



# Analyse et Simulation d'un Ecoulement Réactif Turbulent par le Modèle LW-P

Benarous Abdallah<sup>1,2</sup>, Liazid Abdelkrim<sup>2</sup>, Mokhtar Didouche Abdelkader<sup>1</sup>, Karmed Djamel<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Département de Mécanique, Université Hassiba Benbouali, Chlef, Algérie

<sup>2</sup> Laboratoire de Recherche en Technologie de l'Environnement (LTE), ENSET, Oran, Algérie

<sup>3</sup> Institut Pprime, Département Aérodynamique, Thermique et Combustion, ENSMA, Poitiers, France

**Résumé**—Le présent papier constitue la validation du modèle LW-P sur une configuration de flamme turbulente stabilisée en sortie d'un brûleur dans un écoulement à richesse variable. Le modèle décrit l'état thermochimique du mélange par le biais de deux variables, la fraction massique du combustible et la fraction de mélange. Les paramètres de la fonction densité de probabilité (pdf) jointe sont déterminés à partir des premiers (moyennes) et seconds (variances) moments de ces deux variables pour lesquelles on résout cinq équations de transport. La forme présumée de la pdf à plusieurs pics de Dirac permet d'évaluer les différents termes non fermés des équations de transport, notamment les termes liés à la production chimique. Le dispositif expérimental est un brûleur de laboratoire fonctionnant au méthane où le prémélange parfait en régime pauvre est entouré d'une flamme pilote laminaire à dosage stoechiométrique. La flamme principale s'initie dans un milieu à richesse variable et finit par se stabiliser en dessus des lèvres du brûleur.

**Mots clés**; brûleur ; modèle LW-P ; flamme partiellement prémélangée ; Code\_Saturne

## I. INTRODUCTION

Les flammes turbulentes de prémélange présentent un sujet d'intérêt important pour la recherche aussi bien du point de vue fondamental que pratique. Les techniques de combustion dans ces systèmes utilisent généralement un mélange pauvre avec lequel on peut obtenir un fonctionnement stable jusqu'à une richesse limite de 0.5 [1] et aboutir à des températures de combustion plus basses, diminuant entre autre la production des oxydes d'azote. Cependant les flammes pauvres sont plus sensibles aux gradients de vitesse locaux et ont tendance à s'éteindre plus facilement que les flammes stoechiométriques. Le risque d'extinction devenant plus important, il est utile d'utiliser des dispositifs servant à élever la valeur de la vitesse fondamentale de la flamme et assurer un « accrochage » de la flamme. Dans les installations pratiques, la dilution des produits de combustion par l'air ambiant et l'utilisation des flammes pilotes [2] constituent les principaux modes de stabilisation des flammes de prémélange. Les modélisations

numériques [3,4] ont montré qu'une description thermochimique basée sur une variable d'avancement unique – définie à partir de la fraction massique des produits ou de la température réduite- et qui n'est donc pas en mesure de tenir compte de la dilution du mélange réactif par l'air frais ou les produits de la flamme pilote, ne pouvait prédire une structure correcte de la flamme turbulente. De ce fait, il est donc important de recourir à un modèle de combustion turbulente qui puisse tenir compte des variations locales de richesse sans des hypothèses –à priori- sur la structure de la flamme. Une première tentative vers ce type de modélisations a été effectuée par Libby et Williams [5] qui proposaient un modèle où l'état thermochimique dépendait de deux variables, à savoir la fraction massique du combustible et la fraction de mélange et d'une fonction densité de probabilité (pdf) à deux pics de Dirac. Cette idée a été ensuite développée par Ribert et al. [6] où les auteurs proposaient une fermeture simple basée sur des équations de bilan pour les moyennes  $\bar{Y}_f, \bar{\xi}$  et pour leurs variances  $\overline{\rho Y_f''^2}, \overline{\rho \xi''^2}$ . Une modélisation pour le prémélange partiel et spécifique aux flammes dans les écoulements à point d'arrêt, a été proposée par Champion et Libby [7] avec une description par une équation de transport pour le terme  $\overline{\rho \xi''^3}$ . Le modèle développé par Robin et al.[8] et nommé LW-P est une continuité des travaux cités sur la combustion en prémélange partiel dans le sens où les mêmes variables thermochimiques sont utilisées avec une fonction densité de probabilité à quatre pics de Dirac permettant de transporter et de moyenner le terme de corrélation croisée  $\overline{\rho Y_f'' \rho \xi''}$ . Le présent travail constitue une validation par le biais du Code\_Saturne [9] du modèle LW-P sur une configuration de flamme turbulente de prémélange stabilisée par une flamme pilote au dessus d'un brûleur de laboratoire.

