

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Saad Dahleb de Blida
Département d'Aéronautique **JAB**



Projet de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en Aéronautique
Option/ Propulsion

THEME :

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

Dirigés par :

Mr Ghiti Nadjib / Mr Semmar Djaffar

Présentée par :

Melle Belkhef Fatima Zohra

Promotion 2007-2008

Dédicace

Je dédie ce travail à

Mes très chers parents pour leur sincère amour

Leur générosité, leurs sacrifices

A mes sœurs, a mes frères SAIDA, RIMA, SAAD EDDINE, NOUR EDDINE et ISHAK.

Ainsi qu'a toutes ma famille, à la famille BELKHELFA et KRKA

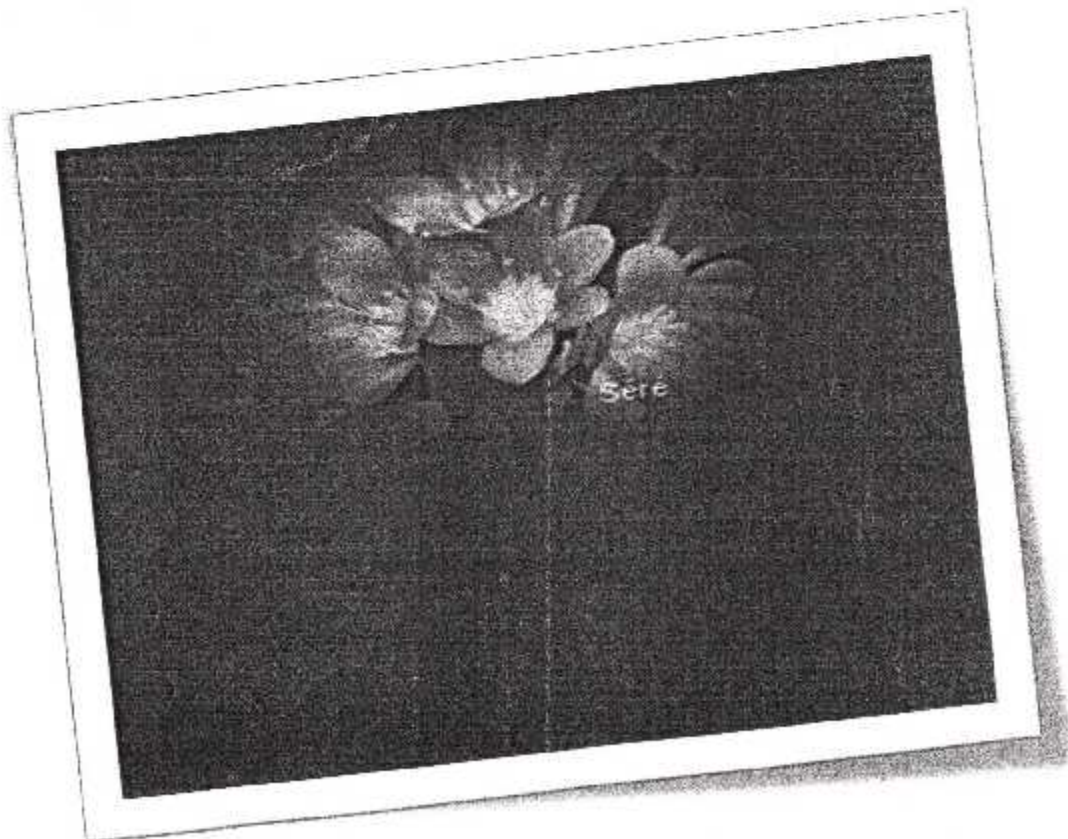
A mes oncles

A mes amis

A mes collègues de l'IAB

Au gens qui m'aiment...

A tous encore un grand merci...



Remerciement

Je tiens à remercier le bon « *DICU ALLAH* » le tout puissant de nous
avoir attribué la faveur de réussir nos études.

Je voudrais d'abord remercier les personnes qui de près ou de loin ont
contribué à ce modeste travail.

Mes premiers remerciements s'adressent à Monsieur Ghiti Nadjib et Monsieur Semmar
Djaafar, Dirigeants de cette mémoire, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et ainsi
m'avoir permis de réaliser une thèse dans d'excellentes conditions de travail.

Je remercie les membres de jurys d'être présents aujourd'hui.

Un grand merci aux travailleurs de la SONATRACH Hassi- Messaoud. Ton aide et tes
compétences m'ont énormément appris.

Je tiens également à remercier les membres de l'IAB pour m'avoir très bien accueilli et intégré
dans leur équipe lors de mon étude de DEUA puis ensuite de l'ingénierat.

Je remercie également les membres de laboratoire Gazo- dynamique du Bab Fizzouar qui ont
été fortement sollicités et sans qui ce PFE n'aurait pu être accompli.

Merci à tous mes compagnons de mémoire. Je n'oublierai pas l'ambiance unique de Cité 4....

Enfin, mes remerciements vont à toutes les personnes présentes le mercredi 02 juillet 2008 et
en particulier à ma famille qui m'a soutenue durant ces années d'études.

MERCI

INTRODUCTION:



Les turbines à gaz terrestre sont actuellement en plein développement dans la production d'énergie thermique et électrique. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cet engouement. En premier, les turbines à gaz permettent une production locale d'électricité ou décentralisation de l'énergie électrique. La production d'énergie au niveau du consommateur supprime les pertes par transport sur les réseaux et permet une flexibilité dans son utilisation interne ou externe. Il en découle un intérêt évident en terme écologique et économique. Les turbines à gaz sont une solution au besoin de diversification des ressources de production énergétique ou diminue la part du nucléaire dans le cas français.

Les turbines à gaz peuvent être utilisées en cogénération. Cette technique consiste à produire simultanément d'énergie électrique et thermique. La cogénération valorise les évacuations de chaleur perdue dans les centrales thermiques classiques. Le rendement globalement (électrique et thermique) de ces installations est plus élevé que la production séparée d'électricité et de chaleur. Jusqu'à présent les turbines à gaz de cogénération sont utilisées majoritairement sur les grosses installations, alors que les moteurs sont utilisés pour les petites puissances. L'enjeu actuel consiste à étendre le domaine d'application des turbines à gaz vers les petites puissances, car celles-ci, présente un avantage technique dans la maintenance et la durée de vie.

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

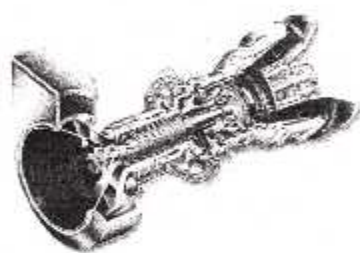
Ce rapport permet d'étudier la combustion dans un environnement simulant le fonctionnement d'une turbine à gaz à échelle réel. Le deuxième objectif est l'étude paramétrique des émissions polluantes et des instabilités de la flamme. La connaissance des effets de ces paramètres est importante pour la conception de la chambre de combustion gaz naturel/air de turbine à gaz bas-NOX.

Le premier chapitre de ce rapport. Le contexte général sur les turbines à gaz. Le deuxième chapitre décrit les écoulements et les différents modèles de fermeture de la

turbulence. Nous présentons dans le troisième chapitre, les problèmes d'instabilités liés à ce type de combustion. La problématique posée par le dimensionnement des chambres de combustion est également abordée dans ce chapitre. Le quatrième chapitre rassemble le descriptif de la méthode des volumes finis, la discrétisation des équations de base.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude de la configuration géométrique dans laquelle nous avons réalisé les calculs en fonction de la richesse de combustion. Tous les autres paramètres sont alors fixés. L'influence de ce paramètre est présentée lors de ce dernier chapitre. Il s'agit du débit d'air. La modification de ce paramètre permet de déterminer les conditions de combustion optimales en termes de pollution, stabilité et plages de fonctionnements.

A la fin, au dernier chapitre on a fait une interprétation des résultats obtenus lors du calcul, ensuite la conclusion.



Chapitre I

I-1- Introduction :

Les turbines à gaz font partie de la catégorie des TURBOMACHINES définies par Rateau comme étant des appareils dans lesquels a lieu un échange d'énergie entre un rotor tournant autour d'un axe à vitesse constante et un fluide en écoulement permanent.

Selon le type d'énergie délivrée, les turbines à gaz se répartissent en deux classes : d'une part, les turbomoteurs fournissant de l'énergie mécanique disponible sur un arbre et, d'autre part, les turbo-réacteurs fournissant de l'énergie cinétique utilisable pour la propulsion.

I-2- Historique :

La turbine à gaz et la turbine à vapeur ne doit pas être considérée comme une invention récente de la technique puisque la première idée date de Léonard de Vinci ; le premier brevet d'invention fut déposé en 1791 et la première turbine à gaz capable de produire de l'énergie mécanique fut réalisée en 1903.

I-3- Définition et Principe de fonctionnement :

La turbine à gaz est un moteur constitué de trois éléments principaux :

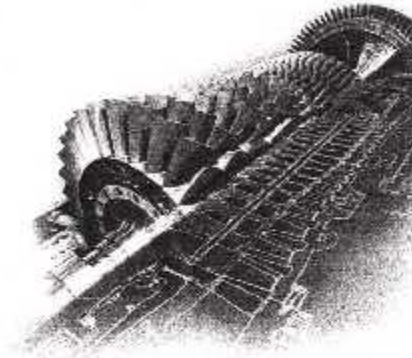
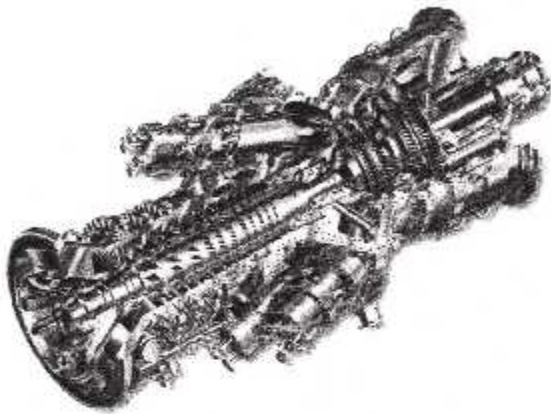
- ❖ Un compresseur d'air ;
- ❖ Une chambre de combustion dans laquelle est introduit un combustible liquide ou gazeux qui, en brûlant, consomme partiellement l'air amené par le compresseur et élève la température de ce mélange air-gaz de combustion, ce qui augmente en même temps son volume.
- ❖ Une turbine, dans laquelle le mélange air-gaz sortant de la chambre de combustion à la pression obtenue après compression se détend dans plusieurs étages pour produire de l'énergie mécanique. Cette énergie sert à entraîner le compresseur d'air et à fournir à l'arbre une puissance utilisable, recueillie par exemple par un alternateur.

I-4- Différents types de turbines :

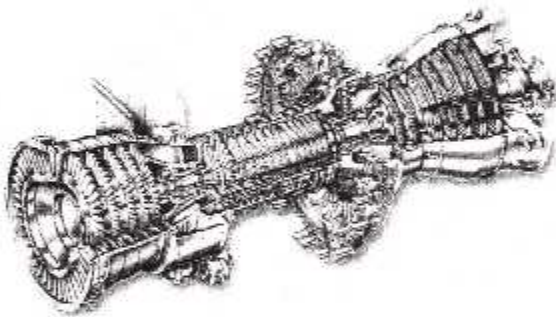
Les turbines à gaz sont classées en deux principales catégories :

- ✓ *Turbines à gaz dérivées de l'aviation (aérodérivatives)*
- ✓ *Turbines à gaz industrielles*

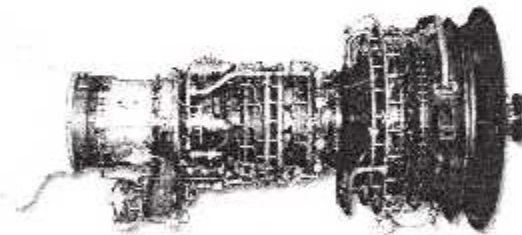
On s'intéressera dans ce document au second type de turbine à gaz, largement utilisé par la SONATRACH et la SONEGAS, dans les stations de pompage, stations de compression et pour produire de l'électricité.



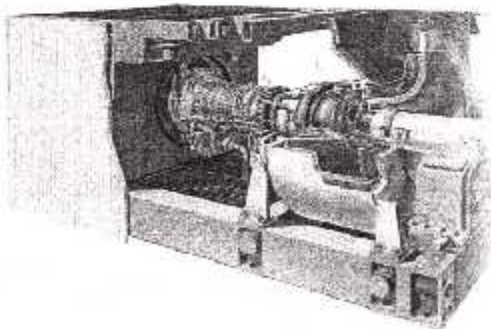
Turbine à gaz GE :(MS5002E Gas Turbine)



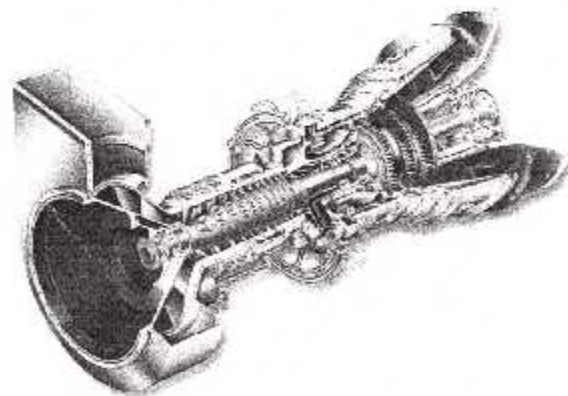
Turbine aérodérivative GE :(LM6000 Gas Turbine)



PGT16 Gas Turbine



PGT25 Gas Turbine



GE5-2 Gas Turbine

Figure (1-1) : Quelques turbines à gaz les plus couramment utilisées

1-5- Principales utilisations :

Les turbine à gaz industrielles sont utilisées généralement pour :

↓ Production d'électricité :

Cette application est extrêmement courante : l'arbre de la turbine entraîne un réducteur dont l'arbre petite vitesse entraîne un alternateur. Le système mécanique est simple et peut être comparé à un groupe turboalternateur à vapeur. Produire uniquement de l'électricité avec une turbine à gaz n'est intéressant que pour des conditions d'exploitation imposant ce système. Dans les applications modernes, on combine souvent une turbine à vapeur avec une turbine à gaz pour en profiter de l'énergie des gaz chauds à l'échappement.

↓ Production combinée chaleur-force :

Ce type d'application est le plus courant car il permet :

- D'économiser l'énergie fossile, gazeuse ou liquide ;
- D'économiser sur les dépenses d'énergies.

↓ Pompage et compression :

Dans tous les types d'application étudiés, il est tout à fait possible de remplacer l'alternateur entraîné par une pompe ou par un compresseur. Le choix entre une turbine à un ou à deux arbres dépend du type de machine accouplé à la turbine et du mode d'exploitation envisagé.

Un cycle combiné chaleur-force est encore réalisable.

1-6- Différentes architectures :

Plusieurs architectures de turbomoteurs sont utilisées à savoir :

1- 6-1- Turbine liée :

Elle ne comporte, outre la chambre de combustion, qu'un seul ensemble tournant, arbre sur lequel sont montés le compresseur et la turbine de détente (le tout compose ce qu'on appelle générateur de gaz). La chambre de combustion peut être soit intégrée à la machine, soit séparée ; dans ce dernier cas, elle est reliée au compresseur et la turbine par des collecteurs. Cette disposition n'est rencontrée, en pratique, que dans les installations non aéronautiques où les problèmes de masse et d'encombrement sont en général beaucoup moins critiques.

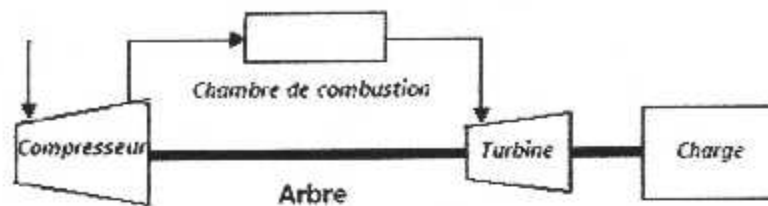


Figure (1-2) : Turbine liée

I- 6-2- Turbine libre :

Elle est constituée d'un générateur de gaz bien distinct du récepteur de puissance. Le générateur de gaz peut être *mono corps*, c.-à-d. qu'il ne comporte, outre la chambre de combustion, qu'un seul rotor commun au compresseur et à la turbine ; ce dernier organe porte alors le nom de « turbine générateur ». Pour les machines plus sophistiquées, généralement de plus forte puissance, le générateur de gaz peut être *double corps*, c.-à-d. constitué de deux ensembles tournants, avec des vitesses de rotation distinctes : un corps basse pression et un corps haute pression. Ce dispositif, où les deux compresseurs fonctionnent en série, facilite la conduite de la machine lors des régimes transitoires rapides lorsque les taux de compression globaux sont élevés ; on évite ainsi de rencontrer le phénomène de pompage. Le récepteur comprend l'organe de détente, appelé turbine de puissance, monté sur un arbre indépendant de celui du générateur de gaz et pourvu ou non d'un réducteur de vitesses. La prise de mouvement peut être avant ou arrière et l'arbre de puissance concentrique ou non à celui du générateur de gaz.

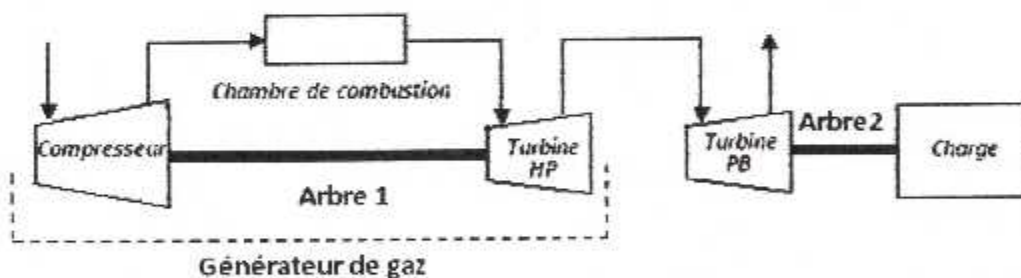


Figure (1-3) : Mono corps, prise direct de mouvement direct arrière.

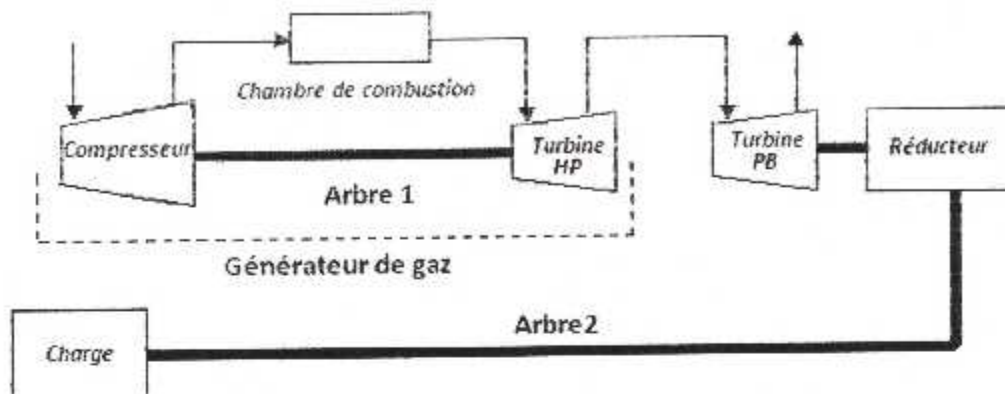


Figure (1- 4) : Mono corps, prise avant et arbres concentriques.

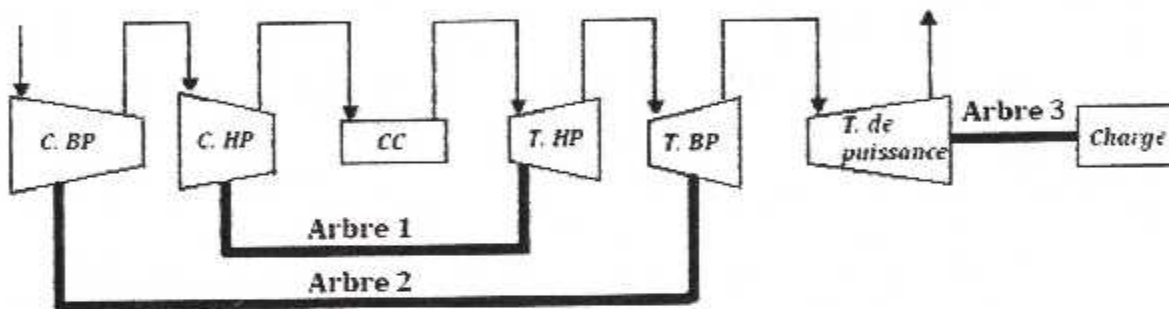


Figure (1- 5) : Double corps, prise direct arrière, et arbres concentriques

1- 6-3- Turbines à échangeur de chaleur :

Ces machines sont caractérisées par l'emploi d'un échangeur thermique qui récupère une partie de la chaleur perdue dans les gaz d'échappement de la turbine pour la transférer au fluide actif après la compression ; de ce fait, pour une même température à l'entrée de la turbine, l'apport de chaleur dû à la combustion est diminué, ce qui améliore le rendement thermique du moteur. Des gains de 20 à 30% sont ainsi possibles mais au prix d'une sensible complication de la machine. Bien qu'en principe la récupération puisse s'appliquer aussi bien aux turbines liées qu'aux turbines libres, c'est le plus souvent sur ces dernières qu'elle est utilisée.

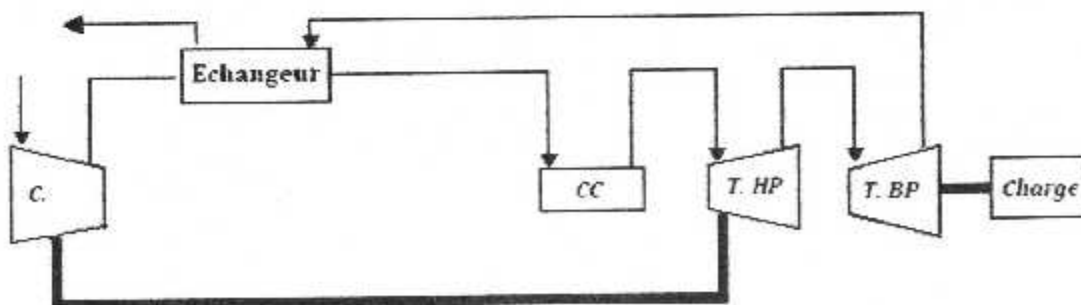


Figure (1- 6) : Turbine à échangeur de chaleur.

I- 6-4- Compression refroidie et détente réchauffée :

La compression refroidie permet d'augmenter la puissance spécifique et le rendement thermique du moteur. On réalise, par le biais d'un échangeur thermique, un refroidissement du fluide actif entre deux éléments du compresseur.

La détente réchauffée, permet aussi l'augmentation de la puissance spécifique et du rendement du moteur. Grâce au large excès d'air que laisse la combustion principale, il est possible de brûler dans une deuxième chambre de combustion une nouvelle quantité de carburant et de remonter ainsi le niveau de température du fluide actif avant de terminer sa détente. On peut aussi, notamment dans le cas de machines à cycles fermés, répéter l'opération par un deuxième apport de chaleur au fluide actif et utiliser, pour l'ensemble du réchauffage, des échangeurs thermiques situés entre deux détentes partielles.

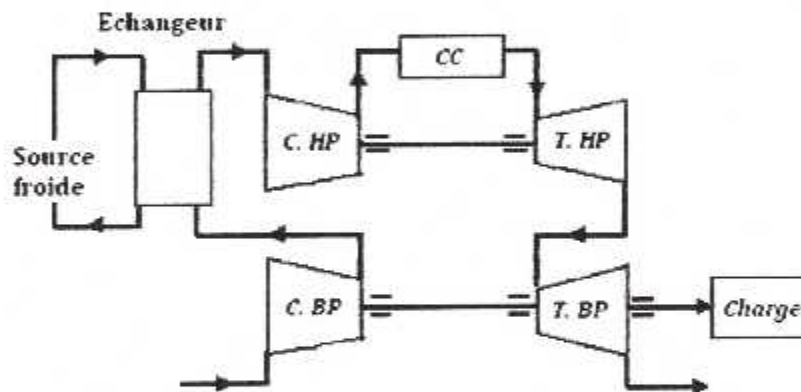


Figure (2- 7) : Compression refroidie.

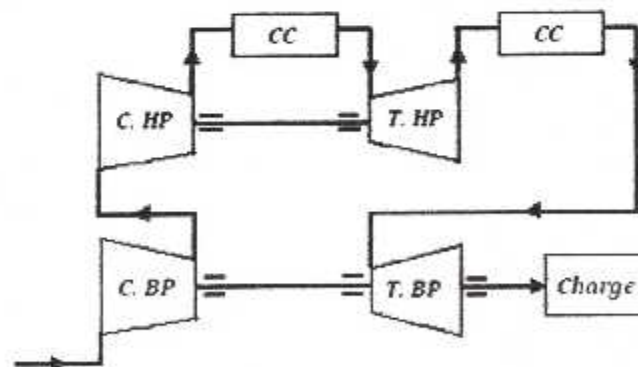


Figure (1- 8) : Détente réchauffée.

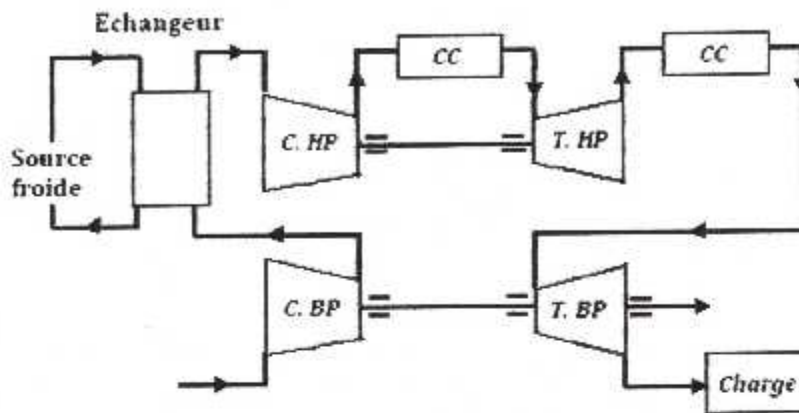


Figure (1- 9) : Compression refroidie et détente réchauffée.

I- 6-5- Cycle fermé :

Dans les installations à cycles fermés, le même fluide qui parcourt indéfiniment les différents organes de la machine. La chambre de combustion est alors remplacée par un échangeur thermique qui transfère la chaleur d'une source chaude au fluide actif. Il devient indispensable de refroidir le fluide, dans un autre échangeur (radiateur ou pré réfrigérant), qui joue le rôle de source froide, avant son retour à l'entrée du compresseur. Les dispositifs d'amélioration des cycles ouverts sont aussi applicables aux turbines à cycles fermés : récupérateur à la sortie turbine, compression refroidie et détente réchauffée.

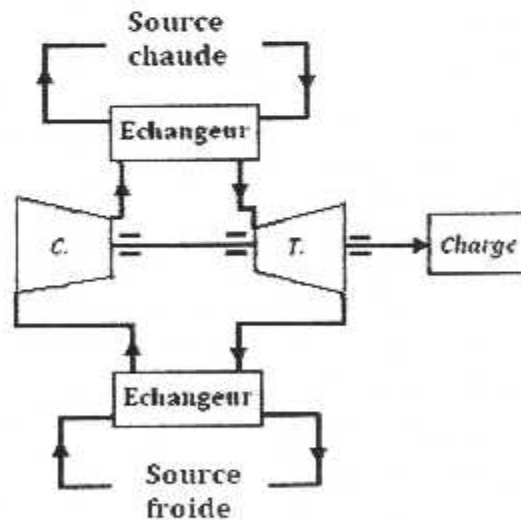


Figure (1- 10) : Cycle fermé

I-7 - Éléments de Thermodynamique :

Du point de vue thermodynamique, la turbine à gaz est une machine cyclique qui sert à transformer l'énergie calorifique des gaz de combustion en énergie cinétique et par suite en énergie

mécanique servant à entraîner une machine réceptrice. La variation des paramètres thermodynamiques (pression, température) à travers les différents organes de la machine sont illustrés à la figure suivante :

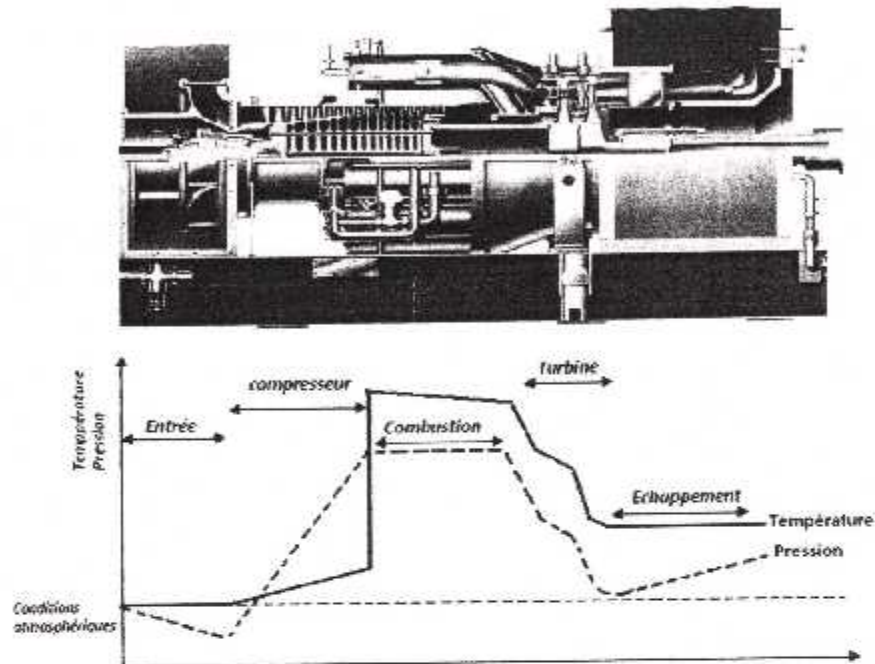


Figure (1-11) : Variation de la pression et de la température le long de la machine.

On distingue les cycles suivants :

- Cycle ouvert (idéal et réel)
- Cycle fermé (idéal et réel)
- Cycle avec régénération (à échangeur)
- Cycle avec compression refroidie et détente réchauffée (étagé)

1- 7-1- Cycle ouvert idéal :

- ✚ Le fluide change de nature au cours de son évolution ; air de 1 à 2, il devient gaz de combustion 2 à 4. Composé d'azote et d'oxygène en 1, il contient N_2 , CO_2 , O_2 après combustion. Le gaz contient encore de l'oxygène, car la combustion se fait toujours avec un gros excès d'air $e \geq 4$;
- ✚ La masse m_a d'air se transforme en $m_a \cdot (1 + m_c/m_a)$ de gaz dans la chambre de combustion.
- ✚ En 4 le gaz est évacué à l'atmosphère et une nouvelle masse m_a d'air entre dans le compresseur.
- ✚ A l'entrée et à la sortie de chacun des appareils qui constituent l'ensemble, les vitesses peuvent être différentes ; dans ce cas le fluide subit une variation d'énergie cinétique. Nous constatons donc qu'il est impossible de parler du cycle parcouru par la masse d'un fluide bien défini. Mais :

- ✚ Au point de vue thermodynamique le gaz de combustion est très voisin de l'air, l'un et l'autre contiennent surtout de l'azote.
- ✚ La fraction de combustible ajoutée à l'air est faible ; nous pouvons la négliger et raisonner ainsi sur la masse d'air m_a .
- ✚ L'air quitte la turbine en 4 à la pression atmosphérique et à une température encore élevée.

Nous allons imaginer qu'il subit une transformation isobare 4-1 qui le ramène à l'entrée du compresseur à la température T_1 de l'air extérieur ; il fournit donc de la chaleur au milieu extérieur.

Le tracé du cycle sur le diagramme entropique T-S est immédiat. Nous y reconnaissons :

- ✓ Une compression isentropique de 1 à 2 ;
- ✓ Un apport de chaleur isobare de 2 à 3 ;
- ✓ Une détente isentropique de 3 à 4 (jusqu'à la pression atmosphérique)
- ✓ La transformation isobare de 4 à 1 qui ramène l'air à l'état initial.

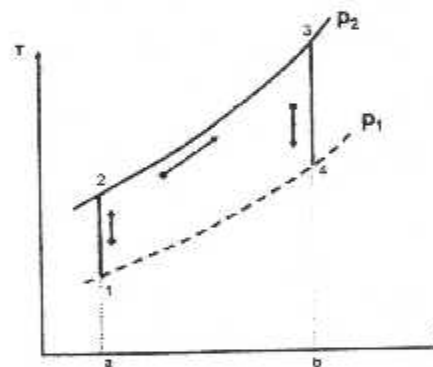


Figure (1- 12) : Cycle idéal

Une partie de la détente (de 3 à 3') libère la puissance nécessaire à la compression ; l'équilibre des puissances du compresseur et de la turbine générateur se traduit, en négligeant le débit de carburant, par :

$$H_3 - H_{3'} = H_2 - H_1 \quad (1 - 1)$$

Ou bien :

$$H_3 - H_2 = H_{3'} - H_1 \quad (1 - 2)$$

La puissance fournie par la turbomachine est la différence entre la puissance totale mise en jeu dans la détente de 3 à 4, et la puissance nécessaire à l'entraînement du compresseur de 3 à 3' :

$$\frac{W}{q_m} = (H_3 - H_4) - (H_3 - H_{3'}) = (H_{3'} - H_4) \quad (1-3)$$

Le rendement thermique a pour définition :

$$\eta_{th} = \frac{\text{Puissance fournie par la machine}}{\text{Puissance apportée à la machine}} \quad (1-4)$$

$$\eta_{th} = \frac{\text{aire (1-2-3-4-1)}}{\text{aire(a-2-3-b-a)}} \quad (1-5)$$

$$\eta_{th} = \frac{W_{turbine} - W_{compresseur}}{\text{chaleur fournie au fluide moteur}} = \frac{(H_3 - H_4) - (H_2 - H_1)}{(H_3 - H_2)} = 1 - \frac{H_4 - H_1}{H_3 - H_2} \quad (1-6)$$

Si on considère que le fluide moteur est un gaz parfait, on aura :

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{(P_2/P_1)^{\gamma/(\gamma-1)}} \quad (1-7)$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{C_p (T_4 - T_1)}{C_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1 (T_4/T_1 - 1)}{T_2 (T_3/T_2 - 1)} \quad (1-8)$$

Nous notons cependant que : $\frac{P_3}{P_4} = \frac{P_2}{P_1}$

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} = \frac{P_3}{P_4} = \left(\frac{T_3}{T_4}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1-9)$$

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{T_2}{T_1} \quad \therefore \quad \frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1} \quad \text{et} \quad \frac{T_3}{T_2} - 1 = \frac{T_4}{T_1} - 1 \quad (1-10)$$

1- 7-2- Cycle ouvert réel :

Le cycle réel ouvert comporte :

- ✚ Une compression adiabatique avec augmentation d'entropie de 1 à 2 ;
- ✚ Un apport de chaleur avec une chute de pression due à la perte de charge du foyer de 2' à 3' ;
- ✚ Une détente adiabatique jusqu'à la pression atmosphérique, avec augmentation d'entropie de 3' à 4'.

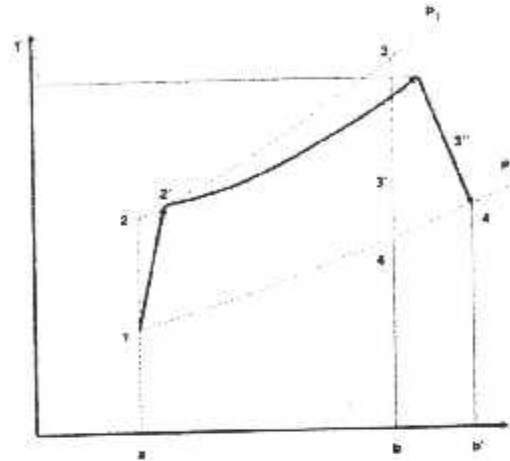


Figure (1-13) : Cycle réel

1- 7-3- Cycle fermé idéal :

Ce cycle est identique au cycle ouvert idéal sauf que la pression $P_1 = P_4$ peut différer de la pression atmosphérique. Les relations précédentes du cycle ouvert idéal s'appliquent également au cycle fermé idéal.

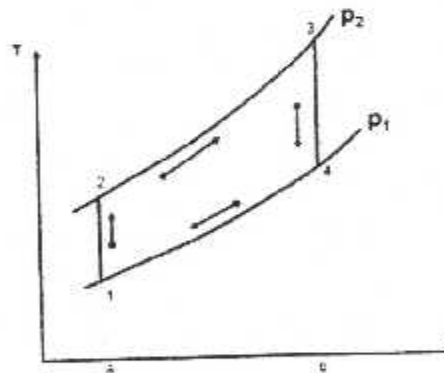


Figure (1-14) : Cycle fermé idéal

1- 7-4- Cycle fermé réel :

Il est identique au cycle ouvert réel sauf que la cession d'énergie calorifique s'accompagne d'une perte de charge, ramenant le fluide aux conditions du plan 1 : de 4' à 1.

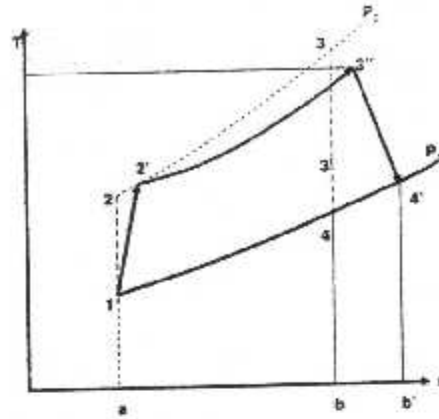


Figure (1- 15) : Cycle fermé réel

1- 7-5- Cycle avec régénération :

Le rendement du cycle turbine à gaz peut être amélioré par l'addition d'un générateur (échangeur de chaleur). La figure ci-dessous représente le cycle élémentaire ouvert muni d'un régénérateur, le cycle théorique correspondant est illustré dans le diagramme (1- s). Notons que, dans le cycle 1-2-x-3-y-1, la température des gaz d'échappement sortant de la turbine à l'état 4 est plus élevée que la température des gaz sortant du compresseur. Par conséquent, de la chaleur peut être cédée par les gaz d'échappement aux gaz à haute pression sortant du compresseur. Si cela se fait dans un échangeur de chaleur à contre courant, que l'on appelle régénérateur, la température T_x des gaz à haute pression sortant du régénérateur peut, dans le cas idéal, attendre une valeur égale à T_4 , soit la température des gaz sortant de la turbine. Dans ce cas là, la température des gaz sortant du compresseur T_2 est égale à la température T_y des gaz d'échappement.

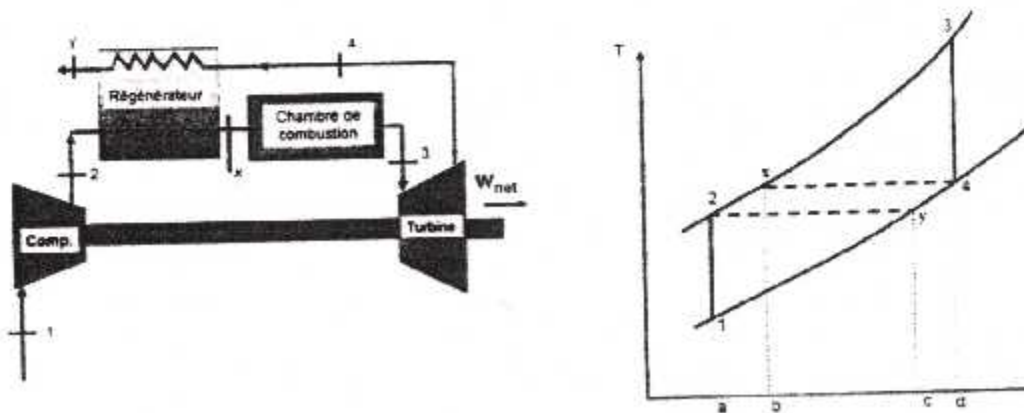


Figure (1- 16) : cycle de régénération.

Le rendement du cycle à régénération est déterminé comme suit, à l'aide des états de la figure ci-dessus.

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{q_H} = \frac{W_{turbine} - W_{compresseur}}{q_H} \quad (1-11)$$

$$q_H = Cp (T_3 - T_r) \quad (1-12)$$

$$W_{turbine} = Cp (T_3 - T_4) \quad (1-13)$$

Mais pour un régénérateur idéal, $T_4 = T_r$ de sorte que $q_H = W_{turb}$, par conséquent,

$$\eta_{th} = 1 - \frac{W_{comp}}{W_{turb}} = 1 - \frac{Cp (T_2 - T_1)}{Cp (T_3 - T_4)} = 1 - \frac{T_1(T_2/T_1 - 1)}{T_3(1 - T_4/T_3)} = 1 - \frac{T_1 \left[(P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right]}{T_3 \left[1 - (P_1/P_2)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]}$$

$$\eta_{th} = 1 - \frac{T_1}{T_3} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (1-14)$$

1-7-6- Cycle étage :

Toujours dans le but d'améliorer le rendement du cycle de la turbine à gaz élémentaire, on utilise une compression étagée avec un refroidissement entre les étages, une détente étagée avec une resurchauffe entre les étages et un régénérateur. La figure qui suit représente un cycle muni de deux étages de compression et de deux étages de détente. Le cycle théorique est illustré dans le diagramme (1-s) correspondant. On peut déterminer que, pour ce cycle, le rendement maximal est atteint si des rapports de pression égaux sont maintenus de part et d'autre des deux compresseurs et des deux turbines. Dans ce cycle idéal, on suppose que la température T_3 de l'air à la sortie du refroidisseur intermédiaire est égale à la température T_1 à l'entrée du premier étage de compression ; on suppose aussi que la température T_6 après la resurchauffe est égale à la température T_5 à l'entrée de la première turbine. On suppose enfin que la température T_5 de l'air à haute pression sortant du régénérateur est égale à la température T_0 de l'air à basse pression à la sortie de la turbine.

