

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Hassiba ben Bouali Chlef



Faculté des sciences et des sciences de l'ingénierie
Département de mécanique



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MAGISTERE

Spécialité: Mécanique

Option : Energétique

Par

NIAL Mohamed

● THEME

Caractérisation des paramètres de stabilisation d'une flamme d'un brûleur industriel : Application aux fours de cimenteries



Dirigé par :

Pr. L. Loukarfi

Devant le jury :

Président : A. Bettahar Pr UHBC

Rapporteur : L. Loukarfi Pr UHBC

Examineurs : M. Tahar Abbas Mc UHBC

Examineurs : Aek. Zaaraoui Dr UHBC

Examineurs : A. Sadok Pr U. Mostaganem

Caractérisation des paramètres de stabilisation d'une flamme d'un brûleur industriel : Application aux fours de cimenteries

Synonyme de caractérisation : *spécification, détermination, délimitation, définition, limitation, localisation, indication, datation, repère, explication, précision.*

Remerciements

*Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le cadre du stage de Magistère, sous la direction du professeur **Loukarfi Larbi**, à qui je tiens à adresser mes plus vifs remerciements pour avoir dirigé cette étude et pour ces consignes qui m'ont été d'un grand soutien. Je lui exprime également mes sincères gratitudees pour la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ce travail.*

*Je remercie aussi Mr **Benarouss Abdallah**, pour ses conseils et son aide, ainsi que toutes personnes, m'a aidé pour la réalisation de ce travail.*

Je remercie les membres du jury qui me font l'honneur de juger ce modeste travail.

Enfin, à tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce travail, je dis merci.

A toute ma grande et petite famille...

Table des matières

Introduction générale	10
1- Enjeux industriels	10
2- Objectifs de l'étude	11
3- Organisation du mémoire	12
Chapitre I.	
I.1 Présentation des fours rotatifs de cimenterie.....	14
I.2 Le brûleur	16
I.2.1 Conditions que doit fournir un brûleur	17
I.3 Le gaz naturel	18
Chapitre II	
II.1 Notions sur les jets et les flammes turbulentes non-prémélangées	21
1.2 Classification des flammes de diffusion	22
1.3 Le mélange stoechiométrique	24
1.4 Effet de la pression réduite et la richesse sur la vitesse normale de la flamme..	24
II.2 Notions sur les jets.....	25
2.1 Développement d'un jet turbulent en atmosphère calme (jet libre).....	25
2.2 Le flux de masse entraînée.....	26
2.3 Jets coaxiaux	27
2.4 Couche de mélange et formation de tourbillons.....	28
2.5.1 Ecoulement d'un jet horizontal dans une enceinte confinée	32
2.5.2 Fluctuations instantanées de l'écoulement.....	35
II.3 Notions sur les échelles de turbulence.....	37
3.1 Les échelles de la turbulence.....	38
3.2.1 L'échelle de Kolmogorov.....	42
3.2.2 Durée de vie des grosses structures.....	43
3.3.1 La cascade directe et inverse de l'énergie cinétique.....	43
3.3.2 L'écoulement bidimensionnel et l'équation de Helmholtz.....	46
3.4 Jets excités.....	48
Chapitre III	
III.1 Les sources d'instabilité influant sur la flamme de diffusion confinée.....	50
III.2 Contrôle de la flamme de diffusion	56
III.2.1 Travaux de Demare, Baillot et Wyzgolik.....	56
III.3 Les actions de contrôle passif et actif	58
III.3.1 Effet du swirl sur la stabilité de la flamme	59
3.1.1 Le nombre de swirl.....	59
3.1.2 La décroissance de vitesse axiale	60
3.1.3 Les techniques de génération du swirl.....	62
3.1.4 L'effet du swirl sur un écoulement non réactif.....	62
3.1.5 L'effet du swirl sur un écoulement réactif confiné.....	63
III.3.2 L'influence de la configuration de contrôle sur les jets tourbillonnaires	67
.....	
3.2.1 Influence de l'injection tangentielle.....	68
3.2.2 Influence du diamètre (d) des actionneurs.....	69
3.2.3 Influence de l'inclinaison (α) des actionneurs.....	69

3.2.4 Influence de la distance (h) des actionneurs à la sortie du jet.....	70
III.3.3 Effet du contrôle sur les profils de vitesse.....	73
III.4 Effet du corps non profilé sur la stabilité de la flamme.....	77
III.4.2 Efficacité de la stabilisation par obstacle.....	78
III. 4.3 L'effet de l'angle d'ouverture.....	79
III.4.4 Travaux sur d'autres type de corps non profilé.....	80
Chapitre IV	
IV.1 Simulation d'un écoulement pleinement turbulent dans un four de cimenterie.....	81
IV.1.1 Méthodes de résolution approchée des équations de Navier Stokes.....	81
IV.1.2 Les méthodes faiblement non linéaire	84
IV.2 Equation de bases.....	84
IV 2.1 L'équation relative à l'écoulement.....	85
IV.2.2 Le modèle $k-\varepsilon$ RNG (ReNormalization Group).....	87
IV.3 Traitement près de la paroi.....	89
IV.4 Modèle de flamme non-prémélangée.....	90
IV.5 La simulation avec le code FLUENT :	93
IV.5.1 Maillage et conditions initiales et aux limites.....	93
IV. 5.2 Procédure de résolution.....	95
IV. 5.3 Algorithme de calcul.....	96
IV.5.4 Formulation utilisé par Fluent des différents résultats présentés.....	98
IV.6 Résultats et discussion.....	99
Conclusion générale	119
ANNEXE A : Tube Rijke	124
ANNEXE B : Détail géométriques du brûleur Dioflex (ECDE de Chlef)	131

Liste des figures

<i>Fig.I.1 Procède de production de ciment</i>	<i>14</i>
<i>FigI.2 Implantation du brûleur dans le capot de chauffage pour un four de cimenterie</i>	<i>15</i>
<i>FigI.3 Vue d'ensemble de la zone de cuisson sans préchauffeur</i>	<i>16</i>
<i>FigI.4 Emplacement d'un brûleur dans un four de cimenterie</i>	<i>16</i>
<i>FigI.5 Equipement de chauffage (brûleur à gaz) pour four de cimenterie</i>	<i>18</i>
<i>FigI.6 La variation du volume des gaz brûlés en fonction du PCI du gaz naturel</i>	<i>19</i>
<i>FigII.1 les différents type de combustion et régime qu'on peut trouver</i>	<i>21</i>
<i>Fig.II.2 Les différents structures d'une flamme de diffusion</i>	<i>22</i>
<i>FigII.3 Echelles d'une flamme turbulente non prémélangée</i>	<i>23</i>
<i>FigII.4 Simulation numérique direct de l'interaction flamme/ turbulence.</i>	<i>24</i>
<i>FigII.5 Les limites des vitesses normales de la flamme en fonction des concentrations de CH4</i>	<i>25</i>
<i>FigII.6 Développement d'un jet libre</i>	<i>25</i>
<i>FigII.7 L'angle d'ouverture du jet libre (strioscopie)</i>	<i>26</i>
<i>FigII.8 Les trois régions d'un jet coaxial</i>	<i>27</i>
<i>FigII.9 Couche de mélange</i>	<i>27</i>
<i>FigII.10 Couche de mélange turbulent entre deux fluides avec des vitesses U_1 et U_2</i>	<i>28</i>
<i>FigII.11 Profile de vitesse $U_1 > U_2$ et l'évolution de l'épaisseur de la Couche de mélange</i>	<i>28</i>
<i>FigII.12 Visualisation strioscopique d'un écoulement non réactif</i>	<i>30</i>
<i>FigII.13 Visualisation strioscopique d'un écoulement réactif</i>	<i>30</i>
<i>FigII.14 Formation d'un tourbillon en spirale par instabilité de Kelvin- Helmholtz</i>	<i>30</i>
<i>FigII.15 Tomographie laser pour un jet coaxial méthane/air</i>	<i>31</i>
<i>FigII.16-a Evolution du profil de vitesse des écoulements primaire et secondaire</i>	<i>32</i>
<i>FigII.16-b Schéma théorique de l'écoulement et la zone de recirculation</i>	<i>33</i>
<i>FigII.17 Variation de la pression statique à la paroi</i>	<i>33</i>
<i>FigII.18 Variation du débit de recirculation en fonction de la distance au brûleur.</i>	<i>34</i>
<i>FigII.19 Evolution du débit maximal recirculé</i>	<i>35</i>
<i>FigII.20 Schéma réel des écoulements froid avec différentes valeurs de θ</i>	<i>36</i>
<i>FigII.21 Enregistrement de quatre différents écoulement $U(x,t)$</i>	<i>37</i>
<i>FigII.22 Corrélation temporelle des fluctuations, de vitesse en fonction du retard τ (millisec)</i>	<i>38</i>
<i>FigII.23 Signal d'un écoulement turbulent</i>	<i>38</i>
<i>FigII.24.a Exemple de spectre $E(k)$ d'un signal turbulent</i>	<i>41</i>
<i>FigII.24.b Spectre turbulent issu de mesures expérimentales</i>	<i>41</i>
<i>FigII.25 Evolution d'un jet turbulent pour deux nombres de Reynolds</i>	<i>43</i>
<i>FigII.26 Spectre de production, transfert et dissipation d'énergie cinétique turbulente</i>	<i>44</i>
<i>FigII.27 Spectre de l'énergie turbulente; (a) Tridimensionnelle (b) bidimensionnelle</i>	<i>45</i>
<i>FigII.28 Cascade inverse d'énergie d'une couche de mélange excitée aléatoirement</i>	<i>45</i>
<i>FigII.29 Arbre de Bradshaw</i>	<i>47</i>
<i>FigII.31 Expériences de M'Closkey et al. Des jets transverses excités</i>	<i>48</i>
<i>FigII.32 Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds</i>	<i>49</i>
<i>FigII.33 Sillage créer par un corps non profilé; un véritable oscillateur d'écoulement</i>	<i>49</i>
<i>FigIII.1 Interaction combustion instable/ acoustique de la chambre/ tourbillons</i>	<i>55</i>
<i>Fig III.2 Zone d'hystérésis d'une flamme de diffusion méthane/air</i>	<i>57</i>

<i>FigIII.3 Comportement de la flamme liftée en zone d'hystérésis</i>	57
<i>FigIII.4 Les courants de recirculation d'une flamme confinée mise en rotation</i>	59
<i>FigIII. 5.a Photo d'une flamme avec faible recirculation axiale</i>	60
<i>FigIII.5.b photo d'une flamme avec recirculation axiale importante.</i>	60
<i>FigIII.6 Décroissance de la vitesse axiale le long de l'axe principal d'un écoulement swirlé</i>	61
<i>FigIII.7 Types d'écoulements observés dans le foyer Pour différents types de flammes swirlées</i>	63
<i>FigIII.8 Photographie à recirculation centrale, pour une valeur du coefficient de swirl élevée</i>	66
<i>FigIII.9 Différent types de brûleurs selon le mode d'alimentation en gaz</i>	66
<i>FigIII.10 Différentes configurations d'actionneurs testées par Vincent FAIVRE</i>	67
<i>FigIII.11 Influence de la géométrie du dispositif d'actionneurs.</i>	68
<i>FigIII.12 Comparaison des résultats des configurations A45 et A90.</i>	69
<i>FigIII.13 Comparaison des résultats des configurations A90 et SW90.</i>	70
<i>FigIII.14 Champs instantanés de concentration obtenus par fluorescence induite par laser</i>	70
<i>FigIII.15 Influence de la distance (h) du jet sur le profil radial de vitesse axiale moyenne</i>	72
<i>FigIII.16 Evolution de l'angle d'ouverture du jet contrôlé en fonction du paramètre q.</i>	72
<i>FigIII.17 Profils radiaux de vitesse axiale moyenne adimensionnée par la vitesse sur l'axe.</i>	73
<i>FigIII.18 Profils radiaux de vitesse axiale moyenne et rms à $x/D=2$</i>	74
<i>FigIII.19 Profils radiaux de vitesse axiale moyenne et rms à $x/D=7$</i>	75
<i>FigIII.20 Ecoulement a l'aval d'un disque de stabilisation</i>	77
<i>FigIII.21 Zone de recirculation a l'aval d'un obstacle</i>	77
<i>FigIII.22 relation empirique entre le diamètre et les paramètres d'écoulement</i>	78
<i>FigIII.23 Flammes avec et sans disque stabilisateur pour différents angles d'ouverture</i>	79
<i>FigIII.24 La configuration cylindrique d'un brûleur à obstacle</i>	80
<i>FigIII.25 La vitesse moyenne axiale en fonction du rapport des rayons r/R à différentes position axiale x/D pour un cas non réactif.</i>	81
<i>FigIII.26 La vitesse fluctuante axiale en fonction du rapport des rayons r/R à différentes position axiale x/D, pour un cas non réactif.</i>	81
<i>FigIII.27 La vitesse moyenne axiale en fonction du rapport des rayons r/R à différentes position axiale x/D, pour un cas réactif.</i>	82
<i>FigIII.28 La vitesse fluctuante axiale en fonction du rapport des rayons r/R à différentes position axiale x/D, pour un cas réactif.</i>	82
<i>FigIV.1 Spectre d'énergie cinétique turbulente et les modèles de calcul</i>	85
<i>FigIV.2 Les différentes lois de la couche limite</i>	93
<i>FigIV.3 Les dimensions de la géométrie considéré dans le maillage</i>	97
<i>FigIV.4 Les conditions aux limites de la géométrie considéré</i>	98
<i>FigIV.5.a Approche de la fonction de paroi</i>	99
<i>FigIV.6 Maillage quadruple régulier</i>	99
<i>FigIV.7 Algorithme de calcul pour un solveur découplé</i>	101
<i>Fig IV.8 Profil de temperature de la surface du four</i>	102
<i>FigIV.9 Profil de temperature présentant un état de chute de brique</i>	114
<i>FigIV.10 Profil de temperature à la surface du four de cimenterie</i>	115
<i>FigIV.11 Présentation en 3D du profil de temperature à la surface du four de cimenterie</i>	116
<i>FigIV.12 profil de température à la surface du four, avec les deux zones de perturbations</i>	128

Liste des figures des courbes de résultats

<i>IV.1.1 Pression statique</i>	<i>104</i>	<i>IV.2.1 Pression statique</i>	<i>114</i>
<i>IV.1.2 Coefficient de pression</i>	<i>104</i>	<i>IV.2.2 Coefficient de pression</i>	<i>114</i>
<i>IV.1.3 Pression totale</i>	<i>104</i>	<i>IV.2.3 Pression dynamique</i>	<i>114</i>
<i>IV.1.4 Pression dynamique</i>	<i>105</i>	<i>IV.2.4 Pression totale</i>	<i>115</i>
<i>IV.1.5 Force de cisaillement à la paroi</i>	<i>105</i>	<i>IV.2.5 Force de cisaillement à la paroi</i>	<i>115</i>
<i>IV.1.6 Masse volumique</i>	<i>105</i>	<i>IV.2.6 Masse volumique</i>	<i>115</i>
<i>IV.1.7 Vitesse suivant X</i>	<i>106</i>	<i>IV.2.7 gradient de pression dP/dx</i>	<i>116</i>
<i>IV.1.8 Vitesse suivant Y</i>	<i>106</i>	<i>IV.2.8 gradient de pression dP/dy</i>	<i>116</i>
<i>IV.1.9 Taux de vortacité 1/s</i>	<i>106</i>	<i>IV.2.9 Taux de vortacité 1/s</i>	<i>116</i>
<i>IV.1.10 Gradient dVx/dy</i>	<i>107</i>	<i>IV.2.10 Vitesse suivant X</i>	<i>117</i>
<i>IV.1.11 Gradient dVy/dx</i>	<i>107</i>	<i>IV.2.11 Vitesse suivant Y</i>	<i>117</i>
<i>IV.1.12 Intensité de turbulence</i>	<i>107</i>	<i>IV.2.12 Intensité de turbulence</i>	<i>117</i>
<i>IV.1.13 Température statique</i>	<i>108</i>	<i>IV.2.13 Température statique</i>	<i>118</i>
<i>IV.1.14 Température totale</i>	<i>108</i>	<i>IV.2.14 Gradient dVx/dy</i>	<i>118</i>
<i>IV.1.15 Energie cinétique turbulente</i>	<i>108</i>	<i>IV.2.15 Gradient dVy/dx</i>	<i>118</i>
<i>IV.1.16 Taux de dissipation turbulente</i>	<i>109</i>	<i>IV.2.16 Energie cinétique turbulente "K"</i>	<i>119</i>
<i>IV.1.17 Moy. des fractions de mélange</i>	<i>109</i>	<i>IV.2.17 Taux de dissipation turbulente</i>	<i>119</i>
<i>IV.1.18 Fraction massique du CH₄</i>	<i>109</i>	<i>IV.2.18 Production de "K"</i>	<i>119</i>
<i>IV.1.19 Fraction massique du O₂</i>	<i>110</i>	<i>IV.2.19 Fonction de courant</i>	<i>120</i>
<i>IV.1.20 Fraction massique du H₂O</i>	<i>110</i>	<i>IV.2.19 Moy. des fractions de mélange</i>	<i>120</i>
<i>IV.1.21 Fraction massique du CO₂</i>	<i>110</i>	<i>IV.2.20 Fraction massique du CH₄</i>	<i>120</i>
		<i>IV.2.21 Fraction massique du O₂</i>	<i>121</i>
		<i>IV.2.22 Fraction massique du H₂O</i>	<i>121</i>
		<i>IV.2.23 Fraction massique du CO₂</i>	<i>121</i>

Nomenclature

r_u	rapport des vitesses initiales de la couche de mélange (U_1, U_2)
E_v	rapport d'entraînement volumique de la couche de mélange
Φ	rapport fuel/air à la stœchiométrie.
m	paramètre de similitude
M_c	nombre de Mach convectif
ρ_0	[kg/m ³] masse volumique de l'écoulement de jet,
ρ_s	[kg/m ³] masse volumique de l'écoulement du fluide ambiant
ρ_1	[kg/m ³] masse volumique de l'écoulement du fluide 1
ρ_2	[kg/m ³] masse volumique de l'écoulement du fluide 2
\dot{m}_e	[kg/s] Flux de masse entraîné
\dot{m}_0	[kg/s] Débit massique du jet
d	[m] diamètre de la buse (injecteur)
U_1, U_2	[m/s] Vitesses des deux courants parallèle de la couche de mélange
δ_ω	[m] épaisseur de vorticité (tourbillon)
U_c	[m/s] vitesse de convection de la couche de mélange
ω	[1/s] pulsation du détachement tourbillonnaire
q_0	[m ³ /h] débit primaire du jet
q_a	[m ³ /h] débit secondaire parallèle au jet
q_c	[m ³ /h] débit secondaire critique
q_r	[m ³ /h] débit recirculé
G_0	[N] Quantité de mouvement primaire
G_a	[N] Quantité de mouvement secondaire
G	[N] Quantité de mouvement après mélange
\bar{U}	[m/s] Vitesse moyenne
u'	[m/s] Vitesse fluctuante
τ	[N] Contrainte visqueuse
λ	[m] longueur d'onde du spectre du champ de vitesse dans une direction donnée.
k	[m ⁻¹] nombre d'onde
k_d	[m ⁻¹] nombre d'onde à partir de lequel l'énergie cinétique est dissipée
k_f	[m ⁻¹] nombre d'onde supérieure au quel est introduite l'énergie dans le système
K	[J/kg] l'énergie cinétique turbulente
$E(k)$	[J.m/kg] densité spectrale d'énergie
ε	[J/(Kg.s)] Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
l_k	[m] taille de l'échelle Kolmogorov
L_I	[m] taille de l'échelle intégrale
ν	[m ² /s] viscosité cinématique
τ_ν	[s] durée de vie du tourbillon de taille k^{-1}
τ_R	[s] temps de retournement des structures (tourbillon) de taille k^{-1}
$T(k,t)$	[J.m/kg] énergie transféré entre les différents nombres d'ondes
S	nombre de swirl
S_c	nombre de Schmith
Re_k	nombre de Reynolds associé à l'échelle de Kolmogorov
Re_I	nombre de Reynolds associé à l'échelle intégrale (�coulement turbulent)
Re_L	nombre de Reynolds associé à l'écoulement moyen
D	diffusivité des espèces
S_t	nombre de Strouhal

Introduction générale :

1- Enjeux industriels :

Les industriels du secteur cimentier doivent relever beaucoup de défis pour être compétitifs vis-à-vis de leurs concurrents. Ils doivent satisfaire la demande, minimiser les pertes de production dues aux imprévues tout en veillant à l'économie de l'énergie, à la bonne qualité du produit, à l'exploitation rationnelle du matériel et aussi en veillant à préserver l'environnement, que se soit du côté des carrières exploitées ou de celui des polluants dégagés dans l'atmosphère.

La production mondiale de ciment s'élevait, en 2001, à 1692 millions de tonnes. En Afrique (5% de la production mondiale), les principaux producteurs sont localisés en Afrique du Nord (65%). En Asie (62% de la production mondiale), la Chine domine le marché de production. En fait, l'évolution du marché est liée notamment au niveau d'industrialisation de chaque pays. Ainsi, le niveau de production de ciment dans les pays industrialisés s'est globalement stabilisé depuis une dizaine d'années, et les fluctuations observées dépendent seulement d'aléas conjoncturels. En revanche, la production de ciment dans les pays en développement s'est accrue, et continue à progresser en fonction de leur évolution économique. Plusieurs facteurs appuient la nécessité de réaliser des **diagnostics énergétiques dans l'industrie cimentière** pour identifier les économies d'énergie potentielles et mettre en œuvre des mesures d'économies d'énergie.

- D'abord, l'industrie cimentière est fortement consommatrice en énergie calorifique et électrique. Les besoins mondiaux en énergie pour la fabrication du ciment sont estimés à environ 6×10^9 GJ/an pour les combustibles et 200 TWh/an pour l'électricité. Par ailleurs, **l'énergie représente 30 à 40% du prix de revient du ciment** (hors frais d'amortissement).
- L'industrie cimentière est également fortement capitalistique, puisqu'une usine dont la capacité de production s'élève à 1 million de tonnes par an de ciment représente un investissement de l'ordre de 150 millions de \$US. Ceci incite à rechercher des solutions d'amélioration des unités de production existantes plutôt que de créer une nouvelle ligne [12]. L'entreprise du ciment ECDE de Chlef a bénéficié en 2001 et 2003 de cette expérience pour rénover ses deux lignes en augmentant sa capacité de production réalisée, de 1 million 300milles à 2 millions 150milles tonnes de ciment par an. Les améliorations dans la chaîne de production ont touché principalement l'atelier de cuisson, en installant un préchauffeur à faible perte de charge à 4 étages et un ventilateur de tirage approprié, avec la possibilité d'installer ultérieurement une précalcination partielle pour porter la capacité des fours à 3700t/j (au lieu de 3000 t/j) et de remplacer les filtres pour la protection de l'environnement

(filtres à manche). Aussi, il est prévu de rendre performants les ateliers de préparation du cru (stockage, broyage). Des batteries de cyclonages (séparateur statique) avec un ventilateur de tirage intermédiaire seront installées pour assurer le transport de la matière broyée, en vue d'augmenter la capacité de broyage, d'améliorer la finesse pour assurer une meilleure aptitude à la cuisson des matières premières et soulager les électrofiltres des gaz très chargés en poussières pour avoir un taux d'émanation moindre. Dans ces études sont pris en compte la sécurité, la fiabilité, les performances d'une façon globale (avec cependant l'examen des variantes jugées opportunes). L'aspect énergétique n'est qu'un aspect de l'ensemble des buts des projets de rénovation, et chaque cimenterie ou chaque atelier constitue un cas particulier d'étude. Finalement, les aspects de travail, le suivi et l'analyse des problèmes ne peuvent être laissés de côté et spécialement après une rénovation.

L'atelier de cuisson travail 24/24h sans arrêt sauf si celui-ci est *programmé* ou *imprévu*. Cet atelier reste le plus sensible et le plus onéreux en matière de consommations. Il est soumis à des phénomènes néfastes qui affectent la production. Les vibrations au dessus du seuil acceptable pour le four et les équipements annexes, l'érosion prématurée de la brique réfractaire, et la consommation du gaz au dessus des valeurs tolérées, sont des conséquences de ces phénomènes.

Le présent travail débute par une investigation sur le four de l'atelier de cuisson, en se basant sur ma propre expérience dans le domaine, ainsi que sur celle du personnel de production de l'ECDE tout en la confrontant avec les études des recherches académiques en relation avec la problématique, dans le but de cibler les paramètres pertinents et leurs mutuelles interactions.

2- Objectifs de l'étude :

Vue, la grande importance que joue le brûleur dans le processus de cuisson, une étude d'investigation des processus qui s'y déroulent sera menée en tenant compte de l'interaction de la combustion avec la turbulence et l'acoustique de la chambre de combustion. Ces phénomènes deviennent des sources d'instabilité (distribution non homogène de la température le long du four et vibration des structures de la zone de cuisson). Un meilleur contrôle de la flamme est possible en caractérisant les paramètres du jet réactif issu du brûleur en utilisant l'effet de l'obstacle (Bluff body) ou celui du Swirl dans le but de stabiliser cette flamme, en se basant sur des études et résultats de recherches académiques.

Aussi, on déterminera l'effet du jet réactif non contrôlé qui se développe dans le four de cimenterie sur l'érosion prématurée du revêtement interne en briques réfractaires et ce dans des zones bien ciblées grâce à une simulation avec le code de calcul FLUENT. Les résultats

seront comparés avec le profil de températures mesurées à la surface du four grâce à un scanner infrarouge (ECDE de Chlef et Hamma-Bouziane de Constantine).

3- Organisation du mémoire :

Ce mémoire est organisé autour de deux parties subdivisées en quatre chapitres : après une introduction générale portant sur l'aperçu des industriels cimentiers vis-à-vis les enjeux économiques. Le premier chapitre traite de l'implantation du brûleur dans la chaîne de production avec quelques descriptions fonctionnelles. Les chapitres II et III sont consacrés à une recherche bibliographique dans le but d'intercepter les causes principales influant sur la stabilité de cuisson ainsi que la marche régulière des équipements, et déceler l'effet réciproque de la turbulence, l'acoustique et le mélange air/méthane (taux de dégagement de chaleur). Nous nous sommes basés sur des notions sur le développement des jets coaxiaux, la formation des couches de mélanges et le couplage thermoacoustique d'une flamme confinée. L'excitation des couches de mélange par des ondes acoustiques repose sur l'expérience du tube de Rijke (annexeA).

Le chapitre III présente deux procédés de contrôle de la flamme et sa stabilisation avec une comparaison des profils radiaux de la vitesse axiale dans le sillage de l'écoulement développé en vue de la caractérisation des paramètres de stabilisation de la flamme de diffusion.

Dans le chapitre IV on présente une simulation par le code de calcul Fluent d'un écoulement pleinement turbulent stationnaire représentant le cas pratique d'un écoulement dans un four de cimenterie à jet réactif non contrôlé. Pour des raisons que nous expliciterons ultérieurement, la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations) a été adoptée. Ce modèle s'appuie sur une résolution des valeurs moyennes des grandeurs physiques de la combustion turbulente, en utilisant des modèles de fermetures pour les équations de conservation formulées en valeur moyenne. Seuls les champs moyens sont résolus. Pour la fermeture des équation de Navier-Stokes, un modèle de turbulence à deux équations de transport est utilisé (RNG) $k-\epsilon$.

Les interactions entre la turbulence et la flamme non prémélangée (CH_4/air) sont prises en compte grâce à l'utilisation d'une fonction densité de probabilité (PDF). Pour économiser le temps de calcul, les calculs d'équilibre chimique et l'intégration de la PDF sont effectués par un code de calcul externe à Fluent appelé PrePdf. Les résultats de la simulation seront analysés, interprétés et discutés à la fin du chapitre IV.

Enfin une conclusion générale résumera l'étude avec des perspectives futures de développement à la lumière du présent travail.

Chapitre I

Présentation des fours rotatifs de cimenterie

I.1 Présentation des fours rotatifs de cimenterie :

D'un point de vue conception, il existe des invariants quelle que soit la dimension du four.

Le four est un tube en appui sur des stations de roulement (deux, trois, ... huit) ayant une inclinaison de l'ordre de 3,5 % par rapport à l'horizontale, imprimé par une translation axiale assurée par une butée mobile entraînée par un poussoir hydraulique. Le four tourne à des vitesses de rotation comprises entre 1,8 et 3,5 tr/min, sa mise en rotation du four peut être assurée de deux façons :

- Sur le four à trois appuis et plus, elle est effectuée par un ou deux groupes de commande ; 1 ou 2 pignons attaquent une couronne dentée fixée sur la virole. Ceux de l'ECDE sont portés sur quatre stations avec un seul groupe de commande, chacun.
- Avec la nouvelle technologie du four sur deux appuis, la rotation du four peut être obtenue directement par un ou deux galets d'une station de roulement eux-mêmes entraînés par deux ou quatre moteurs électrohydrauliques ou électromécaniques [9].

La figure II.1 présente le procédé de production de ciment.

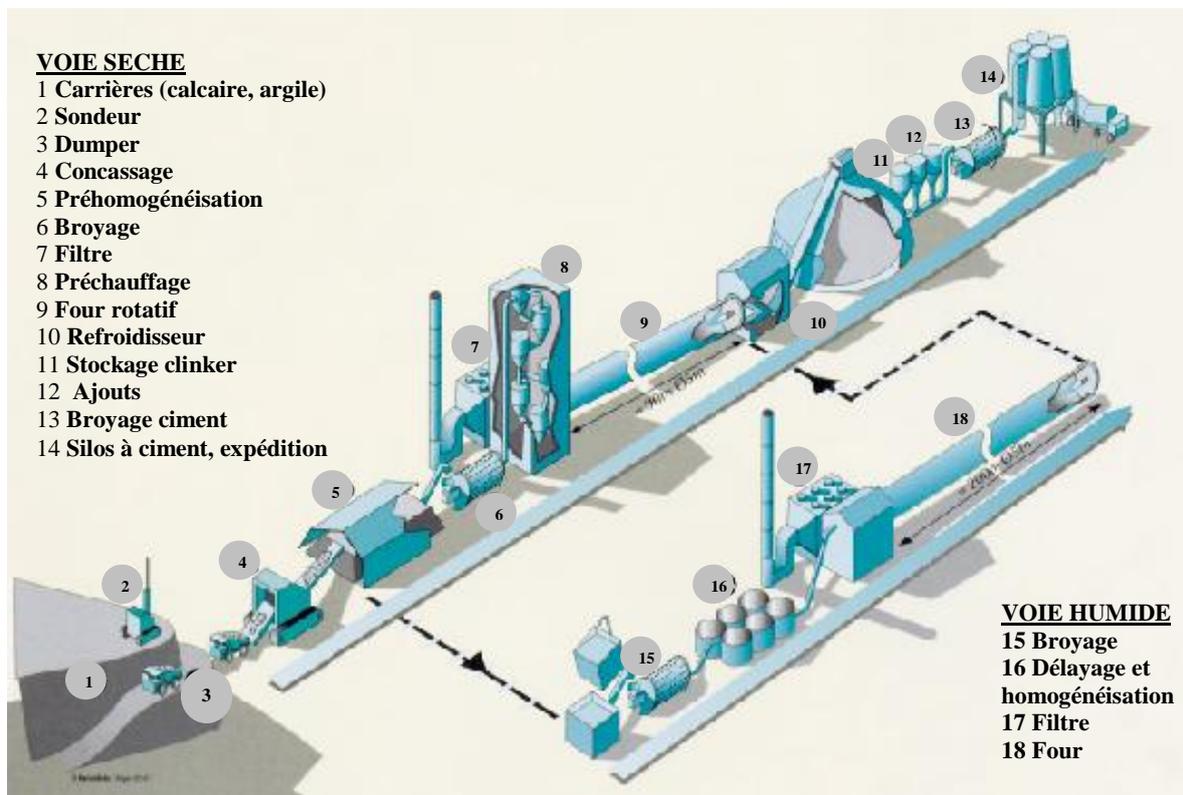
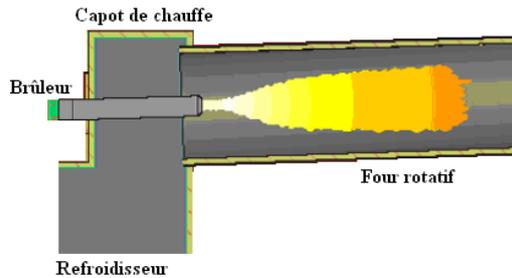


Fig.I.1 Procédé de production de ciment [12]

A l'intérieur du four à clinker, la température des fumées évolue de 2000 - 2350 °C à 1050 °C, tandis que la matière passe de 850 - 900 °C à 1420 °C - 1450 °C, figure I.4. Un revêtement réfractaire, principalement du type briquetage, protège la virole et réduit les pertes de chaleur. La figure I.3 présente la vue d'ensemble de la zone de cuisson sans préchauffeur avec un détail du capot de chauffe dans la figure I.2.



FigI.2 Implantation du brûleur dans le capot de chauffe pour un four de cimenterie [13]

Le four est soumis à des sollicitations ayant pour origine les *charges mécaniques* mises en œuvre ou appliquées, *la charge thermique* où des *défauts de géométrie*.

Les charges mécaniques mises en œuvre ou appliquées, peuvent être :

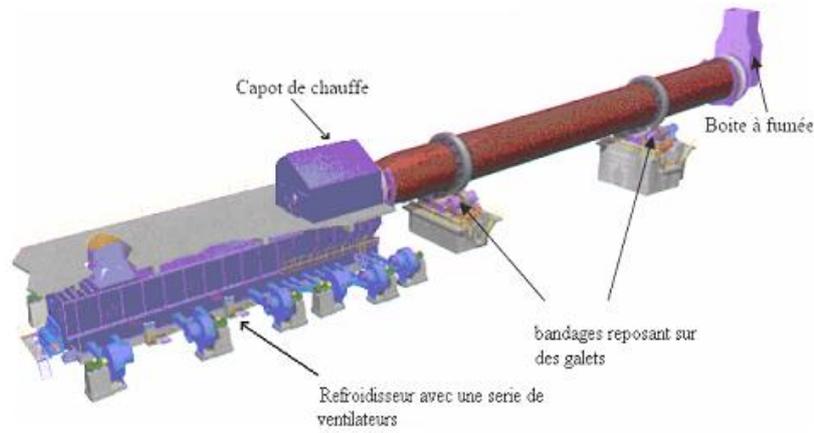
- Uniformément réparties : poids propre de la virole, poids du réfractaire, poids de la matière ;
- Concentrées : poids de la couronne (bandage), poids sur les extrémités du four (joints, satellites), force et couple d'entraînement.
- Evolutives : croûtage, anneaux, concrétions.

On peut citer comme défauts de géométrie :

- Les alignements imparfaits des supports (station de galets, bandages) horizontal et vertical ;
- La construction défectueuse au montage (axe de virole non rectiligne) ;
- Les déformations permanentes créées par des surchauffes.

Les sollicitations dues à la charge thermique sont :

- La variation de température sur la longueur du four ;
- Une distribution de température non homogène dans une section transversale. Ces sollicitations engendrent des contraintes et des déformations qui sont évaluées par le calcul lors de la conception, de manière à rester dans des limites acceptables [9]. Elles font l'objet d'un suivi et d'un contrôle quotidien et rigoureux en cas d'instabilité (vibration) vu les détériorations qu'elles peuvent engendrer.

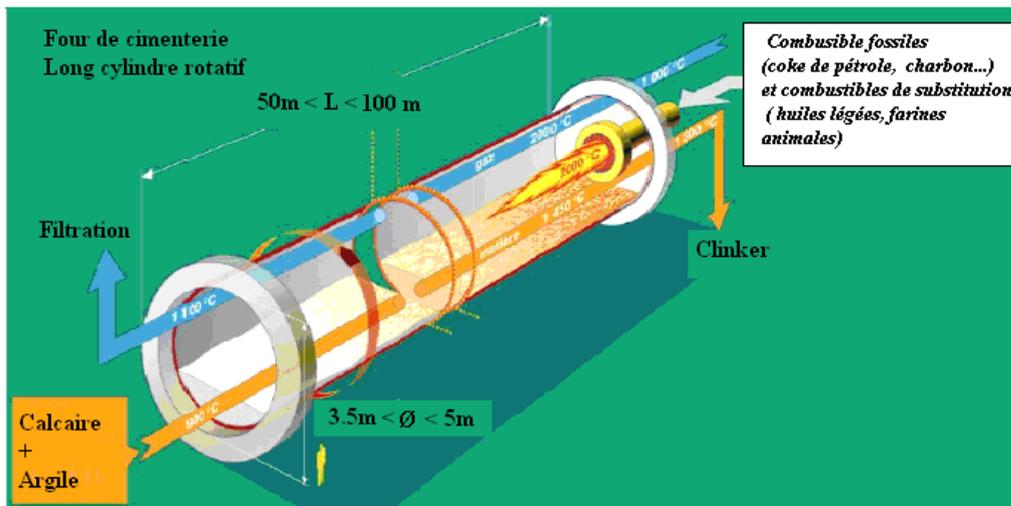


FigI.3 Vue d'ensemble de la zone de cuisson sans préchauffeur [13].

I.2 Le brûleur :

L'énergie représente 30 à 40% du prix de revient du ciment. Un système qui permet une utilisation efficace de plusieurs type de combustible donne un résultat encourageant [16]. Une utilisation efficace (*maîtrise*) des brûleurs demande que le combustible ne précarise pas la qualité du clinker, non polluant et ne crée pas des problèmes de fonctionnement dans le four, mise à part le type de combustible utilisé. Il existe plusieurs types de brûleurs, selon que la combustion est de type prémélangé ou non prémélangé.

Le brûleur dans un four rotatif fonctionne comme un injecteur, figureI.4. L'air secondaire est aspiré du refroidisseur dans le four de telle façon que la flamme dégagée se concentre autour de ligne centrale du four.



FigI.4 Emplacement d'un brûleur dans un four de cimenterie [29]

I.2.1 Les conditions que doit fournir un brûleur [16]:

La figure II.5 présente l'équipement du brûleur à gaz pour un four de cimenterie. Les compagnies spécialisées dans la fabrication des brûleurs établissent quatre indices sans dimensions qui définissent les conditions nécessaires pour la modélisation efficace de la flamme. Les quatre indices sont :

A. Indice axial (I_{ax}):

L'indice axial représente le rapport entre le débit de quantité de mouvement axial et la somme des débits de quantités de mouvement axiales multipliée par le rayon moyen de la section transversale du passage libre du four. L'indice I_{ax} montre la tendance d'apparition de la circulation dans la zone externe du jet moyen du brûleur. Des valeurs réduites de I_{ax} indiquent qu'il y a peu de circulation et pour des valeurs élevées une intense circulation apparaît. La circulation externe limite la section de passage du jet. Ainsi sa vitesse est augmentée pour élever le mélange du carburant et l'air primaire avec l'air secondaire.

B. Indice tangentiel (I_{tg}):

L'indice tangentiel représente le rapport entre le débit suivant l'axe de la quantité de mouvement angulaire et la somme des débits suivant l'axe de la quantité de mouvement axiale, multipliée par le rayon moyen de la section transversale du passage libre, du four [1]. L'indice I_{tg} montre la tendance de la circulation interne et externe avec la rotation du jet moyen. Des valeurs réduites de I_{tg} favorisent la formation d'une flamme mince et longue, et des valeurs élevées de I_{tg} donnent un étendu de la flamme avec un premier pic de température près du nez du brûleur. La variation des valeurs de I_{tg} pour le même brûleur/four, où tous les autres paramètres restent constants implique un changement de la forme de la flamme. Cet indice est aussi relié à l'allumage et la caractéristique de la cuisson double, où son effet sur la position et l'intensité du premier pic de température peut être aperçu.

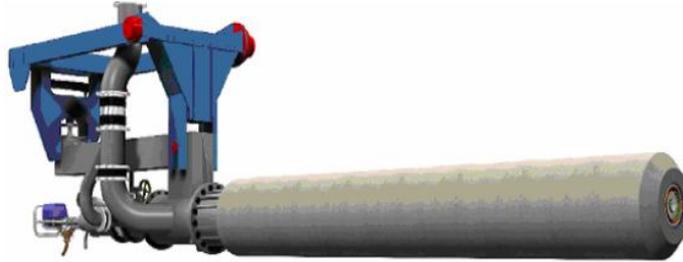
C. Indice de turbulence (I_{tb}) :

L'indice de turbulence montre le niveau moyen de la turbulence généré par le carburant et l'air à travers le four. Il est calculé à partir d'une relation entre l'énergie cinétique et l'énergie thermique totale du brûleur. Augmenter I_{tb} c'est augmenté les échanges thermique et donc intensifier la combustion. Avec tous les paramètres qui maintiennent une combustion stable, l'augmentation de I_{tb} provoque une contraction de la zone de cuisson, réduit la teneur de sulfure et augmente la température entre les deux pics de cuisson. I_{tb} influe sur la position des pics de température ainsi que, sur la cuisson double.

D. Indice de dispersion (I_{dsp}) :

Cet indice concerne les carburants solides tels que le charbon, rebut, déchet de plastique, etc... et il montre la tendance de dispersion rapide où lente des particules de carburants solides dans l'oxydant [16].

Ces indices permettent de déterminer le type de flamme recherchée.



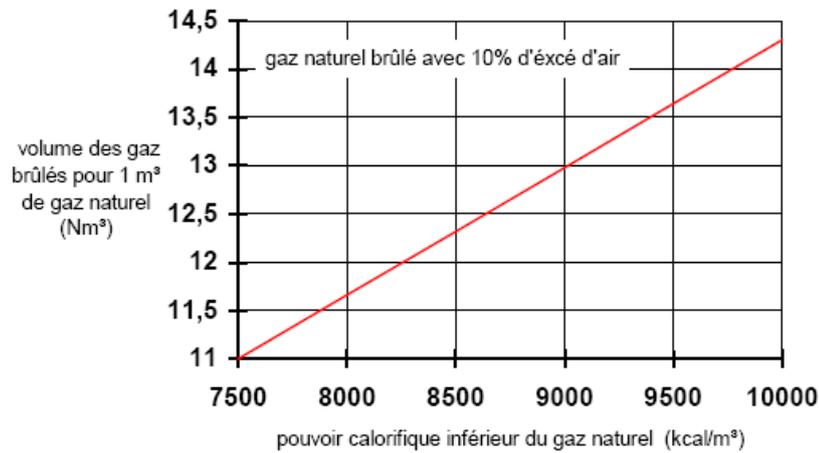
FigI.5 Equipement de chauffage (brûleur à gaz) pour un four de cimenterie [13]

I.3 Gaz naturel [1]:

Dans l'industrie cimentière algérienne le carburant utilisé est le gaz naturel. Presque toutes les cimenteries utilisent des brûleurs poly carburant (possibilité d'utiliser des carburant solide, liquide et même des déchets énergétiques traités). La constitution essentielle des gaz naturels est le méthane, le plus simple et le plus léger de tous les hydrocarbures il constitue 81% du gaz brut d'Hassi R'Mel. Le gaz naturel contient également d'autres hydrocarbures (éthane, propane, butane) et même des gaz inertes tels que l'azote ou le gaz carbonique. Compte tenu de sa forte teneur en méthane, les gaz naturels possède généralement des propriétés physiques et chimiques voisines de celles du méthane. Le tableau ci-dessous rappelle quelques-unes des propriétés du méthane.

Masse volumique (g/dm^3)	0.7168
Densité par rapport à l'air	0.554
PCS Pouvoir calorifique supérieure (Kcal/m^3)	9510
PCI Pouvoir calorifique inférieure (Kcal/m^3)	8570
Volume d'air de combustion à richesse 1	9.52
Vitesse de combustion laminaire à richesse 1 dans l'air à 25 °c (cm/s)	43.4
Vitesse de combustion adiab. à richesse 1 dans l'air à température initiale de 25 (°c)	1952
Limites d'inflammabilité (concentration en méthane dans l'air) :	
Limite inférieure \cong (%)	5
Limite supérieure \cong (%)	15
Température d'auto inflammation (°c)	580

Le graphe de la figure I.6 montre la variation du volume des gaz brûlés en fonction du PCI du gaz naturel, c'est-à-dire de la teneur en hydrocarbures. Pour le gaz naturel algérien avec un PCI variant de 8400 à 8450 Kcal/m³, le volume des gaz brûlés se situe aux alentours de 12.4 Nm³/m³ de gaz naturel.



FigI.6 Variation du volume des gaz brûlés en fonction du PCI du gaz naturel [13]

Chapitre II

Notions sur les jets

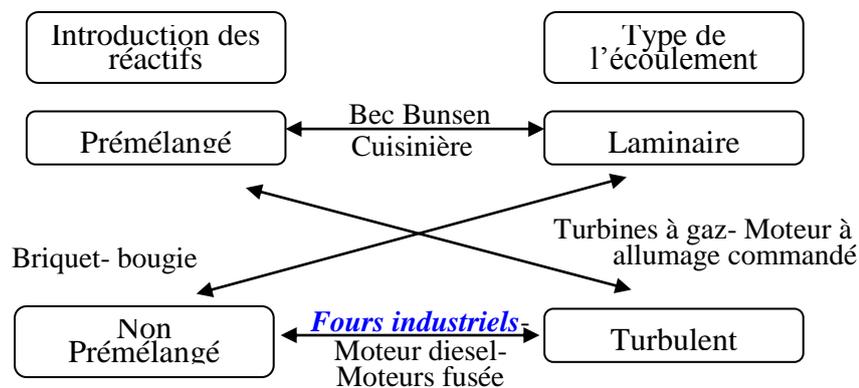
et

Les flammes turbulentes non prémélangées

II.1 Notions sur la combustion et les flammes non prémélangées :

Dans l'industrie, combustible et comburant sont le plus souvent introduits séparément dans le foyer, figure I.4 où la combustion doit s'effectuer. Leur mélange doit s'opérer préalablement à toute réaction de combustion. Très généralement, ces phénomènes de mélange sont beaucoup plus lents que les phénomènes physico-chimiques qui accompagnent la combustion. Il en résulte que le développement des flammes de diffusion est commandé essentiellement par des facteurs aérodynamiques et l'aspect chimique lié à la nature des réactifs reste secondaire.

