

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE SAAD DEHLEB BLIDA
Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département : Aéronautique**



**Mémoire pour l'obtention
Du diplôme d'ingénieur d'état en Aéronautique
Spécialité : construction aéronautique
Option : propulsion**

THEME

***SIMULATION NUMERIQUE DE LA
COMBUSTION TURBULENTE***

PRESENTE PAR :

M^{elle} : OUHIBI NASSIMA

ENCADRE PAR :

M^r: LARBI FARID

ANNEE UNIVERSITAIRE 2008 /2009

Résumé

Ce travail permet d'étudier la combustion dans un environnement simulant le fonctionnement d'une turbine à gaz. Un autre objectif est l'étude paramétrique de l'effet de l'excès d'air sur les émissions des espèces polluants. La connaissance des effets de ces paramètres est importante pour la conception de la chambre de combustion. Le modèle K Epsilon est utilisé pour étudier la turbulence ainsi que le modèle à équations de transport des espèces chimiques basé sur le modèle EDM (Eddy Dissipation Model) est utilisé pour l'étude de la combustion, la méthode des volumes finis est utilisée pour discrétiser les équations de transport.

summary

This work makes it possible to study combustion in an environment simulating the operation of a gas turbine. Another objective is the parametric study of the effect of the excess of air on the emissions of the species pollutants. The knowledge of the effects of these parameters is significant for the design of the combustion chamber. The model K Epsilon is used for studies turbulence as well as the model with transport equations of the chemical species based on model EDM (Eddy Dissipation Model) is used for the study of combustion, the method of finished volumes is used for discretized the transport equations.

Remerciements

Nous tenons à remercier le bon Dieu le tout puissant de nous avoir attribué la faveur de réussir nos études.

Je remercie mon promoteur Mr. LARBI FARIDE pour son constant suivi, son aide et ces précieux conseils, qui nous ont beaucoup aidés à ce modeste travail.

Mes remerciements s'adressent aux membres de jury qui nous font l'honneur de bien juger ce travail.

Enfin, je remercie sincèrement mes parents, pour leur soutien moral et matériel pendant la réalisation de mon travail.

Dedicace

Je dédie ce modeste travail :

A mes deux chers parents, symboles d'amour et de sacrifices pour leur soutien moral durant mes longues années d'études. Je leurs souhaite de dieu tout puissant, une longue vie pleine de bonheur et de prospérité.

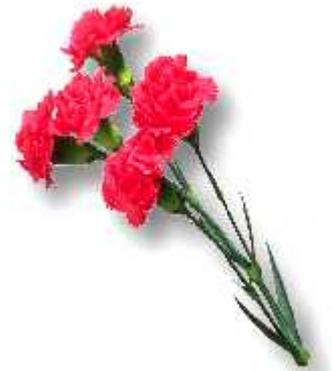
A mes chère frères : Abdelkader, Rabah et Ismail.

A la famille Ouhibi et Erroqarma.

A mes chers amis : Mourad, Yamina, Radjaa, Rahma, Imane, Farida, Khadija.

A ma p'tite Anfel que je l'aime beaucoup.

A tous mes amis de la promotion 2009.



OUHIBI NASSIMA

SOMMAIR

RÉSUMÉ

DÉDICACES

REMERCIEMENTS

LISTES DES FIGURES

NOMENCLATURES

INTRODUCTION.....1

CHAPITRE.I. Généralités sur la combustion et la turbulence

I.1-Etat final d'un système réactif. Rappel du calcul de l'équilibre chimique.....	1
I.2-La diffusion moléculaire de masse, d'énergie et de mouvement.....	4
I.2.1-Une description de la diffusion moléculaire.....	4
I.2.2-La conduction de chaleur.....	4
I.2.3-La diffusion de quantité de mouvement.....	5
I.3-Les équation de bilan de l'aérothermochimie.....	5
I.4- L'instabilités de combustion.....	6
I.5- équations de conservation pour les écoulements réactifs laminaire.....	7
I.5.1-Variables de la thermochimie.....	7
I.5.2- Equations de conservation de masse et d'espèces.....	8
I.5.3- Equations de la quantité de mouvement.....	9
I.5.4- Equations de la conservation d'énergie.....	10
I.5.5- Cinétique chimique.....	10
I.5.6- Facteurs stœchiométriques.....	11
I.6- Qu'est –ce qu'une flamme turbulente ?.....	12
I.7-Un aperçu sur les modèles de la turbulence.....	15
I.7.1-Modèles a deux équations.....	15
I.7.1.1-Modélisation k- ϵ	15
I.7.1.2-Modèle k- ϵ standard.....	16
I.7.2-Modèle RNG k- ϵ	16
I.7.3-Modèle aux tensions de Reynolds (RSM).....	17
I.7.4- Un nouveau outil « LES ».....	18

I.7.5-Modèles de sous-maille.....	18
I.87.6-Tensions de Reynolds.....	19
I.7.6.1-Le modèle de Smagorinsky.....	19
I.7.6.2-Le modèle WALE.....	20
Conclusion.....	21

CHAPITRE.II. notions sur les flammes

Introduction.....	22
II.1-Les type de combustion.....	22
II.1.1- La combustion non-prémélangée.....	23
II.1.1.1- Classification des flammes de diffusion turbulente.....	23
II.1.1.2- Les modèles de simulation de la combustion non prémélange.....	24
II.1.1.2.A- Le modèle des « flammillettes »	24
II.1.1.2.B- Le modèle Lagrangien MIL.....	25
II.1.1.2.C- Le modèle PDF.....	26
II.1.2-La combustion prémélangée.....	26
II.1.2.1-Les trois types de la flamme turbulente de prémélangée.....	27
II.1.2.1.A- Les flammes plissées.....	28
II.1.2.1.B- Les flammes de types « plissé-épaissi ».....	28
II.1.2.1.C- Les flammes « épaissies ».....	29
II.1.2.2- Les modèles utilisés pour la combustion prémélangée.....	30
II.1.2.2.1- La modèle « Eddy Break-Up ».....	30
II.1.2.2.2- Modèle G-équation.....	31
Conclusion.....	31

CHAPITRE.III. Méthode numérique utiliser dans le fluent

III.1- généralités.....	32
III.1.1- Le processeur de calcul.....	33
III.1.1.1- Méthode des différences finies.....	34
III.1.1.2- Méthode des éléments finis.....	34
III.1.1.3- Méthode des volumes finis.....	34
III.1.2.- Le chois de maillage.....	35
III.1.3- Discrétisation des équations.....	36
III.1.3.1- détails de discrétisation.....	37
III.1.3.2- discrétisation générale de l'équation.....	40
III.1.3.3- chois d'un schéma numérique.....	41

III.1.3.4-condition aux limites.....	41
Conclusion.....	42
CHAPITRE.IV. calcule sous fluent	
VI.1-La Géométrie de la chambre de combustion.....	43
VI.2- maillage.....	44
VI.2.1- La généralisation du maillage par « GAMBIT ».....	44
VI.2.2-Préparation pour le calcul FLUENT.....	46
VI.3-Le calcule.....	58
1-Pour la géométrie.....	58
2-Pour la combustion.....	58
VI.4-Résultats et discussions.....	59.
1) tracer les contours.....	59
2) tracer les graphes.....	86
3) interprétation des résultats.....	100
Conclusion.....	102

Liste des figures

Fig. N°	Titre	Page
Fig.2.1	la composition structurale d'une flamme	24
Fig.2.2	Une classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes	26
Fig.2.3	Les différents types des flammes turbulentes prémélangées	29
Fig.2.4	croquis d'une flamme « plissée » en vue instantanée	30
Fig.2.5	croquis d'une flamme « plissée-épaissie » en vue instantanée	31
Fig.2.6	vue instantanée d'une flamme « épaissie »	32
Fig.3.1	Le principe du calcul numérique	34
Fig.3.2	Faces centrées	37
Fig.3.3	Nœuds centrés	37
Fig.3.4	Système de maillage pour les différents paramètres	38
Fig.3.5	discrétisation en élément de volume	39
Fig.4.1	La configuration de la chambre de combustion étudiée	45
Fig.4.2	le choix du plan et de type de précision	48
Fig.4.3	Maillage de la chambre de combustion	49
Fig.4.4	le choix de type de l'écoulement	49
Fig.4.5	le choix du modèle de turbulence	50
Fig.4.6	l'équation d'énergie	50
Fig.4.7	le choix du modèle de combustion	51
Fig.4.8	le choix du matériau	52
Fig.4.9	définition de l'axe de symétrie	53
Fig.4.10	conditions aux limites d'entrée de la vitesse d'air	53
Fig.4.11	conditions aux limites d'entrée de la température d'air	54
Fig.4.12	conditions aux limites d'entrée de la fraction massique de l'air	54
Fig.4.13	conditions aux limites d'entrée de la vitesse du méthane	55
Fig.4.14	conditions aux limites d'entrée de la température du méthane	55
Fig.4.15	conditions aux limites d'entrée de la fraction massique du méthane	56
Fig.4.16	conditions aux limites de sortie des gaz brûlés	57
Fig.4.17	conditions aux limites de la proie	57
Fig.4.18	le choix des schémas de résolution et de relaxation	58
Fig.4.19	initialisation de la solution	58
Fig.4.20	critères de convergence	59
Fig.4.21	lancement de calcul	59

Nomenclature

Lettres

a	Constante positive proportionnelle elle à $V0 / L$
$a_{j,e}$	Le nombre d'éléments
C	Progresse variable « paramètre d'avancement »
C_1	Constante des modèles k- et RNG k-
C_2	Constante des modèles k- et RNG k-
C_s	Constante de Smagorinsky
C_w	Constante de WALE
Da	Nombre sans dimension Damkoler
f	Coefficient d'interpolation
h_t	L'enthalpie totale.
J_t^t	La diffusion des espèces en sous-maille
J_q	Conduction de chaleur
$J_{v,x}$	Diffusion de quantité de mouvement
J_t	Diffusion moléculaire.
K	La diffusivité thermique.
k	L'énergie cinétique turbulente.
K_p	Constante d'équilibre chimique.
l_t	L'échelle de longueur caractéristique turbulente
N, n	Nord, Nombre de corps
n'_e	Le nombre de moles équivalent de l'élément e dans un mélange.
P	Pression
P_e	Nombre de Peclet.
q	Le flux de chaleur
q_R	Le flux radiative
q_t^t	Le flux de chaleur de sous-maille
R	Constante des gaz parfait.
Re_T	Nombre de Reynolds turbulent.

SL	La vitesse fondamentale de propagation
T	Température
u	La composante de la vitesse selon l'axe des x
v	La composante de la vitesse selon l'axe des y
w	La composante de la vitesse selon l'axe des z
Y_i	La fraction de masse pour l'espèce i
y^+	La distance à la paroi normalisée
Z	Fraction de mélange

Symboles

	Conductivité thermique
	Masse volumique
μ	La viscosité dynamique
τ_{α}	Tenseur de contraintes visqueuses
	Echelle Kolmogorov de la turbulence
	La viscosité cinématique
	La dissipation
ν_t	La viscosité cinématique turbulent.
τ_L^h	Les tensions de Reynolds de sous-maille.
μ_T	La viscosité dynamique turbulente.
δ_L	L'épaisseur d'une flamme.
	Coefficient de diffusion.
'	Valeur de correction.
-	Valeur moyenne.
\bar{f}	Moyenne de Favre.

Introduction :

Des études expérimentales sont réalisées depuis des nombreuses années pour étudier et apporter des solutions aux problèmes rencontrés par les motoristes, malgré les progrès intéressants effectués en matière des études expérimentales réactives, reste toujours des difficultés de compréhension de phénomène et de déterminer les différents paramètres caractéristiques. Dans le contexte du développement des nouveaux injecteurs, des nombreuses configurations et géométries d'injecteurs doivent être testées à hautes pressions et la stabilité de la réaction doit être évaluée à chaque fois. Dans ce contexte l'utilisation de l'outil numérique permet de réduire le coût et les temps d'études. Il est très simple de modifier numériquement la géométrie ou les conditions d'utilisations (pression, température d'entrée) d'un injecteur. L'approche numérique permet alors de tester un grand nombre des solutions pour ne retenir que les plus pertinentes pour des tests expérimentaux. Plusieurs approches numériques sont possibles: les méthodes de simulation directe consistant à résoudre les équations du mouvement (Navier-Stokes), continuité, quantité de mouvement, énergie et les réactions avec des modèles.

La combustion recouvre des phénomènes très variés, aujourd'hui c'est l'un des principaux moyens de conversion de l'énergie et l'application a devancé l'étude des phénomènes fondamentaux ; il est toutefois évident que la connaissance de ces dernières est une condition indispensable à toute optimisation des procédés industriels, tel que la production de l'énergie thermique (chaudières ou fours domestiques et industriels) ou de l'électricité (centrales thermiques), que pour le transport (moteurs automobiles et aéronautiques, moteurs fusée, ...) ou encore la destruction de déchets (incinérateurs). Suivant les conditions physique et aérodynamique, Elle englobe la combustion vive et lente.

La combustion nécessite la conjonction de trois éléments : combustible, comburant et énergie. selon la température, soit elle s'effectue progressivement avec une vitesse faible qui varie beaucoup avec la nature ou l'état de la surface de l'environnement elle donne lieu à une combustion lente, soit elle s'accompagne d'un dégagement important de chaleur et souvent, d'une émission lumineuse et donc elle est vive. Contrairement à la combustion lente, la combustion vive ne s'observe qu'entre certaines limites de composition de gaz.

Ce travail consiste à caractériser la structure et la stabilité de la flamme et des émissions polluants dans une configuration simplifiée proche de la configuration industrielle.

Ce rapport permet d'étudier la combustion dans un environnement simulant le fonctionnement d'une turbine à gaz. Le deuxième objectif est l'étude paramétrique des émissions polluantes et des instabilités de la flamme, tout en présentant les points suivants :

Chapitre I : Ce premier chapitre comporte des généralités sur la combustion et la turbulence, tout en illustrant les caractéristiques et les équations de chacun de ces deux phénomènes, ainsi que la spécification des modèles d'enveloppes pour résoudre les problèmes que l'on souhaite adresser.

Chapitre II : Ce chapitre décrit les deux types de combustion et ces modèles de simulation

Chapitre III : la méthode numérique utilisée dans le fluide.

Chapitre IV : Ce chapitre présente l'application des modèles à une configuration industrielle qui injecte l'air et le méthane dans une chambre de combustion tubulaire.

Et on a fait une interprétation des résultats obtenus lors du calcul, ensuite la conclusion.

CHAPITRE

I

CHAPITRE

II

CHAPITRE

III

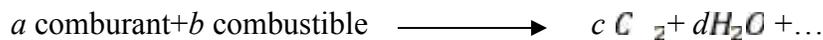
CHAPITRE

IV

INTRODUCTION

CONCLUSION

La combustion est une réaction chimique, globalement exothermique, au début lente mais pouvant devenir ensuite rapide et même violent, avec émission de rayonnement et élévation de température qui peut traduite par un dégagement de chaleur. La réaction de combustion est globalement une réaction d'oxydo-réduction où l'oxydant est appelé comburant (oxygène pur ou dilué ozone, chlore, nitrates, etc.) et le réducteur est appelé combustible (H_2 , CO, hydrocarbure, etc.) se déroulant suivant un mécanisme complexe, comprenant un grand nombre de réaction dites « élémentaire », les unes contre les autres libérant de la chaleur. Si cette réaction oxydait de façon maximale le combustible, on pourrait écrire, globalement [1]:



Cette écriture a pour objet d'indiquer simplement quels sont les produits initiaux et finals du processus, sans plus. On l'appelle la réaction de bilan stœchiométrique. Elle n'indique pas du tout ce qui passe au cours de la combustion.

Comme c'est déjà dit que la flamme ne met pas en jeu seulement des phénomènes chimiques, mais aussi des phénomènes physiques et mécaniques de transport de gaz par diffusion et par convection.

Nous expliquons dans ce chapitre la nature des phénomènes de transport par diffusion et convection, et donner les lois et les équations de base qui les régissent.

I.1-Etat final d'un système réactif. Rappel du calcul de l'équilibre chimique [2]

Le calcul de l'équilibre chimique d'un mélange est une affaire de thermodynamique seulement qui résulte directement de minimisation du potentiel chimique du mélange.

Considérons en effet une masse unité d'un mélange quelconque d'un certain nombre de corps en certaines proportions, dont on veut connaître l'équilibre chimique à des valeurs données de la température et de la pression. La nature exacte de ces corps n'est pas importante. Puisque d'autres corps peuvent apparaître par réaction chimique et se trouver ainsi présents à l'équilibre ; par contre, ce qui est primordial est la composition du mélange en éléments de base. Nous noterons n_e^f le nombre de moles équivalent de l'élément e dans le mélange, par unité de masse, sous quelque forme qu'il puisse être.

A l'état d'équilibre, en principe, tous les corps possibles existent, mais certains corps sont en proportion tellement infime qu'il n'est pas nécessaire d'envisager leur présence. Nous devons donc choisir en premier lieu, avant tout calcul, quels sont les corps à considérer; bien sûr, cela demande un peu de « métier », mais on peut essayer plusieurs possibilités, en augmentant le nombre de corps considérés, et obtenir plusieurs approximations de la réalité : par exemple, pour un mélange comprenant les éléments H, O, on peut considérer d'abord H_2, O_2, H_2O , pour une première approximation puis ajouter O, H, OH, pour une seconde, puis H_2O et H_2O_2 , puis O_3 ... (On même peut considérer des ions et des électrons...) Supposons qu'on ait sélectionné N corps ; N étant supérieur au nombre N_e d'éléments impliqués, les nombres de mole par unité de masse cherchés, à l'équilibre, de ces corps, seront notés n_j , $j=1\dots N$. Si $a_{j,e}$, e est le nombre d'éléments e dans la formule chimique du corps, les n_j vérifient de toute façon les bilans de masse de chaque élément :

$$\sum a_{j,e} n_j = n_e^i \quad , \text{ quel que soit } e$$

Un tel calcul permet de trouver tous les n_j en fonction de T, p et des n_e^i , dans le cadre d'une certaine approximation qui ne considère que la présence de certains corps.

Par exemple, si nous considérons simplement un mélange d'oxygène et d'oxygène atomique, le nombre d'atomes de O, sous forme que ce soit, est une constante pendant tout processus réactionnel. Si on l'appelle n_o^i , on a pendant ce processus :

$$n_o^i = 2n_{O_2} + n_o \quad (1.1)$$

Où n_{O_2} et n_o sont les nombres de mole d'oxygène moléculaire et d'oxygène atomique dans le mélange par unité de masse. Pour calculer la combustion à l'équilibre, n_o^i doit être connue.

Puisque l'équilibre se fait entre deux espèces mettant en jeu un seul type d'élément chimique, il suffit alors d'écrire une seule loi d'action des masses. Pour calculer la composition à l'équilibre, n_o^i doit être connue.

On peut choisir celle qui correspond à la réaction fictive suivante :



Qui permet d'écrire :

$$K_p(T) = \frac{(p_o)^2}{p_{O_2}} \quad (1.2)$$

Où p_i est la pression partielle de l'espèce i dans le mélange, supposé parfait et en équilibre thermique, comme on a :

$$p_{O} = p \frac{n_{O}}{n_{O} + n_{O_2}} \quad \text{Et} \quad p_{O_2} = p \frac{n_{O_2}}{n_{O} + n_{O_2}} \quad (1.3)$$

Que, d'après (1.1), $n_{O} = (n'_{O_2} - n_{O})/2$ on aboutit à :

$$n_{O}^2 \left(1 + \frac{4p}{K_p(T)} \right) - n'_{O} = 0$$

$$n_{O} = n'_{O} \sqrt{\left(1 + \frac{4p}{K_p(T)} \right)} \quad (1.4)$$

Si on avait envisagé la représentation de suffisamment d'ozone dans le mélange il aurait fallu écrire à la place de (1.1) :

$$n'_{O} = 2n_{O_2} + 3n_{O_3} + n_{O} \quad (1.1)$$

Et il aurait fallu rajouter une loi d'action des masses pour calculer l'inconnue supplémentaire n_{O_3} .

Par exemple, $O_3 \leftrightarrow 3O$ conduit à :

$$K_{p,O_3}(T) = \frac{(p_{O})^3}{p_{O_3}} \quad (1.5)$$

Il faut maintenant exprimer les pressions partielles de O , O_2 , O_3 en fonction des nombres de moles de ces espèces et de la pression totale, en remplacement de (1.3), sans oublier de tenir compte de O_3 dans le nombre total des moles. Si l'on élimine encore n_{O_2} à partir de (1.1'), on obtient deux équations pour les deux inconnues n_{O_3} et n_{O} .

L'équation (1.3) donne :

$$K_p(T) = p \frac{2n_{O}^2}{(n'_{O} - n_{O} - 3n_{O_3}) + \left(\frac{n_{O_3} + n_{O} + (n'_{O} - n_{O} - 3n_{O_3})}{2} \right)} \quad (1.6)$$

Et (1.5) donne :

$$K_{p,O_3}(T) = p \frac{n_{O}^3}{n_{O_3} \left(\frac{n_{O_3} + n_{O} + (n'_{O} - n_{O} - 3n_{O_3})}{2} \right)^2} \quad (1.6')$$

Le rapport de ces deux équations peut s'écrire :

$$\frac{K_{p,O_3}}{K_F} = \frac{n_{O}(n'_{O} - n_{O} - 3n_{O_3})}{2n_{O_3} \left(\frac{n_{O_3} + n_{O} + (n'_{O} - n_{O} - 3n_{O_3})}{2} \right)} \quad (1.6'')$$

La résolution du système (1.6)-(1.6') n'est pas facile analytiquement, car il n'est pas linéaire. Par exemple, si on tire n_{O_2} en fonction de (1.6), il y a des racines possibles. Lorsqu'on reporte l'une de ces racines dans (1.6'), on a encore deux racines possible pour n_{O_2} . L'une des quatre racines est telle que tous les nombres de moles sont positifs, et c'est la bonne, mais il est difficile de savoir a priori la quelle...

Il existe des méthodes numériques d'optimisation qui permettent de trouver par approximation, dans l'espace des variables non contrainte, les valeurs de celle-ci donnant ce maximum, et c'est de cette façon que fonctionnent les programmes généraux de calcul d'équilibre chimique. Pour des cas particuliers, on peut trouver aussi des tables de la composition à l'équilibre de certains mélanges, fonction de la température et de la pression.

I.2-La diffusion moléculaire de masse, d'énergie et de mouvement

I.2.1-Une description de la diffusion moléculaire [1]

La diffusion moléculaire de masse d'une espèce dans une autre représente simplement le fait expérimental suivant : si l'on dispose dans un réservoir, à l'instant initial, par exemple dans sa moitié gauche de l'oxygène et dans sa moitié droite de l'azote, les deux constituants vont progressivement, au fur et à mesure que le temps passe, « diffuser » l'un dans l'autre, pour donner un mélange homogène en tous les points du réservoir au bout d'un temps infini.

$$J_i = -K \Delta x \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad (1.7)$$

I.2.2-La conduction de chaleur

La conduction de chaleur est un autre processus de diffusion moléculaire, manifestation du mouvement désordonné des molécules d'un fluide (gaz ou même liquide). En effet l'énergie cinétique de l'agitation des molécules, tant en ce qui concerne les mouvements désordonnés, qui conduisent eux-mêmes à la diffusion de masse, qu'en ce qui concerne les mouvements

intramoléculaires: l'énergie cinétique de rotation, celle de vibration (pour une molécule à plus atome) et celle de déformation du nuage électronique qui entoure le ou les noyaux. On comprend donc que, dès que les molécules se déplacent, elles emportent de l'énergie interne avec elles, qu'elles peuvent céder aux molécules voisines à la suite de chocs, et qui donc, progressivement, se répartit dans tout le milieu [1].

$$\vec{J}_q = -\lambda \vec{g} \quad ; \lambda > 0 \quad (1.8)$$

I.2.3-La diffusion de quantité de mouvement

La diffusion de la quantité de mouvement par les mouvements des molécules d'un fluide se fait même titre que celle de la masse ou l'énergie, et ne peut être négligée si les deux premières ne le sont pas; son étude est plus complexe que celle de diffusion de masse ou d'énergie, car la quantité de mouvement est un vecteur.

Le flux de diffusion de quantité de mouvement dans un milieu gazeux immobile en moyenne n'est autre que la pression. On le montre en thermodynamique statistique. Lorsque le milieu est en mouvement, ce flux de diffusion comprend aussi ce qu'on appelle le « frottement ».

$$J_{v,x} = P - \mu \frac{\partial}{\partial x} \quad (1.9)$$

I.3-Les équation de bilan de l'aérothermochimie [1]

Les phénomènes de diffusion dont nous avons parlé doivent maintenant être inclus dans des équations générales qui décrivent l'évolution d'un milieu à plusieurs espèces chimique, non isotherme, non isobare, en mouvement. Ces équations consistent simplement à faire le bilan de variation de chacune des variables qui nous intéressent dans un petit volume, fixé, du milieu.

Pour le cas d'un écoulement dans un espace à trois dimensions, il faut considérer les trois composantes de chaque flux : $J_{i,\alpha}$, $J_{q,\alpha}$, pour $\alpha = 1,2,3$ et les 9 composantes de τ_{α} qui jouent sur les 3 composantes de la quantité de mouvement ρv_{α} pour $\alpha = 1,2,3$ (ou ρv_{β} , $\beta = 1,2,3$ suivant le cas).

Les équations obtenues sont :

Equation continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho) + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (\rho v_{\alpha}) \quad (1.10)$$

Equation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_{\beta}) + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} (\rho v_{\alpha} v_{\beta}) = - \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} p + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (\tau_{\alpha\beta}) + F_{\beta} \quad \beta = 1,2,3$$

(1.11)

Equation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho T) + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} (\rho v_{\alpha} T) = - \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} q_{\beta} + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (u_{\alpha} \tau_{\alpha}) - k \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} T + q_R \quad (1.12)$$

Equation de fraction de masse :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_i) + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (\rho v_{\alpha} Y_i) = \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} (-J_{i,\alpha}) + \rho w_i \quad (1.13)$$

Equation d'état :

$$P = \rho \sum_i \frac{y_i}{M_i} R$$

I.4- L'instabilités de combustion

Les instabilités de combustion sont des problèmes important rencontrés lors de la conception des chambres de combustion et des systèmes propulsifs en général. Elles se caractérisent par des grandes oscillations des paramètres de l'écoulement (débit, pression, etc.) et de la combustion (dégagement de chaleur). Pour beaucoup d'installations il s'agit d'un phénomène indésirable dont les effets sont gênants:

- Oscillations mécaniques de la structure du système,
- Augmentation du transfert de chaleur aux parois (pouvant conduire à la dégradation de celles-ci),

- Déstabilisation de la flamme.

Les instabilités de combustion proviennent de l'interaction de deux ou plusieurs phénomènes physiques. Un processus initial génère une perturbation de l'écoulement qui va interagir avec la flamme. Un processus de retour couple la variation de taux de réaction au processus initial. En général le processus retour relie l'écoulement aval à l'amont où les perturbations sont initiées. Ce couplage est réalisé par les ondes acoustiques remontant l'écoulement (Ce couplage peut être aussi réalisé par les vibrations de la structure.).

I.5- équations de conservation pour les écoulements réactifs laminaire [3]

I.5.1-Variables de la thermochimie

Pour un mélange de N gaz parfaits, la pression totale est la somme des pressions partielles:

$$p = \sum_{k=1}^N p_k \quad \text{Ou} \quad p_k = \frac{R}{w_k} T \quad (1.14)$$

Où T est la température et R la constante des gaz parfaits, $\rho_k = \rho Y_k$ et w_k sont respectivement la densité et la masse moléculaire de l'espèce k .

Puisque la densité pour un gaz multi espèces est donnée par :

$$\rho = \sum_{k=1}^N \rho_k \quad (1.15)$$

L'équation d'état est :

$$p = \rho \frac{R}{W} T \quad (1.16)$$

Où W est la masse moléculaire moyenne du mélange donné par:

$$\frac{1}{W} = \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{w_k} \quad (1.17)$$

L'enthalpie h_k de l'espèce k est donnée par :

$$h_k = h_{s,k} + \Delta h_{f,k}^\circ = \int_{T_0}^T C_p \, dT + \Delta h_{f,k}^\circ \quad (1.18)$$

L'enthalpie sensible $h_{s,k}$ est produite par la réaction chimique, elle est nulle à $T=T_0$. L'enthalpie chimique ou de formation $\Delta h_{f,k}^0$ représente l'enthalpie nécessaire pour former un kilogramme de l'espèce k .

C_p Chaleur spécifique à pression constante de l'espèce k , est donnée pour un gaz parfait diatomique par :

$$C_p = 2.5 \frac{R}{W_k} \quad (1.19)$$

L'enthalpie du mélange est obtenue en faisant la somme sur toutes les espèces :

$$h = \sum_{k=1}^N h_k Y_k = \int_{T_0}^T c_p dT + \sum_{k=1}^N \Delta h_{f,k}^0 Y_k \quad (1.20)$$

Où la chaleur spécifique à pression constante du mélange C_p est donnée par

$$C_p = \sum_{k=1}^N c_p Y_k \quad (1.21)$$

L'énergie interne $e = h - (p/\rho)$ est donnée par :

$$e = \int_{T_0}^T c_v dT - RT_0/W + \sum_{k=1}^N \Delta h_{f,k}^0 Y_k = \sum_{k=1}^N e_k Y_k \quad (1.22)$$

Où la chaleur spécifique à volume constant du mélange C_v , est donnée par

$$C_v = C_p - r \quad (1.23)$$

Avec r la constante du gaz

$$r = \frac{R}{W} = R \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{W_k} \quad (1.24)$$

La constante universelle des gaz parfaits est désignée $R=8.3143 \text{ J/ (mol K)}$. La masse moléculaire du mélange est W celle de chaque espèce k est w_k et le nombre total des espèces est N .

I.5.2- Equations de conservation de masse et d'espèces

L'équation de conservation de la masse totale pour un écoulement réactif est similaire à celle d'un écoulement inerte car la combustion ne génère pas de masse.

$$\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} u_i = 0 \quad (1.25)$$

L'équation de conservation de masse pour l'espèce k s'écrit:

$$\frac{\partial Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((u_i - V_{k,i}) Y_k \right) = \dot{\omega}_k \quad \text{Pour } k=1, N \quad (1.26)$$

Avec $V_{k,i}$ la composante i de la vitesse de diffusion V_k de l'espèce k et est $\dot{\omega}_k$ le taux de production de l'espèce k .

Généralement, la vitesse de diffusion est donnée par la loi de Fick sous la forme:

$$V_{k,i} = -D_k \frac{1}{Y_k} \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \quad \text{Pour } k=1, \dots, N_{K-1} \quad (1.27)$$

Où D_k est le coefficient de diffusion de l'espèce k dans le mélange.

L'équation de conservation de l'espèce k devient:

$$\frac{\partial Y_k}{\partial t} + \frac{\partial u_i Y_k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) + \dot{\omega}_k \quad \text{Pour } k=1, N \quad (1.28)$$

Dans cette équation, la diffusion de masse due aux gradients de température est négligée.

I.5.3- Equations de la quantité de mouvement

L'équation de la quantité de mouvement se trouve inchangée par la réaction chimique, elle s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u_j + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i u_j = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho \sum_{K=1}^N Y_K f_{K,j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} + \rho \sum_{K=1}^N Y_K f_{K,j} \quad (1.29)$$

Où $f_{k,j}$ est la force de volume agissant sur l'espèce k dans la direction j et τ_{ij} ; est le tenseur visqueux, donné par :

$$\tau_{ij} = - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.30)$$

Le tenseur σ_{ij} combine la pression et le tenseur visqueux sous la forme suivante :

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - p \delta_{ij} = -p \delta_{ij} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.31)$$

Où μ est la viscosité dynamique et δ_{ij} est le symbole de Krônecер

I.5.4- Equations de la conservation d'énergie

C'est l'équation la plus affectée par la combustion, elle peut être écrite sous plusieurs formes, une des plus utilisées est celle de l'enthalpie sensible :

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i h_s) = \dot{w}_T + \dot{Q} + \frac{D}{D} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_{K=1}^N V_{K,i} Y_K h_{s,K} \right) \quad (1.32)$$

Le flux d'énergie $\frac{\partial T}{\partial x_i}$ est le terme de diffusion de chaleur exprimé par la loi de Fourier.

Un second terme $\rho \sum_{K=1}^N V_{K,i} Y_K h_K$ associe la diffusion de différentes espèces avec des enthalpies différentes.

Le terme \dot{Q} représente la source de chaleur due par exemple à un laser ou un arc électrique. Le terme \dot{w}_T est le dégagement de chaleur dû à la combustion, il est donné par :

$$\dot{w}_T = - \sum_{K=1}^N \Delta h_{f,K}^\circ \dot{w}_K \quad (1.33)$$

Le système d'équations de Navier-stokes pour un écoulement réactif est fermé par l'équation d'état pour un gaz parfait.

$$p = \rho \quad (1.34)$$

I.5.5- Cinétique chimique

On considère un système chimique (mécanisme réactionnel) de N espèces qui réagissent à travers L réactions.



Où M_K est le symbole chimique de l'espèce k , $V_{K,j}$ et $V_{K,j}$ sont les coefficients Stoechiométriques molaires de l'espèce k dans la réaction j .

Le taux de réaction massique global \dot{w}_K est la somme des taux $\dot{w}_{K,j}$, produit par les L réactions :

$$\dot{v}_R = \sum_{j=1}^L \dot{v}_{R,j} = w_R \sum_{j=1}^L v_R Q_j \quad \text{Avec } Q_j = \frac{\dot{v}_{R,j}}{w_R v_R} \quad (1.36)$$

Où $\dot{v}_R = v_{R+} - v_{R-}$ et est le taux de progression de la réaction j , il est donné par :

$$Q_j = k_f \prod_{R-1}^N \left(\frac{\rho Y_R}{M_R} \right)^{\nu_i^f} - K_D \prod_{R-1}^N \left(\frac{\rho Y_R}{M_R} \right)^{\nu_i^D} \quad (1.37)$$

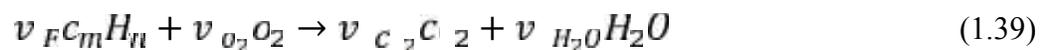
Avec k_f et K_D sont les taux direct et inverse de la réaction j . $\frac{\rho Y_R}{M_R}$ est la concentration molaire de l'espèce k . Ces taux constituent un problème central dans la modélisation de la combustion. Ils sont toujours modélisés en utilisant la loi empirique d'Arrhenius:

$$k_f = A_f T^\beta e^{-\frac{E_f}{R}} \quad K_D = A_D T^\beta e^{-\frac{T_a}{T}} \quad (1.38)$$

La connaissance de taux d'avancement individuel Q_j de chaque réaction nécessite la connaissance de la constante A_f , l'exposant de la température β_f , et la température d'activation T_{aj} (ou l'énergie d'activation $E_j = RT_a$). Avant d'identifier ces constantes, un autre défi est l'identification des espèces et des réactions à inclure dans le mécanisme réactionnel.

I.5.6- Facteurs stœchiométriques

En combustion, il est pratique de relier les fractions massiques des réactifs à celles des produits par rapport à une condition stœchiométrique. Cette condition est définie comme étant l'état dans lequel tout le combustible et le comburant sont consommés et les produits sont dans leur état le plus stable. Considérons l'équation représentative de la combustion d'un hydrocarbure :



Les coefficients stœchiométriques sont définis par

$$v_F = 1 \quad v_{O_2} = m + \frac{n}{4}, \quad v_{C_2} = m \quad \text{et} \quad v_{H_2O} = \frac{n}{2}$$

On définit le rapport stœchiométrique de masse s qui représente la masse minimale d'oxydant par unité de masse du combustible nécessaire pour une combustion complète :

$$s = \left(\frac{Y_O}{Y_F} \right) = \frac{v_O W_O}{v_F W_F} \quad (1.40)$$

On définit aussi le coefficient d'excès d'air k par le rapport suivant :

$$\lambda = \left(\frac{Y_F}{Y_O} \right) / \left(\frac{Y_F}{Y_O} \right)_s = \frac{1}{s} \frac{Y_O}{Y_F} \quad (1.41)$$

Un autre paramètre fréquent correspondant à la réciproque du coefficient d'excès d'air est la richesse ϕ définie par :

$$\phi = \frac{1}{\lambda} = \left(\frac{Y_F}{Y_O} \right)_s / \left(\frac{Y_F}{Y_O} \right) \quad (1.42)$$

λ Et ϕ sont limités par zéro et l'infini, ils peuvent classifier le mélange réactif en trois catégories :

- Mélange riche: $0 < \phi < 1$ ou $\lambda > 1$
- Mélange stœchiométrique :

$$\phi = 1 \quad \text{Ou} \quad \lambda = 1$$

- Mélange pauvre : $1 < \phi < \infty$ ou $0 < \lambda < 1$

I.6- Qu'est –ce qu'une flamme turbulente ?

Un des plus simples foyers pratiques qui utilise une flamme turbulente est celui d'un statoréacteur. Il s'agit de faire brûler du combustible dans un écoulement permanent d'air à forte

vitesse (environs 50 m/s); le combustible (gazeux ou liquide) est souvent injecté suffisamment en amont de la zone de combustion, et l'air est suffisamment chaud pour que l'on puisse considérer que la combustion se fait dans un milieu gazeux où combustible et comburant sont mélangés de façon pratiquement parfaite.

D'un point de vue pratique la turbulence arrange bien les choses : la vitesse de l'écoulement entrant est plus élevée dans le cas turbulent, le débit de combustible brûlé par unité de volume est plus grand en proportion. La turbulence permet donc d'accroître considérablement l'énergie dégagée par unité de volume, le fait que l'épaisseur « visible » de flamme turbulente soit plus grande que celle de la flamme laminaire.

D'un point de vue physique l'existence de la flamme s'explique par l'effet concourant des deux phénomènes : les réactions chimiques et la diffusion de la chaleur et des espèces. L'importance de ces processus de diffusion fait bien comprendre alors que la turbulence, qui est capable de les accélérer dans de grandes proportions, joue un rôle si bénéfique. Mais la structure des flammes turbulente est beaucoup plus complexe que celle des flammes laminaire. Cela se traduit en particulier. Par le fait que les flammes turbulentes sont beaucoup plus difficiles à calculer.