## II. PRESENTATION DU MODEL LW-P

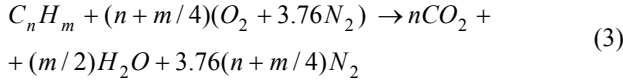
Le modèle utilise les approximations de Shavb-Zeldovitch (une réaction globale, un nombre de Lewis égal à l'unité, un nombre de Mach inférieur à 0.3), en plus, les effets Dufour, Soret, la baro-diffusion et les forces de volume sont négligés. L'état thermochimique du mélange est déterminé par deux variables, la fraction massique du combustible noté  $Y_f$  et la fraction du mélange  $\xi$  définie comme

$$\xi = (Y_{N_2} - Y_{N_2}(1)) / (Y_{N_2}(2) - Y_{N_2}(1)) \quad (1)$$

Les indices (1) et (2) caractérisent respectivement le coté oxydant et combustible. Le choix de ces conditions implique directement que  $\xi = 0$  dans l'oxydant pur et  $\xi = 1$  dans le combustible pur. On montre [10] que si les parois du système étudié sont adiabatiques et imperméables aux espèces, la fraction de mélange est considérée comme un scalaire passif, elle est égale à la fraction massique du combustible lorsque le mélange n'a pas réagi, c'est-à-dire dans les gaz frais. La fraction massique du combustible obéit à une équation de transport avec un terme source chimique

$$L(Y_f) = \omega \quad (2)$$

$\omega$  représente le taux de consommation du combustible exprimé en kilogramme de fuel par kilogramme du mélange. La réaction globale



Permet finalement de déterminer les fractions massiques de toutes les espèces. La fraction massique du fuel et la fraction de mélange permettent de représenter aussi bien les flammes de diffusion ( $1 > \xi > 0$ ) que les flammes parfaitement prémélangées ( $\xi = cte$ ) et donc toutes les flammes correspondants à un régime intermédiaire ou partiellement prémélangé. Les couples ( $\xi, Y_f$ ) qui caractérisent l'état thermochimique local du mélange sont définis dans un domaine limité par trois droites Fig.1, la droite de mélange qui représente les états frais et les deux droites de combustion qui représentent les états entièrement brûlés. Les points à l'intérieur du domaine représentent les gaz entrain de brûler.

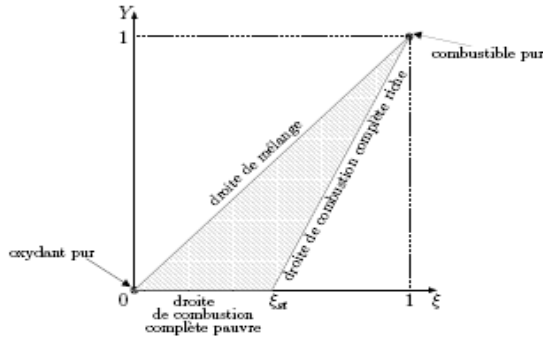


Figure 1. .Domaine d'existence des couples  $\xi, Y_f$  [13]

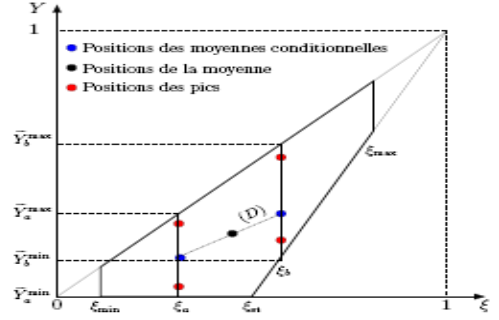


Figure 2. Répartition des pics de Dirac dans le domaine [13].

