



Modélisation de la combustion turbulente des mélanges hétérogènes en richesse. Application au calcul d'une flamme stabilisée par l'élargissement brusque d'un canal bidimensionnel

Turbulent combustion modeling of mixtures with inhomogeneous equivalence ratio. Application to a flame stabilized by the sudden expansion of a 2-D channel

Vincent Robin, Nathalie Guilbert, Arnaud Mura*, Michel Champion

Laboratoire de combustion et de détonique, UPR 9028 CNRS, Téléport 2, 1, avenue Clément-Ader, 86961 Futuroscope Chasseneuil, France

INFO ARTICLE

Historique de l'article :

Reçu le 29 juin 2009

Accepté après révision le 3 décembre 2009

Disponible sur Internet le 23 décembre 2009

Présenté par Sébastien Candel

Mots-clés :

Combustion

Modélisation de la combustion turbulente

Dissipation scalaire

Combustion partiellement prémélangée

Régime de flammelettes

Keywords:

Combustion

Turbulent combustion modeling

Scalar dissipation

Partially premixed combustion

Flamelet regime

R É S U M É

L'objectif de cette Note est la validation d'un modèle de calcul de la combustion d'un mélange turbulent et hétérogène en richesse. Ce modèle qui tient compte d'une chimie non infiniment rapide est pertinent pour l'ensemble des régimes de combustion de type « partiellement prémélangés », de la flamme de prémélange en milieu homogène en richesse jusqu'à la flamme de diffusion. Il est de plus construit de façon à respecter les deux limites théoriques que représentent les flammes épaissies et les flammes infiniment minces. Pour cette dernière limite, on utilise un ensemble de relations algébriques exactes existant entre le taux de production chimique et les taux de dissipation scalaire qui a fait l'objet d'une précédente Note (Robin et al. (2009) [1]). Le modèle est appliqué avec succès au calcul des champs de vitesse et scalaires dans une flamme turbulente stabilisée par l'élargissement brusque d'un canal 2-D.

© 2009 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

A B S T R A C T

The purpose of this Note is to describe and discuss a model of turbulent combustion for mixtures whose fuel-air ratio is variable, and taking into account the existence of finite nonzero chemical times. The model proposed for all "partially premixed" combustion regimes, from perfectly premixed to diffusion flames, is designed to recover the two theoretical limits of thickened flame and flamelet regime. The satisfactory behaviour of the model in the latter situation is enforced thanks to the use of an exact set of algebraic relations that exist between the chemical rate and scalar dissipation functions which has been the subject matter of a previous Note (Robin et al. (2009) [1]). The resulting model is validated against experimental data obtained in the case of a flame zone stabilized by the expansion of a 2-D channel.

© 2009 Académie des sciences. Publié par Elsevier Masson SAS. Tous droits réservés.

* Auteur correspondant.

Adresses e-mail : vincent.robin@lcd.ensma.fr (V. Robin), nathalie.guilbert@lcd.ensma.fr (N. Guilbert), arnaud.mura@lcd.ensma.fr (A. Mura), michel.champion@lcd.ensma.fr (M. Champion).

Nomenclature

c	variable d'avancement normalisée	$\tilde{\epsilon}$	taux de dissipation de la turbulence
C_i	constante de modélisation	λ	degré d'avancement moyen
\mathcal{D}	domaine de définition	ξ	variable passive, fraction de mélange
k	énergie cinétique turbulente	ρ	masse volumique
\tilde{P}	PDF au sens de Favre	ω	taux de réaction de la variable Y
P_i^j	termes de production	<i>Exposants – indices</i>	
S	facteur de ségrégation	l	fait référence à la limite « chimie lente »
T	température	r	fait référence à la limite « chimie rapide »
T_a	température d'activation	f	fait référence aux gaz frais
\mathbf{u}	vecteur vitesse	b	fait référence aux gaz brûlés
Y	variable d'avancement, fraction massique		
$\tilde{\epsilon}_i$	taux de dissipation de la variance de i		

Abridged English version

The model of turbulent combustion described in this Note is based on a formulation valid from perfectly premixed to diffusion flames. This formulation, detailed in Ref. [1], is based on a Favre Probability Density Function $\tilde{P}(\xi, Y)$ of the mixture fraction ξ and the mass fraction of fuel Y . The chemical source terms present in the resolved set of transport equations are closed using the LW-P model [2,3] and a closure of the dissipation rates $\tilde{\rho}\tilde{\epsilon}_Y$, $\tilde{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}$ is set forth. This closure takes into account two types of limiting behaviours, namely these associated with the degree of unmixedness between reactants and air and these related to the competition between chemistry and turbulent mixing.

This new model is applied to the calculation of the reactive flow in the experimental setup ORACLES of the Laboratoire de combustion et détonique at Poitiers [4,5] (cf. Fig. 1). In this context the velocity fields obtained by the simulations are compared with those given by the experimental data [4] obtained in the combustion chamber at $x/h_{marche} = 8.36$ ($x = 25$ cm) after the sudden expansion. Two simulations are performed, one with an equivalence ratio of 0.9 in the upper channel and 0.7 in the lower channel and a second one with an equivalence ratio of 0.9 in the upper channel and 0.3 in the lower channel. It is shown that the acceleration in such partially premixed situations is well predicted by the use of this new model.

The reactive scalar fields obtained from the simulation and the one given by the experimental data [5] in the combustion chamber are also compared, at different distances downstream of the sudden expansion ($x/h_{marche} = 0.33 - 1.67 - 3.34$), for an equivalence ratio of 0.65 in both incoming channels. In this case, it is concluded that the expansion of the turbulent flow is well predicted by the model.

