

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUEES
DÉPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Spécialité: Energétique

THÈME

**Contribution à l'étude d'une flamme produite dans un
bruleur munis de swirl**

Préparé par:

Atfi Larbi Zohra
Mouley Mehdi Soumia

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Lieu d'exercice	Qualité
MAKHFI SOUAD	MCB	UIK Tiaret	Président
CHAIB KHALED	MCA	UIK Tiaret	Examineur
ZAITRI Mohamed	MCA	UIK Tiaret	Encadreur

Promotion : 2018/2019

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUEES
DÉPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Spécialité: Energétique

THÈME

**Contribution à l'étude d'une flamme produite dans un
bruleur munis de swirl**

Préparé par:

Atfi Larbi Zohra
Mouley Mehdi Soumia

Devant le Jury :

Nom et prénoms	Grade	Lieu d'exercice	Qualité
MAKHFI SOUAD	MCB	UIK Tiaret	Président
CHAIB KHALED	MCA	UIK Tiaret	Examineur
ZAITRI Mohamed	MCA	UIK Tiaret	Encadreur

Promotion : 2018/2019



ملخص :

هذه الأطروحة هي مساهمة في دراسة هيب ميثان مضطرب الذي لم يسبق لطفه في دوران ، ويسمى دوامات ، ويتألف جهازنا تجريبي من موقد دوامة متحد المحور مع حقن ميثان شعاعي بأقرب من مخرج موقد. هذا الأخير محصور في غرفة الاحتراق. تم الانتهاء من دراسة بأفعل. إنه يكمل ، من خلال محاكاة عددية ، الأبحاث التي أجراها G. Solero و F. Cozzi ، ويركز محاكاة على الاحتراق مضطرب لميثان في تكوين ثنائي الأبعاد ، وتم إيلاء اهتمام كامل نموذج الاضطراب $k-\varepsilon$ وإصداراته المختلفة ، وهي طرز قياسية وقابلة لتحقيق و RNG و Reynolds Stress واستخدام نموذج FR-ED درسنا الاضطرابات في ظل ظروف متساوية الحرارة غير تفاعلية مع استخدام رمز حساب "FLUENT".

RANS تصميم كل الاضطرابات هذه طريقة تتكون من نمذجة طيف كامل للاضطراب لقيام بذلك، يتم التعبير عن متغيرات مادية أولاً كمجموع جزء ومتقلب.

كلمات مفتاحية: الاحتراق مضطرب ، لهب غير مختلط ، دوامة ، FR-ED ، RANS ، رينولدز .

Résumé :

Cette thèse est une contribution à l'étude des flammes de méthane turbulentes non prémélangées en rotation, dites swirlées, notre dispositif expérimental se compose d'un brûleur à swirler coaxial avec injection radiale de méthane au voisinage de la sortie du brûleur. Ce dernier est confiné dans une chambre de combustion. L'étude est déjà faite. Il est complet, par la voie de la simulation numérique, les recherches faites par G. Solero et F. Cozzi, la simulation est portée sur la combustion turbulente de méthane dans une configuration bidimensionnelle, une attention particulière a été accordée au modèle de turbulence $k-\varepsilon$ et ses différentes versions à savoir les modèles Standard, Réalisable et RNG, Reynolds Stress, ainsi l'utilisation du modèle FR-ED on a étudié la turbulence dans les conditions isothermes non réactives avec l'utilisation du code de calcul « FLUENT ».

La RANS à modéliser de l'ensemble de la turbulence cette méthode consiste à modéliser l'ensemble du spectre de la turbulence. Pour ce faire, les variables physiques sont d'abord exprimées par la somme d'une moyenne et d'une partie fluctuante.

Mots clés : combustion turbulente, flamme non prémélangée, swirl, FR-ED, RANS , Reynolds.

Abstract :

This work is a contribution to the study of turbulent methane flames not premixed in rotation, called swirlées, our experimental device consists of a coaxial swirler burner with radial injection of methane in the vicinity of the burner outlet. The latter is confined in a combustion chamber. The study is already done. It is complete, through the numerical simulation, the researches made by G. Solero and F. Cozzi, the simulation is focused on the turbulent combustion of methane in a two-dimensional configuration, a particular attention was given to the model of turbulence $k-\varepsilon$ and its different versions, namely the Standard, Realizable and RNG models, Reynolds Stress, and the use of the FR-ED model we studied turbulence under non-reactive isothermal conditions with the use of the "FLUENT" calculation code.

The RANS to model all the turbulence This method consists of modeling the whole spectrum of turbulence. To do this, the physical variables are first expressed as the sum of an average and a fluctuating part

Key words: turbulent combustion, non-premixed flame, swirl, FR-ED, RANS, Reynolds.

Sommaire

Remerciement.	
Dédicace.	
Liste des figures.	
Liste des tableaux.	
Introduction générale.....	1

Chapitre I : généralités sur la combustion et la turbulence.

<i>Introduction</i>	4
I. La combustion	5
I.1. La combustion turbulente	5
II.2 Modes de combustions élémentaires :.....	8
II.1 La combustion prémélangée	8
II.2 La combustion partiellement prémélangée	9
II.3 La combustion non- prémélangée	9
III.1 La flamme.....	11
III.2 Classification des flammes	14
III.2.1 Flammes prémélangées.....	14
III.2.2 Flamme non prémélangée.....	15
IV. Notion sur la turbulence	16
IV.1 Définition de la turbulence	16
IV.2 Grandeur moyenne, vitesses fluctuantes et énergie cinétique de turbulence	18
IV.3 Les échelles de la turbulence	18
IV.3.1 Echelles intégrales...19	
IV.3.2 Echelles de Kolmogorov..20	
V.1 Le nombre de swirl $\langle\langle s \rangle\rangle$	21
V.2 Les écoulements swirlés.....	22
V.3. Les écoulements swirlés réactifs	24
V.4 L'effet du swirl sur un écoulement non réactif	25
VI.1 Généralités sur la formation des polluants	25
VI.2 Mécanismes de formation des NOx	25
VII. La richesse	27

VIII. Applications industrielles de la combustion turbulente	29
<i>Conclusion</i>	30
<i>Chapitre II</i> : Modélisation de la turbulence.	
<i>Introduction</i>	31
I. Généralités sur la turbulence...31	
II. Les principales méthodes de simulation de la turbulence...32	
II.1. Méthode de RANS	33
II.2. DNS	34
II.3. LES	34
III. Mise en équations	35
III.1 Equation de continuité	36
III.2 Equations de quantité de mouvement de Navier Stokes	36
III.3 Equation de transport de la fraction Y_i de l'espèce i	36
III.4 Equations de Reynolds	36
IV. Modèles de turbulence	38
IV.1. Modélisation des contraintes de Reynolds (RSM)	38
IV.1.1 Equation pour le taux de dissipation visqueuse	42
IV.1.2 Version LRR	44
IV.1.3 Version SSG.....	45
IV.2 Modèle $k - \epsilon$	46
IV.2.1 Version $k - \epsilon$ standard	46
IV.2.2 Version $k - \epsilon$ standard	47
IV.2.3 Modèle RNG $k - \epsilon$	48
VI. Modélisation de la viscosité turbulente	49
<i>Chapitre III</i> : Modélisation de la combustion turbulente.	
<i>Introduction</i>	51
I. Classification des différents types de flammes et brûleurs (géométries).....	51
II. Formulation théorique des flammes	51
III. Variables de la thermochimie	52

IV. Equations de conservation de masse et d'espèces	53
V. Equations de la quantité de mouvement	54
VI. Equations de la conservation d'énergie	54
VII. Cinétique chimique	55

Conclusion	56
-------------------------	----

Chapitre IV : Présentation de simulation.

Introduction	57
---------------------------	----

I. Dispositif expérimental	57
I.1. Le bruleur	57
II.1. Géométrie de la chambre de combustion	59
III.2. Maillage du calcul	61

Chapitre V : Résultats et interprétations

I. Cas non réactif.....	62
I.1 Résultats et interprétations.....	67
II. Cas de l'écoulement turbulent réactif	69
II.1. Résultats et interprétations.....	72

Conclusion

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

Introduction :

A l'aube de XXI^e siècles, l'énergie reste un enjeu majeur, tant au niveau politiques, économiques, scientifiques qu'environnementale, la demande mondiale de l'énergie a énormément augmenté dans les dernières années. Cette prédiction [1] est publiée par l'agence internationale de l'énergie (IEA) en 2007, elle montre l'évolution enregistrées et future de la demande énergétique mondiale depuis 1980 à 2030. ces prédictions sont dérivées d'un scénario basé sur un ensemble de suppositions sur les conditions macroéconomiques, l'évolution de la population, le prix d'énergie, les politiques gouvernementales et la technologie.

Le phénomène chimique de la combustion est connu et utilisé par l'homme depuis des milliers d'années. Ce n'est cependant qu'à partir du 19^e siècle que l'homme à commencer à produire de l'énergie de manière industrielle à l'aide de la combustion. De nos jours les applications d'ingénierie utilisant des réactions chimiques pour produire de l'énergie sont nombreuses, la combustion demeure quant à elle une branche plus moderne de la mécanique des fluides réactifs. Au cours des dernières années, de grands procédés ont toutefois été accomplies due à la puissance accrue des outils de calculs numériques.

La combustion est une branche de la mécanique des fluides réactifs, relativement récente. Elle est nécessaire pour le transport, la génération d'énergie électrique, les procédés de fabrication, les moyens de chauffage, ... malgré les bienfaits de la combustion, elle reste le plus grand pollueur de notre planète. En plus de la chaleur, la combustion produit des émissions nocives pour l'environnement. Cette pollution résulte principalement des gaz et particules jetés dans l'air par les véhicules à moteur, les installations de chauffage, les centrales thermiques et les installations industrielles. Les émissions polluants sont les oxydes de carbone, de soufre et d'azote, gaz à effet de serre, poussières, particules radioactives, produits chimiques, dioxygène... etc. actuellement, les changements climatiques que nous vivons témoignent du déséquilibre provoqué par ces émissions

Premièrement avec le prix élevé des carburants, les ingénieurs cherchent maintenant à produire des systèmes toujours plus performants, mais en minimisant la consommation, dans un deuxième temps, les considérations environnementales actuelles telles que le réchauffement climatique et la pollution atmosphérique ont une influence majeure. En effet la combustion doit s'effectuer dans des conditions optimales afin de minimiser les impacts causées par celle-ci. Pour toutes ces raisons, il est possible d'accélérer le processus de conception, en validant les conceptions mécaniques et leurs effets sur le respect des normes environnementales. Les

simulations numériques permettent également de diminuer les coûts des études expérimentales, elles même très onéreuses pour les compagnies

Avec l'apparition de La combustion en mélange pauvre connu sous le concept « lean combustion », l'hydrogène a reçu lors de cette dernière décennie, beaucoup d'intérêt en tant que substitut potentiel aux carburants hydrocarbonés [2], [3], notamment avec la transition énergétique.

Aussi, les mélanges hydrogène / hydrocarburé sont intéressants car l'addition d'hydrogène au gaz naturel est un moyen efficace pour améliorer la combustion [4].

En effet, et dans un but d'utilisation efficace de ce type de mélange de carburant dans le domaine de la combustion à savoir la génération d'électricité (par les turbines à gaz), il est fondamental de bien comprendre ce phénomène assez complexe et les différents comportements des flammes générées.

D'autre part, combiner ce concept à des écoulements swirlés (tourbillonnaires) à savoir « swirl flow » peut être un élément essentiel dans la conception des nouvelles chambres de combustion (brûleurs) conçues pour fonctionner en mélange pauvre.

Ainsi, la contribution du mouvement de swirl à ce type de mélange permet à la fois de diminuer les émissions de polluants, d'augmenter l'efficacité et de faciliter la stabilisation de la combustion.

Dans cette optique, Divers travaux de recherche ont été entrepris, comme indiqué dans la référence [5], [6], en raison de la complexité de ces phénomènes (swirl flow), la modélisation de ce type d'écoulement reste toujours un défi perpétuel dans [7], [8] les auteurs ont montré que ni le modèle k-ε ni ses différentes modifications apportées au modèle de base ne sont capables de prédire les profils de vitesse axiale et tangentielle parce que les composants de la viscosité sont anisotropes. Ils ont proposé un modèle k-ε modifié, qui considérerait un facteur anisotrope pour la viscosité turbulente, ce qui a permis plus d'efficacité dans la prédiction des profils de vitesse moyenne. Il a également été trouvé dans [9], [10] que le modèle k-ε ne réussit pas à résoudre le champ de vitesse dans les écoulements tourbillonnants. D'autre part, dans [11], [12] il a été prouvé à la fois expérimentalement et numériquement, dans le cas de faibles flux, le modèle standard k-ε peut réussir à prédire le champ de vitesse. Des études numériques dans [8], [14] ont montré que pour le tourbillon basse fréquence, le modèle RNG k-ε donne une meilleure prédiction que le modèle k-ε, alors que pour le tourbillon supérieur, les modèles de contrainte de

Reynolds sont plus appropriés. Dans [8], le modèle k- ϵ et d'autres modèles à deux équations basés sur la viscosité isotrope-turbulente peuvent donner de bonnes performances, car leur formulation donne toujours la forme de rotation tangentielle du profil de vitesse tangentielle, indépendante du profil de vitesse donné à l'entrée. [13].

Au cours des dernières années, avec le développement rapide de nouveau calculateurs, l'approche Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) est devenue le meilleur compromis entre précision et ressources de calcul (le temps de calcul). Des prédictions numériques, ou CFD (computational fluid dynamique), sont présentées décrivant le comportement et la performance de différents modèles de turbulence de type de flammes. La (CFD) est devenue ces dernières années un outil clé pour la conception de nouveaux systèmes de combustion, fournissant des informations précieuses sur les caractéristiques de la chambre de combustion. Il est clair que dans un cadre industriel, il est important d'obtenir les résultats les plus précis avec les modèles les plus simples et les plus robustes.

Notre présente étude qui est une continuité d'un travail antérieur sur la simulation numérique d'une flamme hybride générée dans les brûleurs swirlés, a pour objectif principal l'implémentation et l'évaluation de différents modèles de turbulence.

Aussi, pour fournir une meilleure compréhension de la combustion générée, une comparaison des prédictions sur le profil de vitesse et le champ de température avec des travaux expérimentaux (Coghe et al) est présentée. L'analyse de ces résultats peut présenter des données préliminaires et des informations utiles sur les principales caractéristiques du phénomène étudié. A cet effet, Nous avons jugé utile de rédiger notre manuscrit en 06 chapitres ::

Premier chapitre : généralités sur la combustion et la turbulence.

Deuxième chapitre : présente la modélisation de la turbulence.

Troisième chapitre : représente la modélisation de la combustion turbulente.

Quatrième chapitre : Présentation de la simulation

Le dernier chapitre de ce mémoire se concentra sur les résultats et les interprétations.

Introduction :

La combustion est un phénomène extrêmement répandu dans la nature, et c'est grâce à elle, en majeure partie, que l'activité humaine a pu se développer et se développer encore, quelquefois trop.

Dans l'antiquité et jusqu'au moyen âge, Le feu était même considéré comme l'un des quatre éléments de base dont l'univers entier était constitué. C'est à dire que l'étude et la compréhension de ce qui concerne la combustion et le feu a un intérêt tout à fait important.

Mais qu'est-ce que le feu ? Qu'est-ce que la combustion, qu'est-ce qu'une flamme ? Il a fallu assez longtemps, dans l'histoire de la connaissance scientifique, pour le comprendre. A l'heure actuelle, de nombreux dispositifs industriels en tirent parti, mais quelquefois leur maîtrise partait encore défaut. Ces difficultés de compréhension viennent du fait que plusieurs phénomènes physiques et chimiques assez différents interviennent conjointement, et de façon couplée, dans ce que l'on appelle le feu [3].

A la base de ces phénomènes, se trouve d'abord un aspect chimique : et il ne s'agit pas d'une seule réaction chimique, mais de nombreuses réactions chimiques qui ont lieu simultanément pendant les processus de combustion. Il existe différents types de réaction de combustion, dépendant essentiellement des produits réactifs mis en jeu. Le premier aspect du feu est donc un aspect chimique, c'est celui-ci qu'on appelle maintenant plus précisément combustion .

Le second aspect est constitué par les transferts de chaleur. En effet, les réactions chimiques dont nous venons de parler entraînent une élévation de température du milieu, et sont-elles mêmes très sensibles à la température de ce dernier. Cela implique la possibilité d'important transferts de chaleur, d'un point à un autre de ce milieu, qu'on appelle une flamme, ils se font par conduction de chaleur, par rayonnement quelque fois, souvent par diffusion par des remous qu'on appelle turbulent. Ces transferts de chaleur ne jouent certaines fois qu'un rôle annexe au déroulement des réactions chimiques de la combustion; ils leur sont quelquefois indispensables. Pour leur majeure partie, les flammes sont situées dans des milieux gazeux et ceci explique l'existence d'un troisième aspect : les transferts de masse. Ils peuvent être de deux types : soit ce sont des mouvements de convection des gaz composant entièrement ou partiellement la flamme soit ce sont aussi des transferts par diffusion moléculaire ou turbulente, de certaines espèces par rapport d'autres dans le milieu [15].

I. La combustion :

La combustion est une réaction chimique exothermique, le gaz naturel est le combustible alors que l'air est le comburant est un mélange d'oxygène 21 % et d'azote 79 % mais l'azote est un gaz inerte qui ne participe pas directement à la réaction chimique de combustion. Lorsque la combustion est en défaut d'air on dit que la combustion est réductrice (les produits de combustion sont alors incomplètement oxydés). Lorsque la combustion est en excès d'air on dit qu'elle est oxydante.

Dans les paragraphes suivants nous considérons que le gaz naturel se comporte comme du méthane pur. Le principal constituant du gaz naturel est le méthane de formule brute CH_4 c'est un hydrocarbure saturé de la forme $(\text{C}_n\text{H}_{2n+2})$ il appartient à la famille des alcanes sa formule développée est également CH_4 [16].

1.1. La combustion turbulente :

Est une combustion caractérisée par des flux de chaleur, elle est souvent utilisée dans l'industrie (par exemple les turbines à gaz et les moteurs à allumage commandés) car la chaleur facilite l'opération de mélange entre le combustible et l'oxydant.

La combustion est au début lente mais pouvant devenir ensuite rapide et même violente, avec émission de rayonnement et élévation de température qui peut se traduire par dégagement de chaleur, elle se produit dans un système « ouvert » ou « fermé », autrement dit avec ou sans échange de matière et d'énergie entre le système et le milieu extérieur. Les réactions chimiques ne peuvent se produire que si des espèces chimiques, atomes, ions, radicaux, molécules, commencent par se rencontrer ou de moins se trouver assez prêt pour se modifier mutuellement.

La réaction de combustion est globalement une réaction d'oxydoréductions ou l'oxydant est appelé comburant (oxygène pur ou dilué, chlore, nitrate... etc.) et le réducteur est appelé combustible (H_2 , CO , hydrocarbures ...etc.), se déroule suivant un mécanisme complexe, comprenant un grand nombre de réactions dites « élémentaire » les unes contre les autres libérant de la chaleur, le dégagement de la chaleur prenant le pas sur la consommation. Si cette réaction oxydait de façon maximale le combustible, on pourrait écrire globalement [1] :



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

La thermodynamique raisonne essentiellement sur comme la température ou les concentrations qui n'ont de sens que des grandeurs pour les systèmes contenant des individus en nombre assez grand pour se prêter aux considérations statistiques.

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

L'exemple de la flamme d'un briquet à gaz, le montre bien :

Lorsqu'on utilise Celui-ci, on laisse d'abord sortir un jet de gaz (CH_4), qui s'échappe avec certaine vitesse (de l'ordre de 1 à 2 m/s) à cause de pression de réservoir. Ce gaz entraîne avec lui, par frottement, l'air environnant, et l'air et le gaz se mélange ensemble dans le panache du jet.

Lorsqu'on enflamme ensuite ce jet (par l'étincelle), il établit une zone de réaction ne peut se maintenir que parce que l'air et le gaz se sont mélangés et continuent en permanence à se mélanger tant que le jet de gaz s'échappe.

Les flammes du type briquet à gaz, où combustible et comburant sont amenés séparément, sont appelées des flammes de diffusion. Nous expliquons dans ce chapitre la nature des phénomènes de transport par diffusion et convection, et donner les lois et les équations de base qui les régissent.

La combustion est une réaction chimique d'oxydation d'un combustible par un comburant, qui nécessite une source d'énergie. Elle met en jeu trois éléments nécessaires :

A- Le combustible, la matière susceptible de brûler (solide : charbon... ; liquide : essence, solvants... ; gazeuse : propane, butane...), etc.

B- Le comburant, Est une substance chimique qui a pour propriété de permettre la combustion d'un combustible. Un mélange approprié de comburant et de combustible peut entraîner une combustion, un incendie en présence d'une source d'ignition (étincelle, point chaud, flamme, etc.), le comburant étant l'un des trois éléments du triangle du feu. , en se combinant avec un autre corps, permet la combustion (oxygène, peroxydes, chlorates...)

C- L'énergie d'activation, l'énergie minimum nécessaire au démarrage de la réaction chimique de combustion ; elle est apportée par une source de chaleur, une étincelle...

Qui constituent le **triangle du feu**.

L'absence d'un des trois éléments empêche le déclenchement de la combustion ; La suppression d'un des trois éléments arrête le processus ;

Le feu s'éteint de lui-même, s'il n'y a pas assez de comburant, si le combustible manque ou si le foyer est refroidi.



Figure I.01: triangle de feu

Dans un feu, le dioxygène de l'air réagit avec le combustible (charbon, gaz, alcool, etc.) et la température de la flamme permet l'auto entretien de la combustion.

Dans une combustion contrôlée, le comburant peut être pris dans le milieu (ex: prise d'air d'un moteur à combustion interne qui amène le dioxygène de l'air dans la chambre de combustion). Dans certains cas, lorsque le milieu ne contient pas assez de comburant pour que la réaction chimique continue, on le stocke dans un réservoir et on le distribue en même temps que le carburant qui sert de combustible.

C'est le cas notamment dans l'espace où les moteurs à réaction sont alimentés à la fois en carburant (dihydrogène, kérosène, hydrazine, etc.) et en comburant (dioxygène, peroxyde d'azote, etc.). Les chalumeaux oxyacétyléniques utilisent une bouteille de dioxygène comprimé pour que la combustion soit complète donc plus chaude.

Dans la combustion (qui est une réaction d'oxydoréduction), le comburant est l'oxydant, tandis que le combustible est le réducteur.

II. Modes de combustions élémentaires :

Il existe un nombre important de techniques menant à la combustion d'un carburant par un oxydant.

En se limitant à la combustion gazeuse, deux modes de combustion élémentaires peuvent être identifiées la combustion pré mélangée et la combustion non pré mélangée. Entre ces deux modes de combustion élémentaires se trouvent différents modes de combustion intermédiaires, comme le pré mélange partiel et ou la combustion stratifiée.