La combustion se réalise dans une ou plusieurs chambres de combustion. Le carburant finement pulvérisé par des injecteurs qui pénètrent dans la partie amont de la chambre, puis vaporisé, s'y mélange avec l'air provenant du compresseur.

Pour une meilleure résistance thermique et mécanique on a intérêt à refroidir les gaz de combustion pour abaisser leur température à des valeurs admissibles, c'est pour cette raison qu'on admet une très grande quantité d'air d'environ 55 à 65 fois plus que celle du combustible. Cette proportion rend le mélange pauvre pour la combustion, il serait donc nécessaire de ne faire introduire dans la chambre qu'une faible quantité de l'air totale appelée air primaire qui participe directement à la combustion. L'autre quantité de l'ordre de 60 à 70% de l'air venant du compresseur passe autour de la chemise, elle est appelée air de dilution, composée de l'air secondaire et tertiaire qui servent à refroidir les gaz de combustion et ceci en perçant un grand nombre de trous sur la périphérie de la chemise. Plusieurs configurations sont utilisées pour satisfaire les différentes exigences de la chambre de combustion, certains utilisent l'injection à contre courant, pour réduire la longueur de la chambre et pour augmenter le rendement de la combustion en réduisant la vitesse de l'injection et en assurant une meilleure pulvérisation par suite des chocs sur les molécules.

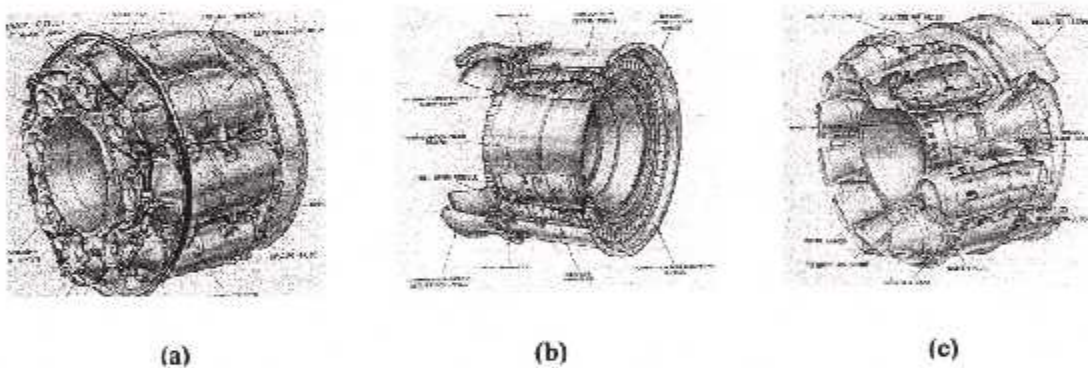


Figure (1-18) : Différentes types de chambre de combustion.

a- Tubulaire, b- annulaire, c- mixte

1-8- 2-1- Rendement de combustion :

Dans la chambre de combustion est introduit le débit de carburant q_c ; mais la combustion n'étant pas parfaite, il subsiste des imbrûlés dans les gaz d'échappement et seul le débit de carburant brûlé q_{cb} apporte de l'énergie au fluide actif. L'efficacité ou rendement de combustion est donc :

$$\eta_{comb} = \frac{q_{cb}}{q_c} \quad (1-18)$$

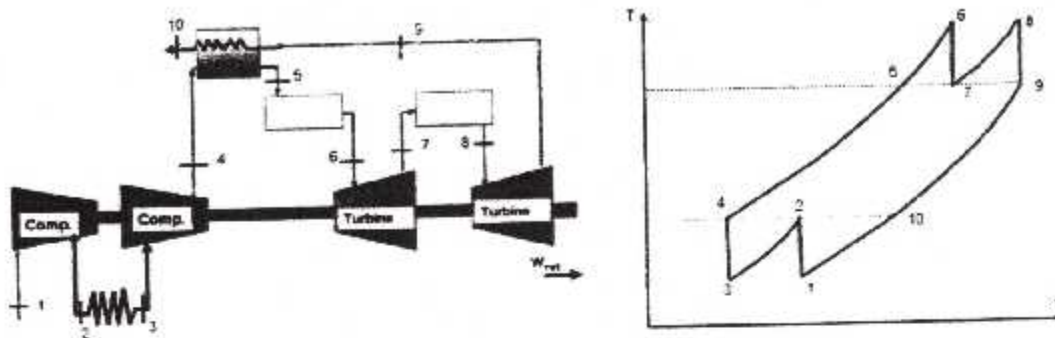


Figure (1- 17) : Cycle étagé.

I-8- Etudes des organes :

I- 8-1- Compresseur :

✚ La puissance théorique consommée par le compresseur est donnée par :

$$P_{cth} = q_m \cdot Cp (T_2 - T_1) \tag{1 - 15}$$

En supposant bien sûr que l'air est un gaz parfait.

✚ La puissance réelle de compression est donnée par la relation

$$P_{cr} = q_m \cdot Cp (T_{2'} - T_1) \tag{1 - 16}$$

✚ Le rendement isentropique de la compression est défini par :

$$\eta_{isc} = \frac{P_{cth}}{P_{cr}} = \frac{T_2 - T_1}{T_{2'} - T_1} \tag{1 - 17}$$

I- 8-2- Chambre de combustion :

La combustion est un phénomène extrêmement complexe et il n'y a pas de théorie satisfaisante pour l'expliquer. Aussi, l'empirisme a une part prépondérante dans la mise au point d'une chambre de combustion. D'une façon générale, la conception d'une chambre de combustion doit satisfaire les exigences suivantes :

- Assurer une combustion la plus complète.
- Eviter la présence des points chauds et obtenir une distribution uniforme de la température à la sortie de la chambre.
- Réduire les pertes de charge.
- Stabiliser la flamme.

La valeur de ce rendement est généralement comprise dans l'intervalle [0.97 + 0.99].

C e rendement sert à déterminer la richesse à du mélange air-carburant.

$$\alpha = \alpha_{id} \cdot \frac{Q_i}{Q_{ir}} \cdot \frac{1}{\eta_{comb}} \tag{1-19}$$

Q_i : pouvoir calorifique inférieur

α_{id} : richesse idéal du mélange gazeux

Q_{ir} : pouvoir calorifique inférieur réel du carburant utilisé.

I-8- 2-2- Différents types de chambres de combustion :

Les chambres les plus utilisées sont :

✚ Chambre annulaire à flux direct

Le fluide se dirige axialement du compresseur vers la turbine. Ce type de chambre est particulièrement bien adapté aux turbomoteurs possédant le compresseur axial.

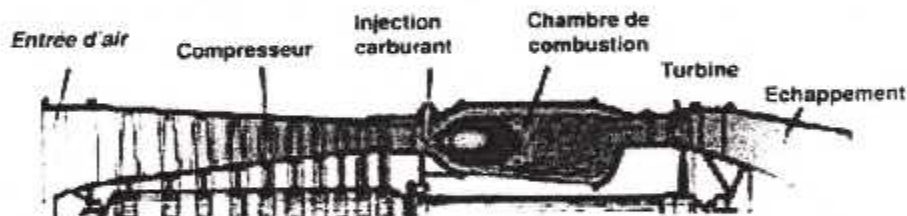


Figure (1-19) : Chambre annulaire à flux direct.

✚ Chambre annulaire à flux inversé

Ces chambres s'adaptent bien au cas où le dernier étage de compression est centrifuge. L'écoulement au travers de ce type de chambre subit l'effet de deux coudes à 180°, mais une telle géométrie diminue notablement la longueur de la machine.

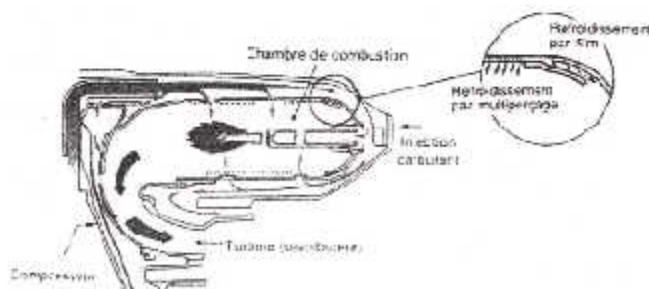


Figure (1-20) : Chambre annulaire à flux inversé

✦ Chambre à pots séparés

Elles comportent plusieurs foyers de combustion raccordés à une volute de captation des gaz brûlés qui alimente le distributeur de turbine. L'écoulement dans ce type de chambre est inversé. Par le bras de la volute, cette configuration s'harmonise particulièrement bien avec les turbines radiales.

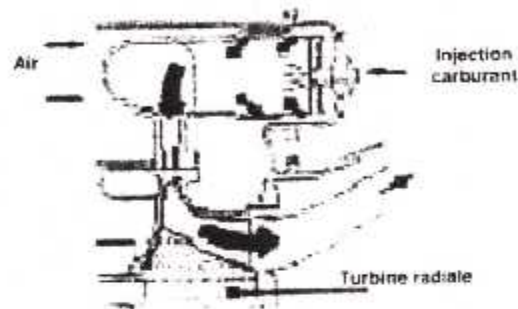


Figure (1- 21) : Chambre à pot séparé

✦ Chambre annulaire à injection centrifuge

Les chambres annulaires à injection centrifuge sont en fait tributaires des particularités de cette injection de carburant qui leur confère une géométrie à mi-chemin entre les deux types précédents. Cette configuration est très bien adaptée aux compresseurs centrifuges.

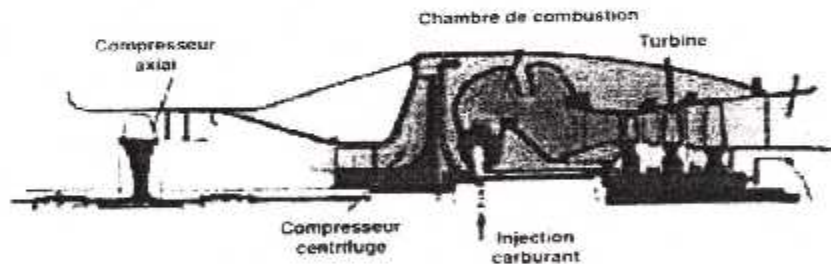


Figure (1- 22) : Chambre annulaire à injection centrifuge

✦ Chambres à pot unique

Les chambres à pot unique, permettent d'avoir un foyer extérieur à la turbine à gaz, donc de maintenance plus facile et aisément adaptable à une diversité de carburants.

1- 8-3- Technologie des chambres de combustion :

Le volume d'une chambre de combustion est divisé en deux zones :

- **la zone primaire**, siège de la combustion proprement dite, est une zone où la température des gaz est très élevée (2000 à 2200 K), dans des conditions proches de la stoechiométrie.

- **La zone secondaire**, appelée aussi **zone de dilution**, est celle dans laquelle les gaz très chauds de la zone primaire sont dilués avec l'air sortant du compresseur, qui a préalablement refroidi les parois de la chambre.

Refroidissement par multi perçage

Il qui consiste à percer les zones chaudes des parois par un grand nombre de trous, inclinés pour augmenter leur efficacité, et de très petit diamètres (0,3- 0,4 mm) ; ces trous sont traversés par l'air du compresseur qui participe aussi à la dilution des gaz chauds dans la zone secondaires.

1- 8-4- Injection de carburant :

Plusieurs systèmes d'injection de carburant sont rencontrés sur les turbomoteurs.

↳ ***L'injection centrifuge***

Le carburant liquide est mis en pression par les forces centrifuges dans une roue d'injection tournant à la vitesse du générateur de gaz ; le carburant se trouve ainsi projeté radialement dans la chambre. Ce type d'injection a l'avantage de s'accommoder d'une pompe à carburant basse pression (5 à 6 bar) et être très tolérant vis-à-vis des différents types de carburants.

↳ ***Les injecteurs fixes***

Ils peuvent être de deux types :

- Mécanique (pulvérisation au travers d'un diaphragme du carburant préalablement mis en pression) ;
- Aérodynamique (pulvérisation assistée en air).
- Ces injecteurs nécessitent une pompe à carburant du type haute pression (30 à 50 bar). Le nombre d'injecteurs est fonction du diamètre de la chambre afin d'assurer une répartition circonférentielle convenable du champ de températures. L'injection peut être axiale et dans le sens inverse de l'écoulement (cas des chambres à flux inversé), ou tangentielle.

↳ ***Les cannes de pré vaporisation***

Le carburant est injecté au moyen d'un injecteur mécanique simple dans une canne à l'intérieur de laquelle il est vaporisé. En sortie de canne, c'est de la vapeur de carburant qui s'enflamme. Ce système d'injection permet de doubler le nombre de points d'injection par rapport au nombre d'injecteurs donc d'assurer une meilleure homogénéité du champ de températures. Par contre, le délai d'allumage de la chambre dépend du temps nécessaire au réchauffage des cannes (de 1 à 3s).

1- 8-5- Matériaux :

Les matériaux couramment utilisés dans les chambres sont des tôles d'acier réfractaire de type NC22FeD. Les zones chaudes peuvent être recouvertes d'un revêtement céramique. Tendances futures est de s'orienter vers des matériaux composites type SiC-SiC qui permettront soit de supprimer le refroidissement des parois, soit de fonctionner à des températures plus élevées.

1-9- Turbine :

Les turbines des turbomoteurs sont le siège d'une détente adiabatique qui transforme l'énergie disponible dans le fluide actif en énergie mécanique. Il en existe deux types : les *turbines axiales* et les *turbines centrifuges ou radiales*.

✦ La puissance théorique produite par la turbine est donnée par :

$$P_{ttth} = q_m \cdot Cp (T_3 - T_4) \quad (1 - 20)$$

✦ La puissance réelle de la détente dans la turbine est donnée par la relation :

$$P_{tr} = q_m \cdot Cp (T_3 - T_{4'}) \quad (1 - 21)$$

✦ Le rendement isentropique de la détente est défini par :

$$\eta_{ist} = \frac{P_{tr}}{P_{ttth}} = \frac{T_3 - T_{4'}}{T_3 - T_4} \quad (1 - 22)$$

1- 9-1- Turbine axiale :

Un étage de turbine axiale est composé d'une grille d'aubes fixes appelée distributeur et d'une grille d'aubes mobiles appelée roue.

Les aubages du distributeur sont tels qu'ils dévient, dans le sens de la rotation de la roue, la vitesse absolue d'entrée de distributeur (axiale pour un premier étage de détente), en augmentant son module. Cette prise de vitesse s'accompagne d'une première diminution de la pression. La cambrure du profil de la roue dévie ensuite la vitesse relative du filet fluide avec accroissement simultané de son module : il s'ensuit une nouvelle diminution de la pression. Le filet fluide sort de la roue avec une vitesse absolue : qui peut être axiale ou présenter un angle résiduel θ , appelé *giration*. Par ailleurs, les sections annulaires d'une turbine axiale sont croissantes (veine divergente) au fur et à mesure de la détente. Avec une vitesse d'entraînement en tête de pales de l'ordre de 500 m/s, un étage de turbine axiale est capable d'un taux de détente de l'ordre de 3,6 avec un rendement isentropique supérieur ou égale à 0,85. Pour des turbines moins chargées, les rendements peuvent atteindre et dépasser 0,90.

I- 9-2- Turbine centripète ou radiale :

Elle est également constituée de deux éléments : le distributeur et le rouet.

Le distributeur est chargé d'accélérer l'écoulement par déviation angulaire dans le sens de la rotation du rouet, ce qui implique une première détente. Dans le rouet, l'enthalpie diminue corrélativement à la vitesse d'entraînement, ce qui produit une seconde détente. La gamme des taux de détente couverte par une turbine radiale va de 2,5 à 7, la vitesse d'entraînement pouvant atteindre 700 m/s dans ce dernier cas. Ce type de turbine, qui souvent utilisé dans les applications industrielles, conserve un rendement de bon niveau : 0,85 à 0,90 malgré son taux de détente élevé.

I- 9-3- Turbines multi étages :

Puisque l'avantage de la turbine radiale est associer un taux de détente élevé à un bon niveau de rendement, ce type de turbine n'est utilisé qu'en étage isolé, la complexité mécanique d'une construction bi étage présentant en même temps un caractère dissuasif. Il n'en est pas de même pour un étage de turbine axiale qui sera limité pour des raisons de rendement à un taux de détente de 3,6. Si le taux global de détente est supérieur, il devient nécessaire d'empiler plusieurs étages. Inversement, une turbine axiale bi étage pourra effectuer un taux de détente de 3,0 à 3,6 avec des rendements meilleurs (0,90 à 0,88).

I- 9-4- Technologie et matériaux des turbines :

↓ Distributeur

C'est une pièce particulièrement sensible car elle est soumise à des contraintes thermiques très importantes. A cet égard, le distributeur d'un premier étage qui reçoit les gaz issus de la chambre de combustion doit être la plupart du temps refroidi soit par convection, soit par impact, par de l'air prélevé en sortie du compresseur.

En tant que matériaux, on utilise soit des tôles d'acier réfractaires à base de cobalt type KC20WN (HS25), soit des acier réfractaires ayant de bonnes propriétés de coulabilité : NC 15K 10DAT (C1023), NCK20D (C260). Ces aciers doivent aussi être protégés par des revêtements contre la corrosion.

↓ Roue

Existe sous deux modes de construction :

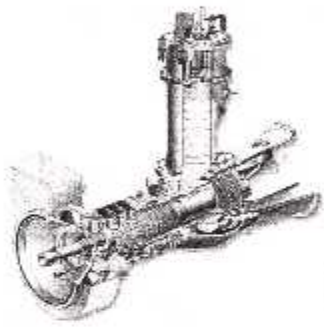
- roue monobloc

Où aubage et disque forment une pièce unique. Cette solution s'applique aux turbines radiales et aux turbines axiales de dimensions faibles, fonctionnant à température modérer. La roue est le plus

souvent coulée et quelquefois usinée à partir de bruts ébauchés. Les matériaux utilisés sont NC12K9Hf 0,5 (INCO 792), NKW 10CA TaHf (MARM002) et NC 12ADHf (MARM004).

- *roue à aubes rapportées*

Où aubages et disque sont assemblés mécaniquement, généralement par pieds de sapin et brochage. Cette technique permet un choix différent pour le matériau de la pale, qui doit avoir de bonnes caractéristiques de fluage, et pour le matériau du disque, qui doit posséder une bonne tenue à la fatigue.



Chapitre II

II-Introduction :

Bien que l'on ait des théories bien établies en mécanique des fluides, des zones d'ombre persistent toujours, surtout en ce qui concerne les écoulements turbulents. Ceux-ci sont régis par les équations de Navier-Stokes, qui se déduisent des lois newtoniennes dans le contexte de l'hydrodynamique. Cependant, l'état turbulent est caractérisé par un nombre de propriétés physiques comme l'imprédictibilité, la capacité de mélange et la présence d'une grande gamme d'échelles qui participent au mouvement. Cet état de fait explique les difficultés mathématiques rencontrées pour la résolution des problèmes turbulents. Ce volet sera détaillé plus amplement au cours des paragraphes suivants.

II.1. Rappels et définitions :

On se propose de faire un petit rappel de quelques résultats classiques en écoulement laminaire et en écoulement turbulent, en considérant le cas de l'écoulement d'un fluide à travers un canal à section rectangulaire figure (2.1)

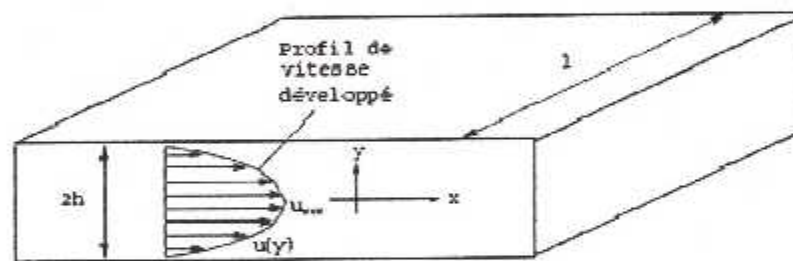


Figure 2.1. Ecoulement dans un canal à section rectangulaire.

II.1.1. Ecoulement laminaire :

A partir de l'équation de la conservation et de la quantité de mouvement, on peut facilement démontrer que pour un tel écoulement visqueux et incompressible, la distribution de la vitesse à travers la section transversale du canal rectangulaire s'écrit comme suit:

$$u(y) = -\frac{dp}{dx} \frac{h^2}{2\mu} \left[1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right] \quad (2-1)$$

ici, h désigne la demi hauteur du canal.

Cette distribution laminaire est parabolique figure (2.1) Elle est connue sous le nom de "Profil de Poiseuille".

A $y = 0$, on retrouve la vitesse maximale de l'écoulement:

$$u_{max} = -\frac{dp}{dx} \frac{h^2}{2\mu} \quad (2-2)$$

Avec $A = 2h.l$ (surface de la section du canal) et sachant que:

$$Q_v = u_{moy} \cdot A \quad (2-3)$$

et

$$Q_v = \int_{-h}^{+h} u(y) \cdot dA \quad (2-4)$$

On déduit la relation entre la vitesse maximale de l'écoulement et sa vitesse moyenne:

$$u_{moy} = \frac{2}{3} u_{max} \quad (2-5)$$

A titre de comparaison, on rappelle que pour un écoulement à travers une conduite à section circulaire la vitesse moyenne de l'écoulement y est égale à la moitié de la vitesse maximale.

La chute de pression entre deux points, x_1 et x_2 , est:

$$\Delta p = u_{moy} \frac{3\mu}{h^2} \Delta x \quad (2-6)$$

En faisant un bilan des forces appliquées à un volume élémentaire d'un fluide en écoulement de type Poiseuille, il apparaît que la force tangentielle suivant le sens de l'écoulement qui s'exerce entre les couches du fluide est constante. On appelle τ la contrainte visqueuse correspondante.

On a:

$$\tau = \mu \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2-7)$$

Elle apparaît comme une fonction linéaire de y , et atteint sa valeur maximale à la paroi.

La contrainte pariétale τ_p est liée au gradient de pression longitudinal par:

$$\tau_p = \mu_p \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_p = \frac{\Delta p \cdot D_h}{4 \cdot L} \quad (2-8)$$

où l'indice p indique que la viscosité est celle du fluide à la température T_p de la paroi.

On rappelle que le diamètre hydraulique dans notre cas est donné par:

$$D_h = \frac{4 \cdot h \cdot l}{2h + l} \quad (2-9)$$

où h représente la demi hauteur du canal.

Le coefficient de frottement pariétal est le nombre sans dimension suivant :

$$C_f = \frac{\tau_p}{1/2 \rho \cdot u_{moy}^2} \quad (2 - 10)$$

où ρ et u_{moy} sont respectivement, les valeurs de la masse volumique et de la vitesse moyenne de l'écoulement.

II.1.1.1. Loi de frottement :

Le coefficient de frottement pour l'écoulement laminaire à travers les canaux rectangulaires peut être calculé en utilisant l'équation de type polynomial de Shah & London (1978), qui donne la solution exacte avec une précision de $\pm 5\%$:

$$C_f \cdot Re_{Dh} = 24(1 - 1,3553 \cdot \alpha + 1,9467 \cdot \alpha^2 - 1,7012 \cdot \alpha^3 + 0,9564 \cdot \alpha^4 - 0,2537 \cdot \alpha^5) \quad (2 - 11)$$

où α représente le rapport d'aspect défini comme étant la valeur de la hauteur divisée par la largeur de la section transversale du canal.

Dans le cas de deux plaques planes parallèles semi infinies, α tend vers zéro et la formule précédente se réduit ainsi:

$$C_f = \frac{24}{Re_{Dh}} \quad (2 - 12)$$

où Re_{Dh} désigne le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique du canal :

$$Re_{Dh} = \frac{\rho \cdot V \cdot D_h}{\mu} \quad (2 - 13)$$

II.1.2. Écoulement turbulent :

Les écoulements turbulents sont gouvernés par les équations de Navier-Stokes, comme pour le régime laminaire. Sauf qu'un écoulement turbulent se manifeste par des fluctuations de petites échelles dans le temps; qui dans l'état actuel des choses n'ont pas de solution mathématique connue. Comme en général on s'intéresse plutôt aux valeurs moyennes de la vitesse, pression ...etc., l'une des méthodes servant à éviter de résoudre directement les fluctuations turbulentes de petites échelles, en calcul numérique, est la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations), voir § 2.1.2.2.

II.1.2.1. Loi de frottement :

Pour le cas d'un écoulement turbulent établi à travers un canal à section rectangulaire, il n'y a pas de solution analytique établie et on a recours à des corrélations empiriques. Ici, la perte de pression pour une longueur Δx du canal est déterminée comme pour le régime laminaire par la relation (2-6). A l'aide de résultats expérimentaux, Blasius a montré que le coefficient de frottement en écoulement établi est correctement représenté en fonction du nombre de Reynolds par la relation, White (2001):

$$C_f = \frac{0,079}{Re_{Dh}^{0,25}} \quad (2-14)$$

II.1.2.2. Modèles de turbulence :

Les fluctuations de petites échelles dans le temps dont on avait parlé au § 2.1.2., conduisent à l'adoption de méthodes particulières pour la résolution numérique des problèmes en mécanique des fluides.

La première des approches de modélisation est la méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations) ou la moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes, où les différentes variables d'état instantanées peuvent être décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante. Les équations moyennées résultantes comportent de nouveaux termes qui traduisent la production des fluctuations des vitesses et constituent le transfert d'un mouvement convectif dû aux fluctuations de la vitesse. Ces nouveaux termes sont appelés les contraintes de Reynolds, $(-\overline{\rho u'_i u'_j})$. Celles-ci posent un problème de fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle passe par des "modèles de turbulence"² souvent semi-empiriques.

II.1.2.2.1. Hypothèse de Boussinesq [8] :

Après qu'il fût établi expérimentalement que les contraintes turbulentes augmentaient avec l'augmentation du taux de déformation moyen des éléments du fluide, Boussinesq proposa une relation entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation, qui a été étendue par la suite:

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho \kappa + \mu_t \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij} \quad (2-15)$$

κ étant l'énergie cinétique associée à la turbulence.

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

μ_t est la viscosité dynamique turbulente.

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

Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence, $(\kappa, \varepsilon, \omega \text{ et } \tilde{\nu})$, pour résoudre la viscosité turbulente. De ce point de vue, on retrouve trois catégories sous "Fluent":

1. Modèle de turbulence à une équation de transport: Le modèle Spalart-Allmaras.
2. Modèles de turbulence à deux équations: Le modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard et ses variantes *RNG* et *Realizable* puis les modèles Standard et $\kappa - \omega$ *SST*.
3. Modèle de turbulence à 5 équations (7 équations en 3D): Le modèle RSM (Reynolds Stress Model)

II.1.2.2.2. Modèle Spalart-Allmaras [33] :

Il résout, en plus des équations de Navier-Stokes moyennées, une équation de transport d'une quantité turbulente en vue de calculer μ_t . Ce scalaire est une viscosité cinématique turbulente modifiée ($\tilde{\nu}$), pour prendre en compte les effets de parois.

Dans ce modèle, la viscosité dynamique turbulente est calculée à partir de la relation suivante:

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_v \quad (2 - 16)$$

f_v est une fonction d'atténuation de $\tilde{\nu}$. (Damping function)

Ce modèle a été conçu initialement pour des applications aérospatiales impliquant des écoulements limités par des parois. Il a été montré que ce modèle donnait de médiocres résultats pour les couches limites sujettes à des gradients de pression adverses. Cependant, il est en train de gagner en popularité pour les applications dans les turbomachines.

II.1.2.2.3. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard [22] :

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

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (2 - 17)$$

$$C_\mu = 0,09.$$

La robustesse du modèle, ainsi que son économie en temps de résolution et une précision raisonnable pour une large gamme d'écoulements turbulents expliquent sa popularité pour les

écoulements industriels et les simulations de transfert de chaleur. Néanmoins, ce modèle présente quelques faiblesses en présence de couches limites courbées, les écoulements tournants et tourbillonnaires (Swirling), ainsi que les écoulements entièrement développés dans des conduites non circulaires.

II.1.2.2.4. Modèle $\kappa - \varepsilon$ RNG [41] :

Le modèle $\kappa - \varepsilon$ RNG a été dérivé en utilisant une technique statistique appelée "ReNormalization Group" [5]. Il inclue les améliorations suivantes:

- Dispose d'un terme additionnel dans l'équation de ε , qui améliore la précision pour les écoulements avec des contraintes rapides (changements de directions soudains).
- Inclue l'effet du tourbillonnement sur la turbulence afin d'accroître la précision pour les écoulements tourbillonnaires.
- Utilise un dispositif pour prendre en compte les effets des bas nombres de Reynolds, contrairement au modèle standard qui est un modèle basé sur des nombres de Reynolds élevés.

Avec ce modèle, la viscosité turbulente est calculée à l'aide de l'une des équations suivantes:

- nombres de Reynolds faibles:

$$\begin{cases} d\left(\frac{\rho^2 \kappa}{\sqrt{\varepsilon} \mu}\right) = 1,72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^6 - 1 + C_v}} d\hat{v} \\ \text{avec } \hat{v} = \mu_{eff}/\mu \text{ et } \mu_{eff} = \mu + \mu_t \end{cases} \quad (2-18)$$

- nombres de Reynolds élevés:

$$\begin{cases} \mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \\ \text{avec } C_\mu = 0,085 \end{cases} \quad (2-19)$$

μ_{eff} est la viscosité effective.

II.1.2.2.5. Modèle $\kappa - \varepsilon$ Realizable [32] :

Le dernier modèle de la famille $\kappa - \varepsilon$ 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 "Realizable" ou réalisable signifie 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 adverses, la séparation et les recirculations.

Là aussi, la viscosité turbulente est calculée à partir de l'équation (2.17), sauf que C_μ n'est plus constant. Il est fonction de la déformation moyenne, des taux de rotation, de la vitesse angulaire de la rotation du système et des champs de la turbulence (κ et ε).

Ces deux derniers modèles de turbulence, ($\kappa - \varepsilon$ RNG et $\kappa - \varepsilon$ Realizable), donnent de meilleurs résultats comparés au modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard, vu leurs perfectionnements cités plus haut. Alors que les écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes restent le point faible de la famille $\kappa - \varepsilon$ toute entière.

II.1.2.2.6. Modèle $\kappa - \omega$ Standard [38] :

C'est un modèle empirique similaire au modèle $\kappa - \varepsilon$, avec deux équations de transport, une équation adaptée de κ et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ε par κ .

Après plusieurs années de perfectionnement, ce modèle offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il prend aussi en compte les effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, des jets de différentes configurations (plan, radial, ...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes.

La viscosité turbulente est calculée en combinant κ et ω comme suit:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho \kappa}{\omega} \quad (2 - 20)$$

α^* est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente à bas nombres de Reynolds en l'"atténuant" en quelque sorte ("Fluent" UG 10.5.1).

II.1.2.2.7. Modèle $\kappa - \omega$ SST [23] :

Le modèle $\kappa - \omega$ SST (Shear Stress Transport) ou transport des contraintes de cisaillement turbulentes, est dérivé du modèle $\kappa - \omega$ Standard. Ce modèle combine la robustesse et la précision de la formulation du modèle $\kappa - \omega$ dans la région proche de la paroi avec le modèle $\kappa - \varepsilon$ et toutes ses qualités citées plus haut pour les écoulements libres loin de la paroi. Ce modèle inclue les améliorations suivantes:

- Une fonction de combinaison est multipliée à la fois au modèle $\kappa - \omega$ Standard et au modèle $\kappa - \varepsilon$. Cette fonction commutera entre les valeurs "zéro" ou "un" suivant que l'on soit dans la région proche de la paroi, pour activer le modèle $\kappa - \omega$ standard ou dans la région loin de la paroi, pour activer le modèle $\kappa - \varepsilon$.
- La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes, dont voici une forme simplifiée:

$$\mu_t = \frac{\rho \kappa}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, f(\Omega, \kappa, \omega, y)\right]} \quad (2 - 21)$$

- $f(\Omega, \kappa, \omega, y)$ est une fonction dépendant du taux de rotation (Ω), de κ , de ω et de la distance normale à la paroi (y).

Les améliorations apportées à ce modèle le rendent plus fiable pour une classe d'écoulements plus étendue, (écoulements à gradients de pression adverses, surfaces portantes –aviation-, ondes de choc transsoniques ...etc.), par rapport aux modèles $\kappa - \omega$ Standard et la famille des modèles $\kappa - \varepsilon$.

II.1.2.2.8. Modèle RSM [10, 20, 21] :

C'est le modèle le plus élaboré que propose le code de calcul "Fluent". En abandonnant l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope, le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds (RSM: Reynolds Stress Model) ferme les équations RANS en résolvant ensemble les équations de transport des contraintes de Reynolds avec une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (ε). Cette procédure introduit cinq équations de transport additionnelles pour les problèmes bidimensionnels (7 pour le cas 3D) et là aussi la viscosité turbulente est calculée comme pour le modèle $\kappa - \varepsilon$ Standard.

Ce modèle prend en compte les effets des courbures des lignes de courant, les tourbillonnements, la rotation et les changements rapides du taux de déformation, mais d'une manière plus rigoureuse que tous les autres modèles.

Le modèle de turbulence des contraintes de Reynolds est le meilleur choix pour la simulation des écoulements complexes quand les caractéristiques qui nous intéressent résultent de l'anisotropie dans les contraintes turbulentes, comme par exemple les écoulements dans les cyclones, les écoulements fortement tourbillonnaires dans les chambres à combustion, ...etc.

Le revers de cette supériorité potentielle est le très grand surcoût en calcul. Les quelques limitations connues à ce jour pour ce modèle concernent les jets axisymétriques et les écoulements non confinés à recirculation.

II.1.2.2.9. Un nouveau outil « LES » :

La LES consiste à simuler exactement les grandes structures de l'écoulement ayant une taille caractéristique supérieure à une échelle l et à modéliser les phénomènes turbulents de taille caractéristique inférieure à l . Cette méthode de calcul des écoulements turbulents offre un bon compromis entre coût de calcul et description adéquate de la turbulence instationnaire. Les équations de la LES sont obtenus par un filtrage réalisé à l'échelle l des équations de Navier- Stokes. Dans un code de calcul LES l'opération de filtrage est réalisée implicitement par le maillage et le schéma numérique: les structures de la turbulence de taille inférieure à l ne sont pas résolues par le calcul mais prises en compte par le modèle LES. Les erreurs de dissipation et de dispersion du schéma numérique contribuent à l'augmentation de la taille du filtre [3].

II.1.3. Couches limites :

Nous savons que la viscosité d'un fluide joue seulement un rôle très près de la paroi et ce d'autant plus que le nombre de Reynolds est grand, donc dans une couche très mince, c'est la couche limite. En dehors de celle-ci, le fluide peut être pris comme un fluide parfait, donc sans viscosité, il obéit aux équations d'Euler. Dans un écoulement interne, la couche limite visqueuse s'accroît, de part et d'autre des parois, pour se rejoindre après une certaine distance parcourue qui est la longueur d'établissement. La valeur généralement admise de cette distance est environs de 50 fois le diamètre de la conduite en régime laminaire, White (2001). A partir de ce point, l'écoulement sera totalement visqueux et entièrement développé figure (2- 2).

Donc, il est important que le maillage près de la paroi soit bien traité. En effet, un maillage grossier près de la paroi ne pourra pas capturer le développement de la couche limite et peut conduire à une sous estimation de la longueur d'établissement de l'écoulement.

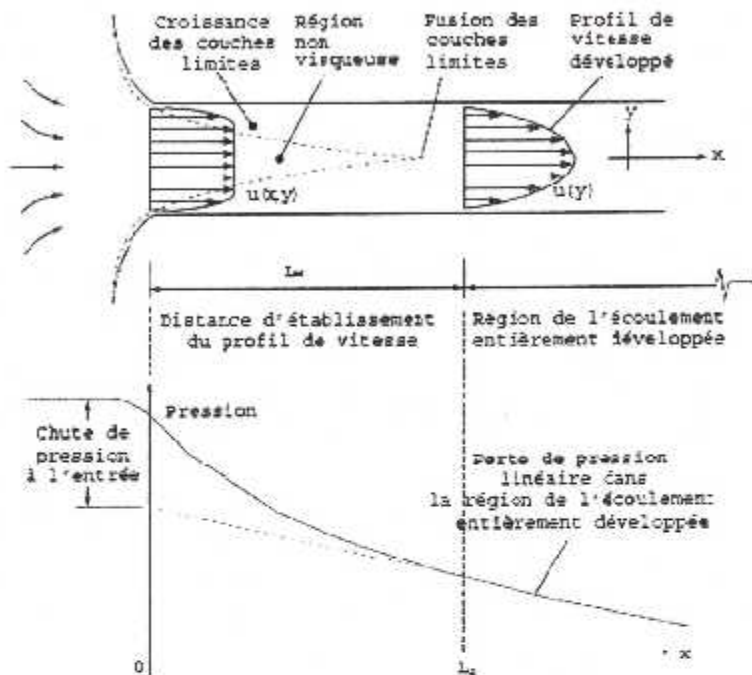


Figure 2.2. Développement du profil de vitesse et chute de pression le long d'un canal.

Pour l'analyse de l'écoulement proche de la paroi, on construit un nombre de Reynolds, Re_y , basé sur la distance y à la paroi. Rappelons que ce nombre sans dimensions traduit le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité. Ainsi, pour une grande valeur de y (loin de la paroi) les forces d'inertie sont prédominantes, alors qu'en s'approchant de la paroi et avant d'atteindre une valeur nulle Re_y sera égal à l'unité et ce pour une certaine valeur de y . C'est dans cette région que les forces visqueuses équilibrent les forces d'inerties. La région qui reste en dessous est le siège de fortes contraintes visqueuses, où les forces d'inerties sont pratiquement sans effet figure (2-3).

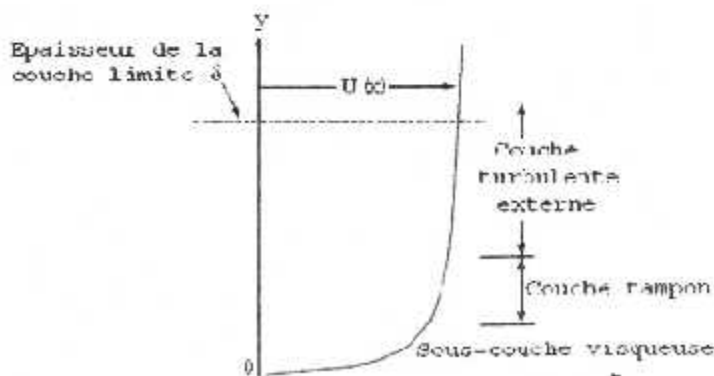


Figure 2.3. Profil de la vitesse près de la paroi.

Par un bon raisonnement physique et en utilisant l'analyse dimensionnelle, il fut établi les relations qui vont suivre qui s'accordent avec une grande précision aux résultats expérimentaux d'une large variété d'expériences sur les écoulements turbulents.

II.1.3.1. Couche interne :

II.1.3.1.1. Sous couche visqueuse :

Dans cette région, où les cisaillements visqueux dominent, l'échelle appropriée pour la réduction de la vitesse est basée sur la vitesse de frottement u_τ :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (2 - 22)$$

avec τ_p : contrainte de cisaillement pariétale.

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2 - 23)$$

Ce terme n'est pas une vitesse d'écoulement et sa désignation comme "vitesse de frottement" n'est due qu'à sa dimension $[m/s]$. S'en déduit alors par analyse dimensionnelle "La loi de paroi":

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = f\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right) = f(y^+) \quad (2 - 24)$$

Cette relation est applicable jusqu'à une distance adimensionnée de la paroi $y^+ = 30$. Nous verrons plus tard l'importance des deux groupes adimensionnels u^+ et y^+ dans le découpage de la couche limite.

A travers une couche très mince proche de la paroi ($0 \leq y^+ \leq 5$), la contrainte de cisaillement τ est à peu près égale à la contrainte pariétale τ_p , donc à partir des équations (2- 22) et (2- 24) nous aurons:

$$u^+ = y^+ \quad (2 - 25)$$

A cause de cette relation linéaire entre la vitesse de l'écoulement et la distance à la paroi, cette couche est parfois appelée "Sous-couche linéaire".

II.1.3.1.2. Couche tampon :

C'est la couche intermédiaire où se mélange la couche entièrement turbulente et la sous-couche visqueuse. Dans cette région, les contraintes visqueuses ont le même ordre de grandeur que les contraintes turbulentes.

II.1.3.1.3. Couche de la loi Log :

Dans cette zone, la vitesse de l'écoulement suit une loi logarithmique, d'où le nom de "couche logarithmique":

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (2-26)$$

où $k=0,41$ (constante de Von-Kármán) et $B=5,5$ sont des constantes universelles déterminées expérimentalement, pour tous les écoulements turbulents limités par des parois lisses. En présence de parois rugueuses la valeur de B diminue jusqu'à 5. La loi logarithmique est valable pour: $30 \leq y^+ \leq 500$.

