

L'impact d'une flamme d'un Brûleur industriel coaxial dans une enceinte confinée Application aux fours de cimenteries

M. Nial & L. Loukarfi, A. Benarous

Faculté des sciences et science de l'ingénieur, Département de mécanique
Université H.B.B de Chlef, Algérie

Nia_zak@hotmail.fr

Résumé: Dans le présent travail, on a simulé en deux dimensions un écoulement turbulent pour deux cas de conditions initiales, dans un four de cimenterie de 100m de longueur et 5m de diamètre. En co-courant dans le four, le régime d'écoulement pleinement turbulent se développe depuis l'interaction du jet réactif issu du brûleur coaxial et un écoulement d'air secondaire. La pression d'air primaire du jet coaxial permet aux tourbillons générés d'influencer l'écoulement résultant loin du brûleur. Les vitesses très élevées de l'air primaire donnent une flamme palpitante et instable. La quantité de mouvement axial accroît et influe sur l'entraînement des tourbillons. La pression totale, la contrainte de cisaillement pariétal et le coefficient de pression changent énormément et influent sur la paroi interne du four. Le modèle de turbulence utilisé est la version RNG du model de turbulence K-Epsilon. Ces simulations confortent les résultats de mesures de températures prélevées au niveau de la paroi externe du four de cimenterie. Qui indiquent généralement les zones de diminution de l'épaisseur du réfractaire et d'apparition des taches rouges. La simulation est faite pour un four non alimenter en matière crue.

Mots clefs : jet coaxial, échelles de turbulence, $k\epsilon$ RNG, simulation par le code fluent, RANS

ρ	La masse volumique
u'	La vitesse fluctuante
u	La vitesse suivant 'x'
v	La vitesse suivant 'y'
η	Le taux de déformation de l'écoulement moyen
ν	La viscosité cinématique
μ	La viscosité dynamique
ν_t	la viscosité cinématique turbulente
μ_t	la viscosité dynamique turbulente
k	l'énergie cinétique associée à la turbulence
ϵ	La dissipation d l'énergie cinétique
l_k	Taille de l'échelle Kolmogorov
\mathbf{J}	Vecteur flux de chaleur dû à la diffusion de l'enthalpie (effet Duffour)
k_{eff}	Conductivité thermique effective
$(\mathbf{t}_{ij})_{eff}$	Tenseur effectif newtonien des contraintes visqueuses.
T	Température du mélange
h	Enthalpie spécifique du mélange
S_h	Energie due à la réaction chimique et au rayonnement
f	La fraction de mélange

1 Introduction

Le présent travail a pour objectif de simuler numériquement deux régimes d'écoulements turbulents dans un conduit plan, représentant le four en deux dimensions. Une attention particulière est portée sur l'effet de la pression d'air primaire du jet coaxial sur la flamme [3] d'une part et d'autre part sur l'écoulement résultant dans le four et l'effet de ces derniers sur la paroi interne [1] [4].

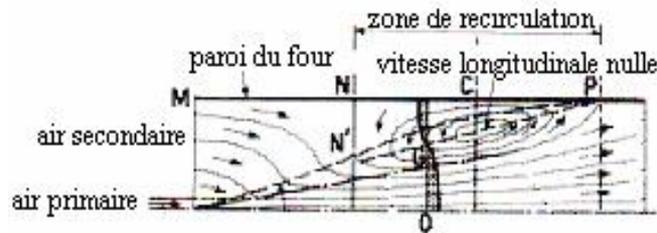


Figure-1. Schéma théorique de l'écoulement et de la zone de recirculation [1]

Les lignes de courants dessinées sur la figure ci dessus représentent les lignes de courant moyen, sur un temps relativement long (de l'ordre de la minute). A une échelle de temps beaucoup plus faible (de l'ordre de 1/10 ou 1/20 de seconde), apparaît en réalité une famille de tourbillons formant une recirculation, qui s'effectue sous la forme d'un ensemble de ces tourbillons élémentaires disposés alternativement autour du jet figure-2. Les conditions initiales (débit et pression des airs ; primaire et secondaire) ont une grande influence sur l'intensité de turbulence et la traînée de ses tourbillons [6].