1. Introduction

La simulation numérique de la combustion turbulente dans les systèmes de combustion industriels nécessite l'emploi de modèles suffisamment généraux pour être en mesure de représenter un ensemble de phénomènes d'interaction associés à la fois à l'avancement des réactions chimiques dont l'écoulement est le siège mais aussi au mélange entre combustible et comburant. Concernant ce dernier point, les modèles doivent tenir compte des fortes hétérogénéités en richesse présentes dans l'écoulement réactif avant combustion, les régimes de combustion qui en découlent allant de la flamme de diffusion à la flamme de prémélange parfait. En conséquence, le modèle que nous décrivons dans cette Note est basé sur une formulation générale et s'applique à l'ensemble des régimes des écoulements réactifs « partiellement prémélangés » [1,6]. La formulation proposée repose sur la considération de deux scalaires : une variable d'avancement des réactions chimiques Y et un scalaire passif caractéristique du mélange air-combustible ξ . Plus précisément, la Note référencée [1], qui vient d'être publiée dans les Comptes Rendus Mécanique de l'Académie des Sciences, fournit une généralisation de la méthodologie préalablement introduite dans les Refs. [6,8] pour représenter les mécanismes de mélange moléculaire tels qu'ils se produisent dans les flammes sous l'influence de la réaction chimique. Cette Note traite en particulier de la limite associée au cas de la « chimie rapide » et caractérise le comportement limite que doivent satisfaire les équations des moments scalaires du second ordre. Y sont aussi présentés les développements analytiques permettant de vérifier la bonne dégénérescence des relations obtenues dans les cas limites de la flamme « parfaitement prémélangée » et de la « flamme de diffusion » pour lesquels des relations plus particulières entre les taux de dissipation scalaire et de réaction chimique ont déjà été établies dans le cas particulier où la chimie est supposée infiniment rapide. La présente Note fait aussi usage des modélisations des taux de dissipation scalaire de \tilde{Y}''^2 et de la covariance $\tilde{Y}''\xi''$ obtenues dans la Ref. [1] pour le cas limite dit de « chimie rapide » (pour lequel $Da \rightarrow \infty$); elle propose en outre : i) une fermeture générale en considérant non seulement les relations établies pour le cas « chimie rapide » dans la Ref. [1] mais aussi les modèles plus classiques de relaxation linéaire des fluctuations, plutôt utilisables dans le cas « chimie lente » ($Da \rightarrow 0$) [8]. Cette analyse se traduit par une fermeture originale et générale ($Da \in [0; \infty[$) des taux de dissipation des moments scalaires du second ordre impliquant la variable réactive,

c'est-à-dire $\widetilde{Y''^2}$ et $\widetilde{Y''\xi''}$, cela dans le cadre non moins général des flammes partiellement prémélangées. ii) Une fermeture complète basée sur l'emploi d'une PDF présumée à deux dimensions permet ensuite de caractériser la dynamique jointe des scalaires (Y, ξ). En effet, même si la représentation du mélange aux petites échelles, et des taux de dissipation scalaire moyens en particulier, revêt une importance cruciale pour représenter l'interaction entre la chimie et la turbulence, leur seule connaissance n'est malheureusement pas suffisante pour déterminer dans le cas général, c'est-à-dire pour une valeur quelconque de Da , le taux de production chimique moyen.

Finalement la Note illustre le bon comportement du modèle par son application à la simulation numérique d'un écoulement turbulent réactif de propane et d'air stabilisé par recirculation des gaz brûlés derrière un élargissement brusque de canal. Il s'agit du cas test expérimental ORACLES mis en oeuvre au Laboratoire [4]. Les résultats issus des simulations numériques associées à différentes conditions de prémélanges partiels sont comparés, de façon quantitative, aux données expérimentales disponibles.

2. Modèle de combustion turbulente

Le modèle utilisé [6] fait l'objet d'une formulation détaillée dans la Ref. [1]; il est applicable à un ensemble de régimes de la combustion turbulente, allant de la flamme de diffusion à la flamme en prémélange parfait et la formulation présentée ici peut aussi tenir compte d'un temps chimique non-infiniment court. On y postule l'existence d'une fonction densité de probabilité au sens de Favre $\widetilde{P}(\xi, Y)$, où Y est la fraction massique d'une espèce réactive et ξ la fraction de mélange. Dans ce cadre, nous résolvons les équations suivantes pour les premiers et seconds moments scalaires :

$$L(\widetilde{\xi}) = 0 \quad (1)$$

$$L(\widetilde{Y}) = \overline{\omega} \quad (2)$$

$$L(\widetilde{\xi''^2}) = -2\overline{\rho}\tilde{\epsilon}_\xi - 2\overline{\rho\mathbf{u}''\xi''} \cdot \nabla\widetilde{\xi} \quad (3)$$

$$L(\widetilde{Y''^2}) = -2\overline{\rho}\tilde{\epsilon}_Y - 2\overline{\rho\mathbf{u}''Y''} \cdot \nabla\widetilde{Y} + 2\overline{Y''\omega} \quad (4)$$

$$L(\widetilde{Y''\xi''}) = -2\overline{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi} - \overline{\rho\mathbf{u}''Y''} \cdot \nabla\widetilde{\xi} - \overline{\rho\mathbf{u}''\xi''} \cdot \nabla\widetilde{Y} + \overline{\xi''\omega} \quad (5)$$

Les termes $\overline{\omega}$, $\overline{Y''\omega}$, $\overline{\xi''\omega}$ sont associés à la production chimique de la variable d'avancement Y et $\tilde{\epsilon}_\xi$, $\tilde{\epsilon}_Y$, $\tilde{\epsilon}_{Y\xi}$ sont les différents taux de dissipation de Y et ξ par effets moléculaires. L est l'opérateur moyen convection-diffusion.