Afin de rendre la loi d'Arrhenius applicable à un cas de richesse variable, il était important d'exprimer le facteur pré exponentiel  $K$  en fonction de la fraction de mélange [11]

$$\omega = \rho \Omega = \rho K(\xi) [Y_f - Y_{f \min}(\xi)] e^{-T_a/T} \quad (4)$$

La valeur minimale possible pour la fraction massique du combustible est fonction de la fraction de mélange et est définie par les droites de combustion complète du domaine de définition des couples ( $\xi, Y_f$ ). Une tabulation du facteur pré-exponentiel  $K(\xi)$  est créée à l'aide d'un logiciel de calcul des flammes laminares 1D [12], les valeurs de ce coefficient étant ajustées de façon à obtenir les mêmes vitesses de propagation que celles obtenues avec des schémas cinétiques détaillés.

La connaissance de la seule valeur moyenne d'un scalaire n'est pas toujours suffisante pour représenter correctement les phénomènes associés à la turbulence. On introduit alors les équations de bilan pour les variances et la covariance de ces scalaires. En faisant l'hypothèse que le coefficient de diffusion moléculaire est constant, les équations moyennes pour ces quantités s'écrivent (en adoptant la notation  $Y$  au lieu de  $Y_f$ )

- variance de la fraction de mélange

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho \xi'^2}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_k \rho \xi'^2}) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho D \frac{\partial \xi'^2}{\partial x_k}} - \overline{\rho u_k \xi'^2}) + \\ & - 2 \rho D \frac{\partial \xi'}{\partial x_k} \frac{\partial \xi'}{\partial x_k} - 2 \rho u_k \xi' \frac{\partial \xi'}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (5)$$

- variance de la fraction massique du combustible :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho Y''^2}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k \overline{\rho Y''^2}) &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho D \frac{\partial Y''^2}{\partial x_k} - \overline{\rho u_k'' Y''^2}) + \\ &- 2\rho D \frac{\partial Y''}{\partial x_k} \frac{\partial Y''}{\partial x_k} - 2\overline{\rho u_k'' Y''} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_k} + 2\overline{Y'' \omega} \end{aligned} \quad (6)$$

- covariance

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho Y'' \xi''}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\tilde{u}_k \overline{\rho Y'' \xi''}) &= \\ &= \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho D \frac{\partial Y'' \xi''}{\partial x_k} - \overline{\rho u_k'' Y'' \xi''}) + \\ &- 2\rho D \frac{\partial Y''}{\partial x_k} \frac{\partial \xi''}{\partial x_k} - \overline{\rho u_k'' Y''} \frac{\partial \xi''}{\partial x_k} + \\ &- \overline{\rho u_k'' \xi''} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_k} + \overline{Y'' \xi'' \omega} \end{aligned} \quad (7)$$

La PDF jointe de la fraction de mélange et de la fraction massique du combustible est tout d'abord exprimée par deux distributions de Dirac en deux valeurs de la fraction de mélange

$$\begin{aligned} \tilde{P}(Y, \xi) &= \alpha \tilde{P}_a(Y) \delta(\xi - \xi_a) + \\ &+ (1 - \alpha) \tilde{P}_b(Y) \delta(\xi - \xi_b) \end{aligned} \quad (8)$$

Cette expression fait apparaître les PDF de  $Y$  conditionnées en  $\xi_a, \xi_b$ . Ces PDF sont, à leur tour, exprimées par deux distributions de Dirac

$$\begin{aligned} \tilde{P}_a &= \beta \delta(Y - Y_{a1}) + (1 - \beta) \delta(Y - Y_{a2}), \tilde{P}_b = \\ &= \gamma \delta(Y - Y_{b1}) + (1 - \gamma) \delta(Y - Y_{b2}) \end{aligned} \quad (9)$$

Les quatre pics de Dirac résultant de la PDF jointe sont représentés dans l'espace des compositions Fig.2. La PDF est définie donc, par neuf paramètres qui sont déterminés à partir d'une condition d'égalité des variances normalisées [13] et par utilisation des moments du troisième ordre pour les quantités moyennes [7,14].