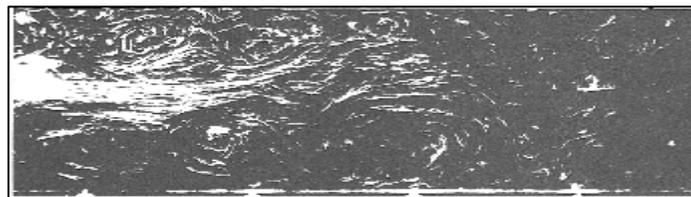


Figure-2 Formation des tourbillons dans un écoulement froid [1]

2 Formulation mathématique

La résolution des équations est faite par la méthode des volumes finis avec une discrétisation par des schémas d'ordre 1. Ces équations expriment les principes de conservation dans un volume élémentaire de fluide (gaz). Les interactions entre la turbulence et la flamme non prémélangée (CH₄/air) est faite par une fonction densité de probabilité PDF.

2.1 Équation de continuité

$$\frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

2.2 Équation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} d_{ij} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) + F_i \quad (2)$$

Transport convectif
Forces de pressions
Forces de viscosité
Forces générées par la turbulence
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 :

$$- \overline{ru'_i u'_j} = m_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(rk + m_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (3)$$

δ_{ij} : delta de Kronecker ; si $i = j \rightarrow \delta_{ij} = 1$ et si $i \neq j \rightarrow \delta_{ij} = 0$

2.3 Équation d'énergie

$$\frac{\partial (ru_i E)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial t} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum h_j J_j + u_j (t_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (4)$$

2.4 Modèle K- ε RNG (ReNormalization Group) de l'équation de la turbulence

$$\frac{\partial K}{\partial t} + U_k \frac{\partial K}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(n + \frac{n_t}{s_k} \right) \frac{\partial K}{\partial x_k} \right] + n_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - e \quad (5)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + U_k \frac{\partial e}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(n + \frac{n_t}{s_e} \right) \frac{\partial e}{\partial x_k} \right] + C_{e1} C_m K \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{e2} \frac{e^2}{K} - R_e \quad (6)$$

Le nouveau terme apparaissant dans l'équation de ' ε ' s'exprime par :

$$R_e = \frac{C_m h^3 (1 - h/h_0) e^2}{(1 + bh^3) K} \quad (7)$$

$$\text{Avec : } h = S \frac{K}{e} \quad \text{et } S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad , \quad S_{ij} \cong \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (8)$$

On peut donc réécrire l'équation de ' ε ' sous la forme :

$$\frac{\partial e}{\partial t} + U_k \frac{\partial e}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(n + \frac{n_t}{s_e} \right) \frac{\partial e}{\partial x_k} \right] + C_{e1} C_m K \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{e2}^* \frac{e^2}{K} \quad (9)$$

$$C_{e2}^* = C_{e2} + \frac{C_m h^3 (1 - h/h_0)}{(1 + bh^3)} \quad (10)$$

La détermination des constantes (C_μ , σ_k , σ_ε , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, η_0 , β) se fait de manière analytique sans avoir recours à des expériences comme dans le cas du modèle normal.

Les coefficients du modèle $k-\varepsilon$ RNG, sont résumés dans le tableau suivant :

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	η_0	β
0.085	0.719	0.719	1.42	1.68	4.38	0.012

2.5 La PDF

Les interactions entre la turbulence et la chimie sont prises en compte grâce à l'utilisation d'une fonction densité de probabilité où la plus couramment utilisée est la fonction du type β :

$$P(f) = \frac{f^{a-1} (1-f)^{b-1}}{\int f^{a-1} (1-f)^{b-1} df} \quad (11)$$

$$\text{avec, } a = \tilde{f} \left[\frac{\tilde{f}(1-\tilde{f})}{\tilde{f}'^2} - 1 \right] \quad \text{et} \quad b = (1-\tilde{f}) \left[\frac{\tilde{f}(1-\tilde{f})}{\tilde{f}'^2} - 1 \right] \quad (12)$$