Les écoulements de fluides sont laminaires ou turbulents. À chacun de ces modes d'écoulement correspond un type de flamme.



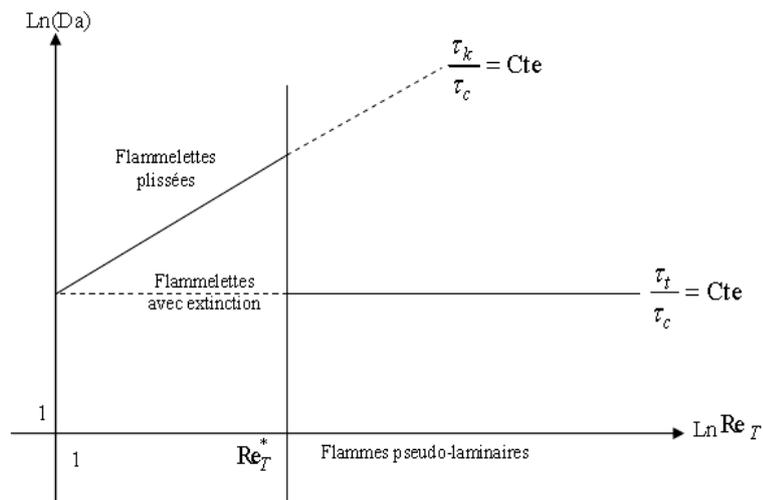
FigII.1 Les différents types de combustion et régimes d'écoulement [11]

Dans un foyer, l'écoulement est turbulent, c'est-à-dire que la vitesse des gaz, mesurée en un point, fluctue continuellement de façon apparemment aléatoire, même en régime parfaitement établi; cela est vrai aussi pour la température et autres caractéristiques du milieu. Cette turbulence est due à une grande vitesse de l'écoulement entrant; elle se développe dans le canal amont à cause du gradient de vitesse aux parois et à partir d'obstacles tels que les injecteurs. Le taux de dégagement de chaleur et la structure de la flamme varient, selon des temps caractéristiques, qui sont souvent le temps de la réaction chimique τ_c et l'échelle intégrale temporelle de l'écoulement τ_t ainsi que l'échelle temporelle correspondante aux petites échelles τ_k . Ces temps interviennent pour déterminer deux nombres sans dimensions.

Le rapport $\frac{\tau_t}{\tau_c}$ est appelé nombre de Damkôlher. Le rapport $\frac{\tau_c}{\tau_k}$ est appelé nombre de

Karlovitz. Ces derniers permettent de caractériser les différentes flammes de diffusion qui peuvent exister.

II.1.2 Classification des flammes de diffusion :



FigII.2 Les différents structures d'une flamme de diffusion[13]

On peut résumer les classifications pour la combustion turbulente non-prémélangée disponibles dans la littérature en deux groupes : celles qui utilisent les nombres de Reynolds et de Damköhler (Libby et Williams 1994) et celles utilisant les fluctuations, la fraction de mélange et le nombre de Damköhler (Bray et Peter 1994). Nous proposons une classification Reynolds, Damköhler en figureII.2.

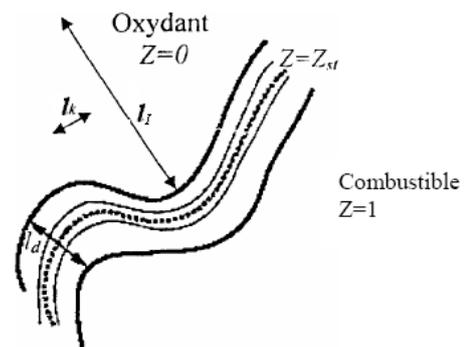
- Lorsque la turbulence n'est pas trop forte, la structure de la flamme de diffusion est celle d'une flamme plissée. Elle est constituée donc d'une longue flammelette continuellement plissée, étirée et comprimée alternativement par les mouvements turbulents, figuresII.3.
- Lorsque la turbulence devient assez forte, deux phénomènes peuvent se produire :
 - ❖ D'une part la turbulence peut étirer la flammelette de telle façon que celle-ci s'éteigne à l'endroit où elle est suffisamment étirée. On rencontrera plusieurs flammelettes séparé par la zone d'extinction et celle-ci apparaît lorsque $\frac{\tau_c}{\tau_k} > 1$.
 - ❖ D'autre part, une turbulence trop forte va provoquer aussi des interactions entre deux portions de flammelette. Les grandes échelles feront interagir deux portions assez éloignées et cela formera **des boucles de flammelette**.
 - ❖ Les petites échelles spatiales proches de l'épaisseur de la flammelette entraîneront un épaissement local de celle-ci. **La zone de réaction renferme sur elle-même les petites échelles de taille l_k (échelle Kolmogorov), semblables à l'épaisseur de la flammelette de diffusion.**

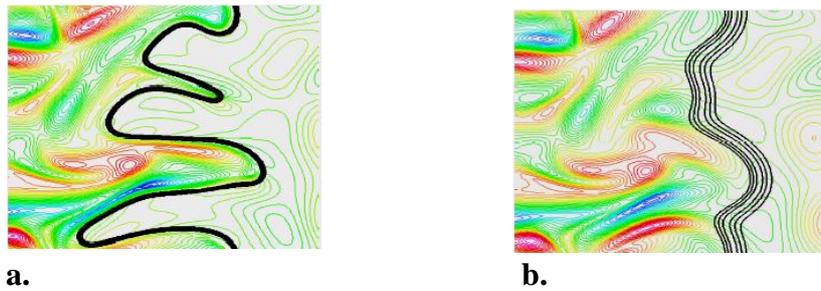
❖ Lorsque ces interactions deviennent trop nombreuses, on ne peut considérer la flamme comme composée d'une ou de plusieurs flammelettes plissées; ces dernières sont modifiées par la turbulence et l'estimation proposée est telle que l'épaisseur de la zone de réaction est inférieure à l'échelle Kolmogorov.

Le diagramme de la figureII.2 montre les différents domaines de flammes de diffusion :

- $Re_t = 1$: on ne s'intéresse qu'au domaine vraiment turbulent pour lequel $Re_t > 1$. Avec Re_t^* limite du domaine des flammelettes.
- $Re_t > 1$: est le domaine des flammelettes à extinction locales (propre à la flammelette).
- $Re_t > Re_t^*$: est le domaine où il n'est plus possible de distinguer des flammelettes au sens propres du terme, c'est-à-dire qui ne soient pas modifiées intérieurement par la turbulence, figureII.4-b. Si $\tau_k < \tau_c$ on a lieu à une extinction et si $\tau_k > \tau_c$ on a lieu à une combustion sans extinction [13].
- $\tau_c \gg \tau_t$ si l'on considère maintenant le domaine où la petitesse de τ_t implique que les fluctuations turbulentes de concentration et de température, dans la flamme sont très petites. Cela veut dire qu'elles ont le temps de se dissiper avant qu'aucun phénomène chimique notable ne se produise (bien sur, cela n'implique pas que les fluctuations de vitesse soient faibles, puisqu'elles sont constamment renouvelées, par hypothèse). Si de plus Re_t est élevé, la diffusion est assurée de façon très efficace puisque le coefficient effectif de diffusion turbulente est justement, par définition proportionnel à Re_t . On est alors en présence d'une flamme turbulente qu'on pourrait appeler pseudo-laminaire. Les fluctuations turbulentes sont très fortes mais à très petite échelle et elles produisent une flamme de diffusion qui ne fluctue presque pas, avec de larges zones de diffusion-convection qui entourent une zone de réaction, comme dans la situation d'une flamme laminaire usuelle.

FigII.3 Echelles d'une flamme turbulente non prémélangée [13]





FigII.4 Simulation numérique directe de l'interaction flamme/ turbulence.
a. flamme plissée – b. flamme épaisse [11]

II.1.3 Le mélange stoechiométrique :

D'une façon générale, la formation du mélange consiste à mettre en contact le combustible et le comburant sous des formes propices à l'initialisation et à la propagation de la combustion ainsi qu'à l'évacuation des produits de la réaction. Le mélange homogène à la stoechiométrie, entre le combustible et le comburant (généralement de l'air) constitue le cas idéal pour une combustion complète. A titre d'exemple nous allons dans notre cas d'application (four de cimenterie) adopter une réaction d'une étape du méthane, où une mole de méthane de formule CH_4 requiert deux moles d'oxygène pour que la combustion complète soit réalisée [22]:

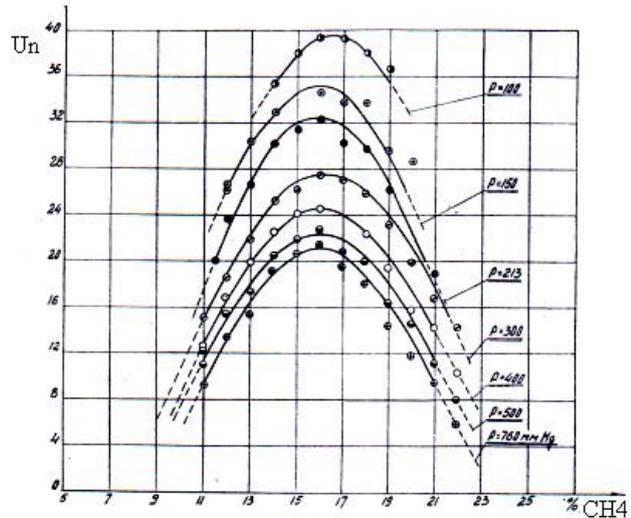


En substituant par les masses atomiques de chaque réactif, on définit le rapport stoechiométrique air/carburant noté encore AFR (Air/Fuel Ratio) dans la littérature anglo-saxonne; pour le méthane, ce rapport vaut 17.4. Pour une valeur inférieure à 17.4, c'est-à-dire plus basse que la valeur à la stœchiométrie, il y a une insuffisance en oxygène. Par ailleurs, il est utile de définir la richesse Φ du mélange qui correspond au rapport fuel/air effectif divisé par le rapport fuel/air à la stœchiométrie. $\Phi=1$ correspond à un mélange stœchiométrique, tandis que $\Phi<1$ et $\Phi>1$ désignent respectivement des mélanges pauvre et riche en carburant. En pratique, dans une chambre de combustion, ce rapport air/fuel est, d'un point de vue local, loin d'être stœchiométrique et la combustion complète reste une opération délicate voire impossible. L'amélioration du mélange s'opère alors par différentes techniques (fonctionnement en mélange pauvre, contrôle des mouvements brassage de l'écoulement, ...).

II.1.4 Effet de la pression réduite et la richesse sur la vitesse normale de la flamme :

Les résultats des expériences faites sur un mélange 75% CH_4 +25% CO_2 +Air dans un grand domaine de concentration avec une plage de pression variait de 760 à 100 mmHg, montrent que la vitesse normale de la flamme croît quand la pression diminue. Cependant les limites dans lesquelles la flamme est susceptible de se propager se resserrent, figureIII.5.

FigII.5 Les limites des vitesses normales de la flamme en fonction des concentrations de CH4 [8]



Cette plage de pression de 100 à 760 mmHg correspondant à la plage de 0.1359 à 1.0332 kg/cm². La pression avec laquelle travaille le brûleur de la cimenterie de Chlef est incluse dans cet intervalle puisqu'elle varie de 0.5 à 1.08 kg/cm².

Sur la figureII.5, la vitesse est maximale pour un rapport de mélange entre 15 et 16. Elle est proche du rapport stœchiométrique (§II.1.3) 17.4. Cette figure montre qu'à chaque fois que la pression diminue la vitesse augmente

II.2 Notions sur les jets :

II.2.1 Développement d'un jet turbulent en atmosphère calme (jet libre) :

Avant d'aborder le problème des écoulements dans une enceinte, nous rappellerons qualitativement les caractéristiques d'un jet turbulent d'air, débouchant dans une atmosphère infinie au repos.

La pénétration de ce jet dans l'atmosphère calme donne lieu, à sa frontière, à des échanges turbulents de quantité de mouvement. Du point de vue aérodynamique,

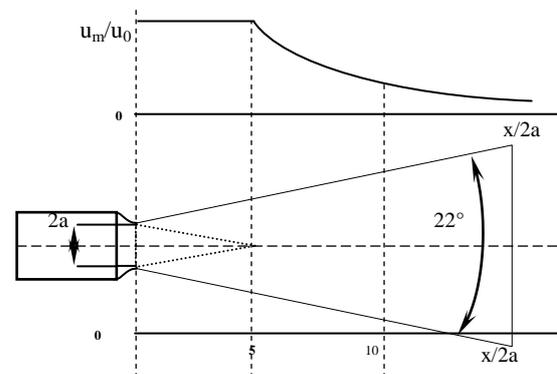
un noyau de forme conique ayant pour base la section de sortie de l'injecteur (injecteur cylindrique) et une hauteur L_c égale à 5 fois le diamètre " d " de la dite section constitue un domaine où le fluide conserve sa vitesse initiale u_0 .

La longueur du cône potentiel est approximée entre autre par les relations suivantes :

$L_c/d=4$ à 5 pour $M<1$ et

$L_c/d=3.45(1+0.38M^2)$ pour $M>1$ (II.2)

M : Nombre de Mach



FigII.6 Développement d'un jet libre [1]

A la périphérie du jet l'atmosphère ambiante est entraînée dans le jet par frottement turbulent. Cet apport de matière nourrit le jet dont la frontière extérieure présente une forme conique. L'expérience montre que l'angle d'ouverture de ce cône est constant et égale à 22° pour les jets gaz-gaz, figure II.7.

Toutes les vitesses axiales sont inférieures à la vitesse initiale telles que :

$$\frac{u_m}{u_0} = A \frac{2a}{x} \quad (\text{II.3})$$

Et dans le plan transversal et fonction de la vitesse axiale nous avons :

$$\frac{u_r}{u_m} = \exp\left(-b\left(\frac{r}{x}\right)\right) \quad (\text{II.4})$$

Avec : U_r : la vitesse à la distance "r" de l'axe

U_m : la vitesse sur l'axe

b, A : constantes

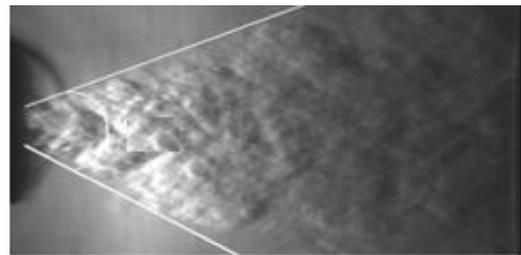


Fig II.7 Angle d'ouverture du jet libre observé par strioscopie [4]

C'est après une distance de 10 fois le diamètre de la tuyère que l'écoulement du jet soit établi.

II.2.2 Le flux de masse entraînée

Le jet diffusé entraîne le fluide ambiant. Ainsi, plus on s'éloigne de la sortie de la buse, plus le flux de masse à travers une section orthogonale à l'axe principal du jet est important. Cet entraînement a été mesuré par de nombreux auteurs [4]. Il est caractérisé par le coefficient

d'entraînement C_2 , défini par :

$$C_2 = \frac{d}{\dot{m}_0} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_s}} \frac{d\dot{m}_e}{dx} \quad (\text{II.5})$$

Où d est le diamètre de la buse, \dot{m}_0 le débit massique du jet en sortie de buse, ρ_0 la masse volumique de l'écoulement de jet, ρ_s celle du fluide ambiant et où le flux de masse entraîné,

\dot{m}_e est défini par :

$$\dot{m}_e = \dot{m} - \dot{m}_0 \quad (\text{II.6}) \quad \text{Où} \quad \dot{m} = \int_0^{\infty} \rho \cdot u \cdot r dr \quad (\text{II.7})$$

ρ et u désignant la masse volumique et la vitesse locale de l'écoulement.

Hill [4] établit la variation de C_2 en fonction de la distance à la sortie de la buse, définissant ainsi deux régions de l'espace :

- la région initiale du jet ($x/d < 13$), dans laquelle le coefficient de masse entraînée C_2 augmente continûment avec la distance à la buse.
- la région où le jet est pleinement développé ($x/d > 13$), où C_2 reste constant égal à 0.32.

II.2.3 Jets coaxiaux : [16]

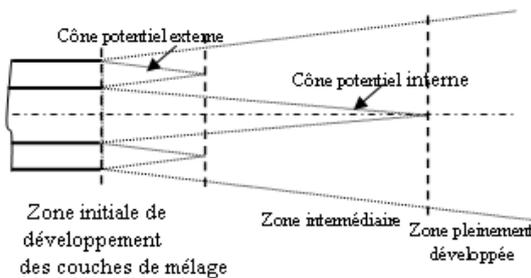
Les jets coaxiaux sont issus de deux tubes axisymétriques qui forment deux injecteurs séparant deux écoulements fluides, centraux et annulaires. Le fluide ambiant peut être au repos comme il peut être animé dans certains cas.

Le champ d'écoulement, siège d'un fort gradient de vitesse produit par deux courants parallèle de vitesse U_1 , U_2 différentes, est dit couche de mélange.

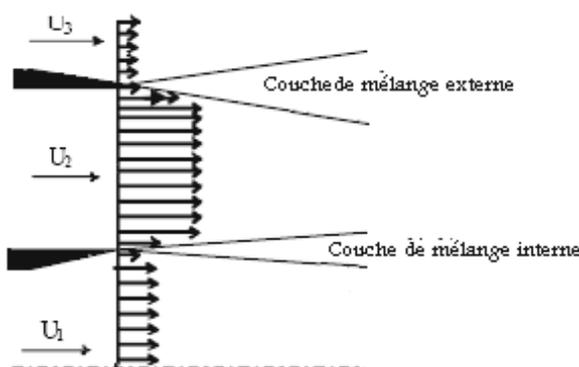
Dans le jet coaxial, on distingue deux régions d'écoulement appelées cônes potentiels interne et externe. La fin du cône potentiel externe délimite la zone initiale de développement des couches de mélange, tandis que celle du cône potentiel interne marque le raccordement des deux jets en un jet simple. Au-delà de ce raccordement, la zone est dite pleinement développée, qui est séparée de la première (développement initial) par une zone intermédiaire. Dans la zone initiale, se développent deux couches de mélange qui croissent vers l'aval.

Le saut de vitesse à l'interface extérieure, entre le jet annulaire et le fluide ambiant, permet d'écrire $U_2 > U_c > U_3 > 0$, figure II.9. La croissance spatiale de la couche de mélange qui s'y développe est indépendante du rapport des vitesses initiales r_u , alors que celle de l'interface

intérieure est proportionnelle à $\frac{1 - r_u}{1 + r_u}$ avec $r_u = \frac{U_2}{U_1}$ (II.8).



FigII.8 Régions d'un jet coaxial [16]



FigII.9 Couche de mélange [16]

Notons également que les structures tourbillonnaires de la couche de mélange extérieure dominent rapidement l'écoulement et gouvernent la dynamique du jet coaxial si $r_u = 3$ [16].

Les couches de mélange représentent le mécanisme moteur de la dynamique du champ proche et méritent ainsi une attention particulière.

II.2.4 Couche de mélange et formation de tourbillons :

Une couche de mélange est une sorte d'interface correspondant à une brusque différence de vitesse dans le fluide. On peut obtenir une couche de mélange telle que la figure II.10 dans le sillage d'une plaque très mince, de part et d'autre de laquelle les deux courants ont des vitesses différentes.

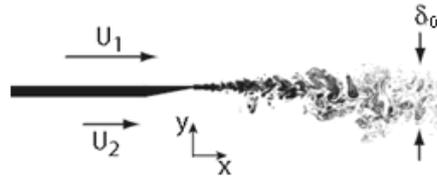
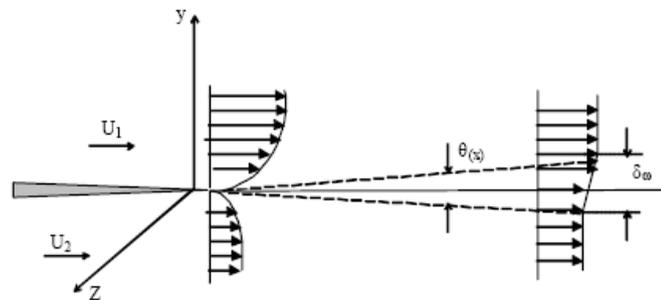


Fig II.10 Couche de mélange entre deux fluides réunis à la fin d'une plaque plane [19]



FigII.11 Evolution de l'épaisseur de la couche de mélange [16]

Notons ici que **des tourbillons en spirale se forment et sont responsables d'une croissance de l'épaisseur de la couche θ_x et de son entraînement E_v** , Figure II.11. Ces deux grandeurs de la couche de mélange dépendent des conditions du régime d'écoulement Re , et de l'état thermodynamique de l'écoulement représenté par le nombre de Schmidt Sc tel que :

$$Re = \frac{\delta_\omega \cdot \Delta U}{\nu} \quad (\text{II.9}) \quad \text{et} \quad Sc = \frac{\nu}{D} \quad (\text{II.10}) \quad \text{Avec : } \Delta U = U_1 - U_2$$

D : La diffusivité des espèces

δ_ω : Epaisseur de vortacité

ν : viscosité cinématique

Les expériences de A.ROSHKO [16] et ses collaborateurs au début des années soixante dix ont montré l'existence de tourbillons cohérents dans des couches de mélange à très grand nombre de Reynolds. L'évolution spirale de ces structures tourbillonnaires est exprimée en terme d'épaisseur de vortacité " δ_ω " par la relation linéaire en fonction du rapport de vitesse " r_u " (Brown et Roshko, 1974): [16],[19]

$$\frac{d\delta_\omega}{dx} = 0.18 \frac{U_2 - U_1}{U_2 + U_1} = 0.18 \frac{r_u - 1}{r_u + 1} \quad (\text{II.11}) \quad \text{où} \quad r_u = \frac{U_2}{U_1}$$

et $U_c = \frac{U_1 + U_2}{2}$, vitesse de convection de l'interface (couche de mélange).

Et pour le cas où la différence des masses volumiques n'est pas négligeable $s = \frac{\rho_2}{\rho_1}$,

Si l'écoulement est incompressible, la vitesse de convection U_c à l'interface s'écrit : [19]

$$\frac{U_c}{U_1} \approx \frac{1 + r_u \sqrt{s}}{1 + \sqrt{s}} \quad (\text{II.12})$$

Le terme d'élargissement de l'épaisseur de vortacité $\theta_x = \delta_\omega/x$, peut être formulée d'après (Dimotakis, 1991) en fonction du rapport des masses volumiques et du rapport de vitesse selon la relation :

$$\frac{\delta_\omega}{x}(r_u, s) = C_\delta \frac{(1 - r_u)(1 + \sqrt{s})}{2(1 + r_u \sqrt{s})} \left(1 - \frac{(1 - \sqrt{s})/(1 + \sqrt{s})}{1 + 2.9(1 + r_u)/(1 - r_u)} \right) \quad (\text{II.13})$$

Pour la couche de mélange où le nombre de Mach convectif pour les deux flux est $M_c \approx 0$, la constante " C_δ " déterminée par (Brown et Roshko, 1974) [19], est comprise entre :

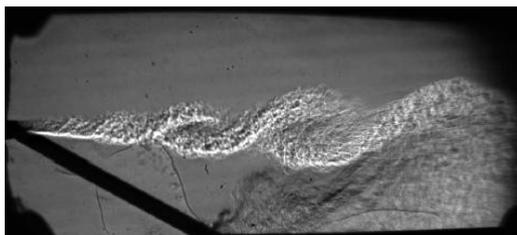
$$0.25 < C_\delta < 0.45 \quad (\text{II.14})$$

D'après (Dimotakis, 1991) le rang de C_δ est assigné au rôle que jouent les conditions initiales de l'écoulement dans l'épaississement de la couche de mélange.

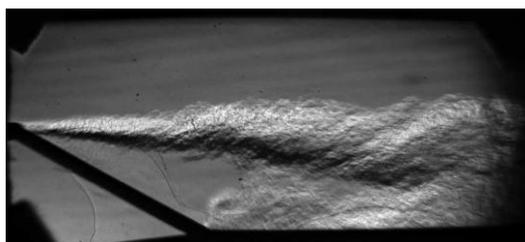
Le rapport d'entraînement volumique E_v relie l'entraînement de la vitesse élevé du fluide à la vitesse faible. Konrad (1976) [19], observe que les deux régimes ne contribuent pas équitablement dans la couche de mélange. Dimotakis (1986) propose un rapport d'entraînement de la forme :

$$E_v = \frac{U_1 - U_c}{U_c - U_2} \left(1 + C_l \frac{1 - r_u}{1 + r_u} \right) \quad (\text{II.15}) \quad \text{avec : } C_l \approx 0.68$$

Dans la couche de mélange, la *vortacité* ([vitesse angulaire de rotation du tourbillon latent](#)) est approximativement uniforme. A l'extérieur de cette couche, elle est nulle puisque les courants y sont uniformes. Une couche de mélange apparaît donc comme une nappe de vortacité plongée au sein d'un écoulement sans vortacité (irrotationnel), figure II.12 et figure II.13. Dans la nappe tourbillonnaire la vitesse du fluide parallèlement à la nappe, subit un quasi discontinuité, de part et d'autre de celle-ci, d'autre part dans le régime laminaire, les parcelles fluides passeront d'un côté à l'autre de l'interface sans la traverser.



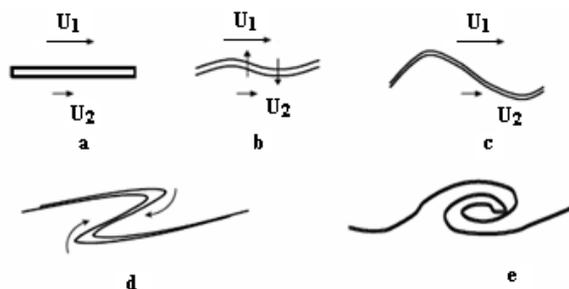
*FigII.12 Visualisation strioscopique d'un écoulement non réactif :
 Courant supérieur $U_1 = 120\text{m/s}$ [N_2] / Courant inférieur $U_2 = 11\text{m/s}$ [$66\%\text{Ar}$; $33\%\text{He}$] [14].*



*FigII.13 Visualisation strioscopique d'un écoulement réactif : Courant supérieur
 $U_1 = 120\text{m/s}$ [$1.0\%\text{H}_2$; $0.25\%\text{NO}$; $98.75\%\text{N}_2$] / Courant inférieur $U_2 = 11\text{m/s}$ [$1.0\%\text{F}_2$; $99\%\text{N}_2$] [14]*

Formation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz :

Supposons maintenant qu'une perturbation extérieure conduise à l'oscillation de la nappe tourbillonnaire, figureII.14 :

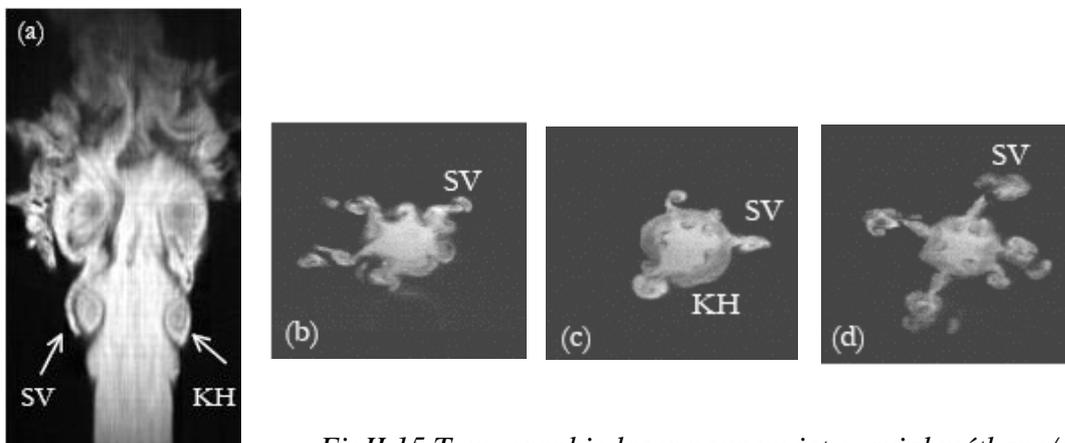


FigII.14 Formation d'un tourbillon en spirale par instabilité de Kelvin- Helmholtz [16]

En premier lieu, un raisonnement analogue à celui fait pour la portance d'une aile permet de dire que la pression dans les parties concaves de la nappe tourbillonnaire vers le haut et vers le bas, figureII.14-b accroissent l'amplitude de l'oscillation. On applique ensuite le théorème de Kelvin qui permet de dire, **si l'on néglige la viscosité**, que la nappe tourbillonnaire va être emportée par le fluide. En première approximation, la partie supérieure de la nappe sera donc emportée par le fluide du haut, et la partie inférieure par le fluide du bas. Puisque ce dernier est moins rapide, la partie supérieure de la nappe tourbillonnaire va rattraper la partie inférieure et provoquer une sorte de raidissement du front, figureII.14-c puis un nouveau mécanisme intervient, conduisant à l'enroulement de la nappe tourbillonnaire par induction de

vitesse. La partie inférieure va tendre à mettre en rotation autour d'elle la partie supérieure (dans le sens négatif, correspondant au signe de la vorticité de la couche de mélange que nous avons choisie de considérer). En même temps la partie supérieure va tendre à faire tourner la partie inférieure autour d'elle dans le même sens. Il en résulte un enroulement en spirale de la nappe tourbillonnaire, donc une concentration de vorticité dans les tresses extérieures diminue, figureII.14-d, figureII.14-e et figureII.15.

Enfin on peut observer très souvent dans la vie réelle ce type de tourbillon de Kelvin-Helmholtz : dans l'eau d'un ruisseau, dans l'atmosphère (inversion thermique), on retrouve des tourbillons lâchés derrière les corps élancés, dans les chambres de combustions; ces tourbillons sont nécessaires pour le mélange efficace des flamme de diffusion. Mais dans des conditions d'instabilité, ils sont sources de nuisances indésirables et destructeurs.



FigII.15 Tomographie laser pour un jet coaxial méthane/air [15]

La vitesse du méthane du jet coaxial étant fixe $U_1=10\text{m/s}$ et la vitesse externe U_0 de l'air est variable, pour différentes positions Z .

Coupe verticale : a- $U_0=0\text{m/s}$,

Coupe horizontale : b- $U_0=0\text{m/s}$, $z=15\text{mm}$ c- $U_0=0\text{m/s}$, $z=16\text{mm}$ d- $U_0=0.4\text{m/s}$, $z=18\text{mm}$

KH : Tourbillon de Kelvin Helmholtz SV : filament (tourbillon en longueur)[15]

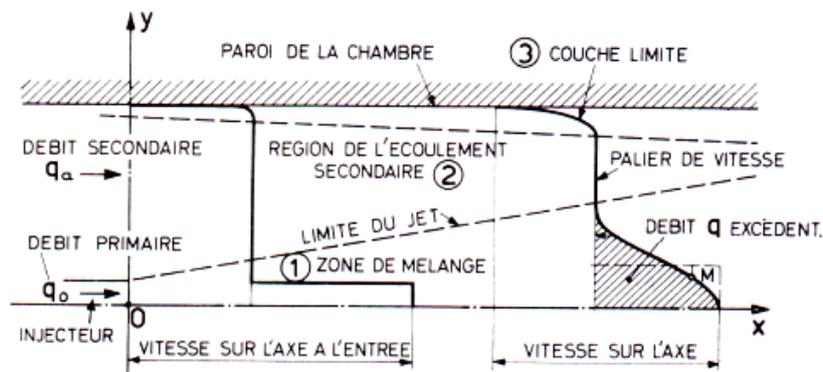
Remarque1 : La différence des vitesses de sortie du jet coaxial est mise en évidence, par le fait de réduire par réglage, la section de sortie du jet annulaire ou centrale. Donc en conséquence les tourbillons seront formés et la couche de mélange carburant/comburant sera affectée. Le brûleur Dioflex de l'ECDE de Chlef met au point cette éventualité de réglage de section de sortie (annexeB).

II.2.5.1 Ecoulement d'un jet horizontal dans une enceinte confinée :

Après ce bref rappel des propriétés essentielles sur les jets libre et coaxiaux, considérons le cas d'une chambre de section circulaire où circule un fluide. Dans la section d'entrée est placé un injecteur par lequel débouche le même fluide. Cette configuration correspond à celle d'un four de cimenterie sauf que les parois sont fixes. On appelle fluide primaire le fluide traversant l'injecteur, et fluide secondaire celui qui alimente à l'entrée la section totale de la veine expérimentale. Si on maintient la vitesse primaire constante (ce qui revient au même pour une géométrie donnée, le débit primaire q_0) en faisant varier le débit secondaire q_a , on constate que pour un débit inférieur à une valeur critique q_c , il apparaît une zone tourbillonnaire entre la frontière du jet et la paroi, FigII.16.b. L'étendue de ce tourbillon augmente au fur et à mesure que le débit secondaire diminue, en montant vers l'entrée de la veine d'essai. Le débit critique relatif $\frac{q_c}{q_0}$ d'apparition des tourbillons est d'autant plus grand que le diamètre de l'injecteur (brûleur) est plus petit, pour un diamètre de veine (diamètre du four) donné.

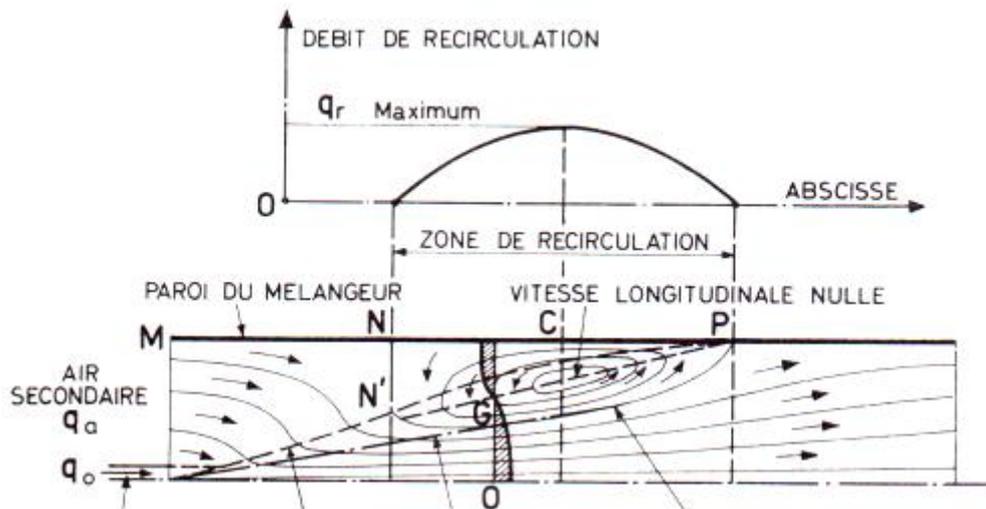
Dans la zone où le mélange a lieu sans tourbillons. Comme le montre la courbe de la vitesse se présentée en figureII.16-a. On distingue trois parties essentielles [1] :

- 1- La zone 1 est caractérisée par un maximum de vitesse sur l'axe, un gradient élevé des vitesses dans la partie moyenne, puis un raccordement à la limite du jet vers la région 2 ;
2. Un palier à vitesse constante en zone 2 correspond à la région non perturbée de l'écoulement ;
3. La couche limite présente un gradient élevé de vitesses au voisinage de la paroi.



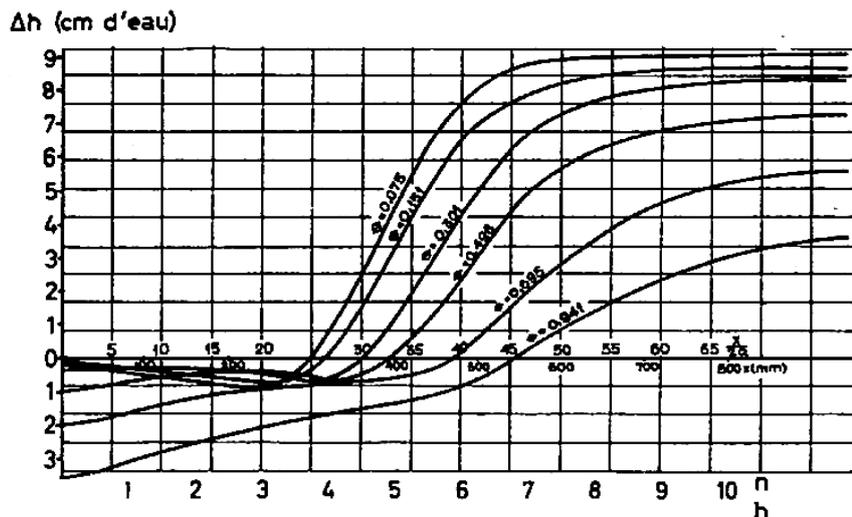
FigII.16-a Evolution du profil de vitesse des écoulements primaire et secondaire [1]

Effet du confinement sur le rattachement à la paroi et sur la zone recirculée:



FigII.16-b Schéma théorique de l'écoulement et zone de recirculation [1]

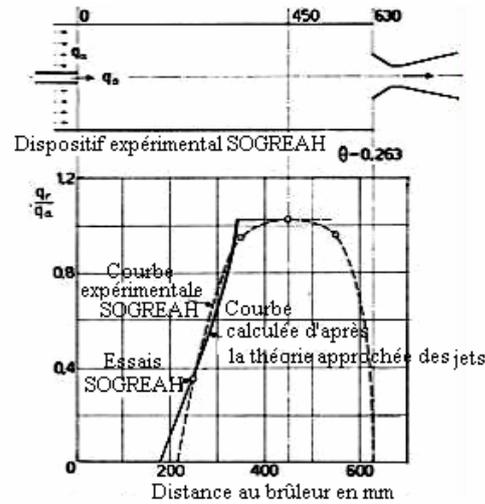
La figure FigureII.16-b correspond au cas où le four est alimenté en air secondaire à travers toute sa façade avant. Le brûleur fournit un seul jet central à grande vitesse. La vitesse de l'air secondaire étant faible, sa quantité de mouvement sera négligeable. Une première région de l'écoulement correspondra à l'établissement du profil de vitesse de Gauss dans le jet et au mélange avec l'air frais extérieur. Une seconde zone correspond au développement du jet et au mélange entre l'air secondaire et les produits de combustion recyclés; ce mélange servant à alimenter le jet. Enfin on retrouve une troisième zone dans laquelle on obtient le maximum de débit recirculé, puis un accroissement de la pression statique. Enfin une quatrième zone où éventuellement il y a un écoulement à basse vitesse axiale [1].



FigII.17 Variation de la pression statique à la paroi pour les valeurs de $\theta = 0.075, 0.151, 0.301, 0.895$ et 0.941 [2]

Les résultats obtenues par SOGREAH (Société Grenobloise de Recherches Aérodynamiques et Hydrauliques) sur modèle froid avec alimentation uniforme de la face amont de la chambre ont été comparés à la théorie par Curtet [1]. Cette comparaison est donnée par la figure II.17, et concerne l'évolution du débit recirculé en fonction de la distance à l'injecteur. On constate que la branche ascendante expérimentale est voisine de la courbe théorique : la valeur calculée du débit maximal est bien conforme à la valeur expérimentale.

Fig II.18 Variation du débit de recirculation en fonction de la distance au brûleur. Comparaison des essais SOGREAH à la théorie approchée des jets pour $\theta=0.263$ [2]



Par ailleurs, la figure II.18 compare avec la théorie de Craya-Curtet [1] les valeurs des débits recirculés obtenus expérimentalement avec différentes configurations pour l'alimentation en air primaire et en air secondaire, sur modèle froid et sur four. On constate que les résultats expérimentaux se regroupent pour "m" supérieur à 4, sensiblement autour d'une droite d'équation;

$$\frac{q_r}{q_0 + q_a} = 0.430(\sqrt{m} - 1.65) \quad (\text{II.16})$$

$$\text{Avec : } m + \frac{1}{2} = \frac{G_0}{G} + \frac{G_a}{G} - \frac{1}{2} \frac{G_a}{G} \frac{h^2}{h^2 - a^2} \quad (\text{II.17})$$

m : paramètre de similitude; et $\theta = \frac{a}{h}$

Quantité de mouvement primaire

$$G_0 = \rho u_0^2 \pi a^2 = \rho \frac{q_0^2}{\pi a^2} \quad (\text{II.18})$$

Quantité de mouvement secondaire

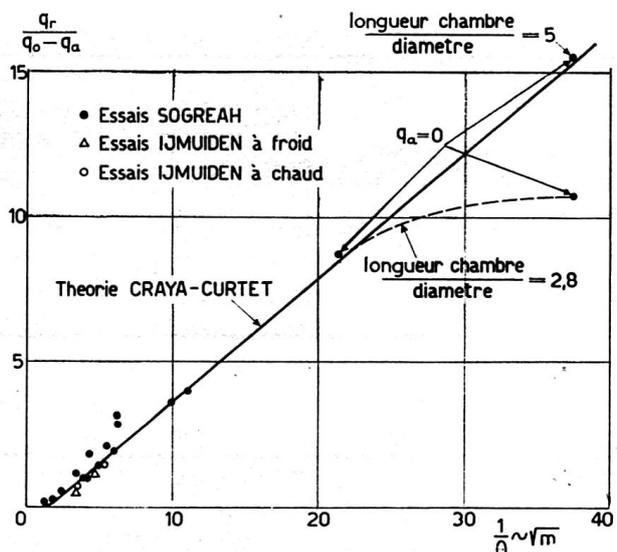
$$G_a = \rho u_0^2 \pi (h^2 - a^2) = \rho \frac{q_0^2}{\pi (h^2 - a^2)} \quad (\text{II.19})$$

Quantité de mouvement après mélange

$$G = \rho U^2 \pi h^2 = \rho \frac{(q_0 + q_a)^2}{\pi h^2} \quad (\text{II.20})$$

Si on augmente encore la valeur de m (par exemple en faisant varier la dimension de l'orifice de l'injecteur) on constate que la longueur du four peut intervenir sur la valeur de q_r (point extrême de la figure II.18. Ceci veut dire que, dans une chambre courte, le noyau de recirculation n'ayant pu se développer librement, se trouve tronqué vers l'aval, et par suite les débits de recirculation sont diminués. L'expérience montre que, en pratique, l'abscisse à laquelle a lieu le maximum de recirculation se rapproche vers l'amont quand θ diminue, mais reste sensiblement comprise entre 3.5 et 4 fois le rayon de la chambre. Cette valeur est plus élevée que celle donnée par la théorie de Craya-Curtet, elle varie peu, soit x/h compris entre 2.7 et 3 pour " m " variant entre 10 et 100.[1]

Fig II.19 Evolution du débit maximal recirculé [2]



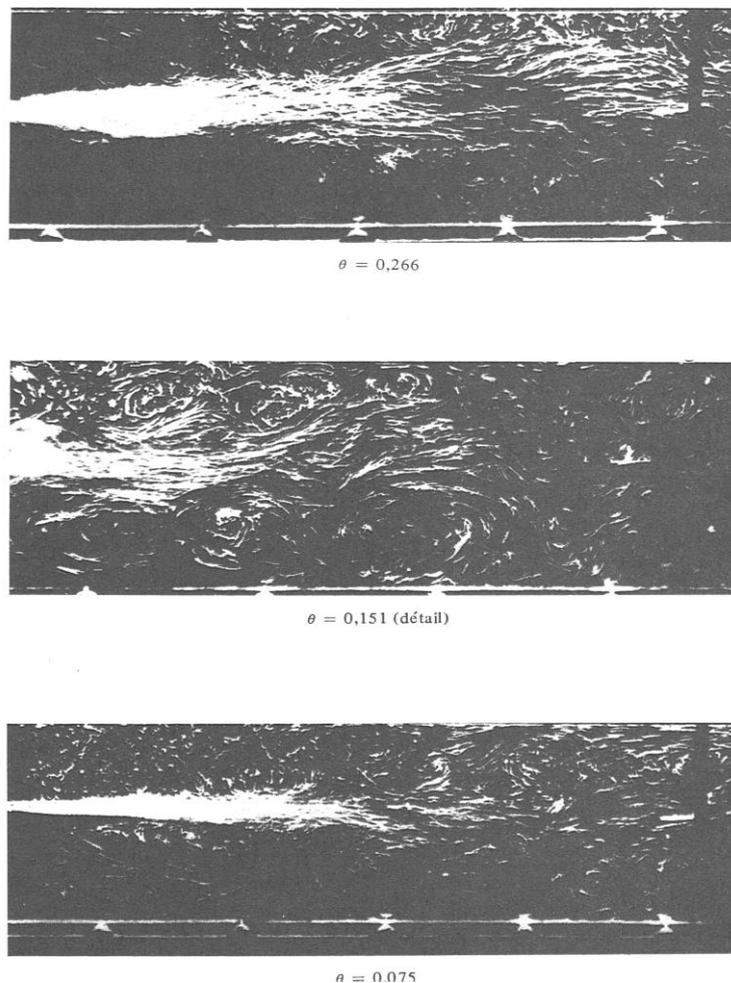
II.2.5.2 Fluctuations instantanées de l'écoulement :

Les lignes de courants dessinées sur la figure II.16-b représentent les lignes de courants moyennes sur un temps relativement long (de l'ordre de la minute). A une échelle de temps beaucoup plus faible (de l'ordre de 1/10 ou 1/20 de seconde), apparaît en réalité une famille de tourbillons. Les clichés de la figure II.19 pris au 1/20 de seconde, montrent que la recirculation s'effectue sous la forme d'un ensemble de tourbillons élémentaires disposés alternativement autour du jet. Le long de la paroi par contre, un courant de retour s'établit de façon permanente. Dans le cas $\theta = 0.075$, les lignes reviennent jusqu'à la section d'abscisse zéro ($q_a=0$, correspondant au décrochement brusque).

