

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° :
Série:

MEMOIRE

Présenté en vue d'obtenir le diplôme de
MAGISTER en Génie Mécanique
Option : Thermo-Fluides.

**Etude de la combustion turbulente de prémélange
dans une flamme à point d'arrêt**

Par Mr :
BAALIOUAMER Nacer

Soutenu le:

Devant le jury:

Président	: Mr Z.Nemouchi	Prof. Université Mentouri de Constantine
Rapporteur	: Mr S.Boudebous	Prof. Université Mentouri de Constantine
Examineurs	: Mr A.Bellaouar	Prof. Université Mentouri de Constantine
Examineurs	: Mr O.Kholai	M.C. Université Mentouri de Constantine

Promotion : 2006/2007

Remerciements

*Mes remerciements vont d'abord aux membres de mon jury, qui ont acceptés de lire cette thèse et de la critiquer, et en premier lieu aux examinateurs, **Mr O. Kholai** et **Mr A. Bellaouar**.*

*Je tiens à remercier sincèrement **Mr Z. Nemouchi**, Professeur à l'Université Mentouri Constantine qui m'a fait l'honneur d'en assurer la présidence du jury.*

*Je tiens à saluer vivement et à exprimer ma gratitude à **Mr S. BOUDEBOUS**, Professeur à l'Université Mentouri Constantine pour avoir accepté de diriger ce travail, pour ses conseils et son aide inestimable pour la réalisation de ce travail.*

*Je remercie particulièrement et vivement **Mr M. S. BOULAHLIB** pour ses conseils et aides matérielles et pour le soutien moral qu'il m'a apporté afin que je puisse réaliser ce travail au délai. Je lui suis aussi très reconnaissant pour m'avoir beaucoup appris dans le domaine scientifique.*

Enfin je remercie toute personne ayant pu, de près ou de loin, apporter une aide ou une contribution pour la réalisation de ce travail.

Nomenclature

Liste des symboles, caractères latins :

Majuscule :

C : concentration en pourcentage dans les mélanges des combustibles

C_p : chaleur spécifique.

D : diamètre de brûleur.

E_A : énergie d'activation.

E : énergie spectrale de la turbulence

H : l'enthalpie

L : limite d'inflammabilité

L₀, L_T : échelle intégrale spatial

P_c : pouvoir calorifique

P_{cp} : pouvoir calorifique pondéral

P_{cv} : pouvoir calorifique volumétrique

Q_c : chaleur de combustion

R : rayon local de la flamme

S_c : vitesse de consommation

S_d : vitesse de déplacement du front de flamme

S_L : vitesse de flamme laminaire.

S_T : vitesse de flamme turbulente

T : température

T_r : température des réactifs

T_p : température des produits

T₀ : échelle intégrale temporelle

U : vitesse radiale de l'écoulement

V : vitesse axiale de l'écoulement

W_i : masse molaire d'une espèce i

X_i : fraction molaire d'une espèce i

Y_i : fraction massique d'une espèce i

Y_r : fraction massique d'une espèce R dans les produits.

Y_p : fraction massique d'une espèce P dans les réactifs.

Minuscule :

e_T : épaisseur de flamme turbulente

k : énergie cinétique de la turbulence

m : débit

r: axe horizontale (rayon)
s: fraction massique stœchiométrique
t : temps
u' : fluctuation de la vitesse radiale de l'écoulement
u'/U : intensité de la turbulence
u'/v' : isotropie
v' : fluctuation de la vitesse axiale de l'écoulement
y : axe vertical

Nombres adimensionnels :

Da : nombre de Damköhler
Ka : nombre de Karlovitz
Le : nombre de Lewis
Re_T : nombre de Reynolds turbulent

Listes des symboles, caractères grecs :

β : nombre de Zeldovitch
 δ_L : épaisseur de flamme laminaire
 δ_{LM} : épaisseur de flamme laminaire visible
 δ_P : épaisseur de la zone de préchauffage
 δ_R : épaisseur de la zone de réaction
 δ_T : épaisseur turbulente moyenne (flame-brush)
 ε : taux de dissipation de l'énergie cinétique
 ϕ : richesse du mélange gazeux
 η : micro échelle de Kolmogorov
 Λ : taux d'étirement
 λ : conductivité thermique
 θ : température en °C
 ρ_i : densité d'une espèce i

SOMMAIRE

Nomenclature	VII
Introduction et études bibliographiques	1
1. Introduction générale.....	1
2. Étude bibliographique.....	2
3. Objectif.....	10
4. Contenu du mémoire.....	10
Chapitre I: Notions sur les flammes turbulentes	
I. Les flammes.....	11
I.1 Structure des flammes turbulentes.....	12
a. Flammes turbulentes de diffusion.....	12
b. Flammes turbulentes prémélangées.....	13
b.1 Différents régimes de combustion turbulente prémélangée.....	14
b.1.1 Les flammes plissées : ($Re > 1$ $Ka < 1$ $Da < 1$).....	15
b.1.2 Les flammes plissées épaissies ($Re > 1$ $Ka > 1$ $Da > 1$).....	15
b.1.3 Les flammes épaissies ($Re > 1$ $Ka > 1$ $Da < 1$).....	16
c. Caractérisation du milieu turbulent.....	17
c.1. Grandeurs moyennes, fluctuations et énergie cinétique de turbulence.....	17
c.2. Echelles caractéristiques de la turbulence.....	18
- Echelle intégrale spatiale L_0	18
- Echelle de Taylor λ	19
- Echelle de Kolmogorov η	19
c.3. Turbulence de grille et décroissance de la turbulence.....	19
d. Interaction combustion-turbulence.....	20
I.2. Les flammes de prémélangée dans un écoulement à point d'arrêt.....	21
I.2.1. L'intérêt de la flamme à point d'arrêt.....	21
Chapitre II: Dispositif expérimental	
II-1 Description générale.....	25
II-2 Différents organes du dispositif expérimental.....	25
Chapitre III: Formulations mathématiques	
III- Equations régissantes.....	28
III-1 Equation de continuité.....	28
III-2 Equations de transport de quantité de mouvement.....	28
III-3. Les modèles de turbulence.....	28
III-3-1 Le modèle $k - \varepsilon$ Standard.....	29

a) Equations de transport du modèle $k - \varepsilon$ Standard.....	29
b) Modélisation de la viscosité turbulente.....	29
III-3-2 Le modèle $k - \varepsilon$ Réalisable.....	30
a) Equations de transport du modèle $k - \varepsilon$ Réalisable.....	30
b) Modélisation de la viscosité turbulente.....	31
III-4 Equation de conservation de l'énergie.....	31
III-5 Les équations de transport des espèces.....	32
Calcul de la Masse volumique.....	32
III-6. Le modèle Eddy Dissipation.....	32'
Chapitre IV: Procédure de résolution par fluent	
I. Le code FLUENT.....	33
I.1. Le solveur.....	33
I.2. Le post-Processing.....	34
II. Description du problème.....	35
III. Conditions aux limites et maillage.....	36
III.1. Conditions aux limites.....	36
III.2. Maillage.....	38
III3. Schémas de discrétisation.....	38
Chapitre V: Résultats et discussion	
I. Validation de la procédure de calcul.....	39
I.1. La dépendance du maillage.....	39
I.2. Champs de vitesse expérimental.....	39
I.2.1. Validation.....	39
II. Etude Numérique du champ dynamique.....	41
III. Etude du champ thermique.....	55
III.1. Etude expérimentale du champ thermique.....	55
III.1.1. Profils des températures.....	55
La Grille P.....	55
La Grille G.....	61
La Grille M.....	67
III.1.2. champs bidimensionnels.....	75
III.2. Etude Numérique du champ thermique.....	77
III.2.1. Profils et champs de température.....	77
Conclusion.....	80
Références bibliographiques.....	82
Résumé.....	86

Liste des tableaux :

Tableau. II -1:	Caractéristiques géométriques des grilles.....	25
Tableau. III-1:	Les valeurs implantées dans le code FLUENT.....	29
Tableau. IV-1:	Les condition de chaque cas.....	37
Tableau. IV-2:	Les schéma de discrétisation.....	38

Liste des figures :

Figure. I-1.	Les différents phénomènes physiques qui jouent leur rôle, à différents endroits, dans une flamme de bougie.....	11
Figure. I-2.	Diagramme de combustion prémélangée.....	14
Figure. I-3.	Flamme mince plissée.....	15
Figure. I-4.	Flamme plissée épaissie.....	16
Figure. I-5.	Flamme épaissie.....	16
Figure. I-6.	Spectre d'énergie de la turbulence.....	18
Figure. I-7.	La flamme conique.....	22
Figure. I-8.	La flamme en V.....	22
Figure. I-9.	La flamme sphérique.....	23
Figure. I-10.	La flamme de stagnation.....	23
Figure. I-11.	La flamme à jets opposés.....	23
Figure. II-1.	Grilles de turbulence.....	26
Figure. II-2.	Flamme stagnée par une plaque.....	26
Figure. II-3.	Dispositif expérimental.....	27
Figure. II-4.	Schéma du dispositif expérimental.....	27
Figure. IV-1.	Fenêtre de la résolution.....	33
Figure. IV-2.	Organigramme de calcule.....	34
Figure. IV-3.	Fenêtre de post-Processing.....	35
Figure. IV-4.	La géométrie sans plaque.....	36
Figure. IV-5.	La géométrie avec plaque.....	36
Figure. IV-6.	Conditions aux limites dans le cas d'un jet libre.....	37
Figure. IV-7.	Conditions aux limites dans le cas d'un jet stagnée.....	37
Figure. IV-8.	Maillage dans le cas d'un jet stagné.....	38
Figure. IV-9.	Maillage dans le cas d'un jet libre.....	38
Figure. V-1.	Evolutions de la vitesse axiale suivant x.....	39
Figure. V-2.	Profil axial de la composante axiale de la vitesse.....	39
Figure. V-2a	Profil axial de la composante axiale de la vitesse $\phi = 0.000199 \text{ m}^3/\text{s}$	40
Figure. V-2b	Profil axial de la composante axiale de la vitesse $\phi = 0.000398 \text{ m}^3/\text{s}$	40
Figure. V-2c	Profil axial de la composante axiale de la vitesse $\phi = 0.000451 \text{ m}^3/\text{s}$	40
Figure. V-a	La variation de U/U_{axe} en fonction de $r/r_{1/2}$	41
Figure. V-b.	Taux d'épaississement du jet avec le modèle $k - \varepsilon$ Standard, ($dy_{1/2}/dx = 0.1213$).....	41
Figure. V-c.	Taux d'épaississement du jet avec le modèle $k - \varepsilon$ Réalisable, ($dy_{1/2}/dx = 0.0913$).....	42
Figure. V-3.	Profils axiaux de la vitesse pour différentes hauteurs (intensité I_1).....	42
Figure. V-4.	Profils axiaux de la vitesse pour différentes hauteurs (intensité I_2).....	43
Figure. V-5.	Profils axiaux de la vitesse pour différentes hauteurs (intensité I_3).....	43
Figure. V-6.	Profils radiaux adimensionnels de U/U_o pour l'intensité I_1	44
Figure. V-7.	Profils radiaux adimensionnels de U/U_o pour l'intensité I_2	44
Figure. V-8.	Profils radiaux adimensionnels de U/U_o pour l'intensité I_3	45
Figure. V-9.	Profils radiaux de la vitesse pour différentes hauteurs, (intensité I_1).....	46

Figure. V-10.	Profils radiaux de la vitesse pour différentes hauteurs, (intensité I_2).....	46
Figure. V-11.	Profils radiaux de la vitesse pour différentes hauteurs, (intensité I_3).....	46
Figure. V-12.	fluctuation axiale u' pour différentes hauteurs, (intensité I_1).....	47
Figure. V-13.	Fluctuation axiale u' pour différentes hauteurs, (intensité I_2).....	48
Figure. V-14.	Fluctuation axiale u' pour différentes hauteurs, (intensité I_3).....	48
Figure. V-15.	fluctuation radiale v' pour différentes hauteurs, (intensité I_3).....	49
Figure. V-16.	fluctuation radiale v' pour différentes hauteurs, (intensité I_3).....	49
Figure. V-17.	fluctuation radiale v' pour différentes hauteurs, (intensité I_3).....	49
Figure. V-18.	Intensité de la turbulence de u'/U pour l'intensité I_1	50
Figure. V-19.	Intensité de la turbulence de u'/U pour l'intensité I_2	51
Figure. V-20.	Intensité de la turbulence de u'/U pour l'intensité I_3	51
Figure. V-21.	Rapport des fluctuations u'/v' à $x/D = 0,2$	51
Figure. V-22.	Le temps caractéristique k/ε des grand échelles à $x/D = 0,2$	52
Figure. V-23.	L'intensité de la turbulence de u'/U à $x/D = 1$	52
Figure. V-24.	L'énergie cinétique turbulente k à $x/D = 1$	53
Figure. V-25.	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε à $x/D = 1$	53
Figure. V-26.	Profils radiaux de U^2/u'^2 à $x/D = 1$	53
Figure. V-27.	Profils radiaux adimensionnels de U/U_0 à $x/D = 1$	54
<u>La grille : P</u>		
Figure. V-28.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0,9$, la plaque à 260 mm.....	55
Figure. V-29.	Profil de température en fonction de X (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0,9$, la plaque à 160 mm.....	56
Figure. V-30.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0,9$, la plaque à 60 mm.....	56
Figure. V-31.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,0$, la plaque à 260 mm.....	56
Figure. V-32.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,0$, la plaque à 160 mm.....	57
Figure. V-33.	Profil de température en fonction de X (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,0$, la plaque à 60 mm.....	57
Figure. V-34.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,1$, la plaque à 260 mm.....	57
Figure. V-35.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,1$, la plaque à 160 mm.....	58
Figure. V-36.	Profil de température en fonction de X (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,1$, la plaque à 60 mm.....	58
Figure. V-37.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,2$, la plaque à 260 mm.....	58
Figure. V-38.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,2$, la plaque à 60 mm.....	59
Figure. V-39.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,3$, la plaque à 260 mm.....	59
Figure. V-40.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,3$, la plaque à 160 mm.....	59
Figure. V-41.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,3$, la plaque à 60 mm.....	60
Figure. V-42.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1,4$, la plaque à 260 mm.....	60

Figure. V-43.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 160 mm.....	60
Figure. V-44.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 60 mm.....	61
<u>La grille : G</u>		
Figure. V-45.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 260 mm.....	61
Figure. V-46.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 160 mm.....	61
Figure. V-47.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 60 mm.....	62
Figure. V-48.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 260 mm.....	62
Figure. V-49.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 160 mm.....	62
Figure. V-50.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.1$, la plaque à 260 mm.....	63
Figure. V-51.	Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.1$, la plaque à 160 mm	63
Figure. V-52.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.1$, la plaque à 60 mm.....	63
Figure. V-53.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 260 mm.....	64
Figure. V-54.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 160 mm.....	64
Figure. V-55.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 60 mm.....	64
Figure. V-56.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 260 mm.....	65
Figure. V-57.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 160 mm.....	65
Figure. V-58.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 60 mm.....	65
Figure. V-59.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 260 mm.....	66
Figure. V-60.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 160 mm.....	66
Figure. V-61.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 60 mm.....	66
<u>La grille : M</u>		
Figure. V-62.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 210 mm.....	67
Figure. V-63.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 160 mm.....	67
Figure. V-64.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 60 mm.....	67
Figure. V-65.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 260 mm.....	68

Figure. V-66.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 160 mm.....	68
Figure. V-67.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 60 mm.....	68
Figure. V-68.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 260 mm.....	69
Figure. V-69.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 160 mm.....	69
Figure. V-70.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 60 mm.....	69
Figure. V-71.	. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 260 mm.....	70
Figure. V-72.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 160 mm.....	70
Figure. V-73.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 60 mm.....	70
Figure. V-74.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 210 mm.....	71
Figure. V-75.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 160 mm.....	71
Figure. V-76.	Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 60 mm.....	71
Figure. V-77.	Les profils de température en fonction de x (mm); $\varphi = 1,0$; y = 00mm; la plaque à 160 mm.....	73
Figure. V-78.	Les profils de température en fonction de x(mm); $\varphi = 1,0$; y = 00mm; la plaque à 60 mm.....	73
Figure. V-79.	Profils de T° ; la plaque à 260 mm; y=00 mm; grille G; pour différentes Richesses.....	74
Figure. V-80.	Profils de T° ; la plaque à 160 mm; y= 00 mm; grille G; pour différentes Richesses.....	74
Figure. V-81.	Profils de T° ; la plaque à 60 mm; y= 00 mm; grille G; pour différentes Richesses.....	74
Figure. V-82.	Champs bidimensionnels de la température pour les flammes G1.1, P1.1, M1.1; la plaque à 160 mm.....	75
Figure. V-83.	Champs bidimensionnels de la température en différentes positions de la plaque, la flammes G1.2.....	76
Figure. V-84.	Profils de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1$, la plaque à 60 mm.....	77
Figure. V-85.	Profils de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1$, la plaque à 160 mm.....	77
Figure. V-86.	Profils de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1$, la plaque à 260 mm.....	77
Figure. V-87.	Les profils de température en fonction de x(mm); $\varphi = 1,0$; y = 00mm; la plaque à 60 mm.....	78
Figure. V-88.	Les profils de température en fonction de x(mm); $\varphi = 1,0$; y = 100mm; la plaque à 160 mm.....	79
Figure. V-89.	Les profils de température en fonction de x(mm); $\varphi = 1,0$; y = 120mm; la plaque à 260 mm.....	79

INTRODUCTION ET ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1. Introduction générale:

L'énergie produite et consommée aujourd'hui sur la planète passe majoritairement par la combustion d'hydrocarbures. Pour des raisons d'efficacité, cette combustion est organisée au sein d'écoulements en régime turbulent. De nombreux problèmes d'environnement sont directement liés aux coûts écologiques et financiers associés à la combustion, ce qui motive de nombreuses actions de recherche autour de la physique des flammes turbulentes. Ces activités se déclinent suivant le schéma suivant : La théorie des flammes est une science relativement récente. À titre d'exemple, la solution mathématique décrivant le comportement d'une flamme de diffusion (comme celle de la bougie) a été proposée au milieu des années 1970. La théorie des flammes utilise des méthodes basées sur des développements asymptotiques et permet l'obtention de lois de comportement, indispensables pour comprendre le détail de la combustion. Des développements analytiques récents associés à de nouveaux modes de combustion seront discutés pour illustrer ces méthodes. La modélisation de la combustion se décompose en deux grandes parties. D'une part, des brûleurs et des chambres de combustion simplifiées à l'échelle du laboratoire sont étudiés pour analyser la combustion turbulente. D'autre part, des simulations utilisant des modèles numériques sont réalisées. Ces modélisations numériques sont organisées suivant différents niveaux de complexité. Elles peuvent concerner l'intégralité des échelles temporelles et spatiales présentes dans l'écoulement et la flamme, ou simplement examiner le comportement des grandes échelles de l'écoulement turbulent. La description fine de la combustion d'un hydrocarbure comme l'essence implique plusieurs centaines d'espèces chimiques qui interagissent suivant des milliers de réactions élémentaires. Si l'on ajoute à cela la description de la physique de la turbulence, qui contrôle le mélange de ces réactifs et son interaction avec le dégagement de chaleur, le problème devient rapidement de dimension importante. Les compromis et les liens entre les différentes approches adoptées pour modéliser numériquement la combustion turbulente seront discutés dans ce contexte. La réalité de la combustion turbulente c'est avant tout l'ensemble des flammes qui nous entourent : dans le moteur des automobiles, dans tous les systèmes de propulsions aéronautiques, dans les brûleurs des fours et des chaudières, et dans quasiment tous les procédés de transformation où un apport de chaleur est nécessaire, sans oublier les feux et les incendies, mais aussi le convivial feu de bois dans la cheminée. Il sera montré comment en associant la théorie et la modélisation de la combustion turbulente, il est possible de construire des méthodes de conception avancée des systèmes réels de combustion.

2. Étude bibliographique:

Ce n'est que dans les années 40 que l'on a commencé à étudier sérieusement les flammes turbulentes avec des travaux théoriques et expérimentaux. **DAMKÖHLER [1]** (1947) a montré l'influence du nombre de Reynolds sur la vitesse de la flamme dans le régime turbulent. L'effet de la géométrie a été aussi exploré. Au début des années 50, **KARLOVITZ & al., [2]** (1953) ont proposé une nouvelle formule pour la vitesse turbulente reliée à la vitesse laminaire de la flamme et la racine carrée de la fluctuation de la vitesse. Elle est, à l'inverse de celle trouvée par Damköhler, applicable dans le cas où les vitesses de flammes laminaires sont proches de zéro.

La modélisation de la combustion turbulente a commencé avec le modèle " Eddy Break up " dû à **SPALDING [3]** (1972) pour les flammes à chimie très rapide. Le même auteur a procédé à un développement de ce modèle dans la référence [4] où il a présenté une nouvelle expression du taux de réaction moyen du modèle Eddy Break up dans les flammes turbulentes. Ce développement est caractérisé par sa simplicité dans le sens où le taux de réaction est exprimé par des quantités faciles à mesurer comme la fraction massique du carburant et le taux d'étirement local, lui permettant d'être largement applicable pour différents types de combustion turbulente.

Abdel-Gayed & al., [5] (1979) ont présenté une théorie relative à la combustion turbulente, celle des « deux tourbillons », lors de leur étude sur la propagation des flammes turbulentes prémélangées. Ils ont montré théoriquement et expérimentalement, que le taux de combustion dans les petites structures (petits tourbillons) peut être quelque fois plus grand que celui dans les grosses structures (grands tourbillons). Des expressions théoriques pour le rapport de: vitesses de propagation laminaire et turbulente des flammes ont été proposées en fonction du nombre de Reynolds et le rapport de la vitesse laminaire et l'écart type des fluctuations de vitesses. Ces valeurs théoriques ne sont pas en bon accord avec celles obtenues par l'expérience. L'effet de la turbulence sur les limites d'inflammabilité n'est pas, correctement capté. Ces limites sont réduites toutefois que la turbulence augmente en intensité. L'augmentation de l'énergie d'allumage et l'établissement de la flamme initiale dans une région où l'intensité de la turbulence est réduite peut engendrer le cas contraire.

Bray [6] (1979) a étudié l'interaction entre la turbulence et la combustion d'un point de vue modélisation. Les effets de la combustion sur la structure de turbulence et ceux de la turbulence sur les taux de réactions chimiques ont été discutés.

Borghi et Dutoya [7] (1981) ont traité le problème de fermeture du flux diffusif turbulent et la destruction moléculaire des fluctuations des espèces réactives (ou de la température) en considérant les formes de la PDF (Probability Density Function) pour la vitesse et les concentrations des espèces. Dans le cas d'une flamme parfaitement prémélangée, les hypothèses de fermeture ont été proposées d'une façon à permettre une étude numérique de l'influence de la réaction sur le coefficient diffusif turbulent et sur le micro échelles de Taylor.

Yanagi et Mimura [8] (1981) ont traité expérimentalement le problème de la corrélation vitesse température dans les flammes de prémélange. Dans leurs études expérimentales, la température et la vitesse dans la flamme, ont été mesurées par L.D.A (Laser Doppler Anemometry) et un thermocouple compensé. La corrélation a été calculée par micro-ordinateur. Pour clarifier le phénomène du transfert de chaleur anormal dans le front de flamme, les PDF et les macro-échelles des fluctuations de vitesse et de la température ont été mesurées. La nature bimodale de la PDF dans la région du front de flamme pour toutes les composantes fluctuantes suggère que la structure du front de flamme étudiée est celle d'une flamme plissée.

Gôkalp & al., [9] (1981) ont mesuré le champ de température dans une flamme turbulente prémélangée froide (heptane-air), pour obtenir en premier lieu des informations concernant l'influence de la combustion sur la turbulence. Leurs mesures ont été effectuées sur une flamme froide, stabilisée dans un réacteur conico-cylindrique, où la turbulence est générée par une grille. Les fluctuations de la température dans la flamme ont été déterminées. Des mesures similaires ont aussi été faites sur un écoulement turbulent chaud traversant le réacteur précédent. Des comparaisons ont été établies entre les caractéristiques des champs thermiques turbulents pour deux températures différentes avec et sans réactions chimiques dues à la combustion.

Bill & al., [10] (1981) ont pu mesurer, en utilisant deux techniques expérimentales, les champs de vitesse et de masse volumique dans une flamme turbulente de prémélange (éthylène-air) pauvre. Le but de leur étude était de faire une investigation sur l'interaction entre la turbulence générée par une grille et une flamme du type V dans un brûleur. La vitesse de propagation turbulente de la flamme a été étudiée pour trois différentes vitesses du jet dans le brûleur. Leurs mesures portées sur les différentes quantités moyennes et fluctuantes de la vitesse et de la masse volumique ils ont suggéré selon eux, que les résultats obtenus dans ces conditions d'expérience ne sont pas typiques pour l'interaction qui existe entre la

combustion et la turbulence. La concentration des espèces chimiques intermédiaires a été trouvée appréciable et donc ne peut être négligée pour déterminer la statistique de la masse volumique dans l'écoulement.

Les premiers travaux concernant les flammes turbulentes de prémélange dans un écoulement stabilisé par une plaque de stagnation ont été effectués par **Cho & al., [11] (1986)**, En utilisant la technique LDV(Laser Doppler Velocimetry), ils ont caractérisé l'écoulement non-réactif et réactif pour déterminer l'influence de la combustion sur la turbulence. Les résultats montrent pour un écoulement non-réactif que la vitesse moyenne axiale \bar{U} décroît linéairement à l'approche de la plaque de stagnation tandis que la vitesse moyenne radiale \bar{V} reste nulle le long de l'axe du brûleur.

Liu et Lenze [12] (1988) et Liu & al., [13] (1989,1993) ont aussi utilisé la configuration de l'écoulement arrêté par une plaque pour définir une relation entre S_T , u' et S_L , afin de montrer l'influence de la turbulence sur la vitesse de combustion turbulente. La position de référence pour la détermination de la vitesse de combustion turbulente S_T est identique à celle de Cho & al., (1986). Les expériences ont été réalisées avec un mélange d'hydrogène et de méthane/air afin de faire varier de façon significative la vitesse de combustion laminaire.

Boukhalfa [14] (1988) a rapporté dans sa thèse une contribution à l'étude de la structure scalaire des flammes turbulentes de prémélange du type bunsen. L'auteur a mené une étude expérimentale basée sur des techniques peu connues de l'époque (Diffusion Rayleigh). Ses résultats portaient essentiellement sur les caractéristiques spatiales (hauteurs et épaisseurs apparentes des flammes) et temporelles (spectres de puissance de la masse volumique fluctuante, le temps de passage du front de flamme instantané et divers échelles temporelles du champ scalaire). Les résultats expérimentaux obtenus sont en bon accord avec les prédictions du modèle B.M.L (Bray Moss Libby).

Poinsot & al., [15] (1990) ont présenté une nouvelle approche pour la classification des flammes turbulentes prémélangées. Une approche basée sur la simulation numérique directe (D.N.S) a été utilisée à partir de l'analyse de l'interaction du front de flamme laminaire avec un pair de vortex. Leurs résultats ont mené enfin à une construction d'un diagramme spectral avec certaines hypothèses d'une façon à établir un diagramme similaire à celui proposé par Borghi (1984).

Kostiuk & al., [16] (1993) ont formulé une normalisation du champ de vitesse axiale moyen dans la configuration à jets opposés à l'aide d'une fonction erreur.

Mounaïm-Rousselle [17] (1993) a déterminé l'influence d'un écoulement annulaire ("coflow"), protégeant l'écoulement principal des cisaillements avec l'air extérieur (nous nommerons cet écoulement annulaire par la suite, co-écoulement), sur la stabilité des flammes. Elle a montré que ce co-écoulement avait un effet bénéfique sur la flamme à jets opposés. Ce dernier réduit les battements du plan de stagnation. Il diminue le taux d'étirement et augmente l'extension radiale du plan de stagnation. Du point de vue de la turbulence, on observe que le co-écoulement a un impact non négligeable sur les fluctuations axiales et radiales dans tout le plan de stagnation, ce qui se traduit par une distribution plus homogène de l'énergie cinétique turbulente et une plus grande isotropie.

Dans le cas d'un écoulement réactif stabilisé par une plaque, **Cho & al., [11]** (1986) remarquent que les profils axiaux de U ressemblent à ceux obtenus dans des études antérieures réalisées avec des flammes laminaires. En outre, la présence de la flamme tend à augmenter la composante axiale de la fluctuation de vitesse u' tandis que la composante radiale v' reste inchangée.

Des résultats différents apparaissent avec les expériences de **Kostiuk [16]** (1993) et **Mounaïm-Rousselle [17]** (1993) dans une configuration à jets opposés. Ils n'observent pas d'augmentation sensible de la vitesse axiale moyenne dans le front de flamme turbulent. Le profil de vitesse diffère très peu de celui d'un écoulement non-réactif.

Escudié et Haddar [18] (1993) ont changé la vitesse d'éjection de l'écoulement pour faire varier le taux d'étirement pour une configuration à plaque. Leur conclusion est que la présence ou l'absence de minimum de vitesse moyenne axiale dans le front de flamme turbulent est déterminé par la vitesse d'éjection et non par la géométrie, que ce soit dans un écoulement stabilisé par une plaque ou à jets opposés. Plus la vitesse d'éjection est élevée, moins le profil de vitesse axiale moyenne est affecté par le front de flamme.

Ghenai [19] (1995) ont étudié expérimentalement la structure de la dynamique spatio-temporelle des fronts de flammes instantanés en combustion prémélangée pour les flammes laminaires. Son étude avait pour but de fournir les données nécessaires sur

l'épaisseur et la vitesse de propagation laminaire utilisée dans l'estimation des paramètres concernant la dynamique temporelle des flamelettes ainsi que sur l'effet de la gravité. Pour les flammes turbulentes de prémélange l'objectif était de caractériser la structure et la dynamique spatio-temporelle des flammes instantanées et qui concerne la détermination des échelles spatiales et temporelles de la dynamique des flamelettes, leurs vitesses de propagation normale, densité surfacique de flamme, ainsi que le taux moyen de production chimique. Ses résultats validés avec le modèle B.M.L montraient un accord avec la théorie.

Chen et Hong [20] (1998) dans leur analyse sur la corrélation entre la vitesse de la flamme et l'étirement dans les flammes de prémélange, une simulation numérique directe des flammes turbulentes prémélangées bidimensionnelles et transitoires, sous l'influence des deux paramètres à savoir la courbure et les taux de déformation pour des mélanges riches et stoechiométriques a été faite en utilisant un mécanisme réactionnel détaillé (C_1 Mechanism) pour la combustion du méthane. Leurs résultats ont montré que les effets de courbure donnent naissance à une relation non linéaire globale de la vitesse de flamme avec l'étirement.

Dally & al., [21] (1998) ont étudié numériquement la structure du champ d'écoulement des jets turbulents et des flammes du type Bluff-Body. Leurs résultats obtenus avec les modèles mathématiques standard de la turbulence, comparés avec ceux expérimentaux montrent que le modèle $k-\varepsilon$ et le modèle **RSM** (Reynolds Stress Model) sous-estiment la taille des zones de recirculation qui existent dans le brûleur. Les corrections portées sur les constantes du modèle $k-\varepsilon$ donnent de meilleures prédictions du champ d'écoulement. Leur étude a démontré la convenance du modèle EBU à simuler le champ de température et du mélange dans la zone de recirculation de la flamme du brûleur du type Bluff-body.

Gagnepain [22] (1998) a étudié expérimentalement les changements au sein des flammes turbulentes de prémélange pauvres lorsque l'on modifie la richesse et la turbulence. D'une part il a présenté une description de la structure de la turbulence, en termes de ses multiples échelles spatiales et temporelles et de son énergie cinétique et d'autre part les modifications au sein du champ scalaire et de la morphologie des flamelettes, en termes d'orientation et de densité de surface de flammes.

Mulas et Talice [23] (2002) ont développé un modèle mathématique complètement compressible pour la simulation numérique des écoulements réactifs prémélangés turbulents à

faibles vitesses. Un modèle des flammelettes de la combustion turbulente prémélangée basé sur la solution de l'équation de transport pour la variable de progrès a été couplé avec un modèle de turbulence à une équation de Spalarat-Allmaras.

Bouhahlib & al., [24] (2002) ont mené une étude expérimentale sur la combustion turbulente prémélangée d'une flamme bunsen stabilisée par une flamme pilote. Une étude détaillée de la structure du champ dynamique moyen et fluctuant dans les flammes prémélangées méthane-air et devant le front de flamme. Les auteurs ont montré l'importance de l'influence de la richesse et de la turbulence sur les hauteurs de flammes ainsi que sur leur structure globale.

Soika & al., [25] (2003) se sont intéressés à l'effet de la haute pression sur la courbure du front de flamme dans les turbines à gaz utilisant la méthode de diagnostic par laser plan pour les mesures expérimentales. Ils ont trouvé qu'avec l'augmentation de la pression pour différentes richesses, le front de flamme subit des courbures très fortes. Ces résultats sont comparés à la théorie de Sivashinsky sur les instabilités linéaires des flammes. Ils ont trouvé que des changements significatifs deviennent évidents particulièrement si la pression est augmentée jusqu' à 0,5 MPa. L'effet de la stoechiométrie sur la topologie de front de flamme a été lui aussi examiné.

Coron, & al., [26] (2004) ont utilisé une méthode de détermination simultanée du champ de vitesse instantanée et de la position et de la forme du front de flamme. Le champ de vitesse est obtenu par Vélocimétrie par Images de Particules et les contours de front de flamme sont directement extraits de ces mêmes images, traitées comme des tomographies laser. Toutefois, les techniques classiques de détection de contour peuvent être mises en défaut sur ces images de particules, fortement bruitées, ou alors de faible précision spatiale. Ils ont donc développé une méthode faisant appel au filtre optimal de Canny et aux modèles déformables sous forme de contour actif.

La méthode est appliquée à l'étude d'une flamme de prémélange, stabilisée dans un écoulement axisymétrique turbulent à point d'arrêt. La combustion se produit en régime de flammelettes : une grandeur unique, la variable d'avancement, suffit à décrire la thermochimie de la flamme. L'objectif poursuivi est, in fine, la caractérisation des flux de transports turbulents de cette grandeur.

Serres & al., [27] (2004) ont étudié le développement d'un jet à masse volumique variable impactant sur une plaque. Ils ont utilisé les mesures par LDA et par PIV

respectivement dans un brûleur industriel modifié et dans un brûleur transparent nouvellement conçu. L'ensemencement de l'écoulement a été réalisé de façon à avoir le moins de biais possible dans les zones de mélanges. La caractérisation de l'écoulement a permis de déterminer l'influence des paramètres tels que le rapport de masse volumique, le régime de l'écoulement, le confinement de l'écoulement, c'est-à-dire présence ou non du tube du jet impactant, et de la hauteur de la plaque de stagnation sur les caractéristiques principales d'une part du jet principal issu de l'injecteur, et d'autre part, du jet pariétal généré par l'impact sur une plaque perpendiculaire. Il apparaît que le développement du jet injecteur est une région importante, qui gouverne l'écoulement et permet de réaliser le mélange gaz/air en proportion adéquate pour une combustion optimisée.

Cohé & al., [28] (2006) ont étudié la structure d'une flamme turbulente prémélangée à l'aide d'un dispositif de Rayleigh 2D en déterminant notamment les distributions des épaisseurs de front de flamme instantanés pour plusieurs richesses, pressions et teneur en hydrogène. Lorsque la richesse augmente, ils constatent une modification des distributions et ce pour l'ensemble des pressions. Le pic des valeurs les plus devient plus important et est décalé vers des épaisseurs plus faibles. L'ajout d'hydrogène entraîne également une diminution de l'épaisseur moyenne des fronts instantanés. Par contre, les épaisseurs moyennes augmentent légèrement avec la pression, et ce pour les deux cas de richesse étudiés ($\varphi=0.6$ et $\varphi=0.7$).

Les courbures instantanées sont simultanément déterminées avec l'épaisseur instantanée des flammelettes. Un front de flamme courbé positivement ou négativement voit son épaisseur augmenter. Pour une richesse donnée, l'effet de la courbure est le même quelle que soit la pression. Par contre lorsque l'on modifie le mélange, l'effet de la courbure est modifié. Les épaisseurs deviennent moins sensibles à la courbure pour des mélanges riches et en présence d'hydrogène.

Most [29] (2006) développe un modèle numérique de combustion turbulente prenant en compte les variations locales de richesse, et permettant le calcul d'une flamme turbulente, depuis le régime d'une combustion parfaitement prémélangée jusqu'à celui d'une flamme de diffusion. Le modèle LW-P s'appuie d'une part sur une représentation de la combustion par deux scalaires, variable d'avancement et fraction de mélange, et d'autre part sur l'utilisation d'une fonction densité de probabilité (PDF) formée de deux ou quatre distributions de Dirac. Dans un premier temps, l'application a concerné le cas d'une flamme

« triple » stabilisée entre un écoulement de mélange pauvre et un écoulement de mélange riche.