L'équation de transport pour la fraction de mélange s'écrit, avec la moyenne de Favre de la façon suivante :

$$\frac{\partial \overline{r \tilde{u}_j \tilde{f}}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{m_i}}{\overline{s_i}} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \right) + S_f \quad (13)$$

3 Condition initiales et aux limites

Les écoulements turbulents sont affectés par la présence des parois d'une manière significative. Tous près des parois, l'effet de la viscosité réduit les fluctuations de la vitesse tangentielle parallèle à la paroi, tandis que le blocage cinématique cause l'atténuation des fluctuations normales.

Si l'on souhaitait mailler complètement la zone de paroi, cela demanderait un nombre de mailles considérable qui alourdirait le calcul de façon souvent prohibitive. Si l'on suppose valable le profil logarithmique de vitesse, figure-3 ; on peut alors placer le premier point de maillage loin de la paroi à $y^+ > 30-40$ et intégrer analytiquement le profil de vitesse logarithmique.

$$y^+ = \frac{y}{n/U^+} \quad \text{avec} \quad U^+ = \sqrt{\frac{\tau_{paroi}}{r}} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y}{l_v} \quad (14)$$

Les lois de paroi donnent des résultats satisfaisants lorsque la couche limite est "en équilibre et l'expérience montre que la fonction de paroi et celle des vitesses déficitaires, sont sous la forme logarithmique pour des valeurs de y/d inférieures à 0,1 - 0,2 ($y^+ \geq 30 - 40$).

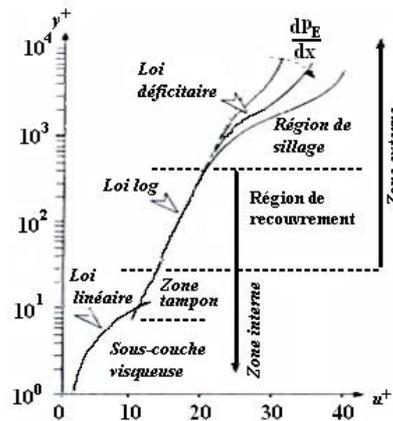


Figure-3 .Les différentes lois de la couche limite [2]

Tableau 01: Les conditions initiales des écoulements simulés :

Conditions initiales	1 ^{er} cas	2 ^{ème} cas
Débit d'air secondaire	100 m ³ /s	70 m ³ /s
Température de l'air secondaire	800 K	800 K
Pression de gaz (CH4)	0.6 kg/cm ² = 58839.9 Pa	58839.9 Pa
Température du gaz (CH4)	273 K	273 K
Pression de l'air primaire	900 mmce = 9000 Pa	14000 Pa
Température de l'air primaire	298 K	298 K
Pression de sortie	101300 Pa	101300 Pa

4 Résultats et discussions

Les résultats de la simulation sont présentés ci-dessous pour les deux régimes d'écoulement, comme suit : 1^{er} cas à gauche et le 2^{ème} cas à droite.

Les graphes en rouge représente les valeurs à la parois interne le long du fouret ceux en noir les valeurs à l'interieur du four loin de la paroi interne.