En ce qui concerne la vitesse axiale pour les écoulements turbulents dans les canaux à section rectangulaire, l'équation (1-26) donnera:

$$u_{max} = u_\tau \left[\frac{1}{k} \ln \left(\frac{h u_\tau}{2\nu} \right) + B \right] \quad (2-27)$$

et la vitesse moyenne de l'écoulement sera:

$$u_{moy} = u_\tau \left[\frac{1}{k} \ln \left(\frac{h u_\tau}{2\nu} \right) + B - \frac{1}{k} \right] \quad (2-28)$$

II.1.3.2. Couche externe :

En s'éloignant de la paroi l'écoulement devient moins sensible à la viscosité moléculaire du fluide et ne dépendra plus directement de celle-ci. En fait il fut établi que la déviation de la vitesse de l'écoulement est fonction de la distance à la paroi et de l'épaisseur de la couche limite turbulente:

$$\frac{u_{max} - u(y)}{u_\tau} = \frac{1}{k} \left(\frac{y}{\delta} \right) + A \quad (2-28)$$

A est une constante

δ étant l'épaisseur de la couche limite.

Cette dernière équation est appelée "loi déficitaire" ou encore "loi de sillage". Elle est valable à partir de $y^+ = 500$.

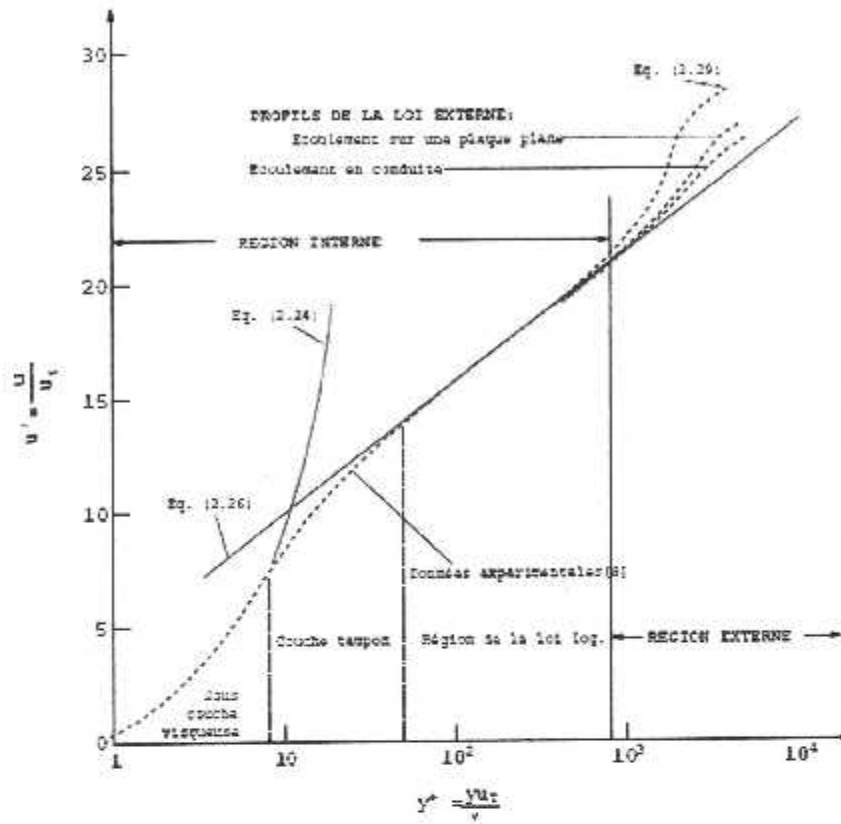
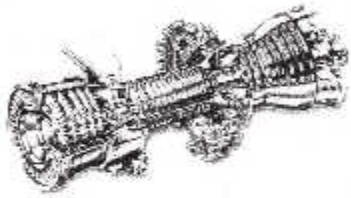


Figure 2.4. Vérification expérimentale de la subdivision de la région proche de la paroi.

Conclusion :

Le modèle $\kappa - \varepsilon$ est bien adapté au calcul des écoulements cisailés simples tels que les jets, zones de mélange, sillages et couches limites mais nécessite d'être affiné pour le calcul des écoulements plus complexes.



Chapitre III

III- 1- Introduction :

Depuis son existence sur la terre l'homme n'a cessé d'utiliser la combustion. Il utilisera le feu pour se nourrir, se réchauffer et pour se défendre. Aujourd'hui, la vie humaine est basée sur la combustion comme sur l'air et l'eau. Notre progrès dépend de plus en plus sur la combustion des hydrocarbures qui dégagent des émissions nocives à notre environnement. Les lois qui gèrent ces émissions sont très restrictives. Plusieurs travaux visent à minimiser ces émissions en introduisant des techniques telles que la combustion pauvre, la combustion des carburants d'origine renouvelable et qui ne contient pas de carbone,...

Les constructeurs de moteurs ou de turbines subissent des contraintes environnementales de plus en plus importantes. Pour les turbines à gaz, la limite maximale de NOX pour une installation inférieure à 300 MW est de 150 mg m⁻³ (Venkataraman [91]). Plusieurs technologies ont donc été mises au point pour diminuer les émissions de NOX. Malheureusement, la combustion en prémélange pauvre induit de fortes instabilités. De nombreuses études ont été entreprises pour comprendre le mécanisme complexe de ces instabilités. Ces travaux ont montré l'importance de la géométrie et de l'aérodynamique interne sur les instabilités (Katsuki [45], Logan [56]). Le desing de la chambre a donc une importance primordiale sur les émissions de NOX. Ce constat nous a incité à étudier l'influence de nombreux paramètres géométriques, d'écoulement et de mélange combustible/air à la fois sur les émissions polluantes et les instabilités de flammes.

III- 2 - Oxydes d'azote et monoxyde de carbone :

La diminution des émissions polluantes est l'un des principaux axes de recherche actuellement en combustion. Elle se concentre, dans le cas des turbines à gaz fonctionnant au gaz naturel, à deux types de polluants : les oxydes d'azote et le monoxyde de carbone. Nous allons décrire successivement l'effet, la production et les méthodes de réduction de ces polluants.

III. 2. 1 - Effets de la pollution :

III. 2. 1. a - Oxydes d'azotes :

La famille des oxydes d'azotes contient de nombreuses espèces : N₂O, NO, N₂O₂, N₂O₃, NO₂, N₂O₄ et N₂O₅. Parmi ces composés seuls 5 sont gazeux et sont donc susceptibles d'atteindre l'atmosphère : N₂O, NO, NO₂, N₂O₄ et N₂O₂ (epa 1999 [30]). En général, seules les plus abondantes (NO et NO₂) sont pris en compte et sont regroupés sous le terme de NOX.

Les oxydes d'azotes ont de nombreux effets directs et indirects sur la santé. Dissous dans l'eau, ils forment l'acide nitrique (HNO_3) qui participe aux pluies acides. Dans les cours d'eau les NOX conduisent à l'eutrophisation avec l'apport en azote. En réagissant avec les COV (Composé Organique Volatile), les NOX produisent de l'ozone (O_3) dans la troposphère. Contrairement à l'ozone stratosphérique qui nous protège des rayons UV, l'ozone troposphérique a un effet négatif puisqu'il conduit à des problèmes respiratoires. A l'opposé, dans la stratosphère, les monoxydes d'azotes apportés par les avions, détruisent l'ozone bénéfique à la protection des UVB (Lefebvre [51]). Enfin, le NO agit directement sur la santé en absorbant l'oxygène dans le sang et suscite des problèmes respiratoires.

Les NOX sont produits naturellement, mais l'activité humaine est responsable de 70% des émissions. Dans cette production, 57% sont issus de la combustion (Bowman [11]). Ces constatations induisent les pouvoirs publics à durcir fortement les seuils d'émission des installations utilisant la combustion.

III. 2. 1. b - Monoxyde de carbone :

Le monoxyde de carbone (CO) a deux effets négatifs principaux. Dans l'organisme, il réagit avec l'hémoglobine et empêche l'oxygénation du sang. Dans l'atmosphère, le CO participe à l'effet de serre, au même titre que le dioxyde de carbone.

III. 2. 2 - Productions des polluants :

Nous allons aborder très rapidement les différents mécanismes de formation des polluants. Trois mécanismes de formation principaux sont possibles pour les NOX (Hill [42]):

- ✦ Le NO-combustible est formé à partir des espèces azotées organiques contenues dans le combustible. Ce mécanisme est dominant lorsque le combustible contient de l'azote (80% du NO total) et absent dans le cas du gaz naturel.
- ✦ Le NO-précoce a une réaction rapide se déroulant très tôt dans la flamme. La production est plus élevée en combustion riche qu'en pauvre. En régime pauvre, la quantité de NO produit par cette voie devient négligeable par rapport à la production de NO total.
- ✦ Le dernier mécanisme appelé NO-thermique a des réactions lentes. La production de NO-thermique est sensible aux temps de résidence, à la température et à la concentration d'oxygène.

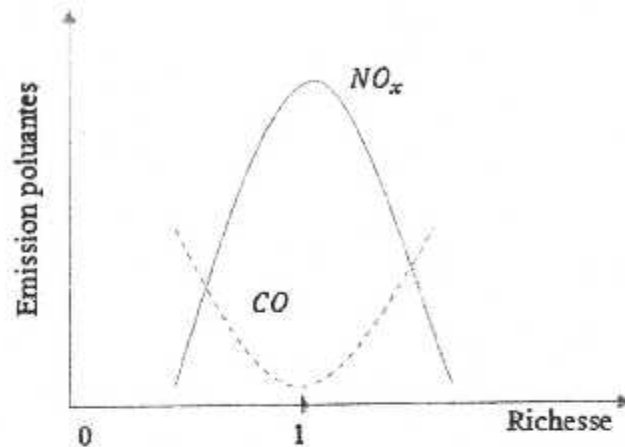


Figure III. 1 : Emissions de CO et de NOX en fonction de la richesse

Le CO est le résultat d'une combustion incomplète et apparaît en même temps que les imbrûlés. Le minimum d'émission de CO est atteint à la stœchiométrie en prémélange parfait et il est maximal près de l'extinction pauvre ou riche. Il est donc très difficile d'obtenir la diminution des NOX sans augmenter l'émission de CO (Figure III.1).

III. 2. 3 - Méthodes de réduction des polluants :

Le carburant que nous utilisons est le gaz naturel. Le grand avantage écologique de ce carburant est l'absence de composé contenant du soufre. Le gaz naturel est composé principalement de méthane (voir annexe 1), ce qui permet d'obtenir des émissions de CO₂ plus faibles que pour les combustibles liquides pour une même production d'énergie (CO₂(CH₄)=197 g/kWh PCI, CO₂(C₈H₁₈)=248 g/kWh PCI). Un autre avantage de ce combustible est sa très faible teneur en azote. Les NOX sont alors produits essentiellement par le NO thermique. La stratégie adoptée pour réduire les NOX repose donc principalement sur la réduction de la température et du temps de séjour des gaz dans les zones chaudes de la flamme.

De nombreuses méthodes sont utilisées pour réduire les émissions de NOX et de CO. Le but de ce paragraphe n'est pas d'effectuer une bibliographie complète de ces techniques, mais de montrer un aperçu rapide. Ce panorama permettra de comprendre les choix technologiques adoptés pour la chambre de combustion étudiée ici.

La réduction de NOX repose sur trois grands principes:

- ✦ Réduction/excès de l'oxygène.

- ✚ Réduction de la température en diminuant directement la température de la flamme ou en diminuant le temps de séjour des gaz dans les zones de température élevées.
- ✚ Utilisation d'un catalyseur ou injection de gaz (ammoniac, urée, méthanol).

III. 2. 4- Autres traitements :

L'adjonction d'additif et la combustion catalytique sont des solutions très efficaces. Mais ces procédés sont pour l'instant onéreux, demandent un entretien important et n'offrent pas une durée de vie suffisamment importante.

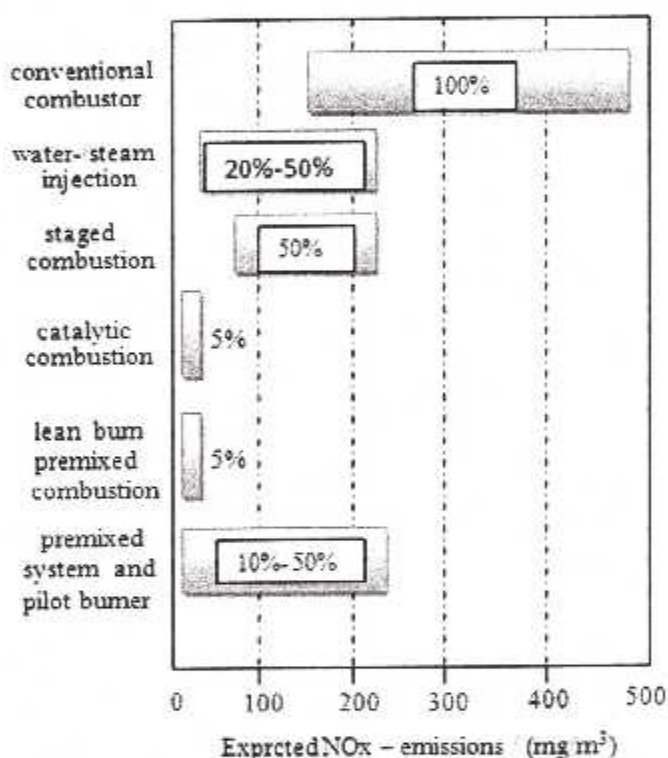


Figure III.2 : Efficacité des différents systèmes de réduction de NO_x (Saul [76])

III.3 -Les types de combustion :

Elles peuvent être partagées en deux catégories :

III.3.1 -La combustion prémélangée :

Dès ses premiers travaux, en 1940, Damkohler avait la question de la structures interne de la flamme turbulente, pour savoir si la zone de flamme n'était rien d'autre qu'une flamme laminaire, d'épaisseur classiquement très fine., mais continuellement plissée et rapidement déplacé par la

turbulence de sorte qu'elle apparaissait plissée à l'œil nu [1,2]. Il a été admis généralement que cette structure en « flamme plissée » était possible pour certaine condition, mais quelles sont exactement ces conditions, qui déterminent le domaine d'existence ?.

II.3.1.1 -Les trois types de la flamme turbulente de prémélangée :

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

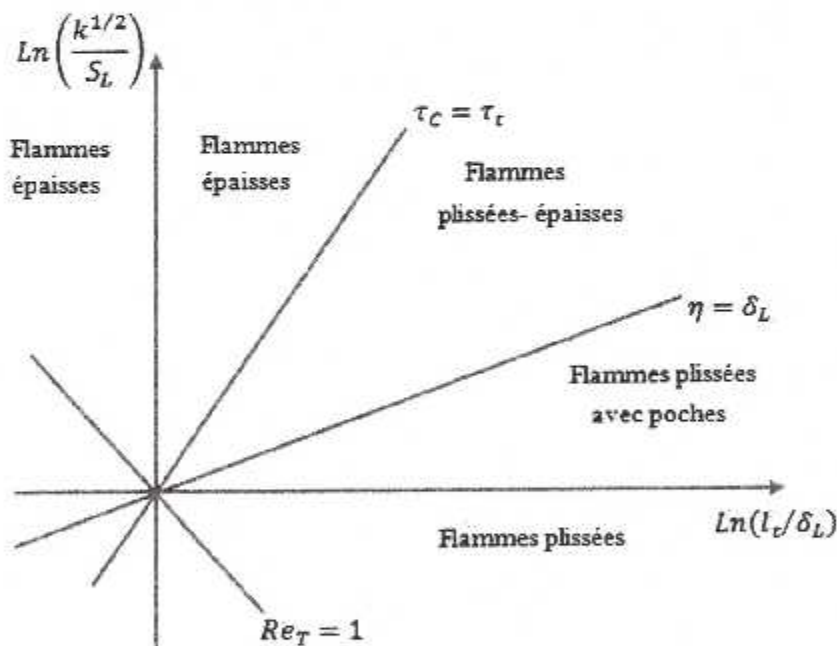


Figure III.3 : Les différents types des flammes turbulentes prémélangées [1,2]

III.3.1.1.A - Les flammes plissées :

Une flamme turbulente de type plissé est constituée d'une ou plusieurs « flammelettes » du type laminaire qui sont plissées par la turbulence, dont les échelles de longueur sont toutes plus grandes que δ_L . Ce types de flammes est donc, en principe, restreint au domaine où $\eta > \delta_L$ [1,2].

III.3.1.1.B - Les flammes de types « plissé-épaissi » :

Lorsque l'on augmente l'énergie de la turbulence k à l_t constante de sorte que $\eta < \delta_L$, des interactions entre des portions de flammelettes très proches se produisent de plus en plus fréquemment, car le rayon de courbure de flammelettes peut être alors, à certain endroits, de l'ordre de δ_L . On obtient des zones d'interaction entre les flammelettes, accroissant localement d'épaisseur de ces dernières au-dessus de δ_L . A d'autres endroits cette épaisseur est au contraire réduite par l'étiement que la turbulence impose à la flammelettes.

III.3.1.1.C - Les flammes « épaissies » :

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

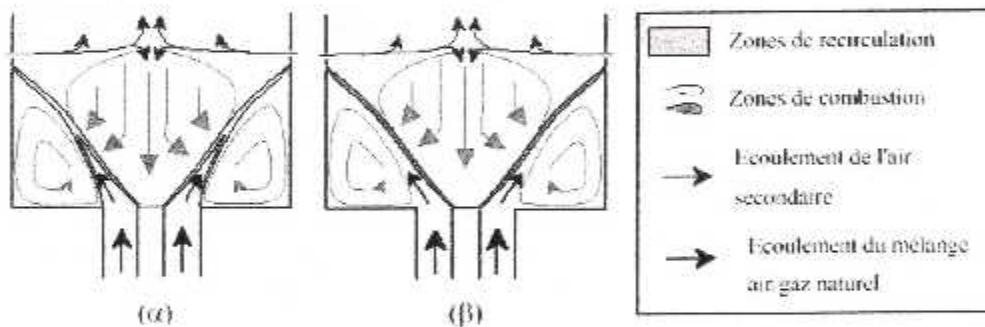


Figure III- 4: position de la flamme par rapport aux zones de recirculations

III.3.1.2 - Les modèles utilisés pour la combustion prémélangée :

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

III.3.1.2.1 - La modèle « Eddy Break-Up » :

Ce modèle suppose que la chimie en prémélangée ne joue pas un rôle direct et que la turbulence contrôle le taux de réaction, qui est représenté par une succession de tourbillons de gaz chauds et de gaz frais [3,16]. Le terme source s'exprime sous la forme [2]:

$$\bar{w}_i = -C_{EBU} \frac{\bar{C}(1-\bar{C})}{\tau_t} (Y_i^0 - Y_i^{eq}) \quad (3-1)$$

Où C_{EBU} est une constante empirique.

On peut, en première approximation, justifier cette formule en disant que le taux de combustion ne dépend alors que de la probabilité de trouver au même endroit une particule fluide brûlée et une non brûlée, puisqu'après leur mélange, dans tous les cas, les réactions chimiques sont très rapides; or, la probabilité pour trouver une particule fluide brûler est \tilde{C} , et celle pour une particule fluide imbrûlée est $(1-\tilde{C})$. Cette formule est valable pour toutes les espèces i . L'utilisation de ce modèle est rendue délicate par le choix de la constante C_{EBU} [2]. De plus les effets de l'étirement et de la chimie ne sont pas pris en compte correctement [3].

III.3.1.2.2 - Modèle G-équation :

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

$$\frac{\partial \tilde{p} \tilde{G}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{p} \tilde{u}_j \tilde{G}}{\partial x_j} = \rho_0 S_T \|\nabla \tilde{G}\| \quad (3-2)$$

S_T est la vitesse de flamme turbulente définie par:

$$\frac{S_T}{S_t} = 1 + \alpha \left(\frac{u^t}{S_t} \right)^\pi \quad (3-3)$$

L'expression de ce modèle est relativement simple. Par contre il n'existe pas de définition générale de la vitesse de flamme turbulente [3]. De plus ce modèle ne permet pas de simuler les extinctions et les allumages. Il pose aussi des problèmes numériques: l'équation résolue pour G crée des points de rebroussements "cusp" qui ne peuvent être gérés que par l'addition de viscosité, et le front de taux de dégagement de chaleur lié à la flamme, intervenant dans l'équation de l'énergie, doit être étalé pour ne pas générer des gradients de température incompatibles avec le maillage LES [3,20].

III.3.2- La combustion non-prémélangée :

La combustion turbulente non-prémélangée se rencontre dans l'industrie le plus souvent dans les brûleurs à gaz. La turbulence joue un rôle indispensable pour mélanger le plus rapidement possible les gaz en présence. Elle est due essentiellement aux forts gradients de vitesse qui existe entre l'air et le gaz. Pour la combustion non-prémélangée, la fraction de mélange Z basée sur des modèles semblent offrir la description la plus efficace de la chimie [10,11,21].

III.3.2.1- Classification des flammes de diffusion turbulente :

On pourrait utiliser encore une fois un diagramme qui permet d'utiliser les deux nombres caractéristiques $k^{1/2}/S_L$ et l_t/e_L pour résumer les discussions précédentes. Mais dans le cas des flammes de diffusion S_L et e_L n'ont cependant aucune signification physique [1,2], il suffit d'utiliser des nombres sans dimensions plus classiques: par exemple le nombre de Damkoler $Da = \tau_t / \tau_c = l_t / k^{1/2} \tau_c$ et le nombre de Reynolds de la turbulence. On obtient alors le diagramme de la figure 2.3.

Dans le domaine où $Re_T > Re_{*T}$, il n'est plus possible de distinguer des flammelettes au sens propre du terme, c-à-d qui ne soient pas modifiées intérieurement par la turbulence. Si $\tau_k < \tau_c$ avec extinctions, si $\tau_k > \tau_c$ sans extinctions.

Si l'on considère maintenant le domaine où $\tau_c \gg \tau_t$, la petitesse de τ_t implique que les fluctuations turbulentes de concentration et température, dans la flamme, sont très petites [2].

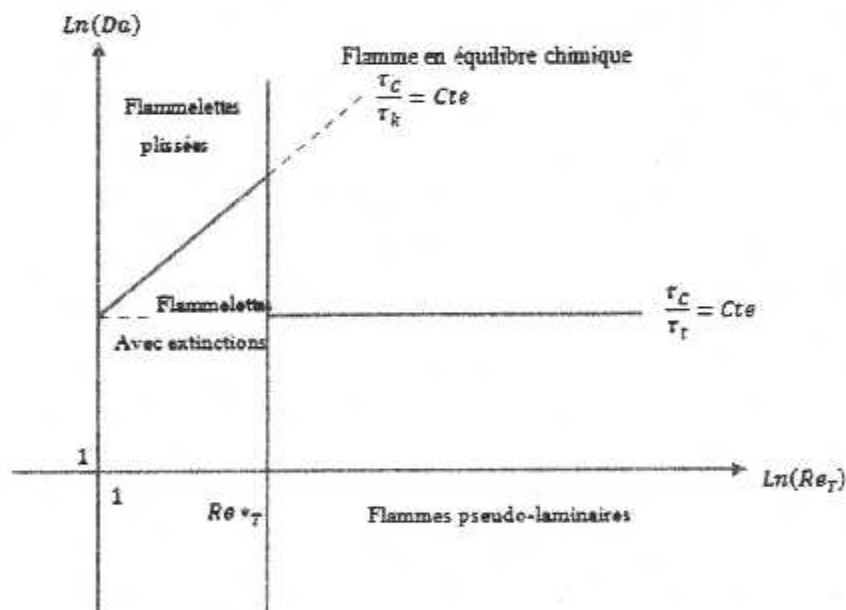


Figure III.5 : Une classification des différents types de flammes de diffusion turbulentes [1,2]

III.3.2.2- Les modèles de simulation de la combustion non prémélange :

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

III.3.2.2.A- Le modèle des « flammlettes » :

Lorsque la structure de la flamme turbulente est celle d'une flamme à « flammlettes », la modélisation doit tenir compte. La présence des flammlettes se traduit par l'existence, à chaque instant,

et en chaque point, de relation entre les différentes espèces et la fraction de mélange, assurées par le maintien de la structure à petite échelle même pendant que les flammelettes se déplacent dans les mouvements turbulent à grand échelle. Appelons ces relations $\widetilde{Y}_i^f(Z)$; elles ne sont pas celles imposées par l'équilibre chimique, mais elles peuvent être utilisées de façon un peu semblable.

Nous avons dit que les flammelettes pouvaient être courbées, étirées ou comprimées par la turbulence. Parmi toutes ces possibilités, certaines des flammelettes sont des flammelettes étirées à l'état stationnaire dans l'écoulement à contre-courant. Si l'écoulement est en moyenne plus étirées que comprimé, on peut s'attendre à ce qu'elles soient en majorité dans la flamme. Ces raisonnements ont conduit à utiliser les relations $\widetilde{Y}_i^f(Z)$ comme celles obtenues dans les calculs de flammes étirées contrecourant; elles dépendent alors du taux d'étirement, soit a (est une constante positive proportionnelle à V_0/L , si V_0 est la vitesse de sortie commune des jets et L l'écart entre ceux-ci), le calcul des grandeurs moyennes est alors juste une généralisation [2]:

$$\widetilde{Y}_i = \int_0^{\infty} da \int_{Z^*} Y_i^f(Z, a) \widetilde{P}(Z, a) dZ \quad (3-4)$$

$$\widetilde{T} = \int_0^{\infty} da \int_{Z^*} T^f(Z, a) \widetilde{P}(Z, a) dZ \quad (3-5)$$

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

$$\widetilde{w}_i = \int_0^{\infty} da \int_{Z^*} w_i(Y_j^f(Z, a) \forall j, T^f(Z, a)) \widetilde{P}(Z, a) dz \quad (3-6)$$

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

III.3.2.2.B- Le modèle Lagrangien MIL :

La pris en compte explicite des aspects Lagrangiens du transport turbulent permet de bâtir des modèles approchés assez facilement interprétables. En effet, il est intéressant de constater que si les équations de bilan instantanées des Y_i sont remplacées par le modèle suivant [2]:

$$\rho \frac{dY_i}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \rho Y_i + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho v_\alpha Y_i) = \rho \frac{\bar{Y}_i - Y_i}{\tau_{ex}} + \rho w_i \quad (3-7)$$

Où le terme de diffusion moléculaire a été remplacé par un simple termes linéaire d'échange avec la valeur moyenne, on peut démontrer que Y_i satisfait à l'équation donnée par la modélisation de Dopazo et O'Brien, en prenant τ_{ex} proportionnel à τ_t . On le trouve en appliquant certain méthode [2], et on obtient directement le terme de mélange à petit échelle, bien que le terme de diffusion turbulente ne le soit pas. L'équation (3-7) représente donc un modèle Lagrangien de micromélange; elle peut être appliqué pour n'importe quelle espèce, ou même pour l'enthalpie et la fraction de mélange Z [18,22]. Ce modèle a été utilisé dans le domaine du génie chimique.

III.3.2.2.C- Le modèle PDF :

Les concepts de simulation peuvent être prévus pour fonctionner pour la fermeture où on utilise des approches de la fonction de densité de probabilité (PDF). Par exemple, la fonction d'état pour la densité peut en général être une fonction non-linéaire arbitraire des variables scalaires $P(\phi_1, \phi_2, \dots)$. Si l'on couplé le PDF et le modèle de sous-maille en obtient $\bar{\rho}$, connus par la densité filtrée a pu être évalué et employer [2,15]:

$$\bar{\rho} = \overline{f(\phi_1, \phi_2, \dots)} = \int f(\phi_1, \phi_2, \dots) P(\phi_1, \phi_2, \dots) d\phi_1 d\phi_2 \dots \quad (3-8)$$

Quand le filtrage de Favre est employé pour les variables scalaires, il doit plus approprié d'évaluer les quantités filtrées en utilisant le couplage PDF / Favre pour le modèle de sous-maille (3-8), des quantités filtrées par Favre serait évalué par la formule :

$$\bar{y} = \int y(\phi_1, \phi_2, \dots) \bar{P}(\phi_1, \phi_2, \dots) d\phi_1 d\phi_2 \dots \quad (3-9)$$

où la fonction de densité probabilité filtré par Favre s'écrit :

$$\bar{P}(\phi_1, \phi_2, \dots) = \frac{\rho(\phi_1, \phi_2, \dots) P(\phi_1, \phi_2, \dots)}{\bar{\rho}} \quad (3-10)$$

La densité filtrée peut être obtenue en utilisant \bar{P} :

$$\bar{\rho} = \left[\int \frac{\bar{P}(\phi_1, \phi_2, \dots)}{\rho(\phi_1, \phi_2, \dots)} d\phi_1 d\phi_2 \dots \right]^{-1} \quad (3-11)$$

Dans la modèle de PDF présumé [16], la fonction de densité de probabilité est modélisée directement en utilisant les formes analytiques simples, telles que la bêta distribution [19]. Cependant, la bêta distribution peut être prévue pour être valide seulement pour des grandeurs scalaires conservées. Pour cette raison, elle est appliquée seulement à la fraction de mélange dans ce travail.

La fonction de densité de probabilité du modèle PDF présumé pour la Bêtas distributions sur l'intervalle, $0 \leq x \leq 1$, est donné [15]:

$$P(x; a, b) = x^{a-1}(1-x)^{b-1} \frac{\Gamma(a+b)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} \quad (3-12)$$

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

$$a = \frac{\mu(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2}, \quad b = \frac{(1-\mu)(\mu - \mu^2 - \sigma^2)}{\sigma^2} \quad (3-13)$$

Une fois appliqué à la fraction de mélange, $x \rightarrow Z$, $\mu \rightarrow \bar{Z}$ et $\sigma^2 \rightarrow Z'^2$

Le Bêta-PDF a été évalué pendant qu'un modèle pour des fluctuations de fraction de mélange de sous-maille dans LES dans plusieurs études en utilisant les essais a priori sur des données numériques directes de simulation. Le Cook et le Riley (1994) ont examiné le bêta PDF dans le contexte du modèle de chimie rapide dans la turbulence homogène [7,18,23]. Jiménez (1997) a démontré la bonne exécution de bêta PDF qui employant des données d'une couche incompressible d'un mélange turbulente. Wall et Moin (2000) ont examiné le bêta PDF en présence du dégagement de la chaleur. L'équation d'état et d'autres fonctions non-linéaires sont souvent connues avant de la simulation, dans ce cas les intégrales de PDF peuvent être calculées et stockées dans des tables de consultation avant que la simulation commence (voir *Chapitre V*).

Il s'agit de la généralisation du calcul de la PDF au cas où il d'agit d'une PDF multidimensionnelles, avec des espèces réactives. L'équation de PDF d'un espèce réactives. Dont la fraction massique est repérée par la variable d'avancement C , il est tout à fait possible de généraliser une telle équation pour la PDF multidimensionnelle avec des variable associées à plusieurs espèces réactives et à la température. Il suffit de considérer que C est un vecteur de variables, et on a [2] :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \rho P(C) + \frac{\partial}{\partial x_a} (\rho \bar{v}_a P(C)) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_a} (-\rho v'_a)_c P(C) - \sum_c \frac{\partial}{\partial C} \left(\left(\left(\frac{\partial}{\partial x_a} \rho D \frac{\partial C}{\partial x_a} \right)_c + \rho(C) w_c(C) \right) P(C) \right) \end{aligned} \quad (3-14)$$

La modélisation des termes de mélange et de diffusion turbulente ne nécessite pas d'approche différente par rapport au cas d'une seule variable. Certaines des variables peuvent n'être pas réactives, et dans ce cas elles n'ont pas de terme de réaction.

le seul problème posé par cette approche est dû au nombre de variables de P; déjà dans la flamme stationnaire en moyenne, tridimensionnelle avec une variable de combustion, il y en a quatre. Si la schématisation adoptée pour la chimie utilise une cinétique à quatre réactions, ce qui est peu, on aura alors neuf variables. Bien sûr la qualité des résultats dépendra de celle des modèles de mélange et de diffusion [2].

Ces approches, pour les flammes de diffusion, se base sur une description statistique de l'écoulement. Ces modèles sont très complexes à mettre en œuvre et sont rarement utilisés dans des codes LES. Il y a beaucoup des problèmes d'intérêt pratique où une chambre de combustion est alimentée avec un combustible liquide dans un milieu turbulent [22], par exemple, dans un moteur diesel de voiture ou un moteur d'injection direct du carburant.

III-4- Instabilités :

De manière générale on parle de combustion instable uniquement lorsque l'on a un mécanisme d'excitation et de contre réaction (Trouvé [88]). Les instabilités ont des effets indésirables variés. En premier, elles provoquent une diminution de l'efficacité de combustion et une production de NOX et de CO plus importante. Ensuite l'inhomogénéité thermique impose de fortes contraintes aux parois. Une température de sortie non homogène est également indésirable pour les aubages de la turbine. Enfin, les oscillations de pression détériorent l'installation et donc sa durée de vie.

La nécessité de diminuer les instabilités implique une connaissance des mécanismes responsables de leurs créations et de leurs amplifications. Ces mécanismes complexes sont de nature non linéaire comme l'a montré Fichera [32]. Cependant les modèles actuels sont linéaires puisque les modèles non linéaires disponibles ne sont pas encore capables de prédire les instabilités (Seo [78]).

III.4. 1 - Mécanisme des instabilités

L'apparition des instabilités met en jeu de nombreux paramètres tant géométriques que chimiques. Shih [79] remarque une plus grande instabilité près de la stoechiométrie qu'en mélange pauvre. Il explique ce phénomène par un trop faible dégagement de chaleur en pauvre qui ne compense pas l'amortissement des ondes acoustiques dans le brûleur. Lieuwen [52], qui a étudié la sensibilité du dégagement de chaleur selon différentes sources d'instabilité, montre que la fluctuation

du dégagement de chaleur par des oscillations de température est plus importante près de la stoechiométrie car le dégagement de chaleur est une fonction exponentielle de la température (loi d'Arrhenius $e^{-T_a/T}$). Ce phénomène peut aussi expliquer les mesures relevées par Shih.

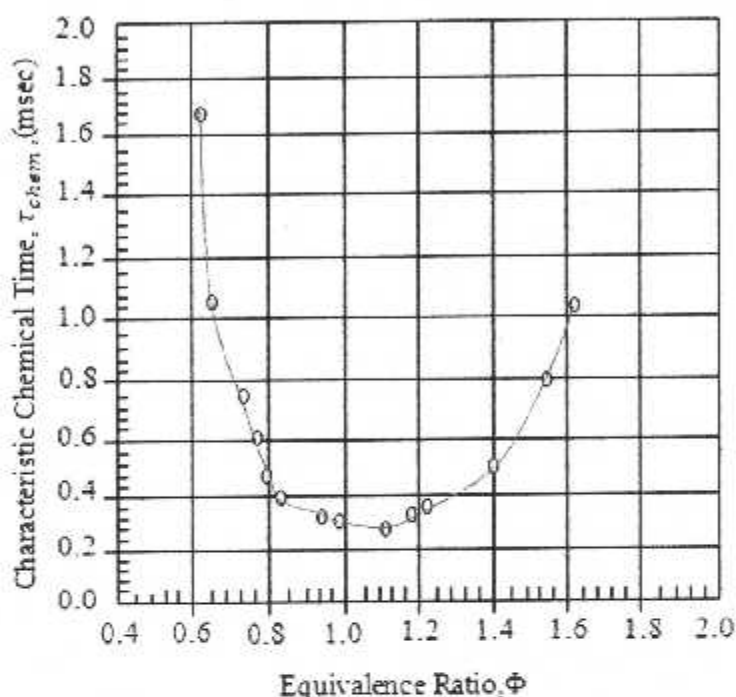


Figure III.6: Temps d'autoallumage en fonction de la richesse (Seo [78])

Au contraire, pour de nombreux auteurs (Broda [13], Lieuwen [54], Taupin [86]) les instabilités augmentent en combustion pauvre. En effet les processus de combustion sont plus sensibles aux fluctuations en combustion pauvre. La Figure III.6 montre le temps chimique d'inflammation en fonction de la richesse. A la stoechiométrie, le temps chimique varie peu si la richesse varie. Mais la variation du temps chimique devient très forte en richesse faible ou élevée. La compétition entre ces deux effets opposés font que le maximum de pression a lieu parfois un peu avant l'extinction (Seo [78]).

III.4. 2. Boucle des instabilités :

Le couplage entre la combustion et les oscillations de pression joue un rôle primordial. La Figure III.7 montre le mécanisme de couplage entre la fluctuation du milieu (pression, vitesse ou température) et la fluctuation de combustion. Le cycle est initialisé par une perturbation du milieu. Cette perturbation initiale entraîne une oscillation de dégagement de chaleur. Puis l'oscillation de

dégagement de chaleur entraîne à son tour une oscillation de pression qui provoque une incidence directe sur l'entrée du système.

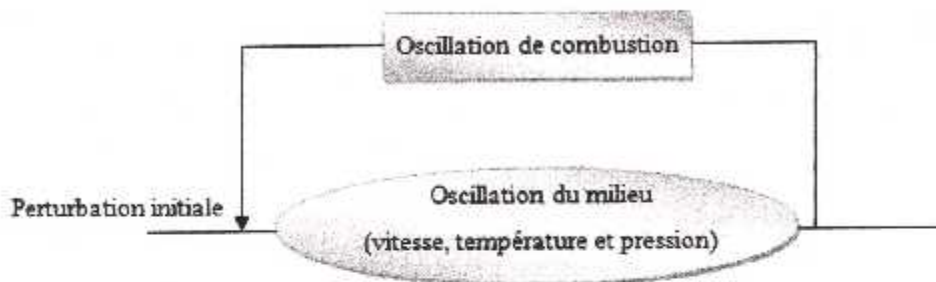


Figure III.7 : Mécanisme des instabilités de combustion

III. 4. 3 - Modes d'instabilités :

Afin de comparer les différentes expériences entre elles, Barrère [6] a classé les instabilités en trois grandes familles:

III. 4. 3 .1- Instabilités de système :

Les instabilités de système impliquent toute l'installation, des lignes d'alimentation du carburant et du comburant jusqu'à l'échappement en passant par l'injecteur et la chambre de combustion. Les fréquences sont inférieures à la centaine de Hertz.

III. 4. 3 .2- Instabilités de la chambre de combustion :

Ces instabilités se déroulent dans la chambre de combustion. La fréquence de ces oscillations varie de quelques centaines de Hertz à plusieurs milliers de Hertz. Cette famille comprend les instabilités acoustiques, les ondes de choc et les instabilités hydrodynamiques.

1. Les instabilités couplées avec une onde de choc ou de détonation (moteur fusée par exemple).

2. Les instabilités hydrodynamiques (ondes de Kelvin-Helmoltz ou de Tollmien- Schlichting, allées de Von-Karman) génèrent des grandes structures pouvant induire des variations de taux de réactions.

3. Les instabilités acoustiques résultant du couplage entre les modes propres du foyer et la réaction. Les fréquences de ces instabilités vont de quelques centaines de Hertz (200/300) à environ 10 kHz.

III. 4. 3.3- Instabilités intrinsèques:

Ces instabilités sont uniquement liées au phénomène de combustion. Elles sont indépendantes de la géométrie. La fréquence de ces oscillations est de l'ordre de plusieurs milliers de Hertz. Les instabilités intrinsèques se divisent en deux: les instabilités thermo-diffusives (compétition entre la diffusion moléculaire et la diffusion de la chaleur) et les instabilités de Darrieus-Landau (création de tourbillon par le front de flamme).

Les origines des instabilités sont donc multiples. Les modes intrinsèques et les ondes de chocs ne sont pas rencontrées dans nos conditions d'étude au contraire des modes acoustiques et des modes convectifs qui sont les plus couramment rencontrées dans les turbines à gaz.

III. 4. 4 - Réduction des instabilités

Deux voies sont possibles pour réduire les instabilités: les méthodes actives et les méthodes passives. La seule solution passive est la modification de la géométrie de la chambre ou de l'injecteur (Lawn [47]). Cette modification peut être un simple changement de taille pour sélectionner les fréquences qui interagissent le moins avec la flamme. Les modifications peuvent être plus profondes, avec par exemple l'ajout d'un résonateur quart d'onde coaxial pour supprimer une fréquence particulière (Sivasegarn [81]). L'onde de pression pénètre dans le résonateur et est renvoyée avec un déphasage dans la chambre. Une autre possibilité consiste à ajouter des déflecteurs pour amortir le bruit à l'intérieur de la chambre, ou encore à disposer des diaphragmes ou col pour modifier l'acoustique de la chambre. La dernière solution passive est la suppression des ventres de pression. Il s'agit, dans ce cas, d'imposer une pression constante en perçant des trous près de la flamme. Cette méthode n'est bien sûr possible que dans le cas des brûleurs atmosphériques.

Le contrôle actif est aujourd'hui une méthode en plein développement (Docquier [29]). Une perturbation acoustique est envoyée dans la chambre de combustion pour détruire les fréquences néfastes. La perturbation peut être créée par un haut parleur ou directement en modulant le débit d'injection d'air ou du carburant (Bernier [8]). La modulation du débit de gaz s'effectue en boucle ouverte ou en boucle fermée (rétrocontrôle). La boucle ouverte, qui est la plus simple, consiste à envoyer un bruit blanc (perturbation sans fréquence dominante).

En boucle fermée, les perturbations sont mesurées soit en aval de la flamme par un capteur de pression soit au niveau de la flamme avec un photomultiplicateur. Puis, le débit de gaz est modulé avec un temps de retard afin que la fluctuation créée soit en opposition de phase avec la fluctuation de pression de chambre de combustion. Le contrôle actif réduit les NOX de 20 à 30% (Delabroy [26], Bernier [8], Paschereit [65]). Le CO peut aussi être diminué de 0 à 5%.

