

SIMULATION NUMERIQUE DE LA PROPAGATION D'UNE FLAMME PREMELANGEE DANS UN ECOULEMENT TURBULENT HOMOGENE.

M.I. El Khazen^{(1)*}, H. Ben Ticha^{(1),(2)}, A. Jemni^{(1),(3)}

⁽¹⁾ Laboratoire d'Etudes de Systèmes thermiques et Energétique (LESTE), Tunisie

⁽²⁾ Ecole Préparatoire aux Académie militaire de Sousse, Tunisie

⁽³⁾ Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Tunisie

elkhazen_mohamedissam@yahoo.fr

RESUME

Afin d'étudier les phénomènes de propagation des flammes de prémélange turbulentes en prenant en compte les effets thermodiffusifs, une étude numérique portant sur les flammes turbulentes instationnaires de méthane se propageant dans un écoulement turbulent homogène a été réalisé. Cette étude décrit l'évolution temporelle des fronts de flammes de prémélange turbulentes pour différentes conditions de turbulence et de richesse. Les flammes instationnaires allumées par étincelle se propagent librement à pression atmosphérique dans un écoulement vertical, bidimensionnel, turbulent homogène.

MOTS-CLÉS: *combustion prémélangée, turbulence, richesse, vitesse de flamme, étirement.*

1. INTRODUCTION

La combustion est aujourd'hui l'un des processus majeurs pour obtenir de l'énergie, que ce soit à partir du charbon, du pétrole ou du gaz. La combustion intervient dans les domaines des transports (moteurs fusée, avions et automobiles), de la production d'électricité (centrales thermiques) ou de la thermique (chaudières et fours industriels, foyers domestiques, ...). Le développement croissant de la demande énergétique aussi bien sur le plan local que sur le plan international implique la nécessité de l'amélioration des rendements de combustion tout en préservant l'environnement par la réduction des émissions de polluants.

Dans la plupart des applications pratiques, la combustion a lieu au sein d'un écoulement turbulent où les phénomènes de transfert (masse, énergie, ...) sont plus intenses que dans les régimes laminaires. La maîtrise de la combustion turbulente est donc fondamentale pour tous les systèmes de combustion actuels. C'est pourquoi la combustion en milieu turbulent ou combustion turbulente fait l'objet de nombreuses recherches dont les principaux axes concernent la détermination du taux de réaction, des différentes vitesses de flammes, des critères de stabilité ou d'extinction ou encore des émissions polluantes. Dans le cadre de l'hypothèse d'un régime de « flammelettes », la flamme est étirée et plissée par les tourbillons de l'écoulement turbulent. La vitesse de flamme et donc le taux de combustion sont alors modifiés.

Le présent travail entre dans le cadre de la modélisation des flammes turbulentes de prémélange à l'aide du code FLUENT [1]. Nous simulons, en particulier, la propagation, à partir d'un point d'allumage, d'une flamme de prémélange dans un écoulement turbulent homogène. Cette configuration constitue une étape vers les conditions de moteurs à combustion interne. Les résultats de nos simulations nous permettent d'analyser l'influence sur la vitesse de flamme de plusieurs paramètres, tels que la richesse et le taux de turbulence. A partir de l'évolution du front de flamme, nous espérons déduire les effets de la courbure et de l'étirement sur la vitesse de flamme.

L'objectif principal de cette étude numérique est le suivi temporel de l'évolution des surfaces de flammes depuis l'initiation de la combustion jusqu'à un état pleinement développé de la flamme.

2. DESCRIPTION DE LA CONFIGURATION D'ÉCOULEMENT

Cette configuration permet l'obtention d'un écoulement vertical, bidimensionnel qui permet une approche paramétrique des caractéristiques de la turbulence et de la composition des gaz, de façon à étudier l'influence de chaque grandeur sur les propriétés de la flamme.