Pour la simplification des relations lors de la fermeture des différentes termes, les quatre états  $a1, a2, b1, b2$  sont notés  $q$  ( $q \in [1,4]$ ), de façon que les valeurs moyennes s'expriment comme

$$\tilde{\xi} = \sum_{q=1}^4 \alpha_q \xi_q, \quad \tilde{Y} = \sum_{q=1}^4 \alpha_q Y_q, \quad \tilde{u}_i = \sum_{q=1}^4 \alpha_q \bar{u}_{iq} \quad (10)$$

Le terme de consommation introduit dans l'équation Eq.(4) est moyenné selon la relation suivante

$$\bar{\omega} = \bar{\rho} \tilde{\Omega} = \bar{\rho} \int \Omega(\xi, Y) \tilde{P}(\xi, Y) d\xi dY = \bar{\rho} \sum_q \alpha_q \Omega(\xi_q, Y_q) \quad (11)$$

De la même façon les termes de production intervenant dans les équations Eq.(6), Eq.(7) s'écrivent

$$\begin{aligned} \overline{Y'' \omega} &= \bar{\rho} \sum_q \alpha_q (Y_q - \tilde{Y}) \Omega(\xi_q, Y_q), \\ \overline{\xi'' \omega} &= \bar{\rho} \sum_q \alpha_q (\xi_q - \tilde{\xi}) \Omega(\xi_q, Y_q) \end{aligned} \quad (12)$$

Par contre, tous les termes de diffusion turbulente sont modélisés par des lois de type gradient. Le terme de dissipation scalaire pour la fraction de mélange est modélisé par une expression classique de relaxation linéaire, cependant, les autres termes liés à la fraction massique du combustible et à la covariance sont décrits par un modèle algébrique spécifique aux prémélanges partiels [15].

### III. CONFIGURATION EXPERIMENTALE ET MODELE GEOMETRIQUE

La figure 3.a donne une vue générale sur la chambre de combustion du montage d'Orléans utilisé pour l'étude des flammes. Le brûleur dispose d'un diamètre interne de 25mm, de longueur 230mm, équipé d'une grille de turbulence placée à 50mm en amont de la sa sortie. Une flamme pilote annulaire de largeur 2mm entoure la flamme principale Fig.3.b

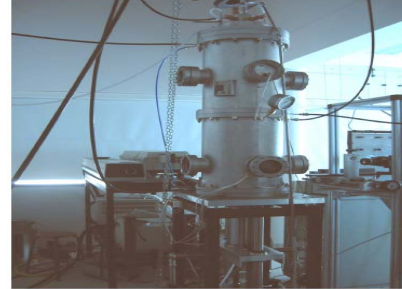


Figure 3.a. Vue d'ensemble de la chambre de combustion

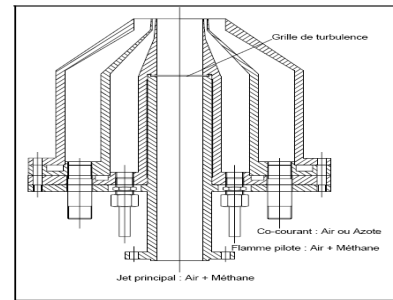


Figure 3.b. Schémas descriptif du brûleur [16]

L'écoulement en sortie du brûleur ne débouche pas sur une atmosphère totalement calme et infinie, la chambre de combustion est le siège de zones de recirculation. Si nous

considérons que la totalité du débit à l'intérieur de la chambre recircule, la conservation de la masse permet d'avoir une estimation de la vitesse de recirculation qui est de l'ordre de 0.7% de la vitesse débitante. Ceci permet de modéliser le jet comme étant turbulent, libre et axisymétrique.