III. 5 - Dimensionnement des turbines à gaz :

III. 5. 1 - Principe de fonctionnement :

Les chambres de combustion des turbines à gaz sont de conception simple. Dans la configuration de base, la chambre est seulement constituée d'un cylindre percé de multiples orifices (Figure III.8).

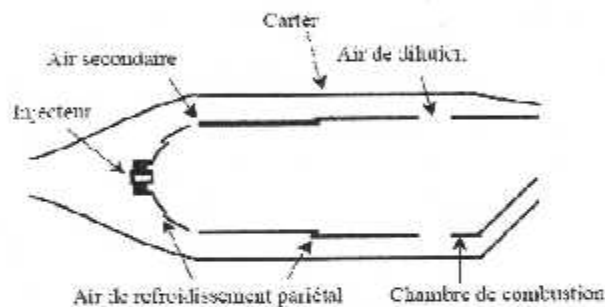


Figure III.8: Schéma des chambres de combustion de type tubulaire

La répartition de l'air à travers ces orifices peut être regroupée en quatre zones:

✦ *Injecteur*

L'air de combustion a un rôle primordial. Il détermine la richesse et la qualité du mélange pour les flammes non prémélangées. En outre, il contrôle en grande partie la structure de l'écoulement dans la chambre de combustion.

✦ *Air secondaire*

Le rôle joué par l'air secondaire est double. Premièrement, il permet de diminuer la température (et donc les NOX) et de fournir l'oxygène nécessaire pour finir la combustion. Deuxièmement, le jet d'air favorise la recirculation de l'écoulement dans la zone de réaction.

✦ *Refroidissement pariéta*

Le but de cette injection d'air est de diminuer les contraintes thermiques des parois.

✦ *Air de dilution*

La dilution diminue la température de gaz de combustion avant la turbine car les aubages de turbine ne supportent pas une température élevée.

La complexité d'une chambre de combustion peut être augmentée par les systèmes évoqués dans le paragraphe consacré aux méthodes de réduction des polluants comme par exemple l'ajout de plusieurs injecteurs. Malgré les nombreuses recherches effectuées, la conception générale des chambres de combustion est toujours en bonne partie empirique. Comme chaque modification engendre des changements importants sur la combustion, il est important de bien connaître l'influence de chaque élément.

Nous discuterons dans ce paragraphe des points importants dans la conception de la chambre de combustion. Dans un premier temps nous présenterons les problématiques posés par l'injecteur. Puis nous aborderons les orifices d'injection d'air dans la chambre de combustion. Enfin nous traiterons l'importance de la géométrie du fond de chambre.

III. 5. 2 - Problématique de l'injecteur :

III. 5. 2. 1 Injecteur avec Bluff body :

Les injecteurs sont conçus pour avoir la plus grande plage de fonctionnement possible tout en minimisant les émissions de polluants et les fluctuations de pression. La stabilisation d'une flamme dans un écoulement est réalisée avec une accroche flamme derrière lequel une zone de recirculation prend naissance. La faible vitesse derrière l'obstacle permet à la flamme de s'accrocher. En outre, la recirculation apporte des gaz chauds et des radicaux qui aident la combustion. Le bluff body est souvent utilisé comme accroche flamme. Il est constitué d'un cylindre installé au centre de l'injecteur. La longueur de la zone de recirculation est d'environ un diamètre du bluff body.

III. 5. 2. 2 L'injecteur à swirl :

L'écoulement à swirl permet d'obtenir une recirculation beaucoup plus importante que le bluff body. Le swirl crée un écoulement hélicoïdal qui produit une dépression au centre de l'écoulement. Lorsque l'angle des pales du swirl est élevé, la dépression au centre devient suffisamment importante pour inverser le sens de l'écoulement. La taille et la forme de la recirculation interne (ZRI) dépend principalement du nombre adimensionnel "S" (nombre de swirl), qui correspond au flux de quantité de mouvement tangentielle divisé par le flux de quantité de mouvement axiale. La recirculation dépend aussi fortement de l'angle du divergent à l'entrée de la chambre de combustion (Lilley [55], Milosavijevic [57]) et d'autres facteurs tels que la présence ou non: d'un bluff body, d'un

confinement ou de la combustion (Beltagui [7]). Un changement même faible de ces paramètres peut modifier fortement l'écoulement (Charles [16]). L'apparition de la recirculation s'effectue en général pour un nombre de swirl d'environ 0.6 (Gupta [36]), mais ce nombre peut être inférieur selon les conditions expérimentales ($S=0.2$ par exemple pour Chen [17]).

III. 5. 2. 2 .1. Effet du swirl sur la combustion

- ✚ La recirculation interne est le meilleur moyen d'obtenir un bon mélange. Le très bon mélange induit par le swirl a pour conséquence une réduction de la taille de la flamme (Tangirala [85]).
- ✚ La diminution de la longueur est aussi due à un apport d'oxygène dans la partie haute de la flamme en aval de la ZRI (Poircault [67]) et à l'augmentation du taux de réaction (Lilley [55], Hill [42]).
- ✚ Le swirl affecte l'évolution de la longueur de la flamme en fonction de la richesse. Ainsi l'augmentation de la richesse ne modifie pas la longueur de la flamme pour des flammes jet, mais conduit à une augmentation linéaire de la longueur de la flamme avec un swirl (Chen [17]).
- ✚ La ZRI créée par le swirl constitue une source thermique qui piège les produits de combustion et constitue des points chauds au coeur de l'écoulement réactif. Cette réserve de produits de combustion permet une meilleure stabilisation de la flamme. Il devient alors possible de diminuer de manière sensible la limite d'extinction pauvre.

III. 5. 2. 2 .2. Effet du swirl sur la pollution

L'effet du swirl est variable selon les cas, soit il augmente les NOX soit il les diminue (Lilley [55], Hill [42]). Plusieurs phénomènes expliquent cette divergence. Selon la configuration expérimentale, la recirculation induit un manque d'oxygène ou à l'inverse une augmentation d'oxygène. Le défaut d'oxygène diminue la formation de NOX, et au contraire, l'excès d'oxygène a tendance à augmenter les NOX. Chen [18] a observé que les NOX ne changent pas avec le swirl si on augmente "S" lorsque la ZRI est déjà établie. La longueur de flamme et la vitesse de recirculation restent pratiquement identiques lors d'un accroissement supplémentaire du nombre de swirl. Le temps de résidence est dans ce cas le principal paramètre gouvernant la formation de NOX. Le volume de la flamme et la température sont d'ailleurs les causes de l'augmentation des NOX avec la richesse. Néanmoins, dans tous les cas, l'action du swirl sur les niveaux d'émission de polluants est positive car il permet de descendre en richesse et donc de diminuer les NOX.

III. 5. 2. 2 .3. Effet du swirl sur les fluctuations de pression

Le swirl réduit les instabilités et diminue la limite d'extinction pauvre. Mais la richesse pauvre accessible grâce au swirl est fortement instable (Venkataraman [91]).

La zone de recirculation peut créer une instabilité assimilable à une instabilité acoustique. Elle se caractérise par une succession de dilatations et de contractions due à la libération périodique des produits de combustion contenue dans la ZRI (Poireault [67]). La pulsation ainsi engendrée permet la formation de petites structures tourbillonnaires qui homogénéisent le mélange.

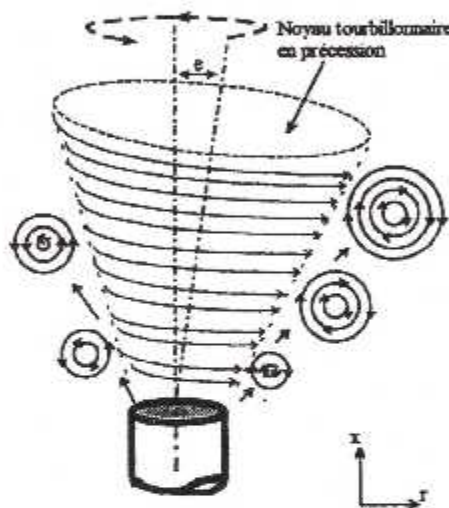


Figure III.9 : Génération de tourbillons par la précession (Poireault [67])

Pour les forts nombres de swirl, la zone de recirculation peut effectuer un mouvement de précession autour de son axe (Froud [35]). Ce mouvement de précession (PVC: Processing Vortex Core) est dû aux instabilités hydrodynamiques. L'écoulement n'est alors plus axisymétrique et des tourbillons peuvent apparaître (Figure III.9).

La fréquence de cette instabilité (inférieure au kHz) évolue en deux temps avec le nombre de swirl. Lorsque le swirl augmente jusqu'à un swirl critique Sc , le rayon du PVC augmente et par conséquent la fréquence de rotation du PVC diminue. Au delà de Sc , l'augmentation du nombre de swirl n'entraîne pas de modification du rayon du PVC. La vitesse tangentielle continuant d'augmenter, la fréquence de rotation augmente également (Anacleto [3]).

Logiquement, comme toutes les instabilités convectives, la fréquence augmente avec le débit.

Un couplage entre le PVC avec les autres modes peut avoir lieu: avec les instabilités de Helmholtz ou les modes quart d'onde (Froud [34]). L'amplitude des instabilités est maximum lorsque ces fréquences coïncident.

III. 5. 2. 2 .4. Cas du double swirl :

Pour éviter les problèmes liés au prémélange (auto-inflammation et flash back) il est plus sûr de ne mélanger le carburant et le comburant qu'au dernier moment (Terasaki [87]). Un mélange rapide peut être obtenu avec un double swirl concentrique. La position, le nombre de trous et l'angle d'injection du gaz n'ont qu'une très faible importance sur ces injecteurs car la zone de mélange est très courte. L'émission de NO_x est plus faible qu'avec un simple swirl à cause d'un meilleur mélange.

III. 5. 2. 3 Flamme pilote :

Une flamme pilote est quelquefois ajoutée à la flamme de prémélange pour diminuer la limite d'extinction pauvre. La flamme pilote se présente sous la forme d'une flamme de diffusion. Elle apporte l'énergie nécessaire pour maintenir la combustion de la flamme de prémélange. La combustion avec flamme pilote combine le principe du prémélange et de la stratification puisque la combustion se déroule en prémélange pauvre sauf au niveau de la flamme pilote où la combustion est riche. Malheureusement la haute température générée par la flamme pilote conduit à nouveau à une forte production de NO_x par la voie du NO thermique (Hayashi [38]).

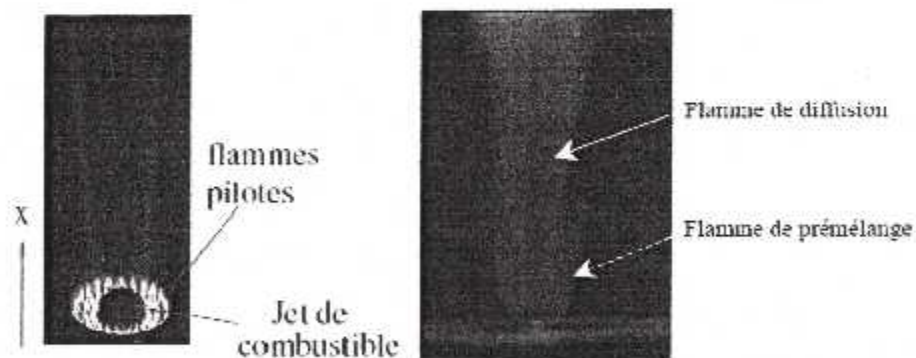


Figure III.10: Photo de la flamme pilote

La courbe de la Figure III.11 montre la production de NO_x selon la proportion de carburant alimentant la flamme pilote par rapport au carburant alimentant la flamme de prémélange (Barnes [5]). Dans cette expérience, on peut observer l'augmentation linéaire du NO_x de la flamme pilote et la diminution exponentielle de la flamme de prémélange. Cette configuration montre un optimum lorsque 20% du carburant alimente la flamme pilote. Sur le

même graphique sont représentées diverses qualités de prémélanges notées s (avec $s=0$ pour un mélange parfait et $s=1$ pour non mélangé). Il est observé logiquement que l'effet du non mélangé devient négligeable avec l'augmentation du carburant de la flamme pilote (par définition non prémélangé).

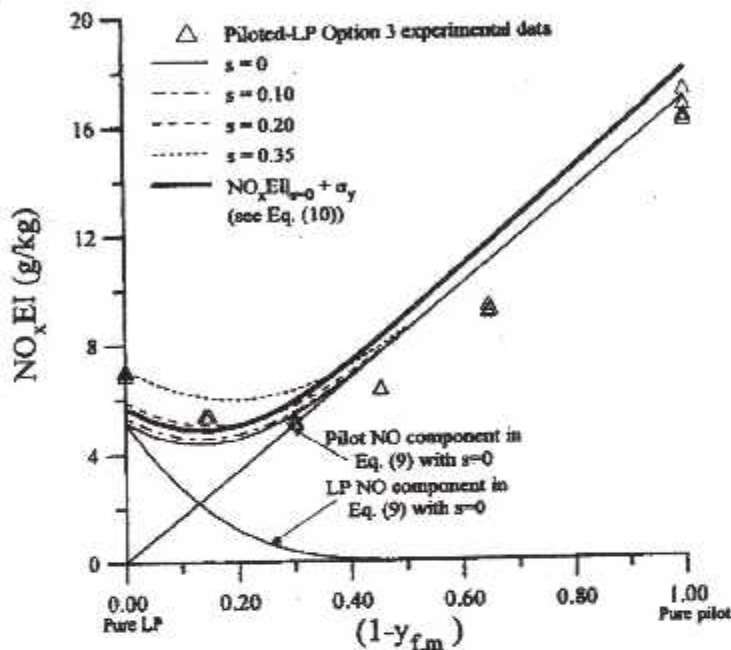


Figure III.11: Effet de la flamme pilote sur les émissions polluantes (Barnes [5])

III. 5. 3 - Air secondaire :

Les orifices d'air secondaire ont un rôle important et complexe dans les chambres de combustion d'une turbine à gaz. L'effet exact joué par l'injection d'air secondaire est encore mal connu. Les études publiées sur le rôle de l'air secondaire concernent uniquement la pollution et la structure de l'écoulement. A notre connaissance aucune étude de l'influence de l'air secondaire sur les instabilités n'a été publiée.

L'effet du jet d'air sur un écoulement à swirl dépend du nombre d'orifices, de leurs tailles, de leurs emplacements et enfin du débit d'air qui y pénètre. Par exemple si l'on souhaite favoriser la recirculation de l'écoulement dans la zone de réaction par les jets secondaires, il est conseillé de créer un faible nombre de trous de grande taille (Lefebvre [50]). La modification de l'écoulement par l'injection d'air secondaire peut être répartie entre quatre régimes. Ces régimes ont été établis par Richards [69] en étudiant différents rapports entre la vitesse de l'air secondaire et la vitesse de l'écoulement.

- ✚ **Régime I** : Débit d'air secondaire faible. Le jet d'air secondaire reste proche de la paroi et suit la trajectoire hélicoïdale due au swirl.
- ✚ **Régime II** : Le jet d'air pénètre dans l'écoulement et raccourci la zone de recirculation mais continue de subir l'influence du swirl. L'extension axiale de la recirculation dépend du débit de l'air secondaire. L'air secondaire diminue la richesse de combustion ce qui diminue la température.
- ✚ **Régime III** : Le jet d'air secondaire pénètre au centre de l'écoulement, mais il est encore dévié par le swirl.
- ✚ **Régime IV** : Le jet d'air secondaire pénètre au centre de l'écoulement et n'est plus dévié par le swirl. Une partie de l'air secondaire est recyclée par la recirculation. Dans ce cas, tout ce qui se passe en aval de l'injection d'air est pratiquement indépendant des conditions d'entrée au niveau de l'injecteur (Di Mare [28]). La nature tridimensionnelle de l'air secondaire contraste avec l'écoulement axisymétrique de la flamme de prémélange. Lorsque les orifices d'injection d'air secondaire sont plus proches de l'injecteur ($1/2$ diamètre de la chambre) l'écoulement est dominé par le jet d'air secondaire et devient tridimensionnel.

Dans l'étude effectuée par Heitor [40], l'air pénètre à seulement $1/2$ rayon dans la flamme (régime II). Dans ces conditions, l'air secondaire n'interagit pas et c'est le swirl qui contrôle l'écoulement. La flamme passe entre les jets d'air secondaire et le cœur de l'écoulement est chaud. Lorsque le jet pénètre à 100%, la recirculation est contrôlée par l'air secondaire et le swirl (Bicen [9]). Dans ce cas, la flamme est installée sur le flux d'air secondaire. Le cœur de l'écoulement est froid et les fortes températures sont situées au bord du brûleur (Bicen [9], Noyce [62]). La pénétration du jet d'air secondaire au centre de l'écoulement entraîne une partie importante de celle-ci (45% dans le cas de Bicen [9]) dans la recirculation. L'augmentation de l'oxygène dans la zone de recirculation provoque une augmentation de l'efficacité de la combustion. Ainsi l'efficacité de combustion qui est seulement de 80% lorsque le jet pénètre à $1/2$ rayon (Heitor [40]) augmente jusqu'à 97% lorsque le jet pénètre au cœur de l'écoulement (Bicen [9]). Malheureusement l'apport d'air supplémentaire dans la recirculation peut entraîner aussi une augmentation du CO (Sood [84]). L'augmentation de l'oxygène dans la recirculation lorsque le débit du jet d'air secondaire augmente a aussi été observée par Rizk [70]. Il montre que les NOX sont formés principalement avant l'air secondaire. Tandis que Noyce [62] montre que le CO continue d'être consommé après la zone de dilution jusqu'à la fin de la chambre.

Ces propriétés peuvent être mises à profit pour diminuer les NOX. Ainsi Singh [80] propose de diminuer la distance de combustion en avançant les trous de dilution vers l'injecteur pour diminuer

le temps de séjour des gaz dans la flamme. Nous avons déjà souligné l'importance du temps de résidence sur l'émission de NOX. Pour diminuer le temps de séjour on peut soit augmenter la vitesse soit diminuer la distance des gaz dans la zone chaude. En rapprochant l'air secondaire, Singh [80] obtient une longueur de la flamme réduite de 25% et un temps de résidence réduit dans les mêmes proportions. Une diminution de NOX est constatée, mais le comportement du CO n'est pas mentionné. Malheureusement Singh [80] ne fournit aucune information non plus sur l'instabilité de la flamme. Hayashi [39] montre, en utilisant le même principe, une diminution des NOX sans altération sur les émissions de CO.

L'arrêt rapide de la réaction est utilisé dans la méthode RQL (Rich Quench Lean). Cette technique consiste à brûler en riche puis en pauvre comme pour les combustions étagées classiques mais avec un passage très brutal entre les deux zones.

III. 5. 4 - Air de refroidissement pariétal :

L'air de refroidissement pariétal représente environ 25% de l'apport d'air total d'une chambre de combustion (Jones [44]). L'air froid provoque une émission de CO et des imbrûlés (Lefebvre [49]). Il est donc nécessaire, pour limiter les CO et augmenter l'efficacité du refroidissement, d'envoyer l'air par des orifices de faibles diamètres. L'écoulement d'air doit ainsi rester le plus proche possible des parois.

III. 5. 5 - Air de dilution :

La vitesse d'injection d'air de dilution doit être suffisamment importante pour atteindre le centre de l'écoulement et éviter un cœur à haute température. Il est évidemment préférable pour l'émission de NOX de diminuer la température de combustion plutôt que d'augmenter l'air de dilution pour une température de fumée identique (Singh [80]).

III. 5. 6 - Divergent :

La sortie d'injection utilisant un élargissement brusque provoque des instabilités. Pour réduire ces instabilités on peut utiliser des coins arrondis, triangulaires ou plusieurs paliers (Schadow [77]). Mais dans le cas des flammes de prémélange, ces dispositifs peuvent conduire à des problèmes de stabilisation de flamme (Sivasegaram [82]).

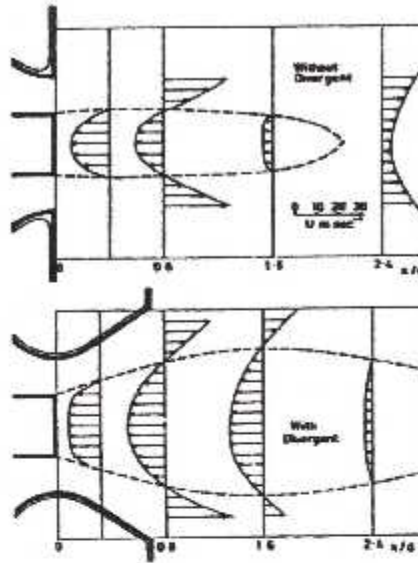
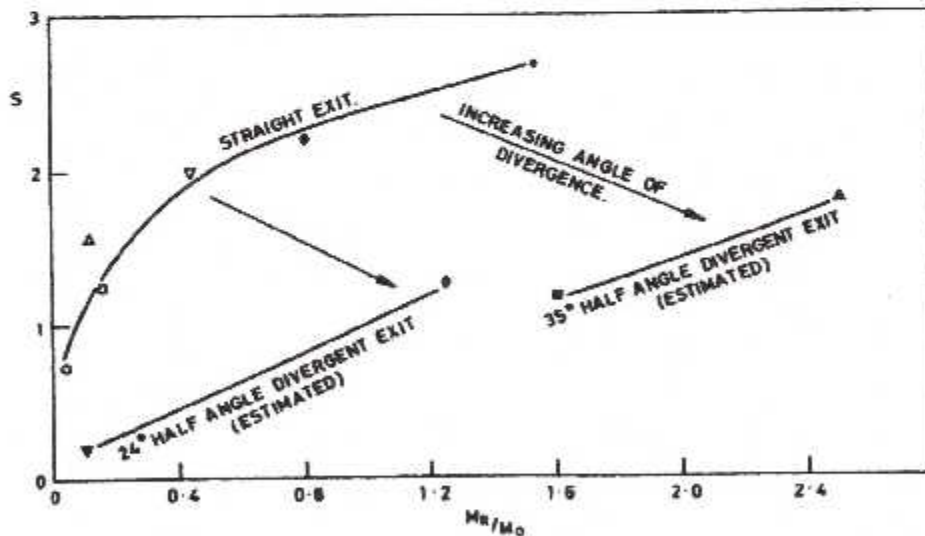


Figure III.12 : Comparaisons de la vitesse avec et sans divergent (Gupta [36])

Le divergent est la géométrie la plus souvent rencontrée dans l'industrie. Par rapport à un élargissement brusque le divergent diminue les pertes de charge. Il a aussi pour effet d'élargir la zone de recirculation. Le débit de gaz recirculé augmente, mais la densité de recirculation ne change pas (Hillemanns [43]). Un exemple entre le champ de vitesse des deux écoulements est montré sur la Figure III.12.



Débit recirculé sur le débit initiale

Figure III.13: Effet de l'angle du divergent (Lilley [55])

Le nombre de swirl critique correspondant à l'apparition de la recirculation dépend ainsi fortement de l'angle du divergent. La Figure III.13 montre ainsi la masse de fluide recirculé selon le

nombre de swirl et l'angle du divergent. On peut voir qu'un angle plus important permet de diminuer le swirl critique.

Types de flammes rencontrées avec un divergent

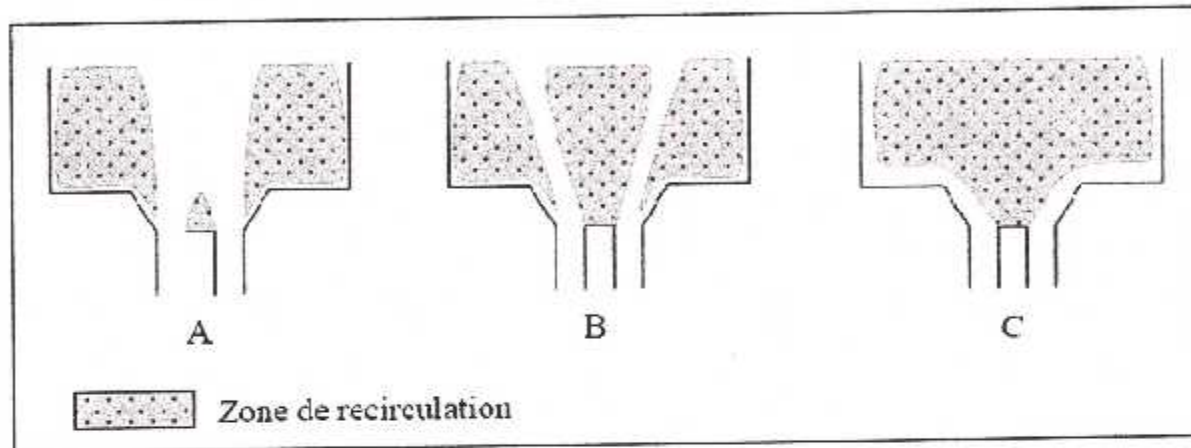
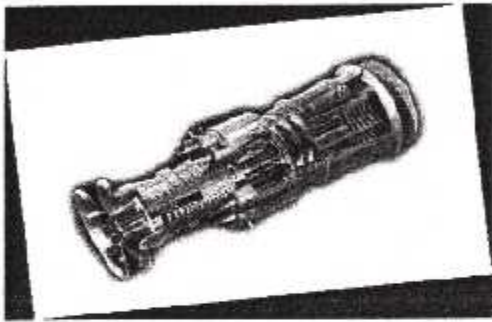


Figure III.14: Type d'écoulement dans une chambre avec un divergent et un swirl
(d'après Gupta [36])

Nous savons que deux grands types d'écoulements sont possibles selon le nombre de swirl avec la présence ou non de la zone de recirculation centrale (type A et B sur la Figure III.14). Avec le divergent une troisième structure peut apparaître (type C). Si on augmente fortement le nombre de swirl la zone de recirculation externe disparaît et la recirculation centrale occupe toute la chambre. La flamme dans ce dernier cas est attachée sur l'injecteur et se prolonge le long des parois. Ces flammes sont recherchées pour les fours visant à obtenir un rayonnement intense et uniforme (Gupta [36]).

Le phénomène responsable de l'attachement de la flamme au fond de la chambre est appelé effet Coanda. Lorsque le jet est proche d'une paroi, la vitesse du fluide entre la paroi et le jet augmente, ce qui diminue la pression. Le jet est alors aspiré vers la paroi: c'est l'effet Coanda. L'apparition de ce phénomène dépend de la vitesse et de l'angle du divergent (Allery [2]). Un swirl élevé favorise l'effet Coanda, car la recirculation centrale qu'il crée repousse la recirculation externe. Mais pour un swirl ou un angle trop important, le fluide ne suit plus la paroi • Vanoverberghe [89] n'observe ainsi l'effet Coanda que pour des nombres de swirl relativement faibles compris dans l'intervalle [$S=0.16$, $S=0.62$].



Chapitre IV

IV.1 Introduction générale :

Depuis leur apparition dans les années soixante et les premiers travaux les concernant, les méthodes des Volumes Finis n'ont cessé de faire l'objet d'un vif intérêt dans plusieurs sous-disciplines de la Physique (thermodynamique, Mécaniques des Fluides,...). En effet, de telles méthodes bénéficient de deux caractéristiques fondamentales constituant leurs avantages par rapport aux autres méthodes telles que les Différences Finis et les Eléments Finis entres autres :

- ✓ Leur *simplicité algorithmique* : les méthodes de volumes finis ont, en général, un coût en espace mémoire et en temps de calcul peu élevé et sont caractérisées par une certaine simplicité dans l'écriture des programmes,
- ✓ Elles obéissent au principe du *conservation de flux*, ceci expliquant que les méthodes de volumes finis soient particulièrement employées dans le domaine de la mécanique des fluides.

Néanmoins, d'un point de vue mathématique, ces méthodes sont longtemps restées peu étudiées contrairement aux méthodes d'Eléments Finis ou de Différences Fini. Elles ont donc, depuis quelques années, fait l'objet de travaux mathématiques de plus en plus conséquents (étude de problèmes elliptiques, paraboliques, hyperboliques, équations de Stokes et de Navier-Stokes,...). Parmi les nombreuses méthodes de Volumes Finis, citons :

✚ la méthode de Volumes Finis centrée cellule :

Cette méthode est l'une des premières apparue (initialement sous le nom de méthodes de Volumes Finis « cell-center » ou FV4) et est particulièrement efficace sur des maillages structurés. De plus, elle a fait l'objet des premiers travaux mathématiques sur les méthodes de Volumes Finis.

✚ les méthodes d'Eléments-Volumes Finis (conforme et non conforme) :

Ces méthodes ont été introduites relativement récemment et font l'objet de nombreux travaux (applications aux équations de Navier-Stokes instationnaires, utilisation d'estimateur a-posteriori,...). Ces méthodes révèlent une volonté de déstructurer les schémas de Volumes Finis plus classiques (centrée cellule par exemple) en les rapprochant de schémas d'Eléments Finis.

✚ la méthode de Volumes Finis centrée sommet :

Plus connue sous le nom de méthode de volumes finis « cell-vertex », elle est encore relativement plus étudiée mathématiquement.

✦ la méthode de Volumes Finis diamant :

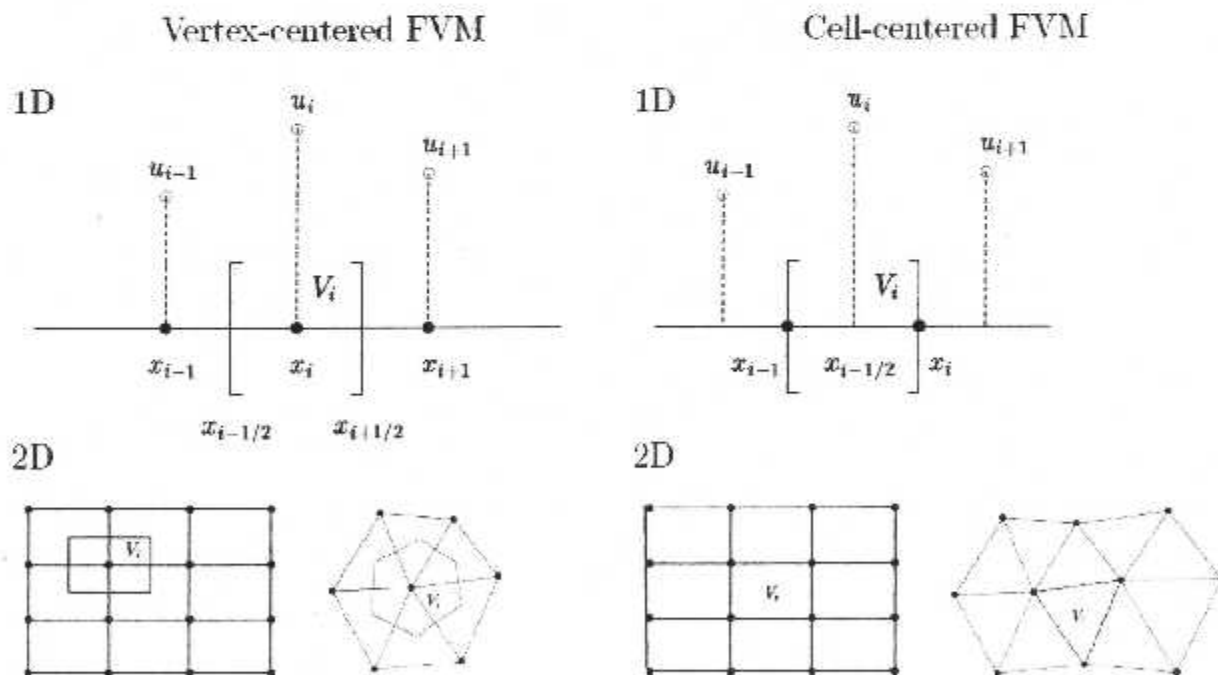
Tout comme pour les méthodes d'Eléments-Volumes Finis, le but de cette méthode est de déstructurer les schémas de Volumes Finis de type centré cellule tout en restant dans une méthodologie de Volumes Finis en travaillant notamment toujours sur des flux et en utilisant des approximations par Différences finies. Précisons en outre que les estimées établies dans les travaux en vigueur nécessitent des régularités légèrement supérieures à leur équivalents pour la méthode de Volumes Finis centrée cellule.

✦ la méthode de Volumes Finis Mixtes :

nous citons cette méthode en tant qu'un des nombreux développements récents concernant les méthodes de Volumes Finis ; le but recherché étant, en l'occurrence, de se rapprocher des méthodes d'Eléments Finis mixtes tout en diminuant la complexité algorithmique.

Précisons qu'il existe bien d'autres méthodes de Volumes Finis et que nous ne prétentions donc nullement être exhaustifs dans la liste donnée précédemment.

La méthode de Volumes Finis est à l'origine de la majorité des codes de calculs en géométrie cartésienne (Fluent, Phoenix...).



Different grids / control volumes can be used for different variables (v, p, ...)

Figure IV-1 : Définition des volumes de contrôles

IV-2- Equations Fondamentales :

L'étude des problèmes de thermoconvection fait appel aux équations de conservation de :

- ↳ Masse (équation de continuité)
- ↳ Quantité de mouvement (2^{ème} loi de Newton)
- ↳ L'énergie (1^{ère} principe de la thermodynamique)

En effet, toutes ces équations peuvent s'écrire de la même façon, et il suffira de résoudre juste la forme générale de ces équations.

IV-3- Equations de conservation :3-1 – Généralités :

Soit volume de contrôle V traversé par la quantité physique ϕ . On désigne par q la densité de flux de ϕ , par diffusion .

Pour établir le bilan de ϕ dans V , il est nécessaire de déterminer les différents flux entrant et sortants ainsi que la variation temporelle de ϕ dans V :

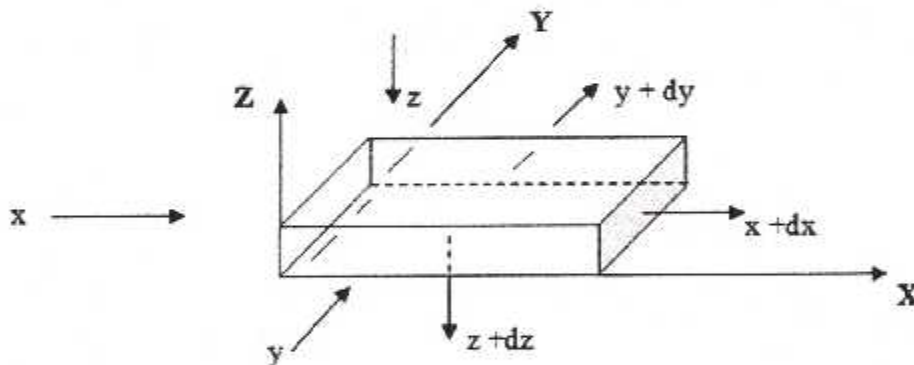


Figure III-2 : Variation du flux dans un volume de contrôle

Les flux entrants sont :

$$(q_x dy dz) \text{ suivant } x$$

$$(q_y dx dz) \text{ suivant } y$$

$$(q_z dx dy) \text{ suivant } z$$

Les flux sortants sont :

$$(q_{x+dx}) dy dz = q_x dy dz + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx dy dz \quad \text{suivant } x$$

$$(q_{y+dy}) dx dz = q_y dx dz + \frac{\partial q_y}{\partial y} dx dy dz \quad \text{suivant } y$$

$$(q_{z+dz}) dx dy = q_z dx dy + \frac{\partial q_z}{\partial z} dx dy dz \quad \text{suivant } z$$

Le flux net par diffusion est alors :

$$q_{\text{sort}} - q_{\text{ent}} = \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) dx dy dz = (\text{div } q) dv \quad (4-1)$$

3-2 – Equation de conservation de masse :

Soit ml la fraction massique de la quantité l et U la vitesse avec laquelle se déplace un système.

- o Les flux entrants de la quantité l par convection sont donnés par :

$$(\rho U_x ml dy dz) \quad \text{suivant } x$$

$$(\rho U_y ml dx dz) \quad \text{suivant } y$$

$$(\rho U_z ml dx dy) \quad \text{suivant } z$$

- o Les flux sortants par convection sont :

$$(\rho U_x ml) dy dz + \frac{\partial}{\partial x} (\rho U_x ml) dx dy dz \quad \text{suivant } x$$

$$(\rho U_y ml) dx dz + \frac{\partial}{\partial y} (\rho U_y ml) dx dy dz \quad \text{suivant } y$$

$$(\rho U_z ml) dx dy + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_z ml) dx dy dz \quad \text{suivant } z$$

Si Rl est la production par unité de volume et $\frac{\partial}{\partial t} (\rho ml) dx dy dz$ la variation par unité de volume et de temps, alors le bilan de matière de l s'écrit en tenant compte du flux net de diffusion :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho ml) = Rl - \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho U_x ml) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho U_y ml) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_z ml) \right] \\ - \left[\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (4-2)$$

Ainsi :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho ml) = Rl - \text{div} (\rho U ml) - \text{div} (q) \quad (4-3)$$

Avec :

$$U = [U_x \ U_y \ U_z]^T$$

et:

$$q = [q_x \ q_y \ q_z]^T$$

D'après la loi de FICK ;

$$q = -\Gamma \text{ grad } ml \quad (4-4)$$

Où Γ : coefficient de diffusion

L'équation (4-3) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \ ml) + \text{div} (\rho \ U \ ml) = Rl + \text{div} (\Gamma \ \text{grad } ml) \quad (4-5)$$

Cette dernière équation traduit la conservation de masse.

3-3 – Equation de conservation de l'énergie :

Soit h l'enthalpie massique et R la production d'énergie par unité de temps et de volume.

En se référant à l'équation (4-3), l'équation de l'énergie s'écrit comme :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \ h) = R - \text{div} (q) - \text{div} (\rho \ U \ h) \quad (4-6)$$

Ou encore :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \ h) + \text{div} (\rho \ U \ h) = R - \text{div} (q) \quad (4-7)$$

Où $h = C_p \ T$.

D'après la loi de FOURRIER, la densité de flux q est donné par :

$$q = -\lambda \ \text{grad } T$$

L'équation (4-7) devient alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \ C_p \ T) + \text{div} (\rho \ U \ C_p \ T) = R + \text{div} (\lambda \ \text{grad } T) \quad (4-8)$$

L'équation (4-8) traduit la conservation de l'énergie.

3-4 – Equation de conservation de la quantité de mouvement :

De la même façon que pour l'équation de conservation de matière, les équations de mouvement suivant x sont :

- Les flux entrants par convection sont donnés par :

$$(\rho U_x) U_x dy dz \quad \text{suivant } x$$

$$(\rho U_x) U_y dx dz \quad \text{suivant } y$$

$$(\rho U_x) U_z dx dy \quad \text{suivant } z$$

o Les flux sortants sont :

$$(\rho U_x) U_x dy dz + \frac{\partial}{\partial x} (\rho U_x U_x) dx dy dz \quad \text{suivant } x$$

$$(\rho U_x) U_y dx dz + \frac{\partial}{\partial y} (\rho U_x U_y) dx dy dz \quad \text{suivant } y$$

$$(\rho U_x) U_z dx dy + \frac{\partial}{\partial z} (\rho U_x U_z) dx dy dz \quad \text{suivant } z$$

En s'aidant des équations (4-3) ou (4-7), la conservation de quantité de mouvement suivant x s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_x) + \text{div} (\rho U_x U) = - \text{div} (q) + S \quad (4-9)$$

Où S est le terme source, et ;

$$q = -\mu \text{ grad} (\rho U_x) \quad \text{pour un fluide newtonien.}$$

L'équation (3-9) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_x) + \text{div} (\rho U_x U) = S + \text{div} (\mu \text{ grad} \rho U_x) \quad (4-10)$$

Des équations similaires à cette dernière pour les quantités de mouvement suivant y et z.

IV-4- Equation générale :

Les équations (4-5), (4-8), (4-10) présentent la même forme ; il devient alors intéressant de donner une équation générale qui permet de s'adapter aux différents bilans cités ci-dessus.

En effet, si ϕ est une quantité physique quelconque, alors l'équation de conservation de ϕ s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \text{div} (\rho U \phi) = \text{div} (\Gamma \text{ grad} \phi) + S \quad (4-11)$$

Où ϕ serait :

- ⬇ ml pour la conservation de la masse
- ⬇ h pour la conservation d'énergie
- ⬇ U_j pour la conservation de la quantité de mouvement ($j = x, y$ ou z).

Dans le cas d'un bilan global de matière ($m_l = 1$) ; l'équation (3-11) devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho U) = 0$$

Qui représente l'équation de continuité.

On conclut alors que la forme unique des différentes équations de conservation est présentée, à partir d'un bilan qui compte des flux convectifs et de diffusion ainsi que d'éventuels termes source.

IV-5- Description générale de la méthode des volumes finis :

La résolution des équations de conservation par la méthode des volumes finis a pour qualité principale de réduire les instabilités numériques des schémas. Elle a été développée par PATANKAR (1980,[1]) ; celui-ci garde les équations de Navier-Stokes sous leur forme primitive, combine des schémas aux différences finis centrés et décentrés et développe un algorithme numérique consistant à prédire un champ de vitesse intermédiaire et à résoudre une équation elliptique pour la pression. Ce modèle a été utilisé avec succès par Ben Mabrouk (1984,[2]) dans le cas d'une cavité tridimensionnelle différentiellement chauffée et par Ben Cheikh (1987,[3]) dans l'étude comparative d'une cavité bidimensionnelle, ainsi que d'autres travaux. Elle consiste essentiellement en :

- 1- Discrétisation du domaine considéré en éléments de volumes (volumes de contrôle).
- 2- Formulation intégrale des équations différentielles aux dérivées partielles.
- 3- Choix d'un schéma qui présente la variation de la quantité physique pour aboutir à l'équation algébrique.
- 4- Assemblage des diverses équations pour aboutir à un système d'équations algébriques.
- 5- Résolution du système d'équations algébriques.

