

# Simulation D'une Flamme de Diffusion de Type Méthane.

Ahmed GUESSAB<sup>(1)</sup>, Abdelkader ARIS<sup>(1)</sup>, Abdelhamid BOUNIF<sup>(1)</sup>

(1) Laboratoire des Carburants Gazeux et de l'Environnement  
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf  
BP 1505 El m'naouer, Oran, Algérie.

E-mail : [m.ah.guessab@yahoo.fr](mailto:m.ah.guessab@yahoo.fr)

Reçu le : 23/04/2007

Reçu sous forme révisée le : 02/05/2007

Accepté le : 07/07/2007

**Résumé:** On simule numériquement une flamme de diffusion turbulente dans l'air. La configuration axisymétrique choisie est composée d'un injecteur de gaz type méthane entouré par un flux d'air annulaire. Le logiciel Fluent a été utilisé pour résoudre les équations du phénomène et le code de calcul Gambit pour générer le maillage. La turbulence est modélisée par le modèle k-ε [4]. Pour la combustion on a utilisé le modèle de Magnussen [2]. Le modèle Eddy Dissipation, utilisé pour la modélisation de la combustion, semble donner de bons résultats du point de vue phénoménologique. 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.

**Mots clés:** Combustion, Turbulence, Flamme de diffusion.

**Abstract:** One numerically simulates a turbulent diffusion flame in the air. The selected axisymmetric configuration is made up of standard gas injector methane surrounded by an annular flow of air. The Fluent software was used to solve the equations of the phenomenon and code Gambit the computer to generate the grid. Turbulence is modelled by the model k-ε [4]. For combustion one used the model of Magnussen [2]. The model Eddy Dissipation, used for the modeling of combustion, seems to give good results from the phenomenologic point of view. The behavior of the dynamic field of the cold jet is different from that of the jet with reaction. Indeed, the evolution of the axial component speed increases appreciably by effect of dilation in the zone of reaction whereas the evolution in a cold jet is strictly decreasing behind the potential cone.

**Keywords:** Combustion, Turbulence, Diffusion flame.

## 1. Introduction

Les flammes turbulentes de diffusion constituent le type de flamme que l'on rencontre dans la majorité des systèmes énergétiques. Dans ce type de flammes, le processus de combustion s'effectue à la suite du mélange des écoulements séparés de carburant et de comburant. Dans les flammes turbulentes de diffusion, on peut s'attendre à avoir deux effets dominants quant à la structure de la turbulence: le premier est du à la dynamique du mélange de deux (ou plusieurs) jets à masse volumique différente et variable et son influence sur les paramètres de structure de la turbulence dans l'écoulement résultant; le second effet est du au dégagement de chaleur induit par la combustion et qui aura, de la même manière que le premier, une influence importante sur la turbulence. Ces deux effets sont évidemment difficilement dissociables. Il importe cependant de connaître, au moins d'une façon globale, les modifications apportées à la structure de la turbulence par la présence de la flamme. La modélisation de la combustion non prémélangée a commencé par l'approche de Bilger [1], celle-ci permet calculer le champ moyen des fractions massiques et de leurs fluctuations sans

faire appel au taux de réaction, lorsque les fractions massiques sont reliées à la fraction de mélange de la façon parfaitement déterministe. Une formule plus au moins empirique, proposée par Magnussen et Hjertager [2] est largement utilisée dans l'industrie. La modélisation où le taux moyen de réaction est supposé proportionnel à une surface moyenne de flamme par unité de volume a été proposée en 1978 par Marbel et Broadwel [3]. C'est le modèle dit « de la flamme cohérente », qui a été ensuite transposé ensuite aux flammes de prémélange.

## 2. Equations régissantes

Les écoulements réactifs sont régis par les équations de l'aérothermochimie [4] qui expriment les équations de conservation de la masse totale, de la quantité de mouvement, des équations de bilan des espèces et de l'énergie.

### 2.1. Equation de continuité

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (01)$$

## 2.2. Equations de transport de quantité de mouvement

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

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) + F_i \quad (02)$$

Les  $F_i$  sont les forces de volumes. Où les  $-\rho \overline{u'_i u'_j}$  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 des vitesses moyennes :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (03)$$

### 2.2.1. Le modèle k-ε

Ce modèle est basé sur le travail de Shih et al. [5]. Les équations de transport de k et ε sont comme suit:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k U_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon \quad (04)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \epsilon U_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_{\epsilon 1} S \epsilon - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} C_{\epsilon 3} G_b \quad (05)$$

$$\text{Où : } G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, \quad G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_i} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_v \quad \text{et} \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

La différence entre ce modèle et le modèle k-ε Standard réside dans le fait que  $C_\mu$  est considérée non pas comme une constante mais comme une variable Shih et al. [5].

