équation de transport du taux de dissipation fixe cette insuffisance et donne de meilleures prévisions du champ d'écoulement.

Dans le même contexte que celui de Dally et al. (1998), Sanders et al. (1996) ont étudié numériquement les jets turbulents axisymétriques à température élevée, en utilisant des modèles de turbulence de premier et de second ordre. Ils ont montré, en comparant les prédictions des modèles pour le champ scalaire qu'il n'y a pas une grande différence et que la comparaison des calculs des deux modèles et les mesures sont le plus souvent favorables au modèle du second ordre. L'effet de la variation de la masse volumique sur les paramètres caractéristiques du jet a été aussi étudié. Les résultats numériques sont en bon accord avec les données expérimentales.

Deschamps (1990) et Gagnepain (1998) ont travaillé sur des flammes turbulentes prémélangées sur un brûleur de type Bunsen. Ils ont placé des grilles à l'intérieur du brûleur pour la génération et le contrôle de la turbulence à la sortie du brûleur. Deschamps (1990) a comparé le champ dynamique du jet à froid avec celui avec réaction. Cette dernière a observé une augmentation de la vitesse axiale sur l'axe du brûleur due à une accélération des particules fluides au niveau du front de flamme. L'intensité de la turbulence est beaucoup plus importante que celle d'un jet non réactif.

Les mêmes observations sont reportées par Gagnepain (1998) et Benzitouni (2005). Cependant, cet auteur a trouvé

que dans le cas des flammes prémélangées pauvres, la composante axiale de la fluctuation de vitesse décroît dans le front de flamme. Dans ce travail, une configuration similaire à celle de Gagnepain (1998) est considérée. Le but étant d'étudier et de comparer un jet non réactif avec celui réactif d'une flamme turbulent prémélangée stoechiométrique sur un brûleur de type Bunsen.

1. EQUATIONS REGISSANTES :

Les écoulements réactifs sont régis par les équations de l'aérothermochimie. Elles expriment les équations de conservation de la masse totale, de la quantité de mouvement, des équations de bilan des espèces et de l'énergie totale.

1.1. Equation de continuité :

Cette équation exprimant la conservation de la masse est donnée comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

1.2. Equations de transport de quantité de mouvement :

Les équations de quantité de mouvement moyennées de Navier Stokes, connues sous le nom de RANS, sont pour un fluide compressible et Newtonien données comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = & - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \\ & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \\ & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(- \overline{\rho u_i' u_j'} \right) + F_i \end{aligned} \quad (2)$$

F_i : forces de volume (force de gravité) suivant la direction i .

$-\overline{\rho u_i' u_j'}$: sont les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Pour les relier à l'écoulement moyen, on a recours au concept de Boussinesq qui permet de les exprimer en fonction des gradients de vitesses moyennes.

Le modèle $k-\varepsilon$ Réalisable :

Ce modèle est basé sur le travail de Shih et al. (1995).

a) Equations de transport du modèle $k-\varepsilon$ Réalisable :

Les équations de transport de k et ε sont comme suit :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_{1\varepsilon} S_\varepsilon - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (4)$$

Avec : $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $C_{3\varepsilon} = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $\sigma_k = 1.0$

b) Modélisation de la viscosité turbulente :

La viscosité turbulente μ_t est obtenue en combinant k et ε comme suit :

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

La différence entre ce modèle et le modèle k - ε Standard réside dans le fait que C_μ est considérée non pas comme une constante mais comme une variable Shih et al. (1995).