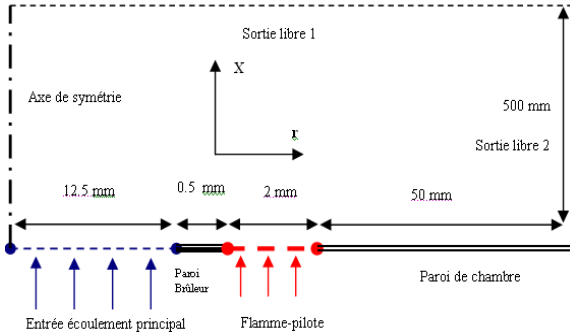


Figure 4. Modèle géométrique et domaine de calcul.

#### IV. CONDITIONS AUX LIMITES

Pour conserver une vitesse débitante constante, le profil de vitesse pour l'écoulement à l'entrée principal est de type [17]

$$u(r) = u_0(1 - r/r_b)^n \quad (13)$$

L'énergie cinétique turbulente  $k$  ainsi que son taux de dissipation  $\varepsilon$  pour l'entrée principale sont exprimés en profils polynomiales (de degré deux et trois) en fonction de la distance radiale, la longueur intégrale est supposée constante et de l'ordre la taille de la maille (3 mm) utilisée dans la grille de turbulence [16]. Le tableau 1 résume les paramètres utilisés dans la simulation.

TABLEAU 1. CONDITIONS UTILISEES DANS LA SIMULATION

	$u(r)$ [m/s]	$k$ [ $m^2/s^2$ ]	$\varepsilon$ [ $m^2/s^3$ ]	$T$ [K]	Richesse
<b>Écoulement principal</b>	$u_0=2.56$ , $n=0.2818$	Polynôme en $r^2$	Polynôme en $r^3$	300	0.6
<b>Flame pilote</b>	5% ( $u_d$ )	$k = k(I = 5\%)$	$\varepsilon = \varepsilon(I = 5\%)$	$T_{eq}(\xi_{st})$	1.0

#### V. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Des tests sur des maillages structurés et raffinés dans la zone de mélange (paroi brûleur) ont permis d'aboutir à un maillage final contenant 47960 cellules quadrilatérales. L'utilisation de maillages plus fins a révélé des écarts ne dépassant pas 3% sur le champ thermique.

##### A. L'écoulement non réactif

La simulation en chimie froide (sans allumage) permet non seulement de valider le bon modèle de turbulence et de capter les caractéristiques du mélange turbulent des réactifs où va se s'initier la flamme, mais constitue aussi un champ de solutions « initiales » pour les calculs réactifs. L'initialisation de la solution avec une fraction massique du combustible égale à la fraction de mélange ( $Y = \xi$ ) de l'écoulement principal permet

dans le modèle LW-P, de se placer sur la droite de mélange Fig.1 sans combustion. Bien que l'écoulement en sortie du brûleur soit à tendance axiale, on remarque une valeur faible mais non nulle de la vitesse radiale ( $u_x = -0.085$  m/s) à une distance axiale de 5mm traduisant le début de l'épanouissement du jet Fig.5a.

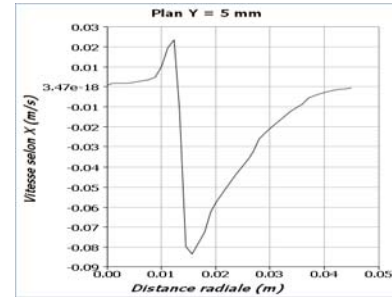


Figure 5a. Allure de la vitesse radiale

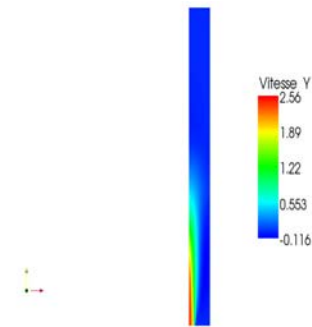


Figure 5b. Contour de la vitesse axiale.

L'écoulement des gaz brûlés en sortie de la flamme pilote est à très faible vitesse ( $\approx 5\%$  de la vitesse débitante) n'affectant pas trop la vitesse axiale au centre de la chambre de combustion, cette dernière atteint son maximum au centre mais diminue et devient même négative Fig.5b au fur et à mesure qu'on s'éloigne dans la direction radiale. Ce comportement traduit l'existence effective (comme nous l'avons supposé dans le calcul du débit dans la chambre de combustion) de zones de recirculation dans la direction radiale à l'axe de la chambre.