2.1. Expressions des termes liés à la réaction chimique

Nous avons déterminé des expressions fermées pour les différents taux de production chimique moyens des équations (2) (4) et (5) en utilisant le modèle LW-P [2,3]. Dans ce modèle de combustion partiellement prémélangée on définit une PDF jointe de la fraction massique de combustible et de la fraction de mélange $\widetilde{P}(\xi, Y)$ constituée de plusieurs distributions de Dirac. Ces distributions sont positionnées dans le domaine d'existence \mathcal{D} des couples (ξ, Y) et la forme de ce domaine peut avoir une influence importante sur les expressions des termes sources des équations de transport [1,6]. La variable passive ξ est définie de manière à être nulle dans l'air pur et égale à l'unité dans le combustible pur. La variable réactive est la fraction massique du combustible et le domaine \mathcal{D} est limité d'une part par la droite de mélange $Y = \xi$ et d'autre part par la fonction $Y = Y^{eq}(\xi)$ définissant la teneur en combustible à l'équilibre chimique.

Les positions des distributions de Dirac dans le domaine \mathcal{D} sont déterminées par les valeurs moyennes, les variances et la covariance de fraction massique Y et de fraction de mélange ξ . La méthode de construction d'une telle PDF est décrite en détail par Robin et al. [3]. Rappelons seulement que le terme de réaction chimique moyen s'écrit sous la forme suivante :

$$\overline{\omega} = \overline{\rho} \iint_{\mathcal{D}} \frac{\omega(\xi, Y)}{\rho(\xi, Y)} \widetilde{P}(\xi, Y) d\xi dY \quad (6)$$

où l'expression du taux de réaction chimique instantané $\omega(\xi, Y)$ dépend du choix fait pour décrire la cinétique chimique. On considère ici qu'elle est représentée par une réaction globale irréversible et que le taux de production associé est donné par :

$$\omega = \rho(\xi, Y)B(\xi)[Y - Y_b(\xi)] \exp[-T_a/T(\xi, Y)] \quad (7)$$

Dans cette expression la température d'activation $T_a = 20000$ K est constante et le coefficient pré-exponentiel $B(\xi)$ est fonction de la richesse. Les valeurs de ce coefficient peuvent être déterminées *via* un calcul préliminaire utilisant un schéma détaillé de cinétique chimique [6].

2.2. Expressions des termes de dissipation

Le terme de dissipation de la variance de fraction de mélange est exprimé de façon fermée grâce à un modèle de relaxation linéaire. On admet en effet que lorsque le temps chimique est très grand devant le temps de mélange turbulent,

le processus de dissipation des fluctuations de la variable réactive est similaire au processus de dissipation des fluctuations de la variable passive. Les termes de dissipation de la variance de fraction de mélange, de la fraction massique et de la covariance s'écrivent alors :

$$\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_\xi = C_\xi \bar{\rho}\tilde{\xi}''^2 \tilde{\epsilon}/k \quad \bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y^l = C_Y \bar{\rho}\tilde{Y}''^2 \tilde{\epsilon}/k \quad \bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}^l = C_{Y\xi} \bar{\rho}\tilde{Y}''\tilde{\xi}'' \tilde{\epsilon}/k \quad (8)$$

où l'exposant l fait référence à la limite d'un temps chimique long devant le temps de mélange turbulent et les constantes C_ξ , C_Y et $C_{Y\xi}$ sont toutes égales à 0,625. L'existence et les valeurs de ces constantes dépendent fortement de l'origine des fluctuations scalaires ainsi que de la relation plus ou moins étroite qui existe entre les champs dynamique et scalaires [7]. En particulier, il est clair que la validité de cette modélisation dépend de la manière dont les fluctuations dynamiques et scalaires ont été générées. En fait, l'emploi de cette fermeture revient à considérer que les spectres des fluctuations scalaires sont pleinement développés et que les taux de mélange aux petites échelles sont contrôlés par la production des fluctuations aux grandes échelles : on fait donc l'hypothèse d'un processus de cascade en équilibre pour le champ scalaire.

En revanche, lorsque le temps chimique est petit devant le temps de mélange turbulent, le processus de dissipation des fluctuations de la variable réactive est contrôlé par la réaction chimique. Comme le montre Robin et al. [1] les termes de dissipation de variance de fraction massique $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y^r$ et de covariance $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}^r$ peuvent alors être déterminés par les relations algébriques suivantes :

$$2\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y^r = 2\overline{Y''\omega} - (\tilde{Y}_f - 2\tilde{Y} + \tilde{Y}_b)\overline{\omega} + ((\tilde{Y}_f''^2 - \tilde{Y}_b''^2)/(\tilde{Y}_f - \tilde{Y}_b))(-\overline{\omega} + \lambda L(\tilde{Y}_f) + (1-\lambda)L(\tilde{Y}_b)) \\ - (\tilde{Y} - \tilde{Y}_b)L(\tilde{Y}_f) - (\tilde{Y} - \tilde{Y}_f)L(\tilde{Y}_b) - \lambda L(\tilde{Y}_f''^2) - (1-\lambda)L(\tilde{Y}_b''^2) + P_Y^1 + P_Y^2 \quad (9)$$

$$2\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}^r = \overline{\xi''\omega} + ((\tilde{Y}_f''\xi'' - \tilde{Y}_b''\xi'')/(\tilde{Y}_f - \tilde{Y}_b))(-\overline{\omega} + \lambda L(\tilde{Y}_f) + (1-\lambda)L(\tilde{Y}_b)) \\ - \lambda L(\tilde{Y}_f''\xi'') - (1-\lambda)L(\tilde{Y}_b''\xi'') + P_{Y\xi}^1 + P_{Y\xi}^2 \quad (10)$$

où l'exposant r fait référence à la limite d'un temps caractéristique chimique court devant le temps de mélange turbulent. Les indices f et b font références aux quantités statistiques conditionnées dans les gaz frais et les gaz brûlés. Le coefficient λ caractérise le degré d'avancement moyen de la réaction ; λ est nul dans les gaz brûlés et égal à l'unité dans les gaz frais. Les relations (9) et (10) ainsi que les expressions des termes de production P_Y^1 , P_Y^2 , $P_{Y\xi}^1$ et $P_{Y\xi}^2$ sont établies dans la Ref. [1], elles son données par :