1.3. Equation de conservation de l'énergie :

L'équation de transport de l'énergie est présentée comme suit :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j E)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \sum_k h_k J_k + u_i \tau_{ij} \right) + S_h \quad (6)$$

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2} \quad \text{et} \quad h = \sum_j m_j h_j$$

$$h_j = \int_{T_{\text{ref}}}^T c_{p,j} \partial T \quad (T_{\text{ref}} = 298.15 \text{ °K})$$

S_h est l'énergie due à la réaction chimique

$$S_h = - \sum_j \left(\frac{h_j^0}{M_j} + \int_{T_{\text{ref},j}}^T c_{p,j} dT \right) R_j$$

1.4. Equations de transport des espèces :

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

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{v} Y_i) = - \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \left(\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) Y_i \right) + R_i \quad (2-4)$$

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

Le modèle Eddy Dissipation :

Ce travail traite les flammes turbulentes prémélangées. Notre choix s'est alors porté sur le modèle Eddy Dissipation pour la modélisation des taux de réaction.

Ce modèle est basé sur le travail de Magnussen et Hjertager (1976). Le taux de production net $R_{i,r}$ de l'espèce i dû à la réaction r est donné par le minimum des expressions suivantes :

$$R_{i,r} = v_{i,r} M_{w,i} A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(\frac{Y_R}{v'_{R,r} M_{w,R}} \right)$$

$$R_{i,r} = v'_{i,r} M_{w,i} A B \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\sum_p Y_p}{\sum_j v''_{j,r} M_{w,j}} \right)$$

$A=4.0$ et $B=0$.

2. DESCRIPTION DU PROBLEME :

La géométrie considérée est similaire à celle d'un brûleur de type Bunsen. La configuration de Gagnepain a été choisie comme cas-test pour l'étude du jet réactif et non réactif. Le prémélange à la sortie du jet est un mélange stoechiométrique de méthane et d'air. Les conditions aux limites sont regroupées dans le tableau 1.

Dans ce travail, la supposition d'une réaction globale en une seule étape a été adoptée :

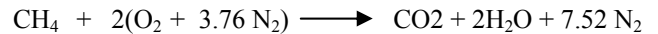


Tableau 1 : Données du problème

Diamètre D (cm)	2.5
vitesse U_0 (m/s)	2.8 / 60
Intensité de la Turbulence I (%)	10.4
Fluides	$\text{CH}_4 + \text{Air}$

La configuration est axisymétrique. Le code Fluent utilise un système de coordonnées cartésiennes. Concernant le maillage, on a opté pour des formes de mailles quadrilatérales. Il est constitué de 33×100 mailles avec un nombre de nœuds de 3434, figure 1.

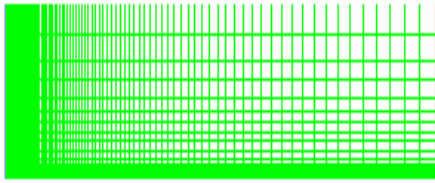


Figure 1 : Le maillage

Un raffinement de maillage des zones près de la sortie du brûleur a été envisagé pour prendre en compte les fortes variations se déroulant dans ces zones notamment les gradients de vitesse.

La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées à l'aide du mailleur Gambit 2.0.4.

Le schéma upwind second ordre est utilisé pour discrétiser les termes convectifs des équations de quantité de mouvement, de l'énergie, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation l'énergie cinétique turbulente. L'algorithme Simple est utilisé pour la correction vitesse-pression.

3. DISCUSSION DES RESULTATS :

4.1 Ecoulement a froid

La variation de la composante axiale de la vitesse moyenne sur l'axe du jet, peut être divisée en deux zones, figure 2. La première est caractérisée par une valeur pratiquement constante égale à celle de la vitesse d'éjection des gaz. C'est la zone du cône potentiel. Ce dernier disparaît à $x / D = 2$ du brûleur d'après la simulation et à $x / D = 4$ d'après les mesures expérimentales. Dans la deuxième zone, la variation de la vitesse est presque inversement proportionnelle à la distance x .