II.1 La combustion pré mélangée :

Est un mode de combustion où le carburant et l'oxydant sont pré mélangés avant d'atteindre le front de flamme. Ce mode est souvent utilisé en régime pauvre (le carburant est en quantité inférieure aux conditions stœchiométriques), permettant ainsi d'augmenter le rendement du système de combustion et de réduire la production d'oxydes d'azote, polluant très nocif dont on veut limiter la production. En contrepartie, les flammes obtenues sont souvent difficiles à maîtriser, nécessitant l'utilisation de dispositifs complexes d'accrochage de flamme. De même, la question du stockage d'un mélange air/carburant dans la gamme de flammabilité est prépondérante, le mode pré mélangé est au contraire au mode non pré mélangé, les réactifs sont bien mélangés avant d'entrer dans la chambre de combustion.

Ce mode est souvent utilisé dans le cas où le carburant est en quantité inférieure aux conditions stœchiométriques, Dans ce mode de combustion le rendement du système de combustion est augmenté et la production de NOx se réduit. La réaction chimique peut se produire partout et cette flamme peut se propager en amont dans le système. Cela pose beaucoup de problèmes de sécurité. Ce type de combustion est utilisé dans le cas des turbines de production d'énergie.

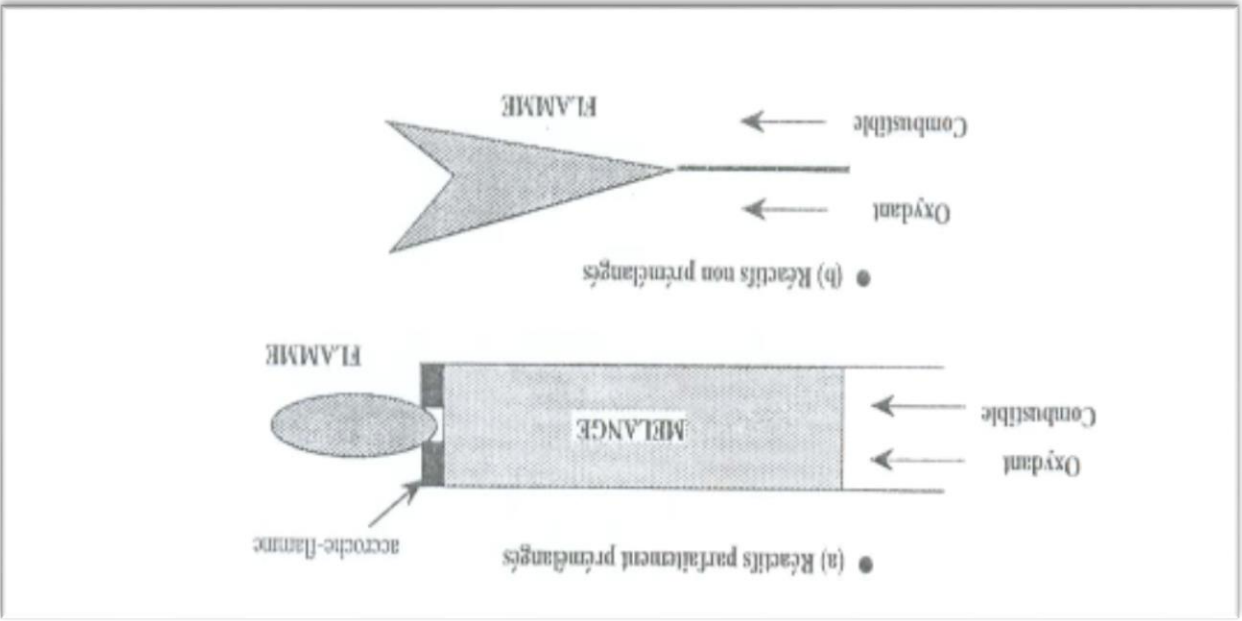


Figure 1.02 : Type de flamme : pré-mélangée, non pré-mélangée.

II 2- La combustion partiellement pré-mélangée :

Ce régime est un hybride du mode pré-mélangé et le mode non-pré mélangé. On sépare entre le combustible et le combustible au dehors de la chambre de combustion, puis sont injectés par deux flux différents, en amont du front de flamme, et sont supposés se mélanger avant d'atteindre le front de flamme.

La flamme partiellement pré-mélangée : n'est pas encore bien compris. Dans le cas des moteurs à combustion interne de type "Diesel", le combustible est souvent injecté sous forme de spray, menant à des régimes de combustion de type pré mélangé partiel.

II 3- La combustion non-prémélangée :

Est un mode de combustion où carburant et oxydant sont injectés par deux courants différents, le front de flamme se positionne à la rencontre des deux lignes de courant. Ce mode de combustion, qui est donc plus facile à maîtriser, a le désavantage de former plus de polluants, du fait des hautes températures atteintes dans le front de flamme.

Ce régime est certainement le plus facile à comprendre, où la réaction de combustion est l'oxydation du carburant.

Cette configuration est la plus sûre car le combustible et l'oxydant sont en contact uniquement dans une zone Limitée, mais sont séparées par ailliers (en particulier dans le système d'alimentation) [17].

La diffusion d'oxydant et de carburant doit se produire simultanément à la réaction pour

soutenir la combustion, la flamme étant une surface de séparation des flux de combustible et

d'oxydant.

Les flammes non prémélangées également, appelées flammes de diffusion, se rencontrent fréquemment dans des applications industrielles telles que les fours de combustion, les foyers de turbomachines et les moteurs. La définition d'une flamme non prémélangée tient au fait que l'oxydant et le combustible sont injectés séparément dans la zone de réaction, de part et d'autre de la flamme par l'intermédiaire d'un brûleur. Par conséquent, les réactifs diffusent l'un vers l'autre avant d'atteindre la zone réactionnelle. Cette définition s'oppose à la notion de flamme de prémélange pour laquelle les réactifs sont déjà bien mélangés avant d'atteindre le front de flamme.

Le brûleur dans ce dernier cas permet d'injecter le prémélange dans le domaine où aura lieu la combustion. La préférence accordée aux flammes non prémélangées dans les milieux industriels repose principalement sur un argument de sécurité.

En effet, comparativement aux flammes prémélangées, les flammes de diffusion limitent les risques d'explosion ou de retour de flamme. Par ailleurs, elles présentent généralement une stabilisation plus aisée pour des gammes de débit d'oxydant ou de combustible relativement importantes. Notons aussi que par leur définition, ces flammes sont aussi présentes dans le domaine de la combustion diphasique. Au sein de ce chapitre, nous présenterons succinctement les aspects théoriques liés à la combustion non prémélangée. Nous aborderons notamment la notion de flamme triple, représentation incontournable associée à cette thématique. Nous aborderons ensuite les mécanismes de formation des polluants et particulièrement ceux liés à la production/consommation des oxydes d'azote « NOx » et du monoxyde de carbone « CO ».

Mode de combustion	Avantages	Inconvénients
Prémélangée	Peu polluant (en régime pauvre).	Instabilités de combustion, stockage du mélange.
Non-prémélangée	Stabilité de la flamme.	Production d'oxydes d'azote
Partiellement prémélangée	Peu polluant (en régime pauvre),	Instabilités de combustion, hétérogénéités de mélange.

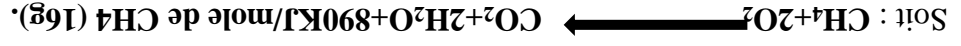
TAB. I.1 - Résumé des avantages et inconvénients principaux des trois modes de combustions présentes [18].

III 1- La flamme :

Une flamme est une réaction de combustion vive se produisant dans une zone d'épaisseur faible, elle produit de la chaleur et émet en général de la lumière. Elle est à l'origine de la production du feu.

La flamme est une réaction d'oxydation très rapide qui se déroule en phase gazeuse, à haute température, généralement entre 1000 et 1200°C. Elle dégage de l'énergie thermique (réaction exothermique) grâce à l'oxydation d'un combustible (généralement un hydrocarbure), par l'oxygène de l'air, le comburant. La réaction ne se déroule que si le mélange comburant-combustible a été réalisé dans des proportions adéquates.

L'exemple simple de la combustion du méthane se représente par :



Ce schéma réactionnel, où n'intervient que des gaz, présente la réaction dans les conditions de « stœchiométrie » stricte, c'est à dire dans des proportions de réactifs telles que n'apparaît ni déficit ni excès de l'un ou de l'autre. La réaction peut, bien sûr, se dérouler dans

des limites plus larges de composition du mélange mais, dans ces conditions, l'excès d'un des réactifs (par exemple 1 l volume de méthane) apporte dans le mélange un supplément d'une substance qui ne peut évidemment réagir et qui, en conséquence, dilue le milieu réactionnel. Il en résulte un abaissement de la température moyenne de la flamme dont la production d'énergie thermique est alors partiellement consacrée à l'échauffement de ce diluant. On comprend ainsi que le maximum de température d'une flamme sera toujours atteint à des concentrations proches de la stœchiométrie des réactifs. L'écart par rapport aux conditions de stœchiométrie se mesure par la « richesse » du mélange.

Une flamme caractérisée par un excès de combustible est dite « riche » tandis qu'une flamme sous excès d'air est dite « pauvre ». Les combustibles coûtent cher, l'air est gratuit : il est donc compréhensible que l'on souhaite toujours travailler sous un excès d'air (mélange pauvre) pour faire réagir un maximum du combustible investi. A l'inverse, travailler en mélange riche, entraîne le gaspillage du combustible qui n'a pu réagir et, en outre, signifie l'envoi dans la cheminée d'imbrûlés qui nous le verrons, sont particulièrement polluants.

La flamme, réaction d'oxydation vive, ne peut exister qu'à haute température : si le mélange s'éloigne trop de la stœchiométrie (suite à un excès de dilution par l'un des réactifs), sa température peut descendre à des valeurs trop basses pour que la réaction puisse se maintenir. On atteint ainsi les « limites d'inflammabilité » du mélange. Par exemple, le méthane en mélange avec de l'air ne s'enflammera que si ses concentrations sont comprises entre 5 et 15 % en volume.

Réaliser une flamme « propre » demanderait que combustible et comburant gazeux soient intimement mélangés dans les proportions adéquates avant d'être enflammés de manière à ce que toutes les molécules de réactifs soient mises en présence avant le démarrage de la réaction de combustion : c'est le cas dans un « bec de Bunsen » fonctionnant avec la virole d'admission d'air ouverte ou encore un chalumeau oxyacétylénique.

Ce mode de fonctionnement (flamme de « prémélange ») garantit une réaction totale entre comburant et combustible et donc une émission pratiquement nulle de substances imbrûlées.

En revanche, une telle solution présente un danger manifeste : le prémélange est détonnant et le risque existe de voir la flamme se propager violemment, dans la tubulure d'admission, à la rencontre du flux de réactifs. Le résultat en serait une explosion d'autant plus destructrice que la quantité des gaz prémélangés est importante.

En conséquence, par mesure de précaution, dans la majorité des applications industrielles et domestiques (chaudières), le mélange air-combustible est effectué directement dans la chambre de combustion par injection ou pulvérisation du combustible dans un flux d'air pulsé.

On réalise ainsi ce que l'on appelle une « flamme de diffusion » dans laquelle doivent être créées des conditions de turbulence qui garantissent un mélange rapide et intime des réactifs. Le schéma ci-dessous représente cette structure de flamme assurée par une pulsion intense, turbulente, du combustible et de l'air dans une chaudière.

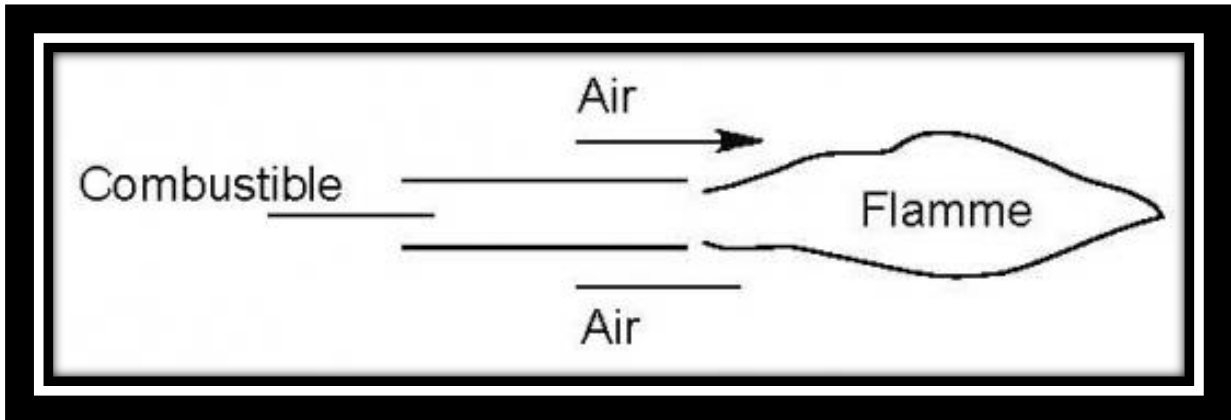


Figure I.03 : schéma présente la flamme

En réalité, dans ce type de flamme, la combustion se déroule en « poches », c'est à dire dans les zones de la flamme où sont atteintes les limites d'inflammabilité du combustible.

La réaction de combustion proprement dite est un phénomène extrêmement rapide par comparaison avec la vitesse de mélange des réactifs ; c'est donc ce dernier paramètre qui, en définitive, déterminera le temps total de réaction.

Une turbulence élevée des gaz pulsés dans la chaudière, assurant un mélange rapide des gaz, réduit d'autant le volume et le temps d'existence de la flamme. Cette turbulence des gaz garantit que toutes les molécules de combustible seront mises rapidement en contact avec l'air, avant que la température du mélange gazeux ne descende à des valeurs trop basses qui « figeraient » la réaction de combustion laissant des imbrûlés échapper dans les fumées.

D'autre part, le mélange n'étant pas instantané, il est évident qu'il existe au sein de la flamme (à l'émergence du brûleur), des zones où le combustible se trouve pratiquement à l'état pur (mélange très riche) et porté à des températures qui croissent rapidement.

La même structure de flamme s'observe lorsque du combustible liquide est pulvérisé en fines gouttelettes dans la chaudière. Mais ici apparaît une étape supplémentaire qui consiste en la

volatilisation de l'hydrocarburé liquide : une flamme de fioul liquide que l'on voit s'étirer dans l'enceinte d'une chaudière résulte en fait de la contribution de myriades de gouttelettes dont chacune s'entoure d'un front de flamme extrêmement tenu.

Ce front de réaction irradie la surface du liquide qui s'évapore et vient alimenter la phase gazeuse. Il y a donc ici, à l'échelle microscopique, mélange progressif entre l'atmosphère dans laquelle les gouttelettes sont pulvérisées et la vapeur qu'elles émettent sous l'effet des radiations émises par le front de flamme qui les enveloppe. Cette zone de transition, riche en combustible, coïncée entre le front de flamme et le front de liquide est à l'origine de la formation de suies. La même situation se rencontre durant la phase de pulvérisation de l'essence dans le moteur Diesel.

III 2- Classification des flammes :

Selon la procédure utilisée pour introduire les réactifs dans la zone de flamme, deux situations génériques idéales schématisées ont été identifiées:

III 2-1- Flammes prémélangées :

Les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction

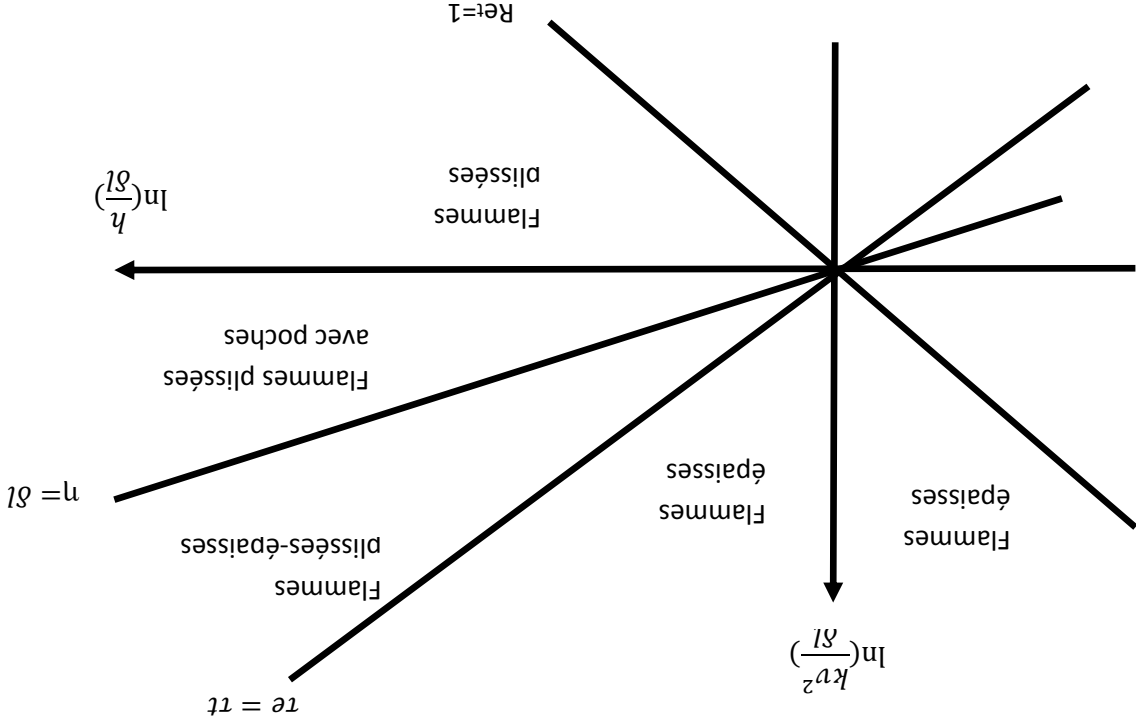


Figure I.04 : Les différents types des flammes turbulentes prémélangées.

III 2.2-Flammes non-prémélangées :

(Flammes de diffusion) : les réactifs sont introduits, de part et d'autre de la flamme. Ils sont alors essentiellement localement entraînés dans la zone de réaction par diffusion moléculaire.

Les flammes non prémélangées également, appelées flammes de diffusion, se rencontrent fréquemment dans des applications industrielles telles que les fours de combustion, les foyers de turbomachines et les moteurs.

La définition d'une flamme non prémélangée tient au fait que l'oxydant et le combustible sont injectés séparément dans la zone de réaction, de part et d'autre de la flamme par l'intermédiaire d'un brûleur. Par conséquent, les réactifs diffusent l'un vers l'autre avant d'atteindre la zone réactionnelle. Cette définition s'oppose à la notion de flamme de prémélange pour laquelle les réactifs sont déjà bien mélangés avant d'atteindre le front de flamme.

Le brûleur dans ce dernier cas permet d'injecter le prémélange dans le domaine où aura lieu la combustion.

La préférence accordée aux flammes non pré mélangées dans les milieux industriels repose principalement sur un argument de sécurité. En effet, comparativement aux flammes prémélangées, les flammes de diffusion limitent les risques d'explosion ou de retour de flamme. Par ailleurs, elles présentent généralement une stabilisation plus aisée pour des gammes de débit d'oxydant ou de combustible relativement importantes. Notons aussi que de par leur définition, ces flammes sont aussi présentes dans le domaine de la combustion diphasique.

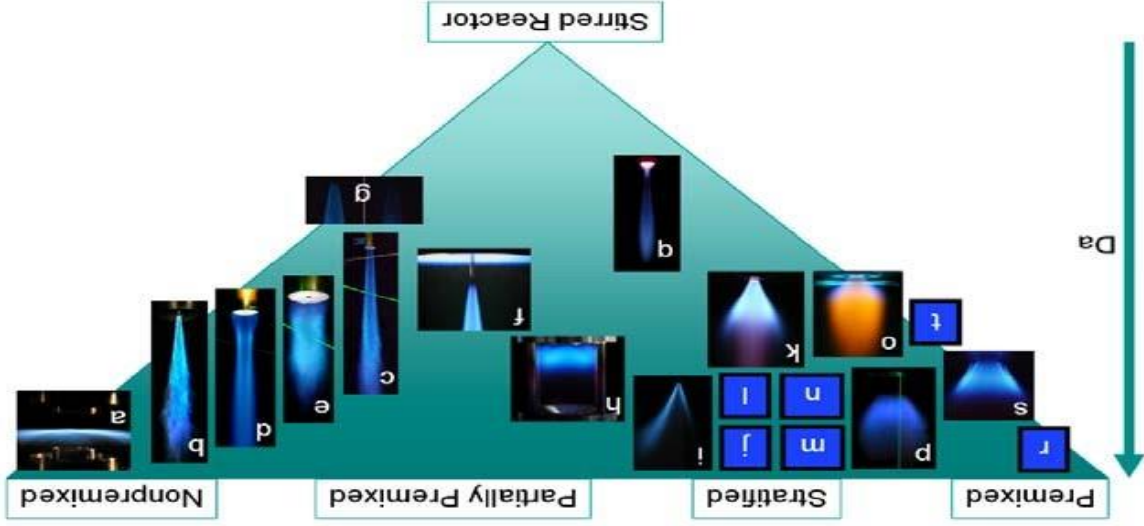


Figure 1.05 : Carte simplifiée des modes et régimes de combustion de différentes flammes académiques [18,19,20].