$$P_Y^1 = -\overline{\rho\mathbf{u}''Y''} \cdot (\nabla\tilde{Y}_f + \nabla\tilde{Y}_b) - \overline{\rho\mathbf{u}_f''Y_f''} \cdot (\nabla\tilde{Y} - \nabla\tilde{Y}_b) - \overline{\rho\mathbf{u}_b''Y_b''} \cdot (\nabla\tilde{Y} - \nabla\tilde{Y}_f) \quad (11)$$

$$P_Y^2 = -(\overline{\rho\mathbf{u}_f''Y_f''^2} - \overline{\rho\mathbf{u}_b''Y_b''^2}) \cdot \nabla\lambda + ((\tilde{Y}_f''^2 - \tilde{Y}_b''^2)/(\tilde{Y}_f - \tilde{Y}_b))(\overline{\rho\mathbf{u}_f''Y_f''} - \overline{\rho\mathbf{u}_b''Y_b''}) \cdot \nabla\lambda \\ - (\overline{\rho\mathbf{u}''Y''} - \lambda\overline{\rho\mathbf{u}_f''Y_f''} - (1-\lambda)\overline{\rho\mathbf{u}_b''Y_b''}) \cdot \nabla((\tilde{Y}_f''^2 - \tilde{Y}_b''^2)/(\tilde{Y}_f - \tilde{Y}_b)) \quad (12)$$

$$P_{Y\xi}^1 = -\overline{\rho\mathbf{u}''Y''} \cdot \nabla\tilde{\xi} - \overline{\rho\mathbf{u}''\xi''} \cdot \nabla\tilde{Y} \quad (13)$$

$$P_{Y\xi}^2 = -(\overline{\rho\mathbf{u}_f''Y_f''\xi''} - \overline{\rho\mathbf{u}_b''Y_b''\xi''}) \cdot \nabla\lambda + ((\tilde{Y}_f''\xi'' - \tilde{Y}_b''\xi'')/(\tilde{Y}_f - \tilde{Y}_b))(\overline{\rho\mathbf{u}_f''Y_f''} - \overline{\rho\mathbf{u}_b''Y_b''}) \cdot \nabla\lambda \\ - (\overline{\rho\mathbf{u}''Y''} - \lambda\overline{\rho\mathbf{u}_f''Y_f''} - (1-\lambda)\overline{\rho\mathbf{u}_b''Y_b''}) \cdot \nabla((\tilde{Y}_f''\xi'' - \tilde{Y}_b''\xi'')/(\tilde{Y}_f - \tilde{Y}_b)) \quad (14)$$

en supposant grande la valeur du nombre de Reynolds.

De façon à respecter les deux limites « chimie lente » et « chimie rapide », on propose d'écrire les modèles généraux suivants :

$$\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y = (1-S)\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y^l + S\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y^r \quad \bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi} = (1-S)\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}^l + S\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}^r \quad (15)$$

où S est le facteur de ségrégation qui s'annule quand le temps chimique est infini et tend vers l'unité quand ce temps tend vers zéro. Une stratégie similaire a déjà été employée dans les Refs. [6,8] conduisant néanmoins à des expressions des taux de dissipation scalaire dans le cas limite d'une « chimie infiniment rapide » moins générales que celles proposées ici. De plus, nous généralisons ici l'expression du facteur de ségrégation S de la façon suivante :

$$S = (\tilde{Y}''^2 - (\tilde{Y}''^2)^l)/((\tilde{Y}''^2)^r - (\tilde{Y}''^2)^l) \quad (16)$$

Lorsque le processus réactif est très rapide, la variance de fraction massique $(\tilde{Y}''^2)^r$ peut être calculée grâce à la relation suivante qui met en évidence les contributions dues à l'intermittence ainsi qu'aux fluctuations dans les gaz frais et brûlés : $(\tilde{Y}''^2)^r = (\tilde{Y}_f - \tilde{Y})(\tilde{Y} - \tilde{Y}_b) + \lambda\tilde{Y}_f''^2 + (1-\lambda)\tilde{Y}_b''^2$. Dans le cas contraire lorsque le processus réactif est très lent, la variance de fraction massique est directement liée à la variance de fraction de mélange et à l'avancement moyen de la réaction. On considère ici que $(\tilde{Y}''^2)^l$ peut s'exprimer en fonction des variances conditionnées dans les gaz frais et gaz brûlés : $(\tilde{Y}''^2)^l = \lambda\tilde{Y}_f''^2 + (1-\lambda)\tilde{Y}_b''^2$.

Le modèle ainsi décrit a été mis en œuvre dans le logiciel Code-Saturne développé par EDF [9].

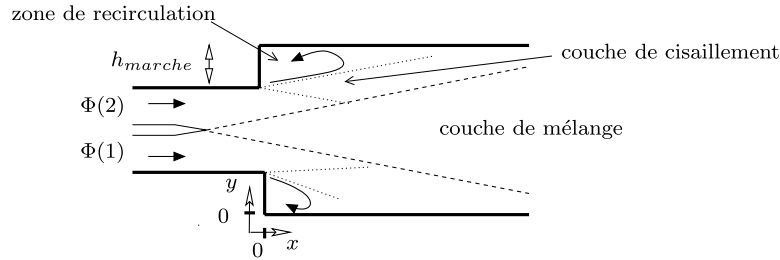


Fig. 1. Représentation schématique de la structure moyenne de l'écoulement

3. Application au calcul d'une flamme stationnaire en moyenne stabilisée par l'élargissement brusque d'un canal bidimensionnel

Le modèle de combustion turbulente décrit dans le paragraphe précédent a été appliqué à la simulation de l'écoulement réactif dans la chambre de combustion ORACLES du Laboratoire de Combustion et Détonique de Poitiers [3–5,10]. Cette installation expérimentale est constituée de deux canaux rectangulaires, suffisamment longs pour obtenir une turbulence pleinement développée, alimentés par des mélanges propane-air de richesses identiques ou différentes et qui débouchent sur un double élargissement brusque permettant la stabilisation d'une flamme (cf. figure 1).