$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$C_{\epsilon 3}$
1	1.3	1.44	1.92	1

Tableau 1 : Constantes du modèle [k-ε].

## 2.3. Equation de conservation de l'énergie

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

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i E)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \alpha_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum h_j J_j + U_i (\tau_{ij})_{\text{eff}} \right] + S_h \quad (06)$$

Avec :

$$E = h - \frac{P}{\rho} + \frac{U_i^2}{2} \quad \text{Et} \quad h = \sum_j m_j \cdot h_j$$

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

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

$$J_i = -\left( \rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_i} \right) \frac{\partial Y_i}{\partial x_i}$$

$$(\tau_{ij})_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} \left( \frac{U_j}{x_i} + \frac{U_i}{x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{\text{eff}} \frac{U_i}{x_i} \delta_{ij}$$

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \alpha_t$$

$\vec{j}$  : Vecteur flux de chaleur dû à la conduction et à la diffusion de l'enthalpie (effet Duffour).

$(\tau_{ij})_{\text{eff}}$  : Tenseur effectif newtonien des contraintes visqueuses.

$S_h$  : Energie due à la réaction chimique et au rayonnement.

## 2.5. Equations de transport des espèces chimiques

La détermination de la fraction massique pour chaque espèce  $Y_i$ , se fait par la solution de l'équation de transport de l'ième espèce, qui a la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v Y_i)}{\partial x_i} = -\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \left[ \left( \rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_i} \right) Y_i \right] + R_i \quad (07)$$

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

**Calcul de la masse volumique:** la masse volumique est calculée suivant une loi dite des gaz parfaits incompressible. Celle-ci est donnée comme suit :

$$\rho = \frac{P_{\text{OP}}}{RT \sum_i \frac{Y_i}{M_{w,i}}} \quad (08)$$

## 2.6. Modélisation de la combustion

Ce travail traite les flammes turbulentes non prémélangées (diffusion). 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 [5] dans lequel la chimie est considérée très rapide par rapport à la turbulence. Dans ce cas, la combustion n'est contrôlée que par la turbulence. 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:

$$R_{i,r} = v_{i,r}' \cdot M_{w,i} \cdot A \cdot \rho \frac{\epsilon}{k} \min \left( \frac{Y_R}{v_{i,r}' M_{w,R}} \right) \quad (09)$$

$$R_{i,r} = v_{i,r}' \cdot M_{w,i} \cdot A \cdot B \cdot \rho \frac{\epsilon}{k} \left( \frac{\sum_P Y_P}{\sum_J v_{j,r}'' M_{w,j}} \right)$$

### 3. Description du problème

La géométrie considérée est similaire à celle d'un brûleur de type Bunsen (figure 1). Le brûleur est constitué d'un tube horizontal de diamètre extérieur égal à 130mm centré sur une section transversale de four. Le tube central apporte le combustible (gaz méthane  $CH_4$ ), avec une vitesse de 50 m/s, ce qui assure un régime turbulent, avec un nombre de Reynolds ( $Re=40106.95$ ). La partie droite du tube a une longueur de 0.15m pour permettre l'établissement de l'écoulement avant la sortie du tube. L'écoulement périphérique est un écoulement d'air ( $T=300^{\circ}K$ ) en amont débouchant à 5m/s. Cet écoulement est pleinement turbulent et son intensité initiale est égale à 10%. Le domaine d'étude est basé dans sa globalité sur la zone de développement du jet (zone de flamme). La supposition d'une réaction globale en une seule étape a été adoptée:

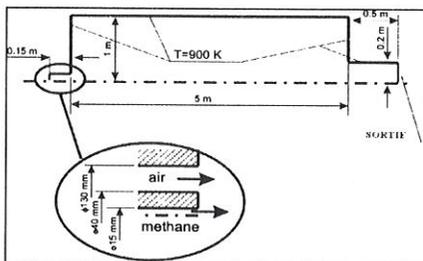
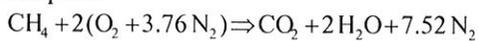


Figure 1: Discretisation du problème.

