REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA

Faculté de Technologie

Mémoire de fin d'études de Master
Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

Thème

Analyse par EF/VOF de l`atomisation du deux jet liquide injecté dans un cylindre

Présenté par :

Boukenna Abdesslam

Bouakacha Ahmed

Proposé et Dirigé par :

Pr.ZIRARI Mounir

2023/2024

Remerciements :

Nous tenons tout d'abord à remercier ALLAH le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce Modeste travail.

Nos vifs remerciements s'adressent plus particulièrement à notre promoteur Monsieur M.ZIRARI ; de son aide compétente, de ces conseils précieux, son assistance, son suivi et son soutien pour mener à tenir nos différents travaux de notre travaille.

Nos tous sincères remerciements vont également à tous les enseignants Pédagogiques du département du génie mécanique de l'université de Médéa qui Ont contribué à notre formation.

Dédicace:

Je dédie ce travail

A ma très chère mère qui m'a soutenu durant Toute ma vie.

A mon père qui m'a bien construit.

A mes frères et ma sœur

A toute ma famille.

A mon binôme Ahmed

A tous les professeurs et enseignants

A tous mes amis sans exception.

Boukenna Abdesslam

Dédicace:

A mon cher Père et ma chère Mère pour l'éducation et le Grand amour dont ils m'ont entouré depuis ma naissance.

A mes chers frères.

A mes chères sœurs.

A toute ma famille.

A mon cher Binôme Abdesslam

A tous mes amis sans exceptions.

Sans oublies tous les professeures que soit du primaire, du moyen du Secondaire ou de l'enseignement supérieure.

Bouakacha Ahmed

Résumé :

Dans cette étude, nous proposons une analyse par des moyens numériques et par le biais de la technique VOF/EF (Volume of Fluid/Eulerian Finite Element). Nous avons pu montrer que l'étude des propriétés géométriques de l'injecteur, notamment les variations des angles d'injection, influence les dynamiques de flux dans la chambre de mélange, affectant la vitesse initiale, la phase de décélération et l'accélération maximale. Ces différences sont dues aux effets combinés de la dispersion du jet, des zones de recirculation, des gradients de pression et des interactions fluide-fluide.

Par ailleurs, la diffusion retardée et le développement du mécanisme de mélange avec le temps dans la chambre de combustion sont principalement dus à l'inertie initiale du jet, à l'augmentation des interactions entre les fluides, à la fragmentation des structures cohérentes, et à la dissipation de l'énergie via la turbulence. Ces processus assurent une distribution plus homogène de la vitesse et de la fraction volumique au fil du temps, favorisant une combustion plus efficace.

Mots clés : dispersion, VOF / EF, débit, émissions d'échappement

Abstract :

In this study, we propose an analysis using numerical methods and the VOF/EF (Volume of Fluid/Eulerian Finite Element) technique. We have demonstrated that the study of the injector's geometric properties, particularly variations in injection angles, influences the flow dynamics in the mixing chamber, affecting the initial velocity, deceleration phase, and maximum acceleration. These differences are due to the combined effects of jet dispersion, recirculation zones, pressure gradients, and fluid-fluid interactions.

Additionally, the delayed diffusion and the development of the mixing mechanism over time in the combustion chamber are primarily due to the initial inertia of the jet, increased fluid interactions, fragmentation of coherent structures, and energy dissipation through turbulence. These processes ensure a more homogeneous distribution of velocity and volume fraction over time, promoting more efficient combustion.

Keywords: dispersion, VOF/EF, flow, exhaust emissions.

ملخص:

في هذه الدراسة، نقترح تحليلًا باستخدام الأساليب الرقمية وتقنية) VOF/EF حجم السائل/العنصر المحدد الأويلري). لقد أظهرنا أن دراسة الخصائص الهندسية للحاقن، وخاصة التغيرات في زوايا الحقن، تؤثر على ديناميكيات التدفق في غرفة الخلط، مما يؤثر على السرعة الأولية، ومرحلة التباطؤ، والتسارع الأقصى. تعود هذه الاختلافات إلى التأثيرات المشتركة لتشتت النفاثة، ومناطق إعادة الدوران، وتدرجات الضغط، وتفاعلات السوائل.