L'intensité de turbulence est analogue à celle mesurée dans un jet libre (intensité de turbulence supérieure de 10% à 15% pour le jet confiné), en amont du noyau de recirculation. Au delà, l'intensité de turbulence augmente considérablement et croît rapidement jusqu'à 80%.

Ses résultats ont montré par ailleurs qu'au voisinage du point de vitesse nulle amont, la recirculation s'effectue par bouffées de fluide recirculé qui vient se mélanger au fluide ambiant peu turbulent, avec une périodicité de l'ordre de quelques cycles par seconde.

Remarque 2 : L'accroissement de la pression statique est dû à la réduction de la section de passage créée par les zones de recirculations (§I.2.1 A) qui a pour conséquence d'attaquer la surface interne du confinement, et la réduction du rapport des sections brûleur/four intervient à la position de cette zone de recirculation. Ce résultat est d'un grand intérêt pour justifier les lieux de l'érosion de la brique réfractaire dans un four de cimenterie. A savoir, que le phénomène est observé à chaque fois que l'indice axial (§I.2.1 A) est mis en quantité exagérée. La figure IV.8 montre des valeurs de températures plus ou moins élevées détectées sur la surface du four ce qui signifie, qu'il n'y a pas de crouûtage.



FigII.20 Schéma réel des écoulements froid avec différentes valeurs de θ [2]

II.3 Notions sur les échelles de turbulence :

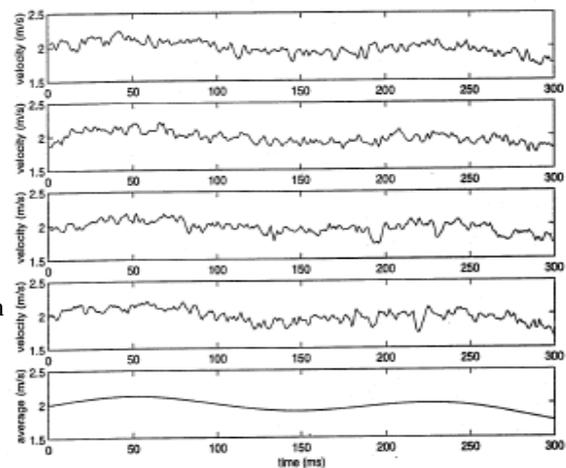
Lorsque le nombre de Reynolds d'un écoulement augmente, celui-ci développe des instabilités dont le résultat ultime est la turbulence. On peut dire aussi que la turbulence apparaît lorsque la source d'énergie qui met le fluide en mouvement est intense devant les effets visqueux que le fluide oppose pour se déplacer.

L'importance relative des termes visqueux (linéaires) décroît au profit des termes convectifs, non-linéaires puisque quadratiques. Le caractère le plus remarquable de la turbulence est son imprédictibilité qui fait que, à un instant et en un point donné, il est impossible de prévoir la valeur exacte du champ de vitesse ou même de pression ou de température. Ceci est donc bien différent du régime laminaire décrit par les équations de Navier-Stokes qui sont parfaitement déterministes et permettent donc de prévoir la solution avec précision §IV.2

Dans le cas d'un écoulement turbulent, l'importance des conditions aux limites devient telle que la moindre différence entre deux expériences a priori identiques fait que la solution sera en fait différente. La figure II.20 montre comment les enregistrements de vitesse en un point donné, diffèrent d'une expérience à l'autre.

FigII.21 Enregistrement de quatre différents écoulement $U(x,t)$; $U = \bar{U} + u'$ [7]

Écoulement moyen
 $\bar{U}(x,t)$



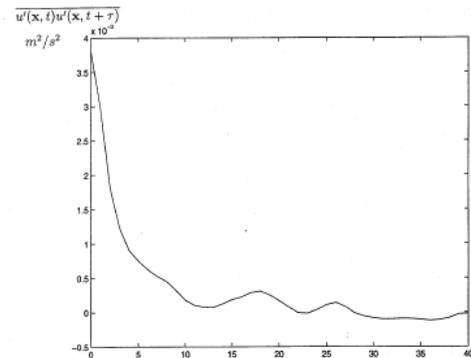
Il est donc intéressant de définir la vitesse par sa valeur moyenne \bar{U} et sa partie fluctuante u' dont la moyenne temporelle sera nulle. Lorsque l'on retranche la valeur moyenne \bar{U} des enregistrements de la figure II.20 on obtient les fluctuations de u' représentée sur la figure II.22. Le problème de la turbulence consiste à comprendre et modéliser l'effet de ces fluctuations sur l'écoulement moyen.

En effet, l'allure des enregistrements de la figure II.22 laisse penser que l'écoulement est organisé en une multitude de tourbillons (dus à la fluctuation de vitesse comme il est représenté en figure II.14) dont la taille maximum est pour l'instant inconnue. Une façon de mesurer cette taille maximum est de chercher en un point donné x_0 la corrélation qui existe

entre l'enregistrement de vitesse au temps t et celui au temps $t + \tau$. Mathématiquement ceci se fait en formant la valeur moyenne : $\overline{u'(x_0, t)u'(x_0, t + \tau)}$

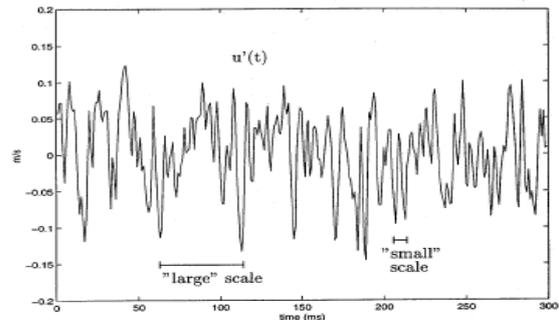
Un exemple de résultat est montré sur la figure II.21 ou l'on voit qu'au delà de 10ms environ, l'écoulement a été renouvelé totalement. La connaissance de ce **temps typique d'extinction** " τ " et de la valeur moyenne \overline{U} de la vitesse, donne une idée de la taille $l = U \cdot \tau$ des plus grosses structures contenues dans l'écoulement.

FigII.22 Corrélation temporelle des fluctuations de vitesse en fonction du retard τ en milliseconde



II.3.1 Les échelles de la turbulence :

FigII.23 Signal d'un écoulement turbulent [7]



Les grands tourbillons sont soumis à des instabilités hydrodynamiques qui les transforment en plus petites structures. L'entretien des grandes structures se fait par l'écoulement principal. On désigne parfois cet entretien par le nom de forçage. Le nombre de Reynolds de ces gros tourbillons est d'ailleurs grand et cela explique leur perte de stabilité. Lorsqu'ils transfèrent leur énergie à de plus petites structures, on parle de cascade d'énergie. Cette cascade communique de l'énergie à des échelles de plus en plus petites et le phénomène cesse lorsque la taille des dernières petites structures est devenue si faible que la consommation visqueuse l'emporte et fait disparaître toute l'énergie cédée. On rappelle que la contrainte visqueuse :

$$\tau = \mu \cdot \text{grad}U \text{ est de l'ordre de } \tau \approx \mu \cdot \frac{U}{l} \quad (\text{II.21})$$

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

Remarque 3 : Cette idée de l'augmentation des frottements visqueux vis-à-vis de la diminution de la taille des tourbillons, permettra d'expliquer l'érosion et la fissuration de la brique dans les endroits où il y a une intense dissipation de l'énergie cinétique.

La figure II.22 qui représente l'évolution temporelle d'une composante de vitesse turbulente laisse bien pressentir la coexistence, au sein de l'écoulement, de tourbillons de tailles diverses, couvrant une large gamme d'échelles. On doit à Kolmogorov d'avoir proposé une loi reliant l'énergie de la turbulence à la taille des tourbillons. Définissons d'abord quelques notions :

a- Les structures cohérentes : Les structures cohérentes sont des condensations du champ de 'vorticité', c'est-à-dire le rotationnel du champ de vitesse, qui confinent en leur sein la majeure partie de l'énergie et de l'enstrophie des écoulements turbulents.

Qu'est-ce qu'une structure cohérente ? Nous ne disposons pas actuellement de théorie pour caractériser celles-ci de façon précise, aussi doit-on se contenter d'une description qualitative. Nous pouvons, en première approximation, caractériser les structures cohérentes de la façon suivante :

- Ce sont des structures tourbillonnaires, c'est-à-dire des régions de l'écoulement pour lesquelles la rotation l'emporte sur la déformation,
- Elles confinent en leur sein l'essentiel de l'énergie et de l'enstrophie de l'écoulement,
- Elles se forment spontanément par une condensation du champ de vorticité sous l'effet de la dynamique turbulente,
- Elles se rencontrent sur une large gamme d'échelles, en fait tout le long de la zone inertielle.
- Elles survivent sur des échelles de temps bien supérieures au temps moyen de retournement des tourbillons choisis par la théorie statistique comme temps caractéristique des transferts turbulents.

b- Nombre d'onde : Bien qu'on n'y ait pas accès expérimentalement, on imagine qu'il soit possible de faire une transformée de Fourier de chaque composante du champ de vitesse dans une direction donnée. A chaque longueur d'onde λ du spectre obtenu, on associe le nombre

$$\text{d'onde } k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad (\text{II.22}) \quad k \text{ s'exprime en } m^{-1}.$$

Un grand nombre d'onde caractérise ainsi un petit tourbillon et réciproquement.

A titre d'exemple, un écoulement turbulent dans un réacteur chimique de taille L et brassé par une hélice contiendra des échelles turbulentes dont le plus grand nombre d'onde vaudra L^{-1} (à 2π près) et dont le plus petit est pour l'instant inconnu.

c- Energie de la turbulence : Aux fluctuations turbulentes est associée une énergie cinétique

turbulente. On la note K et elle vaut :

$$K = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (\text{II.23})$$

K s'exprime en J/kg et est définie en chaque point de l'écoulement.

d- Densité spectrale d'énergie : L'énergie cinétique K représente la contribution de tous les tourbillons de différentes tailles. Une analyse spectrale de type Fourier permet de spécifier la contribution énergétique de chaque échelle, selon la taille du tourbillon. On définit ainsi la densité d'énergie $E(k)$ qui, intégrée sur toutes les longueurs d'onde doit restituer l'énergie cinétique turbulente K de l'écoulement en un point donné, soit :

$$K = \int_0^{\infty} E(k) dk \quad (\text{II.24})$$

où K s'exprime en J/Kg et donc $E(k)$ en $J.m/Kg$.

Comme on a l'intuition que les gros tourbillons portent plus d'énergie que les petits, on peut s'attendre en traçant $E(k)$ en fonction de k à une courbe décroissante. La figure II.24-a illustre cette distribution.

e- Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente : Cette quantité notée ε représente la vitesse de consommation (ou encore de disparition) de l'énergie turbulente. Ainsi on a :

$$\varepsilon = \frac{dK}{dt} \quad \text{en } J/(Kg.s) \quad \text{ou en } W/Kg. \quad (\text{II.25})$$

Si la turbulence est en " moyenne " stationnaire (c.a.d. entretenue), la quantité ε , multipliée par la masse du fluide sera égale à la puissance injectée dans l'écoulement pour le maintenir (exemple : la puissance de l'hélice dans le cas du réacteur chimique cité plus haut).

Les deux idées de base qui président à la théorie de Kolmogorov sont :

- La densité d'énergie contenue à une échelle inférieure à l'échelle intégrale (échelle d'injection de l'énergie) ne dépend que du taux $\varepsilon = \frac{dK}{dt}$ (II.26)

avec lequel l'énergie cinétique turbulente est dissipée (et donc amenée puisqu'on suppose qu'on est en régime globalement stationnaire).

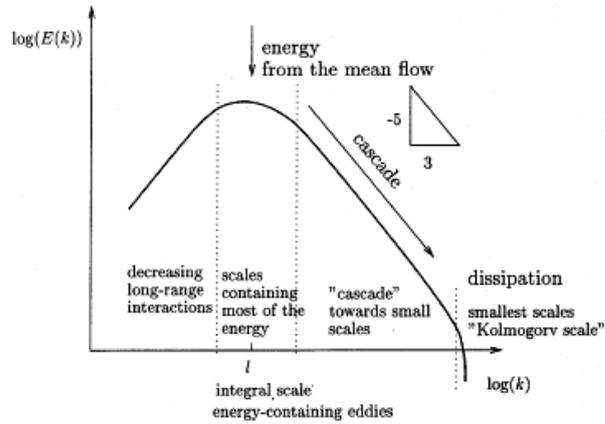
- La viscosité ne joue aucun rôle dans le mécanisme qu'on appelle de ce fait inertiel, figure II.26.

On peut ainsi écrire : $E(k) = f(k, \varepsilon, \rho)$ (II.27)

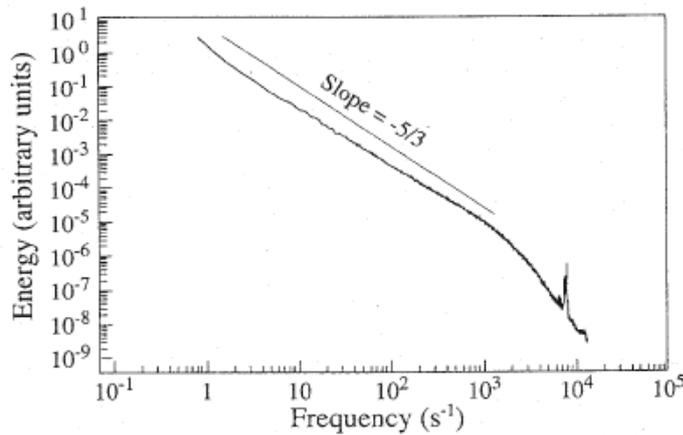
Des considérations dimensionnelles permettent de déterminer la valeur des exposants de chaque variable. On trouve :

$$E(k) = \rho^{1/3} \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (\text{II.28}) \quad \text{Cette loi porte le nom de loi de Kolmogorov.}$$

La figure II.24-a ne montre pas la dépendance de $E(k)$ avec ε et ρ . Il faudrait plusieurs expériences différentes pour voir cet effet.



FigII.24.a Exemple de spectre $E(k)$ d'un signal turbulent [9]



FigII.24.b Spectre turbulent issu de mesures expérimentales [7]

Remarque 4 : Dans notre diagnostic d'investigation, nous avons utilisés des mesures de vibrations effectuées sur le four de l'ECDE qui donne un spectre d'énergie similaire à la figure II.24 (un spectre d'énergie données par la transformée de Fourier). Bien que la sonde de mesure est implantée à l'extérieur du four, mais elle reçoit une bonne transmission des vibrations (chocs). Le spectre contient des fréquences de 0 à $2 \cdot 10^4$ Hz (annexe B). Ces fréquences ne peuvent être que ceux des petites et grandes structures frappant la paroi interne du four [25], et transmet à travers les parois du four, pour finalement être détecté par la sonde de mesure des vibrations.

Le spectre donne une idée claire sur la cascade de l'énergie cinétique de l'écoulement et peut être utilisé comme outils de prédiction des instabilités de la flamme.

II.3.2.1 L'échelle de Kolmogorov :

On peut borner les échelles du spectre d'énergie turbulent par deux longueurs caractéristiques L_I , dite échelle intégrale et l_k dite échelle de Kolmogorov. L'échelle intégrale caractérise les plus grosses structures de l'écoulement qui sont pour les écoulements internes de l'ordre de la taille du système. A cette échelle, le mouvement de ces structures n'est quasiment pas affecté

par les effets visqueux puisque le nombre de Reynolds $Re_I = \frac{u_0 L_I}{\nu}$ (II.29) associé au

mouvement turbulent à l'échelle intégrale est de l'ordre de 1000. L'échelle de Kolmogorov quant à elle donne l'ordre de grandeur des plus petites structures tourbillonnaires existantes.

Leurs nombres de Reynolds $Re_k = \frac{u'_0 l_k}{\nu}$ (II.30) associé est de l'ordre de l'unité. Ces

tourbillons sont alors dissipés par la viscosité moléculaire. Dans la figure II.24.b le spectre d'énergie cinétique turbulent rend compte de la fragmentation des grands tourbillons en de plus petits. Ce phénomène appelé cascade de Kolmogorov, comporte un transfert d'énergie des grandes structures, qui contiennent la plus grande partie de l'énergie turbulente, vers les plus petites qui sont elles mêmes alors dissipées par effet visqueux. L'analyse de Kolmogorov

donne une estimation de l'étendue du spectre turbulent :

$$\frac{L_I}{l_k} = Re_I^{3/4} \quad (II.31)$$

Cette échelle l_k doit être telle qu'elle doit dissiper par viscosité et en un seul temps de retournement, toute l'énergie cinétique turbulente qu'elle reçoit. On trouve :

$$l_k = \frac{\nu^{3/4} \rho^{1/4}}{\varepsilon^{1/4}} \quad (II.32)$$

De plus, on montre que le nombre de Reynolds Re_k associé à l'échelle de Kolmogorov vaut 1 :

$$Re_k = \frac{u'(k) l_k}{\nu} \approx 1 \quad (II.33)$$

Ceci n'est pas surprenant et traduit le fait que l'échelle de Kolmogorov est bien à la frontière d'une zone dominée par l'inertie et d'une zone dominée par la viscosité.

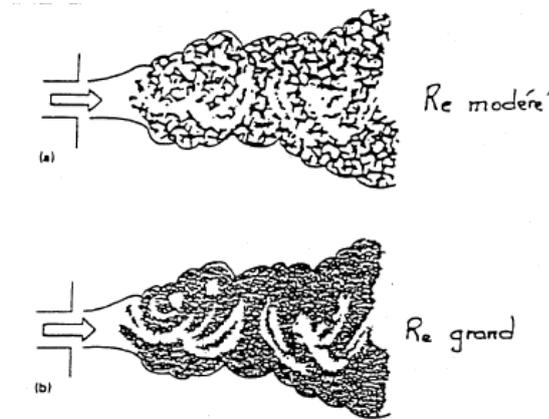
NB : En remplaçant dans l'équation de l_k , ε par $\frac{\rho \cdot u^3}{L_I}$ ou L_I désigne l'échelle

caractéristique de la turbulence, on obtient : $l_k = L_I \cdot Re_I^{-3/4}$ et $Re_I = \frac{u' L_I}{\nu}$ (II.34)

Il ne faut pas confondre le nombre de Reynolds macroscopique Re_L et le nombre de Reynolds

des grosses structures Re_I , même si : $Re_L = \frac{U \cdot L}{\nu} \approx Re_I = \frac{u' L_I}{\nu}$ (II.35)

Conclusion : On voit bien que la taille l_k des plus petits tourbillons diminue quand le nombre de Reynolds augmente, la figure II.25 ci dessous montre une expérience avec deux nombres de Reynolds.[7]



FigII25. Evolution d'un jet turbulent pour deux nombres de Reynolds [7]

II.3.2.2 Durée de vie des grosses structures :

La durée de vie τ_V d'un tourbillon de taille k^{-1} , si la turbulence est supposée stationnaire, toute l'énergie contenue à l'échelle "k" doit disparaître au taux " ε " :

$$\varepsilon(k) = \frac{k \cdot E(k)}{\tau_V} \quad (\text{II.36})$$

D'où une expression de τ_V .

Calculons par ailleurs le temps de retournement de cette structure de taille k^{-1} :

$$\tau_R = \frac{k^{-1}}{u'} \quad \text{Mais } u' \text{ peut se déduire de } u'^2 = k \cdot E(k). \text{ On trouve : } \tau_V = \tau_R$$

Ce résultat est important puisqu'il signifie que le temps de vie d'une grosse structure est égal à son temps de retournement.

II.3.3.1 La cascade directe et inverse de l'énergie cinétique :

Dans le cas du mouvement turbulent tridimensionnel, il y a transfert de l'énergie des grandes structures vers les petites. Ce phénomène est appelé cascade directe d'énergie. L'équation qui va décrire ce procédé dans l'espace physique est l'équation de Karman-Howarth. Dans le domaine du nombre d'onde, c'est l'équation de Lin [18], [23] :

$$\frac{\partial E(k,t)}{\partial t} = T - 2\nu \cdot k^2 \cdot E(k,t) \quad (\text{II.37}) \quad \text{et} \quad \varepsilon = 2\nu \int k^2 \cdot E(k) dk \quad (\text{II.38})$$

où T : est le tenseur lié aux corrélations triples des vitesses, terme non linéaire par rapport à E .

Cette équation traduit l'évolution temporelle du spectre tridimensionnel.

$\frac{\partial E}{\partial t}$ représente la variation d'énergie cinétique turbulente par unité de masse des nombres d'ondes dont la norme est comprise entre k et $k+dk$.

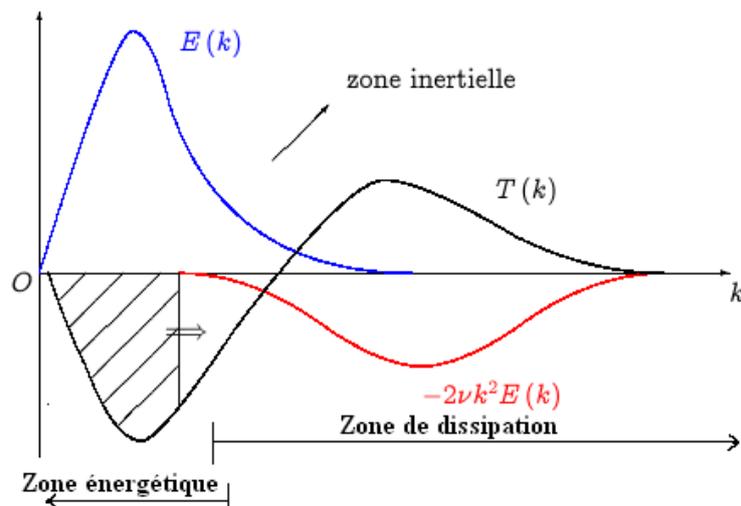
On intégrant cette équation sur tous les nombres d'onde :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\infty} E(k,t) dk = \int_0^{\infty} T(k,t) dk - 2\nu \int_0^{\infty} k^2 E(k,t) dk \quad (\text{II.39})$$

Et par conséquent, on déduit que : $\int_0^{\infty} T(k,t) dk = 0$ (II.40)

$T(k,t)$ représente un transfert d'énergie entre les structures de nombre d'onde Différents.

L'expérience montre que T est négatif pour les petits nombres d'ondes et positif pour les grands, donc le transfert d'énergie se fait des petits nombres d'ondes aux grands : les grosses structures perdent de l'énergie au profit des petites.



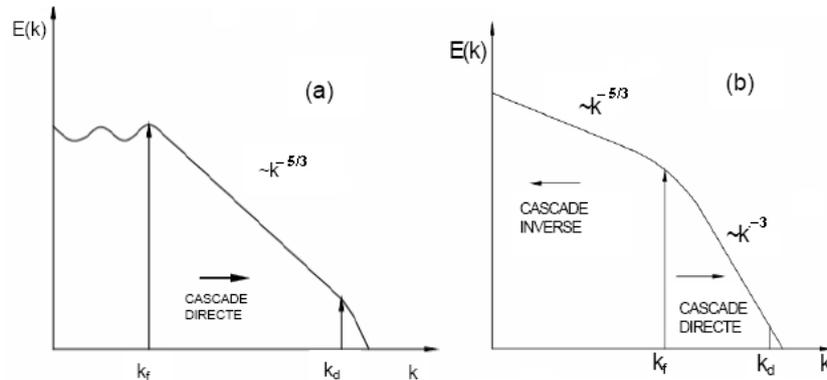
FigII.26- Spectre de production, transfert et dissipation d'énergie cinétique turbulente [23]

Un des résultats les plus importants de la théorie de Kolmogorov (1941) [17], est mis en évidence dans l'analyse du spectre tridimensionnel de l'énergie cinétique turbulente en fonction du nombre d'onde k . Dans la figureII.27, il existe trois zones :

- Pour les bas nombres d'onde $k < k_f$ (k_f indique la borne supérieure du domaine de nombre d'onde dans lequel est introduite l'énergie dans le système), l'évolution dépend de la manière dont l'énergie est échangée entre l'écoulement moyen et l'écoulement turbulent.
- Dans l'intervalle inertiel $k_f < k < k_d$ (k_d représente la valeur du nombre d'onde correspondant à la dimension à partir de laquelle l'énergie cinétique est dissipée), l'énergie est transférée

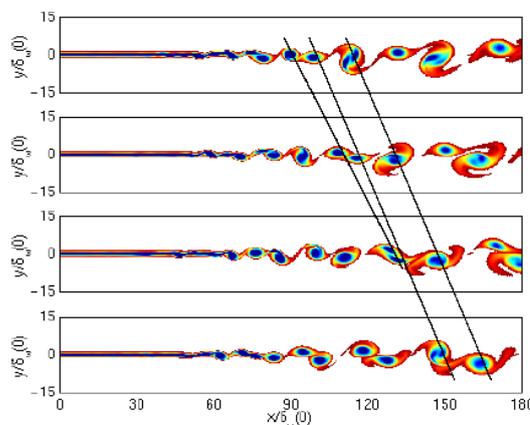
sans dissipation vers les grands nombres d'onde. Un comportement universel est observé. Il ne dépend pas du mécanisme qui génère la turbulence.

- Pour les hauts nombres d'onde $k_d < k$, les effets de la viscosité deviennent significatifs. Il y a dissipation de l'énergie cinétique turbulente.



FigII.27 Spectre de l'énergie turbulente : (a) tridimensionnelle (b) bidimensionnelle [17]

Dans le cas de la turbulence bidimensionnelle, il y a conservation soit de l'énergie cinétique soit de l'énstrophie. Dans un cas, elle entraîne un transfert d'énergie des petites échelles vers les grandes échelles (cascade inverse d'énergie). Dans l'autre cas, il y a un transfert de l'énstrophie d'une grande échelle vers les petites échelles (cascade directe d'énstrophie FigureII.27-b). Dans le cas bidimensionnel ou dans le cas tridimensionnel, deux situations peuvent être distinguées : la turbulence forcée et la turbulence en décroissance. La première situation se présente, par exemple : écoulement créé par une soufflerie à l'aval d'une grille. La deuxième situation se manifeste quand il y a interruption de la soufflerie (ou même à travers un brûleur).



FigII.28 Exemple de cascade inverse d'énergie d'une couche de mélange excitée aléatoirement [23]

II.3.3.2 L'écoulement bidimensionnel et l'équation de Helmholtz :

L'équation de Helmholtz n'est que le rotationnel de l'équation de Navier Stokes [23] :

$$\nabla \times \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u \right\} \quad (\text{II.41})$$

Après une analyse algébrique pour un fluide incompressible, l'équation de Helmholtz s'écrit :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \cdot \nabla \omega = \omega \cdot \nabla u + \nu \nabla^2 \omega \quad (\text{II.42})$$

(Evolution de la vorticité) = (terme d'allongement) + (dissipation moléculaire)

Comme pour l'énergie cinétique K , nous avons pour la vorticité une énergie qu'on appelle Enstrophie : c'est le carré moyen de la vorticité fluctuante.

$$\frac{\overline{\omega_i'^2}}{2} = \frac{\overline{\omega_1'^2} + \overline{\omega_2'^2} + \overline{\omega_3'^2}}{2} \quad (\text{II.43})$$

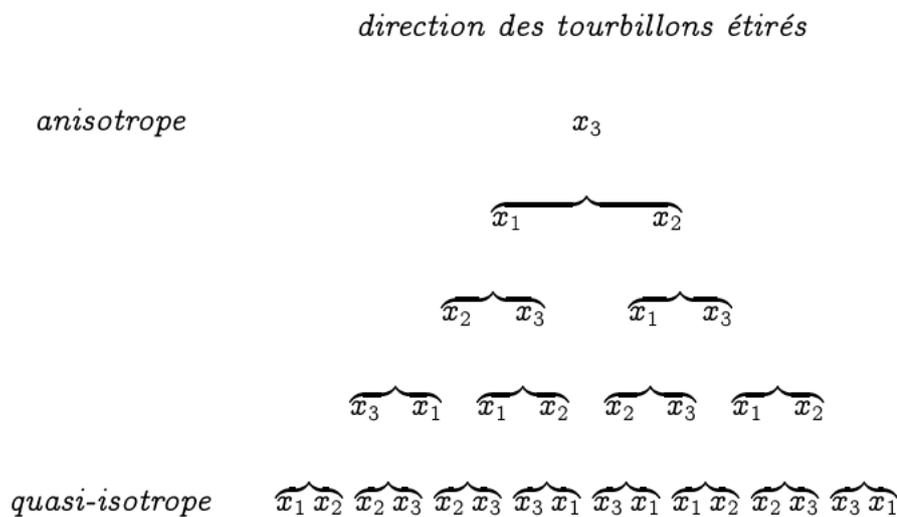
Pour un écoulement bidimensionnel le terme d'allongement n'existe pas $\omega \cdot \nabla u \equiv 0$; il faut savoir que les écoulements turbulents bidimensionnels n'existent pas.

L'idée de turbulence bidimensionnelle fut longue à s'imposer, car [on pensait la turbulence directement liée à l'étirement des tubes de tourbillons par les gradients de vitesse](#), mécanisme qui en dimension trois assure le transfert de l'énergie vers les petites échelles, mais est inhibé en dimension deux à cause de la conservation du tourbillon. La turbulence bidimensionnelle a cependant en commun avec la turbulence tridimensionnelle la dynamique non linéaire à l'origine du caractère chaotique et imprédictible de sa structure macroscopique. [Elle a aujourd'hui acquis droit de cité, dans la mesure où elle permet de rendre compte de la dynamique des écoulements géophysiques à grande échelle, rendus bidimensionnels par l'effet conjugué d'une stratification stable et d'une forte rotation du référentiel.](#) On peut aussi conjecturer que dans certains écoulements tridimensionnels les régions à fort gradient s'organisent en nappes, pour lesquelles le produit du tourbillon par le gradient de vitesse s'annule, donnant ainsi localement un comportement du type turbulence bidimensionnelle.

La théorie statistique de la turbulence bidimensionnelle, est due à Kraichnan. Leith et Batchelor [24], qui en suivant un raisonnement similaire à celui de Kolmogorov, montrèrent [qu'en dimension deux il y a non plus une cascade directe d'énergie, mais une cascade directe d'un second invariant, l'enstrophie "intégrale du carré du tourbillon"](#). Cette fois-ci selon un spectre proportionnel à k^{-3} , figure II.27-b et non $k^{-5/3}$ comme en turbulence tridimensionnelle. [La conservation de l'enstrophie est due à la conservation du tourbillon provenant du fait qu'en dimension deux le tourbillon et le gradient de vitesse sont orthogonaux.](#) Ainsi, bloquée par la conservation de l'enstrophie, l'énergie, au lieu d'être transférée vers les petites échelles comme

en turbulence tridimensionnelle, remonte-t-elle vers les grandes échelles, donnant lieu à une 'cascade inverse', ce que Kraichnan a interprété, par analogie avec la thermodynamique, comme l'apparition d'une 'température négative'. Cette remontée de l'énergie vers les grandes échelles avait été prévue dès 1953 par Fjörtoft et Onsager. **Il faut cependant remarquer qu'en toute rigueur la théorie statistique ne peut pas s'appliquer aux écoulements turbulents bidimensionnels dans la mesure où la présence d'invariants du mouvement, propres au cas bidimensionnel, invalide l'hypothèse ergodique [24].**

Il faut retenir que la production d'intensité tourbillonnaire, et donc de la turbulence, s'accompagne d'un étirement des filets tourbillons et par conséquent, d'une augmentation des distances séparant les particules fluides, comme le montre l'arbre de Bradshaw (1971):



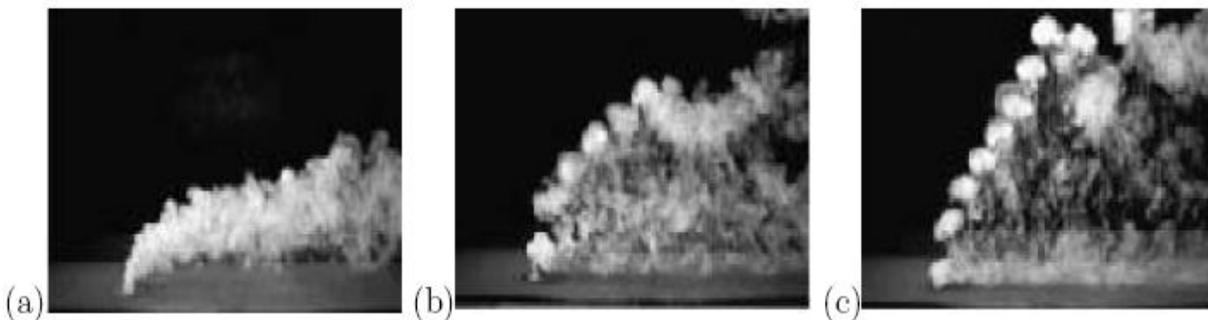
FigII.29 Arbre de Bradshaw [23]

Remarque 5: Cette observation concernant la zone inertielle; explique le profil de température de la figureIV.8, où on estime que la grande portée de l'énergie transportée fait que la dissipation d'énergie dépasse une distance de 50m. Elle est siège d'une intense érosion de la brique par rapport aux autres zones; bien qu'elle ne soit pas considérée comme zone de cuisson où il y a de fort impacte causé directement par le déplacement radial de la flamme, figureII.5. Pour les zones lointaines les Remarques précédentes doivent être pris en compte.

II.3.4 Jets excités :

Certaines conditions d'excitation (pulsation, excitation acoustique...) favorisent la pénétration du jet. En outre, un accroissement du taux d'ouverture, associé à une **formation plus importante des structures de vorticité** est observé. La conséquence directe de cette optimisation est **une amélioration du processus de mélange**.

La figure II.31 présente des visualisations issues des expériences de M'Closkey et al. [22] d'un jet transverse pulsé. Ils observent des différences très distinctes sur la pénétration et le taux d'ouverture du jet pour une excitation proche des subharmoniques de la fréquence naturelle (ou caractéristique) f_n d'enroulement de la couche cisailée (Figure II.29-a). Le jet n'est pas pulsé tandis qu'on figure II.30-(b & c), les subharmoniques de la pulsation sont respectivement de l'ordre de un tiers (85Hz) et un demi (110Hz) de f_n . **La formation des anneaux de vorticité** est elle aussi clairement mise en évidence lorsque la fréquence d'excitation baisse. Schuller et al. [22] imposent une excitation inférieure à l'excitation caractéristique (7.1Hz) d'enroulement de la couche cisailée et montrent une meilleure pénétration du jet ainsi qu'un taux d'ouverture du jet plus grand.



*FigII.31 Expériences de M'Closkey et al. Des jets transverses excités ($R=2.58$, $U_1=1.2$ m/s ; avec R : rapport des vitesses et U_1 : vitesse d'injection du jet).
(a) : jet non forcé (fréquence naturelle de 220Hz), (b) : excitation à 85Hz,
(c) : excitation à 110Hz. [22]*

La figure III.31-b montre la relation de " S_t " en fonction du régime d'écoulement. En définissant le nombre de Strouhal

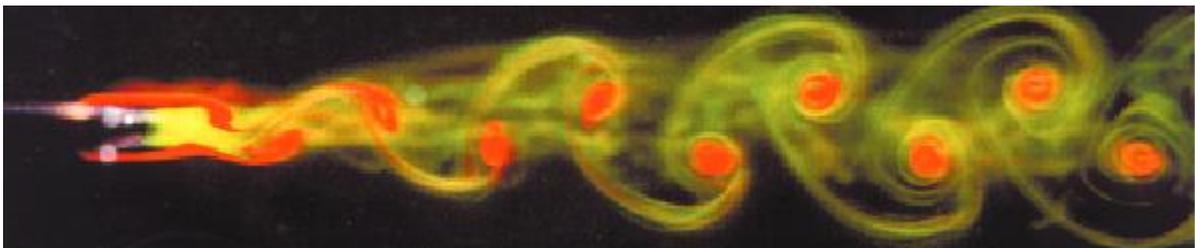
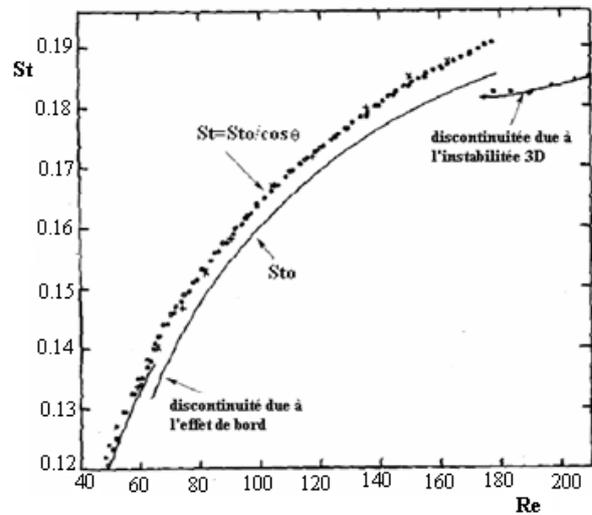
$$S_t = \frac{\omega}{2\pi U} d \quad (\text{II.48}).$$

La pulsation du détachement tourbillonnaire " ω " est adimensionnée par rapport au temps d'advection du fluide le long de la structure.

L'action du sillage proche sur la structure est habituellement considérée comme une portance fluctuante. Une conséquence directe du processus VIV (vortex induced vibrations) se

manifeste quand les échelles de temps caractéristiques du fluide et de la structure sont du même ordre de grandeur [26].

FigII.32. Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds d'un sillage créer par un corps non profilé $St=f(Re)$ [11]



FigII.33 Sillage créer par un corps non profilé; un véritable oscillateur d'écoulement [11]

Remarque 6 : On peut dire que des régimes d'écoulements plus élevés rendent instables, et l'écoulement et la structure. Ils sont plus importants lorsque les grandes échelles tourbillonnaires sont de la taille de la structure (conduite). L'effet d'excitation (acoustique ou pulsionnelle) influe sur la stabilité du nombre de Strouhal et la taille des tourbillons générés. En conséquence la pénétration du jet dépend du mode d'excitation (figureII.31, figureII.32).

Chapitre III

Les sources d'instabilité influant sur la flamme
Et
Les actions de contrôle

III.1 Les sources d'instabilité influant sur la flamme de diffusion confinée :

Le phénomène des instabilités de combustion touche plusieurs domaines d'activité; spatiale, industrielle, domestique, etc....

Les développements des moteurs de fusées (missiles ou ceux relatif aux programmes spatiaux) ont rencontré des problèmes d'instabilités. Ces applications stratégiques ont apporté un soutien financier important à ces études. Dans les années 1970 des problèmes d'instabilités thermo-acoustiques sont rencontrés dans les fours industriels et les systèmes de conditionnement d'air. Dans les années 1980, l'attention se porte sur les instabilités des statoréacteurs et foyers de réchauffe de turboréacteurs. On note aussi un regain d'intérêt pour *la combustion pulsée* pour les fours et les incinérateurs [4]. Ces systèmes, conçus pour soutenir une combustion instable de différentes sources sont en interactions combinées telles que *la thermochimie, l'aérothermique et la thermoacoustique*.

Les pulso-réacteurs par exemple, *tirent partie de l'instabilité contrôlée* pour augmenter leur efficacité. Leur fonctionnement est soit basé sur la *résonance du mode acoustique en volume* (mode d'Helmholtz) *soit sur celle d'un mode longitudinal à la manière d'un tube de Rijke*. Le tube de Rijke permet d'illustrer les principaux paramètres (ANNEXE A) responsables des instabilités thermo-acoustiques [2].

III.1.1.THERMOCHIMIE

I- Variation de la richesse du mélange :

Les variations de richesse sont une source majeure de perturbation du *dégagement de chaleur*. Ces variations peuvent être dues au *mélange incomplet* de l'air et du combustible en amont de la flamme. *La perturbation des débits d'alimentation en carburant par l'acoustique est alors à prendre en compte*. La variation de débit peut ainsi provenir de l'effet de la pression instationnaire (pression de commande) sur le système d'alimentation de combustible en faisant varier la pression différentielle entre les lignes d'alimentation et le brûleur. Néanmoins, même avec des alimentations amorcées (débit bloqué), *le champ de vitesse instationnaire d'un mode longitudinal peut avoir la même conséquence*. En se superposant au champ moyen, *la vitesse acoustique fait osciller la vitesse de convection au niveau de l'injection*. Se créent alors alternativement des poches riches et pauvres convectées par l'écoulement jusqu'à la flamme. Ces variations locales de richesse peuvent être alors largement atténuées avec un mélange efficace. Ce mode d'interaction a été étudié en particulier par Lieuwen et al [5].

Les perturbations de richesse sur une flamme proche de limite d'extinction pauvre, produisent des variations importantes des caractéristiques de la flamme telles que température et vitesse de la flamme, figure II.5. Les temps chimiques associés sont inversement proportionnels à la vitesse de la flamme. Ils subissent ainsi de fortes variations sur la branche pauvre comparée à des flammes plus riches proches de la stoechiométrie.

III.1.2 AEROTHERMIQUE

1- Variation de surface de flamme :

Les perturbations de vitesse déforment directement la flamme, ce qui se traduit par **une modification de la surface de flamme par étirement induisant une fluctuation du dégagement de chaleur**. La détermination de la réponse de flammes de prémélange à des perturbations acoustique (forcées) a fait l'objet de nombreuses études expérimentales, théoriques et numériques [5]. Ces études montrent que la réponse de la surface de flamme dépend de la *géométrie du brûleur* et de celle de la *flamme stationnaire*. **Une forte dépendance en fréquence est aussi à ôter**. Si les longueurs d'onde associées aux *perturbations convectives* sont de l'ordre de l'épaisseur de flamme, alors on observe des déformations importantes du front de flamme. Les conditions du maximum d'interaction semblent reliées à des valeurs du nombre de Strouhal $\frac{\omega L_f}{u_0}$ (où L_f est la taille caractéristique de la flamme).

2- Interaction flamme/tourbillon :

Le rôle d'instabilités hydrodynamiques peut aussi jouer un rôle important, en particulier sur les brûleurs où la flamme est stabilisée dans le sillage d'une accroche flamme. En effet **des tourbillons sont émis par les couches de mélange déstabilisées**. Ces couches de mélange sont aussi présentes dans les brûleurs présentant une marche descendante ou un élargissement brusque. Comme lorsqu'un système d'injection débouche dans une chambre plus large. Les observations rendant compte de l'importance de l'interaction flamme -tourbillons sont nombreuses [5].

La fréquence de détachement des tourbillons peut être fortuitement un multiple de la fréquence d'un mode propre de la chambre, pour qu'un couplage puisse s'installer. Le couplage de **mode hydrodynamique avec l'acoustique** est aussi envisageable puisque les couches de mélange peuvent être efficacement excitées par le champ de vitesse acoustique. Poinot et al [5]. Observent un détachement à la fréquence du mode acoustique. **Le détachement a lieu lorsque l'accélération due à la vitesse acoustique est maximale**. Ces structures cohérentes (tourbillons) augmentent significativement le plissement et l'étirement

lorsqu'elles interagissent avec le front de flamme, figureII.3. Certaines zones présentent une densité de flamme importante alors que les zones trop étirées peuvent s'éteindre. **Le fort cisaillement combiné au mouvement convectif des structures peut arracher des poches de flamme brûlant en aval de la position de la flamme principale.** Ces déformations du front de flamme sont de **puissantes sources sonores** [5].

III.1.3 THERMOACOUSTIQUE

1- Ondes entropiques :

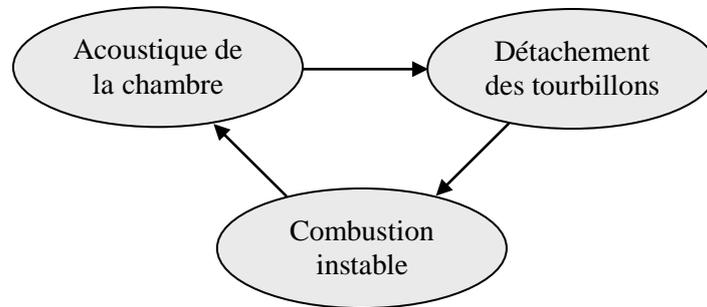
Les instabilités de combustion se produisent lorsque le dégagement de chaleur d'une flamme est accouplé à la propagation d'une onde acoustique dans la chambre de combustion. Ce phénomène peut mener à **de fortes vibrations et au bruit et parfois à des défaillances** du système de combustion (brûleur et accessoires). C'est la raison pour laquelle plusieurs études traitent du contrôle de ces instabilités [4].

Une autre catégorie d'onde convective peut aussi intervenir dans l'instabilité. Les ondes entropiques transportent des perturbations de température et de densité (points chauds). Ces ondes peuvent en particulier interagir avec les tuyères (brûleur) amorcées de sortie de chambre et conduire à la création d'ondes acoustiques. Ce phénomène est en général associé aux instabilités de type grondement ($f < 150\text{Hz}$) qui apparaît parfois au démarrage des turbines aéronautiques [5].

La source de chaleur perturbée, produit à son tour une perturbation de type acoustique, seule capable de remonter l'écoulement et d'interagir avec le système en amont. Cette rétroaction est directe puisque la variation du **dégagement de chaleur est un terme source dans l'équation des ondes** pour les milieux réactifs [5]. L'action globale du champ acoustique sur la flamme est indirecte et résulte d'une combinaison de ces types d'effets ; Chacun induisant un déphasage particulier entre ces grandeurs et le dégagement de chaleur.

La principale difficulté réside dans l'interaction entre l'écoulement turbulent et le dégagement de chaleur qui met en jeu une large gamme d'échelles caractéristiques : **échelles spatiales et temporelles de la turbulence et des réactions chimiques.** Ainsi, le temps caractéristique de l'oxydation du combustible est généralement court comparé aux échelles des phénomènes turbulents. La modification du nombre de Damköhler (Da) par exemple, qui compare les échelles de temps turbulent τ_t , et chimique τ_c donnent l'idée sur l'épaississement de la flamme. Cette dernière épaissie (figureIII.3-b), est rendue moins sensible aux effets de

courbure dus à la turbulence, elle devient par contre plus sensible à l'étirement comparativement à une flamme non épaissie [5].