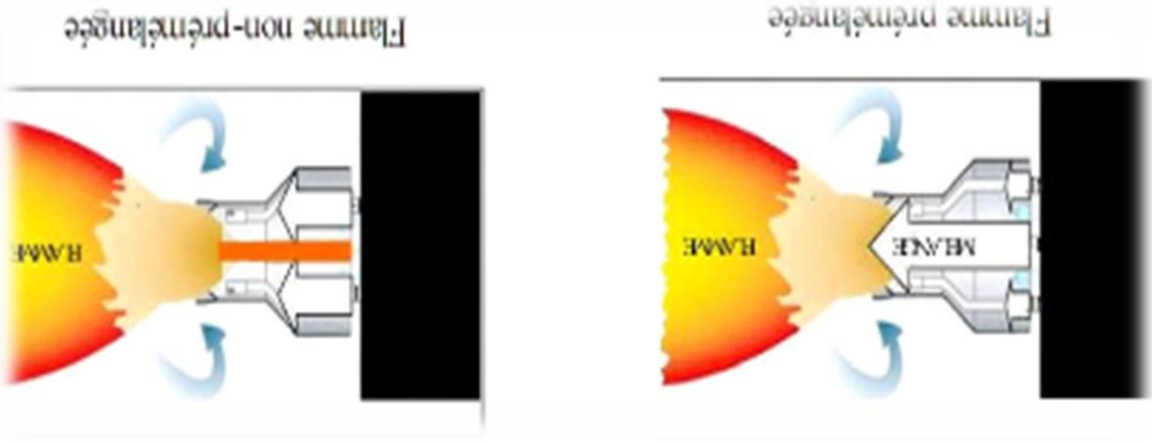
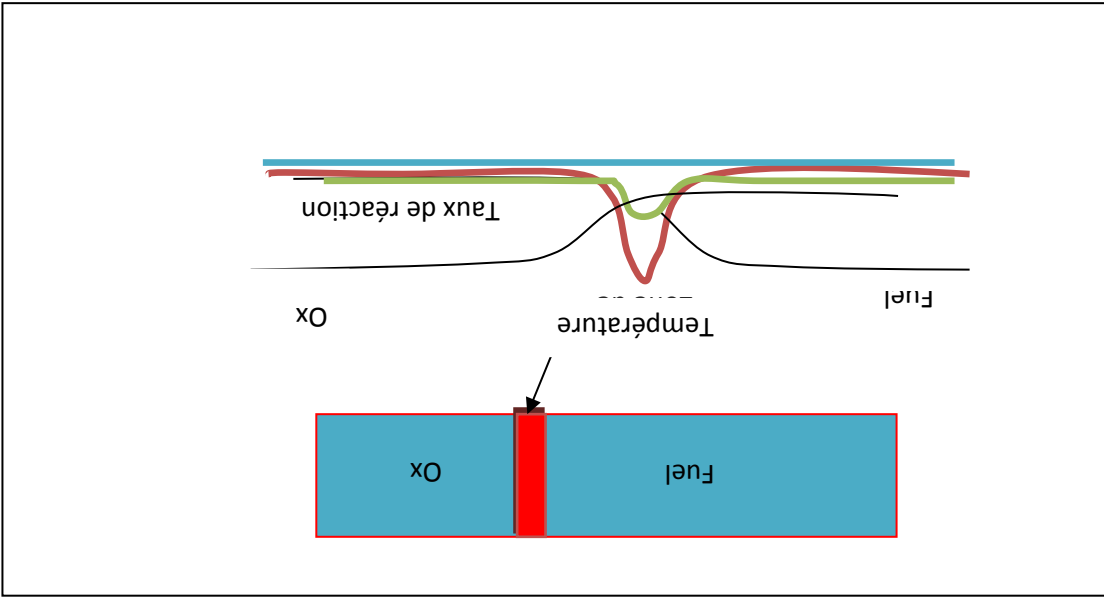


Figure 1.07 : Illustrations d'une flamme prémélangée et une flamme de non-prémélange

IV . Notion sur la turbulence :

IV 1. Définition de turbulence :

La turbulence est l'état d'un fluide dont l'écoulement est irrégulier tel qu'en tout point de l'espace la vitesse varie aléatoirement. Chacun peut observer dans sa vie de tous les jours, que les mouvements des fluides sont en fait complexes, désordonnés, bref... turbulents. Il est donc très rare d'observer un écoulement complètement régulier, et souvent on pense que les écoulements réels sont désordonnés car les forçages qui leur ont donné naissance le sont, ou que

les conditions extérieures sont mal contrôlées ou complexes : c'est faux. Les écoulements sont turbulents et imprévisibles par nature.

Dans une expérience de laboratoire bien contrôlée, on observe que l'écoulement autour d'un obstacle subissant un forçage stationnaire (profil des vitesses amont indépendant du temps) transitera irrémédiablement vers un écoulement désordonné dépendant du temps, au-dessus d'une certaine valeur de la vitesse U .

La réponse instationnaire à une excitation stationnaire témoigne du caractère non-linéaire de la dynamique des fluides. On dispose de l'équation de la dynamique des fluides, on connaît le terme non-linéaire mais la non-unicité des solutions ne donne aucun espoir de tentative de recherche de solutions analytiques dans des cas réels. D'ailleurs, d'un point de vue mathématique, cette équation n'a toujours pas livré tous ses mystères.

A l'heure actuelle, la turbulence est au cœur des problèmes fondamentaux de la physique classique. Elle est essentiellement caractérisée par l'existence de mouvements de toutes tailles, à l'inverse de l'écoulement laminaire qui a lieu à une échelle précise. Ces mouvements correspondent entre autres

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

D'un point de vue physique l'existence de la flamme s'explique par l'effet concourant des deux phénomènes : la réaction chimique et la diffusion de la chaleur et des espèces.

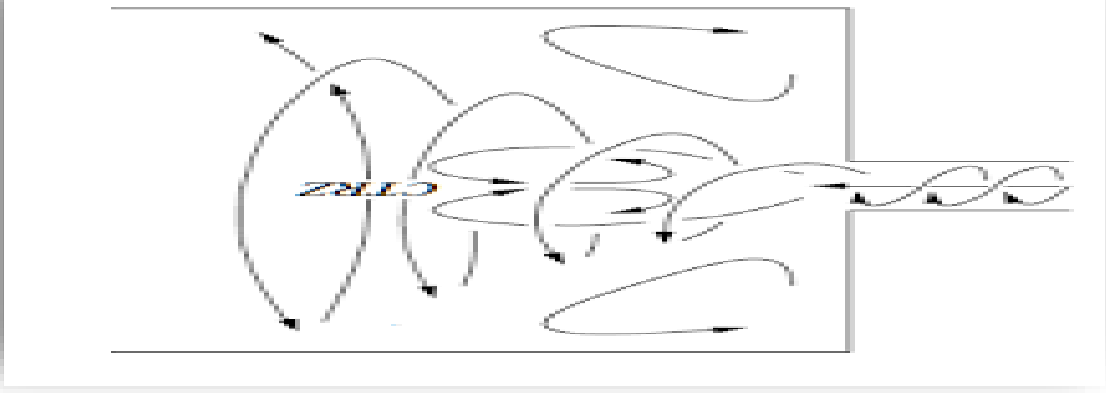


Figure I.08 : Eclatement d'un écoulement turbulent dans une chambre de combustion.

IV.2 Grandeur moyenne, vitesses fluctuantes et énergie cinétique de turbulence :

Considérons un point fixe de l'écoulement. La vitesse instantanée en ce point peut être décomposée en une composante moyenne et une composante fluctuante : Les propriétés du fluide varient alors d'une manière chaotique et aléatoire (figure I-09) et le régime d'écoulement est appelé régime d'écoulement turbulent.

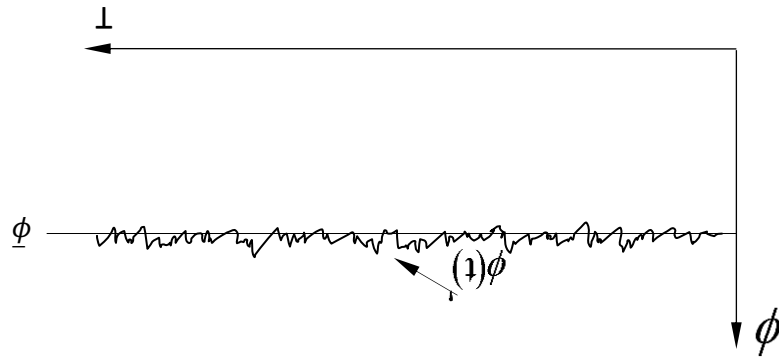


Figure I.09 : Les fluctuations de ϕ pour un écoulement turbulent.

$\bar{\phi}$: Une valeur moyenne.

$\phi'(t)$: Valeur de fluctuation.

La vitesse moyenne :

$$n(x, t) = \bar{n}(x, t) + n'(x, t) \tag{I.1}$$

L'énergie cinétique de turbulence k est définie par la relation suivante

$$k = \frac{1}{2} (u'(x, t)^2 + v'(x, t)^2 + w'(x, t)^2) \tag{I.2}$$

IV.3 Les échelles de la turbulence :

Les structures turbulentes peuvent être caractérisées par un temps ou par une longueur. Si l'on

s'intéresse à leur taille, on constate qu'elles sont de taille très variable et qu'elles évoluent en permanence dans le temps. Pour un écoulement donné, les dimensions des tourbillons sont bornées. La borne supérieure correspond aux échelles intégrales de longueur, au-delà de cette dimension, le tourbillon se retrouve moyé dans l'écoulement général. La borne inférieure correspond à la taille minimale avant la disparition de la structure par viscosité ; c'est l'échelle spatiale de Kolmogorov. Les structures vont évoluer de la limite haute vers la limite basse ; c'est la théorie de la cascade, développée par Kolmogorov en 1941. Les grandes structures réalisent

l'essentiel du transport turbulent des grandeurs physiques, alors que les petites structures dissipent l'énergie.

IV.3.1 Echelles intégrales :

Deux échelles importantes peuvent être identifiées.

L'échelle intégrale l correspond à l'échelle de longueur des tourbillons qui emmagasinent le plus d'énergie. Elle est définie à l'aide de la fonction de corrélation

normalisée en deux points de la vitesse [17].

$$R(x, r) = \frac{\overline{u'(x,t)u'(x+r,t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(x,t)}\overline{u'^2(x+r,t)}}} \tag{1.3}$$

La quantité $R(x, r)$ donne la corrélation des fluctuations de la vitesse u' mesurée dans deux positions x et r , indiquant le degré de corrélation des propriétés de la turbulence en deux points distants de r . La fonction de corrélation est égale à l'unité à la limite $r \rightarrow 0$ et diminue asymptotiquement vers zéro pour les grandes valeurs de r .

L'échelle intégrale est définie par :

$$l = \int_0^\infty R(x, r) dr \tag{1.4}$$

Dans la figure (I.10), l est définie lorsque les zones hachurées au-dessus et au-dessous de la courbe de la fonction de corrélation sont de tailles égales. L'échelle intégrale l est la distance à partir de laquelle les fluctuations de vitesses ne sont pas corrélées. L'échelle intégrale du temps τ est proportionnelle au temps de retournement d'un tourbillon intégral l/u' , elle est définie par

[1] :

$$\tau = \frac{\varepsilon}{k}$$

Où l'énergie cinétique de turbulence est donnée par

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'^2} \tag{1.6}$$

Suite au transfert d'énergie constant dans la zone inertielle, le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε est égal au taux de dissipation de l'énergie cinétique ε^* fourni dans la cascade d'énergie à l'échelle intégrale l . Ce taux d'énergie cinétique ε^* est déterminé par :

$$\epsilon = \epsilon_* \approx \left(\frac{l}{w_3}\right) \quad (1.7)$$

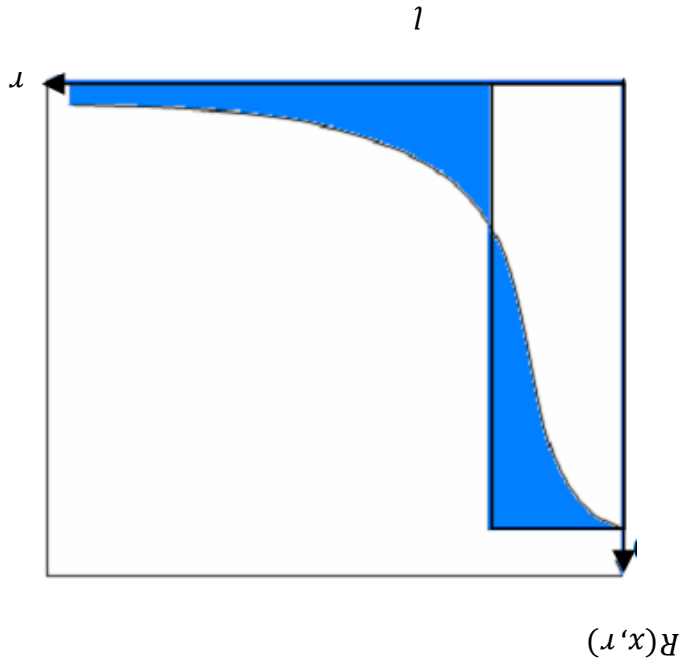


Figure 1.10 : Fonction de corrélation de vitesse [17].

IV.3.2 Echelles de Kolmogorov :

Les échelles de Kolmogorov représentent la taille des plus petites structures de l'écoulement turbulent. Elles dissipent leur énergie sous forme de frottement et donc de chaleur.

Echelle spatiale de Kolmogorov :

$$\eta = \left(\frac{\epsilon}{\nu^3}\right)^{1/4} \quad (1.8)$$

Echelle temporelle de Kolmogorov :

$$t_\eta = \left(\frac{\epsilon}{\nu}\right)^{1/2} \quad (1.9)$$

En combinant ces deux équations, la vitesse de retournement d'un tourbillon de Kolmogorov est définie par

$$u_\eta = (\nu \epsilon)^{1/4} \quad (1.10)$$

ν : est la viscosité cinématique.

V.1 Le nombre de swirl <<s>> :

Pour définir la caractéristique initiale de l'écoulement, deux grandeurs sont habituellement utilisées :

La première, bien connue en mécanique des fluides, est le nombre de Reynolds (Re) qui exprime l'importance relative des forces d'inertie et de seconde s'attache à décrire l'intensité initiale de la rotation de l'écoulement et représente le rapport des flux axiaux des quantités des Mouvement tangentiels et axial. La base de ce type d'écoulements est le tourbillon et nous distinguons 2 zones dans ce type d'écoulements l'une proche de l'axe de rotation ou La viscosité du fluides exerce un rôle prépondérant et ou le fluide se comporte comme un bloc solides en rotation autour de l'axe et l'autre ou le fluide a un comportement idéal et subit l'entraînement de la masse fluide en rotation proche de l'axe.

On caractérise ce type d'écoulement par un nombre sans dimension :

$$Re = \rho \cdot U \cdot D / \mu$$

G_x : représente le flux de quantité de mouvement axiale.

R : représente le rayon d'entrée d'air (m).

D : représente la longueur caractéristique (diamètre de la sortie de la buse du brûleur).

U : représente la vitesse axiale (m/s).

G_ϕ : représente le flux de quantité de mouvement tangentielle.

Avec :

$$s = \frac{G_\phi}{G_x} \text{ ou } \left\{ \begin{array}{l} G_\phi = \int_0^R 2\pi r^2 u w r dr \\ G_x = \int_0^R 2\pi r^2 U^2 dr \end{array} \right.$$

Ce nombre permet la comparaison du flux de quantité de mouvement tangentielle G_ϕ aux flux de quantité de mouvement dans la direction de propagation G_x , ainsi ; nous avons une idée de l'intensité du <<swirl>> plus ce nombre sera important plus le tourbillonnement est fort. Nous désignerons la valeur expérimentale de nombre de swirl, il faut avoir accès Aux composantes de U et W du champ de vitesse.

La valeur du swirl critique faisant apparaître la zone recirculation est $Sc=0.6$.

Nous constatons une multitude de définitions théoriques de l'intensité de la rotation de l'écoulement. la comparaison des résultats doit donc prendre en considération la définition de S qui a été utilisée pour caractériser l'écoulement, la connaissance des nombres de Reynolds et de swirl n'est cependant pas suffisante pour définir intégralement le comportement de l'écoulement aval parce que elle ne prend pas en considération la géométrie du confinement[21.22].

V.2 Les écoulements swirles :

On dit qu'un écoulement est « swirle » lorsque le fluide a un mouvement de rotation par rapport à la direction principale de l'écoulement. Les écoulements swirles sont présents dans de nombreuses applications industrielles.

Pour les écoulements non réactifs on peut citer les séparateurs cyclones, les tourbillons de sillage des avions ou les machines d'épandage agricole.

Pour les écoulements réactifs on peut citer les turbines à gaz, les moteurs à piston et certains fours industriels. Des phénomènes naturels tels que les tornades ou les cyclones entrent aussi dans la catégorie des écoulements swirles.

Les écoulements swirles se caractérisent par un fluide en rotation sur lui-même. Cette rotation crée une dépression au niveau de son axe qui peut engendrer une zone de recirculation dans l'axe de l'écoulement.

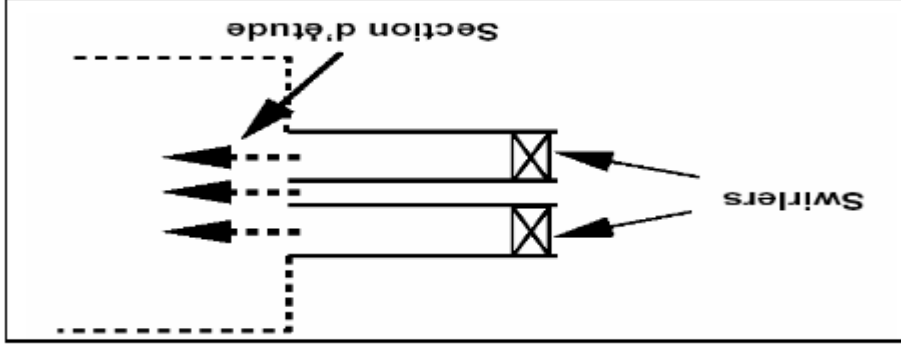


Figure I.11 : Expansion brusque utilisée pour les études appliquées sur les écoulements swirles.

Dans un écoulement swirle, la rotation du fluide sur lui-même crée une dépression au niveau de l'axe, si cette dépression est suffisamment importante elle peut créer une recirculation

brusque sur l'axe de la conduite lorsque le jet se débouche dans la chambre au niveau de l'expansion brusque.

L'écoulement tourbillonnaire est généralement réalisé avec des aubes axiales ou radiales. Les conceptions des aubes radiales, même si elles nécessitent un passage en aval pour transformer le flux dans une direction axiale, sont généralement plus faciles à fabriquer en raison d'une géométrie de palette plus simple. La géométrie des palmes des tourbillons radiaux leur permet également de les modifier plus facilement lorsque des changements dans l'écoulement d'air sont nécessaires (par exemple, une réduction simple ou une augmentation de la hauteur de l'aube est généralement suffisante).

Le passage en aval dans les concepteurs de tourbillons radiaux réduit également l'effet des réveilles Aérodynamiques (et l'ancre possible de la flamme) au bord de fuite des aubes car elles sont plus éloignées de la zone de combustion.

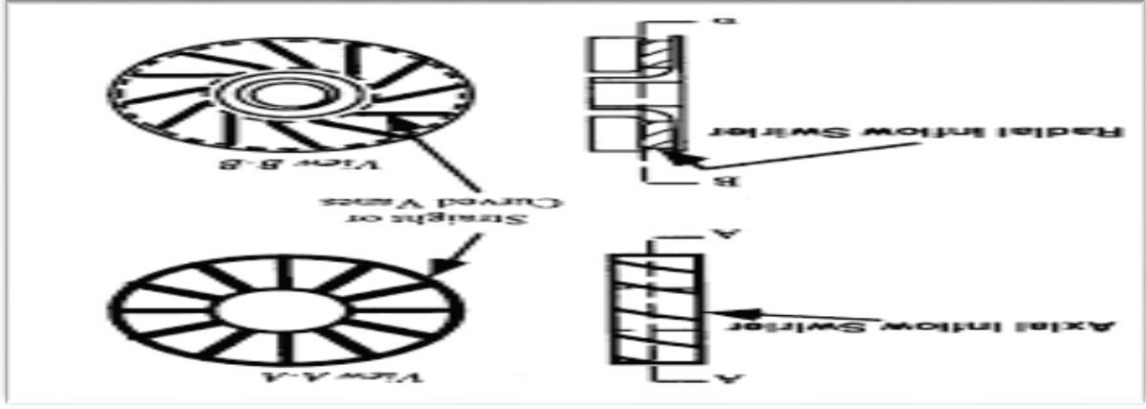


Figure I.12 : Designs de swirl typiques.

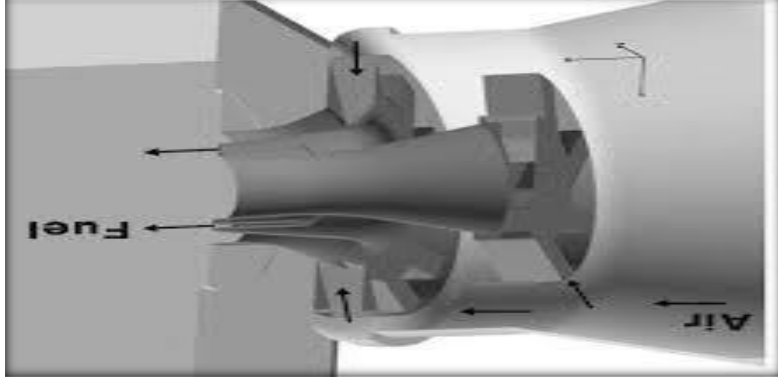


Figure I.13 : schéma de la structure d'un Swirl radial.

V.3. Les écoulements swirlés réactifs :

Le swirl est largement utilisé dans les configurations réactives telles que les réacteurs d'avions. Deux types d'écoulements swirlés sont intéressants pour les systèmes industriels réactifs. On cherche généralement à obtenir des écoulements de type B.

La recirculation au niveau de l'axe du jet permet de stabiliser la réaction et ceci sans accroche-flammes.

- Une flamme swirlée est plus compacte ce qui permet de réduire la taille de la chambre de combustion

Pour la conception de systèmes réactifs tels que les réacteurs d'avions, il est important d'étudier les écoulements swirlés et de pouvoir prévoir la stabilisation des zones de recirculation et les phénomènes qui remontent de la flamme dans l'injecteur et l'extinction. En effet, le phénomène de Vortex-Breakdown traduisant la présence d'une zone de recirculation au niveau de l'axe du jet est un phénomène instable. Il apparaît un point d'arrêt résultant de l'équilibre entre les vitesses positives du jet et les vitesses négatives de la zone de recirculation. Si les conditions amonts changent rapidement cette zone de recirculation peut être déstabilisée et provoquer une extinction ou une remontée de la flamme vers les injecteurs pouvant endommager le système.

Pour caractériser l'intensité du swirl on utilise un nombre adimensionnel de swirl « S ». Ce nombre quantifie l'intensité du swirl. Par contre, notons que pour une même géométrie, ce nombre dépend de la position où les grandeurs sont mesurées et, comme il s'agit d'une valeur intégrale, il ne prend pas en compte l'influence de la forme des profils de vitesses ortho radiales et axiales. Il est donc difficile de comparer les nombres de swirl de configurations différentes.

V.4 L'effet du swirl sur un écoulement non réactif :

Pour caractériser l'intensité du swirl on utilise un nombre adimensionnel de swirl « S ». Ce nombre quantifie l'intensité du swirl. Par contre, notons que pour une même géométrie, ce nombre dépend de la position où les grandeurs sont mesurées et, comme il s'agit d'une valeur intégrale, il ne prend pas en compte l'influence de la forme des profils de vitesses ortho radiales et axiales. Il est donc difficile de comparer les nombres de swirl de configurations différentes.

Nous pouvons décrire les écoulements swirlés en les séparant en trois catégories – Les écoulements à swirl faible ($S < 0.6$).

- Les écoulements à double hélice ($0.6 < S < 1.3$).
- Les écoulements à swirl fort ($S > 1.3$).