L'hypothèse $\rho = C$ n'est pas valable pour les flammes, et les équations précédentes doivent être modifiées, il est possible de rétablir en tenant compte de la variation de ρ et de ses fluctuations, et cela donne des équations plus complexes, avec des termes supplémentaires. Il est plus commode d'utiliser les moyennes de Favre [4,5], qui simplifient les équations en groupant des termes.

Les équations pour les bilans de $\tilde{v}_\beta, \tilde{Y}$ et \tilde{e} s'écrivent alors [6]:

Equation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{v}_\alpha) = 0 \quad (1.43)$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \tilde{v}_\beta + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{v}_\alpha \tilde{v}_\beta) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\tau}_{\alpha,\beta} - \overline{\rho v'_\alpha v'_\beta}) + \bar{F}_\beta \quad (1.44)$$

Equation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \tilde{e}_t + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \tilde{v}_\alpha \tilde{h}_t) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (-\bar{J}_{e,\alpha} - \overline{\rho v'_\alpha h'_t}) + \bar{F}_\beta V_\beta \quad (1.45)$$

Equation de fraction de masse:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \bar{Y}_i + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\bar{\rho} \bar{v}_\alpha \bar{Y}_i) = \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (-\bar{J}_{i,\alpha} - \overline{\rho v_\alpha Y_i}) + \bar{\rho} \bar{W}_i \quad (1.46)$$

En fait, cette nouvelle façon de faire est toute aussi physique que le précédent :

$\bar{\rho} \bar{v}_\alpha = \overline{\rho v_\alpha}$ présente la moyenne de quantité de mouvement par unité de volume, alors que \bar{v}_α représentait la moyenne des quantités de mouvement par unité de masse.

L'énergie totale moyenne \bar{e}_t comprend l'énergie interne moyenne, l'énergie cinétique moyenne, et aussi l'énergie cinétique de la turbulence :

$$\bar{e}_t = \bar{e} + \frac{1}{2} \overline{v_\alpha v_\alpha} \quad (1.47)$$

Dans les équations (1.47) à (1.49), il apparaît de nouveaux flux de diffusion turbulente [2]:

- $-\overline{v_\alpha' Y_i'}$ pour la masse i ;
- $-\overline{v_\alpha' h_t'}$ pour l'enthalpie totale;
- $-\overline{v_\alpha' v_\beta'}$ pour la quantité de mouvement. Les équations de bilan sont encore semblables à celle de départ.

Puisque ρ n'est pas constante, il ne faut pas oublier les équations d'état, qui lient ρ, P, T et qu'il faut transformer pour obtenir des relations entre les valeurs moyennes, d'une part

$$\bar{P} = \overline{\rho R_m T} \quad (1.48)$$

En toute rigueur :

$$R_m = \sum_1^n Y_i R_i \quad (1.49)$$

ρ n'est pas constante, et (1.14) doit faire apparaître la corrélation des fluctuations de Y_i et T pas seulement \bar{Y}_i, \bar{T} . Cependant, dans le cas des flammes où l'air entre comme comburant, on peut supposer R_m constante puisqu'il y a souvent 75% d'azote. Alors :

$$\bar{P} = \bar{\rho} R_m \bar{T} \quad (1.50)$$

D'autre part, l'équation d'état thermique se moyenne en :

$$\bar{e} = \frac{1}{\bar{\rho}} \sum_1^n \overline{\rho Y_i e} \quad (1.51)$$

Là encore, on a une forme compliquée qui devrait faire intervenir les corrélations entre Y_i et T . Mais si on suppose que $e_i = C_v T - e_{i,0}$, où C_v et $e_{i,0}$, sont des constantes.

1.7-Un aperçu sur les modèles de la turbulence

1.7.1-Modèles à deux équations

1.7.1.1-Modélisation $k-\varepsilon$

L'approche consiste à représenter les propriétés de la turbulence à l'aide d'échelles de vitesse et de longueur caractéristiques des fluctuations. L'échelle de vitesse est obtenue par l'intermédiaire de l'énergie cinétique turbulente (k). L'échelle de longueur est, quant à elle, plus délicate à définir et l'on a recours à une nouvelle équation de transport portant sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε [2]. L'échelle de longueur l_ε n'étant pas connue a priori et sa détermination empirique étant difficile, on résout pour saramenter ce problème une équation pour ε . la viscosité turbulente est calculée par la relation [8] :

$$\text{Pour des nombre de Reynolds grands} \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.52)$$

Les tensions de Reynolds sont calculées en utilisant l'hypothèse gradient :

$$-\bar{\rho} \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\bar{\rho} \tilde{k} + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (1.53)$$

Et le flux turbulent d'une grandeur g est donné par :

$$-\bar{\rho} \overline{u_i' g'} = \frac{\mu_t}{\sigma_g} \frac{\partial \bar{g}}{\partial x_i} \quad (1.54)$$

σ_g Est un nombre de Prandtl ou de Schmidt turbulent de la grandeur g (ayant pour valeur 0.7-0.9). une équation de bilan pour ε peut être écrite, mais elle comporte des termes très compliqués et qu'on ne sait pas modéliser. On se contente ici de la forme finale modélisée de cette équation:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_k \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_k} \right) + \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} \left[C_{\varepsilon,1} (P_k + G_k) - C_{\varepsilon,2} \bar{\rho} \bar{\varepsilon} \right] \quad (1.55)$$

Et celle de k si on néglige l'effet des fluctuations de pression-divergence des fluctuations

$\overline{p' \frac{\partial u_k'}{\partial x_k}}$:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_k \bar{k}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_k} \right) + P_k + G_k - \bar{\rho} \bar{\varepsilon} \quad (1.56)$$

$$P_K = -\overline{\rho u_i' u_k'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \quad (1.57)$$

$$G_K = -\overline{u_i'} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \overline{u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} \quad (1.58)$$

$$\overline{u_i'} = -\frac{\overline{\rho' u_i'}}{\bar{\rho}} \quad (1.59)$$

Les constantes de ce modèle sont :

$$C_1 = 0.09, \sigma_k = 1.3, C_2 = 1.44 \text{ et } C_3 = 1.92, \sigma_k = 1 [7].$$

1.7.1.2-Modèle k-ε standard [9]

Ce modèle met l'accent sur les mécanismes affectant l'énergie cinétique turbulente en se basant sur la modélisation de deux équations de transport la première est celle de l'énergie cinétique turbulente (k) et la deuxième est son taux de dissipation visqueuse (ε). ainsi, la viscosité dynamique turbulente y est calculée par :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (1.60)$$

$$C_\mu = 0.09$$

La robustesse du modèle, ainsi que son économie en temps de résolution et une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents expliquent sa popularité pour les écoulements industriels et les simulations de transfert de chaleur. Néanmoins, ce modèle présente quelques faiblesses en présence de couche limites courbées, les écoulements tournants entièrement développés dans des conduites non circulaires.

1.7.2-Modèle RNG k-ε [2]

Un nouveau modèle, fondé sur les méthodes utilisant le groupe de renormalisation est apparu ces dernières années. Appelé modèle RNG k-ε (Yakhot et Orszag 1986), il utilise une théorie différente des techniques statistiques classiques. La taille des échelles turbulentes est prise en compte pour déterminer la part de l'énergie qui sera transportée et celle qui sera dissipée. Les

petites échelles de turbulence qui dissipent toute leur énergie sont modélisées alors que les grandes échelles de turbulence sont étudiées précisément. Cette modélisation aboutit à des équations de transport de k et ε (relations (1.73) et (1.74)) très proches de celles du modèle k - ε standard. La principale différence vient des constantes qui ne sont plus déterminées expérimentalement mais calculées théoriquement. Zhou (1997) décrivent l'évolution des modèles RNG k - ε . Les relations présentées ci-dessous sont celles d'une version récente développée par Yakhot et Orszag.

$$\frac{\partial(\rho U_j^k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \sigma_k v_e \frac{\partial}{\partial x_j} \right] + \rho v_t \left[\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] - \rho \quad (1.61)$$

$$\frac{\partial(\rho U_j^\varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \sigma_\varepsilon v_e \frac{\partial}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \rho v_t \left[\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R \quad (1.62)$$

Avec : $C_1 = 0.0845$; $C_2 = 1.42$ et $C_3 = 1.68$. α et α sont les inverses des nombres de Prandtl turbulent pour k et ε .

1.7.3-Modèle aux tensions de Reynolds (RSM) [2]

L'une des principales limites des modèles de la famille k - ε est l'introduction d'une viscosité turbulente iso tropique. Cela implique que les fluctuations de vitesse sont identiquement affectées par les gradients du champ moyen dans chaque direction. L'isotropie de la viscosité turbulente peut entraîner des résultats erronés dans le cas d'écoulements complexes. Pour ces raisons, les modélisations au second ordre se sont développées: les tensions de Reynolds sont considérées comme des grandeurs transportées susceptibles d'avoir une histoire individuelle.

Ainsi, il est possible d'écrire des équations de transports pour les corrélations doubles sous la forme de la relation (1.45) pour la corrélation $\overline{u_i' u_j'}$ avec k comme indice de sommation. Cependant, apparaissent des corrélations d'ordre trois qu'il faut à nouveau modéliser.

$$\frac{\overline{\partial u_i' u_j'}}{\partial t} + U_k \frac{\overline{\partial u_i' u_j'}}{\partial x_k} = - \left[\overline{u_i' u_k'} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j' u_k'} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right] - 2\nu \frac{\overline{\partial u_i' \partial u_j'}}{\partial x_k \partial x_k} + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\overbrace{\overline{u'_i u'_j u'_k} - \nu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} + \frac{P}{\rho} (\delta_{ji} u'_i + \delta_{ij} u'_j)}^{(6)} \right] \quad (1.63)$$

On définit, de gauche à droite dans la relation (1.62), les termes d'inertie (1), de transport (2), de production (3), de dissipation (4), de corrélation pression-déformation (5) et de diffusion (6).

1.7.4- Un nouveau outil « LES » [2]

La LES consiste à simuler exactement les grandes structures de l'écoulement ayant une taille caractéristique supérieure à une échelle l et à modéliser les phénomènes turbulents de taille caractéristique inférieure à l . Cette méthode de calcul des écoulements turbulents offre un bon compromis entre coût de calcul et description adéquate de la turbulence instationnaire. Les équations de la LES sont obtenus par un filtrage réalisé à l'échelle l des équations de Navier-Stokes. Dans un code de calcul LES l'opération de filtrage est réalisée implicitement par le maillage et le schéma numérique: les structures de la turbulence de taille inférieure à l ne sont pas résolues par le calcul mais prises en compte par le modèle LES. Les erreurs de dissipation et de dispersion du schéma numérique contribuent à l'augmentation de la taille du filtre.

1.7.5-Modèles de sous-maille

C'est bien sûr dans ce modèle de sous-maille qu'il faut "injecter" toute la physique des écoulements turbulents. Aussi, cette modélisation a fait l'objet d'un nombre considérable d'études que nous n'allons pas résumer ici. On se contentera ici de décrire brièvement les modèles utilisées en explicitant leurs points forts et leurs limites. La fermeture de modèle sous-maille pour les équations régissant du système sont présentés ci-dessous [2].

1.7.6-Tensions de Reynolds [2]

La majorité des modèles de sous-maille est basée sur l'hypothèse de Boussinesq qui lie le tenseur des contraintes non résolues τ_{ij}^u au tenseur des vitesses de déformation \tilde{S}_{ij} par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente μ_T :

$$\tau_{ij} = 2\mu_T \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{S}_{kk} \right) \quad (1.64)$$

Le choix du modèle consiste donc à expliciter la viscosité turbulente $\nu_T = \bar{\rho} \mu_T$

1.7.6.1-Le modèle de Smagorinsky[2]

Le tenseur des contraintes de Reynolds T_{ij} est modélisé par une viscosité turbulente:

$T_{ij} = \mu_T \tilde{S}_{ij}$. T_{ij} Est divisé en un terme anisotrope T_{ij}^a et un terme isotrope T_{ij}^i qui est négligé, ce qui donne :

$$T_{ij}^a = \mu_T \tilde{S}_{ij} \quad (1.65)$$

μ_T la viscosité turbulente, s'écrit sous la forme d'une relation algébrique:

$$\mu_T = \bar{\rho} C_s \Delta_x^2 |\tilde{S}_{ij}| = \rho C_s^2 \sqrt{\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \quad (1.66)$$

Ou :

$$\nu_T = C_s^2 \sqrt{\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \quad (1.67)$$

C_s Est la constante de Smagorinsky $C_s=0.18$.

Ce modèle a été développé en 1963 par Smagorinsky, depuis les toutes premières LES, massivement testé dans de nombreuses configurations. Ce modèle a été amélioré, par exemple pour les maillages anisotropes et a servi de base à de nombreux autres modèles comme par exemple le modèle dynamique de Germano. Cependant, on peut noter quelques limitations à l'utilisation du modèle de Smagorinsky:

- Il s'avère souvent trop dissipatif pour modéliser, par exemple la transition vers la turbulence.
- Par construction, le modèle prédit de la viscosité turbulente ν_T dans les zones de fort gradient.

Ainsi, son comportement en proche de la paroi est faux puisqu'il n'y prédit pas la décroissance de la turbulence.

- Ce modèle est basé sur l'hypothèse de turbulence isotrope, ce qui n'est pas toujours adapté au calcul de configurations réelles.

1.7.6.2-Le modèle WALE [2]

Ce modèle est une adaptation du modèle de Smagorinsky et permet d'obtenir une décroissance de μ_T en suivant asymptotiquement une loi en $(y^+)^3$, (y^+ est la distance à la paroi normalisée). Ce modèle permet de corriger un défaut du modèle de Smagorinsky qui sur-évalue la viscosité turbulente en proche paroi et ceci à cause des gradients dus à la couche limite.

Cette méthode permet de tenir compte du transfert d'énergie des petites structures de l'écoulement vers les grandes (Back-Scatter). Mais elle nécessite l'emploi de limiteurs pour borner les valeurs de μ_T . De plus ce modèle est plus complexe à mettre en œuvre que ceux présentés ici, surtout sur des maillages non-structurés. Le modèle WALE [4] a été développé pour améliorer :

- la décroissance de ν_T à la paroi,
- et la transition vers la turbulence.

La viscosité turbulente est définie par:

$$\nu_T = (C_w)^2 \frac{(S_{ii}^d S_{ii}^d)^{3/2}}{(S_{ii}^d S_{ii}^d)^{5/2} + (S_{ii}^d S_{ii}^d)^{5/4}} \quad (1.68)$$

Avec :

$$S_{ii}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ii}^2 + \tilde{g}_{ii}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \quad (1.69)$$

$$\tilde{g}_{ii}^2 = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (1.70)$$

D'après Nicoud et Ducros, la constante C_w varie très peu selon la configuration (contrairement à C_S dans le modèle de Smagorinsky). La valeur de $C_w = 0.49$. Par construction, l'équation (1.68) impose $\nu_T = 0$ si l'écoulement est bidimensionnel.

Conclusion :

La combustion est un phénomène très compliqué qui met en jeu plusieurs aspects (chimiques, physiques, mécaniques, ...). Afin de déterminer les différents paramètres caractéristiques dans n'importe quel point de volume de contrôle, on procède à la résolution des équations du bilan aérothermochimie, associées au système étudié. La solution analytique est presque impossible surtout dans le cas turbulent et non adiabatique, où les équations sont non linéaires. On opte donc pour les solutions numériques et ceci nécessite des modèles pour surmonter le problème de fermeture du système.

Il existe plusieurs modèles de simulation, soit pour simuler uniquement l'écoulement, ou pour le simuler en associant d'autres phénomènes conjoints.

Introduction [10]

L'ensemble des réactions de combustion se traduit par une émission de lumière (flamme) et de chaleur.

La composition structurelle théorique d'une flamme est représentée par la figure ci-dessous.

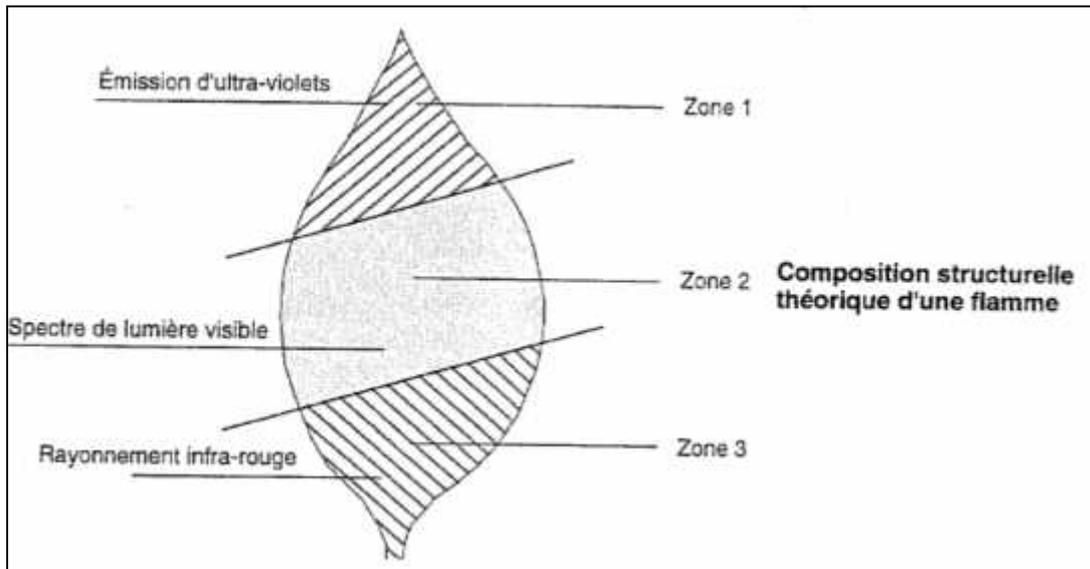


Fig (2.1): la composition structurelle d'une flamme [10]

La zone1 :

Est une zone de température très élevée et de combustion complète, émettrice d'ultraviolet.

La zone 2 :

Est une zone brillante résultats d'une combustion incomplète. Les particules de carbone imbrulées sont portées incandescence par la chaleur de combustion et sont finalement 'craquées'. Cette zone produit un spectre de lumière visible.

La zone3 :

Est une zone de température relativement basse. La combustion de mélange y est très incomplète du fait du manque d'oxygène. Elle produit un rayonnement infrarouge.

II.1-Les types de combustion

Développer des stratégies efficaces pour la chimie d'incorporation en LES était un des objectifs principaux de ce travail. Les approches devraient trouver un mécanisme cinétique, thermique et chimique approprié pour le système étudié afin que résoudre des équations scalaires de transport pour toute l'espèce dans le volume de contrôle étudié, et essayer de

modéliser la limite filtrée de source dans chaque équation. Un problème sérieux avec cette approche directe est que les mécanismes cinétiques réalistes peuvent impliquer des dizaines d'espèces et de centaines d'étapes de réaction, même pour les carburants "simples" tels que le méthane. Un autre problème est que chaque équation de transport d'espèce contient une limite chimique filtrée de source qui doit être modélisée; où la source est, en principe, une fonction non-linéaire arbitraire des variables scalaires. Les modèles de simulation de combustion sont l'approche la plus attrayante pour évaluer de telles non-linéarités. La combustion modélisée dans LES semble à réduire au minimum le nombre de variables scalaires transportées.

Il existe plusieurs approches en LES pour la combustion turbulente à chimie rapide et à chimie non infiniment rapide. Ces approches peuvent être partagées en deux catégories :

II.1.1- La combustion non-prémélangée

La combustion turbulente non-prémélangées se rencontrent dans l'industrie le plus souvent dans les brûleurs à gaz. La turbulence joue un rôle indispensable pour mélanger le plus rapidement possible les gaz en présence. Elle est due essentiellement aux forts gradients de vitesse qui existe entre l'air et le gaz [2].

II.1.1.1- Classification des flammes de diffusion turbulente [1]

On pourrait utiliser encore une fois un diagramme qui permet d'utiliser les deux nombres caractéristiques $k^{1/2}/S_L$ et l_t/e_L pour résumer les discussions précédentes. Mais dans le cas des flammes de diffusion S_L et e_L n'ont cependant aucune signification physique, il suffit d'utiliser des nombres sans dimensions plus classiques: par exemple le nombre de Damkoler $D = \frac{l_t}{\tau_c} = l_t/k^{1/2}\tau_c$ et le nombre de Reynolds de la turbulence. On obtient alors le diagramme de la figure 2.2.

Dans le domaine où $Re_T > Re_T^*$, il n'est plus possible de distinguer des flammelettes au sens propre du terme, c-à-d. qui ne soient pas modifiées intérieurement par la turbulence. Si $\tau_R < \tau_c$ avec extinctions, si $\tau_R < \tau_c$ sans extinctions.

Si l'on considère maintenant le domaine où $\tau_c \gg \tau_t$, la petitesse de τ_t implique que les fluctuations turbulentes de concentration et température, dans la flamme, sont très petites.

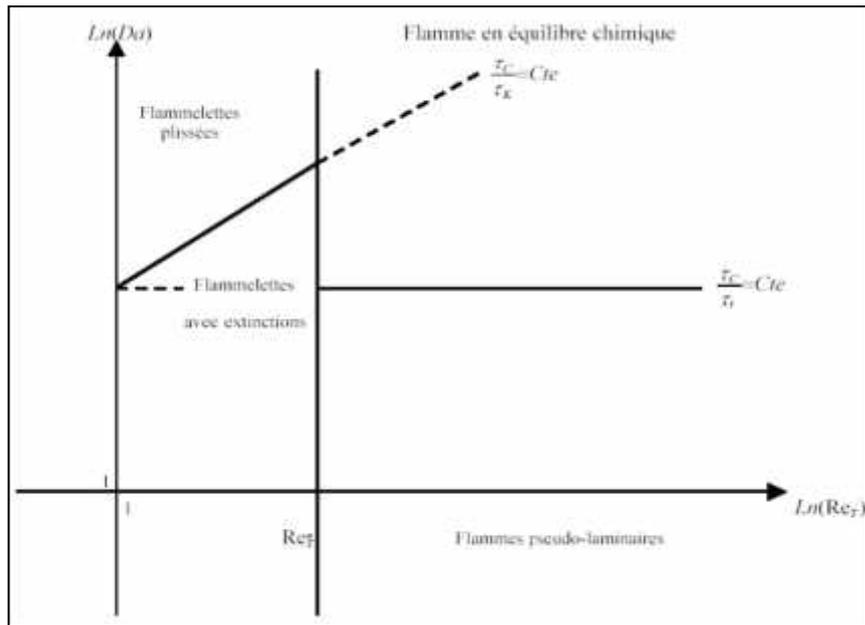


Fig. (2.2) Une classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes [2]

II.1.1.2- Les modèles de simulation de la combustion non prémélange

Comme pour les flammes prémélangées turbulentes, et comme pour tout écoulement turbulent, il faut encore insister sur le fait qu'un calcul prédictif ne peut concerner que des quantités moyennes au sens statistique.

II.1.1.2.A- Le modèle des « flammlettes » [2]

Lorsque la structure de la flamme turbulente est celle d'une flamme à « flammlettes », la modélisation doit tenir compte. La présence des flammlettes se traduit par l'existence, à chaque instant et en chaque point, de relation entre les différentes espèces et la fraction de mélange, assurées par le maintien de la structure à petite échelle même pendant que les flammettes se déplacent dans les mouvements turbulents à grande échelle. Appelons ces relations $\bar{Y}_i^f(Z)$; elles ne sont pas celles imposées par l'équilibre chimique, mais elles peuvent être utilisées de façon un peu semblable.

Nous avons dit que les flammettes pouvaient être courbées, étirées ou comprimées par la turbulence. Parmi toutes ces possibilités, certaines des flammettes sont des flammettes étirées à l'état stationnaire dans l'écoulement à contre-courant. Si l'écoulement est en

moyenne plus étiré que comprimé, on peut s'attendre à ce qu'elles soient en majorité dans la flamme. Ces raisonnements ont conduit à utiliser les relations $\bar{Y}_i^J(Z)$ comme celles obtenues dans les calculs de flammes étirées contrecourant; elles dépendent alors du taux d'étirement, soit a (est une constante positive proportionnelle à V_0/L , si V_0 est la vitesse de sortie commune des jets et L l'écart entre ceux-ci), le calcul des grandeurs moyennes est alors juste une généralisation:

$$\bar{Y}_i = \int_0^\infty d \int_{Z^*} Y_i^J(Z, a) \bar{P}(Z, a) d \quad (2.1)$$

$$\bar{T} = \int_0^\infty d \int_{Z^*} T^J(Z, a) \bar{P}(Z, a) d \quad (2.2)$$

Cette approche possède encore deux variantes, qui consistent à utiliser encore l'équation (2.8) en tenant compte de la structure de flammelette seulement pour calculer les \bar{w}_i . On peut penser que le domaine de validité de l'approche est alors plus large, puisque c'est seulement la zone réactive des flammelettes qui doit voir sa structure, assimilée à celle d'une flammelette à contre-courant, conservée dans la turbulence. Dans la première variante, les taux de réaction moyens sont calculés par :

$$\bar{w}_i = \int_0^\infty d \int_{Z^*} w_i(Y_i^J(Z, a) \forall j, T^J(Z, a)) \bar{P}(Z, a) d \quad (2.3)$$

Dans la deuxième variante, on utilise le modèle de flamme cohérente, modifié pour prendre en compte l'étirement des flammelettes. Cette modification apparaît à la fois dans les termes de production de surface par étirement, et dans les flux d'espèces par unité de surfaces, les V_D .

II.1.1.2.B- Le modèle Lagrangien MIL [2]

La pris en compte explicite des aspects Lagrangiens du transport turbulent permet de bâtir des modèles approchés assez facilement interprétables. En effet, il est intéressant de constater que si les équations de bilan instantanées des Y_i sont remplacées par le modèle suivant:

$$\rho \frac{dY_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \rho Y_i + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho v_\alpha Y_i) = \rho \frac{\bar{Y}_i - Y_i}{\tau_e} + \rho w_i \quad (2.4)$$

Où le terme de diffusion moléculaire a été remplacé par un simple terme linéaire d'échange avec la valeur moyenne, on peut démontrer que Y_i satisfait à l'équation donnée par la modélisation de Dopazo et O'Brien, en prenant τ_e proportionnel à τ_t . On le trouve en appliquant certain méthode, et on obtient directement le terme de mélange à petit échelle, bien

que le terme de diffusion turbulente ne le soit pas. L'équation (2.4) représente donc un modèle Lagrangien de micromélange; elle peut être appliquée pour n'importe quelle espèce, ou même pour l'enthalpie et la fraction de mélange Z . Ce modèle a été utilisé dans le domaine du génie chimique.

II.1.1.2.C- Le modèle PDF

La méthode de la PDF présumée est spécialement utilisée pour les écoulements réactifs prémélangés. Elle consiste à donner une forme à l'équation de la PDF [7]. La fonction de densité de probabilité du modèle PDF présumé pour la Bêta distribution sur l'intervalle, $0 < x < 1$, est donnée [2] :

$$P(x; a, b) = x^{a-1}(1-x)^{b-1} \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \quad (2.5)$$

Là où les paramètres a et b sont liés au moyen de distribution et la variation de (μ, σ^2) , on les écrit :

$$a = \frac{\mu(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2}, \quad b = \frac{(1-\mu)(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2} \quad (2.6)$$

Il s'agit de la généralisation du calcul de la PDF au cas où il s'agit d'une PDF multidimensionnelles, avec des espèces réactives. L'équation de PDF d'une espèce réactive. Dont la fraction massique est repérée par la variable d'avancement C . il est tout à fait possible de généraliser une telle équation pour la PDF multidimensionnelle avec des variables associées à plusieurs espèces réactives et à la température. Il suffit de considérer que C est un vecteur de variables, et on a :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(C) + \frac{\partial}{\partial x_a} (\rho \tilde{v}_a P(C)) = \frac{\partial}{\partial x_a} (-\langle \rho v'_a \rangle_C P(C)) - \sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial t} \left(\left(\langle \frac{\partial}{\partial x_a} \rho \frac{\partial}{\partial x_a} \rangle_C + \rho(C) W_C(C) \right) P(C) \right) \quad (2.7)$$

II.1.2-La combustion prémélangée

La classification des régimes de combustion turbulente des flammes de pré mélange remonte à Damkohler (1947) qui adopta l'idée qu'une turbulence à grande échelle ne fait que

plisser la flamme laminaire sans modification significative de sa structure interne ; alors qu'une turbulence a petite échelle affecte le processus de transfert dans la structure interne de la flamme laminaire. D'après Damkohler ; les frontières des régimes de combustion turbulente sont identifiables à l'aide, par exemple, de comparaisons entre les échelles spatiales de la turbulence et l'épaisseur de la flamme laminaire [8].

II.1.2.1-Les trois types de la flamme turbulente de prémélangée

On peut distinguer plusieurs types de flammes turbulentes de prémélange suivant la valeur de deux nombres caractéristique de la turbulence qui y règne: $k^{1/2}/S_L$ et l_t/δ_L . K et l_t sont respectivement l'énergie cinétique et l'échelle intégrale de longueur de la turbulence qui règne dans le milieu, S_L et δ_L la vitesse fondamentale de propagation et l'épaisseur d'une flamme laminaire plane qui propagerait dans un mélange considéré. Il s'agit ici de l'épaisseur thermique c'est à dire de l'épaisseur totale, incluant la zone de préchauffage et celle de réaction proprement dite. On utilisera les temps caractéristiques $\tau_t = l_t/k^{1/2}$, $\tau_R = (v/\varepsilon)^{1/2}$, $\tau_c = \delta_L/S_L$ [7].

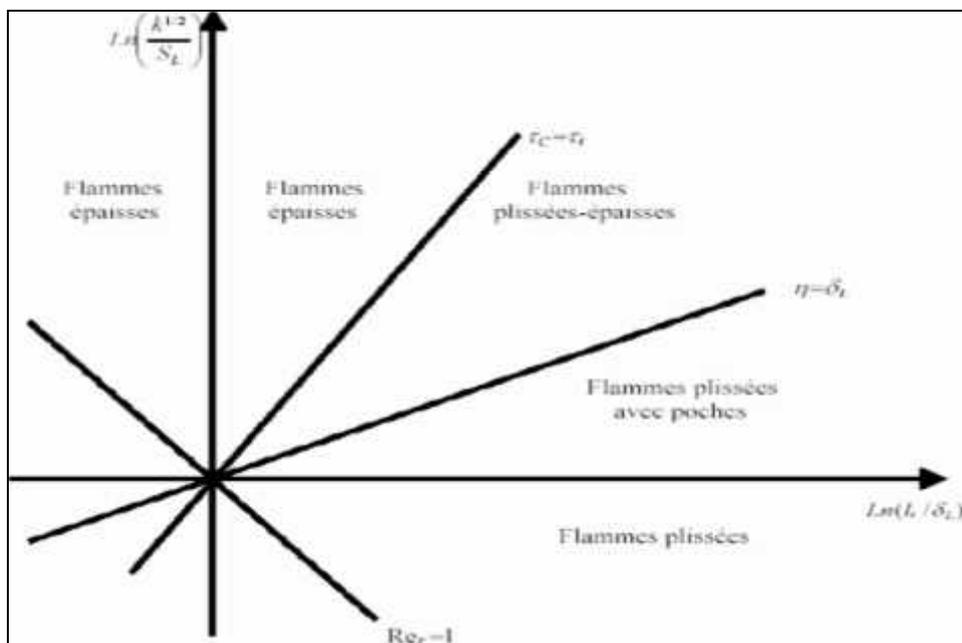


Fig. (2.3) Les différents types des flammes turbulentes prémélangées [8,9].

Ce diagramme d'approche classique permet de mettre en évidence trois grands types de flammes : les flammes plissées, les flammes plissées épaissies et les flammes épaissies. Dans ce diagramme de combustion, on retrouve le critère de KLIMOV-WILLIAMS ($Ka=1$), correspondant à une épaisseur de flamme δ_L égale à l'échelle de Kolmogorov [9].

II.1.2.1.A- Les flammes plissées

Une flamme turbulente de types plissé est constituée d'une ou plusieurs « flammelettes » du type laminaire qui sont plissées par la turbulence, dont les échelles de longueur sont toutes plus grandes que δ_L . Ce types de flammes est donc, en principe, restreint au domaine où $\eta > \delta_L$ [2].

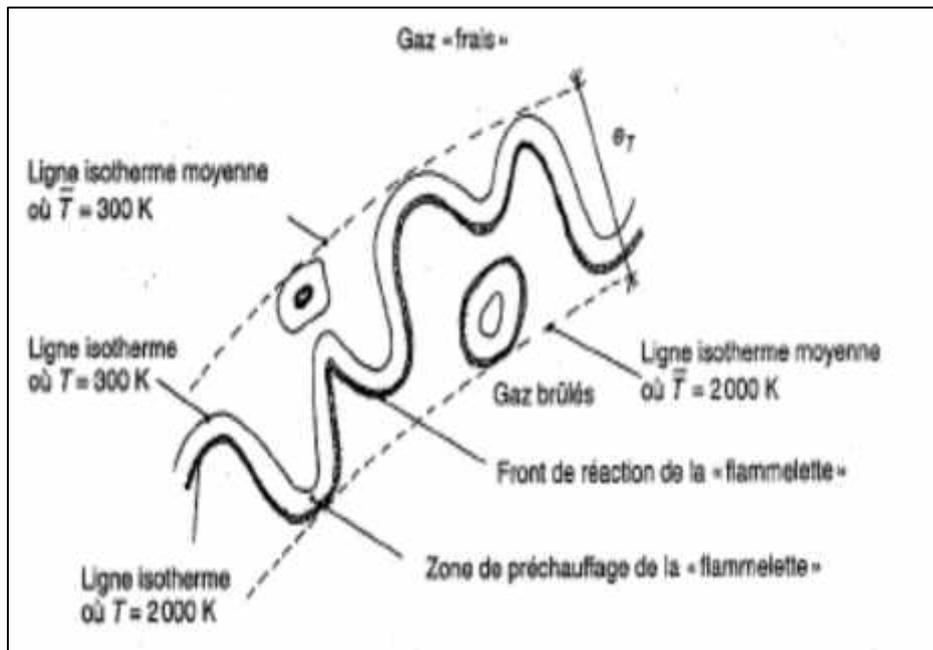


Fig. (2.4) : croquis d'une flamme « plissée » en vue instantanée [1].

II.1.2.1.B- Les flammes de types « plissé-épaissi »

Lorsque l'on augmente l'énergie de la turbulence k à l_t constante de sorte que $\eta < \delta_L$, des interactions entre des portions de flammelettes très proches se produisent de plus en plus fréquemment, car le rayon de courbure de flammelettes peut être alors, à certain endroits, de l'ordre de δ_L . On obtient des zones d'interaction entre les flammelettes, accroissant

localement d'épaisseur de ces dernières au-dessus de δ_L . A d'autres endroits cette épaisseur est au contraire réduite par l'étirement que la turbulence impose à la flammelettes [2].

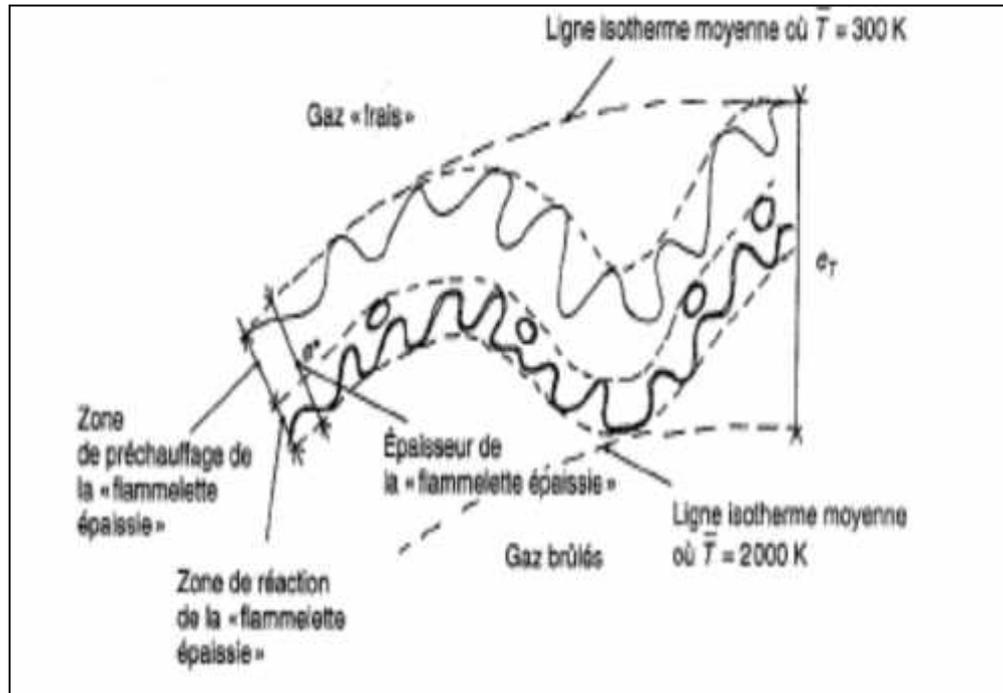


Fig. (2.5) croquis d'une flamme « plissée-épaissie » en vue instantanée [1]

II.1.2.1.C- Les flammes « épaissies »

Lorsqu'on augmente encore k (à L_L fixé), il arrive un moment où les perturbations turbulentes ont provoqué de nombreuses interactions de flammelettes à toutes les échelles y compris les plus grandes, de telle façon que les flammelettes moyennes précédemment définies incluent toutes les fluctuations et ne sont plus plissées, cela arrive lorsque $\tau_L = \tau_c$. Au dessus de cette limite, la flamme est alors seulement épaissie par la turbulence [2].