بالإضافة إلى ذلك، فإن الانتشار المتأخر وتطور آلية الخلط بمرور الوقت في غرفة الاحتراق يعودان بشكل أساسي إلى القصور الذاتي الأولي للنفاثة، وزيادة التفاعلات بين السوائل، وتجزئة الهياكل المتماسكة، وتبدد الطاقة عبر الاضطراب. تضمن هذه العمليات توزيعًا أكثر تجانسًا للسرعة ونسبة الحجم مع مرور الوقت، مما يعزز من كفاءة الاحتراق.

الكلمات المفتاحية ،التدفق، انبعاثات العادم.VOF/EF

Sommaire

Liste des figures	
Liste des tableaux	
Introduction générale :	**1**
Chapitre I : Etude bibliographique	
I.1-Introduction :	**3**
I.2-Injection :	**3**
I.3-Le type d'injection :	**3**
I.3.1-Injection direct :	**3**
I.3.2-Injection indirect :	**4**
I.4-Comparaison entre les systèmes d'injection :	**5**
I.5-Injecteurs :	**6**
I.6-Les combustibles :	**7**
I.6.1-Combustibles liquides et gazeux :	**7**
I.7.1-Rôle de la chambre de combustion :	**9**
I.8-Problèmes posés par la combustion :	**9**
Conclusion	**10**
Chapitre II : l'état de l'art	
II.1 Introduction :	12
II.2 État de l'art :	**12**
Conclusion	15
Chapitre III : Modélisation mathématique	
III Introduction :	**17**

III.1 Modélisation de L'écoulement des Fluides :	**17**
III.1.1 Equation de Navier-Stokes :	17
III.1.2 Equation de continuité :	17
III.1.3 Equation de quantité de mouvement :	17
III.1.4 Equation de conservation d'énergie :	**19**
III.2 Modélisation thermique :	**19**
III.2.1bilan d'énergie :	**19**
III.2.2 les différents modes de transfert de chaleur :	**20**
III.2.2.1 transfert de chaleur par conduction :	**20**
III.2.2.2 Transfert de chaleur par convection :	21
III.2.2.3 Transfert de chaleur par rayonnement :	**22**
III.3 Problème de fermeture des équations :	**23**
III.3.1 Bilan des équations et des inconnues :	**23**
III.3.2 Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence :	**24**
III.3.2.1 Hypothèse de viscosité turbulente de bousines :	**24**
III.3.2.2 hypothèse de longueur de mélange de Prandtl :	**24**
III.3.3 Les modèles de turbulence et leurs classifications :	**24**
III.3.3.1 Les modèles à viscosité turbulence algébrique (modèle à zéro équation de transports) :	**24**
III.3.3.2 Les modèles à une équation de transport :	**25**
III.3.3.3 le modèle k-εet RNG (modèle à deux équations de transport) :	**25**
III. 3.3.4 Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds (ASM):	**27**
Conclusion :	**30**
Chapitre IV : Méthodes numérique	

IV Introduction :	**32**
IV.1 Méthodes de discrétisation :	32
IV.1.1 Méthode des différences finies :	**32**
IV.1.2 méthode des volumes finis :	**32**
IV.1.3 Méthodes des éléments finis :	**33**
IV.1.3.1 Présentation de la méthode :	**33**
IV.1.3.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis :	**34**
IV.1.3.2.1 Formulation variation elle forte :	**34**
IV.1.3.2.2 Formulation variation elle faible :	**34**
IV .1.3.3 Forme générale des équations du système [26]:	**35**
IV.1 Présentation et description du logiciel ANSYS :	**36**
IV.2 Maillage :	**37**
IV.2.1 Discrétisation :	**38**
IV.2.1.1 Terme temporelle :	**38**
IV.2.1.2 Term advection :	**39**
IV. 2.1.2.1 Monotone Streamline Upwind Approach (MSU):	**40**
IV.2.1.3 Terme de Diffusion :	**41**
IV.2.1.4 Termes source :	**42**
IV.3 Discrétisation de l'équation de chaleur par élément fini :	**42**
IV.3.2 Forme discrétisée :	**43**
IV.3.2.1 Représentation élémentaire (ou locale) du champ de températures	**43**
IV.3.3 Discrétisation de la forme intégrale faible :	**44**
conclusion	45

