

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Hassiba Benbouali de Chlef

Faculté de Technologie

Département de Génie Mécanique



THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : **ENERGETIQUE**

Par

MOHAMED NIAL

Thème :

**CARACTERISATION, CONTRÔLE DYNAMIQUE ET ACOUSTIQUE
D'UNE FLAMME DE DIFFUSION EN VUE DE L'OPTIMISATION DE LA
TRANSITION DE MATIERE DANS UN FOUR DE CIMENTERIE**

Soutenue le 28/11./2021, devant le jury composé de :

H.ZAHOUL	Professeur	Université de Chlef	Président
M.N.BOUAZIZ	Professeur	Université de Médéa	Examineur
A.BENAROUS	Professeur	Université de Blida	Examineur
M.MERIEME BENZIANE	Professeur	Université de Chlef	Examineur
A.ZAARAOU	Professeur	Université de Khemis Meliana	Examineur
L. LOUKARFI	Professeur	Université de Chlef	Directeur de thèse
H. NAJI	Professeur	Université d'Artois (France)	Invité

DEDICACES

Je dédie le fruit de ce mémoire

A mon défunt père et ma chère mère, symboles de ma réussite.

A ma petite famille, ma femme et mes enfants.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance au professeur L.LOUKARFI directeur de cette thèse pour son encadrement tout au long des années de mon cursus de post-graduation et de m'avoir fait confiance et laissée toute liberté dans mes initiatives. Il s'est montré très disponible pour relire et corriger ce manuscrit.

Enfin, j'ai beaucoup appris de lui pour évoluer à la fois dans le monde académique et professionnel. Je le remercie pour sa mission d'encadrement et sa patience qui insuffle l'envie et l'énergie aux étudiants.

Je remercie également le professeur H.NAJI de l'université d'Artois (France), de m'avoir aidée à l'élaboration de l'article scientifique et de m'avoir orienté par ses conseils pour la finalisation de l'article. Merci également à la gentillesse de l'ingénieur système A.TEHARI et son équipe à l'ECDE Chlef.

Je souhaite naturellement remercier messieurs M.N.BOUAZIZ, A.BENAROUS, M.MERIEB BENZIANE et A.ZAARAOUI pour avoir accepté d'être examinateurs et pour avoir évalué mon travail.

Je remercie également le Professeur H.ZAHLOUL d'avoir accepté de présider l'aimable jury. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à ma petite et grande famille de supporter mes tracas et répondre à mes caprices avec élégance.

Je remercie toutes personnes m'aidées à établir ce modeste travail.

المخلص

يتعلق العمل الحالي بتوصيف ظروف عمل الفرن الدوار في مصنع الأسمنت مع مزيد من التفاصيل حول دور الموقد وتأثير الشعلة في منطقة الحرق وكذا ظروف استقرار هذه الشعلة عبر الخصوصية الهندسية للموقد. لأسباب تتعلق بتعقيد الإشكالية اتخذنا بعض الفرضيات واخترنا محاكاة ثنائية الأبعاد لوصف التدفق المضطرب عبر الفرن الدوار. التطور الكامل للتدفق المضطرب يتم بتفاعل التيارات المشتركة للشعلة وتدفق الهواء الثانوي الساخن المستعاد من تبريد مادة الكلنكر. يتم التحكم في الشعلة عن طريق النفث التفاعلي للهواء الأولي عبر الموقد مما يسمح بإثارة تشكل هياكل الدوامات في منطقة تداخل المزيج الحاصل بين الوقود و الهواء، والتأثير على التدفق الناتج بعيداً عن الموقد وإثارة أمواج صوتية تؤثر على تنظيمه و تبديد طاقته الحركية. تكشف نتائج عمليات المحاكاة أن بيانات السرعة ودرجة الحرارة تختلف باختلاف الظروف الأولية المزودة للشعلة. تؤكد نتائج هذه المحاكاة توافقها مع قياسات منحنى درجة حرارة عبر الفرن وأيضاً موقع حلقات التكتل المادة في منطقة الحرق.

Abstract:

The present work concerns a characterization of the operating conditions of the rotary kiln in a cement plant with more details on the role of the burner and the impact of the diffusion flame in the firing zone. For reasons of complexity of the problem, we opted for a two-dimensional simulation turbulent flow in a rotary kiln. The complete development of the turbulent flow is achieved by the interaction of the combined currents of the diffusion flame and the flow of the hot secondary air recovered from the cooling of the clinker material. The

control of the reactive jet is made by the primary air of the coaxial jet, which allows the excitation of the mode of formation of coherent structures, influencing the resulting flow away from the burner and organizing the dissipation of its kinetic energy. The simulations results reveal that the velocity and temperature profiles depend on initial conditions of the reactive jet. The energy cascade of the turbulent flow is dependent on the pre-established excitation mode. These simulations explained the temperature measurements of the shell kiln and also the location of the concretion rings in the firing zone.

Résumé:

Le présent travail porte sur une caractérisation des conditions de travail du four rotatif dans une cimenterie avec plus de détails sur le rôle du brûleur et l'impact de la flamme de diffusion dans la zone de cuisson. Pour des raisons de complexité du problème, on a opté pour la simulation d'un écoulement turbulent bidimensionnel dans le four rotatif. Le régime d'écoulement pleinement turbulent se développe depuis l'interaction en co-courant du jet réactif issu du brûleur coaxial et un écoulement d'air secondaire chaud récupéré à partir du refroidissement du clinker. Le contrôle du jet réactif est fait par l'air primaire du jet coaxial, qui permet l'excitation du mode de formation des structures cohérentes, influençant l'écoulement résultant loin du brûleur et organisant la dissipation de son énergie cinétique. Les résultats des simulations révèlent que les profils de vitesse et de température dépendent considérablement avec les conditions initiales du jet réactif. La cascade d'énergie de l'écoulement turbulent est dépendante du mode d'excitation préétablie. Ces simulations expliquent les mesures de températures de la virole du four et aussi l'emplacement des anneaux de concretion dans la zone de cuisson.

Mots clés : Four rotatif, brûleur, frottement pariétal, échelles de turbulence, k- ϵ RNG, Fluent.

TABLE DES MATIERES

Résumés: Arabe - Anglais - Français.....	04
Liste des figures	07
Liste des tableaux	08
Introduction générale	18
Chapitre I : Enjeux industriels et économiques	
1.1 Enjeux industriels et production mondiale	21
1.2 La problématique et les objectifs de l'étude	25
Chapitre II : Fonctionnement du four rotatif d'une cimenterie	
II.1 Le principe général de fonctionnement des fours rotatifs des cimenteries.....	26
II.1.2 Calcinateur et précalcinateur.....	31
II.1.3 Le procédé typique de fabrication de clinker	32
II.1.4 Le transport et la transition de la matière dans le four rotatif	34
II.1.4.2 Le transport aéraulique (principe de saltation).....	36
II.1.5 La formation de l'anneau de rétention dans la zone cuisson	39
II.1.6 Les transferts thermiques dans le four rotatif.....	49
II.1.7 Les émissions dues au processus de fabrication de clinker.....	52
II.2 Le brûleur industriel.....	52
II.3.1 Les indices de contrôle d'une flamme de diffusion sur un brûleur industriel.....	54
II.4 Les sources d'instabilité d'une flamme de diffusion.....	55
II.4.1 Thermochimique.....	55
II.4.2 Aérothermique	56
II.4.3 Thermoacoustique.....	56
II 4.4 Le contrôle par plasma d'une flamme de diffusion.....	59
Chapitre III : Le contrôle actif et passif d'une flamme de diffusion	
III.1 Stabilité de la flamme de diffusion du jet coaxial.....	61
III.1.2 La longueur de la flamme de diffusion	

III.2 Choix des paramètres de contrôle de la flamme de diffusion	62
III.2.1 Le contrôle par la mise en rotation de la flamme de diffusion.....	65
III.2.2 Le contrôle acoustique de la flamme de diffusion.....	68
III.2.2.1 Les ondes stationnaires d'un conduit ouvert	70
III.2.2.2 La rétroaction des ondes acoustiques.....	71
III.2.3 La technique du contrôle acoustique d'une flamme de diffusion.....	72
 Chapitre IV : Modélisation et simulation de l'écoulement turbulent résultant	
IV.1 Les méthodes de résolution approchée des équations de Navier-Stokes	74
IV.2 Equations nécessaires pour la modélisation.....	76
IV.2.1 La formulation mathématique.....	76
IV.2.2 Le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ RNG (ReNormalization Group).....	78
IV.2.3 Modèle de flamme non-prémélangée.....	82
IV.2.4 Modèle de source de bruit à large bande.....	85
IV.3 Traitement près des parois	86
IV.4 Le code Fluent 6.3.26.....	87
IV.4.1 Maillage et conditions initiales et aux limites.....	87
IV.4.2 Procédure de résolution.....	90
IV.4.3 Algorithme de calcul.....	92
 Chapitre V : Analyse des résultats	
Analyse des résultats	93
V.1 Le champ des pressions	94
V.2 Champ de températures.....	97
V.3 Champ de vorticité et champ de vitesses	99
V.4 Profil de la moyenne de fraction de mélange et contour des fractions massiques des différentes espèces	105
Conclusion générale	107

Nomenclature

a_{ij} : Nombre d'atomes de l'élément j dans la molécule de l'espèce i

C_p : Capacité calorifique du mélange

Da : Nombre de Damköhler

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

f : Fraction de mélange

f_n : Fréquence naturelle du jet

F_x : Forces externes

F_r : Force de pesanteur

\tilde{f} : La moyenne de la fraction de mélange

\tilde{f}'^2 : Variance de la fraction de mélange

H : Enthalpie totale instantanée

h : Enthalpie spécifique du mélange

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

k : Energie cinétique de la turbulence.

\dot{m}_j : Débit massique de l'espèce " j "

M_i : Masse molaire de l'espèce " i "

M_j : Masse molaire de l'espèce " j "

p_1 : La fonction de densité de probabilité de la fraction de mélange du fuel

p_2 : La fonction de densité de probabilité de la fraction de mélange du comburant

p_{sec} : La fonction de densité de probabilité de la fraction de mélange secondaire normalisée

Pr_t : Le nombre de Prandtl turbulent

S : Nombre de Swirl

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

St : Nombre de Stockes

T : Température du mélange

T_c : Température du gaz chaud

T_f : Température du gaz froid

u_x, u_r, u_z : Vitesses suivant les coordonnées cylindriques (axisymétriques)

Y_i : Fraction massique de l'espèce i

Z_j : Fraction massique élémentaire de l'élément j

$Z_{j,c}$: Fraction massique élémentaire de l'élément j dans le carburant

$Z_{j,co}$: Fraction massique élémentaire de l'élément j dans le comburant

σ : Le nombre de Boltzmann

α : Le nombre de Prandtl effectif inverse

τ_t : Temps turbulent

τ_c : Temps chimique

λ_t : Coefficient de conduction turbulente

λ : Conductivité thermique

ε : Energie de dissipation

δ_{ij} : Delta de Kronecker

μ_t : Viscosité dynamique turbulente

η : Taux de déformation de l'écoulement moyen

λ_{eff} : Conductivité thermique effective ($\lambda + \lambda_t$, où λ_t est la conductivité thermique turbulente)

$(\tau_{ij})_{eff}$: Tenseur effectif newtonien des contraintes visqueuses (représente la chaleur due à la viscosité)

Abbreviations:

AMG : Algebraic Multigrid

BPT : Best Practice Technology

BAT : Best Available Technology

CFD : Computational Fluid Dynamic

C_3S : $3CaO SiO_4$, dite Alite

C_2S : $2CaO SiO_4$, dite Belite

DNS : Direct Numerical Simulation

FRIF : Fondation de Recherche Internationale sur les Flammes

LES : Large Eddy Simulation

NCF : Notation Chimiste De Ciment

N-S : Navier-Stockes

PDF : Probability Density Fonction

PAF : Perte au feu

PIB : Produit Intérieur Brut

RANS : Reynolds Average Navier-Stokes

FW-H : Ffowcs-Williams and Hawkings formulation

Liste des figures

Figure 1: La production mondiale en ciment pour l'année 2018 par région et principaux pays producteurs

Figure 2: Une ventilation de la consommation d'énergie

Figure 3: Une ligne de production de ciment (voie sèche et voie humide)

Figure 4: Four rotatif porté sur les stations de roulements (flèches), à ECDE Chlef

Figure 5: Diagramme des températures et des temps de séjours des gaz et des matières dans l'atelier cuisson

Figure 6: Evolution de l'enregistrement du couple moteur du four (couleur verte)

Figure 7: Exemple d'une flèche tolérée (ligne bleue) et une autre flèche critique (ligne rouge) du four rotatif

Figure 8: A- Photo à droite: Clinker poussiéreux. B- Photo à gauche: Clinker en nodules

Figure 9: Les zones de transitions du cru dans un four de cimenterie

Figure 10: Régime de dégringolade du lit de matière dans le plan transversal du four

Figure 11: a- Photo à droite: Four en chauffe avec un briquetage neuf (paroi lisse). b- Photo à gauche: Four en chauffe avec un croulage stable (paroi rugueuse)

Figure 12: Effet de l'agrégation de particules dans le cas d'une turbulence isotrope homogène

Figure 13: Profil de température de la virole d'un four sans matière avec un réfractaire neuf (ECDE Chlef)

Figure 14 : Estimation des dimensions des anneaux dans le four et prédiction des tâches rouges (Thermographie de la virole du four ECDE)

Figure 15 : Échantillon de brique réfractaire affecté par la flamme dans un four de cimenterie (documentation ECDE)

Figure 16 de 1 à 30: Evolution des concrétions de matière dans la zone de cuisson du four (3500T de clinker par jour, ECDE Chlef)

Figure 17 : Répartition des émissions de CO₂ par processus

Figure 18: La variation du volume des gaz brûlés en fonction du PCI du gaz naturel

Figure 19 : Tuyère à gaz pour four de cimenterie

Figure 20 : (A)- Implantation de la tuyère dans le capot de chauffe du four à l'ECDE Chlef.

(B)- Système de contrôle de l'air axial et de l'air radial avec les manomètres de pression pour le suivi

Figure 21: Implantation du brûleur dans le capot de chauffe pour un four de cimenterie

Figure 22: Couplage de la combustion instable - l'acoustique de la chambre - le détachement tourbillonnaire

Figure 23: Stabilisation d'une flamme-turbulente de propane à l'aide d'une impulsion haute tension ultra brève

Figure 24: A- Photo d'une flamme (type I) avec faible recirculation axiale, avec un brûleur à divergent de 35° et une faible valeur du nombre de Swirl.

Figure 24: B- Photo d'une flamme (type II) avec recirculation axiale importante, avec un brûleur à divergent de 35° et un degré de rotation de l'air élevé

Figure 24: C- Photo d'une flamme à recirculation centrale, pour S=1.4 cliché FRIF

Figures 25 : Différents type de rosaces de brûleurs à flamme rotative

Figure 26 : Zone d'hystérésis d'un flamme de diffusion méthane/air

Figure 27 : Comportement de flamme liftée en zone d'hystérésis

Figure 28 : Courants de recirculation d'une flamme confinée mise en rotation

Figure 29: Décroissance de la vitesse axiale en fonction du nombre de Swirl

Figure 30: Différents profils de vitesses pour différentes flammes e tourbillonnement

Figure 31 : La densité du spectre d'énergie de pression émis à partir de l'interaction d'une flamme Méthane/Air avec une plaque

Figure 32: Ondes stationnaires d'un conduit ouvert

Figure 33 : Boucle de rétroaction dans les écoulements auto-oscillants

Figure 34 : Densité spectrale du signal extérieur (a), intérieur (b) et cohérence entre les deux signaux(c) à deux points (A à gauche et B à droite)

Figure 35 : Les quatre modes longitudinaux obtenus avec le solveur d'Helmholtz: Évolution de $P_1(rms)$ le long de l'axe du brûleur et l'axe de la chambre pour les cas couplé et non couplé (flamme-acoustique)

Figure 36: Spectre d'énergie cinétique turbulente et modèles de calcul

Figure 37: La relation entre les fractions de mélange du fuel, du comburant (oxidizer) et du flux secondaire, selon l'équation (IV.24)

Figure 38 : La relation entre les fractions de mélange du fuel, du flux secondaire et la fraction de mélange secondaire normalisée, selon l'équation IV.25

Figure 39: Description graphique de la fonction densité de probabilité $p(f)$

Figure 40 : Algorithme de la prePDF

Figure 41: Représentation logarithmique des profils des vitesses moyennes pour différents nombres de Reynolds et différents écoulements de paroi

Figure 43: Approche de la fonction de paroi

Figure 44 : La géométrie du four étudié

Figure 45: Les conditions aux limites de la géométrie considérée

Figure 46: Maillage quadruple régulier et conditions des parois d'après Fluent

Figure 47: Tests d'indépendance des trois maillages, interprétés par la fraction massique du mécanisme de réaction global

Figure 48: Organigramme de l'approche "pressure-based" de l'algorithme séparé (segregated)

Figure 49: Les résidus des variables de l'écoulement simulé

Figure 50: Profils des pressions dans le four pour le 1^{er} cas et le 2^{ème} cas

Figure 51: La fonction de courant des deux cas étudiés

Figure 52: Le coefficient de pression des deux cas étudiés

Figure 53 : Profil axial de la fluctuation du coefficient de pression Cp' et du nombre de Strouhal S_r sous contrôle de rétroaction optimal

Figure 54: Profils de température des gaz 1- 2- 3 .

Figure 55: Profil de température des gaz dans l'axe du four (1^{er} et 2^{ème} cas)

Figure 56: L'effet de l'impulsion de l'air primaire sur le profil de température le long du four et sur la position des tâches rouges sur la virole

Figure 57: Les profils de température dans un four rotatif (4.45m x 80m et une flamme de charbon).

Figure 58: La vitesse radiale des deux cas simulés

Figure 59: L'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation du 1^{er} cas simulé

Figure 60: L'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation du 2^{ème} cas simulé

Figure 61: à gauche : - a -Trajectoire des particules, dans un écoulement axisymétrique d'une flamme méthane-air, - b - Cas simulé

Figure 62: Les lignes de courants colorées par le taux de vorticité

Figure 63: Les zones de perturbations dans le four de cimenterie coïncidant avec le troisième mode harmonique du four

Figure 64: Succession des zones de perturbations dans le four après installation d'un nouveau régime du jet de flamme

Figure 65: Les lignes de courants colorées par la fonction de courant

Figure 66: Evolution du nombre de Prandtl moléculaire le long du four

Figure 67: Les lignes de courants colorées par la fraction massique du CH_4

Figure 68: Les lignes de courants colorées par la fraction massique du CO₂

Figure 69: Les lignes de courants colorées par la fraction massique du H₂O

Figure 70: Les lignes de courants colorées par la fraction massique du O₂

Figures présentées en annexes

Figure A1: Configuration originale du tube de Rijke

Figure A2: Distribution des grandeurs u_1 , p_1 , critère Rayleigh (Tube de Rijke)

Figure A3: Schéma de principe de la boucle d'instabilité thermoacoustique

Figure B1: General structure of transitional propane jet flames

Figure B2: Methane jet diffusion flames with an annulus air velocity of 15 cm/s

Figure B3 : Jet diffusion flames with an annulus air velocity of 15 cm/s

Figure B4: Mean, rms and pdf temperatures in a jet propane diffusion flame

Liste des tableaux

Tableau 1: Enthalpie des réactions endothermiques et exothermiques

Tableau 2: Caractéristiques d'une tuyère d'une cimenterie de 3500 T/J de clinker

Tableau 3: Avantages et inconvénients des approches RANS, LES et DNS

Tableau 4: Les erreur de RMS entre la distribution locale expérimentale du nombre de Nusselt et celle prédite par divers modèles de turbulence pour un jet impactant sur plaque

Tableau 5: Les erreur de RMS entre la distribution locale expérimentale du nombre de Nusselt et celle prédite par divers modèles de turbulence pour un jet impactant une plaque

Tableau 6: Les coefficients du modèle $k-\varepsilon$ RNG

Tableau 7: Comparaison des fractions massiques des espèces à la sortie du four [59] avec la présente simulation.

Introduction générale

Introduction générale :

Vu les contraintes économiques exigeant une rentabilité suffisante d'une cimenterie et même après rénovation de l'installation, la prolongation de la période de fonctionnement du four rotatif s'avère d'une priorité primordiale pour atteindre les objectifs attendus (réduire les fréquences des arrêts programmés). Un taux de fiabilité élevé (supérieur à 95%) doit être atteint.

Le présent travail a débuté par une investigation sur le four rotatif de la cimenterie de Chlef ECDE, dans le but de cibler les paramètres pertinents en relation avec les arrêts accidentels du four. Il a été constaté que le brûleur joue un rôle primordial dans le processus de cuisson et la production du clinker. Il est le siège de phénomènes qui sont des sujets d'actualités en combustion et en mécanique des fluides. Les investigations de cette étude se déclinent en quatre étapes:

Premièrement, déceler les phénomènes influant sur la stabilité de la flamme de diffusion dans le four, spécialement l'aspect aérodynamique du jet confiné et son influence sur la combustion. Chercher en quoi l'interaction de la turbulence et l'acoustique du four peut influencer sur la flamme et le dégagement de chaleur de la flamme. Ces instabilités sont explorées à travers la distribution du croutage le long de la zone de cuisson et du profil de température de la virole du four enregistré par un scanner thermographique. Observer l'interdépendance de ces phénomènes avec la formation des anneaux de frittage dans la zone de cuisson, l'apparition des tâches rouges et la chute des briques réfractaires.

Deuxièmement, après avoir identifié l'effet des paramètres d'air primaire et d'air secondaire sur le jet réactif et sur le développement de l'écoulement turbulent dans le four ainsi que sur sa paroi interne et le talus de matière, on a cherché les modes opératoires existants dans des fours rotatifs dans l'industrie de ciment et au niveau des recherches

académiques faites dans le domaine du contrôle, afin de pouvoir remédier aux instabilités engendrées dans la zone de cuisson (le contrôle aérodynamique et acoustique).

Troisièmement, pour déceler le développement du jet turbulent dans le four, on a opté pour la CFD pour faire sortir les corrélations entre les différents paramètres du jet turbulent résultant. le code FLUENT est choisi pour sa renommé, tant pour l'industrie que pour la recherche scientifique.

Quatrièmement, les résultats sont discutés et validés par des travaux dans le domaine en question en les étayant avec des mesures par thermographie du four rotatif à l'ECDE de Chlef.

La thèse est composée de cinq chapitres suivis de deux annexes. Le premier chapitre illustre les enjeux industriel du domaine de ciment en Algérie et dans le monde en terme de production et consommation énergétique, tout en fixant l'objectif de l'étude et la problématique en question. Le deuxième chapitre introduit le principe général de fonctionnement des fours rotatif d'une cimenterie et le processus de fabrication de ciment, avec une présentation de l'atelier cuisson et des phénomènes ciblés dans l'étude. Le chapitre trois se concentre sur l'instabilité de la flamme du brûleur et sur l'effet des techniques de contrôles fluidique et acoustique dans la stabilité de la flamme de diffusion. Le chapitre quatre traite la partie modélisation et simulation d'un écoulement axisymétrique dans un four à deux dimensions, avec choix des modèles mathématique utilisés. Dans le chapitre cinq, les résultats de certain paramètres de l'écoulement sont présentés et discutés. Une conclusion générale est présentée à la fin du document.

Chapitre I

Enjeux industriels et économiques

I.1 Enjeux industriels et production mondiale

Au niveau mondial, les cimentiers se trouvent face à des défis sur différentes échelles économiques, énergétiques et environnementales et visent à :

- préserver la part du marché de leurs entreprises,
- réduire la facture énergétique,
- respecter la réglementation des émissions des GES et d'émanation des poussières dans l'atmosphère.
- préserver la capacité installée de la ligne de production,
- éviter les dysfonctionnements du four, en assurant une exploitation rationnelle,
- réduire le taux de clinker dans le ciment portland, pour arriver à un coût concurrentiel.

Les demandes du ciment ont beaucoup augmenté en raison du développement rapide dans le secteur de la construction dans le monde entier, et plus particulièrement suite au boom de la construction dans les pays émergents. La production mondiale du ciment a passé de 2,6 milliards de tonnes en 2006 (Cembureau, 2015) à 3,99 milliards de tonnes en 2018 (Cembureau, 2019).

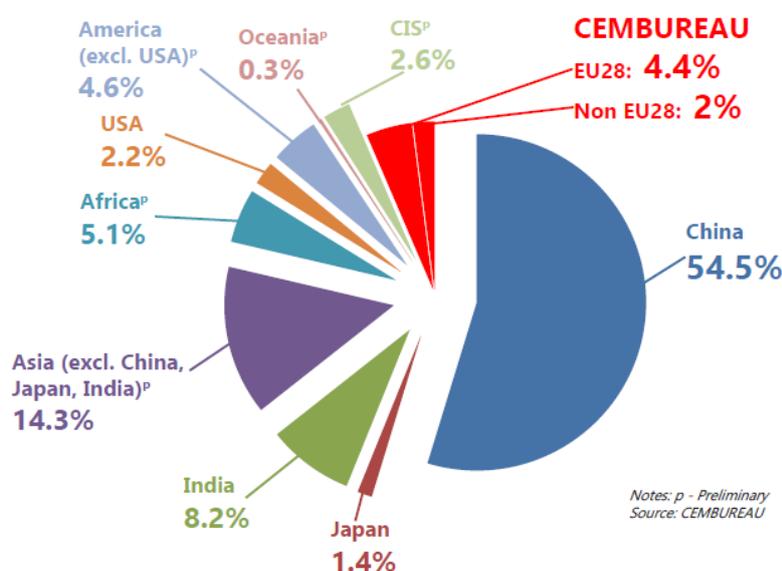


Figure 1: La production mondiale en ciment pour l'année 2018 par région et principaux pays producteurs [1]

D'après la figure 1, la grande part de production est située en Asie, avec la Chine qui reste de loin, le premier pays producteur de ciment, avec une production évaluée à environ 54,5 % de la production mondiale. En Afrique la production est évaluée à 5,1 % de la production mondiale, soit une production de 203,49 millions de tonnes. La plus grande part de la production mondiale du ciment se partage entre quelques grandes entreprises, telle que le montre la figure 1 (Cembureau, 2019)[1].

Cette orientation internationale a touché l'Algérie du fait que le groupe GICA (Le groupe industriel des ciments d'Algérie) a augmenté les capacités de production de ses cimenteries pour atteindre l'objectif de 20 millions de tonnes par an, une production évaluée à 11.8 % de la production africaine et 0.6 % de la production mondiale. Le groupe GICA possède 12 cimenteries opérationnelles dont trois ont connu de extensions de capacités (nouvelles lignes): l'ECDE à Chlef, Ain El-Kebira à Sétif et Zahana à Mascara, en plus de deux nouvelles lignes Sigus à Oum El-Bouaki et Saoura à Béchar. La part de marché du groupe GICA a passé de 12,5 millions de tonnes en 2015 (qui représente 55% du marché national) à 20 millions de tonnes en 2021.

Malgré les efforts entrepris par les cimenteries du groupe GICA, pour identifier les insuffisances pour se mesurer aux indicateurs de performances dans le secteur du ciment (BPT et BAT), il reste beaucoup à faire pour arriver aux meilleures pratiques technologiques.

I.2 La problématique et les objectifs de l'étude :

D'abord, l'industrie cimentière est fortement consommatrice en énergie calorifique et électrique. L'énergie représente 30 à 40% du prix de revient du ciment (hors frais d'amortissement). Approximativement 90% de l'énergie utilisée dans le secteur de fabrication du ciment est consommée par le four, comme le montre la figure 2. Cela comprend 99% de l'utilisation d'énergie thermique et plus de un tiers de la consommation totale d'électricité dans le procédé de fabrication. Une amélioration, même légère, des fours permettra de réduire considérablement la consommation d'énergie, les coûts des installations et l'ensemble de l'industrie cimentière [2] [3].

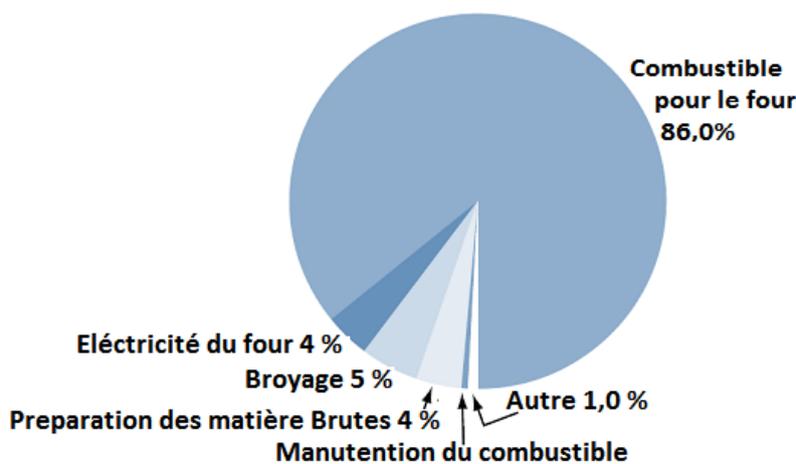


Figure 2: Une ventilation de la consommation d'énergie [2]

Encore l'économie d'énergie (TEP par tonne de ciment) est un paramètre contractuel à atteindre lors des essais des projets de rénovation et à préserver après la réception du projet.

L'industrie cimentière est également fortement capitalistique, puisqu'une usine dont la capacité de production installée 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. Les cimentiers peuvent être amenés à améliorer les rendements des installations, dans le but de préserver leurs capacités de production installés.

L'entreprise du ciment de Chlef ECDE a bénéficié en 2001 et 2003 de cette expérience pour rénover ses deux lignes de production en augmentant sa capacité de production réalisée, de 1 million 700 mille à 2 millions 400 mille tonnes de ciment par an. Les améliorations dans la ligne de production ont touchés principalement l'atelier de cuisson, en installant un nouveau type de brûleur dans le four et une tour préchauffeur à 4 étages avec des cyclones à faible perte de charge, et dotée d'un précalcinateur au niveau bas de la tour. De ce fait, la capacité des fours est portée de 2800 t/j à 3700 t/j de clinker. Aussi, le refroidisseur est adapté à l'augmentation de production. Aussi, des filtres à manches en remplacement des électrofiltres sont installés pour réduire le taux d'émanation des poussières et préserver l'environnement. Un échangeur air/air permet de baisser la température des gaz et préserver les filtres à manches, en plus des clapets d'air frais qui sont installés en cas de situation défavorable.

Aussi, des améliorations sont apportées aux ateliers de préparation du cru (broyage, prémélange). Des batteries de cyclones (séparateurs statiques) sont installées pour récupérer la matière broyée, le reste étant récupéré au niveau des filtres à manches. Un ventilateur de tirage intermédiaire est ajouté au circuit pour augmenter le tirage (le transport aéraulique) de la matière broyée, en vue d'augmenter la capacité de broyage. Un séparateur dynamique (vitesse variable) est installé pour améliorer la finesse du cru (entre 16% et 18% du tamis 90 μ m) afin d'assurer une meilleure aptitude à la cuisson des matières premières.

Une fois en service, l'atelier de cuisson fonctionne 24heures sur 24heures. C'est l'atelier le plus vulnérable et le plus onéreux en matière de consommations (énergie et pièces de rechanges). Il est soumis à des phénomènes faisant barrière à la production et aux coûts de la maintenance. Les vibrations au-dessus des seuils tolérés du four et ses équipements annexes, l'érosion prématurée de la brique réfractaire et la surconsommation du gaz sont des conséquences de ces phénomènes.

Après l'augmentation des capacités de la cimenterie de CHLEF (GICA-ECDE) à travers la rénovation de ses lignes de production de clinker, les débits des gaz et de la matière ont connus une hausse considérable, ce qui a donné naissance à des phénomènes thermiques

et aérodynamiques non rencontrés auparavant et qui a réduit les durées de vie des réfractaires ainsi que celle des accessoires du four. Ce qui nous mène à se poser les questions suivantes: comment palier aux dysfonctionnements du four rotatif ? Et comment réduire les consommations en pièces de rechanges ? (relatives entre autres à la brique réfractaire, la virole du four et aux stations de roulements).

Les réponses à ces questions amèneront à influencer sur la stabilité du processus de cuisson et à maintenir par conséquence, les capacités de production du clinker d'une manière optimale. A cet effet, cette étude porte sur la caractérisation et le contrôle dynamique et acoustique d'une flamme de diffusion en vue de l'optimisation de la transition de matière dans le four rotatif.

L'étude a pris les étapes suivantes :

1. Caractérisation des différents écoulements dans le four (gaz et matière).
2. Paramétrage du contrôle du jet de la flamme de diffusion.
3. Simulation de l'interaction de l'ensemble des écoulements dans le four.
4. Interprétation des résultats de la simulation vis à vis la pratique.

Chapitre II

Fonctionnement du four rotatif d'une cimenterie

II.1 Le principe général de fonctionnement des fours rotatifs des cimenteries

La fonction d'un four dans une cimenterie est de produire du clinker avec les propriétés chimiques et physiques requises au plus bas coût d'exploitation possible, tout en respectant les normes environnementales. Le four est très sensible aux techniques de gestion quotidienne, il peut facilement doubler les coûts d'exploitation, même dans le cas d'un programme de maintenance prolongé.

Le four c'est l'équipement le plus sensible dans une ligne de production (voie sèche ou voie humide). La figure 3 montre l'implantation du four dans une ligne de production.

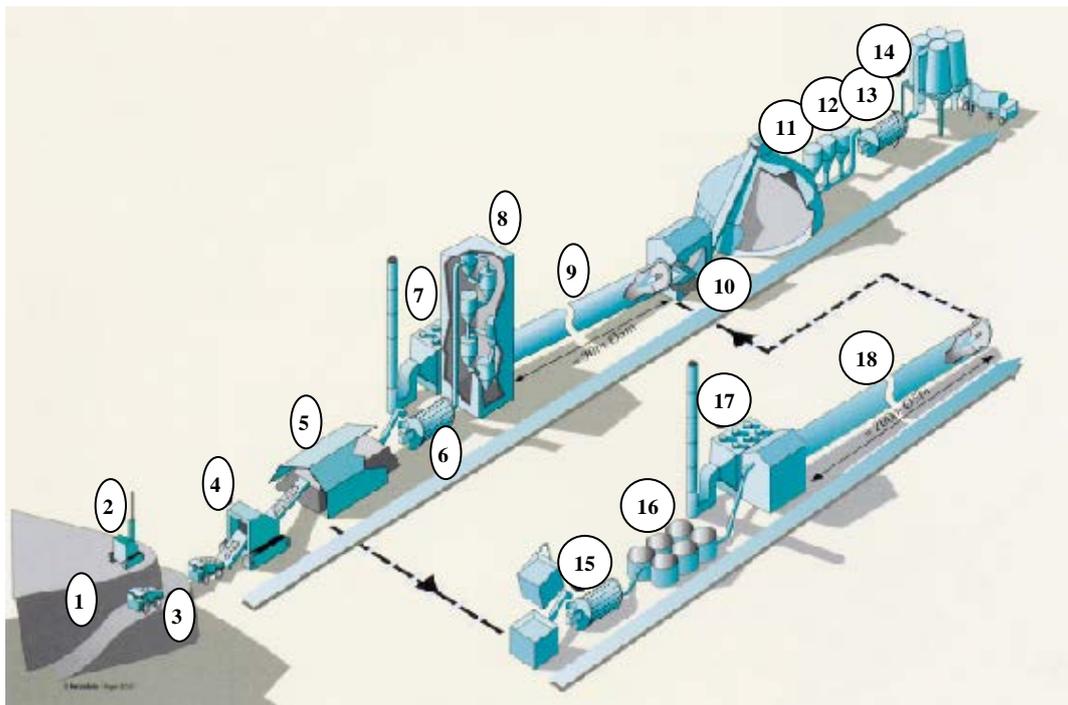


Figure 3: Une ligne de production de ciment (voie sèche et voie humide [4])

VOIE SECHE

- 1 Carrières (calcaire, argile)
- 2 Sondeur
- 3 Dumper
- 4 Concassage
- 5 Pré-homogénéisation
- 6 Broyage (cru)
- 7 Filtre
- 8 Préchauffage
- 9 Four rotatif
- 10 Refroidisseur
- 11 Stockage clinker
- 12 Ajouts
- 13 Broyage (ciment)
- 14 Silos à ciment (expédition)

VOIE HUMIDE

- 15 Broyage
- 16 Délayage et homogénéisation
- 17 Filtre
- 18 Four

De manière générale, le four est un long cylindre, porté sur des galets (deux par deux) appelés stations de roulement (figure 4) en nombre de deux, trois et quatre selon la longueur du four qui varie entre 65m et 110m. Les fours rotatifs sont inclinés de 3 à 5 % par rapport à l'horizontale vers le refroidisseur (sortie du clinker) et ont des vitesses de rotation allant jusqu'à environ 5 tr/min. La mise en rotation du four peut être assurée selon deux techniques ;

- Par un ou deux groupes de commande en contact avec une couronne dentée fixée sur la virole du côté tour de préchauffage
- Directement à travers les galets des stations de roulement avec une synchronisation entre eux. C'est une solution pour soulager les contraintes mécaniques au niveau des stations de roulement.

Le four rotatif a aussi un mouvement de translation axiale au moyen d'une butée mobile entraînée par un poussoir hydraulique. Elle permet au four un mouvement cyclique (montée et descente), afin d'uniformiser l'usure des surfaces des galets en contact avec leurs bandages (la surface du bandage peut balayer la surface du galet une fois chaque 12 heures en montée-descente).



Figure 4 : Four rotatif porté sur les stations de roulements (flèches), à ECDE Chlef

Dans le four, la température moyenne du mélange des gaz (air secondaire et fumées de combustion) évolue de 1200°C à la tombée du clinker dans le refroidisseur jusqu'à 2250°C (température de la flamme) dans la zone de cuisson et atteint 1100°C à l'entrée du four. La quantité de chaleur transmise par les fumées de combustion par échange thermique à la matière, dans les cyclones de la tour préchauffage, augmente sa température de 85°C à 850°C à l'entrée du four, puis traversant le four jusqu'à atteindre 1450°C dans la zone de clinkerisation, comme le montre la figure 5.