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  $87 \times 100$  mailles (figure 2). Un raffinement 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 Gambit.

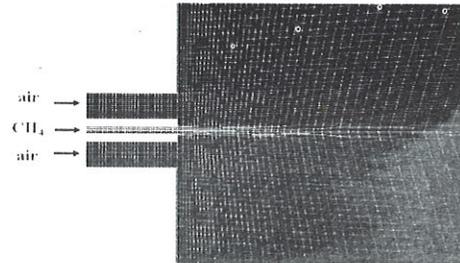


Figure 2: Le maillage.

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.

### 4. Discussion des résultats

#### 4.1. Champs de température

La température suivant la direction axiale est montrée sur les figures 3 et 4. 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  $2300^{\circ}K$ . En allant vers l'aval, à partir du nez de brûleur, la température augmente de façon régulière jusqu'à une distance égale à  $x=1.5m$  ( $x/D=100$ ) distance pour laquelle la température atteint sa valeur maximale (appelé longueur de flamme) et qui se situe sur l'axe du jet (l'axe de symétrie) avant qu'elle diminue progressivement.

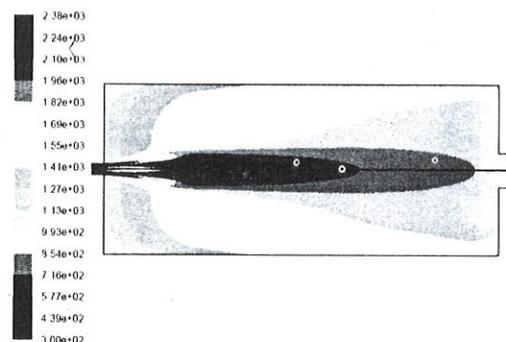
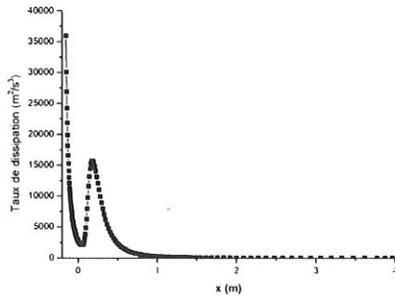


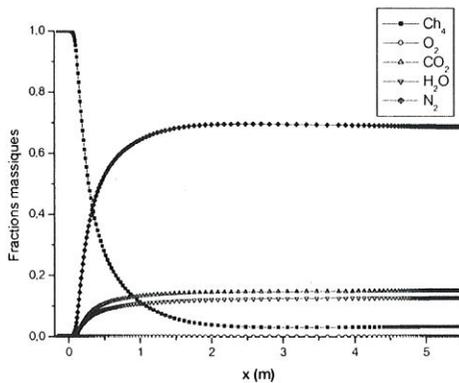
Figure 3: Aperçu global de la flamme (Zone de la flamme).



**Figure 10 :** Evolution axiale du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

#### 4.4. Fractions massiques des différentes espèces chimiques

La figure (11), montre les évolutions axiales des différentes espèces ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{N}_2$ ). La consommation du combustible y est clairement illustrée. En effet, la fraction massique diminue progressivement de la valeur initiale (en sortie du jet) pour disparaître complètement à la fin de la zone de réaction.



**Figure 11:** Evolution axiale de la fraction massique des gaz.

#### 5. Conclusion

D'après les résultats déjà cités auparavant, il a été conclu 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. Pour un jet turbulent réactif du méthane, on peut donc constater l'existence de trois zones distinctes:

- la zone d'établissement de l'écoulement à la sortie du jet, dans cette région de mélange du jet (méthane/air), l'écoulement étant très

influencé par les conditions de sortie de l'injecteur.

- La zone d'écoulement établi commence lorsque le mélange turbulent atteint le centre du jet et que la vitesse sur l'axe commence par décroître.

- La troisième zone et la région lointaine, dans cette zone la quantité de mouvement du jet est diminuée.

Cette étude a donné des résultats numériques intéressants. Il resterait maintenant à procéder à une phase expérimentale pour valider ces résultats.