FigIII.1 Interaction combustion instable/ acoustique de la chambre/ tourbillons [2]

Dans notre étude et pour limiter le travail, nous allons nous concentrer sur le côté aérothermique. L'effet de la turbulence sur la stabilité de la flamme qui est rien que la stabilité de la couche de mélange et du détachement des tourbillons. Alors que l'effet des modes acoustiques de la chambre de combustion sur la stabilité de combustion sera évoqué en "annexe A" dans l'expérience du tube de Rijke.

III.2 Contrôle de la flamme de diffusion :

Le mélange dans les zones de cisaillement d'un jet implique toutes les échelles de l'écoulement. Ainsi les grosses structures cohérentes, caractérisées par une distribution de vorticité structur e et développées par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, affectent le mélange au niveau macroscopique, tandis que les fluctuations de vitesse et donc la turbulence aux petites échelles induisent un mélange à l'échelle moléculaire. Aussi, les méthodes de contrôle des écoulements cisailés tendent à favoriser la tridimensionalisation de l'écoulement (donc l'entraînement du fluide ambiant et le mélange), **en agissant sur le développement naturel (non forcé) des structures cohérentes ainsi que sur leur rupture au profit de la turbulence des petites échelles.**

Il existe deux grandes catégories dans le contrôle d'écoulements en général et dans celui des jets en particulier : le contrôle passif et le contrôle actif. Le contrôle passif consiste à affecter la dynamique de l'écoulement en modifiant la géométrie de l'injecteur et/ou de la chambre de combustion, alors que le contrôle actif repose sur un apport extérieur d'énergie.

Dans la littérature il existe plusieurs systèmes de contrôle [4],[1]. Dans notre étude nous allons voir ces deux types de contrôle : le corps non profilé et l'actionneur tourbillonnaire existent dans les options géométriques du brûleur Dioflex de l'ECDE de Chlef comme montré en ANNEXE B.

III.2.1 Travaux de Demare, Baillot et Wyzgolik :

En premier lieu on verra une flamme sans contrôle, une flamme issue d'un jet coaxial, où le rapport de vitesse génère la couche de mélange.

Demare et Baillot [15] ont étudié les flammes liftées stabilisées dans un jet libre organisé proche de la limite basse de la zone d'hystérésis. Dans ce jet se développent deux types de tourbillons : tourbillons primaires dus aux instabilités de Kelvin-Helmholtz (K-H) et tourbillons longitudinaux contrarotatifs (filaments) dus aux instabilités secondaires tridimensionnelles. Ils montrent que la stabilisation est assurée par les filaments et non les tourbillons de Kelvin Helmholtz. Une étude complémentaire pour généraliser ce résultat fait par Demare, Baillot et Wyzgolik [15] permet d'analyser l'influence de la couche de mélange air/méthane sur le couplage entre la flamme et le jet organisé en fonction des conditions aérodynamiques du jet coaxial sans rotation [15].

L'expérience décrit une flamme suspendue dans un jet coaxial méthane/air. L'injecteur central (IC) qui fournit le méthane à un diamètre de 65mm suivi d'un convergent profilé dont la buse de sortie présente un diamètre de 6mm et une épaisseur de lèvre de 0.2mm. L'injecteur extérieur (IE) qui fournit de l'air est constitué d'un tube de 266mm diamètre suivi d'un convergent de diamètre de sortie est de 66mm avec une épaisseur de lèvres de 0.1mm.

Les vitesses débitantes sont $0 < U_0 < 1$ m/s pour (IE) et $1 < U_i < 25$ m/s pour (IC).

Les limites basse et haute de stabilité, sont en fonction des vitesses U_0 et U_i comme le montre la figure III.2 et la figure III.3, définissant la zone d'hystérésis dans laquelle la flamme peut être accrochée au brûleur où suspendue au dessus.

La limite basse est obtenue en diminuant U_i progressivement pour U_0 fixé jusqu'à ce que la flamme liftée se raccroche au brûleur pour $U_i = U_a$.

La limite haute est déterminée en augmentant progressivement U_i pour U_0 fixée jusqu'à ce que la flamme initialement accrochée se détache du brûleur pour $U_i = U_l$. La limite haute diminue plus rapidement avec l'augmentation de U_0 que la limite basse.

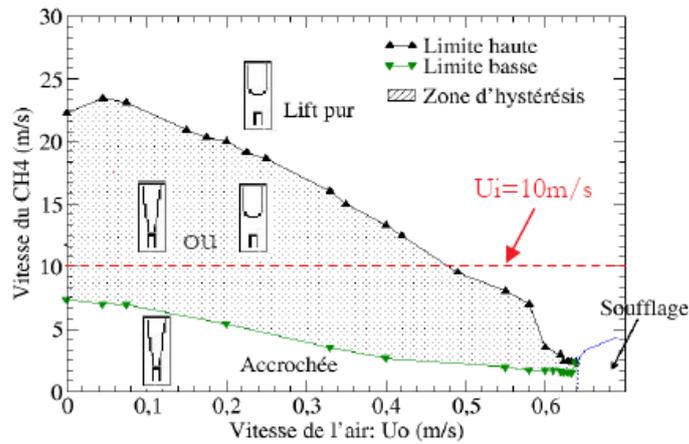
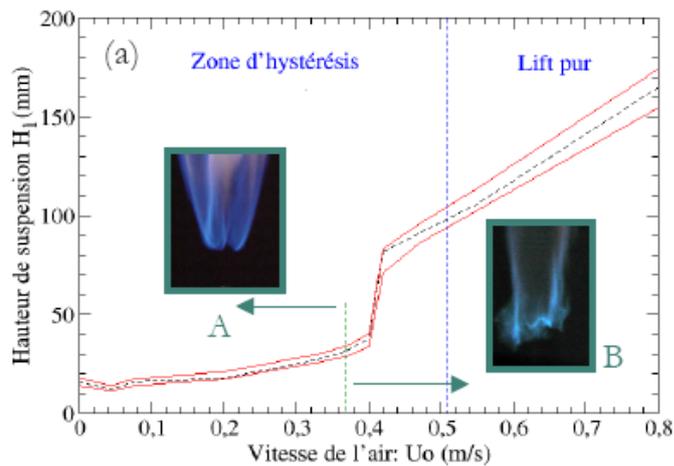


Fig III.2 Zone d'hystérésis d'une flamme de diffusion méthane/air [15]



FigIII.3 Comportement de flamme liftée en zone d'hystérésis [15]

Dans leurs études [15] concluent que le développement des structures tourbillonnaires est relié à l'augmentation de U_0 , qui provoque un retard à la formation des structures primaires et secondaires.

La comportement de la flamme en fonction de U_0 nous amène à rechercher des actions aérodynamiques où la réponse de la flamme sera unifiée.

III.3 Les actions de contrôles passifs et actifs :

Dire que la combustion d'un mélange inflammable est stable, revient à supposer que la zone de réaction reste fixe dans l'espace figureIII.8. Un front de combustion stable se maintient dans un écoulement si :

- Une source de chaleur suffisamment intense existe en un endroit parfaitement défini;
- Il y a égalité entre la vitesse fondamentale de combustion turbulente et la vitesse normale d'écoulement du mélange frais.[1]

Il faut donc pour stabiliser une flamme tout d'abord aménager une source de chaleur suffisamment intense qui entretienne en permanence, dans une région bien définie, un niveau thermique suffisant pour amorcer les réactions de combustion.

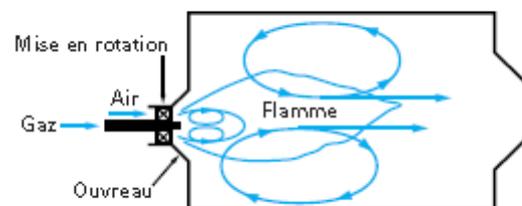
Ceci peut être obtenu à partir des gaz de combustion eux mêmes, grâce à un artifice aérodynamique qui permette de les réinjecter en permanence en un endroit favorable au voisinage du brûleur, c'est la zone de recirculation figure III.4. Les actions sont de deux types :

1. Un écoulement tourbillonnant dans le corps du brûleur conduit, à la sortie de celui-ci, à un écoulement divergent avec diminution de la pression statique axiale en aval du brûleur. Cette dépression provoque des courants de retour vers le brûleur avec recirculation [1].

2. Un obstacle à corps non profilé, placé dans l'écoulement perpendiculaire à la vitesse moyenne, fait apparaître un sillage dans lequel s'établissent des courants de retour vers l'amont. Eventuellement, l'obstacle peut être fluide et constitué par un jet dirigé perpendiculairement ou à contre courant de l'écoulement principal.

III.3.1 Effet du Swirl sur la stabilité de la flamme

En effet, ces types de foyers tendent à optimiser la combustion en favorisant un bon mélange entre les produits de combustion, en créant un jet swirlé. Ce jet a la fonction principale d'augmenter la diffusion entre les espèces, dans le but de stabiliser la flamme générée. Le phénomène du swirl de nature aérodynamique est juste lié à la présence de deux fluides à des débits différents et permet simplement d'alimenter la réaction pour maintenir une flamme stable.



FigIII.4 Les courants de recirculation d'une flamme confinée mise en rotation [9]

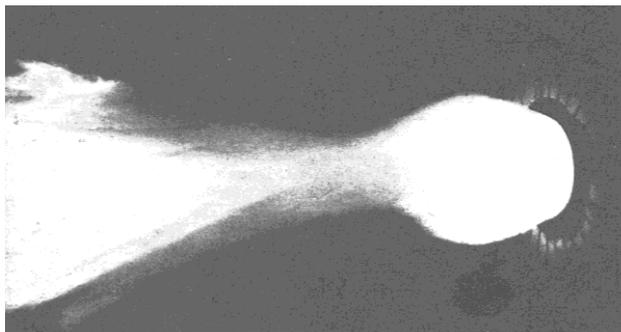
III.3.1.1 Le nombre de swirl

Le "swirl" ou le tourbillonnement consiste à ajouter une composante azimutale au champ de vitesse d'un écoulement. Il en résulte, dans un écoulement confiné, un équilibre entre les forces centrifuges agissant sur les particules fluides et les forces de pression (Beér et Chigier 1972), conférant à l'écoulement un effet de courbure au niveau de la zone de mélange (Panda et McLaughlin 1994).

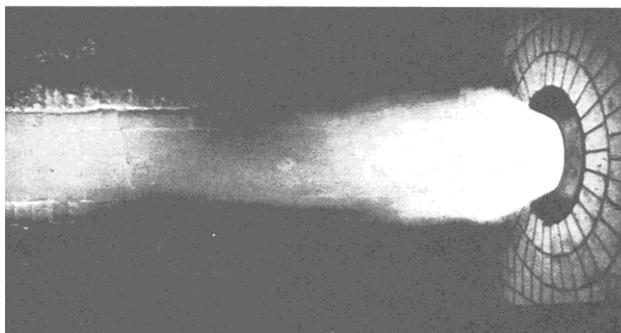
Le "swirl" rend les structures cohérentes, fortement organisées dans le cas du jet libre, plus faibles en supprimant l'appariement des tourbillons et en favorisant un accroissement de la turbulence (Panda et McLaughlin 1994). Cette observation permet de donner une idée sur la cascade inverse d'énergie.

Il a été observé qu'à partir d'une certaine intensité de swirl une zone de recirculation apparaissait dans l'écoulement principal, figure III.5. La taille et la position de cette zone de recirculation varient avec l'intensité du swirl. Cette zone est un élément essentiel pour stabiliser les flammes car elle contient des gaz frais préchauffés et permet l'accrochage de la combustion. On peut voir le phénomène dans les photographies de deux flammes, pour deux valeurs différentes de l'intensité de rotation pour une éjection coaxiale; le gaz au centre, et l'air en périphérie est mis en rotation (Clichés FRIF) [1].

Donc, il semble nécessaire d'introduire un paramètre pour différencier ces différents états possibles pour un écoulement "swirlé". Chigier et Beér (1972) furent les premiers à introduire un tel paramètre : le nombre de swirl S .



FigIII.5.a Photographie d'une flamme avec faible recirculation axiale (type I), avec un brûleur à divergent de 35° et une faible valeur de S [1]



FigIII.5.b Photographie d'une flamme avec recirculation axiale importante (type II), avec un brûleur à divergent de 35° et un degré de rotation de l'air élevé [1]

Ce nombre est défini à partir du flux axial de moment angulaire G_φ et du flux axial de moment axial (i.e. la poussée axiale) G_x par :

$$S = \frac{G_\varphi}{R.G_x} \quad (\text{IV.1})$$

Où R est le rayon de sortie du brûleur (ou de la buse). Les flux G_φ et G_x s'écrivent :

$$G_\varphi = \int_0^R (W_r) \rho U 2\pi r dr \quad (\text{IV.2}) \quad \text{et} \quad G_x = \int_0^R U \rho U 2\pi r dr + \int_0^R p 2\pi r dr \quad (\text{IV.3})$$

Où U et W , sont respectivement les composantes axiale et azimutale du champ de vitesse et p la pression statique de l'écoulement.

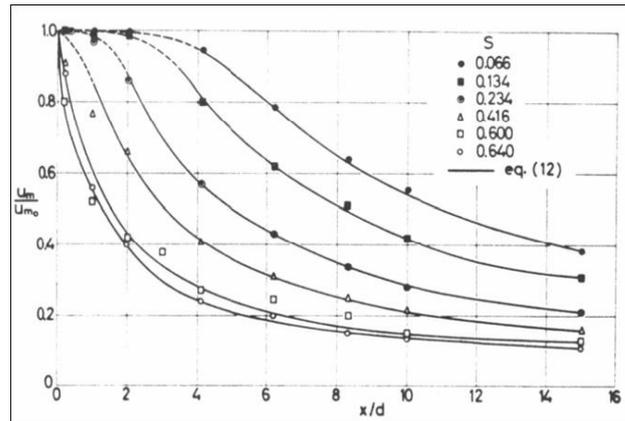
L'introduction de ce nombre de swirl repose sur l'observation de la conservation le long de l'axe de l'écoulement des termes G_φ et G_x dans le cas d'un écoulement non visqueux et non confiné (Chigier et Beér 1972). Pour évaluer expérimentalement le nombre de swirl, il faut avoir accès aux composantes U et W du champ de vitesse mais aussi au terme de pression statique de l'écoulement. Ce dernier est bien souvent difficile à mesurer si bien qu'il est admis d'omettre le terme de droite de l'équation (V.3), à condition de considérer le champ de vitesse à l'intérieur du brûleur et non pas dans le jet. Aussi on introduit le nombre de swirl " S' " défini

$$\text{par : } S' = \frac{G_\varphi}{R.G'_x} \quad (\text{IV.4}) \quad \text{Où} \quad G'_x = \int_0^R U \rho U 2\pi r dr \quad (\text{IV.5})$$

Le "classement" des écoulements swirlés en fonction de leur nombre de swirl est généralement admis dans la littérature. Toutefois, il est nécessaire d'être mis en garde contre l'imperfection d'un tel classement. En effet, puisque ce nombre est un simple rapport entre deux grandeurs intégrales, il se peut que deux écoulements aient le même nombre de swirl et une répartition de vorticité complètement différente [4]. De ce fait on ne tient pas compte de la vorticité de la couche de mélange, pourtant à l'origine des instabilités centrifuges (Martin et Meiburg 1996) [4].

III.3.1.2 La décroissance de vitesse axiale ;

La loi de décroissance de la vitesse axiale le long de l'axe principal d'un écoulement de type jet est connue aussi bien pour le jet libre que pour le jet swirlé. La figure V.6 montre que plus un jet est swirlé, plus la vitesse sur l'axe décroît rapidement, au profit d'une amélioration de l'épanouissement et donc du mélange.



FigIII.6 Décroissance de la vitesse axiale le long de l'axe principal d'un écoulement swirlé en fonction du nombre de swirl [27].

III.3.1.3 Les techniques de génération du swirl

Il existe plusieurs manières de générer du swirl dans un écoulement [4]:

- **Ailettes ajustables venant dévier tangentiellement l'écoulement axial.** L'intensité du swirl dépend alors directement de l'angle que forment les ailettes avec la direction longitudinale. Plus exactement, **le nombre de swirl est directement proportionnel à la tangente de cet angle** et ce quel que soit le nombre de Reynolds Re de l'écoulement, excepté pour les très faibles valeurs de ce nombre ($Re \leq 600$) où un terme correctif fonction de Re est à apporter (Sheen et al. 1996). On notera que ce type de dispositif génère un swirl d'une intensité nécessairement limitée (par la conception des ailettes) et qu'il introduit des pertes de charge importantes et ce d'autant plus que le nombre de swirl est grand (Mathur et Maccallum 1967). Toutefois, de par sa simplicité, **c'est ce dispositif qui est généralement utilisé dans l'industrie** (notamment dans les four de cimenterie) et pour de très nombreuses études sur les écoulements swirlés (Ateshkadi et al. 1998, Broda et al. 1998) par exemple :

- Mise en rotation d'un tube (Rose 1962) ou d'une plaque (Lopez 1990). Le swirl ainsi généré est toutefois très faible. Ce genre de dispositif est plutôt destiné à l'étude de l'éclatement tourbillonnaire dont la zone de recirculation des écoulements swirlés est une des représentations (Lucca-Negro et O'Doherty 2001).

- Rotation autour de l'axe longitudinal d'une plaque percée de trous (Shi et Chehroudi 1994). C'est une méthode qui produit une répartition homogène de l'effet de swirl dans toute la section du jet et qui permet en outre d'atteindre des valeurs élevées de ce nombre.

○ Soufflage tangentiel sur la paroi d'un tube en présence d'un écoulement axial. L'intensité du swirl est alors déterminée par le rapport entre le débit injecté de manière tangentiel et celui injecté de manière axiale (Chigier et Beér 1964, Stephens et al. 1999).

En effet, il semble que la façon dont le swirl est généré ait une influence non négligeable sur la manière dont l'écoulement sera affecté.

Nous allons à présent nous pencher sur les effets du swirl sur un écoulement de type jet non réactif dans un premier temps puis en présence de combustion.

III.3.1.4 L'effet du swirl sur un écoulement non réactif

A partir du critère établi dans le § 1.4.1, nous pouvons décrire les écoulements swirlés en les séparant en deux catégories : les écoulements à swirl faible ($S < 0.6$) et les écoulements à swirl fort ($S > 0.6$).

1- Ecoulements faiblement swirlés ($S < 0.6$)

Pour des écoulements à faible nombre de swirl, il n'apparaît aucune zone de recirculation. Le swirl induit une augmentation de l'entraînement du fluide ambiant au repos et une diminution de la vitesse axiale de l'écoulement. Les profils de vitesse d'un écoulement faiblement swirlé restent gaussiens jusqu'à environ $S < 0.5$ (Chigier et Chervinsky 1967 [27]). Le degré d'ouverture du jet ainsi que le flux de masse entraînée augmente alors continûment avec le nombre de swirl.

2- Ecoulements fortement swirlés ($S > 0.6$)

A partir de $S = 0.6$ environ, les gradients de pressions longitudinaux ne sont plus suffisants pour compenser l'énergie cinétique des particules fluides si bien qu'apparaît une zone de recirculation toroïdale dans l'écoulement. Benjamin (1962) [4] suggère que cette zone de recirculation est la représentation d'une transition d'un écoulement supercritique à un écoulement subcritique, par analogie avec les ondes de chocs ou encore les ressauts hydrauliques. Une des caractéristiques importantes de cette zone de recirculation est que son centre se rapproche du nez de la buse (ou de l'injecteur) et que sa **taille augmente à mesure que le nombre de swirl de l'écoulement augmente.**

III.3.1.5 L'effet du swirl sur un écoulement réactif confiné :

Le swirl est couramment utilisé en combustion car il a un rôle stabilisateur pour la flamme [4]. En effet, si l'intensité du swirl est suffisamment forte, une zone de recirculation va apparaître. Cette zone de recirculation est une région dans laquelle les gaz frais et les gaz brûlés sont bien mélangés. Elle constitue alors une zone de stockage de chaleur et d'espèces réactives en proche sortie du brûleur, si tant est que l'intensité du swirl soit suffisamment importante. De plus, le swirl améliore l'entraînement et donc la taille de la flamme est réduite. Aussi, le fait de recourir au swirl permet, d'une part de travailler avec des vitesses de carburant plus élevées pour des flammes de diffusion et d'autre part de réduire la taille de la chambre de combustion en combustion prémélangée.

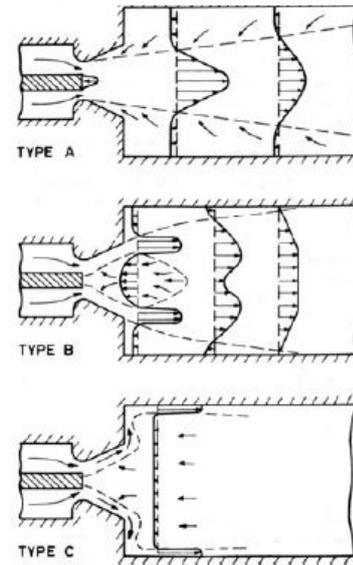
Comme déjà vu dans §III.1.2, l'effet du swirl sur l'aérodynamique de l'écoulement est important et varie suivant son intensité. Il en va de même en combustion. Ainsi comme le montre la figure III.7 à chaque réponse de l'écoulement au swirl correspond un type de flamme :

Flamme de type A : l'intensité du swirl est faible. Le comportement de la flamme est analogue à celui rencontré sans swirl. Le front de flamme se situe à une certaine distance du brûleur.

Flamme de type B : l'intensité du swirl est de modérée à élevée. De par la zone de recirculation, la flamme se stabilise plus près du nez du brûleur. C'est le type de combustion recherché en général car elle est ici très intense du fait de l'existence d'une zone très turbulente et très riche en gaz frais.

Flamme de type C : les interactions flamme/parois sont intenses. Cette situation est généralement indésirable vu les fortes forces de frottement localisées à la parois, excepté dans le cas de certains fours.

Concernant la combustion en diffusion, imaginant que les oxydants soient suffisamment swirlés pour induire une zone de recirculation; une injection centrale de fuel avec une injection annulaire d'oxydant, Leuckel et Fricker [4] mettent en évidence deux types de flamme :



FigIII.7 Types d'écoulement observés dans le foyer pour différents types de jets et flammes swirlés [1]

- La vitesse du fuel est suffisamment importante pour traverser toute la zone, seule une petite partie du fuel brûle au passage dans la zone de recirculation et sert alors de flamme pilote pour l'installation : le fuel restant est préchauffé. La flamme est donc intense et longue (type I).
- La vitesse du fuel n'est pas suffisante, celui-ci se répand radialement. Le mélange est rapide et la flamme est courte et de couleur bleue (type II).

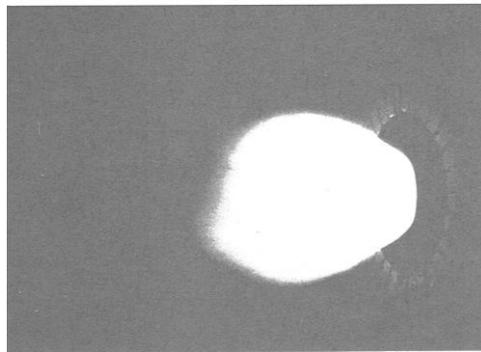
Les flammes de type I, figure III.5.a associées à une vitesse d'éjection axiale élevée du combustible, sont longues, *assez semblables aux flammes obtenues par un jet central de combustible entraînant l'air périphérique de combustion*. La petite fraction de combustible ramenée vers le brûleur se mélange à l'air de combustion sur la périphérie du jet et brûle en formant une zone de combustion stable au nez du brûleur. *Le reste du combustible brûle en aval du noyau de recirculation, dans une flamme allongée*. La combustion n'est pas bruyante. L'augmentation de l'angle du divergent (angle d'ouverture du jet) accroît l'importance du noyau de stabilisation. De façon générale, *la forme de ce type de flamme est commandée par le mélange du combustible et de l'air, étroitement lié à l'aérodynamique au nez du brûleur*. La longueur de la flamme ne dépend pas, au moins pour un combustible gazeux, de la puissance débitée par le brûleur (*l'expérience a été conduite à Ymuiden [1] dans un rapport de débit de 12 à 1*).

Les flammes de type II, figure III.5.b associées à une vitesse axiale d'éjection modérée pour le combustible, se développent au voisinage du brûleur. Ici, la presque totalité du combustible est rabattue dans le noyau de stabilisation où il se mélange intimement à l'air de combustion. Ce mélange se réenflamme sans cesse par contact avec des produits chauds de la combustion présent dans le divergent du brûleur. Ces réenflammations brutales et incessantes donnent naissance à une combustion intense et bruyante. *Ces flammes sont peu lumineuses mais rayonnent cependant grâce à une température de combustion plus élevée que pour les flammes de type I*. Ces différences de température sont dues aux vitesses de mélange de ce combustible et de l'air plus élevées dans le cas des flammes de type II. Vis-à-vis de la charge, le rayonnement des flammes de type II sera donc plus localisé au voisinage du brûleur que celui des flammes de type I.

La souplesse du réglage, pour des flammes de type II, avec un brûleur muni d'un divergent de demi-angle au sommet égale à 35° est grandement améliorée si la canne d'injection de gaz s'ouvre sur un orifice annulaire, sur des orifices divergents ou une sortie conique avec un demi angle d'ouverture de 35° également. Dans ce dernier cas, *une excellente stabilité a été*

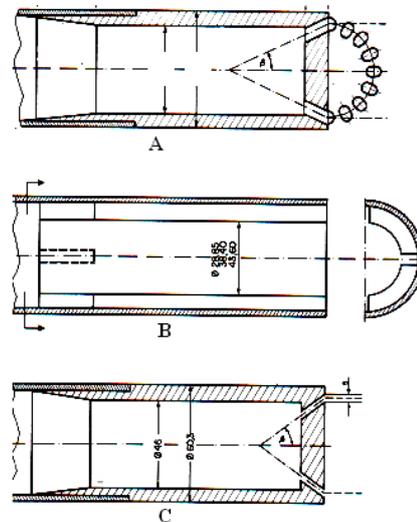
observée dans des rapports de puissance égaux à 8/1. A la puissance nominale du brûleur, la flamme est restée stable même en l'absence de rotation de l'air de combustion. Mais la rotation de l'air permet de raccourcir très sensiblement les flammes de ce type qui se rassemblent en boule dans la chambre de combustion au voisinage même du brûleur figureIII.8.

Remarque07: Cette observation expérimentale sur l'efficacité de la stabilité fournie par la buse de sortie en forme d'orifice divergent de 35° même sans rotation d'air, permet de donner une idée sur la façon dont le brûleur Dioflex de l'ECDE de Chlef doit être initialisé par réglage active du fait qui existe (ANNEXE B).



FigIII.8 Photographie à recirculation centrale, pour une valeur du coefficient de swirl élevée ($S=1.4$) cliché FRIF [1]

La région qui nous intéresse plus particulièrement ici est la région initiale du jet, puisque c'est là que la flamme s'accrochera en configuration réactive.

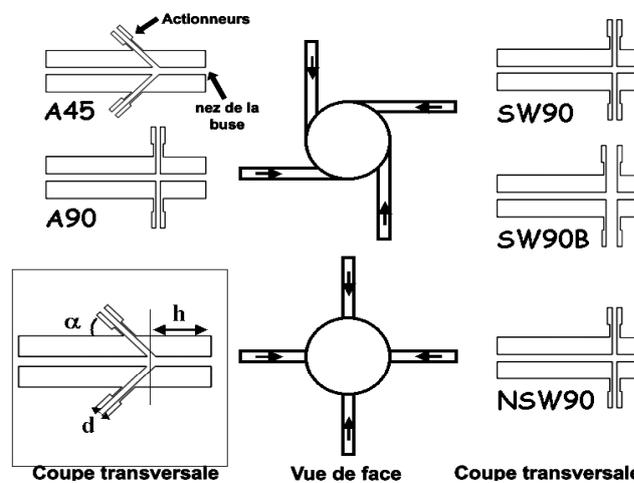


FigIII.9 Différents types de brûleurs selon le mode d'alimentation en gaz [1]

Rappelons enfin que les flammes de type II sont obtenues lorsque la quasi-totalité du combustible est entraînée dans le noyau de recirculation. *Les ingénieurs d'Ymuiden concluent, qu'il y a lieu d'alimenter le noyau de recirculation en gaz sous faible vitesse, pour que le jet de gaz soit infléchi et entraîné par les filets d'air.* Une canne d'alimentation en gaz à ouverture annulaire convient particulièrement bien pour réaliser cette condition.

III.3.2 L'influence de la configuration de contrôle actif sur les jets tourbillonnaires :

Le système de contrôle améliore le mélange d'un jet avec le fluide ambiant selon l'expérience faite par FAIVRE [4].



FigIII.10 Différentes configurations d'actionneurs testées par Vincent FAIVRE [4].

L'influence des paramètres, définis sur la figure V.10, peuvent en effet être investiguée :

- L'orientation des actionneurs par rapport à l'écoulement principal (angle α),
- La distance entre la sortie des actionneurs et le nez de la buse (h),
- Le diamètre des tubes actionneurs (d).

La figure V.10 présente les différentes buses utilisées et la terminologie associée. La table 01 récapitule la valeur des paramètres testés dans chacune des configurations.

Table 01 : Les paramètres associés aux différentes buses sont :

Buse	α (°)	h(mm)	d(mm)	swirl
A90	90	30	2	oui
A45	45	30	2	oui
SW90	90	8	2	oui
SW90B	90	8	4	oui
NSW90	90	8	2	non

Dans ces travaux FAIVRE [4] a caractérisé l'intensité du swirl injecté et il a proposé une estimation du nombre de swirl pour les expériences effectuées.

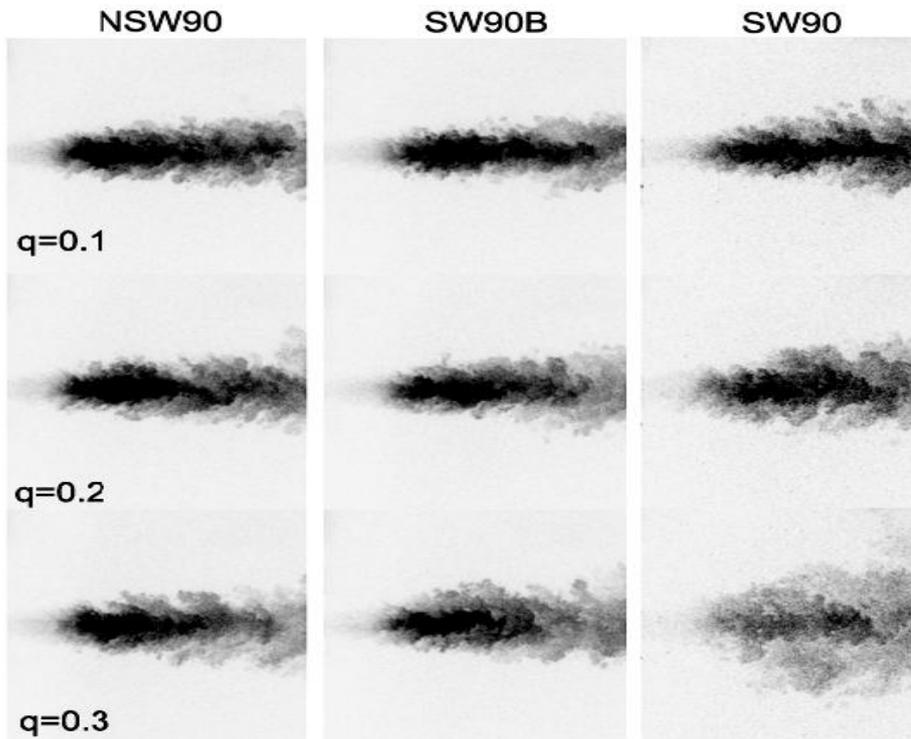
$$S = K_1 \frac{q}{1+q} \quad (\text{IV.6}) \quad \text{et} \quad q = \frac{\dot{m}_{act}}{\dot{m}_{jet}} \quad (\text{IV.7})$$

q : Rapport entre le débit total dans les actionneurs (\dot{m}_{act}) et le débit principal (\dot{m}_{jet}).

$K_1 = 0.82$ pour la configuration SW90 et A90 ($R=5\text{mm}$ et $d=2\text{mm}$)

$K_1 = 0.69$ pour la configuration SW90B ($R=5\text{mm}$ et $d=4\text{mm}$)

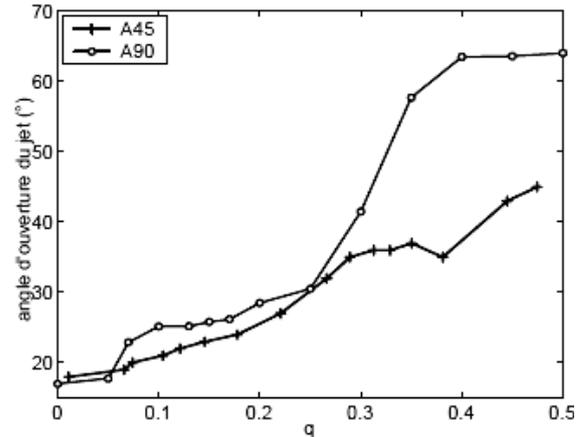
III.3.2.1 Influence de l'injection tangentielle :



FigIII.11 Influence de la géométrie du dispositif d'actionneurs. Visualisations instantanées par fluorescence induite par laser PLIF. Configurations NSW90, SW90B et SW90 [4].

Cette figure représente des champs de concentration obtenus par PLIF dans le plan médian vertical de l'écoulement. Faivre remarque la très faible efficacité en termes d'amélioration du mélange de la buse NSW90, donc il écarte la configuration NSW90. Faivre conclut que dans une configuration où les actionneurs sont en amont de la sortie de la buse, l'injection radiale n'a quasiment aucun effet sur le mélange, elle ne contribue qu'à augmenter le débit de l'écoulement principal.

FigIII.12 Evolution de l'angle d'ouverture du jet contrôlé en fonction du rapport des débits de contrôle et principal, q . Influence de l'inclinaison des actionneurs par rapport à l'écoulement principal : comparaison des résultats des configurations A45 et A90. Les Angles d'ouverture des jets calculés à partir de visualisations strioscopiques [4]



III.3.2.2 Influence du diamètre (d) des actionneurs :

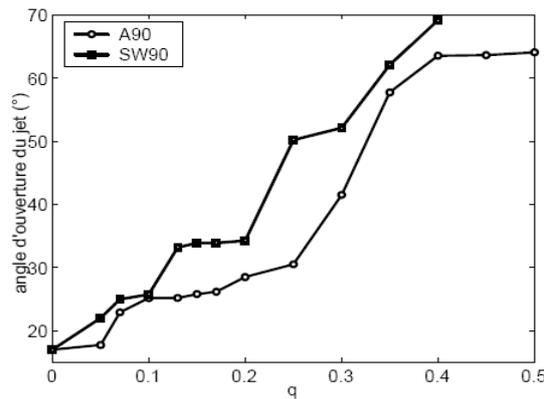
L'efficacité de la buse SW90B est très faible comparé à celle de la buse SW90. Il semble donc que le diamètre des actionneurs ait un considérable impact. V.FAIVRE a établi, que plus le diamètre des actionneurs était faible, plus le nombre de swirl était important (à débit de contrôle égal). Mais en parallèle il conclut dans une autre expérience que **le paramètre représentatif du contrôle n'est pas le rapport entre le débit de contrôle et le débit principal mais celui entre leurs impulsions respectives (ρU^2)**. Ainsi, un facteur de 2 dans le diamètre des actionneurs induit un facteur de 4 sur celui des impulsions : il faut injecter un débit auxiliaire quatre fois plus élevé dans la configuration SW90B que dans la configuration SW90 pour obtenir un effet comparable.

III.3.2.3 Influence de l'inclinaison (α) des actionneurs :

La figure IV.12 montre que l'inclinaison des actionneurs par rapport à la direction principale de l'écoulement a une influence. En effet, on constate qu'à coût égal de contrôle (i.e. à q constant) l'angle d'épanouissement du jet contrôlé de la configuration A90 est supérieur à celui de la configuration A45. De plus, cet écart tend à augmenter à mesure que q croît.

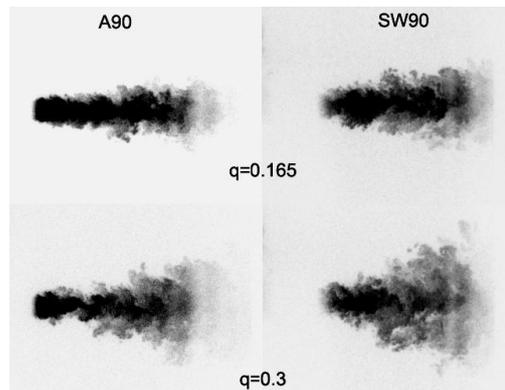
La raison pour laquelle la configuration A45 est moins efficace réside sans doute dans le fait que, à débit de contrôle injecté égal, la composante de vitesse azimutale (et donc le swirl) est moins importante dans le cas de la configuration A45 que dans la configuration A90. En effet, les actionneurs en situation A45 contribuent à la fois à ajouter une composante axiale et une composante azimutale au champ de vitesse, figureIII.10.

III.3.2.4 Influence de la distance (h) des actionneurs à la sortie du jet :



FigIII.13 Evolution de l'angle d'ouverture du jet contrôlé en fonction du rapport entre le débit massique de contrôle et le débit massique de l'écoulement principal, q .

Influence de la distance des actionneurs à la section d'éjection du jet (h). Comparaison des résultats des configurations A90 et SW90. Angles calculés à partir de visualisations de strioscopie [4].



FigIII.14 Champs instantanés de concentration obtenus par fluorescence induite par laser : effets comparés les buses A90 (à gauche) et SW90 (à droite) [4].

L'influence de la distance entre les actionneurs et la section d'éjection du jet (h) a été étudiée afin d'améliorer le dimensionnement du dispositif d'actionneurs. La question qui se pose ici est la suivante : à débit de contrôle égal, quel est l'effet d'une variation de h sur l'épanouissement du jet. Pour quantifier l'influence de ce paramètre nous comparons les effets obtenus avec les buses A90 ($h=30\text{mm}$) et SW90 ($h=8\text{mm}$).

La figure V.14 montre la réponse de l'écoulement à différents régimes de contrôle ($q=0.165$ et $q=0.3$) pour les configurations A90 (à gauche) et SW90 (à droite). Il s'agit de champs instantanés de concentration obtenus par fluorescence induite par laser, où seul l'écoulement principal estensemencé. Dans les deux régimes de contrôle présentés ici, on constate que l'écoulement contrôlé avec la buse SW90 présente un épanouissement plus important qu'avec la buse A90. Cette tendance reste valable pour toutes les valeurs de q . La figure III.13

représente en effet l'évolution de l'angle d'ouverture du jet en fonction du paramètre q pour les configurations A90 et SW90.

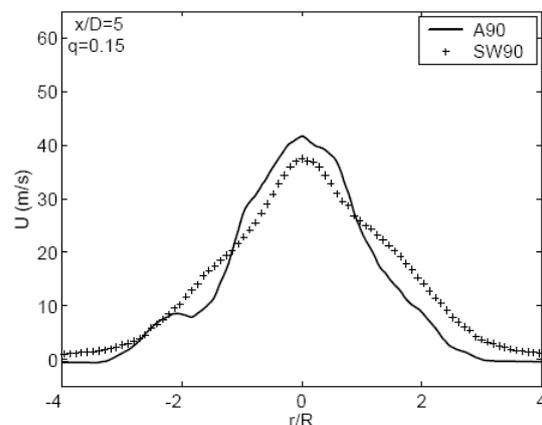
Quelle que soit la valeur de q , l'angle d'ouverture de l'écoulement est plus important lorsque le jet est contrôlé avec la buse SW90 que lorsqu'il l'est avec la buse A90.

Ceci permet de mettre en évidence l'influence du paramètre h : il est préférable de rapprocher les actionneurs de la section d'éjection du jet. [L'effet des jets auxiliaires sur l'écoulement principal s'estompe à mesure que l'on s'éloigne de leur zone d'injection.](#)

L'effet des buses A90 et SW90 sur les profils radiaux de vitesse axiale moyenne, nous permet de affirmer ce résultat. La figureIII.15 montre les profils radiaux de vitesse axiale moyenne à $x/D=5$ dans le cas où $q=0.15$ pour les buses SW90 et A90. Le profil de vitesse correspondant à la buse SW90 (h réduit) traduit le meilleur épanouissement de l'écoulement contrôlé par rapport à la configuration A90 : la vitesse au centre est plus faible, le profil est plus large.

Dans ces expériences V.Faivre a remarqué une légère excroissance sur le côté gauche du profil de vitesse pour la buse A90. Ce phénomène c'est répété à plusieurs reprises affirme V.Faivre, aussi bien pour la buse A90 que pour la buse SW90 à diverses distances du nez des buses. Il a établi, que l'excroissance sur le profil de vitesse traduit le passage d'une structure tourbillonnaire cohérente générée par les jets actionneurs, figureII.15.

FigIII.15 Influence de la distance des actionneurs à la section d'éjection du jet (h) sur le profil radial de vitesse axiale moyenne (anémométrie à fil chaud). Comparaison des effets à $x/D=5$ pour les buses SW90 et A90. Régime de contrôle : $q=0.15$ [4]

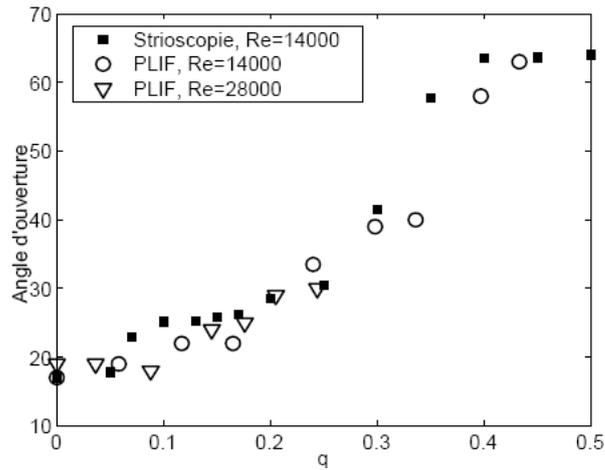


Les configurations SW90 et A90 identifiées dans ces comparaisons, comme étant les plus efficaces en termes d'amélioration du mélange.

Des résultats d'expériences acquis sur la configuration A90, montrent l'efficacité du contrôle sur le jet en fonction de q .

Nous allons présenter la variation de l'angle de l'écoulement (l'épanouissement) pour q variant de 0 à 0.5.

La configuration initiale consiste à contrôler un écoulement principale de 4g/s (soit un nombre de Reynolds d'environ $Re= 28000$) et après un écoulement à 2g/s (soit un nombre de Reynolds d'environ $Re= 14000$).

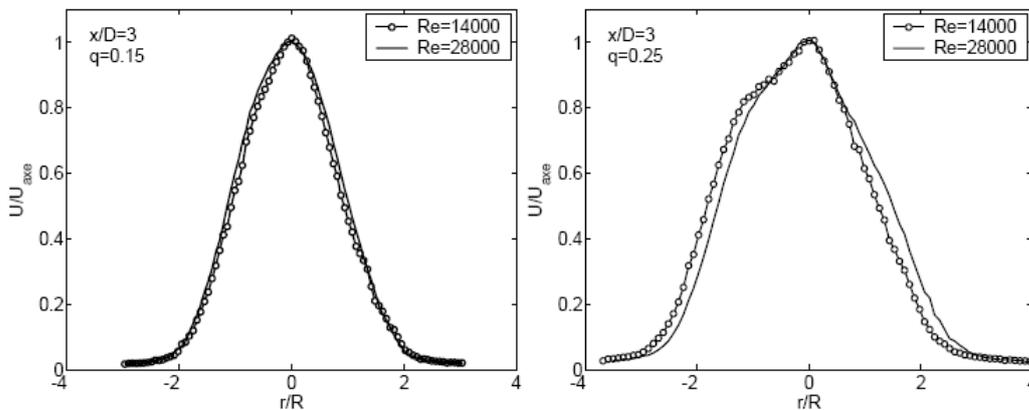


FigIII.16 Evolution de l'angle d'ouverture du jet contrôlé en fonction du paramètre q . Buse A90 [4].

La figure III.16 représente les angles d'ouverture de l'écoulement contrôlé pour différentes valeurs de q et de Re .

Les valeurs des angles d'épanouissement de l'écoulement contrôlé sont indépendantes du nombre de Reynolds de l'écoulement principal. Ainsi, les courbes réalisées à $Re=14000$ sont très voisines de celles réalisées à $Re=28000$; (q de 0 à 0.25).