L'allure de la vitesse axiale Fig.6 observe un changement de pente visible à une distance proche de 70 mm ( $x/\Phi_b = 2.8$ ) alors que les mesures [17] donnent un rapport de 3. L'énergie cinétique de turbulence Fig.7 diminue axialement jusqu'à une valeur minimale située aux alentours de 70 mm, passés cette zone, elle augmente continuellement jusqu'à une zone lointaine (300 mm) non affectée par l'écoulement en sortie du brûleur. C'est donc l'apparition du phénomène d'entraînement où le jet perd sa quantité de mouvement au profit du fluide ambiant.

La simulation en froid montre que les profils selon l'axe de l'énergie cinétique de turbulence Fig. 8, convergent vers une taille relativement constante pour le cœur potentiel du jet (entre 60 et 80 mm).

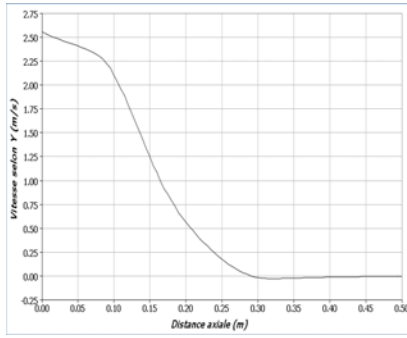


Figure 6. Allure de la vitesse sur l'axe du brûleur.

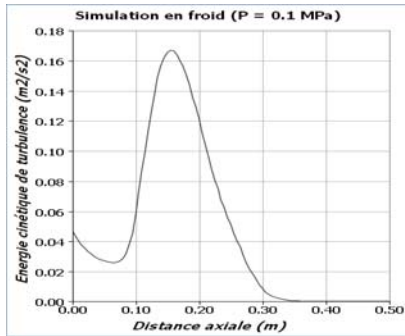


Figure 7. Allure de  $\tilde{k}$  sur l'axe du brûleur.

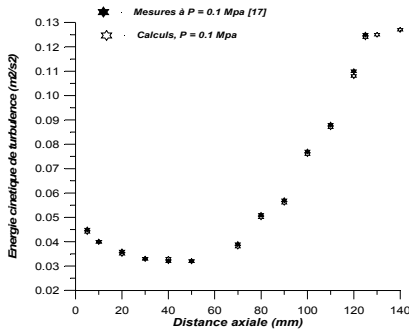


Figure 8. Confrontation entre calculs et mesures de  $\tilde{k}$

### B. Le calcul de la flamme turbulente

Bien que les gaz issus de la flamme pilote sont à dosage stœchiométrique, leur effet thermique est insignifiant sur le domaine global qui reste quand même à une température bien inférieure (1300 K) à la température de flamme adiabatique Fig.9. Par analogie avec les flammes de prémélange total, on pourrait définir une variable adimensionnelle basée sur la fraction massique du combustible et définie comme

$$\tilde{c} = 1 - \tilde{Y} / Y^u \quad (14)$$

où  $Y^u = \xi^u = 0.0338$  est la fraction de mélange dans les gaz frais. Cette variable adimensionnelle prend une valeur unitaire dans les gaz brûlés et s'annule dans les gaz frais, son contour spatial Fig.10 est identique à celui de la variable d'avancement utilisée dans les configurations de prémélange total.