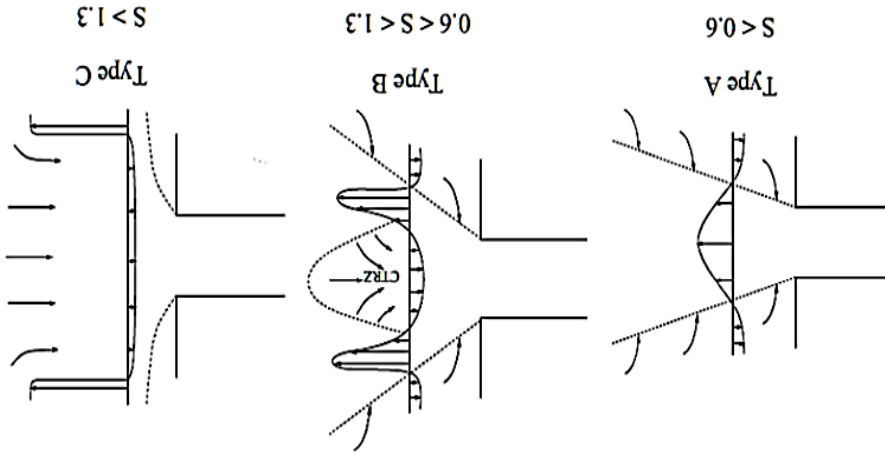


Figure 1.14 : Régimes d'écoulement observés successivement en augmentant le swirl.

VI -1 Généralités sur la formation des polluants :

Les réactions de combustion possèdent des cinétiques rapides ce qui se traduit par un nombre $Da \gg 1$. Cependant, les mécanismes d'oxydation de CO en CO₂ et la formation des NOx présentent des temps de réaction sensiblement plus lents ce qui conduit à un nombre Da de l'ordre de 1. Par conséquent, des temps caractéristiques chimiques sensiblement différents peuvent se rencontrer au sein d'une même flamme.

VI -2 Mécanismes de formation des NOx :

La dénomination oxydes d'azote, notés NOx, regroupe le NO, composant principal de cette famille, le NO₂ et le peroxyde d'azote N₂O (gaz à effet de serre). Cinq voies de formation des NOx sont identifiées dans la littérature :

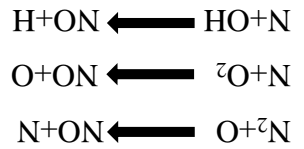
- « NO thermique » (mécanisme de Zel'dovich).
- « NO précoce » (mécanisme de Fenimore).
- « NO carburant ».
- « N₂O » (mécanisme de Wolfram NO).
- « NNH ».

Le NO carburant n'est pas détaillé dans ce travail car sa formation a pour origine l'azote contenu dans le combustible (charbon par exemple) qui se dégage sous forme de CN, HCN ou NH₃. La voie N₂O devient importante pour une combustion très pauvre à forte pression (réaction tri moléculaire) et à faible température. A priori, les NOx formés dans les gaz

de combustion issus de la combustion du méthane, peuvent provenir des trois autres voies restantes.

NO thermique

Initialement à deux étapes, la formation du NO thermique est expliquée par le mécanisme de Zel'dovich *et al.* Qui comprend aujourd'hui les trois réactions suivantes :



La première réaction a une énergie d'activation élevée (322 kJ/mol) qui tient au fait de la nécessité de briser la triple liaison du N₂ possédant une énergie de 950 kJ/mol.

Elle est très lente jusqu'à 2500 K et la réaction est très sensible à la température avec une dépendance exponentielle. L'équilibre thermodynamique est loin d'être atteint. Il est nécessaire qu'il y ait de l'O₂ et du N₂ pour former le NO thermique. Par conséquent, sa formation est maximale pour des richesses globales de 0,8 à 1 dans les zones à haute température, c-à-d. proches de la stoechiométrie. Un temps de séjour suffisamment long est également requis pour la croissance du NO. Les zones de recirculation présentes dans les écoulements swirlés apparaissent alors comme des zones privilégiées pour la formation du NO thermique.

Si N est considéré à l'état quasi stationnaire et si la température est supérieure à 1800 K, O peut être considéré à l'équilibre partiel, ce qui permet de calculer la vitesse de formation du NO thermique via la relation suivante :

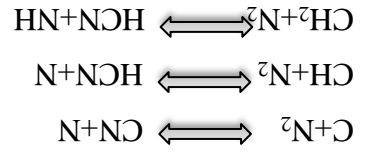
$$\frac{dC_{NO}}{dt} = 2k_1 C_{O_{req}} C_{N_2^{req}}$$

N₂ :

Nous retenons que la concentration des radicaux O et celle du N₂ influencent le mécanisme de Zel'dovich.

NO précoce :

Nous ne décrivons pas en détail le mécanisme de Fenimore qui est plus complexe que celui du NO thermique. Notons simplement que les radicaux CH et HCN sont les principaux intermédiaires :



Le NO précocce comme son nom l'indique peut se former dès 1000 K, là où le NO thermique n'a pas encore eu le temps de se former, dans les zones de craquage du combustible où CH, CH₂ et C sont présents en plus grandes quantités. Les réactions de Formation du NO précocce sont plus rapides que celles du NO thermique. N₂ est nécessaire pour ce mécanisme, avec une étape d'initiation dont l'énergie d'activation est de 92 kJ/mol.

C'est pourquoi la formation du NO précocce est maximale pour des richesses de 1 à 1,2. HCN va ensuite se transformer en NCO et HNCO par des chemins cinétiques nombreux et complexes. N réagit ensuite pour donner N₂ ou NO. Bien que le NO précocce puisse se former à une température plus basse, les quantités restent faibles comparativement à celles produites par la voie thermique. Notons que les deux voies de formation sont couplées ; le NO précocce peut être détruit pour recréer du N₂ via la réaction suivante :



Notons aussi que, d'un point de vue théorique, la réaction n'est pas réalisable.

Moskalava et Lin privilégient alors la voie NCN dont les cinétiques associées restent encore largement inconnues.

NNH:

Nous mentionnons simplement ici que la formation du NO par l'intermédiaire de NNH nécessite une forte concentration en O. Ainsi, il peut devenir important dans le front de flamme en cas d'excès du radical NNH par rapport à l'équilibre :



VII : La richesse :

$$C \text{ est le quotient : } \frac{(quantité\ de\ combustible)}{(quantité\ de\ combustible\ étudié)}}{\frac{(quantité\ de\ combustible\ mélange\ stoechiométrique)}}{(quantité\ de\ combustible\ mélange\ stoechiométrique)}}$$

Le comburant est le plus souvent l'O₂ ou le mélange atmosphérique. On trouve bien sur la même richesse que la quantité soit mesurée par la masse ou par le nombre de moles. La richesse est en effet un nombre sans dimensions qui vaut 1 quand le mélange étudié est le mélange stoechiométrique.

Comme on le voit, un mélange « riche », c'est-à-dire dont la richesse est plus grande que 1, est un mélange riche en combustible ; par exemple la combustion stoechiométrique de méthane s'écrit [18] :

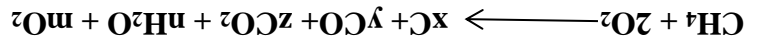


Le mélange équimolaire : une fois CH_4 pour une fois O_2 , ($\text{CH}_4 + \text{O}_2$) ou ($2\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$),

etc., est un mélange riche, de richesse égale à 2 cela ne veut pas dire qu'avec une autre définition de la richesse, notamment dans des documents techniques, on ne puisse trouver le contraire, dans la littérature anglo-saxonne, la richesse est bien définie comme ci-dessus mais se dit équivalence ratio, est un mélange est en général qualifié de rich lorsqu'il contient plus de comburant que le mélange stœchiométrique ! Pour plus de sureté il est alors conseillé d'employer les termes de fuel rich, ou fuel lean. On utilise aussi le vocable « excès d'air » pour indiquer la composition de mélange : alors un mélange à 20% d'excès d'air est un mélange qui contient 20 % d'air en volume de plus que la proportion stœchiométrique.

La combustion d'un mélange riche conduit fatalement à des imbrûlés. Dans le cas d'un mélange équimolaire ($\text{CH}_4 + \text{O}_2$), l'équivalent de la moitié du méthane, au moins est imbrûlé, ce qui ne veut pas dire qu'elle se retrouve telle qu'elle dans le mélange final. comme on la vue plus haut, il peut arriver aussi qu'il y ait des imbrûlés et que la combustion soit, comme on dit : incomplète, même pour le mélange stœchiométrique.

Ainsi on peut avoir :



Etant bien entendu que l'invariance de la masse impose :

$$\text{Pour C : } \text{x} + \text{y} + \text{z} = 1$$

$$\text{Pour O : } \text{y} + 2\text{z} + \text{n} + 2\text{m} = 4$$

$$\text{Pour H : } \text{n} = 2$$

Si au contraire on considère la combustion du mélange pauvre ($\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$)



$$\text{x} + \text{y} + \text{z} = 1$$

$$\text{y} + 2\text{z} + \text{n} + 2\text{m} = 8$$

$$\text{n} = 2$$

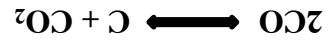
Si la combustion est complète en sens que tout le méthane se transforme en CO_2 et H_2O :

$$\text{x} = \text{y} = 0, \text{d'où } \text{z} = 1 \text{ et}$$

$$\text{n} = 2, \text{d'où } \text{m} = 2$$

On ne dis pas, dans ce cas, qu'il reste des « imbrûlés » mais qu'il reste de l'oxygène dans le mélange final ...

Il convient de noter que si la combustion est incomplète en donnant CO, Ce qui fait y diffèrent de O, dans la mesure ou se réalise l'équilibre bien connu, dit de Boudouard.



Il y'a dans ce cas, en plus de l'imbrulé C qui est un gaz, l'imbrulé C qui est un solide.

VIII • Applications industrielles de la combustion turbulente :

- Dans le cas des turbines aéronautiques, le carburant est dans la plupart du temps, injecté sous forme liquide (spray). ceci mène inévitablement à un mode de combustion de type prémélange partiel.

L'utilisation de jets de dilution peut aussi mener à des flammes non prémélangées.

- Dans le cas des turbines de production d'énergie, la combustion est souvent prémélangée, à ce titre de faibles hétérogénéités de mélange peuvent influencer fortement la performance des turbines, mettant en lumière l'importance d'un bon prémélange.

- Dans le cas des moteurs à combustion interne de type « Diesel », le combustible est souvent injecté sous forme de spray menant à des régimes de combustion de type prémélange partiel ou combustion stratifié. A l'inverse, dans le cas de moteurs de type HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition), le mélange air-carburent est mélangé de la manière la plus homogène possible (comme dans les moteurs à essence) et est comprimé assez fortement pour atteindre le point d'auto-allumage. De simples hétérogénéités de mélange influencent alors très fortement les performances du moteur [17].

Conclusion :

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

Introduction

La modélisation mathématique d'un écoulement turbulent avec ou sans réaction chimique est classiquement menée à l'aide de la résolution des équations différentielles aux dérivées partielles du type elliptique non linéaire. Ces équations expriment les principes de conservation de masse, de quantité de mouvement et des espèces chimiques dans un volume élémentaire de fluide dans notre cas le mélange est méthane-air.

I. Généralités sur la turbulence :

Tout d'abord, avant de s'intéresser à la turbulence, on donne quelques informations générales sur la turbulence. On commence par quelques brefs rappels historiques et ensuite on donnera une définition de la turbulence. Le mot turbulence a été utilisé pour la première fois par Léonard de Vinci (1452-1519) qui s'est intéressé notamment aux sillages turbulents derrière des obstacles. Il donne aussi la première représentation de la turbulence. Puis, on devra attendre 1823 afin que les équations de base soient écrites par Claude Navier et en raison des améliorations apportées par Georges Stokes, on les appellera par la suite, les équations de Navier-Stokes. Il est difficile de donner une définition précise de la turbulence mais on peut tout de même la définir par ses propriétés. Ainsi, la turbulence serait un phénomène imprévisible qui a une forte capacité de mélange et qui implique un large spectre d'échelles spatiales.

Le caractère imprévisible de la turbulence signifie qu'elle est sensible aux conditions initiales ; si l'on prend deux états du système qui sont différents à l'instant initial que par des différences infinitésimales alors on observe avec le temps une amplification importante de ces différences jusqu'à ce qu'elles atteignent des valeurs finies. La turbulence est aussi dotée d'une forte capacité de mélange car elle se manifeste par une très forte diffusion des quantités transportées (chaleur, quantité de mouvement ...). Ce mélange est beaucoup plus important que s'il n'y avait que les mécanismes de diffusion moléculaire qui entreraient en jeu. Enfin, la turbulence implique un large spectre d'échelles spatiales, ce qui veut dire que le mouvement turbulent peut se traduire par des tourbillons de taille allant de quelques microns à plusieurs kilomètres.

Un nombre d'inconnues supplémentaires ($\underline{u}_i' u_j'$). La fermeture du système d'équations dans ce cas est nécessaire. On exploite le logiciel Fluent pour comprendre plusieurs modèles de turbulence tel que le modèle (k-ε) avec ces trois versions standard et réalisable et RNG et le modèle aux tensions de Reynolds appelé aussi modèle (RSM).

On est donc en train de travailler sur des équations moyennées. Les règles suivantes s'appliquent à l'opérateur moyen. Étant donné les fonctions f et g :

$$\overline{f} = \overline{f} + f'$$

\overline{f} : est la partie moyenne (d'ensemble)

f : est la partie fluctuante

$$g = \overline{g} + g'$$

\overline{g} : est la partie moyenne (d'ensemble)

g : est la partie fluctuante

On en déduit aisément :

$$\overline{f + g} = \overline{f} + \overline{g}$$

$$\overline{a.f} = a.\overline{f}$$

$$\overline{\frac{\partial f}{\partial x}} = \frac{\partial \overline{f}}{\partial x}$$

$$\overline{\overline{f g}} = \overline{f g}$$

II. Les principales méthodes de simulation de la turbulence :

Les différentes méthodes de simulation de la turbulence sont regroupées en trois grandes catégories :

- La simulation directe (DNS pour Direct Numerical Simulation).
- La simulation des grandes échelles (LES pour Large Eddy Simulation).
- Les méthodes statistiques (RANS pour Reynolds Averaged Navier-Stokes).

<i>Approche</i>	<i>Avantages</i>	<i>Inconvénients</i>
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

Tableau II.1 : Les différentes méthodes de simulation

II.1-Méthode de RANS :

Historiquement la plus ancienne, la résolution des équations moyennées (RANS pour Reynolds Averaged Navier-Stokes [29.30] se contente de décrire le comportement moyen de l'écoulement mais nécessite la modélisation de tous les effets instationnaires. Bien adapté au dimensionnement des moteurs, elle a toujours été en peine lorsqu'il a été question d'aborder les instabilités de combustion.

Commençons par explorer l'approche de modélisation de la turbulence RANS. Tel que mentionné précédemment, cette méthode consiste à modéliser l'ensemble du spectre de la turbulence. Pour ce faire, les variables physiques sont d'abord exprimées par la somme d'une moyenne et d'une partie fluctuante. La vitesse u_i et la pression p peuvent donc être exprimées tel que :

$$n(x, t) = U(x, t) + n'(x, t) \tag{II.01}$$

$$p(x, t) = P(x, t) + p'(x, t) \tag{II.02}$$

L'écoulement moyen et la turbulence sont tous les deux séparément incompressibles

L'approche de modélisation de la turbulence RANS consiste à fermer le système, donc à exprimer les composantes du tenseur de contraintes de Reynolds en fonction des autres termes dans les équations de Navier-Stokes. Une vaste gamme d'approches existe pour faire ce lien. Leur complexité et leur champ d'application varient énormément.

Parmi ces modèles on peut citer deux modèles les plus utilisés qui sont le modèle ($k-\epsilon$) et le modèle des contraintes de Reynolds (appelé aussi RSM).

II.2 DNS :

Au contraire, la simulation numérique directe (DNS pour Direct Numerical Simulation) consiste à calculer toutes les structures de l'écoulement sans modélisation autre que le choix d'un schéma cinétique, et la description du transport moléculaires [30].

Malheureusement cette approche est numériquement extrêmement coûteuses (la qualité des résultats ne doit pas être obliérée par la diffusion numérique du code de calcul et limitée à de faibles nombres de Reynolds (qui contrôlent la gamme de tailles de structures présentes dans l'écoulement). Cette approche est donc restreinte à des situations académiques simples, malgré la puissance de machines de calcul disponibles aujourd'hui, mais constitue un outil irremplaçable pour étudier précisément certains phénomènes fondamentaux. Il est hors question de simuler un foyer aéronautique ou industriel avec une telle méthode.

II.3 LES :

Relativement récente, la simulation aux grandes échelles (LES pour Large Eddy Simulation) apparait comme intermédiaire entre la RANS et la DNS, il s'agit cette fois de calculer complètement les plus grandes structures turbulentes présentes dans l'écoulement comme en DNS tandis que seul l'effet des plus petites structures est modélisées comme en RANS. nettement plus coûteuses que la RANS (il faut calculer un écoulement instationnaire, tri-dimensionnel, et renoncer aux simplifications usuelles de la RANS telle que la symétrie, la bi-dimensionnalité, etc.) cette approche est beaucoup moins limitée que la simulation directe et donne accès à une précision jamais égalée avec la RANS.

L'échelle de coupure est en principe choisie dans la zone inertielle du spectre de turbulence en raison des hypothèses faites pour développer les modèles. L'impact des modèles sur le résultat final est logiquement moindre qu'en RANS. Enfin, il faut surtout retenir que couplée à des études acoustique.

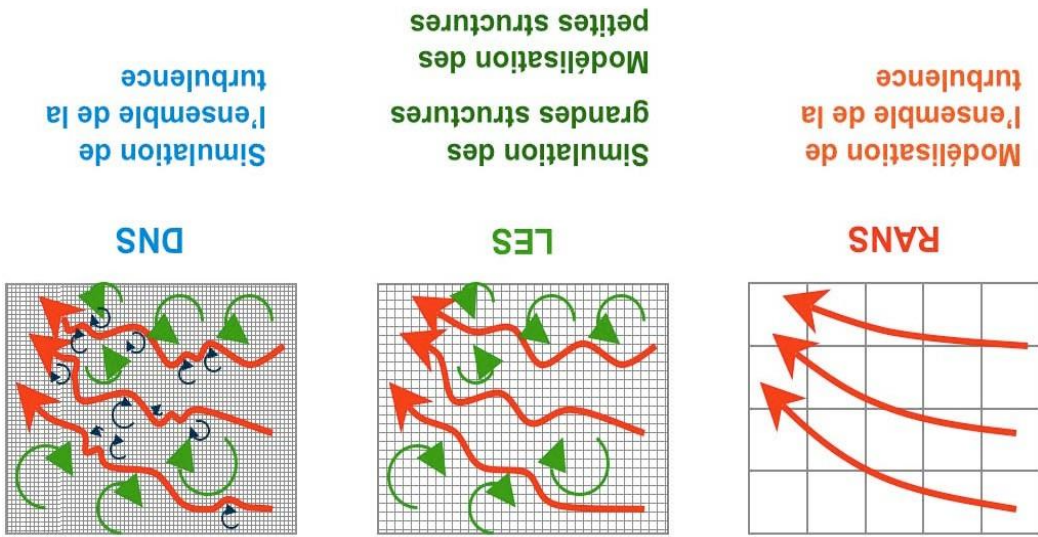


Figure II.01 : - Comparaison entre simulation numérique directe (DNS), résolution des équations moyennées (RANS) et simulations aux grandes échelles (LES).

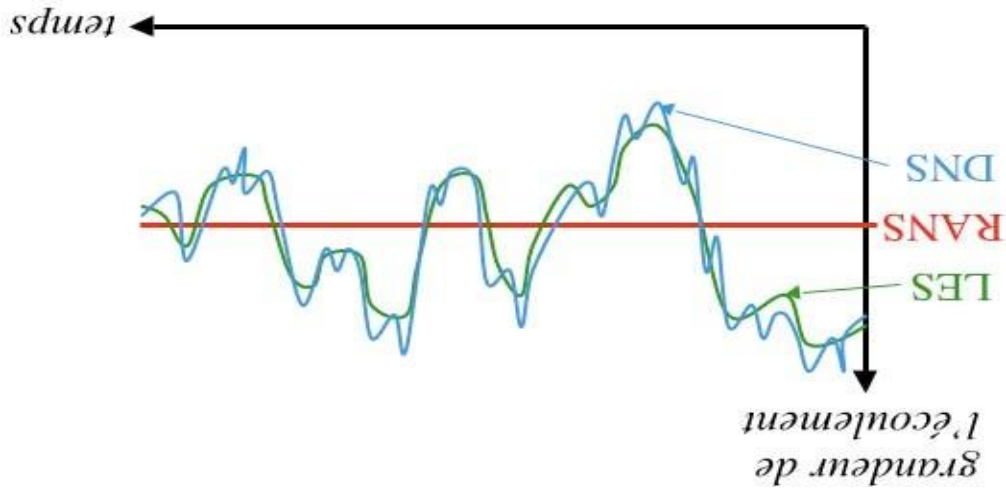


Figure II.02 : - Représentation temporelle du degré de détail des différentes méthodes de simulation

III. Mise en équations :

Ce présent chapitre traite les équations mathématiques sur lesquelles est basée cette simulation. La formulation mathématique de l'état d'un fluide incompressible newtonien (méthane-air), repose sur les équations liant les différents paramètres de l'écoulement. Pour pouvoir expliciter clairement chaque terme, on exprimera les équations dans un système de

coordonnées cartésiennes. Les équations régissant l'écoulement de l'air avec les simplifications nécessaires sont obtenues à partir de :

- la loi de conservation de la masse (continuité) :
- la loi de conservation de la quantité de mouvement :

III.1 Equation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{II.03}$$

III.2 Equations de quantité de mouvement de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \tag{II.04}$$

Dont le terme : $\tau_{ij} = \nu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right]$ représente le tenseur de contraintes de Reynolds.

III.3 Equation de transport de la fraction Y_i de l'espèce i :

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j Y_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} D_{mi} \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \tag{II.05}$$

Y_i : est la fraction massique de l'espèce i

D_{mi} : Est le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce i dans le mélange

La masse volumique du mélange est calculée à partir de l'équation d'état du gaz supposé

parfait

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^n Y_i \tag{II.06}$$

M_i : est la masse molaire de l'espèce i

R : est la constante des gaz parfaits

n : sont les nombres des espèces

III.4 Equations de Reynolds :

Nous allons prendre la moyenne temporelle de l'équation de Navier-Stokes. Définissons d'abord le champ moyen (en lettre capitales) et le champ fluctuant (en lettres minuscules avec des primes pour le champ instantané de vitesse de pression et la fraction massique) :

$$u_i = U_i + u_i'$$

$$p = P + p'$$

$$\gamma_i = Y_i + \gamma_i'$$

L'écoulement moyen et la turbulence sont tous les deux séparément incompressibles. En injectant ces relations dans les équations de Navier-Stokes (équations (II.03) et (II.04) et en effectuant la moyenne, on obtient :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$

(II.06)

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i u_i'} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i' u_i'} \right)$$

(II.07)

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{u_i' u_i'} \right]$$

(II.08)

On remarque que l'équation de l'écoulement moyen est presque identique dans la forme à celle de l'écoulement total. On peut constater que la seule trace de la turbulence dans les équations du mouvement moyen réside dans la présence du tenseur $\overline{u_i' u_j'}$ ou τ_{ij} . Ce terme inertiel représente le taux de transfert moyen de quantité de mouvement engendré par la turbulence. On l'appelle tenseur de contraintes de Reynolds, car mathématiquement, il peut s'exprimer similairement au tenseur de contraintes visqueuses. Il provient de la non-linéarité des équations de NS et traduisent l'interaction entre mouvement moyen et mouvement fluctuant (créant un transport de quantité de mouvement par les fluctuations de vitesse).