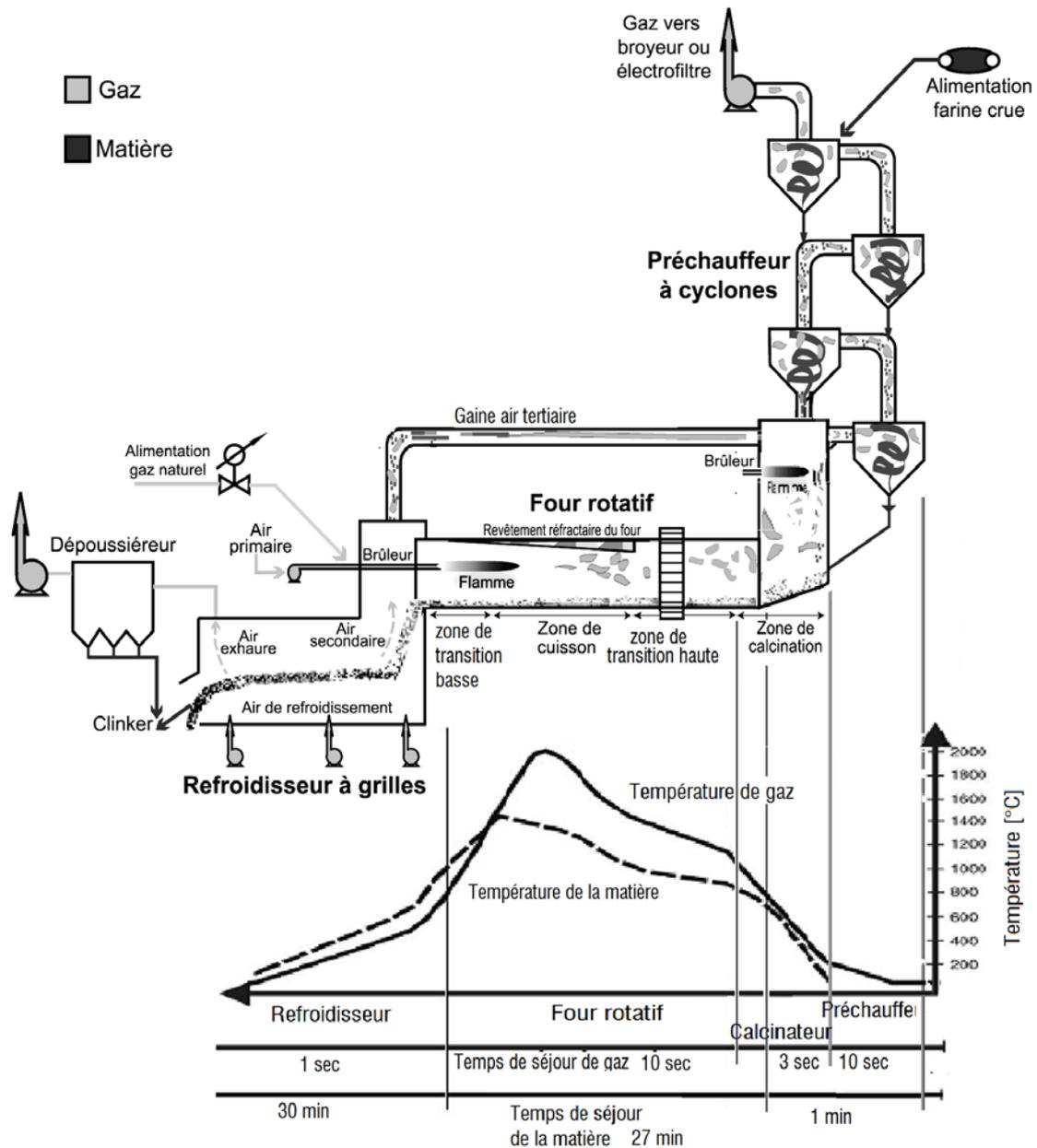


Figure 5 : Diagramme des températures et des temps de séjours des gaz et des matières dans l'atelier cuisson [4]

La paroi interne du four est garnie de revêtement en briques (réfractaires et isolantes) protégeant et réduisant les déperditions de chaleur à travers la virole. Les matériaux isolants et réfractaires disposés en plusieurs zones à l'intérieur de l'enceinte de l'enveloppe du four ont pour but de limiter les déperditions thermiques et de protéger l'enceinte du four et ses annexes. Quelle que soit la forme physique sous laquelle se présente le matériau réfractaire, sa tenue à la température dépend principalement de sa composition chimique. Sa résistance à la température est fonction de sa teneur en alumine (Al_2O_3).

Les réfractaires ne sont pas inertes par rapport à ce qui se passe dans le four et le choix des réfractaires qui se trouvent en contact avec les fumées, la flamme ou la matière est fortement conditionné par les caractéristiques de ces derniers.

Le four rotatif est soumis incessamment aux charges mécaniques et charges thermiques. Ces sollicitations sont décelées à travers l'enregistrement du couple du moteur d'entraînement du four (figure 6). Les charges dans le four rotatif non réparties uniformément causent des sollicitations très importantes (poids de la charge de matière après chute d'anneaux et augmentation du taux de remplissage du four dû aux anneaux barrages formés dans la zone de cuisson). Aussi, pour le manque du jeu fonctionnel entre les bandages et la virole est une source de vibration de la structure du four.

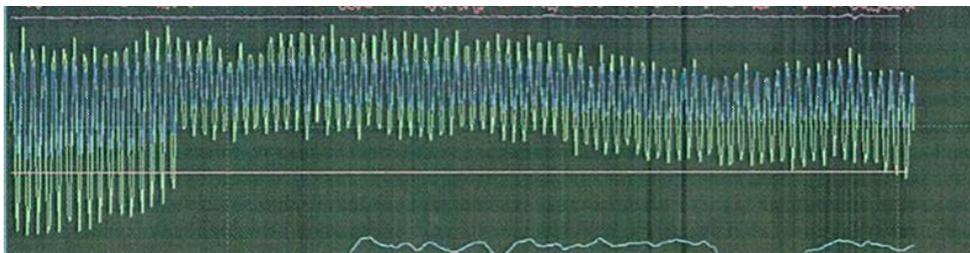


Figure 6 : Evolution du couple moteur (couleur verte) du four rotatif, Four ECDE Chlef.

Un diamètre de four de 6m est la limite de la taille des fours rotatifs, en raison de la souplesse de l'enveloppe d'acier. Au-dessus de cette taille, la brique réfractaire a tendance à s'écrouler lorsque le four fléchit (flèche critique), comme le montre la figure 7. La virole du four devient encore plus sollicitée aux charges mécaniques en présence d'une distribution de température non homogène le long du four. Ce qui provoque l'échauffement de certaines sections de la virole, introduisant ainsi un phénomène dit "vilebrequin thermique". Ce phénomène affecte la fiabilité de l'installation à long terme et génère des fluctuations de la charge mécanique sur les bandages et sur les galets, et déforme la virole sous bandages. Même si leur amplitude est faible, les flexions périodiques de la virole (figure 7) génèrent des ovalisations locales et induisent des contraintes dans le revêtement interne (briquetage), réduisant ainsi sa durée de vie.

Si le vilebrequin thermique n'est pas détecté et corrigé à temps, il peut engendrer des dommages permanents et une déformation plastique de la virole. Le système d'entraînement du four est également soumis à des contraintes cycliques à l'origine d'une fatigue excessive. Un contrôle et un suivi en ligne des vibrations au niveau de la couronne dentée du four (point d'entraînement du four) peuvent aider à détecter le vilebrequin thermique, mais aussi par le biais du glissement au niveau des bandages.

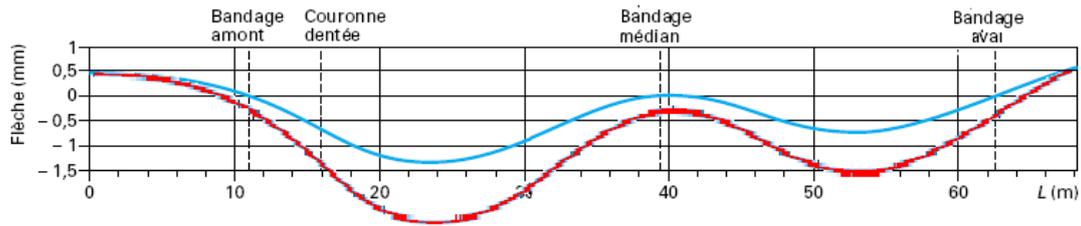


Figure 7 : Exemple d'une flèche tolérée (ligne bleue) et une autre flèche critique (ligne rouge) du four rotatif.

II.1.2 Calcinateur et précalcinateur :

Dans les années 1970, le précalcinateur a été lancé au Japon. Il est connu que la quantité de carburant qui peut être brûlé dans le four est directement liée à la taille du four. Les utilisateurs de préchauffeurs (voie sèche) ont constaté que la production pourrait être augmentée en injectant du carburant supplémentaire dans la base du préchauffeur. L'idée a été d'installer une chambre de combustion spécialement conçue à la base du préchauffeur, dans lequel des brûleurs sont implantés. Ceci est appelé un précalcinateur « air à travers », c'est à dire que l'air de combustion (apport d'oxygène) nécessaire pour le précalcinateur vient du refroidisseur en passant à travers le four. Ce genre de précalcination peut atteindre jusqu'à 30% (généralement 22%) de l'énergie nécessaire pour la production d'une tonne de clinker. Le taux de calcination de la matière est de 40 à 60% avant son entrée dans le four rotatif. La balance entre l'augmentation du débit gaz naturel et la quantité d'air nécessaire pour la combustion au niveau du précalcinateur, permet une marche stable du four. Si plus d'air secondaire est aspiré à travers le four, la zone de cuisson sera refroidie (stabilité de la zone de clinkerisation).

Les nouvelles lignes de ciment sont dotées de calcinateur. Ces derniers sont alimentés par un "air-tertiaire", acheminé par une conduite directement à partir du refroidisseur muni d'un clapet pour le contrôle du débit d'air, en contournant le four. Typiquement, 60 % du carburant est brûlé dans le calcinateur. Dans ces systèmes, la matière entrant dans le four rotatif est calciné à 95%. Le four n'a plus qu'à assurer la température de clinkerisation avec une énergie d'environ 40% de l'énergie calorifique totale nécessaire pour produire une tonne de clinker. En théorie, l'efficacité maximale serait atteinte si toute la décarbonatation (réaction endothermique) est achevée dans le préchauffeur. La clinkerisation (réaction exothermique) donne un clinker avec plus de 68% de C₃S dans le four. Cela est approchable dans les grandes installations modernes où typiquement deux chaînes parallèles de cyclones de 4 ou 5 étages permettent un bon échange de chaleur et un calcinateur à la partie basse du préchauffeur offre une meilleure décarbonatation. L'avantage particulier de la calcination avec l'air tertiaire, est

que pas moins de 60% du carburant est utilisé dans le calcinateur et le reste (moins de 40%) est utilisé dans le four. Le gain est qu'une quantité moindre d'air secondaire est engendrée dans le four, impliquant ainsi un lit de fusion plus ou moins représentatif pour une augmentation de débit de clinker. De ce fait, le concept d'un système avec une précalcination sans "air tertiaire" est controversé du point de vue compromis entre la stabilité du four rotatif et le débit du clinker produit.

II.1.3 Le procédé typique de fabrication du clinker

Les réactions chimiques successives ont lieu en fonction de la montée en température des matières premières. Après introduction du cru dans le préchauffeur, il suit les transformations suivantes jusqu'à l'arrivée du clinker au refroidisseur. La formation des minéraux de clinker désirés consiste à chauffer la matière première à travers les étages de températures mentionnées ci-dessous :

- 70 à 110 °C - L'eau libre est évaporée.
- 400 à 600 °C - Les minéraux de type argile sont décomposés en leurs oxydes constitutifs ; principalement de SiO_2 et Al_2O_3 . La dolomite ($\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$) se décompose en carbonate de calcium (CaCO_3), oxyde de magnésium (MgO) et CO_2 .
- 650-900 °C - Les carbonates de calcium réagissent avec SiO_2 pour former la bélite (Ca_2SiO_4) abrégé C_2S .
- 900-1050 °C - Les carbonates de calcium restant se décomposent en oxyde de calcium (CaO) et du CO_2 .
- 1300-1450 °C - La fusion partielle (20-30%) a lieu et la bélite (C_2S) réagit avec l'oxyde de calcium pour former l'alite ($\text{Ca}_3\text{O SiO}_5$) abrégé C_3S .
- 1450-1000 °C - Refroidissement progressif du clinker dans le four avant de tomber dans le refroidisseur.
- 1000-200 °C - Refroidissement brusque du clinker dans le refroidisseur pour fixer ses phases cristallographiques.

L'alite (C_3S) est le constituant caractéristique du ciment Portland (58% à 65%). La bélite (C_2S) réagit avec l'oxyde de calcium pour former l'alite, écrit selon NCF comme suit:



En général, une température maximale de 1400-1450 °C est nécessaire pour achever cette réaction. La fusion partielle amène le matériau à l'agrégation en grumeaux ou en nodules, comme le montre la figure 8, typiquement d'un diamètre de 1-10 mm appelé clinker. Le clinker chaud tombe ensuite dans un dispositif de refroidissement qui permet de fixer les

phases et récupérer la majeure partie de la chaleur du clinker jusqu'à atteindre une température environ 100 °C. C'est la condition pour que le clinker puisse être facilement transporté et stocké.



**Figure 8 : A- Photo à droite présentant un clinker poussiéreux
B- Photo à gauche présentant un clinker en nodules**

La conversion de la C_2S en C_3S nécessite la fusion partielle, le liquide résultant étant le solvant dans lequel la réaction a lieu. La quantité de liquide est en relation avec la température de la flamme et avec l'aptitude de la matière à la cuisson (une grandeur calculable). La C_3S est thermodynamiquement instable en dessous de 1250 °C, mais peut être conservé dans un état métastable à la température ambiante par refroidissement rapide. Le cas échéant, le refroidissement lent le rend en C_2S et en chaux libre (CaO). Dans le bon clinker, C_2S correspond à une forme ' β '. A 1420 °C se forme le α - C_2S et à des températures inférieures (1160°C) se forme α - C_2S , qui pendant le refroidissement du clinker à 680 °C se transforme en β - C_2S métastable. Au-delà de cette température, le β - C_2S peut se transformer en γ - C_2S , qui s'accompagne d'une augmentation de volume de 10%, ce qui provoque la pulvérisation du clinker. De ce fait, le clinker devient poussiéreux.

Si la réaction de C_3S est incomplète, des quantités excessives d'oxyde de calcium libre (CaO_{libre}) restent dans le clinker, provoquant ainsi la réduction de la résistance du ciment. La mesure régulière du contenu CaO libre est utilisée comme un moyen de contrôle dans le but d'atteindre une bonne qualité de clinker. De ce fait, des températures élevées de pyrolyse sont nécessaires pour la formation de différentes phases du clinker du ciment Portland.

R.H. Bogue [5] a défini le clinker comme exclusivement formé de C_3S , C_2S , C_3A , C_4AF et CaO_{libre} . Il a appelé la composition du clinker "composition potentielle". Le tableau 1 montre les différents composants du clinker et l'enthalpie des réactions chimiques équivalente.

Tableau 1 : Enthalpie des réactions endothermiques et exothermiques [5]

Composé	Réactions	ΔH (cal/g)	N°Eq
Montmorillonite	Déshydratation	+ 186	1
MgCO ₃	MgCO ₃ ⇌ MgO + CO ₂	+ 333	2
CaCO ₃	CaCO ₃ ⇌ CaO + CO ₂	+ 425	3
α -CS	CaO + SiO ₂ ⇌ α -CaO . SiO ₂	- 173	4
β -CS	CaO + SiO ₂ ⇌ β -CaO . SiO ₂	- 183	5
C ₃ S ₂	3 CaO + 2 SiO ₂ ⇌ 3 CaO . 2 SiO ₂	- 164	6
β -C ₂ S	2 CaO + SiO ₂ ⇌ 2 CaO . SiO ₂	- 175	7
C ₃ S	3 CaO + SiO ₂ ⇌ 3 CaO . SiO ₂	- 118	8
C ₃ S	2 CaO . SiO ₂ + CaO ⇌ 3 CaO . SiO ₂	+ 8	9
CA	CaO + α Al ₂ O ₃ ⇌ CaO . Al ₂ O ₃	- 26	10
C ₁₂ A ₇	12 CaO + 7 α Al ₂ O ₃ ⇌ 12CaO . 7Al ₂ O ₃	- 10	11
C ₃ A	3 CaO + α Al ₂ O ₃ ⇌ 3 CaO . Al ₂ O ₃	+ 18	12
CA ₂	CaO + 2 α Al ₂ O ₃ ⇌ CaO . 2Al ₂ O ₃	- 16	13
C ₂ F	2 CaO + α Fe ₂ O ₃ ⇌ 2 CaO . Fe ₂ O ₃	- 27	14
C ₄ AF	4 CaO + α Al ₂ O ₃ + α Fe ₂ O ₃ ⇌ 4CaO . Al ₂ O ₃ . Fe ₂ O ₃	- 16	15
Bain de fusion	54,8% CaO, 22,7% Al ₂ O ₃ , 16,5% Fe ₂ O ₃ , 6% SiO ₂	+ 97	16

Pour préserver le processus de formation des phases de clinker, la stabilité aérodynamique de la flamme et du dégagement de chaleur est d'une grande importance. Cela donne un profil de température stable, proportionnel aux temps de rétention des gaz dans le four. Ce qui implique des temps de rétention de la matière qui sont proportionnels à son profil de température comme le montre la figure 5.

II.1.4 Le transport et la transition de la matière dans le four rotatif

Le four rotatif joue un rôle déterminant dans le transport de la matière et sa transition. La farine crue (le refus du cru est de 16% pour un tamis de 90 μ m) est introduite au niveau de l'étage haut du préchauffeur (figure 5) à contre-courant des gaz chauds ascendants, issus du four. La matière calcinée à un taux élevé entre dans le four et subit des transformations physico-chimiques, l'amenant au stade du clinker pour sortir à l'autre extrémité, comme le montre la figure 9. L'écoulement des gaz dans le four peut prendre différentes formes qui vont fortement influencer le transport et la transition des matériaux.

Les paramètres déterminants sont le débit des gaz traversant le four, l'impulsion du jet coaxial, la dépression le long du four rotatif et les coefficients de frottement à la paroi interne.

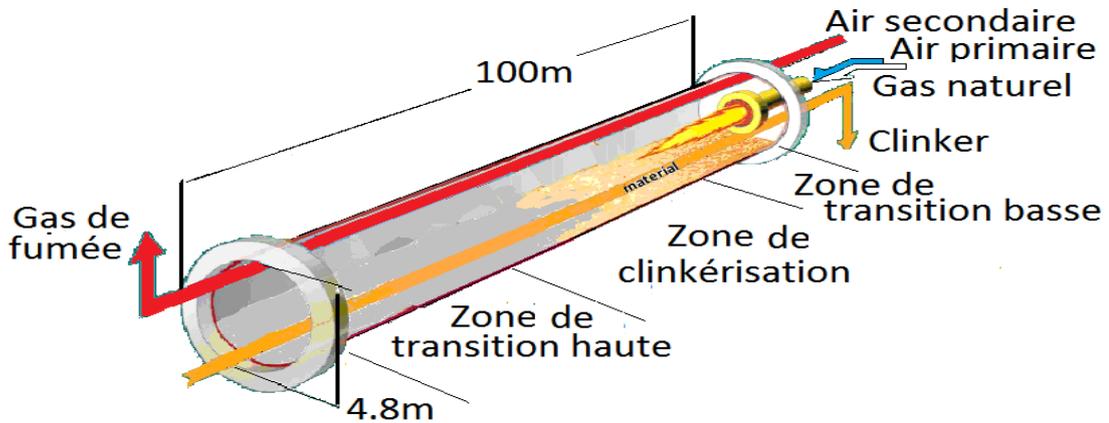


Figure 9 : Les zones de transitions du cru dans un four de cimenterie

Le mouvement du lit de matière dans le plan transversal du four rotatif dépend de la vitesse de rotation du four et de l'aspect de la matière en fonction de la transition de cette dernière dans chaque zone du four. Boateng et Barr [6] affirment que le mouvement du lit le plus souhaitable est généralement le régime dénommé "Roulement" (figure10.b), car il favorise un bon mélange de particules avec un renouvellement rapide de la surface du lit qui est exposée aux gaz chauds circulant à contre-courant dans le four. Le régime "Effondrement" et le mode "Cascade" sont aussi présents dans le four rotatif mais dépendent de la zone et de la granulométrie de la matière. L'effondrement se produit périodiquement à chaque fois que le lit, en rotation avec la paroi du four, atteint l'angle d'avalanche.

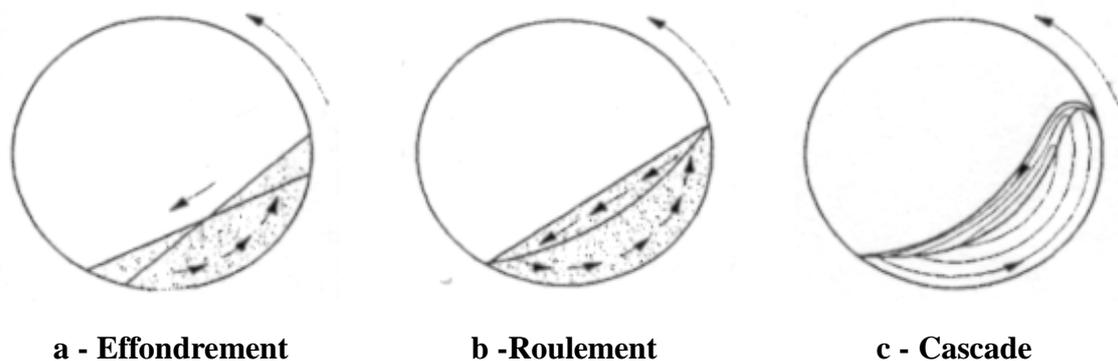


Figure 10 : Régime de dégringolade du lit de matière dans le plan transversal du four rotatif [6]

Il existe d'autres mouvements tels que le mode "cataracte" et le mode "centrifuge" mais se manifestent à des vitesses de rotation un peu élevées.

Le régime "Roulement" est caractérisé par deux régions distinctes à savoir la couche active et la couche passive [6, 7,8]. Les deux régions sont séparées par une zone d'interface. La couche active est mince, alors que la couche passive est épaisse (matière fine). Pour ce qui est du mouvement, en couche active, la matière se déplace de haut vers le bas de la surface inclinée, alors qu'en couche passive le transport de la matière s'effectue de bas vers le haut de la paroi du four tournant. Selon Yin et al [8] à l'entrée (coté entrée de la matière dans le four) la couche active est mince, la vitesse des particules est faible et l'augmentation de la distance axiale favorise aussi l'augmentation de l'épaisseur de la couche active et la vitesse des particules. Dans la production de clinker, le renouvellement sans cesse de la surface du lit favorise une bonne calcination de la farine, donc génère plus de perte au feu, ce qui donne un talus de matière réduit en continu. Dans la zone de transition haute du four débute la formation des phases de clinker. Des grumeaux de clinker se forment, donnant plus de surface à la couche active jusqu'à leur sortie du four (sortie du clinker). De ce fait, la vitesse des particules augmente et le taux de renouvellement de la surface supérieure du lit augmente aussi. Donc, contrairement à la zone de transition haute, le mode "Cascade" est le plus prépondérant dans la zone de cuisson et dans la zone de transition basse, comme le montre la figure 9.

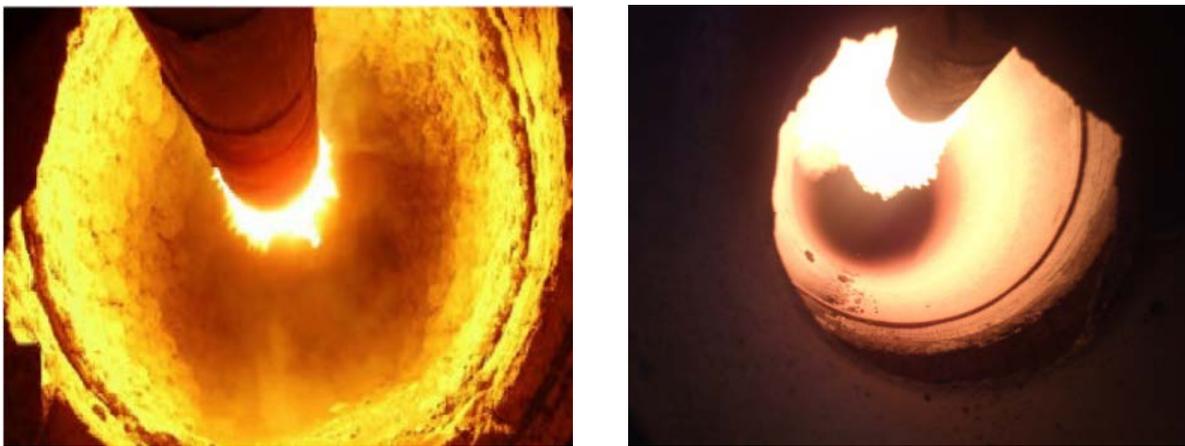
Le front de flamme génère des courants de recirculation (gaz brûlé, air secondaire et air primaire) intenses qui parcourent la surface du talus de matière d'où l'apparition de différents régimes aérodynamique. Lorsque la vitesse des gaz augmente, les forces exercées sur les particules sont de plus en plus importantes et les particules solides portées par le fluide en vague se meuvent les unes derrière les autres. Le mouvement des particules induit des phénomènes de saltation. La circulation transporte en effet des couches empruntées successivement [9]. Les collisions des particules entre elles ou sur les parois peuvent entraîner leur agglomération. Les plus fines particules sous l'effet des flux gazeux, risquent de s'éloigner en amont (avancement de la matière) pris avec les gaz brûlés.

Des différences de comportement du mélange gaz – particules sont considérées en fonction des caractéristiques des particules (CaO, silice, fer, alumine, certain phase de clinker). D'autres éléments comme la vitesse de rotation du four ainsi que le taux de remplissage du four (diamètre hydraulique) sont également susceptibles d'agir sur la fluidisation.

II.1.4.3 Le transport aéraulique (principe de saltation)

Tsoar [10] dans sa lecture du livre de Bagnold (1941), explique que ce dernier est le précurseur du principe de "saltation". Dans ses études sur les dunes de sable du désert,

Bagnold montre que les particules sont entraînées par l'effet du vent. Kosinskia et al [11] mentionnaient dans leur travail que lorsque la cohésion se manifeste significativement, la formation des agglomérats est inévitablement présente et influence sur l'aérodynamique de l'écoulement des gaz de combustion dans le four. Ilea et al [12] ont démontré en comparant des simulations d'un four à paroi rugueuse et un four à paroi lisse, qu'en variant l'épaisseur de la couche de matière, l'effet général de la portance est plus significatif dans le cas de la paroi rugueuse [12]. Cette conclusion est évidente pour le four de cimenterie, où la paroi interne du four subit un changement d'allure comme le montre la figure 11 (avant et après la formation du croûtage dans le four). Cela est en fonction de la stabilité du croûtage (pérennité du croûtage). De ce fait, pour le cas de la paroi lisse, la cascade d'énergie de l'écoulement turbulent dans le four sera différente de celle après la formation du croûtage.



**Figure 11 : a- Photo à droite d'un four en chauffe avec un briquetage neuf (paroi lisse)
b- Photo à gauche d'un four en chauffe avec un croûtage stable (paroi rugueuse)**

Une investigation menée par Hussainov et al [13] montre que les particules rugueuses considérées dans un écoulement biphasique affaiblissent l'écoulement turbulent résultant tout en amplifiant son énergie de dissipation et en atténuant son énergie cinétique turbulente. John R. Fessler et al [14] montrent que pour un écoulement chargé de particules solides avec un nombre de Stokes, $St \gg 1$, les particules sont inaltérées par les structures tourbillonnaires. Par contre elles sont altérées pour $St \approx 1$ mais ne suivent pas les lignes de courants et forment des agglomérats entre les zones de recirculation. Toutefois, pour $St \ll 1$ les particules sont portées par les structures tourbillonnaires et suivent leurs lignes de courants. Pour illustrer l'effet du regroupement, la figure 12 montre les résultats de la simulation numérique directe de champs instantanés de distribution de particules dans le cas d'une turbulence isotrope homogène pour différentes valeurs du nombre de Stokes [15,16].

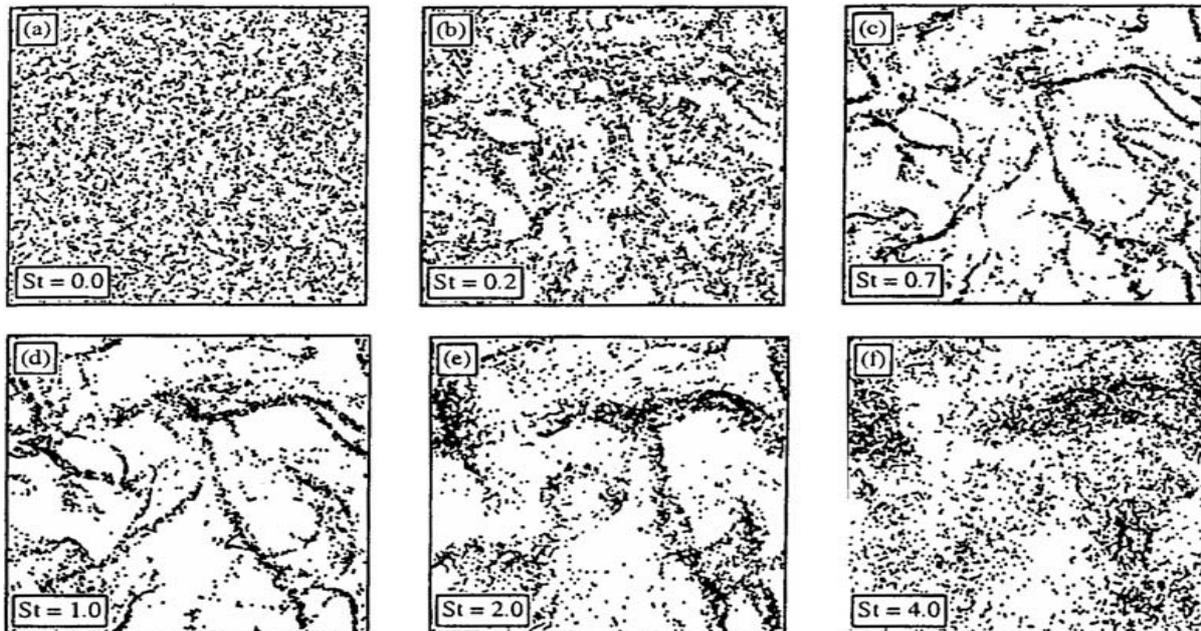


Figure 12: Agrégation de particules dans le cas d'une turbulence isotrope homogène [15]

Le nombre de Stokes caractérise l'inertie des particules et est égal au rapport entre le temps de réponse dynamique des particules et le temps des micro-échelles de Kolmogorov. Dans la figure 12, une augmentation locale de la concentration de particules lourdes est observée dans les régions de faible force tourbillonnaire en raison de l'action de la force centrifuge. Ces zones se rapprochent plus au centre de la structure tourbillonnaire.

Lors de la modélisation du mouvement des particules dans un milieu dispersif raréfié, où la fraction volumique de la phase dispersée est faible, notre attention doit être focalisée sur l'interaction des particules avec les tourbillons turbulents du flux porteur, car le rôle des interactions inter-particulaires est négligeable. La contribution des interactions inter-particules à l'impulsion et au transport d'énergie dans la phase dispersée augmente avec la fraction volumique et la taille des particules. Les processus d'interactions particule-turbulence et particule-particule ne peuvent être considérés comme mutuellement indépendants que pour les particules à forte inertie, dont le temps de réponse dynamique est bien supérieur au temps caractéristique de leur interaction avec les tourbillons turbulents. Le mouvement relatif de ces particules est non corrélé et similaire au mouvement chaotique des molécules [17]. Dans le cas de particules à faible inertie, il est nécessaire de prendre en compte l'interrelation des interactions particule-turbulence et particule-particule. Dans notre modélisation, l'écoulement turbulent est considéré comme raréfié et sans effet de l'inertie des particules sur l'écoulement turbulent.

II.1.5 La formation de l'anneau de rétention dans la zone de cuisson

Dans la zone de cuisson, les particules transportées depuis le refroidisseur par les courants d'air secondaire peuvent être projetées sur la paroi et, sous des conditions thermiques et aérodynamiques, participent à la formation des anneaux de frittage. Puisque le four rotatif fonctionne 24 heures sur 24 heures, l'anneau de frittage continue à grossir en formant un barrage à l'avancement de la matière. Par conséquent, cela va se répercuter sur le profil de vitesse des gaz et sur le profil de température. L'évolution de la hauteur du lit de matière dépend de plusieurs paramètres, notamment de la perte de masse (PAF) dans le lit de solides et des paramètres géométriques du lit et du four [18]. Plusieurs modèles sur l'évolution de la hauteur du lit ont été établis dans les travaux de recherches.

Dans une cimenterie, un moyen de surveillance du four consiste en un scanner thermographique captant les radiations transmises de la surface externe du four indiquant l'évolution de la température en fonction du temps. Le profil de température de la virole reflète l'épaisseur du réfractaire ainsi que celle du croûtage, sur la base du transfert par conduction à travers la brique réfractaire. Un four avec un réfractaire neuf donne un profil de température de virole imitant le profil de température de l'écoulement des gaz brûlés à l'intérieur du four. La figure 13 présente une photo de la virole d'un four en deux dimensions (en ordonné la surconférence en degré et en abscisse la longueur du four en mètre). Elle présente la température de la virole d'un four en chauffe avec un réfractaire neuf comme le montre la photo de la figure 11-b.

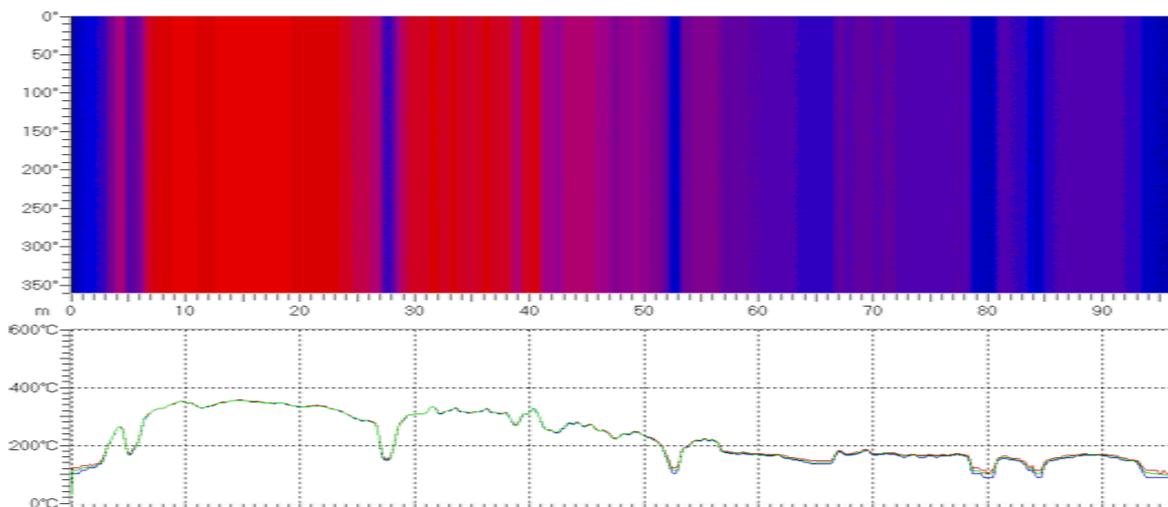


Figure 13 : Profil de température de la virole d'un four sans matière et un réfractaire neuf (Thermographie de la virole du four ECDE).

Les courbes d'en bas présentent trois profils de températures. Pour chaque position circonférentielle le long du four, on a trois valeurs de températures, une minimale en bleu, une maximale en rouge et une moyenne en vert. Les creux au niveau des points 7m, 28m, 53m, 80m et 84m correspondent aux bandages du four. On remarque que les trois courbes se confondent, c'est à dire que la température est la même (four en chauffe). Cette remarque est validée par les travaux de Herz et al [19] qui établissent que la température des parois atteint son maximum et reste constante après un certain temps alloué à l'expérimentation. Le gradient de température du lit de matière tend vers zéro et le coefficient du transfert de chaleur reste constant.

Un programme de chauffe du four est essentiel (pour atteindre 750°C au niveau du précalcinateur) avant l'alimentation du four en matière. Après que la matière arrive dans la zone de clinkerisation, une couche modérée de croustage est formée uniformément le long de la zone 10m à 65m. Lorsque le niveau de remplissage du four augmente jusqu'à 20% de la section transversale du four, un croustage irrégulier est formé le long de cette zone et des anneaux insolites apparaissent le long de la zone de cuisson. Dans la Figure 14, l'anneau rétenteur est localisé entre les points 40m et 50m. De ce fait, la transition de matière est perturbée, ce qui se répercute sur le profil de température de la matière. Sous réserve des mêmes conditions de fonctionnement, le croûtage continue à augmenter et une fois que son poids vaincra les forces d'adhésion à la paroi du four, cette dernière finit par lâcher le bloc de croûtage. En conséquence une partie des briques réfractaires est détachée (tâche rouge) et parfois tout un pan de briques, comme le montre la figure 14 au point 38 mètre.

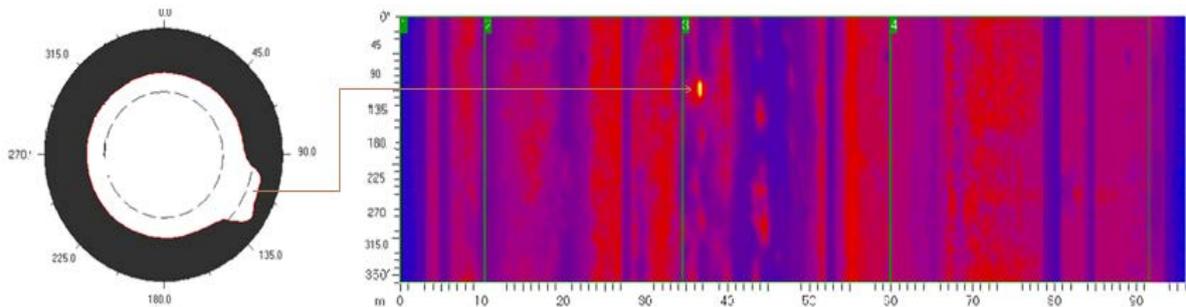


Figure 14 : Estimation des dimensions des anneaux dans le four et prédiction des tâches rouges (Thermographie de la virole du four ECDE)

Ce phénomène périodique affecte la stabilité de la phase liquide par un extra de matière survenu depuis la chute de l'anneau de rétention dans la zone de clinkerisation. Le résultat est une mauvaise qualité de clinker pendant un bon moment avant le rétablissement d'un talus de

matière régulier et un pouvoir de dégagement de chaleur réduit dû au taux élevé de la matière poussiéreuse entrainé par l'air secondaire.

Comme déjà mentionné, l'air primaire c'est l'air de contrôle pour changer les points d'impact de la flamme dans la zone de cuisson. L'accumulation de la matière derrière l'anneau de rétention augmente le temps de séjour de la matière et le temps des réactions exothermiques dans la zone de clinkerisation; ce qui influe sur la qualité et le débit du clinker produit. Le risque de détérioration des briques est omniprésent comme le montre la figure 15 lorsque la flamme attaque directement la parois internes du four; où la température de la virole dépasse les 600°C (température de service de la virole du four pour une flamme bien centrée est de 300°C). L'analyse des données de supervision de la température de virole du four permet d'anticiper les interventions préventives pour corriger le profile de température de la virole. Il permet d'estimer les performances de l'enceinte du four pour maintenir un revêtement en croûtage stable.