5-1- Discrétisation du domaine :

La discrétisation du domaine est abordée par un maillage constitué d'un réseau de points (nœuds) dans un repère cartésien.

Ainsi, un élément de volume est défini autour du nœud (volume de contrôle) sur lequel on va intégrer l'équation aux dérivées partielles. Pour deux nœuds consécutifs, les volumes de contrôles respectifs doivent posséder un côté commun, en sorte que la réunion de tous les volumes forme le domaine de départ. Ce ci va mettre en évidence la conservation des flux locaux et globaux au sein du volume de contrôle et du domaine.

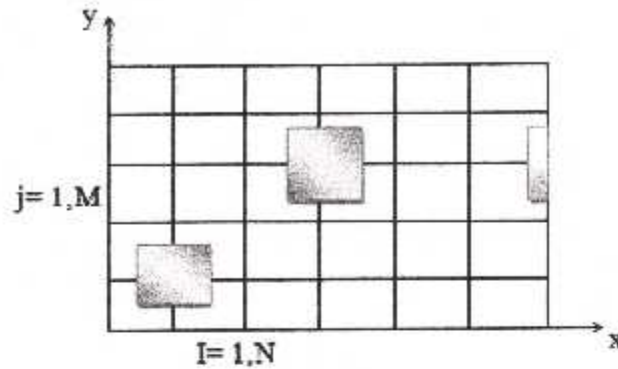


Figure IV-3 : Volume de contrôle dans le cas bidimensionnel

1-1- Formes générales des éléments de volumes :

Il est clair que la discrétisation, et donc le choix des éléments de volume dépend du domaine d'étude. Ainsi on peut avoir des éléments à un, deux ou trois dimensions :

a- Eléments de volume à une dimension :

Lorsque les paramètres physiques en question ne dépendent que d'une variable spatiale ; on utilise des éléments de volumes à une dimension.

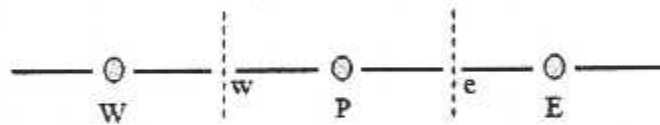


Figure IV-4 : Élément de volume à une dimension

b- Élément de volume à deux dimensions :

Ils sont utilisées lorsque les variables physiques qui apparaissent dans le problème dépendent de deux coordonnées spatiales.

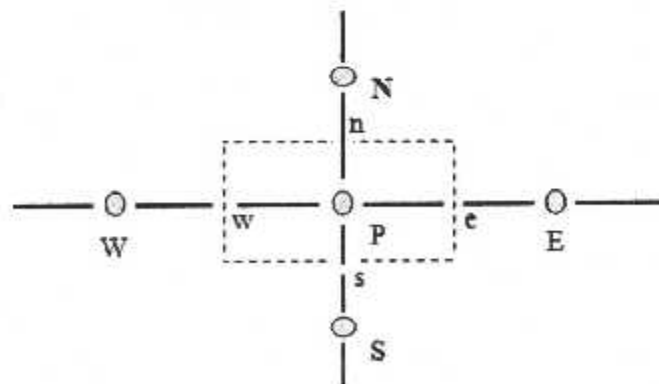


Figure IV-5 : Élément de volume à deux dimensions

c- Élément de volume à trois dimensions :

Ils sont utilisées lorsque les paramètres physiques du problème dépendent des trois coordonnées spatiales.

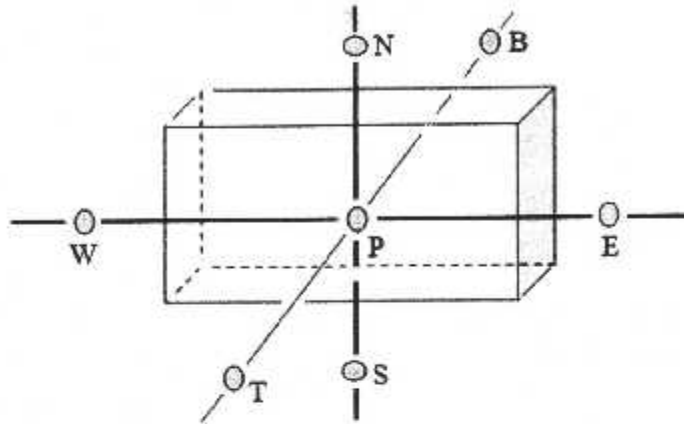


Figure IV-6 : Élément de volume à trois dimensions

1-2- Maillage :

La notion de maillage est indispensable pour la résolution spatiale des équations de continuité. Il est le plus souvent impossible de résoudre ces équations analytiquement. Ainsi, nous devons discrétiser le domaine de calcul afin de trouver une approximation de la solution recherchée sur chaque petite partie de l'espace. Il existe de nombreuses techniques de maillage, de nombreuses formes de mailles également, qui ont chacune des propriétés spécifiques et qui s'adaptent de manière préférentielle à tel ou tel problème. Le choix de la grille doit favoriser d'une part les propriétés de conservation en passant d'un volume de contrôle à un autre, et d'autre part faciliter la résolution numérique du système d'équation et le traitement des conditions aux limites.

En ce qui concerne notre domaine d'étude, nous pouvons distinguer deux grands types de maillages que nous appellerons "maillages classiques" et "maillages adaptatifs".

2.1 Maillages classiques :

Nous appellerons maillages classiques ceux qui ne se déforment pas. Ceci n'exclut pas les maillages irréguliers, plus ou moins raffinés à certains endroits afin de mieux tenir compte des conditions locales d'écoulement. Le premier exemple présenté ici est totalement régulier. Les mailles sont des triangles. On remarque déjà un problème lié à la courbe des parois qui sont reprises de manière linéaire par les arêtes. Un raffinement peut nous conduire à mieux les respecter. Il n'y a pas de singularité dans cet objet (IV.7) donc on n'a pas de raffinement évident à opérer.



Figure IV- 7: Exemple de maillage régulier.

Si l'on se place dans un cadre un petit peu plus scientifique, et de toute manière plus orienté vers la mécanique des fluides, on est confronté à des maillages bien plus complexes et relativement longs à générer. Il est important de le mentionner : les temps de calcul avec la méthode utilisée plus tard, la SPH (méthode sans maillage) sont longs. Si l'on place un obstacle au sein de l'écoulement, il est important de placer plus de mailles autour de l'obstacle, là où l'écoulement est le plus complexe, afin de connaître plus précisément et de mieux contrôler les variations des variables telles que la vitesse ou la pression.

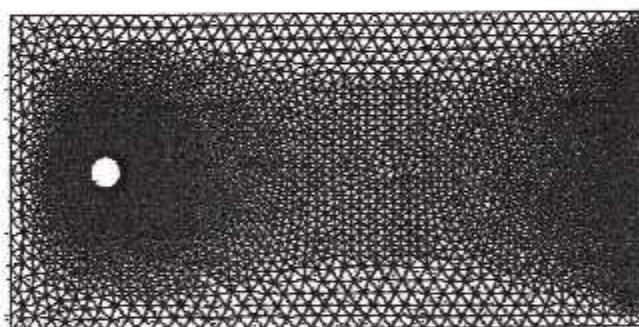


Figure IV- 8 : Exemple de maillage irrégulier.

Un tel raffinement du maillage (figure IV-8) est important pour mieux appréhender ce qui se passe autour de l'obstacle mais il peut aussi s'avérer nécessaire pour assurer la convergence du schéma numérique vers la solution du problème. Ce maillage est fixe. On le construit à l'instant initial et il reste en l'état tout au long du calcul.

2.2 Maillages adaptatifs

Sur la base des maillages présentés au paragraphe précédent, on peut chercher à optimiser le temps de calcul en changeant le maillage régulièrement pour l'adapter à l'évolution du phénomène.

Par exemple, dans le cas d'un écoulement à surface libre, on peut chercher à identifier cette surface à chaque pas de temps et on remaille le domaine de manière à éliminer les mailles vides. Dans un premier temps, nous allons montrer un exemple de ce type de maillage afin de fixer les idées.

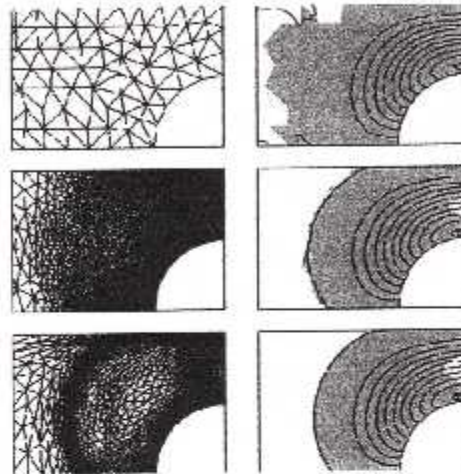


Figure IV -9 : Maillage adaptatif. Dans la colonne de droite : en gris clair, les zones rigides, en gris foncé, les zones très cisailées et en blanc (coin en bas à droite), un cylindre autour duquel se fait l'écoulement. La colonne de gauche présente les maillages successifs.

La première ligne (figure IV-9) présente le maillage initial, la seconde montre le second maillage calculé après un certain nombre de pas de temps et la troisième présente le neuvième maillage calculé. Ce maillage ne change pas à chaque pas de temps, cela prendrait trop de temps. Un critère d'évolution plus ou moins arbitraire permet de déterminer s'il est nécessaire de recalculer la disposition des mailles ou non. L'intérêt principal est un gain de temps. En effet, globalement, le nombre de mailles augmente dès que cela devient nécessaire et aux endroits concernés. On n'a pas besoin de tant de discrétisation au début, et on n'a pas besoin de raffiner le domaine loin de l'obstacle. Ainsi, on optimise le calcul en ne tenant compte que de ce qui est important. Cette notion d'importance reste pour autant arbitraire...

Nous n'en dirons pas plus sur les différentes techniques de maillage. Ce n'est pas l'objet de notre propos. Dans la suite, nous allons reprendre toutes les propriétés des maillages et de l'approximation de Saint-Venant et apporter ainsi un cahier des charges pour la méthode numérique choisie qui permettra de résoudre, au moins en partie, les désagréments liés aux techniques numériques "classiques".

1-3 – Discrétisation des équations :

Afin de donner un aperçu général de la méthode des volumes finis, et particulièrement

de la discrétisation des équations, une application à l'équation de la convection-diffusion dans le cas bidimensionnel s'avère intéressante pour cette illustration.

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

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S \quad (4-12)$$

Où $x_i = (x, y)$ et $u_i = (u, v)$.

Suivant la direction x , on a :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S \quad (4-13)$$

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

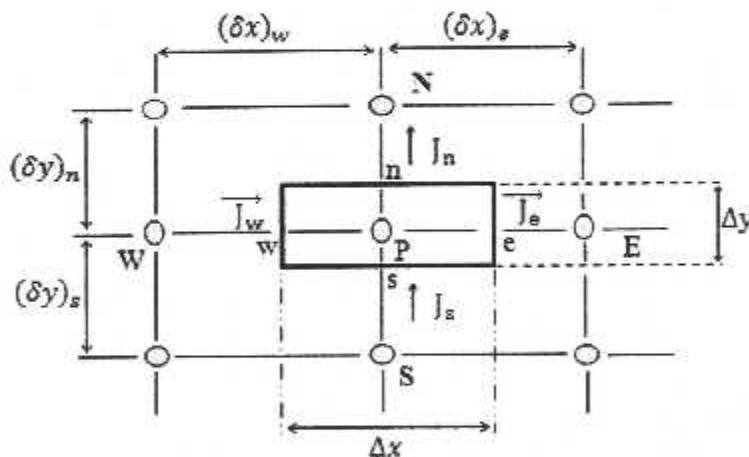


Figure IV-10 : Discrétisation en élément de volume

En faisant intervenir les flux aux interfaces suivant x et y , on aura :

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (4-14)$$

$$J_y = \rho v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (4-15)$$

Donc l'équation (4-13) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = S \quad (4-16)$$

3-1- Détails de discrétisation :

Soit à intégrer l'équation (4-16) dans l'élément de volume (cf. figure III-10) :

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) dx dy dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial J_x}{\partial x} dx dy dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial J_y}{\partial y} dx dy dt$$

$$= \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n S dx dy dt \quad (4-14)$$

Pour évaluer les différents termes de l'équation intégrale (4-14), il faut poser un certain nombre d'hypothèses et aussi choisir des schémas. Par exemple, il faut linéariser le terme source sous la forme :

$$S = S_C + S_P \phi_P$$

Et on suppose qu'il est uniforme dans le volume de contrôle pour pouvoir l'intégrer. (cf. [1] p 48-50 et p 143-146).

Pour le premier terme de l'équation (4-13), on choisit un schéma complètement implicite (cf. [1] p 56-59), donc :

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) dx dy dt = (\rho \phi - \rho^0 \phi^0) \Delta x \Delta y \quad (4-15)$$

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

$$(\rho \phi - \rho^0 \phi^0) \Delta x \Delta y + (J_e - J_w) \Delta t + (J_n - J_s) \Delta t = (S_C + S_P \phi_P) \Delta t \Delta x \Delta y \quad (4-16)$$

Ou encore :

$$\frac{(\rho \phi - \rho^0 \phi^0)}{\Delta t} \Delta x \Delta y + J_e - J_w + J_n - J_s = (S_C + S_P \phi_P) \Delta x \Delta y \quad (4-17)$$

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (4-18)$$

Dans notre cas, elle se met sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0 \quad (4-19)$$

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

$$(\rho - \rho^0) \Delta x \Delta y + [(\rho u)_e - (\rho u)_w] \Delta y \Delta t + [(\rho v)_n - (\rho v)_s] \Delta x \Delta t = 0 \quad (4-20)$$

On pose que :

$$\begin{aligned} F_e &= (\rho u)_e \Delta y & F_n &= (\rho v)_n \Delta x \\ F_w &= (\rho u)_w \Delta y & F_s &= (\rho v)_s \Delta x \end{aligned} \quad (4-21)$$

Où F représente l'importance de la convection ou de l'écoulement. Il peut prendre des valeurs positives ou négatives.

Donc l'équation (4-20) devient :

$$\frac{(\rho - \rho^0)}{\Delta t} \Delta x \Delta y + (F_e - F_w) + (F_n - F_s) = 0 \quad (4-22)$$

On multiplie cette dernière équation par la grandeur physique ϕ_P et la soustrait l'équation (4-17), on aura :

$$\begin{aligned} (\phi_P - \phi_P^0) \frac{\rho_P^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t} + (J_e - F_e \phi_P) - (J_w - F_w \phi_P) + (J_n - F_n \phi_P) - (J_s - F_s \phi_P) \\ = (S_c + S_P \phi_P) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (4-23)$$

Posant :

$$J^* = \frac{J \delta}{\Gamma} \quad (4-24)$$

On trouve la forme adimensionnelle (cf. [1] p 92-95) :

$$J^* - P_e \phi_i = A (\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (4-25)$$

$$J^* - P_e \phi_{i+1} = B (\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (4-26)$$

Où P_e représente le nombre de Pecklet, et A et B sont des coefficients fonction de P .

Avec :

$$B = A + P_e$$

Donc, d'après les équations (4-14) et (4-15) :

$$J - F \phi_i = A D (\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (4-27)$$

$$J - F \phi_{i+1} = B D (\phi_i - \phi_{i+1}) \quad (4-28)$$

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

En appliquant les formes (4-27) et (4-28) sur le nœud principal P , on aura suivant x :

$$J_e - F_e \phi_P = (A D)_e (\phi_P - \phi_E) \quad (4-29)$$

$$J_w - F_w \phi_P = (B D)_w (\phi_w - \phi_P) \quad (4-30)$$

Et suivant y :

$$J_n - F_n \phi_P = (A D)_n (\phi_P - \phi_N) \quad (4-31)$$

$$J_s - F_s \phi_P = (B D)_s (\phi_S - \phi_P) \quad (4-32)$$

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

$$\begin{aligned} (\phi_P - \phi_P^0) \frac{\rho_P^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t} + (A D)_e (\phi_P - \phi_E) - (B D)_w (\phi_w - \phi_P) + (A D)_n (\phi_P - \phi_N) \\ - (B D)_s (\phi_S - \phi_P) = (S_c + S_P \phi_P) \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (4-33)$$

3-2- Discrétisation générale de l'équation :

L'équation (4-33) peut se mettre sous la forme :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (4-34)$$

En plus, on a dans le cas général que (cf. [1] p 94) :

$$\forall Pe, A(Pe) = A(|Pe|) + \llbracket -Pe, 0 \rrbracket \quad (4-35)$$

$$B(Pe) = A(|Pe|) + \llbracket Pe, 0 \rrbracket \quad (4-36)$$

Donc, les coefficients de l'équation (4-34) deviennent :

$$a_E = D_e A(|Pe_e|) + \llbracket -F_e, 0 \rrbracket \quad (4-37)$$

$$a_W = D_w A(|Pe_w|) + \llbracket F_w, 0 \rrbracket \quad (4-38)$$

$$a_N = D_n A(|Pe_n|) + \llbracket -F_n, 0 \rrbracket \quad (4-39)$$

$$a_S = D_s A(|Pe_s|) + \llbracket F_s, 0 \rrbracket \quad (4-40)$$

$$b = S_c \Delta x \Delta y + a_P^0 \phi_P^0 \quad (4-41)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_P^0 - S_P \Delta x \Delta y \quad (4-42)$$

Avec :

$$a_P^0 = \frac{\rho_P^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t} ; \text{ et}$$

$$D_e = \frac{\Gamma_e}{(\delta x)_e} \Delta y$$

$$D_n = \frac{\Gamma_n}{(\delta y)_n} \Delta x$$

$$(4-43)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w}{(\delta x)_w} \Delta y$$

$$D_s = \frac{\Gamma_s}{(\delta y)_s} \Delta x$$

3-4 – Choix d'un schéma :

Pour évaluer le coefficient $A(|Pe|)$, il faut choisir un schéma qui permet en l'appliquant, d'aboutir des résultats ayant un sens physique. Par exemple, il faut que tous les coefficients a_i ($i = E, W, N, S, P$) soient positifs en utilisant un schéma centré (cf. [1] p 81-91). Pour les différents schémas, on a :

Schémas	$A(Pe)$
Centré	$1 - \frac{ Pe }{2}$
Upwind	1
Hybride	$\left[0, 1 - \frac{ Pe }{2}\right]$
Loi de puissance	$\left[0, (1 - 0.1 Pe ^5)\right]$
Exponentiel	$\frac{ Pe }{[e^{ Pe } - 1]}$

Tableau 4-1 – Différents schémas

La limitation de ces schémas se situe comme suit :

- ✚ **Centré** : Pour les valeurs de Pecklet inférieurs ou égale à 2.
- ✚ **Upwind** : non approprié pour des faibles valeurs de Pecklet. Pour les grandes valeurs de Pecklet, la diffusion est surestimée.
- ✚ **Exponentiel** : Son inconvénient est le coût élevé, et aussi non approprié pour les situations à deux dimensions et à trois dimensions.
- ✚ **Hybride** : Son inconvénient est l'erreur maximale lorsque le Pecklet prend la valeur 2.
- ✚ **Loi de puissance** : C'est le schéma le plus recommandé vu qu'il s'approche de la valeur exacte.

3-5- Résolution du système d'équations algébriques :

Après avoir assemblé les équations discrétisées pour chaque nœud, on passe à la résolution du système ainsi obtenu.

5-1- Méthode de THOMAS : (TDMA)

Elle s'applique dans le cas linéaire et suivant une seule direction.

Elle se constitue comme suit ; soit N nœuds suivant une direction x :

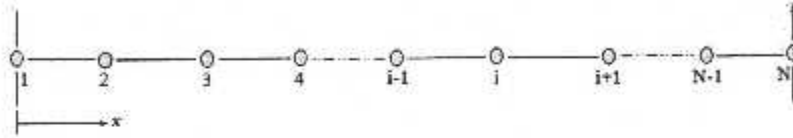


Figure 4-5- maillage unidirectionnel

On a l'équation discrétisée sous la forme :

$$a_i \phi_i = b_i \phi_{i+1} + c_i \phi_{i-1} + d_i \quad (4-44)$$

Sous la forme :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + b$$

Les hypothèses sont :

- Pour $i = 1$, on a $c_1 = 0$.
- Pour $i = N$, on a $b_N = 0$.

Donc on aura :

$$a_1 \phi_1 = b_1 \phi_2 + 0 + d_1$$

Et

$$a_N \phi_N = 0 + c_N \phi_{N-1} + d_N$$

Pour le nœud 1, on considère un demi volume de contrôle (nœud frontière) et on suppose qu'on a pas ϕ_1 est une fonction linéaire de ϕ_2 :

$$\phi_1 = \frac{b_1}{a_1} \phi_2 + \frac{d_1}{a_1}$$

Pour le nœud 2, on considère un volume de contrôle ; on aura une relation entre ϕ_1, ϕ_2 et ϕ_3 .

De même pour les autres nœuds, on a :

$$\phi_3 = f(\phi_4)$$

⋮

$$\vdots$$

$$\phi_{N-1} = f(\phi_N) \quad (4-45)$$

Pour le dernier nœud, on considère un demi volume de contrôle comme le nœud 1, on aura donc :

$$\phi_{N-1} = g(\phi_N) \quad (4-46)$$

Au niveau de retour, on a :

$$\phi_i = P_i \phi_{i+1} + q_i \quad (4-47)$$

$$\phi_{i-1} = P_{i-1} \phi_i + q_i \quad (4-48)$$

En injectant l'équation (4-48) dans l'équation (4-44) et après modification, on obtient :

$$\phi_i = \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \phi_{i+1} + \frac{c_i q_{i-1} + d_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \quad (4-49)$$

Donc :

$$P_i = \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \quad \text{et} \quad q_i = \frac{c_i q_{i-1} + d_i}{a_i - c_i P_{i-1}}$$

Algorithme :

1- Calcul de P_1 et de q_1 :

$$P_1 = \frac{b_1}{a_1} \quad q_1 = \frac{d_1}{a_1}$$

2- Utilisation des relations de récurrence pour trouver P_i et q_i avec $i = 2, \dots, N$.

3- Poser que : $q_N = Q_N$

4- Enfin, on a :

$$\phi_i = P_i \phi_{i+1} + q_i \quad \text{avec} \quad i = N-1, \dots, \dots, 1.$$

5-2- Méthode de GAUSS-SEIDEL : (point par point)

C'est une méthode itérative et elle s'applique pour tous les cas (2D et 3D).

Dans le cas général, l'équation discrétisée se met sous la forme suivante :

$$a_p \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (4-50)$$

Donc ϕ_p sera égale à :

$$\phi_p = \frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} \quad (4-51)$$

La méthode consiste à se donner les valeurs de ϕ en chaque nœud, puis calculer ϕ_p en fonction de ces valeurs. Alors ϕ_p devient :

$$\phi_p = \frac{\sum a_{nb} \phi_{nb}^*}{a_p} + \frac{b}{a_p}$$

Où ϕ^* sont les valeurs qu'on se donne. Ainsi on répète le processus jusqu'à la convergence.

✚ Critère de SCARBOROUGH :

Une condition suffisante de la convergence de la méthode de Gauss-Seidel est :

$$\frac{\sum |a_{nb}|}{|a_p|} \begin{cases} \leq 1 & \text{pour toute les équations} \\ < 1 & \text{pour au moins une équation} \end{cases}$$

✚ Vitesse de convergence :

La convergence est trop lente ; l'information contenue dans les frontières est transmise à raison d'un nœud par itération :



Figure 4-6- Forme de la vitesse de convergence

$$\phi_1 = \frac{a_0 \phi_0^* + a_2 \phi_2^* + b}{a_1}$$

$$\phi_2 = \frac{a_1 \phi_1^* + a_3 \phi_3^* + b}{a_2}$$

Dans la valeur de ϕ_2 , on injecte la valeur de ϕ_1 calculée précédemment. La vitesse de convergence est de l'ordre d'un intervalle par itération.

5-3- Méthode de ligne par ligne :

C'est une méthode semi-itérative et elle s'applique dans tous les situations.

La méthode ligne par ligne se forme comme suit :

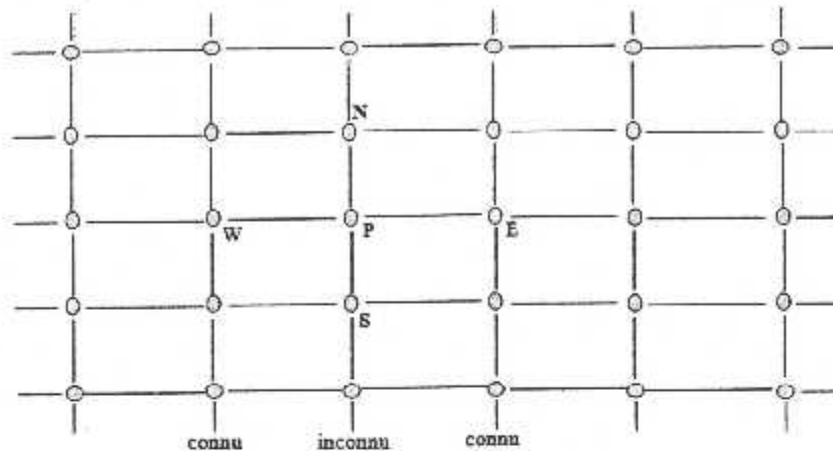


Figure 4-7- Méthode ligne par ligne.

On se donne la valeur de ϕ en chaque point (itération), les inconnues sont les valeurs de ϕ sur une ligne voisine à deux lignes où les ϕ sont connues :

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W^* + a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_E \phi_E^*$$

On obtient un système tridiagonal qu'on pourra résoudre en utilisant la méthode de Thomas.

5-4- Méthodes de relaxation : (surrelaxation, sous- relaxation)

Souvent lorsqu'on est présence de non linéarité, on veut accélérer ou ralentir les variations de a grandeur considérée d'une itération à une autre. Ce processus est appelé surrelaxation ou sous-relaxation selon que les variations de la variable sont accélérées ou ralentis.

- ✦ La surrelaxation est souvent utilisée avec la méthode de Gauss- Seidel ; c'est la méthode de surrelaxation successive (S O R).
- ✦ La sous- relaxation est souvent utilisée pour éviter la divergence du problème fortement non linéaire (cas du rayonnement inclus).

Donc soit l'équation discrétisée (4- 51) a qui on ajoute et on retranche ϕ_P^* ; valeur de ϕ_P à l'itération i-1, on aura :

$$\phi_P = \phi_P^* + \left(\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_P} - \phi_P^* \right) \quad (4 - 52)$$

Où le dernier terme de cette équation représente l'écart entre l'itération i (ϕ_P) et l'itération i - 1 (ϕ_P^*).

On multiplie ce même terme par α pour augmenter ou diminuer la convergence :

$$\phi_p = \phi_p^* + \alpha \left(\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right) \quad (4-53)$$

Où α représente le facteur de relaxation :

$$1 < \alpha < 2 : \textit{surrelaxation}$$

$$0 < \alpha < 1 : \textit{sous-relaxation}$$

ainsi l'équation (3-) devient :

$$\frac{a_p}{\alpha} \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b + (1 - \alpha) \frac{a_p}{\alpha} \phi_p^* \quad (4-54)$$

Encore, il faut citer qu'il y a d'autres méthodes pour la résolution du système d'équations algébriques comme la méthode implicite des directions alternées (A D I) qui s'applique aux problèmes paraboliques.

3-6- Conditions aux limites :

✚ Cinématiques : $u_t = 0$ sur une paroi solide.

✚ Thermique : Elles sont de trois types :

➤ T imposée sur une paroi solide (DIRICHLET)

➤ ou $\frac{dT}{dn}$ imposé sur une paroi solide (NEUMAN)

➤ ou une relation linéaire entre le flux de chaleur et la température $\frac{dT}{dn} + a T = b$
(FOURIER)

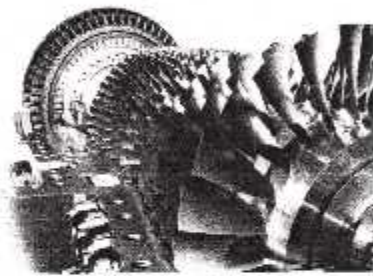
❖ Conditions initiales :

✚ Cinématique : u_t connue pour tout point M au temps $t = 0$.

✚ Thermique : champ de température connu à $t = 0$.

IV- 6- Conclusion :

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



Chapitre V

V-1- INTRODUCTION :

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul "Fluent" 6.3.26, qui utilise la méthode des volumes finis. Le problème a été traité en deux dimensions pour toutes les configurations de tube à flamme disponibles. Le poste de travail utilisé pour ces simulations est un PC doté d'un microprocesseur Pentium 4HT avec une fréquence d'horloge de 1,37 GHz et de 512 Mo de mémoire vive.

V-2- Géométrie de la chambre de la turbine à gaz MS5002C :(description du problème)

La MS5002C est utilisée à la Sonatrach de Hassi-Messaoud comme une centrale de production de l'électricité, sa puissance est de 10 MGW. Elle est dotée d'une chambre de combustion tubulaire portant 12 tubes à flamme, sa consommation arrive à 260 000 m³/jour en gaz naturel.

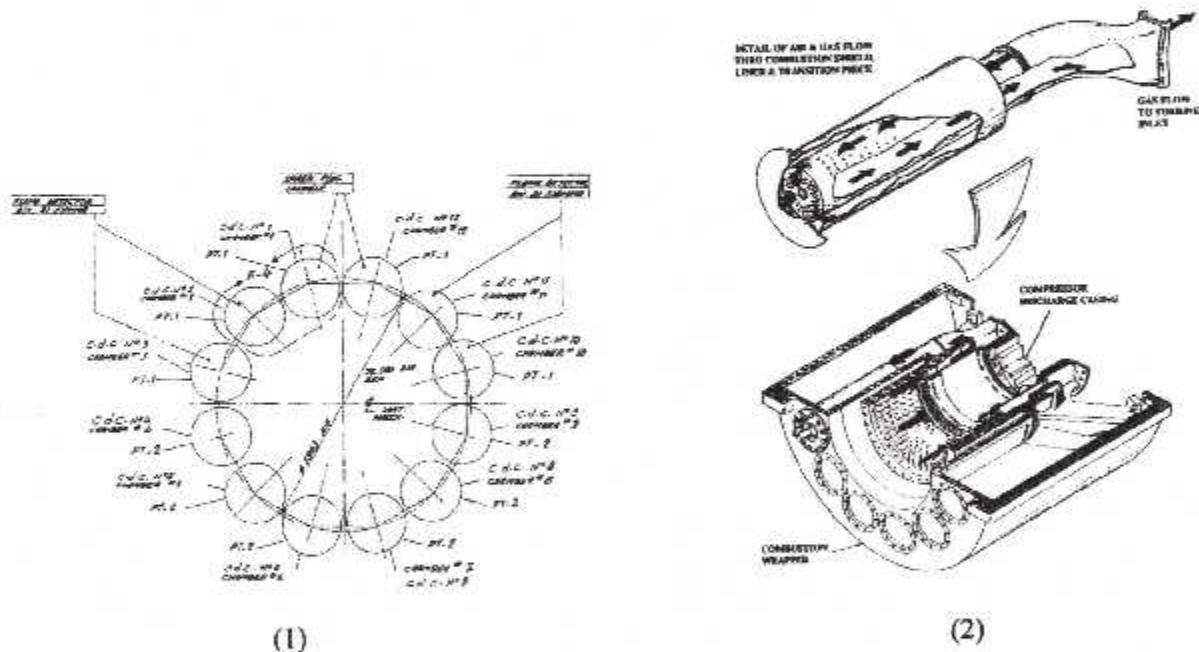


Figure (V-1-2) : Disposition des tubes à flamme dans la chambre de combustion de la MS5002C

Le tube à flamme de la MS5002C est d'une forme cylindrique, une longueur de 1115 mm et un diamètre de 275 mm. Il contient un seul injecteur de type P17 avec un diamètre de 60,16 mm, tandis que le trou d'injection est de l'ordre de 25 mm. La pression d'injection est égale à 18bars.

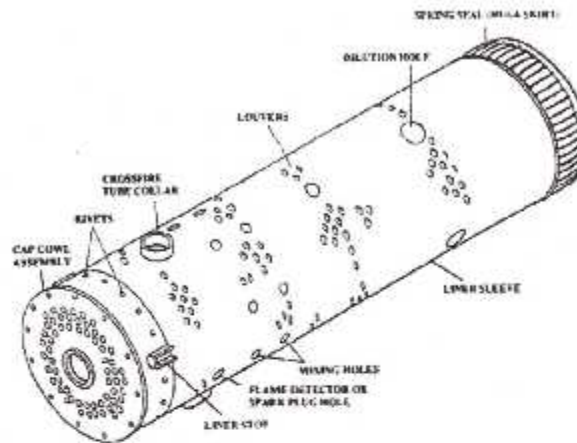


Figure (5-3) : Forme de tube à flamme de la MS5002C

V.2. Maillage sous "Gambit" :

La création de la géométrie ainsi que le maillage se font sous le progiciel "Gambit" 2.3.16. Ce maillieur propose des solutions étendues pour les géométries les plus compliquées. Cependant, pour notre cas, deux choix principaux du maillage se sont posés à nous. En l'occurrence, un maillage soit à base de cellules quadrilatères, soit à base de cellules triangulaires (soit à base de cellules hexaédriques, soit à base de cellules tétraédriques, pour le cas 3D). L'utilisation d'un maillage triangulaire induirait un surplus du nombre de cellules par rapport aux cellules quadrilatères, d'où le besoin de plus de ressources et de temps de calcul. Cependant, notre géométrie est assez simple où l'écoulement suit pratiquement la forme de la géométrie. Donc, en utilisant un maillage à cellules quadrilatères, nous aurons un alignement de l'écoulement avec notre maillage, alors que ça ne sera jamais le cas avec des cellules triangulaires. Ce dernier point garantira un minimum de diffusion numérique. Ainsi, le choix d'un maillage à cellules quadrilatères pour le cas bidimensionnel (hexaédriques pour le cas 3D), s'impose naturellement vu l'argumentaire développé plus haut.

Après le teste de plusieurs maillages différents du point de vue nombre de nœuds et raffinement. On a choisis un maillage non structuré formé par 155 124 nœuds pour une géométrie de (1.115 x 0.1375 m), il est raffiné aux régions de forts gradients des propriétés.

Les temps de calculs sont très lents.

V.3. Calcul sous "Fluent" :

V.3.1. Présentation de "Fluent" :

"Fluent" est un code de calcul pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques dans des géométries complexes. Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles non structurées, qui peuvent être produites pour des géométries complexes, avec une facilité relative. Les types de mailles supportées sont des mailles, en 2D, triangulaires ou quadrilatérales, ou en 3D tétraédriques/hexaédriques/pyramidales, et les mailles (hybrides) mélangées. "Fluent" est écrit en langage de programmation C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage (allocation de la mémoire dynamique). En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés, pour une exécution plus efficace.

"Fluent" s'utilise à travers une interface graphique. L'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin d'automatiser certaines procédures.

Ainsi, à titre non exhaustif, il a les capacités de modélisation suivantes:

- Ecoulements 2D ou 3D.
- Etats permanents ou transitoires.
- Ecoulements incompressibles ou compressibles incluant toute vitesse de régimes (subsoniques, transsoniques, supersoniques et hypersoniques).
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents.
- Ecoulements Newtonien ou non.
- Transfert de chaleur forcé, par conduction, par convection ou radiatif.
- Les écoulements avec changements de phases.
- Ecoulements en milieu poreux.

Ce code de calcul emploie la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation. Les équations intégrales qui gouvernent l'écoulement, tels que l'équation de continuité, l'équation de conservation de la masse, celle de l'énergie ainsi que d'autres scalaires, comme la turbulence, sont résolues

par cette méthode statistique. En utilisant cette technique basée sur un volume de contrôle, "Fluent" passe par les étapes suivantes:

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant une grille (maillage) de calcul.
- Intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle individuels, afin de construire les équations algébriques pour les variables discrètes dépendantes, (les inconnues), telles que les vitesses, pression, température ...
- Linéarisation des équations discrétisées et solution du système d'équations linéaires résultant, pour pouvoir mettre à jour les valeurs des variables dépendantes (inconnues).

V.3.2. Procédure sous "Fluent" :

Au chargement du maillage sous "Fluent", avant tout, nous devons mettre la géométrie à l'échelle, (millimètre, pour notre cas). Le logiciel permet aussi de réordonner les nœuds, les surfaces et les cellules en mémoire, de telle façon qu'ils aient la même disposition dans la grille et dans la mémoire, pour améliorer les performances du calcul et l'efficacité de l'accès à la mémoire.

V.3.2.1. Simple précision ou double précision ?

"Fluent" offre deux modes de calcul: le mode "double précision" et le mode "simple précision". Dans le mode "double précision", les nombres à virgule flottante sont représentés en utilisant 64 bits, alors que le mode "simple précision" utilise une représentation à 32 bits. Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. En outre, Le mode "double précision" est préconisé, entre autres, pour les écoulements impliquant des longueurs d'échelles très disparates, comme dans notre cas. Donc, c'est le mode que l'on va utiliser.