Ciani & al., [30] (2007) ont étudié la stabilité des flammes de méthane/air et de hydrogène/air dans un brûleur axisymétrique de contre-courant expérimentalement pour différents géométries de brûleur, degrés de dilution de carburant, et combinaisons des vitesses d'écoulement. Des flammes planaires de diffusion et les flammes de bord ont été observées, et les transitions entre ces types de flamme ont été étudiées. Les résultats expérimentaux ont confirmé des prévisions numériques précédemment éditées sur les flammes diluées de hydrogène/air, la possibilité de changement entre les deux types de flamme en perturbant les flammes, par exemple, en changeant convenablement une vitesse d'écoulement ; et l'hystérésis forte pour la transition d'un type de flamme à l'autre. Ils ont compilé des diagrammes de stabilité de flamme qui tracent la gamme des vitesses de circulation de carburant et d'air pour lesquelles la flamme planaire de diffusion et la flamme toroïdale de bord sont stables. La courbe inférieure de frontière pour la stabilité de flamme de bord montre un minimum caractéristique à une valeur bien définie de la vitesse de carburant. Pour le carburant les vitesses inférieures de cette valeur, la transition entre le bord et la structure de diffusion est réversible, et les flammes montrent le comportement bistable. Pour des vitesses plus élevées de carburant, la diminution de la vitesse d'air mène à l'extinction de la flamme de bord. Une recherche sur le champ froid et réactif d'écoulement a identifié le comportement bistable pour le champ d'écoulement aussi bien. Excepté des débits très bas, le mécanisme de stagnation stabilise en deux positions, près de l'un ou l'autre des deux becs.

3. Objectif:

L'objectif de ce travail est l'étude numérique (CFD fluent) et expérimentale (Thermométrie) de l'aérodynamique réactive et non réactive, ainsi que les champs thermiques d'une flamme turbulente de prémélange (butane/air) à point d'arrêt pour différentes richesses, intensités de turbulence et positions de la plaque. Ces flammes sont connues pour être des supports d'étude pour toutes investigations sur les phénomènes de transport ainsi que sur l'analyse des champs scalaires et dynamiques en combustion.

4. Contenu du mémoire:

Ce mémoire comprend cinq chapitres répartie come suit:

Le premier chapitre est consacré à des notions générales sur les flammes turbulentes de prémélange telles que les flammes de prémélange dans les écoulements à point d'arrêt.

Le deuxième chapitre aborde la description du dispositif expérimental que constitue cette configuration à jets à point d'arrêt.

Le troisième chapitre présente la formulation mathématique adaptée aux équations régissant les champs dynamique et thermique de l'écoulement du fluide.

Le quatrième chapitre expose la description du problème et la procédure de résolution par le code de calcul FLUENT. Une description générale du code est insérée.

Le cinquième chapitre s'articule sur deux parties, la première est réservée à l'étude du jet non réactif et la deuxième partie on s'est intéressé à l'étude du jet réactif. Les résultats de chaque partie sont commentés et discutés.

Ce mémoire se termine par une conclusion générale résumant les principaux résultats trouvés.

I. Les flammes :

En combustion, on peut habituellement définir les régimes de combustion en deux grandes familles selon la procédure utilisée pour introduire les réactifs dans la zone de réaction : les flammes de diffusion et les flammes de prémélange.

Pour les flammes de diffusion, les réactifs, combustible et oxydant, sont introduits séparément dans la zone de réaction de part et d'autre de la flamme. Le taux de réaction est ici principalement contrôlé par la diffusion qui gouverne l'apport des réactifs vers la flamme. La structure de celle-ci dépend alors du rapport des temps de diffusion et de réaction chimique. De telles flammes ne se propagent pas puisque la réaction n'est possible que dans la région où combustible et comburant coexistent.

Donc la flamme de diffusion est une structure de combustion où le mélange des réactifs initialement séparés s'effectue par diffusion (laminaire ou turbulente) et détermine la zone de réaction. D'un côté de la flamme arrive le combustible, de l'autre le comburant, et les produits de combustion sont diffusés de part et d'autre. Exemple caractéristique : la flamme d'un briquet à gaz ou essence, ou la flamme d'une bougie (Figure. I.1). La majorité des flammes de liquides et de solides sont des flammes de diffusion.

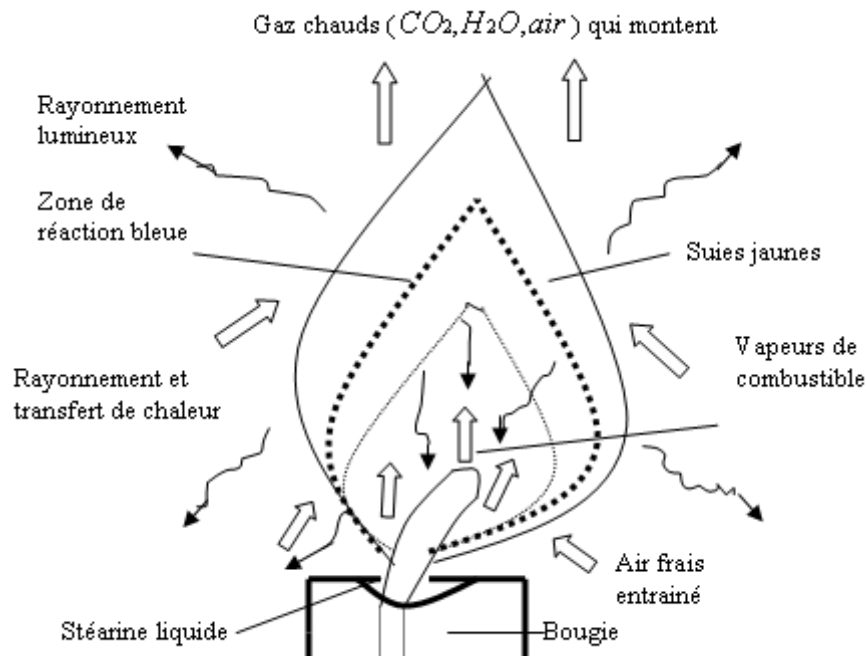


Figure. I-1. Les différents phénomènes physiques qui jouent leur rôle, à différents endroits, dans une flamme de bougie.

Pour les flammes de prémélange, les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction et «s'enflamment» une fois portés à température suffisante. La principale caractéristique de ce type de flamme est sa capacité à se propager vers les gaz frais. La tranche de mélange en cours de combustion chauffe la tranche de gaz frais immédiatement voisine qui «s'enflamme» à son tour. Pour ce type de flamme, un mouvement relatif entre le mélange réactif et la flamme existe : soit le mélange se déplace, la flamme est alors stabilisée sur un brûleur, soit la flamme se propage dans le milieu.

Donc la flamme de prémélange est une structure réactive se propageant par déflagration dans un milieu combustible où combustible et comburant sont préalablement mélangés. Exemple caractéristique : flamme de bec bunsen. La zone de flamme sépare le mélange de gaz frais des gaz brûlés. Lorsque cette zone de flamme est très mince, elle est appelée front de flamme. Cette première analyse, nous permettra alors de mieux appréhender l'étude des flammes, et nous verrons les effets supplémentaires pouvant intervenir.

1.1 Structure des flammes turbulentes :

a.Flammes turbulentes de diffusion :

Les flammes turbulentes non prémélangées se rencontrent dans l'industrie le plus souvent dans les brûleurs à gaz : un jet de gaz combustible est injecté au centre d'un écoulement d'air de même direction, et après allumage, la combustion se développe sous la forme d'une flamme semblable à celle d'un simple briquet, mais turbulente. 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 existent entre l'air et le gaz dès la sortie du brûleur. On a très tôt constaté son intérêt pratique depuis les travaux de Hottel et Hawthorne.

La zone de flamme est constituée d'une zone de réaction séparant deux zones de diffusion-convection. Et si l'on représente les réactions de combustion par une réaction unique infiniment rapide, la zone de réaction est d'épaisseur infiniment faible, lorsque on tient compte des réactions inverses qui se produisent, même si elles sont infiniment rapides, l'épaisseur de la zone de réaction reste finie, et elle occupe une partie des zones de convection-diffusion qui l'entourent. Dans tous les cas l'épaisseur globale de la flamme de diffusion est celle des deux zones de convection-diffusion, qui dépend du coefficient de

diffusion (moyen) et de la vitesse des gaz. Cette épaisseur dépend aussi de la position : plus on se déplace à l'aval de la confluence des deux écoulements, plus la flamme est épaisse.

Lorsque les réactions chimiques ne sont pas très rapides (par rapport aux phénomènes physiques de convection et de diffusion) la flamme peut s'éteindre, soit localement soit totalement. L'extinction locale d'une flamme-jet se produit près de débouché du tube d'amenée du combustible, et on dit alors que la flamme est décrochée. Dans la zone d'allumage d'une flamme décrochée se place ce qu'on appelle une « flamme triple » : la zone de réaction de la flamme de diffusion s'appuie sur une petite flamme prémélangée, d'un côté riche et de l'autre pauvre.

b. Flammes turbulentes prémélangées :

Dans une grande majorité des cas pratiques, l'écoulement des gaz dans les flammes et leur voisinage est un écoulement turbulent. Le principal effet de la turbulence sur une flamme de prémélange est dû au champ de fluctuations de vitesses qui va plisser la flamme et accroître sa surface. Ce phénomène intervient dans l'augmentation du taux de combustion due à la turbulence. De plus, sous certaines conditions, les mouvements turbulents peuvent modifier la structure locale de flamme avec comme conséquence, des variations locales du taux de réaction et de la vitesse de propagation le long de la surface de flamme.

Ainsi pour résumer, le rôle de la turbulence va a priori être de deux ordres :

- Augmenter la surface de flamme, plissée par la turbulence.
- Augmenter les échanges par l'augmentation de la diffusivité. L'importance des processus de diffusion mis en jeu dans le cas d'une flamme laminaire, fait bien comprendre que la turbulence est capable de les accélérer dans de grandes proportions.

La modélisation et la compréhension de la combustion turbulente au vu des nombreux phénomènes physiques mis en jeu est difficile. Afin de simplifier ce problème, un examen qualitatif des phénomènes intervenant lors de la combustion turbulente peut être réalisé. Pour cela, on cherche à déterminer de façon générale les phénomènes physiques prépondérants dans une configuration donnée afin d'avoir une première information sur le comportement global de la flamme. Pour ce faire une classification des flammes de combustion turbulente prémélangées se basant sur la comparaison d'échelles caractéristiques, spatiales et temporelles de la turbulence et de la chimie a été réalisée. Ce type de classification a abouti à la construction de diagrammes de combustion permettant une représentation graphique de différents régimes de combustion en fonction de nombres

caractéristiques. Cette représentation permet de choisir un modèle de combustion turbulente en fonction du régime considéré.

b.1. Différents régimes de combustion turbulente prémélangée :

Des diagrammes définissant les régimes de combustion en termes de rapport d'échelles de vitesse et de longueur ont été proposés par de nombreux auteurs. [6], [7].

Ces diagrammes présentent les régimes de combustion dans le plan $\frac{u'}{S_L^0}$ en fonction de :

$$\frac{L_T}{\delta_L}$$

Où S_L^0 est la vitesse de combustion laminaire, δ_L l'épaisseur de flamme et L_T l'échelle intégrale de la turbulence. Les régimes de combustion sont identifiés dans ce diagramme en termes de trois nombres adimensionnels le nombre de Karlovitz Ka , le nombre de Damköhler Da et le nombre de Reynolds turbulent Re_T . Il est à noter que ces trois nombres sont reliés par la relation suivante :

$$Re_T = Da^2 Ka^2$$

Les diagrammes de combustion turbulente ont été définis à partir de ces nombres. Deux types de diagrammes sont essentiellement utilisés : le diagramme de Borghi et celui de Poinsot, nous ne décrivons que le premier.

- Diagrammes de combustion classique approche de Borghi :

D'après ce diagramme (Figure. I.2) trois grands types de flamme apparaissent : les flammes plissées, les flammes plissées-épaissies et les flammes épaissies. Nous allons décrire ces trois régimes et les caractéristiques des flammes correspondantes.

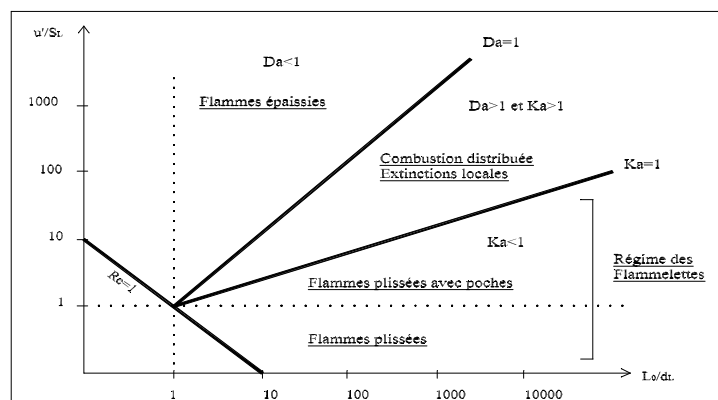


Figure. I-2. Diagramme de combustion prémélangée [7].

b.1.1 Les flammes plissées : ($Re_T > 1$ $Ka < 1$ $Da > 1$) :

Ce régime correspond au régime des flammelettes, celui-ci est défini comme se situant en dessous de la ligne correspondant à $Ka=1$, (ceci correspond à $Ka < 1$ et $L_T < \eta$, les plus petites échelles de turbulence ne peuvent pas entrer dans la structure de flamme laminaire) et au dessus de la ligne $Re_T=1$ pour éviter les effets de faibles nombres de Reynolds.

L'allure de la flamme turbulente de type plissé ressemble à un ensemble de flammelettes du type laminaire qui sont plissées par la turbulence dont les échelles de longueur sont toutes plus grandes que δ_L (Figure. I.10). Ce type de flamme est restreint au domaine où $\eta > \delta_L$.

Dans ce régime, deux sous régimes peuvent être distingués :

1) Le régime de flamme plissée quand $u'/S_L^0 < 1$. Dans ce cas, la vitesse de rotation des plus grosses structures ne peut pas plisser le front suffisamment pour provoquer des interactions entre flammes. La propagation laminaire de la flamme prédomine et l'interaction avec la turbulence reste faible.

2) Le régime de flamme plissée avec poches (corrugated flames) pour $u'/S_L^0 > 1$. Là, les plus gros tourbillons sont alors suffisamment énergétiques pour plisser substantiellement la flamme au point de provoquer des interactions de fronts voisins.

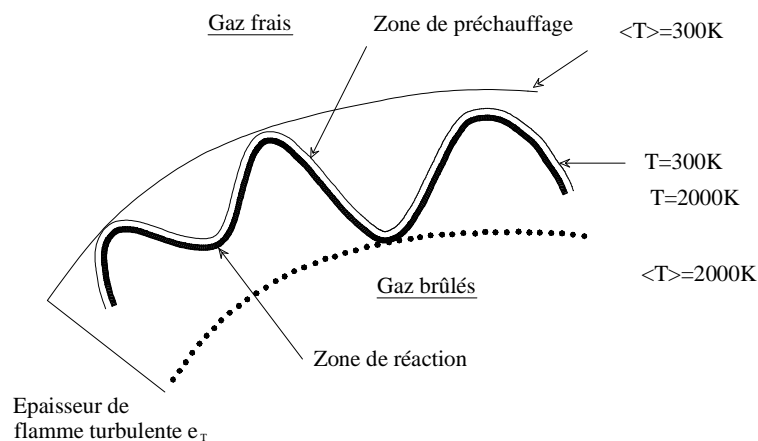


Figure. I-3. Flamme mince plissée

b.1.2 Les flammes plissées épaissies ($Re_T > 1$ $Ka > 1$ $Da > 1$) :

Le deuxième régime est celui correspondant aux flammes de type plissées épaissies. Pour ce type de flamme, les structures turbulentes sont capables de pénétrer dans la zone de préchauffage et de l'épaissir mais ne peuvent affecter la zone de réaction, qui reste mince et

proche de celle d'une flamme laminaire (Figure. I.4). Ces épaissements sont dus aux petites échelles de la turbulence, la flammelette épaissie reste plissée par les grandes échelles.

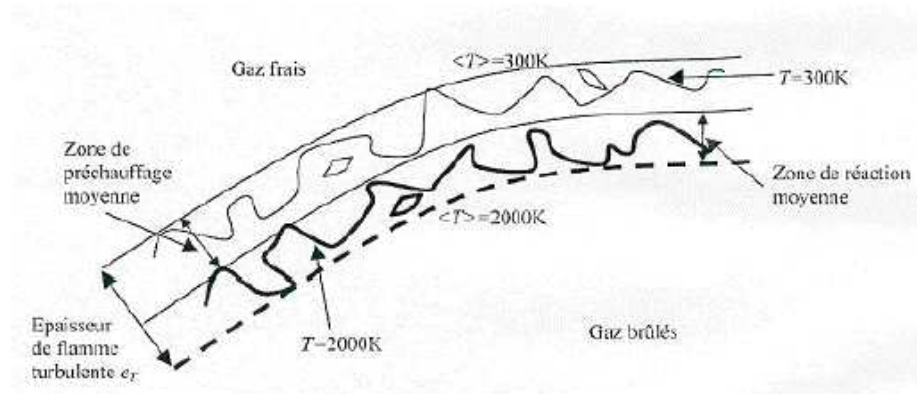


Figure. I-4 Flamme plissée épaissie.

b.1.3 Les flammes épaissies ($Re_T > 1$ $Ka > 1$ $Da < 1$) :

Le dernier régime est celui des flammes épaissies ou de réacteur homogène. Dans ce régime, les zones de préchauffage et de réaction sont perturbées par la turbulence et aucune structure de flamme laminaire ne peut être identifiée. La flamme est très épaisse, d'une épaisseur supérieure à δ_L et n'est pas courbée (Figure. I.5). Ici les perturbations turbulentes plus intenses ont provoqué de nombreuses interactions. De plus, à l'intérieur de l'épaisseur moyenne de la flamme il peut exister des variations d'épaisseur de la zone de préchauffage d'un endroit à l'autre.

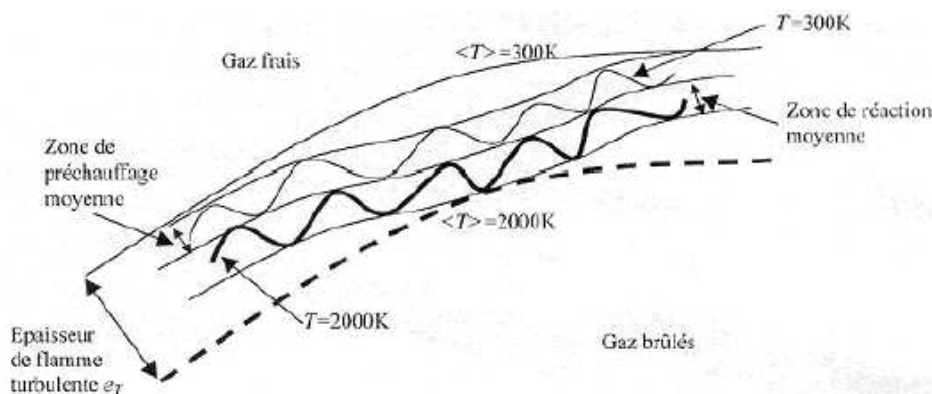


Figure. I-5 Flamme épaissie

Les diagrammes de la forme de celui décrit précédemment sont intuitifs. Ils ne prennent pas en compte les phénomènes importants comme la courbure du front de flamme, les caractéristiques dynamiques ou les effets visqueux et les effets d'instationnarité. Afin de prendre en compte ces phénomènes, Poinot a réalisé une étude numérique pour affiner la

description de ce diagramme [15] et a pu montrer qu'il était possible d'étendre le domaine des flammelettes à un grand nombre de situations expérimentales.

L'application de ce régime permet de pouvoir simplifier les analyses de manière considérable.

La flamme est considérée localement comme une flamme laminaire mais soumise à des interactions de natures diverses. Dans le cadre de notre étude nous pourrions nous placer dans ce type de régime, le point caractéristique est reporté sur la Figure. I.2 Nous allons maintenant analyser dans ce type de configuration comment les paramètres physiques peuvent influencer la structure d'une flamme de prémélange.

C. Caractérisation du milieu turbulent :

Si un écoulement turbulent n'est pas prévisible ni dans le temps, ni dans l'espace, on peut en revanche le décrire de façon statistique, de façon à obtenir des grandeurs moyennes, des fluctuations et des échelles caractéristiques spatiales et temporelles.

C.1. Grandeurs moyennes, fluctuations et énergie cinétique de turbulence :

En un point donné de l'écoulement, la vitesse de l'écoulement montre des fluctuations aléatoires $u'(x,t)$ autour d'une valeur moyenne $\langle U(x,t) \rangle$. Ainsi, la vitesse en un point de l'écoulement $U(x,t)$ s'écrit :

$$U(x,t) = \langle U(x,t) \rangle + u'(x,t)$$

Dans un écoulement turbulent, il est usuel d'écrire que la vitesse est la somme de deux termes : une vitesse moyenne et une fluctuation qui est appelée fluctuation de vitesse. Elle est par définition de moyenne nulle. Les fluctuations de vitesse $u'(x,t)$ sont définies aussi comme l'écart-type de la distribution de $U(x,t)$.

La demi-somme des trois variances pour les trois composantes de vitesse définit alors l'énergie cinétique de turbulence k :

$$k = 1/2 (u'^2(x,t) + v'^2(x,t) + w'^2(x,t))$$

Notons que la variance des fluctuations de la vitesse n'est connue parfaitement par k que si la turbulence est isotrope.

C.2. Echelles caractéristiques de la turbulence :

Il est courant d'utiliser l'analyse spectrale pour connaître la répartition d'énergie en fonction des fréquences des fluctuations u' . On peut alors calculer le spectre d'énergie pour exprimer la manière dont les différentes structures contribuent à l'énergie de turbulence k (figure ci-dessous).

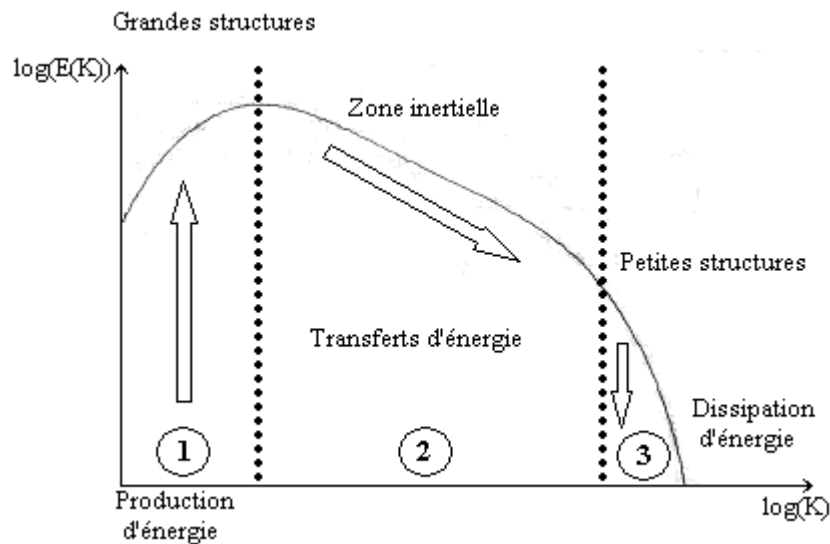


Figure. I-6. Spectre d'énergie de la turbulence

L'observation de ce spectre de la turbulence montre que les échelles interagissent de façon non linéaire. On met en évidence des échelles moyennes responsables des processus de production, de transfert et de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence. C'est la théorie de la cascade d'énergie développée par Kolmogorov, 1941.

➤ Echelle intégrale spatiale L_0 :

Elle est définie comme la dimension caractéristique des tourbillons qui portent l'essentiel de l'énergie. De même, on peut déterminer une échelle intégrale temporelle T_0 qui correspond en ordre de grandeur à la durée de vie des grandes structures. Cette échelle est déterminée à partir du coefficient de corrélation temporelle. Si l'on suppose que les fluctuations de vitesse sont transportées à la vitesse moyenne locale de l'écoulement (hypothèse de Taylor), on peut déterminer l'échelle intégrale spatiale à partir de la vitesse moyenne et le temps de l'échelle intégrale temporelle T_0 , défini comme le rapport de T_0 avec les fluctuations de vitesses u' .

$$L_0 = u' * T_0$$

➤ Echelle de Taylor λ :

Cette échelle caractérise la dimension moyenne des tourbillons à partir desquelles la dissipation visqueuse devient prédominante.

➤ Echelle de Kolmogorov η :

Cette échelle correspond à la taille où le spectre de l'énergie chute très fortement. Cela caractérise la taille des plus petites structures de l'écoulement turbulent qui ne peuvent plus se " casser " et dissipent alors leur énergie sous forme de frottement et donc de chaleur .En d'autres termes, cette échelle représente la distance de séparation entre deux points du fluide en dessous de laquelle les vitesses du fluide en ces deux points fluctuent en parfaite corrélation. Cette grandeur reste extrêmement difficile à mesurer puisqu'elle nécessite un instrument de mesure qui suit la même particule fluide dans son trajet turbulent.

C.3. Turbulence de grille et décroissance de la turbulence :

Pour des raisons de facilités de traitements et de comparaisons avec les études théoriques, on étudie généralement la turbulence homogène et isotrope. La turbulence générée par une grille s'apparente le mieux à une turbulence homogène et isotrope et elle à l'avantage d'être facilement utilisée expérimentalement. La grille constituée de barreaux ou de trous régulièrement espacés, est placée perpendiculairement à l'écoulement uniforme. La turbulence générée est homogène dans le plan perpendiculaire à l'écoulement (les propriétés statistiques ne dépendent pas du point considéré), et isotrope à partir d'une distance d'environ dix fois la maille de la grille. Les propriétés statistiques sont indépendantes de la direction. Remarquons que, dans la littérature, les grilles sont en général caractérisées par leur maille M qui est un paramètre déterminant pour l'échelle intégrale et l'intensité de turbulence.

Ainsi, les fluctuations de vitesse u' , v' et w' sont identiques et on peut déterminer l'énergie cinétique de la turbulence k et le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε par les relations :

$$k = 3/2 u'^2$$

$$\varepsilon = 15 \nu u' / \lambda^2$$

Où ν est la viscosité cinématique du fluide.

La grille produit de forts gradients de vitesse au niveau de l'écoulement. En aval de la grille, on observe différentes zones de turbulence, caractérisant les différentes étapes de la décroissance de la turbulence (Figure. I.6). Tout d'abord des tourbillons de grandes tailles se forment derrière la grille, puis se cassent en s'écrasant les uns contre les autres. Cette zone correspond à la partie de production d'énergie dans le spectre de la turbulence. Ensuite, la turbulence commence à décroître et l'énergie cinétique de rotation, transférée des grosses structures à de plus petites, diminue sensiblement. Plus en aval, dans une zone de transition, ces tourbillons dissipent l'énergie cinétique en se cassant de plus en plus. Lorsque les tourbillons atteignent une dimension minimale (échelle de Kolmogorov), les tourbillons ne se cassent plus et ce sont les effets de viscosité qui prédominent.

D. Interaction combustion-turbulence :

La combustion turbulente se distingue fortement de la combustion laminaire par le fait qu'elle dépend non seulement du mélange mais aussi des conditions aérodynamiques de l'écoulement amont. Si la turbulence modifie de façon indéniable le comportement du front de flamme, il ne faut pas négliger la modification de l'écoulement par l'expansion et la propagation du front de flamme, les gradients de vitesse, les variations des masses volumiques et des viscosités. Le rôle de la turbulence est à priori de trois ordres :

- Augmentation des vitesses de flammes.
- Augmentation de la surface de la flamme plissée par l'écoulement turbulent.
- Augmentation des échanges via l'augmentation de la diffusivité turbulente.

Dans les différents modèles de combustions existants, il est important de bien différencier les vitesses de flammes utilisées. On distingue principalement une quantité cinématique et une quantité caractérisant le taux de réaction de la flamme.

Dans les modèles de combustion où le front de flamme est considéré comme une surface infiniment fine, la vitesse fondamentale est une quantité cinématique dénommée vitesse de déplacement normale au front de flamme S_d qui permet la description des processus chimiques. Cette vitesse est définie précisément au niveau de la zone de préchauffage. C'est par l'intermédiaire de cette vitesse qu'est effectué le couplage entre le taux de réaction locale des flammes avec l'écoulement et la déformation de la flamme. Elle présente l'avantage de pouvoir être déterminée localement de façon expérimentale ou numérique [15].

Dans les modèles globaux des flammelettes, la vitesse caractéristique est une mesure du taux de réaction par unité de surface du front de flamme. Cette vitesse, communément appelée vitesse de consommation S_C , représente alors la consommation massique des gaz frais et caractérise alors une intensité de combustion locale.

$$S_C = \frac{\omega_L}{\rho_U \cdot Y_{R,U}}$$

Où ω_L est le taux de consommation par unité de surface. Ce taux de consommation permet alors de déterminer le taux de réaction moyen, terme qui intervient dans les équations de l'aérothermochimie. Il n'existe pas à ce jour de modèle pour ce terme, et les seules solutions pour fermer ces équations consistent à calculer directement cette vitesse ou à la déterminer expérimentalement.

On note également la définition d'une vitesse de propagation moyenne de flamme turbulente $\langle S_T \rangle$ qui intègre le déplacement de la flamme dû à la diffusion des espèces et à l'expansion de la flamme créée par le gradient de température. Elle représente le flux massique moyen normal à une unité de surface. On constate en général que cette vitesse dépend fortement des fluctuations de vitesses de l'écoulement turbulent et de la vitesse de flamme laminaire [5].

$$\langle S_T \rangle / S_L = 1 + \alpha [u' / S_L]$$

Où α est la constante de l'ordre de l'unité, qui dépend de la nature du gaz utilisé. Cependant, cette expression reste approximative, car $\langle S_T \rangle$ n'est pas une grandeur intrinsèque bien définie et dépend de la configuration expérimentale utilisée. Bien qu'il soit difficile de calculer analytiquement cette valeur locale, sa valeur moyenne peut être déterminée expérimentalement.

1.2 Les flammes de prémélange dans un écoulement à point d'arrêt

1.2.1 L'intérêt de la flamme à point d'arrêt.

L'étude des flammes stabilisées et stationnaires passe nécessairement par l'utilisation d'un brûleur. Il en existe à l'heure actuelle de nombreuses configurations. Chaque brûleur génère une flamme dont les caractéristiques sont plus ou moins propices à l'étude de sa structure et de sa propagation. Les géométries les plus connues sont la

flamme conique de type Bunsen dont plusieurs exemples d'études sont les travaux de Boukhalfa [14], [19] (Figure. I.7), la flamme en V stabilisée par un fil métallique accroche-flamme (Figure. I.8), la flamme plane stabilisée par une plaque [11] (Figure. I.10) ou par un autre jet a contre-courant [16] (Figure. I.11), enfin, la flamme sphérique dans une enceinte [5] (Figure. I.9). A première vue, on peut considérer que ces configurations répondent aux deux critères de base qu'une expérience de laboratoire doit respecter : une géométrie simple et, a part le cas la flamme sphérique confine dans une enceinte, une grande facilité d'accès des moyens de mesure sur la flamme. Toutefois, en y regardant de plus près, on s'aperçoit que la forme même de la flamme ou la façon dont elle est stabilisée constituent des facteurs qui peuvent gêner l'interprétation des résultats.

Dans le cas de la flamme conique de type Bunsen, on remarque que le front de flamme n'est pas soumis aux mêmes conditions de turbulence de la sortie du brûleur au sommet de la flamme et que l'épaisseur du front de flamme n'est pas constante. En outre, la flamme Bunsen est souvent stabilisée par une flamme pilote. Dans ce cas, l'extinction n'est pas seulement liée a des phénomènes aerothermochimiques, mais aussi au décrochement (blow-off) de celle-ci.

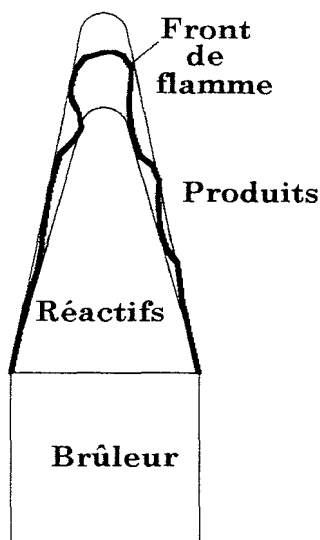


Figure. I-7. La flamme conique.

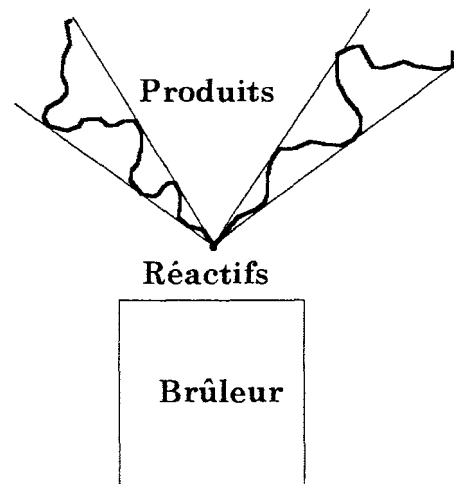


Figure. I-8. La flamme en V.

La caractéristique principale de la flamme en V est que le front de flamme est plan en moyenne. Malheureusement, la flamme est orientée obliquement par rapport à l'écoulement. Le front de flamme n'est donc pas soumis partout aux mêmes conditions de turbulence. La stabilisation de la flamme par un fil métallique pose aussi le problème de l'influence du décrochement dans l'étude de l'extinction.

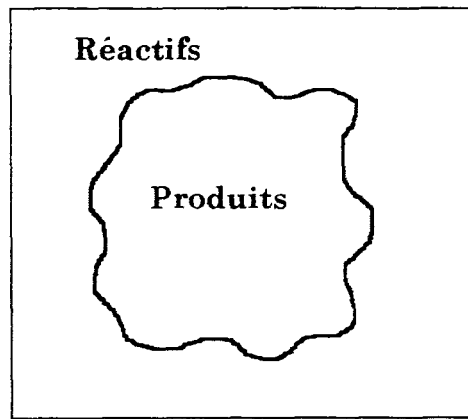


Figure. I-9. La flamme sphérique

Les flammes sphériques sont obtenues dans une enceinte fermée remplie d'un mélange réactif. La turbulence est générée au moment du remplissage ou par des hélices de ventilateurs. Ici, le problème est que les conditions dans les gaz frais changent avec le temps. Au fur et à mesure que le front de flamme s'étend, la courbure du front de flamme diminue, les gaz frais sont comprimés et leur température augmente. Cette configuration pose en plus certaines difficultés de mesures. D'une part la présence de l'enceinte gêne l'accès des moyens de mesure, d'autre part, la courte durée de la combustion peut limiter l'acquisition des données.

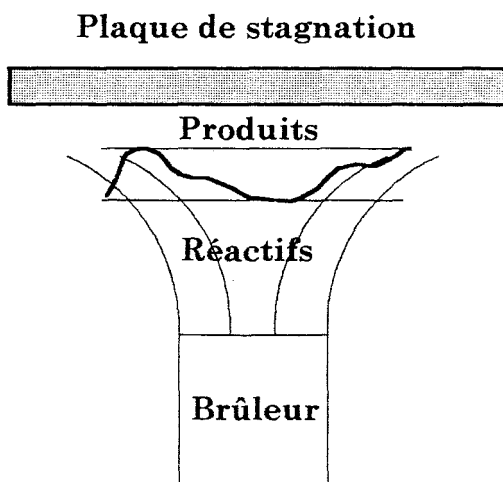


Figure. I-10. La flamme de stagnation.

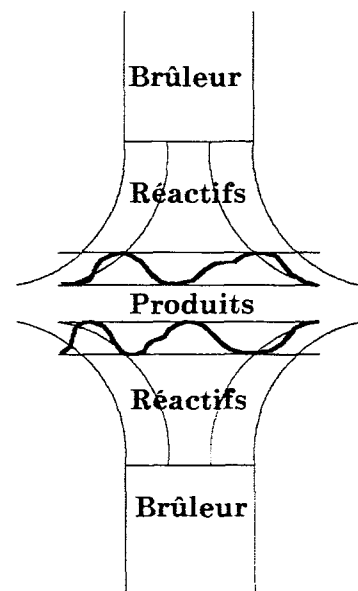


Figure. I-11. La flamme à jets opposés

Enfin, une flamme peut être stabilisée dans un écoulement à point d'arrêt. La Figure. I.10 montre le cas d'une flamme stabilisée dans un écoulement arrêté par une plaque. Dans cette configuration, on observe que la flamme est en moyenne plane et

perpendiculaire à l'axe du jet. Cette géométrie particulière élimine les problèmes rencontrés dans le cas de la flamme de Bunsen et de la flamme en V, dans le sens où la flamme stabilisée par une plaque est soumise aux mêmes conditions d'écoulement et n'est accrochée à aucun support matériel. La flamme est stabilisée aérodynamiquement. La position de la flamme est un équilibre entre la propagation du front de flamme vers les réactifs et la vitesse de l'écoulement vers la plaque. Les inconvénients de cette configuration viennent du fait que la plaque peut gêner l'accès de diagnostics optiques. En outre, la présence de la plaque, dans le cas où la flamme est proche de celle-ci, peut avoir une influence sur la combustion et être responsable de transferts de chaleur entre la flamme et la plaque.

Une variante de la flamme stabilisée par une plaque est la configuration à jets opposés telle que le montre la (Figure. I.11). La plaque de stagnation est remplacée par un second jet, symétrique au premier. Cette configuration permet d'éliminer les problèmes liés à la présence de la plaque. Désormais, l'accès aux diagnostics optiques est plus important et les transferts de chaleur évitent. Les avantages de la configuration avec plaque sont conservés :

Les flammes sont planes, perpendiculaires aux jets et les conditions d'écoulement en amont du front de flamme sont identiques. En contrepartie, cette géométrie pose deux problèmes

-L'interaction des deux flammes, quand celles-ci sont proches du plan de stagnation.