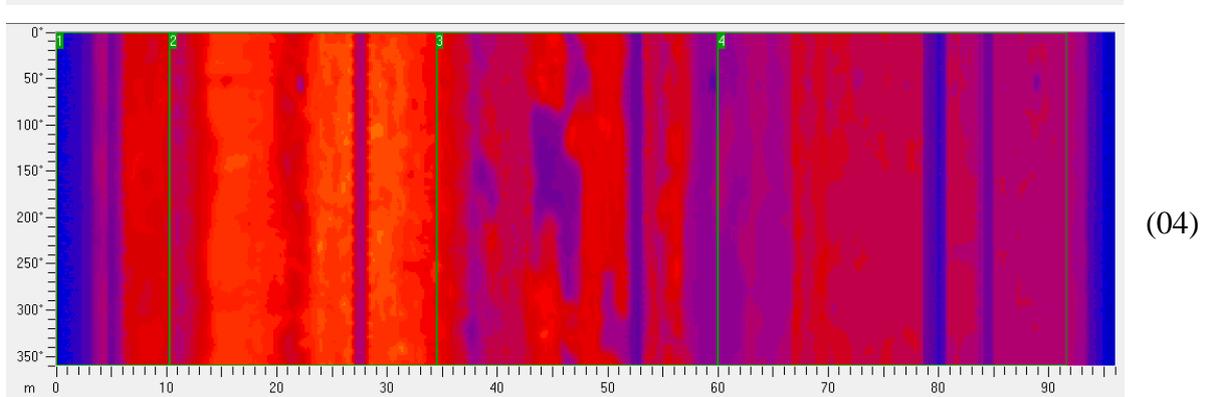
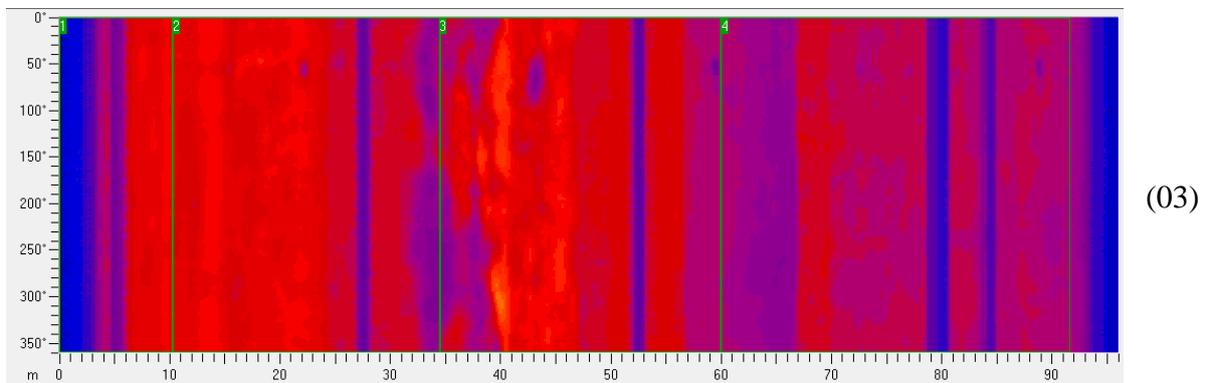
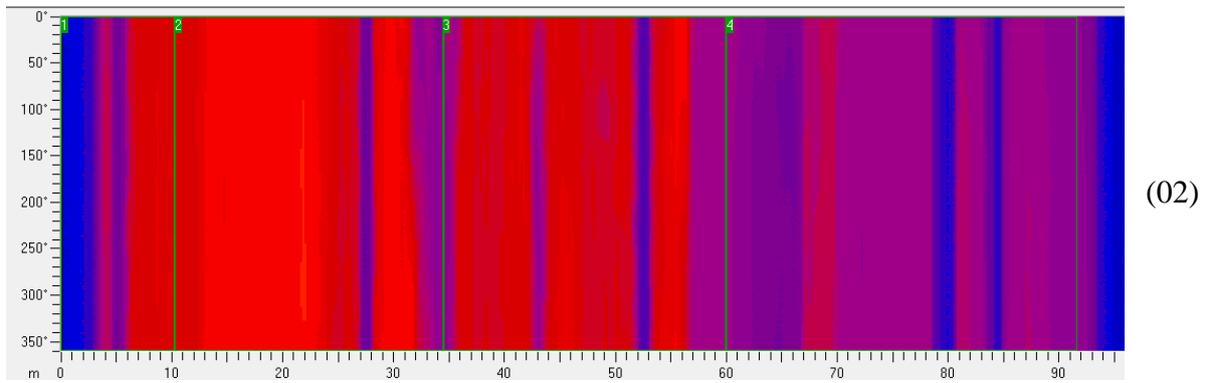
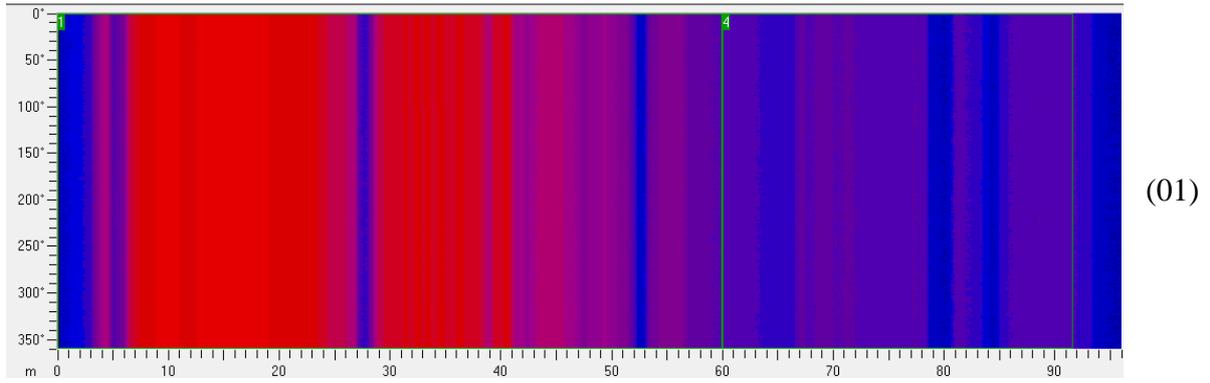


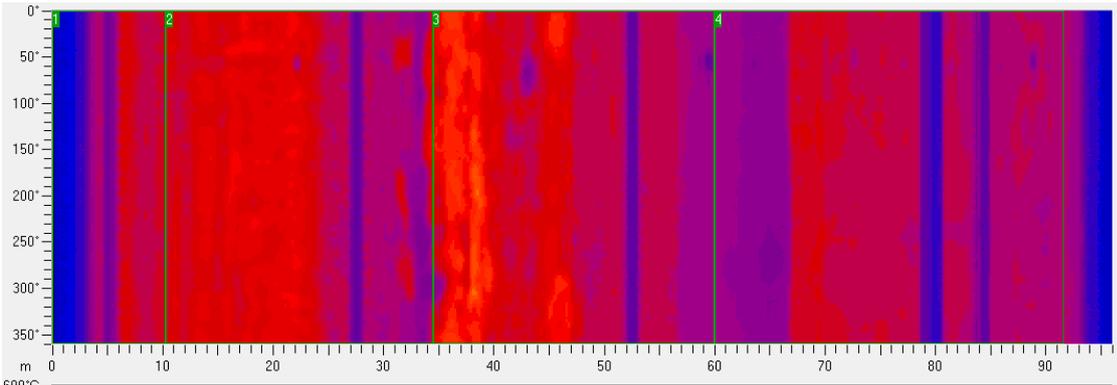
Figure 15 : Échantillon de brique réfractaire affecté par la flamme dans un four de cimenterie (documentation ECDE)

En pratique, un opérateur intervient sur le brûleur pour excité le jet réactif en changeant son impulsion. A chaque fois qu'un nouveau régime d'écoulement est installé favorise la formation d'un anneau dans une autre zone appropriée. Cette réalité peut être vue à travers des vidéos d'enregistrement de plusieurs mois. L'exemple pratique des figures 16 de 1 à 30, montre respectivement l'évolution d'une succession de formation et de chute d'anneaux au niveau de la zone 15 à 60 mètres.

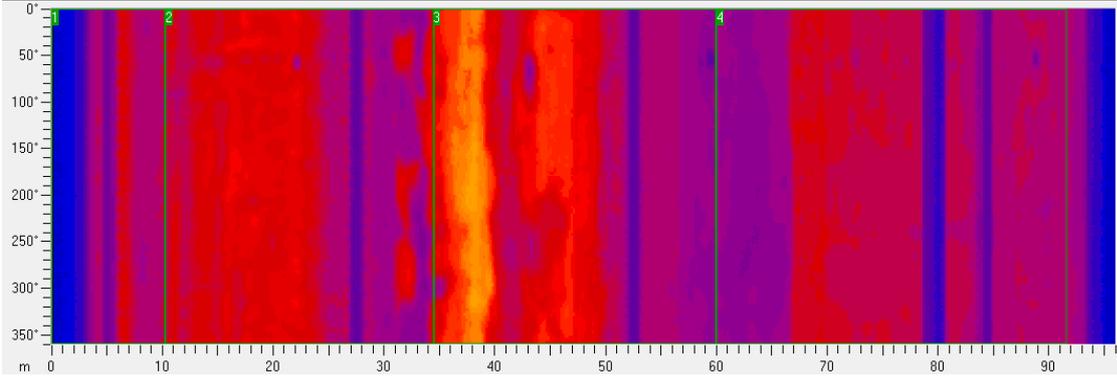
Préserver la stabilité de la flamme et sa distribution spatiale c'est préservé la régularité du croûtage dans la zone de clinkerisation, donc garder la protection des briques réfractaires. Généralement, il faut veiller sur la stabilité des conditions initiales des réactifs de la flamme (gaz naturel, air primaire et air secondaire) et de minimiser leurs variances. Le changement climatique quotidien (pression, température et humidité) influent sur les paramètres d'entrées

du four et du brûleur. En conséquence, ils influent sur l'avancement de la matière dans le four ainsi sur la production de clinker (en quantité et en qualité).

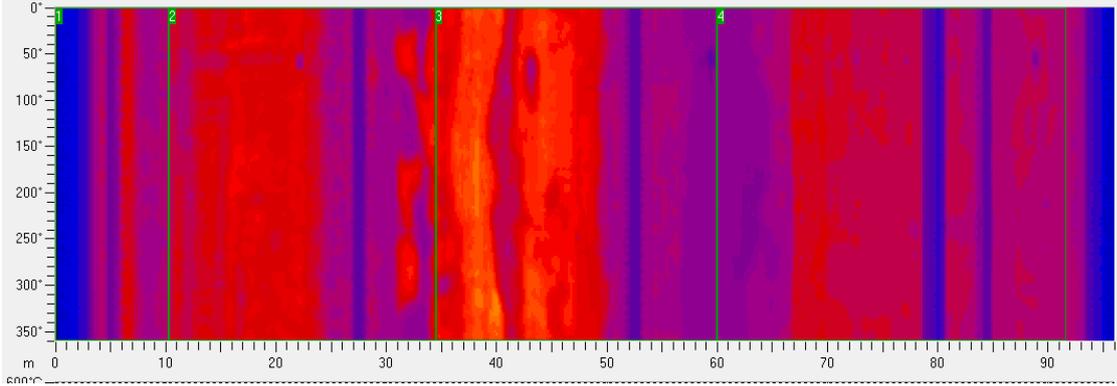




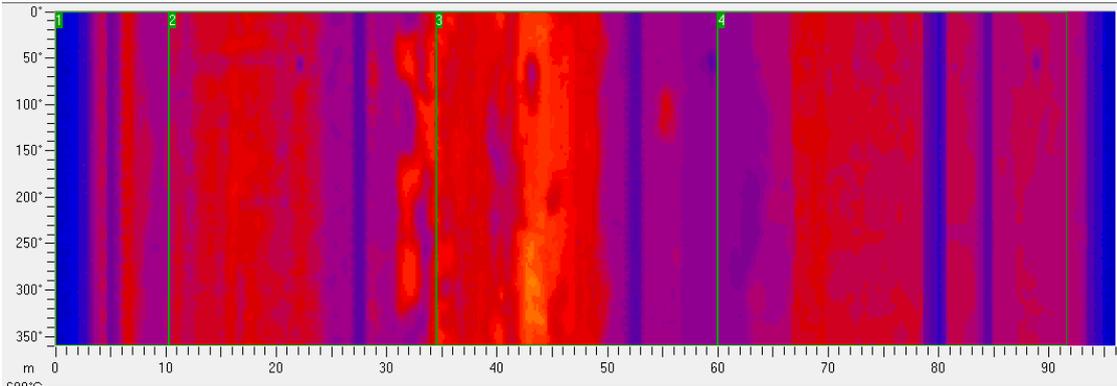
(05)



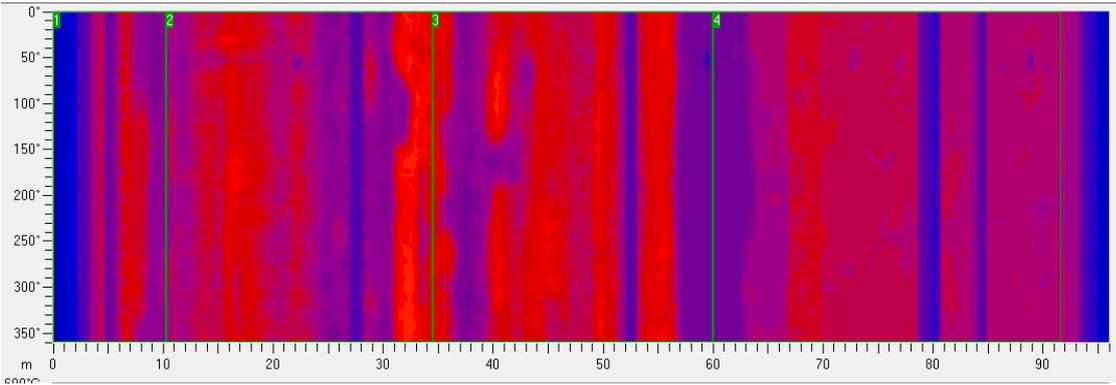
(06)



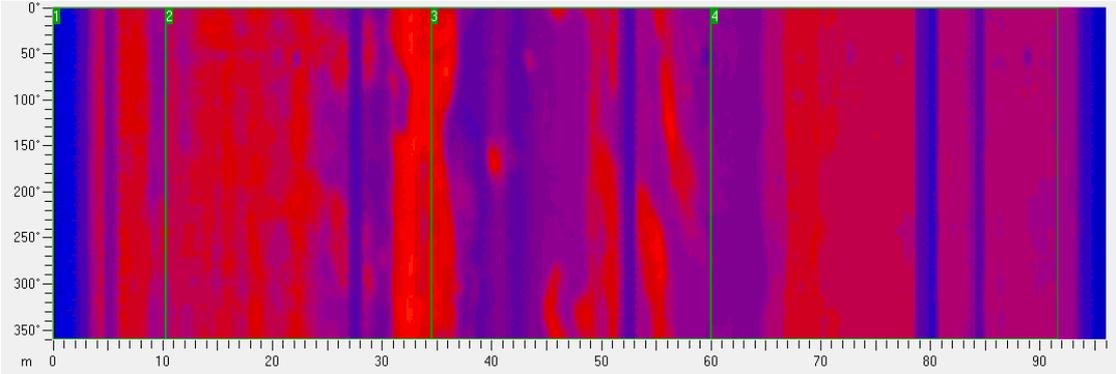
(07)



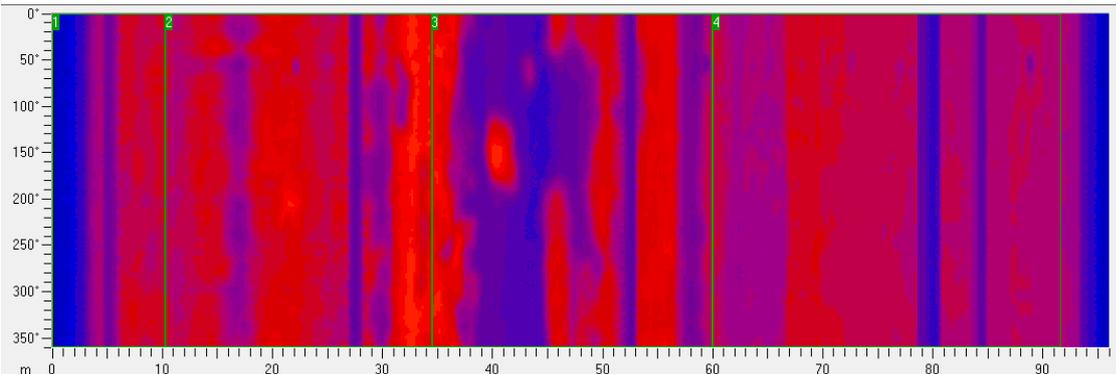
(08)



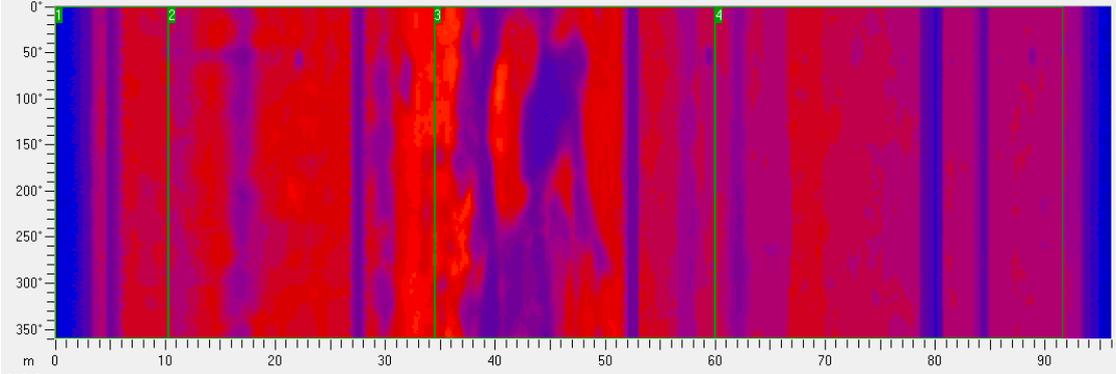
(09)



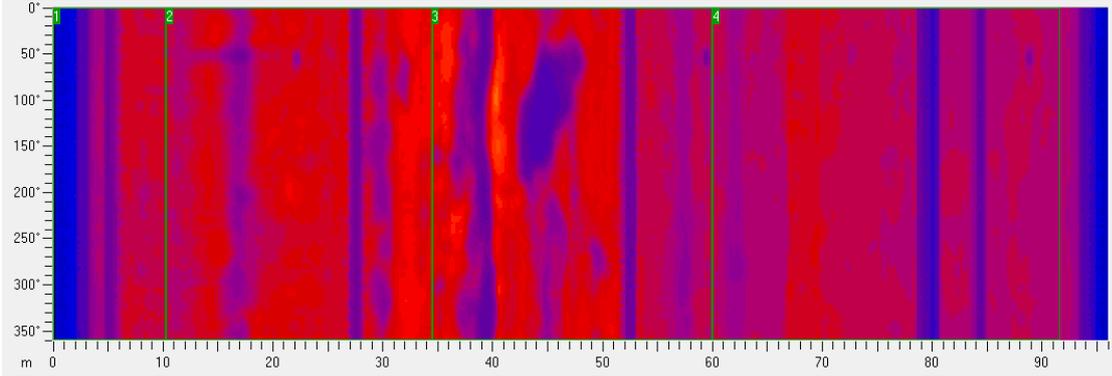
(10)



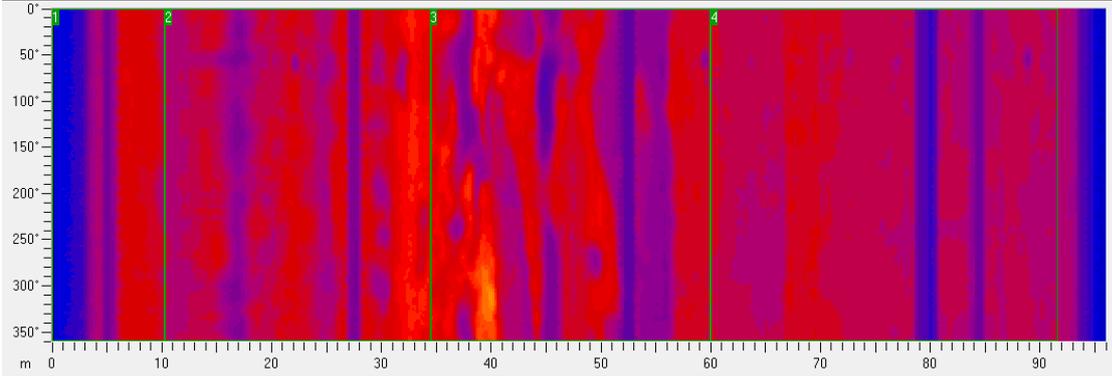
(11)



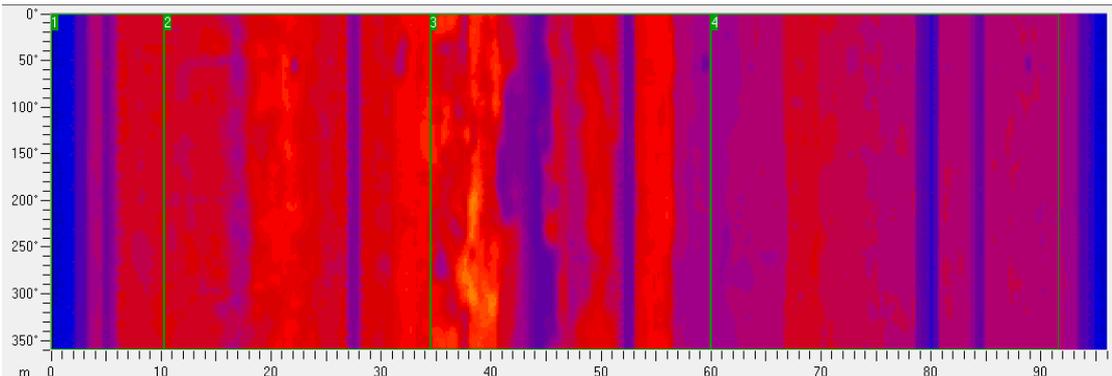
(12)



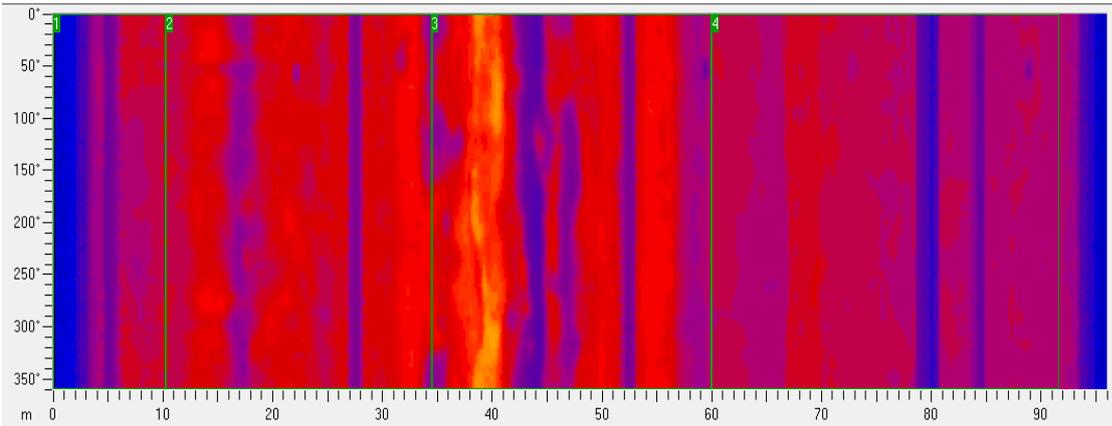
(13)



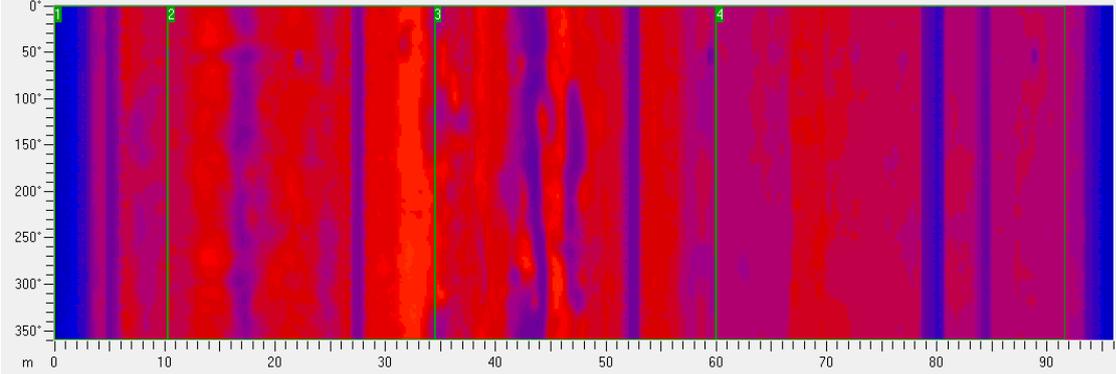
(14)



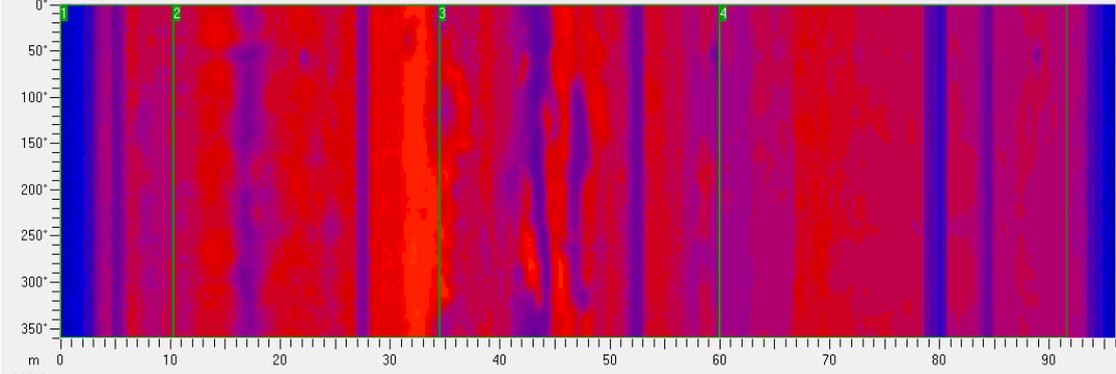
(15)



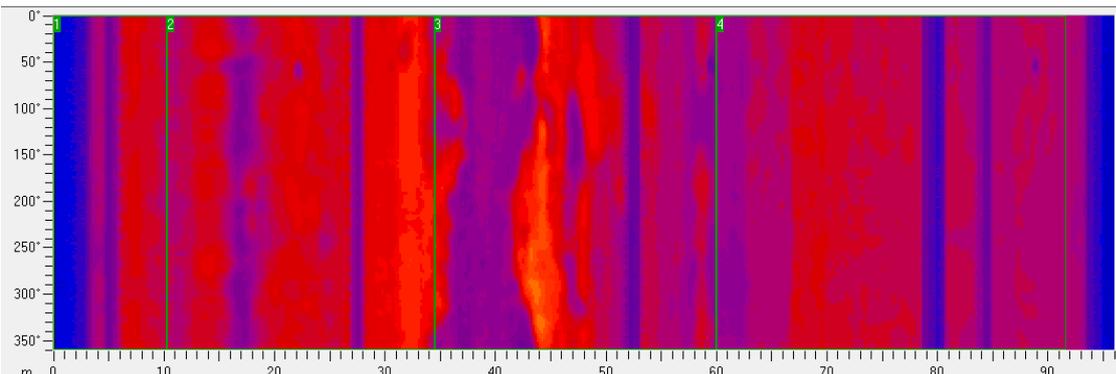
(16)



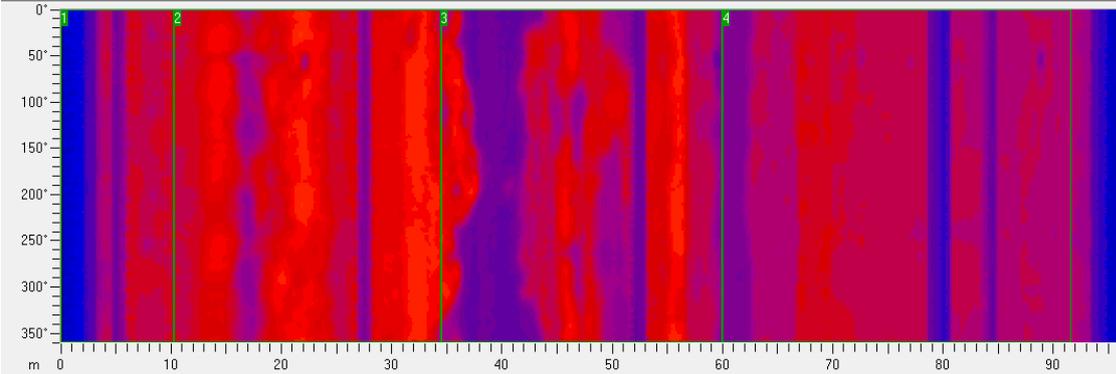
(17)



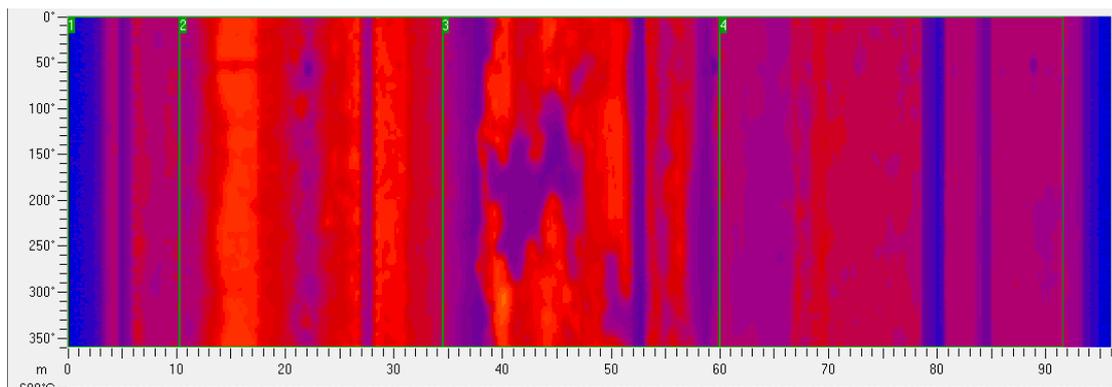
(18)



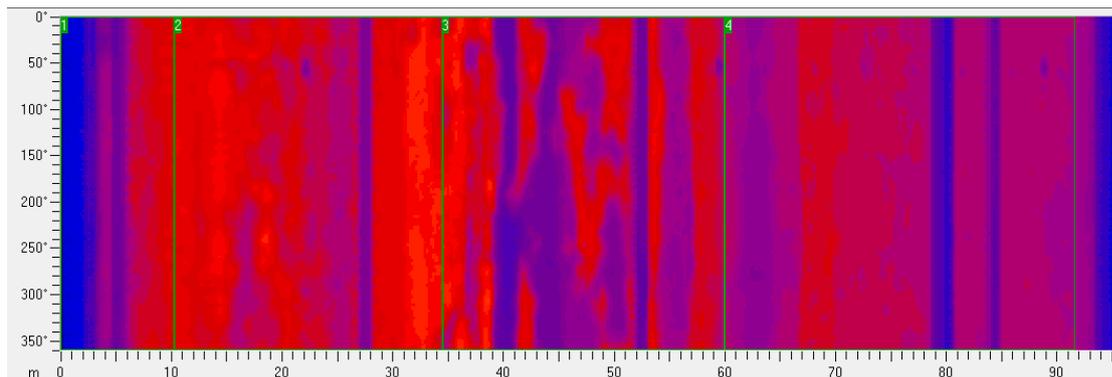
(19)



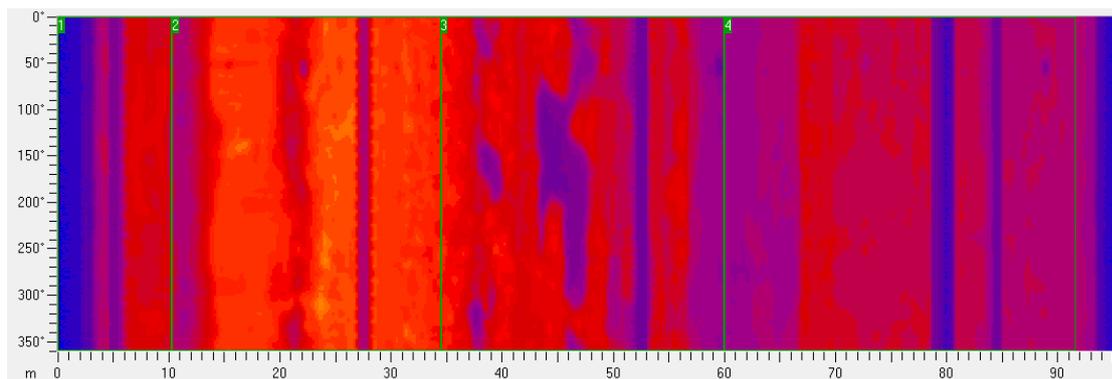
(20)



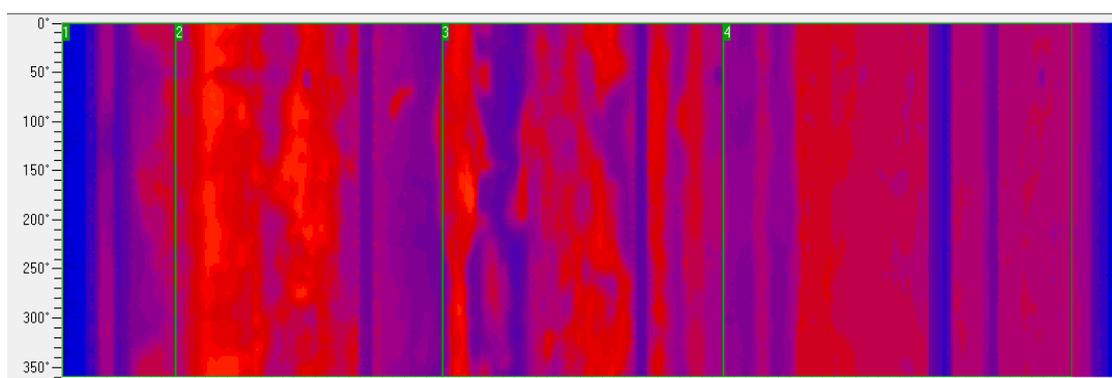
(21)



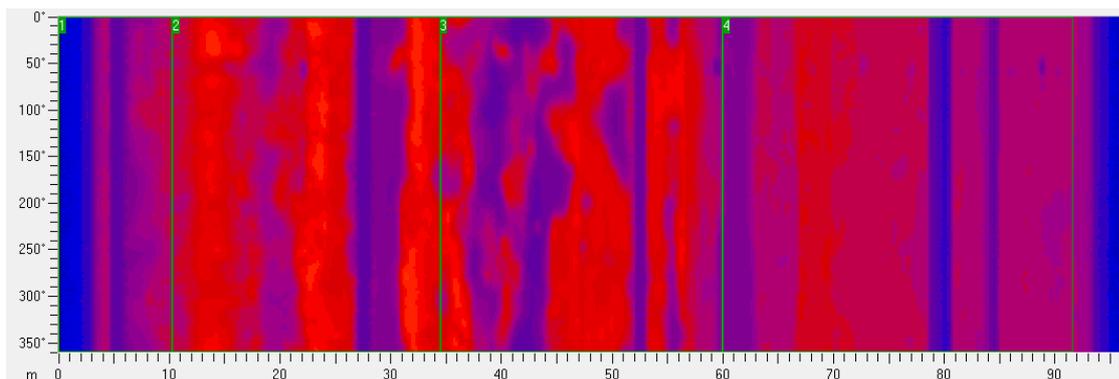
(22)



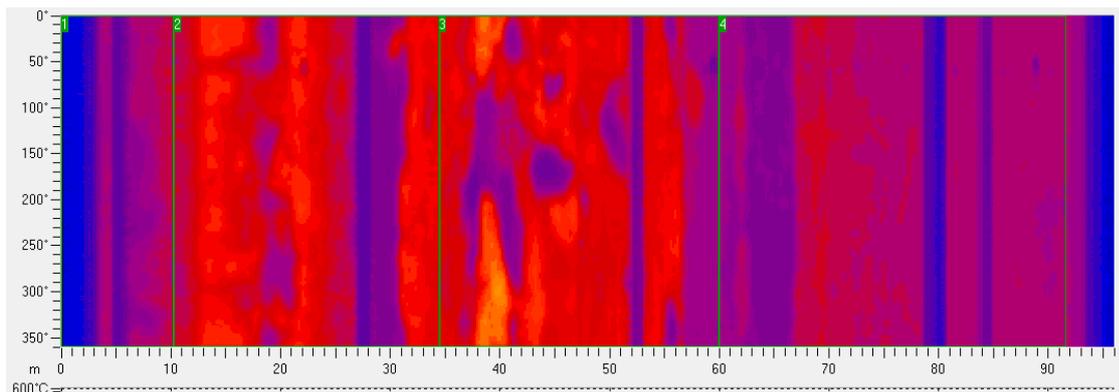
(23)



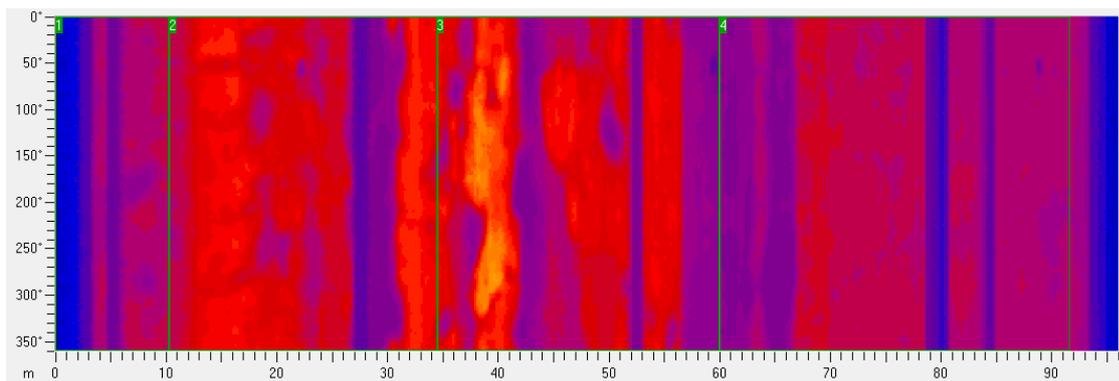
(24)



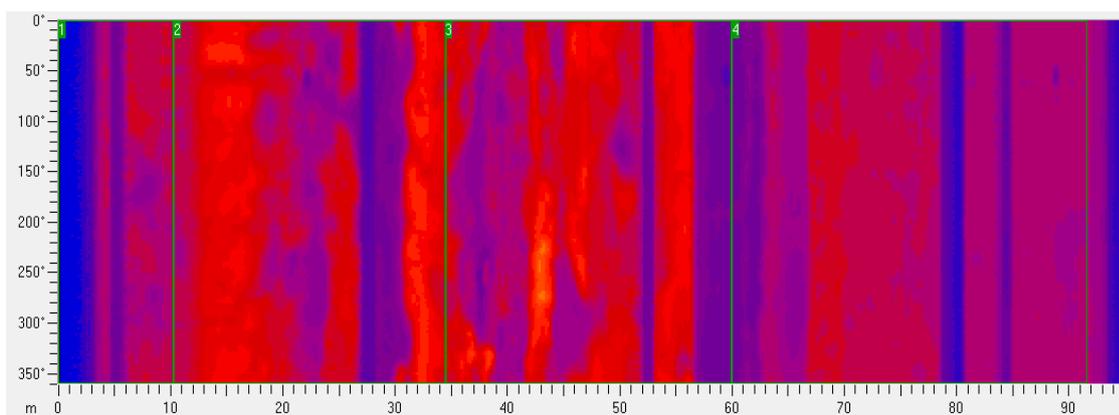
(25)



(26)



(27)



(28)

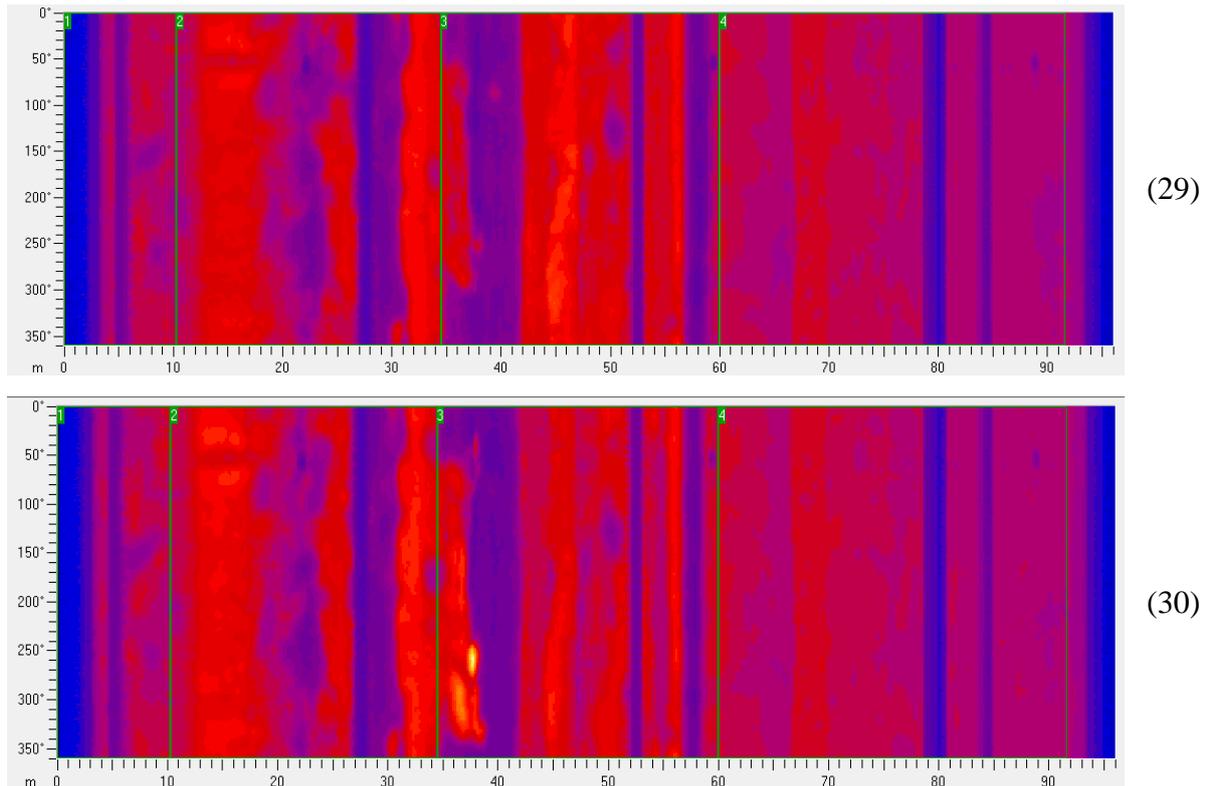


Figure 16 de 1 à 30 : Evolution des concrétions de matière dans la zone de cuisson d'un four de cimenterie (3500T de clinker par jour, ECDE Chlef)

II.1.6 Les transferts thermiques dans le four rotatif

La finalité d'un four est le transfert de l'énergie thermique à une matière pour en élever sa température avec un procédé direct et satisfaire un processus de transformation. La source de chaleur qui est la flamme de diffusion issue d'un brûleur, permet les trois modes de transfert de chaleur (rayonnement, convection et conduction), la plupart du temps simultanément mais dans des proportions très variables.