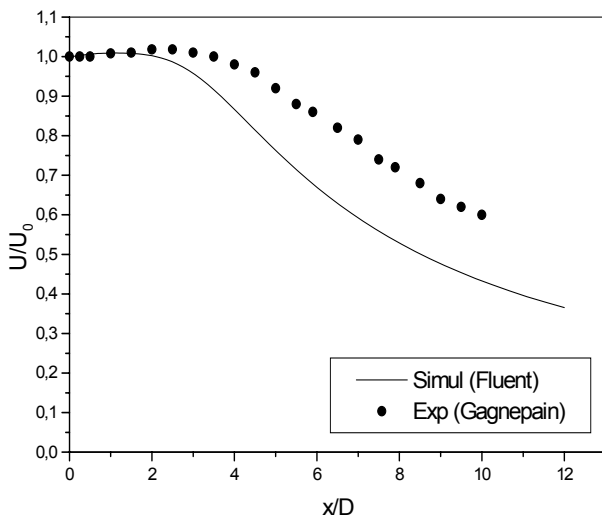


Figure 2 : Profil axial de la vitesse longitudinale

La figure 3 montre des profils, en différentes positions (x/D), de la vitesse moyenne adimensionnelle U/U_{axe} , en fonction des rayons adimensionnels $r/r_{1/2}$. U_{axe} est la composante axiale de la vitesse sur l'axe et $r_{1/2}$ est la distance radiale de l'axe jusqu'au point où la vitesse U égale $0.5 U_{axe}$. La partie aplatie des profils, représentant la zone potentielle dans le centre du jet, tend à disparaître à environs 12 fois le diamètre de la sortie du brûleur. C'est là où le jet atteint un régime établi.

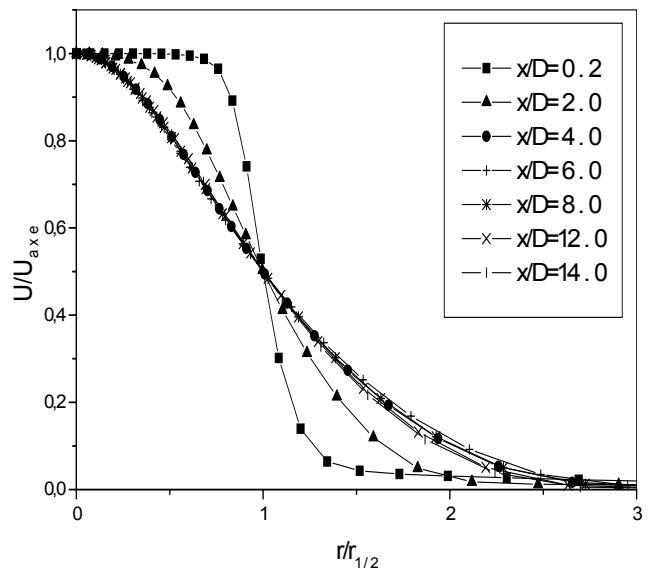


Figure 3 : Variation de U/U_{axe} en fonction du rayon moyen $r/r_{1/2}$

Il est établi que le modèle $k-\epsilon$ standard surestime le taux d'épaissement du jet rond d'environ 40 % [9], la valeur expérimentale étant égale à 0.086 [10]. Dans le présent travail, cette surestimation est confirmée, figure 4. Elle est égale à 0.1225 (42 %).

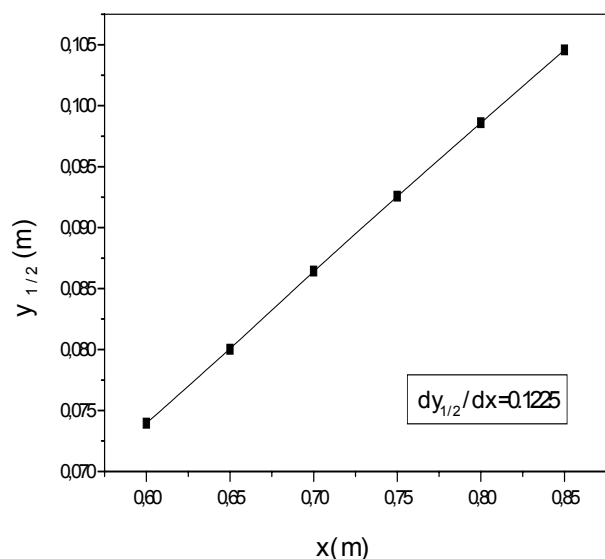


Figure 4 : Taux d'épaissement du jet

Ce résultat est consistant avec celui de l'énergie cinétique k , figure 5, dont l'évolution suivant (x) est aussi surestimée. La décroissance de k , dès la sortie, est due à la dissipation par effet de la viscosité sous forme de chaleur. La remontée de la courbe est due au transport de la turbulence des régions de forte production (gradient de vitesse moyenne important) vers le centre.