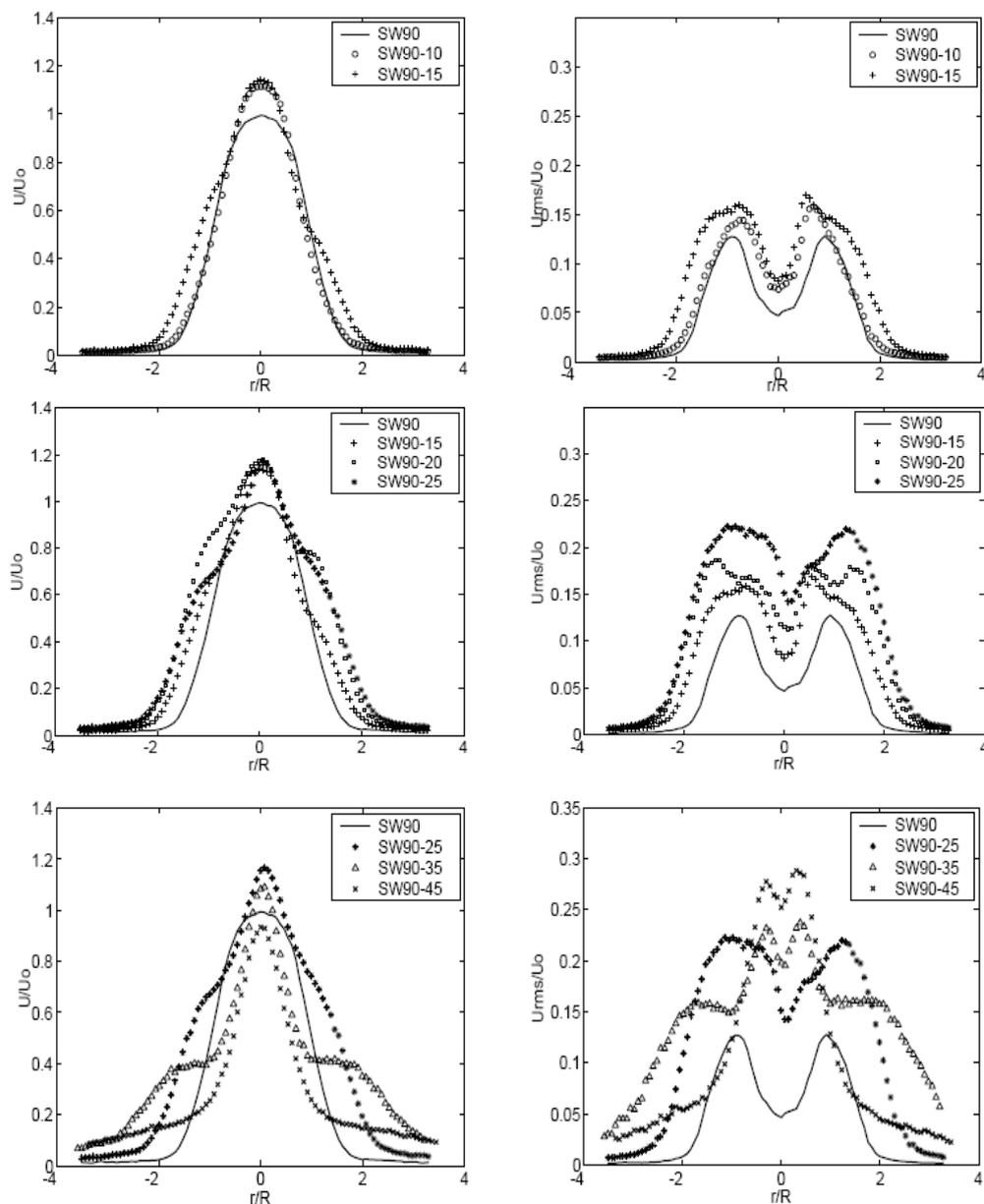
La figure III.17 complète le résultat précédent en représentant les profils radiaux de vitesse axiale moyenne à $x/D=3$, adimensionnée par la vitesse sur l'axe, pour deux régimes de contrôle distincts : $q=0.15$ et $q=0.25$. Les profils adimensionnés se superposent dans le cas où $q=0.15$ et ne diffèrent que très légèrement pour $q=0.25$. Cet écart est sans doute dû à un décalage du profil par rapport au centre de l'écoulement, puisque les profils ont la même largeur.



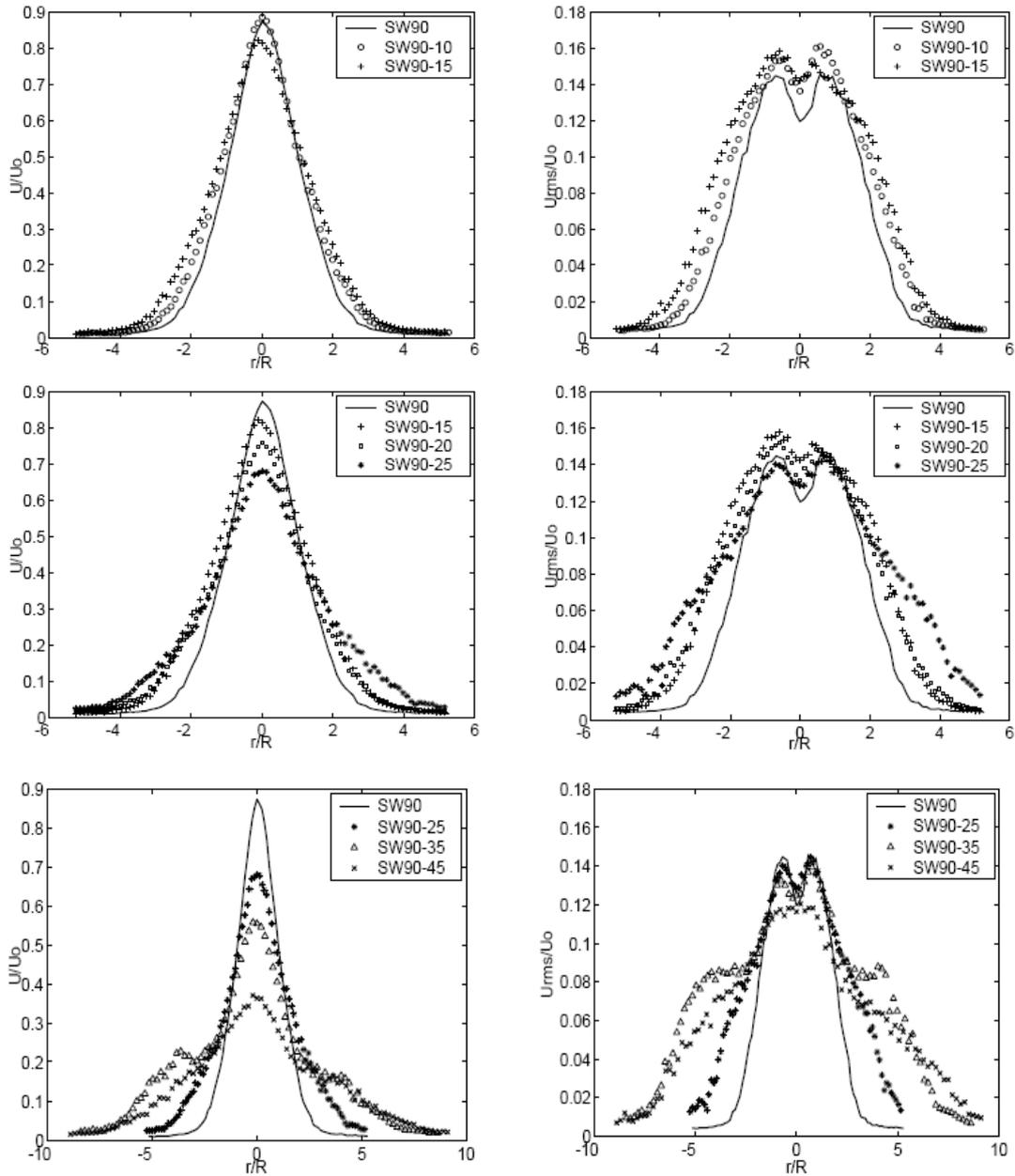
FigIII.17 Profils radiaux de vitesse axiale moyenne adimensionnée par la vitesse sur l'axe. Superposition des profils à $x/D=3$ pour $Re=14000$ et $Re=28000$ avec $q=0.15$ et 0.25 . Buse A90. Anémométrie à fil chaud [4]

III.3.3 Effet du contrôle sur les profils de vitesse :

Afin de caractériser plus quantitativement l'effet du contrôle sur l'écoulement, on présente les profils moyens de vitesse axiale et *rms* moyenne normés par la vitesse au centre, U_0 , de l'écoulement en sortie de la buse SW90 (i.e. à $x/D=0$). Ces profils sont pour un écoulement principal de $2g/s$ ($Re=14000$). Les profils présentés, sont pour des distances de $x/D=2$ et $x/D=6$ de la sortie de la buse, pour différentes valeurs de q , entre 0 et 0.45, correspondant aux régimes ($Re=14000$, et 28000). Sur chaque série un profil de référence est tracé, à $q=0$, noté SW90.



FigIII.18 Profils radiaux de vitesse axiale moyenne et rms à $x/D=2$ pour différents débits de contrôle (de $q=0$ à 0.45). Buse SW90, anémométrie à fil chaud [4].



FigIII.19 Profils radiaux de vitesse axiale moyenne et rms à $x/D=7$ pour différents débits de contrôle (de $q=0$ à 0.45). Buse SW90, anémométrie à fil chaud [4].

A $q=0.15$, on observe un élargissement du profil de vitesse. On retrouve cette tendance sur les profils à $x/D=6$ où l'on note l'élargissement du profil de vitesse axiale moyenne et l'augmentation de l'intensité des fluctuations de vitesse. On remarque, pour $q=0.15$, que la vitesse au centre à $x/D=2$ est supérieure à celle de la configuration de référence ($q=0$) alors qu'à $x/D=6$ elle est devenue inférieure : le contrôle accélère la décroissance de vitesse axiale, conformément à ce que l'on peut attendre des écoulements swirlés, figureIII.6.

Et pour des débits de contrôle élevés, les profils à $x/D=6$ montrent que les profils de vitesse de l'écoulement sont considérablement aplatis. Ainsi, à $q=0.45$, la vitesse au centre ne représente plus que 30% de la vitesse au centre de l'écoulement non contrôlé et le profil est plus de trois fois plus large [4].

Remarque :

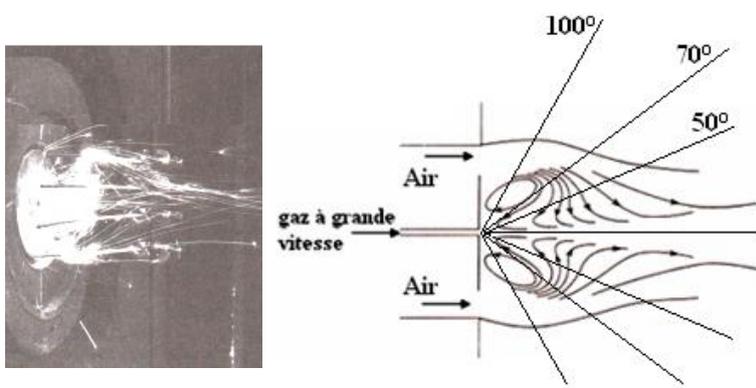
En sortie de l'injecteur tourbillonnaire, l'écoulement gazeux dans la chambre de combustion s'ouvre tout en tournant sur lui même. L'élargissement brusque de la section à l'entrée provoque l'élargissement du jet. Cet élargissement est amplifié par l'inertie du gaz fournie par le mouvement rotatoire engendré par le passage de l'écoulement dans les canaux orientés de l'injecteur tourbillonnaire. Cette ouverture brusque forme au centre une large zone de recirculation d'air vers le nez de l'injecteur, figure III.7 type B. L'ouverture du jet en sortie de l'injecteur engendre également une zone de **recirculation torique** dans les coins de la chambre de combustion. Ces zones de recirculation sont très importantes en combustion puisqu'elles permettent à la flamme de s'accrocher. Ces fortes différences de vitesses entre le gaz injecté et le gaz recirculant créent des zones de fort cisaillement qui produisent de la turbulence. Ces zones jouent un rôle important en combustion comme attendue, elles permettent d'augmenter la surface du front de flamme, comme il apparaît dans les profils radiaux des vitesses axiales, figure III.18.

On peut tirer une conclusion des travaux de V.Faivre que le contrôle du jet est modulable (*action passive*); plus on injecte le débit dans les actionneurs, plus on agit sur le mélange et c'est la finalité recherchée. En situation réactive, **il est exclu d'ajouter du débit, puisque cela aurait pour effet de changer la puissance du brûleur ainsi que la richesse de l'écoulement**. Il s'agira donc plutôt de prélever une partie de l'écoulement principal et de l'injecter à travers les tubes actionneurs. Plus le débit dévié vers les actionneurs sera important, plus l'épanouissement de l'écoulement en sortie d'injecteur sera important.

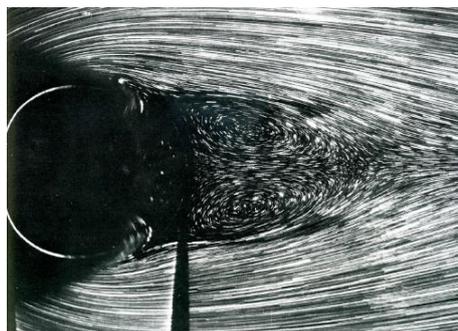
C'est ce qui caractérise le brûleur Dioflex de l'ECDE de Chlef. Il n'y aura pas de risque pour changer la richesse du mélange (ANNEXE B). En actionnant une simple vanne cela permet de fixer les proportions de l'air des actionneurs et celui de l'écoulement principal qui est principalement fourni par la même soufflante.

III.4 Effet du Corps non profilé sur la stabilité de la flamme :

Des essais réalisés à froid dans la figure III.20, font paraître que le jet central à grande vitesse traverse la zone de recirculation *tandis que le gaz issu du jet annulaire est entraîné dans le sillage du disque en se mélangeant à l'air de combustion*. Ceci explique qu'une flamme stable s'installe en aval du disque. Elle résulte de la formation d'un mélange d'air et de gaz dans le noyau de recirculation. La flamme se maintient grâce à ce noyau, à partir duquel il y a en aval une inflammation du gaz du jet central dès qu'il est mélangé à une quantité suffisante d'air. Les flammes résultant de ce dispositif se présentent souvent, dès que l'impulsion initiale est suffisamment forte, une flamme est accrochée au voisinage du disque et, légèrement en aval, une autre flamme brûle le reste du gaz.



FigIII.20 Écoulement à l'aval d'un disque de stabilisation sur la photographie les lignes de courant sont matérialisées par une baguette "sparkler" de feu d'artifice, particules entraînées par le courant gazeux (cliché GEFGN) [1]



FigIII.21 Zone de recirculation à l'aval d'un obstacle
Pour $Re=24.6$; écoulement établi [20]

III.4.2 Efficacité de la stabilisation par obstacle :

Les expérimentateurs [1] ont déterminés, dans le cas du disque, l'efficacité de ce mode de stabilisation pour différents débits de combustible et d'air, la proportion entre gaz et air restant constante. Ils ont pu rassembler les résultats de nombreuses expériences en une courbe unique figure III.22, en portant en ordonnée la quantité $\frac{G}{Q} \cdot \frac{1}{D}$, quotient de l'impulsion spécifique par le diamètre du brûleur et en abscisse la variable $\frac{U}{D^2}$ quotient de la vitesse d'écoulement de l'air au droit du disque par le carré du diamètre du disque, les notations étant les suivantes :

G : impulsion du jet de gaz (N);

Q : débit massique de gaz naturel (kg/s)

U : vitesse de l'air (m/s)

D : diamètre du disque faisant obstacle (m)

Cette courbe correspond à la relation empirique suivante :

$$\frac{G}{QD} = -1.36 \cdot 10^{-3} \left(\frac{U}{D^2} \right)^2 + 2.57 \left(\frac{U}{D^2} \right) \quad (\text{IV.8})$$

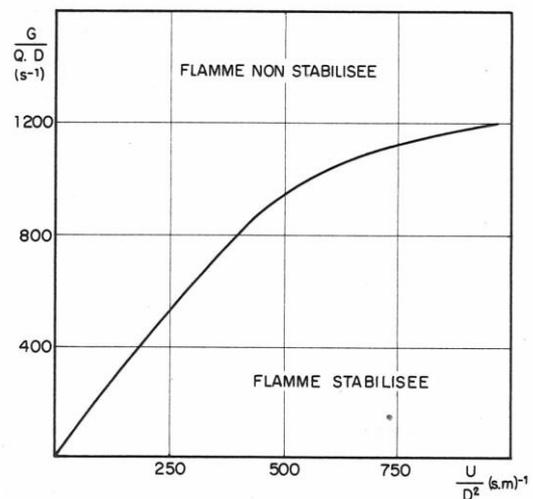
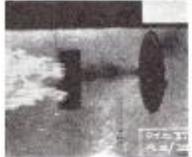
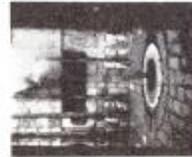


Fig III.22 Relation empirique entre le diamètre et les paramètres d'écoulement [1].

Cette formule est pour une configuration où la quantité de mouvement de l'air est faible vis-à-vis de la quantité de mouvement apportée par le jet central de gaz naturel, figure III.20. La plage de débit utilisé dans ces expériences est entre 70 à 200 m³/h avec pour obstacles des disques dont les diamètres de 108, 266 ou 280 mm ou un cône de diamètre de base de 280 mm. Différentes vitesses d'air autour de l'obstacle ont été réalisées, avec des valeurs variant de 7 à 50 m/s. La figure III.22 montre que, pour un même débit de gaz naturel, la stabilisation par disque est d'autant plus efficace que le diamètre de l'obstacle est plus grand. Ce diamètre commande en effet la dimension du noyau de recirculation, comme cela a été confirmé par les expériences faites dans un four expérimental de FRIF [1] pour le cas d'un brûleur avec et sans obstacle.

III.4.3 L'effet de l'angle d'ouverture :

Les photographies figure III.23 prises à Ymuiden sur le four expérimental de FRIF [1] permettent de comparer les flammes obtenues à partir du même brûleur, la vitesse longitudinale de l'air au brûleur est de 10 m/s, avec et sans disque d'une part, et avec et sans refroidissement d'autre part et pour différents angles d'ouverture :

25 kg/cm ²	50°				
25 kg/cm ²	70°				
25 kg/cm ²	100°				
70 kg/cm ²	60°				
<i>Pression de combustible</i>	<i>Angle au sommet du jet</i>	Sans refroidissement. sans disque	Sans refroidissement. avec disque	Avec refroidissement. sans disque	Avec refroidissement. avec disque

FigIII.23 Flammes avec et sans disque stabilisateur pour différents angles d'ouverture (Cliché FRIF)[1]

Remarque :

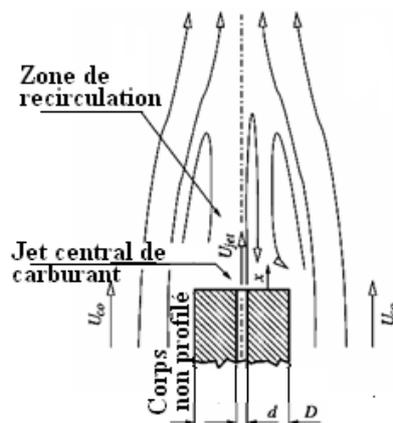
Dans le cas de ces flammes, les jets d'angle au sommet de 70° et 100°, les courants dans la figure III.20, sont bien alimentés en combustible et la flamme s'accroche au voisinage même du disque stabilisateur. Pour un angle au sommet de 50°, le noyau de recirculation est insuffisamment alimenté en combustible et l'effet du disque est complètement masqué. D'où l'intérêt de la *Remarque07* (p64). Le refroidissement diminue la température des fumées qui, au niveau du brûleur, viennent se mélanger à l'air de combustion. Il en résulte un refroidissement des gaz recirculés dans le sillage du disque, d'où une combustion moins rapide.

Cette différence apparaît entre les photographies de la ligne de bas de cette planche ($70\text{kg}/\text{cm}^2$ et angle de 60°), correspondant aux conditions "sans refroidissement avec disque" et "avec refroidissement avec disque"

Les ingénieurs de Ymuiden [1] affirment que des expériences comparatives, leurs ont permis de faire ressortir que la forme de *l'obstacle du côté amont ne joue aucun rôle* dans la stabilisation de la flamme. Le disque étant remplacé par le cylindre ou même le cône, l'observation est que le sillage est toujours pratiquement semblable à celui engendré par un disque mince. Nous retiendrons de ces expériences que l'élément important dans le mécanisme de stabilisation par obstacle est la dimension de la surface plane de côté aval de l'obstacle. Si l'obstacle est placé dans un conduit cylindrique d'amenée d'air, le facteur caractéristique de l'obstacle est le rapport de son diamètre au diamètre du conduit.

III.4.4 Travaux sur d'autres types de corps non profilé :

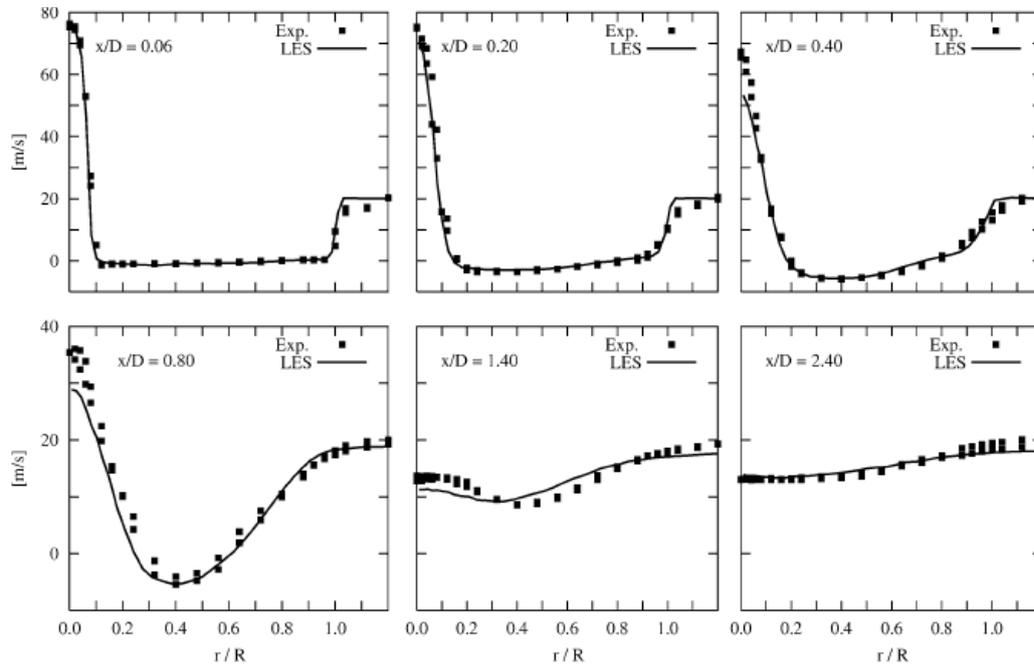
D'autres types de corps non profilé sont considérés comme pièges pour la zone de recirculation. Les travaux expérimentaux et numérique (LES de A.Kempf, R.P.Lindstedt, J.Jjanicka [20]) d'une flamme non prémélangée stabilisée à partir d'un brûleur présenté sur la figure III.24 sont présentés dans la figure III.25 et la figure III.26, pour un cas non réactif et les figures III.27, III.28, pour le cas réactif, où le carburant est injecté d'une conduite coaxiale dans la zone de recirculation.



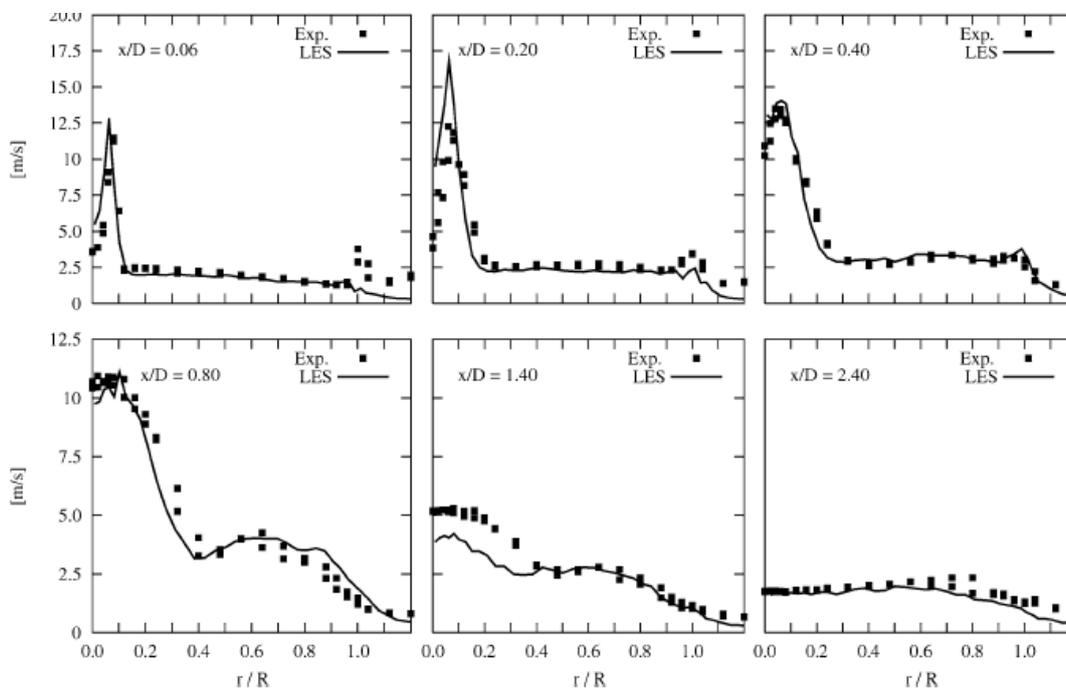
FigIII.24 La configuration cylindrique d'un brûleur à obstacle [20]

Cas non réactif :

Les résultats pour le cas non réactif sont pour un jet axial $U_{jet}=61\text{m/s}$ et un écoulement périphérique $U_{co} = 20\text{m/s}$;



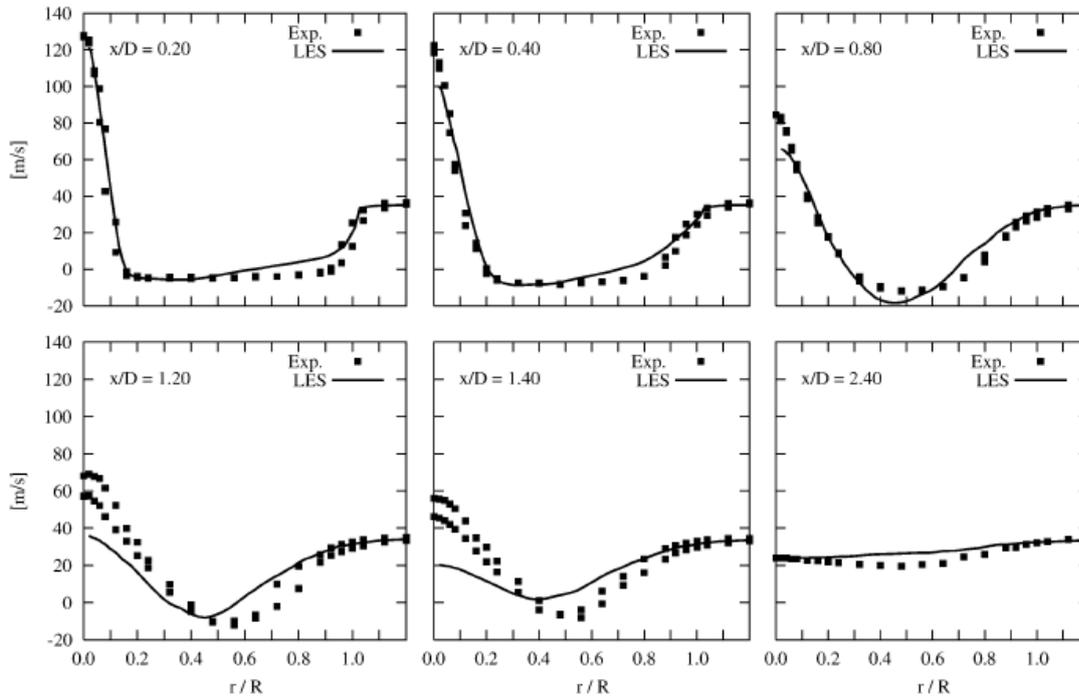
FigIII.25. La vitesse moyenne axiale en fonction du rapport des rayons r/R ($R=25$ mm) à différentes positions axiales x/D ($D= 50$ mm) pour un cas non réactif [4].



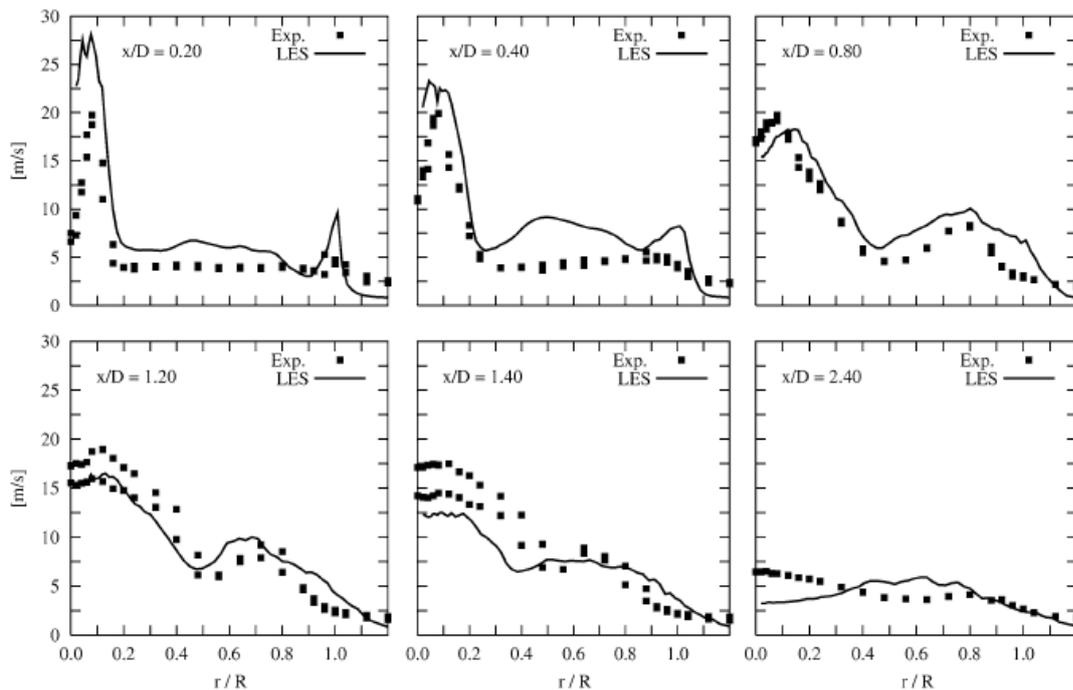
FigIII.26. La vitesse fluctuante axiale en fonction du rapport des rayons r/R ($R=25$ mm) à différentes positions axiales x/D ($D= 50$ mm) pour un cas non réactif [4].

Cas réactif :

Les résultats d'expériences pour le cas réactif sont tirés depuis une flamme avec jet axial $U_{jet}=108\text{m/s}$ et un écoulement périphérique $U_{co} = 35\text{m/s}$;



FigIII.27 La vitesse moyenne axiale en fonction du rapport des rayons r/R ($R=25\text{ mm}$) à différentes positions axiales x/D ($D= 50\text{ mm}$) pour un cas réactif [4].



FigIII.28 La vitesse fluctuante axiale en fonction du rapport des rayons r/R ($R=25\text{ mm}$) à différentes positions axiales x/D ($D= 50\text{ mm}$) pour un cas réactif [4].

Remarque :

En constate que pour une position $x/D=0.20$ la vitesse centrale est de 120 m/s, et elle atteint une vitesse proche 22m/s à la distance $x/D=2.40$ et le profil radial de la vitesse axiale est devenu presque aplati. La vitesse centrale diminue de 5 fois par rapport à la valeur initiale, ce qui n'a pas été remarqué pour le contrôle par l'écoulement en rotation. Pour la même distance $x/D=2$ et un rapport de débit $q=0.35$ on voit que $U/U_0 \approx 1$ et pour $x/D=7$ la vitesse centrale est 55% de la vitesse initiale.

D'après les résultats de stabilisation par disque, on peut dire que le contrôle par disque stabilisateur est fortement recommandé par rapport au contrôle par rotation. Mais il ne faut pas oublier que pour le contrôle par disque, chaque fois que l'on augmente le débit, on doit augmenter le diamètre du disque pour avoir une stabilité de la flamme, figureIII.22. Cela n'est pas pratique surtout dans le cas industriel où on a tendance à augmenter le régime d'alimentation des gaz. Donc le contrôle passif par les jets actionneurs pour une rotation du gaz reste le plus pratique sauf que pour avoir des bons résultats, les rapports de débit " q " doivent être élevés. C'est-à-dire des nombre de swirl $S > 0.6$ mais sans avoir une flamme de type_C dans la figureIII.17, pour les raisons que nous avons signalées au § III.3.1.5.

Remarque08 : *On peut tirer une conclusion de ces travaux : c'est que, si on peut avoir un brûleur doté de ces deux moyens de contrôle, cela va nous permettre d'améliorer d'avantage le processus de stabilisation de la flamme. Pour un premier régime d'alimentation c'est l'obstacle qui jouera le rôle, arrivant à un certain seuil de régime c'est le contrôle par mise en rotation qui assurera la stabilisation, avec des nombres de swirl moins élevés. Le brûleur Dioflex de l'ECDE de Chlef est réalisé de manière selon les deux types de contrôles (ANNEXE.B).*

Chapitre IV

**Simulation d'un écoulement pleinement turbulent
dans un four de cimenterie**

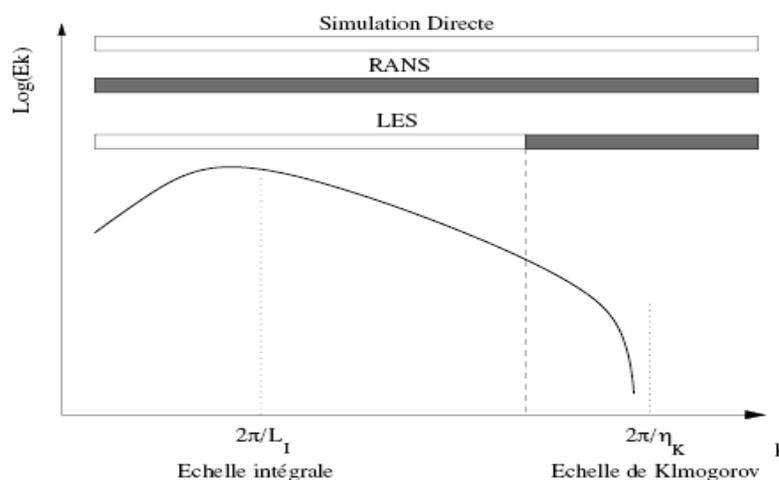
IV Simulation d'un écoulement pleinement turbulent dans un four de cimenterie

Pour le cas pratique de l'écoulement turbulent développé dans le four de cimenterie depuis l'interaction de la flamme de diffusion et l'air secondaire, figure II.16. On a utilisé les modèles mathématiques de résolution disponibles dans le code Fluent, tout en faisant un choix judicieux après une petite analyse des méthodes existantes pour ce genre de situations.

IV.1.1 Méthodes de résolution approchée des équations de Navier-Stokes :

Avantages et inconvénients des approches RANS (Reynolds Average Navier Stokes), LES (Large Eddy Simulation) et DNS (Direct Numerical Simulation) pour la simulation des écoulements turbulents, réactifs ou non :

Approche	Avantages	Inconvénients
RANS	- "faible" résolution requise - simplification (2D-symétrie) - "faible" coût numérique	- écoulement moyen - modélisation
LES	- instationnaire - impact de la modélisation	- modélisation - calculs tridimensionnels - coûts numériques
DNS	- pas de modèle - outil d'étude	- coûts numériques énormes



FigIV.1 Spectre d'énergie cinétique turbulente et modèles de calcul.

□ Résolue ■ Modélisé

Néanmoins si la résolution en écoulement laminaire ne pose pas de problème particulier, la transition vers les écoulements turbulents fait apparaître une multitude de tourbillons sur un spectre très large. La transition du régime laminaire au régime turbulent est contrôlée par le nombre de Reynolds de l'écoulement qui est pleinement turbulent.

Pour voir l'ordre de grandeur d'une simulation DNS; la capacité à résoudre l'écoulement dans un domaine uni dimensionnel de la taille de l'échelle intégrale jusqu'aux plus petites échelles nécessite un nombre de points proportionnel à $Re_l^{3/4}$. Cependant pour résoudre toutes les échelles dans un domaine tridimensionnel cela nécessite un nombre de points supérieur à $Re_l^{9/4}$. Ceci mène vite à des tailles de maillage supérieures au milliard de points. Bien que ce niveau de précision ait été atteint et même dépassé (Earth Simulator, THI 4096), ce genre de calcul est réservé à des cas académiques et relève de l'exercice de style et où le post-traitement des solutions est déjà un défi en soi.[3]

Le nombre de nœuds du maillage, dans une direction est égale à :

$$\frac{L_l}{l_k} \approx Re_l^{3/4} \quad \text{où} \quad Re_l = \frac{u' \cdot L_l}{\nu} ; \quad N^1 = \frac{L}{\Delta x} \approx Re_l^{3/4} \quad \text{et} \quad N^3 \approx Re_l^{9/4} \quad (\text{VI.24})$$

La simulation d'écoulements à grand nombre de Reynolds dépend donc directement de la taille de mémoire de l'ordinateur dont on dispose.

Prenons l'exemple d'un écoulement d'air à 1m/s dans une boîte de dimension caractéristique égale à 1m. Pour un taux de turbulence de 10% ($u_0/U = 0,1$), en s'imposant d'avoir 5 mailles de taille carré suivant la distance l_k , on obtient:[23]

$$\square = \frac{1}{5} \cdot 1 \cdot \left(\frac{0.1 * 1}{10^{-5}} \right)^{-3/4} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m} \quad (\text{VI.25})$$

Nous avons pour un écoulement pleinement turbulent dans le four de cimenterie (5 x 100), loin du brûleur, la vitesse des gaz qui est de l'ordre de 40 à 100 m/s et une intensité de turbulence qui atteint les 80% selon §III.2.5.2. On obtient suivant " l_k ":

$$l_k = 5 \cdot \left(\frac{0.5 * 60}{10^{-5}} \right)^{-3/4} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 70 \mu\text{m}$$

Ce qui correspond à un nombre de points pour un domaine bidimensionnel égal approximativement à : $10^4 \times 10^5 = 10^9$ nœuds.

Les ressources limitées en capacité de calculs, ont amené à développer des approches modifiant les équations de Navier-Stokes (N-S) afin d'en réduire le coût de résolution en particulier sur des configurations industrielles. La première approche développée dans cet esprit correspond au système d'équations RANS (Reynolds Average Navier-Stokes). On applique aux équations de N-S un opérateur de moyenne statistique, éliminant ainsi la dépendance temporelle du problème. **L'opérateur de moyenne élimine néanmoins toute l'information sur la turbulence et ce, sur l'ensemble du spectre.** Les termes restant ouverts

répercutent l'influence de la turbulence sur la solution moyenne. Ces termes sont alors modélisés. **Le principal défaut de cette approche est justement de tenter de modéliser les effets de la turbulence sur l'ensemble du spectre**, les calculs effectués avec les méthodes RANS sont par nature essentiellement stationnaires. Cela présente deux inconvénients majeurs :

- d'une part, les grandes échelles d'un **écoulement turbulent présentent des instationnarités qui se prêtent mal à la modélisation**, contrairement aux petites échelles dont le caractère instationnaire apparaît comme étant plus universel. C'est cette limitation qui a amené au concept de simulation des grandes échelles.
- d'autre part, la nature **très non-linéaire** et intermittente de la combustion turbulente s'accommodent assez mal du caractère moyenné des solutions RANS [6]. **Les modèles de combustion turbulente RANS sont donc assez souvent mis en défaut dès lors que l'écoulement présente un caractère fortement instationnaire.**

Si les plus petites structures de la turbulence offrent un comportement statistique stable et connu, les effets des plus grosses structures responsables d'instabilités hydrodynamiques sont fortement dépendantes du problème et de sa géométrie et donc difficilement modélisables.

Pour ces raisons, les méthodes RANS sont mises en défaut dès lors qu'une forte instationnarité intrinsèque à l'écoulement est présente. Pour pallier à ces défauts, la simulation de grandes échelles (LES) propose de conserver la résolution instationnaire des équations de N-S et résout une partie du spectre de la turbulence de la figure IV.1.

La puissance de la LES vient justement du fait que dans la zone inertielle du spectre d'énergie, **où le comportement de la turbulence est identique à toutes les échelles : il s'agit de la cascade qui transfère l'énergie des grandes structures vers les plus petites.**

C'est la différence principale avec la modélisation RANS qui essaie d'inclure dans le même modèle les petites échelles de la turbulence mais également les grandes. Or il est bien connu que si le comportement des petites échelles est universel (isotrope), il n'en est rien pour les grandes structures de l'écoulement. En effet, la dynamique de ces grandes structures est très fortement liée à la géométrie de l'écoulement ainsi qu'aux conditions opératoires et varie donc énormément d'un écoulement à un autre.

Toutefois ce type de simulation (RANS) permet d'obtenir un bon ordre de grandeur de l'écoulement moyen aussi bien en termes de vitesse que de température ou de pression. C'est pour cela que beaucoup des codes industriels actuellement sur le marché sont basés sur ce principe lorsqu'il s'agit de configuration géométrique simple. Le coût de calcul (en temps CPU) est en effet relativement faible.

IV.1.2 Les modèles faiblement non linéaire [23]

Pour résoudre les équations de la turbulence, les modèles linéaires sont les plus fréquemment utilisés : de par leur simplicité, ils ont été testés sur de nombreuses configurations ; cependant, ils ont tendance, en général, à **surévaluer la viscosité turbulente et les épaisseurs de couche limite**. Les modèles non-linéaires reposent sur des représentations plus générales des phénomènes physiques étudiés car **leur tenseur de Reynolds se définit comme une fonction polynomiale des tenseurs des déformations et des rotationnels** ; mais il est, dans les faits, très délicat de déterminer les coefficients de ces modèles. Ceux-ci ne sont généralement applicables qu'à un nombre restreint de types d'écoulement. Une solution pourrait consister à jumeler les avantages des deux types de modèles précités tout en cherchant à palier à leurs défauts. Cette alternative peut être le concept de **modèle « faiblement » non-linéaire qui consiste à utiliser les équations de transport de la turbulence d'un modèle linéaire avec une viscosité turbulente μ_t rendue non-linéaire via son coefficient C_μ** , qui devient une fonction des tenseurs des déformations et des rotations. L'un des avantages principaux de ce type de modélisation est que sa mise en œuvre est très rapide car elle se base sur celle de la modélisation linéaire et elle ne demande pas plus de ressources de calcul que celle-ci.

IV.2 Equations de bases :

IV.2.1 Equations relatives à l'écoulement :

Dire qu'une quantité se conserve signifie que toute variation de cette quantité dans un volume élémentaire, ne peut être due qu'à une source interne (volumique Q_v ou surfacique Q_s) ou au flux \vec{F} de cette quantité à travers la surface du volume de contrôle. Les équations de Navier-Stokes traduisent trois principes fondamentaux de conservation :

- la conservation de la masse,
- la conservation de la quantité de mouvement,
- la conservation de l'énergie.

L'écoulement considéré est un écoulement pleinement turbulent, les modèles de turbulence sont couplés aux équations gouvernantes de conservation et des équations de Reynolds. Les différentes variables d'état instantanées peuvent être décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante. Les équations moyennées résultantes comportent de nouveaux termes qui traduisent la production des fluctuations des vitesses et constituent le transfert d'un mouvement convectif dû aux fluctuations de la vitesse. Ces nouveaux termes sont appelés les contraintes de Reynolds, $(-\overline{\rho u'_i u'_j})$. Celles-ci posent un problème de

fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle passe par des "modèles de turbulence" souvent semi-empiriques.

L'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{VI.1})$$

Les équations de quantité de mouvement : (VI.2)

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j}}_{\text{Transport convectif}} = \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x_i}}_{\text{Forces de pressions}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \right) \right]}_{\text{Forces de viscosité}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u'_i u'_j})}_{\text{Forces générées par la turbulence}} + F_i$$

Les forces F_i présentent les forces de volumes.

L'avant dernier terme concerne les tensions de Reynolds, qui indique l'effet de la turbulence sur le bilan de quantité de mouvement, qu'on doit calculer. En utilisant l'hypothèse de Boussinesq qui proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation et qui a été étendue par la suite :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (\text{VI.3})$$

k : étant l'énergie cinétique associée à la turbulence.

$\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et si $\delta_{ij} = 0$ avec $i \neq j$ ("δ" est dit delta de Kronecker).

μ_t est la viscosité dynamique turbulente.

Notons que dans l'hypothèse de Boussinesq, il est supposé que μ_t est un scalaire isotrope, ce qui n'est pas tout à fait vrai.

Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence, (κ , ε , ω et ν), pour résoudre la viscosité turbulente μ_t .

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{VI.4})$$

Pour le modèle k- ε standard, les quantités k et ε sont calculées par les équations de transport :

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j K)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_K} \right) \frac{\partial K}{\partial x_i} \right] + G_K + G_b - \rho \varepsilon \quad (\text{VI.5})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j}}_{\text{Transport convectif}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_K} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right]}_{\text{terme visqueux}} + \underbrace{C_{1\varepsilon} \{G_K + (1 + C_{3\varepsilon}) G_b\} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{K}}_{\text{Terme source}} \quad (\text{VI.6})$$

Avec $G_K = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$ G_k : représente la production de l'énergie cinétique

$$\text{et } G_b = \beta \cdot g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad \text{et} \quad \beta = -\frac{\partial(\frac{\partial \rho}{\partial T})}{\partial p} \quad (\text{VI.8})$$

G_b : c'est l'effet dû à la poussée d'Archimède contribuant à la production de l'énergie cinétique

Pr_t : Nombre de Prandtl turbulent, qui est égal à 0.85 selon la référence [28].

Les constantes usuelles du modèle de turbulence K-ε sont données à partir de l'expérience ou de la théorie par : $C_{1\varepsilon} = 1.44$ $C_{2\varepsilon} = 1.92$ $C_\mu = 0.09$ $C_\sigma = 1.0$; $\sigma_\varepsilon = 1.3$

Le model *RNG k-ε* est une variante avancée du model de base k-ε, et traite des équations du transport de la turbulence en énergie cinétique de turbulence et de dissipation [28].