La convection joue dans la zone de cuisson un rôle secondaire. Par contre, la quantité de chaleur transférée au préchauffeur a un impact non négligeable pour les réactions endothermique.

Le transfert de chaleur par rayonnement se fait essentiellement avec la flamme et les gaz issus de la combustion et joue un rôle primordial dans la zone de cuisson.

La conduction thermique est le mode déterminant dans l'échange cyclique entre la paroi interne et le talus de matière. C'est le transfert de chaleur à l'intérieur de la matière qui limite la vitesse de chauffage de la matière et détermine son temps de séjour dans le four. La conduction joue aussi un rôle important pour les parois des fours, puisque c'est elle qui conditionne, en partie les pertes thermiques du four (figure 13).

II.1.7 Les émissions dues au processus de fabrication de clinker :

Les émissions provenant des cimenteries sont déterminées à la fois par des procédés de mesure continues et discontinues, qui sont décrits dans les directives et les normes nationales correspondantes. La mesure en continu est utilisée principalement pour la poussière, pour NO_x et CO , alors que les autres paramètres pertinents, conformément à la législation de la pollution ambiante, sont généralement déterminés de manière discontinue par des mesures individuelles. Les descriptions des émissions suivantes se rapportent aux installations de fours modernes basées sur la technologie de la voie sèche.

Gaz carbonique :

Les émissions du CO_2 sont liées à la fois aux matières premières (CaCO_3 et MgCO_3 selon les Eq1 et Eq2 du tableau 1) et à la combustion du gaz naturel. Les taux des émissions sont déterminés par les taux de décarbonatation du CaCO_3 et MgCO_3 selon leurs proportions dans le mélange (75.79% de CaCO_3 et 2.32% de MgCO_3). Leurs valeurs respectives sont 44% et 52% de CO_2 . Selon la composition des matières premières (CaCO_3 et MgCO_3) l'émission du CO_2 est estimée suivant la répartition donnée en figure 17.

Les quantités de CO_2 émises selon les sources d'émission sont représenté dans le schéma suivant :

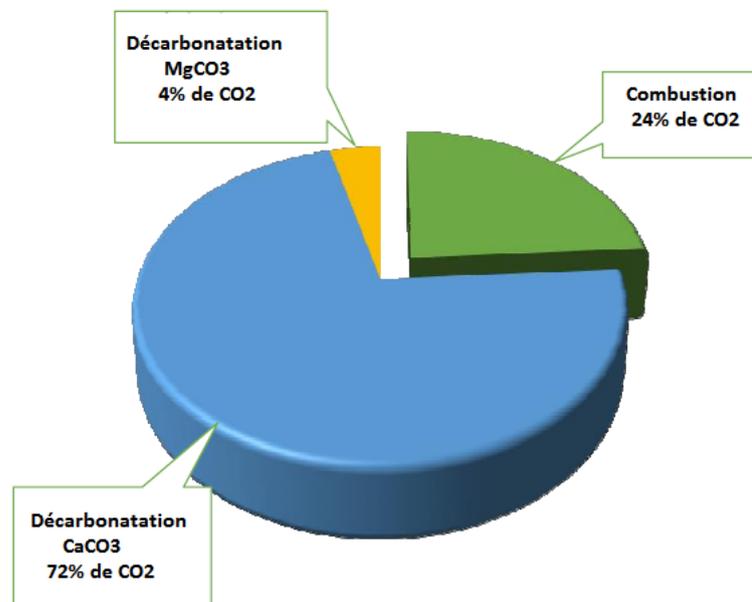


Figure 17 : Répartition des émissions de CO_2 par processus [20]

La production d'une tonne de clinker donne 786 Kg de CO_2 émis. La réduction de CO_2 de décarbonatation, soit par remplacement d'une partie de la matière à cuire par des produits déjà décarbonatés, soit par ajout après cuisson d'autres matières. Cela permet de réduire d'autant les quantités de matières à cuire [21]

Pour la combustion complète du CH_4 , la masse du CO_2 représente 52% de la masse du gaz brûlé. L'utilisation de carburants de remplacement peut réduire nettement les émissions de gaz à effet de serre. Selon la législation algérienne la limitation oscille entre 150 et 200 mg/Nm^3 .

Les poussières :

Les étapes de transformation des matières premières (carrière et broyeur du cru), la clinkérisation et le broyage du ciment constituent les principales sources d'émission de poussières. Des émissions de particules jusqu'à 3000 mg/m^3 ont été mesurées dans les années 1980. Par contre, les limites légales actuelles sont proches de 30 mg/m^3 . Des niveaux beaucoup plus faibles sont réalisables avec la technique des filtres à manches. Les ciments anhydres sont des matériaux granulaires en poudre très fine dont les tailles des particules varie de 0,2 à 100 micromètres (μm). La proportion de particules alvéolaires varie avec la composition du ciment mais reste minoritaire [22].

Les oxydes d'azote (NO_x)

Le processus de cuisson du clinker est un procédé à haute température qui entraîne la formation d'oxydes d'azote (NO_x). La quantité formée est directement liée à la température de la flamme principale (typiquement 1850 à 2100 °C). Le monoxyde d'azote (NO) représente environ 95%, et le dioxyde d'azote (NO_2) environ 5% des NO_x présent, dans le gaz d'échappement du four rotatif. Comme la majeure partie du NO est converti en NO_2 dans l'atmosphère, les émissions sont données sous forme de NO_2 par mètre cube de gaz d'échappement.

Sans mesures de réduction des NO_x liées au processus de production de clinker, les fours rotatifs dépasseront dans la plupart des cas les spécifications de la législation algérienne qui fixe les limitations entre 1500 et 1800 mg/Nm^3 . Les mesures de réduction du NO_x visent à optimiser le fonctionnement du four.

Le dioxyde de soufre (SO_2)

Le soufre est introduit dans le processus de cuisson du clinker via des matières premières et du combustible. En fonction de leur origine, les matières premières peuvent contenir du soufre sous forme de sulfure ou de sulfate. Les émissions de SO_2 dues aux systèmes de fours rotatifs dans l'industrie du ciment sont souvent imputables aux sulfures contenus dans la matière première, qui deviennent oxydés pour former les SO_2 à des températures variant entre 370 °C et 420 °C au niveau du préchauffeur. Les valeurs d'émissions de SO_2 sont prise entre 500 et 750 mg/Nm^3 . Dans certains cas, l'injection de l'hydroxyde de calcium permet d'abaisser les émissions de SO_2 .

Gaz naturel algérien :

Le gaz naturel est un mélange dont le constituant principal est le méthane (CH_4) avec une teneur dépassant les 70% et 100 %, en présence d'autres hydrocarbures (propane, butane, éthane...), de diazote, de dioxyde de carbone, de sulfure d'hydrogène.

Compte tenu de leur forte teneur en méthane, les gaz naturels ont généralement des propriétés physiques et chimiques voisines de celles du méthane.

Le graphe de la figure 18 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/m^3 , le volume des gaz brûlés se situe aux alentours de 12.4 Nm^3/m^3 de gaz naturel.

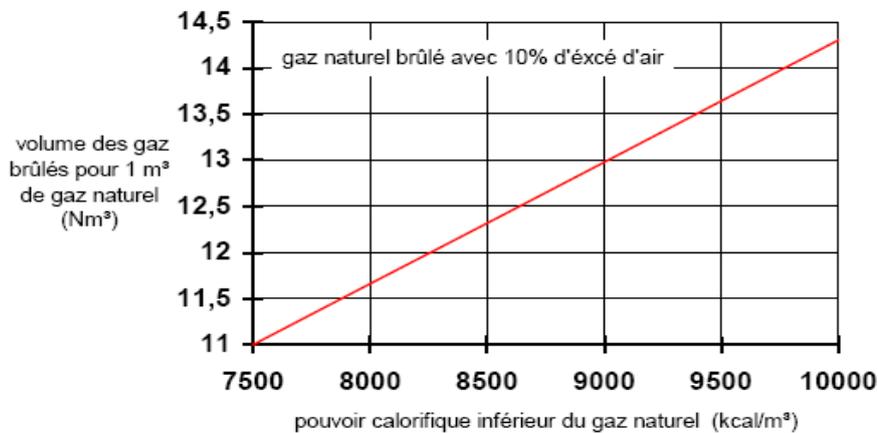


Figure 18 : La variation du volume des gaz brûlés en fonction du PCI du gaz naturel [23]

II.2 Le brûleur industriel

Le brûleur (tuyère) dans un four de cimenterie produit un jet réactif. L'air secondaire est aspiré du refroidisseur dans le four de telle façon que la flamme dégagée se concentre autour de la ligne centrale du four. Les brûleurs sont de type combustion prémélangée ou combustion non prémélangée.

Le brûleur coaxial du four de cimenterie comme le montre la figure 19, permet une grande flexibilité de contrôle avec ses circuits d'air primaire axial et radial, dont les sections de passage aux embouts sont ajustables en fonctionnement. Le circuit d'air primaire axial propulse de l'air à grande vitesse sans aucune divergence, par contre le circuit d'air primaire radial propulse de l'air à grande vitesse avec une rotation. Le réglage de la répartition des débits d'air (figure 20.B) entre les deux circuits coaxiaux induit une modification de la forme de la flamme permettant l'optimisation des conditions de fonctionnement du four. Le principe est d'avoir une forte impulsion axiale (généralement 60% pour l'axial et 30% pour le radial) pour faire pénétrer et mélanger progressive l'air secondaire dans la flamme, aussi permettre le

contrôle du diamètre de la flamme. Le tableau 2 montre les caractéristiques d'une tuyère d'un four de cimenterie d'une production journalière de 3500 tonnes de clinker.

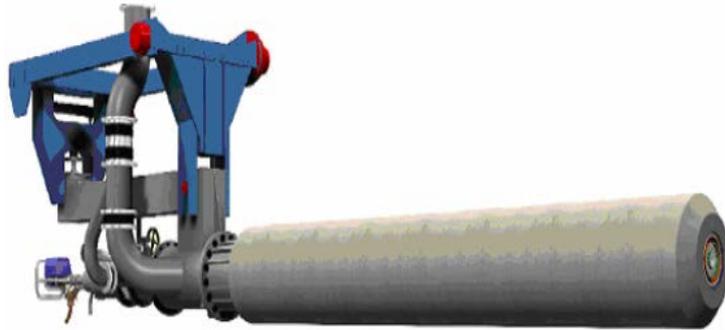


Figure 19 : Tuyère à gaz pour four de cimenterie

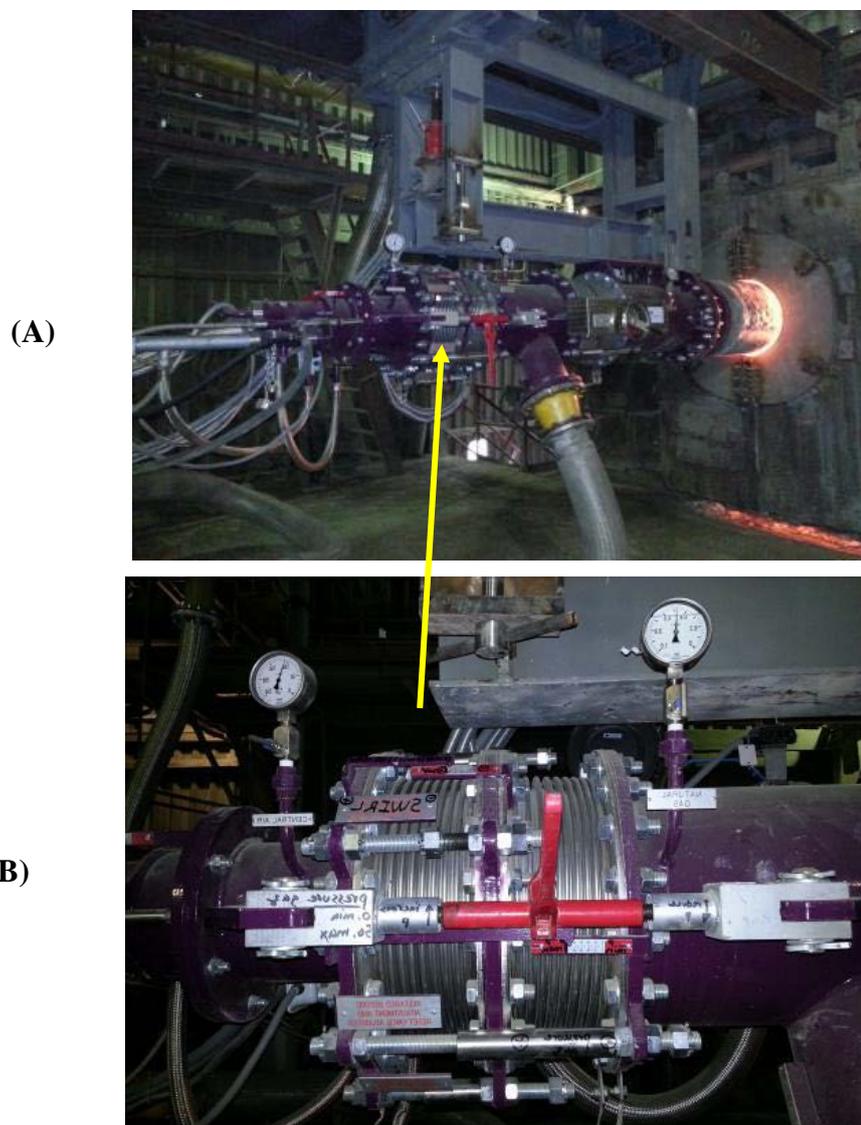


Figure 20 : (A)- Implantation de la tuyère dans le capot de chauffe du four de cimenterie à l'ECDE Chlef.

(B)- Système de contrôle de l'air axial et de l'air radial (manomètres de pression pour suivi du réglage)

Tableau 2: Caractéristiques d'une tuyère d'une cimenterie de 3500 T/Jours de clinker

Puissance calorifique de la tuyère	157 MW
Débit d'air de combustion (stœchiométrique + 10 %) maxi	168 500 Nm ³ /h
Longueur partie avant	6.5 m
Longueur totale approximative	11,5 m
Revêtement réfractaire, épaisseur conseillée	70 mm
Poids total avec réfractaire	9,5 t
Débit du combustible gazeux	15 800 Nm ³ /h

La maîtrise du fonctionnement des brûleurs permet d'obtenir une flamme qui maintient la qualité du clinker, et qui ne crée pas de problème d'instabilité de la transition de matière dans le four. Le tableau 2 donne les caractéristiques d'un brûleur pour un four de capacité 3500 tonne de clinker par jour de la cimenterie ECDE de Chlef.

II.3.1. Les indices de contrôle d'une flamme de diffusion sur un brûleur industriel

Les spécialistes des brûleurs industriels ont établi quatre indices sans dimension pour définir les conditions nécessaires pour le contrôle fluide de la flamme de diffusion [24]:

- **Indice axial (I_{ax})** : L'indice axial c'est le rapport entre la quantité de mouvement axiale du jet et l'ensemble des quantités de mouvement axiales multiplié 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. La circulation externe limite la section de passage du jet et de ce fait, la vitesse augmente considérablement au passage.
- **Indice tangentiel (I_{tg})** : L'indice tangentiel c'est le rapport entre la quantité de mouvement angulaire des fluides et la quantité de mouvement axiale multipliée par le rayon moyen de la section transversale du passage libre du four. Des valeurs élevées de " I_{tg} " indiquent une flamme large et courte, avec un premier pic de température insigne proche du nez du brûleur. Cet indice est aussi relié au maintien de l'allumage de la flamme. Son effet sur l'accrochage de la flamme au nez du brûleur est très pratique.
- **Indice de turbulence (I_{tb})** : L'indice de turbulence montre le niveau moyen de la turbulence générée par le carburant et l'air dans la zone de développement de la flamme. C'est la relation entre l'énergie cinétique et l'énergie thermique totale du brûleur. Augmenter le " I_{tb} ", consiste à améliorer les échanges thermiques du mélange qui intensifient la combustion. Avec tous les paramètres qui maintiennent une combustion stable, l'augmentation de " I_{tb} " provoque une contraction de la zone de cuisson, en augmentant fortement le taux de dégagement de chaleur.
- **Indice de dispersion (I_{dsp})** : Cet indice concerne les carburants solides tels que le charbon, les rebuts, les déchets de plastiques...etc. Il montre l'évolution d'une dispersion rapide où

lente des particules solides du carburant dans l'oxydant. La mise en œuvre des fluides (l'air primaire ou le combustible) sur la base des mécanismes de contrôles passifs ou actifs du brûleur permet de combiner les différents indices [25].

Il existe des moyens de contrôle des flammes de diffusion. Une technique où la flamme est maintenue sur le brûleur lorsque la vitesse d'éjection devient importante. Cette technique est utilisée dans le milieu industriel : champs électrique (plasma), magnétique [26] et excitation acoustique [27]. Une autre technique utilisée ces dernières années dans le milieu industriel, pour la stabilisation des flammes, consiste à enrichir le jet d'air en oxygène. L'une des premières utilisations documentées de l'enrichissement en oxygène de l'air de combustion dans un four rotatif est rapportée par Gaydas (1965) avec des résultats expérimentaux [28]. De l'oxygène à grande vitesse est introduit dans le four rotatif entre la charge et la flamme principale, pour augmenter la température de la flamme près de la charge. Les résultats montrent une augmentation de la production d'environ 5 à 6%, avec la même quantité de combustible brûlé dans le four.

II.4. Les sources d'instabilité de la flamme de diffusion

Le phénomène des instabilités de combustion touche plusieurs domaines d'activités, spatiaux, industriels et domestiques. Les développements des moteurs de fusées ont permis de recueillir beaucoup de données sur les instabilités des flammes de diffusion. Dans les années 1970, des problèmes d'instabilités thermoacoustiques sont apparus dans les fours industriels et les systèmes de conditionnement d'air. Dans les années 1980, l'attention a été portée 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 incinérateurs [18]. Ces derniers, conçus pour soutenir une combustion à procédé direct connaissent des instabilités de diverses sources que nous verrons dans ce chapitre. Ces sources d'instabilités sont d'ordre aérothermique, thermochimique et thermoacoustique.

II.4.1. Thermochimique

II.4.1.1- Les radicaux H et OH :

Les flammes à haute intensité (2500 à 3300 K) produisent en contact d'un solide, des phénomènes de transfert thermique accélérés, dont la particularité est de mettre en jeu des réactions chimiques de dissociation et de recombinaison.

En effet, lorsque la température des produits de combustion d'une flamme s'élève au-dessus d'une valeur, des réactions d'équilibre (dissociation) auront lieu, dont les plus

importantes sont : $2\text{CO}_2 \leftrightarrow 2\text{CO} + \text{O}_2$, $2\text{H}_2\text{O} \leftrightarrow 2\text{OH} + \text{H}_2$, $2\text{H}_2\text{O} \leftrightarrow 2\text{H}_2 + \text{O}_2$,
 $\text{H}_2 \leftrightarrow 2\text{H}$, $\text{O}_2 \leftrightarrow 2\text{O}$, $\text{N}_2 \leftrightarrow 2\text{N}$ et $\text{N}_2 + \text{O}_2 \leftrightarrow 2\text{NO}$

Il y a une concordance assez nette entre les évolutions du transfert thermique et celle des radicaux 'H' en fonction de la richesse. En ce qui concerne les radicaux 'OH', le transfert évolue en sens contraire. Il existe des radicaux libres capables d'augmenter les taux de transfert de chaleur par convection par diffusion et par recombinaison exothermique dans la couche limite entourant le corps recevant la chaleur [29].

II.4.1.2- Le rayonnement thermique :

Le rayonnement thermique est un mode de transfert que l'on associe essentiellement aux milieux semi transparents. En combustion, dès lors que l'on observe un milieu gazeux à haute température, ayant un fort pouvoir d'absorption d'un point de vue radiatif (c'est le cas des produits de la combustion d'hydrocarbures tels que H_2O , CO_2 et CO), il devient nécessaire de s'attacher à une bonne description des transferts radiatifs. Dans certaines configurations, ils peuvent devenir un mode de transfert énergétique non négligeable, voire prépondérant.

Il existe un phénomène de couplage combustion-rayonnement qui se manifeste dans les deux sens. D'abord, il ya l'influence du rayonnement sur la solution des équations de thermochimie en tant que mode de transfert thermique. Mais à l'inverse, le champ de flux rayonné est lui-même dépendant des champs de température, de pression et de concentration des espèces chimiques [23].

II.4.1.3 Variation de la richesse du mélange :

Les variations de richesse du mélange 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 (commande) sur le système d'alimentation en combustible.

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 convectives entraînées par l'écoulement jusqu'à la flamme [30]. 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 [31].

Les perturbations de richesse sur une flamme proche de limite d'extinction pauvre, produisent des variations importantes des caractéristiques de la flamme comme sa

température et vitesse de la flamme. Ils subissent ainsi de fortes variations sur la branche pauvre comparée à des flammes plus riches proches de la stœchiométrie [32].

La principale difficulté réside dans l'interaction entre l'écoulement turbulent et le dégagement de chaleur qui met en jeu les échelles spatiales et temporelles de la turbulence et des réactions chimiques [33]. Ainsi, le temps caractéristique de l'oxydation du combustible est généralement court comparé aux échelles des phénomènes turbulents.

II.4.2 Aérothermique

II.4.2.2 Interaction flamme-tourbillon :

Les perturbations des vitesses des réactifs déforment directement les couches de mélange (source de fréquences de détachement tourbillonnaire), ce qui se traduit par une modification de la surface de la flamme par étirement induisant une fluctuation du dégagement de chaleur [34]. 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. Des études montrent que la réponse de la surface de flamme dépend de la géométrie du brûleur et des valeurs du nombre de Strouhal [30].

En général, l'injection débouchant dans une chambre plus large est une source de formation des tourbillons qui modifient considérablement le profil de vitesse de l'écoulement. En effet, les couches de mélange déstabilisées sont sources de fréquence des tourbillons. Ces couches de mélange sont aussi générées par les brûleurs coaxiaux (élargissement brusque ou présentant une marche).

Le fort cisaillement combiné au mouvement convectif des structures peut arracher des poches de la flamme qui brûle en aval de la position de la flamme principale, comme le montre la figure 21 .



Figure 21: Instabilité de la flamme de diffusion constaté par un arrachement net. (Brûleur four ECDE Chlef)

En effet, des instabilités de type Kelvin-Helmholtz (induites par le cisaillement entre les écoulements interne et externe, de vitesses et masses volumiques distinctes), ou bien des tourbillons issus de la turbulence interne du jet, ont le temps de se développer et gagnent en intensité. La flamme peut alors en être affectée, continuellement plissée, étirée et comprimée alternativement par ces mouvements turbulents [35].

II.4.3 Thermoacoustique:

Des perturbations de l'écoulement sont à l'origine d'oscillations du taux de dégagement de chaleur de la flamme qui donnent lieu à des fluctuations de pression. Celles-ci peuvent à leur tour agir sur la combustion et la fréquence du jet. Aussi un couplage résonant peut apparaître entre les ondes stationnaires et les modes propres du four.

Les instabilités de combustion se produisent lorsque le dégagement de chaleur d'une flamme est combiné à la propagation d'une onde acoustique dans la chambre de combustion. Ce phénomène peut mener à de fortes vibrations et peut générer du bruit. Parfois des défaillances du système de combustion (brûleur et accessoires) peuvent se produire [18].

II.4.3.1 Ondes stationnaires

Lorsque la combustion se produit dans un milieu confiné, le champ de pression fait apparaître des pics qui correspondent aux modes propres de l'installation. Un couplage entre la combustion et l'acoustique du système peut se mettre en place [36]. Le couplage du mode aérodynamique avec une fréquence acoustique est envisageable, puisque les couches de mélange peuvent être efficacement excitées par le champ de vitesse acoustique [37]. L'effet du mode propre de la chambre de combustion sur le détachement tourbillonnaire, et celui-ci sur la stabilité de combustion est schématisé dans la figure 22.

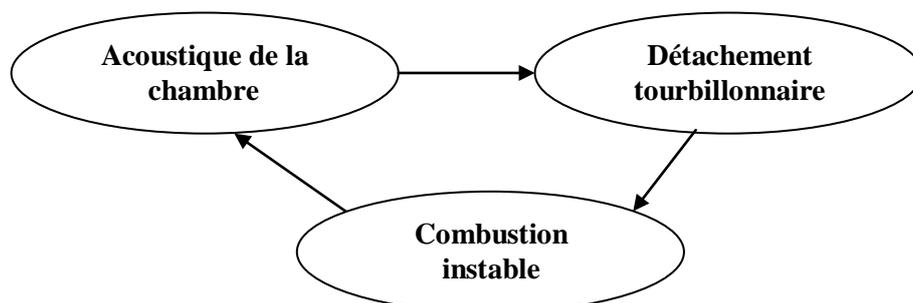


Figure 22: Interaction: combustion instable - acoustique de la chambre - détachement tourbillonnaire [40]

Le critère de stabilité classique d'un foyer est celui énoncé par Rayleigh [38]. Celui-ci stipule qu'une instabilité est entretenue lorsqu'un apport positif d'énergie acoustique est disponible, autrement dit si les fluctuations de pression et de dégagement de chaleur sont en

phase [39]. La fréquence de détachement des tourbillons peut être fortuitement un multiple de la fréquence d'un mode propre du four pour qu'un couplage puisse s'installer

II.4.3.2 Ondes entropiques :

Une autre catégorie d'ondes convectives peut aussi intervenir dans l'instabilité de la flamme de diffusion. Les ondes entropiques transportent des perturbations de température et de densité (points chauds). Ces ondes peuvent en particulier interagir avec les tuyères (brûleurs) amorcées à la sortie de la chambre de combustion et conduire à la création d'ondes acoustiques. Le bruit direct de la combustion est lié au taux de dégagement de chaleur et le bruit indirect est lié aux ondes entropiques.

II.4.4 Le contrôle par plasma d'une flamme de diffusion:

Le contrôle par plasma est une voie originale de stabilisation des flammes. Les chercheurs explorent en particulier une voie par plasmas froids pour stabiliser des flammes pauvres comme le montre la figure 23. Ils appliquent entre deux électrodes une impulsion électrique à haute tension de quelques nanosecondes et produisent ainsi un plasma (dizaine de milliers de degrés Kelvin). Celui-ci crée dans la région de combustion des espèces très réactives (des radicaux) qui amorcent la flamme dans des conditions où elle serait normalement éteinte ou proche de l'extinction. Cette solution offre plus de flexibilité que les méthodes classiques agissant sur la structure des systèmes de combustion. Les premiers résultats ont montré le fort potentiel de ces impulsions haute tension permettant, de plus, une consommation d'énergie très faible, de l'ordre de 0,1% de l'énergie dégagée par la flamme [41].



Figure 23: Stabilisation d'une flamme-turbulente de propane à l'aide d'une impulsion haute tension ultra brève [41]

Chapitre III

Le contrôle actif et passif d'une flamme de diffusion

III.1 Stabilité de la flamme de diffusion du jet coaxial:

Dire que la combustion d'un mélange inflammable est stable, revient à supposer que la zone de réaction reste fixe dans l'espace, en dépit de l'écoulement de fluides qui participent à la combustion. 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 (développées par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz), affectent le mélange au niveau macroscopique, tandis que les fluctuations des vitesses induisent un mélange à l'échelle moléculaire (la turbulence aux petites échelles) [42]. L'annexe B présente les différentes configurations de structures de turbulence que peut présenter une flamme de méthane issue d'un jet coaxial.

III.1.2 La longueur de la flamme de diffusion:

La longueur de flamme est définie comme étant la distance pour une flamme accrochée, entre la sortie du brûleur et la distance, sur l'axe de la flamme, où le combustible et le comburant sont en proportions stœchiométriques. Il existe plusieurs méthodes pour déterminer la longueur de flamme. Celle qui nous intéresse est basée sur la mesure de température en détectant la position du maximum de température le long de l'axe [43]. Cette température caractérise en quelque sorte le niveau d'agitation du milieu, où les réactions de combustion se manifestent par une libération d'énergie, qui correspond à un niveau d'agitation supérieur. C'est ce qu'on appelle le dégagement de chaleur. Pour un combustible gazeux, La longueur de la flamme ne dépend pas de la puissance débitée par le brûleur (une expérience a été conduite avec un rapport de débit de 12 à 1) [44].

III.2 Choix des paramètres de contrôle de la flamme de diffusion

Les flammes de diffusion sont classées en deux types selon la vitesse du fuel [45]:

Flamme type I : 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 où le fuel restant est préchauffé. La flamme est donc intense et longue.

Flamme type II : La vitesse du fuel n'est pas suffisante, celui-ci se répand radialement. Le mélange est rapide et la flamme est courte et bleue.

Les flammes de type I dans la figure 24-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 au comburant sur la périphérie du jet et brûle en formant

une zone de combustion stable au niveau du nez du brûleur. Le reste du combustible brûle en aval du noyau de recirculation, dans une flamme allongée. La combustion n'est pas bruyante.

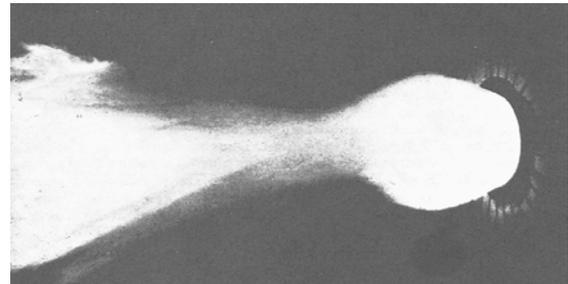
L'augmentation de l'angle d'ouverture du jet accroît l'importance du noyau de stabilisation. De façon générale, la forme de ce type de flamme est commandée par le mélange du combustible et de l'air, étroitement lié à l'aérodynamique près du nez du brûleur.

Vis-à-vis de la matière, le rayonnement des flammes de type II sera donc plus localisé au voisinage du brûleur que celui des flammes de type I.

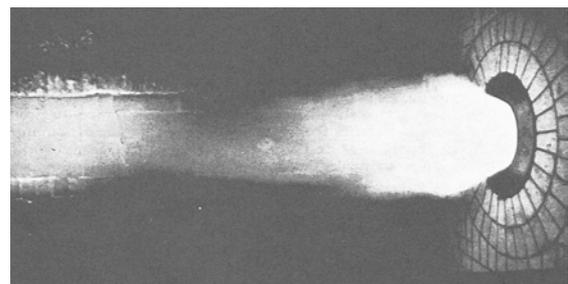
Les flammes de type II dans la figure 24-B, associées à une vitesse axiale d'éjection modérée du combustible, se développent au voisinage du brûleur. Ici, presque la totalité du combustible est rabattue dans le noyau de stabilisation où il se mélange intimement à l'air de combustion. Ce mélange se ré-enflamme sans cesse par contact avec des produits chauds de la combustion présents dans le divergent du brûleur. Ces ré-enflammassions 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.

Figures 24 :

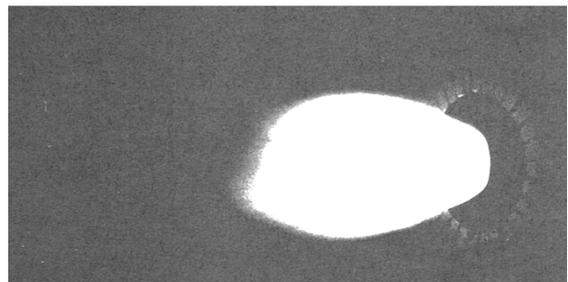
A- Photo d'une flamme (type I) avec faible recirculation axiale, avec un brûleur à divergent de 35° et une faible valeur du nombre de Swirl [44]



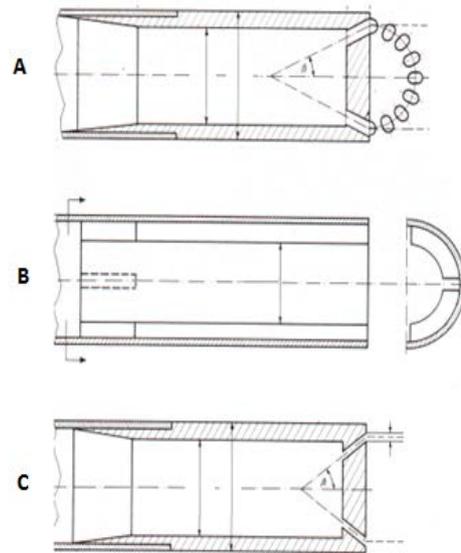
B- Photo d'une flamme (type II) avec recirculation axiale importante, avec un brûleur à divergent de 35° et une valeur élevée du nombre de Swirl de l'air [44]



C- Photo d'une flamme à recirculation centrale, pour une valeur du nombre de Swirl égale à 1.4 (cliché FRIF) [44]



Ces différences de température sont dues à la différence de vitesses de mélange entre le combustible et l'air. Les flammes de type II sont obtenues du fait que la quasi-totalité du combustible est entraînée dans le noyau de recirculation. L'air primaire en rotation permet de raccourcir très sensiblement la flamme de diffusion ou se rassemble en boule au voisinage même du brûleur figure 24-C. La taille et la position de cette zone de recirculation varient avec l'intensité du Swirl. Cette zone est un élément essentiel pour stabiliser une flamme de diffusion car elle contient des gaz frais préchauffés et permet l'accrochage de la combustion [44]. Plus particulièrement la région à la sortie du brûleur est d'une grande importance et c'est la configuration du brûleur (figures 25: A, B et C) qui permet aux flammes de s'accrocher à son nez et permet la stabilité de la couche de mélange de la flamme.



Figures 25 : Différents types de rosaces de brûleurs à flamme rotative [44]

Pour que le jet de gaz soit infléchi et entraîné par l'air de contrôle au près du brûleur, il y a lieu de choisir une rosace qui s'adapte à la géométrie du four [46]. Les ouvertures de la rosace forment au centre une large zone de recirculation d'air vers le nez du brûleur, permettant ainsi d'augmenter la surface du front de flamme et donc de maximiser le mélange et le rendement de combustion.

Le choix de la rosace peut être obtenu à partir du type d'implantation du brûleur et de la géométrie de la chambre de combustion où se développe les gaz de combustion eux-mêmes et les produits de la combustion. Comme il peut être le facteur de plusieurs facteurs selon l'action de contrôle envisagée; active ou passive.

Wyzgolik et Baillot [47,48] ont étudié les flammes de méthane stabilisées dans un jet libre organisé proche de la limite basse de la zone d'hystérésis (rattachement et arrachement de la flamme au nez du brûleur). Les résultats de la figure 26 montrent que l'arrachement de la flamme de diffusion est relié à l'augmentation de la vitesse de l'air (U_0), ce qui provoque un retard quant à la formation des structures primaires et secondaires. La différence de comportement de la flamme en fonction de la vitesse de l'air primaire nous amène à rechercher des actions aérodynamiques où la réponse de la flamme sera stabilisée.

La figure 27 représente la zone d'hystérésis d'une flamme de diffusion méthane/air [49], dans laquelle la flamme peut être accrochée au brûleur. La limite basse est obtenue en

diminuant U_i progressivement pour U_0 fixée jusqu'à ce que la flamme décrochée se raccroche au brûleur ($U_i=U_a$). 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. La limite haute diminue plus rapidement avec l'augmentation de U_0 , comparativement à la limite basse.

La figure 27 montre que le rattachement de la flamme au nez du brûleur est assuré par les filaments et non par les tourbillons de Kelvin Helmholtz [48], ce qui permet d'expliquer l'influence de la couche de mélange air/méthane sur le couplage entre la flamme de diffusion et le détachement tourbillonnaire des structures organisées du jet.

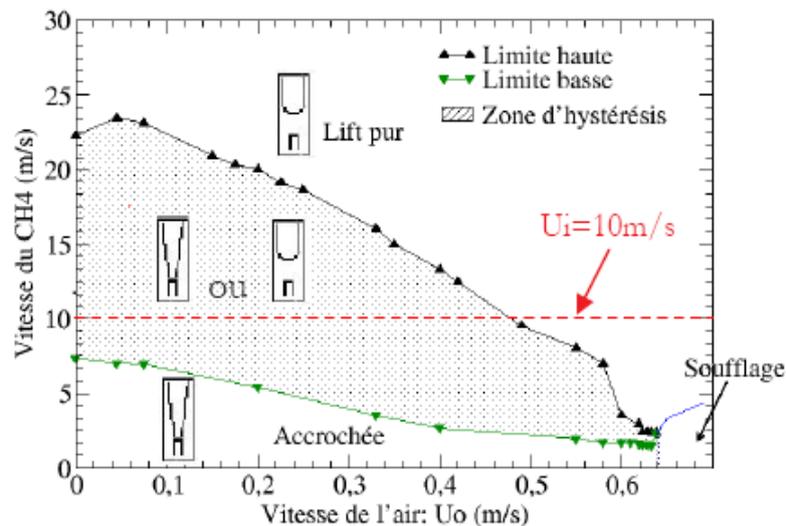


Figure 26: Zone d'hystérésis d'une flamme de diffusion méthane/air [47]

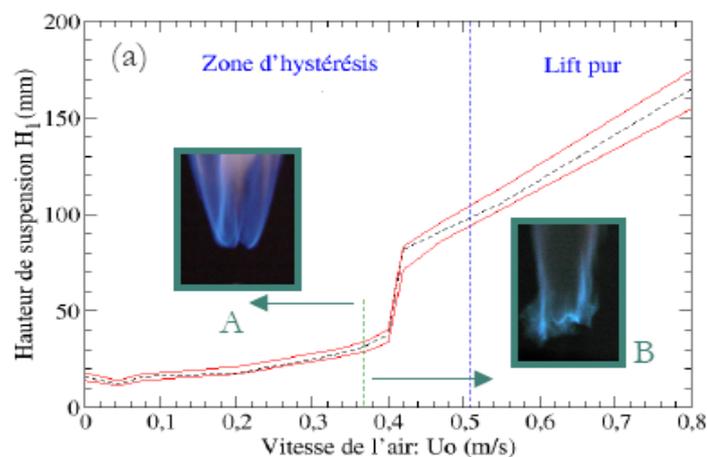


Figure 27 : Comportement de flamme décrochée en zone d'hystérésis [47]

La configuration de l'injecteur a une influence sur la portée du mélange le long de l'axe du jet (x/d , où "x" c'est la distance suivant l'axe du jet et "d" est le diamètre de l'injecteur). Nathan et al [42] ont justifié cet effet à travers trois configuration d'issues de jets (orifice dans une plaque, un tube et une contraction) sur le développement du jet résultant.