CHAPIT V: Résultats et discrétisation	
V.1 Introduction :	47
V.2 Identification :	**47**
V.3 Etude l'effet du changement géométrique de l'angle :	**51**
Effet de l'angle d'injection sur la dynamique des jets :	**51**
Phénomènes de recirculation :	**51**
Différence dans les gradients de pression :	**52**
Interaction fluide-fluide :	**52**
V.4 Présentation de profile de vitesse	**52**
V.5 Analyse des résultats des simulations numériques pour les deux cas :	55
Interprétation physique :	**57**
Diffusion retardée :	**57**
Effet de la durée sur le mélange :	**57**
Rupture des structures cohérentes :	57
Turbulence et dissipation d'énergie :	**57**
V.9 Représentation de profil de la vitesse dans différents période du temps de chaque angle :	**58**
Conclusion	**61**
Conclusion général :	**63**
Référence et bibliographique	65

Liste des figures

Chapitre I :	
FigureI.1 L'injection directe	***4***
FigureI.2 Principe d'injection indirecte dans un moteur diesel	5
Figure I.3 L'injecteur Diesel à rampe commun	7
Figure I.4 la chambre de combustion	9
Chapitre III :	
Figure III.1 bilan énergétique	20
Figure III.2 Schéma du transfert de chaleur par conduction	***21***
Figure III.3 Schéma du transfert de chaleur par convection	22
Chapitre IV :	
Figure IV.1 Démarche éléments finis	**34**
Figure IV. 2 Représentation spatiale de L'interface d'ANSYS	**37**
Figure IV.3 Maillages structuré et non structuré.	**38**
Figure IV.4 L'approche de ligne de courant d'upwind	40
Figure IV.5 bilan thermique	**42**
Figure IV.6 domaine plan discrétisé en 12 éléments reliés entre eux par 15 nœuds.	43
Chapitre V :	
Figure V.1 présentation spatiales de la configuration géométrique	**48**
Figure V.2 présentation de maillage de domaine de calcul et d'injection avec zoom	**48**
Figure V.3 présentation spatial de la vitesse DE VOF	49
Figure V.4 présentation spatial AXIAL	**49**
Figure V.5 présentation graphique de variation du flux volumique liquide axial de l'injecteur	50
Figure V.6 Présentation spatiale de la vitesse et fraction volumique en fonction du changement géométrique de l'angle	51
Figure V.7 La variation de la vitesse aux trois angles différents	53
Figure V.8 présentation d'une étude des changements de vitesse et de vof à trois	55

instants différents et par rapport à l'angle 7°	
Figure V.9 Présentation d'une étude des changements de vitesse et de vof à trois instants différents et par rapport à l'angle 8.48°	56
Figure V.10 présentation de la variation de la vitesse aux deux angles différents en fonction de trois temps	58

Liste des tableaux

Chapitre III :	
Tableau III.1 la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier Stokes.	25
Tableau III.2 constantes du modèle k-ε	26
Tableau III.3 Les constantes du modèle RNG	**27**
Tableau III.4 les constantes du modèle ASM.	28
Chapitre IV :	
Tableau IV.1 Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables.	36
Chapitre V :	
Tableau V.1 propriétés thermique et dynamique utilisé pour le calcul	47
Tableau V.2 conditions d'injection utilisé pour le calcul numérique.	47

Nomenclature

Lettres latines

Notation	Signification	Unité
Cp	Capacité calorifique massique à pression constante	[J.kg^{-1}.k^{-1}]
P	La pression.	[Pa]
P_r	Nombre de Prandtl	
R_e	Nombre de Reynolds	
T	Température	[°K]
W_e	Nombre de Weber	
V	Vitesse	[m/s]
t	Temps	[s]
D	Diamètre	[μm]
S	La surface	[m²]
V	Volume	[m^3]

Lettres grecques

δ	Fonction Dirac ou symbole de Kronecker
α	Fraction de volume.
ϵ	Dissipation turbulente
θ	Angle
k	Courbure
μ	Viscosité dynamique [Pa.s]
ρ	Densité volumique [Kg/m^3]
σ	Tension de surface
Σ	Densité volumique d'interface (liquide/gaz)
φ	Richesse

ψ	Fonction indicatrice dense/dilué	
Ω	Densité massique d'interface (liquide/gaz)	
$\Gamma_{\emptyset}$	Coefficient de diffusion	
$C_{\emptyset}$	Coefficient d'advection transitoire	
λ	Conductivité thermique	[W.m^{-1}.K^{-1}]
S_{ϕ}	Termes source	



Introduction générale :

Introduction générale :