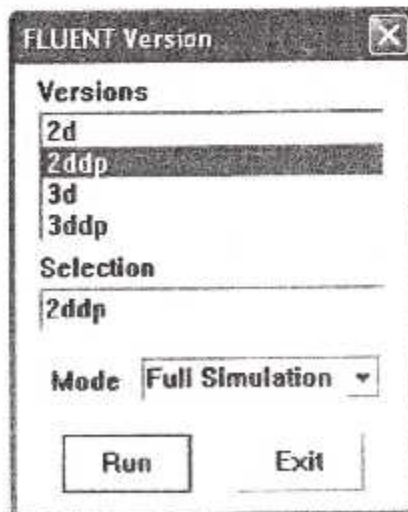


Figure (5-4) : le choix du plan et de type de précision

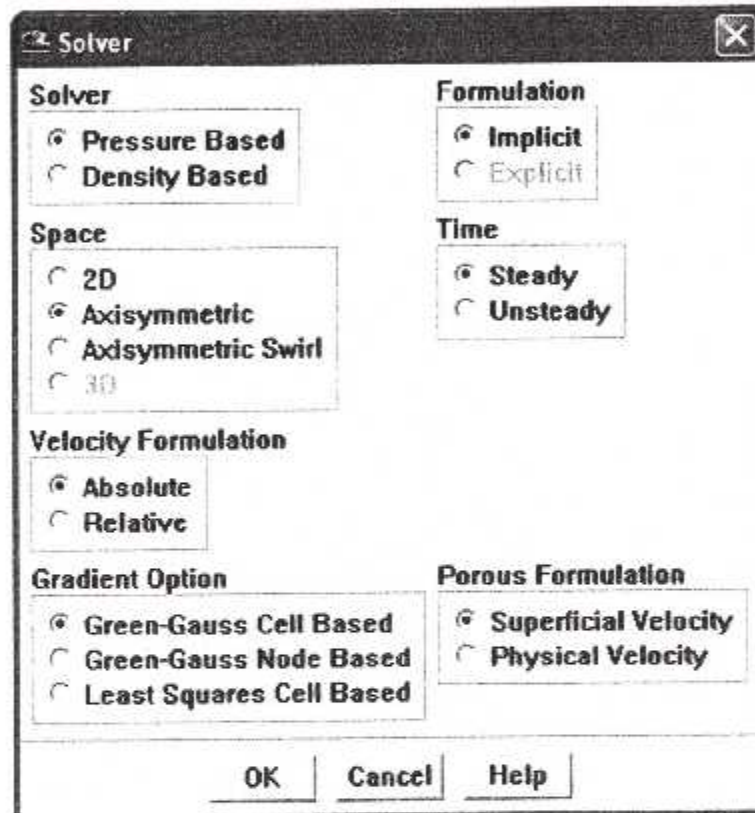
V.3.2.2. Description du problème :V.3.2.2.1. Type d'écoulement :

Figure (5-5) : le choix de type de l'écoulement

V.3.2.2.2. modélisation de la turbulence :

- modélisation de la turbulence par le modèle

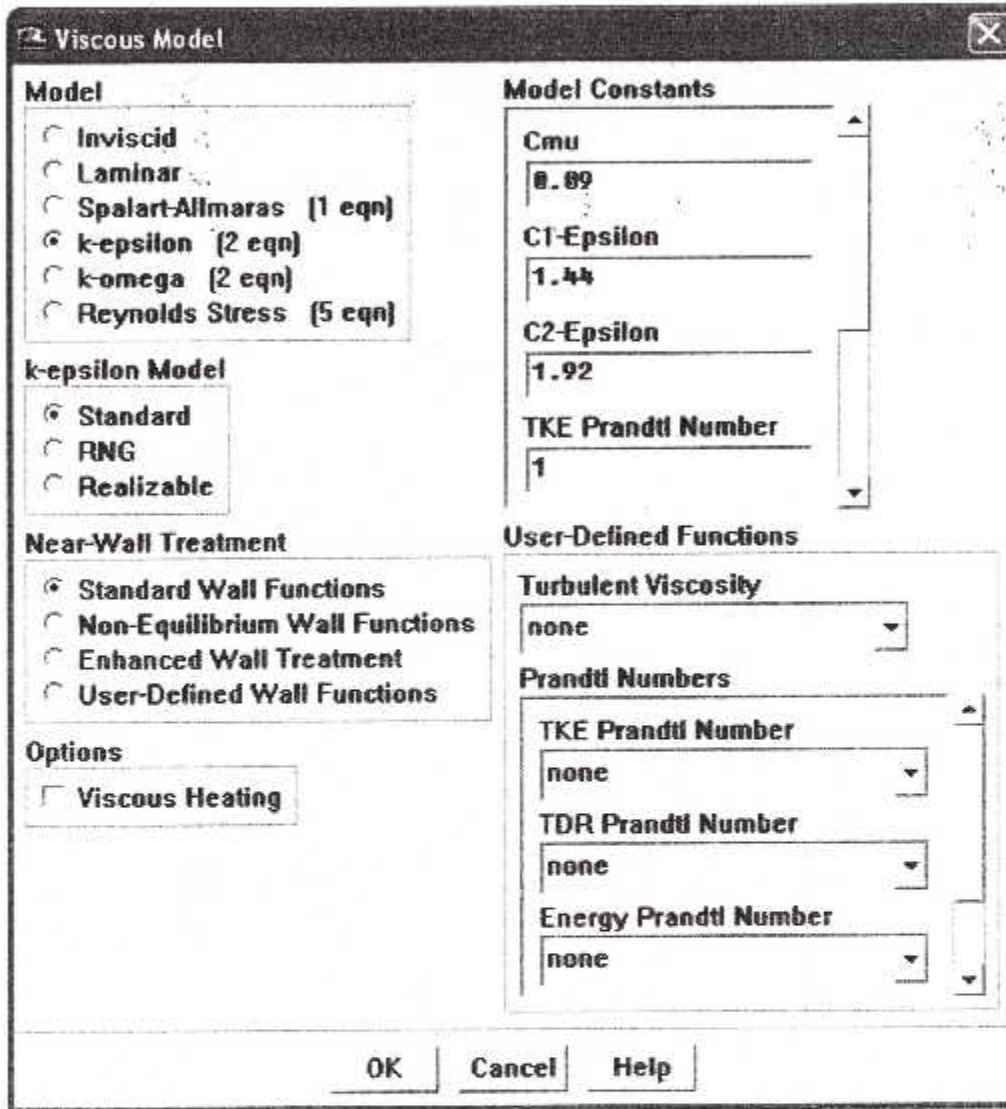


Figure (5-6) : le choix du modèle de turbulence

V.3.2.2.3. modélisation de la combustion :

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

Ce modèle est basé sur le concept que la réaction chimique est rapide par rapport au procédé de transport dans l'écoulement. Quand les réactifs se mélangent à l'échelle moléculaire, ils forment instantanément les produits. Ce modèle suppose qu'on peut relier directement le taux de réaction au temps nécessaire pour mélanger les réactifs à l'échelle moléculaire. En écoulements turbulents, ce temps est

donné par les propriétés des tourbillons, il est proportionnel au temps de mélange défini par l'énergie cinétique de turbulence k et la dissipation

$$\text{taux} \propto \frac{\varepsilon}{k} \quad (5-1)$$

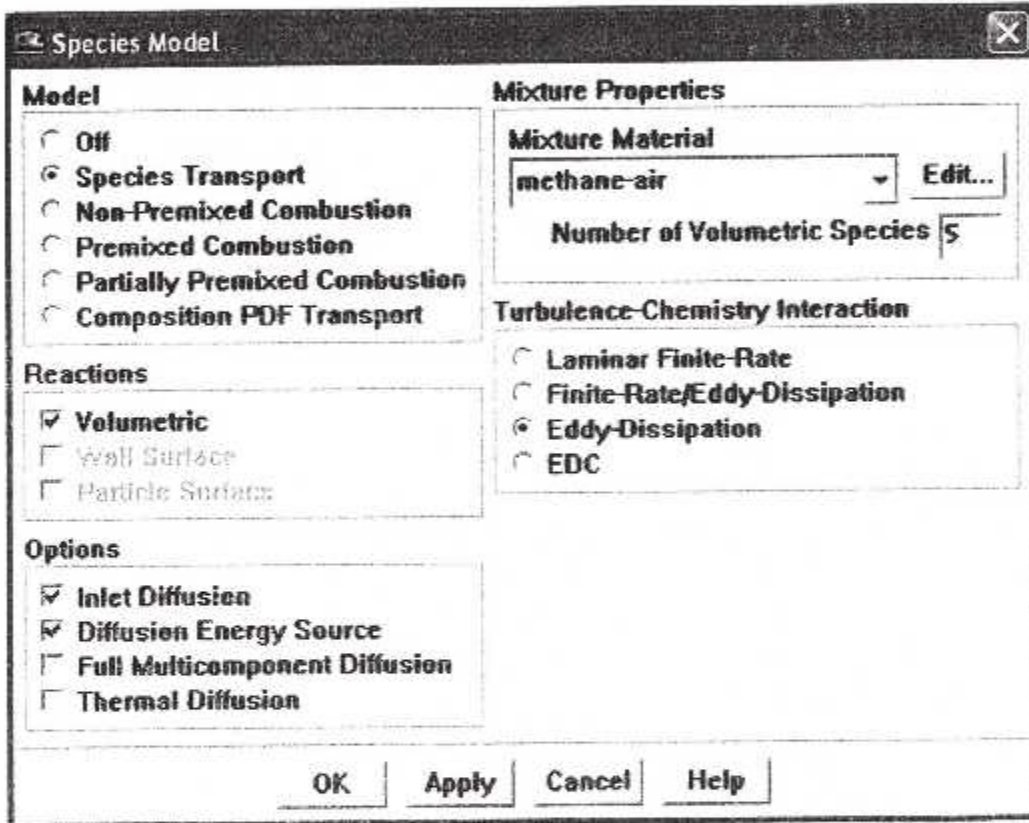


Figure (5-7) : le choix du modèle de combustion

V.3.2.2.4. Conditions aux limites :

a- Plan de symétrie :

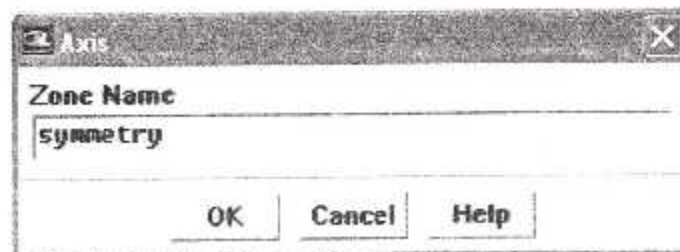


Figure (5-8) : définition de l'axe de symétrie

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

- Débit massique d'entrée
- Le diamètre hydraulique
- L'intensité de la turbulence
- Température d'entrée
- Fraction massique des espèces

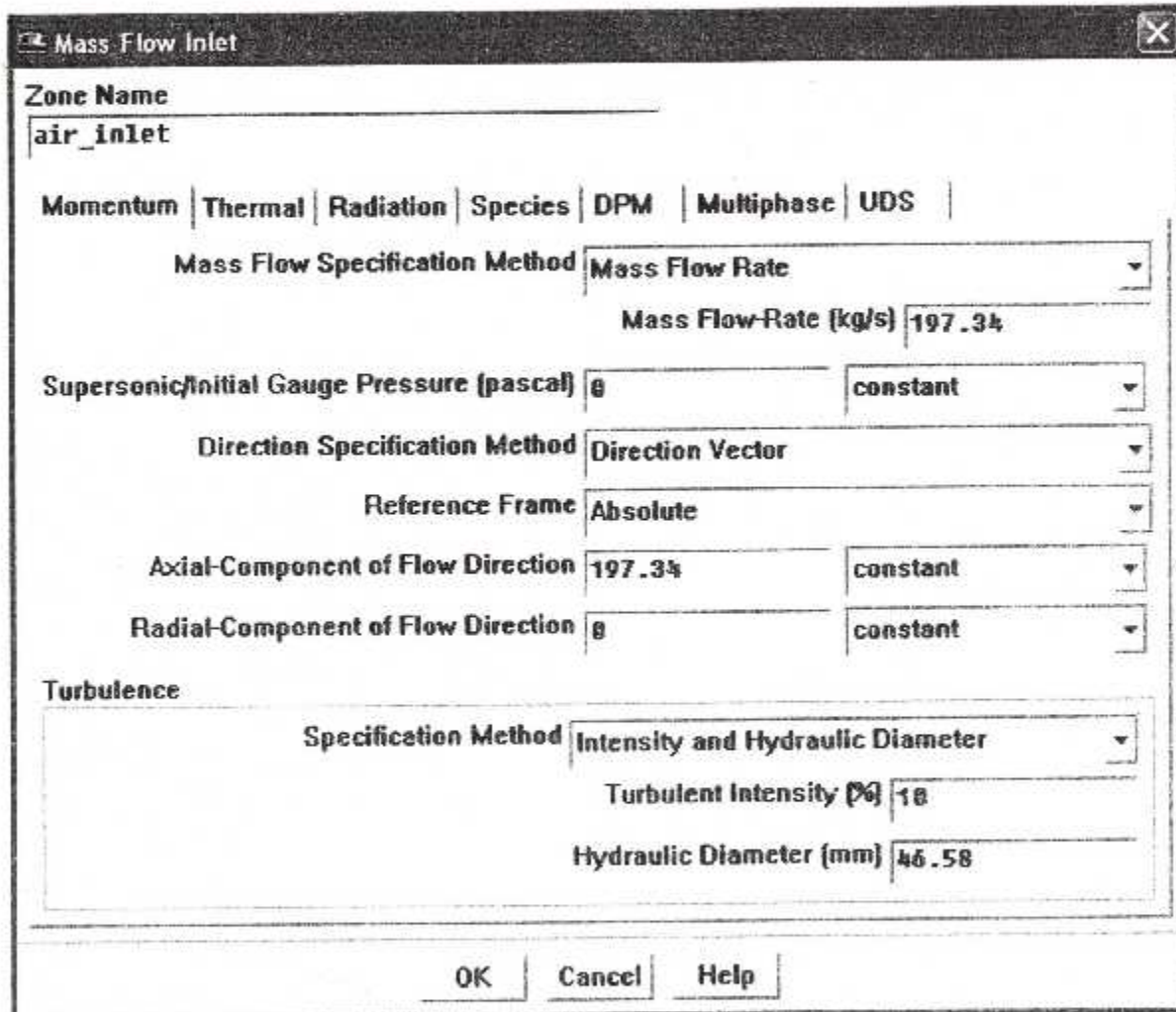


Figure (5-9) : condition aux limites d'entrée du débit massique de l'air

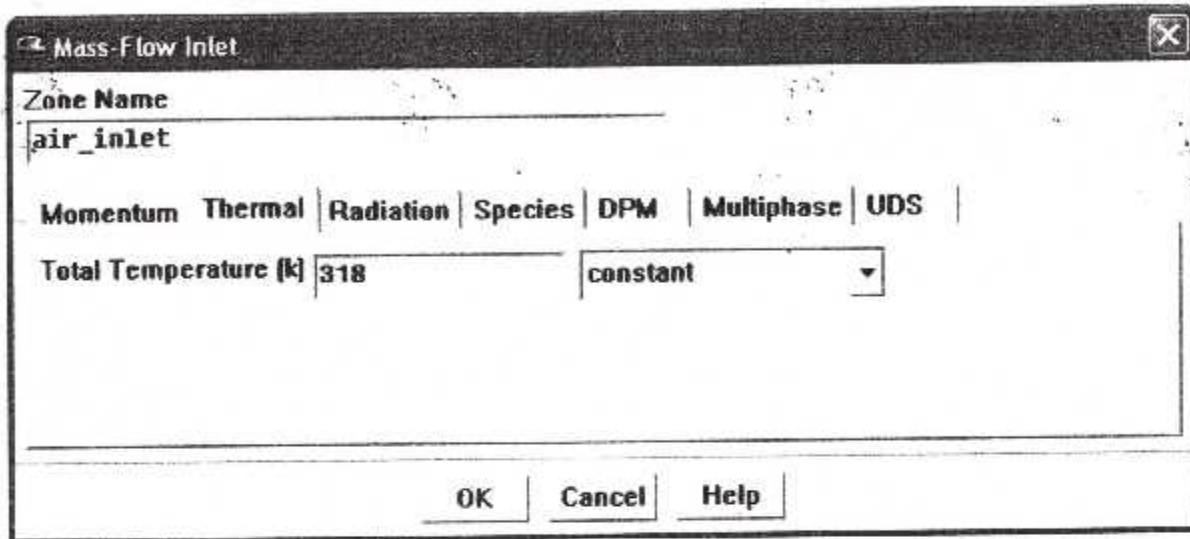


Figure (5-10) : condition aux limites d'entrée de la température d'air

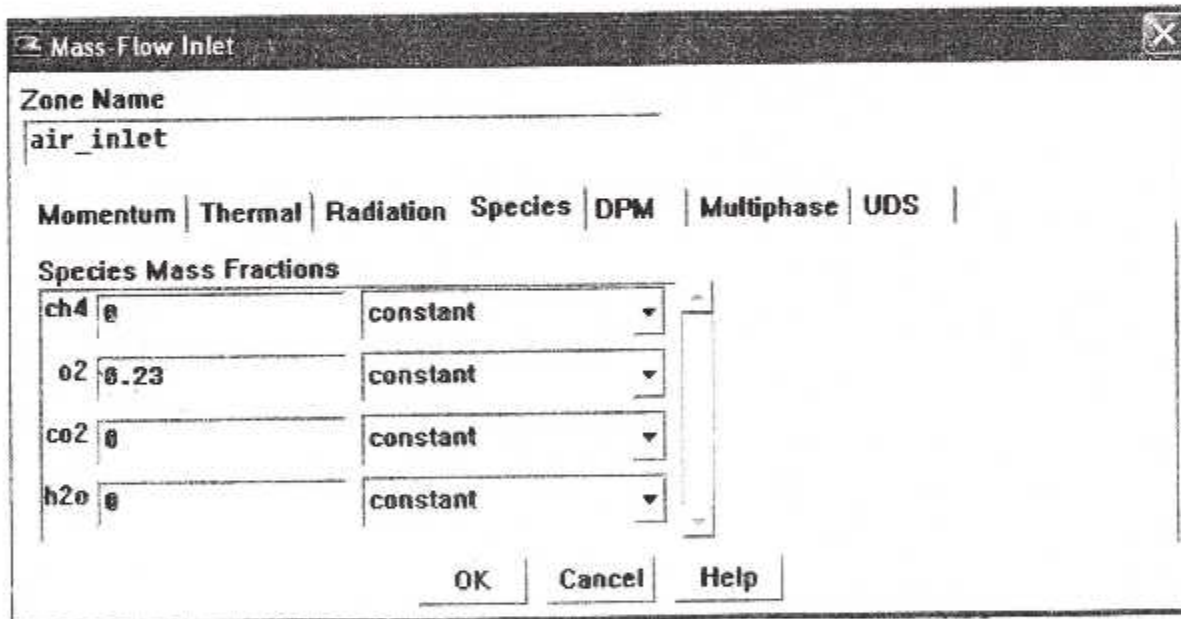


Figure (5-11) : condition aux limites d'entrée de la fraction massique de l'air

c- Conditions de sortie :

- La pression de sortie
- Intensité de la turbulence
- Fraction massique des espèces
- Le diamètre hydraulique
- La température d'entrée

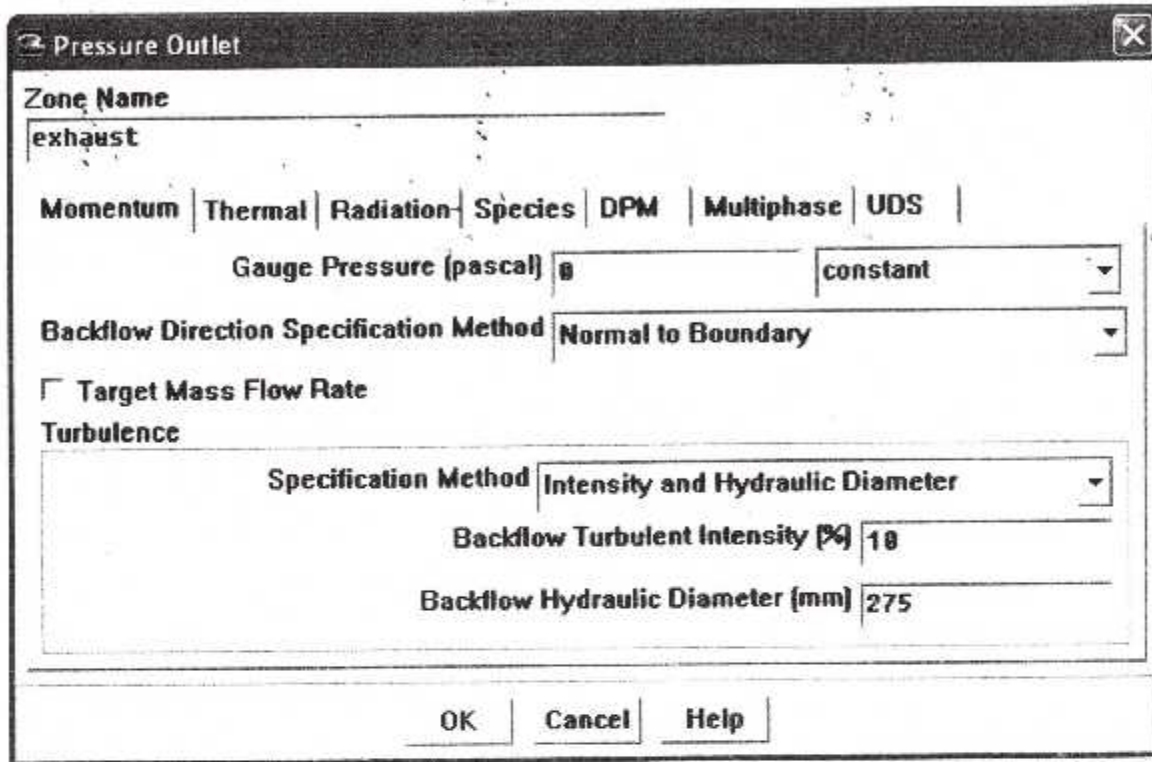


Figure (5-12) : condition aux limites de sortie des gaz brûlés

d- Conditions de paroi :

Dans notre cas on a considéré que la paroi est adiabatique (sans transfert de chaleur)

- Température de la paroi
- Le flux de chaleur transférer

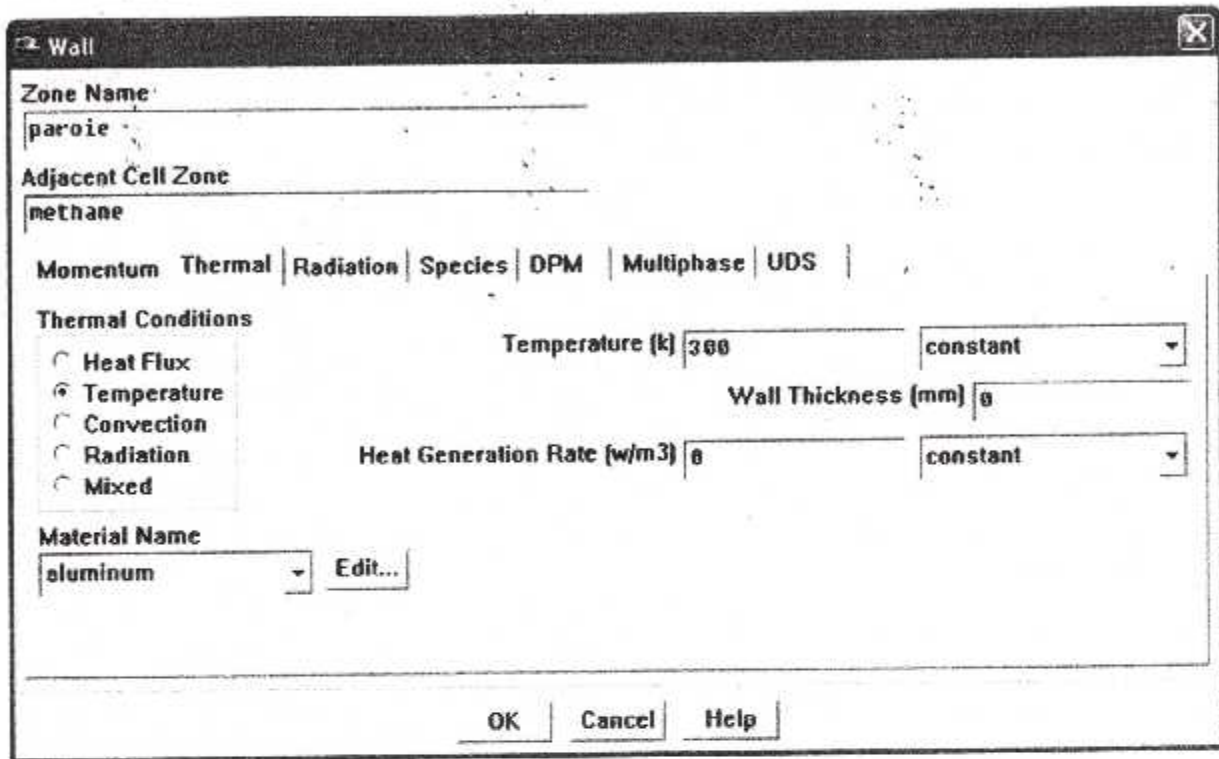


Figure (5-13) : condition aux limites de la paroi

V.3.2.3. condition initial : initialisation de la solution

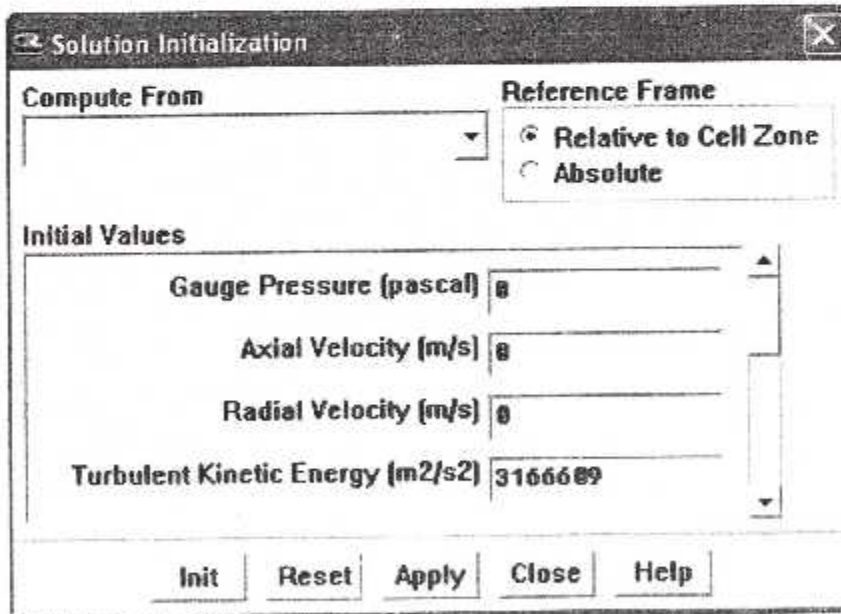


Figure (5-14) : initialisation de la solution

V.3.2.4. Schémas de discrétisation :

Sous "Fluent", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage.

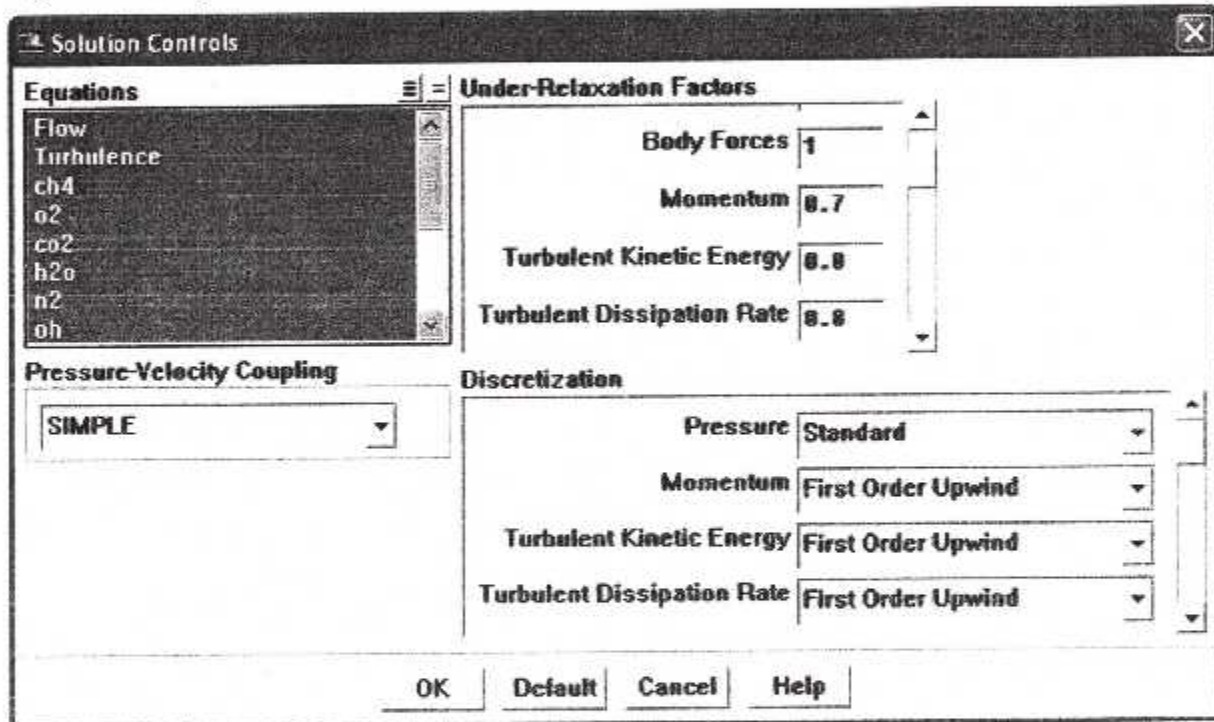


Figure (5-15) : le choix des schémas de résolution et de facteurs de relaxation

Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation:

- Le schéma "QUICK" (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics): Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.
- Le schéma "Power Law" est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds ($Re < 5$). Sinon, il procure en général le même degré de précision.

V.3.2.5. Choix du schéma d'interpolation de la pression :

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes:

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).
- Le schéma "PRESTO!" (Pressure Staggering Option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

V.3.2.6. Choix de la méthode de couplage Pression-Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées, Versteeg (1995). La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d' "estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse.

"Fluent" propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolé"):

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.

• Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

Nous avons entrepris quelques simulations avec la méthode "SIMPLEC", qui n'ont montré aucune différence significative par rapport à la méthode "SIMPLE". Donc, pour notre cas, on se limitera à l'utilisation de la méthode "SIMPLE" qui est la plus robuste, offrant le plus de garanties pour la convergence de la solution.

V.3.2.7. Facteurs de relaxation :

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

$$\begin{cases} \varphi = \varphi_{old} + \alpha \cdot \Delta\varphi \\ \Delta\varphi = \varphi_{comp} - \varphi_{old} \end{cases} \quad (5 - 2)$$

Où :

φ_{old} : Ancienne valeur de φ .

$\Delta\varphi$: Changement dans la valeur de φ .

φ_{comp} : Valeur de φ calculée.

α : Facteur de relaxation.

Tous les facteurs de sous relaxation doivent être compris entre les valeurs 0 et 1. Plus ils sont faibles, plus la sous relaxation est forte et plus la convergence. Mais plus, ils sont forts, plus la sous relaxation est faible et plus il ya de chance de faire intervenir des instabilités dans le processus itératif.

Il n'existe pas de généralité pour choisir les coefficients de sous relaxation. Cela peut dépendre de la nature du problème, du nombre et de la taille des cellules du maillage, de la procédure itérative choisie. Il faut cependant savoir que le choix de ces facteurs est essentiel pour le bon déroulement de la procédure itérative. (rappelons que la valeur des ces coefficients peut être imposée différente d'une variable à l'autre).

Le code de calcul offre les meilleures valeurs des facteurs de relaxation pour une large gamme d'écoulements. Néanmoins, si on voit qu'au cours du calcul les résidus commencent à s'amplifier, il est

préférable de réduire ces derniers. Par contre, si on observe une convergence très lente mais sûre là, on pourra les augmenter prudemment, surtout le facteur de relaxation lié à l'équation de continuité.

V.3.2.8. Critères de convergence :

La convergence sous "Fluent" est principalement surveillée suivant la valeur des résidus des différents paramètres de l'écoulement. Le logiciel cessera les itérations dès lors que tous les résidus calculés soient sous la valeur du critère de convergence entré par l'utilisateur (figure si dessous). Cette valeur est à fixer selon le degré de précision désiré de la solution approchée par le code de calcul.

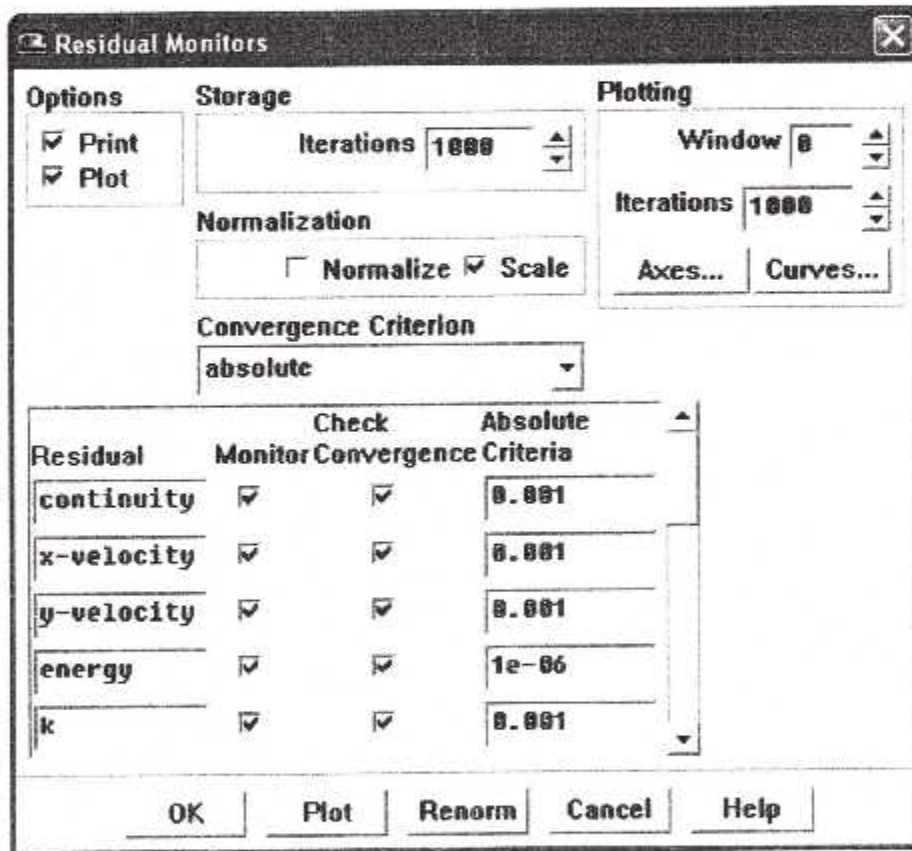


Figure (5-16) : critères de convergence

V.3.2.9. Lancement du calcul :

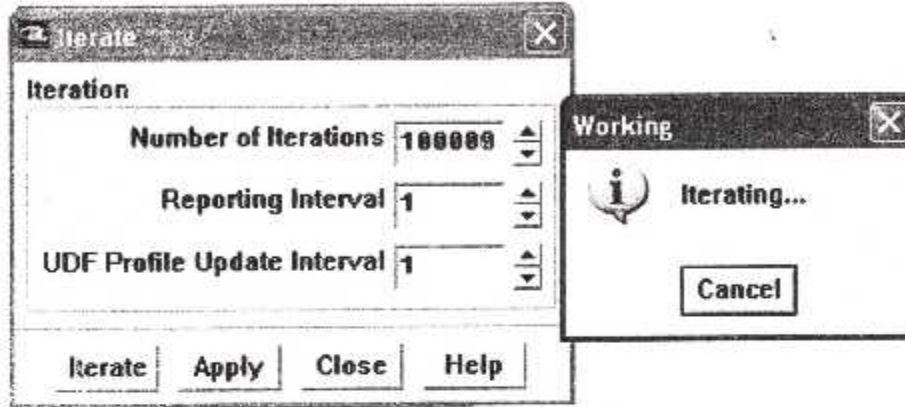


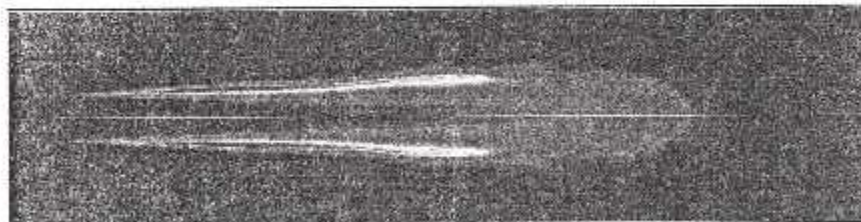
Figure (5-17) : lancement du calcul

V.4 Résultats :

A) Taux de réaction (K mole/m³-s)

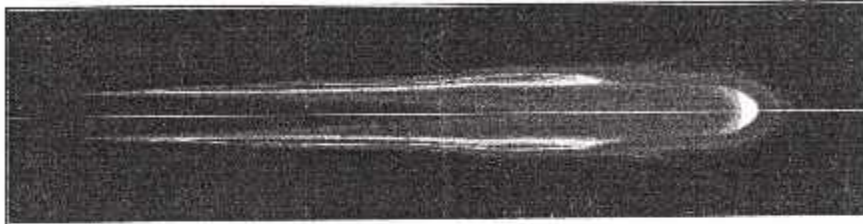
Cas stœchiométrique :

3.44e+01
 3.27e+01
 3.11e+01
 2.93e+01
 2.75e+01
 2.58e+01
 2.41e+01
 2.24e+01
 2.07e+01
 1.89e+01
 1.72e+01
 1.55e+01
 1.38e+01
 1.21e+01
 1.03e+01
 8.51e+00
 6.69e+00
 5.17e+00
 3.44e+00
 1.72e+00
 2.17e-22



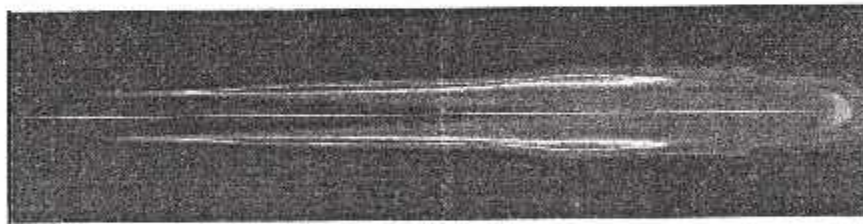
avec excès d'air de 20% :

3.74e+01
 3.55e+01
 3.37e+01
 3.18e+01
 2.99e+01
 2.81e+01
 2.62e+01
 2.43e+01
 2.24e+01
 2.06e+01
 1.07e+01
 1.88e+01
 1.50e+01
 1.31e+01
 1.12e+01
 9.35e+00
 7.46e+00
 5.81e+00
 3.74e+00
 1.87e+00
 7.31e-24



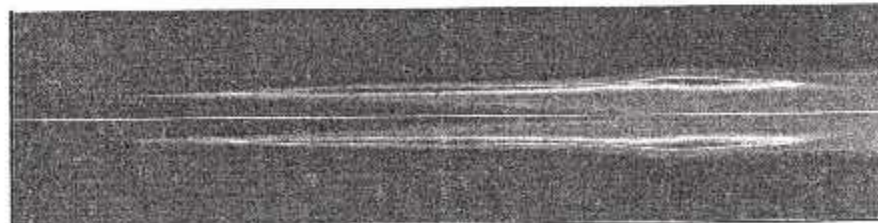
avec excès d'air de 40% :

3.82e+01
 3.72e+01
 3.53e+01
 3.33e+01
 3.13e+01
 2.94e+01
 2.74e+01
 2.55e+01
 2.35e+01
 2.15e+01
 1.96e+01
 1.78e+01
 1.67e+01
 1.37e+01
 1.18e+01
 8.79e+00
 7.93e+00
 5.88e+00
 3.52e+00
 1.95e+00
 2.33e-25



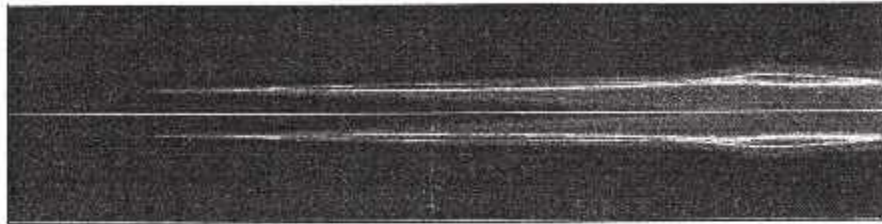
avec excès d'air de 60% :

4.15e+01
 3.94e+01
 3.73e+01
 3.53e+01
 3.32e+01
 3.11e+01
 2.90e+01
 2.70e+01
 2.49e+01
 2.28e+01
 2.07e+01
 1.87e+01
 1.66e+01
 1.45e+01
 1.24e+01
 1.04e+01
 8.29e+00
 6.22e+00
 4.15e+00
 2.07e+00
 1.23e-28



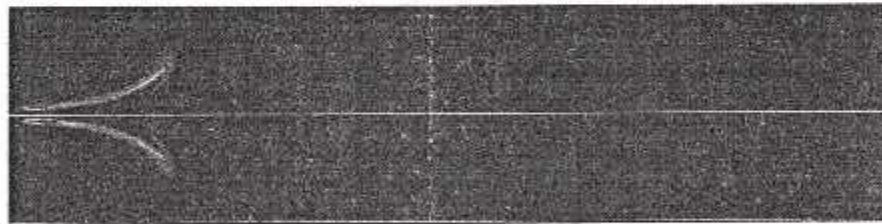
avec excès d'air de 80% :

4.27e-01
4.06e-01
3.85e-01
3.63e-01
3.42e-01
3.21e-01
2.89e-01
2.78e-01
2.58e-01
2.35e-01
2.14e-01
1.92e-01
1.71e-01
1.50e-01
1.28e-01
1.07e-01
8.55e-02
8.41e-02
4.27e-02
2.14e-02
1.02e-27



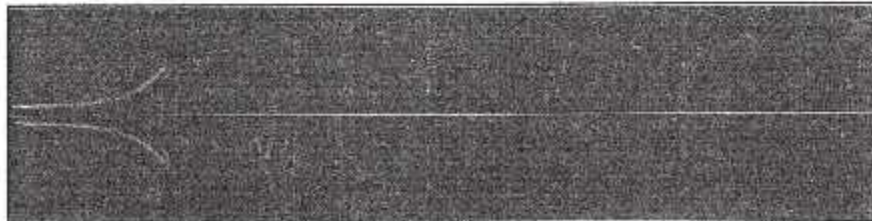
avec excès d'air de 300% :

6.75e+02
5.45e+02
6.17e+02
4.89e+02
4.80e+02
4.31e+02
4.02e+02
3.74e+02
3.45e+02
3.16e+02
2.87e+02
2.59e+02
2.38e+02
2.01e+02
1.72e+02
1.44e+02
1.15e+02
8.82e+01
5.75e+01
2.87e+01
5.83e-24

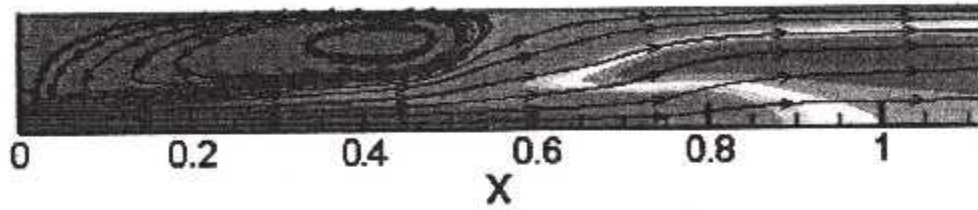


avec excès d'air de 400% :

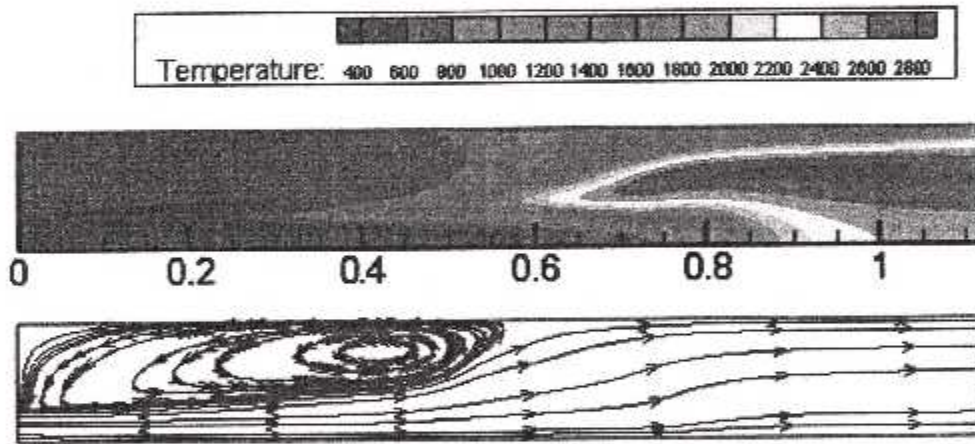
1.80e+03
1.71e+03
1.82e+03
1.53e+03
1.44e+03
1.35e+03
1.26e+03
1.17e+03
1.08e+03
8.82e+02
8.02e+02
8.12e+02
7.21e+02
5.31e+02
5.41e+02
4.51e+02
3.01e+02
2.71e+02
1.80e+02
8.02e+01
1.07e-34