Les méthodes de contrôle aérodynamique des écoulements cisailés agissent sur le développement naturel des structures cohérentes ainsi que sur leurs ruptures 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 [17,49,50]. 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 [51], alors que le contrôle actif repose sur un apport extérieur d'énergie.

III.2.1 Le control par la mise en rotation de la flamme de diffusion

Une mise en rotation des fluides dans le corps du brûleur (figure 28) 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 [52]. En effet, ce type d'action tend à optimiser la combustion en favorisant un bon mélange entre les produits de combustion, en créant un jet tourbillonnaire. Ce jet a la fonction principale d'augmenter la diffusion entre les espèces, dans le but de stabiliser la flamme générée. Le phénomène de tourbillonnement 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.

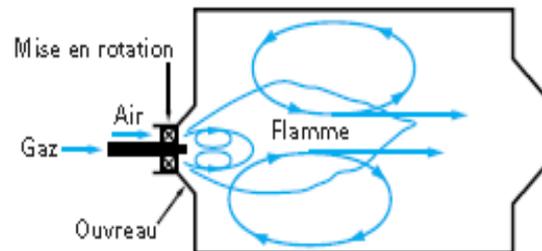


Figure 28 : Courants de recirculation d'une flamme confinée mise en rotation

Le Swirl 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 [53], conférant à l'écoulement un effet de courbure au niveau de la zone de mélange [54]. 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. Cette observation permet de donner une idée sur la cascade inverse d'énergie [55]. Il existe plusieurs manières d'infliger une rotation à un écoulement, parmi lesquelles on peut citer :

- Des ailettes ajustables venant dévier tangentiellement l'écoulement axial. L'intensité du Swirl dépend directement de l'angle que forment les ailettes avec la direction longitudinale. Ce type de dispositif introduit des pertes de charge importantes et ce, d'autant plus que le nombre de Swirl est grand [56].

- La rotation autour de l'axe longitudinal d'une plaque percée de trous [57]. 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.
- Un 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 tangentielle et celui injecté de manière axiale [58].

Il semble nécessaire d'introduire un paramètre pour différencier les différents états possibles pour un écoulement mis en rotation. Chigier et Beér [53] introduisent un paramètre de contrôle; le nombre de Swirl S . 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 :

$$S = \frac{G_\phi}{R.G_x} \quad (III.1)$$

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

$$G_\phi = \int_0^R (W_r) \rho U 2\pi r dr \quad (III.2)$$

$$G_x = \int_0^R U \rho U 2\pi r dr + \int_0^R p 2\pi r dr \quad (III.3)$$

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 du 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 [53]. 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 (III.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_0 " :

$$S_0 = \frac{G_\phi}{R.G'_x} \quad (III.4)$$

$$G'_x = \int_0^R U \rho U 2\pi r dr \quad (III.5)$$

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 [54].

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.2.1.1 L'effet du Swirl sur un écoulement non réactif

Les écoulements tourbillonnaires peuvent être décrits selon deux catégories : les écoulements à faible Swirl ($S < 0.6$) et les écoulements à fort Swirl ($S > 0.6$).

1- Écoulements à faible Swirl ($S < 0.6$)

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 à faible Swirl restent gaussiens jusqu'à environ $S < 0.5$.

2- Écoulements à fort Swirl ($S > 0.6$)

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 [59] 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 avec les ressauts hydrauliques. Sarpkaya [60] confirme plus tard cette hypothèse.

III.2.1.2 La décroissance de la vitesse axiale

De ce fait on ne tient pas compte de la vorticité de la couche de mélange, pourtant à l'origine des instabilités centrifuges [61].

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 avec Swirl. La figure 29 montre que, plus le taux de Swirl du jet augmente, la vitesse décroît rapidement, au profit d'une amélioration de l'épanouissement et donc le processus de mélange [62].

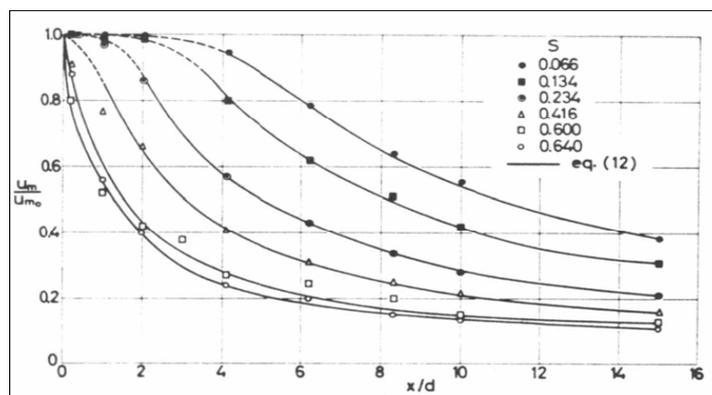


Figure 29: Décroissance de la vitesse axiale en fonction du nombre de Swirl [62]

Il en ressort que l'effet de contrôle du jet est modulable; plus le débit dévié vers les actionneurs sera important. Plus l'épanouissement de l'écoulement en sortie d'injecteur sera important.

III.2.1.3 L'effet du Swirl sur un écoulement réactif confiné

Le Swirl est utilisé en combustion car il a un rôle stabilisateur de la flamme [62]. De plus, le Swirl améliore l'épanouissement et donc réduit la taille de la flamme. Le fait de recourir au Swirl permet de travailler avec des vitesses de fuel plus élevées pour le cas des flammes de diffusion, ainsi que dans la cas de la combustion prémélangée de réduire la taille de la chambre de combustion.

Comme le montre la figure 30 à chaque réponse de l'écoulement au Swirl correspond un type de profil de vitesse. La flamme de type A, a un faible taux de Swirl et son comportement est analogue à celui rencontré pour une flamme sans Swirl. Le front de flamme se situe à une certaine distance du brûleur. La flamme de type B, a un taux de Swirl modéré à élevé et la flamme se stabilise plus près du nez du brûleur. C'est le type de combustion recherchée dans les fours rotatifs du fait de l'existence d'une zone de recirculation centrale favorisant le mélange au cœur de la flamme de diffusion. Dans la flamme de type C,

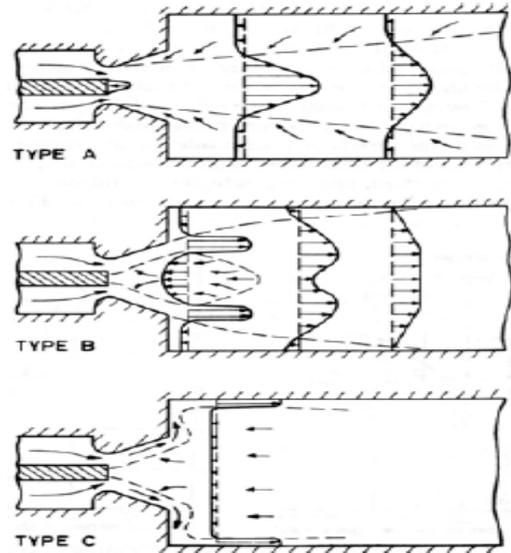


Figure 30: Différents profils de vitesses pour différentes flammes en tourbillonnement [63]

les interactions flamme-paroi sont intenses. Cette situation est indésirable dans les fours rotatifs des cimenteries. Elle induit des problèmes de non-formation de croustage dans la zone de transition basse et aussi de surchauffe de la partie la sortie du four (Nose ring).

III.2.2 Le contrôle acoustique de la flamme de diffusion

Plusieurs travaux sur les jets froids ont montré l'effet direct d'une excitation acoustique sur le détachement tourbillonnaire du jet ainsi que sur sa pénétration [63,64]. La longueur de flamme est systématiquement réduite lors d'une excitation acoustique [65]. Lovett et Turns [66] constatent le même phénomène sur leur configuration du jet de propane non confiné (l'actionneur étant un haut-parleur).

Les fours industriels sont soumis à des effets acoustiques nuisant à la stabilité de la flamme confinée. Donc connaître les couplages entre la fréquence des ondes acoustiques et la

fréquence du détachement tourbillonnaire de la flamme est nécessaire pour déduire des moyens de contrôle. Avant de parler du contrôle acoustique de la flamme de diffusion dans le four, il est essentiel de voir la réponse de la flamme aux oscillations de pression de fréquence variable [67]. C'est à dire contrôler précisément le champ de fluctuations auquel est soumise la flamme. Il faut avoir des mesures temporelles de la pression dans le four et obtenir le spectre fréquentiel équivalent (voir figure 31). En outre, on doit connaître les modes acoustiques du four (figure 32) en présence de la flamme afin de soumettre la flamme aux seules oscillations de pression et d'éviter tout effet d'accélération qui perturbe sa dynamique.

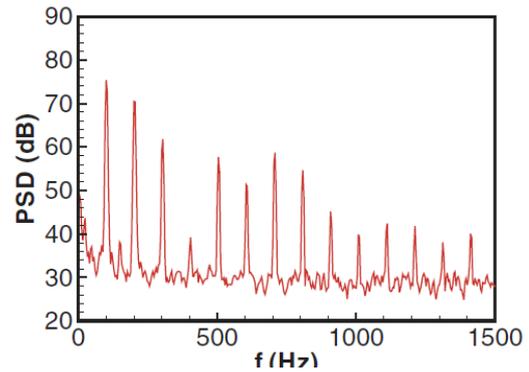


Figure 31 : La densité du spectre d'énergie de pression émise à partir de l'interaction d'une flamme Méthane/Air avec une plaque [68]

III.2.2.1 Les ondes stationnaires d'un conduit ouvert :

Une colonne d'air vibre à l'intérieur d'un tuyau sous la forme d'une onde dite stationnaire. Il y a un nœud de vibration (vibration nulle) pour une extrémité fermée et un ventre (vibration maximum) pour une extrémité ouverte. Le schéma ci-contre (figure 32) donne pour un tuyau ouvert aux deux bouts, les premiers modes de vibrations possibles. Les fréquences des vibrations pour un tuyau ouvert aux deux bouts, s'expriment de la façon suivante :

$$f_1 = \frac{V}{2L} \quad \text{et} \quad f_n = n.f_1 \quad (III.6)$$

Une équation plus précise considérant une correction de longueur est donnée ci-dessous:

$$f_1 = \frac{V}{2(L + 0.8d)} \quad (III.7)$$

Avec, V : vitesse du son dans l'air, f_1 : fréquence fondamentale, f_n : fréquences harmoniques de rang n ; n : nombre entier, L : longueur du conduit.

Par exemple: Pour un tube de longueur 100m x 5.5m sans source de chaleur, (la vitesse du son est 344 m/s à 20°C et au niveau de la mère) la fréquence fondamentale est égale à :
 $344 / 2(100 + 0.8 \times 5.5) = 1.6475 \text{ Hz}$ et une période 'T' égale à :

$$T = \frac{1}{f_1} = 0.6069 \text{ s} \quad (III.8)$$

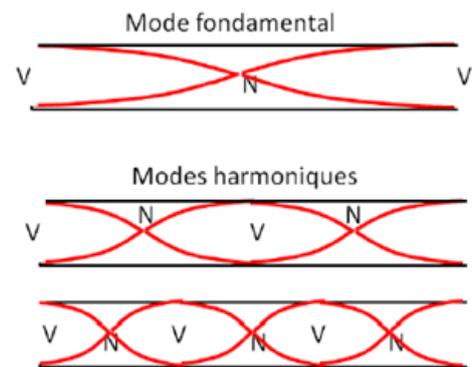


Figure 32 : Ondes stationnaires d'un conduit ouvert []

III.2.2.2 La rétroaction des ondes acoustiques :

La notion de rétroaction a été traitée par Rayleigh [69]. Il avait émis l'hypothèse qu'une rétroaction doit « revenir vers l'origine du jet, probablement à la vitesse du son ».

Pour que des oscillations auto-entretenues puissent se produire, trois éléments sont nécessaires. Premièrement, l'écoulement doit être sensible à de petites perturbations pour pouvoir générer un mouvement oscillatoire. Deuxièmement, le mouvement oscillatoire créé par l'écoulement primaire doit être capable de générer une perturbation secondaire qui remonte l'écoulement jusqu'au lieu où la perturbation primaire a été introduite, ce qui implique que la seconde perturbation doit avoir une intensité suffisante. Enfin, la phase entre la perturbation primaire et secondaire (appelée rétroaction) doit être telle que, au point d'introduction, un renforcement des oscillations se produit plutôt que leur amortissement [70].

Les sons auto-entretenus sont classés en deux catégories selon Blake et Powell [38]. La rétroaction hydrodynamique est due à la distorsion de la vorticité au point d'impact avec l'obstacle provoquant une impulsion de pression qui remonte l'écoulement, ou de nouvelles perturbations sont alors induites au point de séparation de l'écoulement [71]. La rétroaction aéroacoustique est due aux ondes acoustiques émises par la source aéroacoustique qui reviennent exciter l'écoulement [70].

Dans le cas où la longueur d'onde des ondes sonores est nettement supérieure à la distance entre l'obstacle et la sortie du jet, ces deux mécanismes sont équivalents. Le chemin de rétroaction se fait via l'excitation d'un mode propre du résonateur (souvent longitudinal) [72], on parle alors de chemin de rétroaction indirecte (ou acoustique) [70]. La figure 33 résume les deux modes de rétroaction :

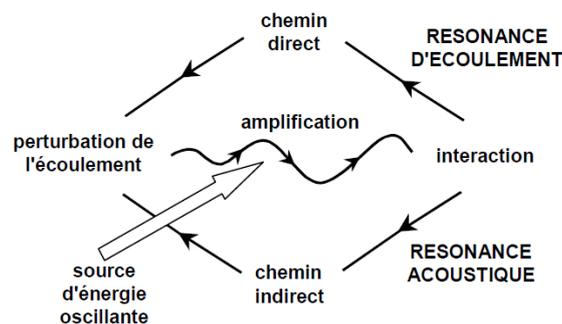


Figure 33 : Boucle de rétroaction dans les écoulements auto-oscillants [70]

Lorsqu'un phénomène de sons auto-entretenus s'établit, le détachement tourbillonnaire se produit à la même fréquence que l'onde acoustique. Les signaux de vitesse et de pression peuvent être corrélés à la fréquence fondamentale du son émis [73,74,75], ce qui engendre à cette fréquence un pic de cohérence [70,76]. La cohérence entre le champ acoustique mesuré et les instabilités de la couche de cisaillement du jet doit apparaître (voir la figure 34) et c'est

ce qu'on devra rechercher pour de fonctionnement nominal du brûleur du four (en fonction de la quantité de gaz brûlé). De plus, la production sonore est maximale lorsque la différence de phase à la fréquence fondamentale entre le champ acoustique et le champ de vorticité est égal à π "au point d'impact des structures [76] et que les pertes énergétiques par viscosité sont faibles [77]. Au-dessus d'une certaine vitesse, les structures tourbillonnaires perdent leur cohérence, se déstructurent et les sons auto-entretenus disparaissent.

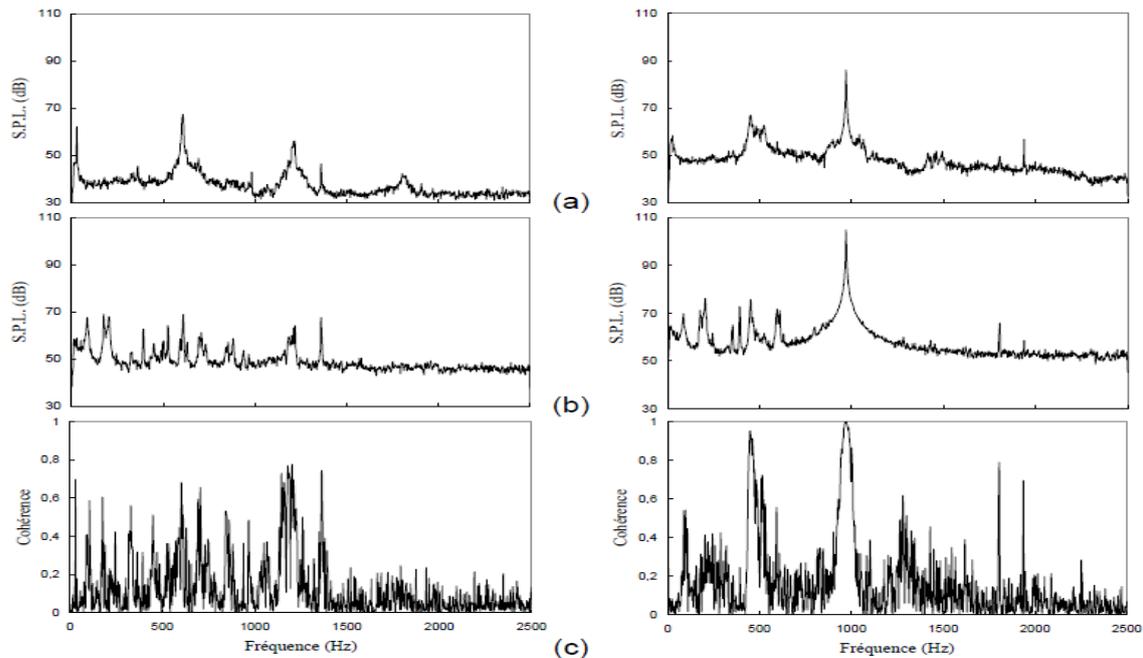


Figure 34 : Densité spectrale du signal extérieur (a), intérieur (b) et cohérence entre les deux signaux (c)   deux points (1 à gauche et 2 à droite) [70]

Martin (1984) a utilisé dans une étude énergétique des instabilités thermoacoustiques [30], deux méthodes pour déterminer les modes longitudinaux de la géométrie considérée. Dans un premier temps, on étudie le champ de pression instationnaire moyenne :

$$p_1^{rms} = \sqrt{p^2 - \bar{p}^2} \quad (III.9)$$

Cette technique permet seulement de détecter le mode prépondérant, qui couvre les autres modes. La deuxième approche utilise un solveur d' Helmholtz pour la géométrie considérée. Une simulation LES fournit la distribution de la vitesse du son via son champ de température moyenne. L'outil donne l'ensemble des modes propres associés à la géométrie [30].

Les résultats donnés dans la figure 35 montrent l'évolution de champ de pression instationnaire moyenne dans le brûleur et le long de la chambre de combustion, pour les quatre premiers modes, et ce, pour un cas couplé et un cas non couplé (flamme/acoustique).

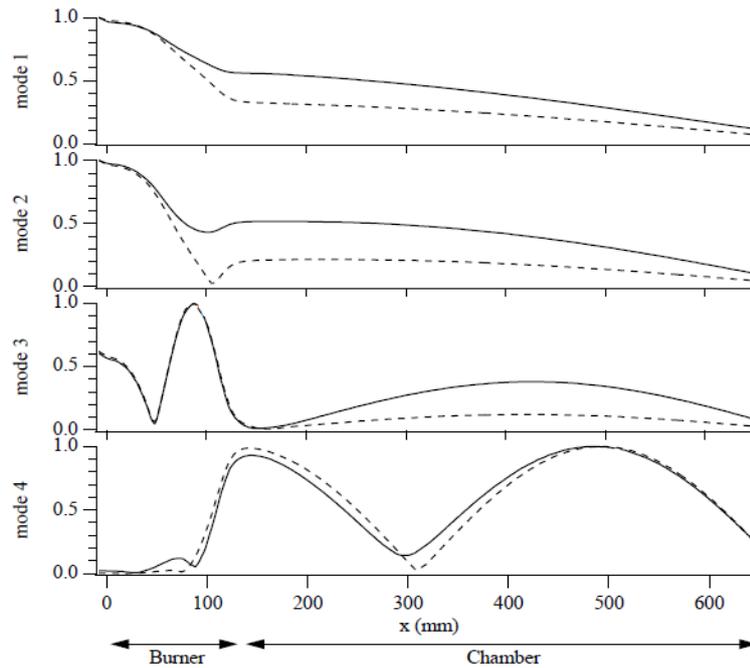


Figure 35: Les quatre modes longitudinaux obtenus avec le solveur d'Helmholtz: Évolution de $P_1(rms)$ le long de l'axe du brûleur et dans la chambre, pour les cas couplé (——) et non couplé (- - - -) (flamme /acoustique) [70]

L'évolution de la pression suivant le mode 3 et le mode 4 dans la figure 35 pour les deux cas couplé et non couplé de la flamme et l'acoustique de la chambre de combustion, correspondent très bien aux fluctuations de pression selon le deuxième mode harmonique et le troisième mode harmonique d'un conduit cylindrique ouvert des deux cotés, présentés dans la figure 32. Ces résultats sont comparés avec les champs de pressions de la simulation présentée dans cette étude.

III.2.3 La technique du contrôle acoustique d'une flamme de diffusion:

Un dispositif de contrôle actif performant doit modifier l'équilibre de l'énergie acoustique à l'intérieur du four, soit en réduisant l'énergie reçue par les ondes acoustiques de la combustion instable, soit en augmentant l'énergie acoustique perdue aux limites [25,78,79]. Ces deux méthodes se sont avérées efficaces dans le contrôle du tube Rijke.

Le tube Rijke est un tube vertical contenant soit une grille chauffée, soit une flamme stabilisée par un gaz (un modèle de brûleur simple). Les observations montrent que le tube Rijke peut présenter une instabilité thermoacoustique lorsque la gaze est dans la moitié inférieure du tube mais que l'écoulement dans le tube est stable chaque fois que la gaze est dans la moitié supérieure [40,80]. Rayleigh a expliqué ce phénomène [30] (Voir Annexe A).

Chapitre IV

Modélisation et simulation de l'écoulement turbulent résultant

Dans notre démarche pour présenter le cas réel de l'écoulement turbulent dans le four de cimenterie, nous avons utilisé les modèles mathématiques de résolution disponibles dans le code de calcul Fluent, tout en faisant un choix judicieux après une analyse approfondie.

IV.1 Les méthodes de résolution approchée des équations de Navier-Stokes:

Les ressources limitées en capacité de calcul, ont amené à développer des approches modifiant les équations de Navier-Stokes 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-Averaged Navier-Stokes). On applique aux équations de Navier-Stokes 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 non-linéaire et l'intermittence de la combustion turbulente accommodent assez mal du caractère moyenné des solutions RANS [8]. Les modèles de combustion turbulente RANS sont donc assez souvent mis en défaut dès lors que l'écoulement présente une instationnarité.

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 dépendants 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 des grandes échelles LES (Large Eddy Simulation) propose de conserver la résolution instationnaire des équations de Navier-Stokes et de résoudre une partie du spectre de la turbulence figure 36.

La puissance du modèle LES vient justement du fait que dans la zone inertielle du spectre d'énergie, ou 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 essaye d'inclure dans le même modèle les petites échelles de la turbulence mais également les grandes (figure 36). 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. Elle varie donc énormément d'un écoulement à un autre.

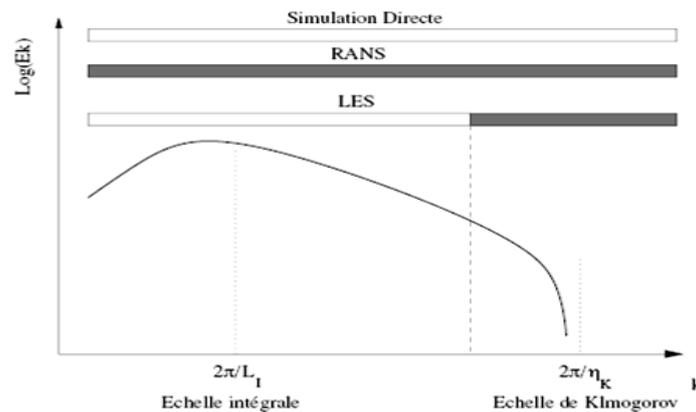


Figure 36: Spectre d'énergie cinétique turbulente et les modèles de calcul [30]

Résolue

Modélisé

avec k est le nombre d'onde, E_k est l'énergie cinétique turbulente, L_I est la longueur caractéristique des échelles intégrales et η_k est la longueur caractéristique des échelles de Kolmogorov.

Les avantages et inconvénients des approches RANS, LES et DNS pour la simulation des écoulements turbulents sont résumés dans le tableau 3 ci-dessous :

Tableau 3 : Avantages et inconvénients des approches RANS, LES et DNS

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 - problèmes académiques

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 de codes industriels actuellement sur le marché sont basés sur ce modèle, lorsqu'il s'agit de configuration géométrique simple. Ce modèle permet un le coût de calcul (en temps CPU) est en effet relativement faible.

IV.2 Equations nécessaires pour la modélisation

IV.2.1 La formulation mathématique

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 ou surfacique) ou au flux 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 permanent, bidimensionnel (axisymétrique) et 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 ($-\overline{\rho u'_i u'_j}$) sont appelés les contraintes de Reynolds. Celles-ci posent un problème de fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle passe par des "modèles de turbulence" souvent semi-empiriques.

A- Equations de conservation de la masse et de quantité de mouvement de l'écoulement 2D axisymétrique [81] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_r)}{\partial x_r} + \frac{\rho u_r}{r} = 0 \quad (\text{IV.1})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u_x u_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho u_r u_x)}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r \mu \left(2 \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \right) \right] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial x} \right) \right] + F_x \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

$$\frac{\partial(\rho u_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u_x u_r)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u_r u_x)}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r\mu \left(2 \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{u}) \right) \right] + \quad (IV.3)$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r\mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial r} \right) \right] - 2\mu \frac{u_r}{r^2} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{r} (\nabla \cdot \vec{u}) + \rho \frac{u_z^2}{r} + F_r$$

$$\text{avec} \quad \nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \quad (VI.4)$$

u_z est la vitesse tangentielle (swirl) et F_r, F_x sont les forces de volume.

Pour les tensions de Reynolds, qui indique l'effet de la turbulence sur le bilan de quantité de mouvement la résolution se base sur l'hypothèse de Boussinesq qui proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (IV.5)$$

$\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et si $\delta_{ij} = 0$ avec $i \neq j$ (Delta de Kronecker).

L'avantage de cette approche est le coût de calcul relativement faible associé au calcul de la viscosité turbulente, μ_t . Dans le cas du modèle κ - ε , deux équations de transport supplémentaires (pour l'énergie cinétique de turbulence ' κ ', et la dissipation de turbulence rate ' ε ') sont résolus et μ_t est calculée en fonction de κ et ε .

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (IV.6)$$

Notons que dans l'hypothèse de Boussinesq, il est supposé que la viscosité turbulente μ_t est un scalaire isotrope, ce qui n'est pas tout conforme à la réalité

B- Equation de conservation de l'énergie :

Dans le code Fluent le transport de chaleur de l'écoulement turbulent est modélisé en utilisant le concept de l'analogie de Reynolds pour le transfert de la quantité de mouvement turbulente. L'équation d'énergie une fois modélisée s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\lambda + \frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right] + S_h \quad (IV.7)$$

$$\text{Avec :} \quad (\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (IV.8)$$

$$\text{et} \quad E = h - \frac{P}{\rho} + \frac{u_i^2}{2} \quad ; \quad \lambda_{eff} = \alpha C_p \mu_{eff} \quad (IV.9), (IV.10)$$

Le nombre de Prandtl effectif inverse " α " est calculé depuis l'équation suivante :

$$\text{Avec :} \quad \alpha_0 = 1/Pr = \lambda/\mu C_p \quad (IV.11)$$

C- Equation de l'état

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

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

$$h = \sum h_i(T) Y_i \quad (\text{IV.13})$$

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

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

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

Le modèle $k - \varepsilon$ RNG est une amélioration du modèle $k - \varepsilon$ standard. Il est basé sur la théorie des groupes de renormalisation (utilisé en mécanique quantique) [82]. L'idée générale de la théorie du modèle $k - \varepsilon$ RNG est d'abord de se placer dans l'espace de Fourier par une transformation de Fourier des équations de Navier-Stokes [83]. On raisonne alors sur le nombre d'onde; les petits nombres d'ondes correspondent aux grandes échelles tourbillonnaires et les grands nombres d'ondes correspondent aux petites échelles tourbillonnaires. 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. De proche en proche on élimine les bandes de nombres d'ondes grands en fonction des plus petits jusqu'à la bande correspondant aux échelles résolues [83,84]. 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 .

$$\frac{1}{r} \frac{d(r u_r k)}{dr} + \frac{d(u_x k)}{dx} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\alpha_k \mu_t r \frac{dk}{dr} \right] + \frac{d}{dx} \left(\alpha_k \mu_t \frac{dk}{dx} \right) + \alpha_k \mu_t \frac{k}{r^2} + \mu_t S^2 - \varepsilon \quad (\text{IV.16})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d(r \varepsilon u_x)}{dr} + \frac{d(\varepsilon u_r)}{dx} &= \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\alpha_\varepsilon \mu_t r \frac{d\varepsilon}{dr} \right] + \frac{d}{dx} \left[\alpha_\varepsilon \mu_t \frac{d\varepsilon}{dx} \right] + \alpha_\varepsilon \mu_t \frac{k}{r^2} \\ &+ C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\rho k} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{\rho k} - \frac{1}{\rho} R_\varepsilon \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

Les quantités k et ε sont calculées par les équations de transport (IV.16) et (IV.17). La détermination des constantes se fait de manière analytique sans avoir recours à des expériences comme dans le cas du modèle $k - \varepsilon$ standard. Le nouveau terme apparaissant dans l'équation de ε s'exprime par :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{(1 + \beta \eta^3)} \cdot \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{IV.18})$$

$$\eta = S \frac{K}{\varepsilon} \quad (\text{IV.19})$$

Les coefficients du modèle $k-\varepsilon$ RNG, sont résumés dans le tableau 4 suivant :

Tableau 4 : Les coefficients du modèle $k-\varepsilon$ RNG [86]

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

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. Dans les zones à forte déformation, le terme R_ε entraîne une diminution de la destruction de la dissipation ε de k et donc une diminution de k comparée à celle obtenue avec le modèle $k-\varepsilon$ standard. Ce modèle répond mieux aux effets de déformation rapide de l'écoulement que le modèle classique [87]. Il est donc mieux adapté à être appliqué pour les écoulements dans le four. Dans la théorie du modèle $k-\varepsilon$ RNG l'équation différentielle de la viscosité turbulente est intégrée pour donner une prescription précise sur la variation de la viscosité turbulente effective en fonction du nombre de Reynolds, afin de permettre au modèle $k-\varepsilon$ RNG de mieux décrire les écoulements à bas nombres de Reynolds et proches des parois.

Dans le modèle RNG, la procédure d'élimination des échelles découle de l'équation différentielle de la viscosité turbulente :

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}}\right) = 1.72 \frac{\nu}{\sqrt{\nu^3 - 1 + C_\nu}} d\nu \quad (\text{IV.20})$$

$$\text{avec : } \nu = \frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu} \quad \text{et} \quad C_\nu \approx 100 \quad (\text{IV.21})$$

L'écoulement résultant comme prédéfini dans le chapitre II, est pleinement développé dans la région d'apparition de la zone recirculation. Sharif et Mothe [88] démontrent que la distribution locale du nombre de Nusselt le long de la surface d'impact du jet prédite par les différents modèles de turbulence (deux cas étudiés) sont en accord avec les résultats expérimentaux. Pour identifier le meilleur modèle à partir de l'erreur RMS quantifiée dans le tableau 5, on peut voir que le modèle RNG $k-\varepsilon$ et le modèle SST $k-\varepsilon$ ont systématiquement les moins d'erreurs RMS. Cela implique un meilleur accord avec les données expérimentaux pour ces deux modèles.

Tableau 5: Les erreurs en RMS entre la distribution locale expérimentale du nombre de Nusselt et celle prédite par divers modèles de turbulence pour un jet impactant une plaque [88]

	Les erreurs de RMS		
	Cas 1		Cas 2
	Cadek 1968	Gardon et Akfirat 1965	Heiningen 1982
RSM	5.1895	6.2814	11.2317
Standard k – e	5.3714	6.4948	5.3714
Realizable k – e	4.4106	6.3502	9.9733
RNG k – e	4.9749	7.1429	4.9749
SST k –x	4.7230	2.9530	4.7230

IV.2.3 Modèle de la 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 et qui peuvent être classées 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 [82].

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) [89]. 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 ".

IV.2.3.1 La fraction de mélange

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 par :

$$f = \frac{Z_j - Z_{j,ox}}{Z_{j,fuel} - Z_{j,ox}} \quad (IV.22)$$

Z_j est la fraction massique élémentaire de l'élément "j", $Z_{j,fuel}$ est la fraction massique élémentaire de l'élément "j" dans le fuel à l'entrée et $Z_{j,ox}$ est la fraction massique élémentaire de l'élément "j" dans le comburant (oxidizer) à l'entrée.

$$\text{Avec :} \quad Z_j = \sum_{i=1}^n \frac{a_{i,j} M_j}{M_i} y_i \quad j = 1, 2, \dots, n \quad (IV.23)$$

M_i est la masse molaire de l'espèce i , M_j est la masse molaire de l'espèce j , y_i est la fraction massique de l'espèce i et a_{ij} est le nombre d'atomes de l'élément "j" dans la molécule de l'espèce "i".

La fraction de mélange est donc la fraction massique élémentaire issue du flux de fuel. donc, si un flux secondaire est inclus (air secondaire), le fuel et les fractions de mélange secondaires sont simplement les fractions massiques du fuel et des flux secondaires. La somme des trois fractions de mélange dans le système (fuel, comburant et flux secondaire) est toujours égale à 1 :

$$f_{fuel} + f_{sec} + f_{ox} = 1 \quad (IV.24)$$

Cela indique que seuls les points du plan ABC dans l'espace des fractions de mélange sont valides (comme le montre la figure 37). Par conséquent, les deux fractions de mélange, f_{ox} et f_{sec} , ne peuvent pas varier indépendamment; leurs valeurs ne sont valables que si elles sont toutes les deux à l'intérieur du triangle OBC illustré à la figure 38.

Essentiellement, la fraction de mélange primaire, f_{fuel} , peut varier entre zéro et un, comme pour le cas de la fraction de mélange unique, tandis que la fraction de mélange secondaire :

$$f_{sec} = p_{sec} (1 - f_{fuel}) \quad (IV.25)$$

où p_{sec} est la fraction de mélange secondaire normalisée et c'est la valeur à l'intersection d'une ligne avec l'axe de fraction de mélange secondaire. Contrairement à f_{sec} , p_{sec} prend la valeur entre zéro et un, indépendamment de la valeurs de la fraction de mélange du fuel.

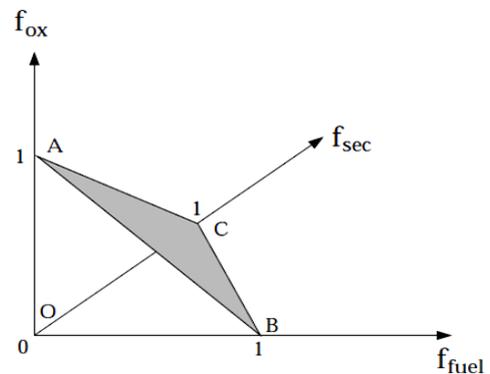


Figure 37: La relation entre les fractions de mélange du fuel, du comburant (oxidizer) et du flux secondaire, selon l'équation (IV.24) [82]

On note que contrairement à f_{sec} , p_{sec} n'est pas un scalaire conservé et il est supposé statistiquement indépendant de la fraction de mélange du fuel (figure 38). La définition de la fraction de mélange normalisée pour la deuxième variable scalaire est utilisée partout, sauf lors de la définition de la limite de richesse pour un flux de carburant secondaire, qui est définie en termes de f_{sec} [82].

L'avantage de la fraction de mélange est que l'on peut calculer à partir d'une valeur locale " f " n'importe quel autre scalaire conservatif $\Phi(f)$, telles que l'enthalpie et 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.

IV.2.3 .2 Equations de transport de la fraction de mélange:

Sous l'hypothèse que la diffusion turbulente de toutes les espèces en phase gazeuse soit la même, les équations des espèces peuvent être réduites à une seule équation pour la fraction de mélange f . Les termes sources des équations des espèces s'annulent et de suite la fraction de mélange est une quantité conservée [82]. L'équation de la moyenne (time-averaged) de la fraction de mélange est :

$$\frac{\partial \rho \bar{u} \bar{f}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_j} \right) \quad (IV.26)$$

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 moyenne de la variance \tilde{f}'^2 peut s'écrire :

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

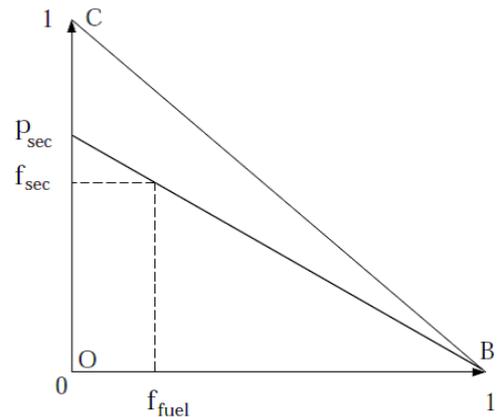


Figure 38: La relation entre les fractions de mélange du fuel, du flux secondaire et la fraction de mélange secondaire normalisée, selon l'équation IV.25 [82]

Pour modéliser la variation de $\overline{f'^2}$ dans un écoulement, Launder et Spalding [90] ont dérivé une équation de transport pour $\overline{f'^2}$. L'équation de transport pour la variance de la fraction de mélange est donnée par :

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

Où $f' = f - \bar{f}$ et les constantes C_{g1} , C_{g2} et σ_t prennent les valeurs 2.86, 2 et 0.85 respectivement, qui sont issues des travaux de Jones et Whitelaw [90]. Cependant, pour calculer les grandeurs temporelles moyennes \bar{f} et $\overline{f'^2}$, nous avons besoin d'une PDF $P(f)$ associée à f .

Les interactions entre la turbulence et la chimie sont prises en compte grâce à l'utilisation d'une fonction densité de probabilité (PDF). Cette fonction de densité de probabilité $P(f)$ est une représentation temporelle des fluctuations de " f " dans un écoulement turbulent, comme représenté dans la figure 39. Elle est utilisée pour calculer les grandeurs moyennes dépendantes de " f ".

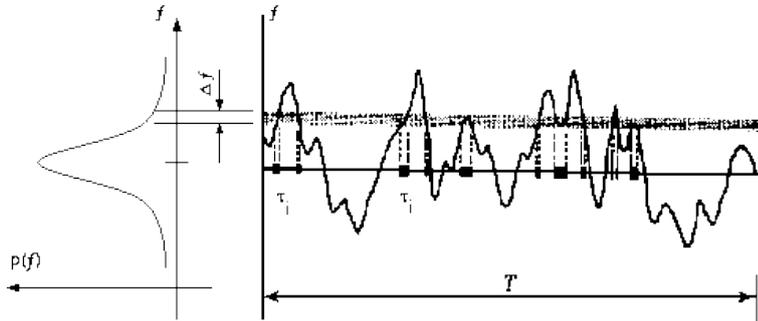


Figure 39: Description graphique de la fonction densité de probabilité $p(f)$ [82]

La forme de la PDF peut être calculée à partir des résultats expérimentaux ou bien on peut la définir à priori. C'est cette dernière approche qui est généralement utilisée [91]. La PDF la plus couramment utilisée est une fonction du type β :

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

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

La principale force de l'approche de transport PDF est que le terme de réaction hautement non linéaire est complètement fermé et ne nécessite aucune modélisation [82].