Le système d'injection joue un rôle important dans le fonctionnement des moteurs diesel et souvent appelé le « cœur du moteur ». Il régule l'alimentation en carburant en fonction des Besoins du moteur, tout en assurant une forte impression d'injection pour assurer une Atomisation optimale dans la chambre de combustion. Par conséquent, ce système a un impact Direct sur la consommation de carburant, les émissions et le bruit général du moteur. Récemment, les technologies d'injection ont évolué, d'abord dans le domaine des véhicules Spéciaux, légers et sportifs. Les défis de la haute performance, de la faible consommation de Carburant et des émissions, de la disponibilité limitée de l'essence brute et des coûts de Recherche élevés pour améliorer les systèmes d'injection sont des préoccupations majeures.

Pour améliorer la qualité de la combustion, il est nécessaire de renforcer l'homogénéité des Atomes et des mélanges. Par conséquent, les moteurs doivent être équipés de systèmes D'injection capables de mélanger uniformément le carburant et l'air à haute pression.

L'objectif principal de cette étude est de simuler numériquement le cycle d'un moteur diesel monocylindre à aspiration naturelle. Quatre modèles de turbulence ont été comparés pour examiner leur impact sur les résultats de la simulation. Les résultats obtenus ont également été confrontés aux données expérimentales. C'est vraiment passionnant de pouvoir étudier et comparer ces différentes approches est maîtriser avancée du code de calcul ANSYS(APDL).

Le premier chapitre décrit la constitution du moteur, les indicateurs de performance ainsi que la phénoménologie de la combustion et la définition des émissions polluantes des moteurs à combustion internes.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des équation régissant les écoulements pi phasiques turbulents et réactifs et la description des méthodes numériques utilisées par les codes CFD.

Le troisième chapitre est consacré à la résolution numérique et les méthodes de calcul.

Dans le quatrième chapitre une description qui mette le code de calcule ANSYS(APDL) en évidence est présenter. De même dans ce chapitre une description détaillée sur les démarches numériques, la comparaison des résultats, l'analyse, l'interprétation.

Chapitre I :
Etude bibliographique

I.1 Introduction :

L'injection est un dispositif d'alimentation des moteurs à combustion, permettant d'acheminer le carburant dans la chambre de combustion directement .Préférée au carburateur afin d'améliorer le rendement moteur, l'injection fut à l'origine exclusivement mécanique, puis améliorée par l'électronique en utilisant un calculateur électronique. Dans les moteurs Diesel, la qualité de la combustion dépendra de la pulvérisation du carburant et de l'homogénéité du mélange. Les moteurs devront être équipés de systèmes d'injection capables de réaliser le mélange air carburant ensemble et sous des pressions élevées. Le moteur diesel fonctionne en effet par auto-allumage :l'allumage des mélanges se fait spontanément en raison de la température élevée de l'air et des rapports volumétriques très élevés.

Le diagramme de Clapeyron d'un cycle théorique thermodynamique du moteur diesel prévoit une combustion à pression constante, assurée par le fait que le combustible est injecté progressivement et brûle au fur et à mesure de son introduction dans la chambre de combustion. Dans la réalité cependant, la combustion ne peut s'effectuer à pression constante, en raison du délai d'inflammation. Le carburant s'accumule lors de son injection augmentant la pression. On peut le réduire en donnant au jet une forte capacité de pénétration et en augmentant la turbulence. Un jet puissant permet aux gouttelettes traversant l'air d'atteindre des températures suffisantes pour que l'évaporation se réalise et la turbulence évite que les gaz brûlés séjournent à proximité de l'injecteur, empêchant le mélange de l'oxygène et le carburant. **[1]**

I.2 Injection :

Pour n'importe quel moteur à combustion interne à fonctionner en douceur et de manière efficace, le carburant et besoin d'air pour être correctement mélangés. Les problèmes de mélange de carburant et d'air sont en particulier dans un grand moteur diesel, où l'air et le combustible sont introduits à différents moments au cours du cycle et doivent être mélangés à l'intérieur des cylindres. **[2]**

I.3 Le type d'injection :

Nous disposons de deux types de moteurs, selon le type d'injection. Bien qu'il existe deux principaux types d'injections :

I.3.1 Injection direct :

Le moteur à injection directes 'impose pour son rendement supérieur à ceux des moteurs à injection indirecte.