B) Champ Thermique (°K)

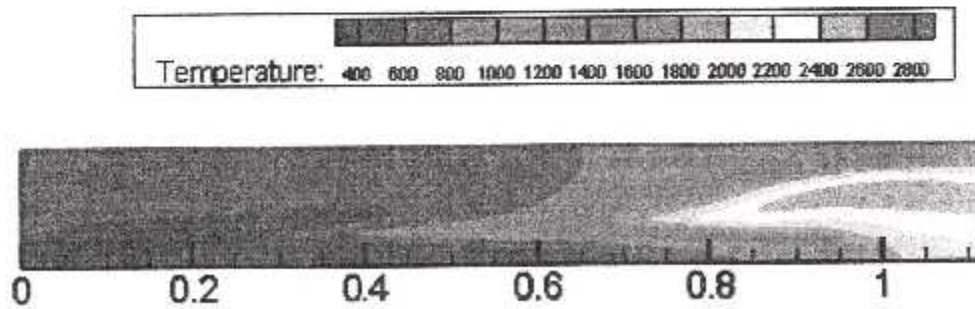


Cas stœchiométrique :

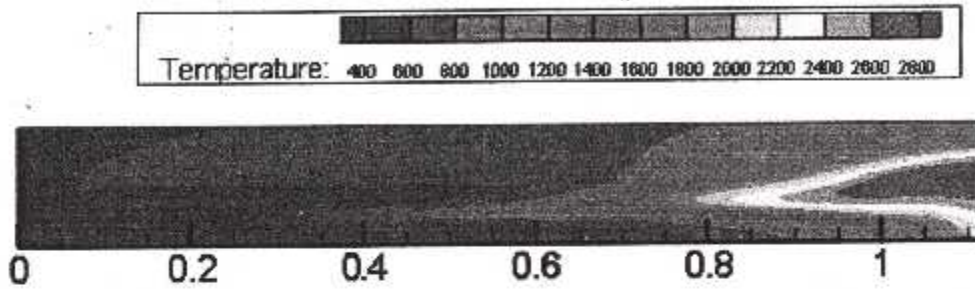


LIGNES DE COURANT

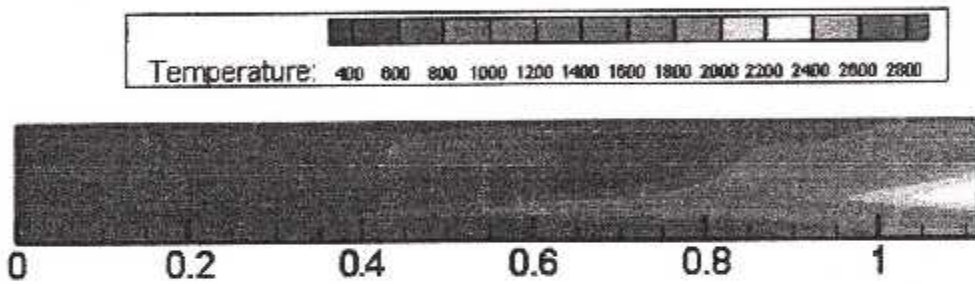
avec excès d'air de 20% :



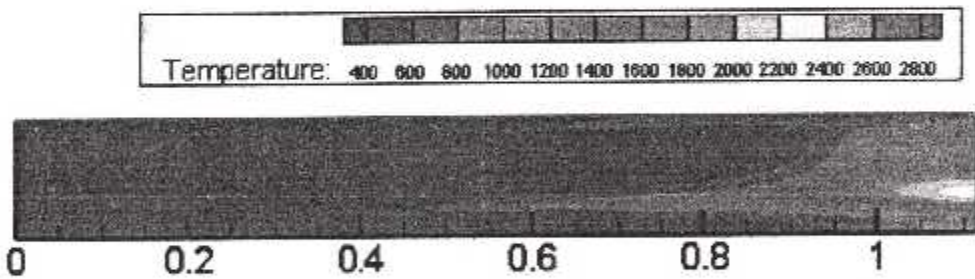
avec excès d'air de 40% :



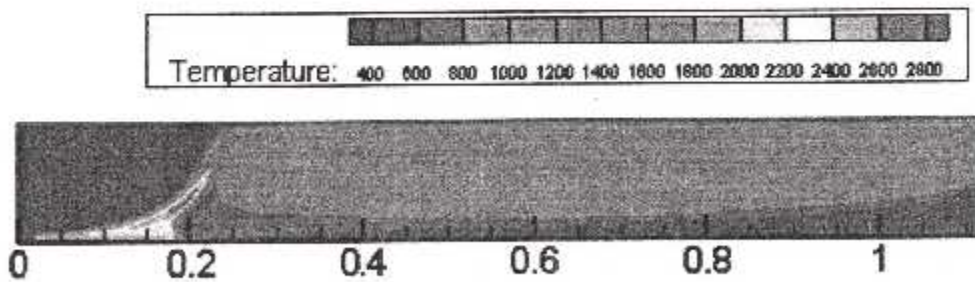
avec excès d'air de 60% :



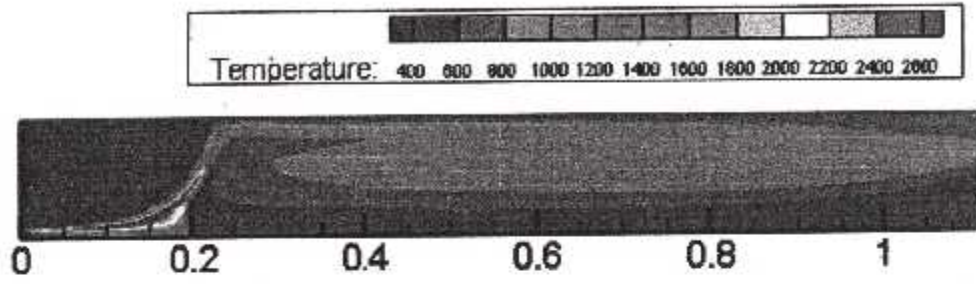
avec excès d'air de 80% :



avec excès d'air de 300% :

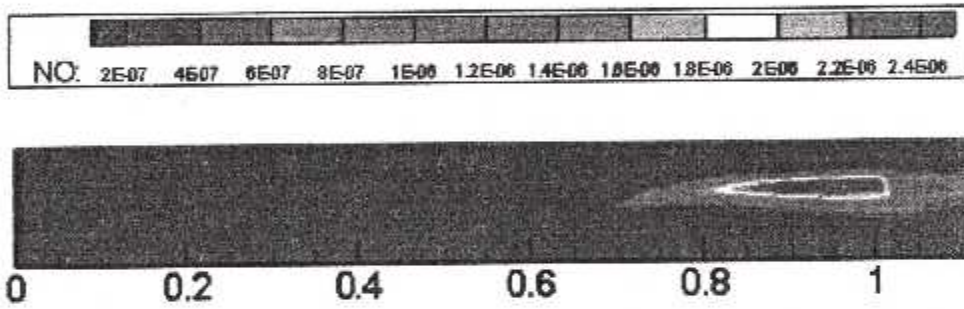


avec excès d'air de 400%

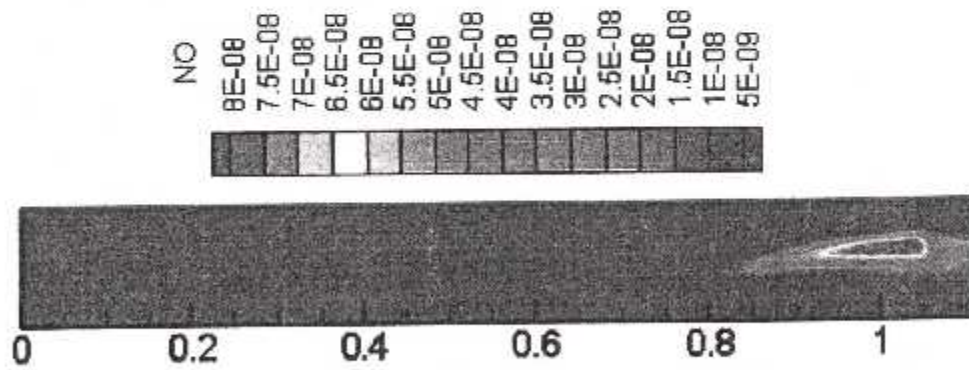


c) Concentration du NOx

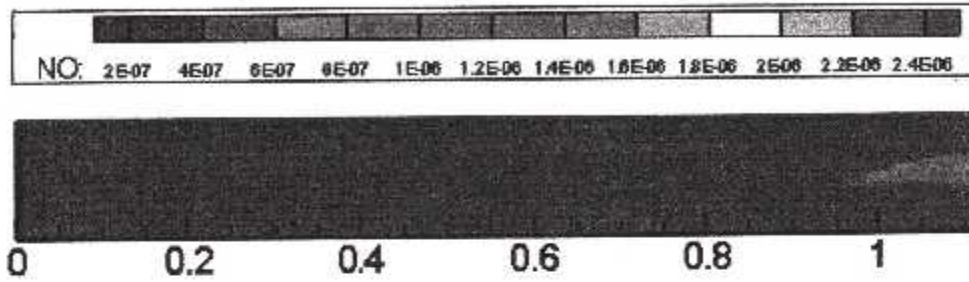
Cas stœchiométrique :



avec excès d'air de 20% :



avec excès d'air de 40% :



C)

D) Variation de la fraction massique des espèces en fonction de la richesse (excès d'air)

1- Pour CH₄ :

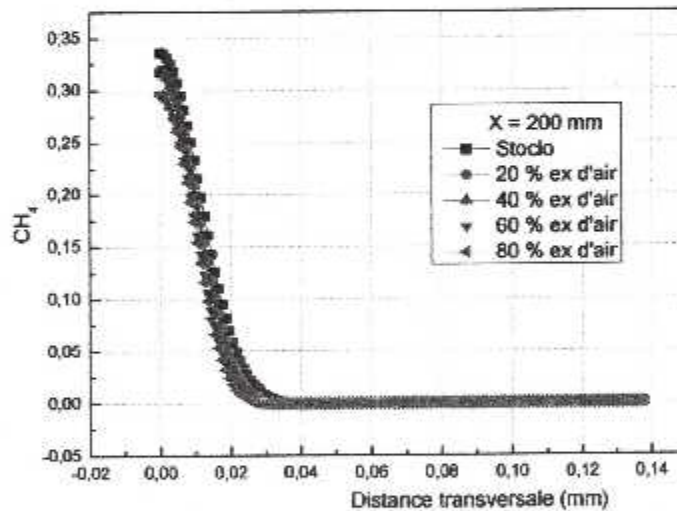


Figure (5-18) CH₄ sur une distance de X=200 mm le long de la chambre de combustion.

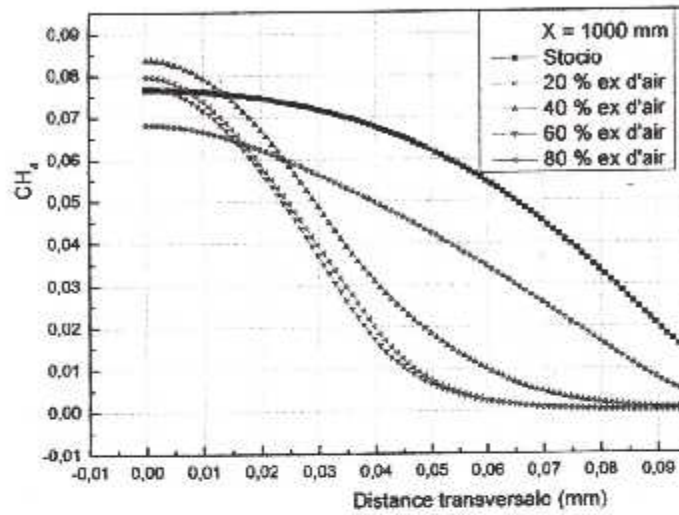


Figure (5-19) CH₄ sur une distance de X=1000 mm le long de la chambre de combustion.

2- Pour CO₂ :

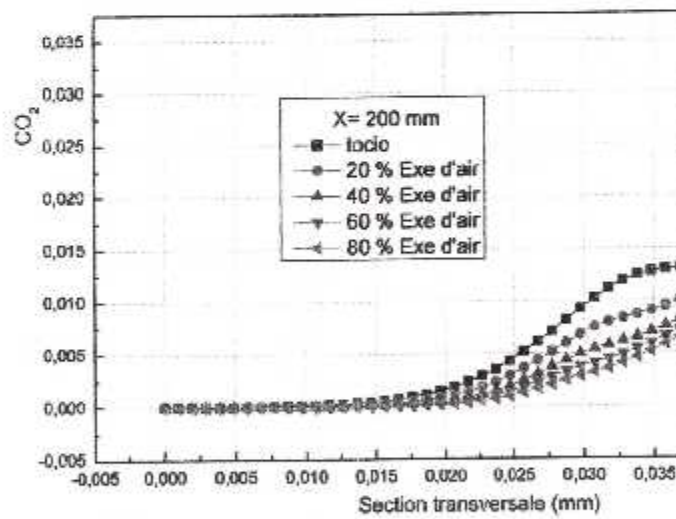


Figure (5-20) CO₂ sur une distance de X=200 mm le long de la chambre de combustion.

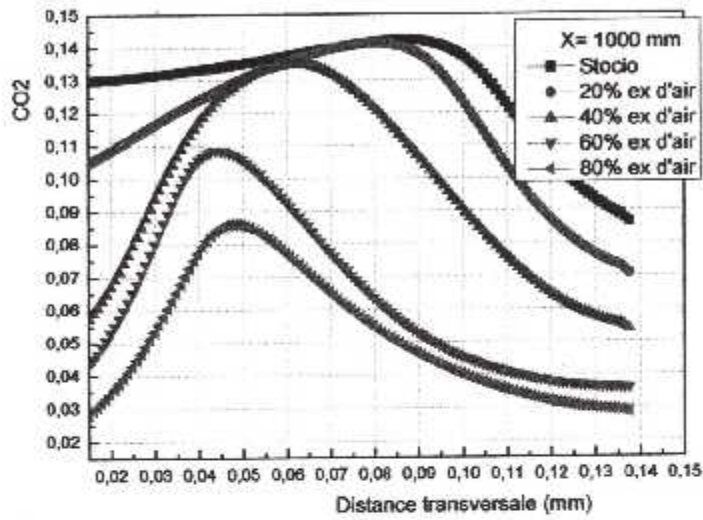


Figure (5-21) CO₂ sur une distance de X=1000 mm le long de la chambre de combustion.

3- Pour O₂ :

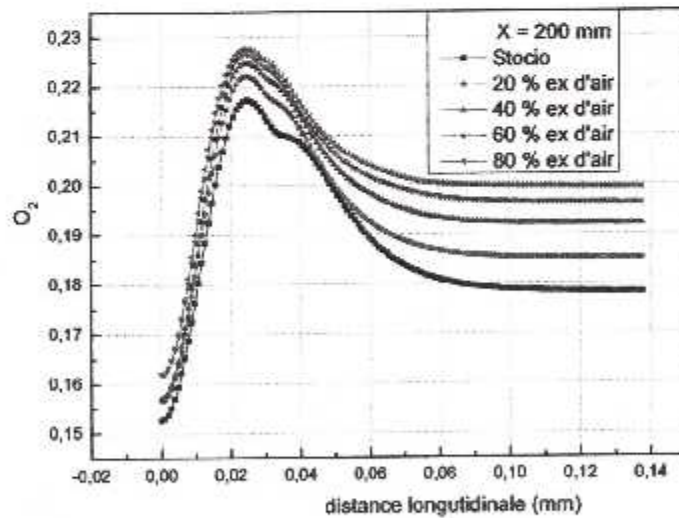


Figure (5-22) O₂ sur une distance de X=200 mm le long de la chambre de combustion.

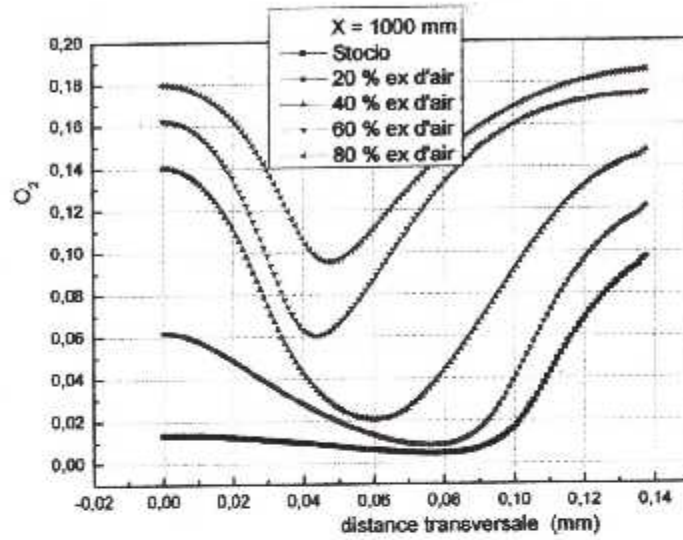


Figure (5-23) O_2 sur une distance de $X=1000$ mm le long de la chambre de combustion.

4- Pour le polluant NO :

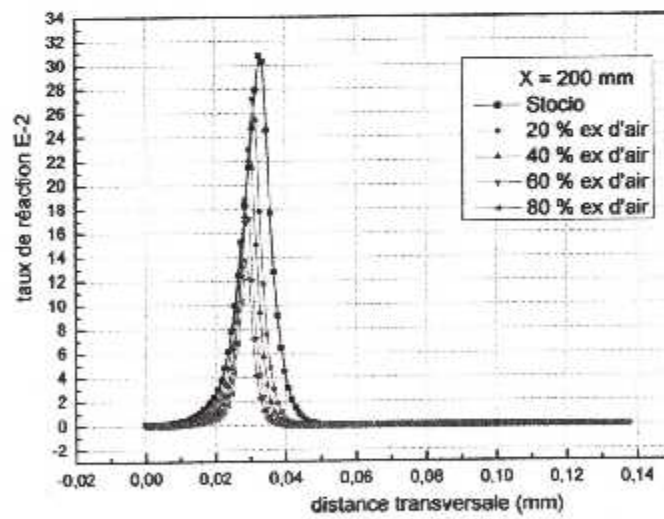


Figure (5-24) Taux de réaction sur une distance de $X=200$ mm le long de la chambre de combustion.

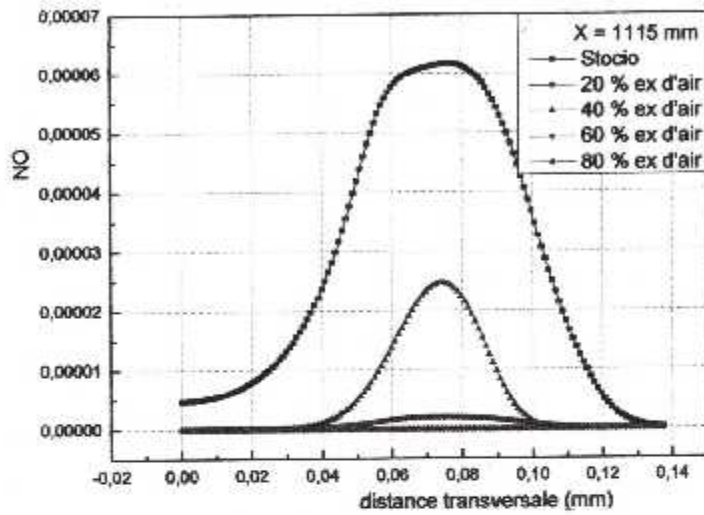


Figure (5-25) NO sur une distance de X=1115 mm le long de la chambre de combustion.

5- Taux de réaction :

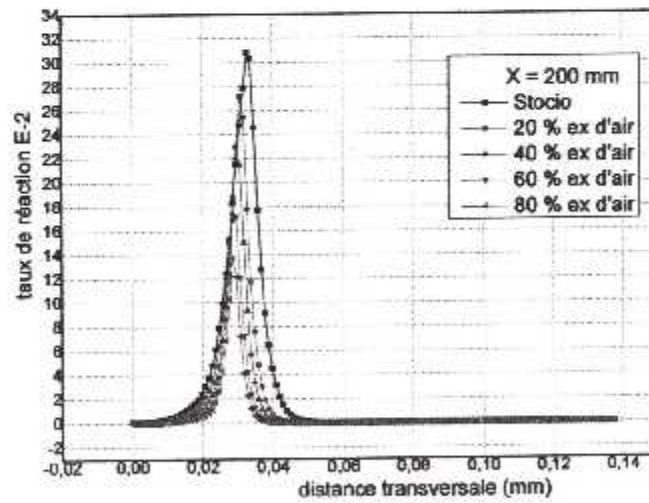


Figure (5-26) Taux de réaction sur une distance de X=200 mm le long de la chambre de combustion.

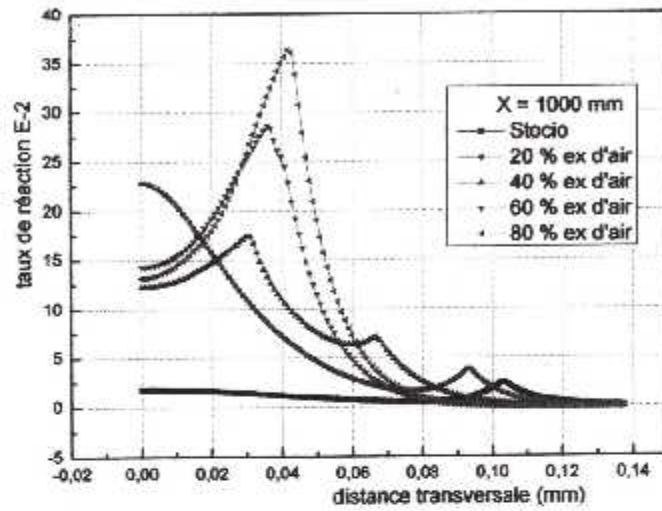


Figure (5-27) Taux de réaction sur une distance de X=1000 mm le long de la chambre de combustion.

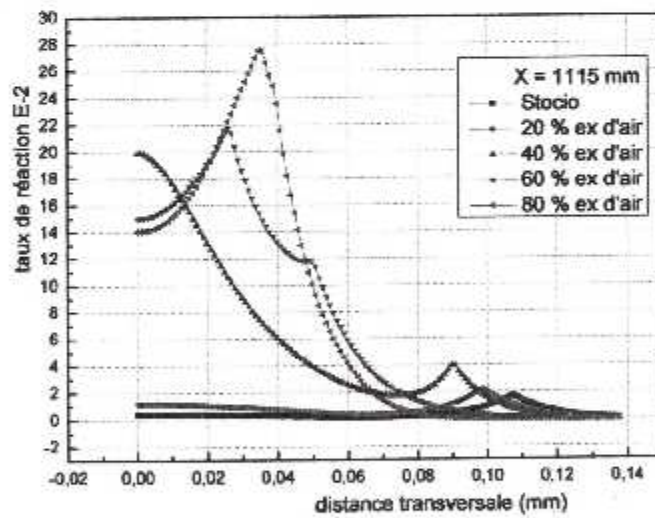


Figure (5-28) Taux de réaction sur une distance de X=1115 mm le long de la chambre de combustion.

V.5. Interprétation des résultats :

Les résultats du champ de température et de taux de réaction chimique sont présentés pour différents débit massique de l'air. Le débit carburant est fixée à $\dot{m}_{\text{CH}_4} = 2,875 \text{ Kgch4/s}$. On observe la compétition entre l'écoulement et la propagation de la flamme qui entraîne des hauteurs de décollement plus importantes avec une vitesse d'injection (débit) d'air plus forte. On observe alors le contournement de l'écoulement proche de la zone de réaction.

L'augmentation de la vitesse d'injection d'air conduit à une élévation de la hauteur du décollement, cette dernière si elle est importante elle peut atteindre le cas d'extinction de la flamme, comme il est montré dans le cas du 300 et 400% d'excès d'air.

Muniz et Mungal ont étudié l'influence de la vitesse de l'air sur les hauteurs de décollement et montrent ces hauteurs en fonction de la vitesse de l'air pour différentes vitesses de combustible. Un comportement linéaire est observé. Celui-ci permet de définir d'autres données (hauteurs de décollement), pour des vitesses de l'air variables.

Les résultats que l'on a obtenus sont proches de l'expression de *Muniz et Mungal*.

On remarque la présence d'un grand tourbillon torique qui forme une zone de recirculation. Cette dernière est générée par la forme de la chambre de combustion qui présente un élargissement brusque. Le cisaillement entre le fluide du jet et le fluide en stagnation dans la chambre (tube à flamme).

La température maximale de combustion est très élevée elle atteint une valeur de 2400 °K, cela nécessite de prendre en considération l'effet de ces contraintes thermiques sur le métal de construction de la chambre et de l'attelage turbine, et aussi explique le multi perçage effectuée sur la paroi de tube à flamme pour une raison d'alléger cette température.

En examinant les allures de la température, nous pouvons remarquer que la température de la flamme augmente avec la richesse (diminue avec l'excès d'air), elle atteint une valeur maximale pour une richesse voisine de l'unité (mélange stoechiométrique).

Les graphes plotés montrent la variation radiale des concentrations (normalisées par les valeurs maximales) des différentes espèces pour différentes stations. On remarque la consommation complète du méthane et partielle de l'oxygène (à cause de l'excédant d'air) pour donner l'eau et le dioxyde de carbone. Ces graphes aussi montrent la variation des concentrations de chaque espèce en fonction de la richesse (excès d'air).

Analysons celle du méthane, on remarque que sa consommation est incomplète dans le cas stœchiométrique, connaissant que dans ce cas théorique la quantité d'air fournit est strictement nécessaire pour une combustion complète et qu'elle est en réalité insuffisante, cela explique le résidu du méthane. Contrairement ce résidu diminue jusqu'à une disparition totale tout en augmentant la quantité d'air. On remarque que le cas de 60% d'excès d'air est idéal pour une consommation complète du méthane.

Cas du CO₂ : il est clair que l'augmentation de l'excès d'air (diminution de la richesse) provoque une diminution du pourcentage de CO₂.

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

Dans les différentes stations et pour les trois espèces, on voit que la variation de la hauteur de propagation de chacun de ces espèces est proportionnelle avec la longueur de tube, ce qui détermine les zones de réaction.

Cas du polluant NO_x : on remarque que la concentration maximale du NO_x se présente à la stœchiométrie où la température est maximale, cette concentration est inversement proportionnelle avec l'excès d'air.

La production du NO_x commence de prendre une valeur minimale au voisin de la quantité d'excès d'air de 60%.

Conclusion :

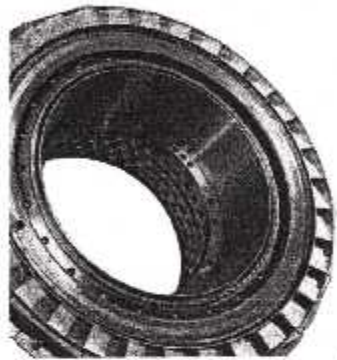
Pour minimiser les émissions nocives et les imbrulés issues de la combustion, ainsi pour diminuer la température, on utilise un excédant d'air. Dans ce mode de combustion dit pauvre, on consomme théoriquement tout le combustible, ce qui nous donne une combustion complète et moins d'imbrulés, ce régime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

Afin d'éviter ces problèmes et d'après les résultats obtenus dans notre étude, le meilleur choix d'excès d'air pour une combustion idéal dans la chambre de combustion de la turbine à gaz MS5002C doit être dans les environ de 60%.

Réellement cette turbine travaille avec ce rapport, d'après l'ingénieur turbiniste responsable de cette turbine.

L'une des plusieurs solutions découvertes est l'utilisation d'hydrogène qui est un combustible propre et qui a un grand pouvoir calorifique. L'ajout de l'hydrogène aux combustibles avec des proportions bien déterminés (*exemple 10%*) augmente la réactivité du mélange et tend à stabiliser la flamme.

De cette façon, on peut faire des économies sur le combustible, si l'hydrogène utilisé est d'origine renouvelable, et minimiser les émissions nocives.



Annexes

Annexel:

Caractéristiques du Gaz naturel

Composition du gaz naturel du 16 juillet 2002 (Source: Gaz de France)

Composants	% molaire	% massique	Vao Pouvoir combustible	Vfo Volume de fumée sèche	Vco2 Dioxyde de carbone total
CH4	87.35	76.05	9.56	8.56	1.00
C2H6	8.02	13.36	16.73	15.23	2.00
C3H8	1.66	3.97	23.90	21.90	3.00
I-C4H10	0.24	0.76	31.07	28.57	4.00
N-C4H10	0.19	0.60	31.07	28.57	4.00
I-C5H12	0.04	0.16	38.24	35.24	5.00
N-C5H12	0.03	0.12	38.24	35.24	5.00
C6+	0.08	0.37	45.41	41.91	6.00
CO2	1.11	2.65	0.00	1.00	1.00
N2	1.29	1.96	0.00	1.00	0.00
Gaz naturel	100.01	100.00	10.29	9.27	1.12

Composants	masse molaire g/mol	Masse volumique g/m3	PCS KWh/m3(n)	PCI KWh/m3(n)	Cp (KJ/Kg.K)
CH4	16.04	715.80	11.08	9.97	2.14
C2H6	30.70	1369.76	19.58	17.88	1.64
C3H8	44.10	1967.50	28.22	25.94	1.54
I-C4H10	58.12	2593.17	37.41	34.49	1.54
N-C4H10	58.12	2593.17	37.41	34.49	1.59
I-C5H12	72.15	3219.15	47.11	43.52	1.59
N-C5H12	72.15	3219.15	47.11	43.52	1.59
C6+	86.18	3845.05	/	/	0.86
CO2	44.01	1963.57	0.00	0.00	0.82
N2	28.01	1249.92	0.00	0.00	1.04
Gaz naturel	18.43	822.16	11.91	10.75	1.98

(Source: SONATRACH)

Composition%	CH4	C2H6	C4H10	N2	C3H8	ρ Kg/m3 N
G.N (Skikda)	89.3	6.2	0.1	3.8	0.6	0.79
G.N (Arzew)	87	9.4	0.6	0.4	2.6	0.82

Annexe 2:

Propriétés comparées du dihydrogène et du méthane

Propriétés	Dihydrogène	Méthane
Masse molaire	2,0158 g.mol ⁻¹	16,043 g.mol ⁻¹
Température d'ébullition (à 1013 hPa)	20,27 K	109,15 K
Température de solidification	14,01 K	90,67 K
Masse volumique gazeuse à 273k	0,08988 Kg.m ⁻³	0,6512 Kg.m ⁻³
Masse volumique liquide à 20,3K	70,79 Kg.m ⁻³	
Masse volumique gazeuse à 20,3K	1,34 Kg.m ⁻³	
PCI, pouvoir calorifique inférieur	119930 KJ.Kg ⁻¹	50020 KJ.Kg ⁻¹
PCS, pouvoir calorifique supérieur (inclut l'énergie de la vapeur d'eau)	141860 KJ.Kg ⁻¹	
Conductivité thermique du gaz	0,1897 W.m ⁻¹ .K ⁻¹	
Température critique (température au dessus de laquelle la liquéfaction est impossible)	33,30 K	
Température d'auto inflammation dans l'air	858 K	813 K
Température de flamme dans l'air à 300K	2318 K	2148 K
Limites d'inflammabilité dans l'air (vol%)	4- 75	5,3- 15
Limites de détonation dans l'air (vol%)	13- 65	6,3- 13,5
Energie explosive (Kg de TNT. m ⁻³ de gaz)	2,02	7,03
Vitesse de flamme dans l'air	260 cm.s ⁻¹	37 cm.s ⁻¹
Vitesse de détonation dans l'air	2,0 Km.s ⁻¹	1,8 Km.s ⁻¹
Mélange stœchiométrique dans l'air (vol)	29,53 %	9,48 %

Annexe3 : Détermination de la température de fin combustion

Le gaz introduit dans la chambre de combustion, une combustion supposée adiabatique, qui porte la température à T_0 (température de combustion) et à la pression P_0 (pression de combustion)

En faisant l'hypothèse que la vitesse des gaz est nulle dans la chambre de combustion, on peut écrire que :

$$Q_R^P = H_P - H_R = 0 \Rightarrow H_P = H_R \quad (3-1)$$

L'enthalpie des gaz de combustion (H_P) est alors égale à l'enthalpie du propergol frais injecté (H_R). La température T_c atteinte dans la chambre de combustion se détermine de la façon suivante :

- 1- Le calcul en fonction, de la température et pour la pression de la chambre P_0 que l'on s'est fixé les compositions d'équilibre des gaz de combustion.
- 2- la détermination l'enthalpie des produits de combustion.
- 3- le calcul la température de combustion en écrivant qu'il y a conservation de l'énergie entre le propergol frais et les produits de combustion.

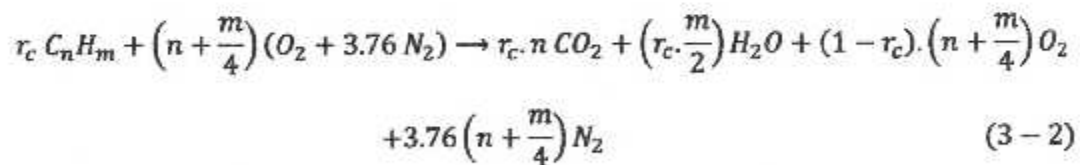
3.1- CALCUL DE LA TEMPERATURE DE FIN DE COMBUSTION :

(Cas des systèmes $C_n H_m$) Hydrocarbures avec l'air :

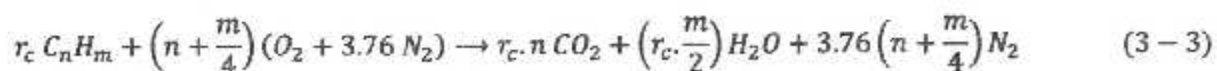
Soit la combustion du propergol qui peut s'écrire sous la forme suivante : $C_n H_m$; La réaction considérée est :

1/1^{ère} CAS SANS DISSOCIATION :

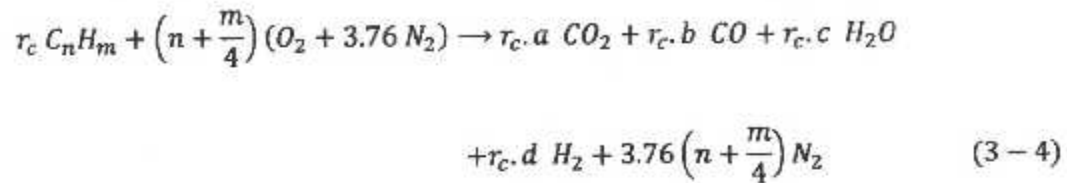
a) avec une richesse < 1 : (mélange pauvre) \Rightarrow excès d'air



b) avec une richesse = 1 : (Etat stœchiométrique)

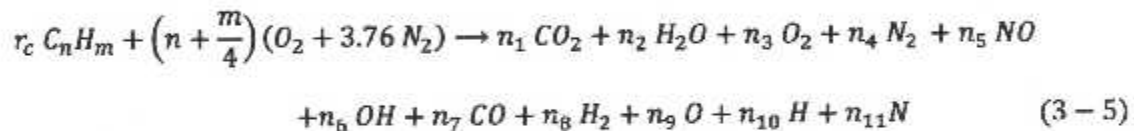


e) avec une richesse > 1 : (Mélange riche) \Rightarrow défaut d'air .



avec : a, b, c et d représentent respectivement les nombres de moles du CO_2, CO, H_2O, H_2 des produits de combustion. (Il est possible de les déterminer)

2/ 2^{ème} CAS AVEC DISSOCIATION:



Les inconnues ($n_1, n_2, n_3, n_4, n_5, n_6, n_7, n_8, n_9, n_{10}, n_{11}$) représentant les nombres de moles des différents espèces, nous avons donc 11 inconnues pour les déterminer nous avons besoins de 11 équations, et aussi de déterminer le n_t (donc 12 inconnues).

RAPPEL :

La fraction molaire

$$x_i = \frac{n_i}{n_t} \quad (3-6)$$

n_i : le nombre de mole de l'espèce i .

$$n_t = \sum_{l=1}^{11} n_l = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 + n_6 + n_7 + n_8 + n_9 + n_{10} + n_{11} \quad (3-7)$$

$$x_i = \frac{P_i}{P} \Rightarrow P_i = x_i \cdot P \quad (3-8)$$

P_i : la pression partielle de l'espèce i .

P : la pression totale (pression de combustion)

La constante d'équilibre :

$$K_p = \frac{\text{Le produit des pression partièlles des produits}}{\text{Le produit des pression partièlles des réactifs}} \quad (3-9)$$

3.2- LE BILAN D'ESPECES :

Le bilan d'espèces donne les équations suivantes :

⚡ pour le carbone :

$$\begin{aligned} n_{CO_2} + n_{CO} &= r_c \cdot n \\ x_{CO_2} + x_{CO} &= r_c \frac{n}{Nt} \end{aligned} \quad (3-10)$$

⚡ pour l'hydrogène :

$$\begin{aligned} 2n_{H_2} + 2n_{H_2O} + n_H + n_{OH} &= r_c \cdot m \\ 2x_{H_2} + 2x_{H_2O} + x_H + x_{OH} &= r_c \frac{m}{Nt} \end{aligned} \quad (3-11)$$

⚡ Pour l'oxygène :

$$\begin{aligned} 2n_{CO_2} + n_{CO} + 2n_{O_2} + n_{H_2O} + n_{OH} + n_O + n_{NO} &= 2 \cdot \left(n + \frac{m}{4}\right) \\ 2x_{CO_2} + x_{CO} + 2x_{O_2} + x_{H_2O} + x_{OH} + x_O + x_{NO} &= \frac{2 \cdot \left(n + \frac{m}{4}\right)}{Nt} \end{aligned} \quad (3-12)$$

⚡ Pour l'azote :

$$\begin{aligned} 2n_{N_2} + n_N + n_{NO} &= 7.52 \left(n + \frac{m}{4}\right) \\ 2x_{N_2} + x_N + x_{NO} &= 7.52 \frac{\left(n + \frac{m}{4}\right)}{Nt} \end{aligned} \quad (3-13)$$

Nous avons donc 4 équations à 12 inconnues, il nous manque donc 8 autres équations.

Lorsqu'il se produit une réaction chimique exothermique, la composition des gaz brûlés dépend de la pression et de la température c'est à dire de l'enthalpie de réaction ou de la chaleur de réaction qui dépend de la nature du combustible et de sa richesse.

Selon la valeur de la température, les molécules peuvent se dissocier en d'autres molécules ou atomes, ions, ... etc.

Il est généralement plus facile de connaître la composition du mélange brûlé à la température de référence (218.15 K°) qu'à des températures élevées.

Les 8 équations supplémentaires seront obtenues en écrivant la condition d'équilibre thermodynamique qui traduit que l'enthalpie libre est minimale.

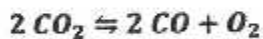
A priori, il faut déterminer les réactions d'équilibre qui interviennent dans le mélange. Le nombre de ces réactions sera égal à six.

Les six équations seront déterminées à partir des hypothèses suivantes :

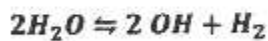
a) La réaction chimique qui se déroule dans un mélange de substances réagissant conduit à l'établissement d'un équilibre tel que la quantité de chacune de ces substances ne varie plus.

b) Toute réaction chimique se déroule dans les deux sens. Avant que l'équilibre ne soit pas atteint, l'un des deux sens domine tandis qu'à l'équilibre les deux réactions opposées se déroulent à des vitesses tel que le nombre de particules de chaque espèce reste constant.

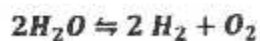
3.3 - LES EQUATIONS D'EQUILIBRE :



$$Kp_1 = \frac{P_{\text{CO}}^2 \cdot P_{\text{O}_2}}{P_{\text{CO}_2}^2} \Rightarrow Kp_1 = \frac{n_{\text{CO}}^2 \cdot n_{\text{O}_2}}{n_{\text{CO}_2}^2 \cdot Nt} \cdot p \Rightarrow Kp_1 = \frac{x_{\text{CO}}^2 \cdot x_{\text{O}_2}}{x_{\text{CO}_2}^2} \cdot p \quad (3-14)$$



$$Kp_2 = \frac{P_{\text{OH}}^2 \cdot P_{\text{H}_2}}{P_{\text{H}_2\text{O}}^2} \Rightarrow Kp_2 = \frac{n_{\text{OH}}^2 \cdot n_{\text{H}_2}}{n_{\text{H}_2\text{O}}^2 \cdot Nt} \cdot p \Rightarrow Kp_2 = \frac{x_{\text{OH}}^2 \cdot x_{\text{H}_2}}{x_{\text{H}_2\text{O}}^2} \cdot p \quad (3-15)$$



$$Kp_3 = \frac{P_{\text{H}_2}^2 \cdot P_{\text{O}_2}}{P_{\text{H}_2\text{O}}^2} \Rightarrow Kp_3 = \frac{n_{\text{H}_2}^2 \cdot n_{\text{O}_2}}{n_{\text{H}_2\text{O}}^2 \cdot Nt} \cdot p \Rightarrow Kp_3 = \frac{x_{\text{H}_2}^2 \cdot x_{\text{O}_2}}{x_{\text{H}_2\text{O}}^2} \cdot p \quad (3-16)$$

$H_2 \rightleftharpoons 2 H$

$$Kp_4 = \frac{P_H^2}{P_{H_2}} \Rightarrow Kp_4 = \frac{n_H^2}{n_{H_2} \cdot Nt} \cdot p \Rightarrow Kp_4 = \frac{x_H^2}{x_{H_2}} \cdot p \quad (3-17)$$

$O_2 \rightleftharpoons 2 O$

$$Kp_5 = \frac{P_O^2}{P_{O_2}} \Rightarrow Kp_5 = \frac{n_O^2}{n_{O_2} \cdot Nt} \cdot p \Rightarrow Kp_5 = \frac{x_O^2}{x_{O_2}} \cdot p \quad (3-18)$$

$N_2 \rightleftharpoons 2 N$

$$Kp_6 = \frac{P_N^2}{P_{N_2}} \Rightarrow Kp_6 = \frac{n_N^2}{n_{N_2} \cdot Nt} \cdot p \Rightarrow Kp_6 = \frac{x_N^2}{x_{N_2}} \cdot p \quad (3-19)$$

$N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2 NO$

$$Kp_7 = \frac{P_{NO}^2}{P_{N_2} \cdot P_{O_2}} \Rightarrow Kp_7 = \frac{n_{NO}^2}{n_{N_2} \cdot n_{O_2}} \Rightarrow Kp_7 = \frac{x_{NO}^2}{x_{N_2} \cdot x_{O_2}} \quad (3-20)$$

3.4 - EQUATION DE NOMBRE DE MOLE TOTALE :

Le nombre de mole totale à l'état initial frais et le même à l'état final, est donc égale à :

$$n_t = \sum_{i=1}^{11} n_i = n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5 + n_6 + n_7 + n_8 + n_9 + n_{10} + n_{11}$$

$$x(Nt) = x_{CO_2} + x_{H_2O} + x_{O_2} + x_{N_2} + x_{NO} + x_{OH} + x_{CO} + x_{H_2} + x_O + x_H + x_N \quad (3-21)$$

Puisque : $x(Nt) = \frac{Nt}{Nt}$, il devrait égale à 1.