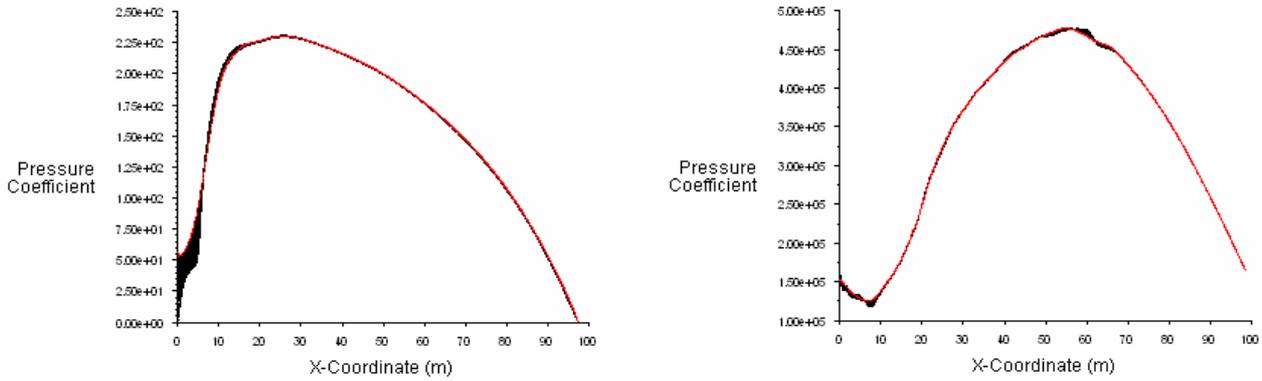


Figure-4 Le coefficients de pression

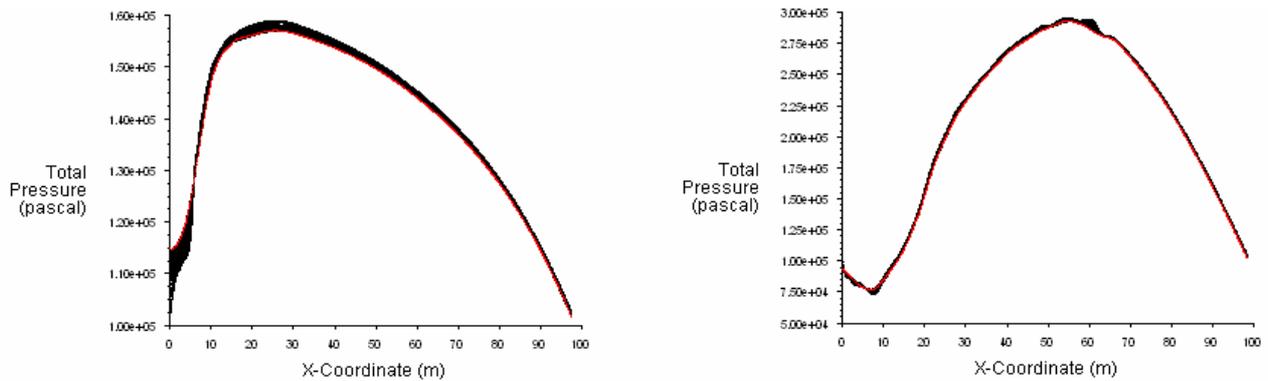


Figure-5 La pression totale

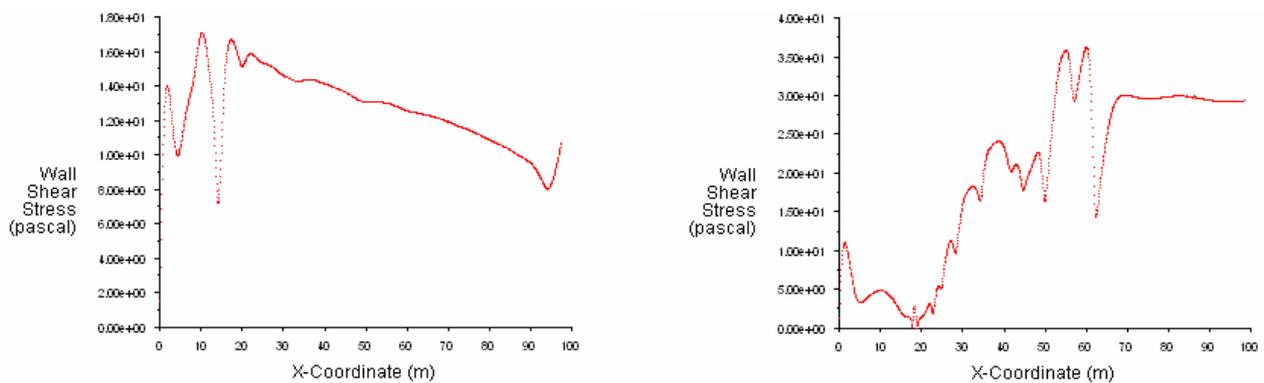


Figure-6 La contrainte de cisaillement pariétal

Les résultats de la figure-5 montrent la position de la concentration des forces de pressions, qui sont localisé entre 15 et 30 mètres pour le 1^{er} cas et entre 50 et 65 mètre pour le 2^{ème} cas. Ses positions coïncident avec les zones I et II de la figure-7.

Les résultats de la figure-4 et la figure-6 consolident l'évolution et l'effet de la pression totale. On remarque que la figure-4 donne une évolution du coefficient de pression de même allure que celui donné par la figure-5. Aussi, la figure-6 montre la contrainte de cisaillement à la paroi qui est localisé dans la même zone, surtout que la contrainte visqueuse devient plus importante chaque fois que les dimensions des structures de la turbulence deviennent plus petites.

On rappelle que la contrainte visqueuse :

$$\tau = m \cdot \text{grad}U \quad \text{est de l'ordre de} \quad \tau \approx m \cdot \frac{U}{l} \quad (15)$$

τ prend de l'importance au fur et à mesure que "l" diminue.

Ce résultat donne une idée très claire sur l'érosion de la brique dans la zone I et la zone II, dans le four, figure-8

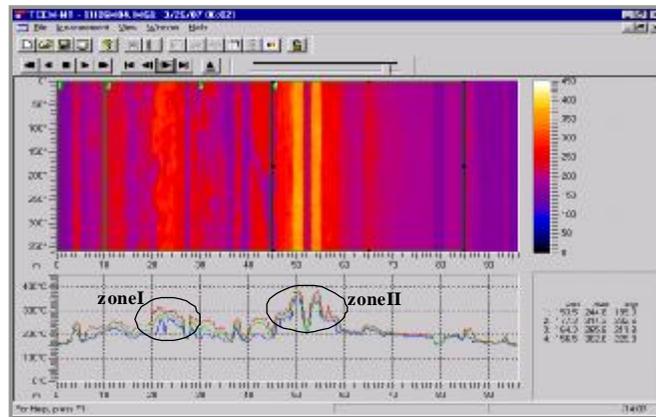


Figure-7 Profile et image de température en 2d de la surface externe du four de cimenterie