-L'absence de surface matérielle dans l'écoulement occasionne une instabilité du plan de stagnation qui se traduit sous certaines conditions par un battement de la flamme.

Les investigations sur les flammes stabilisées dans un écoulement à point de stagnation sont récentes. Les auteurs se sont d'abord intéressés au cas des flammes laminaires; ce n'est qu'un peu plus tard que sont apparus les travaux sur les flammes stabilisées dans un écoulement turbulent.

II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II-1 description générale

Le dispositif expérimental dispose de:

- Bouteille de gaz de butane commercial.
- Brûleur, équipé d'un robinet qui sert à régler le débit par l'ouverture et la fermeture de ce dernier.
- Deux glissières assurent le déplacement suivant la profondeur et la longueur de la flamme ces glissières sont liées soit:
 - à un thermocouple type (k) à prise de température
 - à un anémomètre pour la mesure de la vitesse.
- Isolant : pour protéger les glissières de hautes température durant l'expérience.
- Une plaque peut se déplacer suivant la profondeur de la flamme à l'aide d'une glissière.

II-2 différents organes du dispositif expérimental:

A- Bouteille de gaz : remplie de butane commercial qu'à 85% de sa capacité pour éviter la haute pression à l'intérieur de la bouteille.

B- Flexibles.

C- Brûleur.

D- Le multimètre.

E- Le thermocouple.

F- Anémomètre: l'anémomètre est un appareil qui mesure la vitesse d'un écoulement de gaz.

G - Grilles de turbulence

Ce sont l'élément le plus important dans cette étude, on utilise trois différents types de grilles afin de faire ressortir l'influence de l'intensité de la turbulence sur la température de la flamme.

Dans notre expérience on a utilisé trois grilles avec les dimensions suivantes:

Grilles	M (mm)	D (mm)	D/M
P	2.40	2	0.83
G	3.52	3	0.85
M	4.54	4	0.88

Tableau 1 : caractéristiques géométriques des grilles.

M: maille.

D: diamètre.

$\sigma = D/M$.

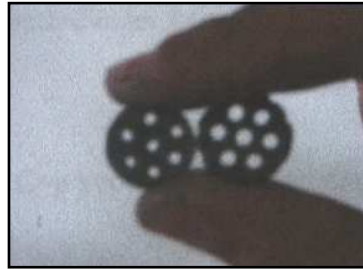


Figure. II-1. Grilles de turbulence.

H- Brûleur: Le brûleur est l'élément principal de l'équipement qui assure le mélange de combustion et du comburant (l'air) et la flamme dès l'allumage de ce dernier.

Le brûleur Bunsen est un outil communément utilisé pour l'étude des propriétés des flammes laminaires et turbulentes [14].

Dans notre étude on a utilisé un brûleur cylindrique qui assure la formation du pré mélange à des richesses différentes.

-longueur : 70mm

-diamètre intérieur : 13mm

-diamètre extérieur : 14mm

Le brûleur est constitué par un tube d'amené de pré mélange débouchant dans l'atmosphère, ce tube est équipé de six orifices d'amené de l'air.



Figure. II.2. Flamme stagnée par une plaque

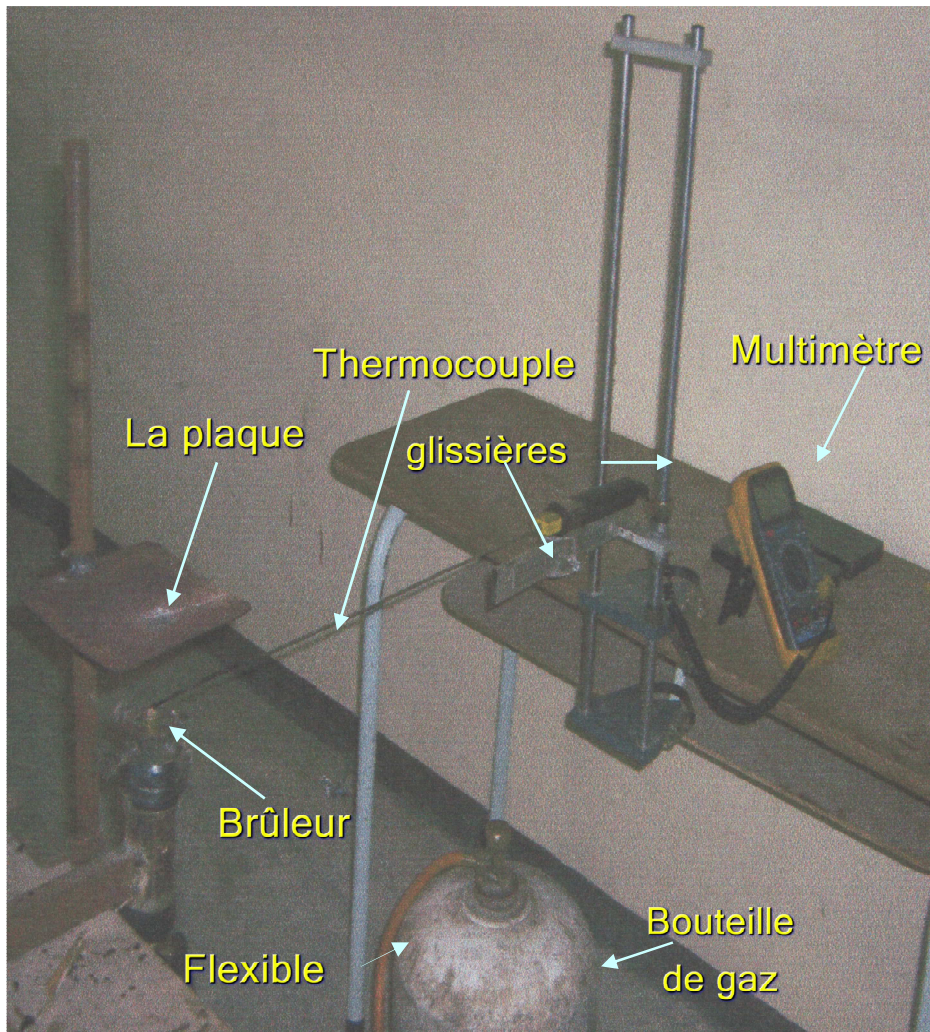


Figure.II.3. Dispositif expérimental.

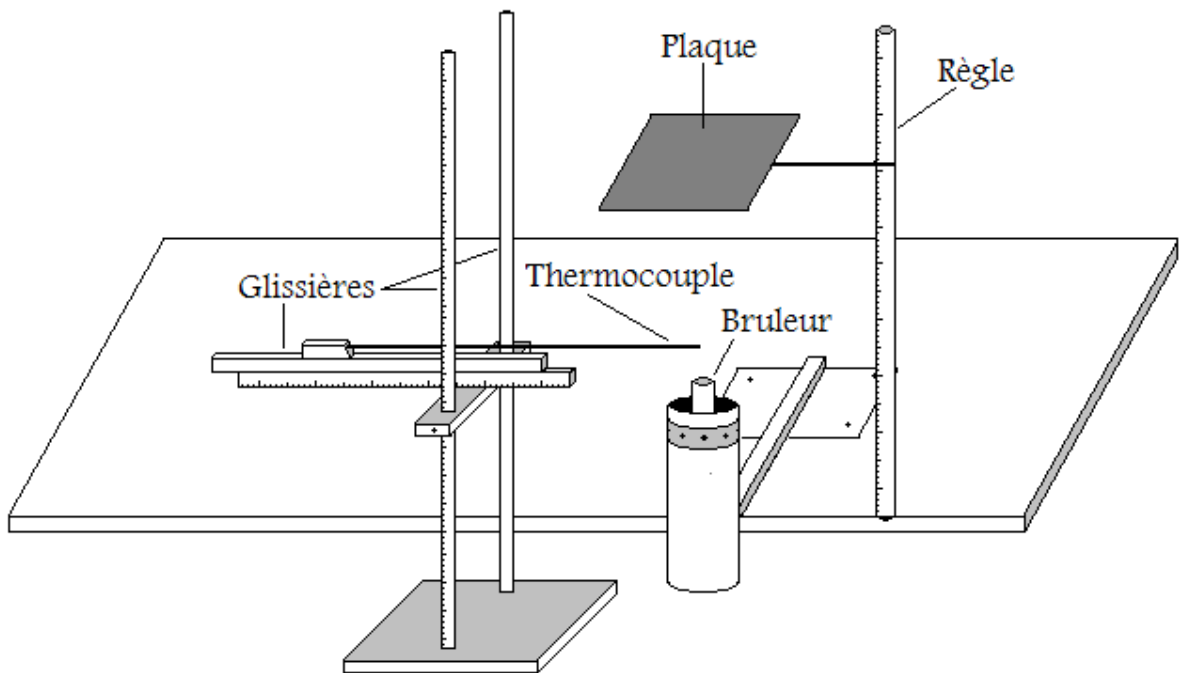


Figure.II.4. Schéma du dispositif expérimental.

III- Equations régissantes:

Les écoulements réactifs sont régis par les équations de l'aerothermochimie [29]. Elles expriment les équations de conservation de la masse totale, de la quantité de mouvement, des équations de bilan des espèces et de l'énergie.

III-1 Equation de continuité:

Cette équation exprimant la conservation de la masse est donnée comme suit:

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

III-2 Equations de transport de quantité de mouvement:

Les équations de quantité de mouvement moyennées de Navier Stokes, connues sous le nom de RANS, sont pour un fluide incompressible et Newtonien données comme suit:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u_i u_j}) + F_i \quad (\text{III-2})$$

F_i : forces de volume (force de gravite) suivant la direction i.

$-\overline{\rho u_i u_j}$: sont les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Pour les relier à l'écoulement moyen, on a recours au concept de Boussinesq qui permet de les exprimer en fonction des gradients de vitesses moyennes :

III-3. Les modèles de turbulence:

Il existe différents niveaux de modèles implantes dans FLUENT, se distinguant par leur degré de complexité, c'est-a-dire par le nombre d'équations de transport supplémentaires introduites pour les quantités turbulentes pour fermer le problème. Les modèles utilisés dans notre travail sont le modèle $k - \varepsilon$ standard a deux équations et le modèle $k - \varepsilon$ réalisable a deux équations.

III-3-1 Le modèle $k - \varepsilon$ Standard:

Ce modèle [3] est basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique de la turbulence " k " et son taux de dissipation " ε ".

a) Equations de transport du modèle k -a Standard:

L'énergie cinétique de la turbulence " k " et son taux de dissipation " ε ' sont obtenus par les équations suivantes:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (\text{III-3})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{III-4})$$

$$\text{Ou } G_k = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad \text{et} \quad \beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial(\rho)}{\partial T} \right)_p$$

L'ensemble des coefficients $C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$ est déterminé de manière empirique, alors que $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ sont des nombres de Prandtl turbulents relatifs au taux de dissipation, à l'énergie cinétique turbulente et à la température respectivement. Le tableau (III.1) donne les valeurs implantées dans le code FLUENT.

$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	σ_k	σ_ε
1.44	1.92	0.09	1	1.3

Tableau. III-1. Les valeurs implantées dans le code FLUENT.

b) Modélisation de la viscosité turbulente:

La viscosité turbulente (μ_t) est obtenue en combinant k et ε comme suit:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III-5})$$

Avec: $C_\mu = 0.09$

III-3-2 Le modèle $k - \varepsilon$ Réalisable:

Fluent fournit une autre variante du modèle $k - \varepsilon$ appelé $k - \varepsilon$ réalisable, le terme "Réalisable" signifie que ce modèle satisfait certaines contraintes mathématiques concernant les contraintes normales propres aux écoulements turbulents.

En prenant comme exemple, de la relation de Boussinesq, la contrainte normale de Reynolds dans un écoulement incompressible dans la direction (ox) s'écrit:

$$\overline{u'^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{III-6})$$

Avec: $\nu_t = \mu_t / \rho$

On peut remarquer que la contrainte normale $\overline{u'^2}$, qui est par définition positive peut être dans certain cas négative quand les contraintes satisfont la relation suivante:

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial x} > \frac{1}{3C_\mu} \approx 3.7$$

La même chose pour l'inégalité de Schwarz pour les contraintes de cisaillements, $\overline{u'_i u'_j} \leq \overline{u_i'^2} \overline{u_j'^2}$, peut ne pas être satisfaite pour des taux de déformations moyens- assez grands.

Pour assurer la réalisabilité (contraintes normales positives et la satisfaction de l'inégalité de Schwarz) on fait varier C_μ en fonction de l'écoulement moyen et de la turbulence. Ceci est mis en évidence expérimentalement ou il est trouvé que C_μ n'est pas toujours constante.

a) Equations de transport du modèle $k - \varepsilon$ Réalisable:

Les équations de transport de k et ε sont comme suit:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (\text{III-7})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (\text{III-8})$$

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]$$

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$$

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

Où $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.9$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.2$

b) Modélisation de la viscosité turbulente:

La viscosité turbulente μ_t est obtenue en combinant k et ε comme suit:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III-9})$$

Bien que μ_t est calculée comme dans le modèle $k - \varepsilon$ Standard la différence réside dans le fait que C_μ est considérée non pas comme une constante mais comme une variable calculée comme suit:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}}$$

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}}$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k$$

$$\Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k$$

Avec: $A_0 = 4.04$, $A_s = \sqrt{6} \cos \phi$

$\bar{\Omega}_{ij}$: est le tenseur du taux de rotation moyen relatif à un repère tournant à une vitesse angulaire ω_k .

où

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W)$$

$$W = \frac{S_{ij}S_{ik}S_{ki}}{\tilde{S}}$$

$$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}$$

III-4 Equation de conservation de l'énergie:

L'équation de transport de l'énergie est présentée comme suit:

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i E)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \sum_j h_j J_j + u_j \tau_{ij} \right) + S_h \quad (\text{III-10})$$

Où k_{eff} est la conductivité effective ($k + k_t$, où k_t est la conductivité thermique turbulente)

Dans cette équation:

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2}$$

$$h = \sum_j m_j h_j$$

m_j : est la fraction massique de l'espèce j .

$$h_j = \int_{T_{eff}}^T C_{pj} \partial T \quad (T_{eff} = 298.15^\circ\text{k})$$

S_h est l'énergie due à la réaction chimique

h_j^0 est l'enthalpie de formation de l'espèce j et R_j est le taux volumétrique de création de l'espèce j .

III-5 Les équations de transport des espèces

La détermination de la fraction massique pour chaque espèce, Y_i , se fait par la solution de l'équation de transport de la $i^{\text{ème}}$ espèce, qui a la forme suivante:

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v Y_i) = - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \left(\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) Y_i \right) + R_i \quad (\text{III-11})$$

Y_i : La fraction massique de l'espèce i .

Sc_t : est le nombre de Schmidt turbulent

R_i : est le taux net de production par réaction chimique.

$D_{i,m}$: coefficient de diffusion de l'espèce i dans le mélange

Comme la somme totale des fractions massiques de toutes les espèces chimiques N dans le système

doit être égale à l'unité, la résolution ne se fait alors que pour $N-1$ espèces.

Calcul de la Masse volumique:

Dans ce travail, la masse volumique est calculée suivant une loi dite gaz parfait incompressible (incompressible Idéal Gaz). Celle-ci est donnée comme suite:

$$\rho = \frac{P_{op}}{RT \sum_i \frac{Y_i}{M_{w,i}}} \quad (\text{III-12})$$

R est la constante universelle des gaz, Y_i est la fraction massique de l'espèce i, $M_{w,i}$ est la masse molaire de l'espèce i, P_{op} est la pression ambiante (ici égale à la pression atmosphérique).

Le modèle Eddy Dissipation:

Ce travail traite les flammes turbulentes prémélangées. Notre choix s'est alors porté sur le modèle Eddy Dissipation pour la modélisation des taux de réaction.

Dans ce modèle la chimie est considérée très rapide par rapport à la turbulence. Dans ce cas la combustion n'est contrôlée que par la turbulence qui transporte et mélange les gaz frais froids avec les produits chauds dans la zone de réaction où la réaction s'effectue rapidement. La cinétique chimique dans ce cas peut être négligeable.

Le taux de production net $R_{i,r}$ de l'espèce i due à la réaction r est donné par le minimum des expressions suivantes:

$$R_{i,r} = v_{i,r}' M_{w,i} A \rho \frac{\varepsilon}{k} \min \left(\frac{Y_R}{v_{R,r}' M_{w,R}} \right) \quad (\text{III-13})$$

$$R_{i,r} = v_{i,r}' M_{w,i} A B \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\sum_p Y_p}{v_{j,r}'' M_{w,j}} \right) \quad (\text{III-14})$$

Où

Y_p est la fraction massique d'une espèce P dans les produits.

Y_R est la fraction massique d'une espèce R dans les réactifs.

A et B sont des constantes empiriques qui ont respectivement les valeurs 4.0 et 0.5.

$M_{w,i}$ est la masse molaire de l'espèce i.

I. Le code FLUENT:

Fluent est un logiciel de simulation de tous les écoulements de fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques, la cavitation, les écoulements dans les moteurs thermiques et les machines tournantes, et ce, pour des géométries complexes.

Ce produit dispose d'un outil de graphisme pour l'affichage des résultats et leur exploitation. Le code de calcul FLUENT comprend:

I.1. **Le solveur** : Le menu est tel que les opérations se font de gauche vers la droite, figure (4).

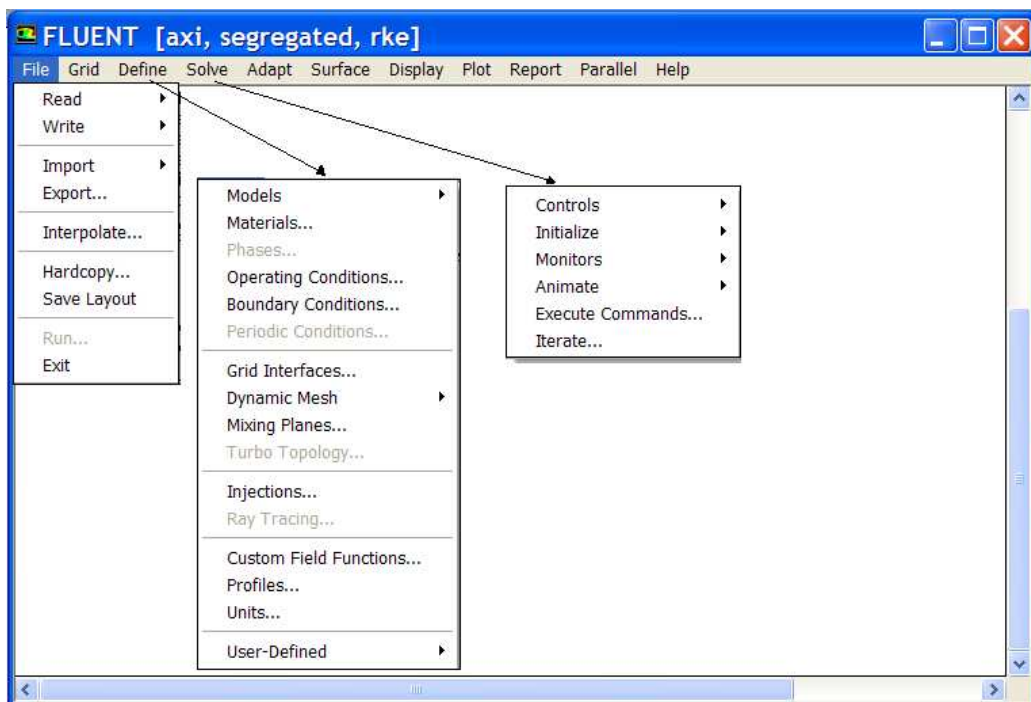


Figure.IV-1. Fenêtre de la résolution

- Importer et dimensionner le maillage.
- Sélectionner le modèle physique.
- Définir les propriétés des matériaux.
- Définir les conditions de calcul.
- Définir les conditions aux limites.
- Fournir une solution initiale.
- Régler les paramètres du Solveur.

- Régler le moniteur de convergence.
- Lancer le calcul et surveiller la solution.

La procédure de calcul est résumée selon l'organigramme suivant:

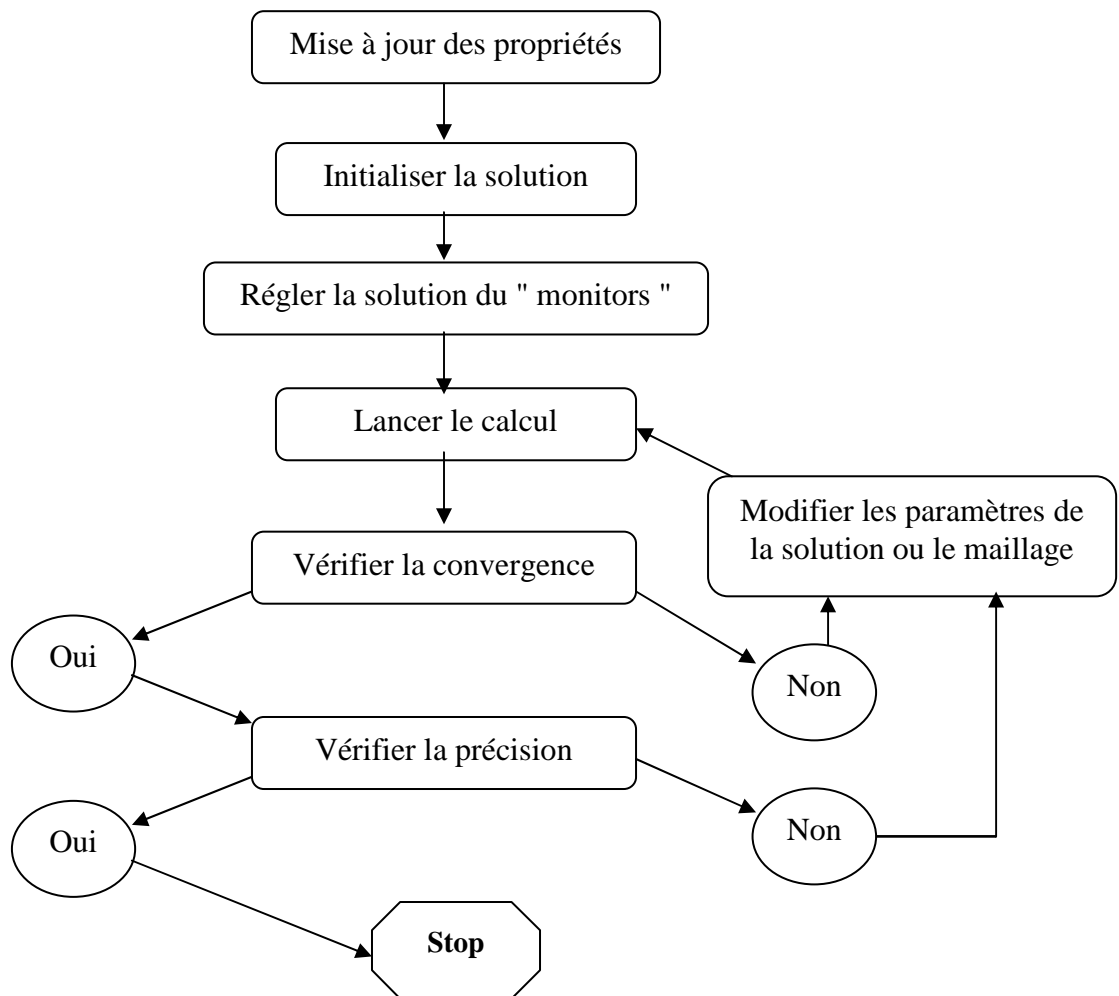


Figure.IV-2. Organigramme de calcul

I.2. Le post-Processing:

Il a pour rôle d'être en interaction avec le Solveur et d'effectuer l'analyse du problème converge.

- Il y a de nombreux outils de post-processing.
- Les fonctions de post-processing s'appliquent souvent aux surfaces et aux lignes.
 - Les surfaces sont créées automatiquement à partir de zones.
 - Des surfaces et des lignes additionnelles peuvent être créées.

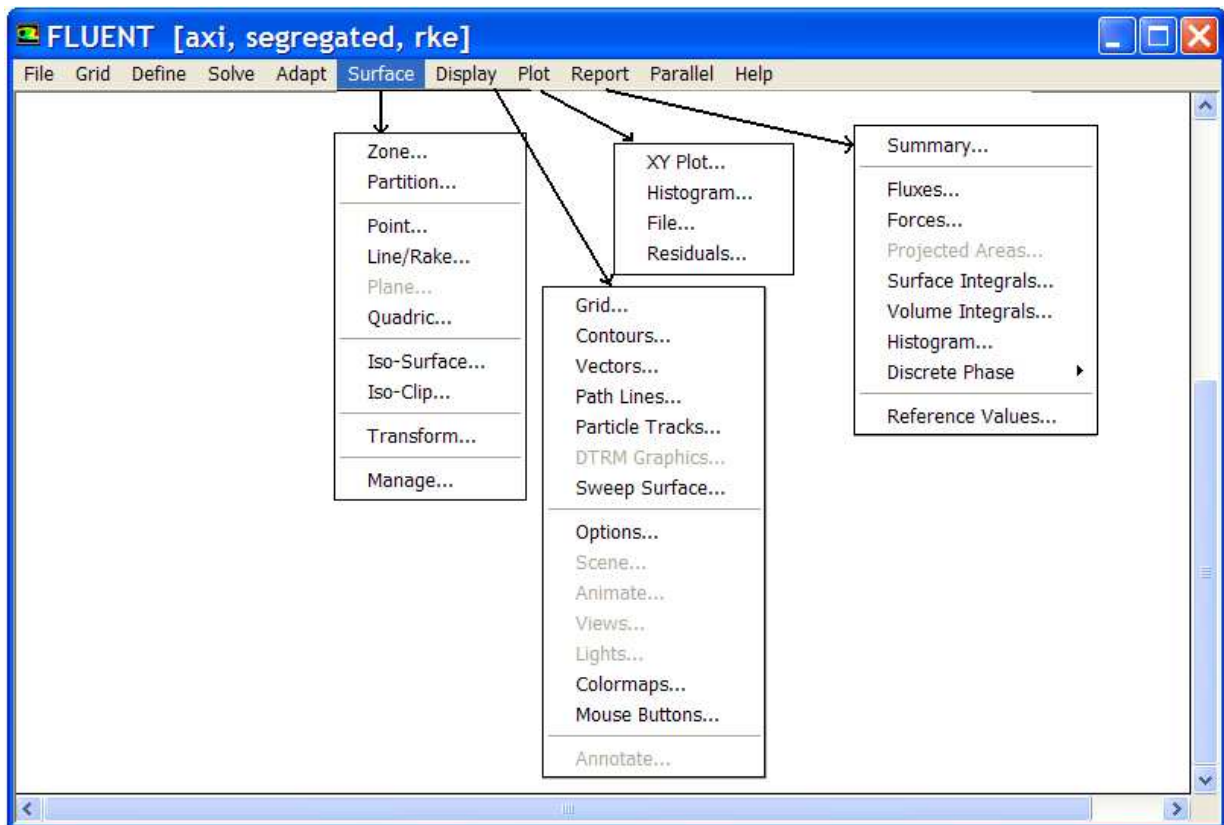
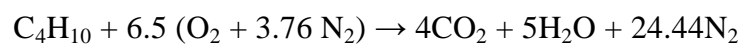


Figure.IV-3. Fenêtre de post-Processing.

II. Description du problème:

La géométrie considérée est similaire à celle d'un brûleur de type Bunsen (fig IV.4 et 5). Deux configurations ont été prises comme cas-test dans cette étude.

Dans un premier temps nous avons utilisé les données expérimentales pour valider nos résultats numériques concernant le jet axisymétrique à froid. Nous avons ensuite étudié l'effet de la turbulence sur le jet non réactif avec trois différentes intensités de turbulence (I_1 , I_2 , I_3) à la sortie du brûleur. Le fluide utilisé est le Butane-air pour les deux cas réactif et non-réactif. Dans ce travail, la supposition d'une réaction globale en une seule étape a été adoptée:



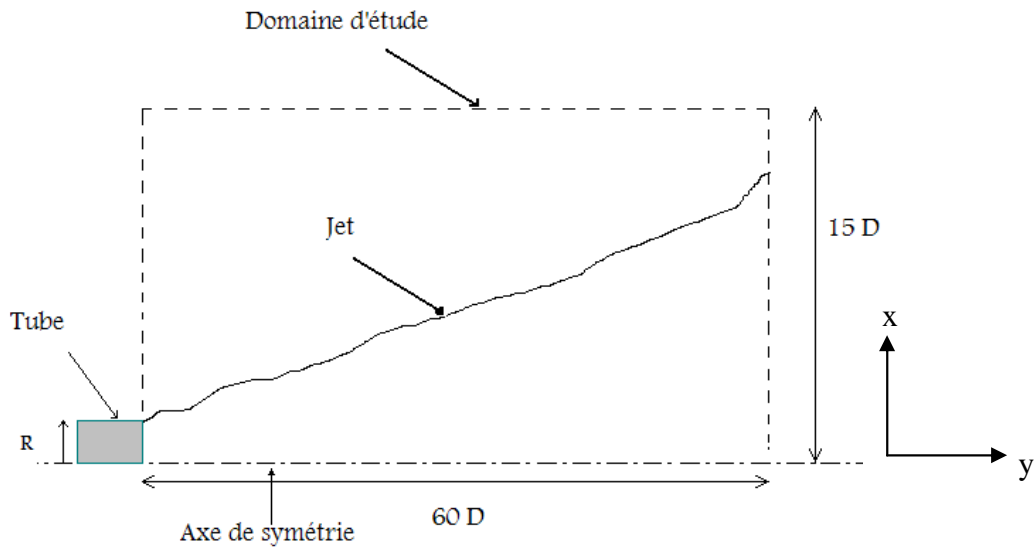


Figure. IV-4. La géométrie sans plaque.

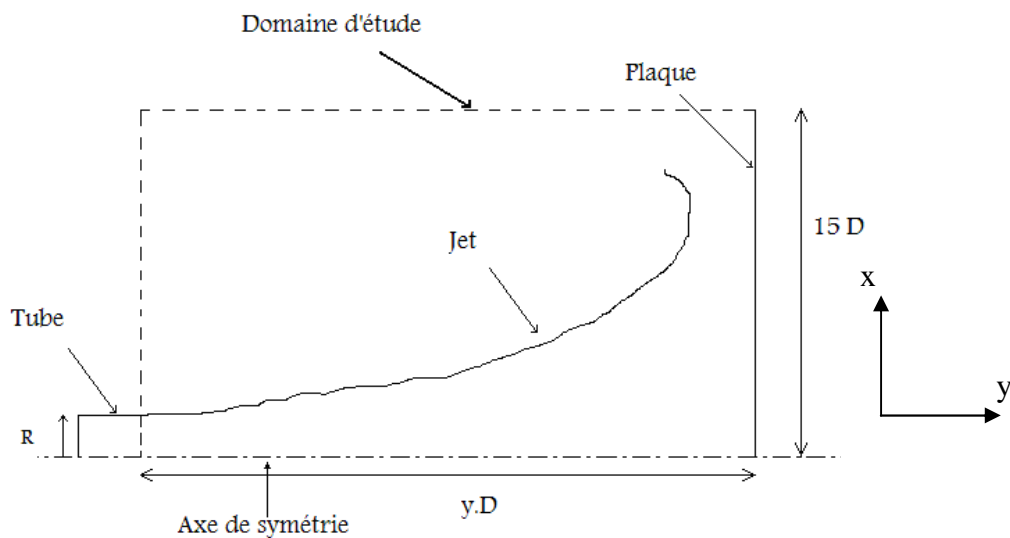


Figure.IV-5. La géométrie avec plaque.

III. Conditions aux limites et maillage

III.1 Conditions aux limites

Les conditions d'entrée de la vitesse sont basées sur des données expérimentales. Une frontière axisymétrique est choisie sur l'axe du brûleur. Pour les autres frontières on a opté pour des conditions de pression atmosphérique donnée. Cela permet l'entraînement libre de l'air par le jet.

Dans le cas de l'étude du jet réactif, les fractions massiques du mélange frais sont introduites comme suit:

$$Y_{C_4H_{10}} = 0.06 \quad (\text{kg de } C_4H_{10}/\text{kg de mélange})$$

$$Y_{O_2} = 0.218 \quad (\text{kg de } O_2/\text{kg de mélange})$$

Les différentes conditions aux limites sont schématisées dans les figures 6 et 7.

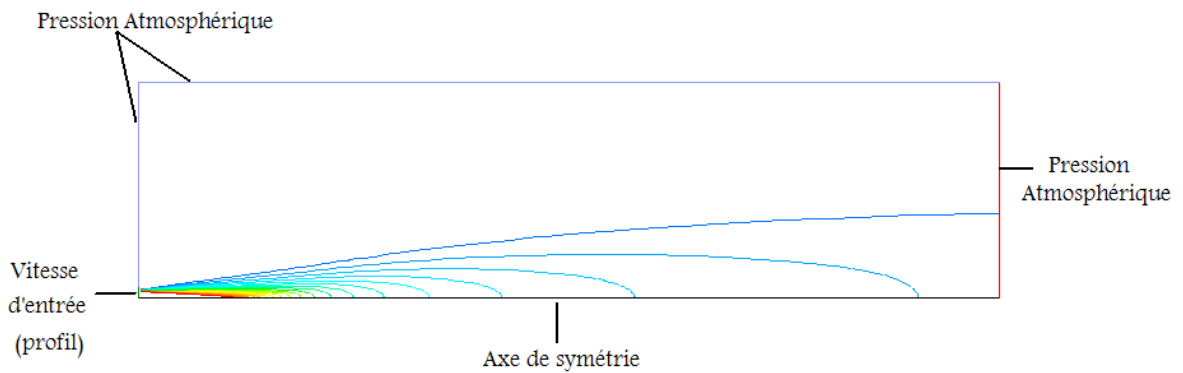


Figure.IV-6. Conditions aux limites dans le cas d'un jet libre.

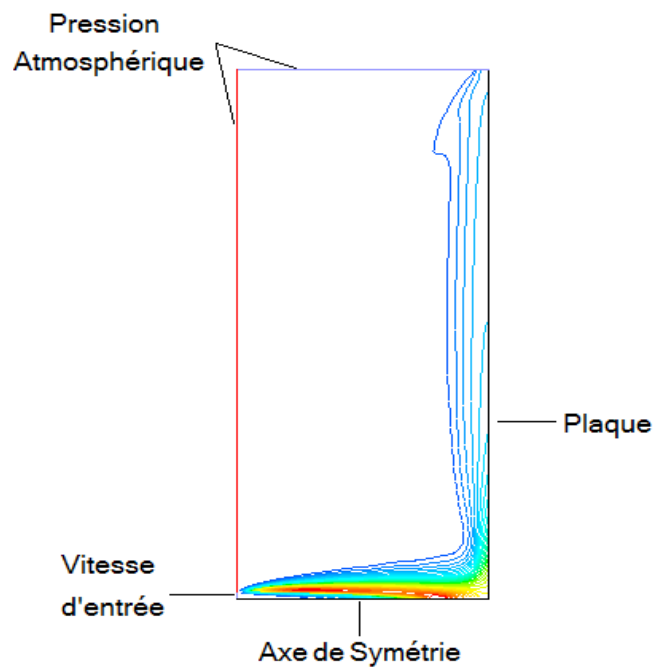


Figure.IV-7. Conditions aux limites dans le cas d'un jet stagné.

Les conditions de chaque cas sont résumées dans le tableau 1:

Diamètre du Brûleur D (mm)	13
Vitesse débitante U_0 (m/s)	4.9
Intensité de turbulence I (%)	$I_1=4.57$ $I_2= 6.5$ $I_3 =7.0$
Fluide	Cas de jet non réactif: $C_4H_{10}+Air$ Cas de jet réactif: $C_4H_{10}+Air$

Tableau. IV-1.

III.2 Maillage :

La configuration est axisymétrique. Le code Fluent utilise un système de coordonnées cartésiennes. Concernant le maillage, on a opté pour des formes de mailles quadrilatérales. Il est constitué de 5200 nœuds pour le cas libre et 20418 nœuds pour le cas stagné, (figure IV-8 et 9). Un raffinement des zones près de la sortie du brûleur a été envisagé pour prendre en compte les fortes variations se déroulant dans ces zones notamment les gradients de vitesse.

La définition de la géométrie et la génération du maillage ont été réalisées à l'aide du mailleur Gambit 2.0.4.

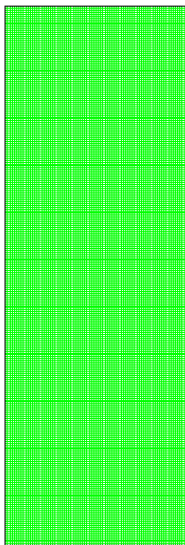


Figure. IV-8. Maillage dans le cas d'un jet stagné.