En effet, le rapport entre la surface et le volume de la chambre de combustion est nettement plus faible pour un moteur à chambre à espace mort unique (injectiondirectevoir*figure1-1*) que pour un moteur à préchambre (injection indirecte voir *figure 1-2*) ; de plus, la durée de la combustion est plus courte dans un moteur à injection directe.

Ces deux paramètres diminuent les échanges thermiques entre la chambre de combustion et le système de refroidissement, facteurs de perte de rendement Les problèmes liés à l'injection directe sont de deux ordres : bruits de combustion et émission d'oxyde d'azote (NOx), voir **[3], [4]**.

L'apparition de la régulation électronique dans les systèmes d'injection a permis de stabiliser et d'affiner les réglages de base, tant au niveau du moment d'injection que du débit de combustible. Ces différents systèmes d'injection mécaniques par pompe distributrice, régulés ou non de manière électronique, présentent comme caractéristique commune la variation de la pression d'injection en fonction de la vitesse de rotation du moteur.

Cette variation de pression d'injection rend difficile une maîtrise totale de la combustion.

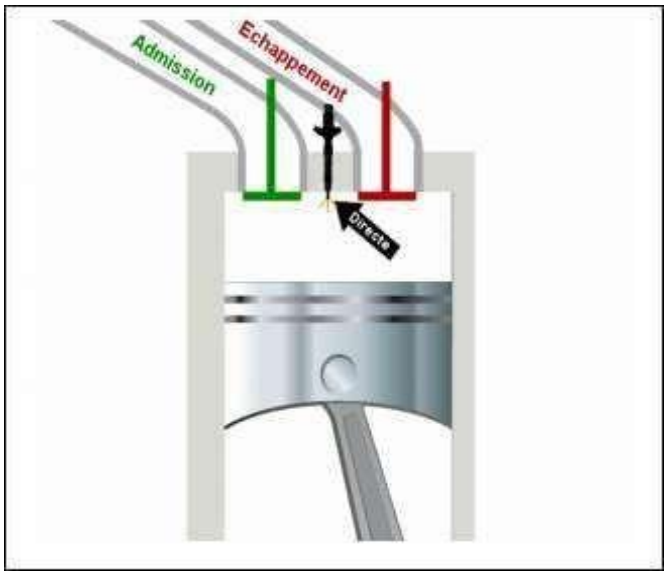


Figure1.1L'injection directe

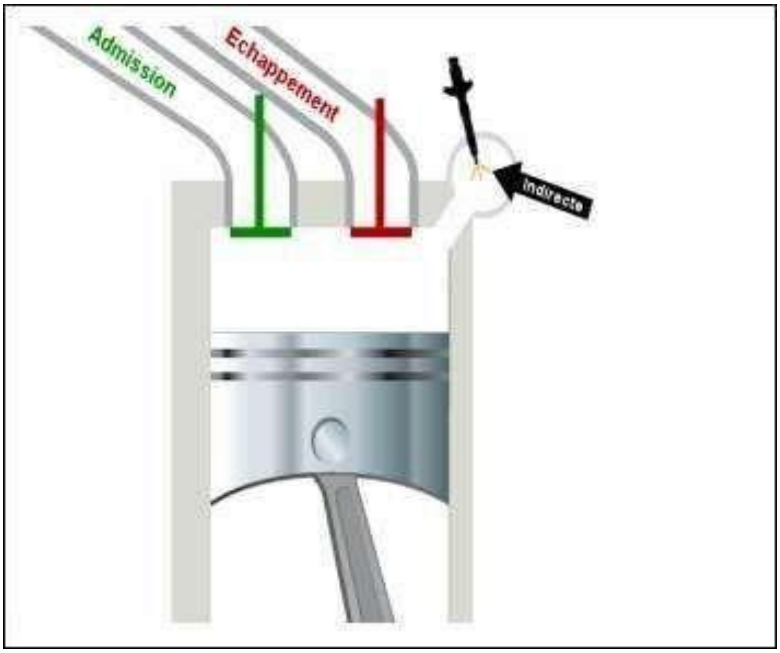
I.3.2 Injection indirect :

Pour qu'un moteur à combustion interne fonctionne avec régularité était un bon rendement, le carburant et l'air doivent être correctement mélangés. Les problèmes posés par le mélange air-carburant sont particulièrement compliqués dans un moteur diesel, car

ces composants y sont introduits dans les cylindres à des moments du cycle différents. Il existe deux types d'injection : l'injection directe et l'injection indirecte voir. **[3][4]**
Traditionnellement, c'est la solution de l'injection indirecte qui a été employée, car elle constitue le moyen le plus simple de créer une turbulence qui assure un mélange intime de la dose de carburant avec l'air déjà fortement comprimé dans la chambre de combustion.