La présente étude s'appuie sur deux bases de données expérimentales différentes. La première établie par Besson et al. [4] a permis de comparer les champs de vitesse à la fois dans les gaz frais et les gaz brûlés et suffisamment loin de l'élargissement brusque, là où l'expansion de l'écoulement est significatif. Les mesures du champ de vitesse ont été effectuées par Vélocimétrie Doppler Laser grâce à un ensemencement par des particules solides de dioxyde de titane TiO_2 , avec un débit d'entrée dans chaque canal de 100 g/s et une richesse différente dans chacun des deux canaux d'entrée. Deux cas de stratification ont été étudiés : celui où les richesses des mélanges des canaux du haut et du bas sont respectivement $\Phi(2) = 0,9$, $\Phi(1) = 0,3$, et le cas où $\Phi(2) = 0,9$, $\Phi(1) = 0,7$.

La seconde base de données est celle de Guilbert et al. [5] et fournit les champs d'avancement de la réaction. Ces champs ont été obtenus à partir d'images tomographiques laser de l'écoulement ensemencé avec des particules d'huile illuminant les gaz frais et disparaissant dans les gaz brûlés. Le champ d'avancement moyen est déterminé en moyennant environ 600 images tomographiques instantanées préalablement binarisées. Cette expérience a été réalisée pour une configuration de flamme stabilisée et parfaitement prémélangée avec un débit d'entrée de 52,8 g/s et une richesse de 0,65 dans chaque canal.

Concernant maintenant la simulation numérique, le maillage utilisé est structuré et comporte environ 50 000 mailles hexaédriques. Les deux entrées et la sortie du domaine de calcul sont placées respectivement 20 cm en amont et 100 cm en aval de l'élargissement brusque. Les conditions aux limites d'entrée du domaine de calcul ont été spécifiées précisément en effectuant des calculs d'écoulements précurseurs [3].

4. Résultats des simulations

Les simulations numériques ont été effectuées dans chacune des deux situations où l'écoulement réactif est partiellement prémélangé ($\Phi = 0,9-0,7$ et $\Phi = 0,9-0,3$) et les champs de vitesse obtenus sont comparés aux données expérimentales ainsi qu'aux résultats des précédentes simulations effectuées par Robin et al. [3]. Rappelons que dans cette étude antérieure les deux dissipations $\tilde{\epsilon}_Y$ et $\tilde{\epsilon}_{Y\xi}$ étaient fermées par des modèles de relaxation linéaire $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y = \bar{\rho}Y''^2\epsilon/k$ et $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi} = \bar{\rho}Y''\xi''\epsilon/k$ alors que dans le modèle utilisé ici ces dissipations sont fermées par les relations (15).

La figure 2 montre les profils des composantes de vitesse moyenne \tilde{u} , \tilde{v} dans la chambre de combustion à $x/h_{marche} = 8,36$ ($x = 25$ cm) en aval de l'élargissement brusque. L'accélération des gaz brûlés, plus importante pour les richesses les plus élevées est en très bon accord avec les résultats expérimentaux. On note en revanche que les fermetures classiques, qui reposent sur l'hypothèse de relaxation linéaire des fluctuations, conduisent à une sous estimation importante de la composante longitudinale de la vitesse moyenne.

Afin de valider le modèle proposé, nous avons comparé les champs scalaires et en particulier celui de la variable d'avancement de la réaction, pour un mélange à richesse homogène à $\Phi = 0,65$. Sur la figure 3 sont reportés les profils d'avancement moyen \tilde{c} et de la variance c''^2 . Ces derniers sont obtenus en faisant usage des relations suivantes : $\tilde{c} = 1 - \tilde{Y}/\xi$ et $c''^2 = Y''^2/\xi^2$ qui sont strictement valides pour un prémélange parfait homogène. Les profils d'avancement moyen obtenus sont en bon accord avec les mesures. On constate cependant que les profils expérimentaux sont un peu plus raides que les profils obtenus par la simulation, ce qui correspond à une flamme moyenne légèrement plus épaisse dans les simulations que dans les expériences. Cette légère différence est sans doute reliée à l'hypothèse gradient retenue pour les termes de transport turbulent et en particulier pour le flux turbulent scalaire $\overline{\rho u'' Y''}$. L'emploi d'une fermeture plus générale pour le flux turbulent du scalaire réactif permettant de tenir compte des processus de diffusion à contre-gradient [11], qu'elle soit algébrique [12] ou bien basée sur la résolution d'une équation de transport modélisée pour chacune de ses composantes [13,14], devrait permettre d'améliorer ce point. Les profils de variance obtenus par la simulation sont très différents suivant