#### Nomenclature

A, B	: Constantes empiriques du modèle Eddy dissipation. (A=4.0, B=0.5)	
$C_p$	: Chaleur spécifique à pression constante	[j /kg K]
$D_m$	: Coefficient de diffusion de l'espèce i dans le mélange (loi de Fick).	[m]
D	: Diamètre	
E	: Energie totale	[j/kg]
h	: Enthalpie spécifique du mélange	
$G_k$	: Terme de production de l'énergie cinétique turbulente	
$G_b$	: Terme de génération de la turbulence par la Buoyancy	
I	: Intensité de turbulence	[%]
k	: Energie cinétique turbulente	[m²/s²]
m	: Masse	[kg]
$M_{w,i}$	: Masse molaire de l'espèce i.	[g/mole]
$P_r$	: Nombre de Prandtl	
$P_{op}$	: Pression de référence	
r	: Rayon	[m]
R	: constante universelle des gaz (R = 8.314)	[j mole⁻¹ K⁻¹]
Re	: Nombre de Reynolds	
$R_i$	: Taux net de production par réaction chimique.	[kg/m³.s]
Sc	: Nombre de Schmidt	
$Sc_t$	: Nombre de Schmidt turbulent.	
$S_o$	: Taux de déformation moyen	[s⁻¹]
T	: Température	[K]
$T_o$	: Température des gaz frais	[K]
$T_i$	: Température d'inflammation	[K]
$T_f$	: Température finale	[K]
t	: Temps	[s]
U	: Vitesse axiale moyenne	[m/s]
x	: Coordonnée longitudinale	[m]
$Y_i$	: Fraction massique de l'espèce i.	
$Y_p$	: Fraction massique de l'espèce P dans les produits.	

$Y_r$  : Fraction massique de l'espèce R dans les réactifs.

### Lettres grecques

$\alpha$	: Diffusivité thermique	[m <sup>2</sup> /s]
$\beta$	: Coefficient de dilatation thermique	
$\delta_{ij}$	: Tenseur de Kronecker	
$\varepsilon$	: Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\lambda$	: Conductivité thermique.	
$\mu$	: Viscosité dynamique	[kg/m.s]
$\mu_t$	: Viscosité dynamique turbulente	[kg/m.s]
$\nu$	: Viscosité cinématique	[m <sup>2</sup> /s]
$\nu_t$	: Viscosité cinématique turbulente	[m <sup>2</sup> /s]
$\nu', \nu''$	: Coefficients stœchiométriques pour réactifs et produits.	
$\rho$	: Masse volumique	[kg/m <sup>3</sup> ]

### Références bibliographiques

- [1] Bilger. RW.(1976) prog. Energy. Comb.sc, 1, 87.
- [2] Magnussen B, Hjertager BH (1976) *16th symposium (int.) on combustion, 719-729*, The Combustion Institute, Pittsburgh.
- [3] Marble F, Broadwell J (1977) The coherent flame model for turbulent chemical reactions. TRW Report, Redondo Beach, Californie.
- [4] FLUENT 6.3.26 documentation. User's Guide. Fluent. Inc. (2006).
- [5] T. H. SHIH, W. LIOU, A. SHABBIR AND J. ZHU (1995). A new k- $\varepsilon$  eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. Model development and validation, Computers Fluids, Vol 24 (3), p. 227.
- [6] Borghi. R. (1985) « Recent Advances in Aerospace Science ». (C Bruno, C Casci. Eds). Plenum Pub. Corp. p. 117,
- [7] Vervisch. L., Veynante. D. (1999): Turbulent combustion, cours présentés à l'institut de Von Karman.
- [8] Boukhalfa A. (1988): Combustion à l'étude de la structure scanner dans les flammes turbulentes prémélangées de type BUNSEN, thèse de doctorat d'état, université d'Orléans.
- [9] Borghi. R., Desteriau. M. La combustion et les flammes, TECHNIP (1975).
- [10] Borghi. R., Champion M. Modélisation et théorie des flammes, TECHNIP (2000).
- [11] B. E. Launder, D. B. Spalding. (1972)« *Mathematical Models Of Turbulence*».Académie Press, London and New York.
- [12] Spalding D.B. (1977) « *Development of the Eddy-Break-Up Model of Turbulent Combustion* », Sixteenth International Symposium on Combustion, Ed. The Combustion Institute, p. 1657.
- [13] B. E. Launder, D. B. Spalding. (1972): «*Lectures Mathematical Models of Turbulence* ».Academic Press, London, England.
- [14] G. D. Raithby and E. H. Chui. (1990) A Finite-Volume Method for Predicting a Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media. J. Heat Transfer.