3.5 - DETERMINATION DES CONSTANTES D'EQUILIBRE Kp :

En générale pour une réaction, les expressions générales des constantes d'équilibre sont données par les relations suivantes :

$$\ln[Kp(T)] = -\Delta G^0(T) / R \cdot T$$

$$\Leftrightarrow Kp_K = \exp \left(-\frac{\Delta H_K^0}{R \cdot T} + \frac{\Delta S_K^0}{R} \right)$$

$$\text{avec: } \Delta G_T^0 = \Delta H_T^0 - T \Delta S_T^0 \quad (3-22)$$

$$\ln[Kp(T)] = -\frac{\Delta H_T^0}{R \cdot T} + \frac{\Delta S_T^0}{R}$$

$$\text{avec: } \Delta H_T^0 = \Delta H_{T_0=298}^0 + (\Delta H^S)_{T_0=298}^T$$

$$\Delta S_T^0 = \Delta S_{T_0=298}^0 + (\Delta S)_{T_0}^T$$

pour chaque un des 11 inconnues (constituants) i du mélange de fin de combustion nous avons :

$$\Delta H_i(T) = (\Delta H_i)_{T_0=298}^0 + (\Delta H_i^S)_{T_0}^T$$

$$\Delta S_i^0(T) = (\Delta S_i)_{T_0=298}^0 + (\Delta S_i^S)_{T_0}^T$$

Pour simplifier les calculs de ΔH_T^0 , ΔS_T^0 , C_p à chaque valeur de température on utilisera le polynôme d'interpolation de (Gordon et Mc Bride).

$$C_p = (a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4 T^3 + a_5 T^4) \cdot R \quad (\text{calorie/mole } K^\circ) \quad (3-23)$$

$$H = \left(a_1 + \frac{a_2}{2} T + \frac{a_3}{3} T^2 + \frac{a_4}{4} T^3 + \frac{a_5}{5} T^4 + \frac{a_6}{T} \right) \cdot R \cdot T \quad (\text{calorie}) \quad (3-24)$$

$$S = \left(a_1 \ln(T) + a_2 T + \frac{a_3}{2} T^2 + \frac{a_4}{3} T^3 + \frac{a_5}{4} T^4 + a_7 \right) \cdot R \quad (\text{calorie/mole} \cdot K^\circ) \quad (3-25)$$

$$R = 1,98719 \quad \text{calorie/mole} \cdot K^\circ$$

Où les constantes a_1, a_2, \dots, a_7 , sont des coefficients propre à chaque espèces.

Annexe4:

COEFFICIENTS DE GORDON & Mc BRIDE

Pour chaque espèce, les fonctions thermodynamiques telles que la chaleur spécifique, enthalpie et entropie sont fonctions de la température et sont données en utilisant les coefficients des polynômes de GORDON & Mc BRIDE :

$$Cp/R = a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4 T^3 + a_5 T^4$$

$$H/RT = a_1 + (a_2/2)T + (a_3/3)T^2 + (a_4/4)T^3 + (a_5/5)T^4 + a_6/T$$

$$S/R = a_1 \ln(T) + a_2 T + (a_3/2)T^2 + (a_4/3)T^3 + (a_5/4)T^4 + a_7$$

Les coefficients a_i ($i=1, 7$) sont tabulés pour différents éléments chimiques et ne sont valables que pour des températures comprises entre 1000 et 6000K° .

	H	O	H ₂	OH
Hf(298k°)	+52.103	+59.554	+ 0.000	+ 9.318
S0(298k°)	+27.392	+38.468	+ 31.207	+ 43.881
a ₁	+2.5000000E+00	+2.5420596E+00	+3.1001901E+00	+2.9106427E+00
a ₂	+0.0000000E+00	-2.7550619E-05	+5.1119464E-04	+9.5931650E-04
a ₃	+0.0000000E+00	-3.1028033E-09	+5.2644210E-08	-1.9441702E-07
a ₄	+0.0000000E+00	+4.5510674E-12	-3.4909973E-11	+1.3756646E-11
a ₅	+0.0000000E+00	-4.3680515E-16	+3.6945345E-15	+1.4114542E-16
a ₆	+2.5471627E+04	+2.9230803E+04	-8.7738042E+02	+3.9353815E+03
a ₇	-4.6011763E-01	+4.9203080E+00	-1.9629421E+00	+5.4423445E+00

	CO	O ₂	H ₂ O	CO ₂
Hf(298k°)	-26.417	+0.000	-57.795	-94.054
S0(298k°)	+47.241	+49.005	+45.106	+51.072
a ₁	+2.9840696E+00	+3.6219535E+00	+2.7167633E+00	+4.4608041E+00
a ₂	+1.4891390E-03	+7.3618264E-04	+2.9451374E-03	+3.0981719E-03
a ₃	-5.7899684E-07	-1.9652228E-07	-8.0224374E-07	-1.2392571E-06
a ₄	+1.0364577E-10	+3.6201558E-11	+1.0226668E-10	+2.2741325E-10
a ₅	-6.9353550E-15	-2.8945627E-15	-4.8472145E-15	-1.5525954E-14
a ₆	-1.4245228E+04	-1.2019825E+03	-2.9905826E+04	-4.8961442E+04
a ₇	+6.3479156E+00	+3.6150960E+00	+6.6305671E+00	-9.8635982E-01

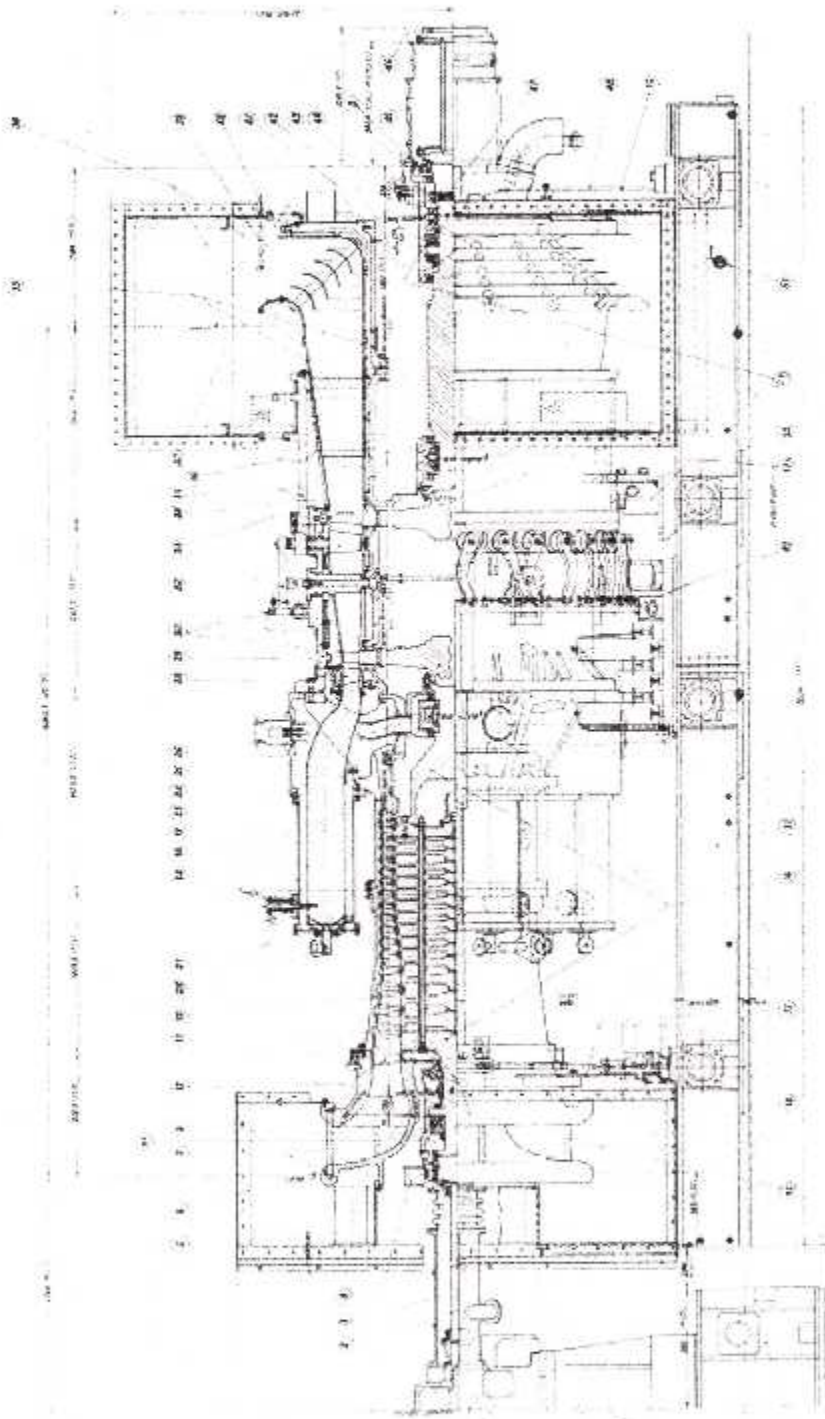
Pour étudier l'influence du préchauffage, il est nécessaire d'avoir les coefficients a_i ($i= 1, 7$) des espèces chimiques pour des températures comprises entre 300 et 1000 °K.

O_2















a_1	+0.3625598 E +01
a_2	- 0.1878218 E -02
a_3	+0.7055454 E -05
a_4	- 0.6763513 E -08
a_5	+0.2155599 E -11
a_6	- 0.1047522 E +04
a_7	+0.4305277 E +01

Annexe 5:

Schema de la turbine à gaz 5002C


















Generator Drive (ISO conditions - natural gas - electrical generator terminals)

	ISO RATED POWER KW	HEAT RATE kJ/kWh	EFFIC. %	PRESSURE RATIO	EXHAUST FLOW kg/sec lbs/sec	TURBINE SPEED RPM	EXHAUST TEMPERATURE °C °F
 PGTS	5,220	13,422	26.8	9.1	24.6 54.2	10,290	523 973
 GES	5,500	11,740	30.7	14.8	19.6 43.1	16,630	574 1,065
 PGT10	10,220	11,540	31.2	13.8	42.3 93.3	7,900	488 910
 GE10	11,250	11,481	31.4	15.5	47.5 104.7	11,000	482 900
 PGT16	13,720	10,300	35.0	20.2	47.3 104.3	7,900	491 919
 PGT20	17,464	10,238	35.2	15.7	62.5 137.7	6,500	475 897
 PGT25	22,417	9,919	36.3	17.9	68.9 151.9	6,500	525 976
 PGT25+	30,226	9,084	39.6	21.6	84.3 185.9	6,100	500 931
 LM6000	42,703	8,770	41.0	27.9	125.8 288.8	3,600	452 840
 MS5001	26,830	12,687	28.4	10.5	125.2 276.1	5,094	483 901
 MS5002E	31,100	10,285	35.0	17.0	102.0 225.0	5,714	511 952
 MS6001B	42,100	11,230	32.1	12.2	141.1 311.0	5,163	548 1,026
 MS7001EA	85,400	10,990	32.7	12.6	292.0 643.0	3,600	537 998
 MS9001E	126,100	10,650	33.8	12.6	418.0 921.0	3,000	543 1,009


















GE Imagination at work

Mechanical Drive (ISO conditions - natural gas - shaft output)

	ISO RATED POWER kW	shp	HEAT RATE kJ/kWh	btu/shp-h	EFFIC. %	PRESSURE RATIO	EXHAUST FLOW kg/sec	lbs/sec	TURBINE SPEED RPM	EXHAUST TEMPERATURE °C	°F
 PGT5	5,440	7,295	13,470	9,523	26.7	8.6	25.8	56.9	10,290	533	991
 GES	5,600	7,510	11,429	8,080	31.5	14.6	20.0	44.2	12,500	556	1,032
 PGT10	10,660	14,295	11,060	7,819	32.5	13.8	42.3	93.3	7,900	488	910
 GE10	11,982	16,068	10,822	7,651	33.3	15.5	46.9	103.3	7,900	480	896
 PGT16	14,240	19,096	9,930	7,020	36.3	20.2	47.3	104.3	7,900	491	919
 PGT20	18,121	24,300	9,867	6,975	36.5	15.7	62.6	137.9	6,500	475	887
 PGT25	23,261	31,193	9,560	6,759	37.7	17.9	68.9	151.9	6,500	525	976
 PGT25+	31,364	42,060	8,754	6,189	41.1	21.6	84.3	185.8	6,100	500	931
 LM6000	43,679	58,575	8,600	6,080	41.9	27.9	126.5	280.0	3,600	455	853
 MS5002C	28,340	38,005	12,470	8,816	28.8	8.8	123.4	274.1	4,670	517	963
 MS5002E	32,000	42,913	10,000	7,070	36.0	17.0	102.0	225.0	5,714	511	952
 MS5002D	32,580	43,690	12,239	8,653	29.4	10.8	141.4	311.7	4,670	509	948
 MS6001B	43,530	58,380	10,825	7,653	33.3	12.0	140.0	309.0	5,111	544	1,011
 MS7001EA	87,300	117,071	10,870	7,685	33.1	12.7	302.0	665.8	3,600	535	995
 MS9001E	130,100	174,467	10,400	7,353	34.6	12.6	421.0	928.0	3,000	540	1,004



GE Imagination at work

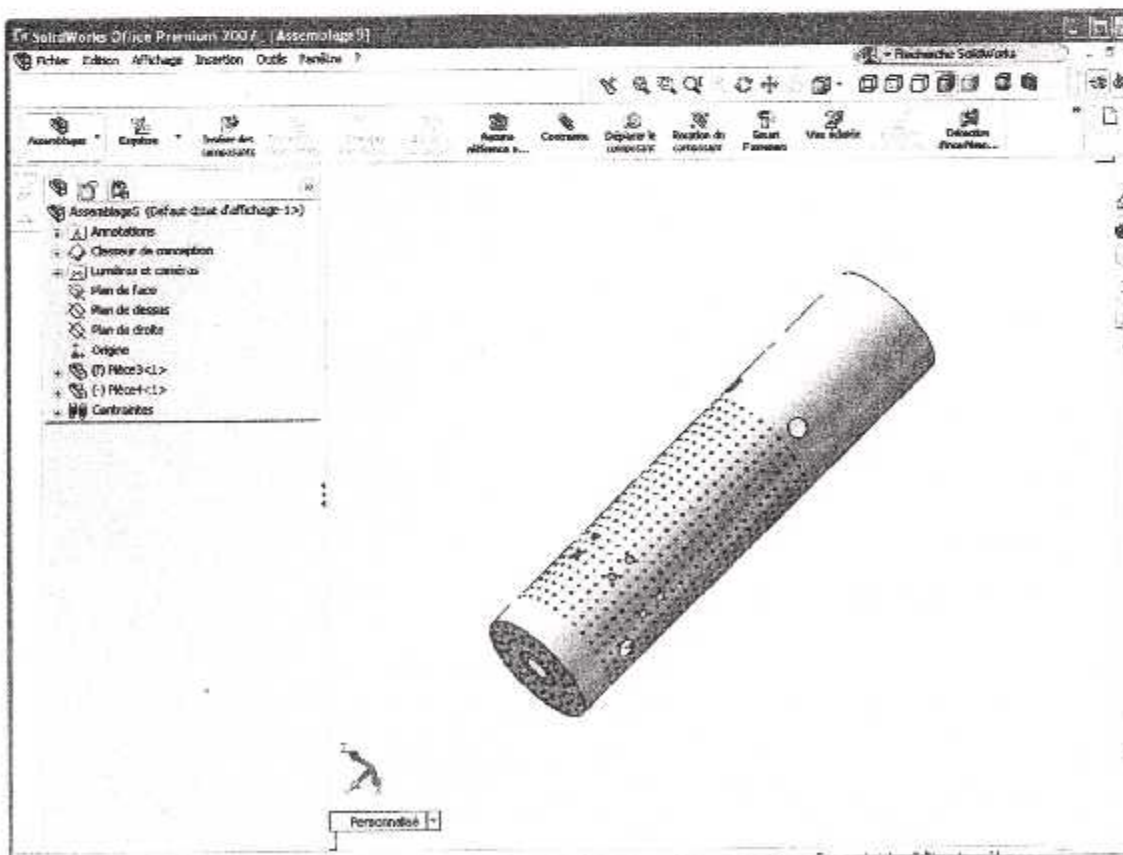
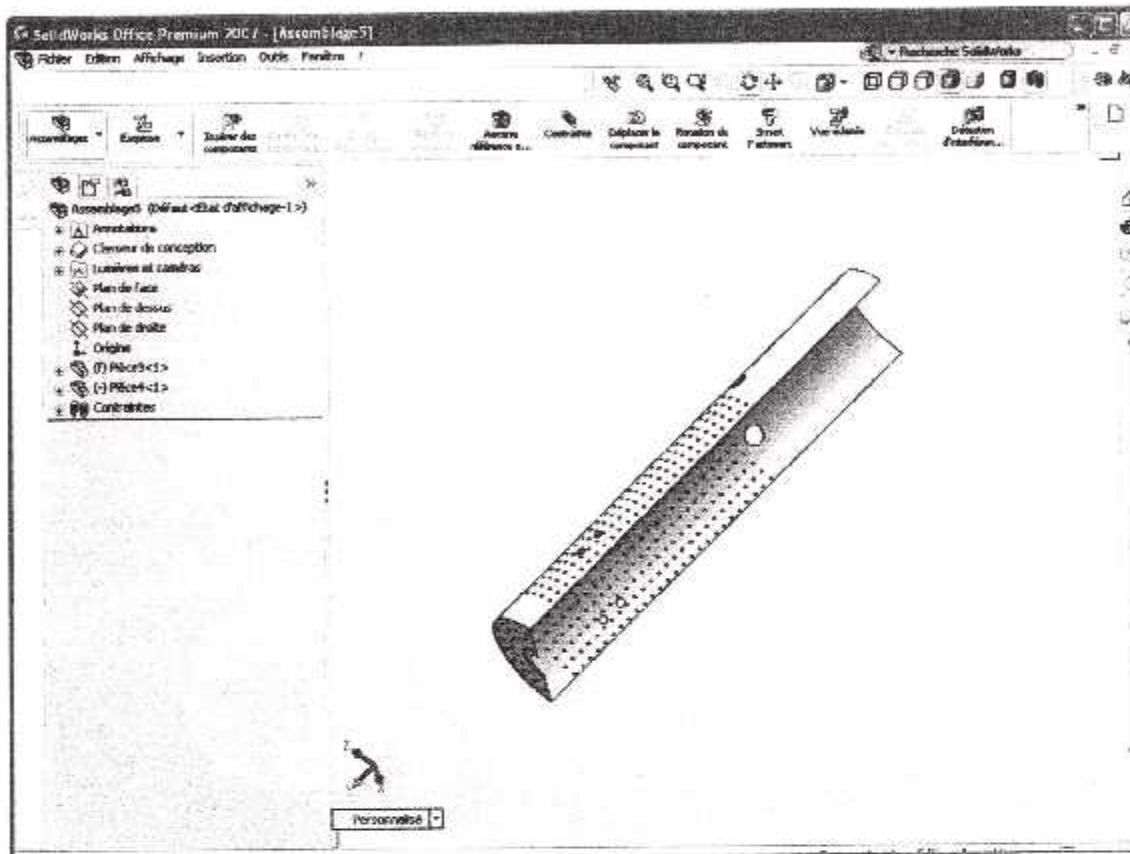
	GENERATOR DRIVE		MECHANICAL DRIVE	
	Approx. Weight (***)	Approx. Dimensions (**)	Approx. Weight (**)	Approx. Dimensions (**)
	Kg	m	Kg	m
 PGTS	28,000	8.5 x 2.5 x 3.0	30,000	7.7 x 2.5 x 4.3
 GES	23,900	5.9 x 2.5 x 3.0(***)	23,000	7.8 x 2.5 x 3(***)
 PGT10	27,000	8.1 x 2.5 x 4.0(***)	32,000	9.1 x 2.5 x 4.0(***)
 GE10	34,000	9.0 x 2.5 x 6.0	38,000	10.5 x 2.5 x 6.0
 PGT16	19,000	8.1 x 2.5 x 3.8	19,000	8.1 x 2.5 x 3.8
 PGT20	37,650	9.1 x 3.5 x 3.5	37,650	9.1 x 3.5 x 3.5
 PGT25	37,650	9.1 x 3.5 x 3.5	37,650	9.1 x 3.5 x 3.5
 PGT25+	30,750	6.5 x 3.6 x 3.9	30,750	6.5 x 3.6 x 3.9
 LM6000	31,000	9.3 x 4.2 x 4.4	31,000	9.3 x 4.2 x 4.4
 MS5001	87,430	11.6 x 3.2 x 3.7		
 MS5002C/D			110,000(*)	15.0 x 3.2 x 3.8(*)
 MS5002E	117,000	17 x 3.4 x 4	117,000	17 x 3.4 x 4
 MS6001B	96,000(*)	15.9 x 3.2 x 3.8(*)	96,000(*)	15.9 x 3.2 x 3.8(*)
 MS7001EA	121,000	11.6 x 3.3 x 3.8	121,000(*)	11.6 x 3.3 x 3.8(*)
 MS9001E	217,500(*)	22.1 x 4.5 x 6.3(*)		

*) excluding ducting skid
 **) gas turbine skid without enclosure
 ***) gas turbine package



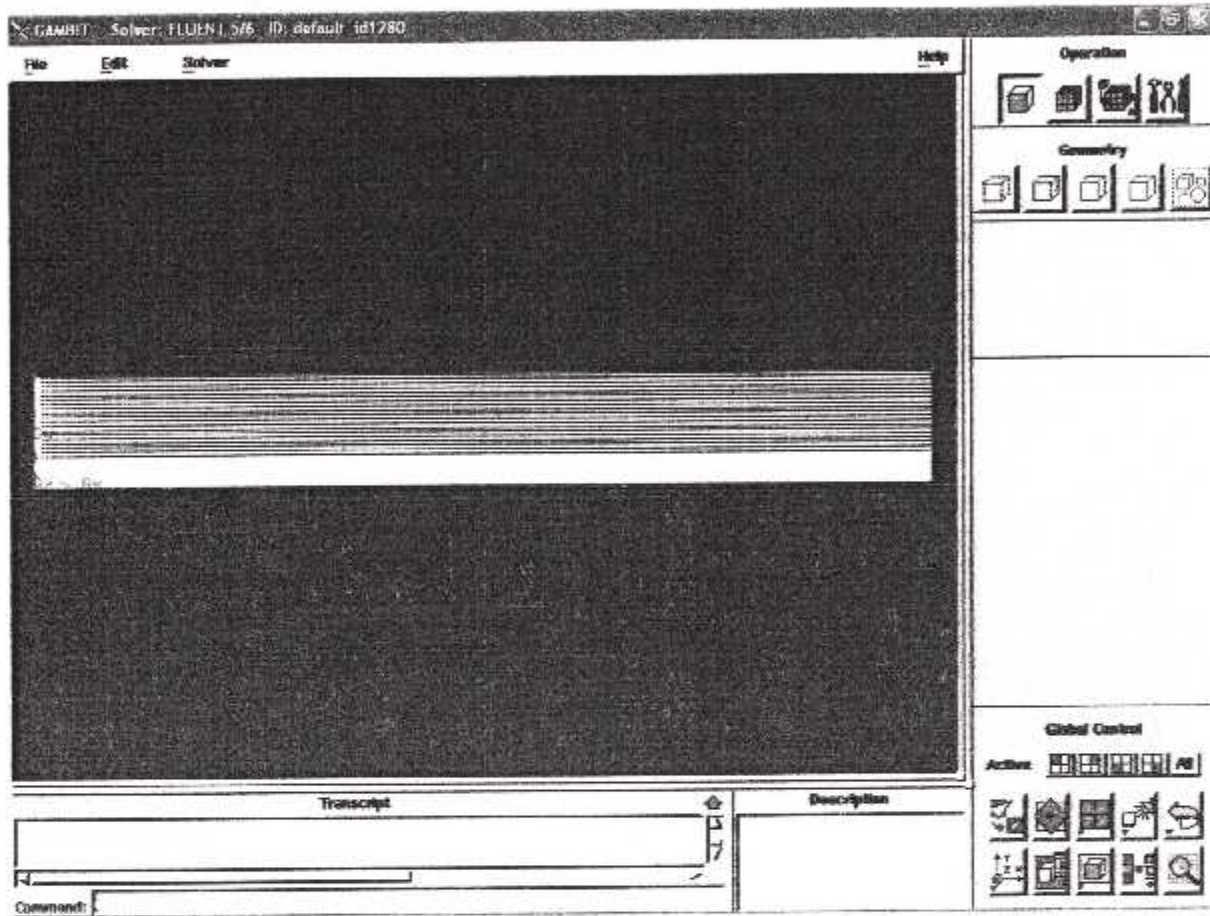
Annexe6:

Géométrie de tube à flamme



Annexe7:

Maillage sous Gambit



Annexe 8 :

Simplification du calcul

1- pour la géométrie :

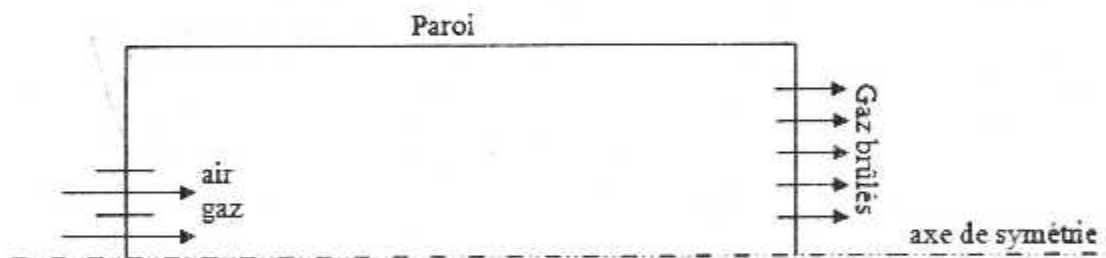
Le tube à flamme est doté de 80 trous d'entrée air d'un diamètre de 7.5mm pour chacun, ces derniers sont intercalés en vortex, d'où la raison de les assimiler à un seul trou de même section qui est déterminée de la façon suivante :

$$S_{air} = (80) \frac{\pi \cdot d^2}{4} = 3534,29 \cdot 10^{-6} m^2$$

Le trou d'injection gaz est de 25mm de diamètre, alors sa section est de :

$$S_{gaz} = \frac{\pi \cdot d^2}{4} = 490,87 \cdot 10^{-6} m^2$$

Pour la disposition de trou d'injection air on a proposé la configuration suivante :



déterminant le diamètre externe de trou d'air qui est égale à :

$$S_{air} = \frac{\pi (D^2 - d^2)}{4} = 3534,29 \cdot 10^{-6} m^2$$

$$\Leftrightarrow D^2 = \frac{4 \cdot S_{air}}{\pi} + d^2$$

$$\text{alors : } D = 71,58 \text{ mm}$$



2- pour la combustion :

Puisque la majorité de la composition du gaz naturel est du méthane, donc on a travaillé avec ce dernier.

La consommation journalière de la MS5002C est de $260\ 000\text{m}^3$, puisque la chambre de combustion est composée de 12 tubes à flammes donc un seul tube consomme environ de $0,25\text{ m}^3/\text{s}$. pour notre calcul on a besoin des conditions d'entrée qui se présente en débit massique, pour convertir ce débit volumique en débit massique on suit les démarches suivantes sachant que :

- La température d'entrée air est 45°c
- La température d'injection gaz est 28°c
- La pression d'injection gaz est 18 bars

Considérons ce gaz comme étant un gaz parfait donc on peut appliquer l'équation d'état :

$$P_c V_c = m_c r T_c$$

$$m_c = \frac{P_c V_c}{r T_c} = M_c \cdot \frac{P_c V_c}{R T_c}$$

$$r = R / M_c \quad \left(\frac{\text{KJ}}{\text{Kg}} \right)$$

$$R = 8,32 \text{ KJ/Kmole}$$

$$M_{\text{ch}_4} = 12 + 4(1) = 16 \text{ Kgch}_4/\text{Kmole}$$

Remplaçant on trouvant :

$$\text{le débit massique du méthane ; } m_{\text{ch}_4} = 2,875 \text{ Kgch}_4/\text{s}$$



De l'équation stœchiométrique, on remarque que :

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

$$M = m/n \quad \left(\frac{Kg}{K\text{mole}} \right) ; \text{alors: } \dot{m}_{\text{air}} = M_{\text{air}} \cdot \dot{n}_{\text{comb}}$$

$$M_{\text{air}} = 2(32 + 3,76 \times 28) = 274,56 \text{ (Kg d'air/KgCh}_4\text{)}$$

$$\dot{n}_{\text{comb}} = \dot{m}_c / M_c \quad (\text{K mole/s})$$

Alors le débit massique d'air pour le cas stœchiométrique est égale à :

$$\dot{m}_{\text{air}} = 49,335 \text{ Kg d'air/s}$$

Même chose pour le cas de combustion avec excès d'air :



$$\lambda : \text{est le coefficient d'excès d'air} = \frac{\text{quantité d'air réel admise}}{\text{quantité d'air théorique admise}}$$

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

e : est l'excès d'air (%)

$$\varphi : \text{est la richesse} = \frac{(C/A)_{\text{réel}}}{(C/A)_{\text{stk}}} = \frac{\text{dosage réel}}{\text{dosage stœchiométrique}}$$

Annexe 9 :

Quelques définitions

1-auto inflammation :

Le processus d'auto inflammation des mélanges combustibles homogènes est caractérisé par le développement d'une réaction chimique rapide ; accompagnée de l'apparition d'une flamme à partir du développement relativement lent de réaction pré flamme. L'auto inflammation est la conséquence du déséquilibre entre la puissance thermique dégagée par les réactions chimiques et celles échangées par le système au réaction avec le milieu extérieur qui conduit à l'accroissement progressif à la vitesse de la réaction. Il existe deux types de l'auto inflammation chimique et thermique.

1.1. Inflammation chimique :

C'est une réaction en chaîne résulte de la multiplication isotherme des radicaux élémentaires. Dans la théorie chimique de la réaction en chaînes, l'inflammation commence par une chaîne de réactions ramifiées, c'est-à-dire liées entre elles, la chaleur qui est dégagée n'a guère d'effet secondaire. Cette théorie explique entre autre l'existence de flammes froides.

1.2. Inflammation thermique :

Le taux de chaleur créer par l'exotherme de la réaction dans un volume V est très supérieur à la chaleur perdue aux parois. L'augmentation de la température devient rapide et incontrôlable, il y a apparition de la flamme lorsque cette température est suffisamment élevée. La théorie thermique est basée sur l'hypothèse que le processus de combustion ne peut être initié qu'à une température suffisamment élevée pour que les collisions moléculaires aient lieu avec une fréquence suffisamment élevée pour que les collisions moléculaires aient lieu avec une fréquence suffisamment élevé.

Analyse théorique de l'auto inflammation :

L'auto inflammation thermique appliquée à un volume de gaz permet de caractériser les grandeurs fondamentales :

- Délai d'inflammation
- Température critique d'auto inflammation
- Condition spécifique de l'inflammation

2. limites d'inflammabilité :

Les limites d'inflammabilité sont définies conventionnellement comme étant les pourcentages extrêmes en combustible entre lesquels le mélange est inflammable. En générale, il existe une limite supérieure et inférieure d'inflammabilité, mais l'une d'entre elle peut être inexistante. Il est d'usage d'indiquer la limite d'inflammabilité dans l'air ou dans l'oxygène, les limites d'inflammabilité dans l'oxygène étant plus grandes que celle dans l'air.

Par exemple pour l'hydrogène dans l'air : la limite inférieure est de 4% et la limite supérieure est de 74.5%, la température d'inflammation est de 570°C, pour une inflammation pratiquement semblable, le méthane a des limites d'inflammabilité inférieure et supérieure dans l'air de 5% et de 15%.

3. propagation de la flamme :

Il existe toujours un mouvement relatif entre le mélange combustible et la flamme : soit que le mélange se déplace, la flamme étant alors stabilisée sur un brûleur, soit que la flamme se propage dans un mélange statique contenu à l'intérieur d'un récipient. Il existe plusieurs méthodes pour mesurer la vitesse de propagation de la flamme.

Dans le cas où la flamme est fixe, on mesure sa surface et le débit du mélange gazeux. La mesure de la surface est relativement facile s'il s'agit d'un cône parfait. Dans la plupart des cas, il est nécessaire de photographier la flamme avec un agrandissement connu et mesurer sa surface à partir de la photographie. La vitesse est donnée par l'équation : vitesse = débit/surface.

Si la flamme est mobile, il suffit de mesurer le temps qu'elle met pour parcourir l'intervalle entre deux points de repère placés le long du tube de propagation. La méthode de Chatelier utilise une caméra à tambour tournant qui cinématographie d'une manière continue le déplacement de la flamme entre deux repères. La connaissance de l'agrandissement de la caméra et de sa vitesse de rotation permet de déduire très facilement la vitesse de propagation de la flamme, par une mesure de la trace rectiligne faite sur le film.

La réaction de propagation est dite :

Déflagration : si la vitesse de propagation est subsonique (quelques cm/s).

Détonation : si la vitesse de propagation est supersonique (milliers m/s).

La déflagration se propage sous forme d'une onde de combustion appelée front de flamme, cependant la propagation de la détonation s'accompagne d'une onde de choc entre tenue par la réaction qui suit immédiatement.

L'onde de choc d'une part et le front de flamme d'autre part constituent une zone de séparation de fine épaisseur entre le domaine réactif (produits initiaux) et celui des produits de combustion (produits finaux)

3.1. propagation en subsonique (La déflagration) :

Une déflagration est l'ensemble des phénomènes consécutifs au passage rapide d'un front de réaction, le plus souvent d'un front de flamme (combustion d'un gaz ou d'une vapeur), au travers d'un mélange combustible. Dans un mélange homogène d'air et de gaz de vapeur combustible, une flamme

se propage à une vitesse constante, assez rapide mais qui reste de l'ordre de grandeur de celle de phénomènes familiers. Elle est souvent de l'ordre de quelques centimètres à quelques mètres par seconde, donc comparable à celle d'un marcheur ou d'un coureur. C'est ce qui se passe lors de l'inflammation rapide du mélange de gaz et d'air au dessus d'un bec de cuisinière ou dans un four. Si la masse de gaz est faible, le phénomène est sans conséquence ; si la masse est importante, une explosion peut se produire. La flamme d'un brûleur est une déflagration se propage à une vitesse constante, dans une direction opposée à celle du flux gazeux.

Dans une déflagration, les gaz brûlés se déplacent dans le sens opposé à celui de la flamme, à une vitesse subsonique. Dans de nombreux cas, la propagation d'une flamme dans un mélange gazeux explosif de composition convenable peut s'accélérer brutalement et se transformer en une détonation.

3.2. propagation en supersonique (La détonation) :

La détonation est le résultat d'une réaction chimique extrêmement rapide qui s'accompagne de la propagation d'une onde de choc, variation très rapide et intense de la pression. C'est l'existence de cette onde de choc et sa propagation qui confère à la détonation son caractère si violemment destructeur. La détonation est causée par la réaction extrêmement rapide de l'explosion mais le passage de l'onde de choc à travers l'explosif en provoque en même temps la décomposition très rapide : une fois l'onde de choc amorcée, elle ne s'arrête qu'après réaction quasi complète. L'onde de choc se propage ensuite dans le sol et l'atmosphère (comme l'onde créée par l'avion passant le mur du son), en amortissant plus ou moins rapidement, car elle perd rapidement son énergie, tout en causant des dégâts souvent très importants ou catastrophiques, suivant la nature et la quantité d'explosif mis en jeu. La vitesse de la détonation est de l'ordre de 2 à 4 Km/s dans les gaz, parfois plus rapide dans les explosifs solides. Les gaz brûlés se déplacent dans le même sens que l'onde.

4. vitesse de la flamme :

La vitesse de propagation de la flamme (turbulente ou laminaire) par rapport au mélange frais peut être mesurée sur brûleurs, en bombe ou encore dans les tubes. elle est déterminée sur brûleur en mesurant la surface de la flamme S_f si Q représente le débit volumique de mélange frais par rapport au front de flamme, la vitesse de propagation de la flamme ou vitesse de déflagration s'écrit $U_L = Q/S_f$.

La vitesse de la flamme est définie comme étant la vitesse à laquelle les gaz frais sont happés par la flamme. Ce n'est pas donc la vitesse de l'interface gaz frais/gaz brûlés. Cette vitesse dépend de plusieurs paramètres (température, pression, richesse, type de fuel ...ect) et est définie différemment suivant le régime d'écoulement (laminaire ou turbulent).

5. stabilité de la flamme :

Dans la majorité des applications pratiques, on désire réaliser une flamme qui reste stabilisée en un endroit bien déterminé du réacteur ; ce n'est pas le cas dans les moteurs à explosion interne, où on

permet à la flamme d'aller à la rencontre du mélange inflammable dans tout le volume du cylindre. Par contre, dans les fours, les turboréacteurs et les statoréacteurs, on désire une flamme bien ancrée à un endroit déterminé et on envoie le mélange inflammable à travers elle.

Il existe généralement plusieurs méthodes pour stabiliser la flamme, on citera ces deux méthodes :

- ✓ On utilise un stabilisateur (obstacle), qui est placé dans l'écoulement perpendiculaire à la vitesse moyenne, et fait apparaître un sillage dans le quel s'établissent les courants de retour vers l'amont.
- ✓ On peut utiliser aussi un jet d'air dirigé perpendiculairement ou à contre-courant de l'écoulement principale.

Bibliographie

[1]- SERVICE MANUEL FOR GAS TURBINE TYPE MS5002C

Manufacturer: NUOVO PIGNONE; Via F. Matteucci, 2 50127 FLORENCE - ITALY

[2]- David VAUCHELLES

ETUDE DE LA STABILITE ET DES EMISSIONS POLLUANTES DES FLAMMES
TURBULENTES DE PREMELANGE PAUVRE A HAUTE PRESSION APPLIQUEES
AUX TURBINES A GAZ

Docteur de l'institut National des Sciences Appliquées de Rouen, Soutenu le 20 décembre
2004

[3]- Rullaud Matthieu

MODELISATION DE LA COMBUSTION TURBULENTE VIA UNE METHODE DE
TABULATION DE LA CINETIQUE CHIMIQUE DETAILLEE COUPLEE A DES
FONCTIONS DENSITES DE PROBABILITE. APPLICATION AUX FOYERS
AERONAUTIQUES.

Docteur de L'INSA DE ROUEN, Soutenu le 1^{er} juin 2004

[4]- K. BOUALI ; Edition 0 version 0 /NG/06

CONSOLIDATION EN MAINTENANCE INDUSTRIELLE DES TURBINES A GAZ
Technicien Turbiniste de l'institut NAFTOGAZ. CENTRE DE DEVELOPPEMENT ET
D'APPLICATION DES TECHNICIENS PETROLIERS ET GAZIERES « SONATRACH »
Hassi-Messaoud

[5]- Karine CANNEVIERE

Simulation Numérique Directe de la combustion turbulente diphasique : Application à l'étude
de la propagation et de la structure des flammes

Docteur de L'INSA DE ROUEN, Soutenu le 18 décembre 2003

[6]- COURS DE LA THERMODYNAMIQUE du 3^{ème} année ingénieur du Mr HENNI
MANSOUR ZOUBIR, Docteur à l'Institut d'Aéronautique Blida IAB

[7]- Site Internet du constructeur des Turbines à Gaz NUOVO PIGNONE:
[www .turbgaz\mécanique\gas turbine\GE Oil & Gas - MS5002 Gas Turbine.htm](http://www.turbgaz/mécanique/gas_turbine/GE_Oil_& Gas - MS5002_Gas_Turbine.htm)

[8]- Abderrezak HAMAMI
SIMULATION DE L'ÉCOULEMENT DANS UN MINI CANNAL
Magistère en mécanique, option énergétique de l'université de BATNA, Soutenue2005