Le dispositif utilisé consiste en une chambre de combustion verticale de longueur 230 mm et de 80*80 mm² de section où le prémélange méthane-air est convecté avec une vitesse moyenne de 4m/s. Une étincelle est générée au centre de la conduite placées à un niveau x=90mm permet de créer notre flamme de prémélange. Le code Fluent nous permet de générer différentes conditions de turbulence : intensité de turbulence $I=4%$, $I=9%$ et $I=12.5%$. Ainsi, les flammes instationnaires produites se propagent dans la chambre à pression atmosphérique.

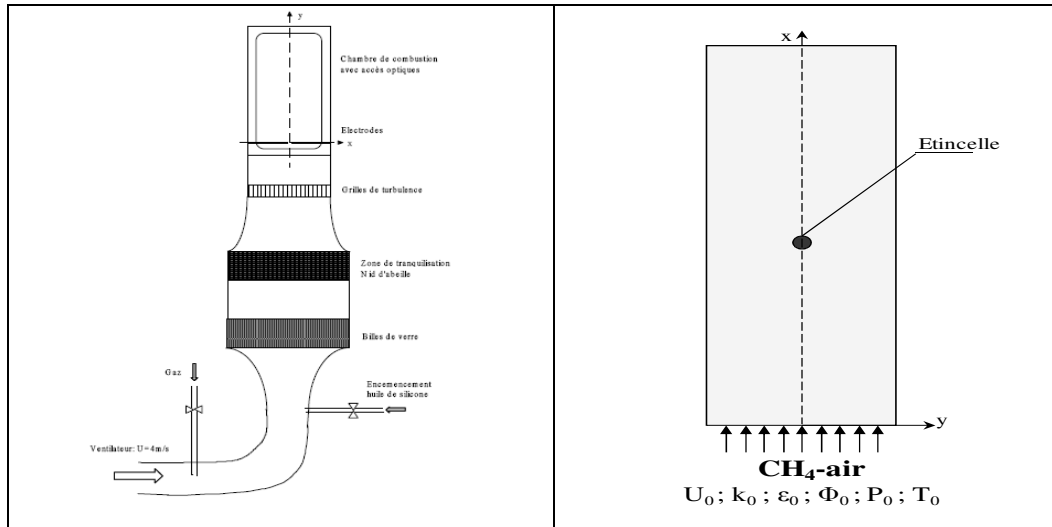


Figure 1. Dispositif expérimental [2], [3] et [4] Figure 2. Configuration géométrique et système de coordonnées

3. FORMULATION MATHÉMATIQUE

La modélisation mathématique d'un écoulement turbulent avec ou sans réaction chimique est classiquement menée à l'aide de la résolution des équations différentielles aux dérivées partielles. Ces équations expriment les principes de conservation de masse et de quantité de mouvement dans un volume élémentaire de fluide (gaz, traitement Eulérien) et on peut retrouver leur démonstration dans les références [5, 6, 7].

3.1 Equation de continuité

L'équation qui exprime la conservation de masse est donnée comme suit :

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

- u_i est la composante du vecteur vitesse selon l'axe i .

- ρ est la masse volumique totale, somme des masses volumiques de chaque espèce : $\rho = \sum_{i=1}^n \rho_i$

3.2 Equations de conservation de quantité de mouvement

Les équations de quantité de mouvement de Navier Stokes sont pour un fluide incompressible et newtonien données par :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j}}_{\text{transport convectif}} = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{forces dues au pression}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left(\kappa - \frac{2}{3} \mu \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij}}_{\tau_{ij}} \right] + \rho G_i \quad (2)$$

Où p est la pression, μ est la viscosité dynamique, τ_{ij} est le tenseur de contrainte visqueuses, κ est la viscosité en volume qui est souvent négligée et G_i est la résultante des forces de volume projetée dans la direction i (c'est-à-dire la pesanteur, l'inertie ou les forces de nature électromagnétique).

A ces équations, on doit ajouter la loi des gaz parfaits :

$$p = \frac{\rho RT}{M} \quad (3)$$

Où R est la constante des gaz parfaits et M est la masse molaire totale fonction de la masse molaire des espèces : $1/M = Y_i / M_i$.