Aussi, dans un moteur à injection indirecte, le carburant n'est pas injecté directement dans la chambre de combustion principale, mais il est envoyé dans une petite chambre de turbulence en spirale (appelée aussi chambre de précombustion) où s'amorce en réalité la combustion voir *figure1-2).*

L'inconvénient de ce système réside dans le fait que la chambre de turbulence est en fin de compte une annexe de la chambre de combustion, avec laquelle elle constitue un ensemble de forme peu propice à l'obtention d'une combustion réellement totale et régulière ,la *figure1-2* démontrer deux types de ces moteurs.



FigureI.2 Principe d'injection indirecte dans un moteur diesel

I.4 Comparaison entre les systèmes d'injection :

Le système d'injection est un des paramètres les plus importants dans le fonctionnement. Il est d'ailleurs souvent appelé "le cœur du moteur" il contrôle l'apport de carburant en fonction des besoins du moteur, et assure une haute pression d'injection requise pour l'atomisation dans la chambre de combustion.
De cette façon, ce système a un impact direct sur la consommation, les émissions et le bruit des moteurs en général.

Le moteur à injection directe s'impose pour son rendement supérieur à ceux des moteurs à injection indirecte. En effet, le rapport entre la surface et le volume de la chambre de combustion est nettement plus faible pour un moteur à chambre à espace mort unique (injection directe) que pour un moteur à préchambre (injection indirecte) de plus, la durée de la combustion est plus courte dans un moteur à injection directe.

Ces deux paramètres diminuent les échanges thermiques entre la chambre de combustion et le système de refroidissement, facteurs de perte de rendement. Les problèmes liés à l'injection directe sont de deux ordres : bruits de combustion et émission d'oxyde d'azote K.M, alors qu'avec un moteur à injection indirecte le fait de ne disposer que d'une petite partie de l'aire début de combustion permet d'obtenir des émissions d'oxydes d'azote plus faibles. **[5][6]**

I.5 Injecteurs :

L'injecteur permet la pulvérisation du carburant dans la chambre de pression en dosant avec précision le débit et le point d'avance.

L'injecteur est composé de deux parties (voir*figure1-3*) :

- La partie inférieure : c'est un injecteur à trous multiples, semblable aux injecteurs classiques montés sur les moteurs à injection directe ;
- la partie supérieure : c'est un dispositif à commande électrique qui permet la commande de L'aiguille. **[7]**

1. Electrovanne
2. Arrivée du carburant
3. Retour du carburant
   Connexion électrique
4. Chambre de commande
5. Chambre de pression
6. Pointe au de l'injecteur
7. Ressort de l'injecteur
8. Piston de commande
9. Clapet à bille
10. Buse de retour

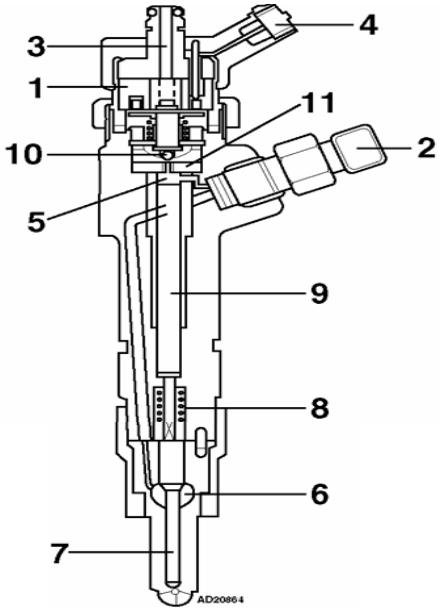


Figure I.3 L'injecteur Diesel à rampe commun

I.6 Les combustibles :

Le carburant contient des éléments bénéfiques en quantités différentes, et cela est dû à sa nature très diversifiée. On retrouve par exemple du carbone, de l'hydrogène et des éléments neutres. Il faut connaître sa composition chimique et il est classé selon sa nature.

I.6.1 Combustibles liquides et gazeux :

Les combustibles gazeux aujourd'hui sont d'origine essentiellement pétrolière. On ne les dissociera pas de ceux-ci. Le pétrole est d'origine mal connue. Beaucoup plus ancien que les charbons, il est certainement le résultat de la décomposition des microorganismes des mers primitives.