(II.09)

$$\tau_{ij} = - \rho \overline{u_i' u_j'}$$

Chaque des contraintes de Reynolds correspond à la corrélation de deux composantes des fluctuations en un même point du champ de vitesse et représente ainsi une quantité mesurable, une valeur finie de cette corrélation indique que les deux composantes ne sont pas indépendantes l'une de l'autre.

Le problème n'est pas résolu pour autant car $\underline{u'_i u'_j}$ n'est pas connu, c'est un terme supplémentaire et par conséquent le système comporte plus d'inconnues que d'équations, c'est un système ouvert.

Le fait de prendre la moyenne d'une équation instantanée conduite à une perte d'information qu'il faudra réintroduire sous forme d'hypothèses de fermeture qui traduisent le comportement du milieu turbulent permet alors d'obtenir un nombre d'équations égal à celui des inconnues et ces équations peuvent ensuite être résolues par voie numérique. Schématiquement, le problème ici, est donc celui de la liaison entre les tensions de Reynolds $\underline{u'_i u'_j}$ et le champ moyen.

Afin de résoudre les problèmes relatifs à la fermeture des équations, deux grandes classes de modèles en un point seront présentées : les modèles dits à viscosité turbulente pour lesquels on évalue le tenseur des contraintes turbulentes à partir du tenseur de déformation, la seconde classe concerne les modèles de second ordre pour lesquels on résout une équation de transport pour chacune des composantes du tenseur de Reynolds .

Il est en de même pour l'équation de transport de la fraction massique de l'espèce i qui fait apparaître un flux massique turbulent à savoir $\underline{u'_i Y'_i}$. Ce dernier doit être calculé par son équation de transport ou modélisé par une relation.

IV. Modèles de turbulence :

IV.1. Modèle des contraintes de Reynolds (RSM) :

Reynolds Stress Model est un modèle de turbulence appartenant aux autres modèles de fermeture de second ordre. Il résout les équations de transport pour toutes les composantes du tenseur de contraintes de Reynolds. Il explique les effets d'anisotropie dus à un fort mouvement tourbillonnaire, à une courbure de conduite, à des changements rapides de la vitesse de déformation et aux écoulements secondaires dans les conduites.

on peut trouver l'équation $\frac{\partial u'_i}{\partial t}$ par :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} = \frac{\partial u_i}{\partial t} - \frac{\partial U_i}{\partial t}$$

(II.10)

Et donc :

$$\frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial t} + U_j \frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^j}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \underline{u}_i^j}{\partial x_k^2} - \underline{u}_i^j \frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} \quad (II.11)$$

En partant de l'équation on exprime celle de la composante \underline{u}_i^j on en déduit l'équation d'évolution de \underline{u}_i^j et on multiplie les équations par \underline{u}_i^j et \underline{u}_i^j respectivement et faire la sommation, on trouve :

$$\frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p^j u_i^j}}{\partial x_i} + \nu \left(\underline{u}_i^j \frac{\partial^2 \underline{u}_i^j}{\partial x_k^2} + \underline{u}_i^j \frac{\partial^2 \underline{u}_i^j}{\partial x_k^2} \right) - \overline{u_i^j u_i^j \frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial x_j}} + \underline{u}_i^j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} \quad (II.12)$$

En faisant la moyenne statistique, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p^j u_i^j}}{\partial x_i} + \nu \left(\underline{u}_i^j \frac{\partial^2 \underline{u}_i^j}{\partial x_k^2} + \underline{u}_i^j \frac{\partial^2 \underline{u}_i^j}{\partial x_k^2} \right) - \overline{u_i^j u_i^j \frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial x_j}} + \underline{u}_i^j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} \quad (II.13)$$

Les termes de cette équation sont écrits comme suit :

$$\frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} = \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} - \overline{u_i^j u_i^j \frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial x_j}} + \underline{u}_i^j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} = \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} - \overline{u_i^j u_i^j \frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial x_j}} + \underline{u}_i^j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j}$$

Et donc l'équation précédent se devient :

$$\frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} + \underline{u}_i^j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} = \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} - \overline{u_i^j u_i^j \frac{\partial \underline{u}_i^j}{\partial x_j}} + \underline{u}_i^j \frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial x_j} \quad (II.14)$$

Dans cette équation apparaissent des corrélations d'ordre supérieur inconnues. Ces termes doivent donc être modélisés pour fermer le système d'équations.

On peut écrire l'équation sous la forme :

$$\frac{\partial \overline{u_i^j u_i^j}}{\partial t} + C_{ij} = P_{ij} + D_{ij} + \Phi_{ij} + \varepsilon_{ij} \quad (II.15)$$

Le terme $P_{ij} = - \left(\overline{u_i' u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} + \overline{u_j' u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}} \right)$ est un terme de production, qui représente l'apport

d'énergie cinétique aux tourbillons à partir du cisaillement moyen. Cette énergie provient de l'action de la vorticité des structures de la turbulence à grande échelle vers les structures à petite échelle. Remarquons au passage que ce terme est nul s'il n'y a aucun gradient de vitesse moyenne dans l'écoulement.

Le terme D_{ij} défini par :

$$D_{ij} = \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i' u_j' u_i'} + \overline{u_j' u_i' u_j'} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i' u_j' u_i'} + \overline{u_j' u_i' u_j'} \right)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \nu \left(\overline{u_i' u_j'} - \overline{u_i' u_j' u_i'} - \frac{d}{1} \overline{u_i' d u_j'} + \overline{u_i' d u_j'} \right) \right\}$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\nu \left(\overline{\frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_i}} - \overline{u_i' u_j' u_i'} - \frac{d}{1} \overline{u_i' d u_j'} + \overline{u_i' d u_j'} \right) \right]$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_i}} \right) \nu - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i' u_j' u_i'} \right) \frac{d}{e} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{d}{1} \overline{u_i' d u_j'} + \overline{u_i' d u_j'} \right]$$

$$= D_a^{ij} + D_t^{ij} + D_p^{ij} \quad \text{(II.16)}$$

Constitue pour sa part un terme de diffusion qui s'annule en turbulence homogène. Le

premier terme D_p^{ij} représente la diffusion de la composante $\overline{u_i' u_j'}$ du tenseur de Reynolds sous

l'effet de la viscosité laminaire du fluide. Ce genre de diffusion ne joue aucun rôle important,

sauf très près des parois, dans la sous-couche visqueuse. Le plus souvent, on la néglige ailleurs

dans l'écoulement. Les deux derniers autres D_t^{ij} et D_a^{ij} représentent respectivement la diffusion par

l'action des fluctuations de vitesse et de pression.

Tableau II.02 : les constantes du modèle RSM :

C_1	C_2	P	C	C_1''	C_2''	C_μ	κ
1.8	0.6	1.68	0.7179	0.5	0.3	0.09	0.4187

Le terme de flux de diffusion $D_t^{ij} + D_a^{ij}$ dans la direction l est souvent considéré proportionnel à

la variation du gradient de $\overline{u_i' u_j'}$ suivant l . Ainsi Daly et Harlow considèrent :

$$- \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{u_i' u_j' u_i'} \right) \frac{d}{e} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{d}{1} \overline{u_i' d u_j'} + \overline{u_i' d u_j'} \right] = - C_s \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i' u_j' u_i'} \right) \frac{d}{e} \quad \text{(II.17)}$$

Mais on peut envisager d'autres expressions basées sur le même principe :

$$(II.18) \quad -\frac{\partial}{\partial x_l} \overline{u'_j u'_j u'_l} \left[\frac{d}{dt} \left(\overline{u'_j p \delta_{jl}} + \overline{u'_j p \delta_{jl}} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu + C_\mu \frac{\varepsilon}{k^2} \right) \overline{\frac{\partial u'_j u'_j}{\partial x_l}} \quad (II.18)$$

On laisse parfois de côté la contribution des fluctuations de pression quand vient le temps de modéliser la diffusion turbulente. Cette approche n'est pas la seule envisageable. Plusieurs auteurs préconisent, par exemple, de modéliser directement la corrélation vitesse/gradient de pression de l'équation

$$(II.19) \quad \overline{\frac{d u'_j}{d t}} + \overline{\frac{\partial u'_j}{\partial x_l} u'_l} \quad (II.19)$$

Sans faire apparaître le terme de diffusion, ce qui permet d'introduire différentes formes de terme de redistribution plus faciles à modéliser.

La corrélation pression-déformation $\Phi_{ij} = \overline{\left(\frac{d}{dt} \overline{u'_j} + \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{u'_j u'_l} \right)}$ entre les fluctuations de pression et

la déformation des fluctuations de vitesse est appelée *pressure-strain term*, en anglais. Ce terme de contraction nulle représente un mécanisme de redistribution d'énergie entre les tensions de Reynolds, permettant à certaines composantes du tenseur de subsister dans un écoulement même si leur terme de production « officiel » I_{ij} , est nul. Autant les mesures expérimentales que les simulations directes montrent que le quatrième terme présent de fortes variations spatiales à proximité des parois, c'est pourquoi il faut prévoir une correction pour l'effet des parois dans les modélisations de la turbulence qui tentent de représenter ce terme.

Ainsi on présentera rapidement et succinctement la modélisation du terme de dissipation visqueuse $\varepsilon_{ij} = -2\nu \overline{\frac{\partial u'_j u'_l}{\partial x_l \partial x_l}}$. Ce dernier constitue un puits dû à la viscosité moléculaire. Par hypothèse d'isotropie locale des petites échelles dissipatives (hypothèse valable aux grands nombre de Reynolds) le terme de dissipation ε_{ij} est :

$$(II.20) \quad \varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij}$$

Avec ε taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. On peut remarquer que ce schéma de fermeture nécessite une équation de transport de ε .

IV.1.1 Equation pour le taux de dissipation visqueuse :

$$(II.21) \quad \varepsilon = \nu \frac{\partial^2 u'_m \partial u'_m}{\partial x_l \partial x_l}$$

On dérive par rapport à x_j l'équation ci-dessous

$$(II.22) \quad \frac{\partial u'_l}{\partial t} + U_l \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_l} + \nu \frac{\partial^2 u'_l}{\partial x_l \partial x_l} - \overline{u'_l u'_l \frac{\partial u'_l}{\partial x_l}} \quad (II.22)$$

On obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} + U_l \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial p'}{\partial x_l} + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} - \overline{u'_l u'_l \frac{\partial u'_l}{\partial x_l}} \quad (II.23)$$

En multipliant par $2\nu \frac{\partial u'_l}{\partial x_j}$ et en appliquant l'opérateur moyenne de Reynolds on obtient :

$$(II.24) \quad \begin{aligned} & 2\nu \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} + 2\nu \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} + 2\nu U_l \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} = \\ & - 2\nu \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial p'}{\partial x_l} + 2\nu^2 \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} - 2\nu \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\overline{u'_l u'_l} - u'_l u'_l \right) \end{aligned} \quad (II.24)$$

Avec :

$$(II.25) \quad 2\nu \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \right)^2 \quad (II.25)$$

$$(II.26) \quad 2\nu U_l \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \right)^2 U_l \quad (II.26)$$

$$(II.27) \quad \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\overline{u'_l u'_l} - u'_l u'_l \right) \quad (II.27)$$

$$(II.28) \quad 2\nu^2 \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \right)^2 \nu^2 \quad (II.28)$$

Finalement on obtient :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_l \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} = - 2\nu \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} - 2\nu \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\overline{u'_l u'_l} - u'_l u'_l \right) \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} - 2\nu^2 \frac{\partial u'_l}{\partial x_j} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} + \nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_l^2} \quad (II.29)$$

$$(II.33) \quad -2\nu \frac{\partial u'_i \partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} - 2\nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k} \right) = -C_2 \frac{k}{\varepsilon} \text{avec } C_2 = 1.92$$

assemblés et modélisés comme suit :

Les termes d'interaction interne au mouvement d'agitation et de destruction visqueuse sont

$$(II.32) \quad -\frac{\partial u'_i \varepsilon}{\partial x_i} - 2 \frac{d}{dt} \frac{\partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\sigma \varepsilon}{\nu} \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right) \text{avec } \sigma = 1.3$$

viscosité turbulente selon le coefficient de Prandtl du taux de dissipation, soit :

Et sa corrélation avec la fluctuation de pression peut être approchée par pondération de la

$$(II.31) \quad \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i \partial x_j}{\partial x_j} \right) = -u'_i \varepsilon = \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i \partial x_j}{\partial x_j} \right) \text{ donc } \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i \partial x_j}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i \partial x_j}{\partial x_j} \right) \nu \frac{\partial}{\partial x_i}$$

selon un gradient

Par analogie avec la diffusion visqueuse, la diffusion turbulente de la dissipation s'exprime

$$(II.30) \quad P_\varepsilon = -2\nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i \partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k} \right) + \frac{\partial u'_i \partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k} + \frac{\partial u'_i \partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k} \left(C_{\varepsilon 1} \frac{k}{\varepsilon} \right) \frac{\partial u'_i}{\partial x_i}$$

Le terme de production de la dissipation visqueuse s'écrit :

diffusion visqueuse peut être néglige

Dans des conditions de haut Reynolds, soit suffisamment loin de la paroi, le terme de

fermeture.

relativement aléatoire ceci justifie d'ailleurs en partie l'utilisation d'un modèle simple de

manque d'information expérimentales sur les termes inconnus rend toute méthode de fermeture

Le taux de dissipation joue un rôle important dans le modèle, mais malheureusement le

$$(II.29) \quad -2\nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i \partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k} \right) + \frac{\partial u'_i \partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k} + \frac{\partial u'_i \partial u'_j \partial u'_k}{\partial x_j \partial x_k}$$

$$\phi_{ij,z} = -C_z \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (II.39)$$

$$\phi_{ij,1} = -C_{1\epsilon} P_{ij} \quad (II.38)$$

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (II.37)$$

Le modèle de base proposé par Rodi (1976) pour représenter la corrélation pression - déformation, est composé d'un terme de retour à l'isotropie ($\phi_{ij,1}$), d'un terme d'isotropique de production ($\phi_{ij,2}$), et d'un terme $\phi_{ij,w}$.

IV.1.2 Version LRR :

L'avantage de ce modèle est qu'il est physiquement plus complet puisque le transport et l'anisotropie de la turbulence sont pris en compte. Par son inconvénient est qu'il requiert plus de temps CPU parce que les équations de quantité de mouvement et de transport de la turbulence sont étroitement liées.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} + U_l \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \right) = - \left(\frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} + \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right) + \left(\frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} + \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right) + \left(\frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} + \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right) + \left(\frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} + \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right) \\ & \quad (II.36) \end{aligned}$$

Donc l'équation finale de transport de $\overline{u_j^i u_j^i}$ est :

$$\begin{aligned} & \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_l \frac{\partial}{\partial x_l} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_l \frac{\partial}{\partial x_l} \right) \left(\frac{\partial}{\partial x_l} + v \frac{\partial}{\partial x_l} \right) + C_{\epsilon 1} \frac{k}{\epsilon} P_k - C_{\epsilon 2} \frac{k}{\epsilon} \\ & \quad (II.35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & -2\nu \left(\frac{\partial^2 U_l}{\partial x_j \partial x_l} \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_j} \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_j} \frac{\partial n_j^i n_j^i}{\partial x_l} \right) \\ & \quad (II.34) \end{aligned}$$

Le terme $\phi_{ij,w}$, dans les écoulements en présence de parois, a pour effet une augmentation de l'anisotropie des composantes sphériques du tenseur de Reynolds et également une diminution de la tension de cisaillement : la paroi impose, en effet, un amortissement des fluctuations de vitesse dans la direction normale à la paroi qui se traduit par une redistribution de l'énergie vers les autres composantes. dans l'expression du terme de réflexion de paroi, Gibson et Launder introduisent une contribution non linéaire et une contribution linéaire sous la forme :

$$\phi_{ij,w} = C'_{1\epsilon} \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u_i^k u_j^m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{2}{3} \overline{u_i^k u_j^k} n_j n_k - \frac{2}{3} \overline{u_j^k u_i^k} n_j n_k \right) \frac{C_{1kz}}{C_{1kz}^3} \epsilon d + C'_{2\epsilon} \left(\phi_{ik,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{2}{3} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{2}{3} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{C_{1kz}}{C_{1kz}^3} \epsilon d \quad (II.40)$$

Avec :

d : est la distance normale par rapport à la paroi a_{ij} est le tenseur de contrainte anisotropique

défini par :

$$a_{ij} = \frac{k}{2} \frac{\overline{u_i' u_j'}}{\delta_{ij}} - \frac{3}{2} \delta_{ij} \quad (II.41)$$

P_{ij} : Est la production de la contrainte de Reynolds définie par

$$P_{ij} = -\overline{p u_i' u_j^k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \overline{p u_j^k u_i'} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (II.42)$$

Et

$$C_l = \frac{C_{\mu}^{3/4}}{\kappa} \quad (II.43)$$

κ : Est le constant de Von Karman ($\kappa=0.4187$).

C_1	3.6	C'_1	0.5	C''_1	0.09
C_2	0.3	C'_2	0.3	C''_2	0.09

Tableau II.03: Constantes modèle RSM Version LRR

IV.1.3 Version SSG :

Speziale et AI (1991) ont développé un modèle non linéaire quadratique pour la corrélation pression-déformation en se basant sur des considérations d'invariance ainsi que sur la théorie des systèmes dynamiques. Ce modèle fonctionne mieux que plusieurs autres dans des cas

d'écoulement turbulent homogène, mais rencontre des problèmes dans les cas d'écoulement complexe Li et Al (2003). La corrélation pression-déformation est donc représentée ici par :

$$\phi_{ij,1} = -p\varepsilon \left[C_1 a_{ij} - C_{1s} \left(a_{tk} a_{kj} - \frac{1}{3} A_2 \delta_{ij} \right) \right] \quad (II.44)$$

$$\phi_{ij,2} = -C_2 P_k \rho a_{ij} + \left(C_3 - C_{3s} A_2^{1/2} \right) \rho k S_{ij} + C_4 \rho k \left(a_{tk} S_{jk} + a_{jrk} S_{tk} - \frac{3}{2} a_{krl} S_{kl} \delta_{ij} \right)$$

$$+ C_5 \rho k \left(a_{tk} W_{jk} + a_{jrk} W_{tk} \right) \quad (II.45)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial x_j}{\partial u_i} \right) \quad (II.46)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial x_j}{\partial u_i} \right) \quad (II.47)$$

$$P_k = - \overline{u_i' n_j' \frac{\partial x_j}{\partial u_i}} \quad (II.48)$$

Avec

S_{ij} : est le tenseurs de déformation.

W_{ij} : est le tenseur de rotation de l'écoulement moye

C_1	3.4
C_1^*	1.8
C_2	4.2
C_3	1.3
C_4	0.82
C_5	1

Tableau II.04: Constantes du modèle RSM Version SSG.

IV.2 Modèle $k - \varepsilon$:

IV.2.1 Version $k - \varepsilon$ standard :

Le modèle $k - \varepsilon$ standard de Launder et Spalding (1974) est basé sur la loi de comportement linéaire, cette version standard est le modèle le plus répandu, dans les codes industriels en particulier, est le modèle à 2 équations $k - \varepsilon$, basé sur le concept de la viscosité turbulente, ν_t . Les termes des contraintes de Reynolds sont exprimés par la relation suivante (dans un écoulement incompressible) :

$$-\overline{u_i' n_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial x_j}{\partial u_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (II.49)$$

L'énergie cinétique de turbulence k et son taux de dissipation sont déterminées respectivement par leurs propres équations de transports :

$$(II.50) \quad \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial k}{\partial t} + U_l \frac{\partial k}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left\{ \left(\nu + \frac{\sigma_k}{\nu_t} \right) \frac{\partial k}{\partial x_l} \right\} + P_k - \varepsilon$$

$$(II.51) \quad \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_l \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu + \frac{\sigma_\varepsilon}{\nu_t} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} + C_{\varepsilon 1} \frac{k}{\varepsilon} P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{k}{\varepsilon}$$

Avec :

$$(II.52) \quad k^2 \varepsilon = C_{\mu}^{\varepsilon} P_k \quad \text{et} \quad P_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_m}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_m} \right) \frac{\partial U_m}{\partial x_l}$$

Il faut noter que celle de ε est identique à son équation pour le modèle RSM et que la variation de l'énergie cinétique de la turbulence est due aux effets des termes du second membre : production d'énergie par action des gradients de vitesse moyenne sur la turbulence, transport par diffusion sous l'action des fluctuations de vitesse et de pression, diffusion visqueuse et enfin dissipation visqueuse. Les valeurs des constantes sont spécifiées dans le tableau ci-dessous. ces constantes sont calées sur des situations d'écoulements simples et parfaitement maîtrisés du point de vue expérimental[23].

σ_k Et σ_ε sont des constantes empiriques représentant le nombre de Prandtl gouvernant la diffusion turbulente de ε et k respectivement, sont évalués pour faciliter la propagation de la turbulence à proximité d'une frontière libre.

$C_{\varepsilon 1}$: est calculée à partir de la zone logarithmique d'une couche limite turbulente.

$C_{\varepsilon 2}$: est déterminée grâce à un écoulement turbulent homogène et isotrope.

C_{μ} : est déduite d'une configuration de couche limite turbulente bidimensionnelle qui est

supposée en équilibre énergétique entre la production de la turbulence et les effets de dissipation.

C_{μ}	0.09	$C_{\varepsilon 1}$	1.44	$C_{\varepsilon 2}$	1.92	σ_k	1.0	σ_ε	1.3
-----------	------	---------------------	------	---------------------	------	------------	-----	----------------------	-----

Tableau II.05 : Constantes du modèle k-ε standard.

IV.2.2 Le modèle k-ε réalisable :

Le dernier modèle de la famille k-ε diffère du modèle standard principalement par deux choses importantes:

- Une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente;
- Une nouvelle équation pour le taux de dissipation ε.

Le terme « Réalisable » que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, logiques avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements impliquant la rotation, les couches limites sous de forts gradients de pression adverse, la séparation et les recirculations.