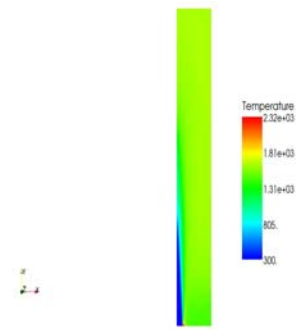


Figure 9. Contour de la température statique

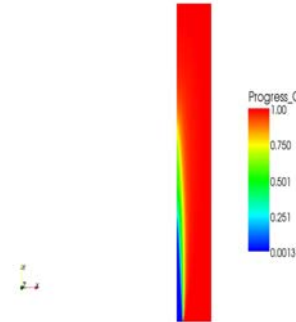


Figure 10. Contour de la variable d'avancement

La contribution de la dissipation scalaire dans le terme source chimique, fait que la zone réactionnelle est soigneusement localisée par le modèle LW-P du premier ordre Fig.11.a, la flamme paraît mince s'étalant sur une enveloppe accrochée aux bords du brûleur. Ceci est justifié par le fait qu'on se trouve dans un cas de chimie rapide avec un Damkohler qui avoisine la valeur de 10 [16], sans que la zone réactionnelle soit totalement contrôlée par la turbulence, où la relaxation linéaire (de type EBU) de la dissipation scalaire (représentée par la variance maximale de  $\tilde{c}$ ) induit une forte surestimation de la taille de la zone réactionnelle Fig.11.b.

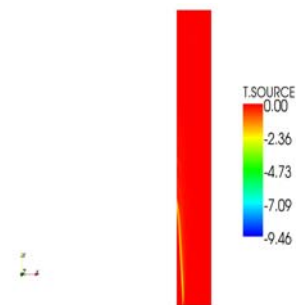


Figure 11.a. Localisation de la zone réactionnelle dans le cas du modèle LW-P

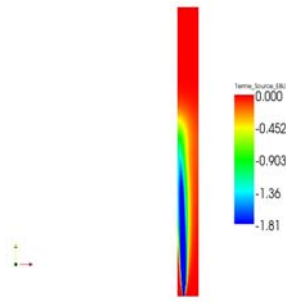


Figure.11.b. Zone de réaction dans le cas du modèle EBU

La distribution sur l'axe du brûleur, des valeurs de la variable d'avancement Fig.13.a montre que la zone des gaz entrain de brûler ( $0.9 \geq c \geq 0.1$ ) est légèrement surestimée par rapport aux mesures effectués, chose que nous attribuons à l'effet du mélange entre la flamme pilote et la flamme principale pris en compte lors du au transport de la covariance  $\rho Y'' \xi''$  dans le modèle LW-P. A partir de la courbe de la distribution axiale de  $\tilde{c}$ , il est possible de définir l'épaisseur apparente de la flamme turbulente  $\delta_f$  comme la distance pour laquelle la variable d'avancement moyenne est comprise entre 0.1 et 0.9. Ainsi, pour une épaisseur mesurée de  $\delta_f = 62$  mm, on note une surestimation proche de 10% ( $\delta_f = 70$  mm) pour les calculs de simulation. L'évolution de l'avancement de la réaction dans l'épaisseur de flamme Fig.13.b caractérisée via la variable spatiale adimensionnelle  $Z = (x - x|_{\tilde{c}=0.5}) / \delta_f$  révèle un comportement linéaire avec une pente  $a = 4.18$ , qui traduit bien la relation  $\tilde{c} = 1 / (1 + \exp(-a.Z))$  qui a été proposée par Lipatnikov et al. [18]. La valeur de la pente est assez voisine de celle retrouvée ( $a = 4.3$ ) par Pavé [16] et par ( $a = 4.8$ ) Gagnepain [19].

## VI. CONCLUSION

Une validation par simulation numérique du modèle LW-P sur une flamme turbulente d'un brûleur a été présentée. Le modèle prédit assez fidèlement la taille du cœur potentiel de l'écoulement non réactif ainsi que la hauteur et l'épaisseur apparente de la flamme turbulente en régime de prémélange partiel.

## REFERENCES

[1] Th. Ripplinger, N. Zarzalis, G. Mcikis, C. Hassa, M.Brandt (1998) "Nox reduction by lean prevaporized combustion", Symposium on gas, turbine engine combustion, emissions and alternative fuels, 14: pp.7-17.  
 [2] J.Colannino (2006), "Modeling of combustion systems: A practical approach", CRC press, NY, USA.  
 [3] W.C. Reynolds (1976), "Computation of turbulent flows", Annual Review of Fluid Mechanics, 8:183-208.  
 [4] K.N.C Bray, M. Champion, P. Libby (1992), "Premixed flames in stagnation turbulence", *Combust Flame*, 91:165-186.  
 [5] P.A. Libby, F.A. Williams (2000), "Presumed PDF analysis of partially premixed turbulent combustion", *Combust. Sci. Technol.*, 161 :351-390.