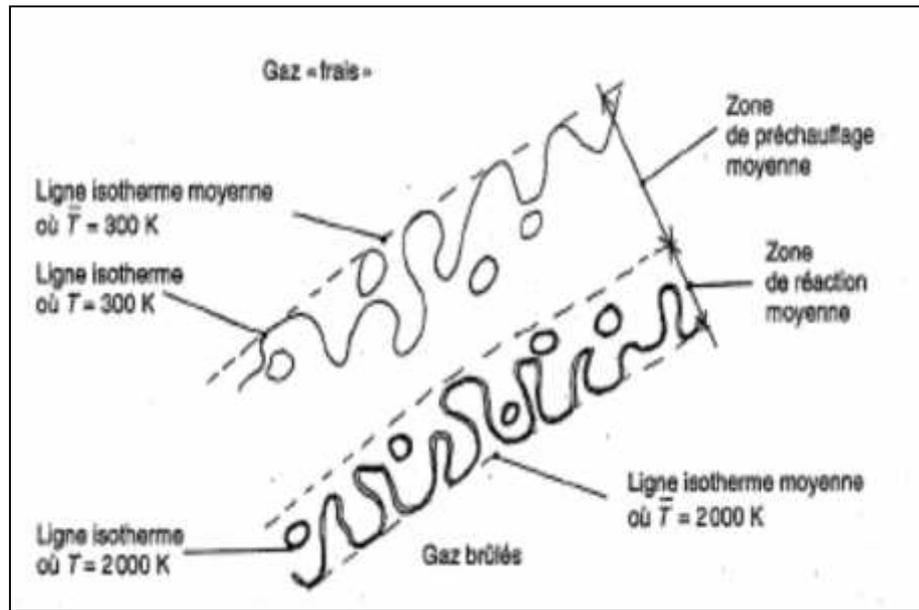


Fig.2.6 vue instantanée d'une flamme « épaisse » [1].

II.1.2.2- Les modèles utilisés pour la combustion prémélangée:

Il existe plusieurs modèles de simulation pour la combustion prémélangée, on cite parmi les deux les plus célèbres :

II.1.2.2.1- La modèle « Eddy Break-Up »

Ce modèle suppose que la chimie en prémélangée ne joue pas un rôle direct et que la turbulence contrôle le taux de réaction, qui est représenté par une succession de tourbillons de gaz chauds et de gaz frais. Le terme source s'exprime sous la forme [2]:

$$\bar{w}_i = -C_E \frac{\bar{c}(1-\bar{c})}{\tau_t} (Y_i^0 - Y_i^e) \quad (2.8)$$

Où C_{EBU} est une constante empirique. On peut, en première approximation, justifier cette formule en disant que le taux de combustion ne dépend alors que de la probabilité de trouver au même endroit une particule fluide brûlée et une non brûlée, puisqu'après leur mélange, dans tous les cas, les réactions chimiques sont très rapides; or, la probabilité pour trouver une particule fluide brûler est \bar{c} , et celle pour une particule fluide imbrûlée est $(1 - \bar{c})$. Cette formule est valable pour toutes les espèces i .

L'utilisation de ce modèle est rendue délicate par le choix de la constante C_E . De plus les effets de l'étirement et de la chimie ne sont pas pris en compte correctement [1].

II.1.2.2.2- Modèle G-équation

Dans le modèle G-équation la flamme est assimilée à un front infiniment fin. La position de la flamme est déterminée en résolvant par la LES la variable \bar{G} . La flamme est alors associée à une valeur $G=G_0$:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{G}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u_i \bar{G}}{\partial x_j} = \rho_0 S_T \|\nabla \bar{G}\| \quad (2.9)$$

S_T est la vitesse de flamme turbulente définie par:

$$\frac{S_T}{S_l} = 1 + \alpha \left(\frac{u^t}{S_l} \right)^n \quad (2.10)$$

L'expression de ce modèle est relativement simple. Par contre il n'existe pas de définition générale de la vitesse de flamme turbulente. De plus ce modèle ne permet pas de simuler les extinctions et les allumages. Il pose aussi des problèmes numériques: l'équation résolue pour G crée des points de rebroussements "cusp" qui ne peuvent être gérés que par l'addition de viscosité, et le front de taux de dégagement de chaleur lié à la flamme, intervenant dans l'équation de l'énergie, doit être étalé pour ne pas générer des gradients de température incompatibles avec le maillage LES [2].

Conclusion

La combustion turbulente est un domaine très vaste d'une grande complexité surtout lorsqu'on a à déterminer les paramètres caractéristiques, à cause de la forme non-linéaire des équations régissant. On a donc recours aux méthodes numériques pour simuler le système. Lors du traitement d'un phénomène de combustion turbulente, on rend compte qu'on a, en effet, affaire à deux phénomènes combinés (turbulence-combustion): la turbulence qu'est un problème cinétique, où il faudrait relever la fermeture par l'un des modèles de la turbulence ($k-\epsilon$, $RNGk-\epsilon$, LES,...). La combustion est un phénomène thermo-chimie il faut donc choisir un modèle pour modéliser le phénomène, ce doit respecter le genre de la combustion (prémélange ou non-prémélange) car chaque type doit modéliser par ces propres modèles.

III.1- généralités :

Le modèle mathématique constitué par une équation différentielle aux dérivées partielles (EDP) ou par un système d'EDP est transformé, à l'aide d'une méthode de discrétisation dans un système d'équations algébriques.

Principe

Le principe du calcul numérique est illustré à la figure 3.1

Les méthodes de discrétisation les plus connues sont :

- méthodes des différences finies (MDF) ;
- méthodes des éléments finis (MEF) ;
- méthodes spectrales (MS) ;
- méthodes des volumes finis (MVF).

L'algorithme de résolution numérique implique la méthode d'intégration temporelle et de découplage, comme par exemple, les algorithmes SIMPLE, SIMPLER, SIMPLEC et PISO,

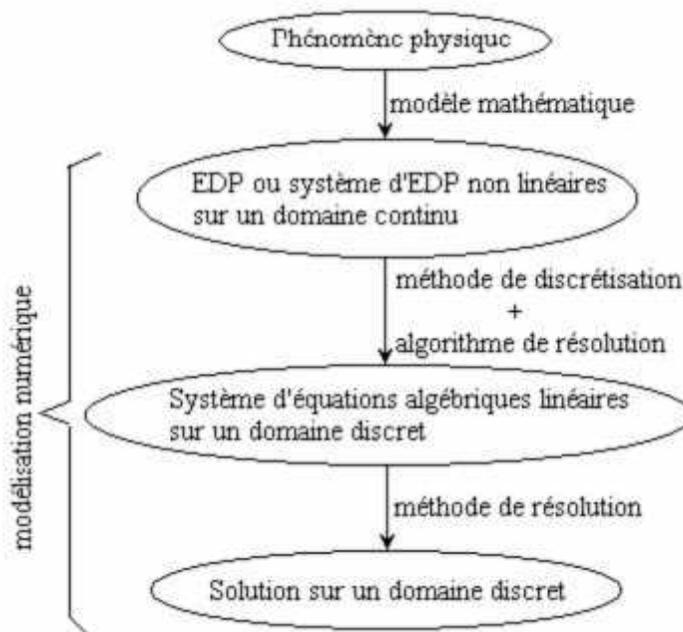


Fig. 3.1 : Le principe du calcul numérique [11].

Avantages

Le calcul numérique :

- permet le calcul d’une solution numérique pour presque tous les problèmes pratiques ayant un modèle mathématique ;
- à un coût très faible, ayant une tendance à la baisse ;
- présente de la rapidité (permet de modifier la géométrie, les conditions aux limites, etc.) ;
- présente une information complète sur tous les champs, tous les points et à tout instant ;
- à la possibilité de simuler des conditions réelles exceptionnelles ;
- à la possibilité de simuler des conditions idéales.

Inconvénients

- tout dépend du modèle mathématique initial ;
- difficulté pour sélectionner la “bonne” solution en cas de solutions multiples au problème mathématique ;
- parfois, plus coûteux que l’expérience.

III.1.1- Le processeur de calcul [11]

Celui-ci peut être réalisé, en général, en utilisant quatre méthodes numériques distinctes : *la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis, les méthodes spectrales et la méthode des volumes finis.*

La méthode numérique comporte trois pas distincts :

- L’approximation de la variable inconnue par différents types de fonctions simples ;
- Discrétisation par la substitution de l’approximation dans les équations différentielles et l’obtention d’un système d’équations algébriques ;
- Résolution du système d’équations algébriques.

La principale différence entre les quatre méthodes numériques consiste dans le type d'approximation de la variable inconnue et dans le processus de discrétisation.

III.1.1.1- Méthode des différences finies

La variable inconnue ϕ est décrite par plusieurs valeurs dans les points d'un maillage. Le développement de l'inconnue en séries Taylor tronquées est utilisé pour approximer les dérivées de l'inconnue, dans chaque point du maillage, par différences finies en utilisant les inconnues voisines. En remplaçant les dérivées dans les équations différentielles par différences finies on obtient un système d'équations algébriques pour les valeurs de l'inconnue dans chaque point du maillage.

III.1.1.2- Méthode des éléments finis

Dans la méthode des éléments finis on utilise des fonctions linéaires ou quadratiques, sur chaque élément, pour décrire la variation locale de l'inconnue ϕ . Les équations différentielles sont exactement vérifiées par la solution exacte. En remplaçant l'approximation de ϕ dans les équations différentielles, on constate que celles-ci ne vérifient pas exactement, et un résidu est défini dans ce cas pour mesurer l'erreur. Le résidu est minimisé en le multipliant par une fonction de pondération et en l'intégrant. Le résultat de l'intégration est un set d'équations algébriques pour les coefficients des fonctions d'approximation.

III.1.1.3- Méthode des volumes finis

Au début, la méthode a été développée comme une formulation spéciale de la méthode des différences finies. L'algorithme numérique a les pas suivants :

- Le domaine d'analyse (de calcul) est divisé en volumes finis (génération du maillage) ;
- L'intégration formelle des équations sur tous les volumes de contrôle ;

- La discrétisation, qui implique la substitution des différentes approximations de type différences finies pour les termes intégrés en représentant différents processus d'écoulement comme la convection, la diffusion et le terme source. Le résultat est la conversion des intégrales dans un système d'équations algébriques ;
- La résolution du système d'équations algébriques par l'utilisation d'une méthode itérative.

En utilise cette méthode de discrétisation dans notre étude :

- Elle est simple dans la dérivation des équations algébriques ;
- Elle est exprime le principe de la conservation pour un sous-volume de contrôle, de la même façon qu'une équation différentielle l'exprime sur un volume de contrôle;
- La solution obtenue implique la conservation intégrale de toutes les quantités (quantité de mouvement, d'énergie, ...) sur un groupe de volumes de contrôle ou sur tout le domaine de calcul;
- Elle traite les géométries complexe ;
- Elle calcule la pression d'une manière directe qu'est un des paramètres important.

Le principe de la méthode des volumes finis est de subdiviser le domaine de calcul en un nombre de volumes de contrôle juxtaposés. Chacun de ces derniers englobe un nœud dit « nœud principal ». L'équation différentielle est intégrée sur ce volume de contrôle.

III.1.2.- Le chois de maillage [2]

Avant de discrétiser les équations différentielles, il est nécessaire de couvrir le domaine de calcul par un maillage. Pour la méthode des volumes finie il existe des types de maillage: faces centrées et nœuds centrés, présent aux figures 2 et 3.

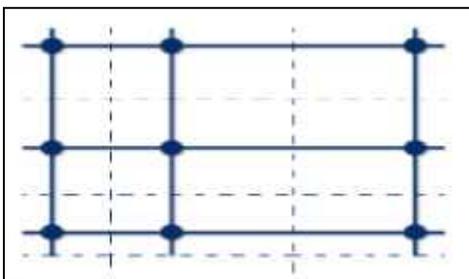


Fig.3.2 : Faces centrées [2]

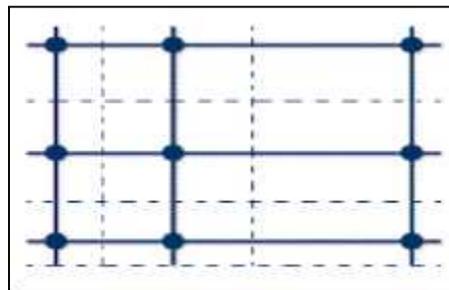


Fig.3.3 : Nœuds centrés [2]

Les vitesses sont calculées sur les faces des sous-volumes, est indiquée par des flèches figure 3, tandis que celles des nœuds par des cercles présente les autres paramètres P, T, et Y (sont stockées dans les nœuds principaux).

Dans le présent travail, nous avons utilisé le maillage hybride non uniforme avec raffinement dans les régions proche de la paroi, le volume étudié est une chambre de combustion ayant la forme cylindrique (3D).

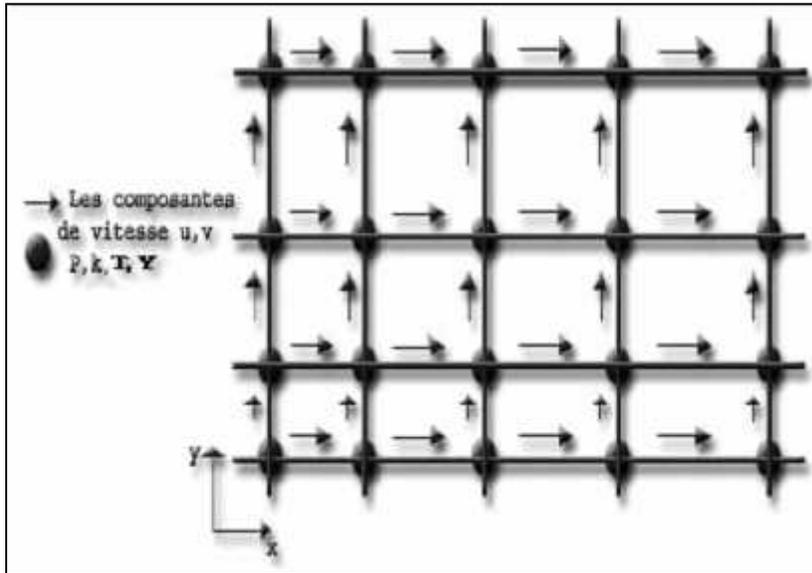


Fig. 3.4 : Système de maillage pour les différents paramètres [2]

III.1.3- Discrétisation des équations :

Afin de donner un aperçu général de la méthode des volumes finis, et particulièrement la discrétisation des équations, une application à l'équation de la convection-diffusion dans le cas bidimensionnel s'avère pour cette illustration.

Soit un problème dans le cas bidimensionnel régi par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + s \quad (3.1)$$

Ou $x_i = (x, y)$ et $U_i = (u, v)$.

Suivant la direction X, on a :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + s \quad (3.2)$$

La discrétisation du domaine se fait comme suit sur le nœud principal p :

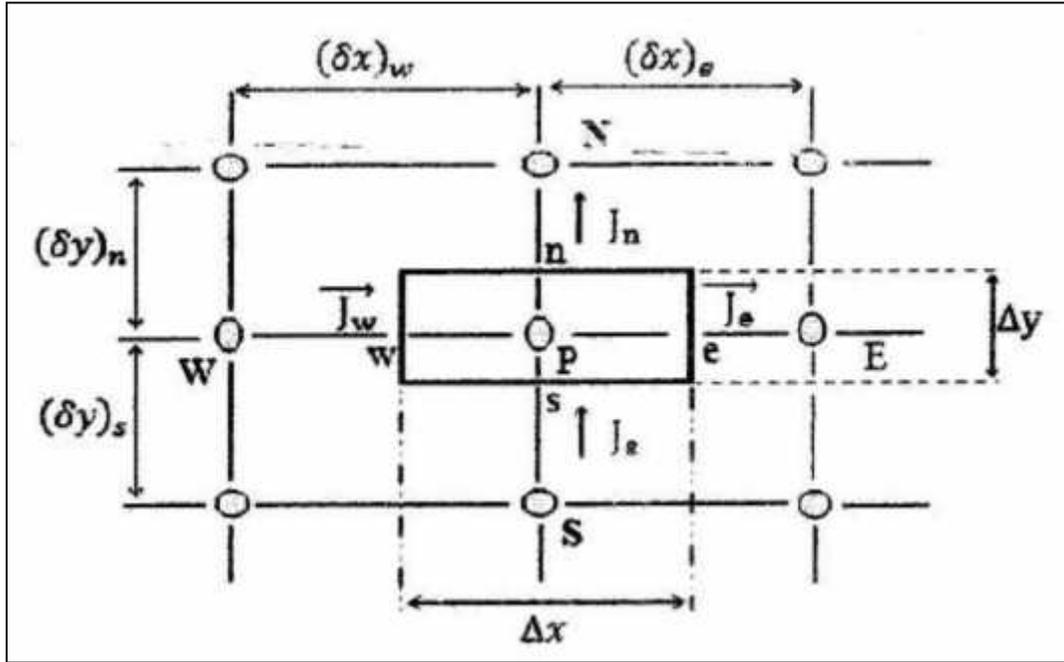


Fig. 3.5 : discrétisation en élément de volume [9]

En fait intervenir les flux interfaces suivant X et y, on aura :

$$J_x = \rho \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \tag{3.3}$$

$$J_y = \rho \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \tag{3.4}$$

Donc l'équation (3.2) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = s \tag{3.5}$$

III.1.3.1- détails de discrétisation :

Soit à intégrer l'équation (3.5) dans l'élément de volume :

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) d d d + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial J_x}{\partial x} d d d + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial J_y}{\partial y} d d d = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n s d d d \tag{3.6}$$

Pour évaluer les différents termes de l'équation intégrale (3.6), il faut poser un certain nombre d'hypothèses et aussi choisir des schémas. Par exemple, il faut linéariser le terme source sous la forme :

$$S = S_c + S_p \phi_p$$

Et on pose qu'il est uniforme dans le volume de contrôle pour pouvoir l'intégrer.

Pour le premier terme de l'équation (), on choisi un schéma complètement implicite donc :

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) d d d = (\rho \phi - \rho^0 \phi^0) \Delta x \Delta y \quad (3.7)$$

On pose que le flux est uniforme dans l'élément de volume, alors on aura :

$$(\rho \phi - \rho^0 \phi^0) \Delta x \Delta y + (J_e - J_w) \Delta t + (J_n - J_s) \Delta t = (S_c + S_p \phi_p) \Delta t \Delta x \Delta y \quad (3.8)$$

Ou encore :

$$\frac{(\rho \phi - \rho^0 \phi^0)}{\Delta t} \Delta x \Delta y + J_e - J_w + J_n - J_s = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (3.9)$$

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (3.10)$$

Dans notre cas, elle se met sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho) = 0 \quad (3.11)$$

Après intégration de cette dernière équation dans le volume de contrôle précédent, et l'utilisation du schéma complètement implicite, on aura :

$$(\rho - \rho^0) \Delta x \Delta y + [(\rho)_e (\rho)_w] \Delta t \Delta y + [(\rho)_n (\rho)_s] \Delta t \Delta x = 0 \quad (3.12)$$

On pose que :

$$F_e = (\rho)_e \Delta y \quad F_n = (\rho)_n \Delta x \quad (3.13)$$

$$F_w = (\rho)_w \Delta y \quad F_s = (\rho)_s \Delta x$$

Ou F représente l'importance de la convection ou de l'écoulement. il peut prendre des valeurs positive ou négatives.

Donc l'équation (3.12) devient :

$$\frac{(\rho - \rho^0)}{\Delta t} \Delta x \Delta y + (F_e - F_w) + (F_n - F_s) = 0 \quad (3.14)$$

On multiplie cette dernière équation par la grandeur physique ϕ_p et la soustrait l'équation (3.9), on aura :

$$\begin{aligned} & (\phi_p - \phi_p^0) \frac{\rho_p^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t} + (J_e - F_e \phi_p) - (J_w - F_w \phi_p) + (J_n - F_n \phi_p) - (J_s - F_s \phi_p) = \\ & (s_c + s_p \phi_p) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (3.15)$$

Posant :

$$J^* = \frac{J \delta}{\Gamma} \quad (3.16)$$

On trouve la forme adimensionnelle :

$$J^* - p_e \phi_i = A(\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (3.17)$$

$$J^* - p_e \phi_{i+1} = B(\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (3.18)$$

Où p_e représente le nombre de Pecklet, et A et B sont des coefficients fonction de p.

Avec :

$$B = A + p_e$$

Donc, d'après les équations (3.6) et (3.7) :

$$J - F \phi_i = A ((\phi_i - \phi_{i+1})) \quad (3.19)$$

$$J - F \phi_{i+1} = B ((\phi_i - \phi_{i+1})) \quad (3.20)$$

Où D représente l'importance de la diffusion. Il ne peut pas prendre des valeurs négatives.

En appliquant les formes (3.19) et (3.20) sur le nœud principale p, on aura suivant X.

$$J_e - F_e \phi_p = (A)_e ((\phi_p - \phi_e)) \quad (3.21)$$

$$J_w - F_w \phi_p = (B)_w ((\phi_w - \phi_p)) \quad (3.22)$$

Et suivant y :

$$J_n - F_n \phi_p = (A)_n ((\phi_p - \phi_n)) \quad (3.23)$$

$$J_s - F_s \phi_p = (B)_s ((\phi_s - \phi_p)) \quad (3.24)$$

En remplaçant ces équations dans l'équation (3.15), on aura :

$$\begin{aligned}
 (\phi_p - \phi_p^0) \frac{\rho_p^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t} + (A_e) (\phi_p - \phi_e) - (B_w) (\phi_w - \phi_p) + (A_n) (\phi_p - \phi_n) - \\
 (B_s) (\phi_s - \phi_p) = (S_e + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y
 \end{aligned} \quad (3.25)$$

III.1.3.2- discrétisation générale de l'équation :

L'équation (3.25) peut se mettre sous la forme :

$$a_p \phi_p = a_e \phi_e + a_w \phi_w + a_n \phi_n + a_s \phi_s + b \quad (3.26)$$

En plus, on a dans le cas générale que :

$$\forall p_e, A(p_e) = A(|p_e|) + \llbracket -p_e, 0 \rrbracket \quad (3.27)$$

$$B(p_e) = A(|p_e|) + \llbracket p_e, 0 \rrbracket \quad (3.28)$$

Donc, les coefficients de l'équation (3.26) deviennent :

$$a_e = D_e A(|p_{e_e}|) + \llbracket -F_e, 0 \rrbracket \quad (3.29)$$

$$a_w = D_w A(|p_{e_w}|) + \llbracket F_w, 0 \rrbracket \quad (3.30)$$

$$a_n = D_n A(|p_{e_n}|) + \llbracket -F_n, 0 \rrbracket \quad (3.31)$$

$$a_s = D_s A(|p_{e_s}|) + \llbracket F_e, 0 \rrbracket \quad (3.32)$$

$$b = S_e \ x \ y + a_p^0 \ \phi_p^0 \quad (3.33)$$

$$a_p = a_e + a_w + a_n + a_s + a_p^0 - S_p \ x \ y \quad (3.34)$$

Avec :

$$a_p^0 = \frac{\rho_p^0 \ x \ y}{\Delta t}; \text{ Et}$$

$$\begin{aligned}
 D_e &= \frac{\Gamma_e}{(\delta)_e} \ y & D_n &= \frac{\Gamma_n}{(\delta)_n} \ x \\
 D_w &= \frac{\Gamma_w}{(\delta)_w} \ y & D_s &= \frac{\Gamma_s}{(\delta)_s} \ x
 \end{aligned} \quad (3.35)$$

III.1.3.3- choix d'un schéma numérique [2]

Schéma	Formule pour $A(P_e)$
Différence Centrées	$1 - 0.5 P_e $
Upwind	1
Hybride	$\ 1, 1 - 0.5 P_e \ $
Loi de puissance	$\ 0, (0.1 - 0.1 P_e)^5\ $
Exponentiel (Exact)	$ P_e / (\exp P_e - 1)$

Tableau.3.1 : La formule de (p_e) A pour les différentes schémas [2]

III.1.3.4-condition aux limites :

- Cinématiques : $u_1 = 0$ sur une paroi solide.
- Thermique : elles sont de trois types :
 - T imposée sur une paroi solide (DIRECHLET)
 - Ou $\frac{d}{d}$ sur une paroi solide (NEUMAN)
 - Ou une relation linéaire entre le flux de chaleur et la température $\frac{d}{d} + a T = b$ (FOURIER)
- **Condition initiales :**
 - Cinématiques : u_1 connue pour tout point M au temps $t=0$.
 - Thermique : champ de température connu à $t=0$

Conclusion :

Dans cette partie, les bases de la méthode des volumes finis ont été exposées, ainsi que les différentes étapes à suivre.

Cette méthode est capable de traité le maillage structuré et non structuré, les calcules sur les sous volume sont effectué pour le premier temps afin de estimé la pression et puis le corrigé ainsi que les vitesses. Le présent travaille et réaliser par le code « FLUENT » qu'est basé sur la méthode de volume fini, on a essayé de présenté les méthodes et les procède de calcule suivie par le code utilisé.

VI.1-La Géométrie de la chambre de combustion [2]

La configuration constituée de chambre de combustion de rayon de 6.115 cm, et de longueur de 100.0 cm et soumise sous pression de 3.8 atm, la chambre de combustion est confinée de deux jets coaxiaux en amont, le central est de rayon intérieur de 3.157 cm, le rayon extérieur de 3.175cm, injecte le méthane avec une vitesse de 0.9278 m/s et de température de 300K. Le rayon de jet annulaire est de 4.685 cm, injecte l'air avec une vitesse de 20.63 m/s de température de 750 K.

La température dans la chambre de combustion est trop élevée. Ceci peut influencer sur les parois. Afin d'éviter ce problème, on refroidit les parois de la chambre de combustion par l'eau, tout en gardant les températures des parois à 500 K. Pour tracer les graphes (vitesse, température, fraction) on considère le rayon et la vitesse de jet annulaire comme rayon (R) et vitesse (U) caractéristique.

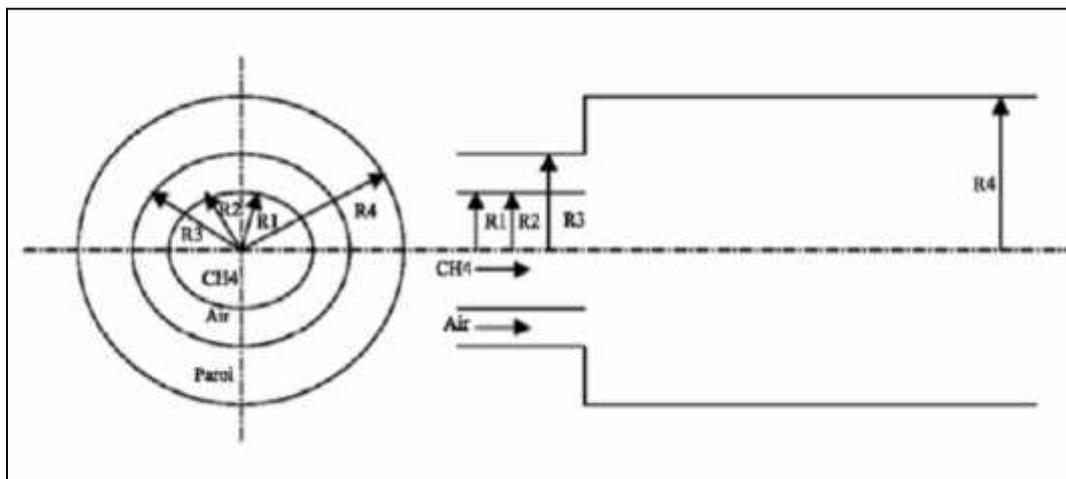


Fig4.1 La configuration de la chambre de combustion étudiée [2]

Rayon intérieur de jet central (R1): 3.157 cm

Rayon extérieur de jet central (R2): 3.175 cm

Rayon de jet annulaire (R3): 4.685 cm \cong R

Rayon de la chambre de combustion (R4): 6.115 cm

Longueur de la chambre de combustion: 100.0 cm

Débit massique de carburant « Méthane »: 0.00720 kg/s

Vitesse d'entrée de (V1) carburant « Méthane »: 0.9287 m/s

Vitesse d'entrée de (V2) comburant « Air »: $20.63 \text{ m/s} \cong U$

Température d'entrée de carburant « Méthane »: 300 K

Température d'entrée de cambrant « Air »: 750 K

Température de paroi 500 K

La pression de la chambre de combustion: 3.8 atm

VI.2- maillage

VI.2.1- La généralisation du maillage par « GAMBIT »

La modélisation de la chambre de combustion 2D

La génération du maillage dans « GAMBIT » passe par deux étapes principales :

- La géométrie.
- Le maillage.

Au cours de génération du maillage du volume d'étude on passe par des instructions :

- La création du volume et la définition de ces dimensions.
- Le maillage du volume.
- L'insertion des conditions aux limites sur le volume
- La préparation du maillage à l'exporter pour le traité par le code de calcul « FLUENT ».

Étape 1 : Choisir de Solutionneur

La première étape est de choisir le code qui doit modéliser et résoudre les équations du système

Solver → FLUENT

Étape 2 : Création de la Géométrie.

La géométrie du système est une demi-cylindre, pour cela il existe plus qu'une méthode pour la crée :

- Soit on basse sur les géométries prédéfinie.
- Soit on crée le volume à partir des points, des lignes, des surfaces, et puis le volume.

Étape 3 : Maillage des parois

Ce genre de maillage est employé pour raffiner localement les mailles dans les zones proches des parois, à cause des phénomènes importants qui déroulent dans le volume. La direction de la couche de frontière est indiquée pendant la sélection avec une flèche qui se dirige vers le milieu.

Étape 4 : Maillage du volume

Le volume doit être maillé par le « **GAMBIT** » par l'utilisation du maillage standard.

Étape 5 : Examen de la qualité du maillage

On examine le maillage par **EXAMINE MESH**, pour voir la distribution des mailles sur le volume.

Étape 6 : Les conditions aux limites

La déclaration des conditions aux limites est importante pour les définir après au « **FLUENT** ».

Maillage

Le maillage de la chambre de combustion est irrégulier car la flamme peut, au cours du calcul, se trouver en n'importe quelle zone de la chambre de combustion ainsi que les phénomènes de fortement, ce maillage non structuré améliore la qualité des résultats car il minimise la dissipation du schéma.

Étape 7 : Exporter les mailles et sauvegarder la session

1. Exporter un dossier contient le maillage de la chambre de combustion.

File —> **Export Mesh**

2. Sauvegarder la session « **GAMBIT** », et puis quitter le « **GAMBIT** ».

File —> **Exit**

VI.2.2-Préparation pour le calcul FLUENT :

Étape 1 : Démarrer le « FLUENT »

1. Démarrer la version 2dp de FLUENT.

Fluent offre deux modes de calcul : le mode double précision et le mode simple précision.

Dans le mode double précision les nombres à virgule flottante sont représentés en utilisant 64 bit, alors que le mode simple précision utilise une représentation à 32 bits.

Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. C'est pour sa en a utiliser le mode simple précision.



Figure (4.2) : le choix du plan et de type de précision

Étape 2: Maillage

1. Lire le fichier de maillage 3D, Nom.msh.

File → **Read** → **Case**

2. Contrôler le maillage.

Grid → **Check**

3. Afficher le maillage.

Display → **Grid**

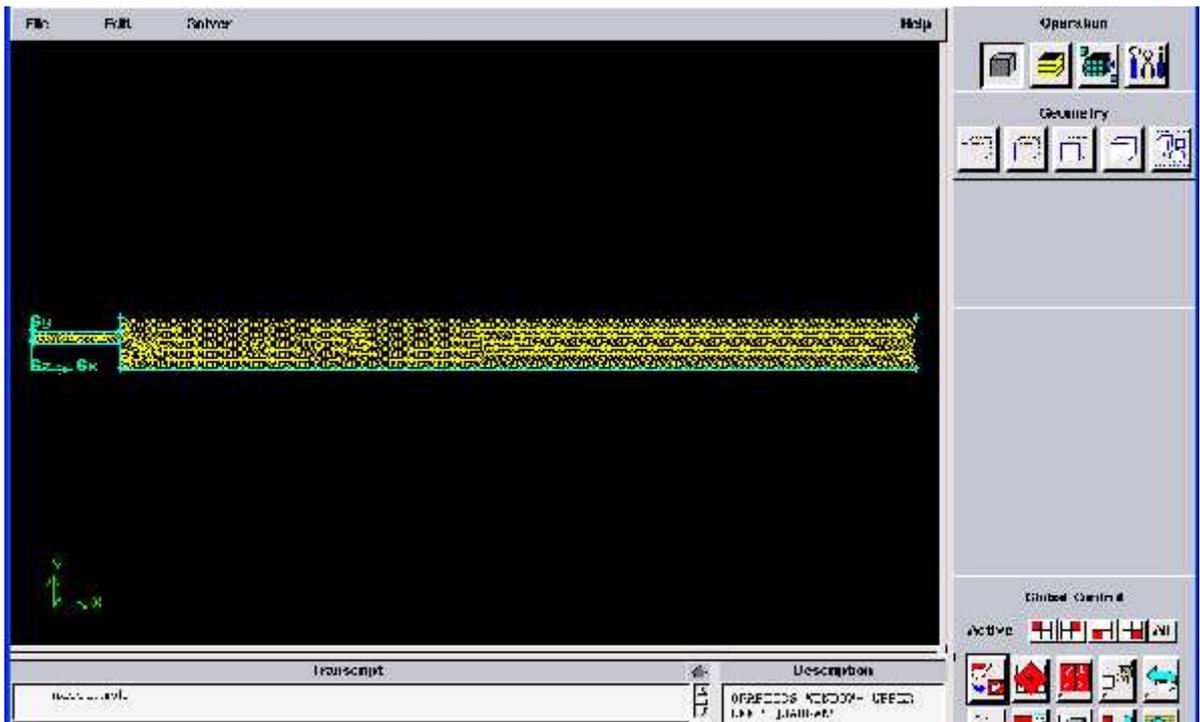


Fig. (4.3) : Maillage de la chambre de combustion

Étape 3 : Définition du modèle :

1) Type d'écoulement :

Define → Models → solver

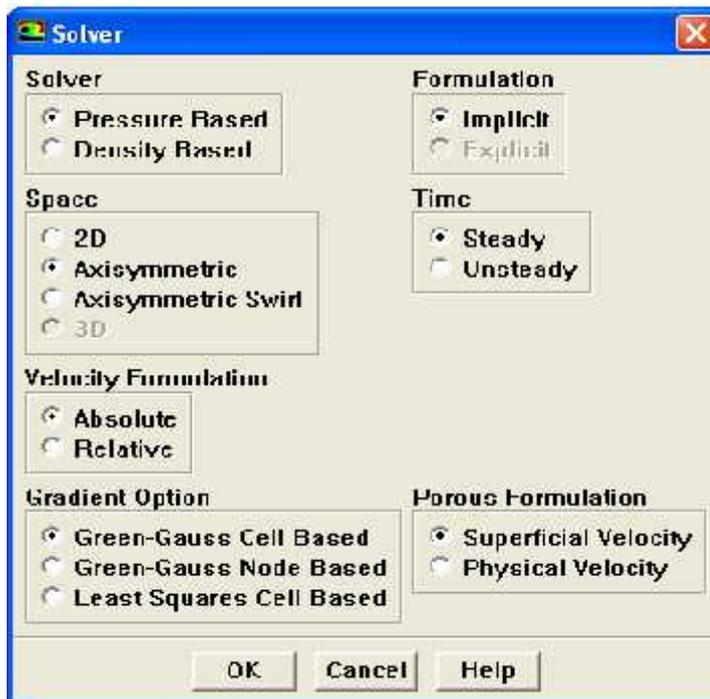


Figure (4.4) : le choix de type de l'écoulement

2) Modélisation de la turbulence :

Define → Models → Viscous

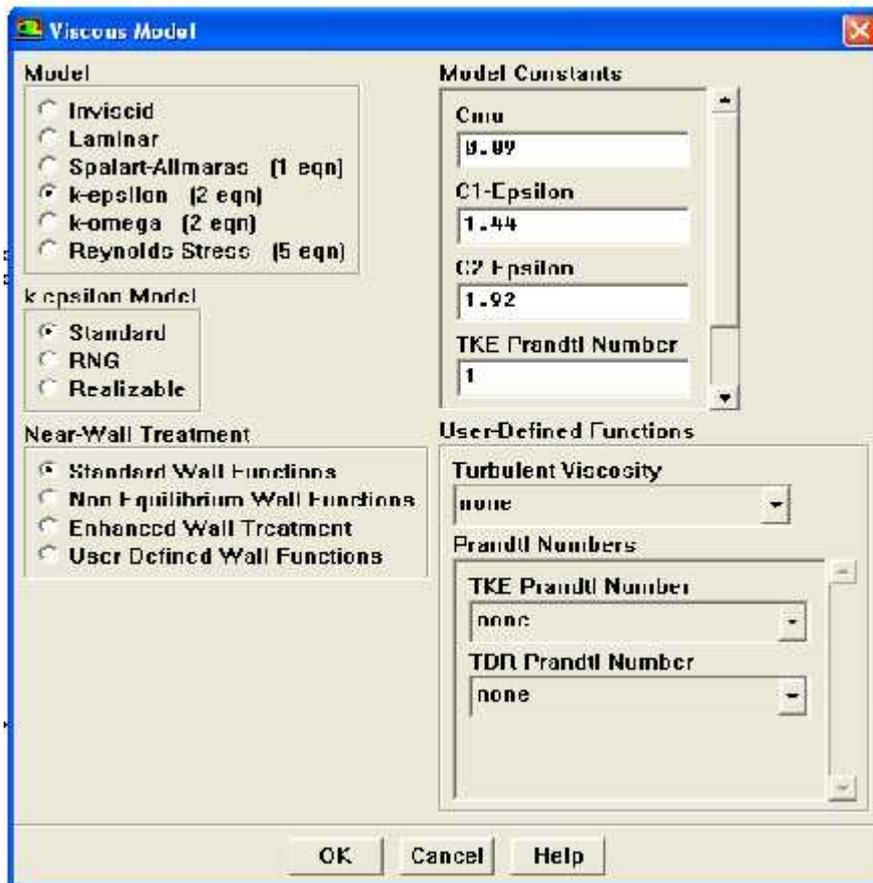


Figure (4.5) : le choix du modèle de turbulence

3) Le transfert de chaleur :

Mettre en état le transfert de chaleur par l'activation de l'équation d'énergie.