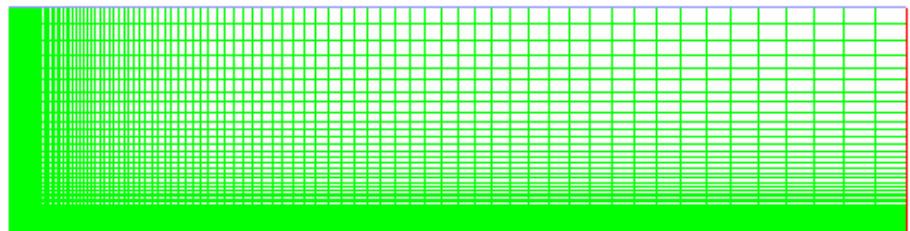


Figure. IV-9. Maillage dans le cas d'un jet libre.

III.3 Schémas de discrétisation:

Les schémas de discrétisation des différentes variables sont résumés dans le tableau IV-2 comme suit :

Variable	schémas
Pression	Standard
Quantité de mouvement	Décentré amont 2 nd ordre
Energie	Décentré amont 2 nd ordre
Energie cinétique turbulente	Décentré amont 2 nd ordre
Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	Décentré amont 2 nd ordre
Fractions massiques des espèces	Décentré amont 2 nd ordre

Tableau IV-2.

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première concerne l'étude du champ dynamique du jet turbulent axisymétrique à froid et la deuxième le champ thermique d'une flamme turbulente prémélangée stagnée par une plaque.

I Validation de la procédure de calcul

I.1 La dépendance du maillage:

La dépendance de la solution du maillage est étudiée en considérant 6 cas ayant différents nombres de nœuds allant de 5200 jusqu'à 36000 nœuds. Les résultats obtenus avec les différents maillages de la variation de la composante axiale de la vitesse en fonction de l'axe ont montré une allure presque identique des différentes courbes, figure V-4. La solution est effectivement indépendante du maillage.

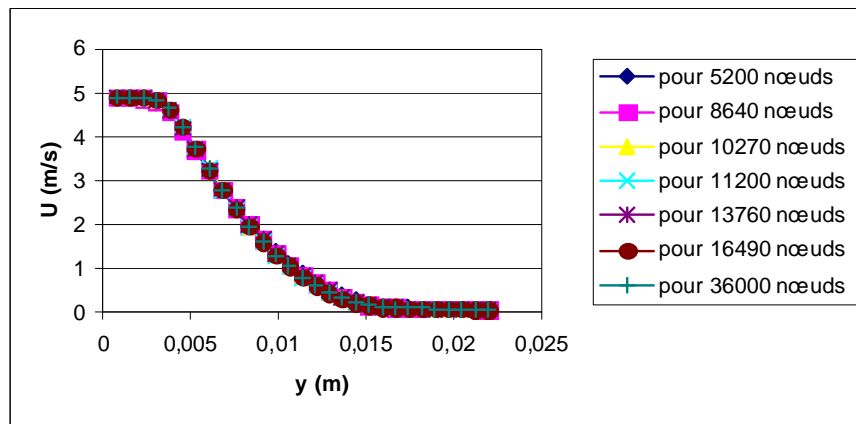


Figure.V-1. Evolutions de la vitesse axiale suivant y.

I.2. Champs de vitesse expérimental

I.2.1. Validation:

La validation de la procédure de simulation par de logiciel FLUENT a été établie. La figure. V-2 montre la variation de la vitesse axiale U normalisée par la vitesse à l'entrée en fonction de la distance x normalisée par le diamètre D. les résultats obtenus sont comparés à ceux issus de la campagne de mesures expérimentales. Un accord satisfaisant existe entre les résultats.

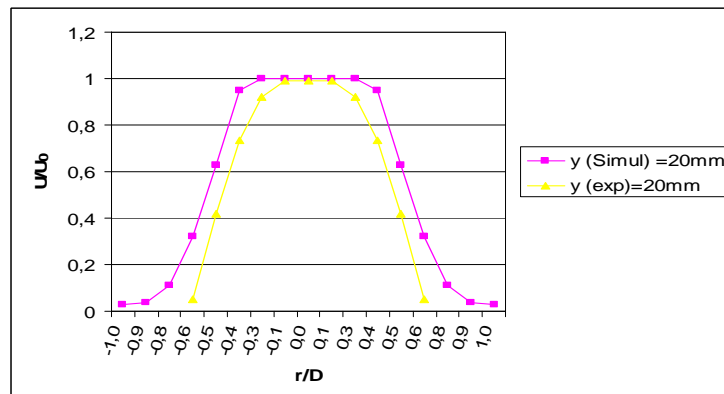


Figure. V-2 Profil axial de la composante axiale de la vitesse.

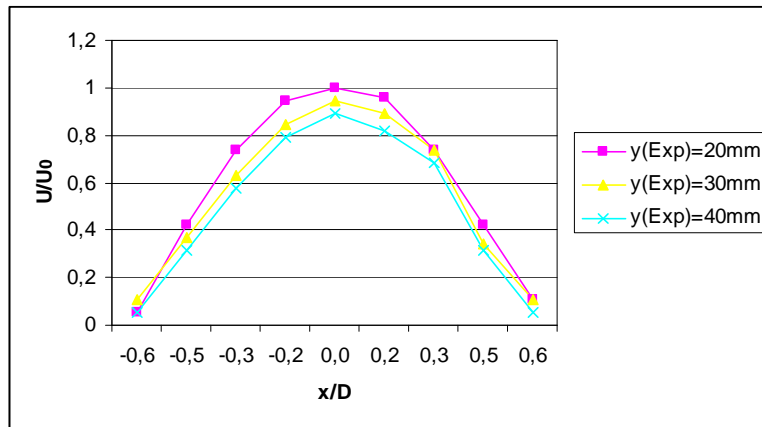


Figure. V-2a. Profil axial de la composante axiale de la vitesse $\phi = 0.000199 \text{ m}^3/\text{s}$.

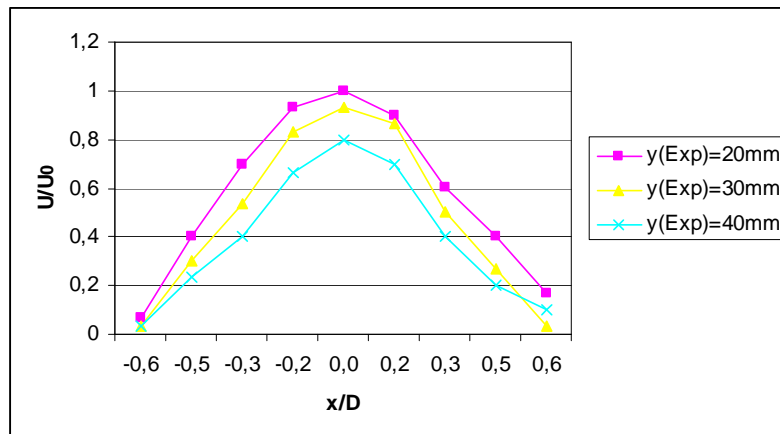


Figure. V-2b. Profil axial de la composante axiale de la vitesse $\phi = 0.000398 \text{ m}^3/\text{s}$.

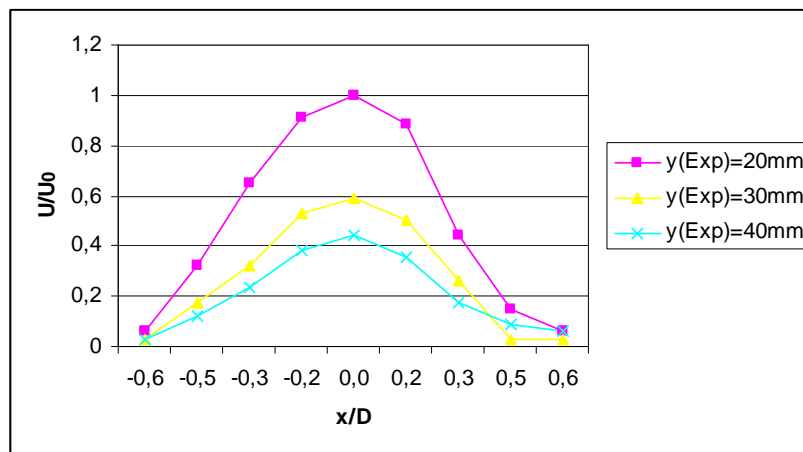


Figure. V-2c. Profil axial de la composante axiale de la vitesse $\phi = 0.000451 \text{ m}^3/\text{s}$.

Les figures V-2a, V-2b et V-2c, présentent des profils de vitesse moyenne adimensionnelle U/U_{axe} , en fonction des rayons adimensionnels x/D , pour différentes hauteurs (20, 30 et 40mm) et différents débits. La vitesse moyenne U sur l'axe du jet reste constante et égale à la vitesse d'injection des gaz à l'intérieur du cœur potentiel puis diminue suivant la direction radiale à cause de frottement avec l'air environnant.

II. Etude Numérique du champ dynamique:

Le but de cette étude est dans un premier temps de caractériser l'aérodynamique du brûleur à froid. Nous avons présenté pour trois différentes intensités (I_1 , I_2 et I_3) le champ de vitesses avec notamment les vitesses moyennes et fluctuantes, le taux de turbulence et l'énergie cinétique de la turbulence.

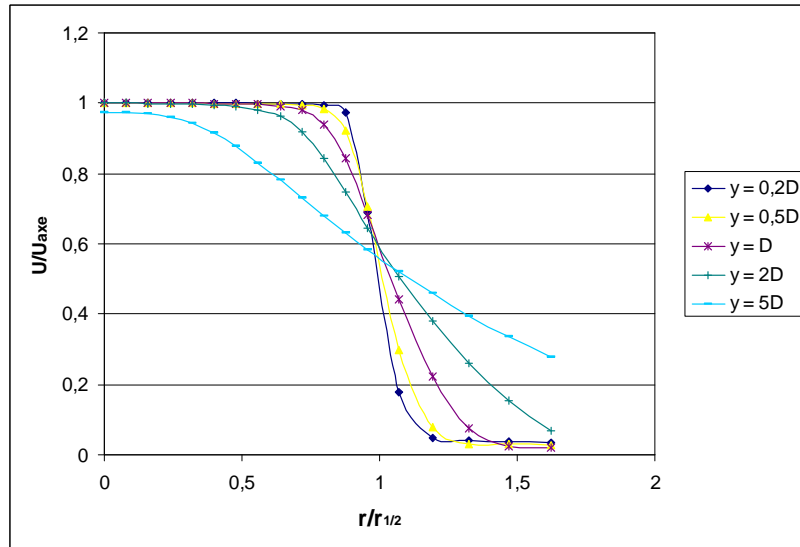


Figure. V-a. La variation de U/U_{axe} en fonction de $r/r_{1/2}$.

La figure V-a montre des profils en différentes positions (y/D), de la vitesse moyenne adimensionnelle U/U_{axe} , en fonction des rayons adimensionnels $r/r_{1/2}$. U_{axe} est la composante axiale de la vitesse sur l'axe et $r_{1/2}$ est la distance radiale de l'axe jusqu'au point où la vitesse U égale $0.5 U_{axe}$. La partie aplatie des profils, représentant la zone potentielle dans le centre du jet.

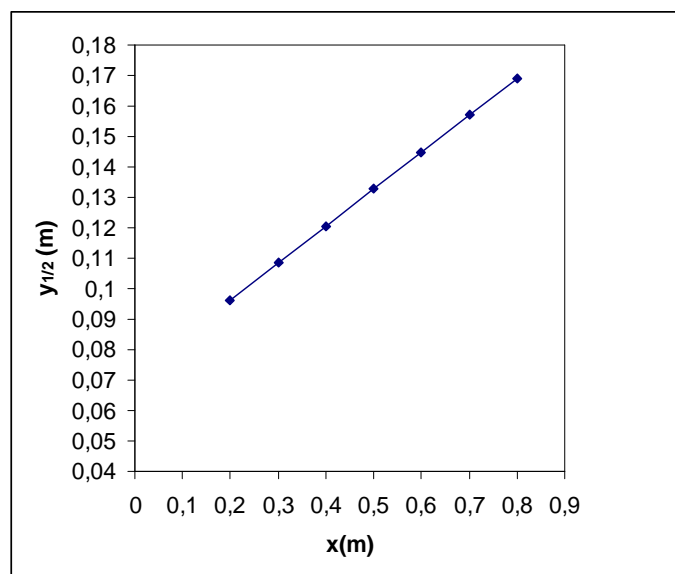


Figure. V-b. Taux d'épaissement du jet avec

le modèle $k - \varepsilon$ Standard, ($dy_{1/2}/dx = 0.1213$).

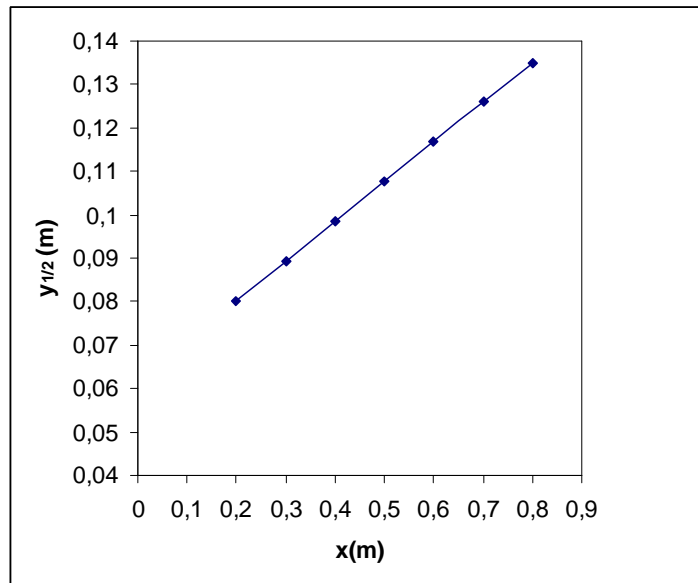


Figure. V-c. Taux d'épaississement du jet avec le modèle $k - \varepsilon$ Réalisable, ($dy_{1/2}/dx = 0.0913$).

Il est établi que le modèle $k - \varepsilon$ standard surestime le taux d'épaississement du jet rond d'environ 40 % [7], la valeur expérimentale étant égale à 0.086. Dans le présent travail, cette surestimation est confirmée. Dans la figure V-b elle est égale à 0.1213 (41 %) mais le modèle $k - \varepsilon$ Réalisable permet de diminuer cette surestimation car elle est évaluée, dans ce cas, à seulement 6 % (figure V-c).

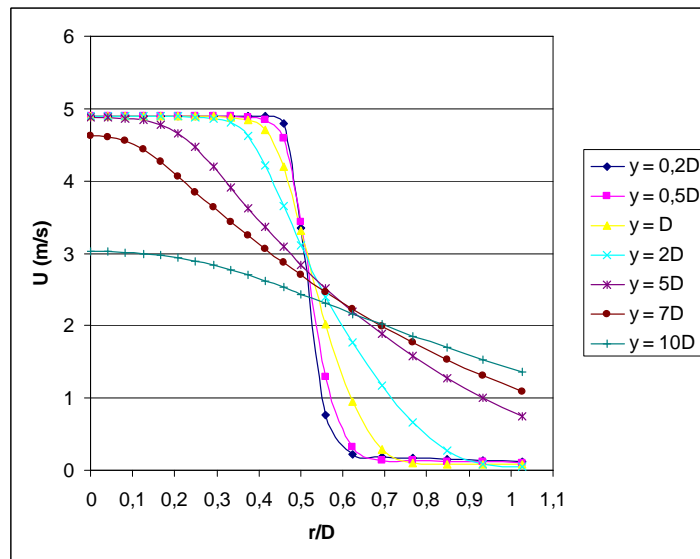


Figure. V-3. Profils axiaux de la vitesse pour différentes hauteurs (intensité I₁)

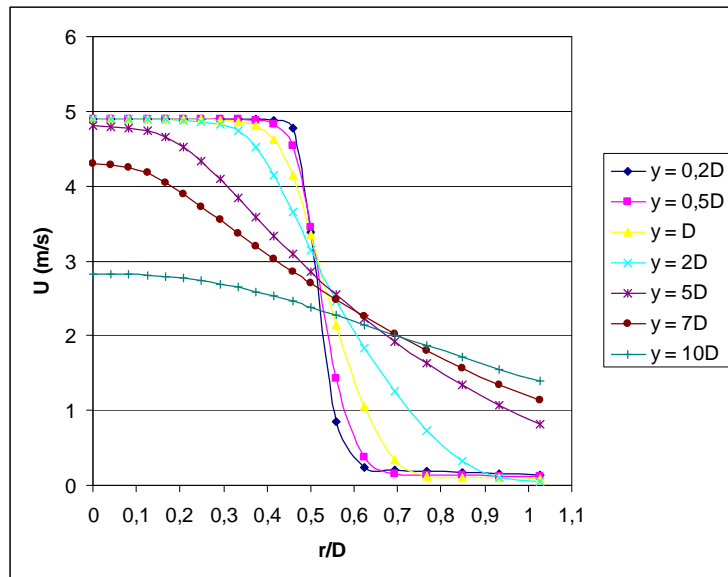


Figure. V-4. Profils axiaux de la vitesse pour différentes hauteurs (intensité I_2)

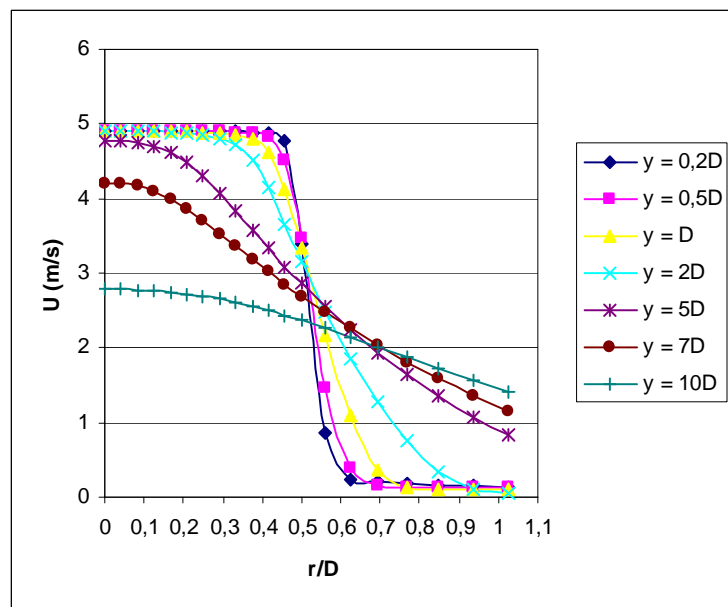


Figure. V-5. Profils axiaux de la vitesse pour différentes hauteurs (intensité I_3)

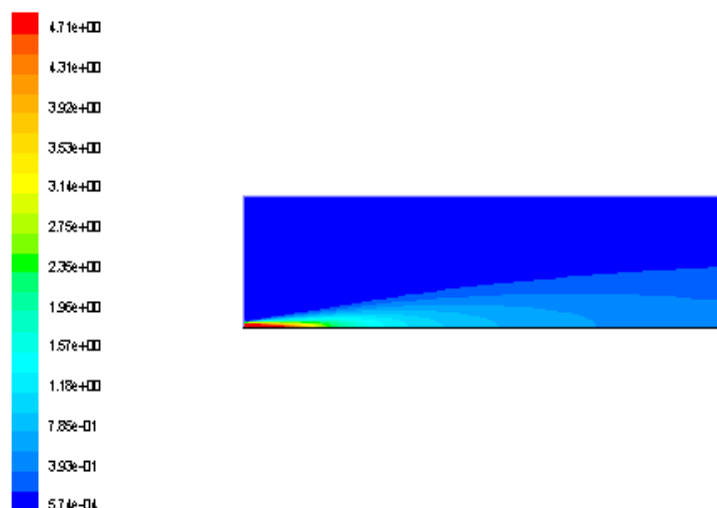


Figure. V-5'. Contour de la vitesse axiale U (m/s); (intensité I_1)

Les figures V-1, V-2 et V-3 illustrent la variation radiale de la composante axiale de la vitesse, pour les trois intensités (I_1 , I_2 , I_3) pour différentes hauteurs (positions axiales) allant de $0.2D$ à $10D$. La vitesse moyenne U sur l'axe du jet reste constant et égal à la vitesse d'éjection des gaz à l'intérieur du cœur potentiel puis diminue lorsque $y \geq 0.5D$.

De même les profils adimensionnels correspondants de U/U_0 (U_0 étant la vitesse débitante) en fonction de r/D sont représentés sur les figures V-6, V-7 et V-8. Les profils sont uniformes au centre pour des distances proches de la sortie du brûleur. C'est la région de la région potentielle. En revanche sur la périphérie du jet, la vitesse diminue suivant la direction radiale à cause frottement avec l'air environnant.

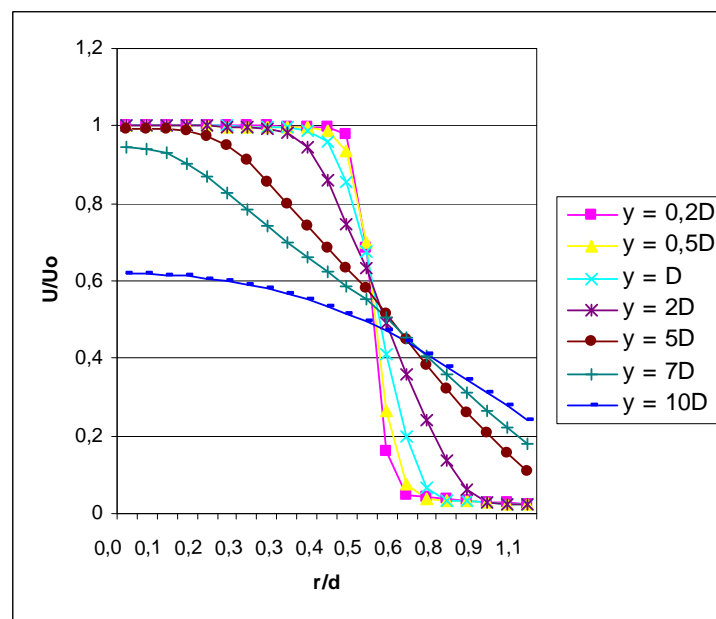


Figure. V-6. Profils radiaux adimensionnels de U/U_0 pour l'intensité I_1 .

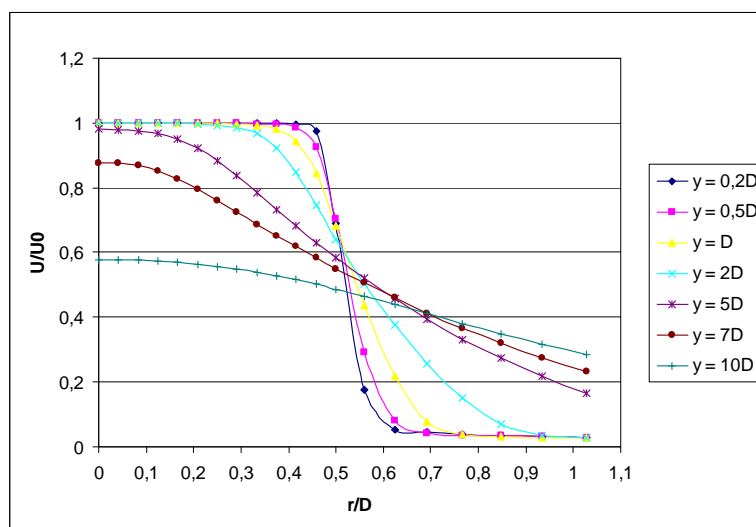


Figure. V-7. Profils radiaux adimensionnels de U/U_0 pour l'intensité I_2 .

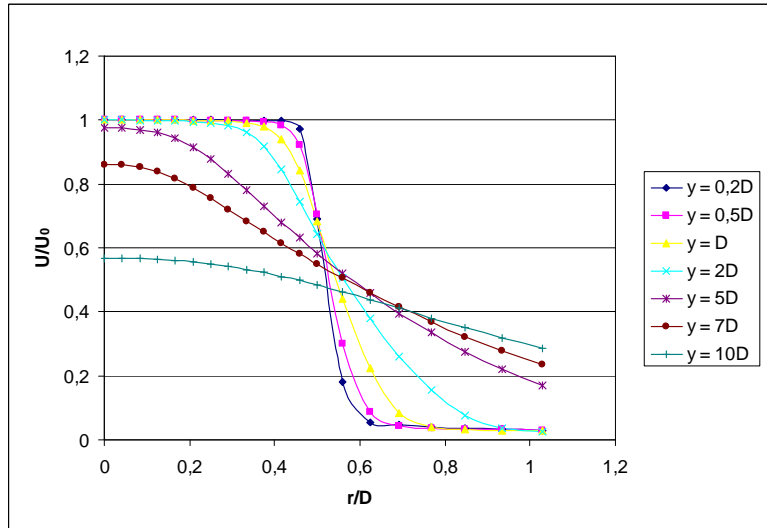


Figure. V-8. Profils radiaux adimensionnels de U/U_0 pour l'intensité I_3

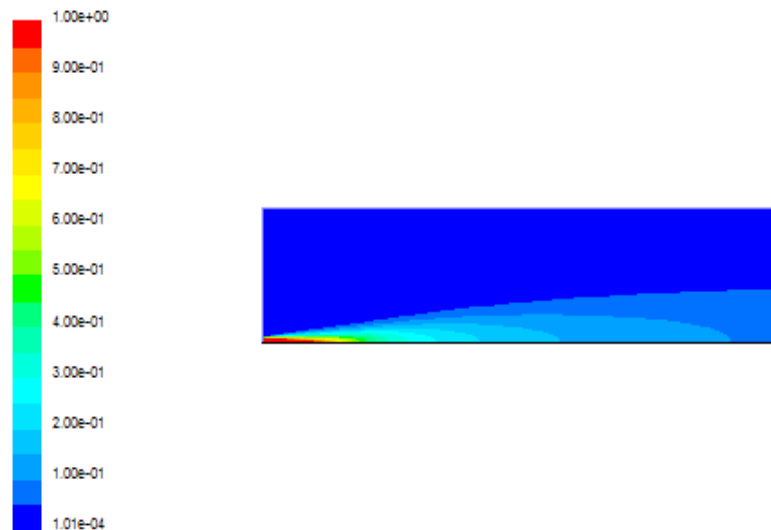


Figure. V-8'. Contour de la vitesse adimensionnel de U/U_0 ; (intensité I_1)

Les profils des figures V-9, V-10 et V-11, exprimant la variation radiale de la composante radiale de la vitesse pour les trois intensités montrent une augmentation rapide depuis l'axe jusqu'au bord du brûleur. Elle est due à la décélération de la composante axiale de la vitesse. La composante radiale doit, dans ce cas, augmenter pour satisfaire le principe de conservation de la masse. On note aussi que les ordres de grandeur de la composante radiale de la vitesse sont nettement inférieurs à ceux de la composante axiale.

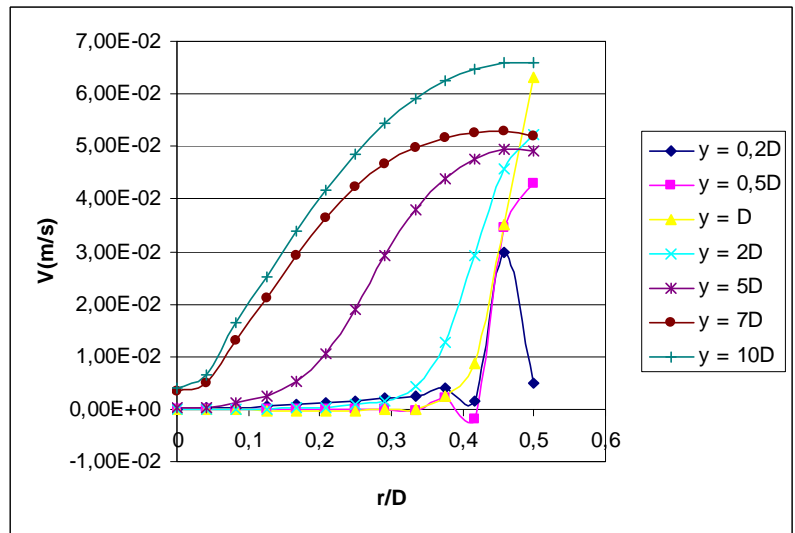


Figure. V-9. Profils radiaux de la vitesse pour différentes hauteurs, (intensité I_1)

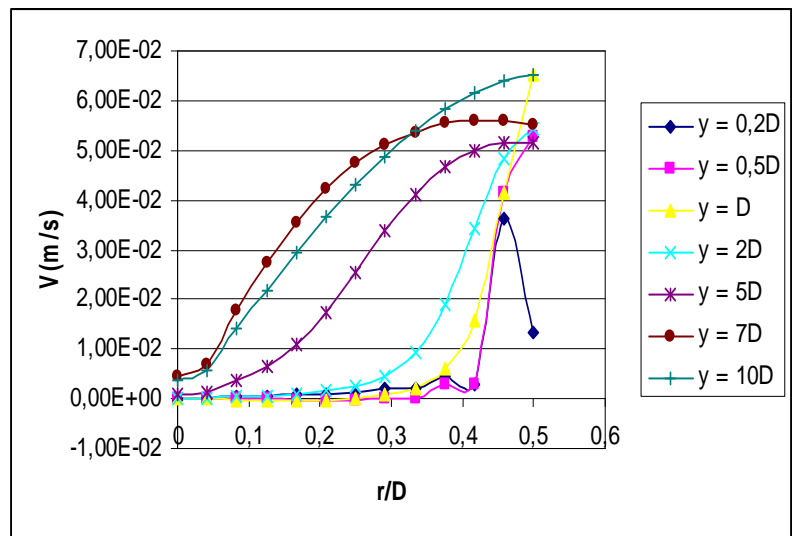


Figure. V-10. Profils radiaux de la vitesse pour différentes hauteurs, (intensité I_2)

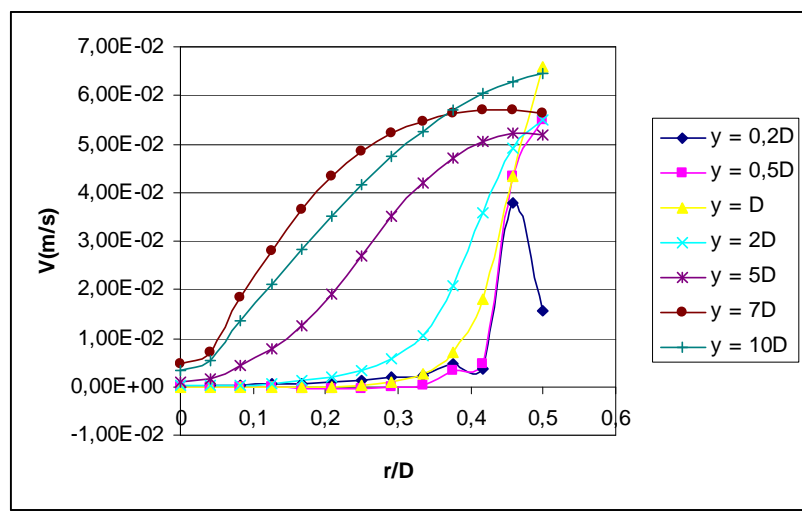


Figure. V-11. Profils radiaux de la vitesse pour différentes hauteurs, (intensité I_3)

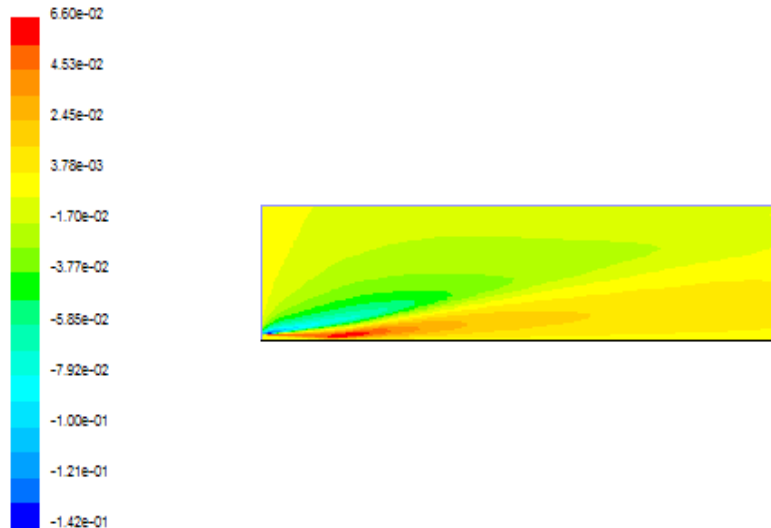


Figure. V-11'. Contour de la vitesse radial V (m/s); (intensité I_1)

La distribution suivant le rayon des fluctuations axiales dans les figures V-12, V-13 et V-14 et des fluctuations radiales dans les figures V-15, V-16 et V-17, indique que les fluctuations turbulentes augmentent sensiblement au bord du brûleur. Cette augmentation est due aux forts gradients de vitesse moyenne à cet endroit. En effet nous avons d'un coté la vitesse débitante du jet qui est maximale alors que celle de l'air environnant, de l'autre cote du brûleur, est nulle. On note aussi que plus l'écoulement progresse vers l'aval plus les profils ont tendance à s'étaler suivant le rayon d'ou l'épaississement du jet. La cause est due au phénomène de diffusion turbulence (la diffusion laminaire ou l'interaction moléculaire est en fait largement dominée) répandant la quantité de mouvement moyenne perpendiculairement à l'écoulement.

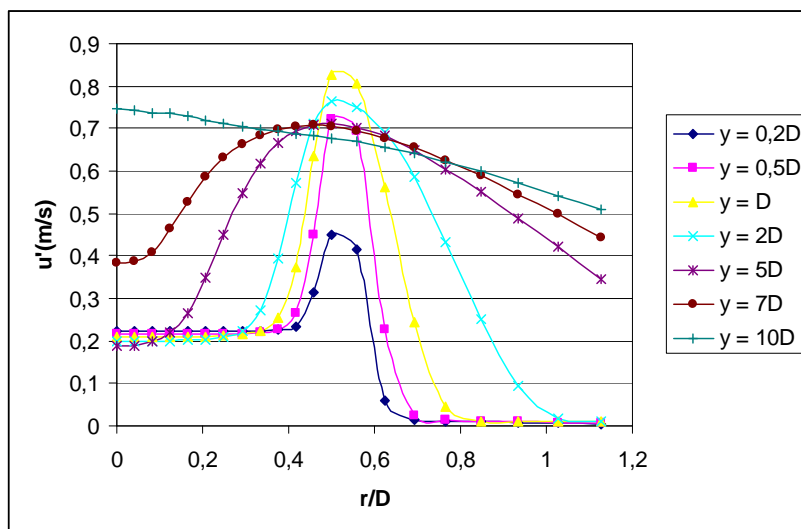


Figure. V-12. La fluctuation axiale u' pour différentes hauteurs, (intensité I_1).

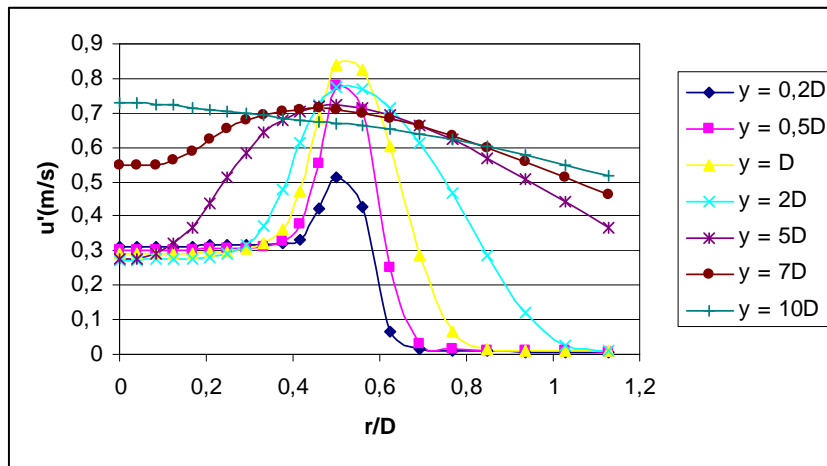


Figure. V-13. Fluctuation axiale u' pour différentes hauteurs, (intensité I_2).

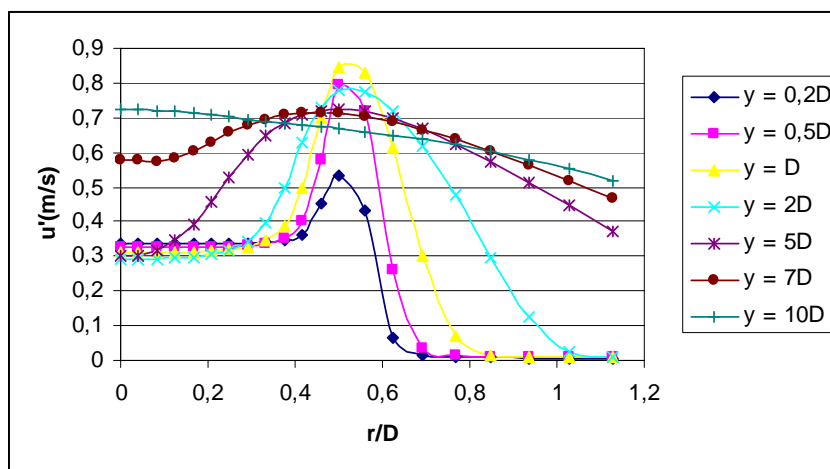


Figure. V-14. Fluctuation axiale u' pour différentes hauteurs, (intensité I_3).