3.3 Modèle k-ε incompressible

C'est le modèle de turbulence le plus utilisé en pratique. Il est dû à Launder et Spalding (1974). Il consiste à introduire dans les équations de Navier-Stokes moyennées (ou équations de Reynolds) une viscosité turbulente pour modéliser les tensions de Reynolds et une diffusivité turbulente pour représenter les flux turbulents de masse et de chaleur [8, 9]. Cette viscosité est calculée à partir de deux grandeurs : l'énergie cinétique turbulente par unité de masse k et sa dissipation par unité de masse ε [10]. Ces deux grandeurs sont obtenues par la résolution des équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{U_1 k}) = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_1} \right) + \overline{u'_i u'_i} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_1} - \bar{\varepsilon} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (\overline{U_1 \varepsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_1} \right) + C_1 \overline{u'_i u'_i} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_1} \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} - C_2 \frac{\bar{\varepsilon}^2}{\bar{k}} \quad (5)$$

$$\overline{u'_i u'_i} = -\nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_1} + \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_1} \right) + \frac{2}{3} \bar{k} \delta_{i1} ; \nu_t = C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} ; C_\mu = 0,09 ; C_1 = 1,44 ; C_2 = 1,92 ; \sigma_k = 1 \text{ et } \sigma_\varepsilon = 1,30.$$

3.4 Modèle de combustion turbulente prémélangée (modèle de Zimont)

Le modèle de combustion turbulente prémélangée basé sur les travaux de Zimont et al. Implique la résolution de l'équation de transport de la variable de progrès. La fermeture de cette équation est basée sur la reconnaissance de la vitesse de flamme turbulente.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{c}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i c}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} D_i \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} \right) + \bar{\rho} \tilde{\omega}_c \quad (6)$$

Où c est la variable de progrès qui vaut 0, lorsque le mélange est frais et 1, lorsque le mélange est brûlé.

Le taux de réaction moyen est modélisé de la façon suivante, [11] :

$$\bar{\rho} \tilde{\omega}_c = \rho_u S_T |\nabla \tilde{c}| \quad (7)$$

avec ρ_u c'est la masse volumique du mélange frais.

Afin de calculer la vitesse de flamme turbulente, Fluent utilise un modèle qui tient compte de la courbure et de l'étirement du front de flamme.

$$S_T = A(u')^{3/4} S_L^{1/2} \alpha^{-1/4} l_t^{1/4} = Au'(\tau_t \tau_c^{-1})^{1/4} \quad (8)$$

A : Une constante du modèle est vaut 0.52 pour la plus part des flammes de prémélange.

S_L : Vitesse de flamme laminaire.

$\tau_t = l_t / u'$: Temps caractéristique de la turbulence.

$\tau_c = \alpha / S_L^2$: Temps caractéristique de la chimie.

$\alpha = k / \rho c_p$: Coefficient de transfert de chaleur.

l_t : Longueur caractéristique de la turbulence

$l_t = C_D \frac{(u')^3}{\varepsilon}$ avec $C_D \approx 0.37$ pour la plupart des flammes de prémélange.

4. RESULTATS ET DISCUSSIONS

L'influence de la turbulence sur la structure de la flamme en fonction du temps est mise en évidence sur la figure 3. Celle-ci représente l'évolution dans le temps de la flamme de prémélange de méthane, réalisées pour différentes intensités de turbulence à une richesse $\phi=1$ (la stœchiométrie). Pour un rayon de la flamme défini à une valeur de la variable de progrès $c=0.5$, Nos résultats montrent une concordance assez satisfaisante avec les résultats expérimentaux de V. ERARD [2].