Equation de conservation d'énergie :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i E)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial t} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \sum h_j J_j + u_j (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (\text{VI.8})$$

$$\text{Avec : } J_i = - \left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial y_i}{\partial x_i} \quad (\text{VI.9})$$

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{u_j}{x_i} + \frac{u_i}{u_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{u_i}{x_i} \delta_{ij} \quad (\text{VI.10})$$

$$E = h - \frac{P}{\rho} + \frac{u_i^2}{2} \quad (\text{VI.11})$$

\vec{J} : Vecteur flux de chaleur dû à la diffusion de l'enthalpie (effet Duffour)

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

$(\tau_{ij})_{eff}$: Tenseur effectif newtonien des contraintes visqueuses.

T : Température du mélange.

h : Enthalpie spécifique du mélange.

$D_{i,m}$: Coefficient de diffusion de l'espèce "i" dans le mélange (loi de Fick)

S_h : Energie due à la réaction chimique et au rayonnement.

Equation d'état :

On suppose que le fluide est un mélange homogène de gaz parfait, on peut écrire les relations suivantes :

$$P = \rho RT \sum \frac{Y_i}{M_i} \quad (\text{VI.12})$$

$$h = \sum h_i(T) y_i \quad (\text{VI.13})$$

$$\text{avec } h_i = \int_{T_{ref}}^T C_{p_i} dT \quad (\text{VI.14})$$

$$C_p = C_p(T) = \sum_m C_{p_i}(T) Y_i \quad (\text{VI.15})$$

C_p : est la capacité calorifique du mélange.

Y_i : est la fraction massique de l'espèce "i".

M_i : est la masse molaire de l'espèce "i".

IV.2.2 Le modèle $k-\varepsilon$ RNG (ReNormalization Group) :

Ce modèle est une amélioration du modèle $k-\varepsilon$ standard que nous avons vu, par l'utilisation de techniques basées sur la théorie des [groupes de renormalisation](#) (utilisé en mécanique quantique).

L'idée générale de cette théorie est d'abord de se placer dans l'espace de Fourier par une [transformation de Fourier des équations de Navier-Stokes](#). On raisonne alors sur le nombre d'onde, les grandes échelles correspondent aux [petits nombres d'onde et les petites aux grands nombres d'ondes](#). Le champ de vitesse est décomposé en bandes de nombres d'ondes. Un procédé itératif est utilisé pour calculer l'influence de chaque bande en fonction des nombres d'ondes plus faibles adjacents. Ce procédé permet donc d'exprimer les effets des grands nombres d'ondes (petites échelles non résolues en fonction des plus faibles). De proche en proche on élimine les bandes de grands nombres d'ondes en fonction des plus petits jusqu'à la bande correspondant aux échelles résolues. Dans notre cas les échelles résolues sont représentatives de l'écoulement moyen. On repasse ensuite dans l'espace physique et on peut donc obtenir de manière "analytique" les modèles de turbulence que l'on souhaite.

Les calculs analytiques obtenus par cette approche donnent un modèle avec des constantes différentes de celles du modèle $k-\varepsilon$ standard, ainsi que la présence de termes supplémentaires dans l'équation de transport de ε .

$$\frac{\partial K}{\partial t} + U_k \frac{\partial K}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_K} \right) \frac{\partial K}{\partial x_k} \right] + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \varepsilon \quad (\text{VI.16})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + C_{\varepsilon 1} C_\mu K \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{K} - R_\varepsilon \quad (\text{VI.17})$$

La détermination des constantes se fait de manière analytique sans avoir recours à des expériences comme dans le cas du modèle normal. Le nouveau terme apparaissant dans l'équation de ε s'exprime par :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{(1 + \beta \eta^3) K} \quad (\text{VI.19})$$

$$\text{Avec :} \quad \eta = S \frac{K}{\varepsilon} \quad \text{et} \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad , \quad S_{ij} \cong \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{VI.20})$$

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

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + C_{\varepsilon 1} C_\mu K \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2}^* \frac{\varepsilon^2}{K} \quad (\text{VI.21})$$

$$C_{\varepsilon 2}^* = C_{\varepsilon 2} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{(1 + \beta \eta^3)} \quad (\text{VI.22})$$

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

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

On remarquera que la variable " η " représente le taux de déformation de l'écoulement moyen. Dans les zones où ce taux est faible les deux modèles donnent sensiblement le même résultat. Par contre lorsque l'on se trouve dans des zones à forte déformation, le terme R_ε amène une contribution négative au calcul de $C_{\varepsilon 2}^*$ et donc diminue sa valeur par rapport au cas standard. Ceci entraîne une diminution de la destruction de la dissipation ε de k et donc une diminution de k et éventuellement de la viscosité turbulente comparée au modèle standard. Ce modèle répond donc mieux aux effets de déformation rapide de l'écoulement que le modèle classique et peut donc expliquer sa supériorité pour certains types d'écoulements.

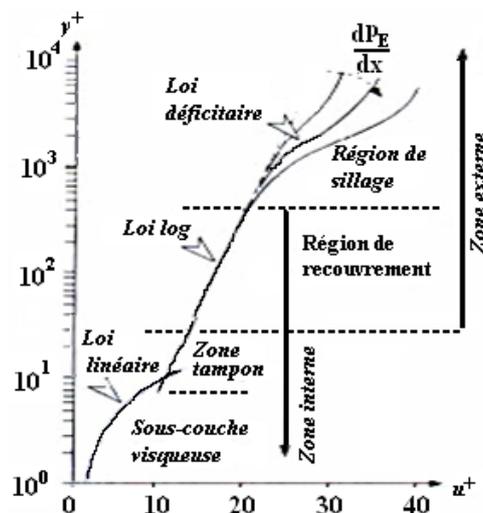
IV.3 Traitement près de parois :

Les écoulements turbulents sont affectés par la présence des parois d'une manière significative. Pour l'écoulement moyen, il doit satisfaire une condition de non glissement. Tous près des parois, l'effet de la viscosité réduit les fluctuations de la vitesse tangentielle parallèle à la paroi, tandis que le blocage cinématique cause l'atténuation des fluctuations normales. Dans la partie extérieure de la région proche de la paroi, la turbulence augmente rapidement à cause de la production de l'énergie cinétique turbulente due aux forts gradients des vitesses moyennes.

Si l'on souhaitait mailler complètement la zone de paroi, cela demanderait un nombre de mailles considérable qui alourdirait le calcul de façon souvent prohibitive. Si l'on suppose valable le profil logarithmique de vitesse figure IV.2, on peut alors placer le premier point de maillage loin de la paroi et "intégrer" analytiquement le profil de vitesse logarithmique. Une précaution importante à prendre est de ne placer le premier point de maillage qu'à $y^+ > 30-40$.

$$y^+ = \frac{y}{\nu/U^+} \quad \text{avec} \quad U^+ = \sqrt{\frac{\tau_{paroi}}{\rho}} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y}{l_v} \quad (\text{VI.23})$$

En effet, l'utilisation de la loi logarithmique nécessite que le premier point soit effectivement placé dans la zone logarithmique. Les lois de paroi donnent des résultats satisfaisants lorsque la couche limite est "en équilibre", ce qui signifie qu'elle n'est soumise qu'à un faible gradient de pression. Elles donnent des résultats très moyens pour un écoulement décollé ou vers un point de stagnation (arrêt d'un écoulement frappant une paroi).



FigIV.2 Les différentes lois de la couche limite [18]

L'expérience montre que la loi de paroi et celle des vitesses déficitaires, sont sous la forme logarithmique pour des valeurs de $\frac{y}{\delta}$ inférieures à 0,1 - 0,2 ($y^+ \geq 30 - 40$) selon les auteurs.

Cette région de recouvrement est qualifiée par Tenekes et Lumley [18] de sous couche inertielle en raison du fait que les propriétés dynamiques de l'écoulement y sont indépendantes de la viscosité moléculaire.

IV.4 Modèle de flamme non-prémélangée :

La simulation du processus de combustion turbulente non-prémélangée en phase gazeuse nécessite un schéma qui modélise simultanément le mélange et les réactions de toutes les espèces chimiques présentes. Quand on modélise les flammes de diffusion turbulentes deux approches simplificatrices sont souvent utilisées. Ces deux modèles peuvent être classés selon deux échelles de temps : l'échelle de temps de réaction et l'échelle de temps de mélange turbulent. L'échelle de temps de réaction est l'échelle de temps caractéristique nécessaire aux espèces pour réagir complètement jusqu'à atteindre l'équilibre. L'échelle du temps de mélange turbulent est le temps requis pour que les grosses structures se cassent et se réduisent jusqu'à une échelle où les interactions moléculaires auront lieu.

Dans les flammes de diffusion, le combustible et le comburant sont amenés séparément dans la flamme. Avant que les réactions aient lieu, un contact intime entre les deux fluides au niveau moléculaire est nécessaire. Dans ces conditions, on peut considérer que le temps de mélange turbulent est beaucoup plus long que le temps chimique. De plus, ce modèle impose des réactions chimiques instantanées (vitesse de réaction infinie).

La combustion est donc simplifiée à un problème de mélange. Une fois que le combustible et le comburant sont mélangés, la chimie peut être modélisée en utilisant l'hypothèse d'équilibre chimique. La base de l'approche employée pour traiter le cas de la flamme de diffusion consiste à lier les propriétés thermochimiques instantanées du fluide (température, masse volumique et fraction massique) à une grandeur scalaire conservative appelée fraction de mélange, notée f . La fraction de mélange représente la fraction de masse du combustible dans le mélange air/combustible et peut être décrite en fonction de la masse atomique :

$$f = \frac{Z_j - Z_{j,ox}}{Z_{j,c} - Z_{j,ox}} \quad (\text{IV.24})$$

Où Z_j est la fraction massique élémentaire de l'élément j .

$$Z_j = \sum_{i=1}^n \frac{a_{i,j} M_j}{M_i} y_i \quad j=1, 2, \dots, ne \quad (\text{IV.25})$$

M_i est la masse molaire de l'espèce i , a_{ij} est le nombre d'atomes de l'élément j , dans la molécule de l'espèce i et y_i est la fraction massique de l'espèce i . L'avantage de la fraction de mélange est que l'on peut calculer à partir d'une valeur locale de f n'importe quel autre scalaire conservatif Φ fonction de f , telles que l'enthalpie, la fraction massique.

Les équations pour les espèces individuelles ne sont donc pas résolues et les difficultés associées au problème de fermeture des vitesses de réactions moyennes sont évitées. Ainsi, la concentration des espèces est dérivée à partir du champ correspondant à la fraction de mélange. Les interactions entre la turbulence et la chimie sont prises en compte grâce à l'utilisation d'une fonction densité de probabilité (PDF). Cette approche nécessite que la diffusion turbulente de toutes les espèces en phase gazeuse soit la même. Si cela est le cas, les équations des espèces peuvent être réduites à une seule équation pour la fraction de mélange f car les termes sources des équations des espèces s'annulent. f est donc une quantité scalaire.

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

façon suivante :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{u}_j \tilde{f}}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{\mu_t}}{\sigma_t} \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \right) + S_f \quad (\text{IV.26})$$

Dans un environnement turbulent, la fraction de mélange peut fluctuer de façon chaotique. Pour modéliser ces fluctuations on calcule sa variance. Si la moyenne de la fraction de mélange est donnée par l'équation précédente, la variance \tilde{f}'^2 peut s'écrire :

$$\tilde{f}'^2 = \overline{(f - \tilde{f})^2} = \frac{1}{\delta_t} \int_0^{\delta_t} [f(t) - \tilde{f}]^2 dt \quad (\text{IV.27})$$

Pour modéliser la variation de \tilde{f}'^2 dans un écoulement, Launder et Spalding [21] ont dérivé une équation de transport pour \tilde{f}'^2 . L'équation de transport pour la variance de la fraction de mélange est donnée par :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{u}_j \tilde{f}'^2}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{\mu_t}}{\sigma_t} \frac{\partial \tilde{f}'^2}{\partial x_j} \right) + C_{g1} \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_j} \right)^2 - C_{g2} \frac{\overline{\rho \varepsilon} \tilde{f}'^2}{k} \quad (\text{IV.28})$$

Les valeurs utilisées pour les constantes C_{g1} , C_{g2} et σ_t proviennent des travaux de Jones et Whitelaw [21]. Ces valeurs sont $C_{g1}=2.86$, $C_{g2}=2$ et $\sigma_t=0.85$. Cependant pour calculer les grandeurs temporelles moyennes, \tilde{f} et \tilde{f}'^2 nous avons besoin d'une PDF associée à f : $p(f)$. La forme de la PDF peut être calculée à partir des résultats expérimentaux ou bien on peut la définir a priori. C'est cette dernière approche qui est généralement utilisée. La PDF la plus couramment utilisée est une fonction du type β :

$$P(f) = \frac{f^{\alpha-1}(1-f)^{\beta-1}}{\int f^{\alpha-1}(1-f)^{\beta-1} df} \quad (\text{IV.29})$$

$$\text{avec, } \alpha = \tilde{f} \left[\frac{\tilde{f}(1-\tilde{f})}{\tilde{f}'^2} - 1 \right] \text{ et } \beta = (1-\tilde{f}) \left[\frac{\tilde{f}(1-\tilde{f})}{\tilde{f}'^2} - 1 \right] \quad (\text{IV.30})$$

$p(f)$ est une représentation temporelle des fluctuations de f dans un écoulement turbulent. Elle est utilisée pour calculer les grandeurs moyennes dépendantes de f . Pour un **système non adiabatique**, l'expression suivante est utilisée pour calculer les grandeurs moyennes

$$\text{dépendantes de } f: \quad \tilde{\Phi}_i = \int_0^1 p(f, \tilde{H}) \cdot \Phi_i(f) df \quad (\text{IV.31})$$

$$\text{Où } H \text{ est l'enthalpie totale instantanée; } H = \sum_j \dot{m}_j h = \sum_j \dot{m}_j \int_{T_{ref,j}}^T C_{p,j} dT + h_j^0(T_{ref,j}) \quad (\text{IV.32})$$

avec \dot{m}_j , le débit massique de l'espèce j et $h_j^0(T_{ref,j})$, l'enthalpie de formation de l'espèce j à la température de référence $T_{ref,j}$. La détermination de $\tilde{\Phi}_i$, dans un système non-adiabatique, requiert la solution de l'équation de transport pour l'enthalpie H :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{u}_j \tilde{H}}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{k_t}}{C_p} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x_j} \right) + S_H \quad (\text{IV.33})$$

Où k_t est le coefficient de conduction turbulente et S_H est un terme source de chaleur volumique qui tient compte du rayonnement et de l'échange de chaleur avec la phase discrète.

Sous l'hypothèse que le nombre de Lewis ($Le = \frac{k/\rho C_p}{D}$) soit égal à l'unité, les termes de conduction et de diffusion des espèces se combinent pour donner le premier terme du membre de droite.

Pour économiser du temps de calcul, les calculs d'équilibre chimique et l'intégration de la PDF sont effectués par un code de calcul externe à Fluent appelé PrePdf.

Dans PrePdf, le modèle d'équilibre chimique est utilisé avec la fonction densité de probabilité présumée pour effectuer l'intégration de l'équation (IV.31). Les résultats sont stockés dans des tableaux qui relient les variables thermochimiques moyennes $\tilde{\Phi}$ (température, masse volumique et fraction massique) aux valeurs de \tilde{f} et \tilde{f}'^2 et H . Ensuite, le code Fluent résout les équations de transports de \tilde{f} et \tilde{f}'^2 et H puis utilise les tableaux issus de PrePdf pour déterminer les variables thermochimiques moyennes (température, masse volumique et fraction massique).

IV.5 La simulation avec le code FLUENT :

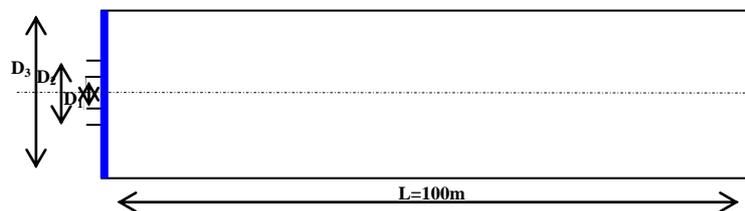
Le code fluent a été utilisé pour simuler le transport des écoulements réactifs dans le four. On peut résoudre les équations de Navier-Stokes pour des configurations 2D et 3D sur des maillages structurés, non structurés ou hybrides. Il utilise la méthode des volumes finis, qui présente l'avantage de satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi dans tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation tel que le terme source par exemple. La méthode consiste à partager le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un nœud. En utilisant différents schémas d'approximation, on peut intégrer les termes des équations différentielles modélisantes sur chaque volume de contrôle, où les valeurs et les quantités sont stockées aux nœuds du volume de contrôle. Ces équations algébriques produites expriment la conservation des quantités pour le volume de calcul.

IV 5.1 Maillage et conditions initiales et aux limites :

A- Description du domaine :

La géométrie du four considérée dans ce travail est illustrée sur la figure IV.3 ci après avec la longueur $L=100\text{m}$ et le diamètre $D_3=5\text{m}$.

Le brûleur est centré sur une section transversale du four; il est constitué de deux tubes coaxiaux horizontaux de diamètre interne (gaz méthane CH_4) $D_1=0.2\text{m}$ et diamètre externe $D_2=0.4\text{m}$ (pour l'air primaire, le diamètre annulaire D_2-D_1 , on se réfère à l'annexe B). L'écoulement périphérique est un écoulement d'air secondaire débouchant de la section transversale correspondant à D_3-D_2 .

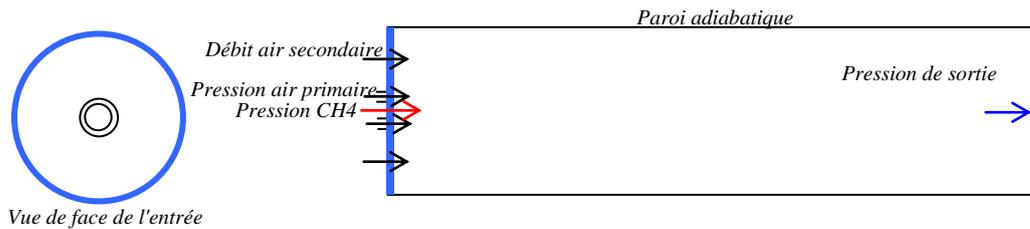


FigIV.3 Géométrie du four considérée pour le maillage

B- Conditions initiales et aux limites :

Dans ce travail, deux cas différents seront étudiés avec des conditions initiales de l'air primaire et l'air secondaire, pour voir leurs effets sur l'écoulement turbulents et sur la géométrie.

Les conditions d'entrées pour le débit volumique et la pression sont tirées à partir des données expérimentales du four de la cimenterie de l'ECDE de CHLEF (voir tableau2). Un domaine 2D est choisi. Les différentes conditions aux limites sont schématisées sur la figure IV.4 si dessous :



FigIV.4 Les conditions aux limites de la géométrie considéré

Tableau 02 : Conditions initiales de l'écoulement développé pour le four de la cimenterie de l'ECDE de CHLEF.

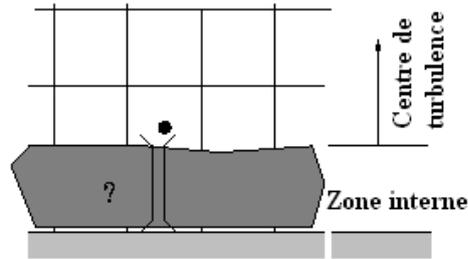
Conditions initiales	1 ^{er} cas	2 ^{ème} cas
Débit d'air secondaire	100 m ³ /s	70 m ³ /s
Température de l'air secondaire	800 K	800 K
Pression de gaz (CH4)	0.6 kg/cm ² = 58839.9 Pa	58839.9 Pa
Température du gaz (CH4)	273 K	273 K
Pression de l'air primaire	900 mmce= 9000 Pa	14000 Pa
Température de l'air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

C- Maillage et choix du pas de discrétisation :

Le préprocesseur "Gambit" à été utilisé pour générer un maillage choisi de façon que la discrétisation des équations de Navier Stokes et de conservation de la masse soit faite sur des éléments quadrangulaires réguliers (une géométrie simple du four).

Si on prendra soin de l'observation du §IV.4, celle de placer le premier noeud dans la zone logarithmique de la couche limite ($y^+ > 30 - 40$).

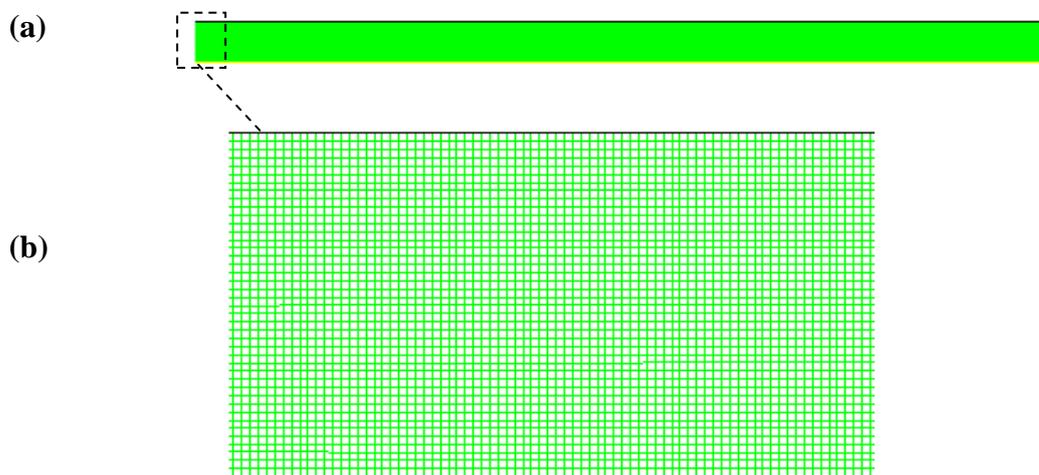
La région affectée par la viscosité n'est pas résolue, mais pontée par la fonction de paroi. Cette possibilité est utilisée pour les grands nombres de Reynolds.



FigIV.5.a Approche de la fonction de paroi

Le maillage du four est axisymétrique avec 70000 nœuds :

- (a) Maillage de tout le domaine. (b) Agrandissement du maillage de l'entrée du four



FigIV.6 Maillage quadruple régulier

IV.5.2 Procédure de résolution :

Un fichier de données (extension .cas) est créé suite à la lecture du fichier contenant les détails de la géométrie (extension.msh) créée depuis le mailleur Gambit. Après vérification du maillage, on passe au type de solveur. Pour notre cas, c'est un solveur découplé avec une formulation implicite pour un cas dimensionnel et un écoulement stationnaire prenant en considération des vitesses absolues. D'autres équations peuvent être ajoutées selon les phénomènes étudiés (transfert de chaleur, combustion, multi phases, acoustique...).

Les autres étapes du menu "define" sont, l'importation de la table PDF des variables thermochimiques moyennes (température, masse volumique et fraction massique) ainsi que les choix des conditions d'opération et l'introduction des conditions aux initiales et aux limites.

Le dernier menu utilisé pour entamer le calcul est le menu "solve". On doit choisir les équations à résoudre, les facteurs de sous-relaxations et les critères de convergence. Le calcul

est initialisé d'après les conditions initiales ainsi qu'avec un "patch" (valeur numérique initiale) d'une variable de l'écoulement, pression, vitesse, température,....

Afin de contrôler et réduire le changement produit durant chaque itération d'une variable de l'écoulement, Φ . Le code Fluent permet d'agir sur les facteurs de relaxation assignés à un nombre de variables comme suit :

$$\begin{cases} \phi = \phi_{old} + \alpha \cdot \Delta\phi \\ \Delta\phi = \phi_{comp} - \phi_{old} \end{cases}$$

où : Φ_{old} Ancienne valeur de Φ

$\Delta\Phi$ Changement dans la valeur de Φ

Φ_{comp} Valeur de Φ calculée.

α Facteur de relaxation.

Le code de calcul offre les meilleures valeurs des facteurs de relaxation pour une large gamme d'écoulements. Néanmoins, si on voit qu'au cours du calcul les résidus commencent à s'amplifier, il est préférable de réduire ces derniers. Par contre, si on observe une convergence très lente mais sûre là, on pourra les augmenter prudemment, surtout le facteur de relaxation lié à l'équation de continuité [16].

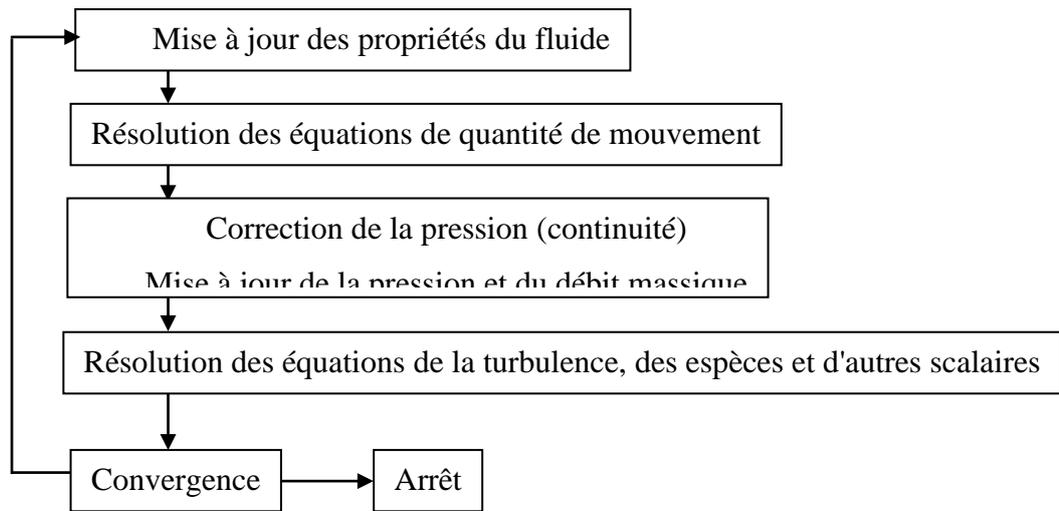
IV.5.3 Algorithme de calcul :

Pour un solveur découplé, les équations qui gouvernent l'écoulement sont résolues séquentiellement (découplées l'une de l'autre). Un calcul itératif est nécessaire pour des équations non linéaires et interdépendantes. Chaque itération est constituée des étapes suivantes :

- ✓ Mise à jour des propriétés du fluide basé sur la solution actuelle. Au-delà du calcul, la mise à jour est basée sur la solution d'initialisation.
- ✓ Chaque équation de quantité de mouvement pour U, V et W est résolue en utilisant les valeurs actualisées des pressions et flux de masse pour la mise à jour du champ de vitesse.
- ✓ Si les valeurs de vitesses obtenues dans la seconde étape deux ne satisfont pas l'équation de continuité localement, une équation de type Poisson pour la correction des pressions, dérivée de l'équation de continuité et des quantités de mouvement

linéarisées, sera résolue pour obtenir les corrections des champs de pression, vitesse et flux massique nécessaires pour satisfaire la continuité.

- ✓ Dans ce cas, les équations d'autres scalaires (turbulences, énergie, ...etc.) seront résolues.
- ✓ Si un couplage d'interface est inclus, les termes sources dans les équations de la phase continue nécessitent une mise à jour avec les résultats du calcul de trajectoire de la phase discrète.



FigIV.7 Algorithme de calcul pour un solveur découplé

Dans la résolution par la méthode découplée, chaque équation discrétisée est linéarisée en gardant une forme implicite par rapport à la variable dépendante. Pour une variable donnée, la valeur inconnue dans chaque cellule est déterminée en utilisant une relation qui contient des valeurs inconnues. Aussi dans les cellules voisines, la variable inconnue associée à une cellule, apparaît dans plus d'une équation et par conséquent le système d'équations pour cette variable doit être résolu simultanément. Le code "Fluent" adopte une variante de l'algorithme de résolution des systèmes linéaires Gauss-Seidel en conjonction avec la méthode "multigrid" algébrique AMG pour résoudre le système résultant.

IV.5.4 Formulation utilisé par Fluent des différent résultats présentés [30]:

Pressure Coefficient :

Coefficient de pression : paramètre sans dimension défini par l'équation suivante :

$$C_p = \frac{(P - P_{ref})}{q_{ref}} \quad q_{ref} = \frac{1}{2} \rho_{ref} V_{ref}^2$$

P : la pression statique, P_{ref} : la pression de référence, q_{ref} la pression dynamique de référence.

Stream function :

Fonction de courant (kg/s) : c'est la relation entre les lignes de courant de l'écoulement et l'état de la conservation de masse. La ligne de courant est la ligne tangente au vecteur de vitesse de l'écoulement. ψ est constante le long de la ligne de courant et la différence entre deux constante des fonction des courant de deux lignes de courant c'est le taux de masse de fluide entre les ligne de courants.

$$\rho u \equiv \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \rho v \equiv \frac{\partial \psi}{\partial z}$$

Turbulence Intensity :

Intensité de la turbulence % : C'est le rapport du degré de la fluctuation turbulente et la vitesse de référence.

$$I = \sqrt{k^{2/3}} / U_{ref}$$

" k " est l'énergie cinétique turbulente , V_{ref} est la vitesse de référence, spécifier comme la vitesse moyenne de l'écoulement.

Vorticity Magnitude :

Taux de vorticité (1/s) : C'est le degré du vecteur angulaire du vortex. La fluctuation turbulente et la vitesse de référence. Il est défini entant que l'enroulement du vecteur de

$$\text{vitesse, } \omega = \nabla \times \vec{V} ; \quad \omega_i = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \quad \underbrace{\varepsilon_{ijk} = \frac{1}{2}(i-j)(j-k)(k-i)}_{\text{tenseur de permutation}}$$

Wall shear stress :

Force de cisaillement à la paroi (pascal) : C'est la force tangentielle agissant sur la surface du au frottement. Défini en fonction du coefficient de frottement à la paroi " C_f " et la pression dynamique.

$$C_f \equiv \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho_{ref} V_{ref}^2}$$

IV.6.1 Résultats et Discussion du 1^{er} cas (tableau 2, p100) :

A- Champs des pressions :

Concernant le champ de pression, les figures IV.1.1, IV.1.2 montrent la position de concentration des pressions entre 15 et 30 mètres de l'entrée du four. Cette position coïncide avec la zone de développement du tourbillon de recirculation discuté au paragraphe §II.2.5.1 ou la figureII.16.b montre sa position à quelques diamètres de l'injecteur. La figureII.17 confirme l'évolution de la pression statique. En conséquence la figure IV.1.3 donne une évolution du coefficient de pression de même allure que celui donné par les figure IV.1.1 et IV.1.2. Aussi, la figure IV.1.5 montre le taux de cisaillement à la paroi qui est localisé dans la même zone. Ce résultat donne une idée très claire sur l'érosion de la brique dans la zone 10 à 35 mètre du four, figureIV.8, zoneI.

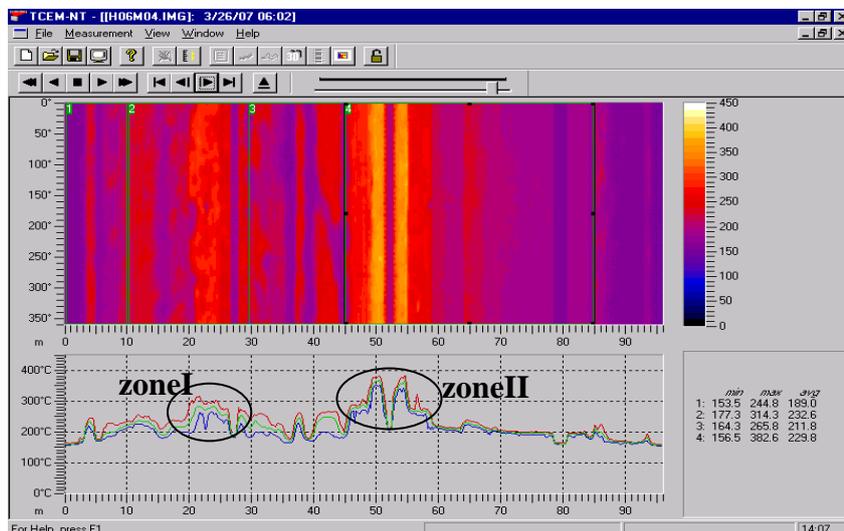


Fig IV.8 Profil de température de la surface du four (cimenterie de CHLEF)

B- Champ turbulent :

Dans les figures IV.1.9 et IV.1.12, on observe que l'intensité de la turbulence entame, en 1^{er} temps un régime croissant dès l'entrée du four. Elle atteint le long de l'axe un maximum de 30% loin de la paroi à la distance entre 10 à 20 mètres, ce qui laisse penser que ce résultat est en accord avec la position de la zone de recirculation comprise entre 3.5 à 4 fois le diamètre du four, figureII.16-b. Puis l'intensité de turbulence diminue progressivement jusqu'au minimum à une portée de 60 mètres. La figure IV.1.9 du taux de vorticité montre deux pics qui se suivent, figureII.20 d'un jet réel confiné. Le gradient axial de la vitesse radiale, figure IV.1.11 justifie le résultat des tourbillons, en montrant une succession de gradients positifs et négatifs le long de l'axe du four. Cela explique qu'il y a des zones de tourbillons contrarotatifs.

Les figures IV.1.15 et IV.1.16 illustrent l'évolution de l'énergie cinétique et son taux de dissipation. Cette ressemblance entre les comportements de k et ε peut être expliquée par le fait que là où il y a une turbulence intense, il y a aussi un taux de dissipation important, donc la zone inertielle n'est pas vue clairement à l'échelle spatiale comme le montre la figure II.26. Donc le transfert d'énergie se réalise en sa totalité.

C- Champ de température :

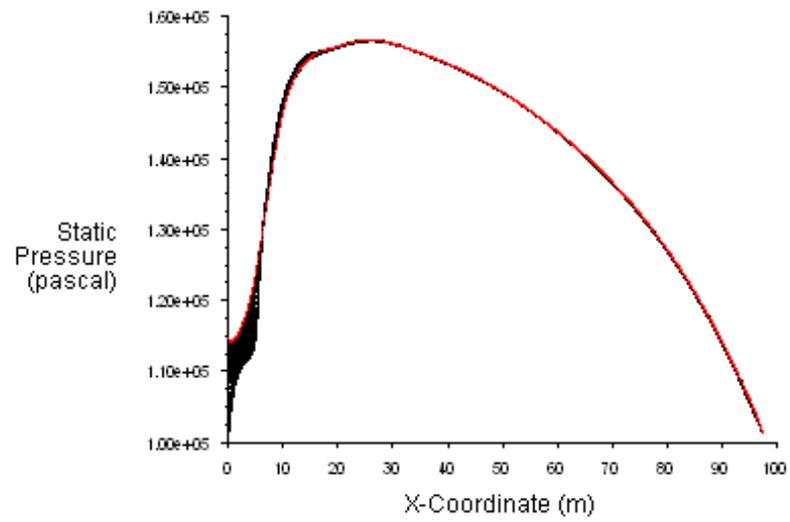
Concernant le profil de température axial, que montrent les figures IV.1.13 et IV.1.14, il y a une augmentation rapide de la température, qui est l'une des manifestations les plus importantes de la combustion et qui est constatée dans la zone de cuisson. La température maximale atteinte est de l'ordre de 2500°K loin de l'axe et de 1800°K à l'axe du jet. Cette différence est expliquée par le fait que le mélange (air/méthane) est amélioré à la périphérie du jet réactif figure II.16-a. La combustion n'étant contrôlée que par la turbulence, du fait que nous avons une réaction infiniment rapide.

D- Profil de la moyenne de fraction de mélange :

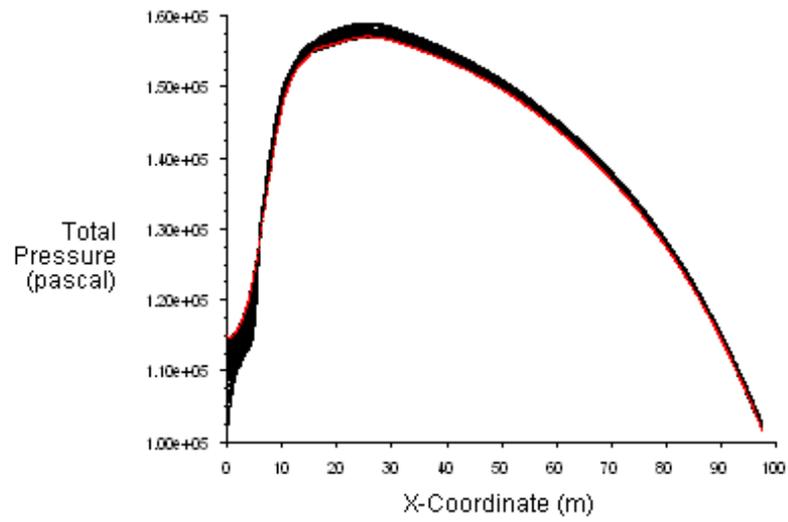
La consommation du combustible CH_4 , y est clairement illustrée dans la figure IV.1.18. En effet la fraction de mélange, figure IV.1.17 diminue progressivement de la valeur initiale pour garder une diminution lente à la fin de la zone de cuisson jusqu'à la sortie du four. Les produits de combustion CO_2 , H_2O les figures IV.1.17, vont progressivement apparaître et augmenter pour atteindre des valeurs sensiblement constantes. On remarque le comportement similaire de ces deux produits vérifiant l'équation de combustion du méthane.

Les graphes en rouge représente les valeurs à la parois interne et ceux en noir les valeurs à l'intérieur du four.

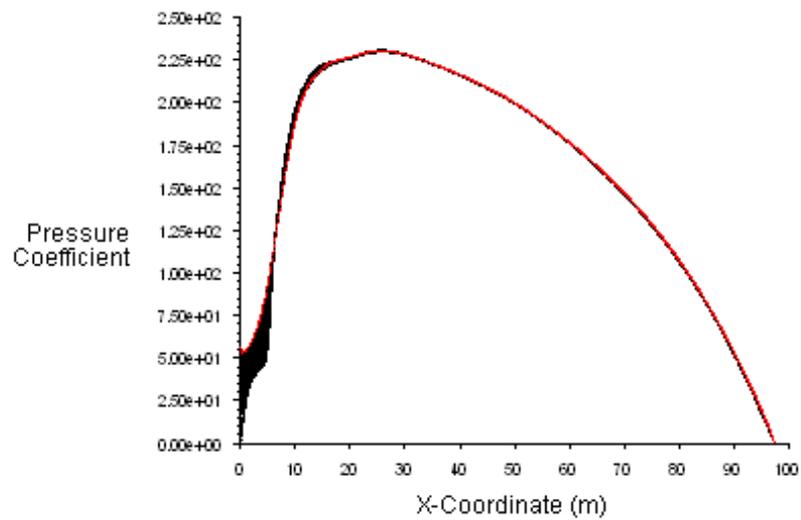
(IV.1.1)



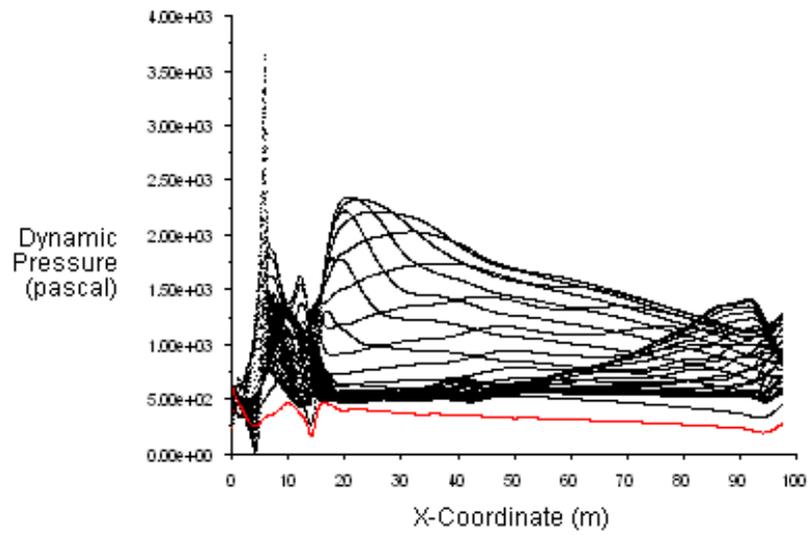
(IV.1.2)



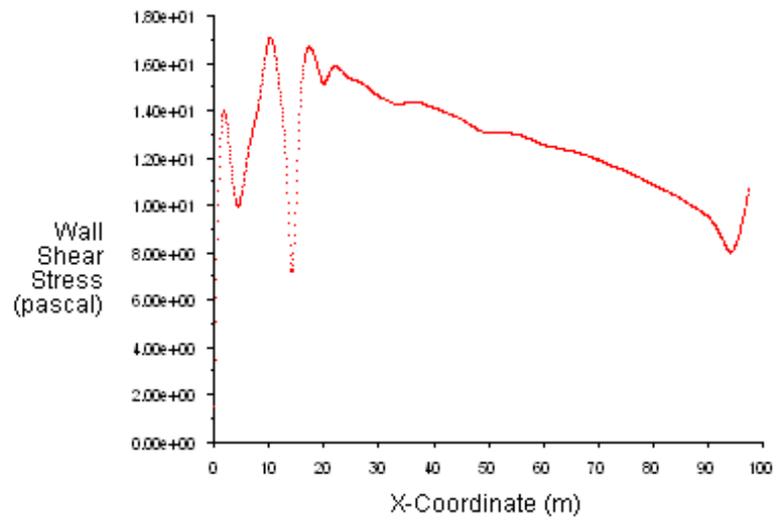
(IV.1.3)



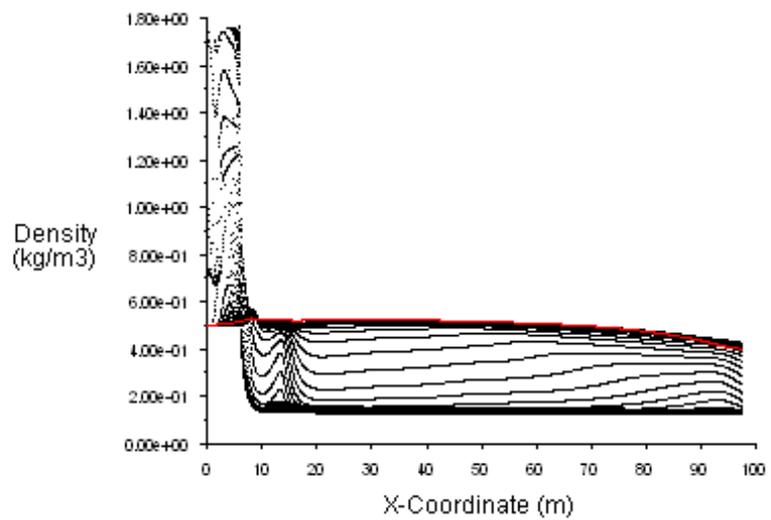
(IV.1.4)



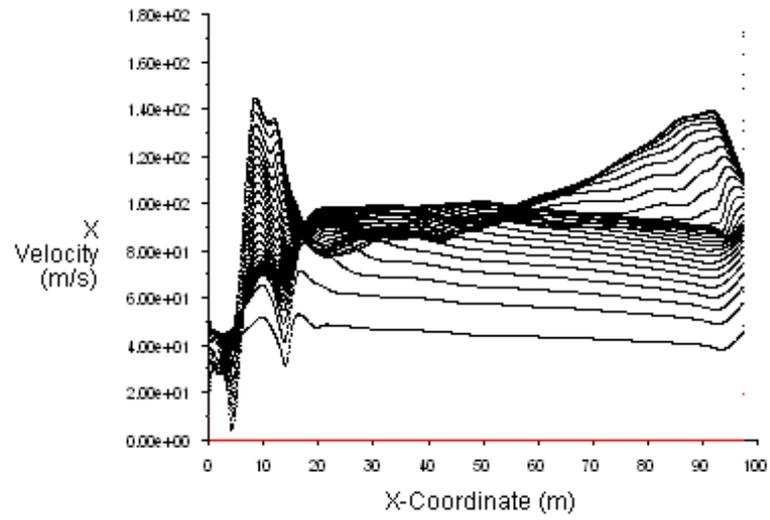
(IV.1.5)



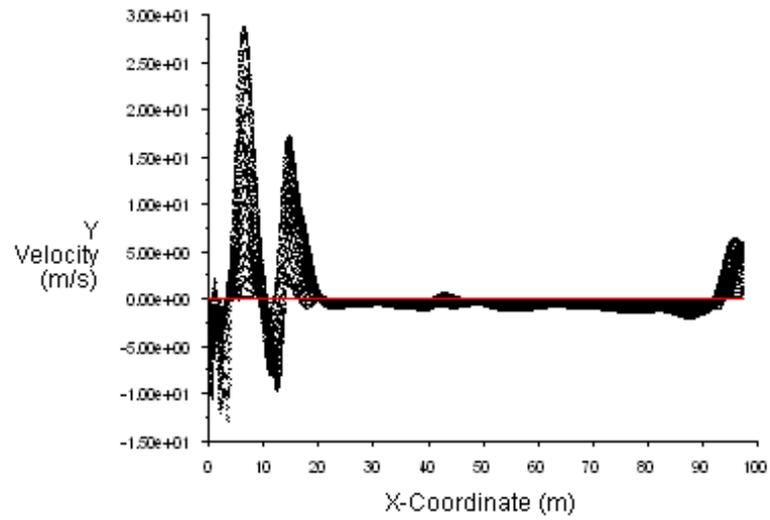
(IV.1.6)