Ce modèle paraît bien adapté aux jets circulaires, couches limites avec fort gradient de pression adverse, écoulements à forte courbure et écoulements tourbillonnaires.

La aussi, la viscosité turbulente est calculée à partir de l'équation (II.52), la différence entre ce modèle et le modèle k-ε Standard réside dans le fait que C_{μ} est considérée non pas comme une constante mais comme une variable Shih et al. (1995).

IV.2.3 Modèle RNG k-ε :

Le modèle RNG, développé par le groupe de renormalisation (Yakhot & Smith, 1992) consiste en une estimation au cours du calcul de la constante $C_{\epsilon 1}$, remplacée dans l'équation de dissipation par " $C_{\epsilon 1}$ ".

Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation η à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif [24].

$$C''_{\epsilon 1} = C_{\epsilon 1} - \frac{1 + \beta \eta^3}{\eta(1 - \frac{\eta_0}{\eta})} \tag{II.53}$$

Avec :

$$\eta = \frac{\epsilon}{k} \sqrt{\frac{P}{\rho}} \tag{II.54}$$

$$C_{\mu} = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{\varepsilon}{kU^*}} \quad (II.58)$$

La différence entre les trois modèles se trouve dans le terme de C_{μ} qui est donné par :

$$k^2 \nu_t = C_{\mu} \frac{\varepsilon}{k} \quad (II.57)$$

La viscosité turbulente est donnée par :

VI. Modélisation de la viscosité turbulente :

$$C_{\varepsilon 1} = \max[0.43, \frac{n+\varepsilon}{n}], \quad \eta = \frac{\varepsilon}{K}, \quad \xi = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Où

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_m} \right) \frac{\partial x_l}{\partial x_m}$$

Avec :

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_l \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu + \frac{\sigma_{\varepsilon}}{\nu_t} \right) \frac{\partial x_l}{\partial \varepsilon} + C_{\varepsilon 1} \xi \varepsilon - C_{\varepsilon 2} \frac{k + \sqrt{v\varepsilon}}{\varepsilon} \quad (II.56)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial k}{\partial t} + U_l \frac{\partial k}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left\{ \left(\nu + \frac{\sigma_k}{\nu_t} \right) \frac{\partial x_l}{\partial k} \right\} + P_k - \varepsilon \quad (II.55)$$

V. Equation de transport :

turbulents loin des parois.

La différence principale entre la version standard et RNG k-ε est dans l'équation du taux de la dissipation turbulente d'énergie. Dans les écoulements à taux de contraintes élevés, le modèle RNG prévoit une faible viscosité turbulente (c'est-à-dire un taux de dissipation élevé et une production de turbulence k faible) que le modèle standard. Bien que le modèle RNG k-ε a été découvert pour faire mieux que le modèle standard pour les écoulements avec une grande courbure des lignes de courant, et aussi non encore validé intensivement par les chercheurs que le modèle k-ε. La version standard de k-ε et RNG k-ε est valide pour les écoulements

Tableau II.06: Les constantes du modèle RNG.

0.085	1.42	1.62	0.7179	4.38	0.015
C_{μ}	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_{ε}	η_0	β

Tableau II.07 : Constantes du modèle k-ε réalisable.

$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	1	σ_k
1.44	1.9	1	σ_ϵ

$C_{\epsilon 2}$: est déterminée grâce à un écoulement turbulent homogène et isotrope.

turbulence à proximité d'une frontière libre.

diffusion turbulente de ϵ et k respectivement, sont évalués pour faciliter la propagation de la σ_ϵ et σ_k sont des constantes empiriques représentant le nombre de Prandtl gouvernants la

$$\phi = \frac{3}{1} \cos^{-1}(\sqrt{6} W) \quad , \quad W = \frac{s_{ij} s_{jk} s_{ki}}{s_3}$$

Où :

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

ω_k Les constantes A_0 et A_s sont donné par :

Où $\underline{\underline{\Omega}}_{ij}$ est le tenseur de coefficient de rotation obtenu à partir de la vitesse angulaire

$$\underline{\underline{\Omega}}_{ij} = \underline{\underline{\Omega}}_{ij} - \epsilon_{ij} \omega_k \quad (II.61)$$

$$\underline{\underline{\Omega}}_{ij} = \underline{\underline{\Omega}}_{ij} - 2\epsilon_{ij} \omega_k \quad (II.60) \quad \text{ET :}$$

$$U^* = \sqrt{s_{ij} s_{ij} + \underline{\underline{\Omega}}_{ij} \underline{\underline{\Omega}}_{ij}} \quad (II.59) \quad \text{Ou :}$$

Ces dernières années, la simulation numérique et essentiellement la CFD (Computational Fluid Dynamics) est devenue un outil primordial dans le procédé de conception des applications efficaces économiquement et écologiquement.

II. Formulation théorique des flammes :

La plupart des flammes qu'on se propose d'étudier peuvent être représentées selon la figure (1.05). Mise à part les flammes déjà connues prémixées et non-prémixées, on remarque l'apparition d'autres types comme les flammes stratifiées et les partiellement-prémixées. Généralement l'intérêt se porte sur :

- les interactions (phénomènes) de turbulence-chemistry en flammes atmosphériques pour les carburants conventionnels.
- d'autres travaux portent sur les flammes non-prémixées et différentes burner géométries.

I. Classification des différents types de flammes et brûleurs (géométries)

(figure 1.05).

Le développement et la validation des modèles reposent essentiellement sur des connaissances et des données expérimentales (et de plus en plus sur le DNS). Il convient donc de commencer par examiner les configurations expérimentales qui déterminent les modes de combustion comme le type de flamme proposée dans ce mémoire qui est la flamme D (figure 1.05).

Dans la mesure où certains modèles ont réussi à fournir une description quantitative de ces phénomènes (par exemple, dans les flammes pilotées et les flammes stratifiées), il est temps de faire un autre pas vers la complexité des applications surtout avec l'avènement des codes de calculs évolués comme OpenFoam.

Pour progresser dans ce domaine, à la fois en compréhension et en modélisation, il est conseillé de se concentrer sur des flammes relativement simples (monophasées, non prémélangées, statistiquement axisymétriques et stationnaires), afin que nous puissions acquérir plus d'information sur les phénomènes comme les interactions turbulence-chemistry.

Dans un but de développer les différentes modèles qu'on rencontre dans ce domaine, des défis s'imposent et des stratégies se proposent. Comme dans la plupart de recherches menées sur la combustion, des motivations se portent dans des applications pratiques, telles que les turbines à gaz et les moteurs à combustion interne. Les modèles sont généralement assez complexes à savoir multi-phase, multi-physique, multi-échelle et toujours multidimensionnelle.

Introduction :

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

$$\frac{1}{W} = \sum_{k=1}^N \frac{w_k}{W_k} \quad (\text{III.05})$$

où W est la masse molaire moyenne du mélange donné par :

$$p = \frac{W}{p_{RT}} \quad (\text{III.04})$$

L'équation d'état est :

$$p = \sum_{k=1}^N p_k \quad (\text{III.03})$$

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

$p_k = \rho Y_k$ et W_k sont respectivement la densité et la masse molaire de l'espèce k .

Où T est la température et R la constante des gaz parfaits,

$$p = \sum_{k=1}^N p_k \quad \text{Où } p_k = \frac{\rho_k R T}{W_k} \quad (\text{III.02})$$

Partielles :

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

III. Variables de la thermochimie :

dans le volume V .

Où m_k est la masse de l'espèce k présente dans un volume donné V et m la masse totale du gaz

$$Y_k = \frac{m_k}{m} \quad (\text{III.01})$$

massiques Y_k sont définies par :

massiques Y_k pour $k=1$ à N où N est le nombre d'espèces dans le mélange réactif. Les fractions élémentaires (mécanismes réactionnels). Ces espèces sont caractérisées par leurs fractions

La combustion fait intervenir plusieurs espèces qui réagissent à travers plusieurs réactions intéressantes pour l'optimisation de ces applications.

l'écoulement, les quantités de chaleur dégagées et les gaz produits. Ces informations sont très combustion font intervenir la simulation numérique pour prédire les champs dynamiques de

contoux pour guider le procédé de la conception. Les applications techniques basées sur la

Actuellement, la simulation numérique de la combustion promet des résultats rapides et peu

Les ressources de calcul ont évolué d'une manière exponentielle dans le temps.

production de l'espèce k .

Avec $V_{k,i}$, la composante i de la vitesse de diffusion V_k de l'espèce k et ω_k est le taux de

$$\frac{\partial p_{Y_k}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [p u_i + V_{k,i} Y_k] = \omega_k \quad \text{pour } k = 1, N \quad (\text{III.14})$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho n_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho n_i = 0 \quad (\text{III.13})$$

d'un écoulement inerte car la combustion ne génère pas de masse.

L'équation de conservation de la masse totale pour un écoulement réactif est similaire à celle

IV. Equations de conservation de masse et d'espèces :

N .

Moléculaire du mélange est W , celle de chaque espèce k est w_k et le nombre total des espèces est

La constante universelle des gaz parfaits est désignée $R=8.3143 \text{ J / (mol K)}$. La masse

$$r = \frac{W}{R} = R \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{w_k} \quad (\text{III.12})$$

Avec r la constante du gaz

$$C_p = C_v + r \quad (\text{III.11})$$

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

$$e = \int_{T_0}^T C_p dT - \frac{RT_0}{W} + \sum_{N=1}^N \Delta h_{f,k} Y_k = \sum_{N=1}^N e_k Y_k \quad (\text{III.10})$$

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

$$C_p = \sum_{N=1}^N C_{p,k} Y_k \quad (\text{III.09})$$

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

$$h = \sum_{N=1}^N h_k Y_k = \int_{T_0}^T C_p dT + \sum_{N=1}^N \Delta h_{f,k} Y_k \quad (\text{III.08})$$

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

$$C_{p,k} = 2.5 \frac{W_k}{R} \quad (\text{III.07})$$

diatomique par:

$C_{p,k}$, chaleur spécifique à pression constante de l'espèce k , est donnée pour un gaz parfait [13]

kilogramme de l'espèce k .

L'enthalpie chimique ou de formation $\Delta h_{f,k}$ représente l'enthalpie nécessaire pour former un

L'enthalpie sensible $h_{s,k}$ est produite par la réaction chimique, elle est nulle à $T=T_0$.

Sensible chimique

$$h_k = h_{s,k} + \Delta h_{f,k} = \int_{T_0}^T C_{p,k} dT + \Delta h_{f,k} \quad (\text{III.06})$$

Le flux d'énergie $\lambda \frac{\partial x_i}{\partial T}$ est le terme de diffusion de chaleur exprimé par la loi de Fourier. Un second terme $\rho \sum_{k=1}^N Y_k V_{k,i} h_{s,k}$ associe la diffusion de différentes espèces avec des enthalpies différentes. Le terme \tilde{Q} représente la source de chaleur due par exemple à un laser ou un arc électrique. Le terme $\dot{\omega}_T$ est le dégagement de chaleur dû à la combustion, il est donné par :

$$\dot{\omega}_T + \tilde{Q} + \frac{d}{dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial x_i}{\partial T} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial x_j}{\partial n_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_{k=1}^N Y_k V_{k,i} h_{s,k} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i h_s) \quad (\text{III.20})$$

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

VI. Equations de la conservation d'énergie :

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

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - p \delta_{ij} = -p \delta_{ij} - \frac{\varepsilon}{2} \mu \frac{\partial u_k}{\partial n_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial x_j}{\partial n_i} + \frac{\partial x_i}{\partial n_j} \right) \quad (\text{III.19})$$

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

$$\tau_{ij} = -\frac{\varepsilon}{2} \mu \frac{\partial u_k}{\partial n_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial x_j}{\partial n_i} + \frac{\partial x_i}{\partial n_j} \right) \quad (\text{III.18})$$

visqueux, donné par :

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u_j + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^N Y_k f_{k,j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^N Y_k f_{k,j} \quad (\text{III.17})$$

Elle s'écrit :

L'équation de la quantité de mouvement se trouve inchangée par la réaction chimique,

V. Equations de la quantité de mouvement :

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho Y_k + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i Y_k) = \frac{\partial}{\partial x_i} (D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i}) + \dot{\omega}_k \quad \text{Pour } k=1, \dots, N_k \quad (\text{III.16})$$

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

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

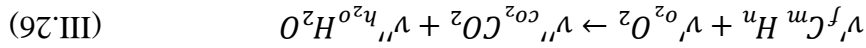
$$V_{k,i} = -D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \quad \text{Pour } k=1, \dots, N_{k-1} \quad (\text{III.15})$$

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

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

$$v'_f = 1, \quad v'_{O_2} = m + \frac{v}{n}, \quad v''_{CO_2} = m \quad \text{et} \quad v''_{H_2O} = \frac{z}{n}$$

Les coefficients stœchiométriques sont définis par



hydrocarbure :

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

VIII. Facteurs stœchiométriques :

de l'espèce k .

Avec k_{fj} et k_{fb} sont les taux direct et inverse de la réaction j . $\frac{\rho}{\rho_{Yk}} M_k$ est la concentration molaire

$$\tilde{Q}_j = k_{fj} \prod_{N=1}^{k=1} \left(\frac{\rho_{Yk}}{\rho} \right)^{v'_{Nj}} - k_{fb} \prod_{N=1}^{k=1} \left(\frac{\rho_{Yk}}{\rho} \right)^{v''_{Nj}} \quad (\text{III.25})$$

Où $v_{kj} = v''_{kj} - v'_{kj}$ et \tilde{Q}_j est le taux de progression de la réaction j , il est donné par [20]:

$$\dot{\omega}_k = \sum_{j=1}^L \dot{\omega}_{kj} = W_k \sum_{j=1}^L v_{kj} \tilde{Q}_j \quad \text{Avec} \quad \tilde{Q}_j = \frac{\dot{\omega}_{kj}}{W_k v_{kj}} \quad (\text{III.24})$$

:

Le taux de réaction massique global $\dot{\omega}_k$ est la somme des taux $\dot{\omega}_{kj}$ produit par les L réactions stœchiométriques molaires de l'espèce k dans la réaction j .

Où M_k est le symbole chimique de l'espèce k , v'_{kj} et v''_{kj} sont les coefficients

$$\sum_{N=1}^L v'_{kj} M_k \leftrightarrow \sum_{N=1}^L v''_{kj} M_k \quad \text{Pour } j=1, L \quad (\text{III.23})$$

travers L réactions.

On considère un système chimique (mécanisme réactionnel) de N espèces qui réagissent à

VII. Cinétique chimique :

$$P = \rho r T \quad (\text{III.22})$$

d'état pour un gaz parfait.

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

$$\dot{\omega}_T = - \sum_{k=1}^N \Delta h_{f,k}^0 \dot{\omega}_k \quad (\text{III.21})$$

Conclusion : Dans ce chapitre, on a décrit les différentes variables qui vont être utilisées dans l'écoulement réactif. On a aussi écrit les équations de conservations pour l'écoulement réactif laminaire, à savoir : l'équation de la continuité, l'équation de la quantité de mouvement, l'équation d'énergie et l'équation de la conservation des espèces.

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

Catégories :

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

$$\phi = \frac{\lambda}{1} = \frac{\left(\frac{Y_f}{Y_o}\right)^{st}}{\left(\frac{Y_f}{Y_o}\right)^{st}} \quad (4.28)$$

richesse ϕ définie par :

Un autre paramètre fréquent correspondant à la réciproque du coefficient d'excès d'air est la

$$\lambda = \frac{\left(\frac{Y_o}{Y_f}\right)^{st}}{\left(\frac{Y_o}{Y_f}\right)^{st}} = \frac{1}{s} \frac{Y_o}{Y_f} \quad (4.27)$$

On définit aussi le facteur d'excès d'air λ par le rapport suivant :

$$s = \frac{Y_o}{Y_f} = \nu' o w_o \frac{\nu' o w_o}{\nu' f w_f} \quad (III.27)$$

Introduction :

Actuellement, la simulation numérique de la combustion promet des résultats rapides et peu coûteux pour guider le procédé de la conception. Les applications techniques basées sur la combustion font intervenir la simulation numérique pour prédire les champs dynamiques de l'écoulement [26], les quantités de chaleur dégagées et les gaz produits. Ces informations sont très intéressantes pour l'optimisation de ces applications. Cette étude faite par : G. Solero, F. Cozzi, A. Coghe, F. Crippa, A. Frassoldati, T. Faravelli, L. Vigevano (CIIRCO – Centro Interdipartimentale di Ricerca sulla Combustione - Politecnico di Milano, Italy). Centre interdépartemental de recherche de combustion - polytechnique de milano, Italy [13].

1. Dispositif expérimental :**1.1. Le brûleur :**

Le dispositif est un brûleur de tourbillon d'échelle de laboratoire. Le combustible est livré par un tube central. Ce tube est muni d'une grille de turbulence qui est placée en amont de la sortie. Pour éviter les détériorations dues aux problèmes de rentrée de la flamme. La typologie du brûleur examiné est placée dans [16]. L'hydrogène et le gaz naturel ont été mélangés ensemble environ 30 mm avant la sortie d'ajutage de combustible. Les expériences ont été faites à la pression et la température ambiante, avec la flamme confinée par une chambre cylindrique de quartz (196 mm dans le diamètre, et la hauteur 300 mm).

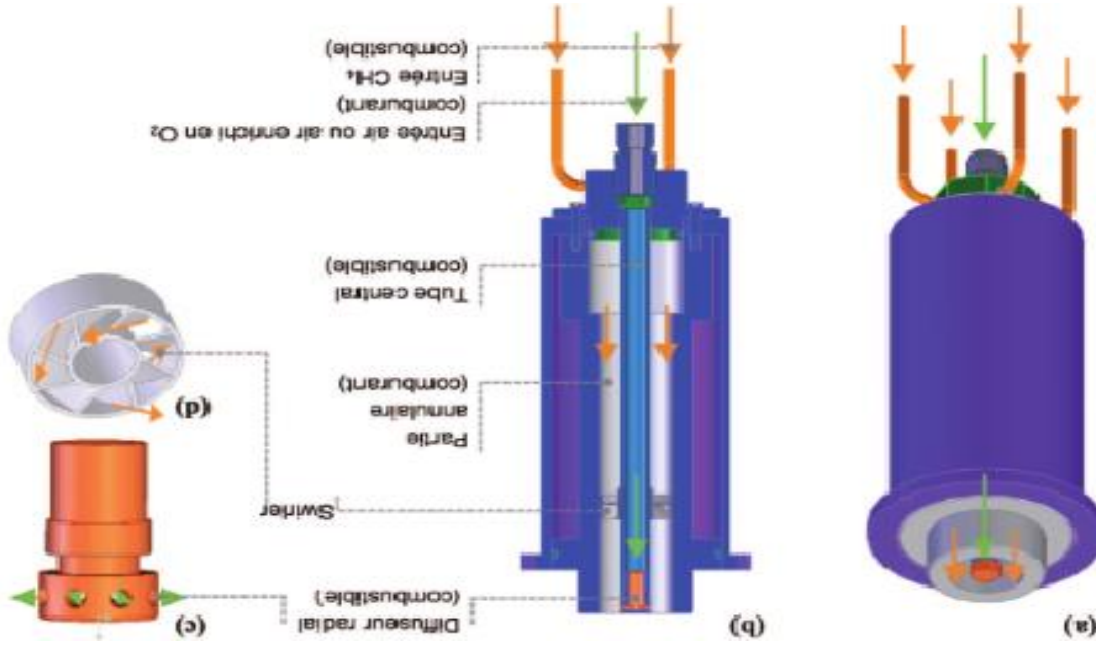


Figure IV.01 : Représentation schématique de brûleur [28].

Le brûleur est équipé avec un injecteur radial qui permet de fournir l'admission du combustible transversal au courant atmosphérique et il est désigné avec 8 trous.

Le brûleur à swirl coaxial peut être décomposé en plusieurs éléments :

- Le tube central (diamètre extérieur de tube 15 mm et diamètre intérieur de 12 mm) qui achemine le méthane jusqu'à la tête d'injecteur.
- L'injecteur placé à l'extrémité du tube central, il comporte 8 trous uniformément répartis de diamètre 3 mm permettant l'injection du méthane perpendiculairement à l'écoulement d'air annulaire. L'injection radiale de méthane est adoptée pour favoriser le mélange au voisinage de la sortie du brûleur [27].

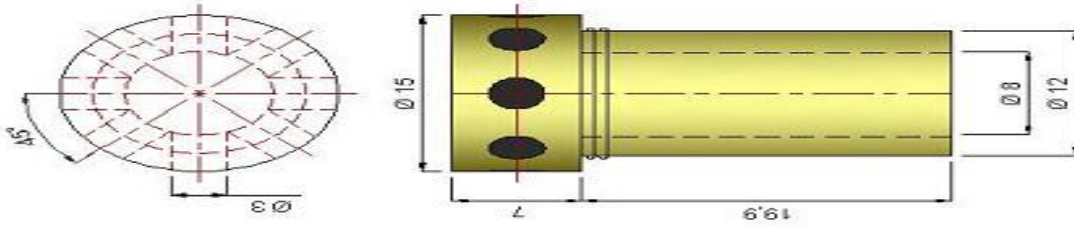


Figure IV.02 : géométrie de brûleur [17].

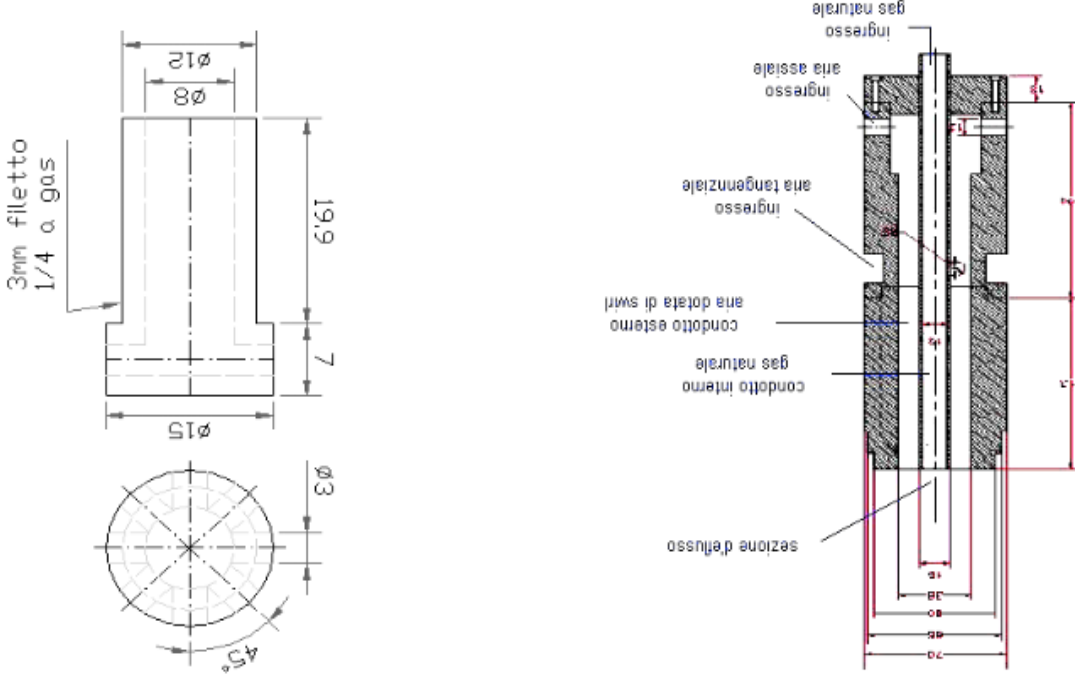


Figure IV.03 : géométrie détaillée du brûleur [13].