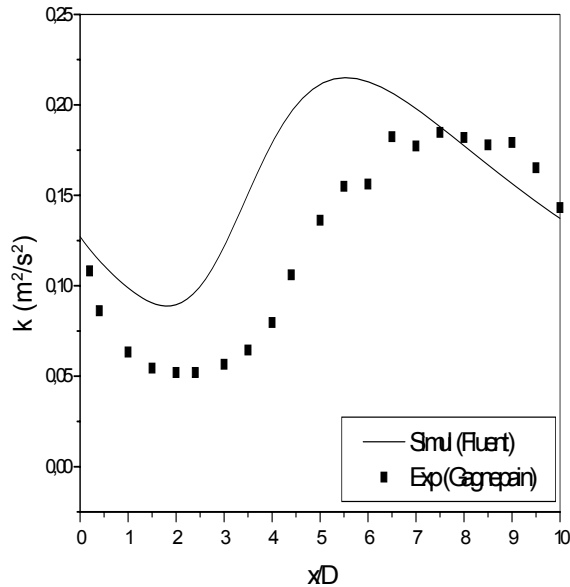


Figure 5 : Energie cinétique turbulente k

La figure 6 montre la variation axiale de l'intensité de la turbulence (u'/U) qui est le rapport de la fluctuation axiale sur la composante axiale de la vitesse locale. On peut remarquer une décroissance juste à la sortie du brûleur suivie par une intensification.

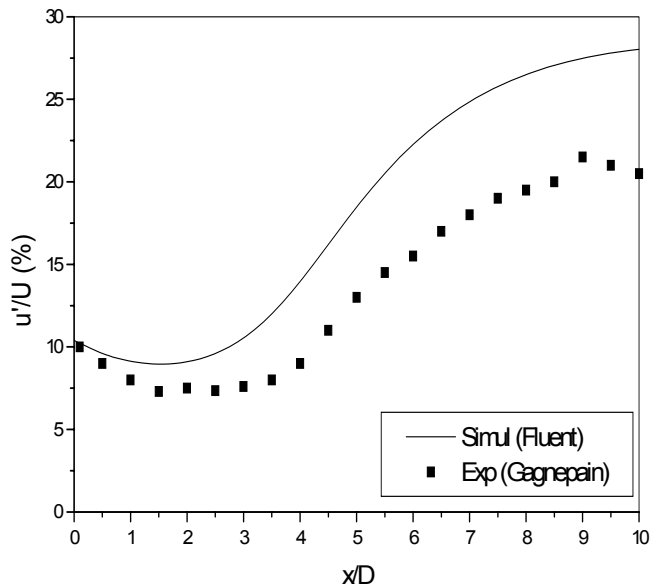


Figure 6 ; Intensité de turbulence u'/U

Le profil de la fluctuation axiale en fonction du rayon adimensionnel montre une valeur uniforme au centre jusqu'à une distance égale à 7,5 mm de l'axe de symétrie, figure 7, alors que d'après les mesures expérimentales cette valeur s'étale sur une distance d'environ 9 mm. Nous pouvons remarquer que dans la région du bord du brûleur il y a une forte augmentation de la fluctuation due aux contraintes de cisaillement importantes localement.