Define → Models → energy

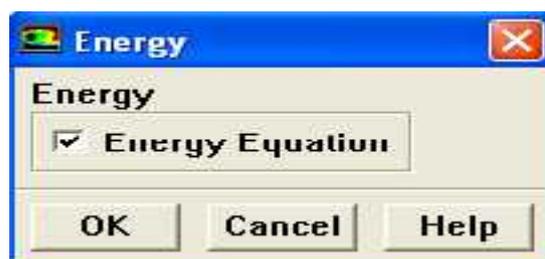


Figure (4.6) : l'équation d'énergie

4) Modélisation de la combustion :

Define → Models → Species

Modalisation de la combustion par le modèle EDM (Eddy Dissipation Model)

Ce modèle est basé sur le concept que la réaction chimique est rapide par rapport au procédé de transport dans l'écoulement. Quand les réactifs se mélangent à l'échelle moléculaire, ils forment instantanément les produits. Ce modèle suppose qu'on peut relier directement le taux de réaction au temps nécessaire pour mélanger les réactifs à l'échelle moléculaire. En écoulement turbulents, ce temps est donné par les propriétés des tourbillons, il est proportionnel au temps de mélange défini par l'énergie cinétique de turbulence k et la dissipation.

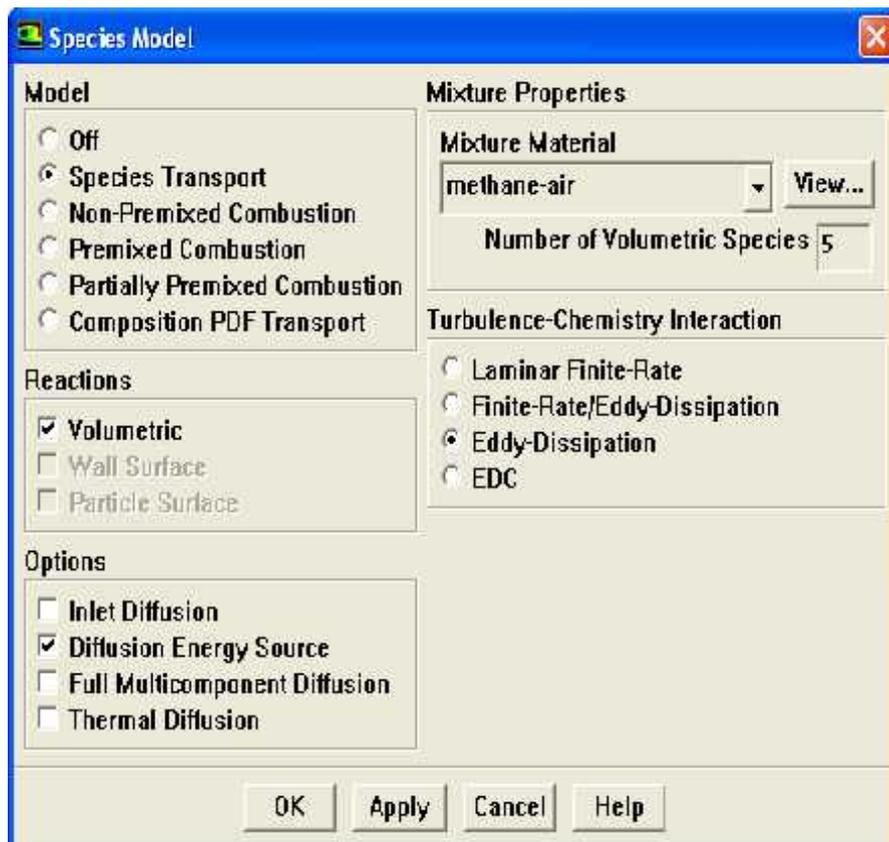


Figure (4.7) : le choix du modèle de combustion

Étape 4: Matériaux

Define → Materials

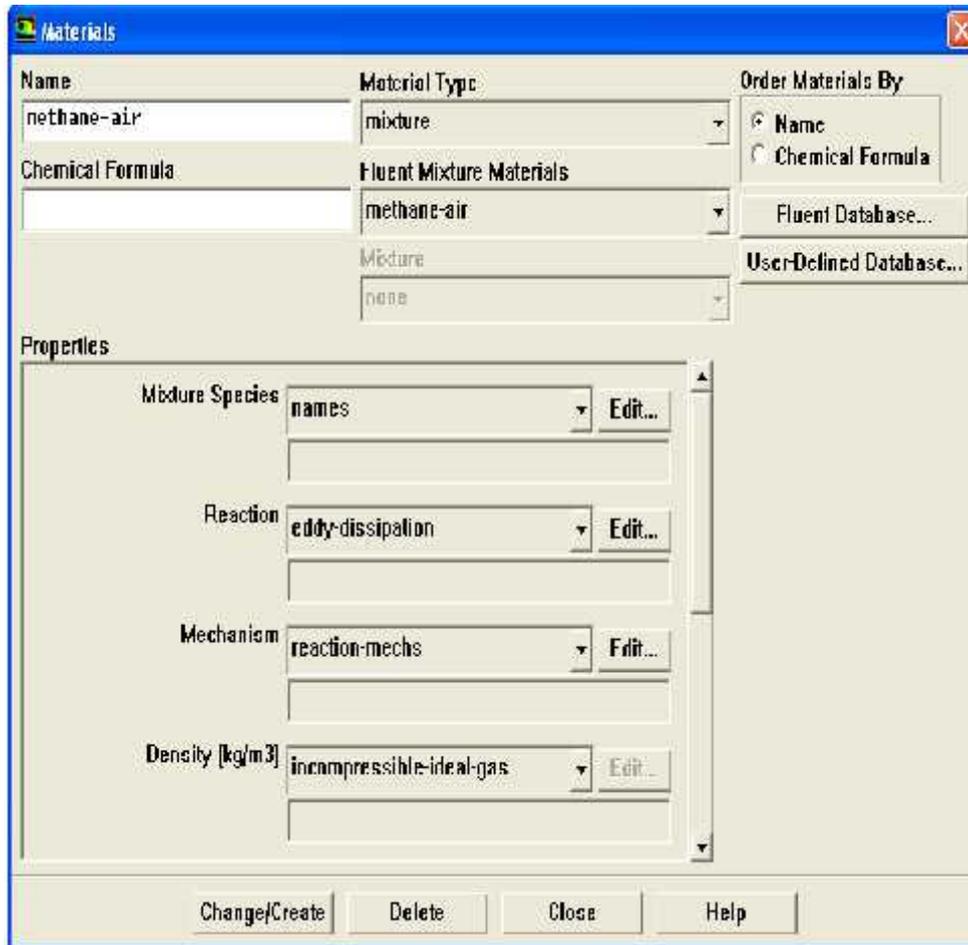


Figure (4.8) : le choix du matériau

Le matériel que j'ai choisit c'est un mélange de (méthane + air), j'ai travaillé sur deux cas :

Le premier cas : CP (capacité de chaleur) constant.

Le deuxième cas : CP non constant.

Étape 5 : Les conditions aux limites

Define → Boundary Conditions

a) Plan de symétrie :

Figure (4.9) : définition de l'axe de symétrie

b) Conditions d'entrée : pour l'air et le méthane

- la vitesse d'entrée
- le diamètre hydraulique
- l'intensité de la turbulence
- Température d'entrée
- fraction massique des espèces

1. Pour l'air :

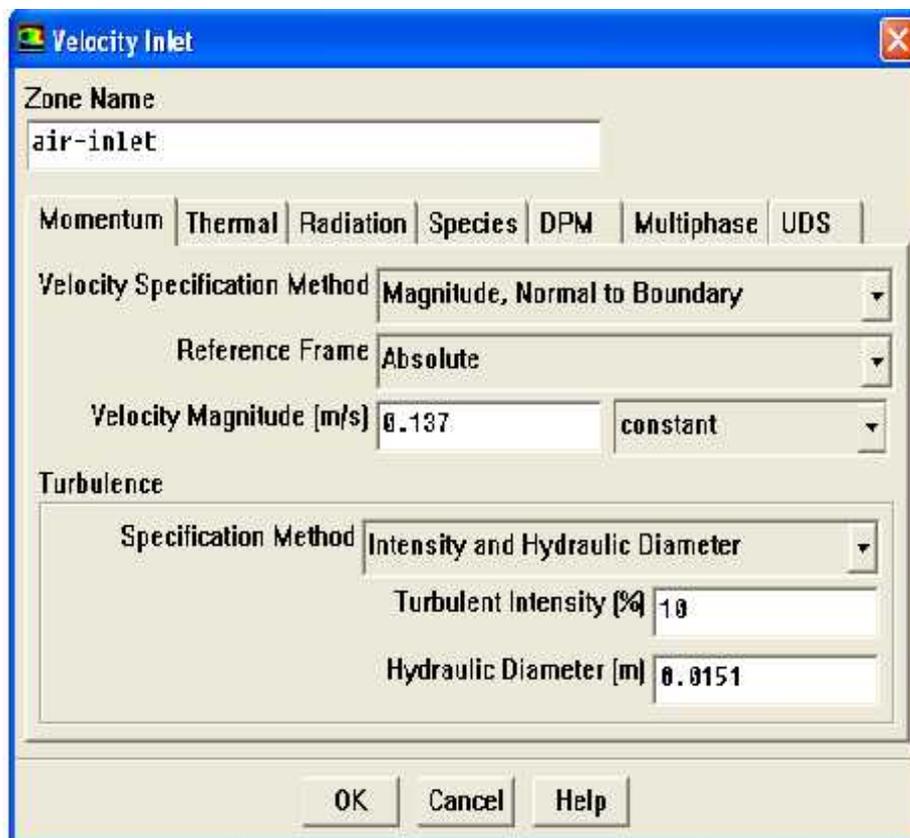


Figure (4.10) : conditions aux limites d'entrée de la vitesse d'air



Figure (4.11) : conditions aux limites d'entrée de la température d'air

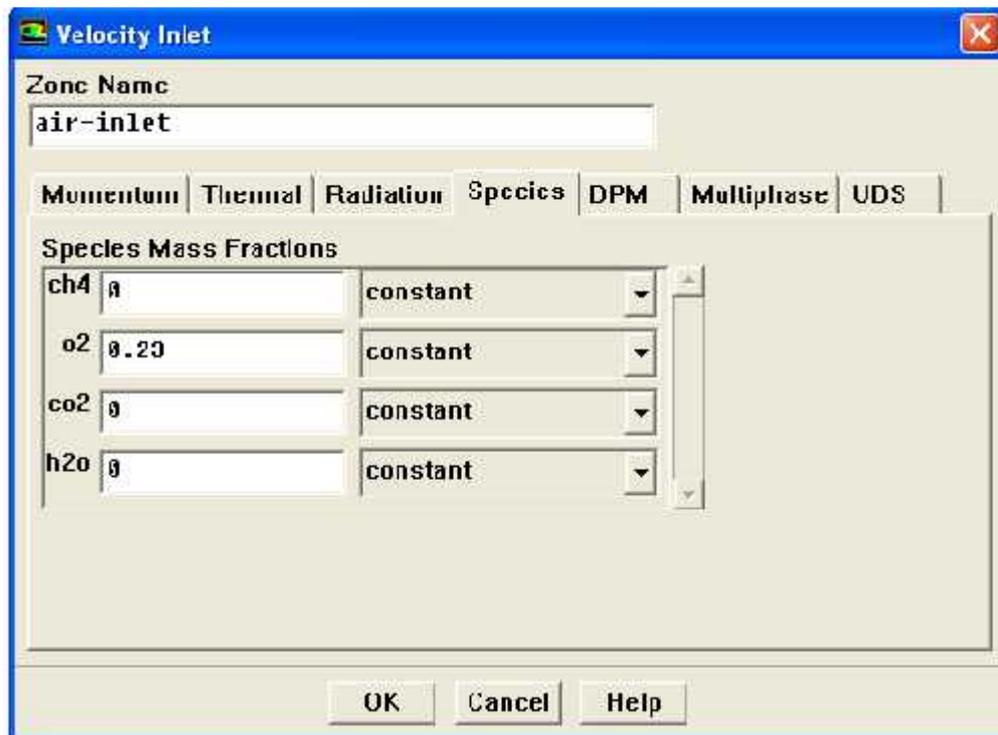


Figure (4.12) : conditions aux limites d'entrée de la fraction massique de l'air

2. Pour le méthane :

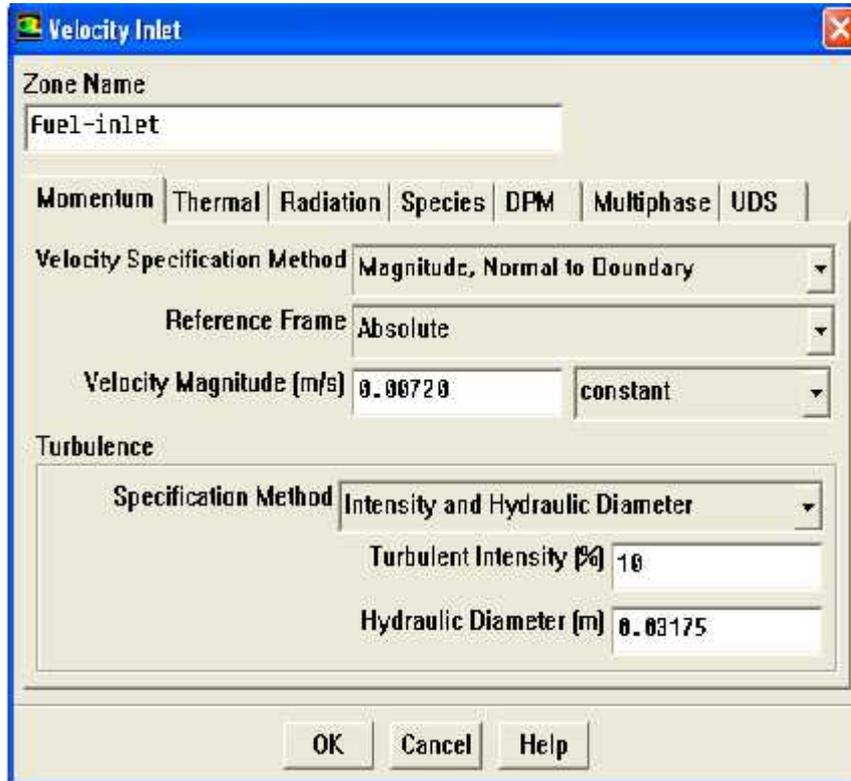


Figure (4.13) : conditions aux limites d'entrée de la vitesse du méthane

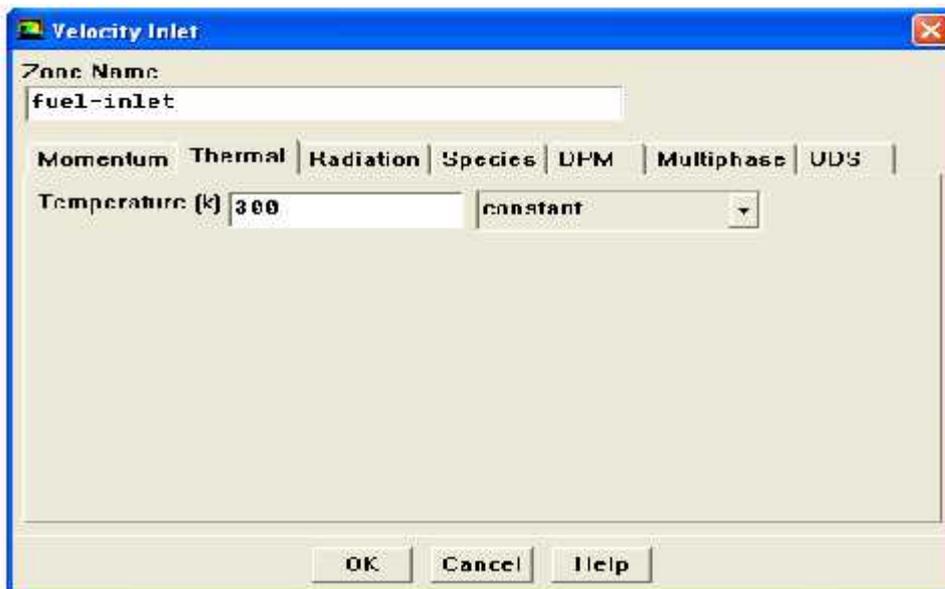


Figure (4.14) : conditions aux limites d'entrée de la température du méthane

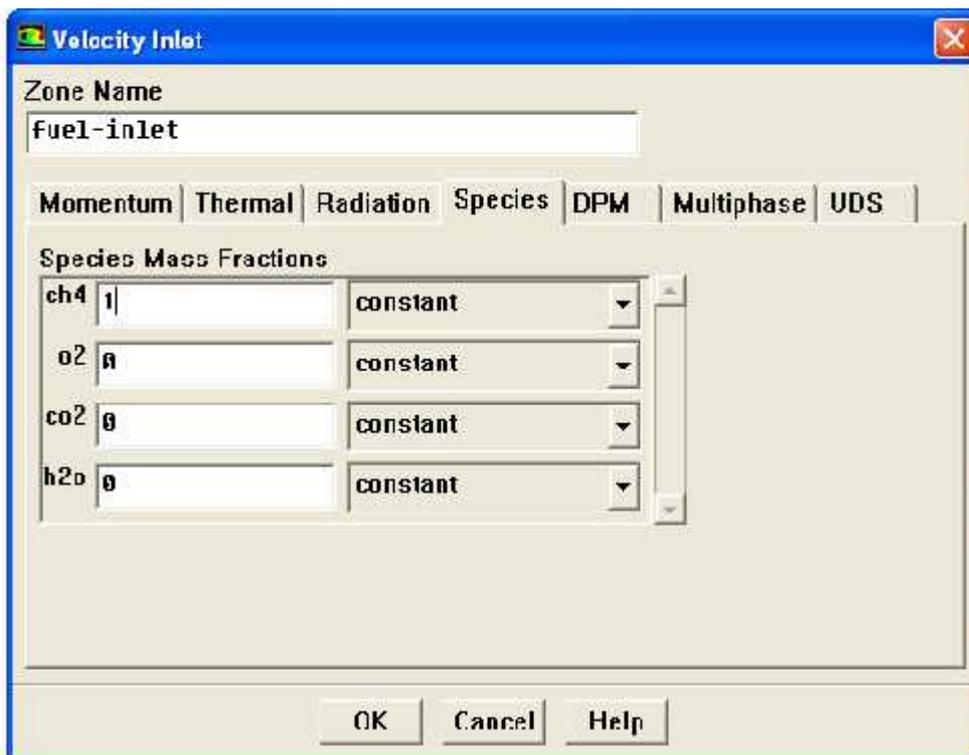


Figure (4.15) : conditions aux limites d'entrée de la fraction massique du méthane

c) Conditions de sortie :

- la pression de sortie
- le diamètre hydraulique
- l'intensité de la turbulence
- Température d'entrée
- fraction massique des espèces

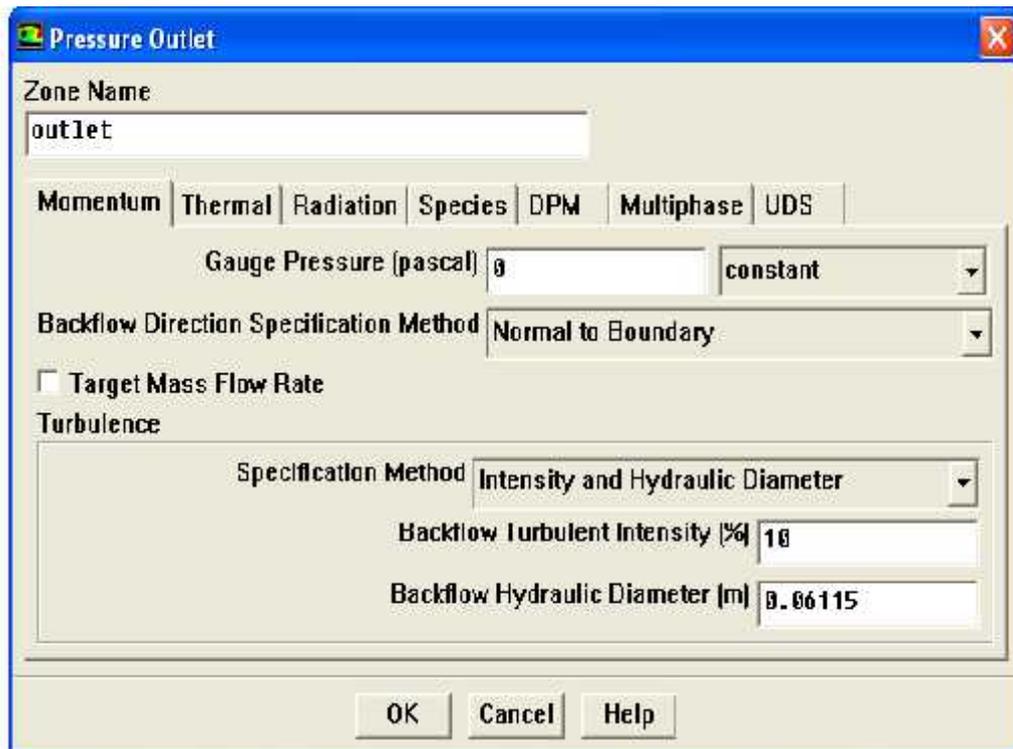


Figure (4.16) : conditions aux limites de sortie des gaz brûlés

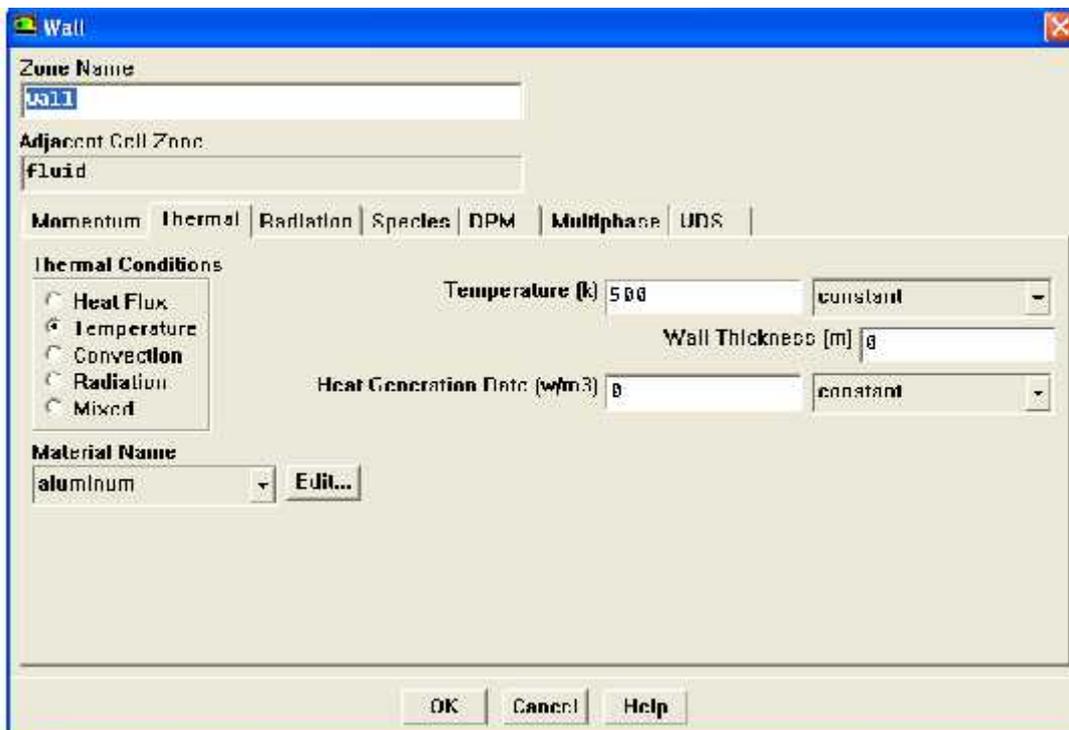
d) Condition de paroi :

Figure (4.17) : conditions aux limites de la proie

Étape 6: Solution

Solve → Controls → Solution

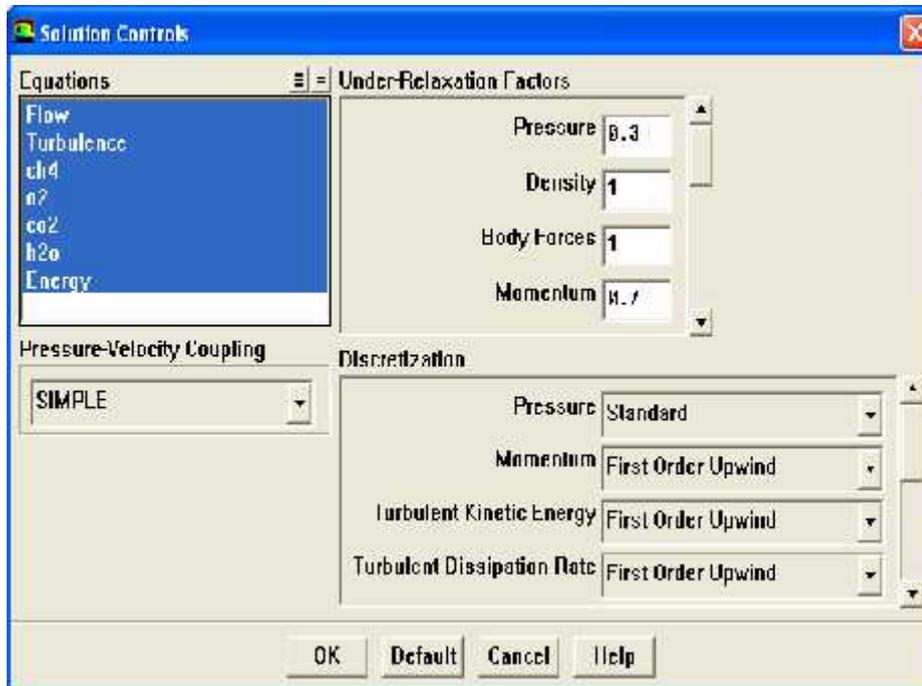


Figure (4.18) : le choix des schémas de résolution et de relaxation

1) Initialiser les calculs utilisés

Solve → Initialize → Initialize

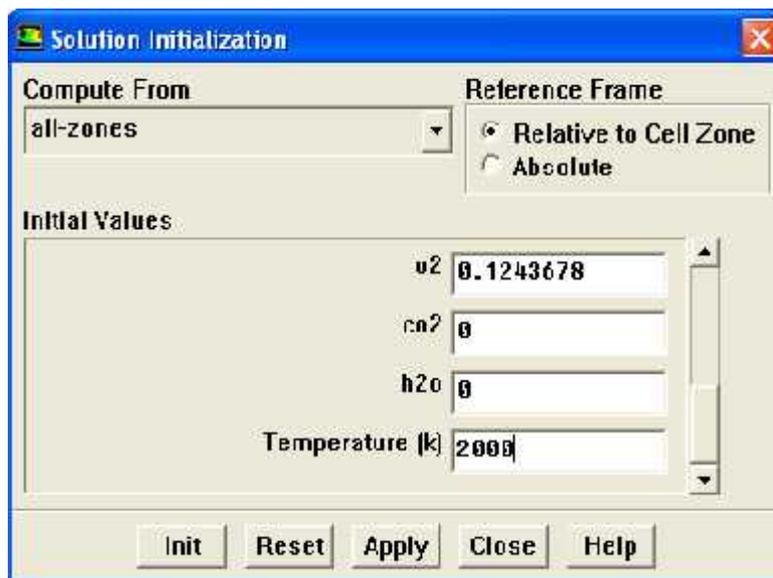


Figure (4.19) : initialisation de la solution

2) Vérifier les résidus des calculs.

Solve → Monitors → Residual

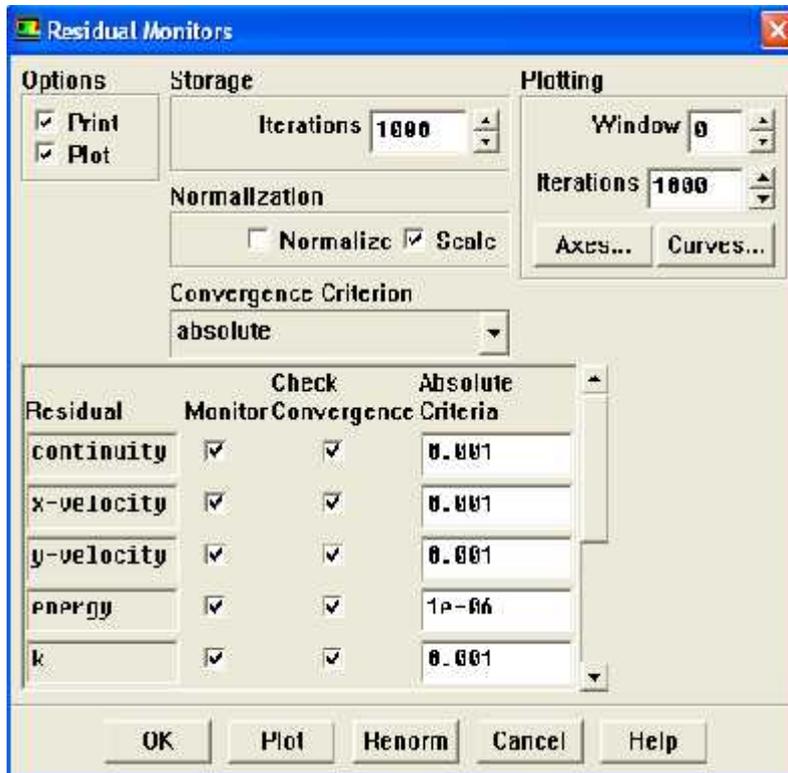


Figure (4.20) : critères de convergence

3) Sauvegarder le fichier case (Nom.cas).

File → Write → Case

4) Commencer les calculs après le choix du nombre des itérations.

Solve → Iterate

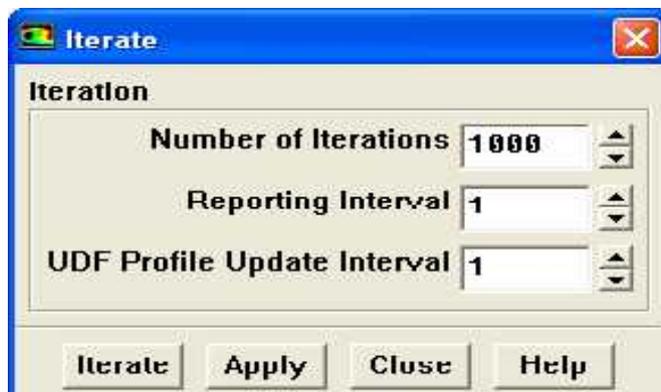


Figure (4.21) : lancement de calcul

5) Sauvegarder le fichier data (Nom.dat).

File → **Write** → **Data**

VI.3-Le calcul :

1. Pour la géométrie :

Le tube a flamme est doté 2 trous d'entrée d'air de diamètre 0.0151m pour chacun, ces derniers sont intercalés en vortex, d'où la raison de les assimilée à un seul trou de même section qui est déterminée de la façon suivante :

$$S_a = 2 \frac{\pi d^2}{4}$$

$$S_a = 3.581 \cdot 10^{-4} m^2$$

Le trou d'injection gaz est de 0.03175m de diamètre.

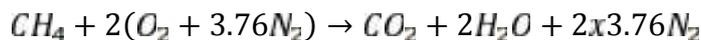
$$S_{CH_4} = \frac{\pi d^2}{4}$$

$$S_{CH_4} = 7.917 \cdot 10^{-4} m^2$$

2. Pour la combustion :

Débit massique de carburant « Méthane »: 0.00720 kg/s

a) Cas stœchiométrique :



De l'équation stœchiométrique, on remarque que :

Pour brûler 1Kg de CH_4 , nous sommes besoin de 2Kg d'air, sachant que :

$$M = m/n \quad \frac{K}{K}$$

$$m_a^\circ = M_a \cdot n_c$$

$$M_a = 2(32 + 3.76 \times 28) = 274.56 (k \text{ d'air} / k \text{ } CH_4)$$

b) Avec excès d'air :



$$\lambda: e. l. c. \quad d' e. \acute{e} s d' a = \frac{q \quad \acute{e} d' a \quad a i}{q \quad \acute{e} d' a \quad t h \acute{e} o \quad a i}$$

$$\lambda = 1/\varphi; \quad \lambda = 1 + 1/100$$

e: Est l'excès d'air(%)

$$\varphi: e. l. r. h e. = \frac{(C/A)_{r \acute{e}l}}{(C/A)_s} = \frac{d \quad r \acute{e}l}{d \quad s t \acute{o} e c h i o m \acute{e} t r i q u e}$$

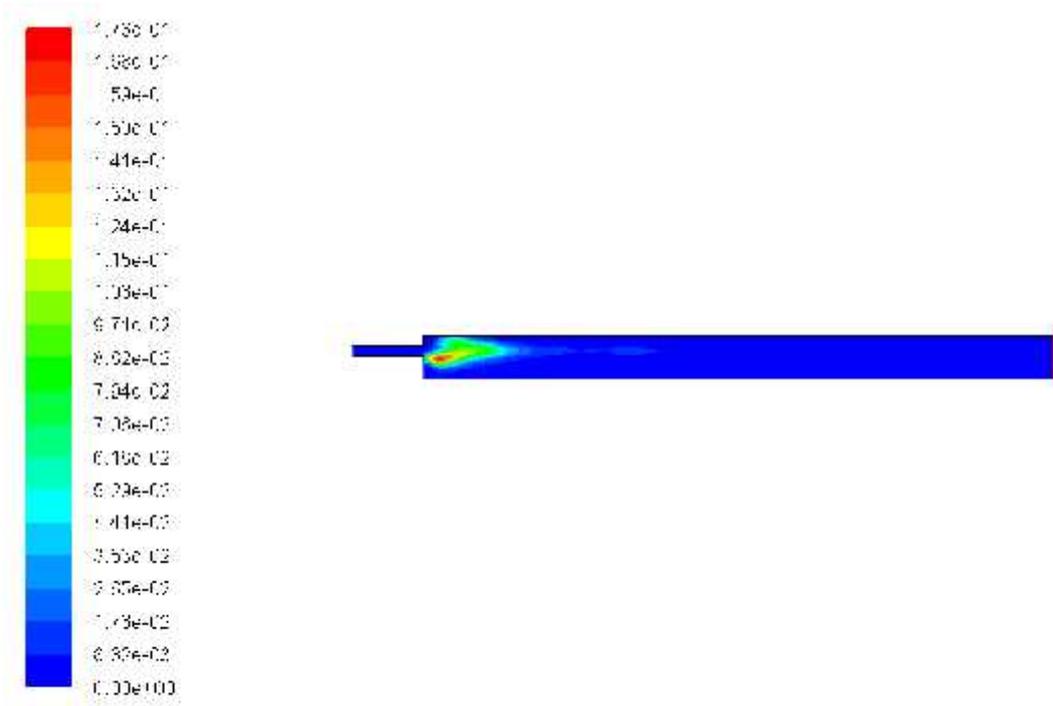
VI.4-Résultats et discussions

1) tracer les contours

A. Taux de réaction (kmole/m³-s)

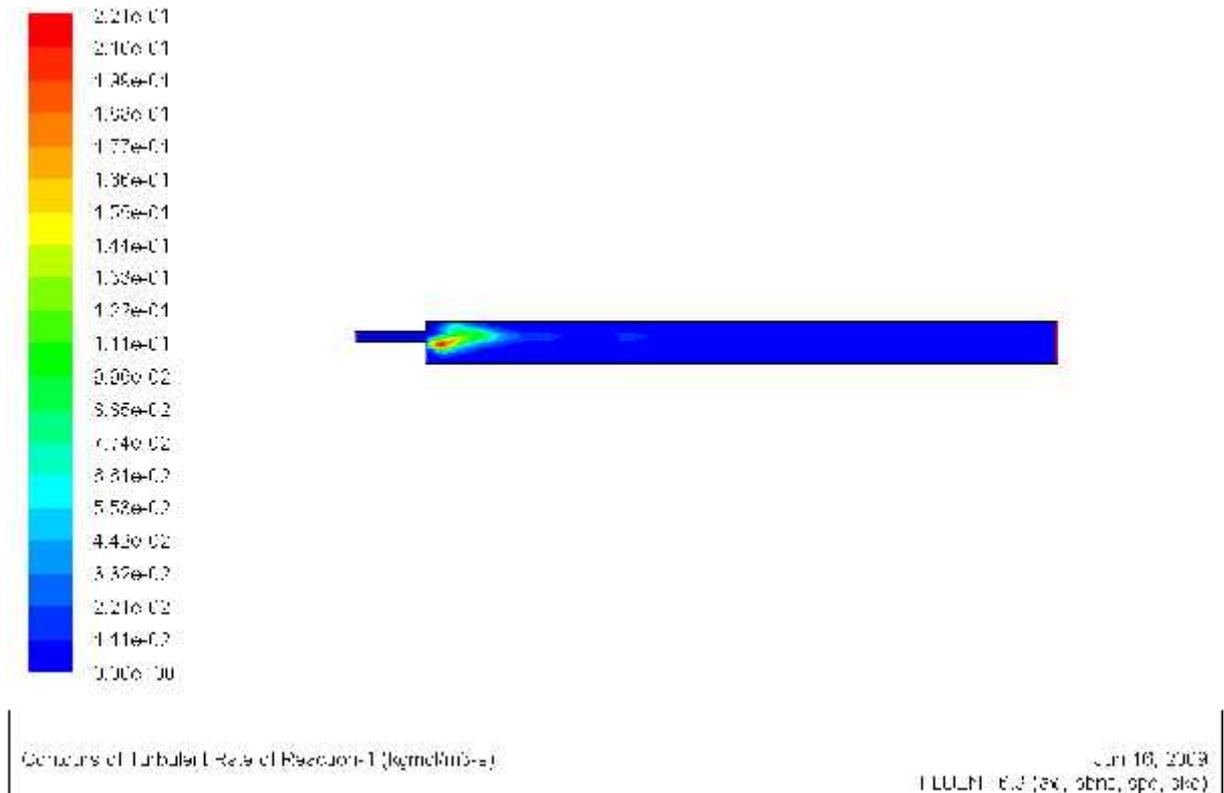
Cas stœchiométrique :