La teneur en soufre naturelle (gaz ou liquide) est importante. Ils doivent être dé soufrés. a) Produits de distillation :

Les hydrocarbures pétroliers de distillation seront plus ou moins volatils selon la hauteur du soutirage dans la colonne de distillation c'est-à-dire de la température de distillation. Cela ira du Gaz de Pétrole Liquéfié (GPL : mélange butane 65% propane 35%) jusqu'aux fuels lourds pour ce qui concerne les combustibles et d'autres produits plus lourds tel que paraffine ou goudron. **[8]**

a) Fluides et application «Combustible glycérol» :

Pour préserver les ressources énergétiques, la cogénération est une solution alternative reconnue et aujourd'hui largement exploitée, notamment à partir de gaz naturel. Par ailleurs, son développement tend rendre cette technologie de plus en plus compatible avec les biocarburants. Parmi ces derniers, l'huile végétale brute est de plus en plus produite et utilisée comme carburant de substitution. Cependant, elle n'est pas tolérée sous cette forme par les moteurs à combustion interne, ce qui en limite l'usage. Pour être exploitable largement, le biodiesel produit à partir d'huile végétale est obtenu après Trans estérification. Sa production conduit alors à la fabrication d'un ce produit : le glycérol. Appelé également, glycérine, la réaction suivante est réalisation :

Huile + Méthanol → Glycérol + biodiesel.

Les proportions habituelles conduisent à mélanger 9 kg d'huile à 1 kg de méthanol afin de produire 9 kg biodiesel et 1 kg de glycérol. Ce dernier est brut et contient de l'eau (jusqu'à 15%), des sels minéraux et de la matière organique non-glycérol (MONG) dont principalement du méthanol et des acides gras libres. Le glycérol brut n'est pas ré-mélangé au biodiesel et de nouveaux développements sont envisagés. Parmi les alternatives, la possibilité de l'exploiter comme combustible, notamment dans les moteurs à combustion externe, fait actuellement l'objet d'études. Où, le principe de Clausius-Carnot établit que la

conversion d'énergie thermique en énergie mécanique nécessite une seconde source thermique dite « froide » vers laquelle le moteur cède obligatoirement une partie de l'énergie du cycle. Cette source, lorsqu'elle est valorisée comme par exemple pour des applications de chauffage, permet au moteur de fonctionner en cogénération. Ainsi, quelques constructeurs proposent d'ores et déjà des chaudières domestiques de quelques kW, fonctionnant au gaz naturel et équipé de moteurs Stirling permettant de fonctionner en macrogénérateur. Disponible, très peu d'études ont été publiées sur le potentiel du glycérol à être utilisé comme combustible pour un moteur Stirling. **[9]**

I.7 La chambre de combustion :

La chambre de combustion est le composant le plus important dans les moteurs à jets (très utilisés en aéronautique et industrie spatiale). C'est dans cette chambre que sera produite l'énergie de poussée. Le but de ce travail est de faire une étude générale sur la chambre de combustion utilisant du propergol liquide ainsi que l'étude de toutes les étapes nécessaires jusqu'à la combustion complète, c'est-à-dire la phase d'alimentation du combustible, son injection dans la chambre ainsi que le déroulement de la combustion. On déterminera les taux des produits de combustion et l'énergie de poussée. **[10]**