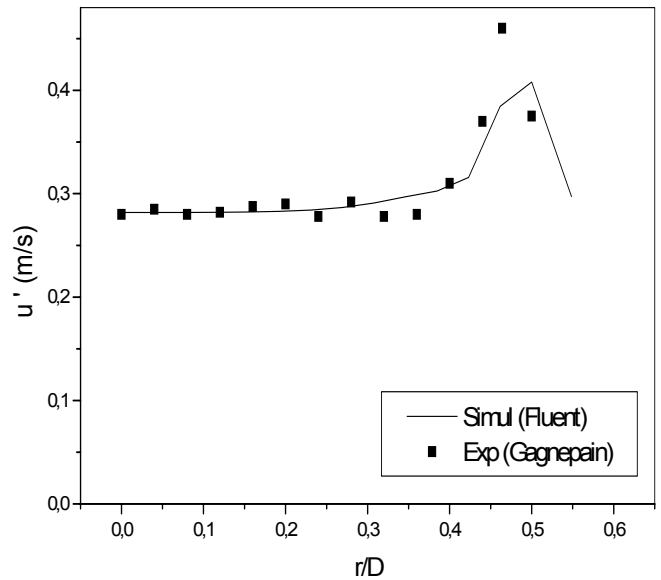


Figure 7 Fluctuation axiale u' à $x/D=0.4$

En ce qui concerne l'intensité u'/U on constate qu'elle est uniforme, figure 8, sur une distance d'environ 9 mm de l'axe du brûleur. Au niveau du bord du brûleur, on note aussi une forte augmentation pour les mêmes raisons citées ci-dessus.

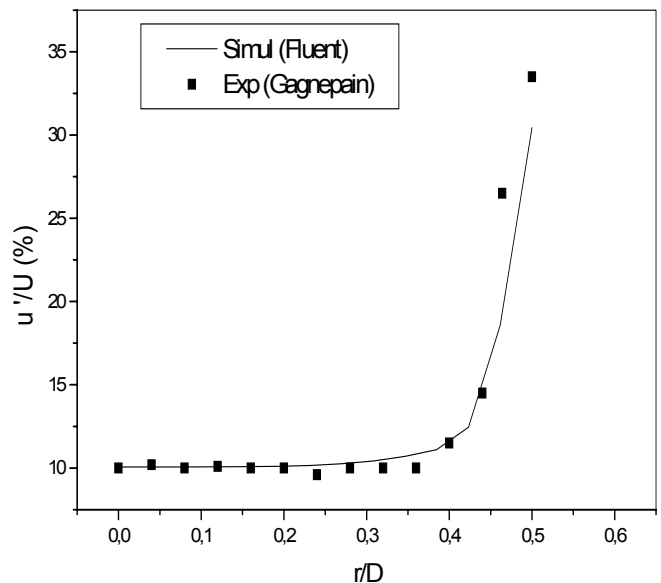


Figure 8 : Intensité de turbulence u'/U à $x/D=0.4$

La domination des contraintes axiales de Reynolds sur les autres contraintes est montrée dans la figure 9.

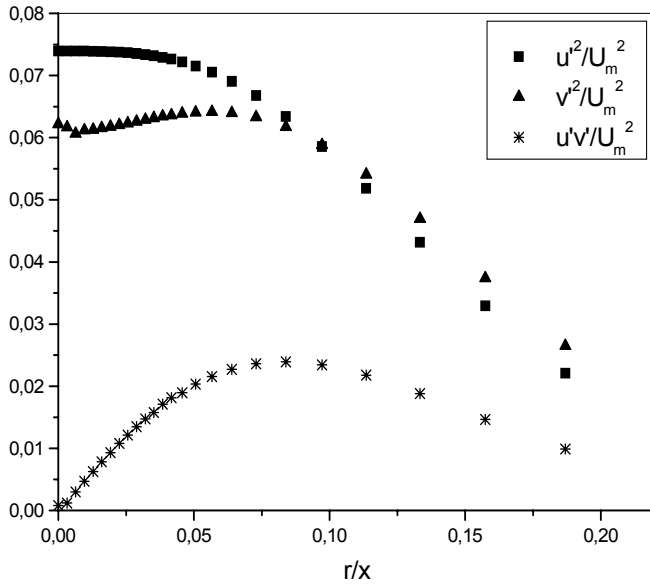


Figure 9 : Variation radiale des contraintes de Reynolds

4.2 Ecoulement réactif

La variation de la température suivant la direction axiale est montrée sur les figures 10 et 11. Une augmentation rapide de la température qui est l'une des manifestations les plus importantes de la combustion est constatée dans la zone de réaction. La température maximale atteinte est de l'ordre de 2260 K.