1. CP=constant

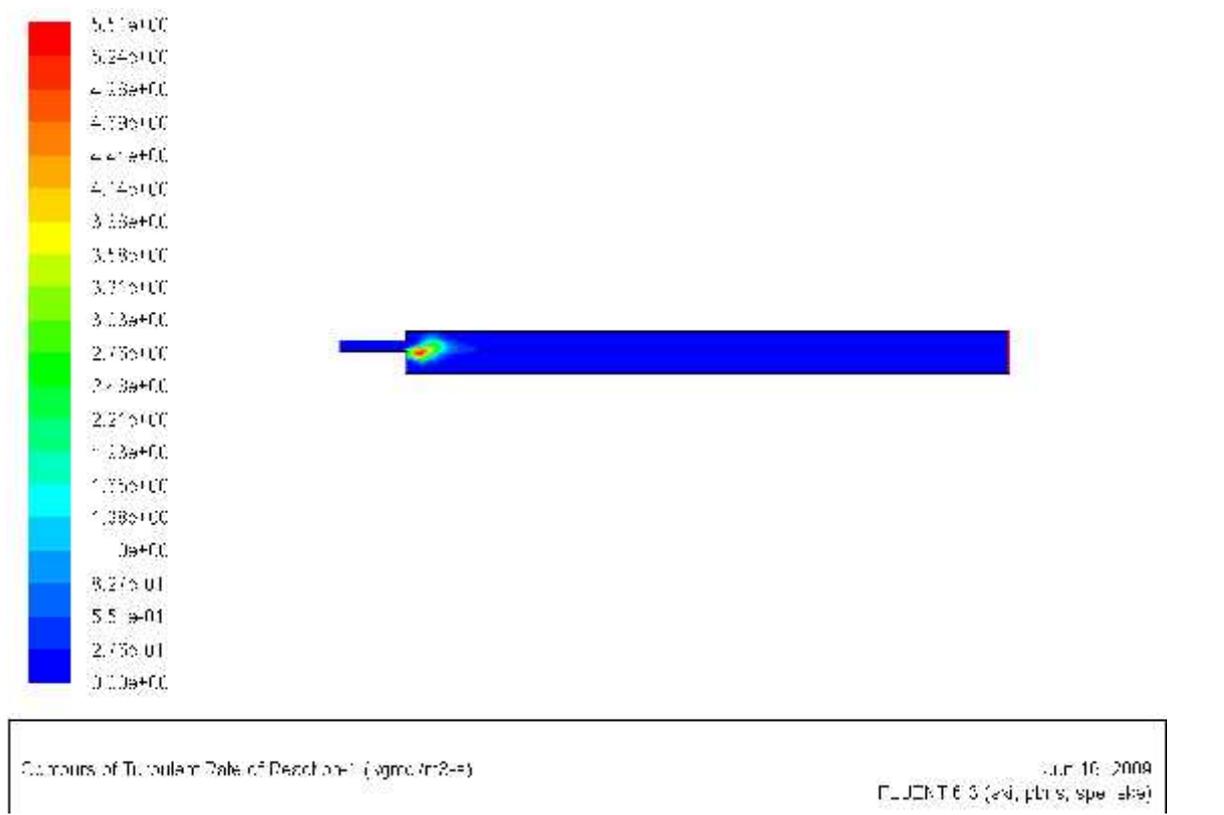


Contours of Turbulent Dissipation Rate (kg/m³-s) | June 13, 2009 | LULM (cas, obj, spe, ske)

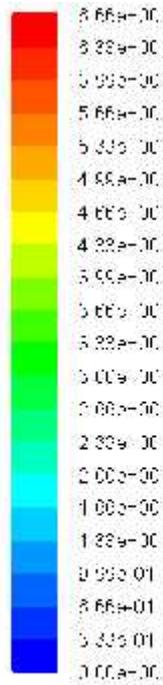
2. CP= non constant



Avec excès d'air de 20% :



Avec excès d'air de 40% :



Contours of Turbulent Rate of Reaction-1 (kg/m3-s)

June 16, 2009
FLUENT 6.2 (32-bit, sps, ske)

Avec excès d'air de 80% :



Contours of Turbulent Rate of Reaction-1 (kg/m3-s)

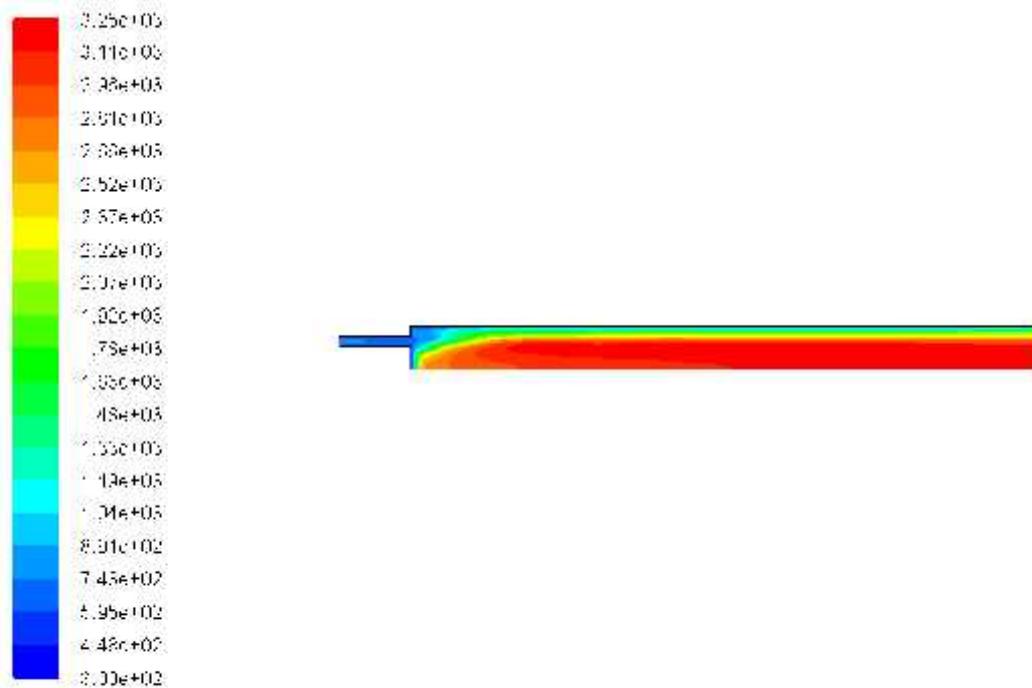
June 16, 2009
FLUENT 6.2 (32-bit, sps, ske)

B. La température (°k)

1) La température statique :

Cas stœchiométrique :

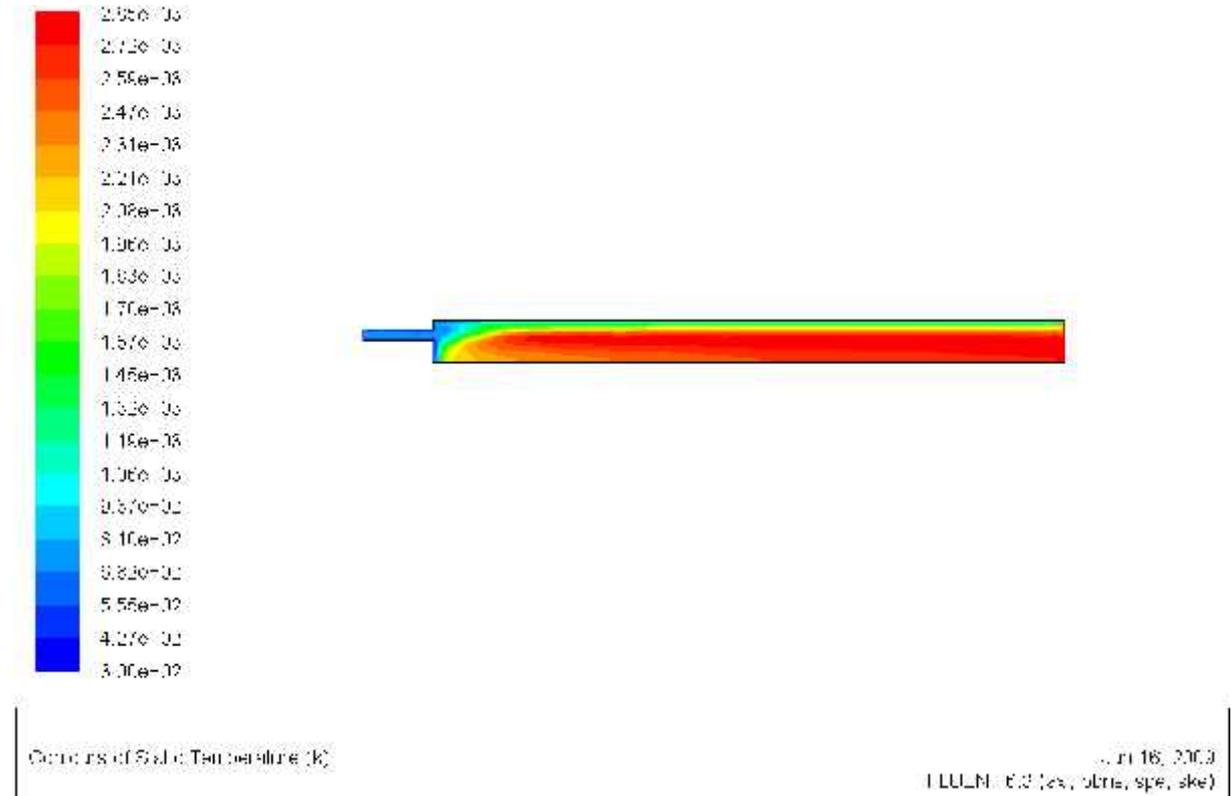
1. CP=constant



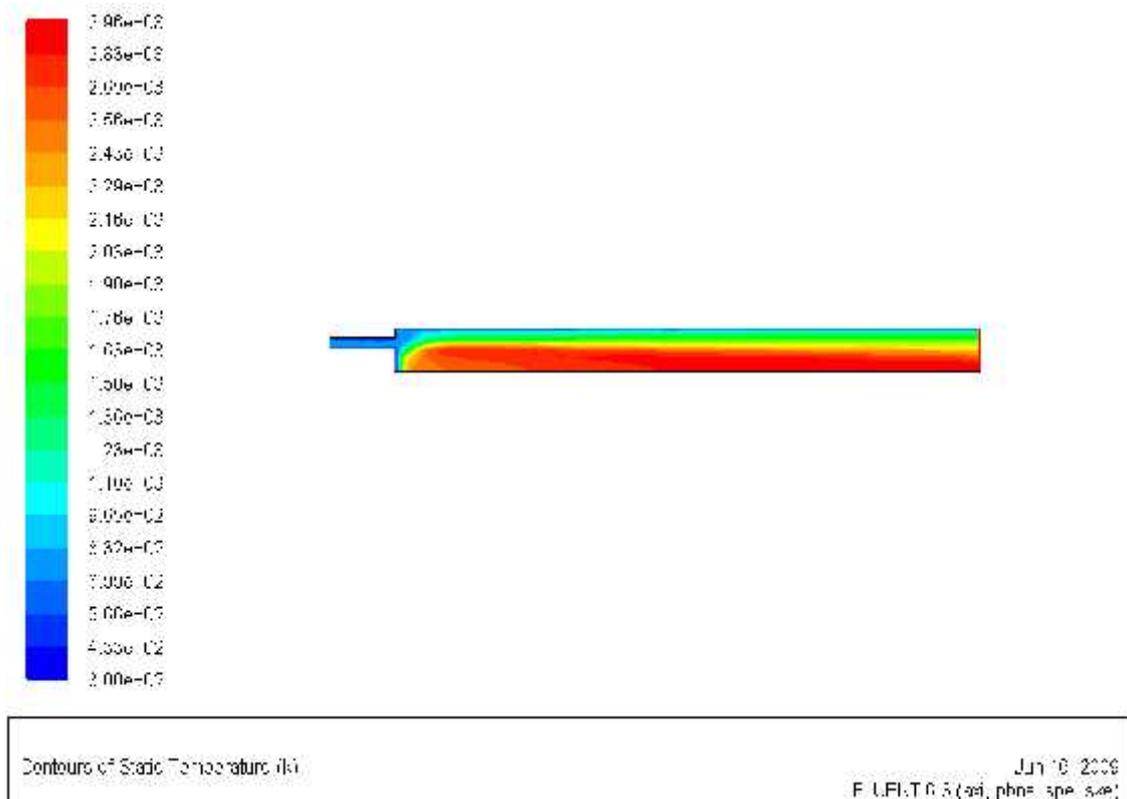
Contours of Static Temperature [K]

June 13, 2009
 FLUENT 6.0 (ex, obj, spe, ske)

2. CP= non constant



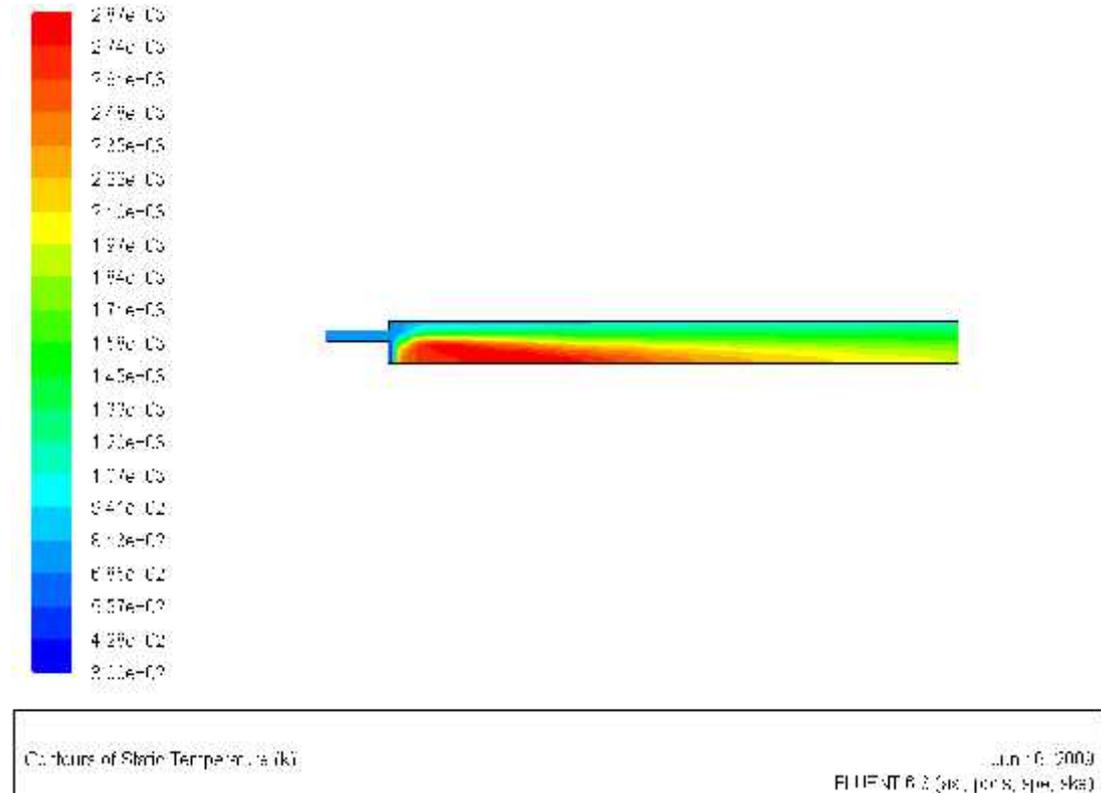
Avec excès d'air de 20% :



Avec excès d'air de 40% :



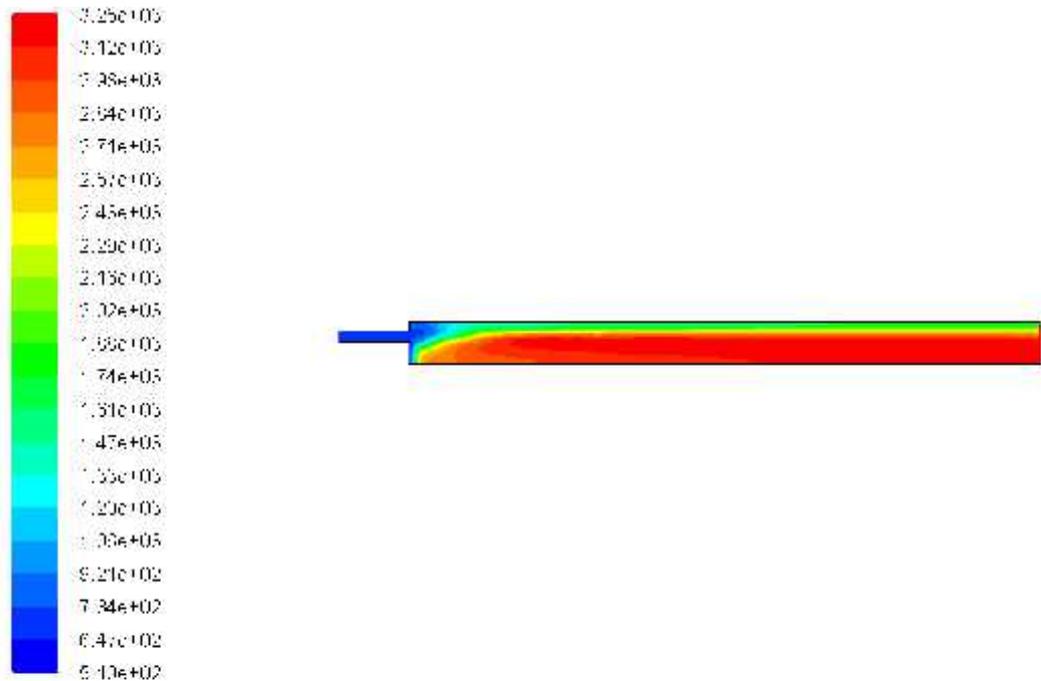
Avec excès d'air de 80% :



2) La température totale :

Cas stœchiométrique :

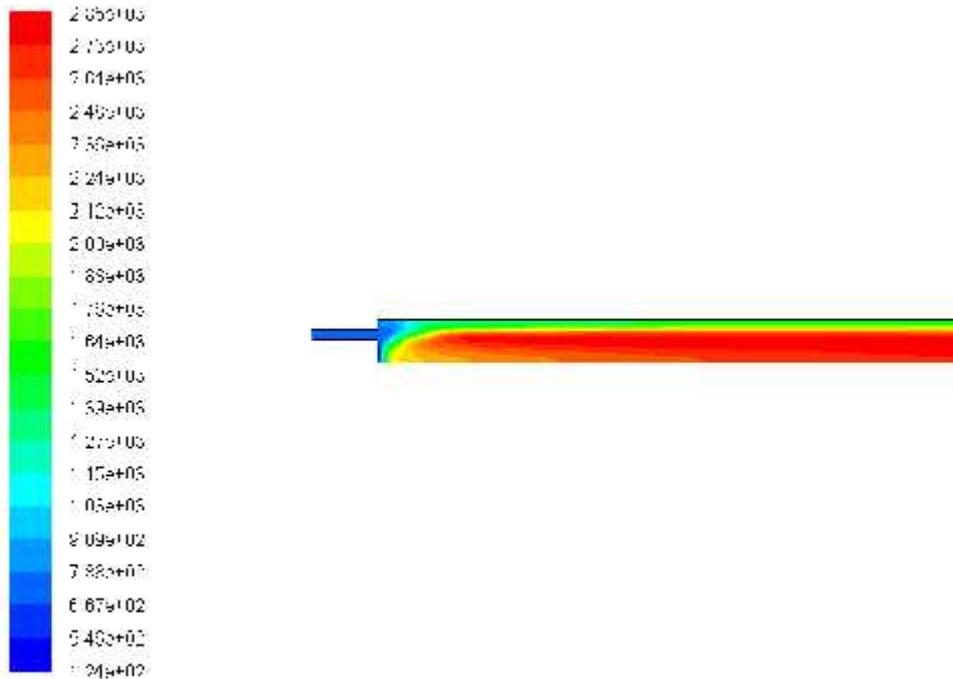
1. CP=constant



Contours of Total Temperature (K)

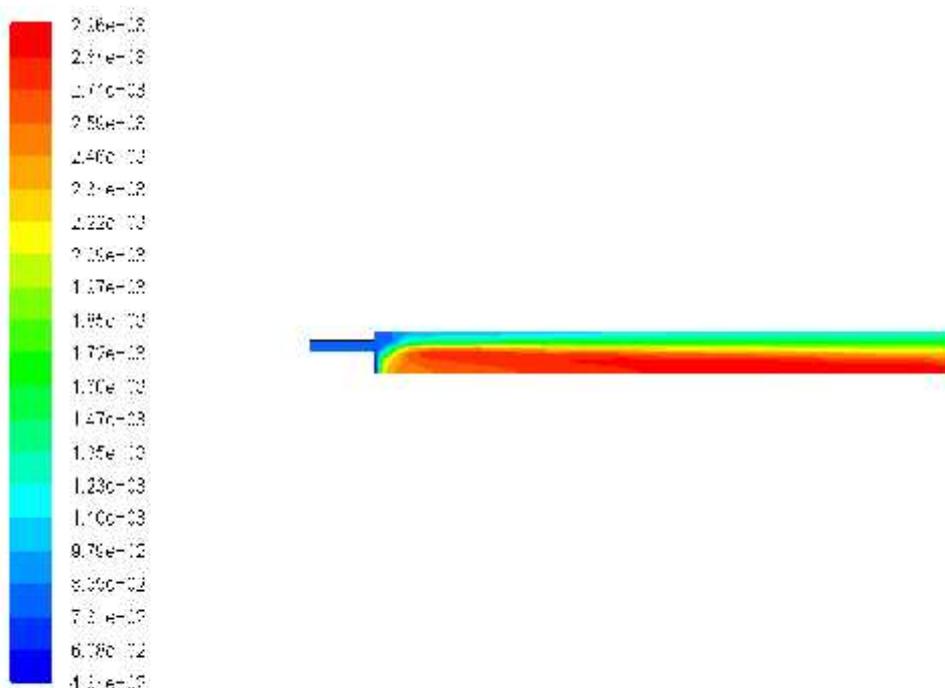
July 13, 2009
 FLUENT 6.2 (x64, double, spe, ske)

2. CP= non constant



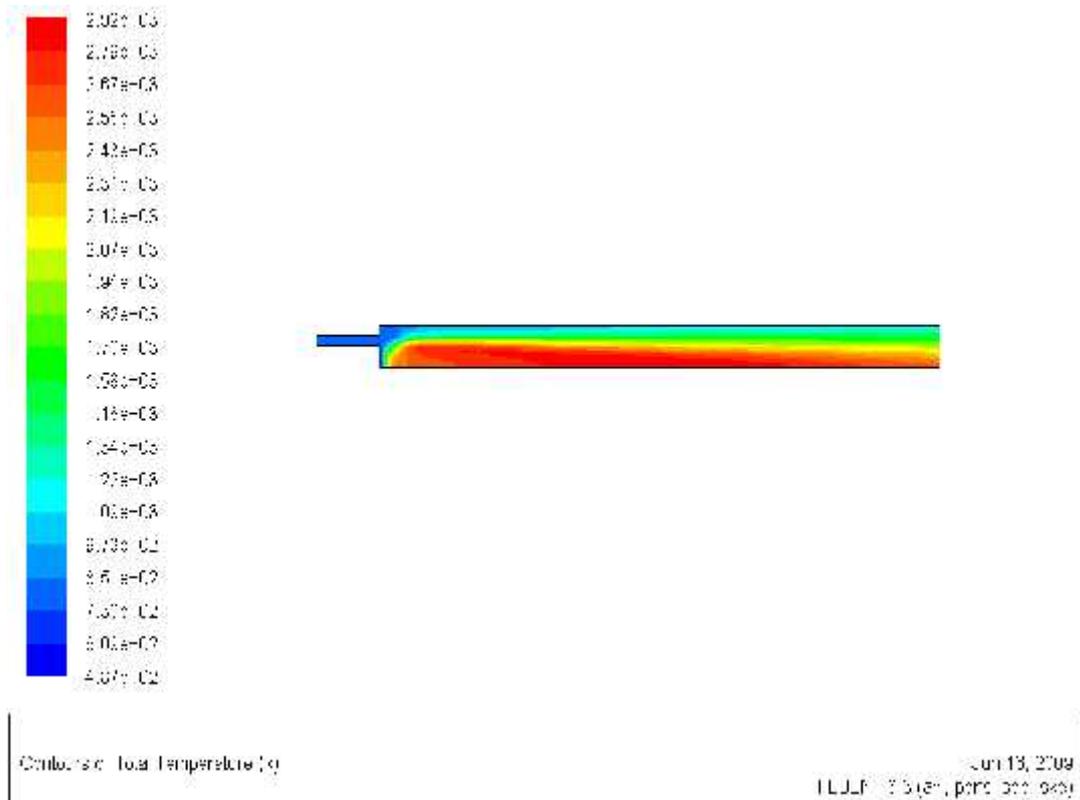
Contours of Total Temperature (K) JUL 16, 2006
FLUENT 6.3 (32-bit, plus -spe -shc)

Avec excès d'air de 20% :

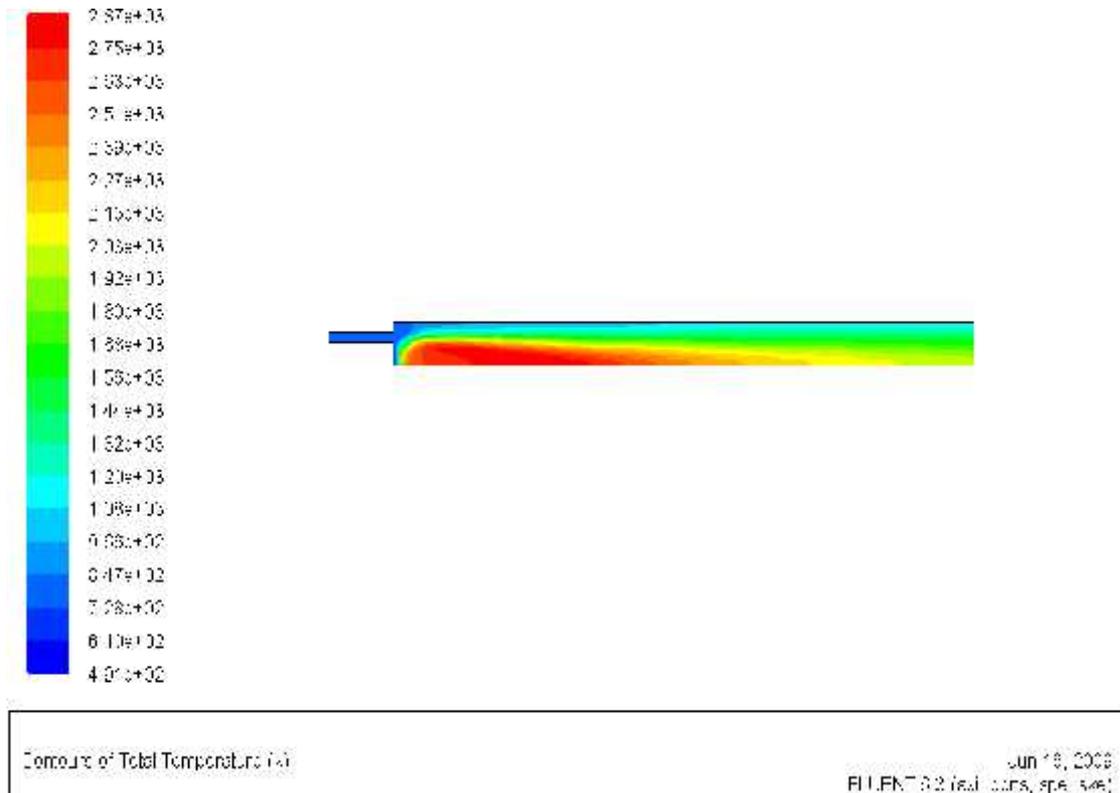


Contours of Total Temperature (K) JUL 16, 2006
FLUENT 6.3 (32-bit, plus -spe -shc)

Avec excès d'air de 40% :



Avec excès d'air de 80% :

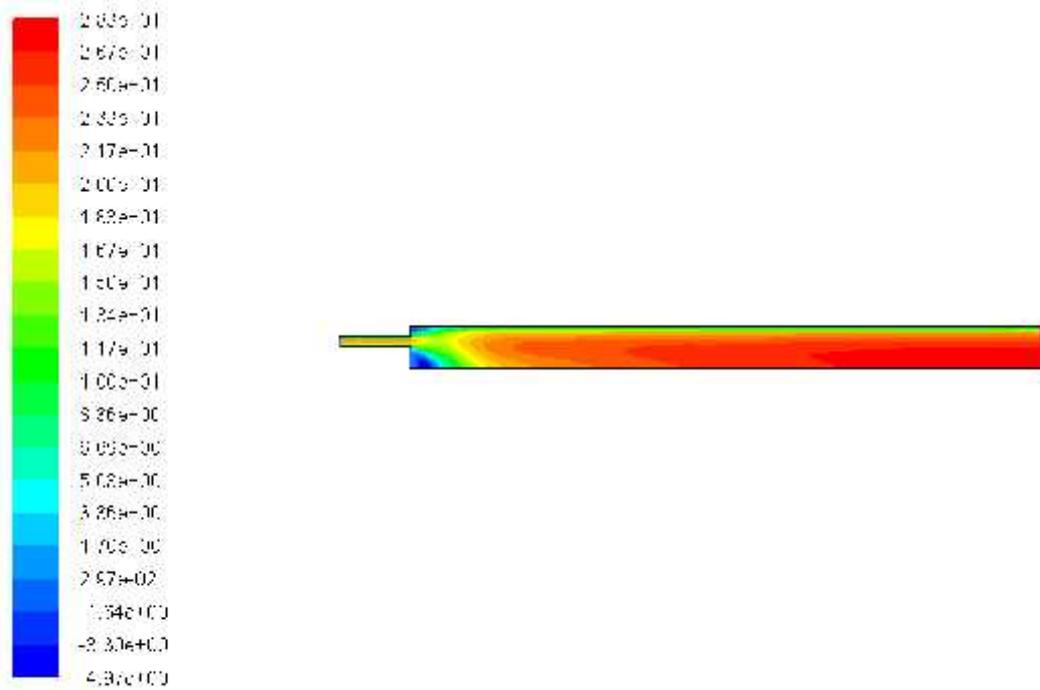


C. Les vitesses (m/s)

1) La vitesse axiale :

Cas stœchiométrique :

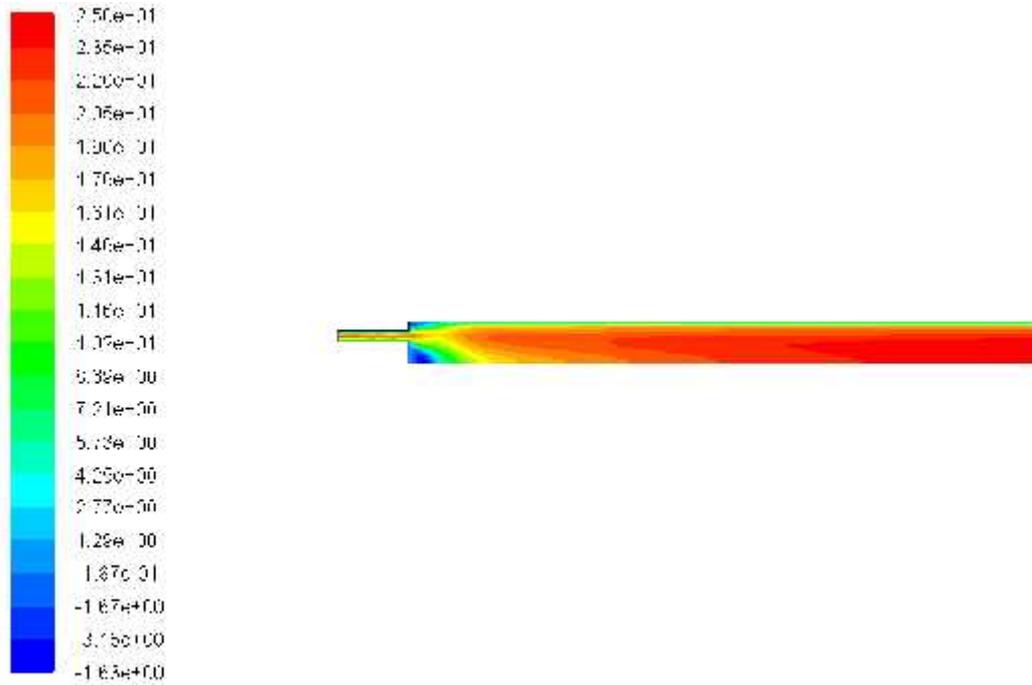
1. CP=constant



Contours of Axial Velocity (m/s)

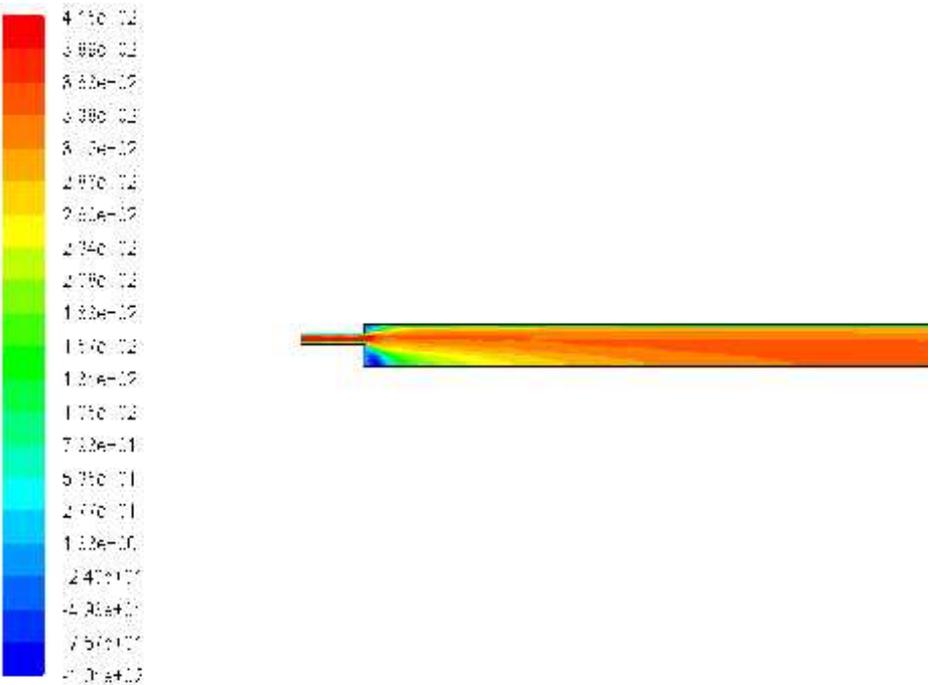
Jun 13, 2009
 1:11:11 PM (ax, sbnd, spc, blk)

2. CP= non constant



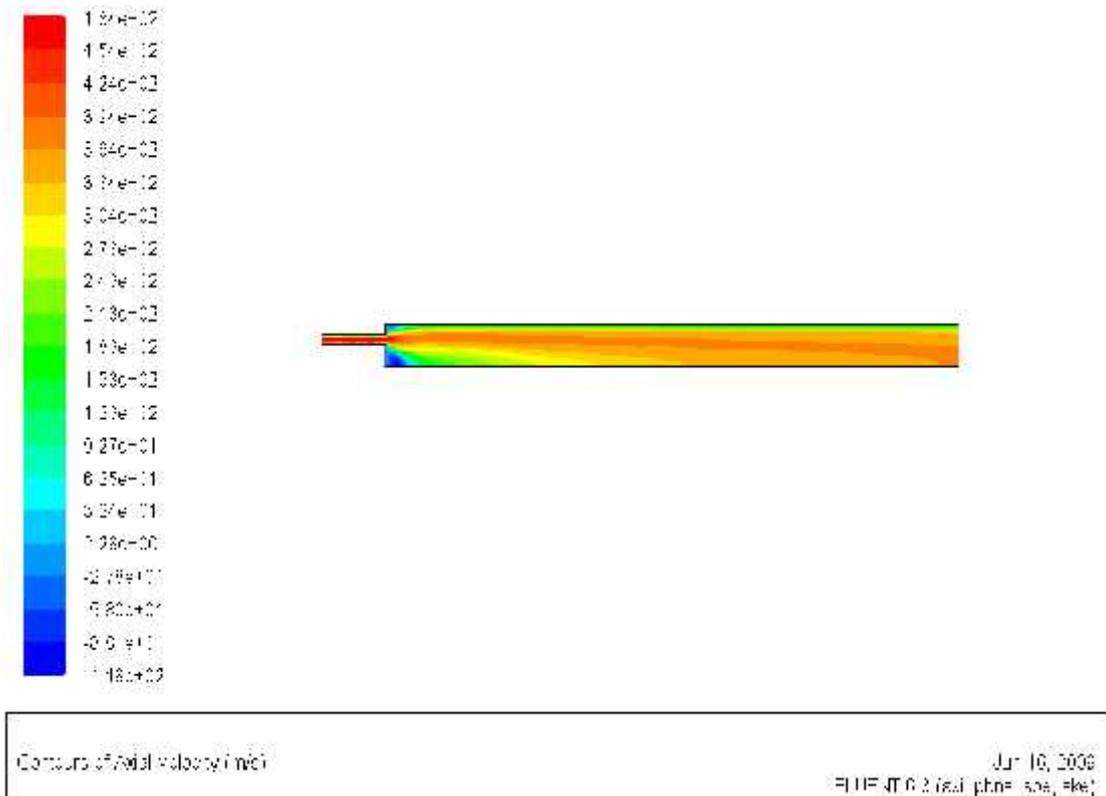
Contours of Axial Velocity (m/s) Jan 16, 2003
FLUENT 6.2 (2d; plan; spe; ske)

Avec excès d'air de 20% :