II. Géométrie de la chambre de combustion :

Les expériences sont menées dans une chambre de combustion forme cylindrique la chambre De combustion est un cylindre de quartz (196 millimètres dans le diamètre, 300 millimètres dans la hauteur), un rayon de 98 mm l'entrée d'air se fait par un injecteur de 10.5 mm et muni par 8 trous de l'entrée de combustible. Située à 3 mm au-dessus de l'extrémité, et pénétre d'une distance de 7mm dans la chambre. En raison d'axisymétrie.

On considère une tranche d'épaisseur d'une maille; ce qui rend le problème bidimensionnel.

Les détails concernant la typologie de la chambre de combustion et le brûleur examiné sont reportés dans [13].

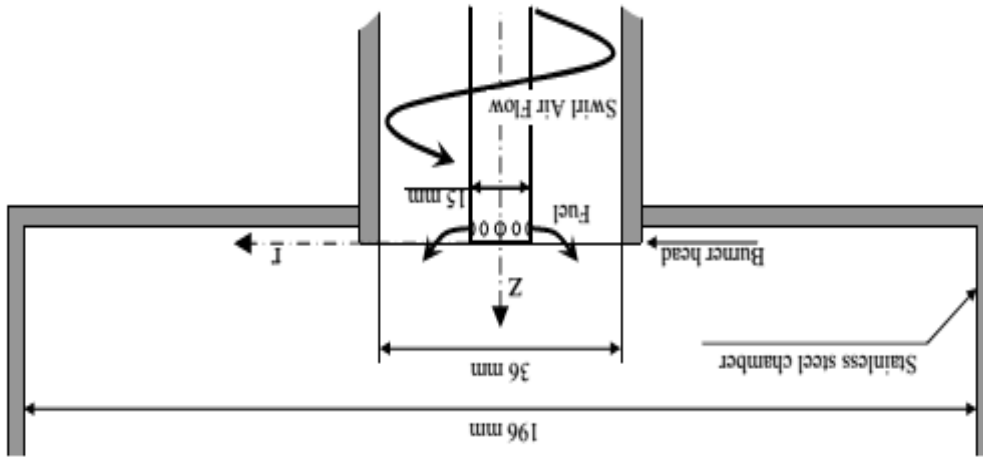


Figure IV.4 : géométrie de la chambre de combustion [11].

III Simulation du jet d'air turbulent dans la chambre de combustion :

Pour connaître la structure de l'écoulement dans la chambre de combustion, un premier test est fait avec un jet d'air non réactif [19]. Le mélange air-combustible est remplacé par la même quantité d'air à température ambiante.

III.1 Conditions aux limites :

Le champ d'écoulement dans les conditions de l'écoulement non réactif et réactif ont été Simulé avec le code FLUENT 6.3.26.

Dans les conditions d'écoulement non réactif la simulation obtenue en utilisant une grille 2D-axisymétrique

Entrée d'air:

Vitesse axiale	12.5 m/s
Vitesse radiale	11 m/s
Vitesse swirl	12 m/s
La vitesse angulaire	6.5 rad/s
Le diamètre hydraulique	10.5 mm
L'intensité de turbulence	14 %

Tableau IV.1 : conditions aux limites.

Sortie de la chambre de combustion:

Pression de sortie:

Celle de l'air ambiant, elle est prise égale à 1 atm ou 101.3 kPa. Taux de turbulence faible: L'écoulement à la sortie est établi, l'intensité de turbulence est 10 %.

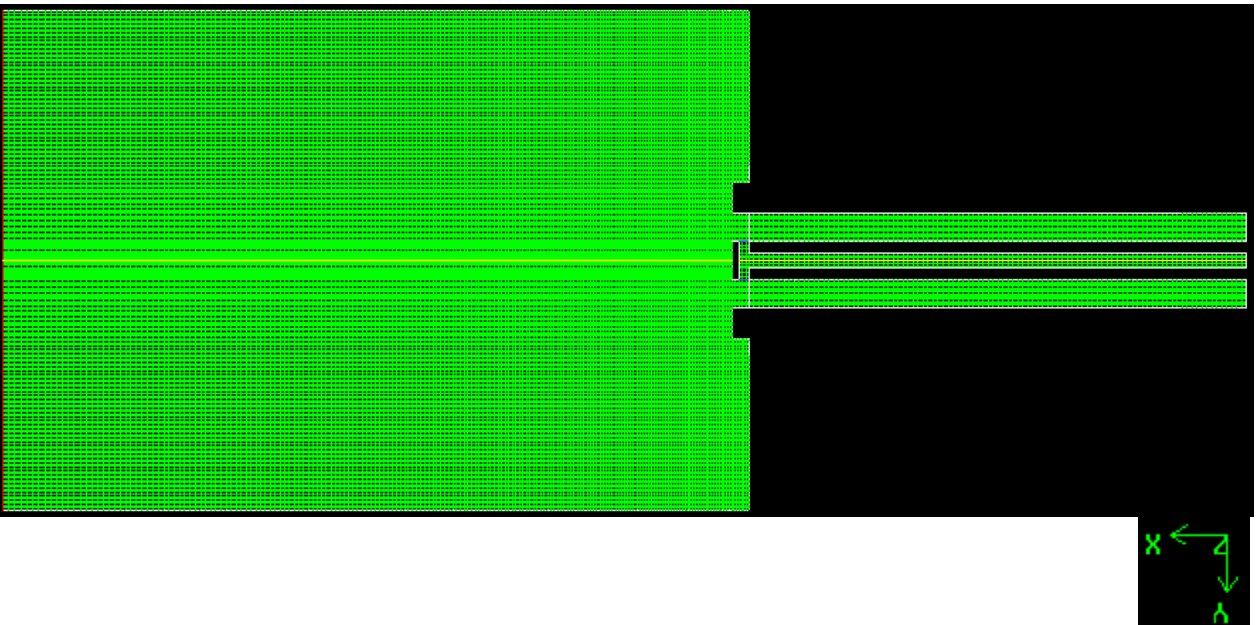
Dans le cas non réactif. Les études expérimentales [19] ont montrés que l'effet des parois est négligeable.

III.2.Maillage du calcul :

La première étape du calcul réside dans l'élaboration d'un maillage qui assure la convergence de la procédure numérique, et qui est capable de capter toutes les variations des paramètres dans le domaine de calcul. En plus, un maillage doit assurer l'indépendance de la solution du raffinement (augmentation du nombre de mailles), ce critère est dit « indépendance maillage-solution ». Dans notre étude plusieurs maillages ont été testés, on a choisis le maillage qui assure ces critères avec un nombre minimal de cellules.

Le maillage de la géométrie réalisée à l'aide de GAMBIT, le maillage de calcul élaboré est non uniforme, il est fin dans les zones de forts gradients (près des parois de l'injecteur, dans la couche de mélange du jet). Les cellules les plus petites sont placées sur les lèvres de l'injecteur. Figure IV.5.représente le maillage de la géométrie (le brûleur et la chambre de combustion). Le maillage est formé par 23723 nœuds.

Figure IV.5 maillages de la géométrie



I. Cas non réactif (cas isotherme) :

Pour mieux comprendre les modifications apportées par le processus de combustion, nous avons considéré, en premier, l'écoulement isotherme (sans combustion) dans notre étude afin de fournir des informations sur le comportement du champ d'écoulement et près du brûleur.

Le modèle (RSSST) :

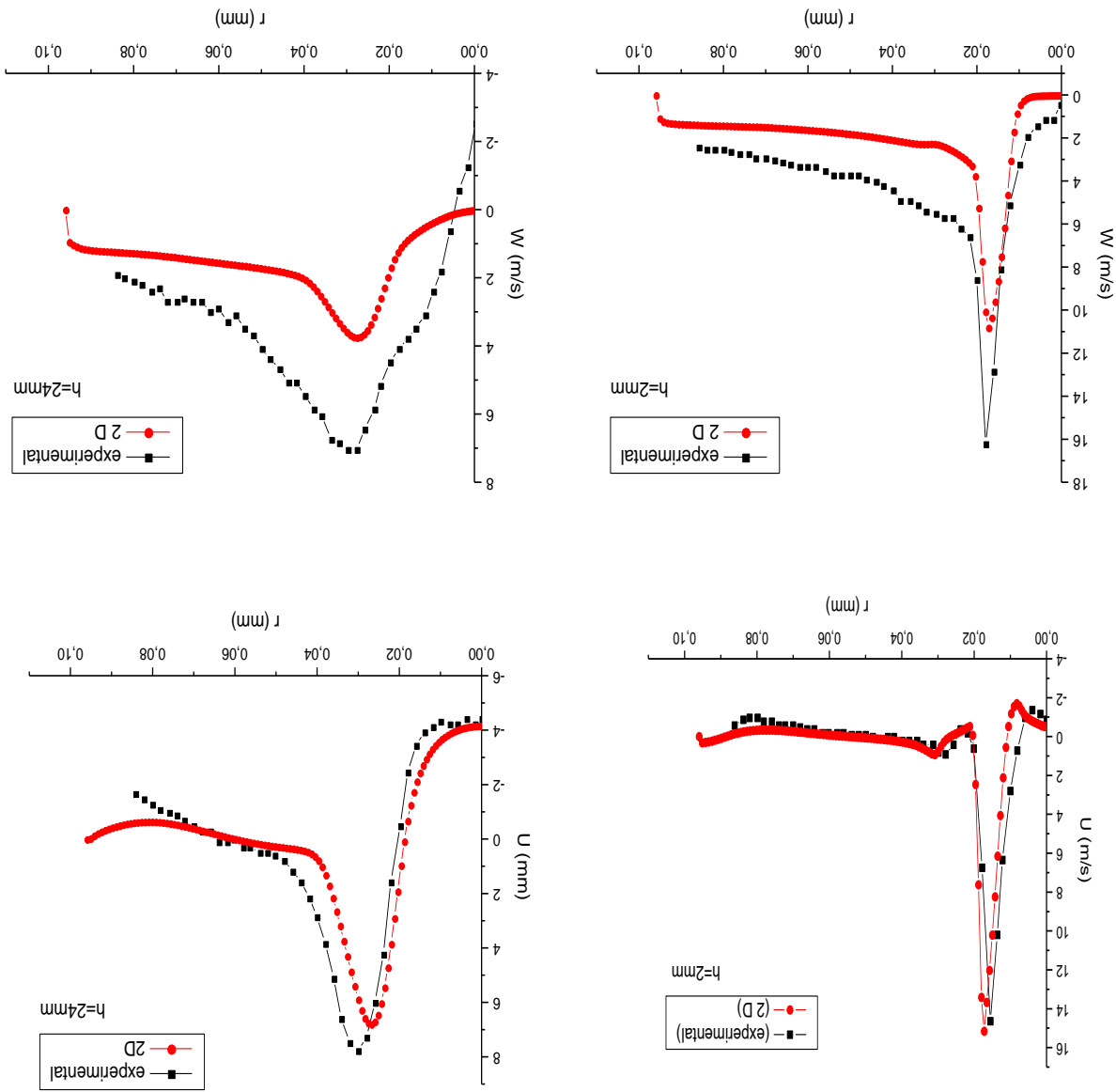


Figure V.01 : Résultats isotherme de la simulation numérique en utilisant : Stress model.

Analyses et interprétations :

Pour $h=2\text{mm}$ la vitesse axiale atteint une valeur maximale de 15m/s

Pour $h=24\text{mm}$ la vitesse axiale maximale est égale à 7m/s .

Pour la vitesse de swirl : on remarque un décalage.

On remarque sur les courbes donnée par la figure V.01, que l'écart entre nos valeurs numériques et les valeurs expérimentales se réduit dans les deux types de vitesse à savoir vitesse axiale u et vitesse radiale w . cela est dû à la formulation mathématique de ce modèle.

Dans la partie combustion, nous n'avons pas pu obtenir de résultats précis à cause de la difficulté de convergence des calculs entrepris. Ce qui va faire l'objet de toute notre attention dans les travaux futurs.

Le modèle k-ε :

➤ K-ε standard :

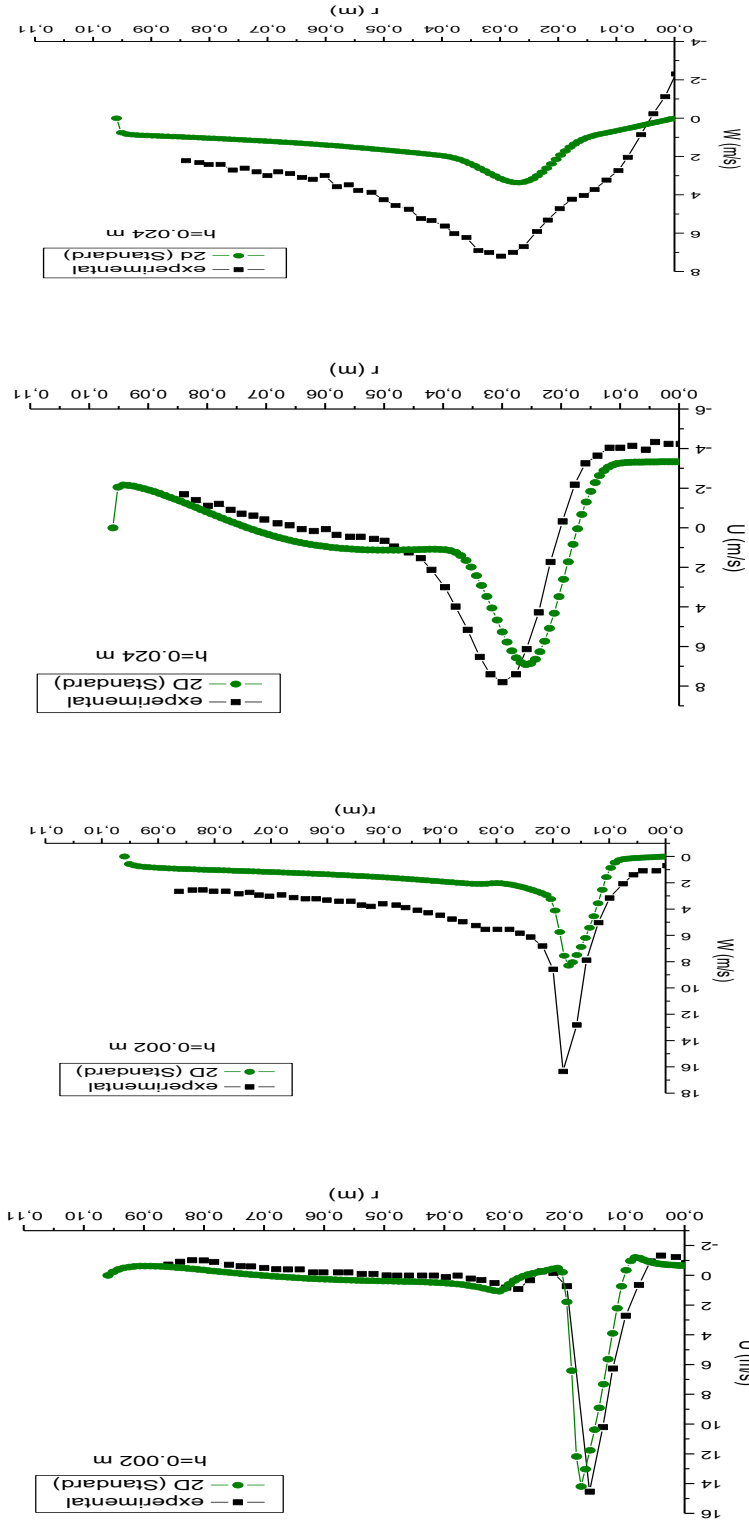


Figure V.02: Profils radiaux de la vitesse axial et la vitesse de swirl pour $h=2$ mm et $h=24$ mm. (K-ε standard).

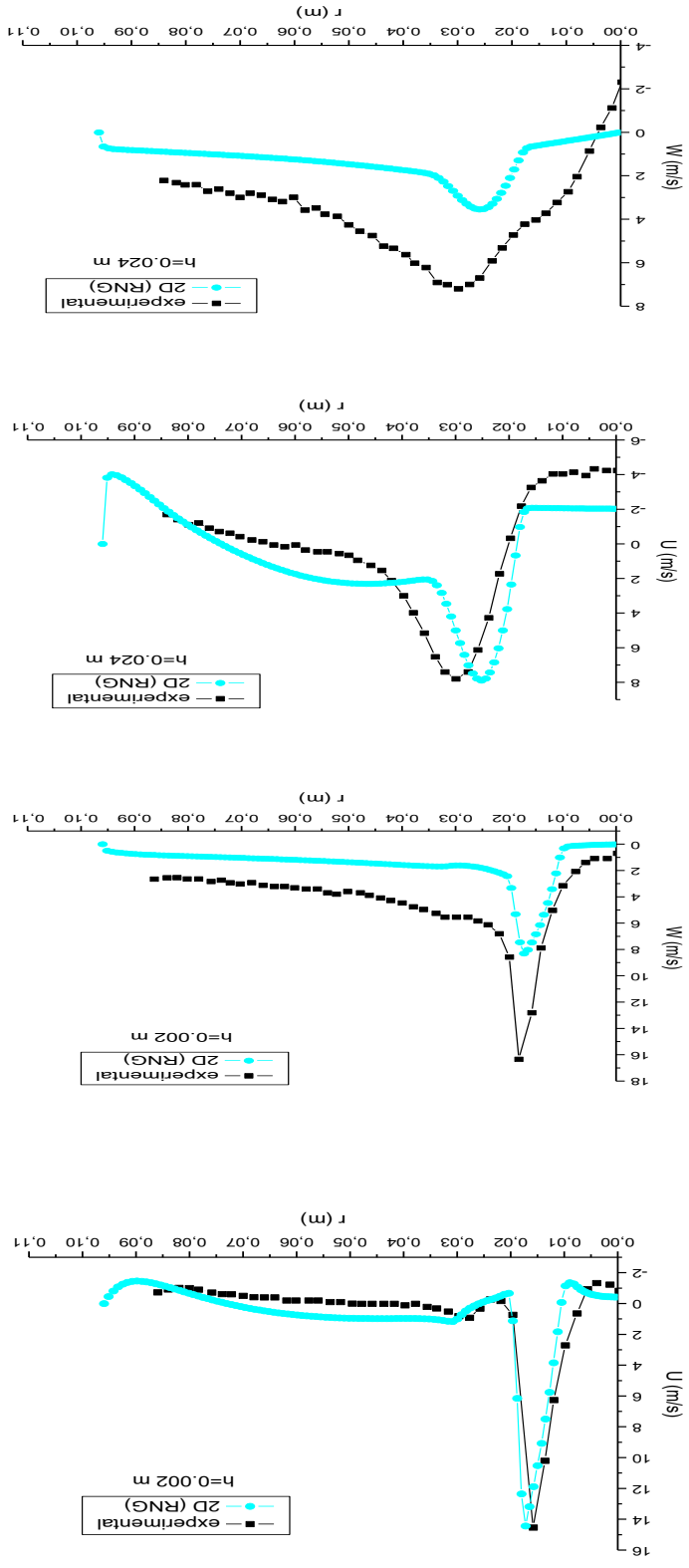


Figure V.03: Profils radiaux de la vitesse axial et la vitesse de swirl pour $h=2$ mm et $h=24$ mm. (RNG).

➤ K-ε Réalisable :

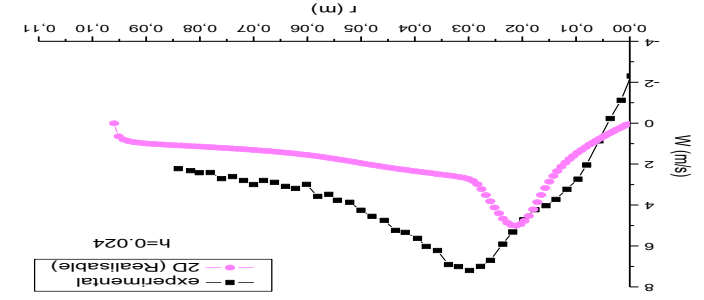
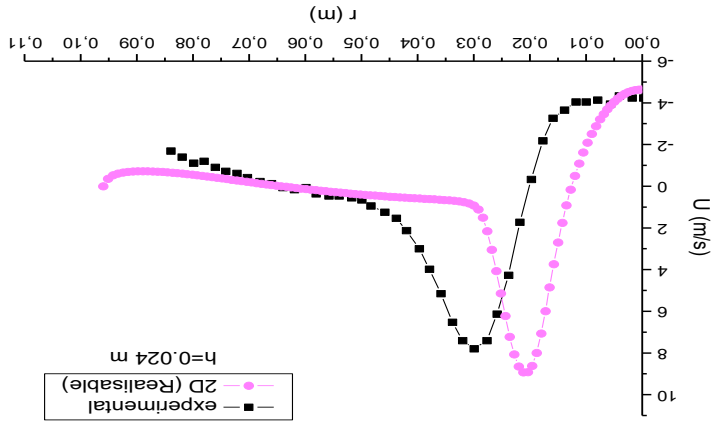
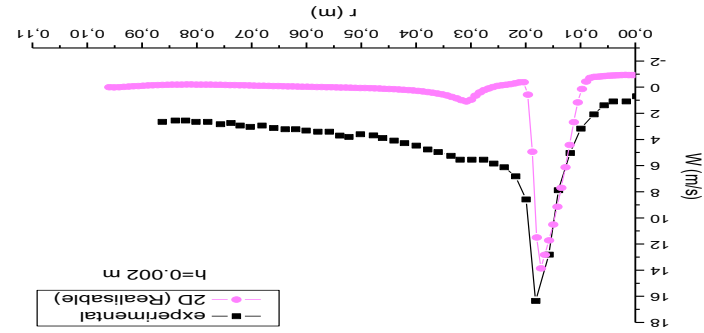
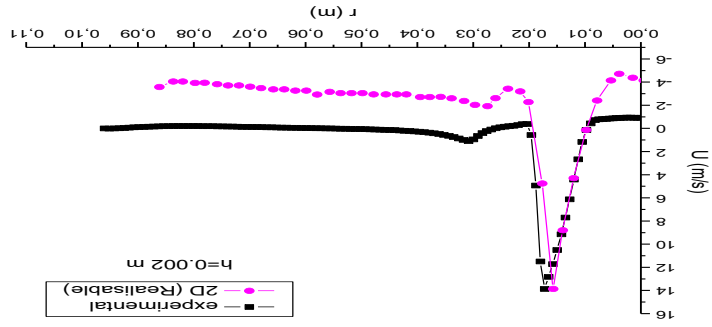


Figure V.04: Profils radiaux de la vitesse axial et la vitesse de swirl pour $h=2$ mm et $h=24$ mm (k-ε réalisable).