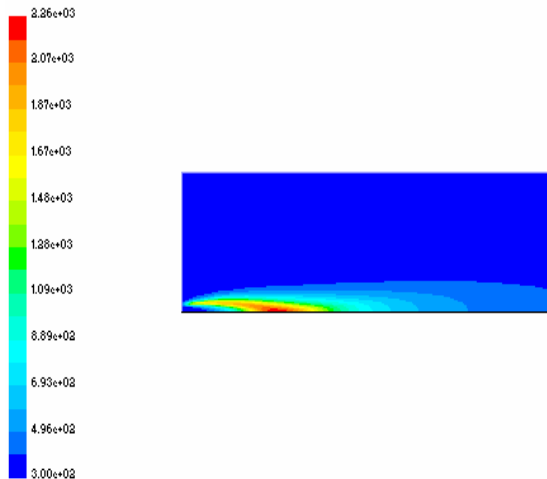


Figure 10 : Contours de la température T

L'influence de la combustion sur le champ dynamique est mise en évidence dans la figure 12. On voit une accélération de la vitesse dans la zone de réaction due à la dilatation des gaz par la chaleur produite.

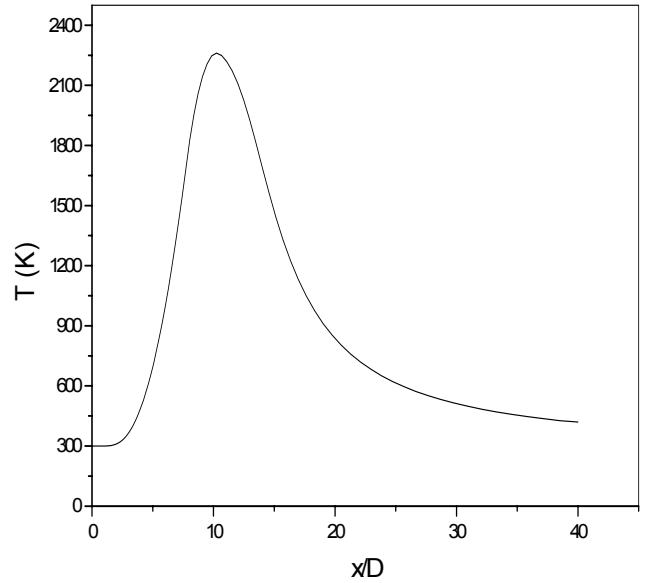


Figure 11 : Profil axial de la température (K)

Cette zone contient essentiellement des gaz frais ce qui indique qu'à cette hauteur la dynamique du jet réactif n'a pas encore subi de changement par la chaleur. En avançant vers l'aval les deux courbes vont se séparer l'une de l'autre. Celle du cas non réactif va entamer une descente alors que la deuxième va progressivement augmenter par l'effet de la chaleur qui se manifeste par une dilatation des gaz traversant le front de flamme.