Le code Fluent considère un système à plusieurs oxydants à différentes températures comme un système non adiabatique.

Le calcul de $P(f,H)$ n'est pas pratique dans les applications d'ingénieries. Le problème peut être simplifier par assumé que les fluctuations de l'enthalpie sont indépendant du niveau de l'enthalpie (c'est à dire que, les dissipations de chaleur n'influent pas sur les fluctuation de l'enthalpie turbulente). Donc, on peut écrire $P(f,H) = P(f)\delta(H-\bar{H})$ et les moyennes des scalaires sont calculé depuis l'équation suivante :

$$\bar{\Phi}_i = \int_0^1 \Phi_i(f, \bar{H}) p(f) df \quad (IV.30)$$

Pour le cas de la fraction de mélange secondaire :

$$\bar{\Phi}_i = \int_0^1 \int_0^1 \Phi_i(f_{fuel}, p_{sec}, \bar{H}) p_1(f_{fuel}) p_2(p_{sec}) df_{fuel} dp_{sec} \quad (IV.31)$$

avec p_1 est la PDF du fuel et p_2 est la PDF du p_{sec} .

La détermination de $\bar{\Phi}_i$, dans un système non-adiabatique demande la solution de l'équation de transport modélisée pour l'enthalpie moyen \bar{H} :

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_j \bar{H}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k_t}{c_p} \frac{\partial \bar{H}}{\partial x_j} \right) + S_h \quad (IV.32)$$

S_h est un terme source de chaleur volumique qui tient compte du rayonnement et de l'échange de chaleur avec la phase discrète.

Par définition le nombre de Lewis, met en corrélation la diffusion de la masse et la conductivité thermique dans un fluide. Sous l'hypothèse que le nombre de Lewis 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 dans l'équation (IV.32).

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 la PrePdf (figure 40), 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 $\bar{\Phi}$ (température, masse volumique et fraction massique) aux valeurs de \bar{f} , $\overline{f'^2}$ et \bar{H} . Fluent utilise ces tableaux pour déterminer les variables thermochimiques moyennes (température, masse volumique et fraction massique) [82].

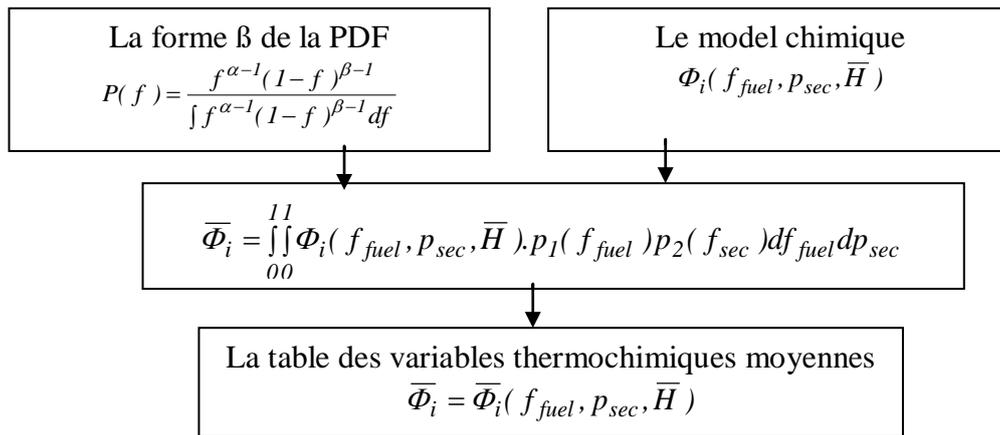


Figure 40 : Algorithme de la prePDF [82]

IV.2.4 Modèle de source de bruit à large bande :

Dans de nombreuses applications pratiques impliquant des écoulements turbulents, le bruit n'a pas d'harmonies distinctes et l'énergie sonore est distribuée en continu sur une large gamme de fréquences. Dans ces situations impliquant du bruit à large bande, des quantités de turbulence statistiques facilement calculables à partir d'équations RANS peuvent être utilisées, en conjonction avec des corrélations semi-empiriques et l'analogie acoustique de Lighthill, pour éclairer la source du bruit à large bande.

L'analogie acoustique de Lighthill [92] consiste à montrer comment le problème du son aérodynamique peut être posé comme une analogie acoustique dans laquelle la turbulence fournit une distribution quadripolaire dans une atmosphère idéale au repos. Il a décrit les propriétés générales du champ induit et il a développé l'effet dominant de la convection de la source solénoïdale à faible vitesse.

Dans le code Fluent plusieurs modèles de sources de bruit à large bande sont proposés. Ils permettent de quantifier la contribution locale (par unité de surface ou de volume) à la puissance acoustique totale générée par le flux. Les modèles de source de bruit à large bande peuvent être utilisés pour extraire des diagnostics utiles sur la source de bruit afin de déterminer quelle partie du flux est principalement responsable du bruit [82].

Les modèles de sources de bruit à large bande ne nécessitent pas de solutions transitoires pour les équations régissant la dynamique des fluides, contrairement à d'autres méthodes, tel que la méthode directe et la méthode intégrale FW-H [82]. Tout ce dont les modèles de sources de bruit à large bande ont besoin, c'est ce que les modèles RANS typiques fourniraient, comme le champ de vitesse moyenne, l'énergie cinétique turbulente ' k ' et le taux de dissipation ' ϵ '. Par conséquent, l'utilisation de modèles de sources de bruit à large bande nécessite le moins de ressources de calcul [70].

IV.3 Traitement près des 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 (figure 41).

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 41); 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 $y^+ > 30-40$.

$$y^+ = \frac{y}{\nu/U^+} \quad \text{avec :} \quad U^+ = \sqrt{\frac{\tau_{paroi}}{\rho}} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y}{l_v} \quad (\text{IV.33})$$

En effet, l'utilisation de la loi logarithmique nécessite que le premier point soit effectivement placé dans la zone logarithmique. L'expérience montre que la loi de paroi et celle des vitesses déficitaires, sont sous la forme logarithmique $\frac{y}{\delta}$ pour des valeurs inférieures à 0,1 - 0,2 ($y^+ \geq 30 - 40$) suivant les auteurs.

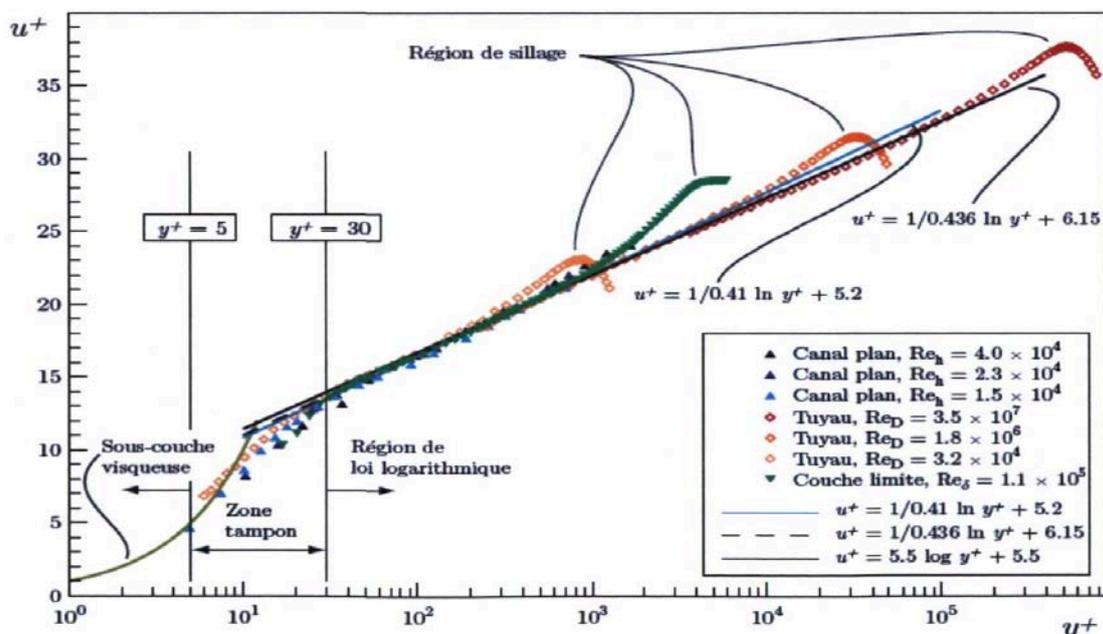
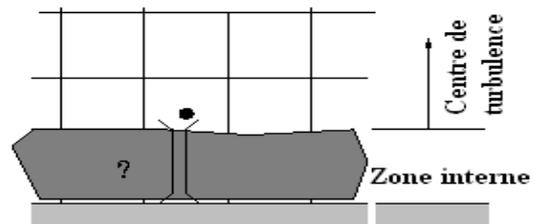


Figure 41: Représentation logarithmique des profils des vitesses moyennes pour différents nombres de Reynolds et différents écoulements de paroi [93]

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 impactant une paroi).

Cette région de recouvrement est qualifiée par Tennekes [94] de sous couche inertielle en raison du fait que les propriétés dynamiques de l'écoulement y sont indépendantes de la viscosité moléculaire. Donc, le calcul des grandeurs de l'écoulement dans la région affectée par la viscosité n'est pas résolue, mais ponté par la fonction de paroi (figure 43). Cette possibilité est utilisée pour les écoulements à grands nombres de Reynolds.

Figure 43 : Approche de la fonction de paroi [82]



IV.4 Le code Fluent 6.3.26 :

Le code Fluent utilise la méthode des volumes finis, qui est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi que dans tout le domaine de calcul. 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 modélisées 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.4.1 Maillage et conditions initiales et aux limites:

A- Description du domaine :

On considère le four comme axisymétrique (bidimensionnel) selon la géométrie donnée en figure 44 ; la longueur est $L=100\text{m}$ et un diamètre $D_3=5\text{m}$. Le brûleur est centré par rapport à l'axe du four; il est constitué de deux tubes coaxiaux de diamètres internes respectivement $D_1= 0.2\text{m}$ (gaz méthane CH_4) et $D_2= 0.4\text{m}$ (l'air primaire jaillit du diamètre annulaire D_2-D_1) comme représentés en figure 44. L'écoulement périphérique est un écoulement d'air secondaire débouchant à partie de la section transversale correspondant à D_3-D_2 (vue de face de l'entrée, figure 45).

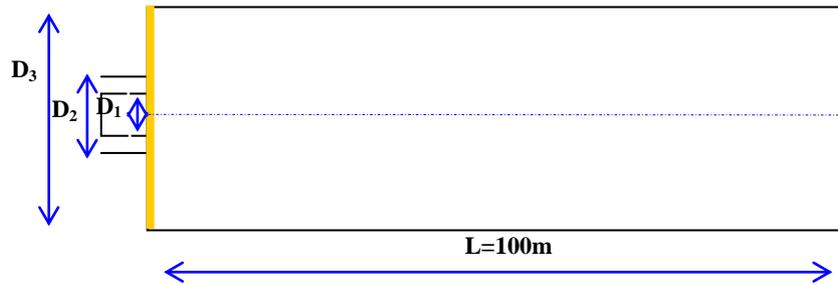


Figure 44 : Géométrie du four étudié

B- Conditions initiales et aux limites :

Pour la simulation, deux cas pratiques présentant les conditions de service du four rotatif seront étudiées. Les conditions d'entrées des débits volumiques, pressions et températures sont tirées à partir des données expérimentales du four de la cimenterie ECDE (Tableau 6). Le 1^{er} cas représente un bas régime de fonctionnement du bruleur (30% de la capacité du four) et le 2^{ème} cas représente un régime plus élevé (90 à 100% de la capacité du four).

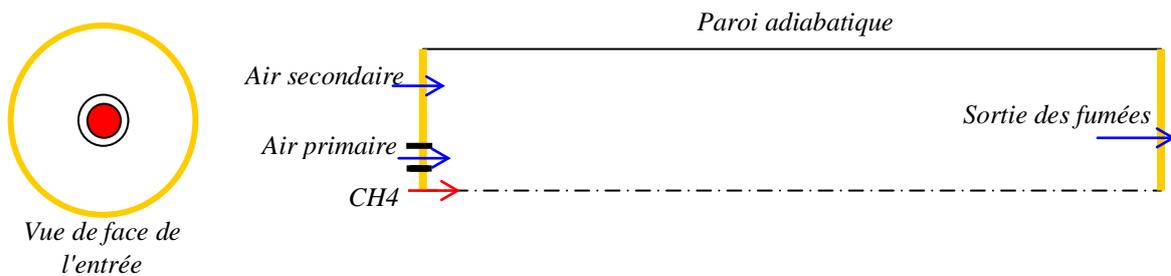


Figure 45 : Les conditions aux limites de la géométrie considérée

Tableau 6: Conditions initiales de l'écoulement développé (Four de cimenterie ECDE)

Conditions initiales	1 ^{er} cas	2 ^{ème} cas
Débit air secondaire	200 m ³ /s	70 m ³ /s
Température d'air secondaire	800 K	800 K
Pression gaz (CH ₄)	0.6 kg/cm ² = 58839.9 Pa	58839.9 Pa
Température de gaz (CH ₄)	273 K	273 K
Pression air primaire	1100 mmce= 11000 Pa	13000 Pa
Température d' air primaire	298 K	298 K
Pression de sortie	101300 Pa	101300 Pa

C- - Maillage

On a utilisé le préprocesseur "Gambit" pour générer un maillage d'éléments réguliers (simplicité de la géométrie du four). Le maillage est axisymétrique et quadrangulaire régulier comme le montre la figure 46.

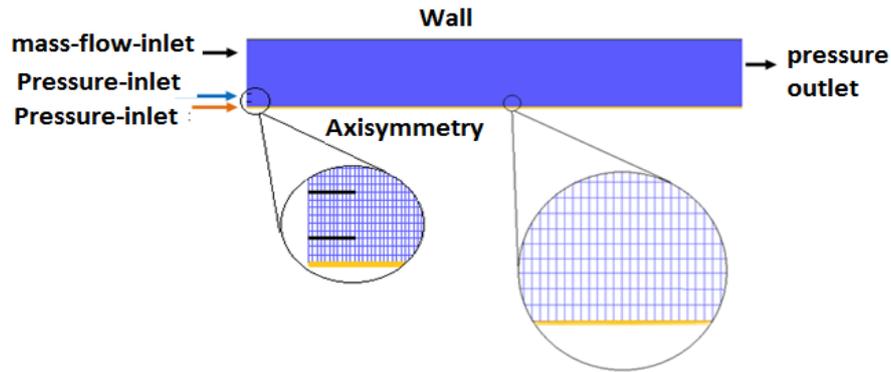


Figure 46 : Maillage quadrangulaire régulier et conditions aux limites d'après le code Fluent

Afin de vérifier la sensibilité des résolutions du maillage, des simulations supplémentaires sont réalisées sur des maillages plus fins de 40000, 63000, 70000 et 83000 cellules. Les différences étaient négligeables et les résultats de la figure 47 montrent que la différence entre les solutions est négligeable.

Le test de la convergence repose sur la conservation des équations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Ainsi, la convergence est considérée comme réalisée lorsque ces résidus deviennent inférieurs à 10^{-5} .

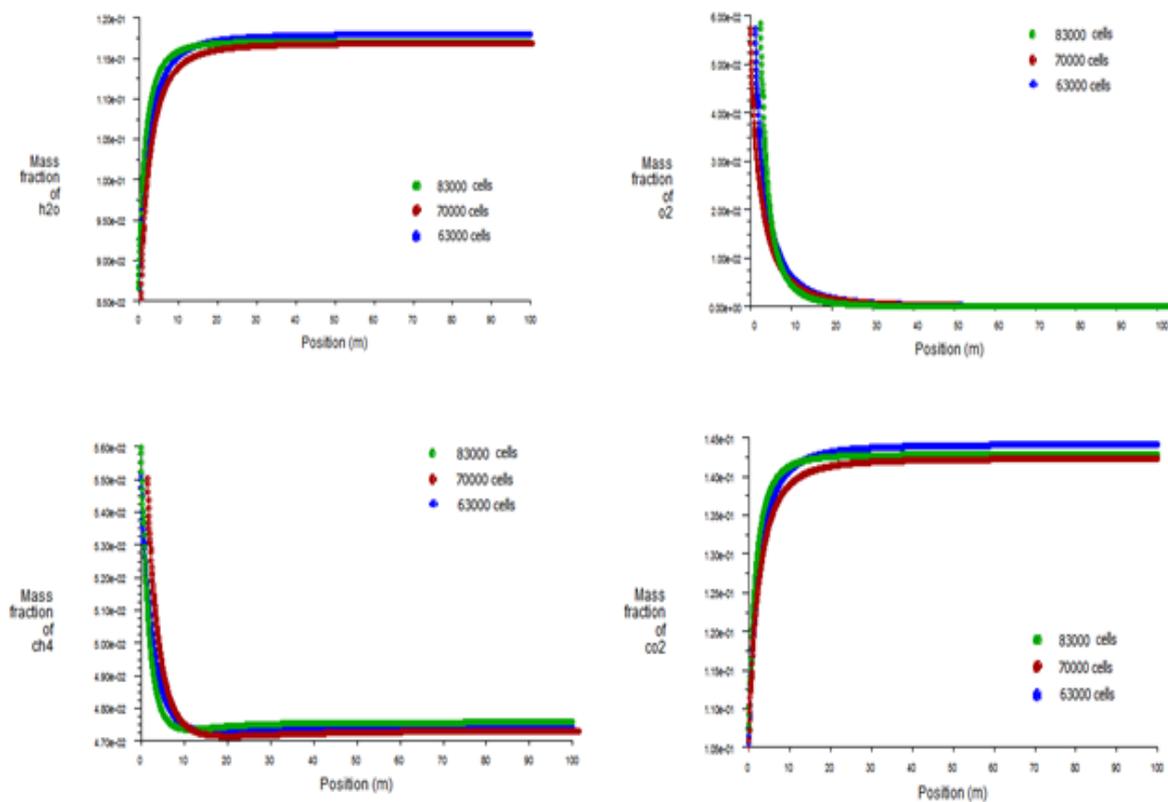


Figure 47: Tests d'indépendance des trois maillages, interprétés par la fraction massique du mécanisme de réaction globale

La différence de surface pondérée de la fraction massique de CH_4 , de la fraction massique de CO_2 , de la fraction massique H_2O et de la fraction massique O_2 est inférieure à 2%. Les fractions massiques des espèces à la sortie du four issues de la présente simulation sont en concordance avec les résultats des travaux de simulation de Kadar [95] présentés dans le tableau 7.

Tableau 7: Comparaison des fractions massiques des espèces à la sortie du four [95] avec celle s de la présente simulation

Espèces	Open FOAM (PaSR)	ANSYS Fluent (EDC)	Simulation (PDF)
CO_2	0.1467	0.1455	0.1425
H_2O	0.1201	0.1191	0.1175
CH_4	0.0339	0.0353	0.0473
O_2	0.0001	0.0016	0.0001

IV.4.2 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 maillier 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 bidimensionnel et un écoulement stationnaire prenant en considération des vitesses absolues. D'autres équations peuvent être ajoutées selon les phénomènes étudiés (transfert de chaleur, turbulence, combustion, 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 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 relaxation et les critères de convergence. Le calcul est initialisé d'après les conditions initiales ainsi qu'avec une correction (Patch dans Fluent) d'une variable de l'écoulement (pression, vitesse, température,...).

IV.4.3 Algorithme de calcul:

L'approche de la méthode dit "pressure-based" est développée pour les écoulements incompressibles à vitesse réduite. Par contre, l'approche de la méthode dit " density-based " est dédiée aux écoulements compressibles à grande vitesse.

Dans les deux approches, le champ de vitesses est obtenu à partir des équations de quantité de mouvement. Dans l'approche "density-based", le champ de densité est obtenu à partir de l'équation de continuité et dans l'approche "pressure-based" le champ de pression est obtenu à partir de l'équation d'état. Cela veut dire que dans l'approche "pressure-based", le

champ de pression est obtenu par la résolution de l'équation de pression qui est la dérivée de l'équation de continuité et l'équation de quantité de mouvement, de manière à ce que le champ de vitesses corrigé par la pression satisfasse l'équation de continuité. Comme les équations gouvernantes sont non- linaires et couplées, la solution implique un calcul itératif dans lequel toutes les équations gouvernantes sont résolues jusqu'à ce que la solution converge.

Le code Fluent propose deux algorithmes pour l'approche "pressure-based" , l'algorithme couplé et l'algorithme séparé. Les équations individuelles gouvernant l'écoulement pour la solution des variables (ex: u , v , w , p , T , k , ϵ ...) sont résolues l'une après l'autre. Chaque équation gouvernante durant la résolution est séparée des autres équations. Un calcul itératif est nécessaire pour les équations non linéaires et interdépendantes. Chaque itération est constituée des étapes indiquées dans l'organigramme de la figure 48, les étapes sont décrites comme suit:

- ✓ 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 de flux massique pour la mise à jour du champ de vitesse.
- ✓ Si les valeurs de vitesses obtenues dans l'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, de vitesse et de flux massique, nécessaires pour satisfaire la continuité.
- ✓ Si la continuité est satisfaisante les équations relatives à la turbulence, à l'énergie, à l'acoustique...) sont résolues.

Dans la résolution par la méthode séparée, 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. Le code Fluent adopte une variante d'algorithme de résolution des systèmes linéaires Gausse-Seidel en conjonction avec la méthode " Algebraic Multigrid " AMG pour résoudre le système résultant.

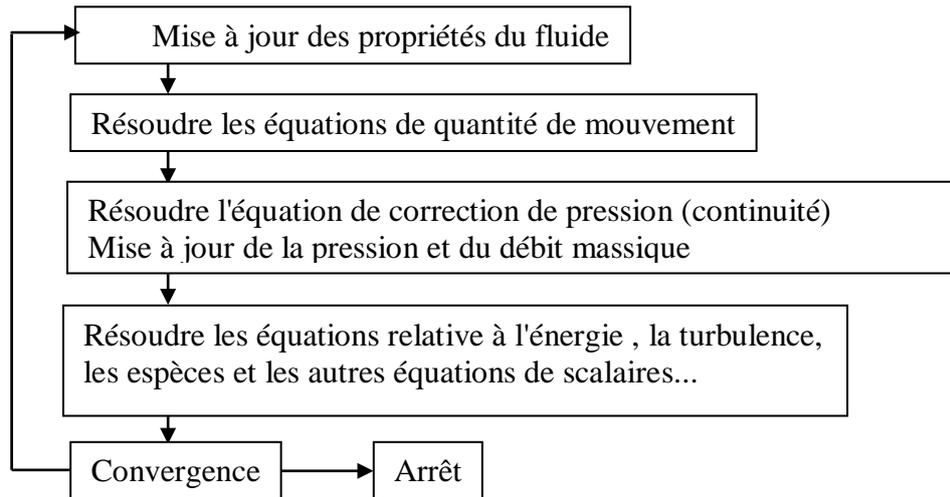


Figure 48 : Algorithme de l'approche "pressure-based" de la méthode séparée (segregated) [82]

IV.4.4 Analyse de la convergence

Le système est résolu de manière itérative. Le test de convergence après chaque itération apporte une modification relative à la solution, qui est inférieure à la valeur seuil (résidu) qu'on peut ajuster.

La figure 49 montre les résidus liée au modèle simulé. Sur ces courbes les résidus décroissent nettement à partir des valeurs initiales (réorganisation spatiale des variables de l'écoulement) jusqu'à atteindre un état stationnaire correspondant à la convergence du calcul. Il est pertinent d'introduire le résidu normalisé, directement lié au critère de convergence. Sans entrer dans le détail, le code fluent indique l'erreur associée à chaque bilan suivant le traitement non couplé (segregate solver). Le critère de convergence est satisfait lorsque la valeur moyenne ou maximale des résidus normalisés passe sous un seuil prescrit.

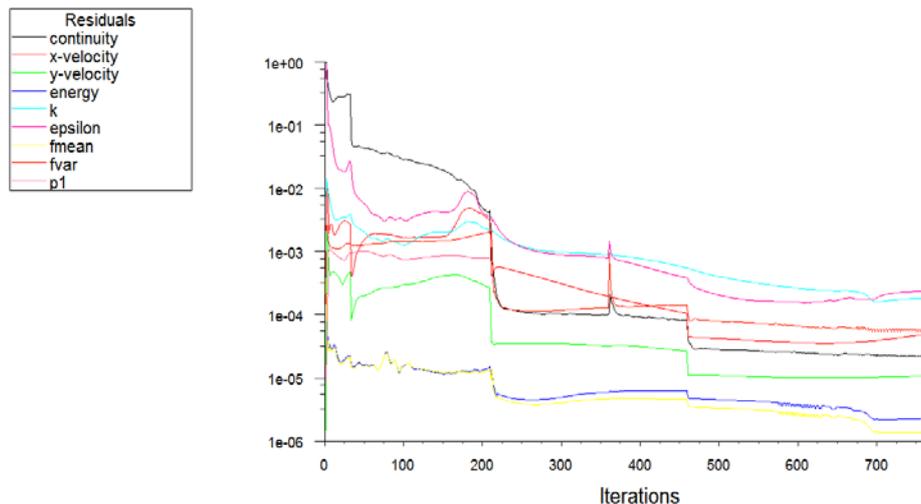


Figure 49 : Les résidus des variables de l'écoulement simulé

Chapitre V

Analyse des résultats

Les résultats des deux cas simulés présentent une concordance avec les travaux de recherches dans le domaine [6, 7, 8, 18, 96, 97, 98, 100, 102].

V.1 Le champ des pressions

Concernant le champ de pression, la figure 50 décrit le profil de pression totale dans le four pour les deux cas simulés. La courbe en rouge présente la pression totale à la paroi interne du four et la courbe en noir présente la pression totale au centre axisymétrique du four. La position de concentration des pressions se situe entre 15 et 30 mètres de l'entrée du four pour le 1^{er} cas; cette position coïncide avec la zone de développement du tourbillon de recirculation dans la zone de cuisson. Elle reflète le deuxième mode harmonique d'un tube ouvert (figures 32 et 35).

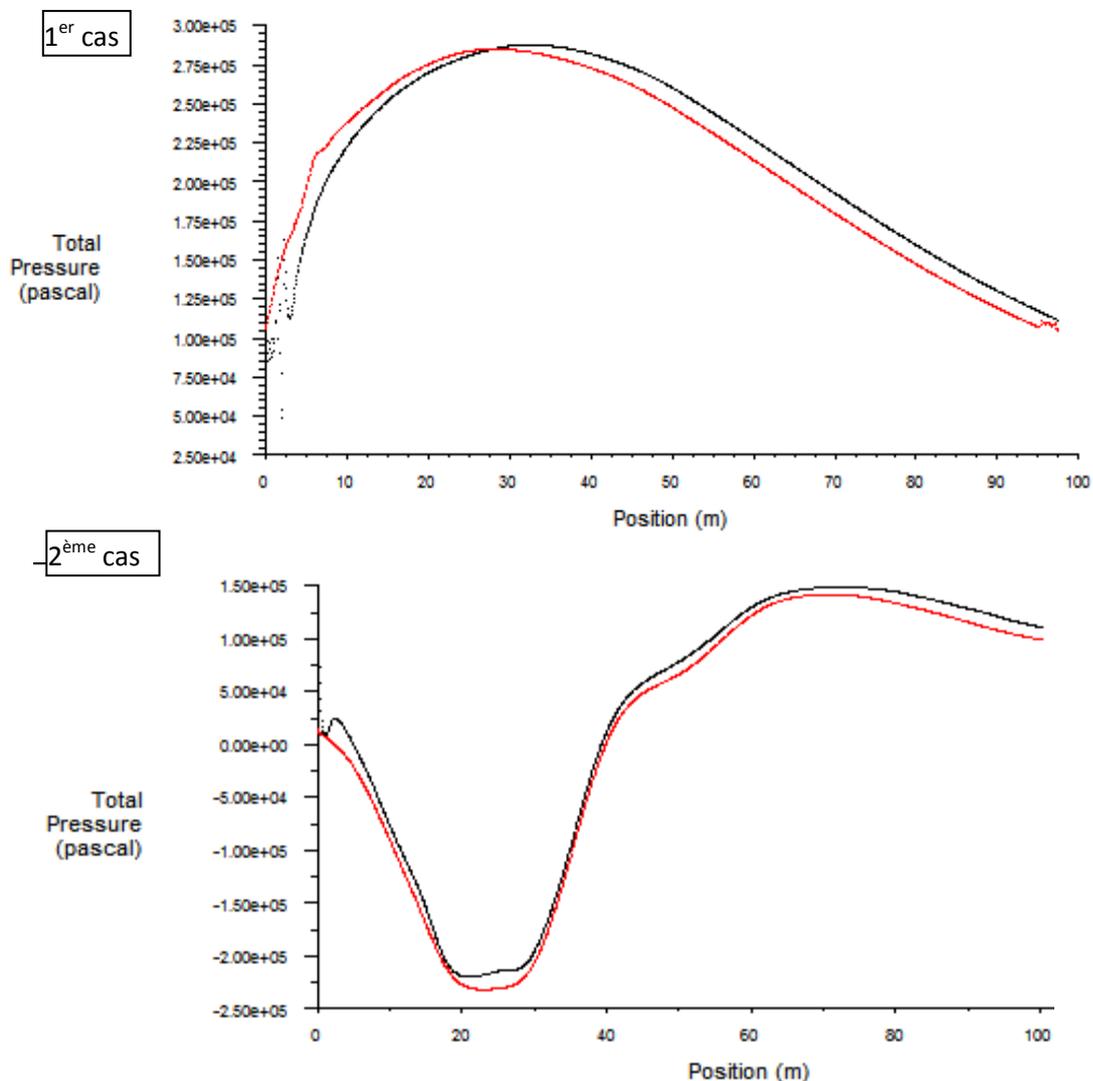


Figure 50 : Profils des pressions dans le four pour le 1^{er} cas et le 2^{ème} cas

Pour le 2^{ème} cas, cette position (position du débit maximum de recirculation) se situe à quelques diamètres plus loin, avec une autre zone recirculation primaire près du brûleur, ce

qui explique le creux entre les deux zones de recirculation (présence d'une zone neutre qui peut être qualifiée de zone de stagnation). Cette augmentation d'intensité d'air primaire à provoquée l'excitation du jet réactif qui, selon le profil de la pression totale reflète le troisième mode harmonique d'un tube ouvert (figures 32 et 35).

Les résultats des profils de pressions donnent pour le 1^{er} cas, une pression totale de 2.8 bars localisée à 28 mètres et pour le 2^{ème} cas, la position d'impact s'est déplacée en amont vers la zone allant de 50 à 70 mètres avec une pression statique diminuant de 1.5 bars par rapport à celle trouvée dans le 1^{er} cas. Ce qui explique l'épanouissement du jet résultant et la formation de zones de recirculation, interprétées par la variation de la fonction de courant, comme le montre la figure 51.

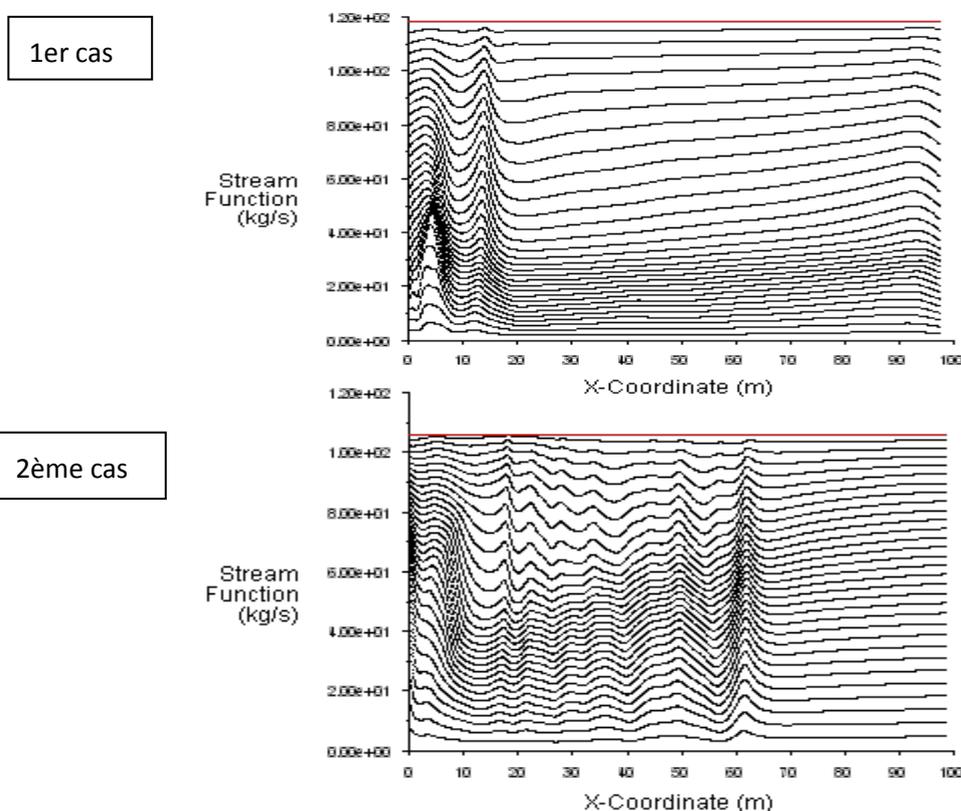


Figure 51 : La fonction de courant pour le 1^{er} cas et le 2^{ème} cas

La figure 52 présente l'évolution du coefficient de pression qui est en cohérence avec la pression totale, comme le confirme Fujisawa et al [78]. Aussi, ils montrent que les fluctuations du coefficient de pression sont efficacement atténuées en imposant un contrôle acoustique près de la sortie du jet, comme le montre la figure 50.

Aussi, une élévation brusque de la pression dynamique est observé dans la même zone. Elle du à une augmentation de la densité (masse volumique) des gaz brûlés atteignant un maximum juste à l'aval de la zone allant de 20 à 40 mètres pour le 1^{er} cas et de 50 à 70 mètres

pour le 2^{ème} cas. 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 pour le gaz naturel). Ce qui justifie l'augmentation du gradient de pression suivant l'axe jusqu'à une valeur maximum du coefficient de pression à la position 28 mètres. Cela est observé aussi pour le 2^{ème} cas dans la zone 50 à 70 mètres (figure 50, figure 52).

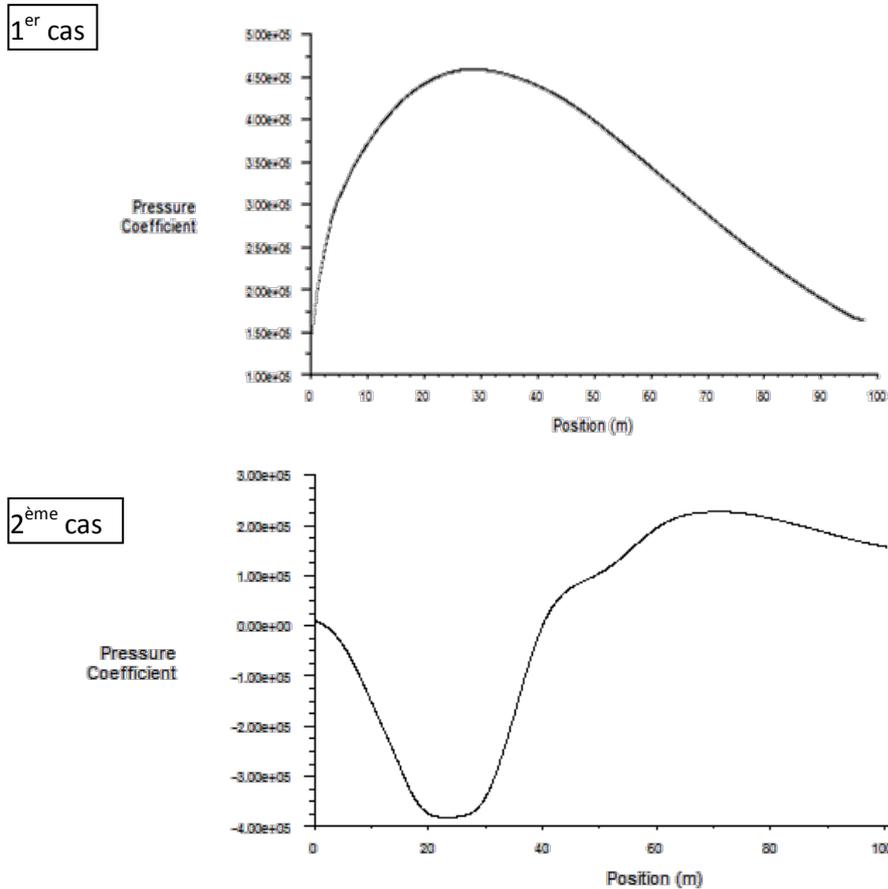


Figure 52 : Le coefficient de pression pour le 1^{er} cas et le 2^{ème} cas

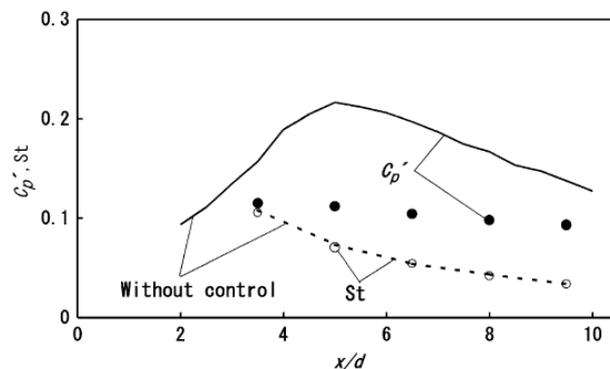


Figure 53 : Profil axial de la fluctuation du coefficient de pression C_p' et du nombre de Strouhal St sous contrôle de rétroaction optimal [78]

V.2 Champ de températures

Les profils de température le long du four représentés dans la figure 54 montrent une cohérence entre ceux de la littérature (2 et 3) et celui simulé. L'augmentation rapide de la température proche du brûleur est l'une des manifestations les plus importantes de la combustion, qui est constatée dans la zone de cuisson. A proximité du brûleur, la température maximale atteinte est de l'ordre de 1800K au niveau de l'axe du jet et de 2100K plus loin. Cette différence est expliquée par le fait que le mélange (air/méthane) est amélioré par la couche de mélange du jet réactif et l'air secondaire. Pour le même régime de Reynolds et les mêmes grandeurs du four de cimenterie, Mastorakos et al [96] obtiennent des résultats similaires au profil de température des gaz. La zone de la température maximale coïncide avec la zone de la phase liquide (zone de clinkerisation); ce constat est corroboré par les travaux de Mujumdar et al [97].