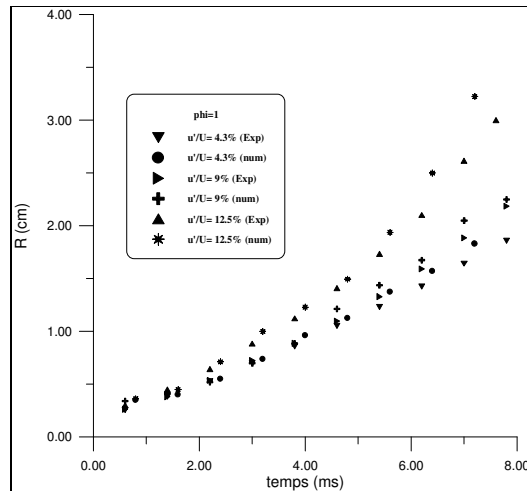


Figure 3. Evolution dans le temps du rayon de la flamme pour différentes intensités de turbulence

On remarque que les rayons de flamme augmentent progressivement dans le temps. Leur évolution dépend des caractéristiques de la turbulence. Pour des temps inférieurs à 2 ms, les rayons suivent la même évolution, ils augmentent linéairement avec le temps puisque les surfaces de la flamme ne se plissent pas c'est pratiquement la même évolution qu'une flamme laminaire, ce qui montre que la flamme commence à se plisser lorsque son diamètre devient plus grand que l'échelle intégrale de la turbulence. Pour des turbulences élevées, les rayons augmentent de façon parabolique avec le temps, montrant ainsi le développement de la flamme lorsqu'elle se propage. Le taux d'accroissement de ces rayons est d'autant plus important que les intensités de turbulence de l'écoulement sont fortes puisque les plissements des fronts de flamme sont accentués et les rayons ainsi augmentés.

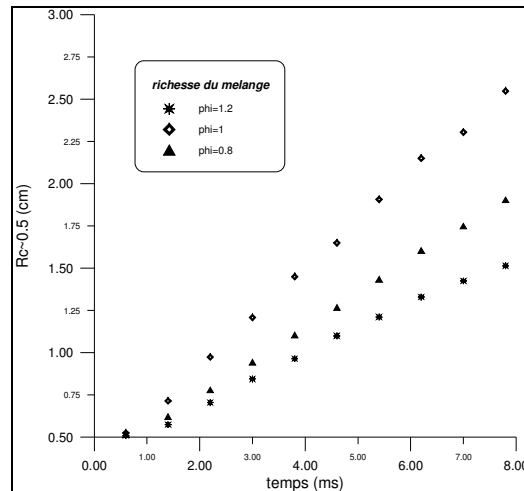


Figure 4. Evolution dans le temps du rayon de la flamme pour différentes richesses

En ce qui concerne l'influence de la richesse sur les rayons des flammes, figure 4, ces derniers augmentent lorsque la richesse s'approche de 1, et ce pour quelque soit la valeur de la turbulence. A $\phi=1$, les rayons sont maximum, effectivement, cette évolution est directement liée à la vitesse de la flamme laminaire qui augmente en fonction de la richesse et atteint un palier maximum pour $\phi=1$ pour ensuite diminuer pour les mélanges plus riches.

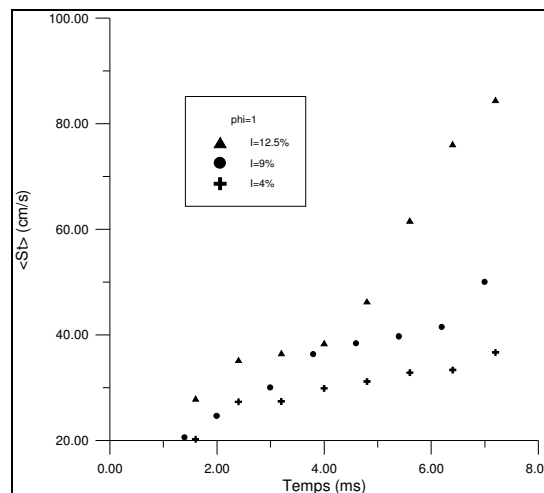


Figure 5. Vitesse de flamme turbulente en fonction du temps

Initialement, la vitesse de la flamme turbulente est proche de la vitesse de flamme laminaire. La vitesse de la flamme turbulente augmente ensuite dans le temps car les plissements du front de flamme apparaissent avec la turbulence lorsque le noyau de la flamme devient plus grand. Pour une turbulence plus forte, cet accroissement de $\langle S_T \rangle$ dans le temps devient plus important car la surface de la flamme augmente plus fortement avec la création des plissements.