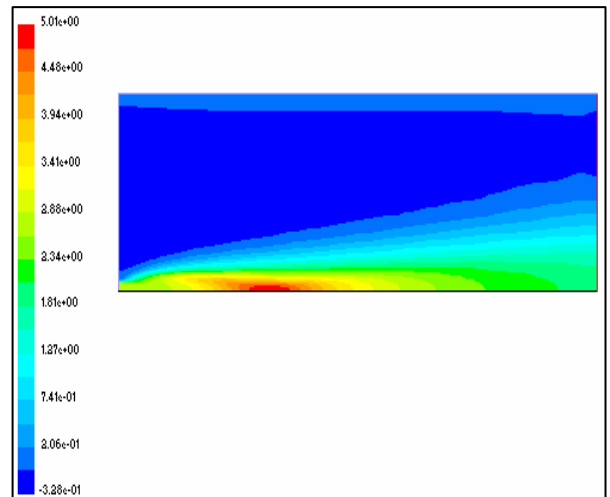


Figure 12 : Contours de la composante axiale de la vitesse

Concernant le champ turbulent, figure 14, on observe qu'à l'inverse du cas à froid, l'énergie cinétique entame dans un 1^{er} temps un régime de décroissance dès la sortie du brûleur et le long de l'axe, ce qui laisse penser que la combustion joue un rôle dissipatif. Généralement ce phénomène est appelé « dissipation par dilatation ».

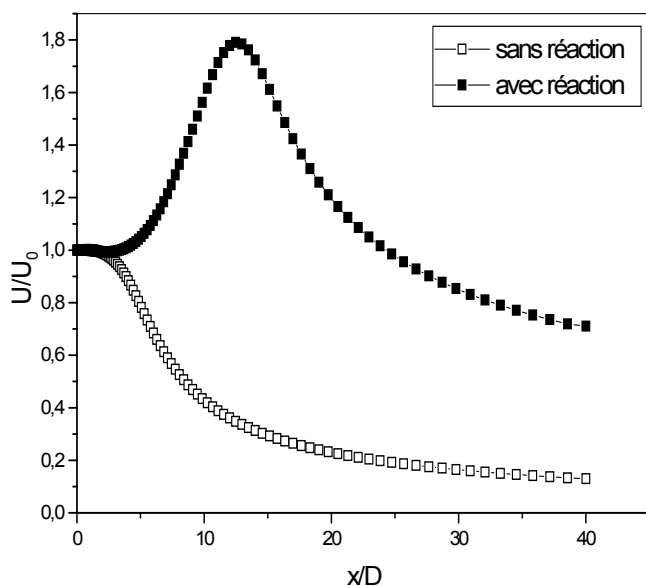


Figure 13 : Rapport U/U_0 ($U_0 = 2.8$ m/s) avec et sans réaction

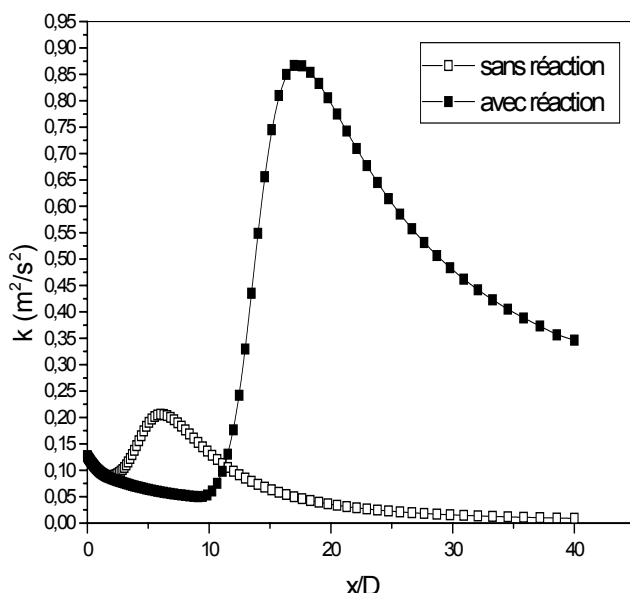


Figure 14 : Energie cinétique turbulente k avec et sans réaction

CONCLUSION

Dans ce travail une étude numérique a été faite sur les jets axisymétriques turbulents réactifs et non réactifs, tels qu'on peut les rencontrer dans les flammes prémélangées, à l'aide du code Fluent.