Pour les deux régimes de fonctionnement simples du four (bas régimes et régime élevé, c'est à dire 1^{er} et 2^{ème} cas), la figure 55 présente le dégagement de chaleur de la flamme dans deux zones distinctes. Ces zones sont identifiées par les pics de températures (zone1: allant de 2m à 10m et zone2: allant de 30m à 45m). Le premier pic de température est dû aux conditions stœchiométriques réunies pour le méthane et l'air primaire, juste à la sortie du brûleur. La flamme brûle restant accrochée au nez du brûleur (zone 1). Un peu en aval, la flamme brûle une deuxième fois (zone 2) dans les conditions de mélange favorable en présence des gaz chauds, de l'air secondaire. Dans la figure 54, les valeurs de température issues des courbes 2 et 3 se rapprochent énormément des conditions industrielles prises dans la présente simulation. Le pic de température dans la zone1 monte jusqu'à 1900K du fait des basses températures des réactifs. Par la suite la température approche la valeur de 2100K un peu en aval entre 20m et

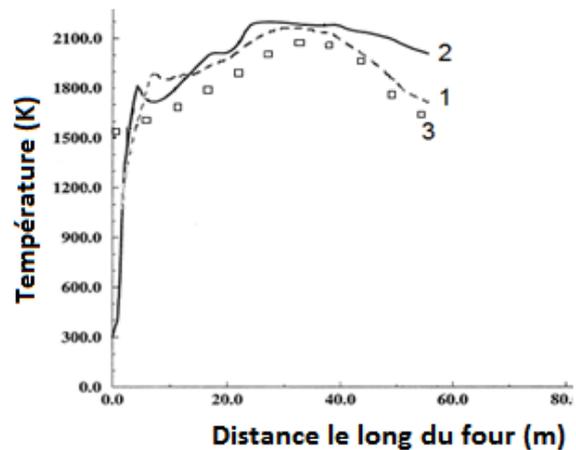


Figure 54 : Profils de température des gaz
 1- Profil de température du 1^{er} cas simulé
 2- E. Mastorakos et al 1999 [96]
 3- K.S. Mujumdar et al 2006 [97]

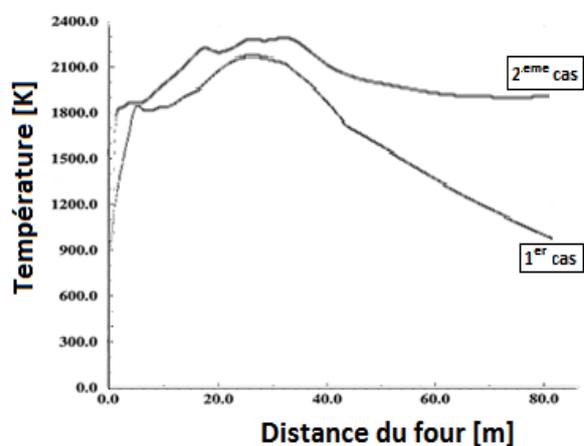


Figure 55 : Profils de température des gaz dans l'axe du four pour le 1^{er} cas et le 2^{ème} cas

40m (zone 2), du fait du réchauffement des réactifs. Dans la figure 55, le palai de température dans la zone 2 du 2^{ème} cas est plus étalé que le 1^{er} cas. Cela est du au nombres de zones de recirculations établi dans la zone de cuisson induit par le régime de reynolds installé pour chaque cas. Les résultats de la figure 56 [98] montrent le même constat pour deux régimes de fonctionnement du four, montrant un écart de température des deux régimes de 140°C entre les températures muximales. Le contrôle active du jet par variation de la section de passage du jet (section de sortie du jet) donne une vitesse d'éjection qui a passé de 154 m/s à 620 m/s lorsque le diamètre de la section de sortie a passé de 100mm à 50mm.

Plusieurs travaux reportent que le rang des températures maximum de la flamme dans un four rotatif de cimenterie est de 1900K à 2400K selon le type de combustible utilisé. Locher [99] donne une température de 2173K aussi 2200K est donné par Mastorakos et al et 2000K est donné par Mujumdar et al [97].

La position du pic de température le long du four est indépendante de la puissance dû brûleur [100] mais plutôt du profil de vitesse généré par les paramètres de contrôle du brûleur. Une flamme avec un profils de vitesse réduit génère un mélange homogène, provoquant un dégagement de chaleur localisé à quelques mètres de l'aval du nez du brûleur, ce qui induit un seul pic de température.

La variation de l'intensité de turbulence a un grand impact sur l'échelle de la température et sa distribution. Les brûleurs à faible nombre de Swirl et à forte quantité de mouvement axiale prennent plus de portée pour générer un mélange (carburant/comburant) homogène. Ce phénomène est étudié par Kritzinger et Kingsley [59], qui expliquent que les volatiles du charbon injecté par le brûleur suivent les courants du jet, résultant en une température localisée. Ces températures donnent une idée sur la propagation des nuages de particules de charbon dans la zone de cuisson. La température de la paroi du four est en cohérence avec la température des gaz. Cette évidence découle du fait que, pas moins de 2/3 de la paroi interne du four est exposée à la flamme d'une manière périodique à chaque tour de four, comme le montre la figure 57.

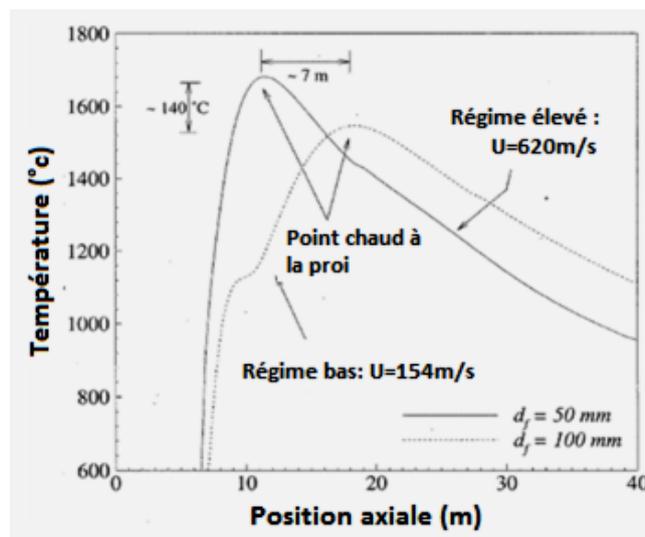


Figure 56 : L'effet de l'impulsion de l'air primaire sur le profil de température le long du le four et sur la position des tâches rouge sur la virole [98]

Les auteurs [98,101] donnent plus de détails et considèrent deux temps de réaction pour la combustion de la flamme de diffusion à faible degré de rotation. Un temps est dédié pour les gaz frais entraînés par le jet donnant un mélange homogène et un autre temps nécessaire pour le dégagement de chaleur issue de la combustion de ce mélange. Près du nez du brûleur, le mélange homogène est trop riche pour être brûlé. La combustion se produit au niveau des flammelles formées à l'interface, convolutée entre l'air secondaire et le fluide homogène, suivie en aval du brûleur d'une combustion secondaire du mélange des produits chauds de la combustion primaire avec l'air restant.

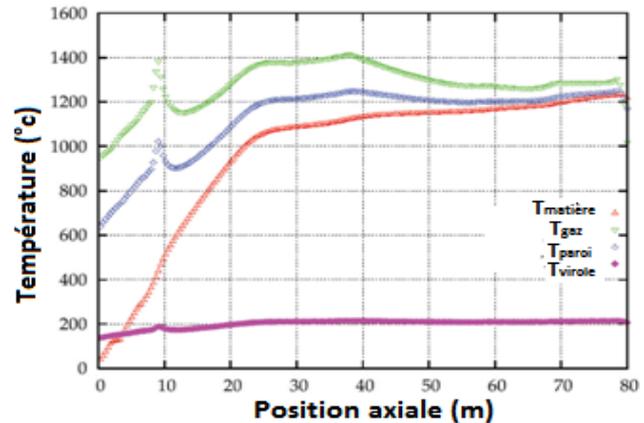


Figure 57 : Les profils de température dans un four rotatif (4.45m x 80m et une flamme de charbon) [59].

Température de matière en rouge,
 Température de gaz en vert,
 Température de la paroi interne en bleu,
 Température de la virole en violet.

V.3 Champ de vorticité et champ de vitesses

La figure 58 montre les profils de vitesse radiale pour les deux cas simulés et le degré des fluctuations de la vitesse radiale autour de l'axe du four, au niveau de la zone de cuisson. On observe que la vitesse atteint 30 m/s dans le 1^{er} cas, avec une pression dynamique équivalente importante dans la zone 5m   15m. Cette observation correspond à un jet dont la quantité de mouvement axiale est modérée où la zone de recirculation s'installe dans la zone de 1.5 D [98]. Pour le 2^{ me} cas, la zone allant de 50m   65m est plus influencée avec des vitesses atteignant -25 m/s. Les valeurs négatives sont dues aux sens du retournement des lignes de courants par rapport au sens de l'écoulement résultant.

En pratique, la zone du développement du croûtage dans un four de cimenterie est localisée et s'étend jusqu'à 65 mètres. Dans la figure 56, la zone de manifestation des zones de recirculation s'étend aussi jusqu'à 65 mètres pour le 2^{ me} cas. Cet effet ondulatoire du profil de vitesse radiale le long de l'axe du four explique la présence d'une succession de zones de recirculation dans la zone de cuisson. Ces résultats sont en cohérence avec les fluctuations de la fonction de courant (figure 51) qui présente une succession de gradients positifs et négatifs, le long de l'axe du four (des courants montants et d'autres descendants).

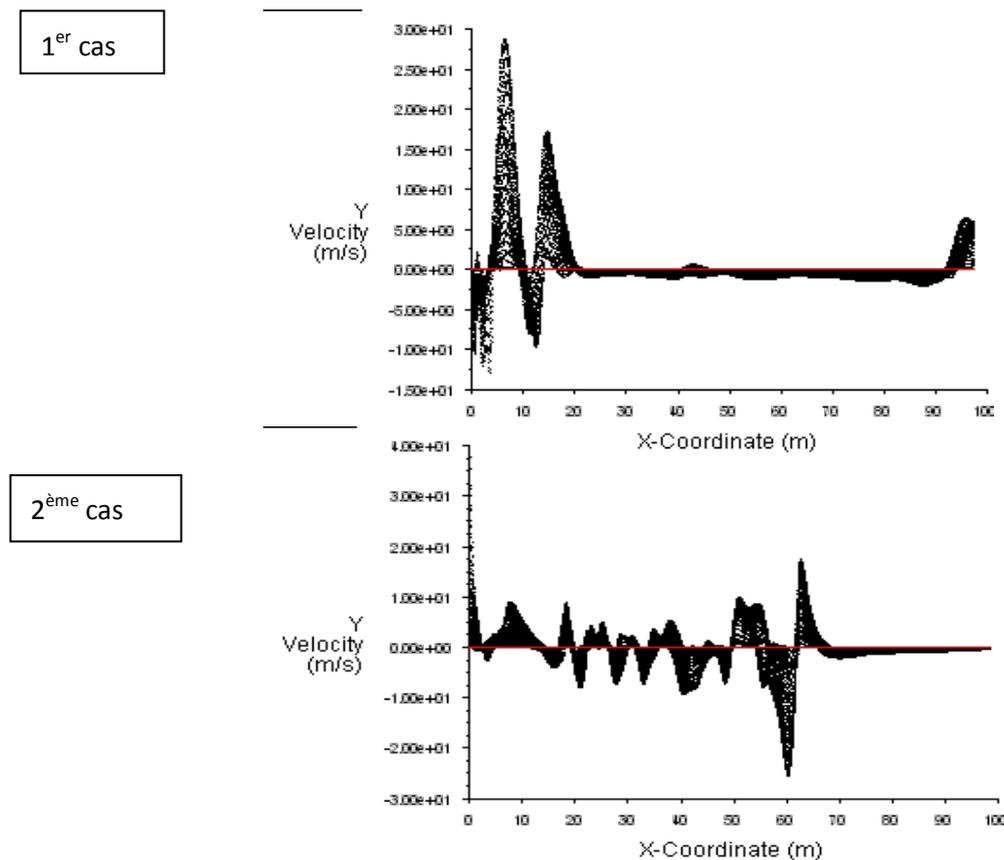


Figure 58 : La vitesse radiale pour le 1^{er} cas et le 2^{ème} cas

Les figures 59 et 60 illustrent l'évolution de l'énergie cinétique et son taux de dissipation le long du four pour les deux cas simulés. Cette ressemblance entre les comportements de k et ε peut s'expliquer par le fait que, là où il y a une turbulence intense, il y a aussi un taux de dissipation important et absence de cascade d'énergie. Le fait de ne pas avoir une zone inertielle, c'est le transfert d'énergie qui est en totalité négatif. C'est à dire que l'existence des grands nombres d'onde (petites échelles) est prépondérante d'où ils peuvent dissiper instantanément leur énergie. Les résultats de k et ε dans les deux cas simulés se manifestent de manière que la production d'énergie cinétique et sa dissipation sont confondues. Cela est dû aux propriétés de la méthode RANS, qui essaie d'inclure dans le même modèle les petites échelles de la turbulence mais également les grandes (figure 37), comme expliqué dans le paragraphe VI.1.

Selon les résultats du 2^{ème} cas la zone d'impact du jet réactif se situe dans la zone allant de 40 à 60 mètres. Pour le 1^{er} cas, la zone d'impact est localisée au niveau de la zone allant de 10 à 20 mètres. Ces zones coïncident avec les données du cas pratique constatées aux enregistrements thermographiques fait au niveau du four de cimenterie de l'ECDE, présentés dans la figure 16.

1^{er} cas

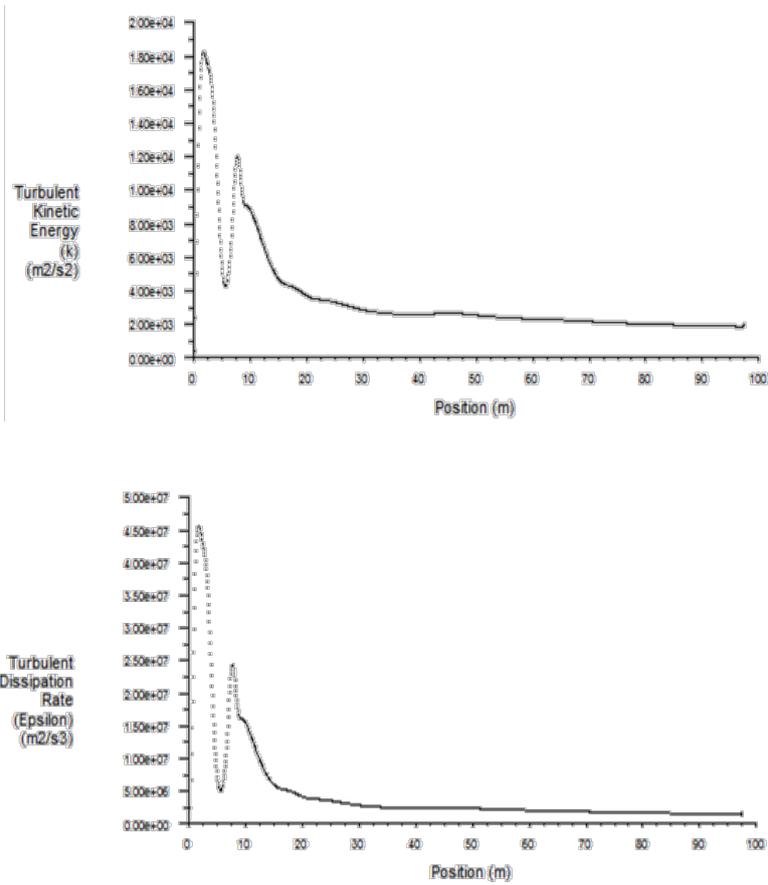


Figure 59 : L'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation du 1^{er} cas simulé

2^{ème} cas

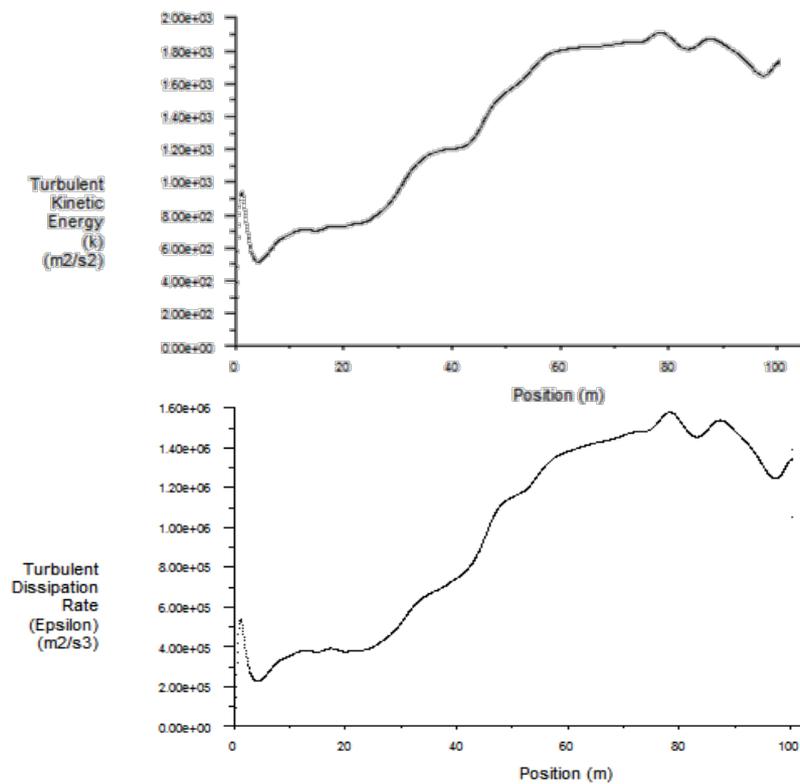
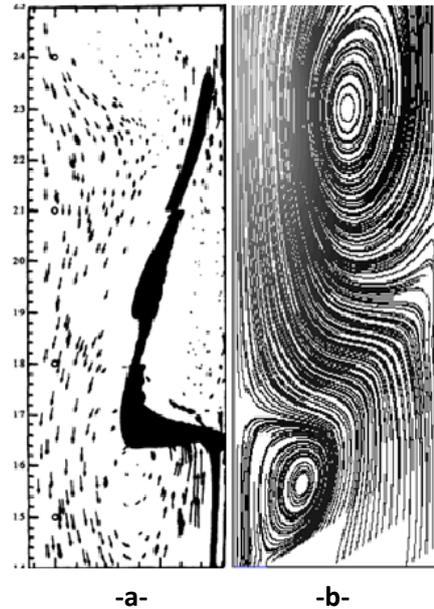


Figure 60 : L'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation du 2^{ème} cas simulé

La figure 61 montre la zone de recirculation près du brûleur présentant le 1^{er} cas simulé, comparée à celle issue des travaux de Lewis [102]. Dans cette zone, la combustion dans la circonférence des tourbillons est améliorée en raison du mélange à petite échelle, lié à une production élevée de turbulence dans cette région [103]. Le processus de fusion des tourbillons augmente également le niveau de turbulence dans les noyaux de ces tourbillons. Cela est observé dans le 2^{ème} cas où une production d'énergie 'k' est détectée à la sortie du brûleur puis diminue jusqu'à la distance de 10 mètres, signe d'un transfert d'énergie depuis les grandes structures aux petites structures. Ensuite un transport d'énergie par cascade inverse est apparu en aval de la position cotée à 10 mètres, jusqu'à atteindre une production maximale dans la zone allant de 60 à 65 mètres. Ce qui signifie un transfert d'énergie depuis les petites structures vers les grandes structures, induisant ainsi une augmentation progressive de la production d'énergie cinétique "k" et du taux de vorticité (figure 62).



-a- -b-
Figure 61 : a)- Trajectoires des particules, dans un écoulement axisymétrique d'une flamme méthane-air [102], b) - 1^{er} cas simulé

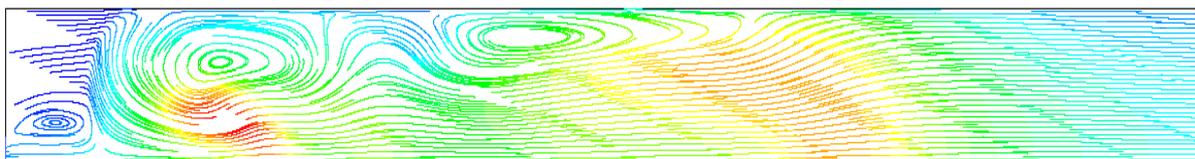


Figure 62 : Les lignes de courants colorées par le taux de vorticité du 2^{eme} cas simulé

Les résultats obtenus pour les champs de pression, de température et de turbulence donnent une idée très claire de l'activité aérothermique dans la zone I et la zones II. Il est claire que ces deux zones coïncident avec le quatrième mode acoustique du four (figures 32 et 35). L'érosion des briques réfractaires de ces zones dans le four de cimenterie est une évidence comme le montre si bien la figure 62. Ce qui suppose l'interaction de plusieurs phénomènes au niveau de ces régions (fréquence tourbillonnaire, mode acoustique et dégagement de chaleur).

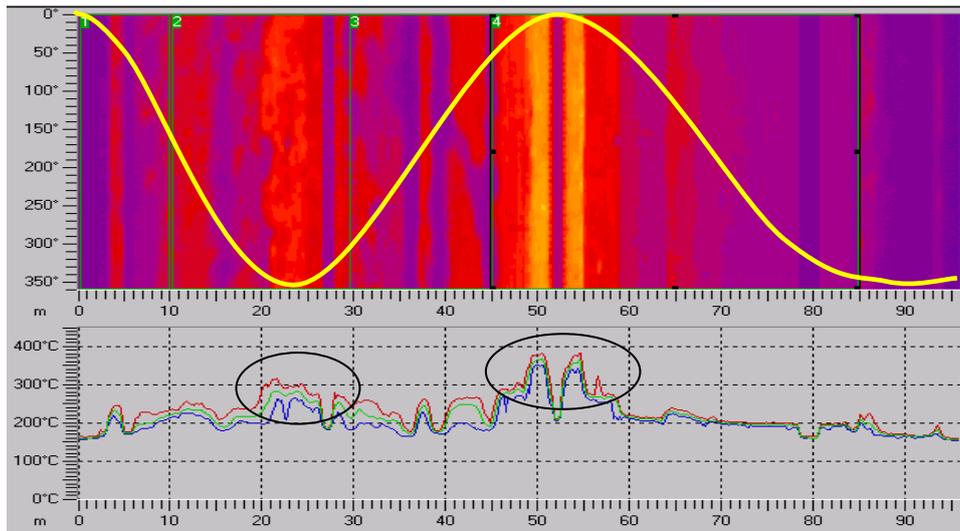


Figure 63 : Les zones de perturbations dans le four de cimenterie coïncidant avec le troisième mode harmonique du four (figure du scanner four ECDE)

La figure 63 montre l'interférence de la pression statique de l'écoulement et de la pression acoustique le long du four, qui a donné une succession de zones chaudes et d'autres moins chaudes dans la zone de cuisson. Ces zones dans le four coïncident avec le troisième mode harmonique du four selon la figure 32 et les résultats des figures 50 et 52. Les zones de perturbation représentent les ventres de pression du mode harmonique installé. Elles correspondent aux positions des valeurs de température élevées au niveau de la virole. Par contre, les zones moins chaudes représentent les nœuds du mode harmonique installé et c'est là où les vitesses et les pressions acoustiques sont nulles. Ce sont les zones de stagnation qui se situent entre les zones de recirculation.

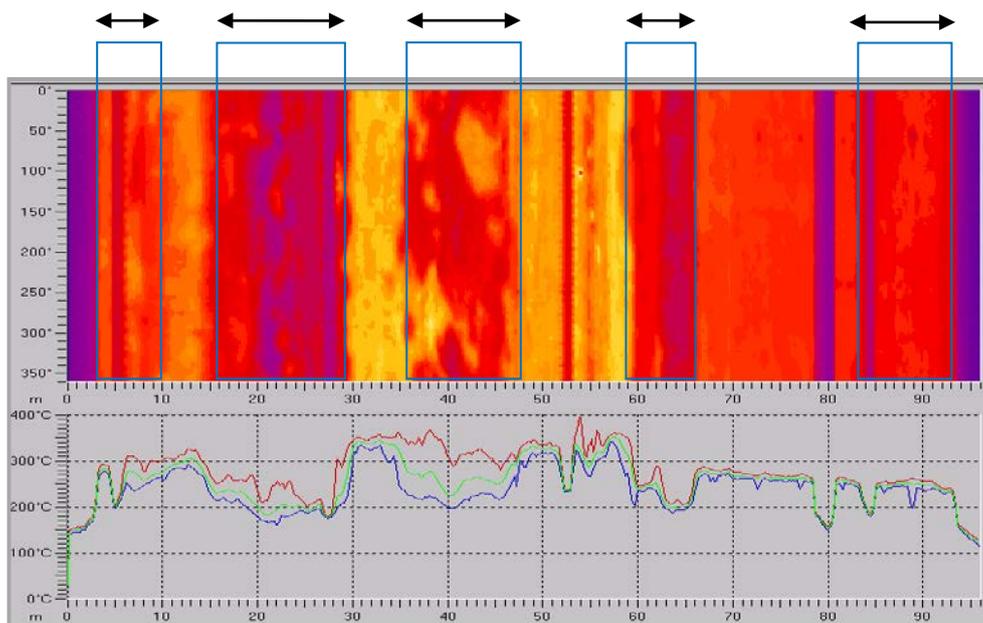


Figure 64 : Succession des zones de perturbations dans le four après installation d'un nouveau régime du jet de flamme (figure du scanner four ECDE)

Après un changement de régime du jet de la flamme du brûleur, la figure 64 représente une transition entre anciennes et nouvelles zones d'accumulation de la matière (formation et chute de concrétion et des anneaux). Tout cela explique les sollicitations thermiques et aérodynamiques que subit le revêtement interne du four dans ces zones bien déterminées suivant le régime aérodynamique installé. L'abrasion et la chute de brique sont des conséquences fréquentes dans la vie d'un four de cimenterie dans la zone de cuisson et dans des endroits fréquents. D'après les résultats de cette étude, ces zones correspondent aux ventres d'un harmonique du mode acoustique du four installé.

Certaines études [104,52] révèlent que le taux de chaleur par impact est intimement lié à l'aérodynamique de la flamme. De même, pour les flammes de diffusion c'est prouvé que l'aérodynamique de la flamme est intimement liée au dégagement de chaleur [52, 30]. Aussi l'interaction de l'hydrodynamique de l'écoulement turbulent avec le champ acoustique du système influe sur le dégagement de chaleur (Annexe-figure A4).

La figure 61-b présente des lignes de courants de l'écoulement simulé qui sont en concordance avec celles de la littérature [102] comme le montre la figure 61-a, représentant des trajectoires de particules en suspension. La figure 61 montre un comportement similaire de l'aérodynamique (lignes de courants) de l'écoulement dans les deux cas de figure avec et sans chargement de particules. Les tracés des chemins des particules suivent la trajectoire du jet réactif (saltation). La formation d'anneaux de matière par le phénomène de saltation se manifeste en maintenant les fines particules solides derrière une barrière et en les soulevant en aval. Ce mécanisme aérodynamique s'accorde avec les résultats de la simulation (figure 65) à travers les zones de recirculation (colorées en rouge) montrant les endroits des forts débits massiques coïncidant avec les zones d'activités des anneaux de matières dans la zone de clinkérisation (figure 62).

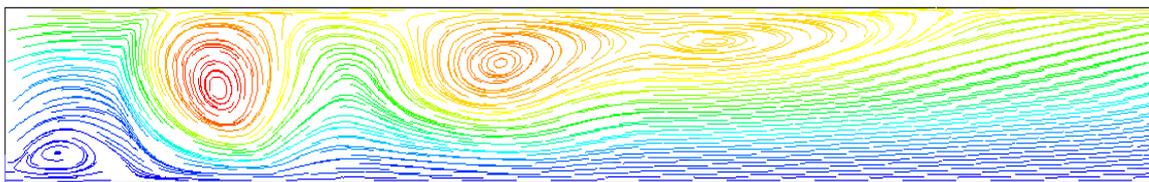


Figure 65 : Les lignes de courants colorées par la fonction de courant

L'activité dans les zones de recirculation, peut être expliquée à travers le nombre de Prandtl de l'écoulement [82]. Le nombre de Prandtl correspond à l'épaisseur relative aux couches limites (couche limite thermique et couche limite de quantité de mouvement). Une couche de quantité de mouvement plus épaisse donnerait un nombre de Prandtl supérieur à 1 et une couche de quantité de mouvement plus mince donnerait un nombre de Prandtl inférieur à 1.

Pour un nombre de Prandtl égal à 1, les épaisseurs des couches limites thermiques et les couches limites de quantités de mouvement doivent être identiques. Pour le 2^{ème} cas, les résultats présentés dans la figure 66 montrent les valeurs du nombre de Prandtl moléculaire pour chaque ligne de courant le long du four (en rouge est indiquée la ligne de courant à la paroi).

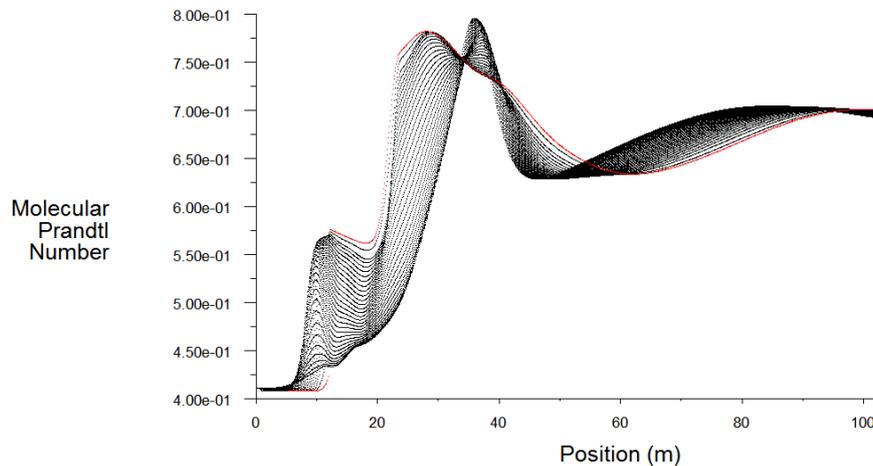


Figure 66 : Evolution du nombre de Prandtl moléculaire le long du four

Il est clair selon la figure 66 que les valeurs crêtes coïncide avec la position des zones de recirculation dans la figure 65. La couche limite de quantité de mouvement prend de la place par rapport à la couche limite thermique au fur et à mesure du développement de la couche de mélange.

V.4 Profil de la moyenne de fraction de mélange et contour des fractions massiques des différentes espèces:

Les figures 67, 68, 69 et 70 présentent la distribution de la moyenne des fractions de mélange et des concentrations des espèces CH_4 , CO_2 , H_2O et O_2 .

La consommation du combustible CH_4 , y est clairement illustrée. En effet la fraction de mélange 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. Aussi la variance de la fraction de mélange diminue rapidement pour s'annuler à la fin de la zone de cuisson. Les produits de combustion CO_2 , H_2O vont progressivement apparaître et augmenter pour atteindre des valeurs restant approximativement constantes, se comportant ainsi comme le méthane.

Le calcul de la PDF étant intimement lié au champ de vorticité, cela donne à des valeurs de concentrations des espèces influencées par cette perturbation, comme le montrent les résultats du 1^{er} cas et du 2^{ème} cas simulés. En effet, la fraction de mélange du 2^{ème} cas diminue rapidement de la valeur initiale et continue à diminuer progressivement avec un

degré un peu plus important que celui du 1^{er} cas. Cela est dû à une intense diffusion et à d'intenses vitesses radiales (figure 58). La variance de la fraction de mélange diminue aussi rapidement pour s'annuler à la position axiale de 40 mètres. Elle s'annule à la position axiale de 20 mètres pour 1^{er} cas. La réciprocity des résultats obtenus (C_p , densité, température, concentration des espèces, fraction de mélange), fait apparaître le rôle de la PDF pour décrire le cas réel. Les résultats de Rohani et al [105] ont révélé que le modèle présumé PDF s'accorde avec les données expérimentales, ce qui est principalement dû à la mise en œuvre d'une approche probabiliste pour relier les caractéristiques de turbulence du champ d'écoulement aux propriétés thermo-chimiques de la flamme.

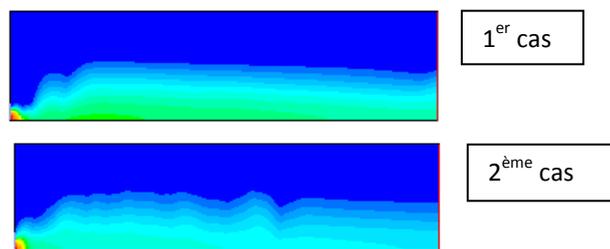


Figure 67 : Les lignes de courants colorées par la fraction massique du CH4

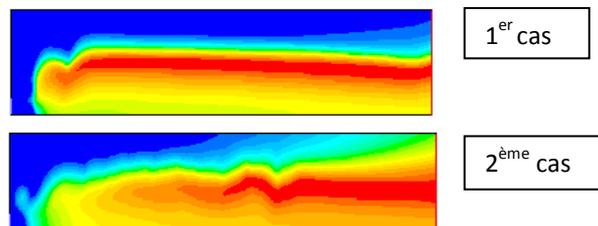


Figure 68 : Les lignes de courants colorées par la fraction massique du CO2

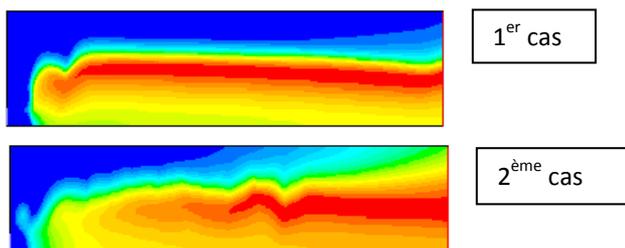


Figure 69 : Les lignes de courants colorées par la fraction massique du H2O

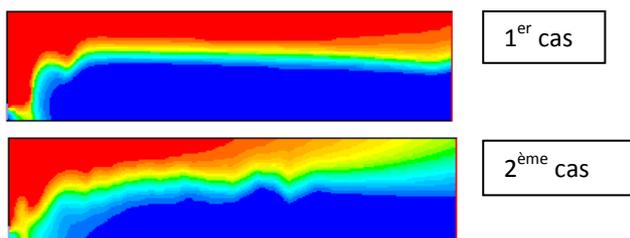


Figure 70 : Les lignes de courants colorées par la fraction massique du O2

Conclusion générale

Conclusion générale

Le modèle présenté comporte plusieurs avantages industriels. Surtout pour l'étude de rénovation des fours conventionnels de production de ciment à processus sec. Il permet de prévoir le développement de l'écoulement turbulent qui se produit dans le four rotatif, où le transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles est fortement considéré. La localisation et la mise en évidence de la cascade d'énergie dans le four permet de mieux fixer les conditions initiales d'écoulement à l'entrée du four, ainsi que de mieux prédire le profil de température de la virole, afin de mieux initialiser les paramètres de fonctionnement du brûleur.

L'analyse des résultats numériques du champ d'écoulement turbulent a démontré que les pics de température sont étroitement liés au dégagement de chaleur de la combustion secondaire et à l'intensité de l'écoulement radial le long du four. Le contrôle aérodynamique de la flamme non-prémélangé influence directement l'énergie cinétique et sa vitesse de dissipation le long du four et influence indirectement la formation des anneaux de rétention. En conséquence, limiter le flux d'air secondaire à travers le four est important pour améliorer la combustion, préserver la stabilité du front de flamme et éviter l'impact direct des zones de recirculation sur l'avancement de la matière le long du four, Surtout si le flux d'air secondaire est chargé de clinker poussiéreux.

En pratique, le contrôle d'une flamme issue d'un jet coaxial, se base sur le contrôle des paramètres agissant sur l'instabilité de la flamme en fonction du régime d'écoulement établi. Le forçage du détachement tourbillonnaire est contrôlé grâce à la rétroaction de la flamme (boucle de régulation). Cependant, le contrôle acoustique selon un mode déterminé s'avère plus pratique.

Cette étude basée sur un choix de deux cas de conditions de service du four, a montrée qu'il existe un couplage entre les différents phénomènes dans le four de cimenterie. Le principal générateur c'est l'interaction des différents fluides entrant dans le four. Aussi, elle a permis de comprendre l'effet de l'énergie d'un écoulement turbulent (production, transport et dissipation) dans le four de cimenterie et son effet sur la paroi interne et la matière dans le four, malgré que la rotation de celui-ci n'a pas été prise en compte.

La maîtrise des paramètres de fonctionnement du four et de ses annexes doivent être optimisés afin de réduire les charges de maintenance et de réhabilitation de ces installations qui au jour d'aujourd'hui, restent incontrôlables voir forfaitaires du fait du contingentement du développement du savoir-faire industriel du domaine de ciment.