1.1 Interprétations de résultats :

Les figures V.02, V.03, V.04 présente une confrontation entre les profils radiaux de la vitesse axiale et la vitesse swirl calculés par les modèles **k-ε (k-ε standard, k-ε réalisable, k-ε RNG)** et celle des mesures expérimentales à 2 mm et 24 mm de la sortie du brûleur.

A la sortie du brûleur (h=2mm), la valeur maximale de la vitesse axiale atteint 14.5 m/s et celle de la vitesse radiale 8 m/s,

Pour h=24mm, la vitesse axiale est égale à 8 m/s et la vitesse swirl 4 m/s. Ces résultats de simulation corroborent parfaitement pour h=2 mm avec les mesures expérimentaux [13]., on note un léger décalage a h= 24mm qui s'explique par la différence du modèle de turbulence utilisé, et aux conditions aux limites à la sortie qui ne sont pas précisées.

Les résultats obtenus pour le modèle **k-ε Réalisable** (V.04) sont presque identiques à ceux obtenus pour le modèle **k-ε Standard**.

Par contre, on remarque un petit décalage entre la courbe obtenue par l'utilisation du modèle de turbulence **RNG k-ε** (Figure) par rapport aux deux précédents modèles en particulier à la sortie du brûleur (h=2mm).

La figure V.8 permet de voir le comportement de ces différentes courbes en mêmes temps, on remarque qu'à la sortie du brûleur, très peu de différences entre les résultats des différents modèles, ceux-ci sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux de l'analyse fait par G. Solero, F. Cozzi, et al [13].

-Pour h=2mm : et avec tous les modèles (Reynold Stress, k-ε : standard, réalisable, RNG), les résultats numérique de (vitesse axiale) sont presque identiques par rapport à ceux expérimentales, ils ont la même allure, la simulation est précise.

Pour h=24mm : on remarque un décalage due au différents modèles utilisées (en changeant le modèle les résultats de simulation est pas la même).

En général, les profils de vitesse du modèle de turbulence RNG k-ε sont très similaires au modèle k-ε standard, et en accord avec les données expérimentales, Fig V.02, Fig V.03et V.04, indiquant que le champ de vitesse a été prédit avec précision.

Aussi, on remarque l'apparition juste à cette distance, de la vitesse axiale (calculée) de valeurs négative représentative d'une importante zone de recirculation [11] (bien connue dans la littérature sous le nom de zone de recirculation toroidale centrale - CTRZ).

Lorsque le profil de vitesse axiale est pris en compte, les résultats montrent une bonne concordance généralement entre les solutions obtenues en 2D et les solutions expérimentales. Le modèle de turbulence RNG k- ϵ réussit à produire la zone de recirculation observée expérimentalement, et le profil de vitesse prévu concorde bien avec les données expérimentales. Dans le passé, le modèle k- ϵ standard a été critiqué pour son incapacité à prédire ce type de phénomènes de flux tourbillonnant.

II. Cas de l'écoulement turbulent réactif :

Flamme et combustion (100% de méthane)

Champ thermique :

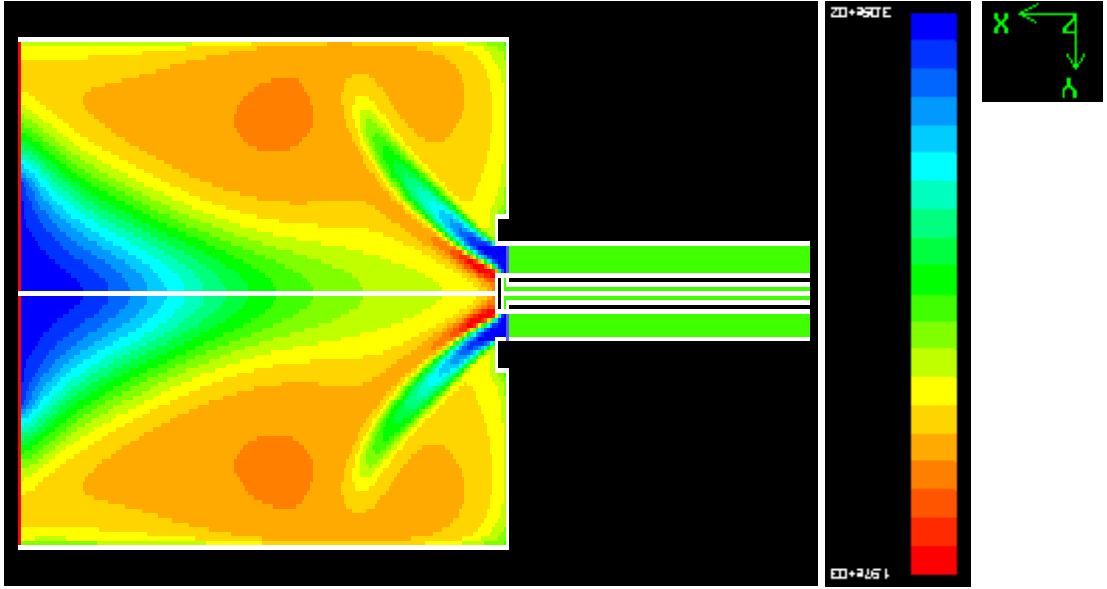
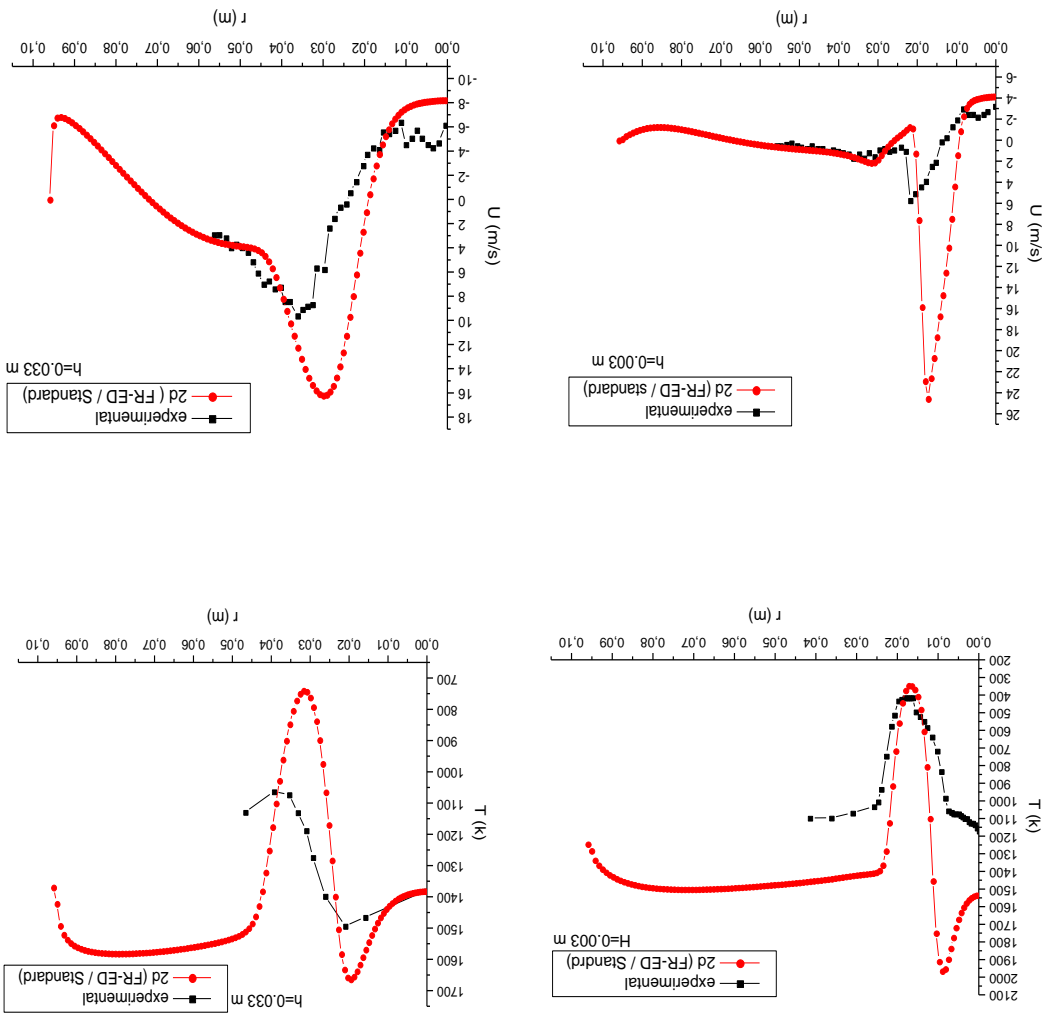


Figure V.05 : Contour de la température (K) dans la chambre de combustion.

La figure V.05 montre également un schéma de la configuration de la flamme observée dans la chambre de combustion, on remarque que la température prend des valeurs maximales (près de 2000K) aux zones de réaction, ces valeurs deviennent minimales proche des parois et le long de l'axe x.

Figure V.06: profils de températures et de vitesses axiales dans une flamme de méthane CH_4 (en utilisant le modèle FRED / STANDARD).



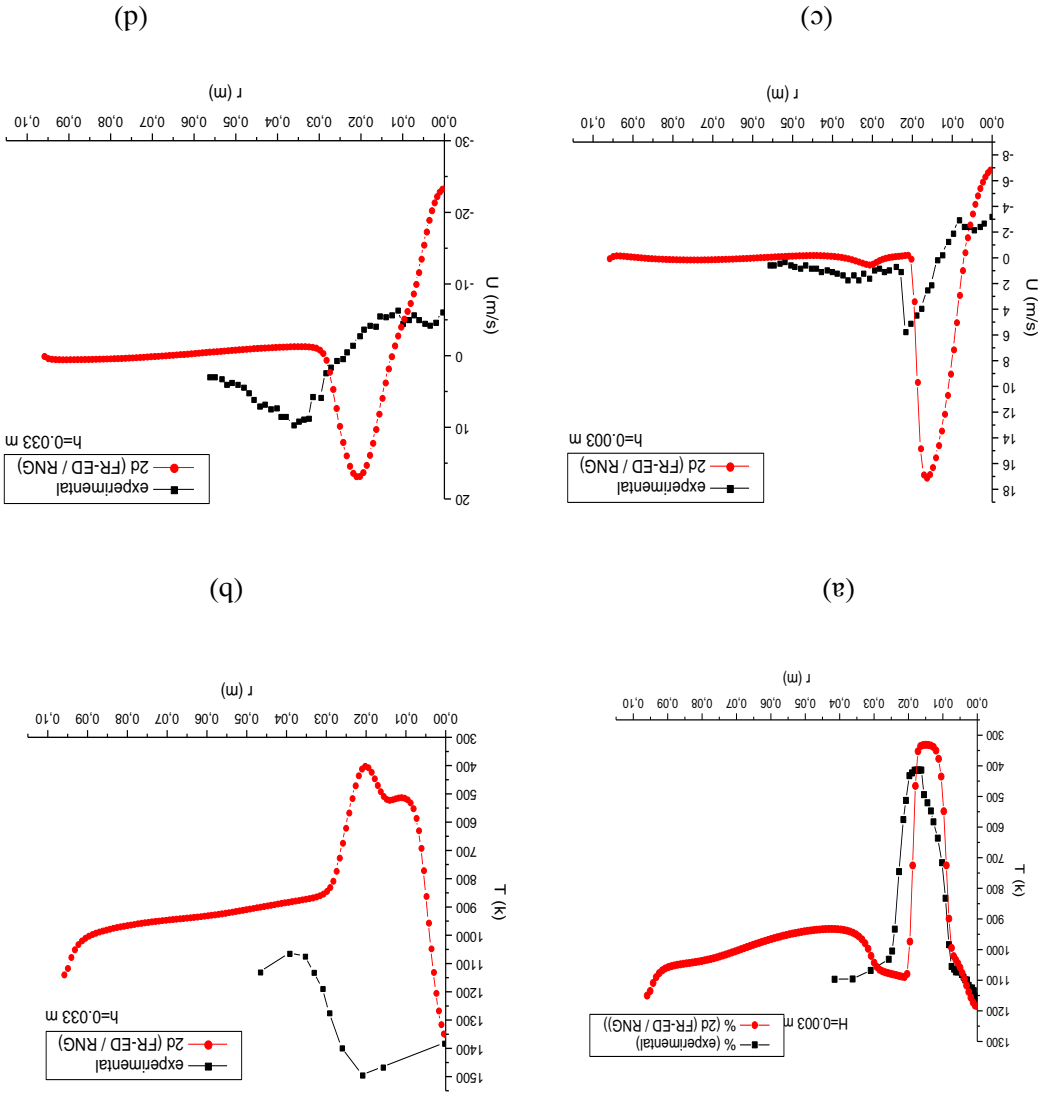


Figure V.07: Temperature and axial velocity profile in the methane flame (FR-ED / RNG).

II.1 Résultats et interprétation :

Dans cette deuxième partie (combustion), on a utilisé dans nos calculs le modèle de combustion FR-ED avec les 02 modèles de turbulence :

- standard k-ε
- RNG k-ε

Les figures V.06 et figure V.07 représente les variations de profils de températures et de

vitesse axiales dans une flamme du méthane CH_4 (en utilisant le modèle FRED / STANDARD et FR-ED/RNG).

➤ Pour $h = 3$ mm (près du brûleur) la température présente un maximum de 1950 K, cette valeur devienne minimale proche de la paroi.

Pour $r = 0$ la température atteint 1550 K.

$0 \leq r \leq 10$ mm on remarque une augmentation de température à une valeur de 1950 K.

$10 \leq r \leq 18$ mm chute importante (diminution) (de 1950 K à 350 K)

$18 \leq r \leq 25$ mm reprise d'augmentation pour atteindre environ de 1400 K

$25 \leq r \leq 96$ mm une stabilisation entre 1500 K et 1300 K.

Des figures : fig V.06, fig V.07, on a constaté que le profil de vitesse axiale calculée quand $h = 3$ mm comprend 03 parties distinctes :

- Une élévation de la valeur de la vitesse de l'entrée vers un maximum, valable dans les deux

modèles de turbulence.

- une rapide décroissance vers des valeurs négatives, représentatives de la zone de recirculation

(hotflow)

- puis le profil de vitesse devient constant vers la paroi quand $r \geq 0.02$ m

À cette distance de la sortie du brûleur $h = 3$ mm, le modèle standard k-ε parvient à prédire avec précision la température de la flamme.

On remarque aussi le développement des réactions de combustion clairement visible par l'augmentation de la température.

À $h = 33$ mm, une région de recirculation, caractérisée par une valeur de température quasi uniforme, se refroidit progressivement avec une augmentation du rayon r , est présente dans la

région entre les réactifs s'écoulant vers l'extérieur et les parois de la chambre. Le profil de température n'a pas pu être reproduit exactement par le modèle k-e standard.

D'un point de vue quantitatif, à partir de la comparaison de la vitesse axiale (figure V.06), les résultats numériques ne sont pas en accord avec les données expérimentales. Le code semble sous-estimer le taux de mélange des deux courants, ce qui donne lieu à un décalage entre valeurs numériques et par rapport aux mesures expérimentales. Ces différences sont probablement dues aux fortes fluctuations qui caractérisent l'écoulement turbulent non complètement développé du jet de combustible central, comme le montre la figure V.07.

Lorsque le RNG k-e est utilisé Les CTRZ sont clairement identifiés par la simulation. Par conséquent, le modèle de combustion utilisé affiche de meilleures performances.

La valeur de la vitesse axiale est négative (-4 m/s) aux zones de recirculations. Puis cette valeur augmente pour atteindre une valeur maximale aux zones de flamme (zone de réaction) 25 m/s pour $h=3\text{mm}$, et pour $h=3\text{mm}$ on a 16 m/s comme valeur maximale, ces valeurs deviennent minimales ou sont égales à zéro proche des parois.

On remarque que le résultat pour $h=3\text{mm}$ est plus précis par rapport au $h=3\text{mm}$, on a pas un grand décalage.

La comparaison est globalement satisfaisante pour les différentes positions entre les résultats numériques et les mesures expérimentales illustrés

CONCLUSION

Conclusion :

A travers ce mémoire, nous avons développées une simulation numérique d'une combustion de flamme turbulente (CH_4). Afin de modéliser le champ turbulent, l'étude numérique a utilisé deux modèles qui sont le k-epsilon (k-epsilon standard, le RNG k-epsilon, k-epsilon réalisable), le modèle (RSST).

D'autre part, Le modèle de combustion finite-rate (FR-ED) a été appliqué pour tenir compte des interactions chimiques de la flamme. Dans un but de valider les résultats obtenus par notre simulation nous avons pu comparer ces derniers à ceux obtenus par lors de l'expérimental.

Nous avons jugé utile d'améliorer notre étude par étendre notre calcul numérique en considérant le modèle RSST. Ce dernier découle d'une autre approche en comparant aux modèles K-e. (higher level turbulence closures).

En général, l'étude de validation montre qu'un bon accord est atteint. Une zone de recirculation centrale a été trouvée. Les profils de vitesse ont pu être reproduits.

Il a été conclu que l'utilisation d'une grille symétrique axiale 2D est une boîte à outils prometteuse pour la modélisation de la combustion turbulente et peut être utilisée pour prédire les conditions de fonctionnement de fours industriels complexes.

Les travaux futurs seront axés sur une modélisation plus détaillée de la réaction chimique dans le but de rendre un code CFD plus prédictif.

Références

[01] Ahmadv and, M., et al,

An Experimental Study and CFD Analysis Towards Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics of Decaying Swirl Pipe Flow Generated by Axial Vanes, *Meccanica*, 45 (2010), pp.111-129.

[02] Bali, T., Ayhan, T.,

Experimental Investigation of Propeller Type Swirl Generator for a Circular Pipe Flow, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 26 (1999), 1, pp. 13-22.

[03] Barrero Daniel, Modélisation des Phénomènes Turbulentes dans les Milieux Participantes, Rapport DEA-2IL, IRIT - UPS, France, Juin 1997.

[04] Benišek, M.H.,

Investigation of the Swirl Flow in Pipes, Ph. D. thesis, Faculty of Mechanical Engineering, University of Belgrade, Belgrade, Serbia, 1979

[05].D. Veynante and L. Vervisch. Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science*, 28(3) :193–266, 2002.].

[06] Derek Dunn Rankin

Lean Combustion: Technology and Control. 2008 by Elsevier.

[07] FERZIGER, J. H., AND PERI

C, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics.* Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.

[08] F. Cozzi, A. Coghe

Behavior of hydrogen-enriched non-premixed swirled natural gas flames. *International Journal of Hydrogen Energy* 31 (2006) 669 – 677 .

[09] Fluent 6.2 Users Guide. Fluent Inc., January 2005.

[10].F Bouras, simulation de combustion turbulente non –prémélangée par le model “LES” these de magistère, université de HL. Batna ,algérienne 2006

[11] G. Solero, F. Cozzi, A. Coghe, F. Crippa, A. Frassoldati, T. Faravelli, L. Vigevano.

Experimental and Numerical Analysis of Hydrogen Enriched Natural Gas Swirl Burner. *29th Meeting on Combustion. CIIRCO – Centro Interdipartimentale di Ricerche sulla Combustione* - Politecnico di Milano, Italy.

Références

[12] G ALPIN, J., NAUDIN, A., VERVISCH, L., ANGELBERGER, C., COLIN, O., AND DOMINGO, P.

Large-eddy simulation of a fuel-lean premixed turbulent swirl-burner. *Combust. Flame* 155, 1-2 (2008), 247–266.

[13] Jonathan LEMAY .MONTREAL , le 16 Septembre 2010 « étude numériques de conditions aux limites en situation de combustion turbulente non prémélangée ».

[14] Jakirli}, S., Hanjali}, K., Tropea, C.,

Modeling Rotating and Swirling Turbulent Flows: A Perpetual Challenge, *AIAA Journal*, 40 (2002), 10, pp. 1984-1996.

[15] Jos Stam, Eugene Fiume, Turbulent Wind Fields for Gaseous Phenomena, ACM Computer Graphics (SIGGRAPH'93), August 1993.

[16] Launder, B.N. and Spalding, D. B.

Lectures in Mathematical Models of Turbulence. Academic Press, London, England, 1972.

[17] Launder, B. E., and Spalding, D. B. (1974).

The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 3:269-289.

[18] M EIER, W., WEIGAND, P., DUAN, X., AND GIEZENDANNER-THOBEN, R. Detailed characterization

of the dynamics of thermoacoustic pulsations in a lean premixed swirl flame. *Combust. Flame* 150, 1-2 (2007), 2–26.

[19] N. Syred and J. M. Beer, Combustion on Swirling Flows, *Combust. Flame* 23 (1974) 143-181.

[20] Nejad, A. S., *et al.*,

Application of Laser Velocimetry for Characterization of Confined Swirling Flow, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 111 (1989), 1, pp. 36-45.

[21] PETERS, N.

Turbulent combustion. Cambridge University Press, 2001.

[22] R R.BORGHI & M. DESTERIAU

La combustion et les flammes, TECHNIP (1975).

[23] R.W. Schefer.

Références

Hydrogen enrichment for improved lean flame stability *International Journal of Hydrogen Energy* 28 (2003) 1131 – 1141.

[24] R.W. Schefer., D. M. Wicksall and A. K. Agrawal.

Combustion of hydrogen-enriched methane in a lean premixed swirl-stablized burner. *Proceedings of the Combustion Institute, Volume 29, 2002/pp. 843–851.*

[25] ROUX, S., LARTIGUE, G., POINSOT, T., MEIER, U., AND BÉRAT, C. Studies of mean and unsteady

flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and large eddy simulations.

Combust. Flame 141 (2005), 40–54.

[26] R. H. Chen and J. F. Driscoll, The role of the recirculation vortex in improving fuel-air mixing within swirling flames, *Proc. Combust. Institute* 22 (1988) 531-540.

[27] R.S. Barlow, A. Dreizler, J.H. Frank, J. Janicka, A. Kempf, R.P. Lindstedt, A.R. Masri, J.C. Oefelein, S.B. Pope.Ninth International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Nonpremixed Flames. 31 July – 2 August 2008 Montreal, Canada.

[28] R.S. Rogallo and P.Moin., Numerical Simulation of Turbulent Flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1984.

[29] Stephen B. Pope. *Turbulent Flows.* Cambridge University Press, Oct. 2000.

[30] *Computed Fluid Dynamics Journal*, IEEE Press, January-December 1994, January April, 1995.