Nous avons pu constater que la solution de l'écoulement non réactif, en utilisant le modèle $k-\epsilon$, donne des résultats réalistes d'une manière qualitative mais non quantitative. En effet ce modèle de turbulence est connu pour le fait qu'il surestime la turbulence (le taux d'épaississement de la simulation est supérieur d'environ 40% à celui mesuré expérimentalement) d'où le décalage constaté entre les résultats numériques et celles obtenues expérimentalement.

Nous avons aussi pu constater que le comportement du champ dynamique du jet à froid est différent de celui du jet avec réaction. En effet l'évolution de la composante axiale de la vitesse augmente sensiblement par effet de dilatation dans la zone de réaction alors que l'évolution dans un jet à froid est strictement décroissante derrière le cône potentiel.

NOMENCLATURE

- A et B : constantes empiriques du modèle Eddy dissipation.
- C_p : chaleur spécifique à pression constante (J/kg K)
- D : diamètre (m)
- E : énergie totale (J/kg)
- G_k : terme de production de l'énergie cinétique turbulente
- G_b : terme de génération de la turbulence par la Buoyancy
- I : intensité de turbulence (%)
- k : énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)
- m : masse (kg)
- $M_{w,i}$: masse molaire de l'espèce i.(g/mole)
- P_r : nombre de Prandtl
- r : rayon (m)
- R : constante universelle des gaz ($R = 8.314 \text{ j mole}^{-1} \text{ K}^{-1}$)
- Re : nombre de Reynolds
- R_i : taux net de production par réaction chimique ($kg/m^3.s$).
- Sc : nombre de Schmidt
- Sc_t : nombre de Schmidt turbulent.
- S_{ij} : taux de déformation moyen (s^{-1})
- S_θ : terme source de θ par unité de volume
- T : température (K)
- T_0 : température des gaz frais (K)
- T_i : température d'inflammation (K)
- T_f : température finale (K)
- t : temps (s)
- u, v : vitesses axiale et radiale moyennes (m/s)
- \vec{V} : vecteur de vitesse
- Y_i : fraction massique d'une espèce i.
- Y_p : fraction massique d'une espèce P dans les produits.
- Y_r : fraction massique d'une espèce R dans les réactifs.

Lettres grecques :

- α : diffusivité thermique (m^2/s)
- δ : épaisseur de la zone de réaction
- ϵ : taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^3)
- λ : conductivité thermique.
- μ : viscosité dynamique (kg/m.s)
- μ_t : viscosité dynamique turbulente (kg/m.s)
- ν : viscosité cinématique (m^2/s)
- ν_t : viscosité cinématique turbulente (m^2/s).
- ν', ν'' : coefficients stœchiométriques pour réactifs et produits.
- ρ : masse volumique (kg/m^3).
- τ : temps de réaction (s).
- $\bar{\Omega}_{ij}$: taux de rotation moyen (s^{-1})

REFERENCES

- [1] B. Deschamps, 1990. Etude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes prémélangées de méthane-air. Thèse de doctorat. Université d'Orléans.
- [2] L. Gagnepain, 1998. Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire. Thèse de doctorat. Université d'Orléans.
- [3] S. Kucukgokoglan, A. Aroussi, S. J. Pickering. (1999).« Prediction of interaction between burners in multi-burner systems ». University of Nottingham, Nottingham, NG7 2RD, UK, p. 1
- [4] B. F. Magnussen and B. H. Hjertager 1976. On mathematical models of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. Sixteenth Symp. (International) on Combustion. The Combustion Institute, p.719.
- [5] T. H. Shih, W. Liou, A. Shabbir and J. Zhu 1995. A new k- ϵ eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. Model development and validation. Computers Fluids, Vol 24 (3), p. 227.
- [6] M. Benzitouni, M.S. Boulahlib, Z. Nemouchi, "Etude numérique du champ thermique et dynamique sur un brûleur Bunsen", 12^{ème} Journées Internationales de Thermique, JITH2005, 15,16 et 17 novembre 2005, Tanger Maroc.