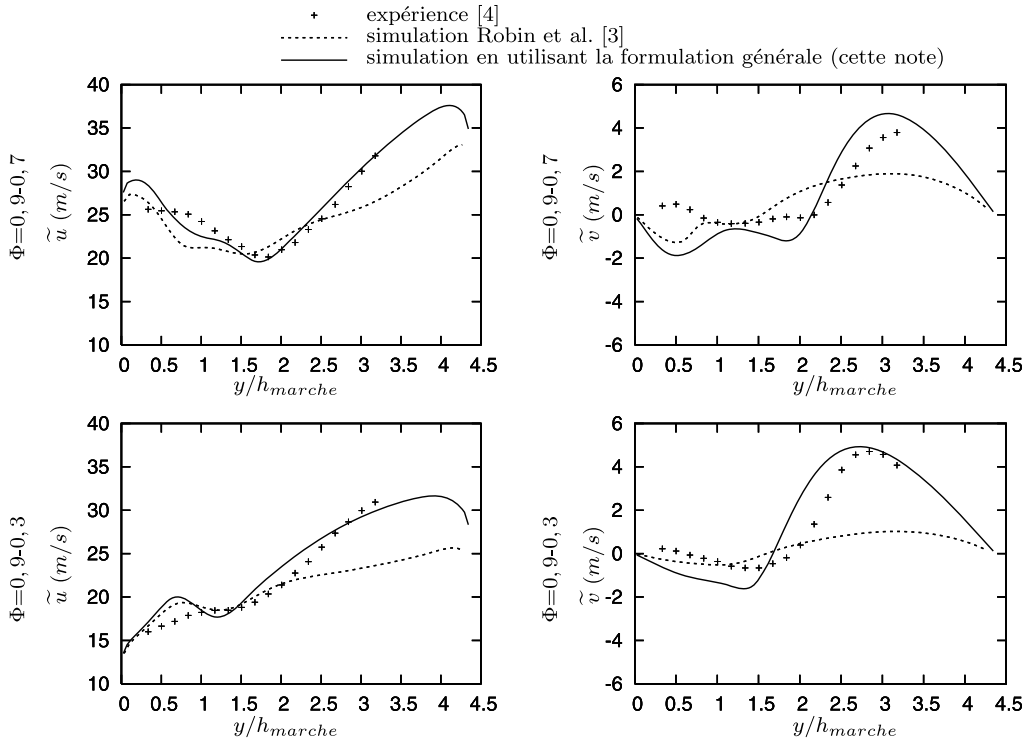


Fig. 2. Composante longitudinale de la vitesse moyenne \tilde{u} (courbes de gauche) et composante transversale \tilde{v} (courbes de droite) pour $\Phi = 0,9-0,7$ (courbes du haut) et pour $\Phi = 0,9-0,3$ (courbes du bas) à $x/h_{marche} = 8,36$ ($x = 25$ cm).

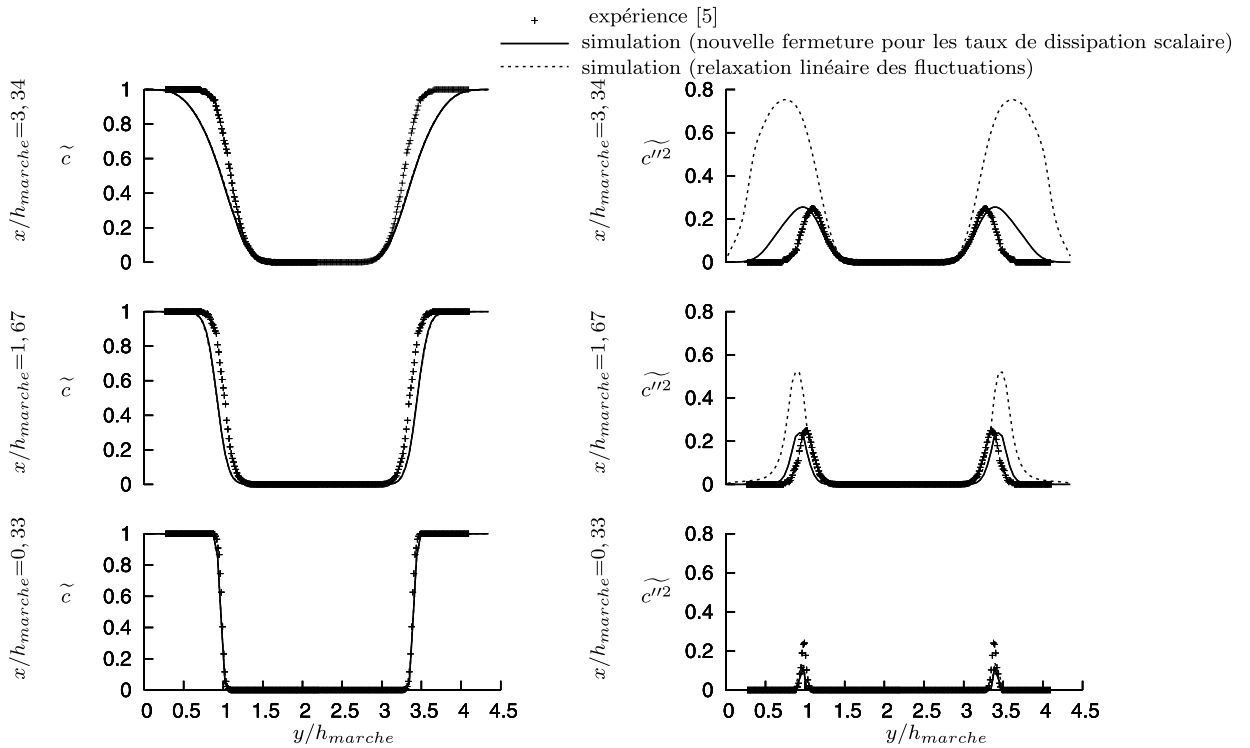


Fig. 3. Avancement moyen de la réaction \tilde{c} (courbes de gauche) et variance de l'avancement de la réaction \tilde{c}^2 (courbes de droite) pour $\Phi = 0,65$ à $x/h_{marche} = 0,33$ ($x = 1$ cm) (courbes du bas), $x/h_{marche} = 1,67$ ($x = 5$ cm) et $x/h_{marche} = 3,34$ ($x = 10$ cm) (courbes du haut).