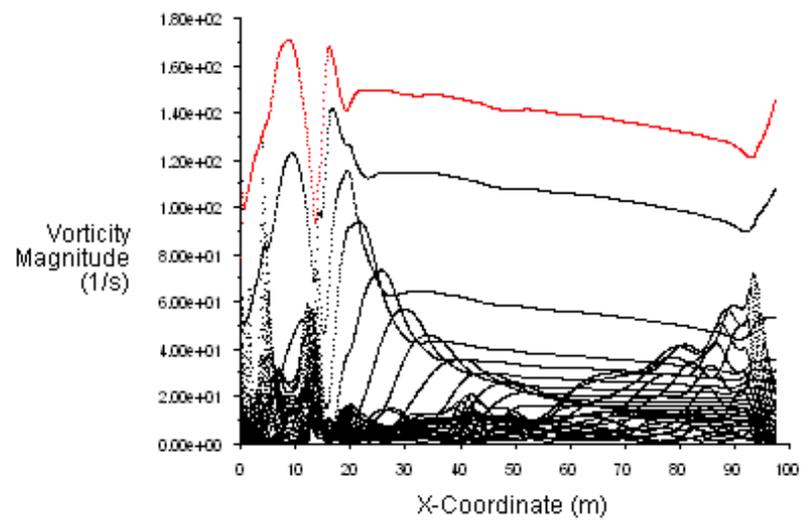
(IV.1.7)



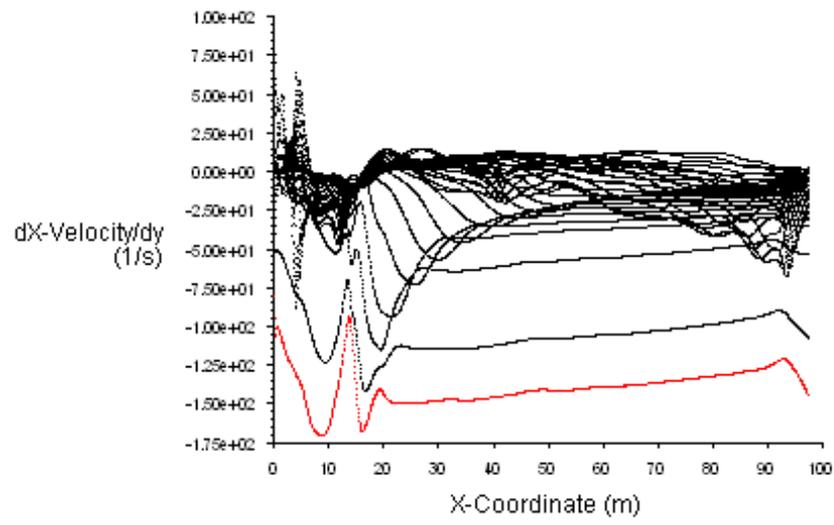
(IV.1.8)



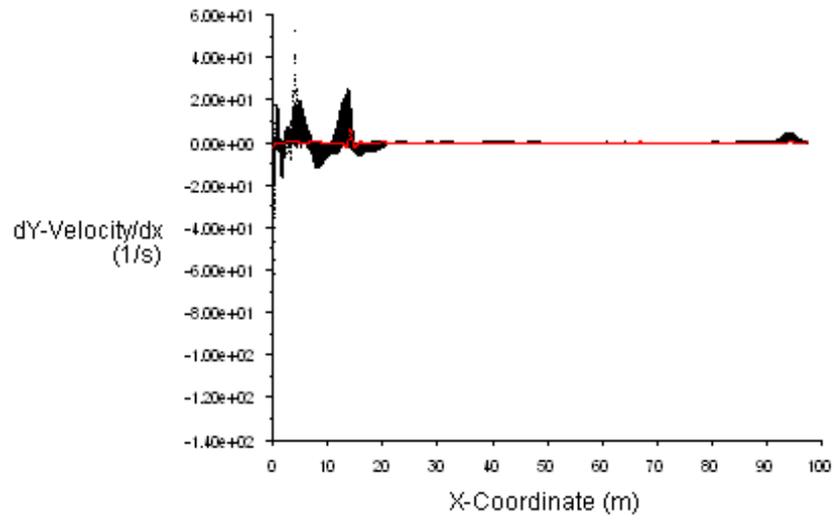
(IV.1.9)



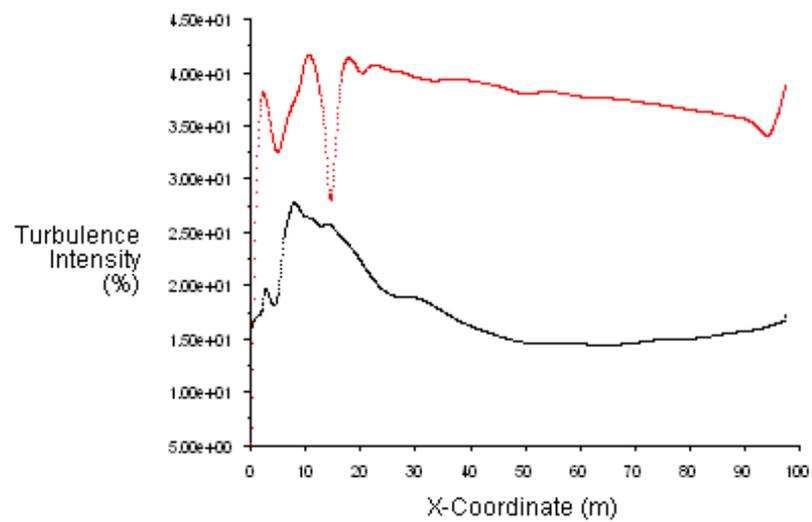
(IV.1.10)



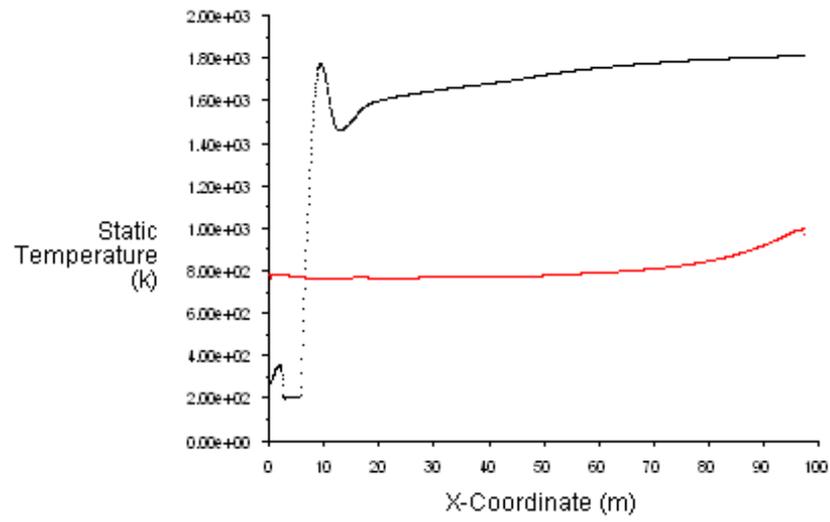
(IV.1.11)



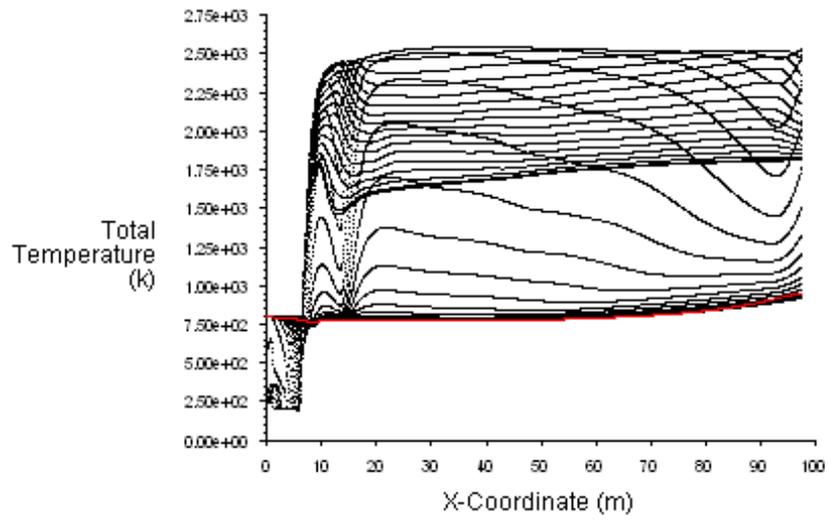
(IV.1.12)



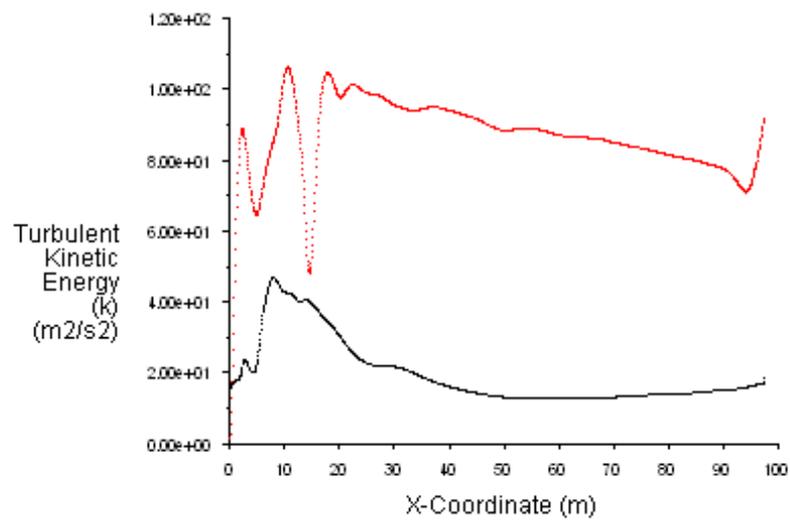
(IV.1.13)



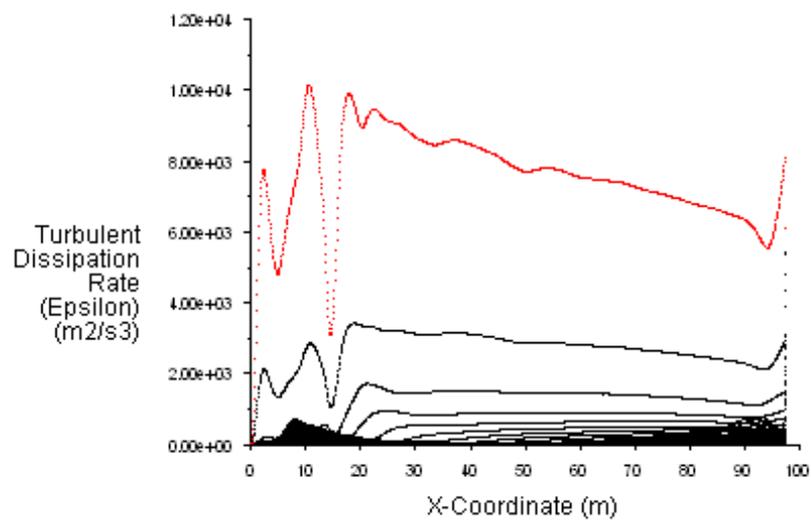
(IV.1.14)



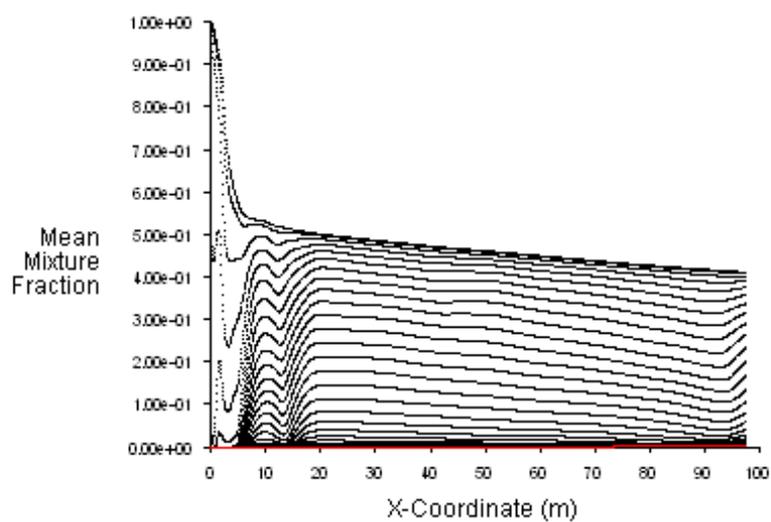
(IV.1.15)



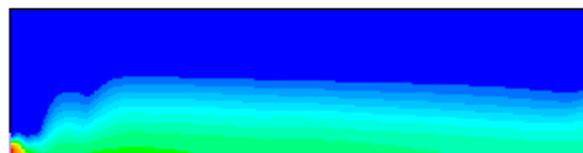
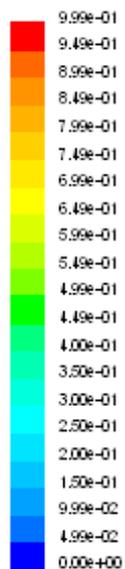
(IV.1.16)



(IV.1.17)

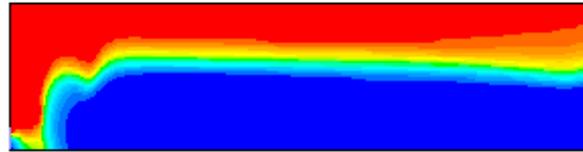
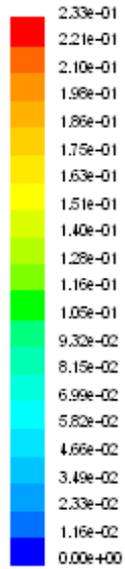


(IV.1.18)



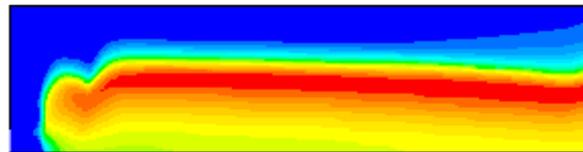
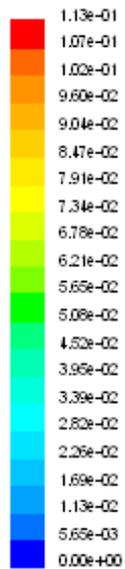
Fraction massique du CH₄

(IV.1.19)



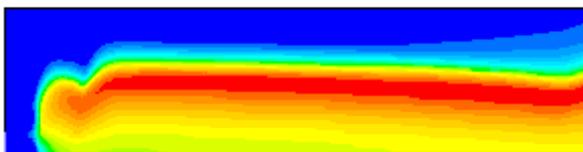
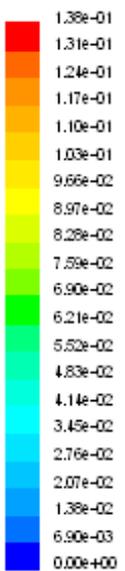
Fraction massique du O₂

(IV.1.20)



Fraction massique du H₂O

(IV.1.21)



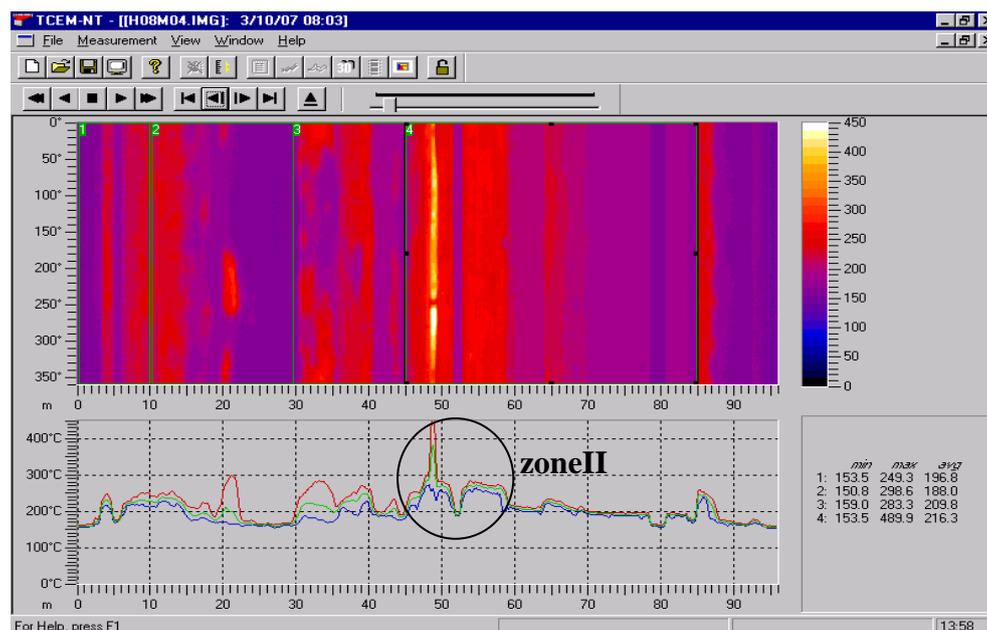
Fraction massique du CO₂

IV.6.2 Résultats et Discussion du 2^{ème} cas (tableau 2, p100) :

A- Champs de pression :

Les résultats obtenus avec les champs des pressions, des figures IV.2.1, IV.2.4 sont identiques à ceux du 1^{er} cas, sauf que la position d'impact s'est déplacée en amont vers la zone 50 à 70 mètres. La pression statique dans cette zone est de 3 bars, presque double que celle trouvée pour le 1^{er} cas. Une élévation brusque de la pression dynamique de la figure IV.2.3, dans la même zone due à une augmentation de la masse volumique des gaz brûlés la figure IV.2.6, atteignant un maximum juste à l'aval au niveau de la paroi, à la position 30 à 40 mètres. Cette augmentation de la masse volumique est justifiée par une augmentation du volume des gaz comme nous l'avons spécifié pour la combustion du méthane 12.4 fois le volume initial. Ce potentiel justifie l'augmentation du gradient de pression suivant l'axe jusqu'à une valeur atteignant un maximum à la position de 20mètres, figure IV.2.7. Elle est suivie d'une décroissance du gradient de pression, du a une détente des gaz donnant une accélération des gaz où un maximum de vitesse axiale et radiale est observé dans la zone allant de 50 à 60 mètres, figure IV.2.10.

Comme pour le 1^{er} cas, cette concentration de pression a donné naissance à des valeurs plus élevées du coefficient de pression dans la zone allant de 50 à 70 mètres, figure IV.2.2. La figure IV.2.5 montre que le taux de cisaillement à la paroi a atteint des valeurs élevées dans cette zone. Donc la conséquence des sollicitations que subit le revêtement interne du four dans la zoneII signaler par une abrasion prématuré et une élévation de température. La figure de température de virole figure IV.2.2 montre ce constat.

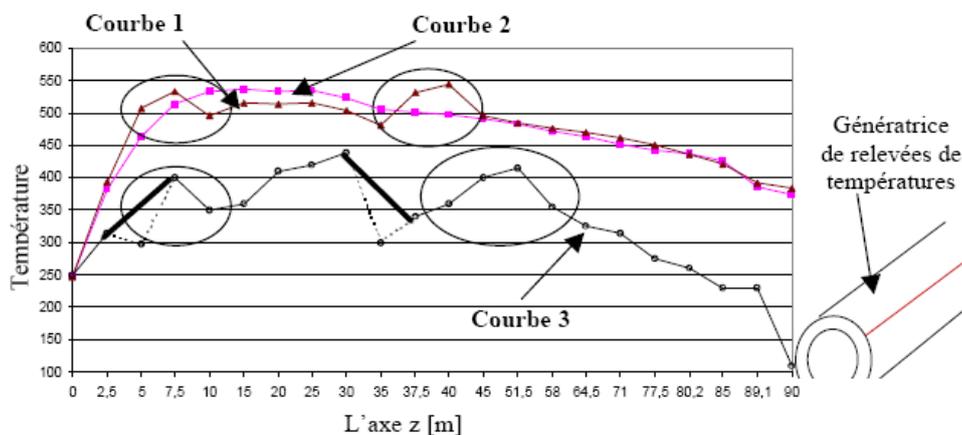


FigIV.9 Profil de temperature présentant un état de chute de brique (cimenterie de CHLEF)

B- Champs de turbulence :

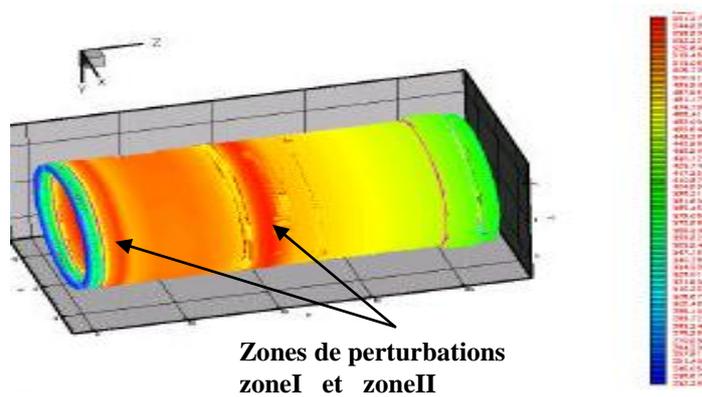
Dans le 2^{ème} cas, une instabilité s'installe le long de l'axe du four. La figure IV.2.19 présente la fonction de courant, où on remarque deux zones de perturbation : la première zone à la distance de 10mètres de l'entrée et la deuxième à 60mètres. Les figures IV.2.16 et IV.2.17 illustrent l'évolution de l'énergie cinétique et son taux de dissipation respectivement, les comportements de k et ε dans la zone de 60 mètres se manifestent de la même manière. L'énergie cinétique suivant l'axe, figure IV.2.22 subit une augmentation dans les premiers mètres du four, elle diminue jusqu'à la distance de 20 à 40mètres du à une dissipation de cette énergie cinétique. L'augmentation dans la zone 60 à 65mètres exprime la production de l'énergie cinétique la figure IV.2.18, depuis l'interaction des petites structure donnant les grandes échelles, à la manière expliqué dans §II.3.3.1 de la figureII.28.

Les résultats des champs de pression et de turbulence donnent une idée sur l'érosion de la brique dans la zoneI et la zoneII du four de cimenterie de l'ECDE de CHLEF. Aussi, Le four de cimenterie de Hamma Bouziane à Constantine présente le même profil de température avec des zones de perturbations, figure IV.10 courbe3. Ce profil de température ressemble dans l'ensemble a celui prélevé à la cimenterie de l'ECDE de CHLEF.



FigIV.10 Profil de temperature à la surface du four de cimenterie [25]

La figure IV.2.3 regroupe trois courbes de températures. Les courbes 1 et 2, déterminées numériquement avec une représentation graphique en 3D, figure IV.2.4 [25], La courbe 3 représente à son tour les valeurs réelles prises sur site par un dispositif de surveillance (SCANEX) à la cimenterie de Hamma Bouziane Constantine.



FigIV.11 Présentation en 3D du profil de température à la surface du four de cimenterie [25]

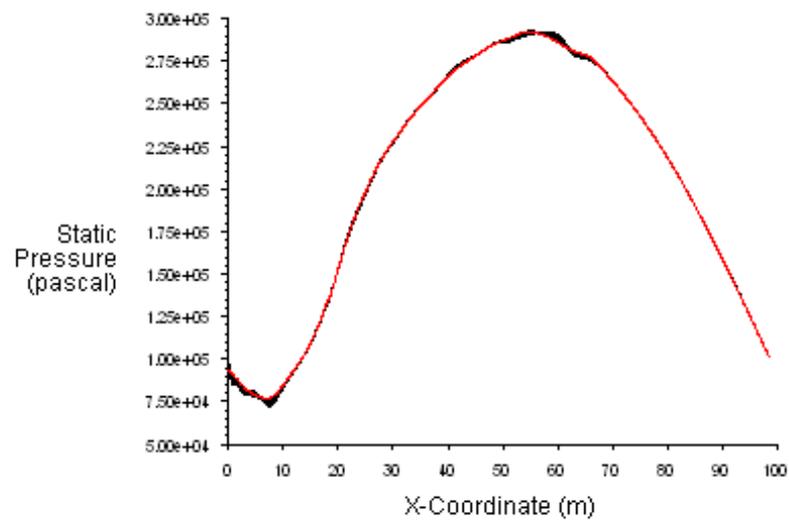
C- Champ de température :

Le profil de température de la figure IV.2.18 ne change pas trop d'allure par rapport au 1^{er} cas. Une baisse de la température de la zone de réaction avec un maximum atteint de l'ordre de 1800°K loin de l'axe, montre un taux de dégagement de chaleur moins important que celui du 1^{er} cas. Les figures de la chaleur spécifique, figure IV.2.19 et de l'entropie figure IV.2.20 montrent les valeurs par rapport à IV.2.16 et IV.2.17. On explique cette conséquence par la perturbation observée dans la distribution de la fraction de mélange figure IV.2.28, qu'on peut valider par la remarque faite sur les flammes faiblement swirlées, figureIV.4.

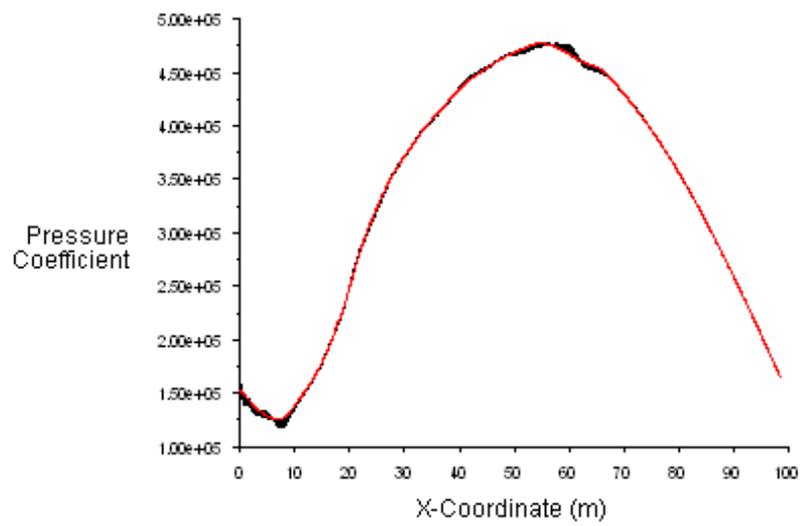
D- Profile de la moyenne de fraction de mélange et contour des fractions massiques des différentes espèces :

Comme nous l'avons suscité la combustion n'étant contrôlée que par la turbulence, le calcul de la PDF est intimement liée au champ de vorticité, donnant des valeurs de concentrations des espèces influencées par cette perturbation, figures IV.2.30   IV.2.33. En effet la fraction de mélange diminue rapidement de la valeur initiale et continue à diminuer progressivement avec une pente un peu plus importante que celle du 1^{er} cas, d'où une intense diffusion avec des vitesses radiales qui font foi, figure IV.2.11. La variance de la fraction de mélange aussi diminue rapidement pour s'annuler vers la distance de 40m tres et pour celle du 1^{er} cas, vers la position de 20m tres. **On remarque le comportement similaire des espèces de réaction reflétant la perturbation sur la combustion** et le transport des espèces. La réciprocité des résultats obtenus (Cp, masse volumique, température, concentration des espèces, fraction de mélange), fait apparaître le rôle de la PDF pour présenter le cas réel.

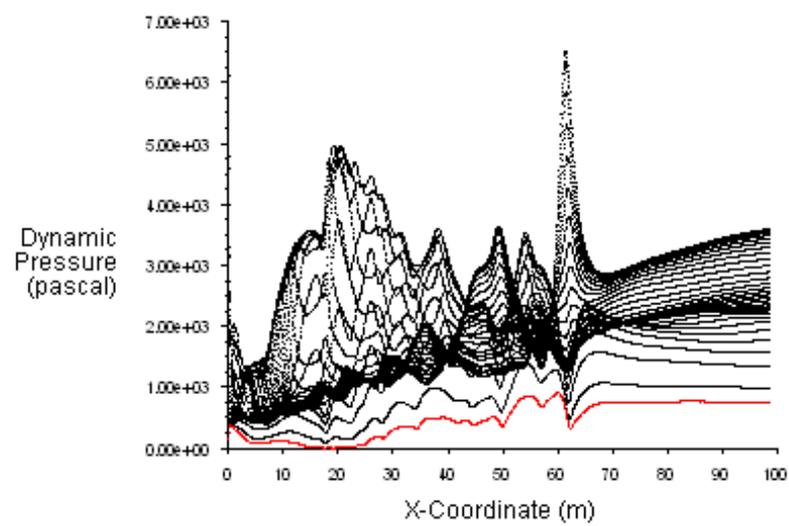
(IV.2.1)



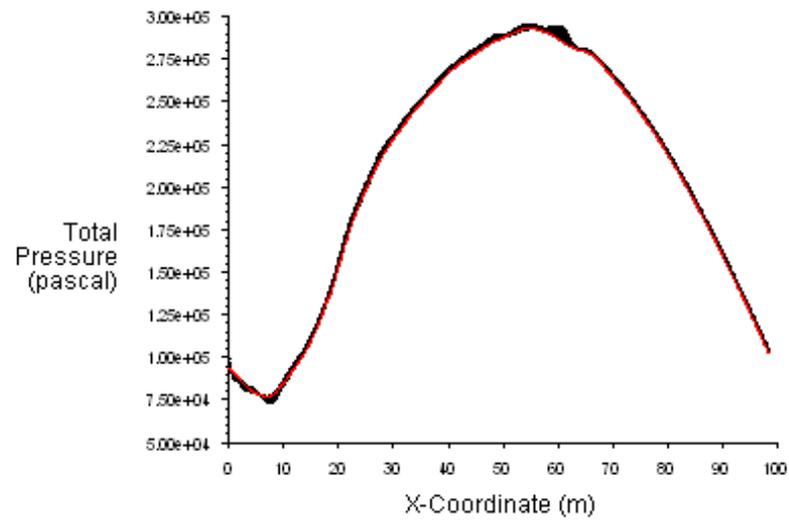
(IV.2.2)



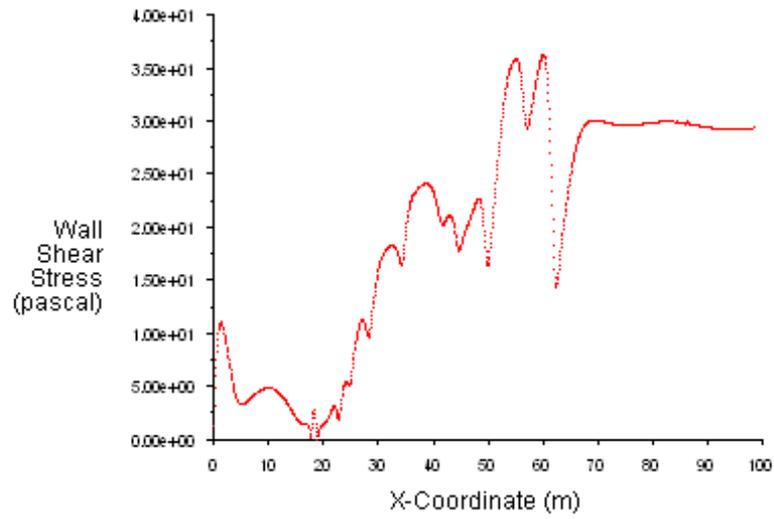
(IV.2.3)



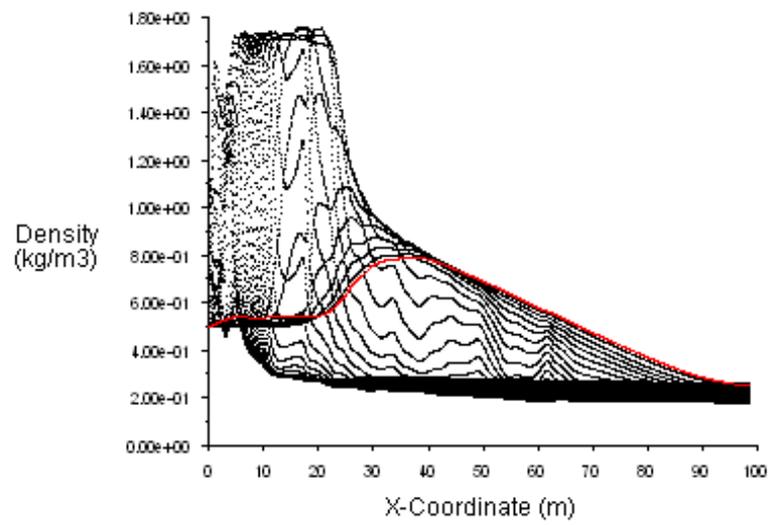
(IV.2.4)



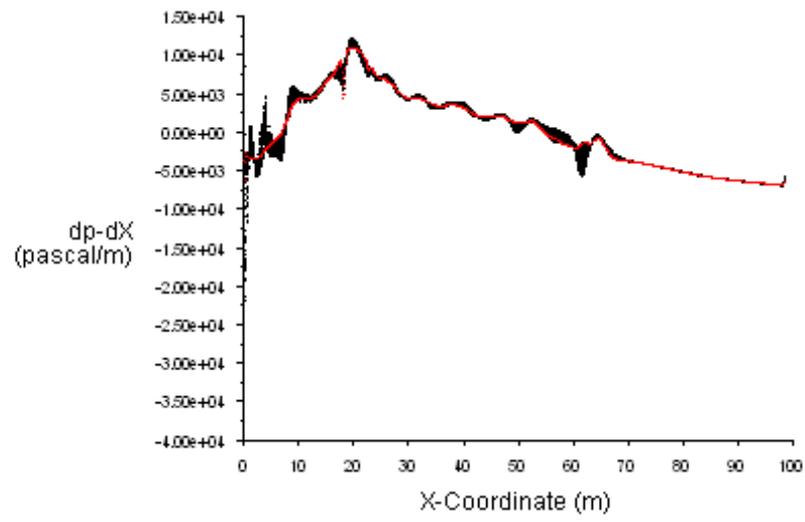
(IV.2.5)



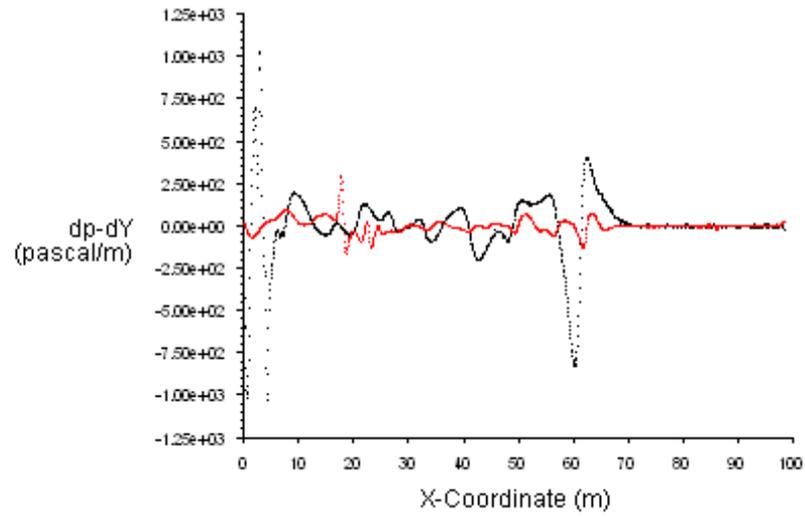
(IV.2.6)



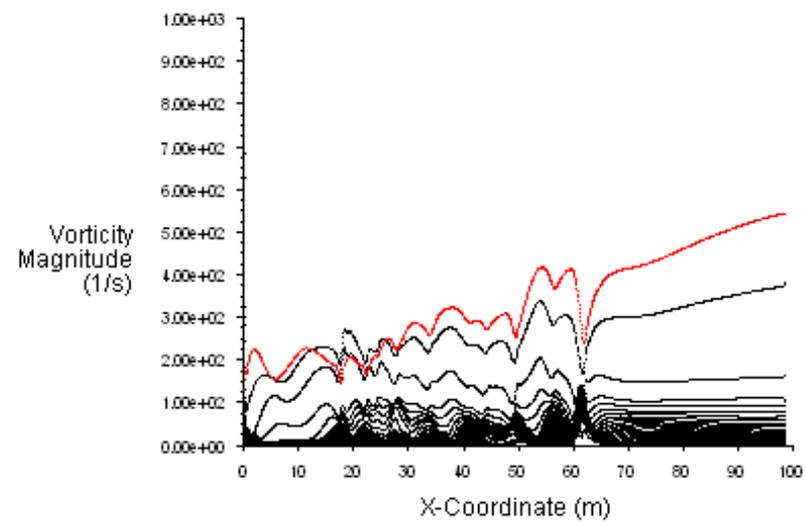
(IV.2.7)



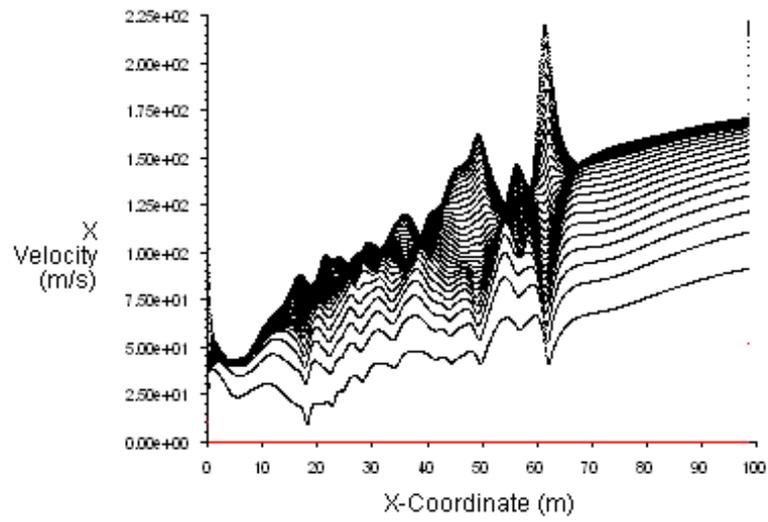
(IV.2.8)



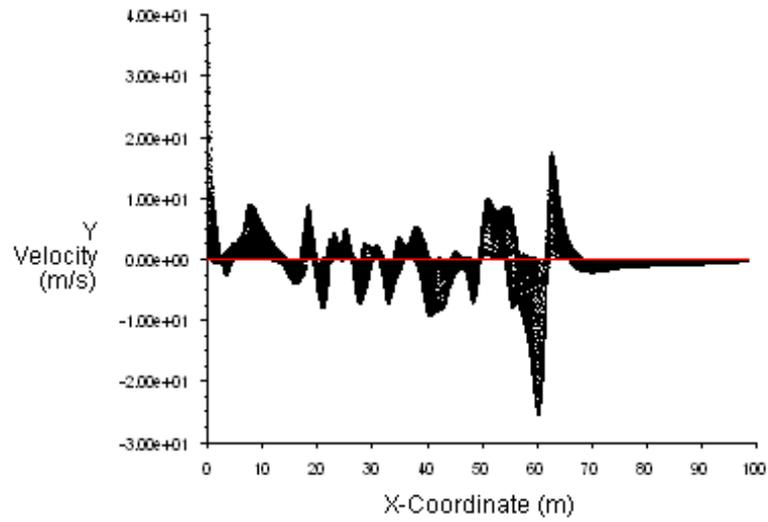
(IV.2.9)



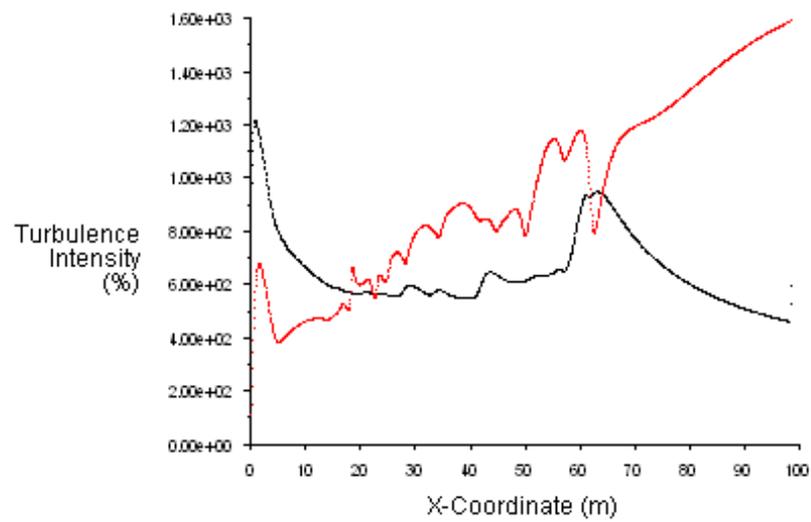
(IV.2.10)



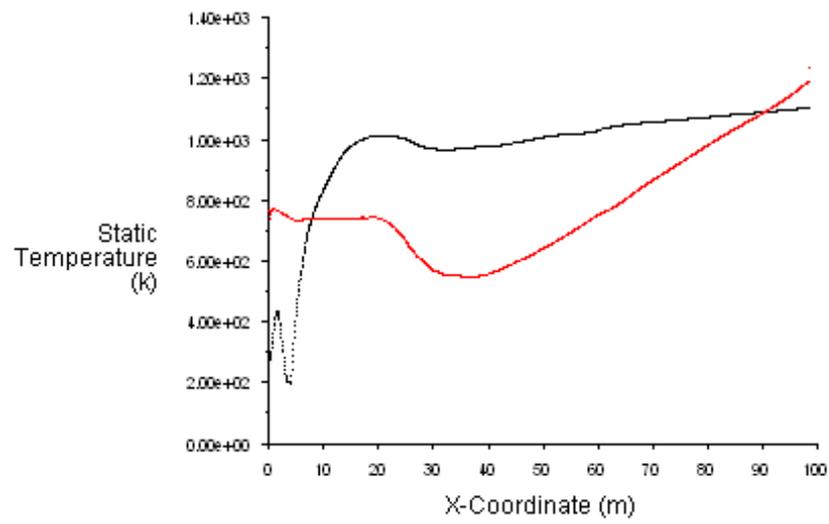
(IV.2.11)



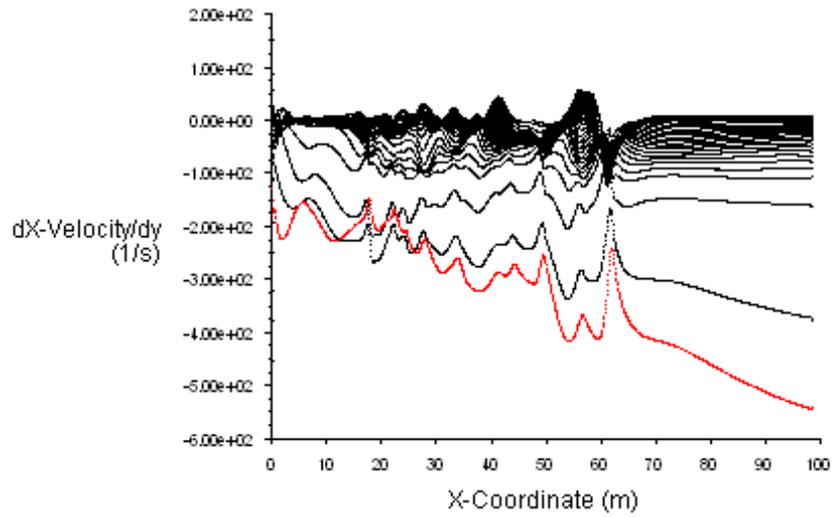
(IV.2.12)



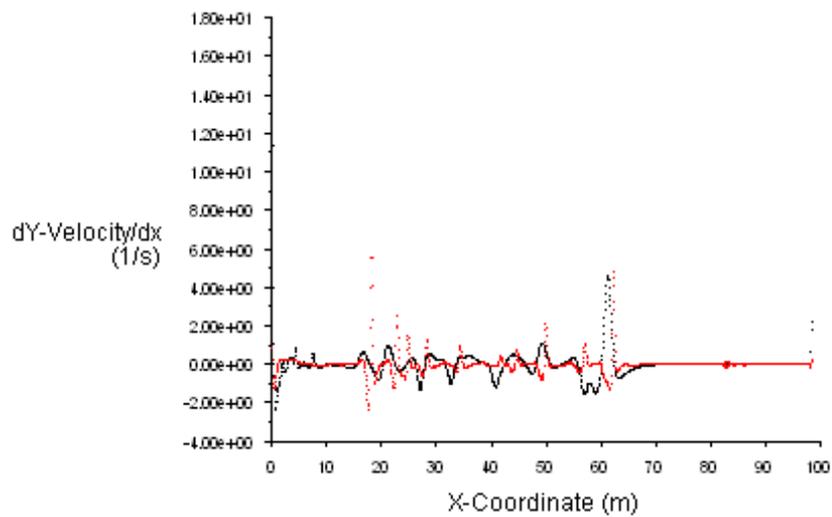
(IV.2.13)



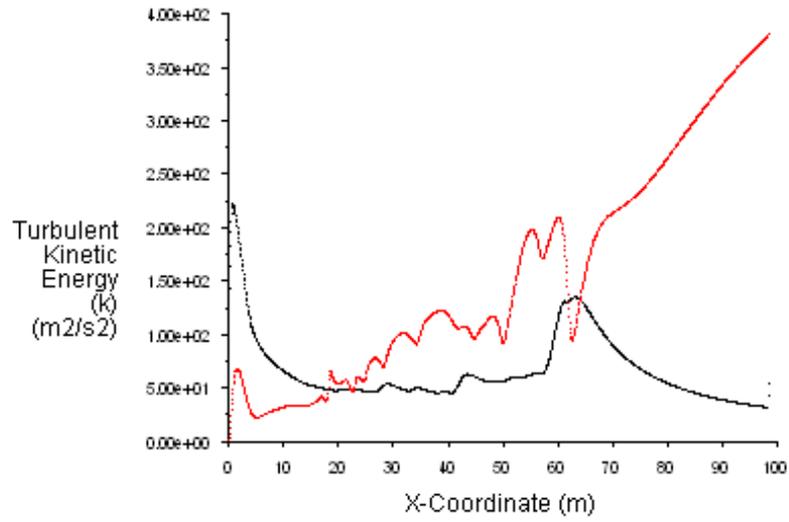
(IV.2.14)