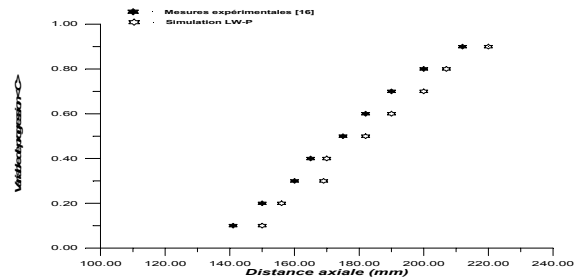


Figure 13.a. Distribution de  $\tilde{c}$  sur l'axe du brûleur

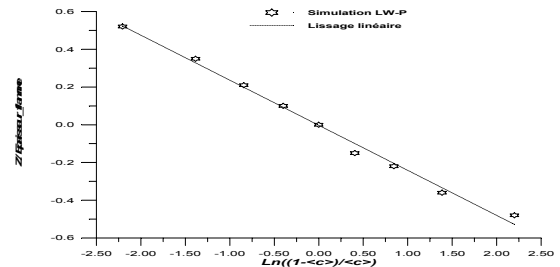


Figure 13.b. Evolution de  $Z$  en fonction de  $\tilde{c}$ .

[6] G.Ribert, M. Champion, P. Plion (2004), "Modeling turbulent reactive flows with variable equivalence ratio : Application to the calculation of a reactive shear layer", *Combust. Sci. Technol.*, 176 :907-923.  
 [7] M. Champion, P.A. Libby (2003), "The influence of a thermally active wall on premixed turbulent combustion", *Combust. Sci. and Technol.*, 175 :2015-2060.  
 [8] V. Robin, A. Mura, M. Champion, P. Plion (2006), "A multi Dirac presumed PDF model for turbulent reactive flows with variable equivalence ratio", *Combust. Sci.Technol.*, 118(10-11) 1843-1870.  
 [9] F. Archambeau, N. Nehitoua, M. Sakiz (2004), "Code saturne : A finite volume code for turbulent flows", *Int.J.Finite Volumes*, 1, No.1.  
 [10] D. Karmed (2008), "Transports et Turbulence en Combustion", ENSMA, Poitiers, France.  
 [11] E. Fernandez-Tarrazo, A. L. Sanchez, A. Linan, F.A. Williams (2006), "A simple one-step chemistry model for partially premixed hydrocarbon combustion", *Combust Flame*, 147 :32-38.  
 [12] R.J. Kee, F.M. Rupley, J.A. Miller (1989), SANDIA REPORT SAN89-8009 UC-401.  
 [13] V. Robin(2007) "Contribution à la modélisation des écoulements turbulents réactifs partiellement prémélangés ", Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, Poitiers, France.  
 [14] P. Plion (2004), "Modifications de la distribution de Curl", *note interne*, EDF R&D Département MFTT, HI-81/03/21/P.  
 [15] A. Mura, V. Robin, M. Champion (2007), "Modeling of scalar dissipation in partially premixed turbulent flames", *Combust Flame*, 149 :217-224.  
 [16] D. Pavé (2002), "Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes de prémélanges pauvres de méthane-air", Thèse de Doctorat de l'Université d'Orléans, Orléans, France.  
 [17] T. Lachaux (2004), "Etude des effets de la haute pression sur la structure et la dynamique des flammes turbulentes de prémélange pauvre de méthane-air", Thèse de Doctorat de l'Université d'Orléans, Orléans, France.  
 [18] A.N. Lipatnikov, J. Chomiak (2002) "Turbulent flame speed and thickness: Phenomenology, evaluation, and application in multi-dimensional simulation", *Progress in Energy and Combustion Science*, 28:1-74.  
 [19] 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 de l'Université d'Orléans, Orléans, France.