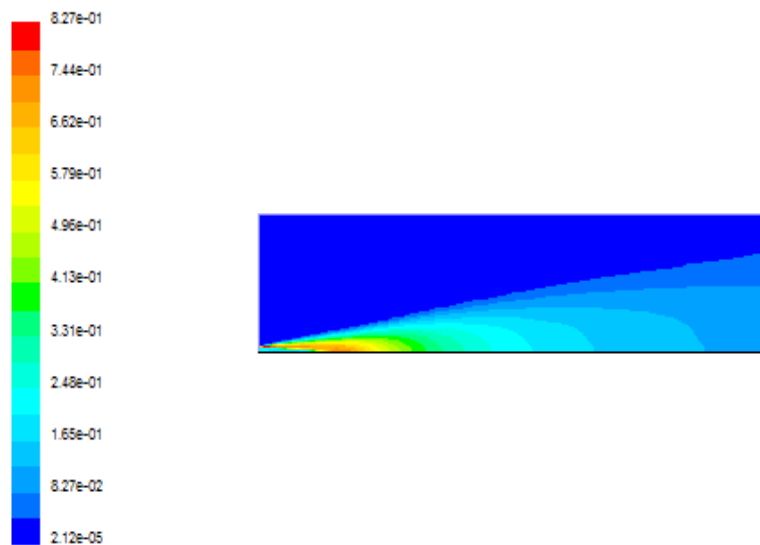


Figure. V-14'. Contour de la fluctuation axiale u' (m/s); (intensité I_1).

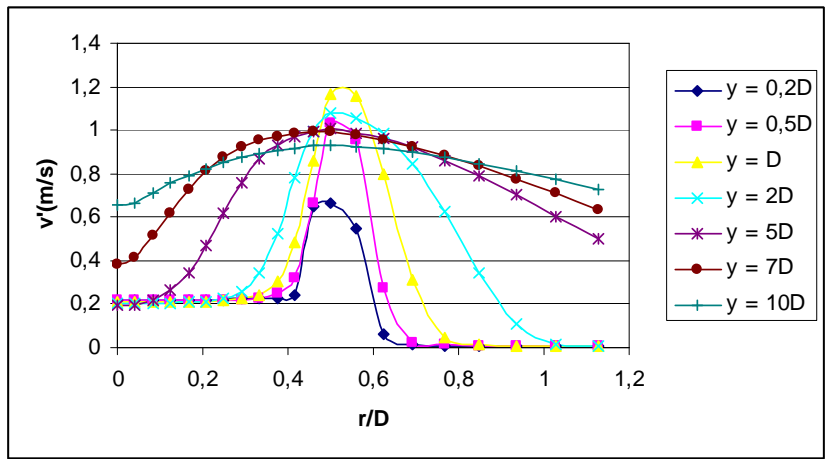


Figure. V-15. La fluctuation radiale v' pour différentes hauteurs, (intensité I_1).

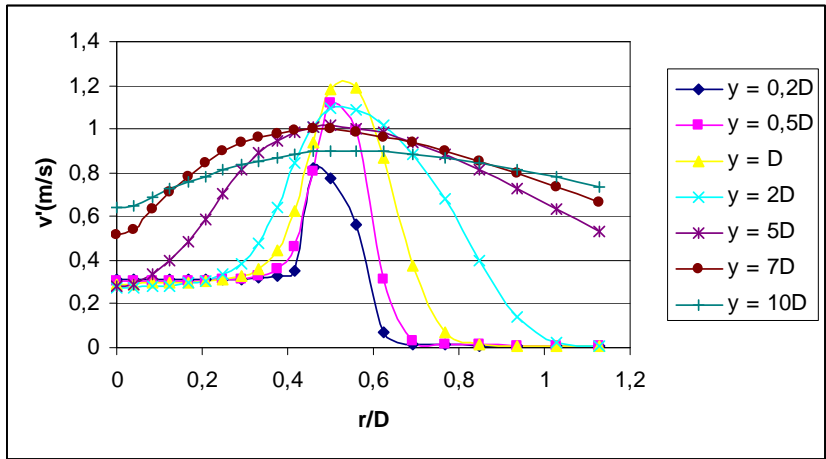


Figure. V-16. La fluctuation radiale v' pour différentes hauteurs, (intensité I_2).

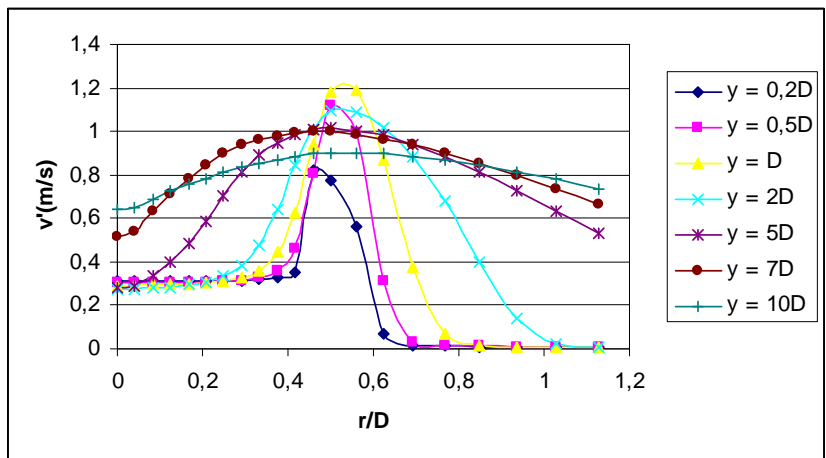


Figure. V-17. La fluctuation radiale v' pour différentes hauteurs, (intensité I_3).

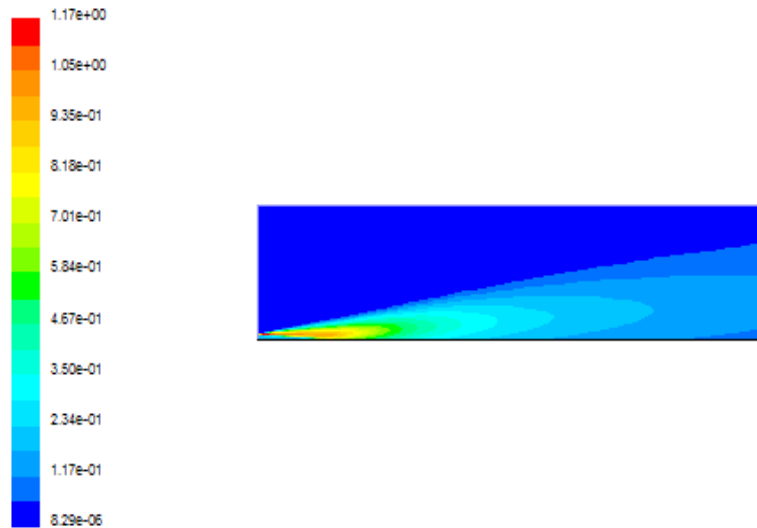


Figure. V-17'. Contour de la fluctuation radiale v' (m/s); (intensité I_1).

L'intensité de turbulence u'/U est relativement grande elle aussi au niveau du bord du brûleur figures. V-18, V-19 et V-20. On constate une augmentation de l'intensité sur l'axe (même chose pour les fluctuations axiales et radiales) bien qu'elle n'est pas produite localement. Ceci est le fait du transport de la turbulence des régions de forts gradients près du bord.

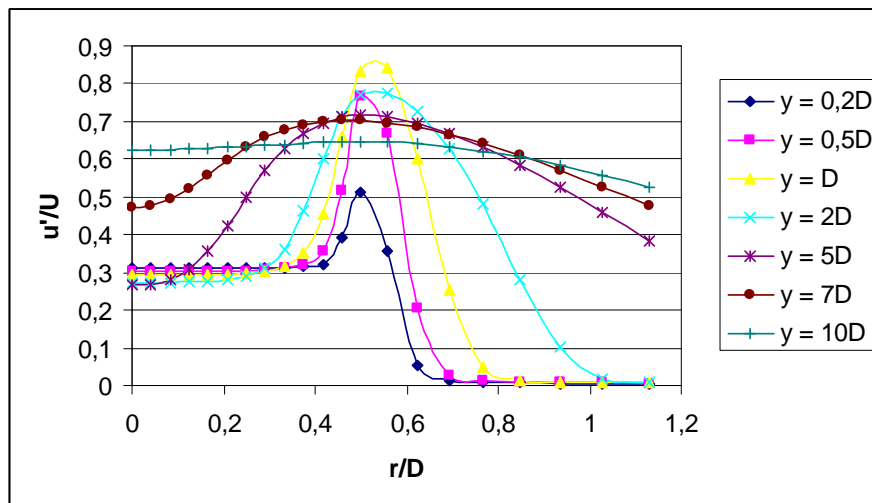


Figure. V-18. Intensité de la turbulence de u'/U pour l'intensité I_1 .

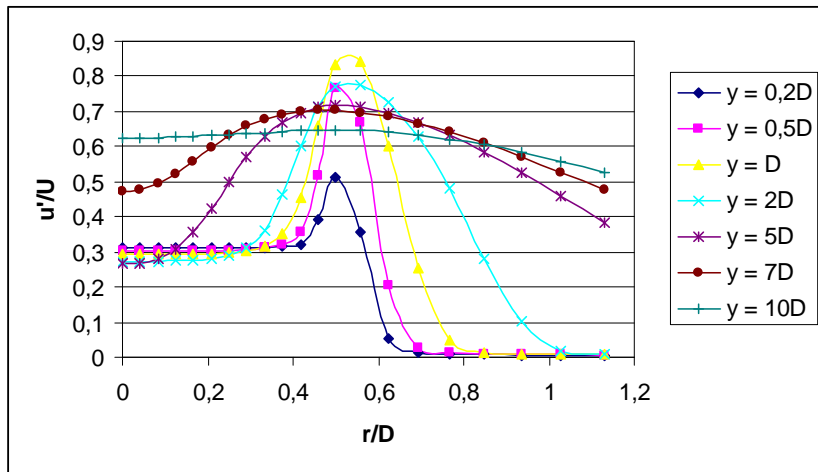


Figure. V-19. Intensité de la turbulence de u'/U pour l'intensité I_2 .

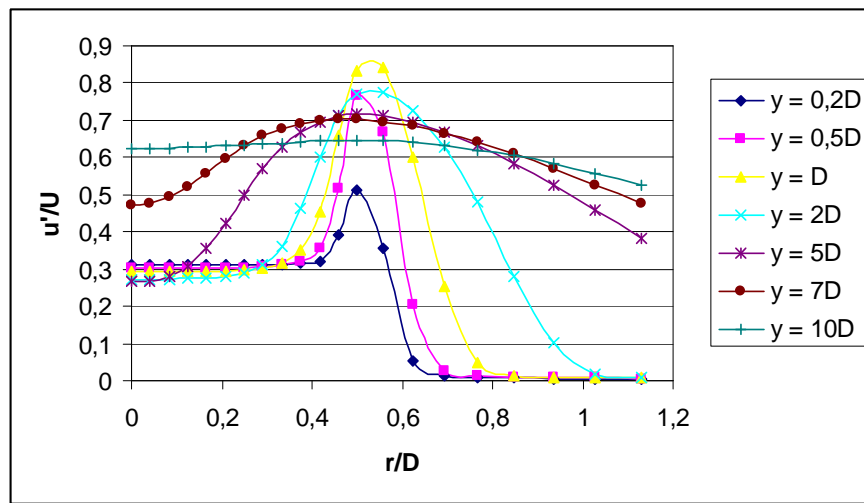


Figure. V-20. Intensité de la turbulence de u'/U pour l'intensité I_3 .

L'évolution radiale du rapport des fluctuations axiales et radiales (u'/v') à $y/D = 0.2$ de la sortie du brûleur, figure V-21, montre que l'écoulement dans cette zone est caractérisé par une turbulence plutôt isotrope pour les trois intensités (une turbulence isotrope est

$$\text{caractérisé par : } u'^2 = v'^2 = w'^2.$$

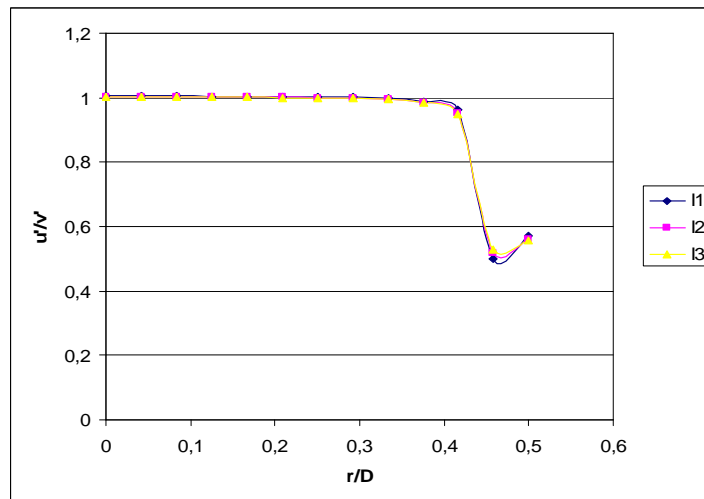


Figure. V-21. Rapport des fluctuations u'/v' à $y/D = 0,2$.

Le rapport de l'énergie cinétique turbulente sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente k/ε est montré en fonction du rayon dans la figure V-22. Ce rapport exprime un temps caractéristique des grands tourbillons dans l'écoulement turbulent. Les profils des trois intensités sont plats sauf dans la zone près du bord où elles diminuent sensiblement. Un temps court correspond à une intensité plus forte d'où le fait que le profil de l'intensité I_3 soit le plus bas.

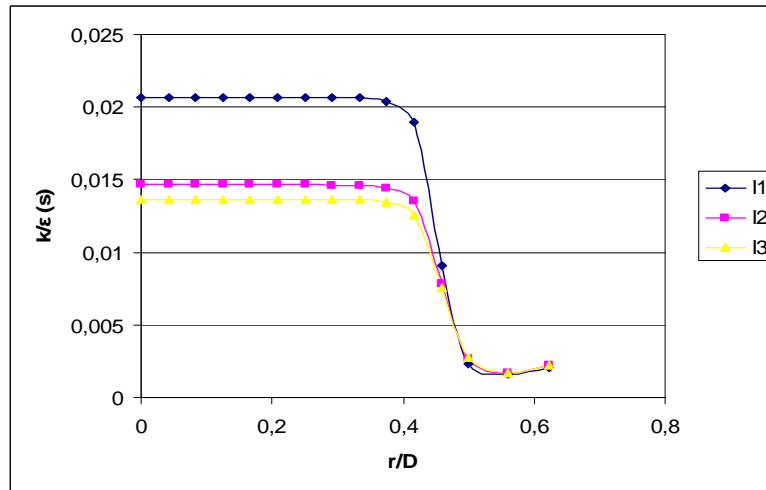


Figure. V-22. Le temps caractéristique k/ε des grand échelles à $y/D = 0,2$.

Les variations de l'intensité de turbulence u'/U , l'énergie cinétique de la turbulence k ainsi que le taux de dissipation de cette dernière ε , à $y/D = 1$, sont illustrées sur les figures V-23, V-24 et V-25. On peut remarquer deux zones : la première qui est au cœur du jet a une forme plate; après celle-ci une forte augmentation est observée dans la deuxième zone qui se situe près du bord du brûleur. Cela dénote d'une forte production de la turbulence au niveau du bord. Dans cette zone aussi on note que l'énergie cinétique moyenne a diminué par rapport à l'énergie cinétique turbulente, figure V-26.

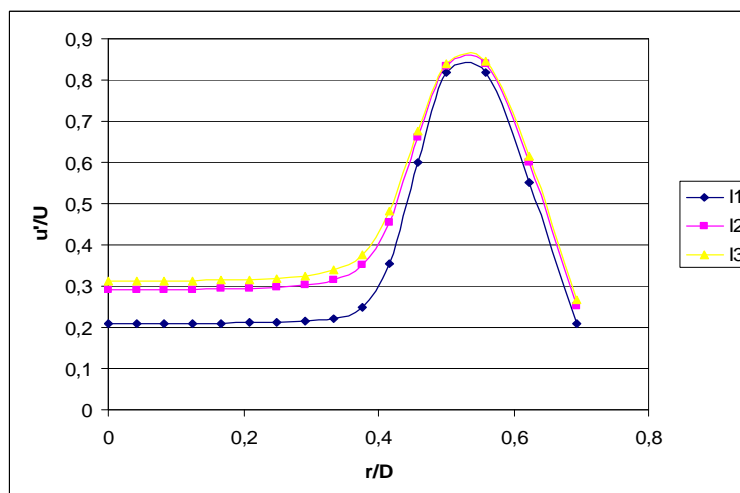


Figure. V-23. L'intensité de la turbulence de u'/U à $y/D = 1$

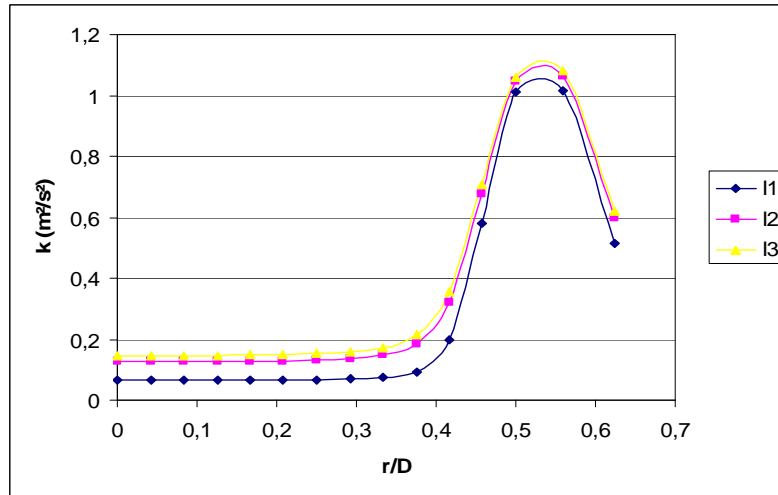


Figure. V-24. L'énergie cinétique turbulente k à $y/D = 1$

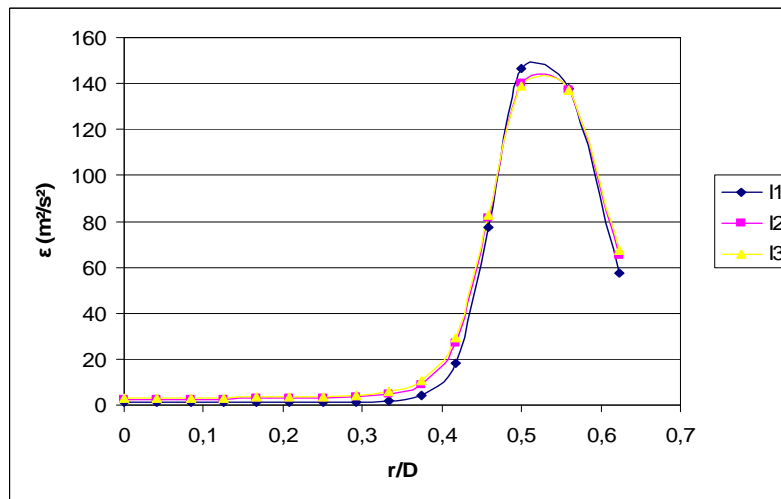


Figure. V-25. Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε à $y/D = 1$

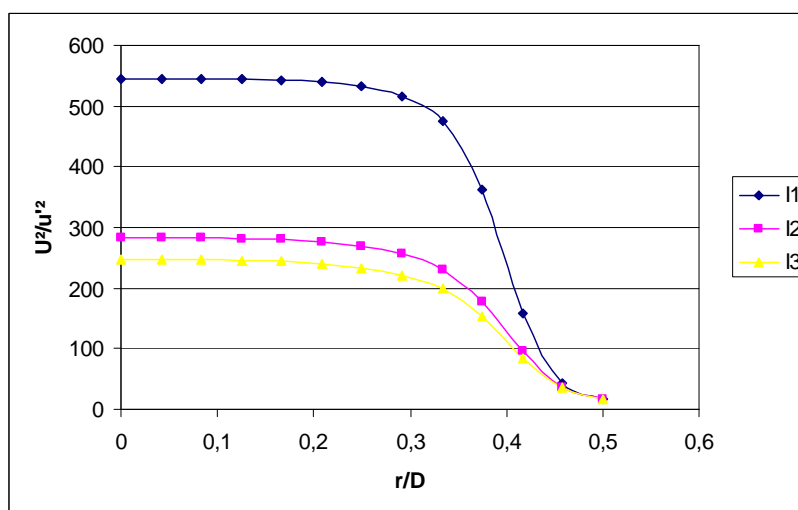


Figure. V-26. Profils radiaux de U^2/u^2 à $y/D = 1$.

La figure V-27, montre la variation axiale de la composante axiale de la vitesse adimensionnée par rapport à la vitesse débitante, pour les trois intensités. Les trois courbes ont tendance à décroître des la sortie du bruleur. Les cônes potentiels, bien qu'ils existent, sont d'une longueur assez courte

($y/D < 1$). Cette diminution est plus prononcée a une hauteur d'environs $y/D = 4$.

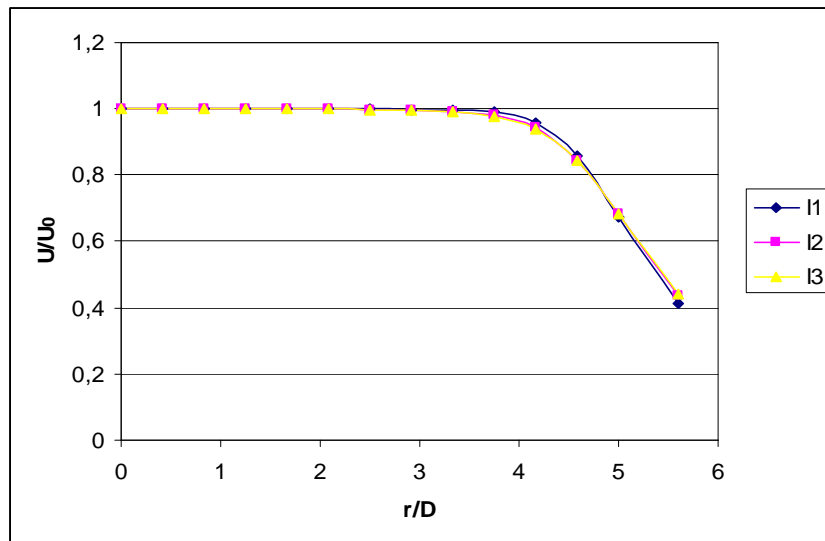


Figure. V-27. Profils radiaux adimensionnels de U/U_0 à $y/D = 1$

III. Etude du champ thermique:

III.1 Etude expérimentale du champ thermique:

Pour analyser les résultats avec plus de précision, nous présentons les résultats de température moyenne sous forme de profils radiaux (selon le rayon : axe x), et pour différentes hauteurs (selon l'axe Y). Plusieurs types de profils radiaux sont présentés pour analyser les différentes zones de réaction.

Les structures différentes d'une flamme obtenue pour différentes richesses ($\Phi = 0.9 \div 1.4$) seront mises en évidence. Ce domaine de mesure concerne la zone de réaction de la flamme qui représente les zones thermiques les plus intéressantes dans les flammes étudiées.

Les résultats sont présentés sous forme de champs bidimensionnels et de profils pour mettre en évidence les caractéristiques globales des cas étudiés.

III.1.1 Profils des températures

La Grille P:

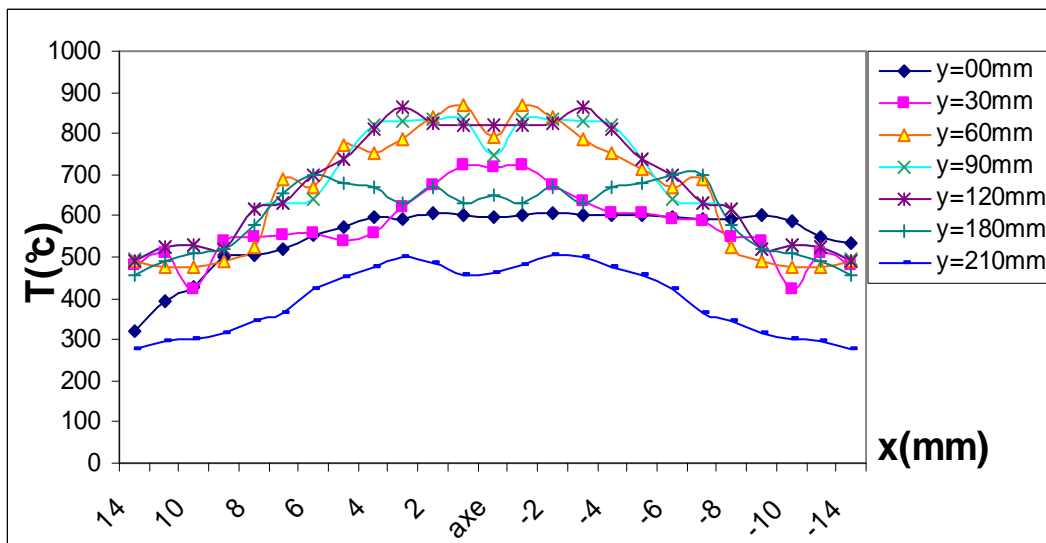


Figure. V-28. Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\phi = 0.9$, la plaque à 260 mm

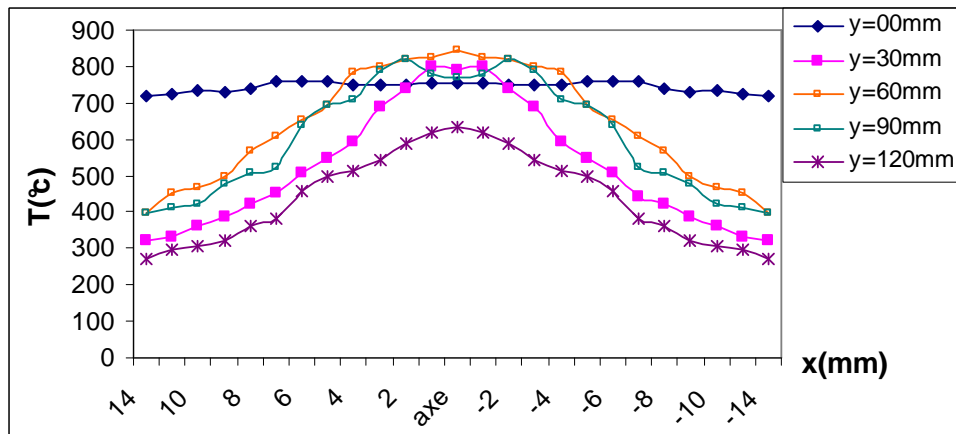


Figure. V-29. Profil de température en fonction de X (mm) en différentes stations (Y), $\phi = 0.9$, la plaque à 160 mm

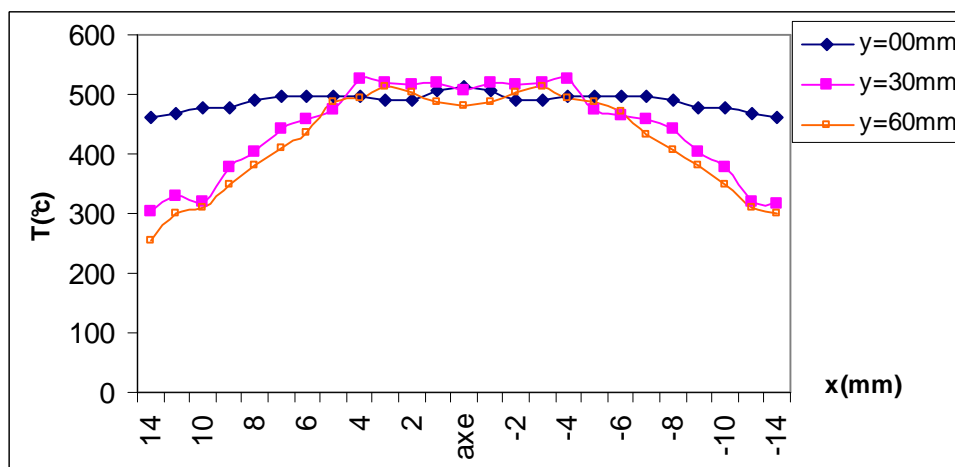


Figure. V-30. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\phi = 0.9$, la plaque à 60 mm

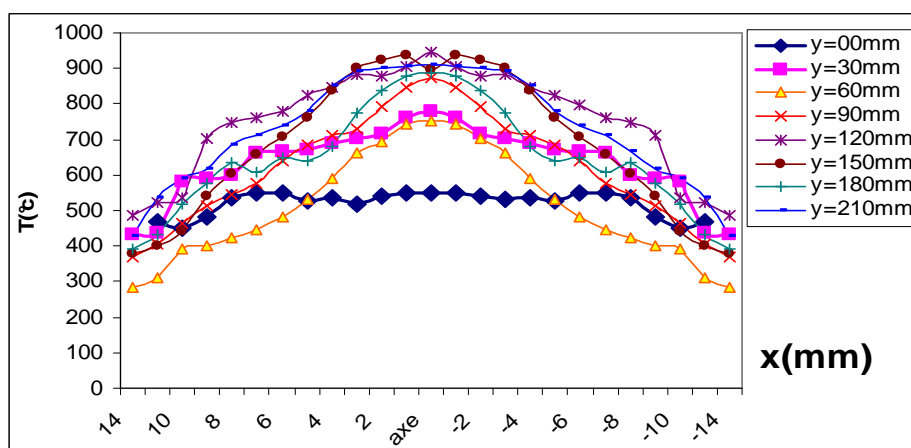


Figure. V-31. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\phi = 1.0$, la plaque à 260 mm

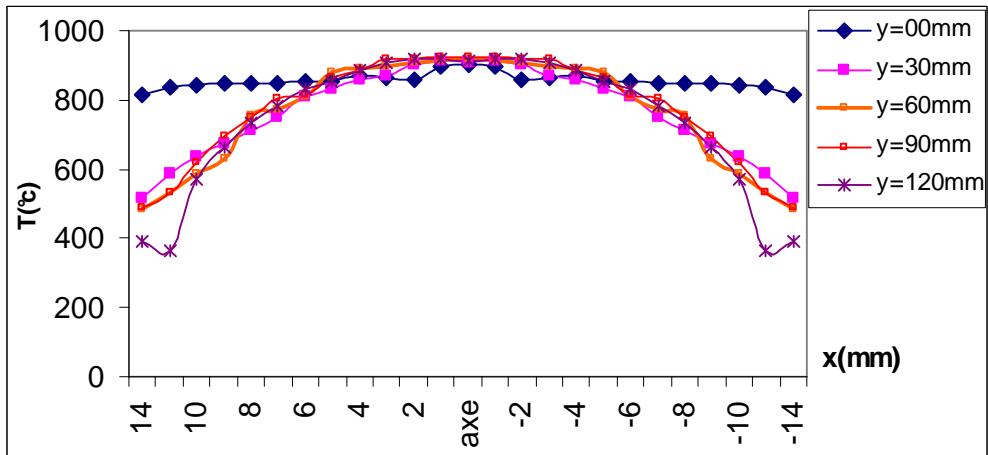


Figure. V-32. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 160 mm

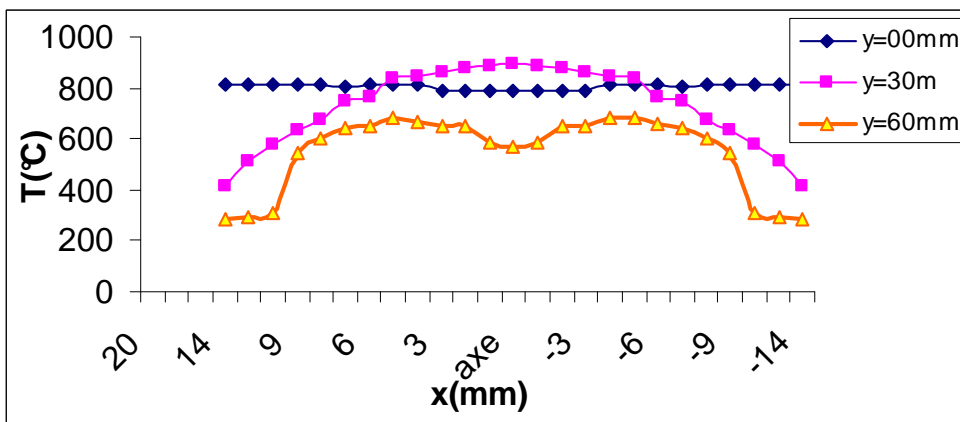


Figure. V-33. Profil de température en fonction de X (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 60 mm

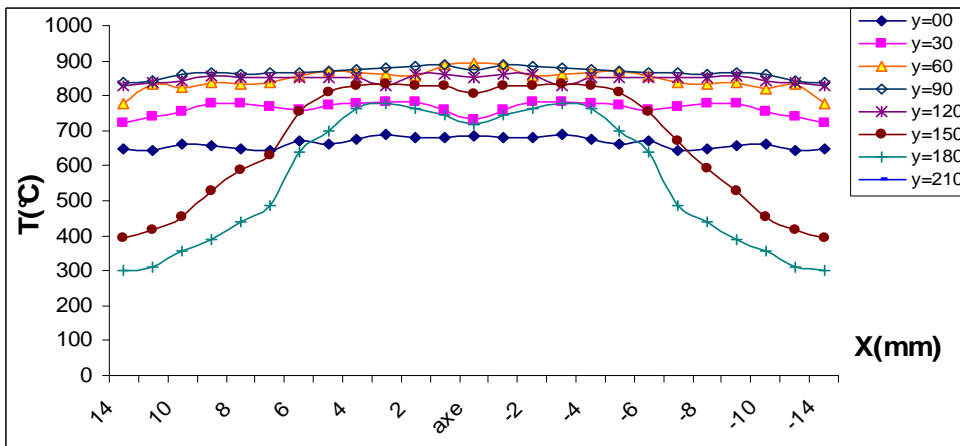


Figure. V-34. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.1$, la plaque à 260 mm

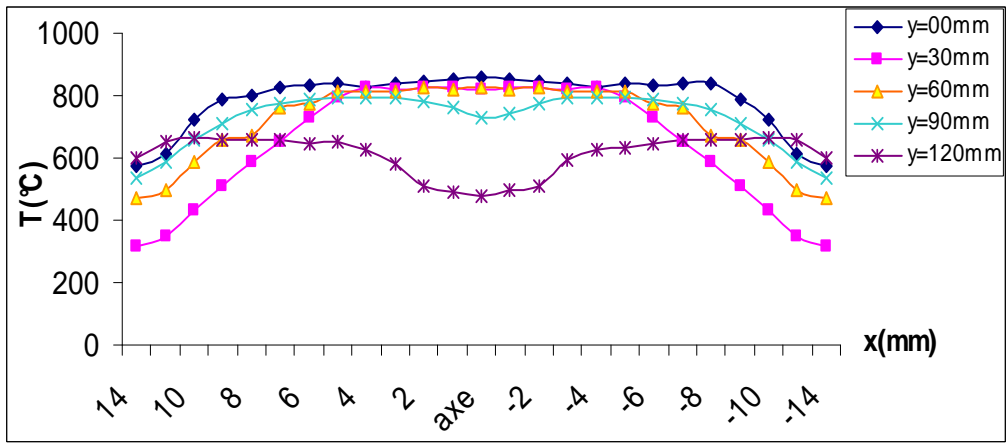


Figure. V-35. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\phi = 1.1$, la plaque à 160 mm

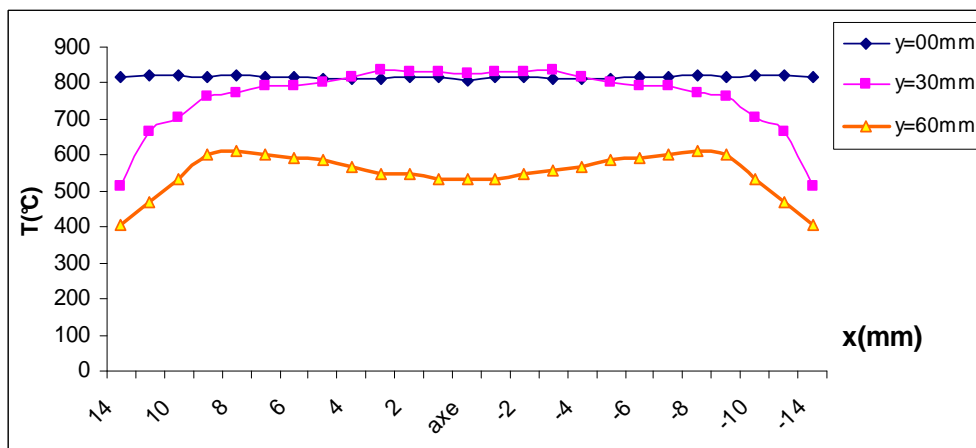


Figure. V-36. Profil de température en fonction de X (mm) en différentes stations (Y), $\phi = 1.1$, la plaque à 60 mm