L'étirement, déduit à partir du rayon de la flamme, a été analysé durant la propagation de la flamme, pour trois conditions de turbulence. L'étirement décroît rapidement avec le temps pour tous les cas étudiés puisqu'il décrit l'accroissement de la surface de flamme lors de son développement dans le temps l'étirement augmente légèrement avec la turbulence, ce qui est dû aux plissements qui apparaissent et qui augmentent la variation de la surface de flamme dans le temps.

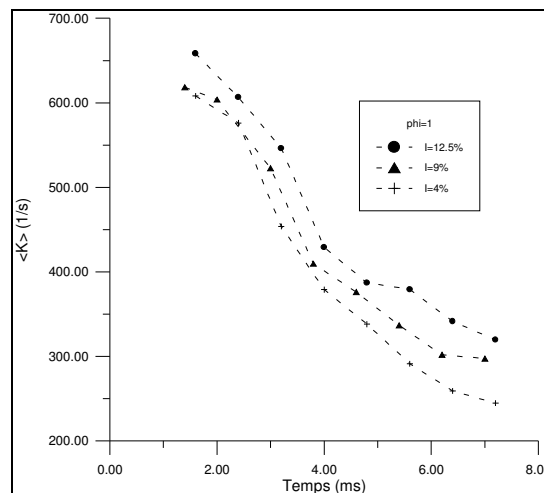


Figure 6. Etirement de la flamme en fonction du temps

5. CONCLUSION

Une flamme instationnaire méthane–air se propageant dans un écoulement turbulent a été réalisée pour différentes conditions de turbulence et de richesse. Les évolutions dans le temps des rayons de la flamme, de la vitesse turbulente et de l'étirement ont été étudiées. Elles apportent des informations importantes sur la propagation des flammes.

On voit bien que tous nos résultats concordent et se complètent pour donner une meilleure compréhension des interactions mise en jeu lors de la propagation d'une flamme sphérique dans un écoulement turbulent.

Néanmoins, un pas important reste à franchir pour bien se rapprocher de la configuration des moteurs à combustion interne, c'est la simulation des flammes partiellement prémélangées qui sont les plus présents dans la pratique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. Fluent 6.3. User Manual, <http://www.fluent.com>.
2. V. ERARD, étude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de prémélange turbulente instationnaire, 1996, thèse de Doctorat, université de Rouen.
3. B. RENO, contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de Prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent. Influence du nombre de Lewis ; 1999, thèse de Doctorat, université de Rouen.
4. V. SAMSON, Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu à richesse stratifiée, 2002, thèse de Doctorat, INSA de Rouen.
5. M. Barrère et R. Prudhomme, Equations fondamentales de l'aérothermochimie, 1973, Ed. Masson.
6. R. Borghi et M. Destriau, la combustion et les flammes, 1995, Ed. Technip.
7. R. Borghi et M. Champion, modélisation et théorie des flammes, 2000, Ed. Technip.
8. B.E. Launder et D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, 1972, Academic Press.
9. B.E. Launder et D.B. Spalding, The numerical computation of Turbulence Flows, 1974, Computer Methods in Applied Mech. And Eng. 3, pp.269-289.
10. P. Jones and B.E. Launder, The Predictions of Laminarization with a two-equations Model of Turbulence, 1972, International Journal of heat and Mass Transfer, Vol. 15, pp. 301-314.
11. V. Zimont, W. Polifke, M. Bettelini, et W. Weisenstein, An Efficient Computational Model for Premixed Turbulent Combustion Numbers Based on a Turbulent Flame Speed Closure 1998, J. of Gas Turbines Power, 120:526-532.
12. N. Peters, Turbulent Combustion, 2000, Cambridge University Press, Cambridge.