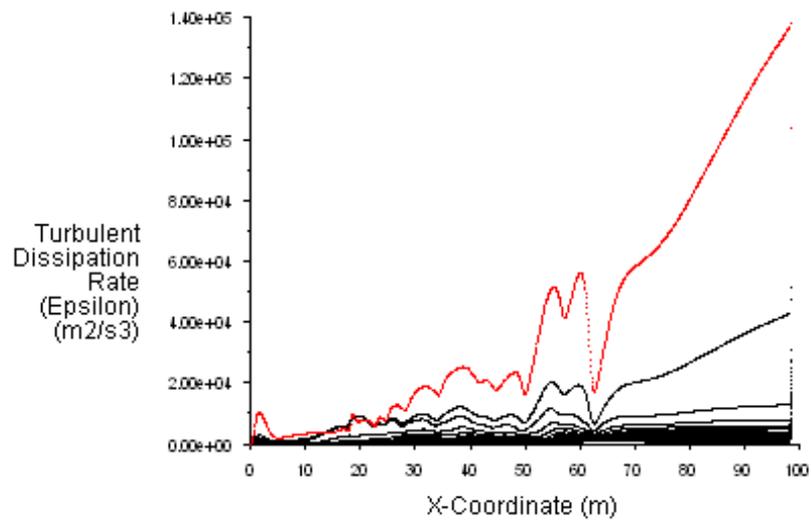
(IV.2.15)



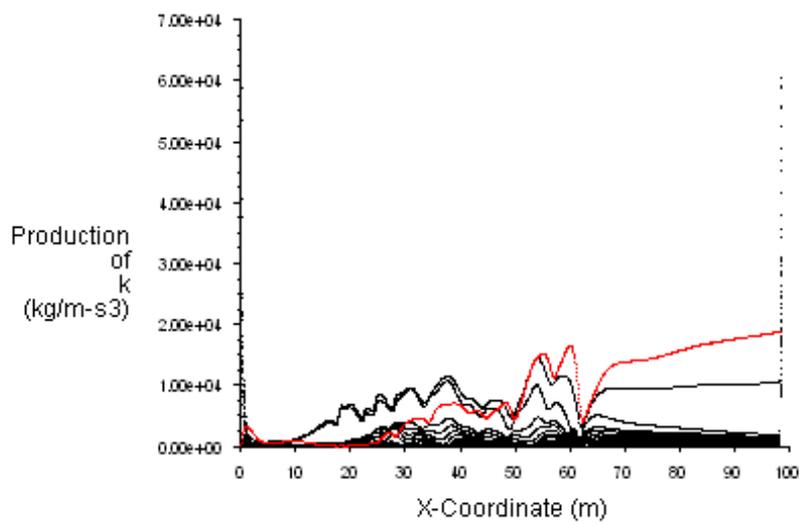
(IV.2.16)



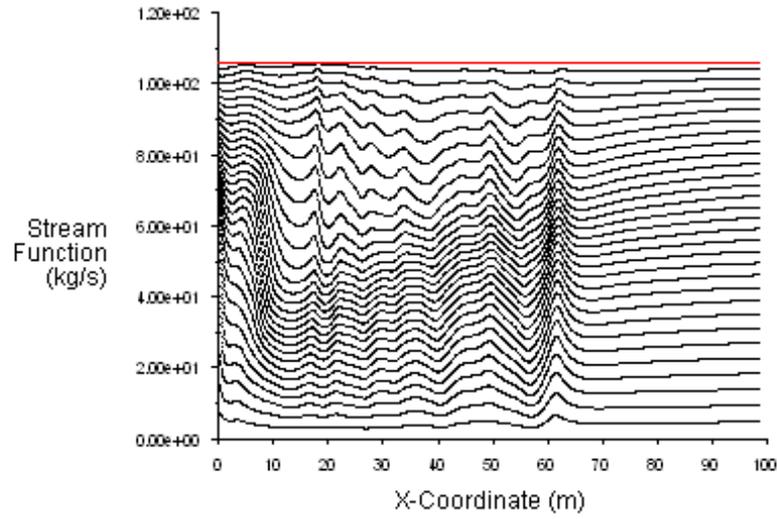
(IV.2.17)



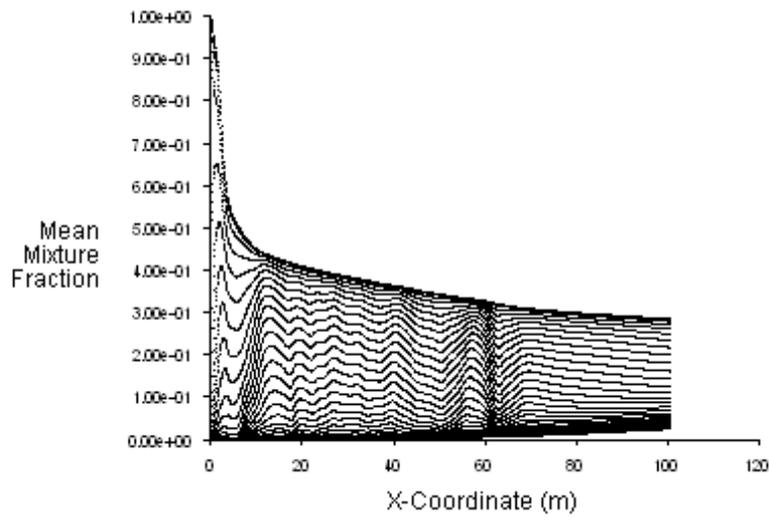
(IV.2.18)



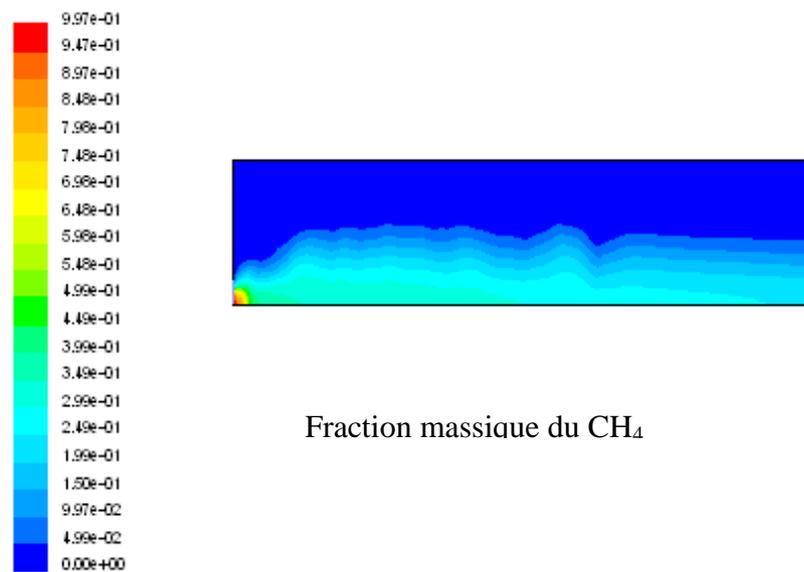
(IV.2.19)



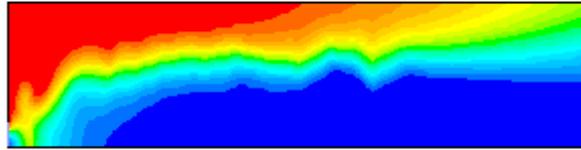
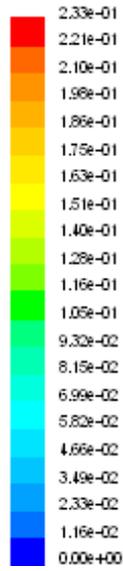
(IV.2.20)



(IV.2.21)

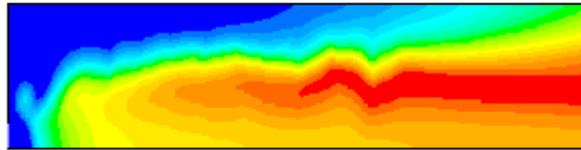
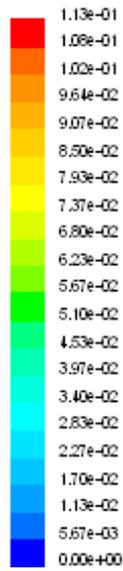


IV.2.22



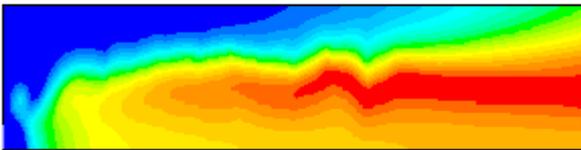
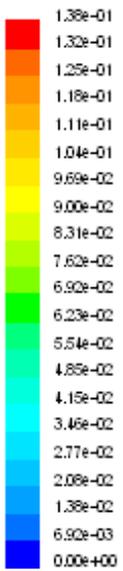
Fraction massique du O₂

(VII2.23)



Fraction massique du H₂O

(VII2.24)



Fraction massique du CO₂

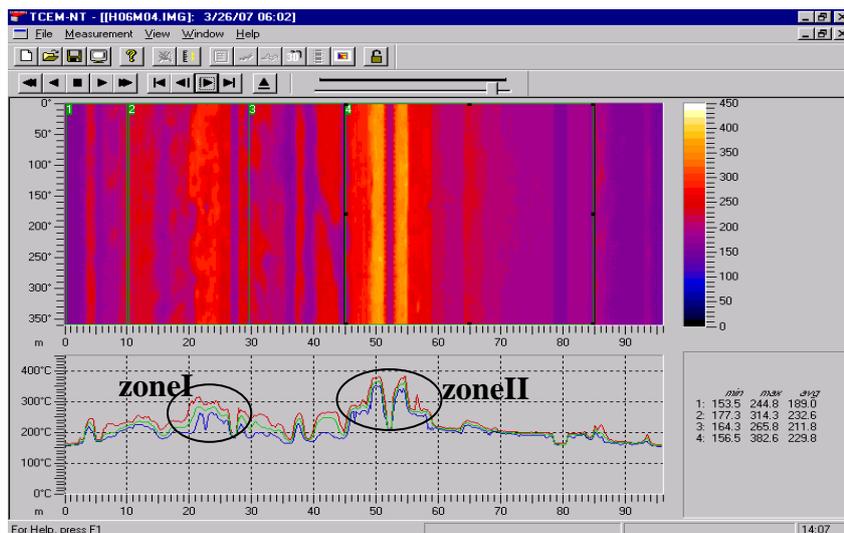
Conclusion générale :

Ce travail s'est concentré sur l'étude des instabilités de combustion des flammes de diffusions confinées et spécialement ceux des phénomènes liés à l'aérothermique (interaction flamme turbulence). La mise en œuvre d'outils de contrôle actif ou passif, à permet de stabiliser la flamme de diffusion (contrôle passif) avec des configurations simples :

- Mise en rotation du fluide central par un autre fluide secondaire à la périphérie,
- Ou en amont d'un obstacle (corps non profilé).

Du point de vue aérothermique ces deux procédés sont d'un grand intérêt afin de favoriser la zone de recirculation permettant à la flamme de s'accrocher. Malgré qu'il existe d'autres moyens de contrôle plus efficace et qui s'adaptent avec n'importe quelle installation industrielle. Le contrôle par excitation acoustique peut rentrer dans une boucle de régulation du brûleur, en se basant sur la rétroaction de la flamme (fréquence mesurée) et l'action de l'onde d'excitation acoustique (source sonore), pour établir un mode déterminé.

Le modèle mathématique de turbulence k- ϵ (RNG), utilisé dans la partie simulation représente les résultats attendus de la simulation de l'écoulement turbulent moyen grâce au code Fluent.



FigIV.12 profil de température à la surface du four de cimenterie, avec les deux zones de perturbations (cimenterie de CHLEF)

L'effet de l'instabilité de la turbulence sur les zones lointaines du four, due à la cascade d'énergie cinétique de l'écoulement turbulent a permis d'interpréter l'érosion du revêtement interne, croutage et brique dans le four, figure IV.2.5. Bien que le modèle k- ϵ (RNG) représente les différentes échelles de turbulences sur la base du nombre d'ondes "k", il a été remarqué l'inexistence de la zone inertielle entre l'énergie cinétique et son taux de dissipation. Il est de même pour le deuxième cas où l'énergie cinétique et son taux de dissipation se

manifestent dans la zone de 60 mètres à la manière de la cascade inverse (et non de la cascade directe). Ce qui ne vérifie pas l'hypothèse de l'écoulement bidimensionnel, où il est question de préservation des tourbillons.

Aussi, les résultats obtenus par rapport au cas réel montrent que : la zone I et la zone II présentent des zones de perturbation impliquant une atténuation des champs de pression, de vitesse et de température en ces endroits du four.

Aussi, il existe un couplage entre différents phénomènes se développant dans le four de cimenterie dont le principal générateur c'est le brûleur et ce, sans tenir compte de la rotation du four. L'influence de la géométrie du four et du brûleur sur la stabilité de l'écoulement ont des conséquences certaines sur le revêtement interne du four de cimenterie.

Notre étude s'est focalisée uniquement sur la problématique de la stabilisation de la flamme du point de vue aérodynamique et le développement d'un écoulement stationnaire pleinement turbulent au sein du four. Une perspective peut être développée dans le contrôle des brûleurs industriels de cimenterie, Il serait judicieux de traiter un exemple, en tenant compte de la partie aéroacoustique où les modes acoustiques du four permettent d'exciter l'écoulement, tout en affectant les fréquences de détachement de tourbillons. Cela donne un grand intérêt pratique dans la régulation du brûleur par des moyens passifs tel que l'excitation acoustique.

Référence bibliographique

- [1]. G.Monnot "La combustion dans les fours et les chaudières", Publications de l'institut Français du pétrole. 1978
- [2]. K.Matveev "Thermoacoustic Instabilities in the Rijke Tube: Experiments and Modeling." PhD, thesis of California Institute of Technology Pasadena, California 2003
- [3]. J.David "Modélisation des transferts radiatifs en combustion par méthode aux ordonnées discrètes sur des maillages non structures tridimensionnels", Thèse de Doctorat de L'institut National Polytechnique de Toulouse, Avril 2004
- [4]. V.Faivre "Etude expérimentale et numérique du contrôle actif de jets dans des chambres de combustion", Thèse de Doctorat de L'institut National Polytechnique de Toulouse, Décembre 2003
- [5]. M.Charles et E.Martin "Etude énergétique des instabilités thermo-acoustiques et optimisation génétique des cinétiques réduites", Thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de Toulouse, décembre 2005
- [6] G.Lartigue "Simulation des grandes échelles et instabilités de combustion", Docteur de l'institut national polytechnique de Toulouse, Novembre 2004
- [7] Ph.Marty - IUP Génie des Systèmes Industriels de Grenoble, <http://acoustique.ec-lyon.fr>
- [8]. S.A.Goldenberg et V.S.Pélévine "Influence des pressions réduites sur la vitesse normale de la flamme", revue de l'institut français du pétrole, avril 1958, XIII, N°04, p538-543.
- [9]. Technique d'ingénieur, article BE8045, BM2520
- [10] World Cement "How to reduce energy consumption" January 2002, Volume 33: N°1.
- [11] Denis Veynante, « Modélisation et simulation numérique de la combustion turbulente » www.idris.fr/docs/journal/pdf_N.3/N3veynam.pdf
- [12] " Le diagnostique énergétique d'une cimenterie " , PRISME, www.IEPF.org
- [13] S.Noui "Etude numérique de la combustion des gaz dans un four de cimenterie", thèse de magistère, Faculté des sciences exactes département de physique, Université de Batna Mars 2006
- [14] M.B.Johnson "Aerodynamic Control and Mixing with Ramp Injection", Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Engineer, California Institute of Technology Pasadena, California 2005
- [15] A.Wyngolik, F.baillot et D.demare "Influence de la couche cisailée sur une flamme liftée non-prémélangée", Université et INSA de Rouen. 17^{ème} congrès français de mécanique-Troyes, septembre 2005

- [16] R.Guenoune "Simulation numérique d'un jet coaxial turbulent avec différence de densité", Thèse de Magistère en physique, Université El hadj Lakhdar, Batna
- [17] A. Cenedese "Méthodes optiques pour l'étude de la turbulence bidimensionnelle", Département d'hydraulique, Université Degli Studi de Rome "La Sapienza", Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2006, Toulouse, 19 - 22 septembre 2006
- [18] C.Tournier "polycopie d'aérothermique", Ecole nationale supérieure d'ingénieurs de mécanique énergétique, Université de valenciennes et du Hainaut-Cambresis
- [19] D. Lieberman "Detonation Interaction with Sharp and Diffuse Interfaces", Thesis of the Degree of Doctor of Philosophy, California Institute of Technology Pasadena, California 2006
- [20] "Large-eddy simulation of a bluff-body stabilized nonpremixed flame"; www.elsevier.com/locate/combustflame.
- [21] C. Caliot "Modélisation et simulation de l'émission énergétique et spectrale d'un jet réactif composé de gaz et de particules à haute température issus de la combustion d'un objet pyrotechnique", Thèse doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Mars 2006.
- [22] C. Prière "simulations aux grandes échelles : application au jet transverse", Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Janvier 2005.
- [23] C. Bailly "Turbulence", <http://acoustique.ec-lyon.fr>
- [24] M. Farge "Evolution des théories de la turbulence développée" LMD-CNRS, Ecole Normale Supérieure 24, rue Lhomond 75231, Paris Cedex5.
- [25] Y. Demagh "Modélisation par élément finis des transferts thermiques : application de la cimenterie de Hamma Bouziane", Mémoire de magistère, université de Batna 2002
- [26] M. L. Facchinetti, E. d. Langre et F. Biolley "Un modèle phénoménologique des vibrations induites par détachement tourbillonnaire", 16^{ème} Congrès Français de Mécanique Nice, 1-5 septembre 2003
- [27] N.A.Chigier, and A., Chervinsky, "Experimental investigation of swirl vortex motion in jets", Journal of Applied Mechanics, (1967), p 443-451.
- [28] A.Bouziane, A.Khalfi , S.Laouedj et M.Aminallah, "Simulation numérique d'un écoulement réactif swirlé par trois modèles de turbulence", Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Département de Génie Mécanique, laboratoire de matériaux et systèmes réactifs. Sidi bel abbés, Algérie -17ème Congrès Français de Mécanique Troyes, Septembre2005
- [29] "Détermination d'un modèle structural pour un polymorphe du ciment anhydre"
F.Dunstetter [http:// www.llb.cea.fr/ soleil-LLB/ Diffractionpoudres/ PGF/ F.Dunstetter.pdf](http://www.llb.cea.fr/soleil-LLB/Diffractionpoudres/PGF/F.Dunstetter.pdf)
- [30] Documentation Fluent6.1.22- Fluent.Inc

ANNEXES

ANNEXE A :

I. Tube Rijke (théorème de Rayleigh)

Les instabilités de combustion résultent d'une interaction thermo-acoustique entre le dégagement de chaleur d'une flamme et l'acoustique de la chambre de combustion (Rayleigh) [5].

Au 19^{ème} siècle Rayleigh propose un critère de la chaleur tirée de l'oscillation acoustique. [3]

“If heat be given to the air at the moment of greatest condensation, or be taken from it at the moment of greatest rarefaction, the vibration is encouraged. On the other hand, if heat be given at the moment of greatest rarefaction, or abstracted at the moment of greatest condensation, the vibration is discouraged.”

Ce critère peut être efficacement exprimé à travers une transformation de l'énergie thermique en énergie acoustique. En considérant l'équation de conservation. Culick (1976) tire une expression du supplément d'énergie transformé en acoustique [3].

Où :

$$\Delta E = \frac{\gamma - 1}{P_0 \gamma} \int_V dV \int_t^{t+T} P' \dot{Q}' dt \quad (1)$$

p' : pression de perturbation ; Q' : fluctuation du taux de dégagement de chaleur ;

γ : constante des gaz ; P_0 : pression moyenne du milieu ; V : volume de la chambre
 T : période du cycle.

L'équation (1) c'est l'interprétation explicite du critère de Rayleigh, montrant que l'instabilité est favorable lorsque la fluctuation du dégagement de chaleur est en phase avec la perturbation de la pression. **Si l'énergie mise en jeu dépasse les pertes acoustique donc le système est instable.**

Lorsque les tourbillons détachés brûlent, elle apparaît une fluctuation de pression qui induit une perturbation du champ de vitesse au niveau de la surface externe. **Se composant acoustique de la vitesse modifie le processus de la formation des tourbillons, en affectant la boucle du système de détachement des tourbillons.** Dans le régime établi stable, et pendant un cycle, l'énergie acoustique transformée depuis la chaleur dégagée est égale aux pertes acoustiques. [3] p158.

Pour voir l'effet que ça fait une source de chaleur; une flamme dans un conduit confinée en présente l'expérience du tube de Rijke.

Le tube Rijke est un système commode pour étudier l'instabilité thermoacoustique que se soit théoriquement où expérimentalement.

Le tube Rijke original (Rijke 1859) consiste en un tube vertical avec une gaze introduit dans le milieu de la partie inférieur du tube et chauffé par une flamme figure1. Il apparaît un écoulement moyen dû à la convection naturelle. Pour des températures élevées, des sons bruyants sont générés. L'équation (1) donne l'apparition de cette onde amplifiée dans le tube.

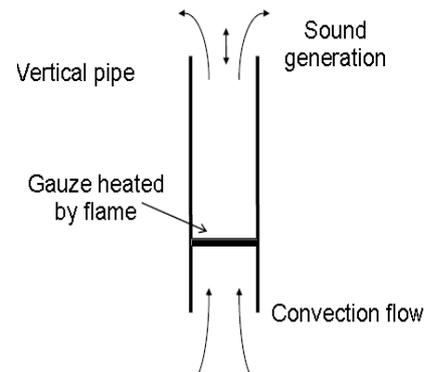


Fig.1 Tube de Rijke

Malgré la simplicité du tube vertical, mais il ne permet pas des variations dans l'écoulement moyen ainsi que l'énergie fournie au gaze (étouffe transparente très légère).

Un Rijke horizontal avec un écoulement moyen assuré au biais d'un ventilateur de tirage. L'air traversant la gaze est chauffé électriquement et ainsi il a surmonté le déficit.

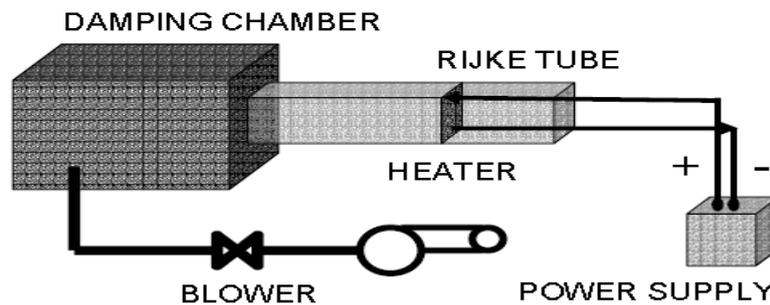


Fig.2 Un tube de Rijke électrique avec écoulement moyen forcé

L'avantage du tube Rijke électrique c'est la possibilité de contrôler avec précision les paramètres moyens du système, **la position de la source de chaleur, la quantité de chaleur dégagée et le débit d'air**. Ce type de tube Rijke convient très bien pour comprendre le comportement d'un four de cimenterie en vers la thermoacoustique engendrée par la flamme confinée dans un écoulement moyen forcé. Pour certain plage des paramètres moyens du système, le tube produit un son bruyant fréquentiel avec les fréquences propres du système (il est considéré comme un résonateur).

II. Présentation des résultats des expériences du tube de Rijke :

L'approche suivie dans les expériences du tube Rijke pour localiser la limite d'instabilité est procédée comme suit : pour une position de la source de chaleur et une valeur donnée du débit massique, l'énergie fournie à l'air est augmenté graduellement jusqu'à passage de l'état stable à l'état instable (limite d'instabilité) figure5,et 6.

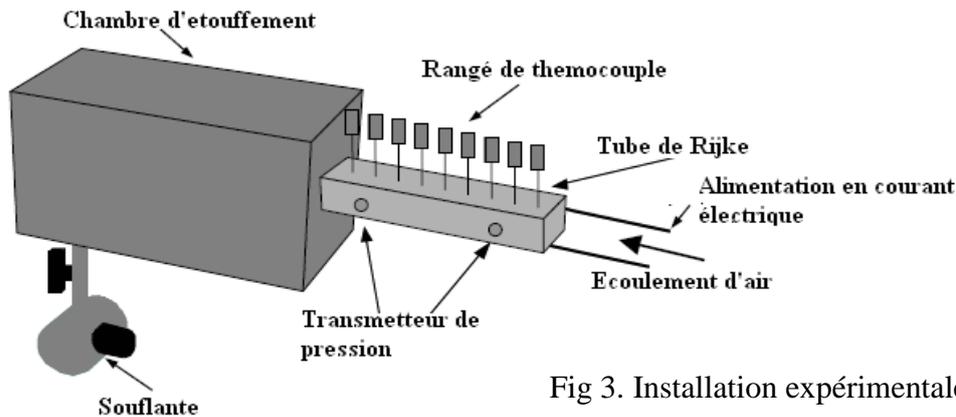


Fig 3. Installation expérimentale de tube Rijke

La relation de l'énergie de chaleur critique en fonction du débit massique à une forme parabolique déformée, définissant la transition entre l'état stable et le régime excité, figure4. Pour des débits massique très bas et très hauts la limite de stabilité croix rapidement suivant la forme de la cloche. Pour les expériences de la figure4 le maximum d'énergie réalisable est 1300W, et les extrémités haut et bas du débit massique (l'apparition de l'instabilité) sont 0.5 et 3.5g/s. La valeur minimum de l'énergie nécessaire pour déstabiliser le système (proche de 160W) est obtenue à un débit massique proche de 0.9 g/s.

Les barres d'erreurs des expériences ont tendance de croître avec l'augmentation du débit massique et l'énergie fournie figure7. **Cependant la composante du bruit relative au débit massique est généralement plus fort dans les bas débits massiques que les plus élevés figure4.** Cela est expliqué par le défaut d'air qui peut subsisté dans le système ou les perturbations en alimentation d'air. Pour un débit massique dépassant 2.8 g/s, la limite de stabilité se divise en deux branches figure7-a : une correspond à l'augmentation de la variation d'énergie et l'autre à la baisse d'énergie. Cela est la manifestation de l'effet de l'hystérésis. Chaque fois que le débit massique est important, l'hystérésis est forte. Pour des débits massiques bas et modérés la boucle de l'hystérésis existe dans les barres d'erreurs. Choses qui ne peut révéler que l'hystérésis existe le cas échéant, elle est petit dans se régime.

Le cas où la stabilité est proche de la vertical, cette abus réside dans la barre d'erreur expérimentale et donc l'hystérésis ne peut être réclamé dans cette zone.

Dans le cas de la figure7-a et b, c'est le premier mode acoustique du tube qui domine et qui est responsable de l'instabilité avec une fréquence proche de 180Hz figure8-aet b, par contre la figure7-c c'est le deuxième mode acoustique du tube qui est responsable de l'instabilité et la fréquence est pris dans l'intervalle : 350 à 370 Hz figure8-c. La forme générale des courbes de stabilité du tube Rijke, est en concordance avec des investigations antérieures, (Marone et Tarakanovskii 1967, Katto et Sajiki 1977).

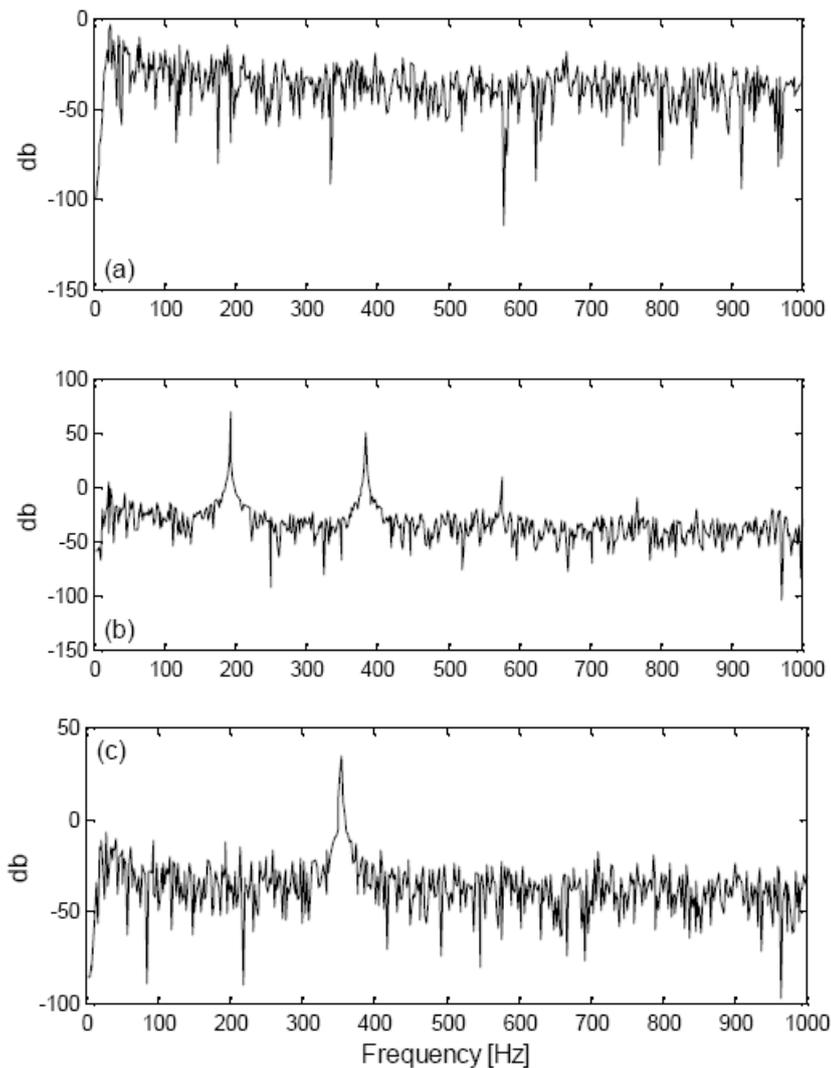


Figure 4: spectre d'énergie du signal de la pression:

*(a) position de la source de chaleur $x/L = 1/4$, énergie fourni 956W, débit massique 3.35g/s;
 (b) $x/L = 1/4$, 1094W, 3.08 g/s; (c) $x/L = 5/8$, 718 W, 2.40 g/s.*

Figure 5: Un état stationnaire des enregistrements du tube Rijke. $x/L=1/4$; cas stable

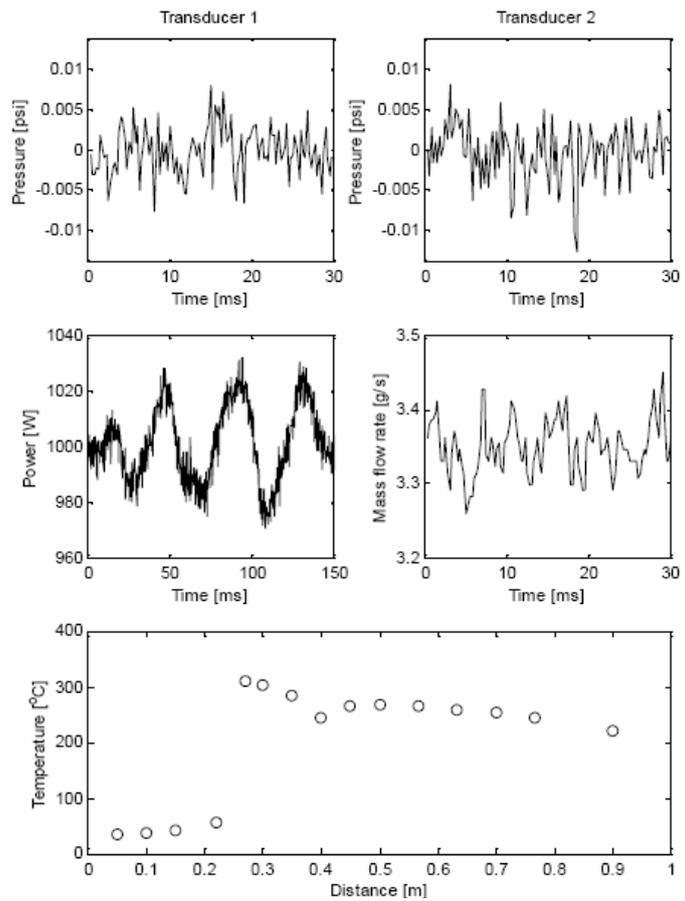
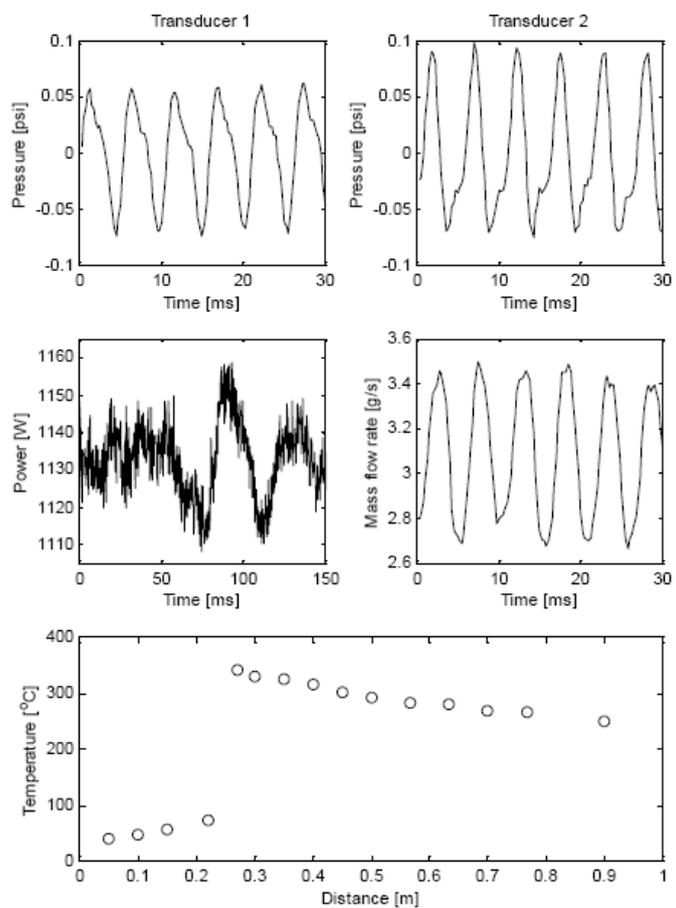


Figure 6: Un état stationnaire des enregistrements du tube Rijke. $x/L=1/4$; cas excité



L'effet de la position de la source de chaleur sur l'instabilité et l'excitation du mode acoustique.

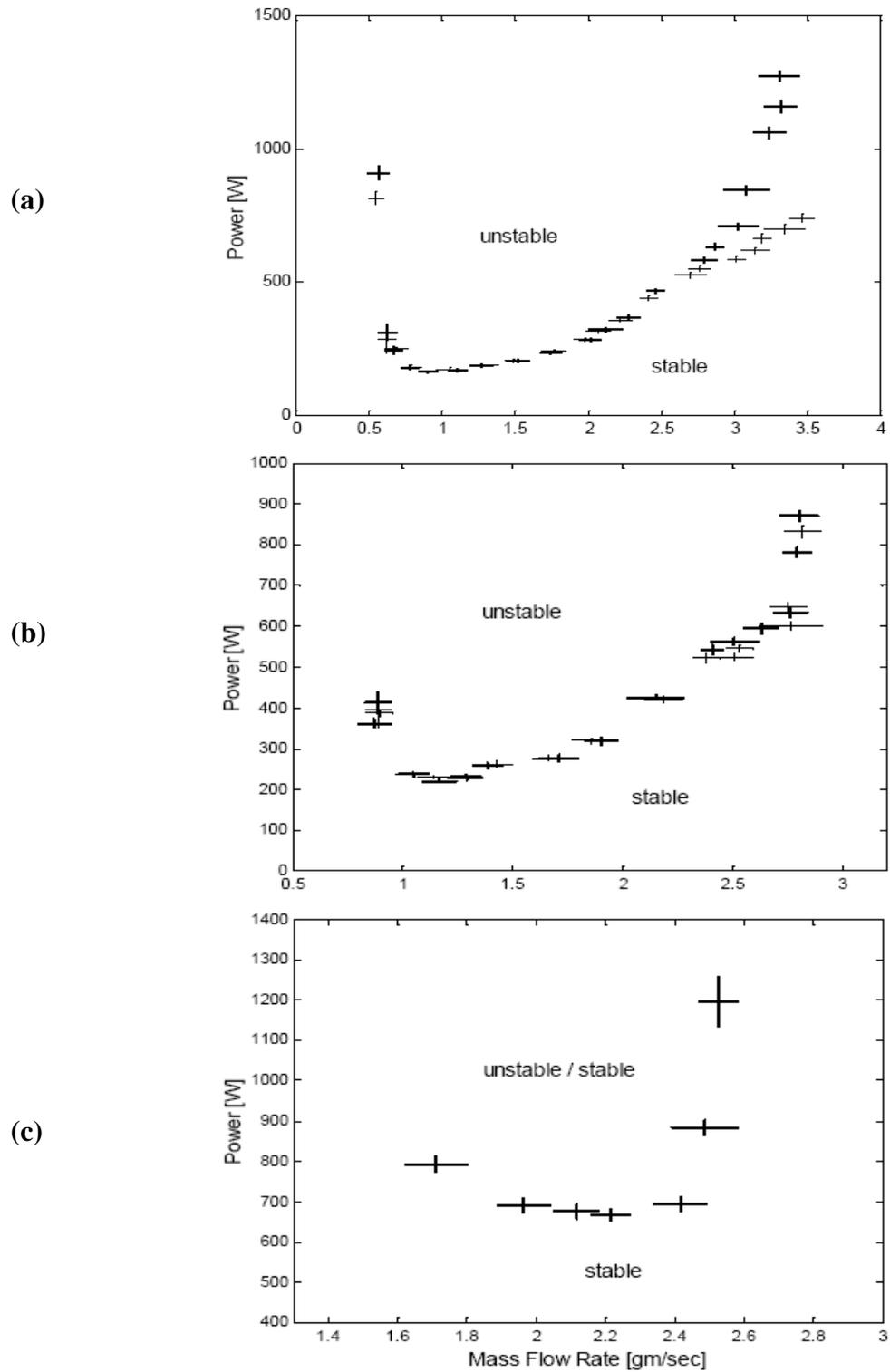
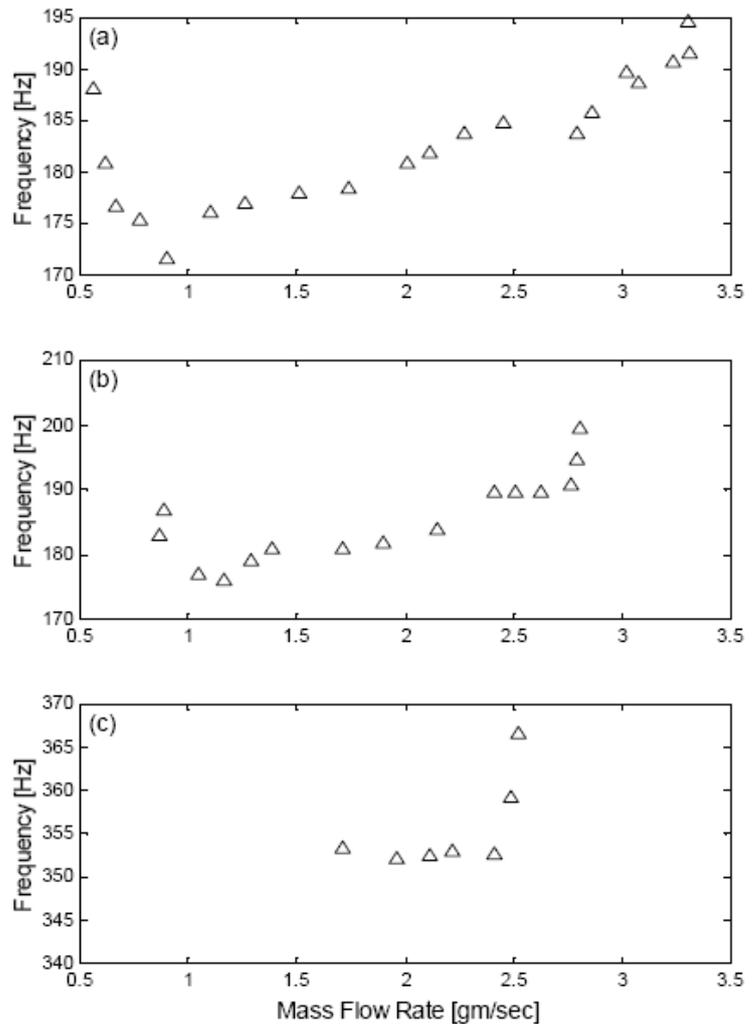


Figure 7 : La limite de stabilité pour différents positions de la sources de chaleurs :
 (a) $x/L = 1/4$; (b) $x/L = 1/8$; (c) $x/L = 5/8$.

Figure 8 les fréquences dominantes lors de la transition à l'état instable pour les expériences de la figure 7(a,b,c)



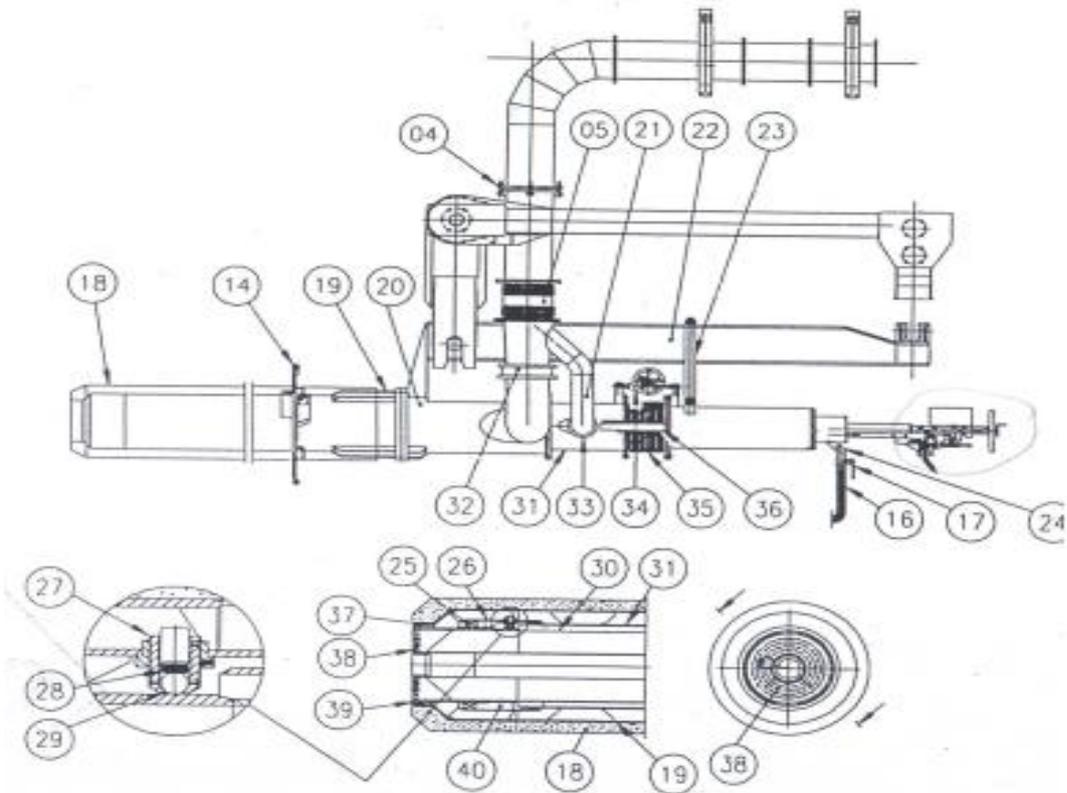
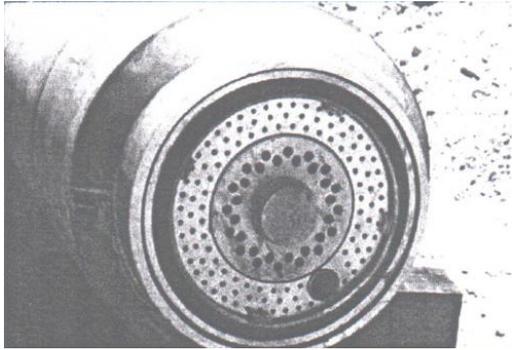
Dans les résultats expérimentale de l'expérience du tube Rijke [2], les limites de stabilités ont été étudié pour 3 position de la source de chaleur $x/L=1/4$, $x/L=1/8$, et $x/L=5/8$.

Les deux premier cas, c'est le premier mode acoustique qui cause l'instabilité. Dans le troisième cas, c'est le deuxième mode qui est responsable de l'instabilité. Une hystérésis de la limite de stabilité est détectée à des débit massique plus élevés pour une position $x/L=1/4$ et quelquel soit le débit massique pour une position $x/L=5/8$. Un profil de température non uniforme était observé pour toutes expériences (sauf sans source de chaleur). Dans les conditions d'un état stationnaire, le spectre du signal acoustique montre clairement une majorité de pics correspondant aux modes propres instables ainsi que les petits pics aux grandes fréquences associer à une grande harmonie du mode auto excitation.

Pour les position $x/L=1/4$ et $x/L=1/8$ les limites du cycle d'amplitudes et fréquences ont tendance de croître chaque fois qu'on augmentent l'énergie de la source de chaleur. Pour la position $x/L=5/8$, la limites du cycle disparais en dépassant une signifiante valeur d'énergie puis le système transit à un état stable.

ANNEXE B :

I. Détail géométriques du brûleur Dioflex :



Détail (25) du de l'organe tourbillonnaire:



Représentation du détail des parties mobile (contrôle actif) du brûleur DIOFLEX:

Pour $X_2 > X_1$ la section de sortie de l'air primaire (espace annulaire) diminue. Ainsi que pour le noyau central peut glisser jusqu'à dépassé la lèvre du brûleur, servant à un Bluff Body et servant a augmenté l'angle d'ouverture du gaz (jet central).