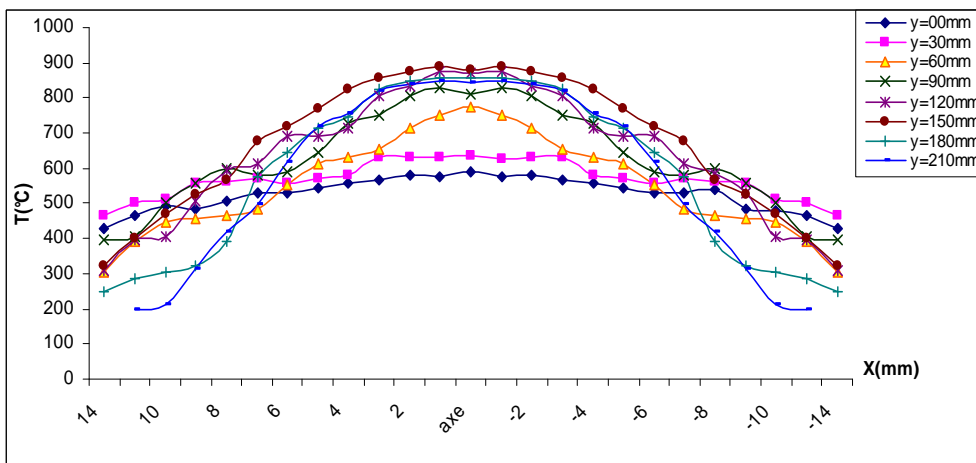


Figure. V-37. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\phi = 1.2$, la plaque à 260 mm

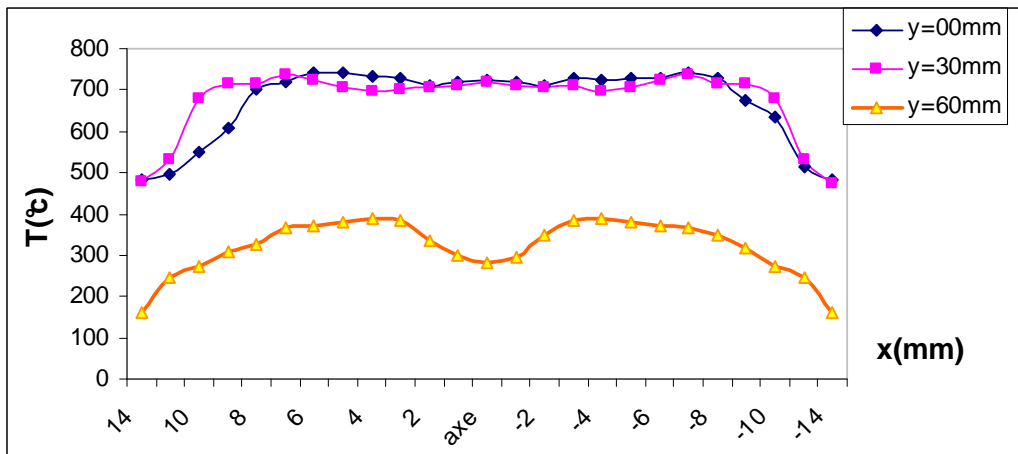


Figure. V-38. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 60 mm

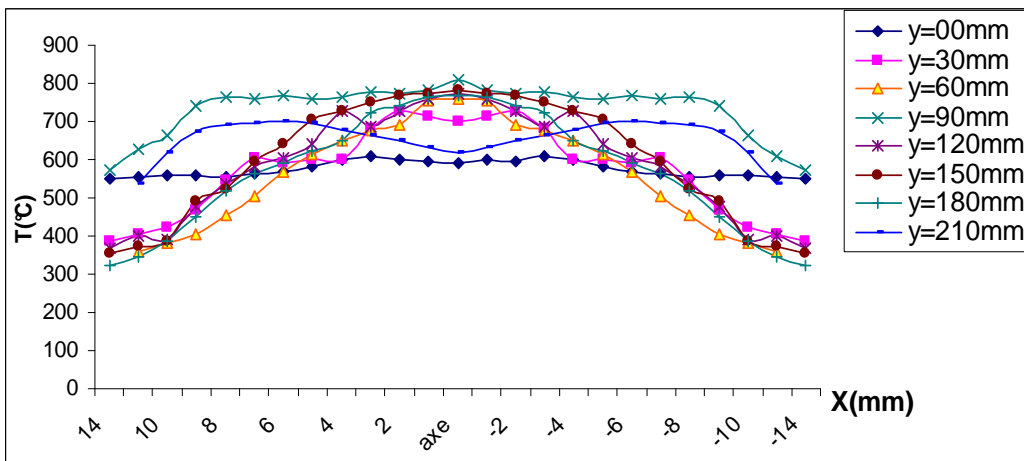


Figure. V-39. Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 260 mm

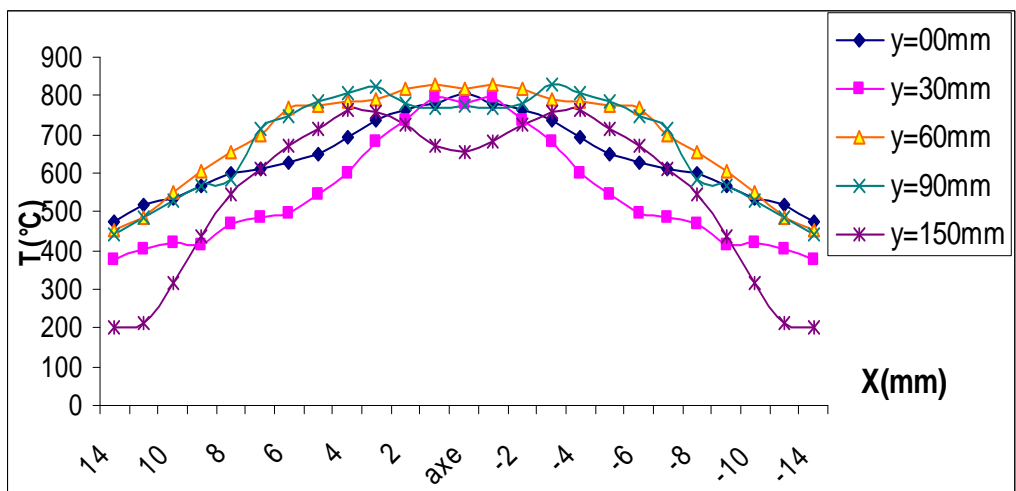


Figure. V-40. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 160 mm

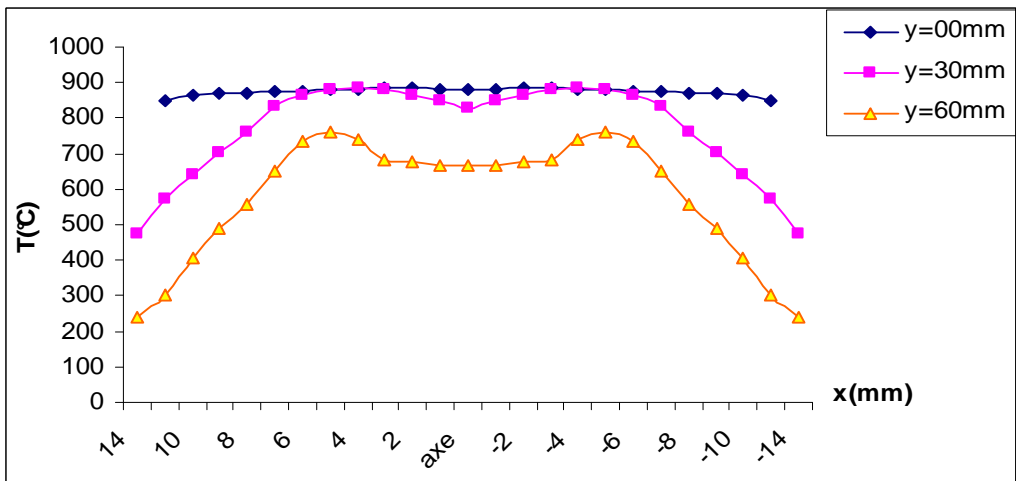


Figure. V-41. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 60 mm

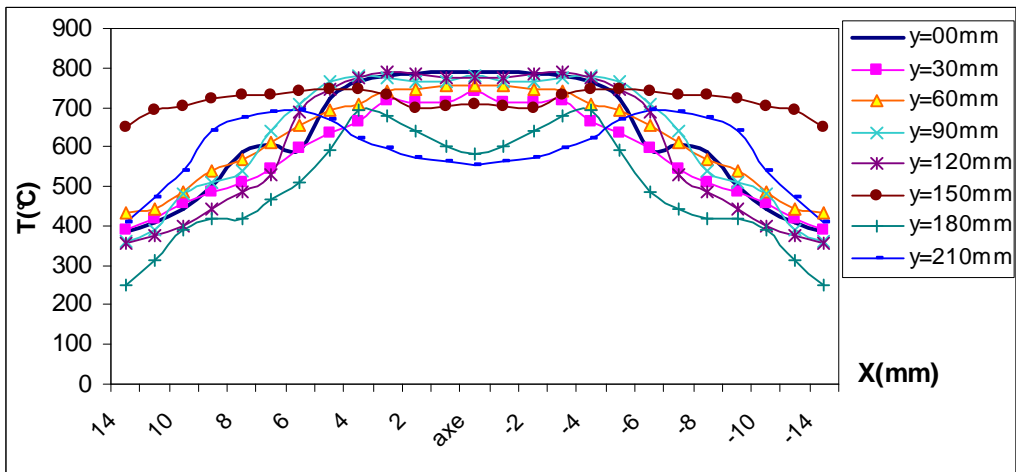


Figure. V-42. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 260 mm

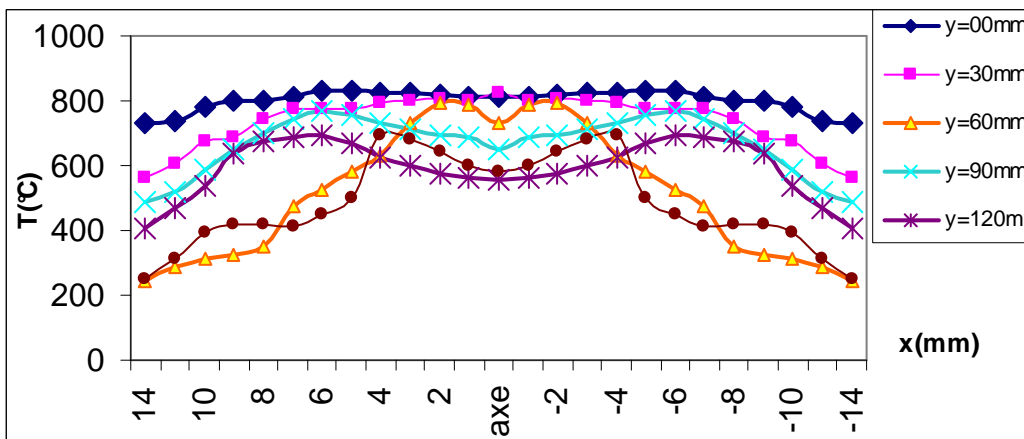


Figure. V-43. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 160 mm

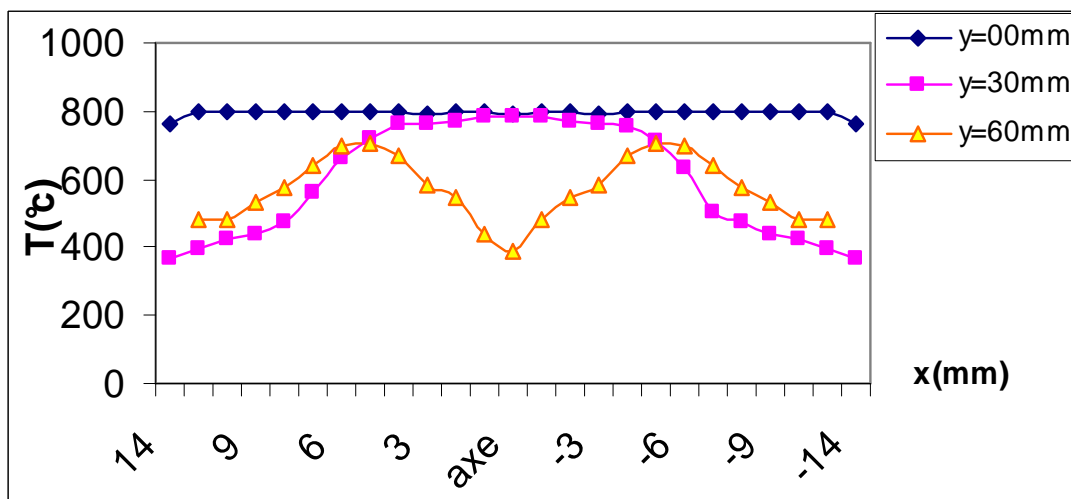


Figure. V-44. Profil de température en fonction de $x(mm)$ en différentes stations (Y), $\phi = 1.4$, la plaque à 60 mm

La Grille G :

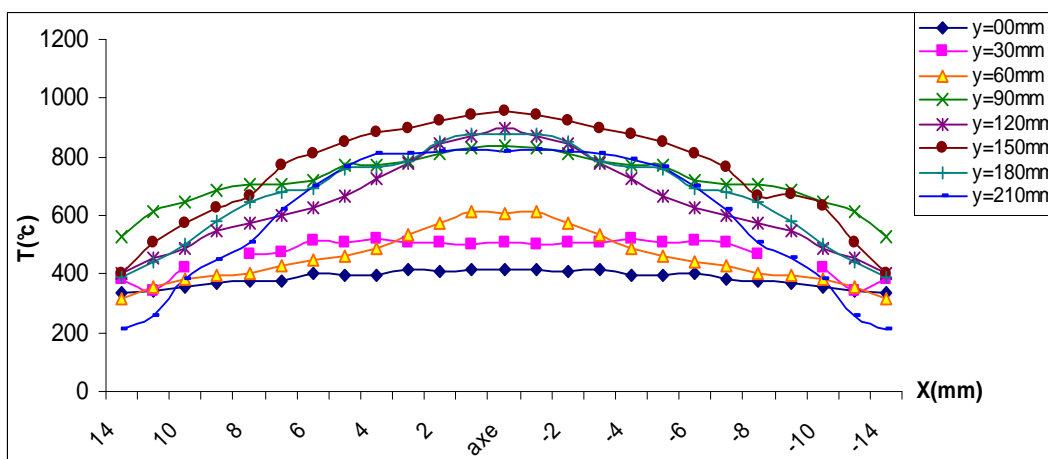


Figure. V-45. Profil de température en fonction de $x(mm)$ en différentes stations (Y), $\phi = 0.9$, la plaque à 260 mm

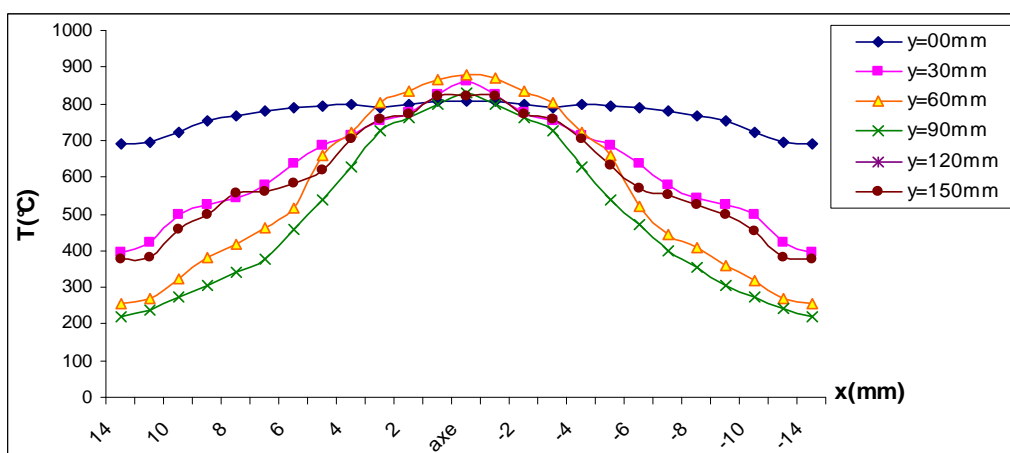


Figure. V-46. Profil de température en fonction de $x(mm)$ en différentes stations (Y), $\phi = 0.9$, la plaque à 160 mm

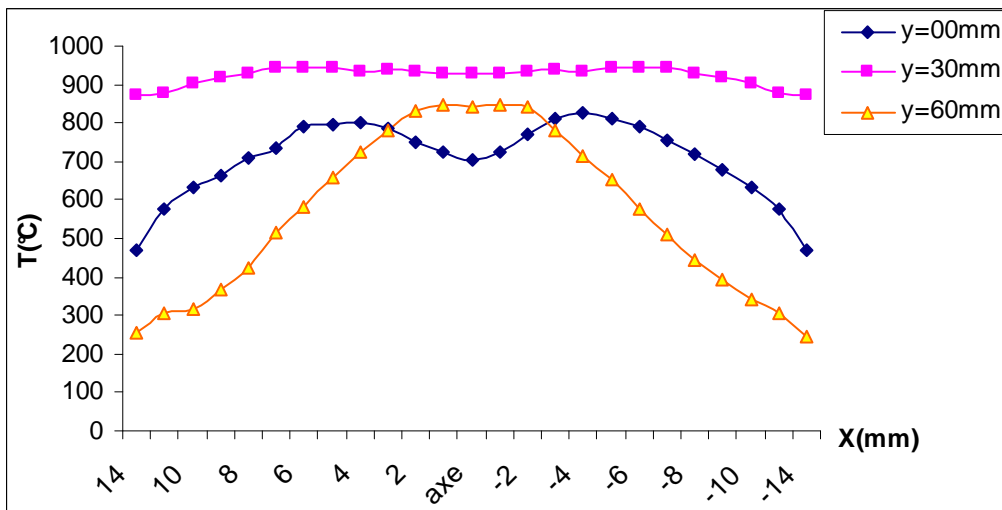


Figure. V-47. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\phi = 0.9$, la plaque à 60 mm

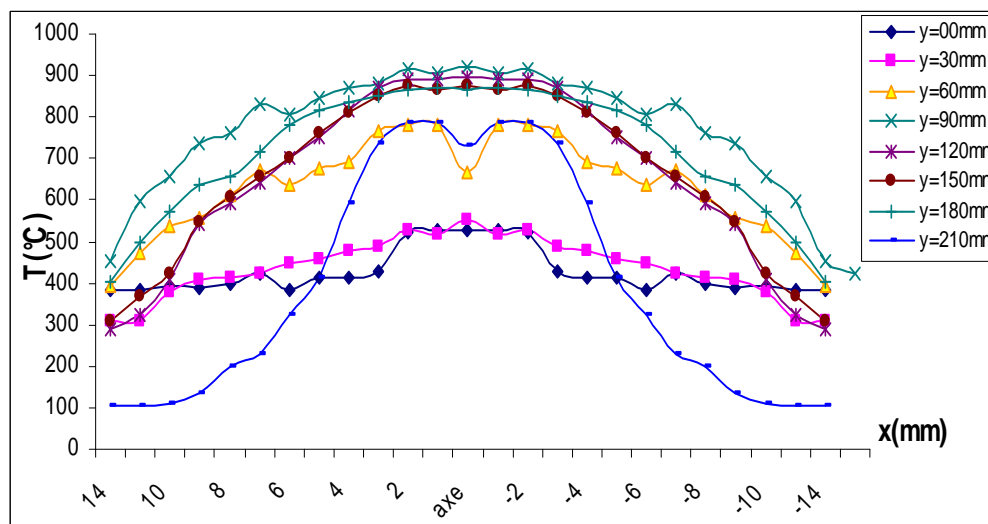


Figure. V-48. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\phi = 1.0$, la plaque à 260 mm

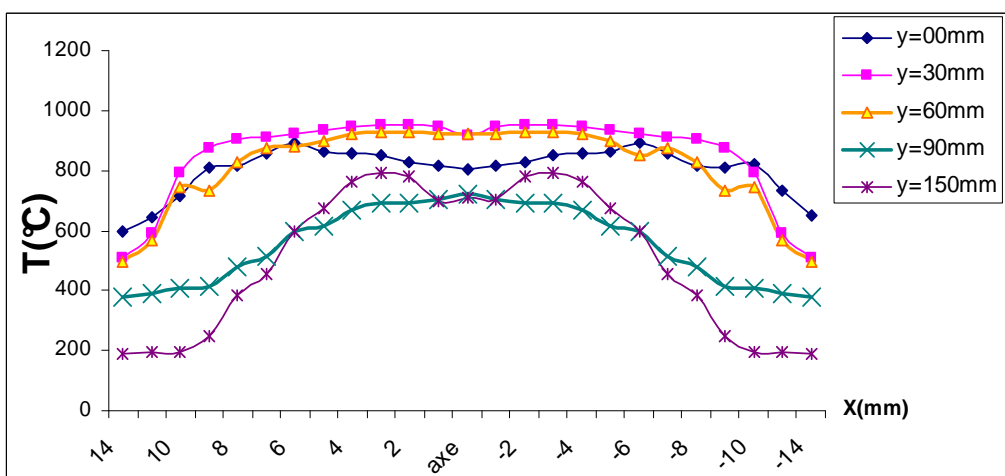


Figure. V-49. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\phi = 1.0$, la plaque à 160 mm

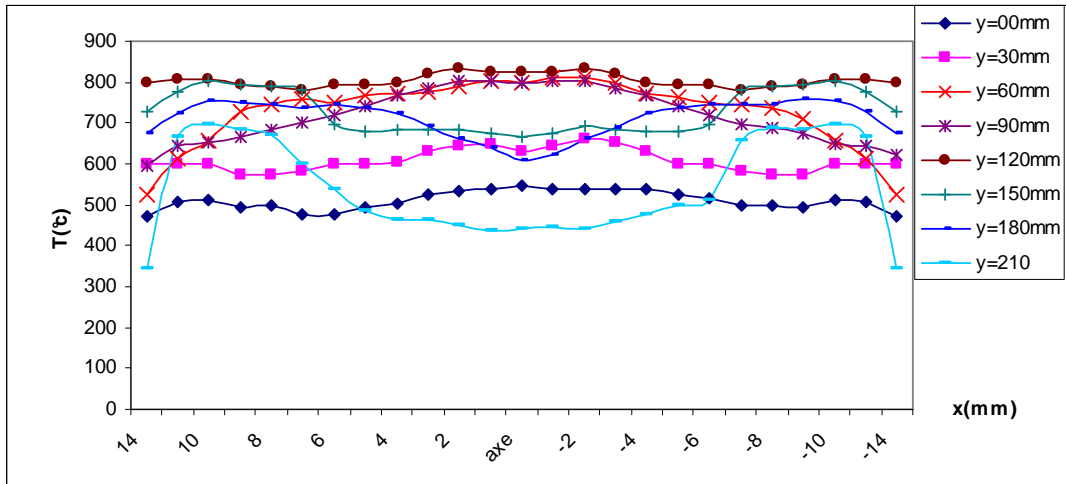


Figure. V-50. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.1$, la plaque à 260 mm

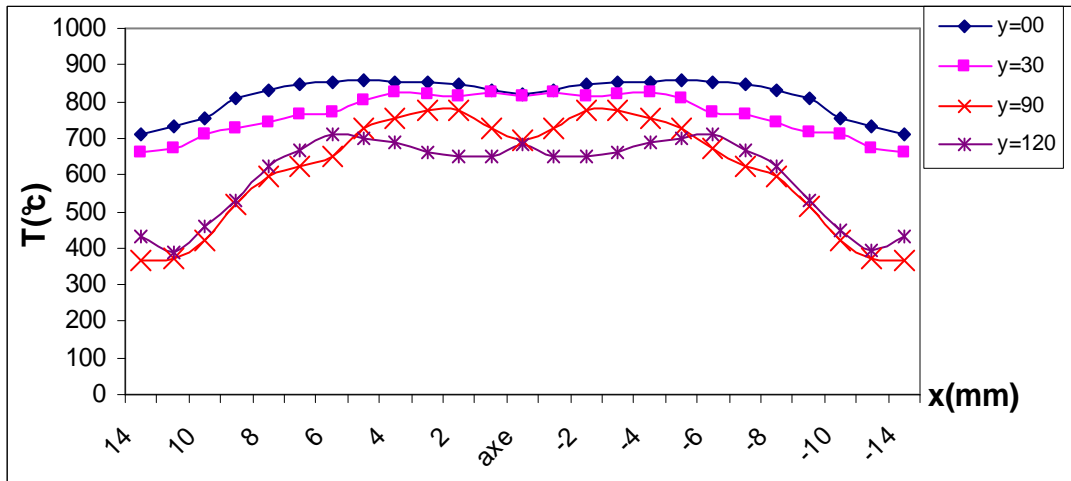


Figure. V-51. Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.1$, la plaque à 160 mm

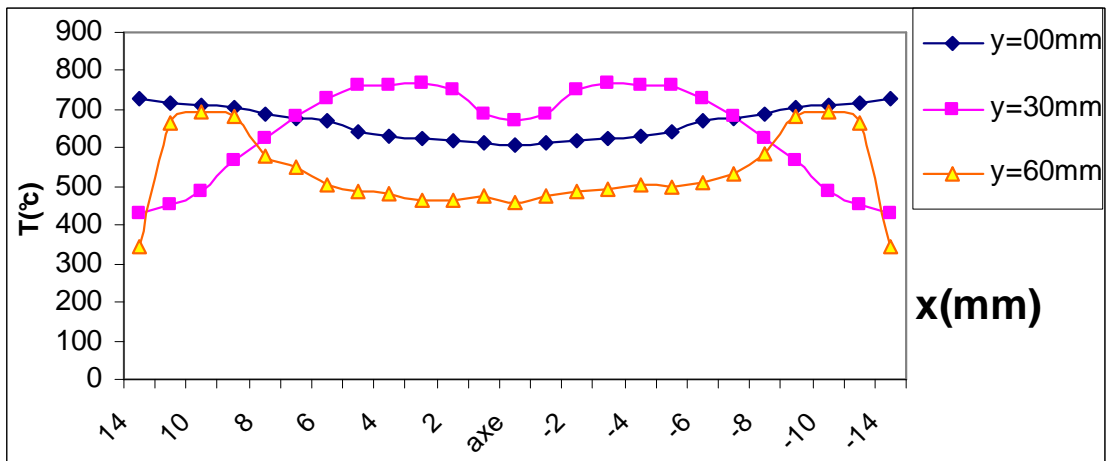


Figure. V-52. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.1$, la plaque à 60 mm

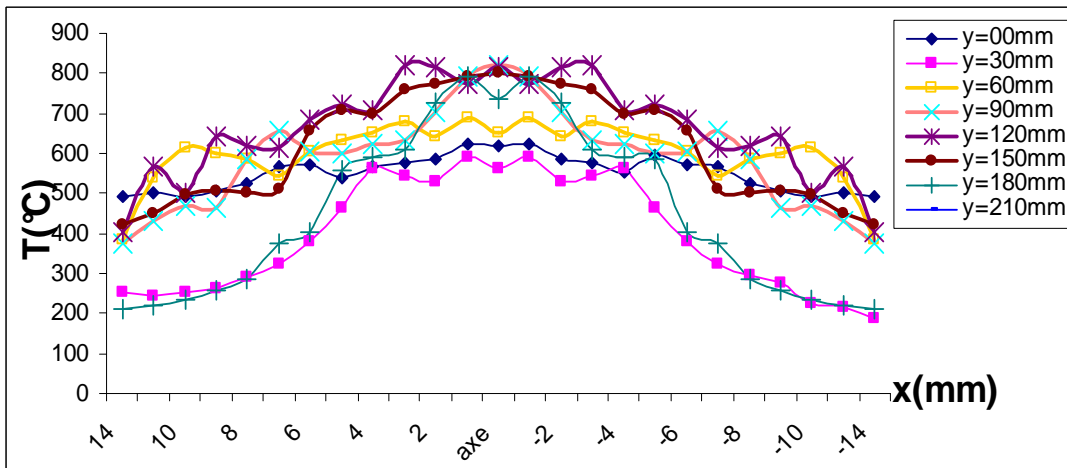


Figure. V-53. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 260 mm

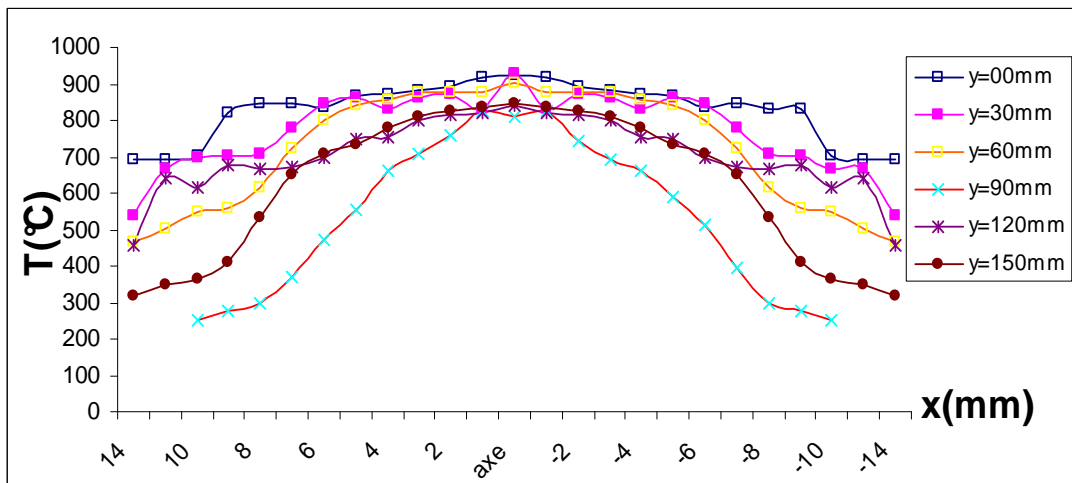


Figure. V-54. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 160 mm

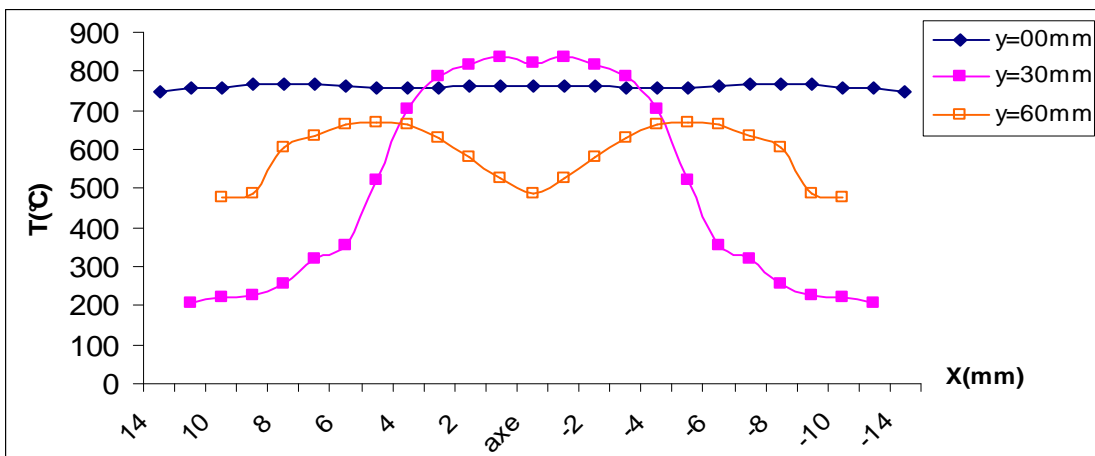


Figure. V-55. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 60 mm

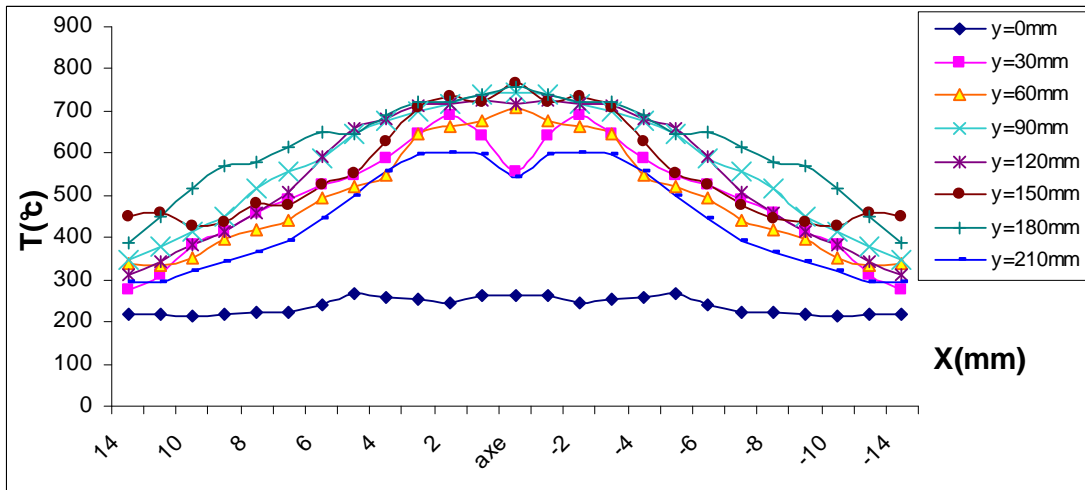


Figure. V-56. Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 260 mm

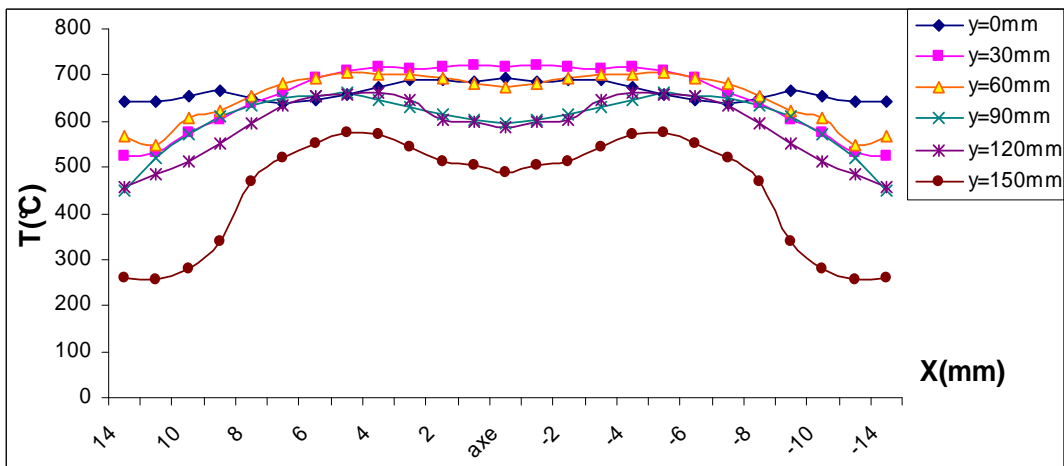


Figure. V-57. Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 160 mm

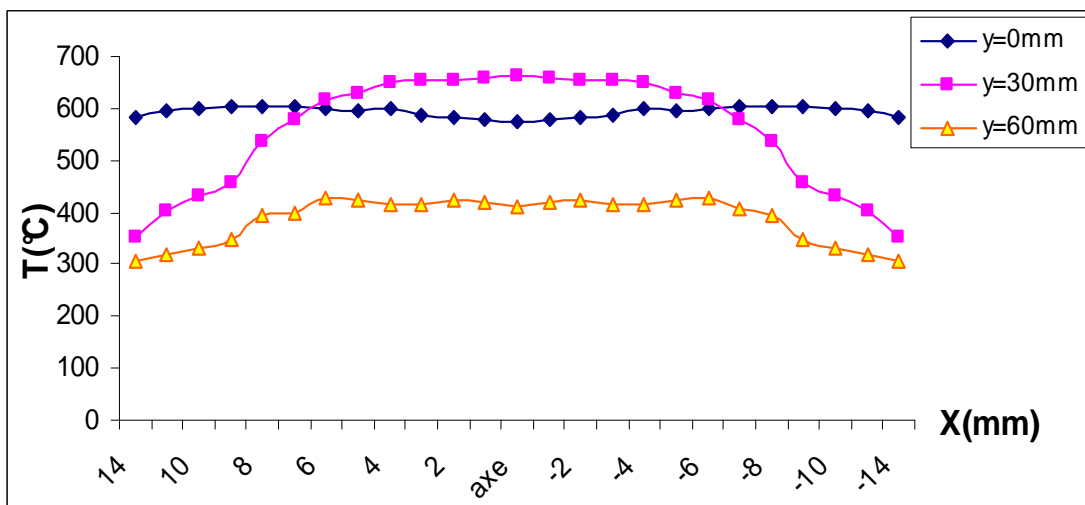


Figure. V-58. Profil de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 60 mm

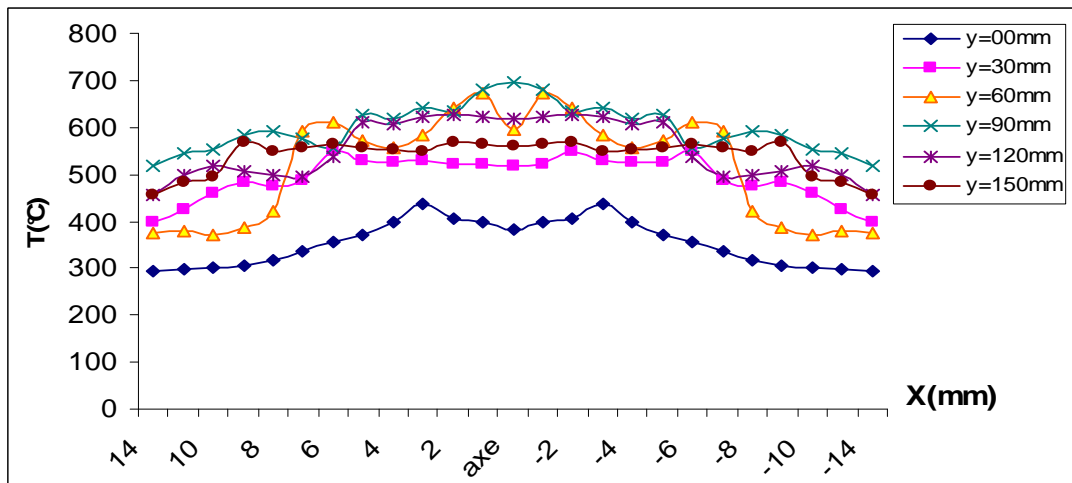


Figure. V-59. Profil de température en fonction de $x(\text{mm})$ en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 260 mm