Références bibliographiques

Références

- [1] Cembureau, 2015, 2017 et 2019. www.cembureau.eu
- [2] Eco-énergie, 2009. Analyse comparative de la consommation d'énergie dans l'industrie canadienne du ciment. cat M144-213/2009F-PDF
- [3] Prisme N°1, Le diagnostic énergétique d'une cimenterie. http://media.energie-industrie.com/Presentation/011_149_diag_energ_cimenterie_313507.pdf
- [4] Mokrzycki, E., Uliasz-Bochenczyk, A., 2003. Alternative fuels for the cement industry, *Applied Energy* 74, 95-100
- [5] Bogue, R.H., 1952. la chimie du ciment portland, Paris : Eyrolles
- [6] Boateng, A.A., Barr, P.V., 1996a. Modelling of particle mixing and segregation in the transverse plane of a rotary kiln. *Chem. Eng. Sci.* 51, 4167-4181.
- [7] Boateng, A.A., Barr, P.V., 1996b. A thermal model for the rotary kiln including heat transfer within the bed. *Int. J. Heat Mass Transfer.* 39, 2131-2147.
- [8] Yin, H., Zhang, M., Liu, H., 2014. Numerical simulation of three-dimensional unsteady granular flows in rotary kiln. *Powder Technol.* 253, 138–145. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.10.044>
- [9] Marty, L., 1930. Contribution à l'étude expérimentale de l'écoulement des fluides, *Annales de la faculté des sciences de Toulouse 3e série*, tome22 , P41-146
- [10] Tsoar, H., 1994. The physics of blown sand and desert dunes : Bagnold RA 1941. *Progress in Physical Geography*, 18, 91–96, London: Methuen
- [11] Kosinski, P., Hoffmann, A.C., Klemens, R., 2005. Dust lifting behind shockwaves: comparison of two modelling techniques, *Chemical Engineering Science* 60 5219 – 5230
- [12] Ilea, C.G., et al, 2008. Simulation of a dust lifting process with rough walls , *Chemical Engineering Science* 63, 3864-3876. DOI:10.1016/j.ces.2008.04.056
- [13] Hussainov, M., Kartushinsky, A., Rudi, U., Shcheglov, I., Kohnen, G., Sommerfeld, M., 2000. Experimental investigation of turbulence modulation by solid particles in a grid-generated vertical flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21, 365-373
- [14] Fessler, J.R., Kulick, J. D., Eaton J.K., 1994. Preferential concentration of heavy particles in a turbulent channel flow, *American Institute of Physics. Phys. Fluids* 6, 3742-3749. DOI: 10.1063/1.868445
- [15] Reade, W. C., Collins, L. R., 2002. Effect of preferential concentration on turbulent collision rates. *Phys. Fluids.* 12 (10), 2530–2540. doi:10.1063/1.1288515
- [16] Pascal, Ph., Oesterlé, B., 2000. On the dispersion of discrete particles moving in a turbulent shear flow. , 26(2), 293–325. doi:10.1016/s0301-9322(99)00019-1

Références bibliographiques

- [17] Zaichik, L., Alipchenkov, V. M., Sinaiski, E. G., 2008. Particles in turbulent flows- Wiley-VCH, ISBN: 978-3-527-40739-2
- [18] Boateng, A.A., 2015. Rotary Kilns, Transport Phenomena and Transport Processes, 2nd edition, Elsevier.
- [19] Herz, F., Mitov, I., Specht, E., Stanev, R., 2012. Influence of operational parameters and material properties on the contact heat transfer in rotary kilns, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55, 7941–7948
- [20] Belkacemi, F., Adila, F., 2018. Analyse énergétique de la cimenterie de sour-el-ghozlane : bilan de la ligne de cuisson et solutions. Thèse de master en énergétique, Université Akli Muhand Oulhadj Bouira.
- [21] Jackobs, J.P., 2007. La contribution de l'industrie cimentière à la réduction des émissions de CO₂, FEBELCEM.
https://www.febelcem.be/fileadmin/user_upload/autres-publications/fr/CO2fr.pdf
- [22] ATILH, 2018. Poussières des ciments et bétons. Association Technique de l'Industrie des Liant Hydrauliques. <https://www.infociments.fr/ciments/poussieres-des-ciments-et-betons>.
- [23] Demagh, Y., 2002. Modélisation par Eléments Finis des transferts Thermiques : application au four de la cimenterie de Hamma Bouziane, Mémoire de Magistère, Université de Batna
- [24] Cement Kiln Burners Catalogue, 2014. www.dynamis-br.com
- [25] Fiedler, H.E., Fernholz, H.H., 1990. On management and control of turbulent shear flows *Prog. Aerospace Sci.* Vol. 27, pp. 305-387.
- [26] Delma, T., Sarh, B., Gillon, P., 2010. A Numerical Study of the Magnetic Influence on Coaxial Jets' Flow Upstream From Lifted Flames. *Combustion Science and Technology*, 182(11-12), 1933–1944. doi:10.1080/00102202.2010.497416
- [27] Candel, S., 2002. Combustion Dynamics and Control: Progress and Challenges, *Proceedings of the Combustion Institute*, Volume 29, 1–28
- [28] Marin, O., Charon, O., Dugue, J., Dukhanet, S., Zhou, W., 2001. Simulating the Impact of Oxygen Enrichment in a Cement Rotary Kiln Using Advanced Computational Methods, *Combustion Science and Technology*, 164:1, 193-207, doi: 10.1080/00102200108952169
- [29] Hargrave, G.K., Fairweather, M., Kilham, J.K., 1987. Forced convective heat transfer from premixed flames, Part 2: Impingement heat transfer, *8(2)*, 132–138. doi:10.1016/0142-727x(87) 90013-0

Références bibliographiques

- [30] Charles-Etienne, M.M., 2005. Etude énergétique des instabilités thermo-acoustiques et optimisation génétique des cinétiques réduites. Thèse de doctorat, Toulouse, CERFACS : TH/CFD/05/84
- [31] Lieuwen, T.C., Ma gina, N.A., 2016. Effect of axial diffusion on the response of diffusion flames to axial flow perturbations. *Combust. Flame* 167, 395–408
- [32] Lieuwen, T., Zinn, B.T., 1998. The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NO_x gas turbines, 27(2), 1809–1816. doi:10.1016/s0082-0784(98)80022-2
- [33] Coats, C.M., 1996. Coherent structures in combustion, *Energy Combustion. Sci.* 22, 427-509
- [34] Schuller, T., 2003. Mécanismes de Couplage dans les Interactions Acoustique-Combustion. Thèse docteur ingénieur, Ecole Centrale de Paris.
- [35] Lamige, S., 2014. Analyse de l’Influence des Conditions aux Limites Thermiques sur la Stabilisation des Flamme Non-Prémélangées. Thèse de doctorat, Lyon. <http://theses.insa-lyon.fr/publication/2014ISAL0099/these.pdf>
- [36] Schorcht, F., Kourti, I., Scalet, B.M., Roudier, S., Sancho, L.D., 2013. Best Available Techniques (BAT) Reference Document for the Production of Cement, Lime and Magnesium Oxide. Industrial Emissions Directive 2010/75/EU
- [37] Schadow, K.C., Gutmark, E., 1992. Combustion instability related to vortex shedding in dump combustors and their passive control, 18(2), 117–132. doi:10.1016/0360-1285(92)90020-2
- [38] Blake, W. K., Powell, A., 1986. Recent advances in aeroacoustics (A87-11766 02-71). New York, Springer-Verlag, 1986, 247-325.
- [39] Lamraoui, A., 2011. Acoustique et dynamique de flamme dans un foyer turbulent prémélangé swirlé : Application à l’étude du bruit de combustion dans les chambres de turbines à gaz. Thèse de doctorat (EM2C) du CNRS et Ecole Centrale Paris. NNT : 2011ECAP0028. tel-00678248
- [40] Matveev, K., 2003. Thermoacoustic Instabilities in the Rijke Tube: Experiments and Modeling, These de doctorat, California Institute of Technology, Pasadena, California,
- [41] Vervisch, P., 2004. Stabilisation d'une flamme turbulente de propane à l'aide d'une impulsion haute tension ultra brève. Complexe de recherche interprofessionnel en aérothermochimie, Rouen.
- http://www2.cnrs.fr/sites/communiqu/fichier/fiche_coria_vf.pdf

Références bibliographiques

- [42] Nathan, G.J., Mi, J., Alwahabi, Z.T., Newbold, G.J.R., Nobes, D.S., 2006. Impacts of a jet's exit flow pattern on mixing and combustion performance , *Progress in Energy and Combustion Science* 32, 496–538.
- [43] Joulain, P., Cottureau, M.J., 1996. Mesures de température de flammes. , 35(413), 309–323. doi:10.1016/s0035-3159(99)80074-9
- [44] MONNOT, G., 1978. La combustion dans les fours et les chaudières, Publications de l'institut Français du pétrole
- [45] Ishak, M.S.A., Jaafer, M.N.M., 2014. Effect of Velocity Variation at High Swirl on Axial Flow Development inside a Can Combustor Article in *Jurnal Teknologi* · DOI: 10.11113/jt.v71.3716
- [46] Milosavljevic, V.D., Taylor, A. M. K. P., WHITELOW, J. H., 1990. The Influence of Burner Geometry and Flow Rates on the Stability and Symmetry of Swirl-Stabilized Non-premixed Flames, *Combustion and Flame* 80:196-208
- [47] Wyzgolik, A., Baillot, F., 2007. Response of the non-premixed lifted flame to coaxial jet mixing layers, *Proceedings of the Combustion Institute* 31, 1583–1590.
- [48] Wyzgolik, A., Baillot, F., 2008. Non-Premixed Lifted Flame Stabilization Coupled with Vortex Structures in a Coaxial Jet. *Combustion Science and Technology*, 180 (10-11), 1956–1971. doi:10.1080/00102200802261910
- [49] Girish, M., 2017. An Experimental Study on the Effect of Rings on Flame Length and Stability in Lime Kilns, Master of Applied Science, Chemical Engineering and Applied Chemistry, University of Toronto
- [50] Gad-el-Hak, M., Pollard, A., 1998. *Flow Control* Volume 53, Combustion Enhancement by Active Control. Ch 8, 467–499. doi:10.1007/3-540-69672-5_8.
- [51] Dynamis, 2016. The Impact of Hood Assembly. <https://dynamis-br.com/the-impact-of-hood-assembly/>.
- [52] Subhash, C., Anjan, R., 2005. Flame impingement heat transfer, A review, *Energy Conversion and Management* 46, 2803–2837
- [53] Beer, J.M., Chigier, N.A., 1972. *Combustion Aerodynamics*. Applied Science, London.
- [54] Panda, J.; McLaughlin, D. K. (1994). Experiments on the instabilities of a swirling jet. *Physics of Fluids*, 6(1), 263–276. doi:10.1063/1.868074 .
- [55] Chih-Ming, Ho., Lein-Saing, H., 1982. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 119 (-1), 443–. doi:10.1017/S0022112082001438
- [56] Mathur, M.L., MacCullum, N.R.L., 1967. Swirling Air Jets Issuing From Vane Swirlers: Part 2 Enclosed Jets. *Journal of the Institute of Energy*, 238-245

Références bibliographiques

- [57] Shi, R.X., Chehroudi, B., 1994. Velocity Characteristics of a Confined Highly-Turbulent Swirling Flow Near a Swirl Plate. *Journal of Fluids Engineering*, 116(4), 685–694. doi:10.1115/1.2911836
- [58] Syred, N., Beér, J.M., 1974. Combustion in swirling flows: A review, *Journal of Fluids Engineering*, 23(2), 143–201. doi:10.1016/0010-2180(74)90057-1
- [59] Kritzinger, H.P., Kingsley, T.C., 2015. Modelling and optimization of a rotary kiln direct reduction process, *The Journal of The Southern African Institute of Mining and Metallurgy* V. 115 pp. 419-424
- [60] Sarpkaya, Turgut., 1971. On stationary and travelling vortex breakdowns. *Journal of Fluid Mechanics*, 45(3), 545-558, doi: 10.1017/S0022112071000181
- [61] Martin, J.E., Meiburg, E., 1996. Nonlinear axisymmetric and three dimensional vorticity dynamics in a swirling jet model. *Physics of Fluids*, 8(7), 1917-1928. doi: 10.1063/1.868971
- [62] Faivre, V., Poinot, T., (2004). Experimental and numerical investigations of jet active control for combustion applications. *Journal of Turbulence*, 5(), N25. doi:10.1088/1468-5248/5/1/025
- [63] Merlo, N., 2014. Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée : effet de l'enrichissement en oxygène. Thèse de doctorat, Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement, Université d'Orléans
- [64] Gad-el-Hak, M., Pollard, A., 1998. Flow Control Volume 53, Combustion Enhancement by Active Control. Chap 8, 467–499. doi:10.1007/3-540-69672-5_8
- [65] Delabroy, O., Réduction de la production des oxydes d'azote (NO_x) dans une flamme de diffusion A fioul par excitation acoustique, *Rév. Gén. Therm*, Paris (1996) 35, 475-489.
- [66] Lovett, J.A.; Turns, S.R., 1993. The Structure of Pulsed Turbulent Non-premixed Jet Flames. *Combustion Science and Technology*, 94(1-6), 193–217. doi:10.1080/00102209308935310
- [67] Wangher, A., 2009. Réponse de flammes de prémélange à des oscillations de pression, Université de Provence - Aix-Marseille I, Français.
https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/23/011/23011553.pdf?r=1&r=1
- [68] Candel, S., 2002. Combustion dynamics and control: Progress and challenges, *Journal of Fluids Engineering*, 29(1), 1-28. doi:10.1016/s1540-7489(02)80007-4
- [69] Rayleigh, J.W., Strutt, L., 1896. The theory of sound. Dover, 1945.

Références bibliographiques

- [70] Billon, A., 2003. Etude expérimentale des sons auto-entretenus produits par un jet issu d'un conduit et heurtant une plaque fendue, thèse de doctorat, Université de la rochelle pôle sciences et technologie.
- [71] Rockwell, D., 1983. Oscillations of impinging shear layers. *AIAA Journal*, 21(5), 645–664. doi:10.2514/3.8130.
- [72] Clavin, Paul; Pelcé, Pierre; He, Longting., 1990. One-dimensional vibratory instability of planar flames propagating in tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 216(-1), 299–322. doi:10.1017/S0022112090000441
- [73] Powell, A., 1990. Some Aspects of Aeroacoustics: From Rayleigh Until Today. *Journal of Vibration and Acoustics*, 112(2), 145–. doi:10.1115/1.2930107
- [74] Clanet, C., Searby, G., Clavin, P., 1999. Primary acoustic instability of flames propagating in tubes: cases of spray and premixed gas combustion. *J.F.M*, 385, 157–197. doi:10.1017/s0022112099004231
- [75] Schuller, T., Durox, D., Candel, S., 2002. Dynamics of and noise radiated by a perturbed impinging premixed jet flame. , 128 (1-2), 88–110. doi:10.1016/s0010-2180(01)00334-0
- [76] Hourigan, K., Welsh, M.C., Thompson, M.C., Stokes, A.N., 1990. Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles. 4(4), 345–370. doi:10.1016/0889-9746(90)90130-w
- [77] Kook, H., Mongeau, L., 2002. Analysis Of The Periodic Pressure Fluctuations Induced By Flow Over A Cavity. , 251(5), 823–846. doi:10.1006/jsvi.2001.4013
- [78] Fujisawa, N., Takizawa, Y., Kohno, T., Tomimatsu, S., 2004. Active control of flow oscillations in jet–wedge system by acoustic feedback. *Journal of Fluids and Structures* 19 111–122
- [79] Laera, D., Campa, G., Camporeale, S.M., Bertolotto, E., Rizzo, S., Bonzani, F., Ferrante, A., Saponaro, A., 2014. Modelling of thermoacoustic combustion instabilities phenomena: Application to an Experimental Test Rig. *Energy Procedia*, 45, 1392–1401. doi:10.1016/j.egypro.2014.01.146
- [80] Basok, B., Gotsulenko, V., 2017. Mathematical Modeling of Self-Oscillations in a Rijke's Tube with Variable Heat Flow Power, *American Journal of Mechanical and Industrial Engineering*; 2(1): 48-53. doi: 10.11648/j.ajmie.20170201.18
- [81] Revuelta, A., Martínez-Bazán, C., Sánchez, A. L., Liñán, A., 2004. Laminar Craya–Curtet jets. *Physics of Fluids*, 16(1), 208–211. doi:10.1063/1.1629300
- [82] Ansys, inc, 2013. ANSYS Fluent Theory Guide, release 15.0, USA. https://www.academia.edu/33546431/ANSYS_Fluent_Theory_Guide

Références bibliographiques

- [83] Aristeu, S.N., 1988. Simulation numérique des grandes échelles d'un écoulement turbulent décollé en aval d'une marche, Thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de Grenoble
- [84] Lam, S. H., 1992. On the RNG Theory of Turbulence, Department of Mechanical and Aerospace Engineering Princeton University Princeton, NJ 08544-5263, Published in *Physics of Fluids A*, 4, 1007-1017, May 1992
- [85] Orszagand, S. A., Yakhot, V., 1986. Renormalization Group Analysis of Turbulence, Proceedings of the International Congress of Mathematicians Berkeley, California, USA
- [86] Han, Z., Reitz, R.D., 1995. Turbulence modelling of internal combustion engines using RNG k_ϵ models, *Combust. Sci. Technol.* 106, 267–295
- [87] Ahmed, Z.U., Al-Abdeli, Y.M., Matthews, M.T., 2015. The effect of inflow conditions on the development of non-swirling versus swirling impinging turbulent jets, *Computers & Fluids* 118, 255–273
- [88] Sharif, M.A.R., Mothe, K.K., 2009. Evaluation of Turbulence Models in the Prediction of Heat Transfer Due to Slot Jet Impingement on Plane and Concave Surfaces. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 55(4), 273–294. doi:10.1080/10407790902724602
- [89] Renard, P.H., Thevenin, D., Rolon, J.C., Candel, S., 2000. Dynamics of flame/vortex interactions, *Progress in Energy and Combustion Science* 26, 225–282
- [90] Masood, R.M.A., Rauh, C., Delgado, A., 2014. CFD simulation of bubble column flows: An explicit algebraic Reynolds stress model approach, *J. Multiphase Flow* 66, 11–25
- [91] Rohani, B., Wahid, M. A., Sies, M. M., Saqr, K.M., 2012. Comparison of eddy dissipation model and presumed probability density function model for temperature prediction in a non-premixed turbulent methane flame AIP Conference Proceedings 1440, 384; doi:10.1063/1.4704240
- [92] Howe, M.S., 1975. Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics*, 71(4), 625–673. doi:10.1017/S0022112075002777
- [93] Edwin, R.O., 2011. Analyse de l'écoulement dans la roue d'une turbine hydraulique axiale de type hélice, Thèse de maîtrise en génie mécanique, Université Laval, Québec.
- [94] Tennekes, H., 1967. The exponential lagrangian correlation function and turbulent diffusion in the inertial subrange. *13(11)*, 1565–1567. doi:10.1016/0004-6981(79)90066-0
- [95] Kadar, A.H., 2015. Modelling turbulent non-premixed combustion in industrial furnaces, PhD Thesis, Delft University of Technology, Melweg, Netherlands

Références bibliographiques

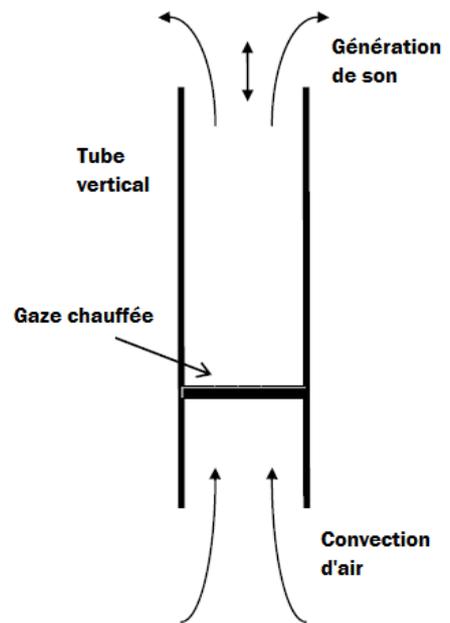
- [96] Mastorakos, E., Massias, A., Tsakiroglou, C.D., Goussis, D.A., Burganos, V.N., Payatakes, A.C., 1999. CFD predictions for cement kilns including flame modelling, heat transfer and clinker chemistry, *Appl. Math. Model.* 23, 55–76
- [97] Mujumdar, K.S., Ranade, V.V., 2006. Simulation of rotary cement kilns using a one-dimensional model, *Chem. Eng. Res. Des.* 84, 165–177
- [98] Adb-El-Monem, H.A., 1998. Fluid flow and combustion in rotary kiln, Ph.D. thesis, University of British Columbia
- [99] Locher, G., 2002. Mathematical models for the cement clinker burning process: Part 1: Reactions and unit operations. *ZKG International*, 55, 29-38
- [100] Favalli, R.C., Fabiani, L.F., De Pinho, 2015. Enhancing the performance of kiln burner, in *world cement, Brazil* 111–117. http://www.dynamis-br.com/files/05-Article_World_Cement_November_2015_D-Flame.pdf
- [101] Merlo, N., 2014. Caractérisation expérimentale d'une flamme turbulente non prémélangée swirlée : effet de l'enrichissement en oxygène, Université d'Orléans, France <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01207173>
- [102] Lewis, C.S., Cantwell, b.J., Vandsubger, u., Bowman, c.T., 1988. An investigation of the structure of a laminar Non-premixed flame in an unsteady Vortical flow. Twenty-Second Symposium (International) on Combustion/ The Combustion Institute, Stanford University, pp. 515-522
- [103] Schadow, K.C., Gutmark, E., Parr, T.P., Parr, D.M., Wilson, K.J., CRUMP J.E., 1989. Large-scale coherent structures as drivers of combustion instability. *Combustion Science and Technology*, 64 (4-6), 167–186. doi:10.1080/00102208908924029
- [104] Goldenberg, S.A., Pelevin, V.S., (1958). Influence of pressure on rate of flame propagation in turbulent flow. 7(1), 590–594. doi:10.1016/s0082-0784(58)80096-x
- [105] Rohani, B., Wahid, M.A., Sies, M.M., Saqr, K.M., 2012. Comparison of Eddy Dissipation Model and Presumed, The 4th International Meeting of Advances in Thermo fluids. 1440, 384-391. doi: 10.1063/1.4704240.
- [106] Roquemore, W.M., Chen, L.D., Goss, L.P., Lynn, W.F., 1989. The Structure of Jet Diffusion Flames. In: Borghi R., Murthy S.N.B. (eds) *Turbulent Reactive Flows. Lecture Notes in Engineering*, vol 40, Springer, New York, NY. doi.org/10.1007/978-1-4613-9631-4_4
- [107] Goss, L.P., Switzer, G.R., 1990. Combustion Diagnostic Development And Application, Systems Research Laboratories, Inc. A Division of Arvin/Calspan, Dayton, OH 45440-3696

Annexe A

Le tube de Rijke :

Le tube Rijke [40,80] dans la figure A1 est composé d'un simple tube ouvert à ses deux extrémités, dans lequel on place une source de chaleur dans sa partie basse. On utilise classiquement une grille chauffée comme source de chaleur. Avec cette configuration, l'instabilité ne se déclenche que si le tube est en position verticale. En effet, la source de chaleur est passive et fixe, c'est à dire qu'elle ne réagit pas aux fluctuations de vitesse acoustique (au pire la grille refroidie). Lorsque le tube est vertical, la chaleur de la grille induit un courant de convection naturelle moyen de bas en haut. Lorsque la grille est soumise aux fluctuations de vitesse, le transfert de chaleur est perturbé (à la manière d'un anémomètre à fil chaud), l'air se dilate brusquement au passage de la grille, créant ainsi une perturbation acoustique qui entretient le mode stationnaire. Si le tube est horizontal, le phénomène de dilatation brusque n'a pas lieu puisque les particules d'air proche de part et d'autre de la grille sont quasiment en équilibre thermique avec la grille.

Figure A1: Configuration originale du tube de Rijke [40]



Rayleigh [38] propose une explication du phénomène de résonance couplée, et énonce la formulation de son critère d'instabilité. Il conditionne l'apparition de l'instabilité à la corrélation entre les fluctuations de pression " p_1 " et le dégagement de chaleur " ωT_1 ". Si leur produit est positif, l'instabilité est amplifiée ; si le produit est négatif, elle est amortie.

Intégré sur une période puis en volume, le critère de Rayleigh permet de savoir si le système est potentiellement instable ou non. Si on suppose les deux fonctions harmoniques, le déphasage doit être inférieur à $\pm \pi/2$. Dans le cas du tube de Rijke, le mode acoustique excité est le mode demi-onde. Il présente des nœuds de pression acoustique " p_1 " à ses extrémités (Figure A2)

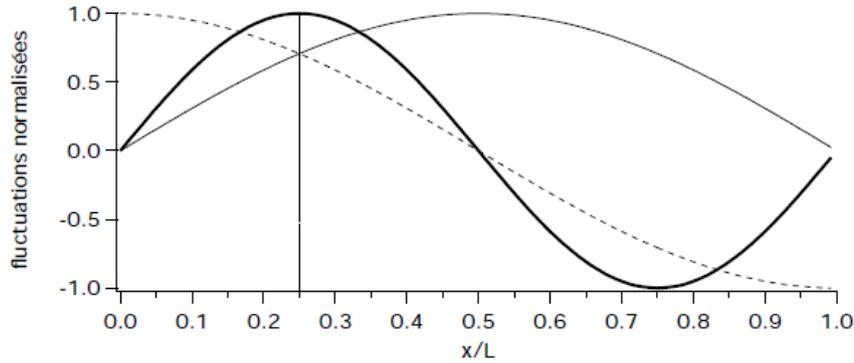


Figure A2 : Distribution des grandeurs dans un tube de Rijke
 p_1 _____, u_1 et Critère de Rayleigh _____ (Gras) [30]

Le mode étant stationnaire, la vitesse acoustique " u_1 " est déphasée de $\pi/2$ par rapport à " p_1 " (Ceci n'est exact que si on a rigoureusement $p_1 = 0$ aux extrémités du tube). On a donc:

$$p_1(x, t) = \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \sin(\omega t) \quad (\text{A.1})$$

et

$$u_1(x, t) = \cos\left(\frac{\pi x}{L}\right) \sin(\omega t) \quad (\text{A.2})$$

Pour estimer la distribution du critère de Rayleigh, on suppose que la perturbation du dégagement de chaleur est proportionnelle à u_1 .

Le critère de Rayleigh est donc proportionnel dans ce cas au produit " $p_1 u_1$ ". En intégrant sur une période, on trouve une distribution du critère de Rayleigh $\approx \sin(\pi x/L) \cos(\pi x/L)$.

Comme on l'observe sur la figure A2, le critère n'est positif que dans la première moitié du tube et présente un maximum au quart de la longueur. C'est en positionnant la source de chaleur à cet endroit qu'on obtient la plus forte amplification de l'instabilité. Le critère de Rayleigh apparaît comme un terme source dans l'équation de bilan d'énergie acoustique en milieu réactif. Ce critère est donc souvent avancé comme condition nécessaire mais non suffisante à l'apparition des instabilités thermoacoustiques. En effet, il ne prend pas en compte les éventuelles dissipations de l'énergie acoustique au sein du système. Cet exemple nous permet d'exposer les phénomènes fondamentaux qui interviennent dans l'existence d'une instabilité thermoacoustique. L'existence d'un mode propre au système induit un champ acoustique qui va perturber la source de chaleur (figure A3).

La source 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 représentée par le terme source dans l'équation des ondes pour les milieux réactifs [90] :

$$\nabla \cdot (c_0 \nabla p_1) - \frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} = (\gamma - 1) \frac{\partial \dot{\omega}_{T,1}}{\partial t} \quad (A3)$$

où l'indice "0" indique une grandeur moyenne, et l'indice "1" la partie fluctuante.

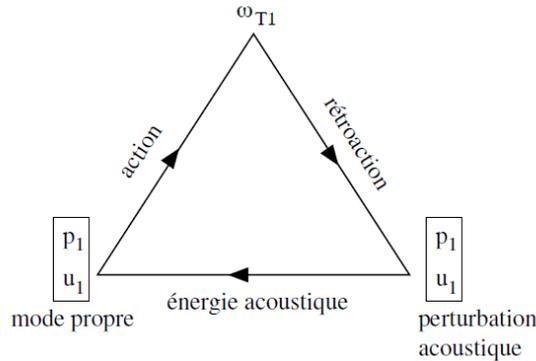


Figure A3 : Schéma de principe de la boucle d'instabilité thermoacoustique [30]

Les perturbations acoustiques émises par la source peuvent aussi interagir avec les conditions limites du système pour être réfléchies par exemple. L'énergie de ces perturbations peut alors alimenter le mode propre qui en est à l'origine. On ferme ainsi la boucle d'amplification de l'instabilité. L'action du champ acoustique dans le cas du tube de Rijke combine l'effet des perturbations de vitesse et les transferts thermiques de la grille. Dans le cas des systèmes de combustion, de nombreux phénomènes peuvent intervenir comme intermédiaires dans cette phase. La plupart de ces phénomènes sont induits par l'interaction de l'hydrodynamique du système avec le champ acoustique (figure A4).

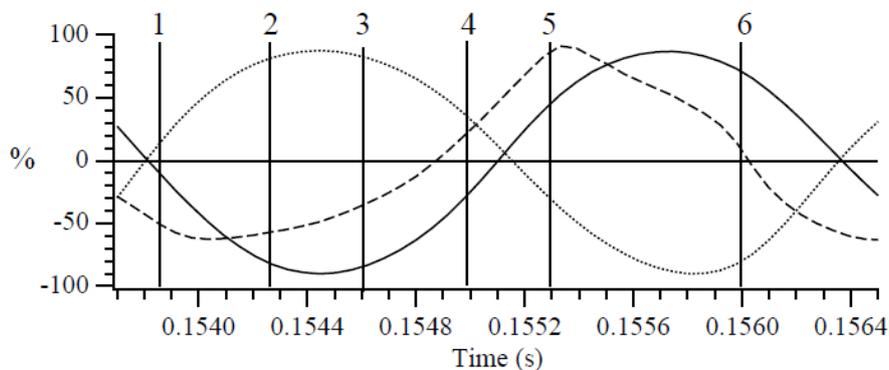


Figure A4 : Illustration de la fluctuation de pression moyenne 'p₁', la fluctuation de dégagement de chaleur 'ωT₁' et la fluctuation de la vitesse moyenne dans un plan de vidage d'une flamme de diffusion, p₁ _____, u₁..... et ωT₁ - - - - - [30]

Annexe B: Identification des zones de deux flammes de diffusion (pour un jet coaxial)
 [106, 107]

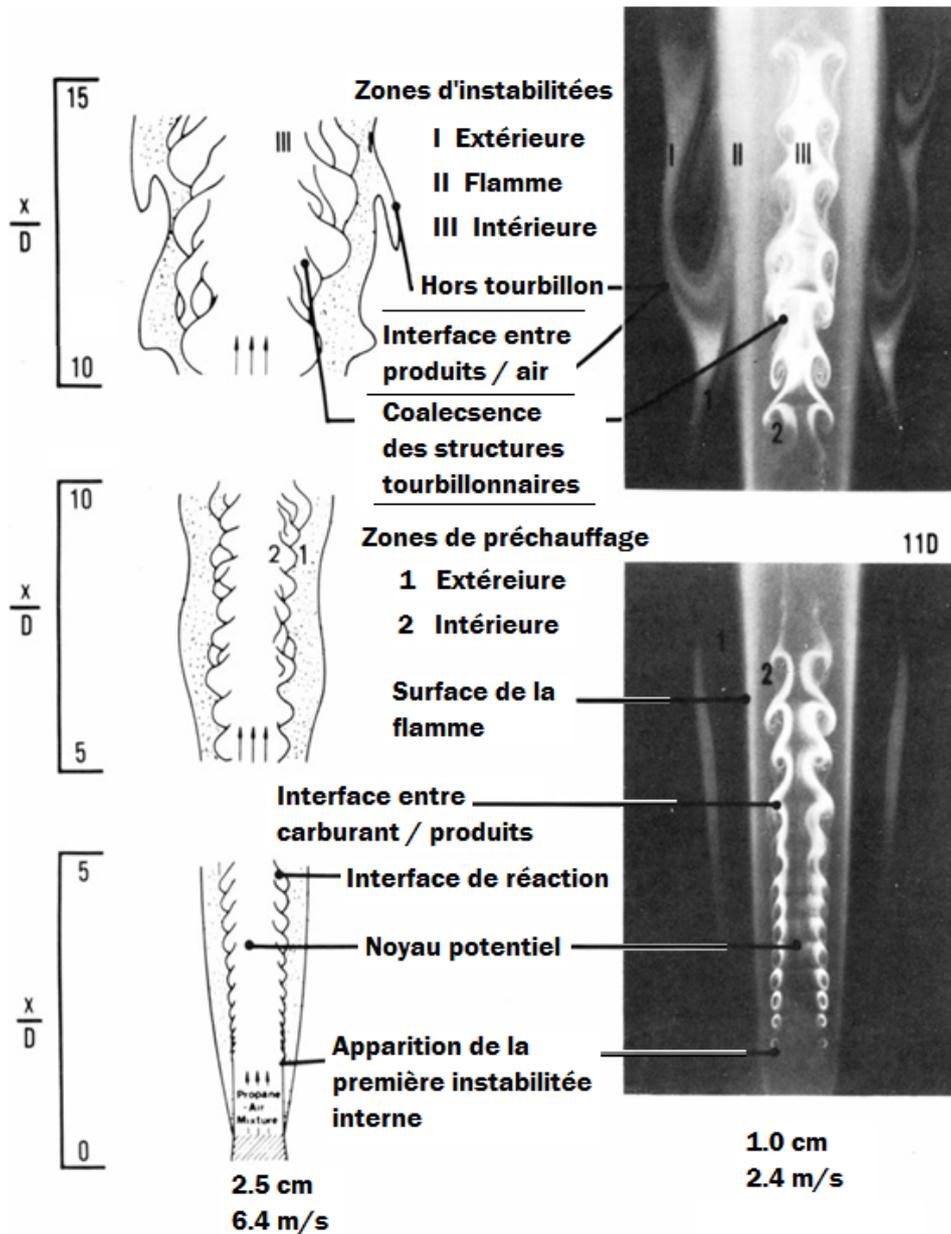


Figure B1 : Transition des structures tourbillonnaires de jets de flamme de propane [106]

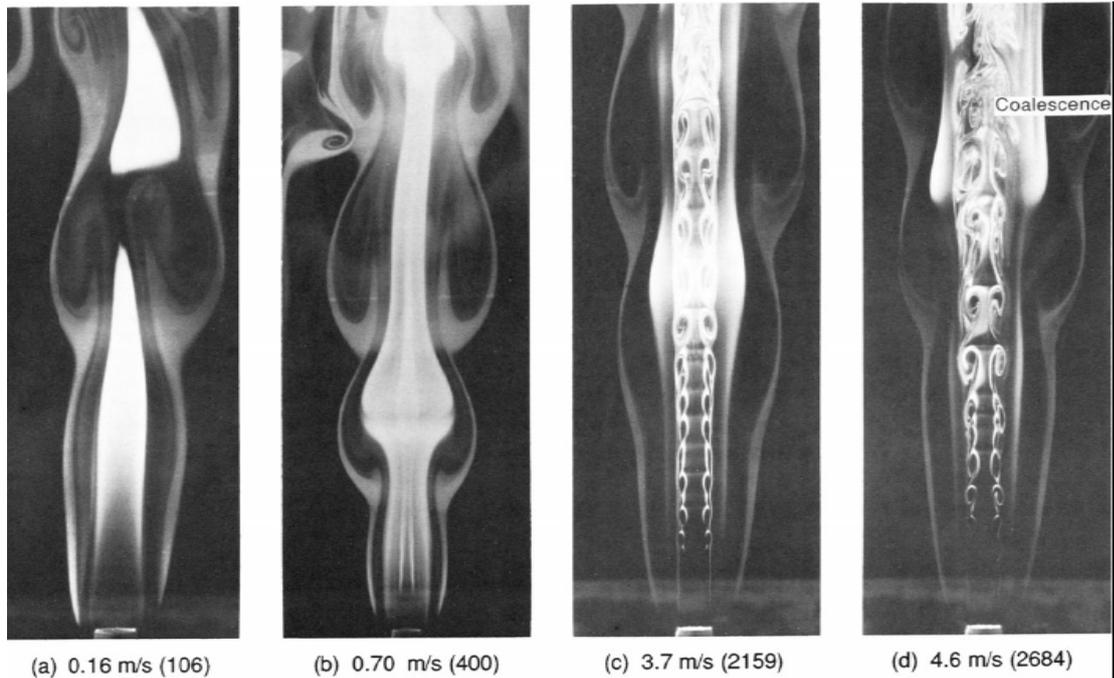


Figure B2 : Jets de flamme de méthane avec une vitesse d'air annulaire de 15 cm/s et des vitesses de jets de carburant (Re) comme suit : (a) 0.16 m/s, (b) 0.70 m/s, (c) 3.7 m/s, (d) 4.6 cm/s [106]

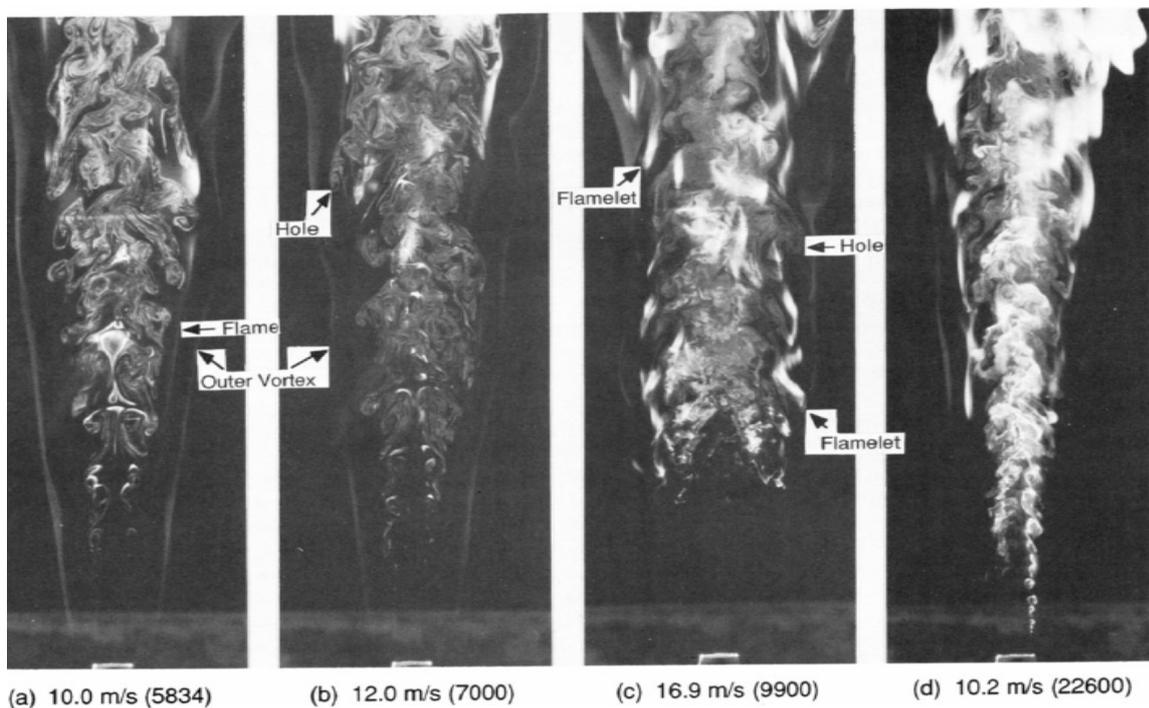


Figure B3 : Jets de flamme avec une vitesse d'air annulaire de 15 cm/s et des vitesses de jets (Re) de carburants : (a) 0.16 m/s, (b) 0.70 m/s, (c) 3.7 m/s, flammes de méthane et (d) 4.6 cm/s, flamme de propane. Toutes les flammes sont stabilisées sur un diamètre annulaire extérieur de 10 mm [106]

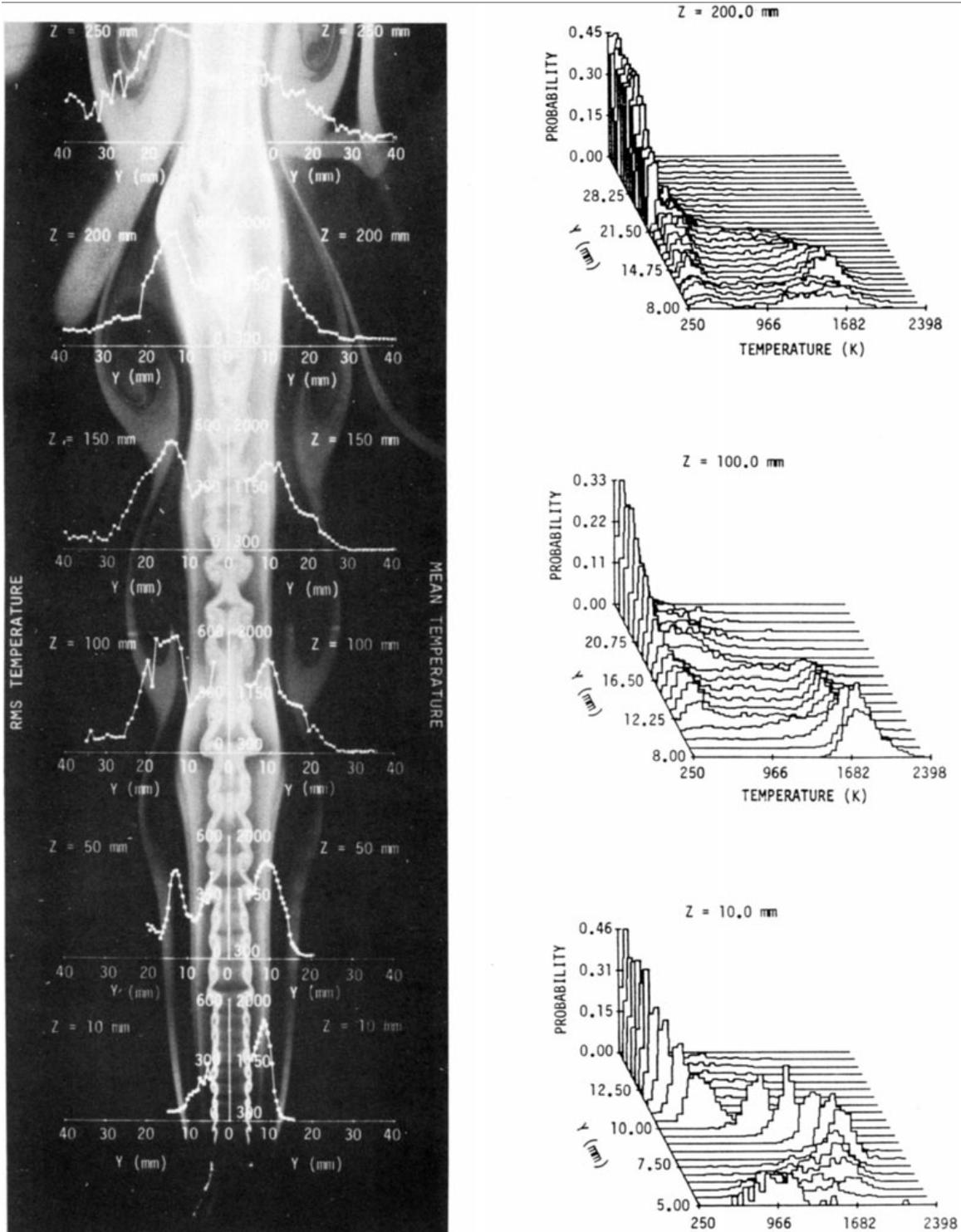


Figure B4 : Moyenne, rms et Pdf température d'un jet de flamme de propane de 1.8 m/s avec un jet annulaire d'air de 0.15 m/s ($Re = 4000$) [106]