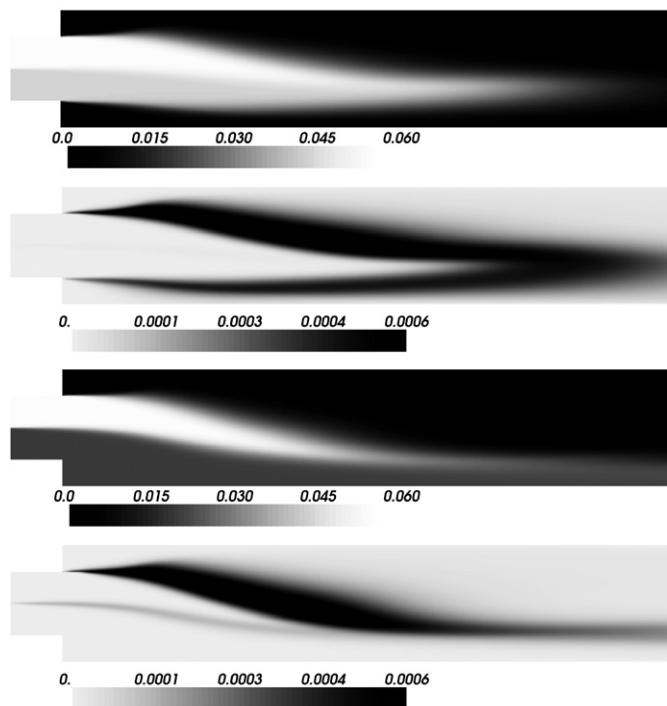


Fig. 4. Valeur moyenne et variance de la fraction massique de combustible. De haut en bas : conditions stratifiées, $\Phi = 0,9-0,7$ (moyenne puis variance) et $\Phi = 0,9-0,3$ (moyenne puis variance).

le modèle retenu pour représenter les taux de dissipation scalaire. L'utilisation de modèles de relaxation linéaire conduit à des valeurs aberrantes de la variance qui excède sa valeur limite maximale $\tilde{c}(1 - \tilde{c})$ alors que les nouvelles fermetures proposées ici pour les taux de dissipation scalaire conduisent à des niveaux de fluctuations en très bon accord avec les mesures. Les différences observées en terme d'épaisseur pour les profils d'avancement moyen se retrouvent également sur les profils de variance.

La figure 4 montre les champs de valeur moyenne de fraction massique de combustible et sa variance obtenus par la simulation dans les deux cas de stratification de richesse incidente ($\Phi = 0,9-0,7$ et $\Phi = 0,9-0,3$). On constate que deux flammes s'établissent de part et d'autre du double élargissement brusque dans le premier cas alors qu'une seule parvient à se stabiliser dans le second. Le modèle est donc capable de restituer l'extinction qui est observée dans les expériences lorsque la richesse du canal inférieur est faible ($\Phi = 0,3$). On note aussi que l'intermittence gaz frais-gaz brûlés engendrée par la réaction chimique conduit à des niveaux de fluctuations de fraction massique de combustible bien plus importants que ceux obtenus par le seul mélange (passif) des réactifs.

La figure 5 montre les profils des dissipations scalaires $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y$ et $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}$ obtenus à l'abscisse $x = 25$ cm par la simulation dans les deux cas de stratification de richesse incidente ($\Phi = 0,9-0,7$ et $\Phi = 0,9-0,3$). On constate que le taux de dissipation du scalaire réactif $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_Y$ est considérablement affecté par la réaction chimique. En effet, les deux maxima locaux observés dans le cas de stratification $\Phi = 0,9-0,7$ ainsi que celui observé dans le cas de stratification $\Phi = 0,9-0,3$ sont la signature de la présence des fronts de flamme moyen (« flame-brush »). Les valeurs de ce taux de dissipation scalaire sont nettement plus faibles lorsqu'une fermeture du type relaxation linéaire des fluctuations est employée, ce qui est susceptible de conduire à des niveaux trop importants de la variance du scalaire réactif voire à des valeurs non physiques comme observé sur la figure 3. Enfin, on note que les profils de dissipation de la covariance $\bar{\rho}\tilde{\epsilon}_{Y\xi}$ obtenus avec un modèle de relaxation linéaire ou bien avec la nouvelle proposition de fermeture ne diffèrent que dans les zones où la réaction chimique domine.

5. Conclusion

Nous avons proposé un modèle pour décrire la combustion d'un mélange turbulent qui s'applique à l'ensemble des régimes de combustion « partiellement prémélangés », de la flamme de prémélange en milieu homogène en richesse jusqu'à la flamme de diffusion. Ce modèle qui tient compte de l'existence d'un temps chimique non infiniment court est construit de façon à respecter les deux limites théoriques des flammes infiniment minces et des flammes épaissies ; il a été validé dans un premier temps en l'appliquant à la simulation d'un écoulement réactif turbulent stabilisé par l'élargissement brusque d'un canal 2-D. Les résultats des simulations numériques des champs de vitesse et des champs scalaires montrent l'importance que revêt la description des phénomènes de dissipation des fluctuations scalaires. Notons à cet effet que l'utilisation de la formulation générale proposée ici améliore nettement le calcul du champ de vitesse en aval de la zone de flamme.