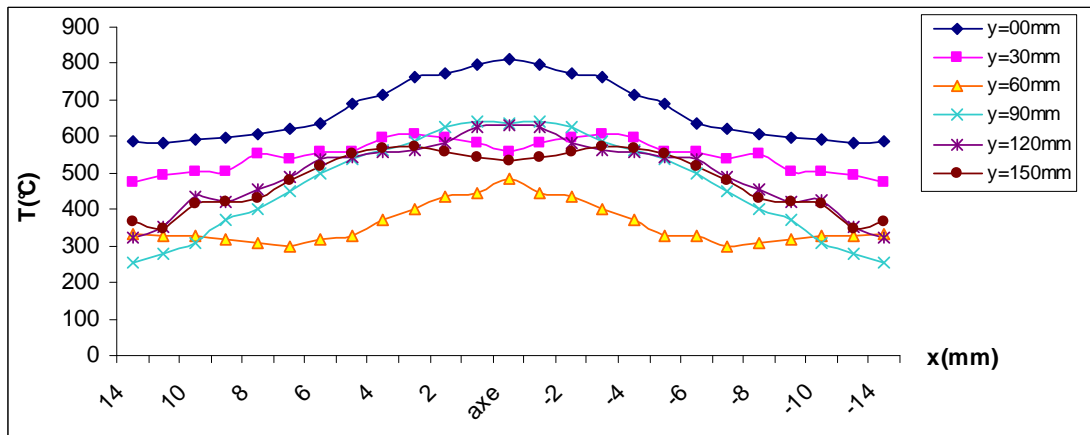


Figure. V-60. Profil de température en fonction de $x(\text{mm})$ en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 160 mm

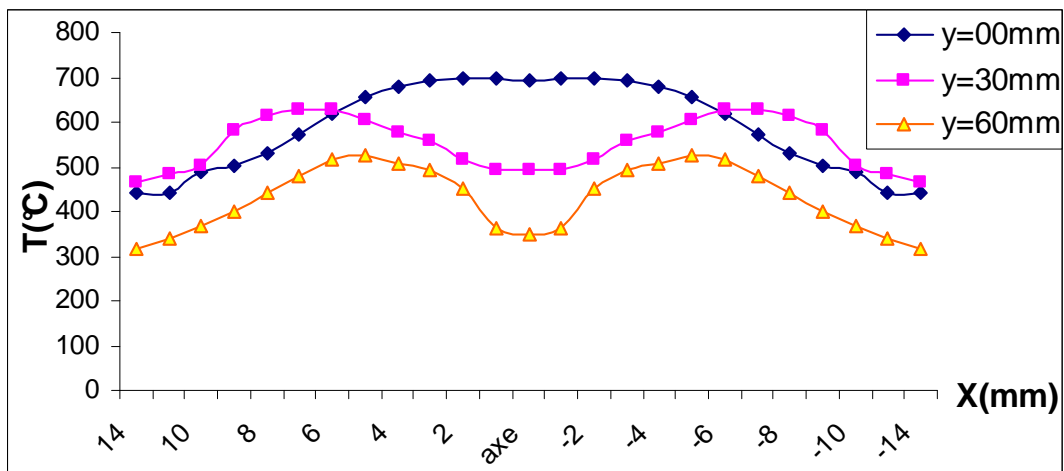


Figure. V-61. Profil de température en fonction de $x(\text{mm})$ en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 60 mm

La Grille M:

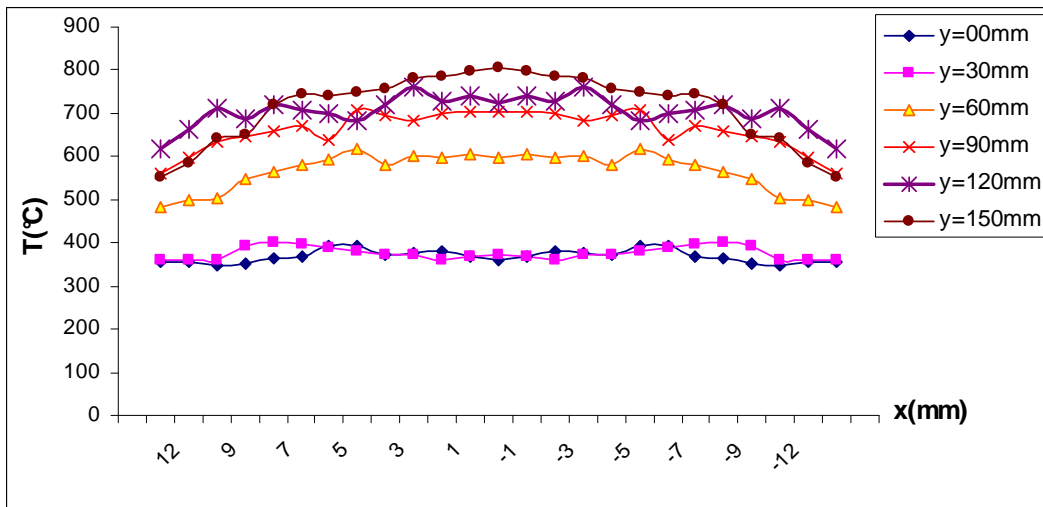


Figure. V-62. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 210 mm

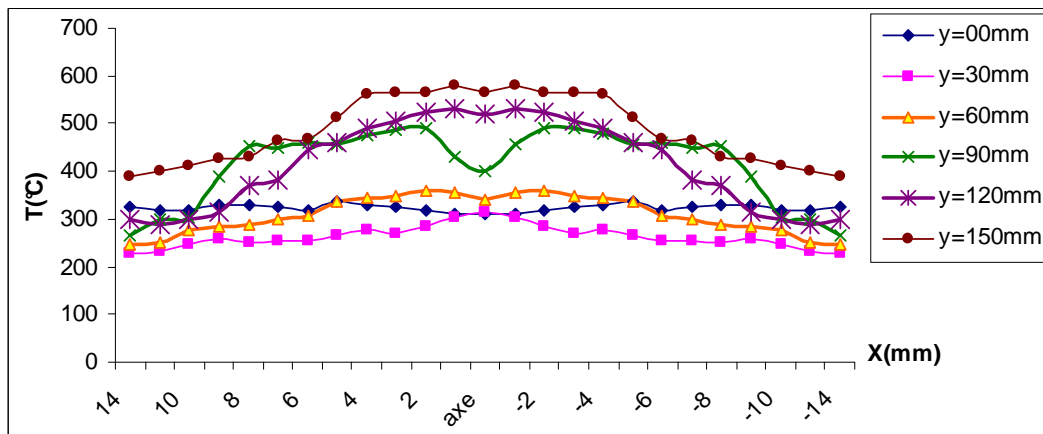


Figure. V-63. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 160 mm

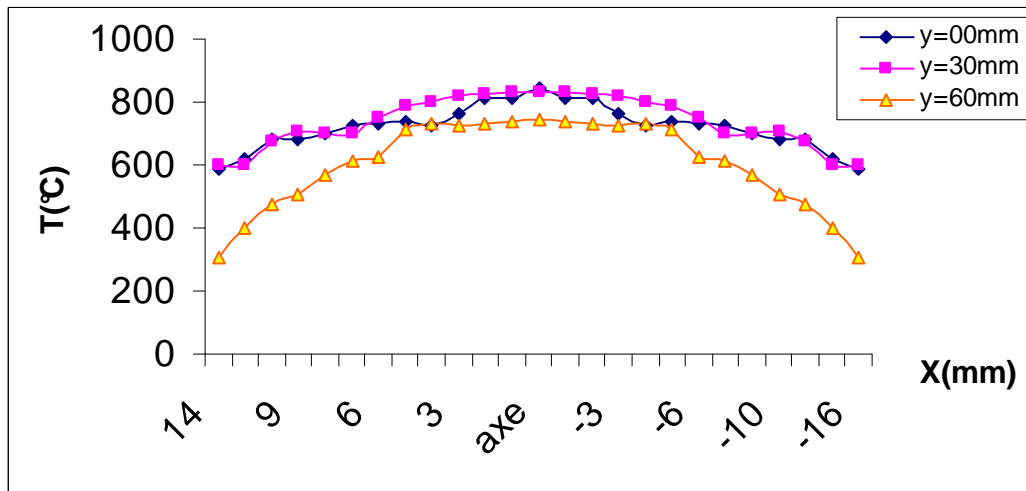


Figure. V-64. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 0.9$, la plaque à 60 mm

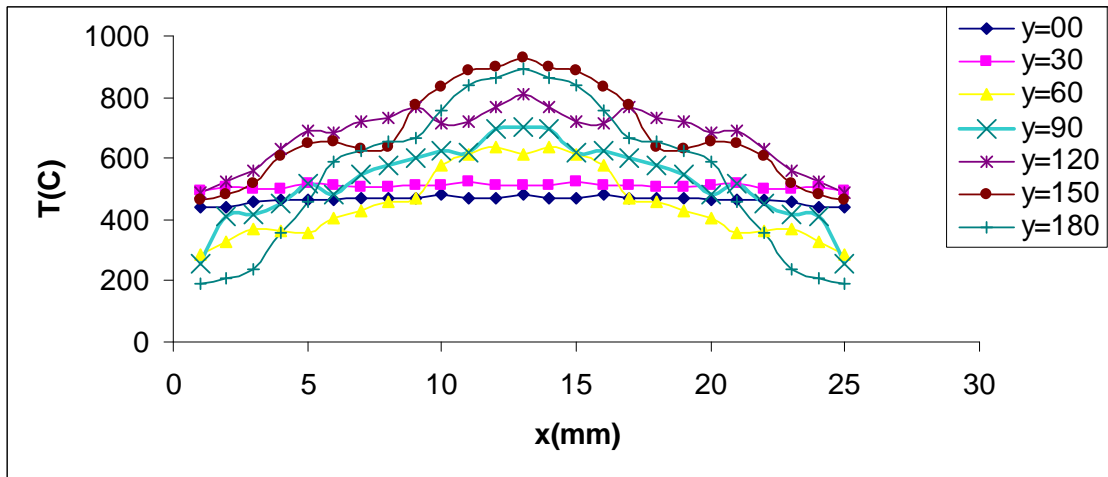


Figure. V-65. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 260 mm

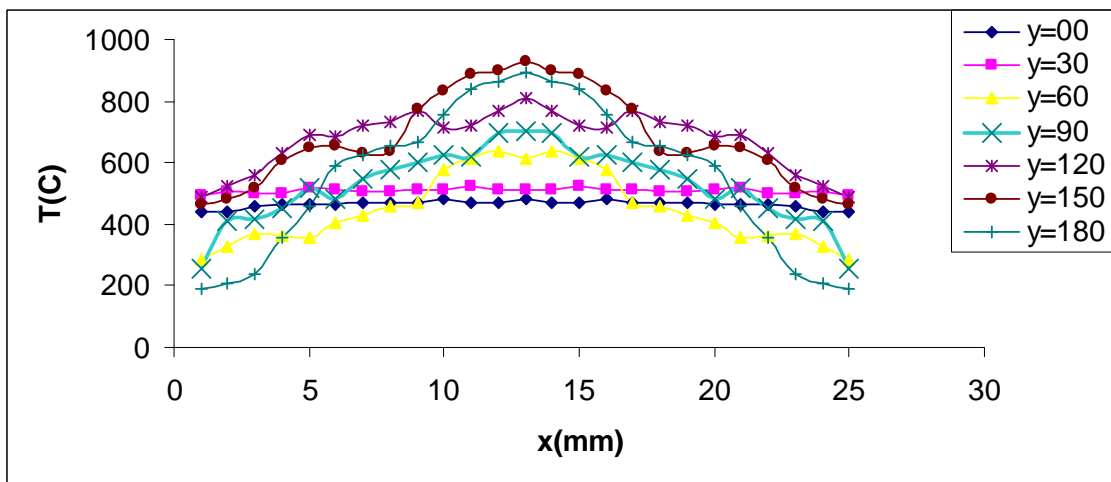


Figure. V-66. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 160 mm

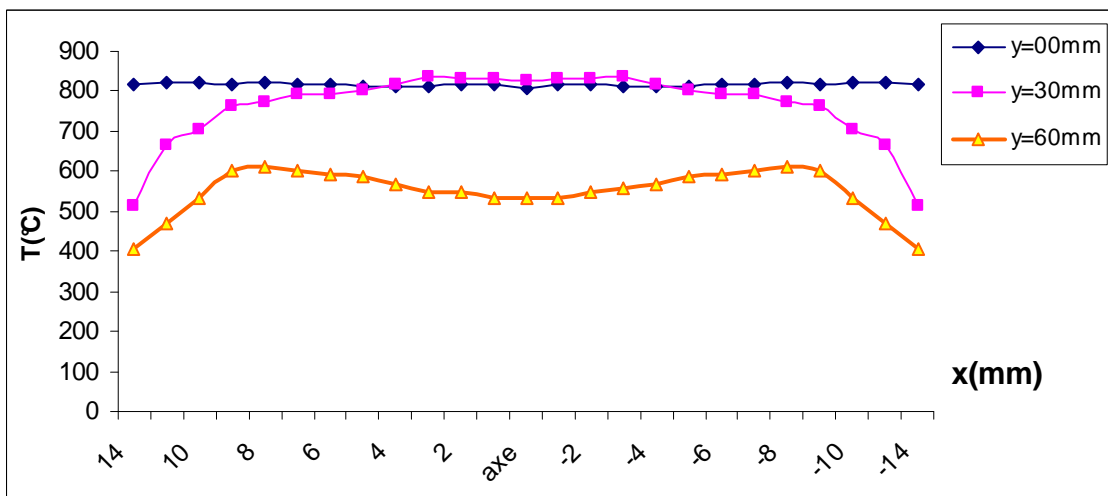


Figure. V-67. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.0$, la plaque à 60 mm

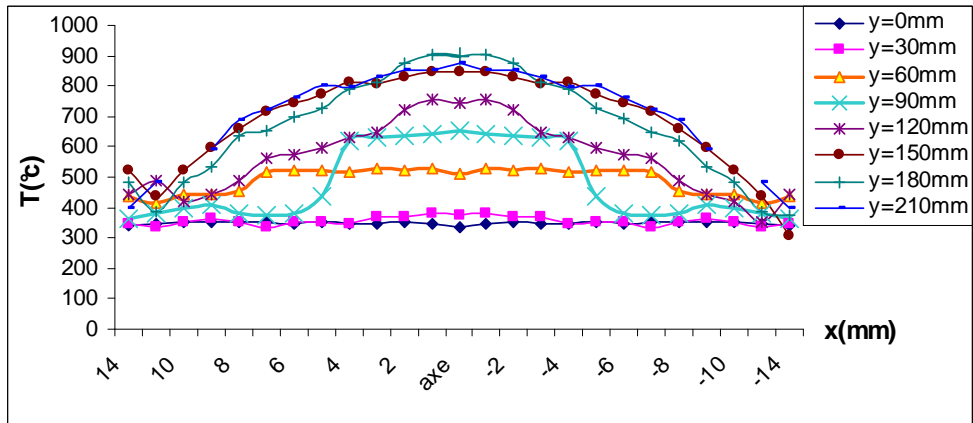


Figure. V-68. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 260 mm

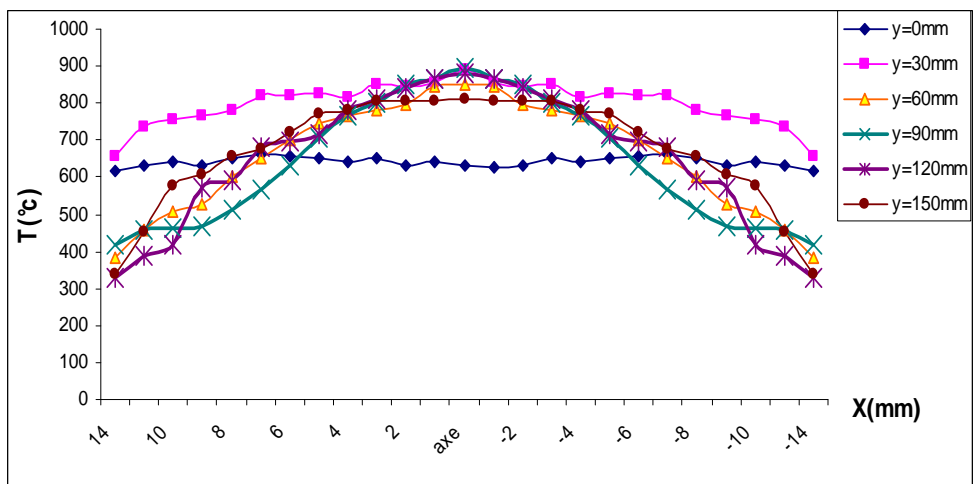


Figure. V-69. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 160 mm

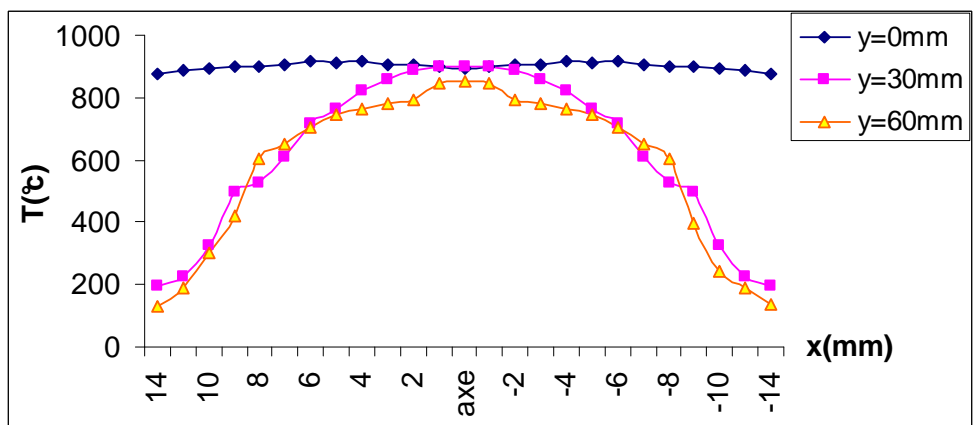


Figure. V-70. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.2$, la plaque à 60 mm

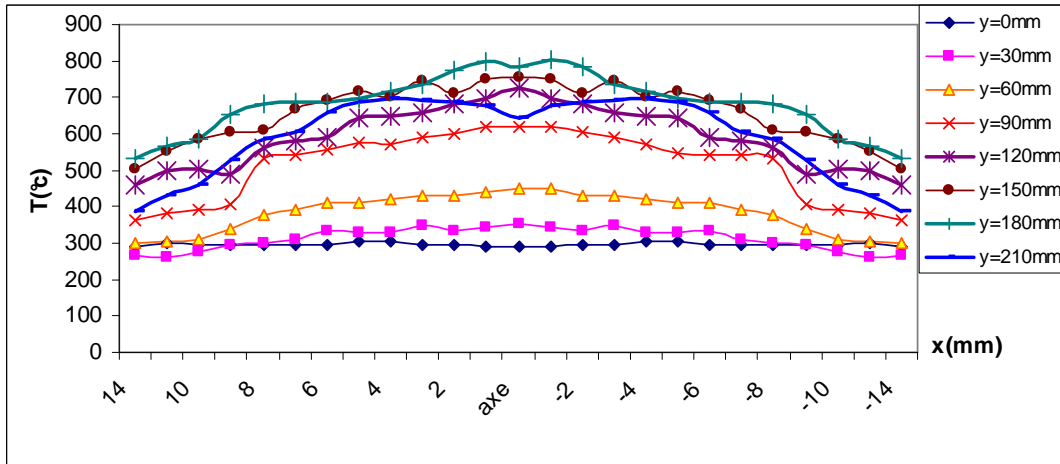


Figure. V-71. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 260 mm

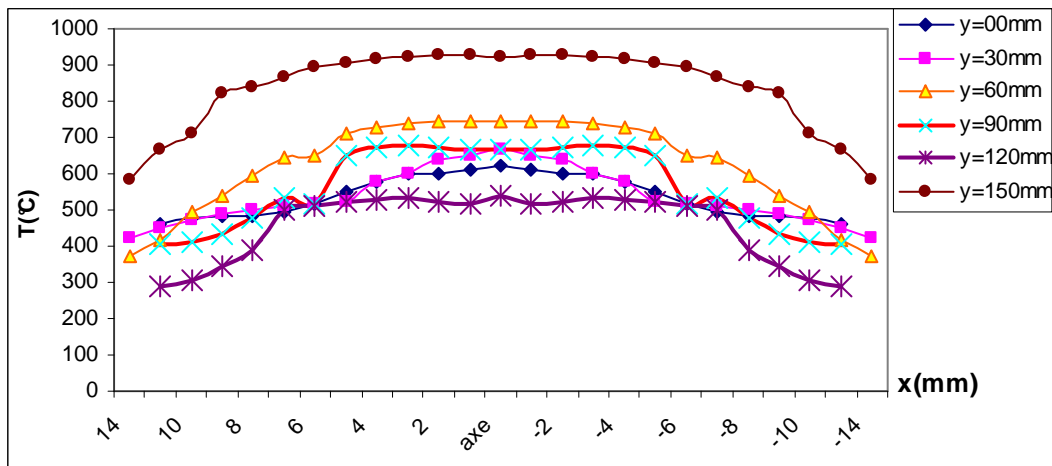


Figure. V-72. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 160 mm

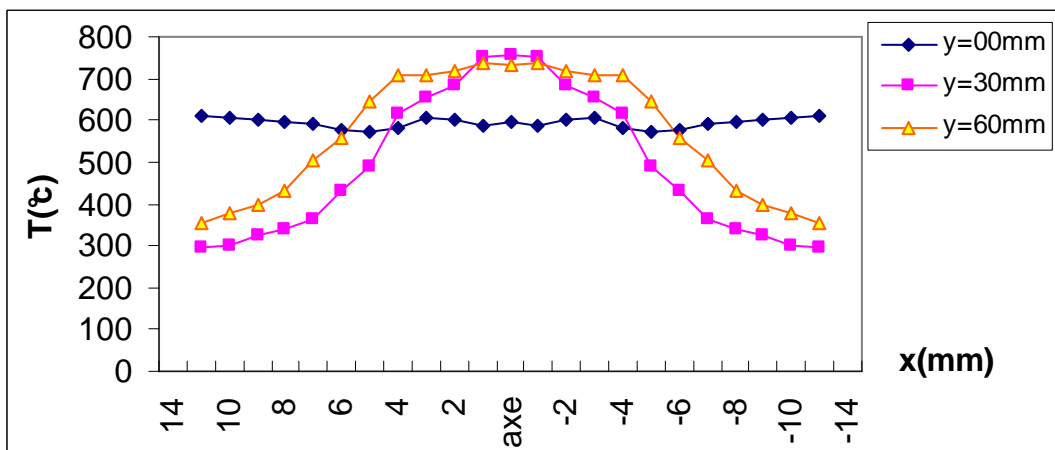


Figure. V-73. Profil de température en fonction de x(mm) en différentes stations (Y), $\varphi = 1.3$, la plaque à 60 mm

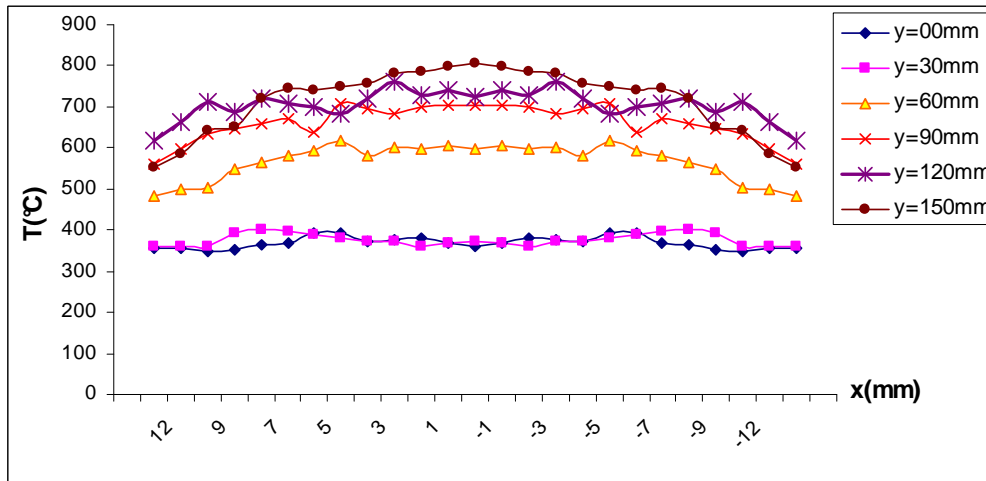


Figure. V-74. Profil de température en fonction de $x(\text{mm})$ en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 210 mm

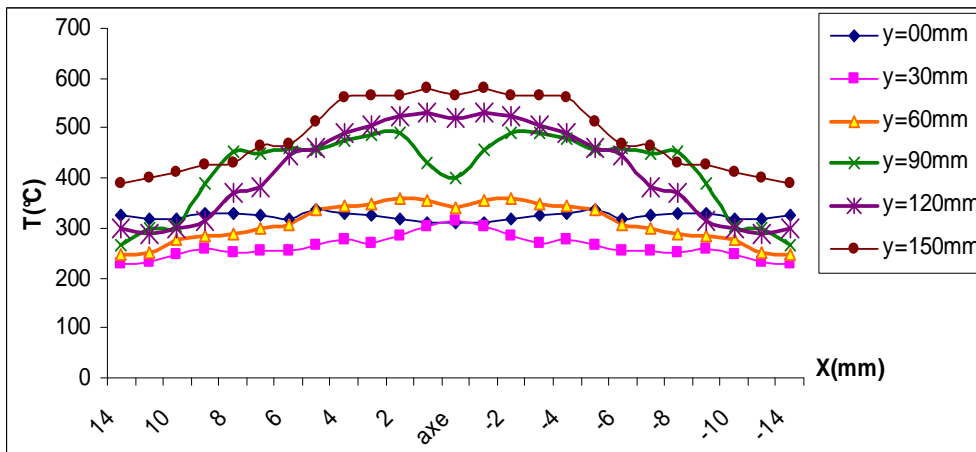


Figure. V-75. Profil de température en fonction de $x(\text{mm})$ en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 160 mm

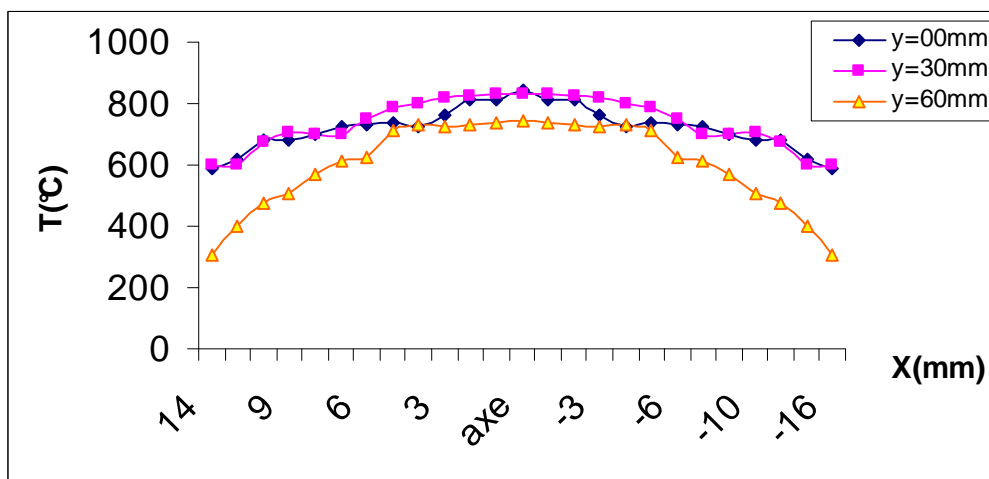


Figure. V-76. Profil de température en fonction de $x(\text{mm})$ en différentes stations (Y), $\varphi = 1.4$, la plaque à 60 mm

Les figures. V-28 à V-76, représentent les évolutions radiales de la température moyenne pour différentes richesses et pour différentes grilles de turbulences et toutes les hauteurs et pour différentes points d'arrête. L'étude globale des représentations des profils des cas étudiées, montre que les structures thermiques sont similaires.

On peut sur les figures. V-28 à V-76, comparant les profils de température mesuré dans la direction radiale x et pour différentes hauteurs y des flammes, faire une constatation générale concernant la différence importante entre l'allure des profils en se déplaçant dans la direction radiale où l'on observe une évolution de la température depuis l'air ambiant qui croit très rapidement dès que l'on se rapproche de la zone de réaction pour atteindre sa valeur maximale sur le front de flamme suivi d'un petit plateau. En avançant dans la direction radiale, les profils présentent une diminution qui correspond à la fin de zone de réaction, et qui se termine par un plateau qui correspond aux gaz frais, jusqu'à l'approche du bord intérieur du brûleur où le profil reprend l'allure qu'il avait au début bord du brûleur. Tous les profils de température dans les flammes présentent un plan de symétrie et un effet miroir, qui correspond à l'axe de symétrie du brûleur.

On peut remarquer que les zones de température maximale pour chaque station de hauteur, soient situées de part et d'autre de l'axe du brûleur. Les évolutions des champs thermiques, montrent que les températures maximales atteintes ne présentent de différences significatives qu'en sortie du brûleur, mais dès que l'on avance dans la direction des "y", un tassement vers le bas est à signaler et qui est plus accentuer avec la diminution de l'intensité de la turbulence. L'utilisation de différentes grilles de turbulence provoquent des différences significatives dans la structure des champs thermiques moyens.

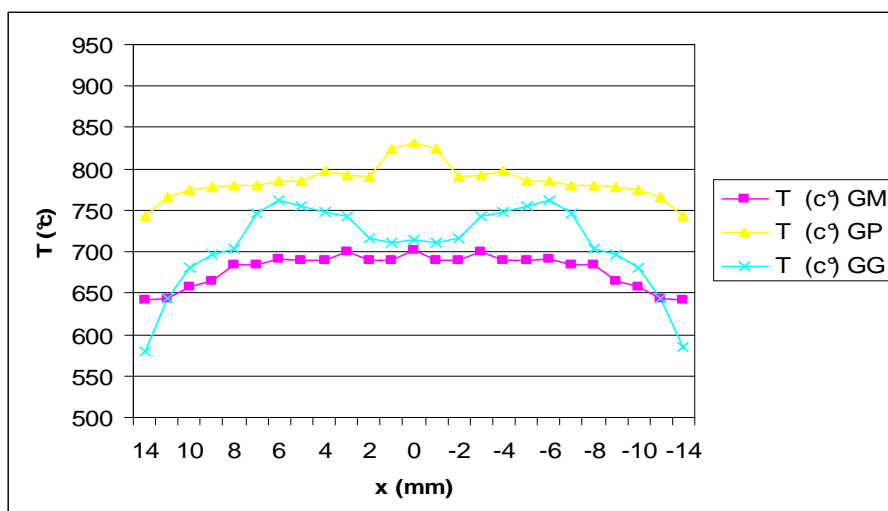


Figure. V-77. Les profils de température en fonction de x (mm); $\phi = 1,0$;
 $y = 00\text{mm}$; la plaque à 160 mm

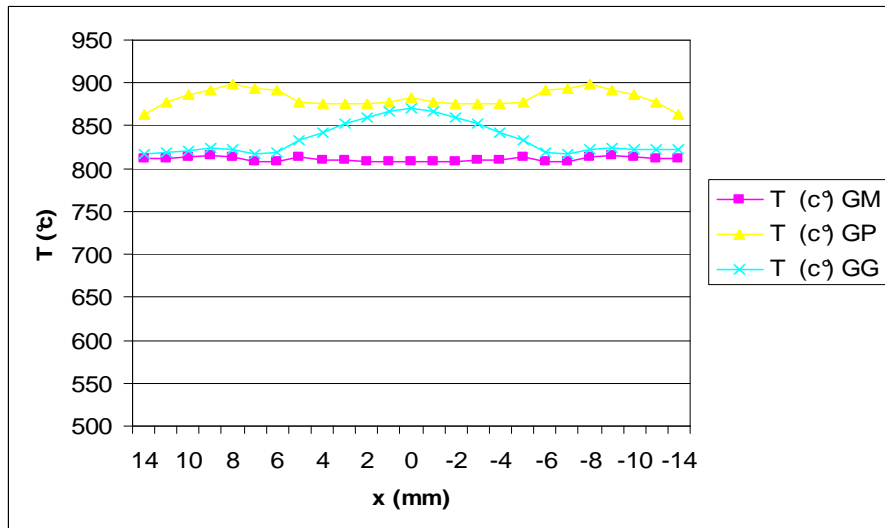


Figure. V-78. Les profils de température en fonction de $x(\text{mm})$; $\phi = 1,0$;
 $y = 00\text{mm}$; la plaque à 60 mm

Les figures. V-77 et V-78 représentent les évolutions des profils radiaux a la sortie du brûleur pour la richesse 1.0 est présentée pour les trois grilles G, M, P et pour différent station de la plaque (160 mm, 60 mm). On remarque que le gradient de température à l'intérieur de la flamme est similaire pour les 2 cas. On peut noter que la grille P est celle qui présente la température maximale la plus importante. Les températures mesurées sont du même ordre de grandeur, avec une différenciation de la température maximale qui est la plus importante pour la grille P, puis G et enfin M.

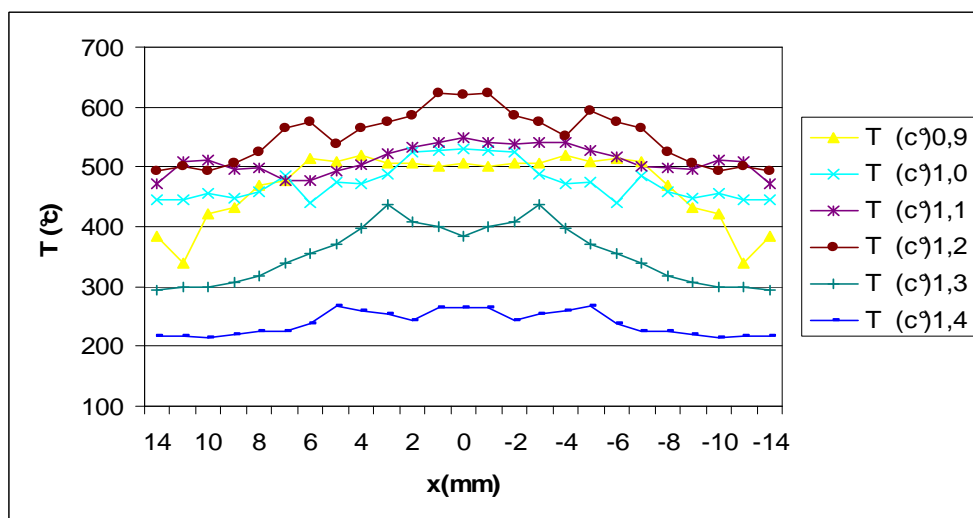


Figure. V-79. Profils de T° ; la plaque à 260 mm; $y=00$ mm; grille G;
pour différentes Richesses.

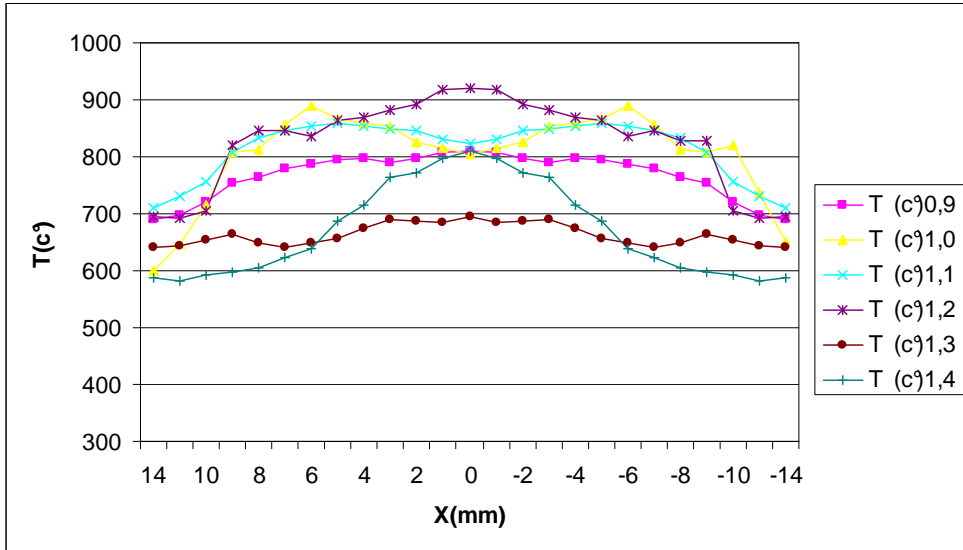


Figure. V-80. Profils de T° ; la plaque à 160 mm; $y=00$ mm; grille G; pour différentes Richesses.