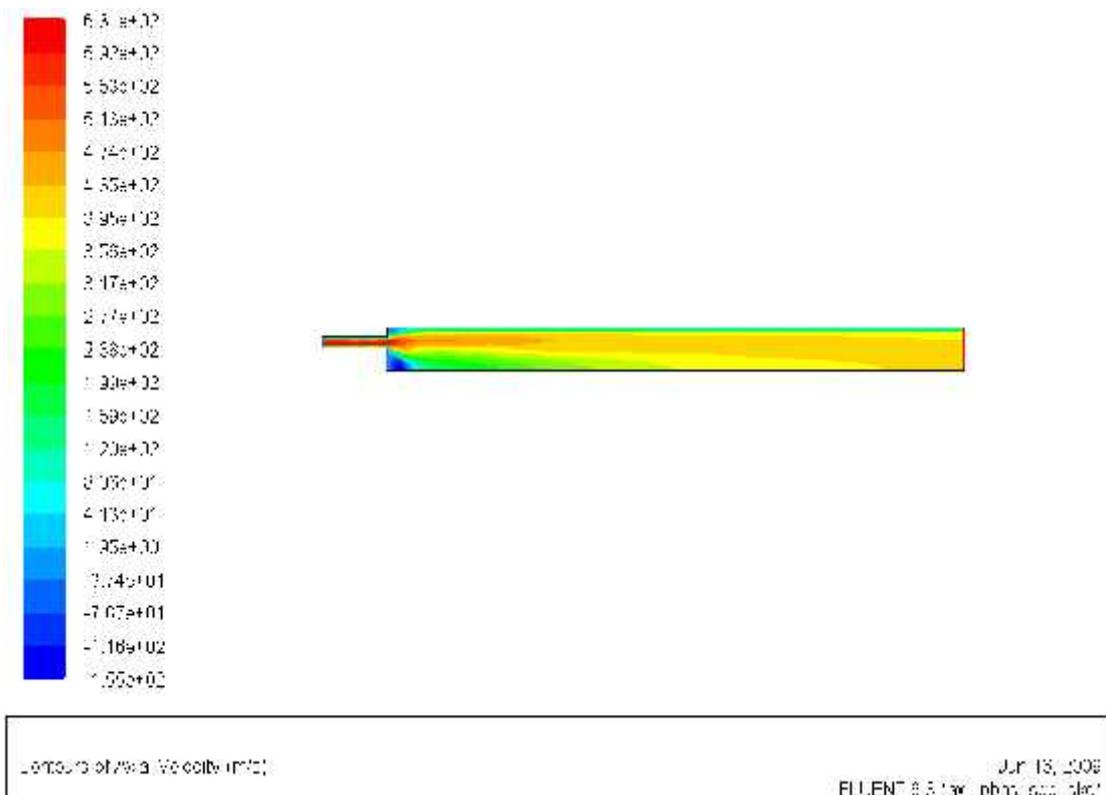


Contours of Axial Velocity (m/s) Jan 16, 2003
FLUENT 6.2 (2d; plan; spe; ske)

Avec excès d'air de 40% :



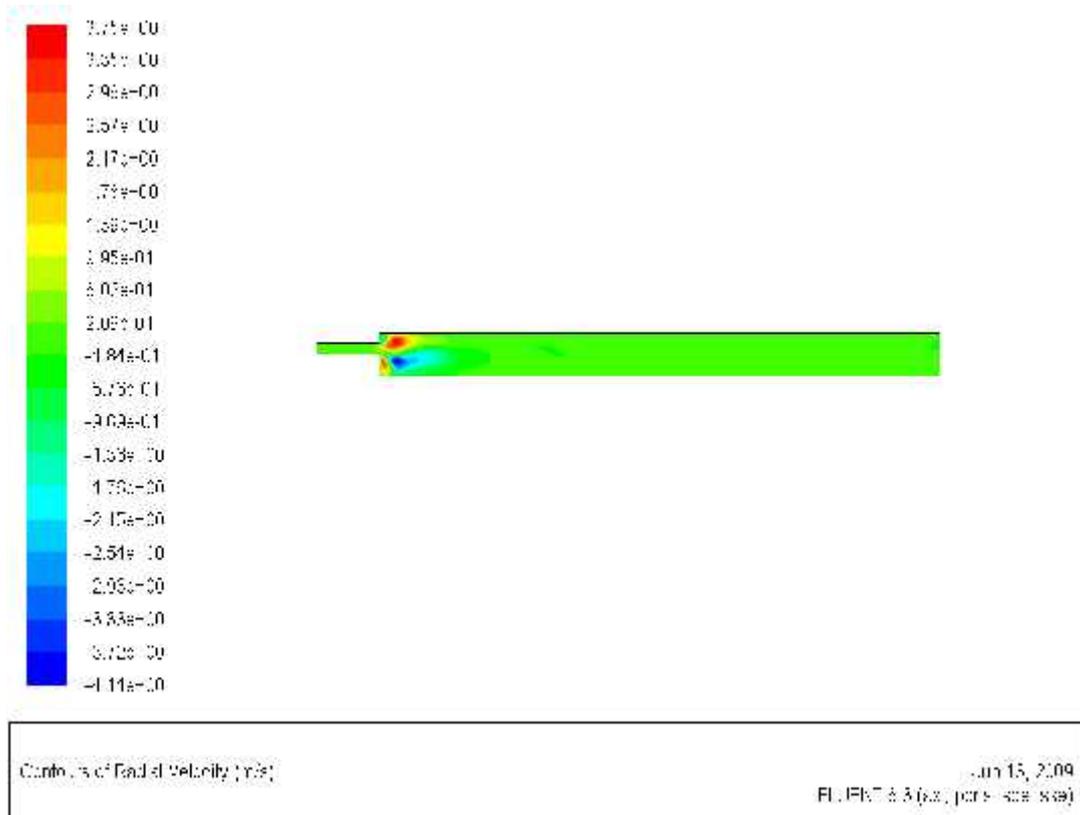
Avec excès d'air de 80% :



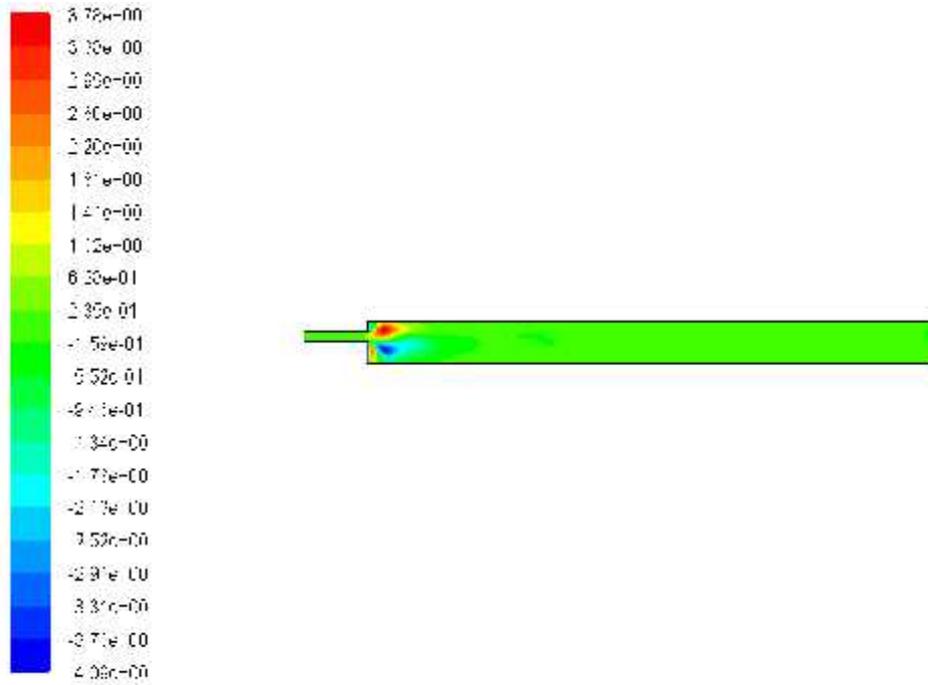
2) La vitesse radiale :

Cas stœchiométrique :

1. CP=constant

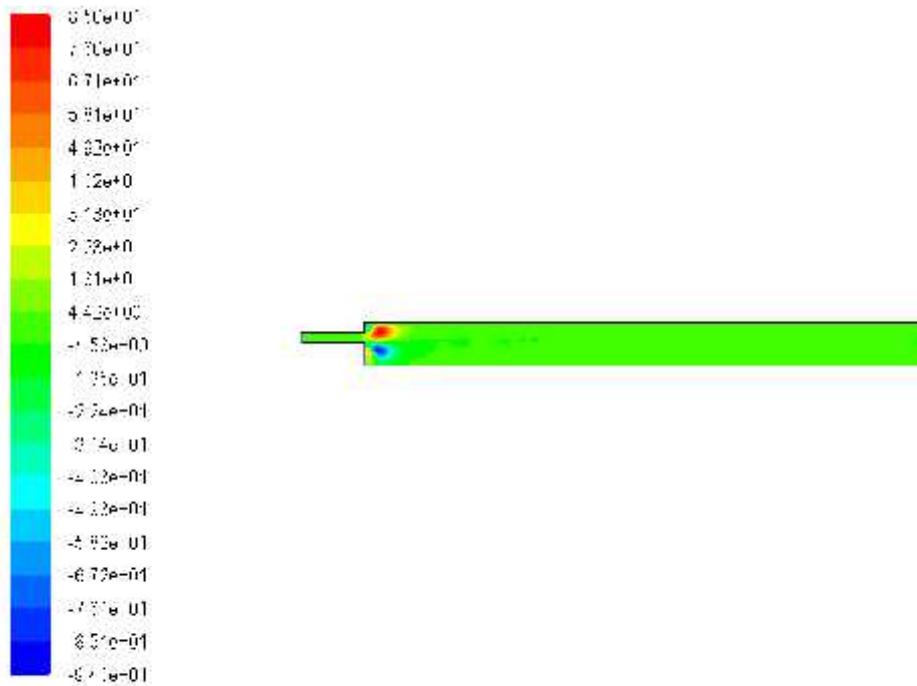


2. CP= non constant



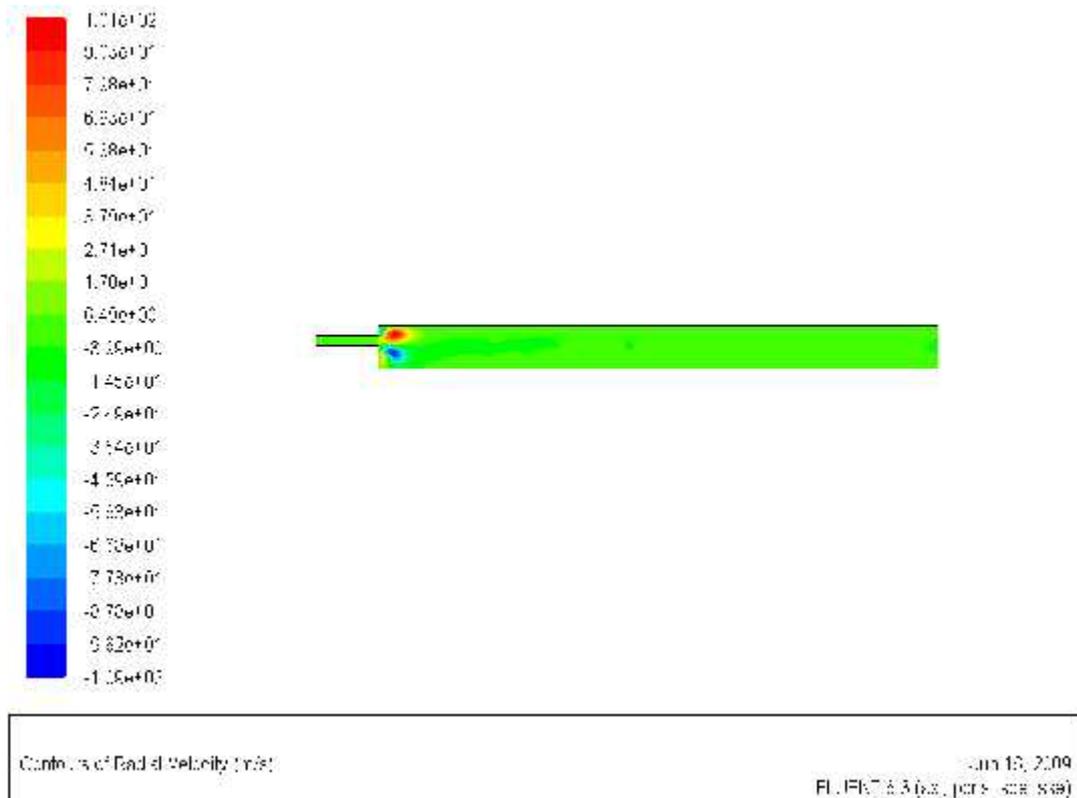
Contours of Radial Velocity (m/s) Jun 16, 2009
FLUENT 6.2 (axi, phs, spe, ske)

Avec excès d'air de 20% :

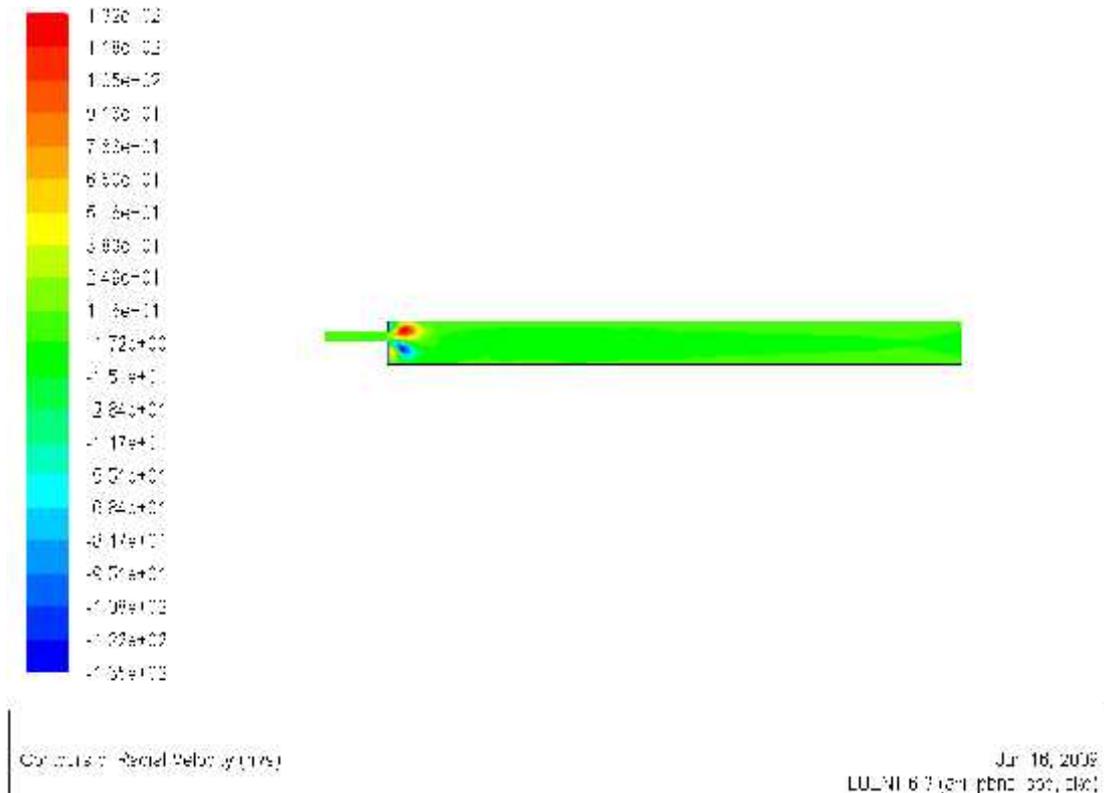


Contours of Radial Velocity (m/s) Jun 18, 2009
FLUENT 6.2 (axi, phs, spe, ske)

Avec excès d'air de 40% :



Avec excès d'air de 80% :

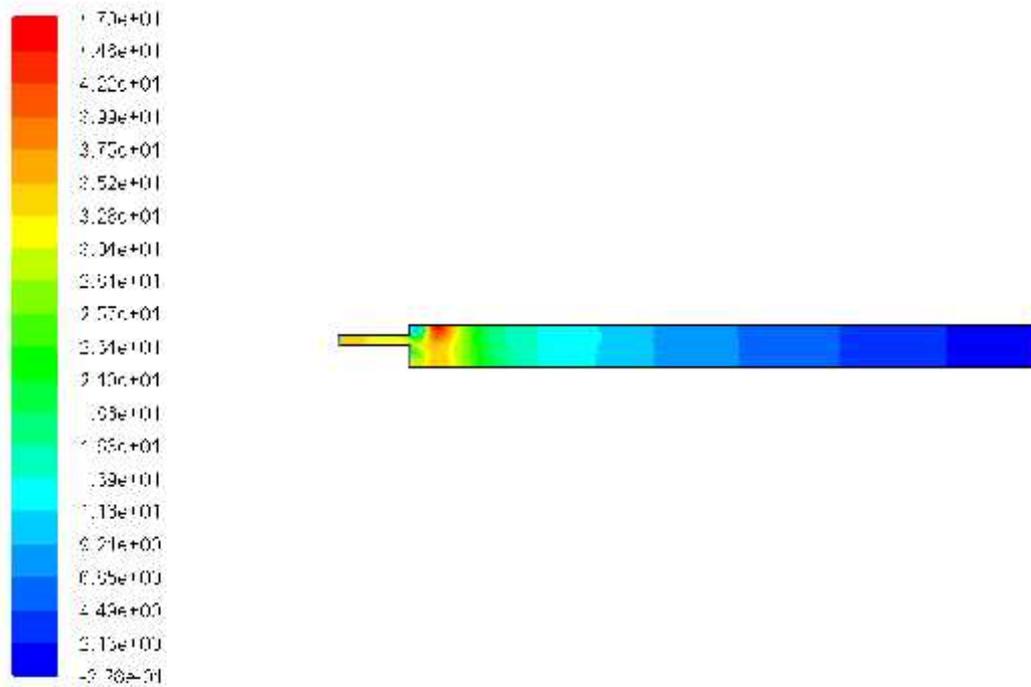


D. Les pressions (pascal)

1) La pression statique :

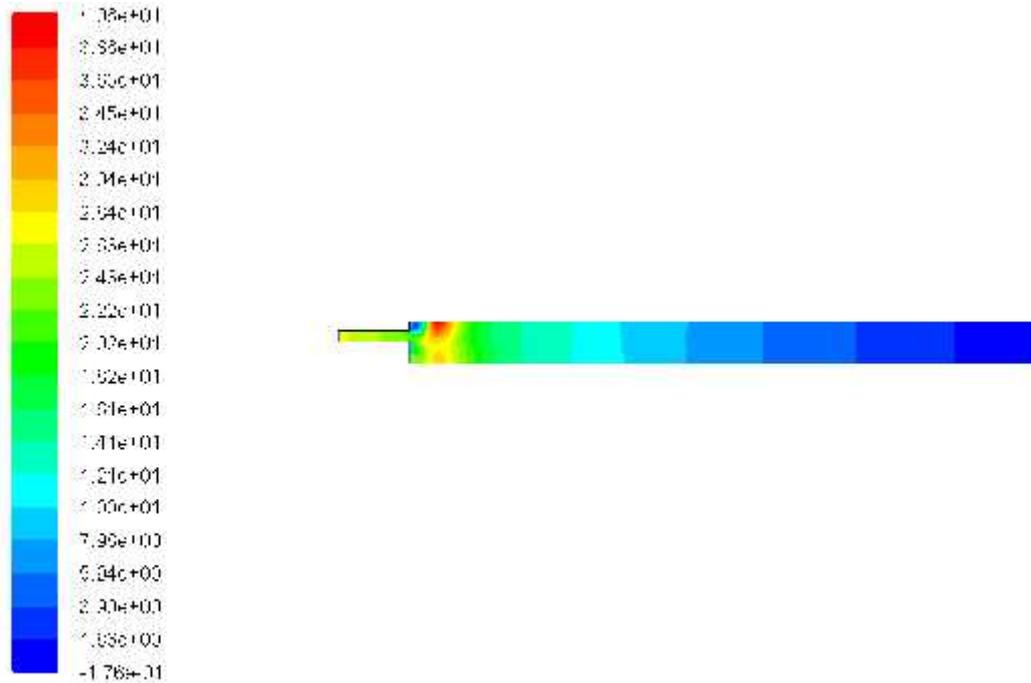
Cas stœchiométrique :

1. CP=constant



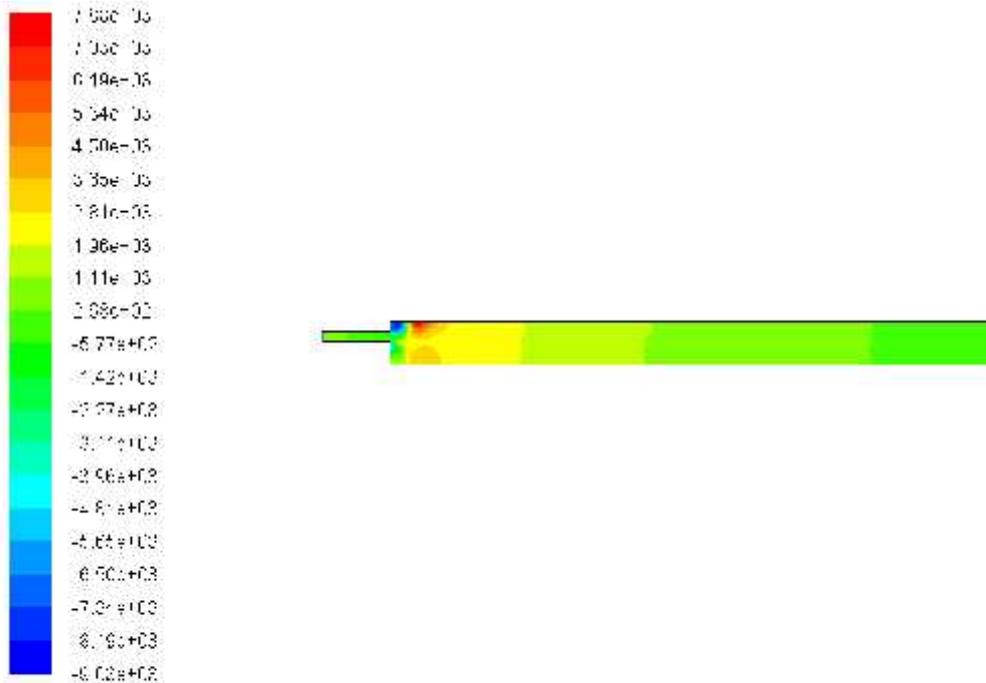
Contours of Static Pressure (pascal) June 13, 2009
FLUENT 6.2 (2d, 3d, sp, ske)

2. CP= non constant



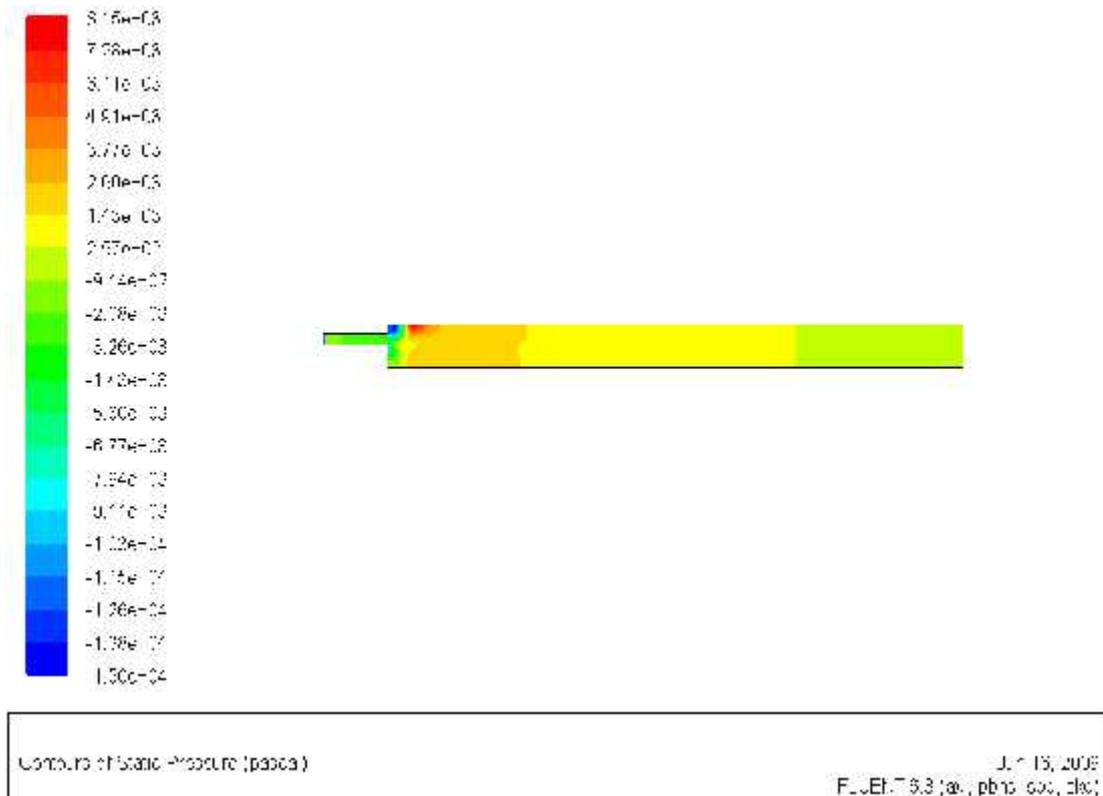
Contours of Static Pressure (pa):
 Jun 16, 2009
 FLUENT 6.2 (3d, double, spe, ske)

Avec excès d'air de 20% :

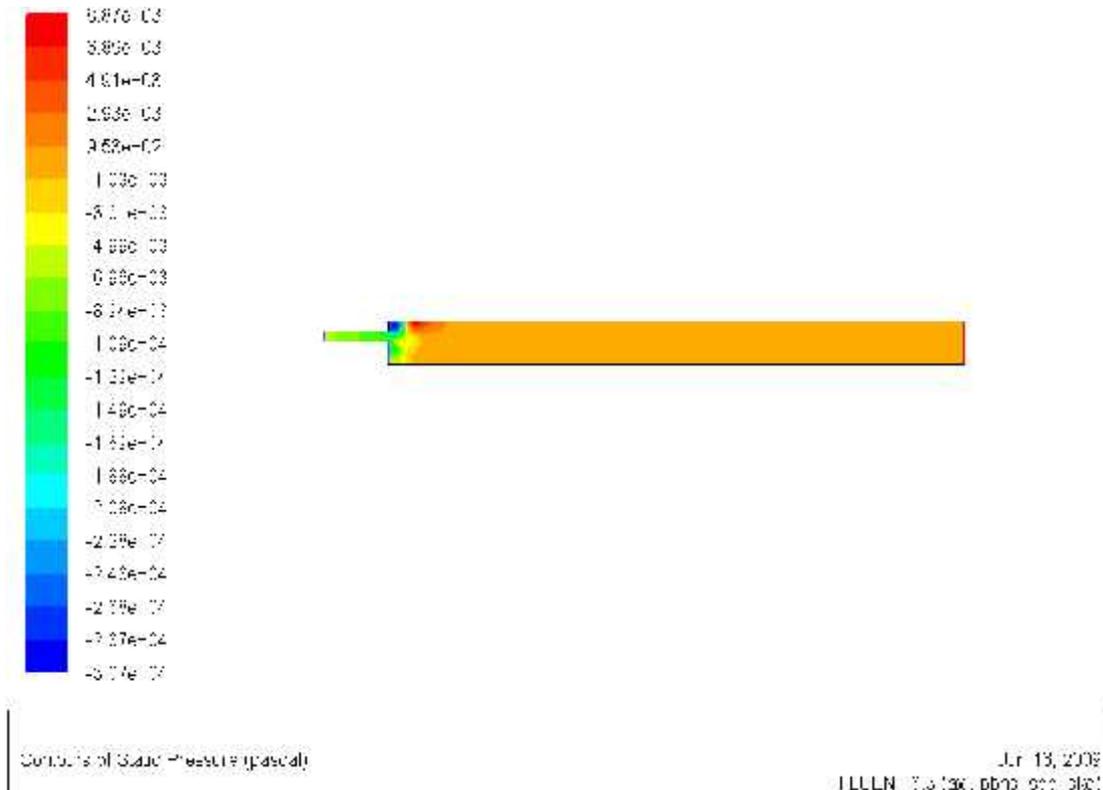


Contours of Static Pressure (pa):
 Jun 16, 2009
 FLUENT 6.2 (3d, double, spe, ske)

Avec excès d'air de 40% :



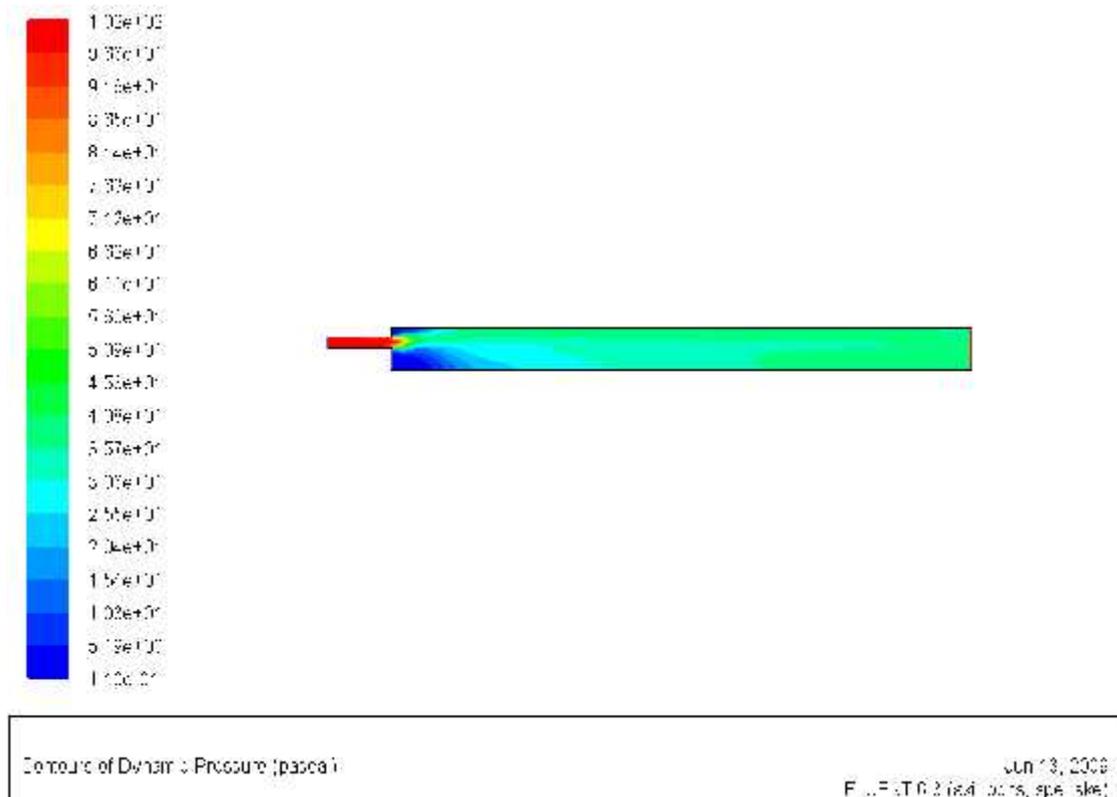
Avec excès d'air de 80% :



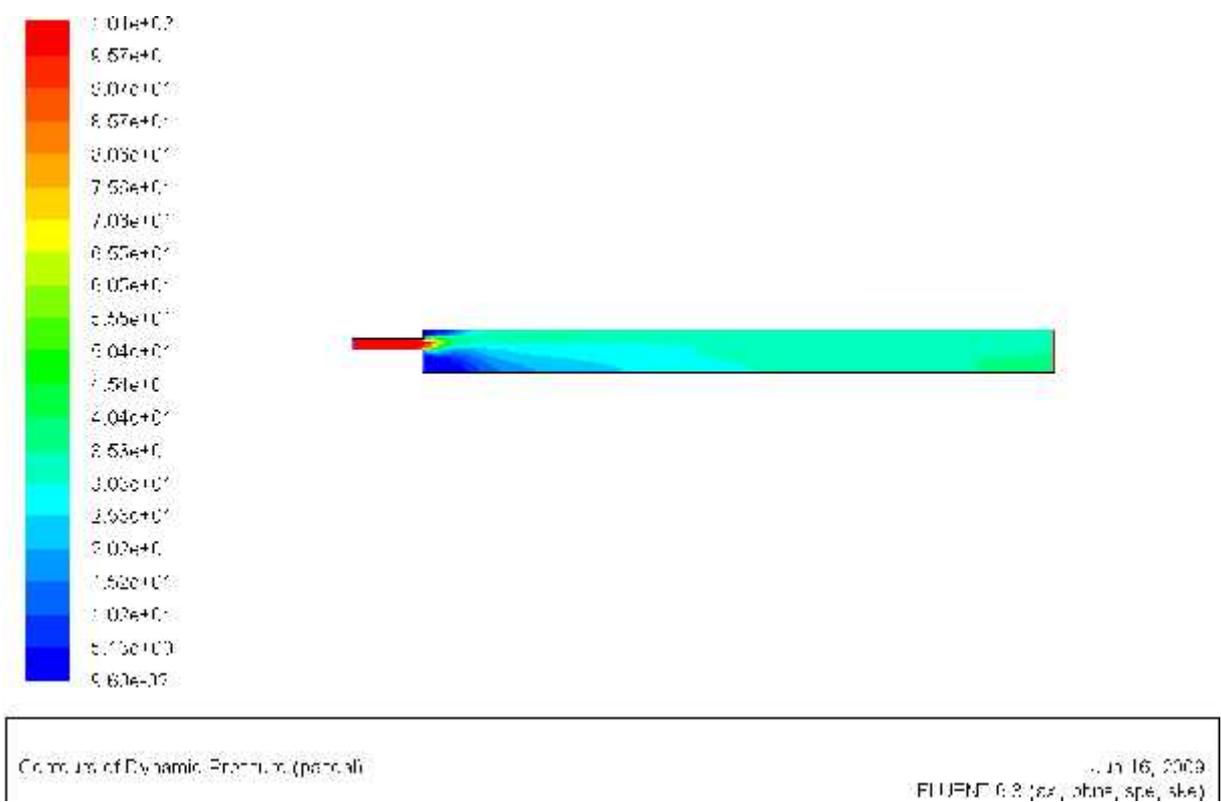
2) La pression dynamique :

Cas stœchiométrique :

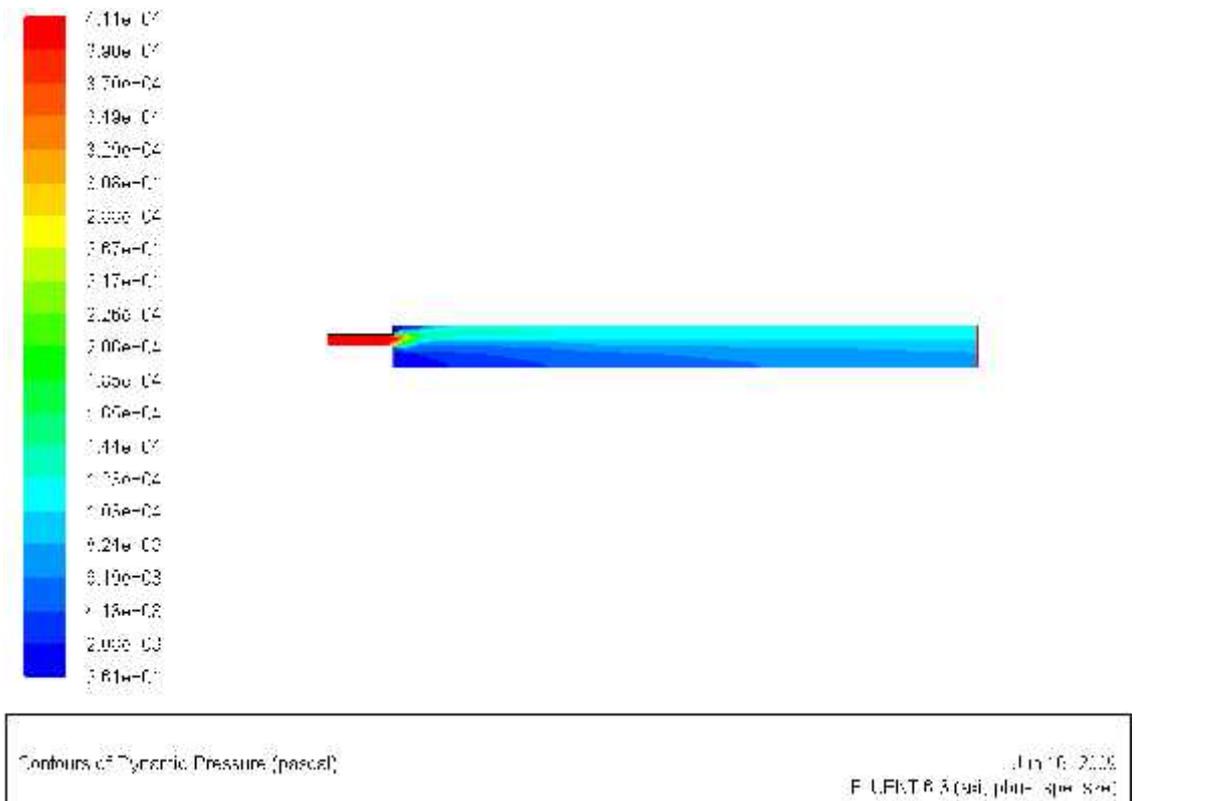
1. CP=constant



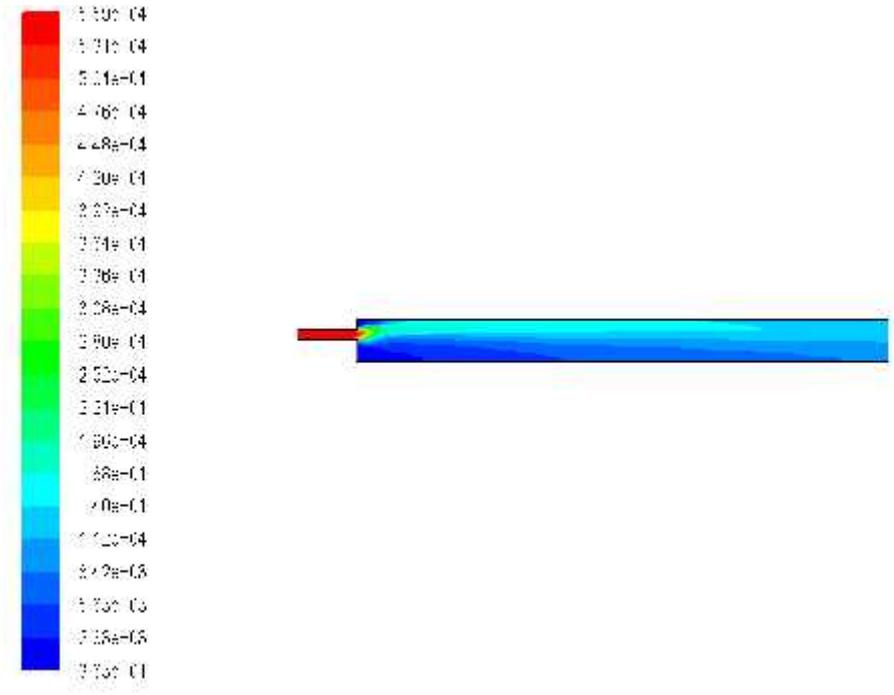
2. CP= non constant



Avec excès d'air de 20% :