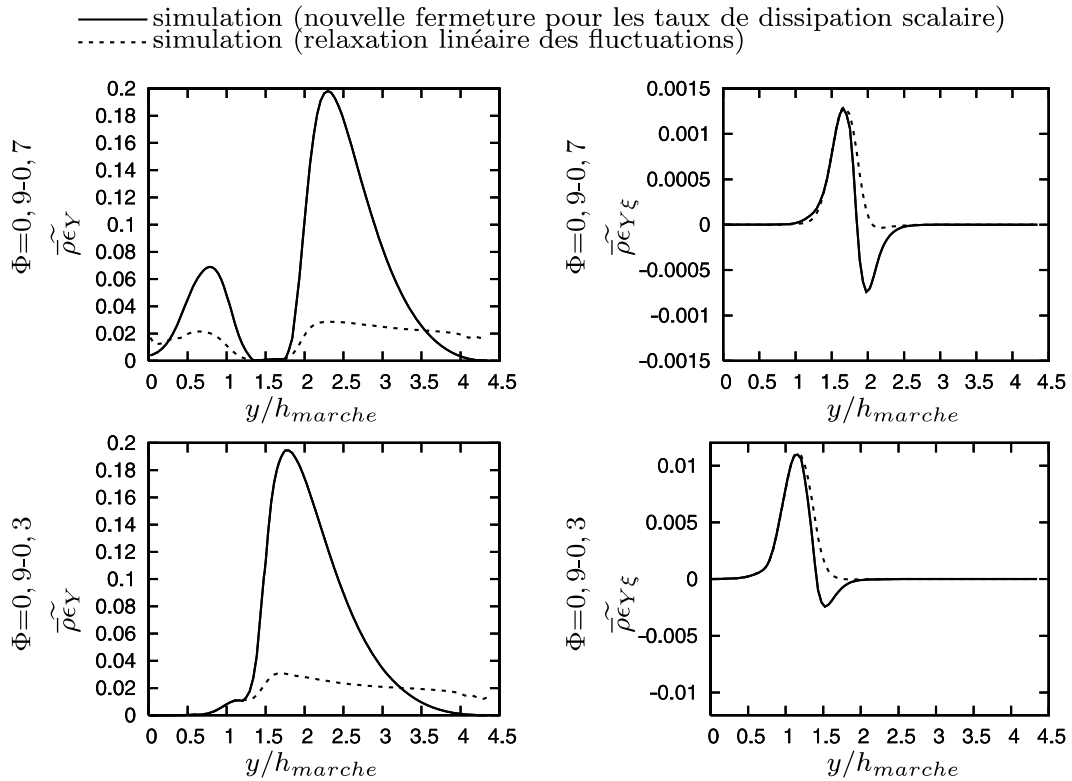


Fig. 5. Fermeture des taux de dissipation scalaire $\tilde{\rho\epsilon}_Y$ et $\tilde{\rho\epsilon}_{Y\xi}$: modèle de relaxation linéaire des fluctuations vs. nouvelles fermetures pour $\Phi = 0,9-0,7$ (courbes du haut) et pour $\Phi = 0,9-0,3$ (courbes du bas) à $x/h_{marche} = 8,36$ ($x = 25$ cm).

Cette formulation générale permet également de retrouver des niveaux de fluctuations d'avancement tout à fait cohérents avec les champs moyens correspondants alors que les modèles de relaxation linéaire des fluctuations peuvent conduire à des valeurs aberrantes. Par ailleurs, l'analyse des champs scalaires montre que l'épaisseur de la flamme moyenne et son positionnement dans la chambre de combustion sont bien calculés par les simulations numériques.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier D. Falaise et C. Losier, Ingénieurs d'études au Laboratoire de combustion et de détonique, pour leur assistance technique dans la réalisation et l'exploitation de nouvelles campagnes d'essais conduites sur le banc d'essais ORACLES.

Références

- [1] V. Robin, A. Mura, M. Champion, P. Plion, Modélisation de la combustion turbulente des mélanges hétérogènes en richesse. Des flammes de prémélange aux flammes de diffusion, C. R. Mecanique 337 (2009) 596–602.
- [2] P.A. Libby, F.A. Williams, Presumed PDF analysis of partially premixed turbulent combustion, Combust. Sci. Technol. 161 (2000) 351–390.
- [3] V. Robin, A. Mura, M. Champion, P. Plion, A multi Dirac presumed PDF model for turbulent reactive flows with variable equivalence ratio, Combust. Sci. Technol. 118 (10–11) (2006) 1843–1870.
- [4] M. Besson, P. Bruel, J.L. Champion, B. Deshaies, Experimental analysis of combusting flows developing over a plane-symmetric expansion, AIAA J. Thermophys. Heat Transfer 14 (2000) 59–67.
- [5] N. Guilbert, A. Mura, B. Boust, M. Champion, Study of premixed combustion instabilities using phase-locked tomography PIV, in: 14th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 2008.
- [6] V. Robin, A. Mura, M. Champion, O. Degardin, B. Renou, M. Boukhalfa, Experimental and numerical analysis of stratified turbulent V-shaped flames, Combust. Flame 153 (1–2) (2008) 288–315.
- [7] C. Béguyer, I. Dekeyser, B.E. Launder, Ratio of scalar and velocity dissipation time scales in shear flow turbulence, Phys. Fluids 21 (3) (1978) 307–310.
- [8] A. Mura, V. Robin, M. Champion, Modeling of scalar dissipation in partially premixed turbulent flames, Combust. Flame 149 (2007) 217–224.
- [9] F. Archambeau, N. Nehitoua, M. Sakiz, Code saturne: A finite volume code for turbulent flows, Int. J. Finite Volumes 1 (2004).
- [10] G. Ribert, M. Champion, O. Gicquel, N. Darabiha, D. Veynante, Modeling nonadiabatic turbulent premixed reactive flows including tabulated chemistry, Combust. Flame 141 (2005) 271–280.
- [11] P.A. Libby, K.N.C. Bray, Countergradient diffusion in premixed turbulent flames, AIAA J. 19 (2) (1981) 205–213.
- [12] V. Robin, A. Mura, M. Champion, T. Hasegawa, Modelling the effects of thermal expansion on scalar flux in turbulent flames, Combust. Sci. Technol. (2010), à paraître.
- [13] V. Robin, A. Mura, M. Champion, T. Hasegawa, A new analysis of the modeling of pressure fluctuations effects in premixed turbulent flames and its validation based on DNS data, Combust. Sci. Technol. 180 (2008) 97–109.
- [14] V. Robin, M. Champion, A. Mura, A second order model for turbulent reactive flow with variable equivalence ratio, Combust. Sci. Technol. 180 (10–11) (2008) 1709–1734.