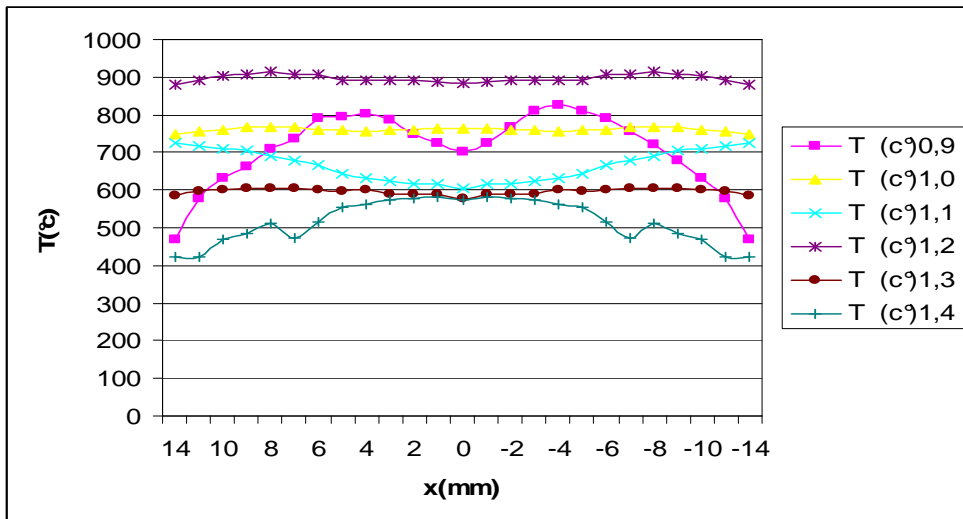


Figure. V-81. Profils de T° ; la plaque à 60 mm; $y=00$ mm; grille G; pour différentes Richesses.

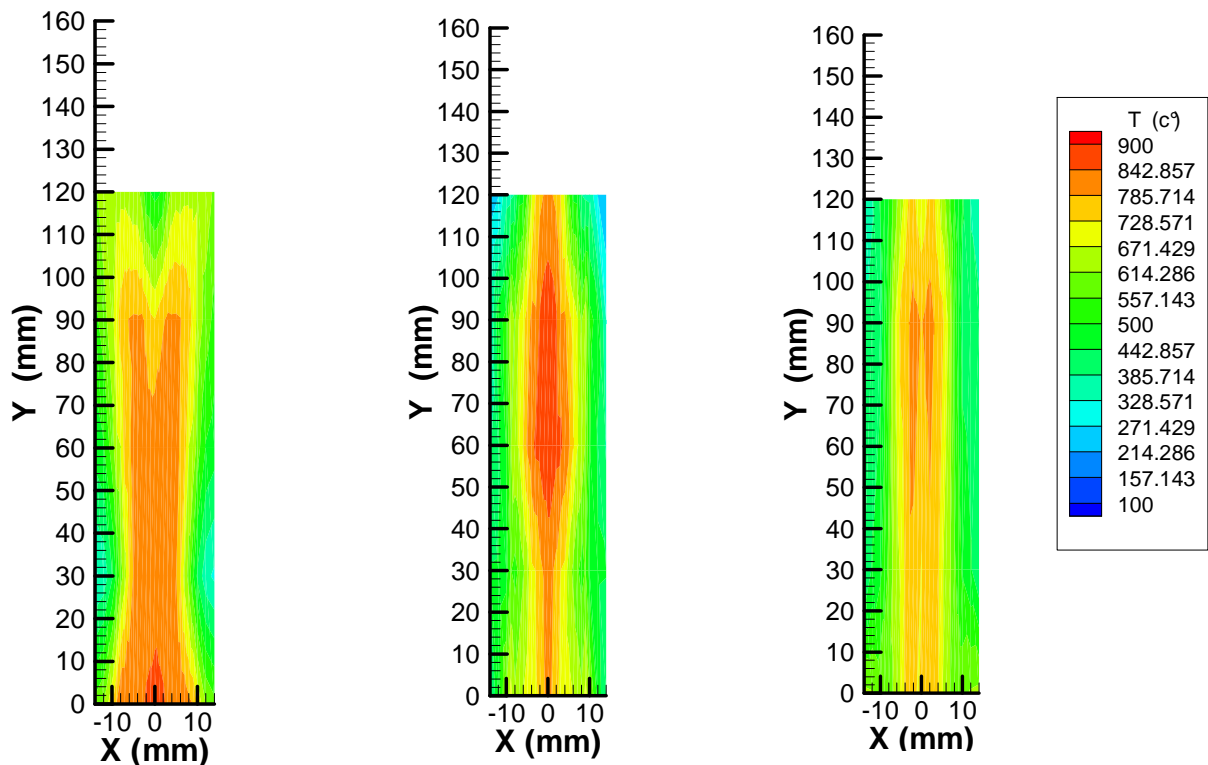
On peut étudier l'influence de la richesse sur les profils radiaux (figures. V-79, V-80 et V-81) en se concentrant sur les flammes G0.9, G1.0, G1.1, G1.2, G1.3 et G1.4 pour différents hauteur de la plaque (260, 160, 60mm). On remarque que le gradient de température à l'intérieur de la flamme est similaire pour tous les richesses. On peut noter que la richesse 1.2 est celle qui présente la température maximale pour les cas (plaque = 260mm et 160mm) et la richesse 1.0 pour la hauteur 60mm.

III.1.2 champs bidimensionnels

La présentation des champs bidimensionnels de la température moyenne est très utile pour la visualisation des structures des zones chaudes et froides dans une flamme. L'analyse de ces champs facilite la compréhension de la structure thermique de l'écoulement par une comparaison entre les différents cas étudiés. L'évolution de la température moyenne est exposée pour les configurations P1.1 M1.1 et G1.1 (figure V-82).

Le domaine de mesure concerne la zone de réaction ainsi que les zones froides.

L'étude globale des représentations bidimensionnelles montre que les structures thermiques sont presque similaires. L'utilisation de grilles de turbulences différentes, ne provoque pas à première vue de différence significative dans la structure des champs thermiques moyens, toutefois l'examen plus approfondi montrera un peu plus loin le contraire lors de l'analyse des évolutions radiales, longitudinales, des hauteurs. On peut remarquer le fait que les zones de températures maximales soient situées de part et d'autre de l'axe central de la flamme. Les gradients de température sont très élevés.



La flamme G1.1

La flamme P1.1

La flamme M1.1

Figure. V-82. Champs bidimensionnels de la température pour les flammes G1.1, P1.1, M1.1; la plaque à 160 mm.

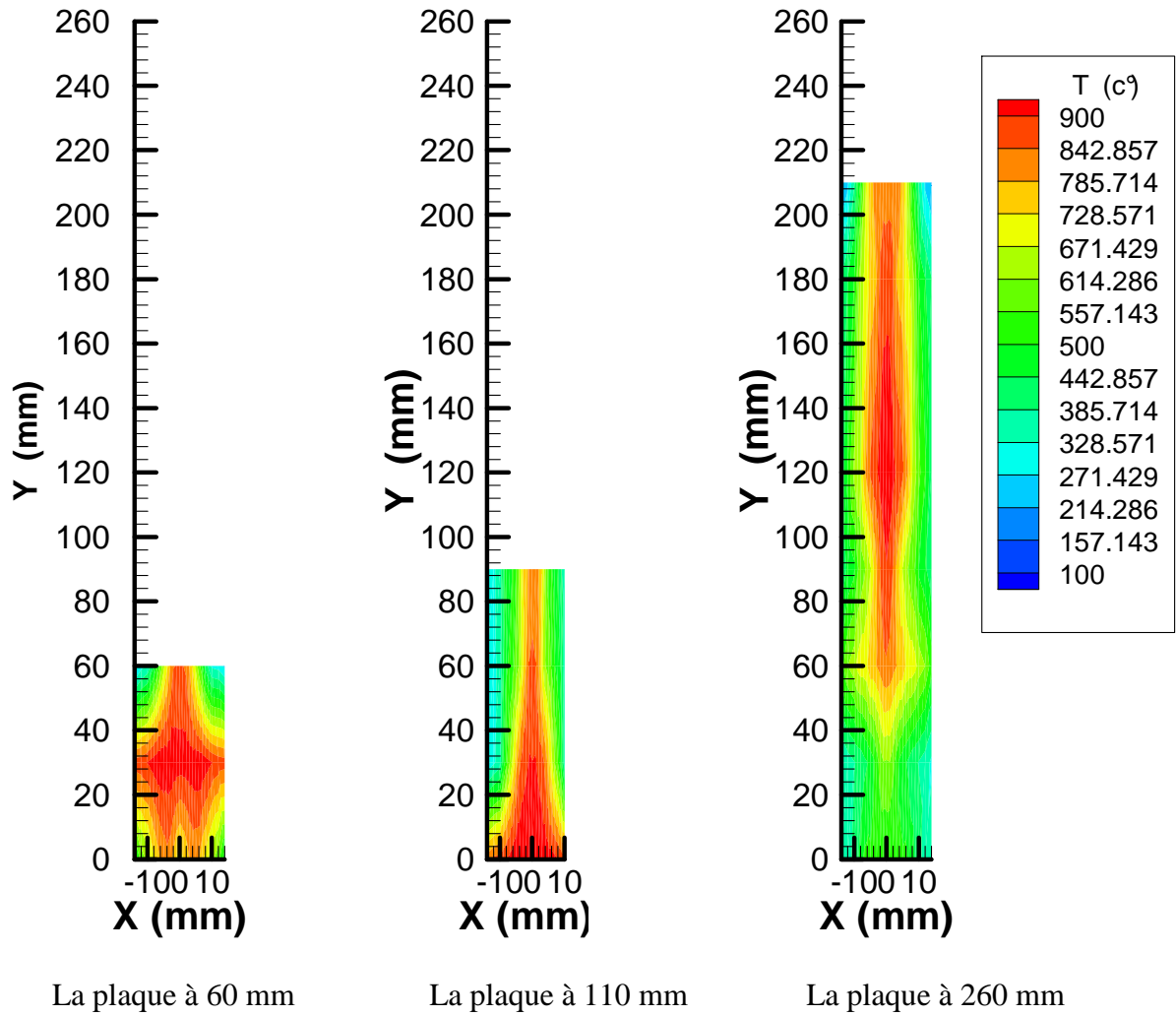


Figure. V-83. Champs bidimensionnels de la température en différentes positions de la plaque, la flamme G1.2

La figure. V-83 montre l'influence de la plaque sur la flamme (grille G, $\varphi=1.2$), les zones de températures maximales soient situées dans l'axe central de la flamme. On n'observe clairement que la zone chaude dans le cas ou la plaque à 60 mm est plus élevée que d'autres zones.

III.2 Etude Numérique du champ thermique:

III.2.1 Profils et champs de température:

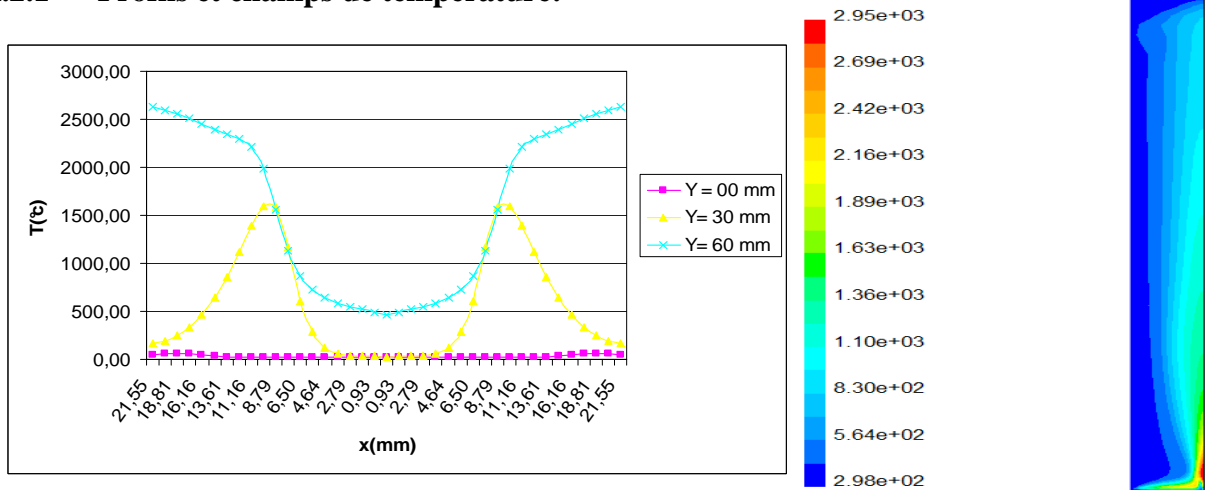


Figure. V-84. Profils de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\phi=1$, la plaque à 60 mm

contour de température

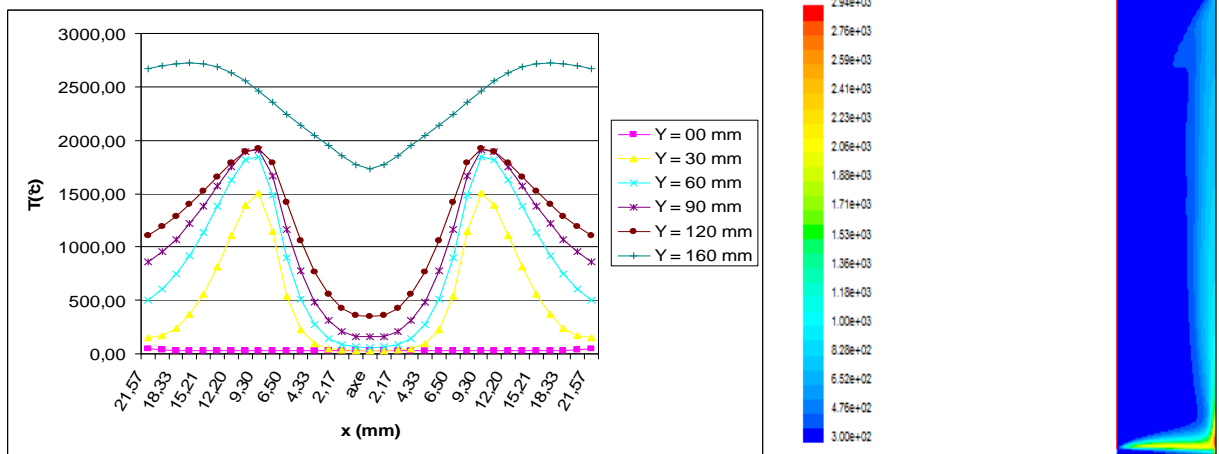


Figure. V-85. Profils de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\phi=1$, la plaque à 160 mm

contour de température

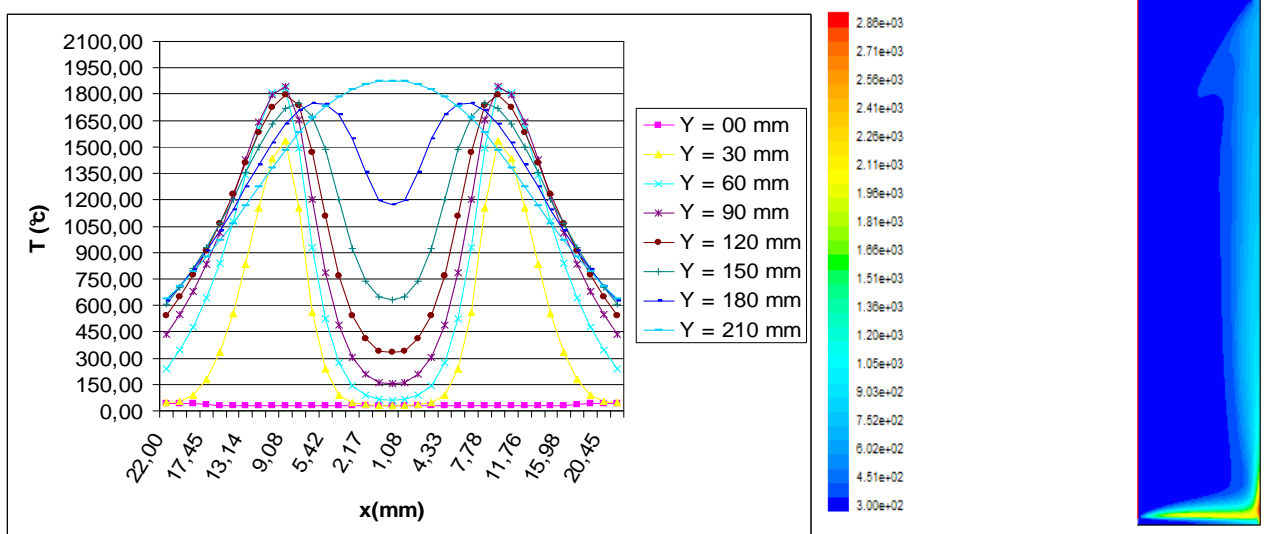


Figure. V-86. Profils de température en fonction de x (mm) en différentes stations (Y), $\phi=1$, la plaque à 260 mm.

contour de température

Les figures V-84, V-85 et V-86 représentent les évolutions numériques radiales de la température moyenne pour une richesse $\phi = 1$, pour différentes hauteurs et pour différentes positions de la plaque avec leurs champs bidimensionnels. L'étude globale des représentations des profils des cas étudiées, montre que les structures thermiques sont presque similaires à cela de l'expérimentale. On peut comparant les profils de température mesuré dans la direction radiale x et pour différentes hauteurs y des flammes, faire une constatation générale concernant la différence importante entre l'allure des profils en se déplaçant dans la direction radiale où l'on observe une évolution de la température depuis l'air ambiant qui croit très rapidement dès que l'on se rapproche de la zone de réaction pour atteindre sa valeur maximale sur le front de flamme suivi d'un petit plateau. En avançant dans la direction radiale, les profils présentent une diminution rapide qui correspond à la fin de zone de réaction, et qui se termine par un plateau qui correspond aux gaz frais, jusqu'à l'approche du bord intérieur du brûleur où le profil reprend l'allure qu'il avait au début bord du brûleur.

Tous les profils de température dans les flammes présentent un plan de symétrie et un effet miroir, qui correspond à l'axe de symétrie du brûleur.

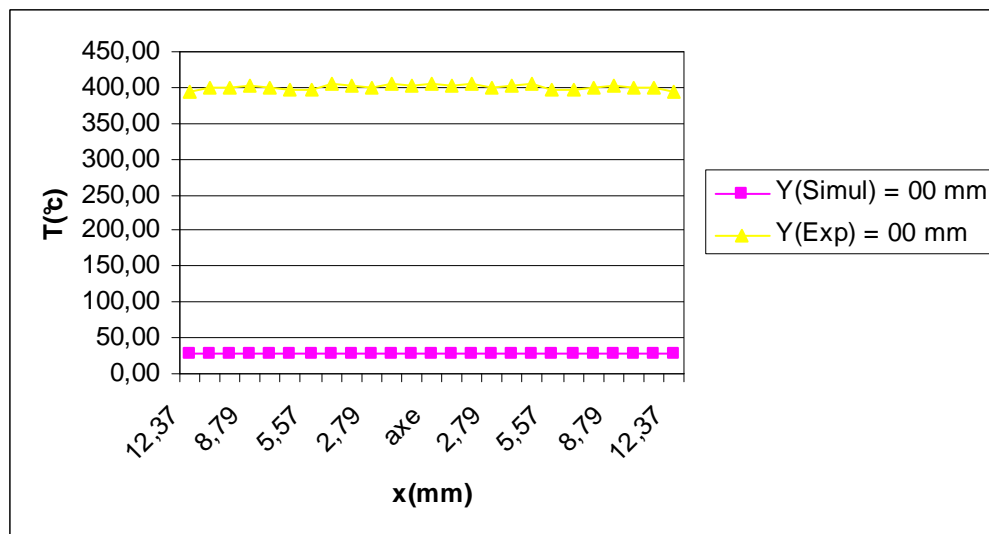


Figure. V-87. Les profils de température en fonction de x (mm);

$\phi = 1,0$; $y = 00$ mm; la plaque à 60 mm.

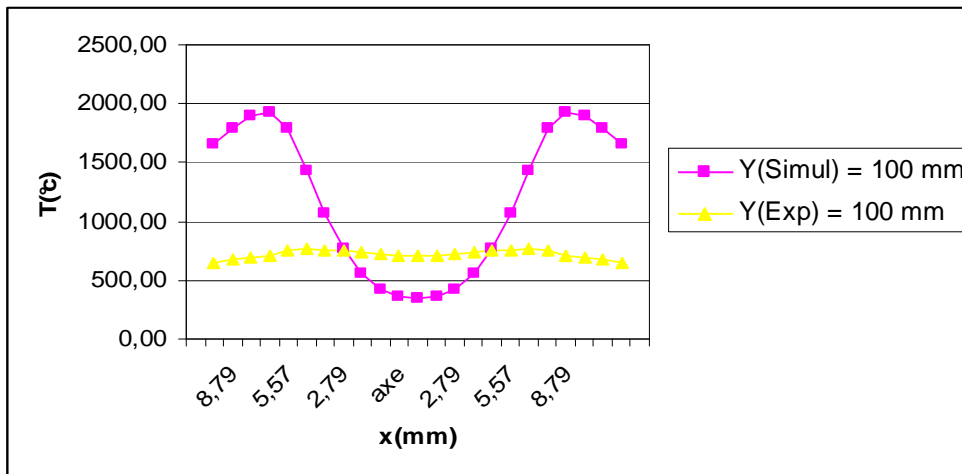


Figure. V-88. Les profils de température en fonction de x(mm);
 $\phi = 1,0$; $y = 100\text{mm}$; la plaque à 160 mm.

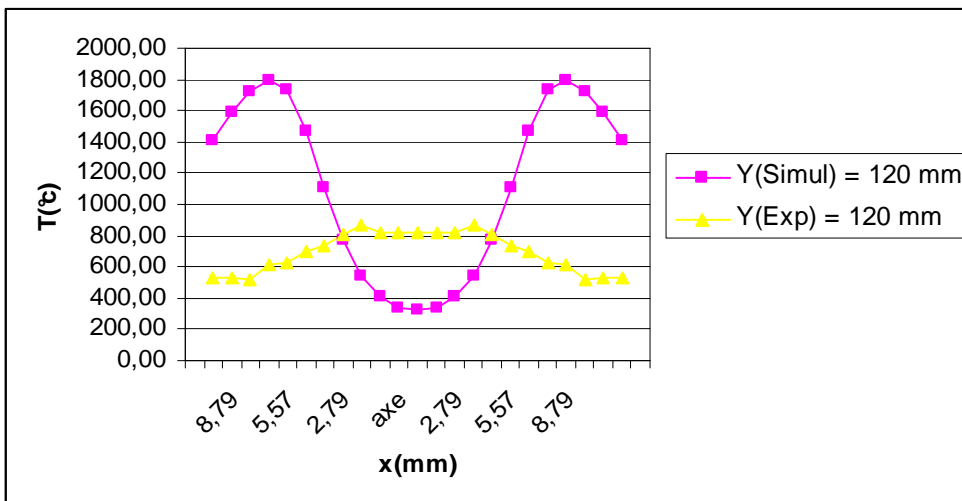


Figure. V-89. Les profils de température en fonction de x(mm);
 $\phi = 1,0$; $y = 120\text{mm}$; la plaque à 260 mm.

On peut sur les figures V-87, V-88 et V-89 comparant les profils de température expérimentaux et numériques mesuré dans la direction radiale x pour différentes hauteurs y des flammes et pour différentes positions de la plaque, faire une constatation générale concernant la différence entre l'étude numérique et l'étude expérimentale où l'on observe que les structures thermiques sont presque similaires, avec une différence de température importante due aux erreurs de l'expérience d'une part, et le modèle utiliser en autre part. Les profils numériques montrent plus clairement une évolution de la température depuis l'air ambiant qui croit très rapidement dès que l'on se rapproche de la zone de réaction pour atteindre sa valeur maximale sur le front de flamme suivi d'un petit plateau. En avançant dans la direction radiale, les profils présentent une diminution rapide qui correspond à la fin de zone de réaction.

Conclusion

Dans ce travail une étude numérique et expérimentale de la combustion turbulente de prémélange dans une flamme à point d'arrêt (Butane-air) à été réalisée.

La génération du maillage des coudes a été élaborée sur GAMBIT, et la résolution numérique à été réalisée en utilisant le code de calcul FLUENT. Ce dernier, nous a permis la compréhension des phénomènes qui existent réellement dans cette étude. Les résultats obtenus sont généralement en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Dans l'étude dynamique nous avons étudié numériquement l'aérodynamique du brûleur à froid (sans plaque et en utilisant le butane). Nous avons présenté le champ de vitesses avec notamment les vitesses moyennes et fluctuantes, le taux de turbulence et l'énergie cinétique de la turbulence. L'écoulement non réactif du jet modifié par la turbulence de grille est caractérisé par deux zones où la turbulence est isotrope, et une zone de transition anisotrope. Ces deux zones sont caractérisées par une turbulence dont l'isotropie est relativement bien vérifiée. Elles sont séparées par une zone de transition affectée par le cisaillement.

Dans l'étude réactive, il a été observé, que la variation de la turbulence et de la richesse influence fortement la structure thermique des flammes étudiées.

Les évolutions des profils de température ont été minutieusement étudiées pour différentes conditions de richesse, et pour différentes hauteurs et pour différent position de la plaque. On peut noter que la grille P est celle qui présente la température maximale la plus importante. Tous les profils de température dans les flammes présentent un plan de symétrie et un effet miroir, qui correspond à l'axe de symétrie du brûleur, caractéristiques des flammes coniques. Les évolutions des champs thermiques, montrent que les températures maximales atteintes ne présentent de différences significatives qu'en sortie de brûleur, mais dès que l'on avance dans la direction des «Y», un tassement vers le bas est à signaler et qui est plus accentuer avec la diminution de l'intensité de la turbulence. L'utilisation de différentes grilles de turbulence provoquent des différences significatives dans la structure des champs thermiques moyens.

Les profils de températures à différentes hauteurs de la plaque montrent qu'il y a une légère asymétrie à la sortie du jet. La concentration du mélange frais sur l'axe diminue et la température augmente à une certaine distance de la flamme. Dans la région où la flamme est en contact avec la paroi, les températures restent constantes. De plus, on a constate que la

diminution de la hauteur de la plaque en contact avec la flamme entraîne une augmentation de la température.

La comparaison entre les profils de température expérimentales et numérique mesurés dans la direction radiale x pour différentes hauteurs y des flammes et pour différentes positions de la plaque montre que le modèle Eddy dissipation utilisé pour la modélisation de la turbulence, semble donner de bons résultats du point de vue phénoménologie. Ainsi, nous avons observé une augmentation importante de la température par rapport à celle de l'expérience.

Finalement on note que la présence de la plaque, dans le cas où la flamme est proche de celle-ci, peut avoir une influence sur la combustion et être responsable de transferts de chaleur entre la flamme et la plaque.

Référence:

[1] **G. Damkohler (1947)**. "The Effect of Turbulence on the Flame Velocity in a Gas Mixture". English translation. NACA TM 1112.

[2] **B. Karlovitz, D. W. Denniston, D. H. Knapschaefer, F E. Welles (1953)**. "Turbulent Flames. Studies on Turbulent Flames". Fourth International Symposium on Combustion, Ed. Williams and Wilkins, Baltimore, p 613.

[3] **B. E. Launder, D. B. Spalding. (1972)**. " Mathematical Models Of Turbulence ". Academic Press, London and New York.

[4] **D. B. Spalding (1977)**. "Development of the Eddy-Break-Up Model of Turbulent Combustion". Sixteenth International Symposium on Combustion, Ed. The Combustion Institute, p.1657.

[7] **S. B. Pope, M. S. Anand (1984)**. "Flamelet and Distribution in Premixed Turbulent Flames". Twentieth Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, p. 403.

[5] **R.G.Abdel-Gayed, D.Bradley, M.Mcmahon (1979)** "Turbulent flame propagation in premixed gas: Theory and Experiment", In17th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp.245-254.

[6] **K.N.C.Bray (1979)** "The interaction between turbulence and combustion", In17th Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute.

[7] **R.Borghini, D.Dutoya (1981)** "On the scales of fluctuations in turbulent combustion", Colloquium on Turbulent Combustion Interaction, Combustion Institute.

[8] **T.Yanagi and Y.Mimura (1981)** "Velocity-Temperature correlation in premixed flame", 18 th Symposium (International) on Combustion, Combustion Institute, pp.1031-1039.

[9] **I. Gokalp, G.M.L. Dumas, Ben-Aim (1981)** "Temperature field measurements in premixed turbulent flame ", Eighteenth Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, pp.969-976.

[10] **R.G. Bill, JR.I. Namer, L. Talbot, R.K. Cheng and I. Robben (1981)** "Flame propagation in grid-induced turbulence", In *Combustion and Flame*, pp.229-242.

[11] **P. Cho, C. Law K, Hertzberg J.R. & Cheng R.K. (1986)** "Structure and Propagation of Turbulent Premixed Flames Stabilized in a Stagnation Flow" Twenty-First Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp 1493-1499.

[12] **Y. Lieu & B. Lenze (1988)** "The influence of turbulence on the burning velocity of premixed CH₄-H₂ flames with different laminar burning velocities"- Twenty-Second Symposium (Int.) on combustion, pp 747-754.

[13] **Y. Liu, B. Lenze & W. Leuckel (1989)** "Investigation on the combustion-turbulence interaction in premixed stagnation flames CH₄-H₂ mixtures"- Seventh Symposium on Turbulent Shear Flows, pp 357-366.

[13] **Y. Liu, M. Ziegler & B. Lenze (1993)** "Burning velocity of premixed flames as a function of turbulence and physico-chemical fuel properties"- Joint Meeting of the British and German Sections.

[14] **A. Boukhalfa (1988)** "Contribution à l'étude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées du type Bunsen "- Thèse de Doctorat, Université d'Orléans.

[15] **T. Poinot, D. Veynante, S. Candel (1990)** "Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation"- Twenty-Third Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, pp613-619.

[16] **L.W. Kostiuk, K.N.C. Bray & R.K. Cheng (1993)** "Experimental study of premixed turbulent combustion in opposed streams. Part I- Non reacting flow field"- *Combustion and Flame*, vol. 92, pp 377-395.

[17] **C.M. Rousselle & I. Gokalp (1993)** "Turbulent Premixed Flames in Counterflowing Streams- Influence of a Coflow"- Annual Spring Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute.

[18] **D. Escudie & Haddare. (1993)** "Experimental study of a premixed turbulent stagnating flame" - Combustion and Flame, vol. 95, pp 433-435.

[19] **C. Ghenai (1995)** "Etude de la structure et de la dynamique spatio-temporelle des fronts de flammes instantanés en combustion prémélangée" - Thèse de Doctorat, Université d'Orléans.

[20] **J.H. Chen, & LM Hong (1998)** "Correlation of flame speed with stretch in turbulent premixed Methane/Air Flames" - Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, pp.819-826.

[21] **B.B Dally, D.F. Fletcher & A.R. Masri (1998)** "Flow in mixing fields of turbulent bluff-body jets and flames" - In Combustion Theory and Modelling-2, pp.193-219.

[22] **L. Gagnepain (1998)** "Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres: Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamiques et scalaires" Thèse de Doctorat, Université d'Orléans.

[23] **M. Mulas, M. Talice (2002)** "Fully compressible simulation of low-speed premixed reacting flows" - Publications of Computational Fluid Dynamics Group, CRS4.

[24] **M.S. Boulahlib, B. Renou, B. Taupin, A. Boukhelfa, Z. Nemouchi (2002)** "Etude expérimentale de la combustion turbulente de prémélange pour une flamme bunsen stabilisée Analyse simultanée des images tomographiques et de la PIV" - CIMC'02 1er Congrès International de Mécanique-Constantine, Université Mentouri.

[25] **A. Soika, F. Dinkelacker, A. Leipertz (2003)** "Pressure Influence on the Flame Front Curvature of Turbulent Premixed Flames: Comparison between Experiment and Theory" - Combustion and flame Vol 132, p. 451.

[26] **X. Coron, J. L. Champion et M. Champion (2004).** (Mesures simultanées du champ de vitesse et de la variable d'avancement dans une flamme turbulente prémélangée, au seul moyen de la vélocimétrie par images de particules). Laboratoire de Combustion et de Détonique.

[27] **I. Serres***, **B.Sarh**, **C. Chauveau**, **I. Gökalp (2004)**. "Développement d'un jet à masse volumique variable impactant sur une plaque". Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs.

[28] **C. Cohé**, **F. Halter**, **C. Chauveau**, **I. Gökalp (2006)**. " Etude des flammes de prémélanges pauvres à l'aide de l'imagerie plane par diffusion Rayleigh induite par laser"- Laboratoire de Combustion et Systèmes Réactifs 1C, Avenue de la Recherche Scientifique 45071 ORLÉANS Cedex 2.

[29] **P. Bauer**, **J.M. Most**, **A. Claverie (2006)** "Modification des propriétés d'une flamme de diffusion lors de la transition vers un régime de combustion sans flamme"- Laboratoire de Combustion et de Détonique.

[30] **A. Ciani a,1**, **W. Kreutner a,***, **W. Hubschmid a**, **C.E. Frouzakis b**, **K. Boulouchos**
"Experimental investigation of the morphology and stability of diffusion and edge flames in an opposed jet burner".

Résumé:

La compréhension de la combustion turbulente est d'un intérêt capital dans le domaine des écoulements réactifs, par la complexité des phénomènes mis en jeu mais aussi parce que très répandue dans notre vie pratique. Les flammes turbulentes prémélangées sont un type de cette combustion. Elles ont reçu l'intérêt de ce travail car se trouvant dans diverses applications domestiques et technologiques mais surtout pour leur vertu écologique.

Le présent travail est une étude numérique et expérimentale de la combustion turbulente de prémélange dans une flamme à point d'arrêt (Butane-air). Le modèle $k - \varepsilon$ est utilisé pour modéliser la turbulence. Le problème a été abordé en utilisant les codes de calcul Gambit (mailleur) pour générer le maillage et Fluent (solveur) pour résoudre l'écoulement. Le modèle Eddy Dissipation, utilisé pour la modélisation de la combustion, semble donner de bons résultats du point de vue phénoménologique. Ainsi, nous avons observé une augmentation sensible de la température par rapport à l'expérience.

Dans le cas du jet à froid, des paramètres caractérisant l'écoulement moyen (tels que les vitesses moyennes) et la turbulence (tels que l'énergie cinétique turbulente). Une comparaison des résultats obtenus à été faite avec des données expérimentales.

Dans le cas de la flamme à point d'arrêt, des résultats intéressants ont été obtenus concernant le champ de température, dans le domaine d'étude.

Mots clés: Bruleurs, combustion turbulent, flammes prémélangées, flammes stagnée, FLUENT,

Abstract:

The understanding of the turbulent combustion is a capital interest in the field flows reagents, by the complexity of the phenomena at stake but also because widespread practice in our lives. The flames are a turbulent premixed this type of combustion. They received the benefit of this work as being in various domestic and technological applications but also for their environmental virtue.

This work is a study of the turbulent combustion of premix in a flame stopping point (Butane-air). The model is used to model the turbulence. The problem has been addressed using the codes of calculation Gambit (mesh) to generate a mesh and Fluent (solver) to solve the flow. The model Eddy dissipation, use for modeling of the combustion seems to give good results from a phenomenological. Thus, we observed a significant increase in temperature compared to the experience.

In the case of jet cold, parameters characterizing the flow medium (such as the average speeds and the rate of thickening) and turbulence (such as l'énergie turbulent kinetic and constraints Reynolds). A comparison of results was made with experimental data.

In the case of flame stopping point, interesting results were obtained on the temperature field in the field of study.

Keywords: burners, combustion turbulent, premixed flames, flames stagnated, FLUENT,

ملخص:

إنّ فهم الاحتراق الاضطرابي ذو أهمية كبيرة في مجال الاحتراق التفاعلي، ليس هذا بسبب تعقّد الظواهر المتواجدة فيه وحسب وإنما بسبب انتشاره الكبير واستعمالاته الكثيرة في حياتنا اليومية. إنّ النيران الاضطرابية ذات الخلط المسبق نوع من هذا الاحتراق. لقد حظي هذا الميدان باهتمام كبير خاصة لما له من آثار ايجابية على البيئة.

هذا العمل عبارة عن دراسة للنيران الاضطرابية ذات الخلط المسبق المعرّضة لحاجز (نقطة توقف) ولقد استعملنا للاحتراق غاز البوتان وللاضطراب نموذج ك-إسيلون. قمنا بمعالجة هذه المسألة باستعمال برنامج كمبيوت لوضع المخطط وبرنامج فلوينت للدراسة التحليلية. معظم النتائج المتحصل عليها في هذه الدراسة جيّدة من ناحية علم الظواهر مع ملاحظة بعض الزيادة للحرارة في الدراسة النظرية مقارنة بالتجربة.

في حالة التّفث البارد (بدون حاجز) تمّ الحصول على قيم خاص بالانسياب المتوسط مثل السرعات المتوسطة وقيم الانتشار والاضطراب والطاقة الحركية المضطربة وإجهادات رينولدز. وقد تمّ مقارنة النتائج

في حالة التّفث التفاعلي (النيران الاضطرابية ذات الخلط المسبق المعرّضة لحاجز), تم الحصول على نتائج مثيرة للاهتمام بشأن مجال درجة الحرارة. وقد تمّ مقارنة هذه النتائج بالتي تحصلنا عليها بالتجربة في المخبر.

الكلمات المفتاحية : الشعلات ، والاحتراق المضطرب ، لهيب مختلط مسبقا ، الهيب المعرّض لحاجز فلوينت.