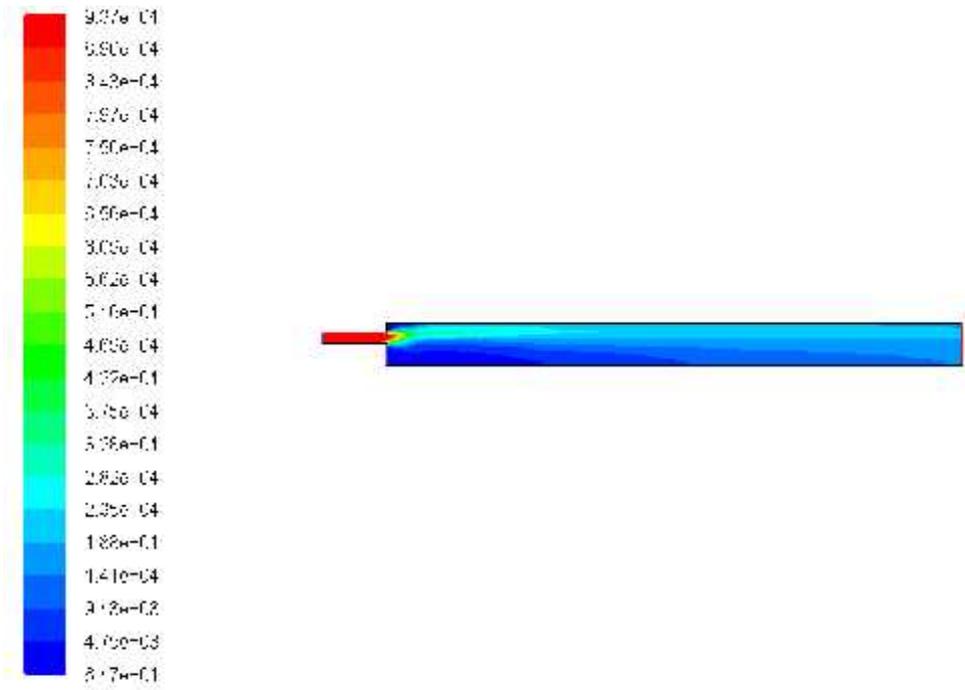
Avec excès d'air de 40% :



Contours of Dynamic Pressure (default)

Jun 17, 2008
TULLEN 7.0 (3d, pns, 200, 340)

Avec excès d'air de 80% :



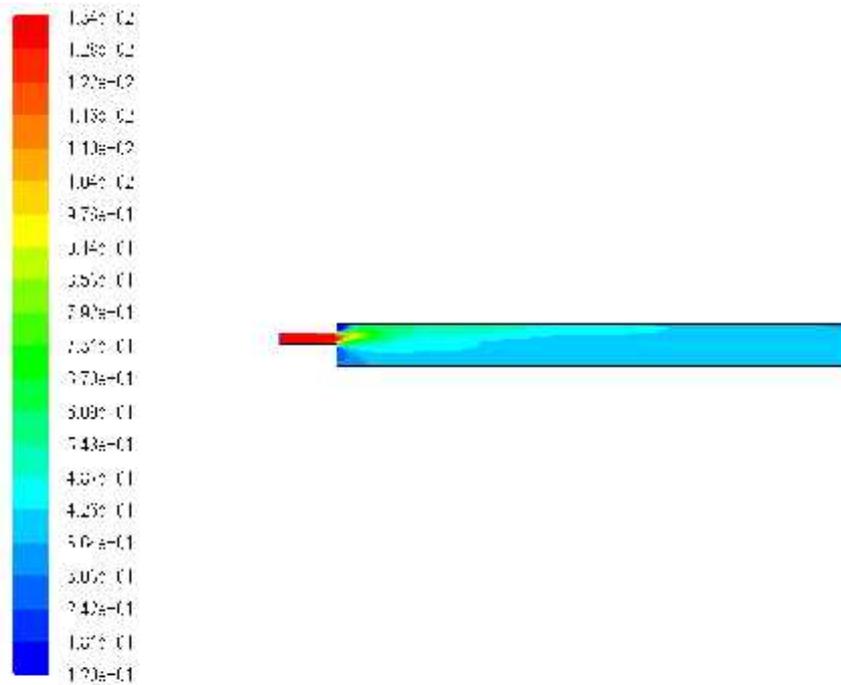
Contours of Dynamic Pressure (pns-04)

Jun 18, 2008
TULLEN 7.0 (3d, pns, 200, 340)

3) La pression totale :

Cas stœchiométrique :

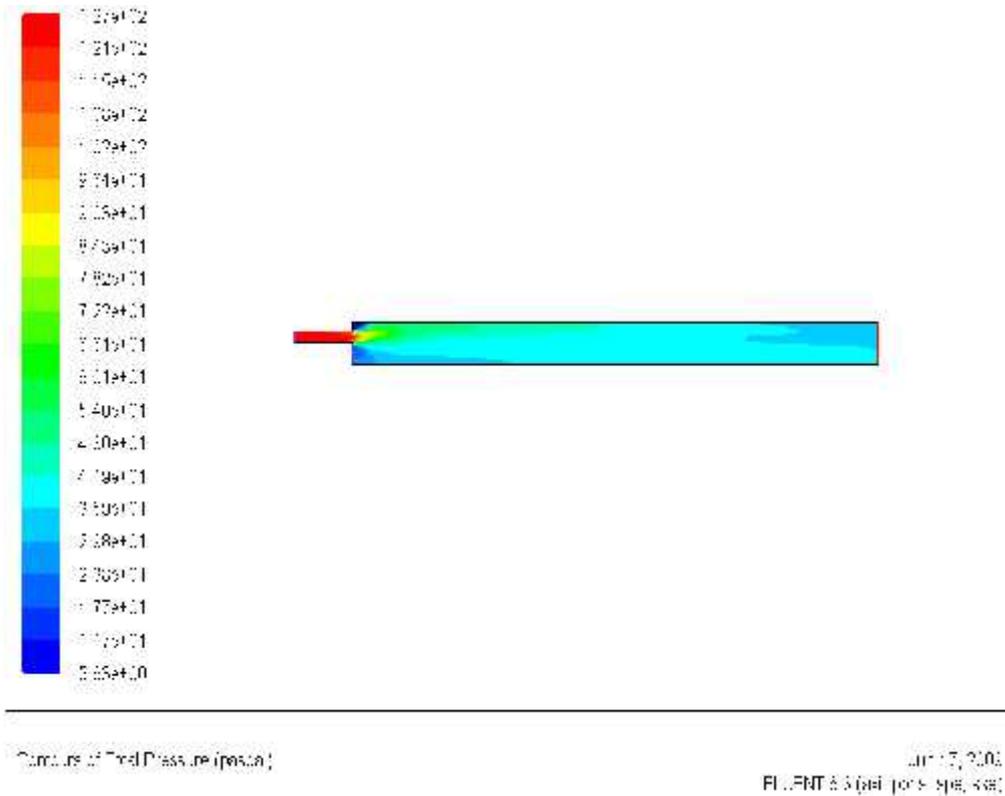
1. CP=constant



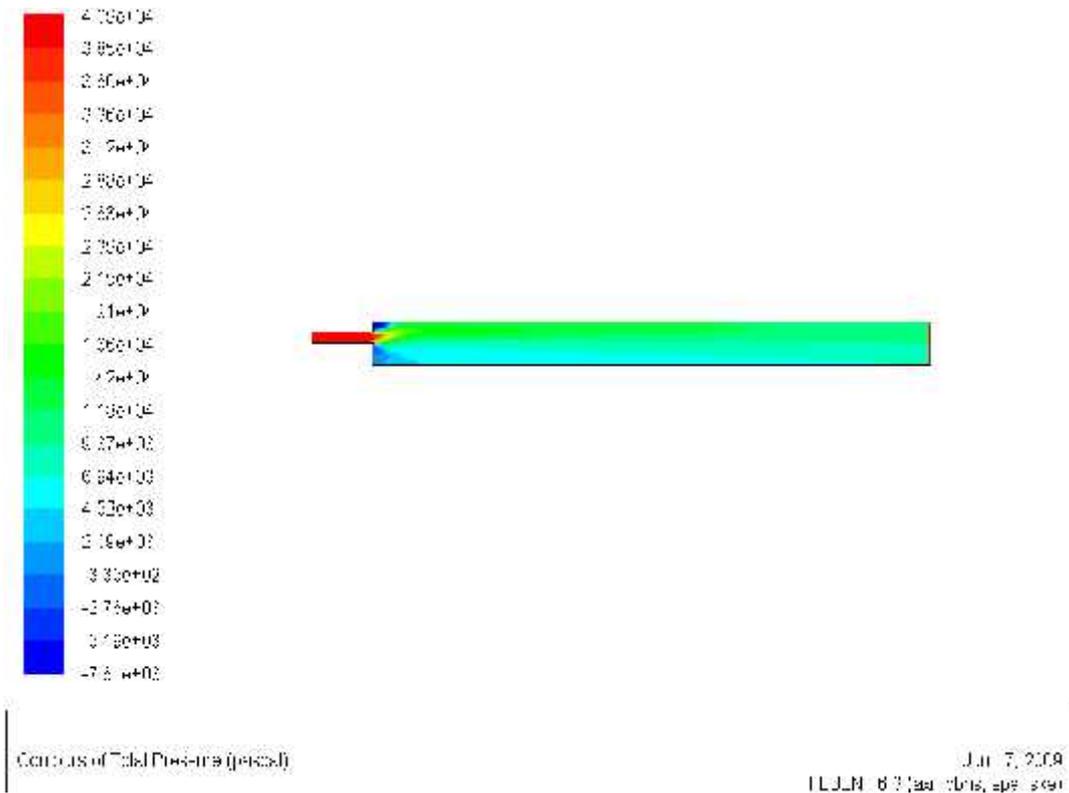
Contours of Total Pressure (pa)

Jan 12, 2011
 F:\FLUENT 6.3.6\ex\proj\comp\shc1

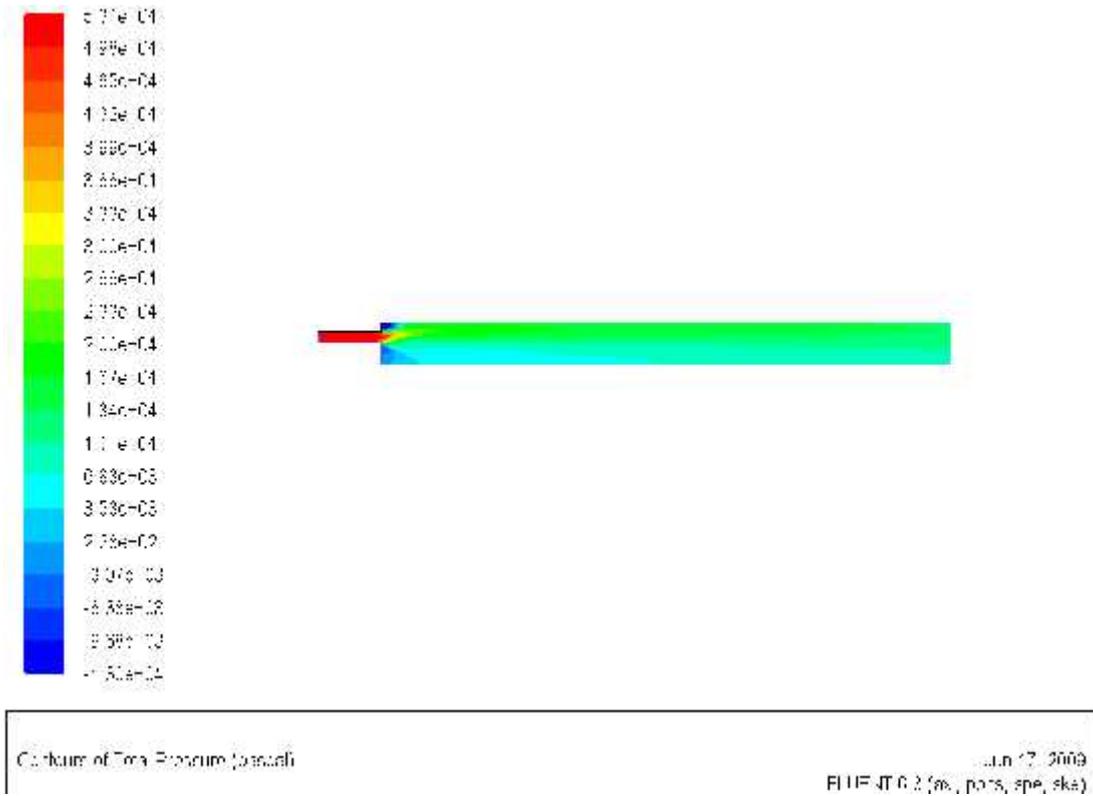
2. CP= non constant



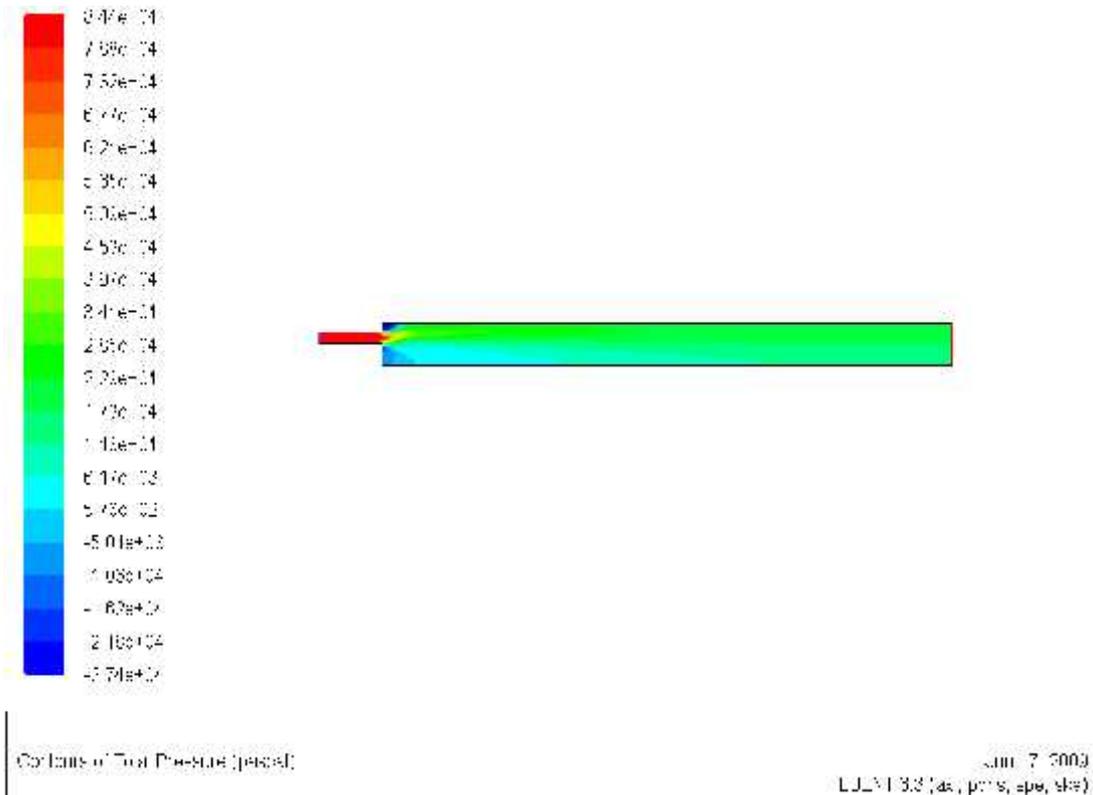
Avec excès d'air de 20% :



Avec excès d'air de 40% :



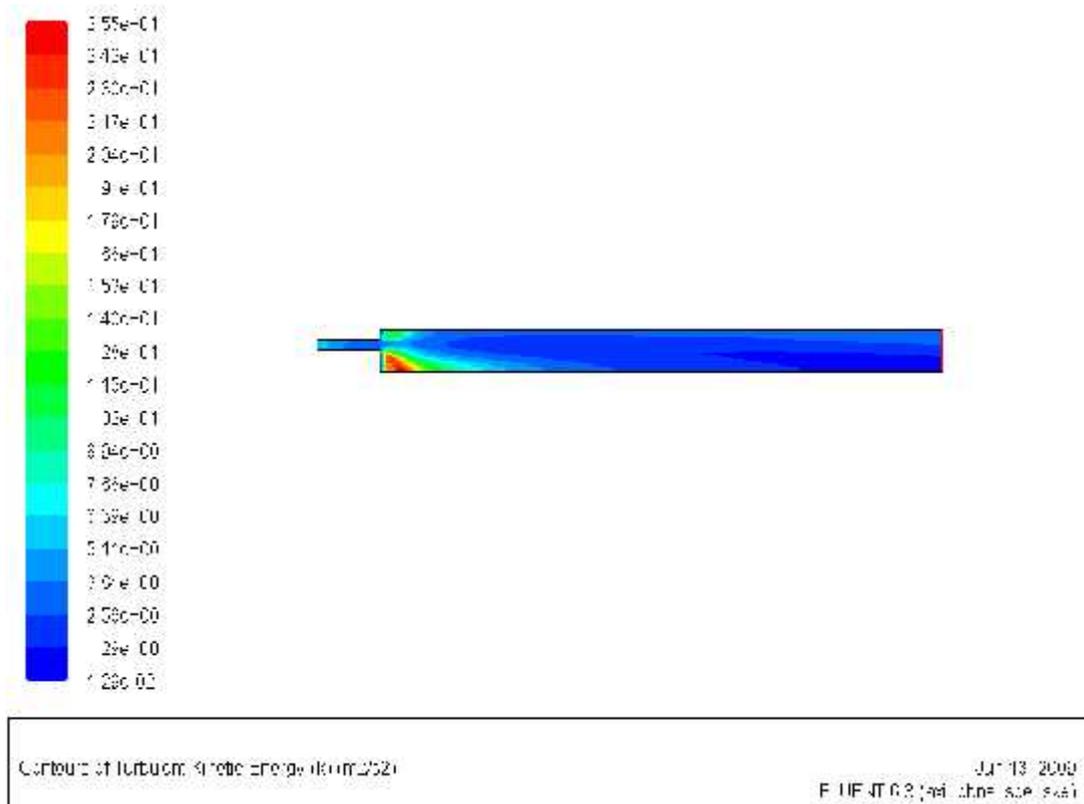
Avec excès d'air de 80% :



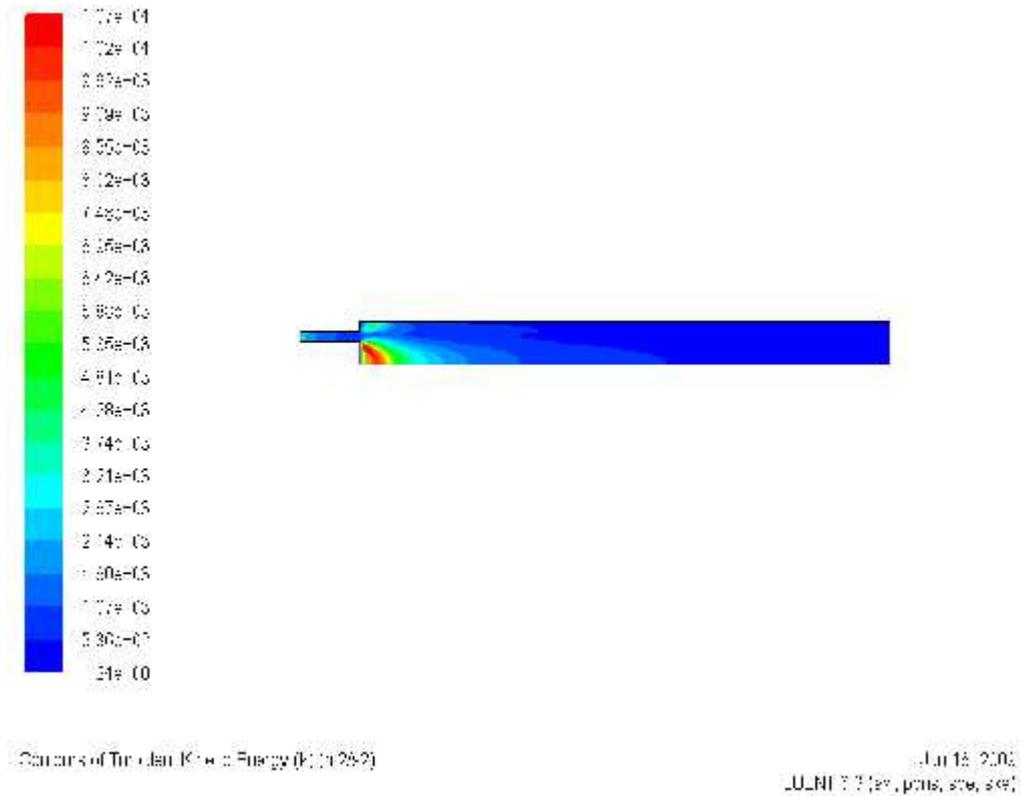
E. L'énergie cinétique de la turbulence (m2/s2)

Cas stœchiométrique :

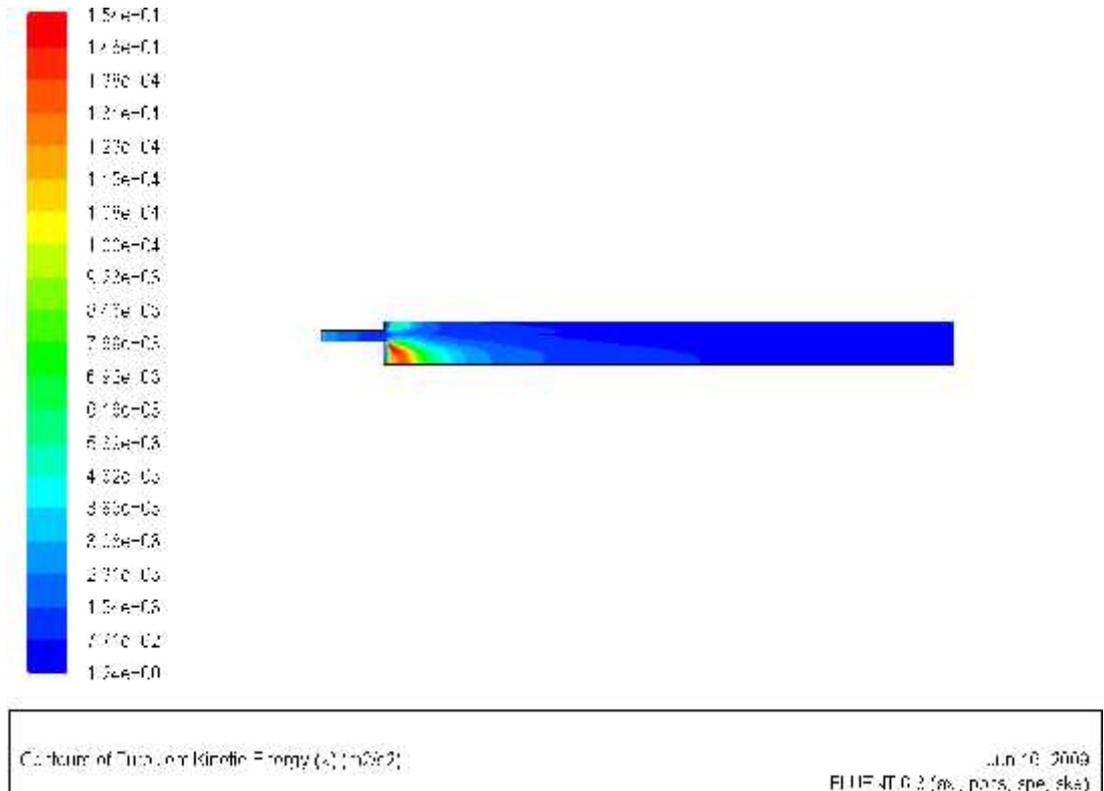
1. CP=constant



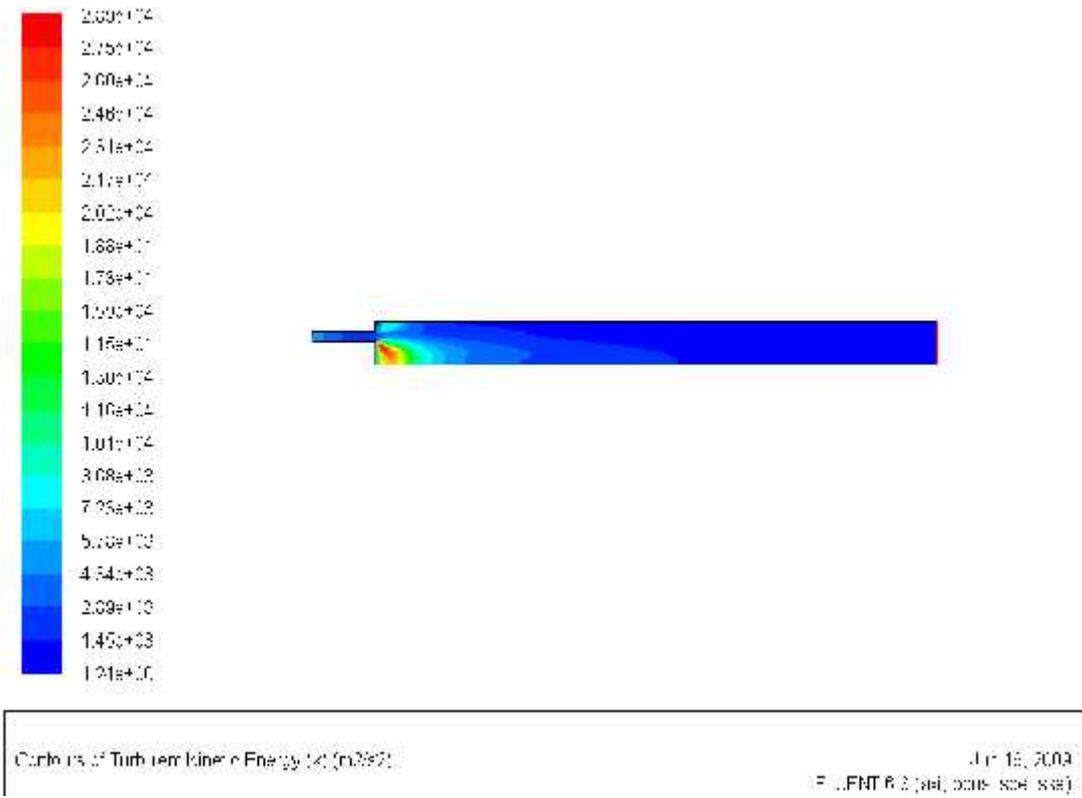
Avec excès d'air de 20% :

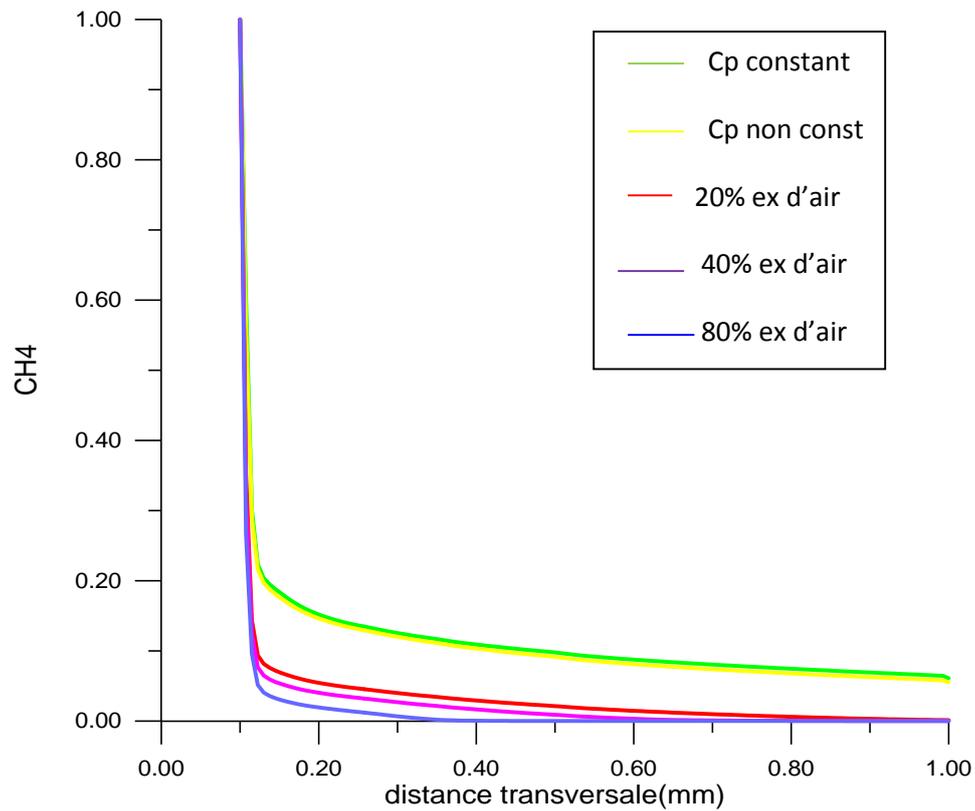


Avec excès d'air de 40% :

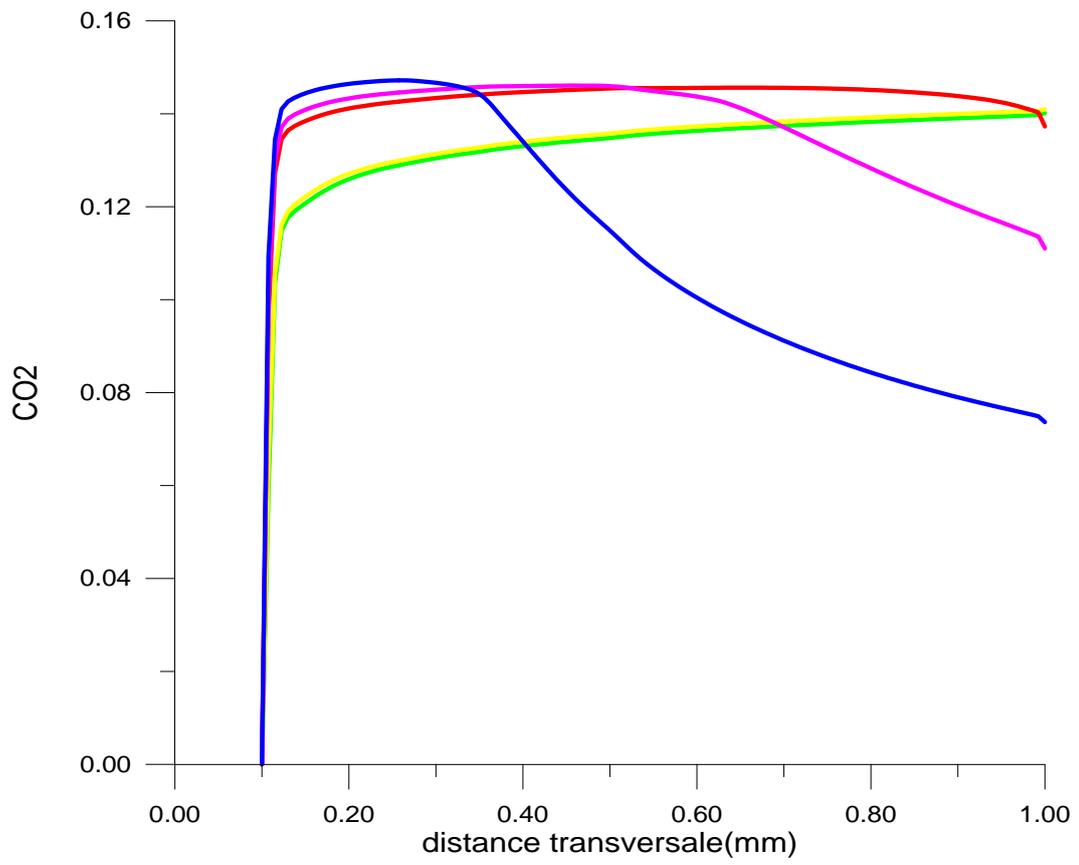


Avec excès d'air de 80% :

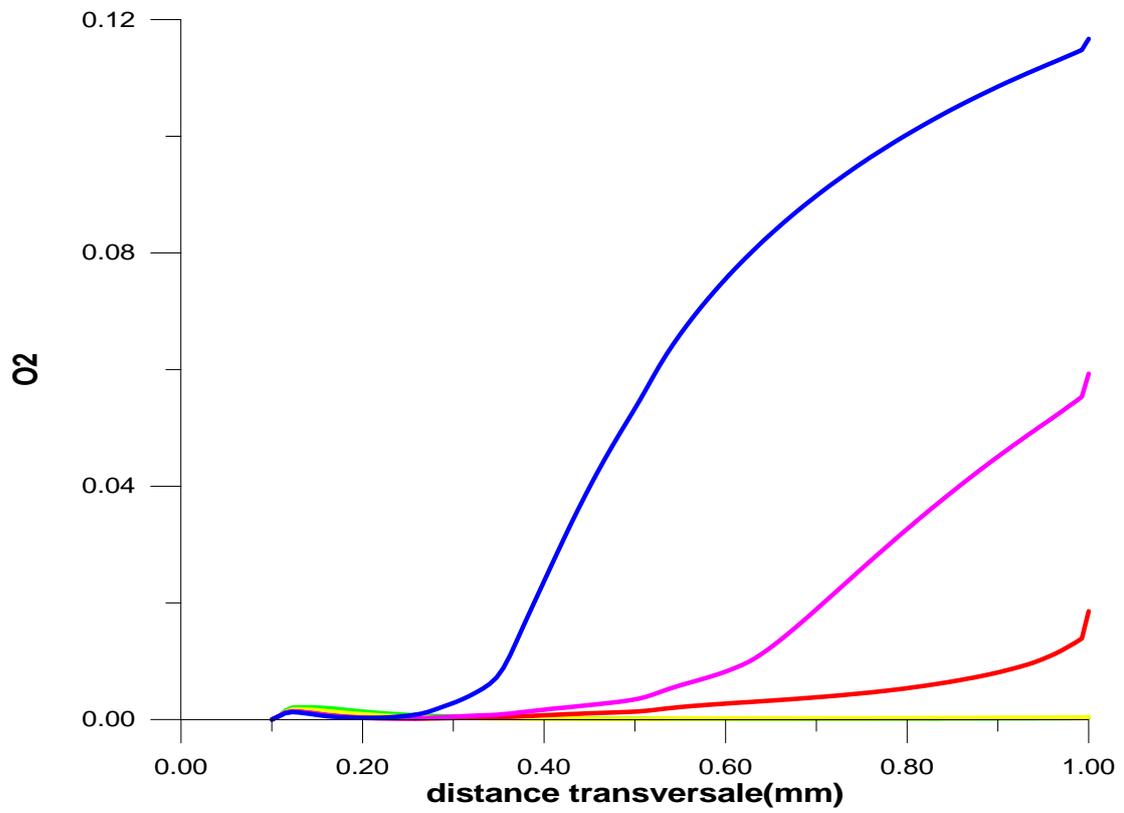


2) tracer les graphes**1. La variation de la fraction massique des espèces en fonction de la richesse****a) Pour CH₄ :**