5 Conclusion

Les résultats numériques restent cohérents avec les recherches faites dans le domaine [1]. Les profils de températures à la paroi du four localisent les zones chaudes, expliqué comme des zones de perturbation locale [5] ; ses zones figure-7, sont connues dans la pratique comme des dégradations prématurées du revêtement interne.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :

1. G.Monnot La combustion dans les fours et les chaudières, Institut Français du pétrole. 1978
2. Professeur C.Tournier "Cours d'aérothermique", Ecole nationale supérieure d'ingénieurs de mécanique-énergétique, Université de valenciennes et du Hainaut-Cambresis
3. Aurélie wyzgolik, Influence de la couche cisailée sur une flamme liftée non-prémélangée. 7^{ème} congrès français de mécanique, 2005.
4. S.A. Gldenbergh et V.S.Pélévine, Influence des pressions réduites sur la vitesse normale de la flamme. Revue de l'institut français du pétrole, avril 1958, XIII, N°04, p538-543
5. H.BEN MOUSSA ; Y.DEMAGH, Détermination numérique du champ de températures dans la paroi d'un four rotatif de cimenterie "Prédiction du phénomène de croûtage" 16^{ème} Congrès Français de Mécanique Nice, 1-5 septembre 2003.
6. A.Wyzgolik, F.Baillot et D.Demare "Influence de la couche cisailée sur une flamme liftée non-prémélangée", Université et INSA de Rouen. 17^{ème} congrès français de mécanique- Troyes, septembre 2005