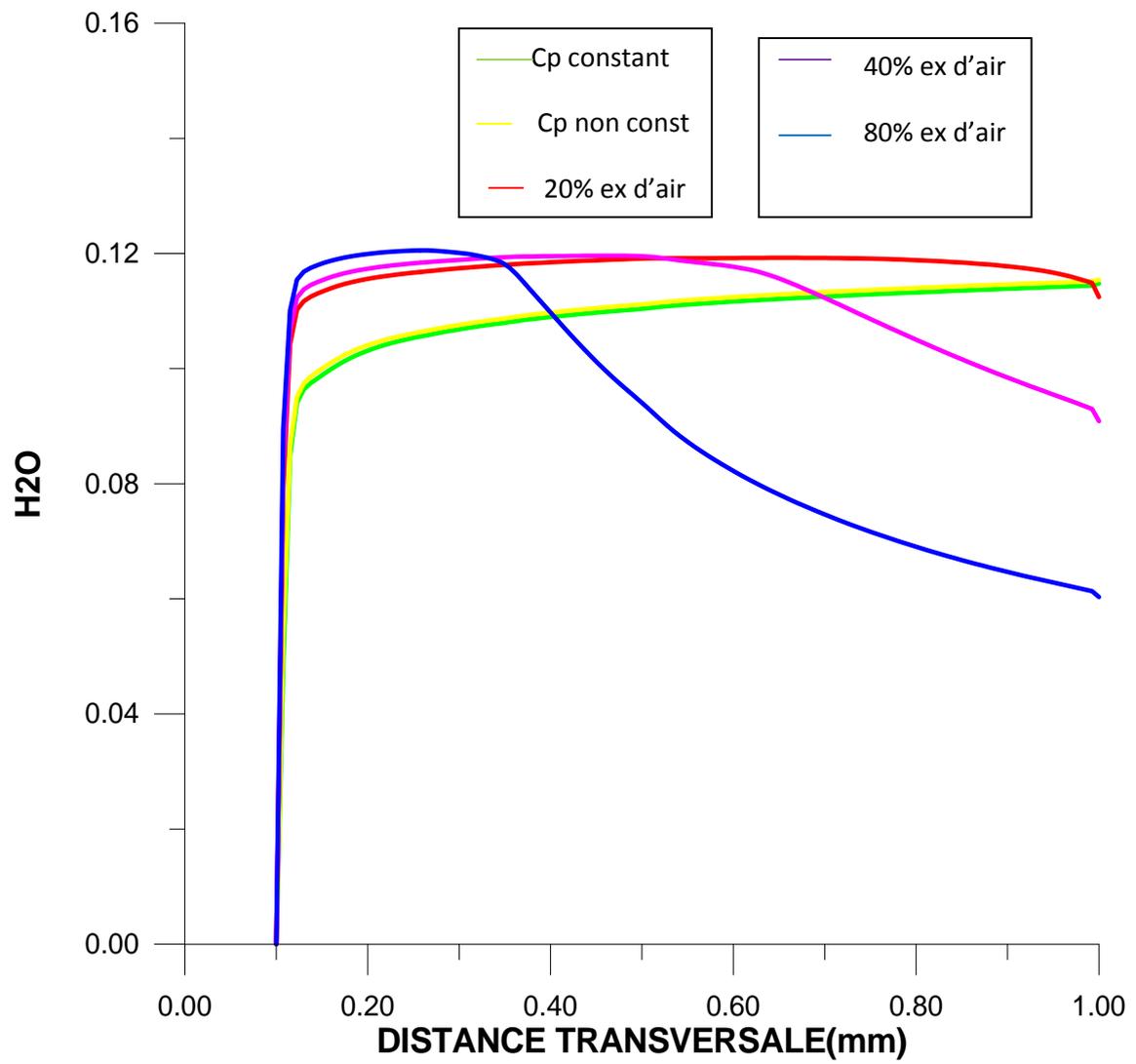
b) Pour CO₂ :



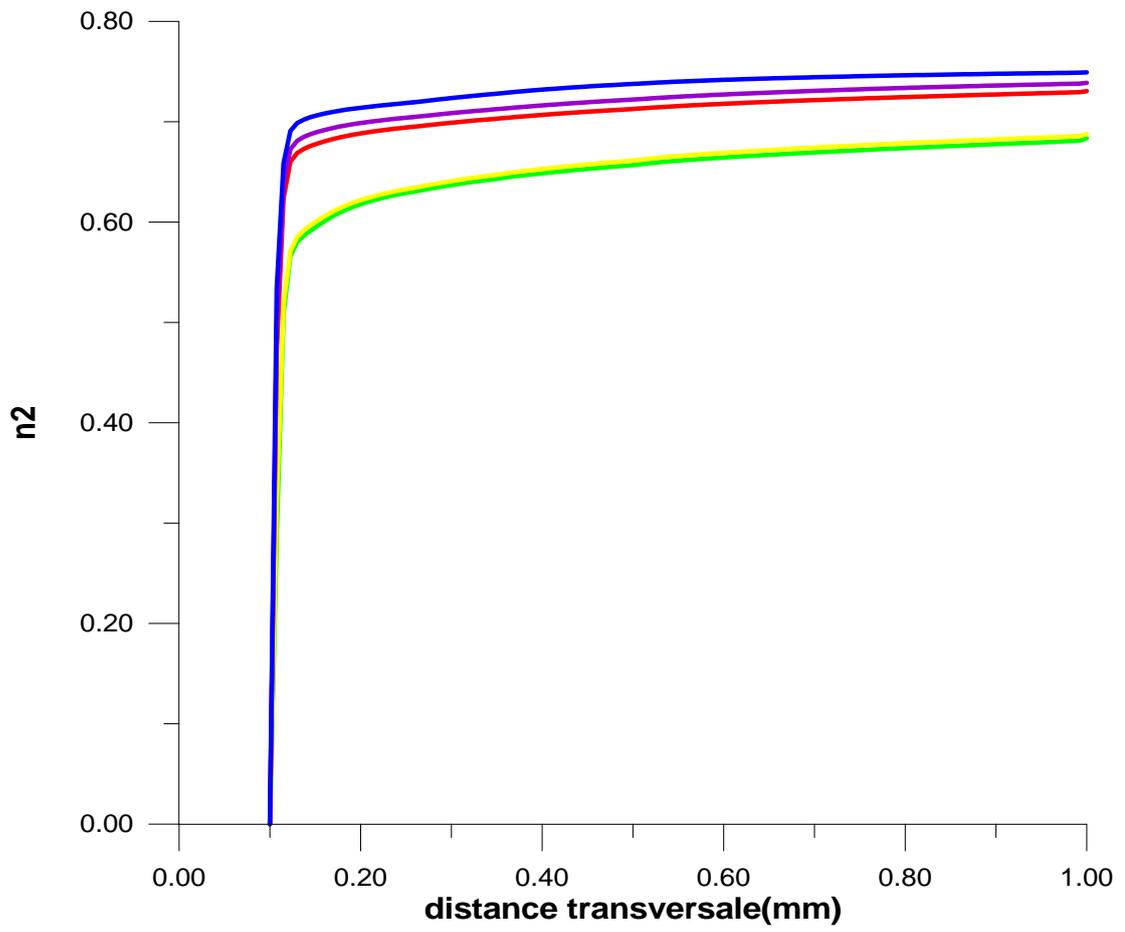
c) Pour O2 :



d) Pour H2O



e) Pour N2

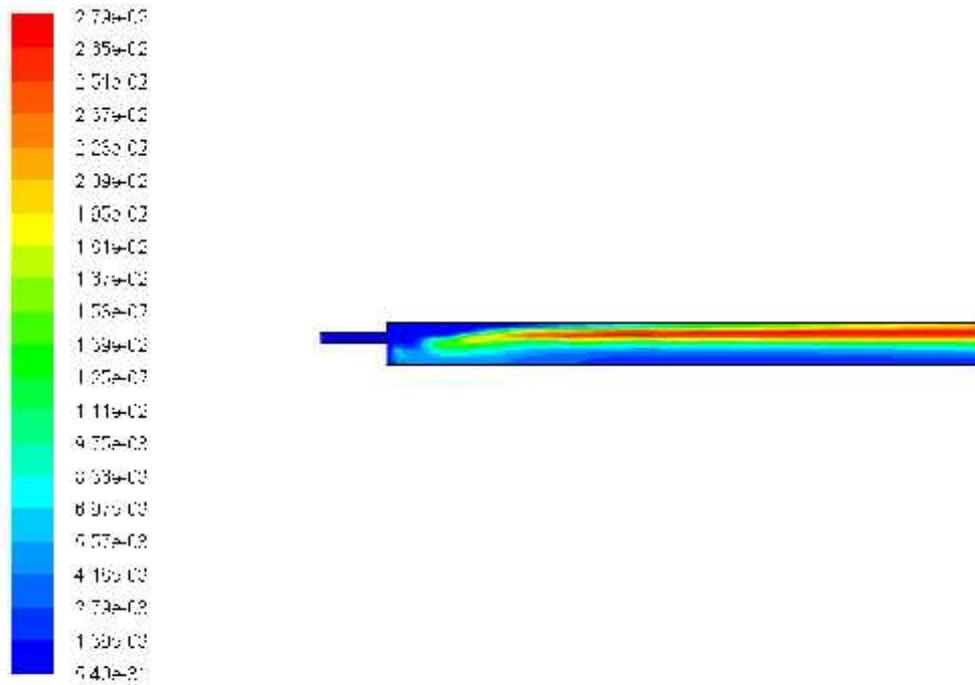


f) Pour le polluant NO :

Les contours :

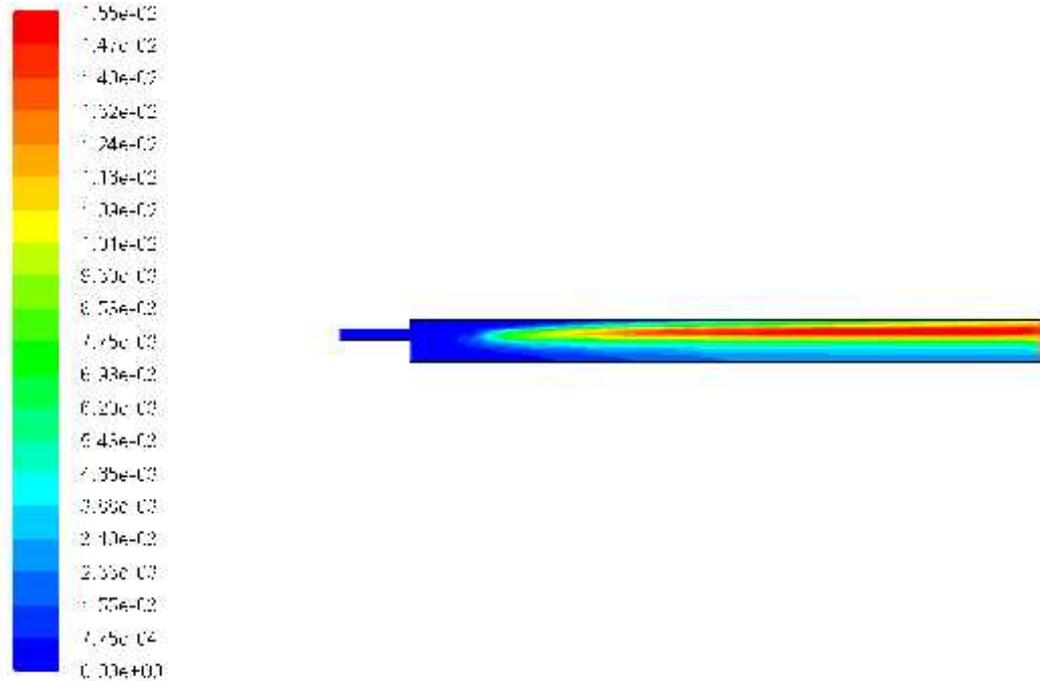
Cas stœchiométrique :

1. CP=constant



Contours of Mass fraction of NO [mole/mole] (min=0.0041, max=0.0273)

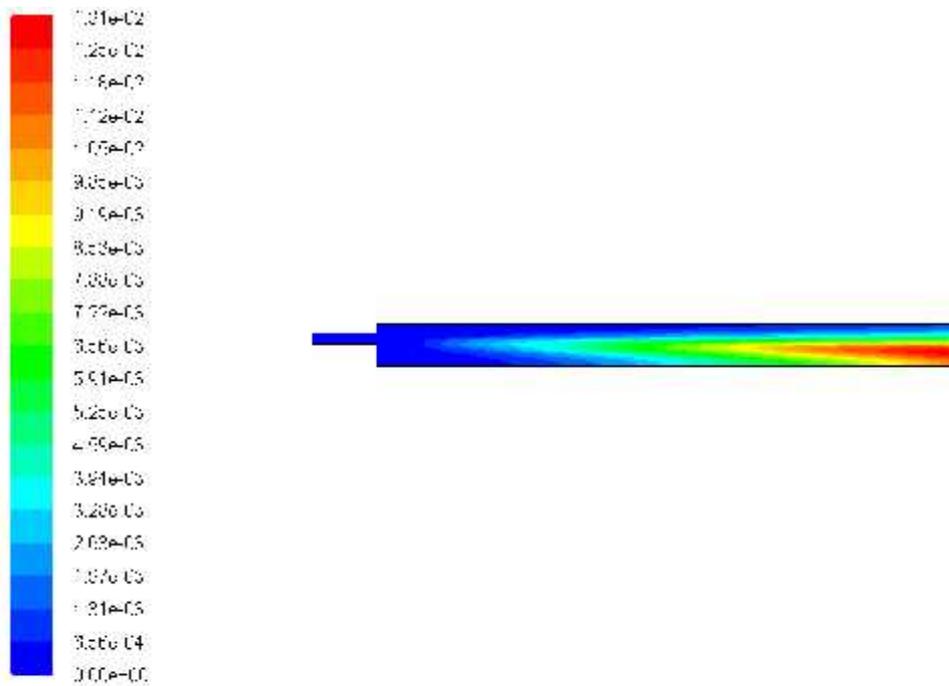
2. CP= non constant



Contours of Mass fraction of Polystyrene

June 16, 2009
 FLUENT 6.2 (32-bit, spe, 64)

Avec excès d'air de 20% :



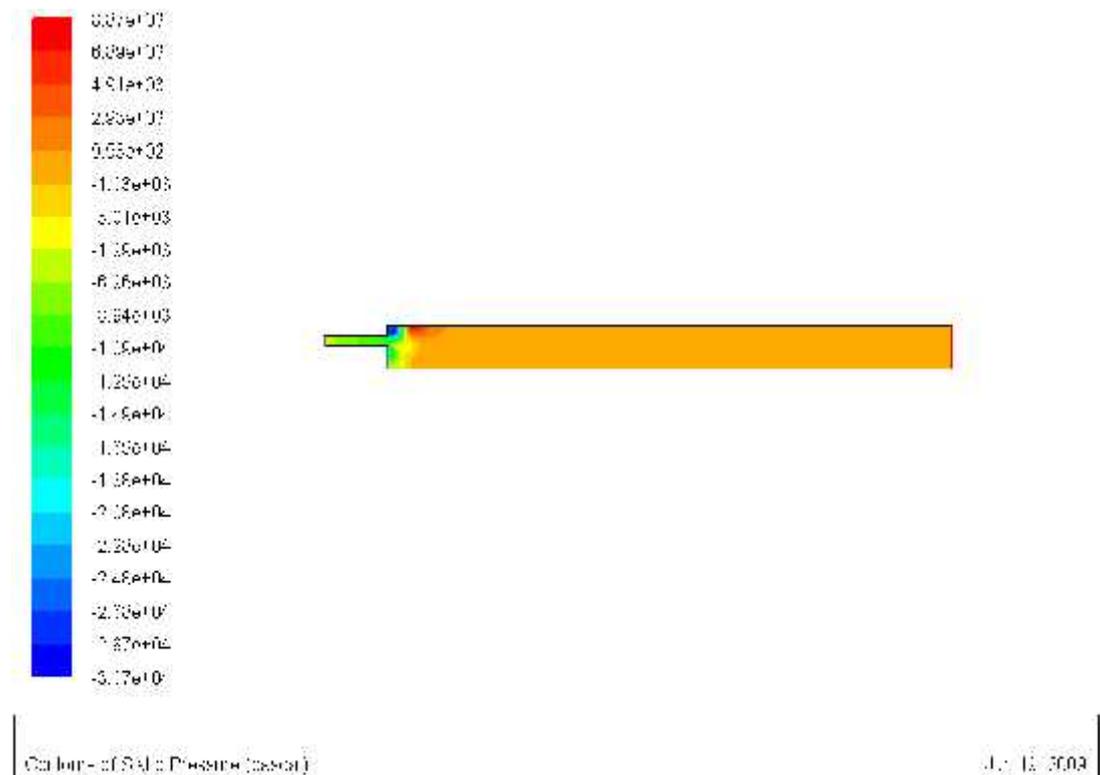
Contours of Mass fraction of Polystyrene

June 16, 2009

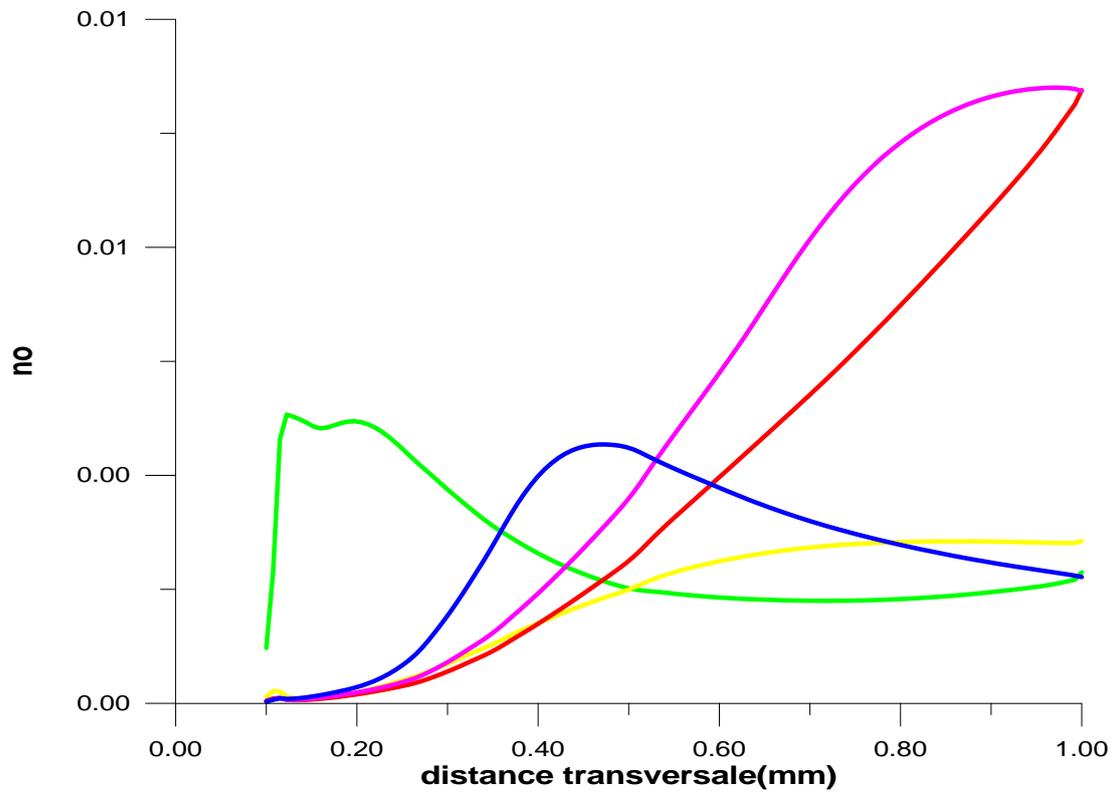
Avec excès d'air de 40% :



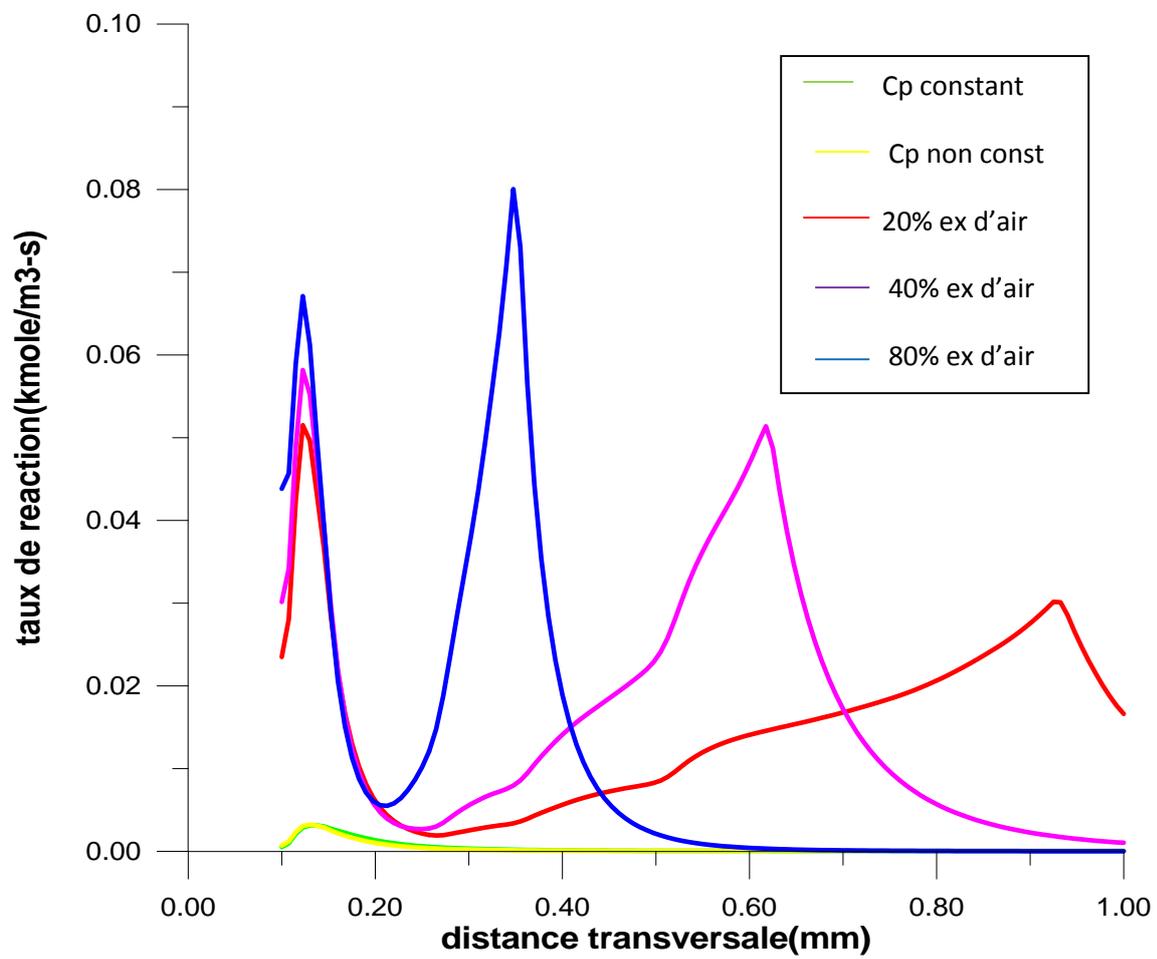
Avec excès d'air de 80% :

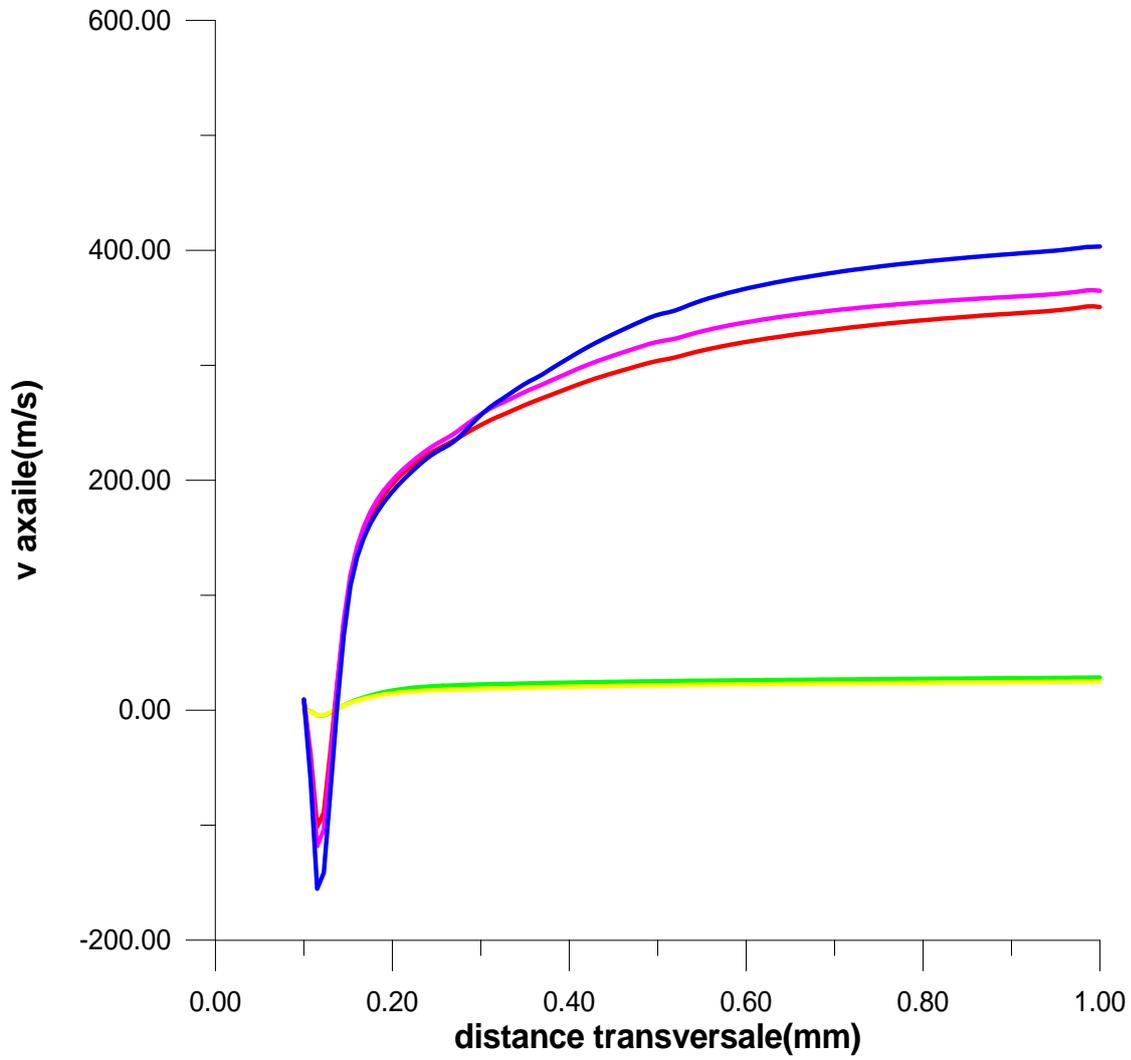


Les graphes :

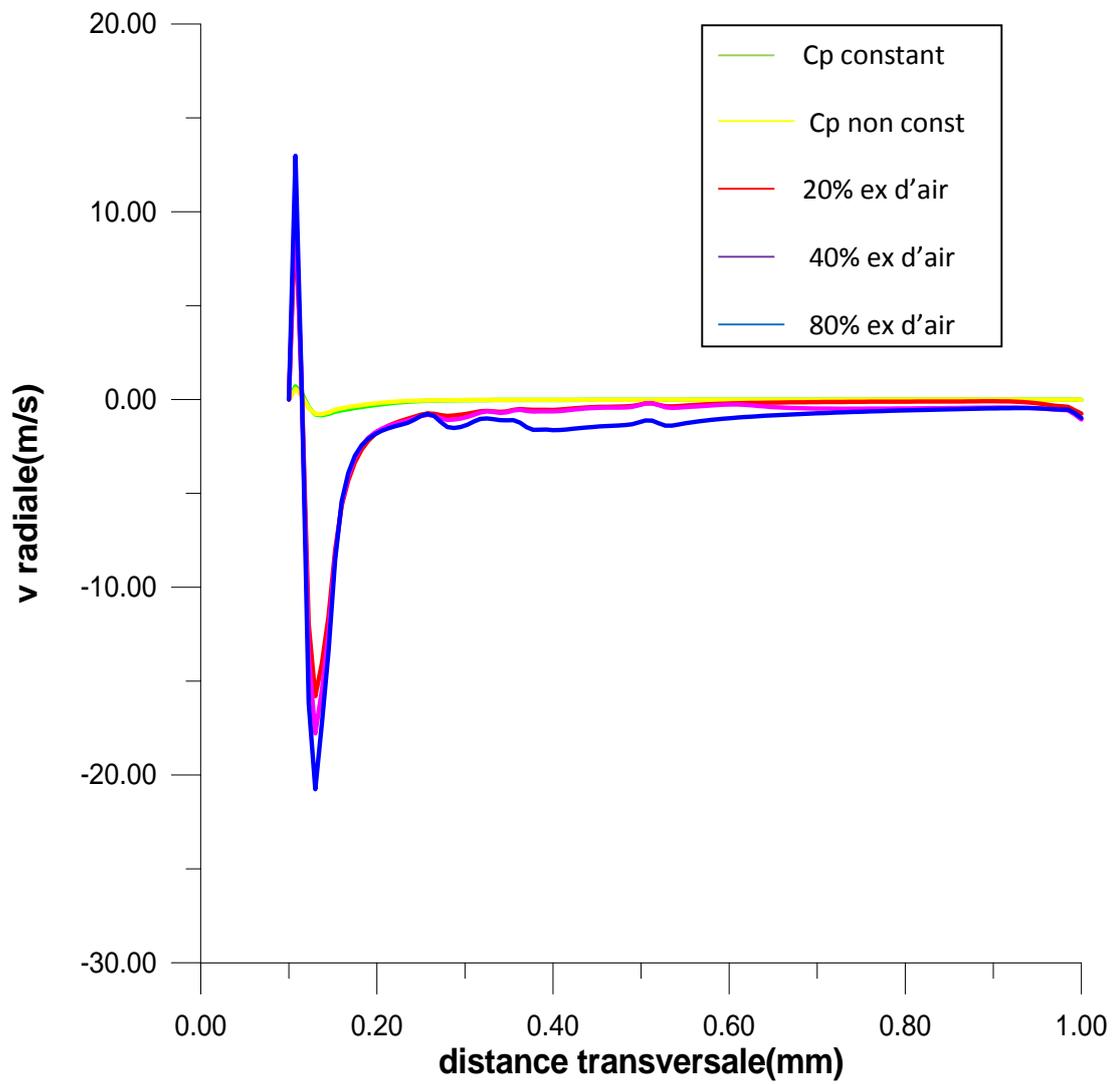


2. Taux de réaction :

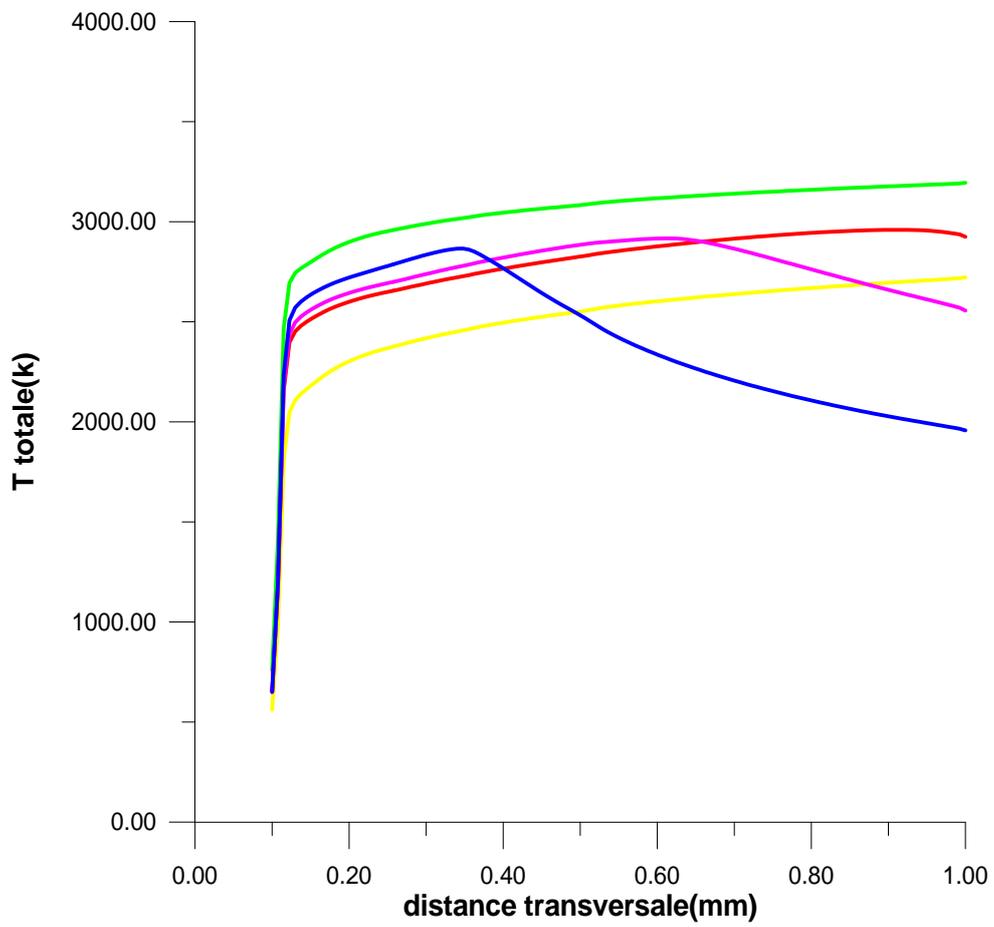


3-la vitesse axiale :

4-la vitesse radiale :



5-La température totale :



3-Interprétation des résultats :

En amont de la chambre de combustion c.-à-d. proche de la zone de rencontre de carburant et comburant. Ces derniers ne sont pas bien mélangés, le rendement de combustion est donc pas très élevé, ce qui justifie les basses de la température en amont par rapport en aval.

La température prend des valeurs maximales en aval de la chambre de combustion pour le CP constant, CP non constant, et la richesse 20%, lorsque en augmente la richesse la température est maximale presque au centre de la chambre de combustion et diminue en aval.

Les résultats obtenus pour la vitesse axiale, le champ de vitesse est sensible aux chaleurs, la chimie et la géométrie.

La création des zones de recirculation en amont proche de la paroi est due à l'élargissement brusque générant une variation brutale des paramètres (surface, pression), ce qui est présenté au graphe par des valeurs négatives proche de la paroi. Dans ces zones la vitesse prend ces grandes valeurs négatives.

Les grandes valeurs de vitesse sont celles situées dans la zone de la flamme.

Les graphes plotés montrent la variation radiale des fractions massiques des espèces, en remarque la consommation complète du méthane et partielle de l'oxygène (à cause de l'excédant d'air) pour donner l'eau et le dioxyde de carbone.

Ces graphes aussi montrent la variation des concentrations de chaque espèce en fonction de la richesse (excès d'air).

Analysons celle du méthane, on remarque que sa consommation est incomplète dans le cas stoechiométrique soit avec CP constant ou avec CP non constant. Montre que la valeur de CP n'influe pas sur la consommation du méthane, connaissant que dans ce cas théorique la quantité d'air fournit et strictement nécessaire pour une combustion complète et qu'elle est en réalité insuffisante, cela explique le résidu du méthane. Contrairement ce résidu diminue jusqu'à une disparition totale en augmente la quantité d'air. En remarque que le cas de 80% d'excès d'air est idéale pour une consommation complète du méthane.

Le cas du CO₂, l'augmentation de l'excès d'air (diminution de la richesse) provoque une diminution du pourcentage de CO₂, et le CP n'influe pas sur sa concentration.

Pour le O₂, il est claire que la concentration de l'oxygène augmente avec l'augmentation de l'excès d'air, c'est logique puisque la composition de l'air est purement oxygène et d'azote.

Cas du polluant NO_x : en remarque que la concentration maximale du NO_x se présente à une quantité d'excès d'air de 20% et 40%.

Il apparait que le CP influe sur la concentration du NO_x tel que dans le cas du CP constant en a une concentration minimale du NO_x par rapport au CP non constant.

La production du NO_x commence de prendre une valeur minimale dans le cas ou CP constant.

Conclusion

Ce travail vise à améliorer la connaissance et la compréhension des phénomènes mis en jeu lors d'un processus de combustion turbulente.

En particulier, notre bute était de caractériser l'effet de CP et la richesse sur les émissions des espèces polluants. Pour caractériser l'effet de la richesse sur la structure de la flamme, nous avons fait le calcul par le modèle EDM.

Pour minimiser les émissions nocives et les imbrûlés issus de la combustion, ainsi pour diminuer la température, on utilise un excédant d'air. Dans ce mode de combustion dit pauvre, on consomme théoriquement tout le combustible, ce qui nous donne une combustion complète et moins d'imbrûlés, ce régime de combustion favorise l'apparition des instabilités par exemple l'extinction de la flamme.

Afin d'éviter ces problèmes et d'après les résultats obtenus dans notre étude, le meilleur choix d'excès d'air pour une combustion idéal dans la chambre de combustion de la turbine à gaz doit être dans les environs de 80 %.

Références bibliographiques

[1] **R.BORGHI et M.DESTRIAU** : La combustion et les flammes

[2] **BOURAS FETHI** : Mémoire magistère (simulation de la combustion turbulente non-prémélangée par le modèle « LES »).

Soutenu le : 25 /04/ 2006

[3] **MAMRI ABDELBAKI** : Mémoire doctorat (étude numérique de la combustion Turbulente du prémélange pauvre méthane/air enrichi à l'hydrogène.

[4] **Khadidja SAFER**(*), **Abdelhamid BOUNIF** (**)

SIMULATION D'UN JET LIBRE TURBULENT REACTIF :

METHODE COMBINEE EQUATIONS DE TRANSPORT ET PDF

Laboratoire des carburants gazeux et de l'environnement

(*), (**) Institut de Génie Mécanique. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf, BP 1505 Elmnaouar, Oran. Algérie. (*) E-mail : ksafer2003@yahoo.fr (**) E-mail : abdelbounif@yahoo.com

SIM

[5] **B. Cuenot** : (Introduction à la modélisation de la combustion turbulente)

CERFACS/CFD

Toulouse - France

[6] **R.BORGHI. M.CHAMPION** : Modélisation et théorie des flammes

Edition TECHNIP

[7] **Karine Truffin** : THÈSE DE DOCTEUR

DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale: EDyF

Spécialité : Dynamique des Fluides

(SIMULATION AUX GRANDES ÉCHELLES ET IDENTIFICATIOACOUSTIQUE DES TURBINES À GAZ EN RÉGIME PARTIELLEMENT PREMELANGÉ).

[8] **D.KARMED** : (transports et turbulence en combustion). École nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique. Département énergétique-Thermique.

[9] Melle Belkhalifa Fatima Zohra : thèse ingénieure d'IAB de BLIDA

(SIMULATION NUMERIQUE DE LA COMBUSTION TURBULENTE DANS LA
CHAMBRE DE COMBUSTION DE LA TURBINE A GAZ MS 5002C)

Promotion 2007-2008

[10] INFLAMMABILITÉ - LUTTE CONTRE L'INCENDIE

PHÉNOMÈNES DE LA COMBUSTION

RÉACTIONS RADICALAIRES DE COMBUSTION

FORMATION INDUSTRIE

Ingénieurs en Sécurité Industrielle

[11] Ioan c .Popa : modélisation numérique du transfert thermique (méthode des volumes

Finis).Universitaria CRAIOVA ,2002.