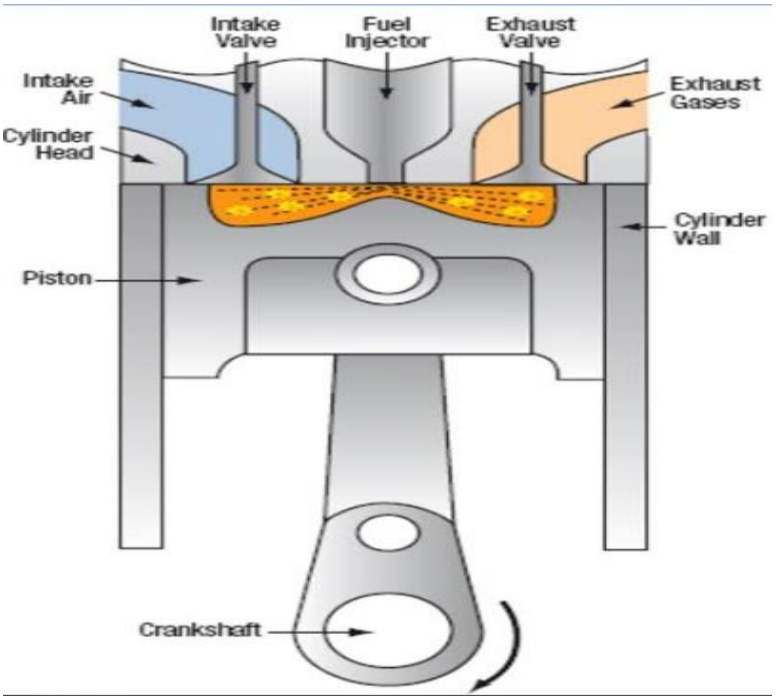


Figure I.4 la chambre de combustion

I.7.1 Rôle de la chambre de combustion :

- Augmenter l'énergie totale de l'air par combustion.
- Assurer la transformation de l'énergie chimique contenue dans le mélange air Carburante énergie thermique.
- Refroidir les gaz brûlés avant la turbine.

I.8 Problèmes posés par la combustion :

La difficulté de mettre en œuvre la modélisation numérique des phénomènes aérodynamiques et thermiques a rendu très difficile la conception et la construction de la chambre de combustion.

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les titres les plus importants qui incluent nos recherches en générale. Nous avons également défini les composants du moteur avec une attention particulière sur l'injecteur et le processus d'injection, qui joue un rôle important dans l'amélioration des performances du moteur, que nous sommes en train d'étudier.

Chapitre II : l'état de l'art

II.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous avons examiné l'état de l'art, qui est constitué de certaines études menées par des chercheurs scientifiques sur le sujet que nous étudions, sur la base des travaux du chercheur M. F. Zheng.

II.2 État de l'art :

H.A. Moneib et al. [11] Ont étudié l'importance de la fragmentation des combustibles liquides pour améliorer le processus de combustion. Ils ont utilisé la technologie de mesure laser PIV pour analyser les propriétés de pulvérisation telles que la taille des gouttelettes, le motif, le taux d'évaporation et la vitesse. Des expériences ont été menées en utilisant du carburant diesel, de l'huile de cuisson usagée et une combinaison des deux. Le taux d'évaporation le plus élevé a été atteint avec le carburant diesel, l'huile de cuisson usagée et le mélange des deux

A. MOHAMMADI, F. OMMI [12] ont réalisé une étude analytique, numérique et expérimentale sur les caractéristiques de la fragmentation de pulvérisation et de la distribution des gouttelettes dans un dispositif de pulvérisation binaire liquide. La méthode de l'entropie extrême a été utilisée pour développer ce dispositif. La méthode Euler-Lagrange a été utilisée pour modéliser la fragmentation de pulvérisation dans la machine. Des études ont été menées pour modifier les sources d'énergie et l'impulsion dans l'appareil. Des expériences ont été faites pour vérifier les résultats.

M. Shafaee, S. Mahmoudzadeh [13] ont réalisé une simulation numérique du dispositif de fragmentation de pulvérisation par air et de l'impact des paramètres géométriques et des conditions d'écoulement sur les propriétés de pulvérisation. Le modèle de suivi des gouttelettes intermittentes et différentes modèles ont été utilisés pour décomposer les particules liquides. Les résultats ont montré qu'il existe un effet du diamètre d'ouverture du liquide et du nombre de Weber sur les propriétés de fragmentation.

R. Lui et al [14] ont étudiés l'effet de la pression atmosphérique, de la durée d'injection de carburant et de la température ambiante sur les propriétés de pulvérisation du biodiesel à l'aide de simulations numériques. Les résultats ont montré que l'augmentation de la pression atmosphérique entraîne une diminution de la profondeur de pénétration de la pulvérisation et de la taille des gouttelettes, et qu'une durée d'injection plus longue indique que le carburant reste longtemps dans l'injecteur assisté par gaz. De plus, lorsque la température ambiante augmente, le la densité du gaz environnant diminue.

H. Yu, Y-C. Jin, W. Cheng et al [15] ont utilisé une méthode multi-échelle pour explorer les propriétés de fragmentation atomique d'une buse de pulvérisation à pression isotrope

pour la réduction des poussières. Ils ont utilisé des modèles tels que des simulations de consolidation à grande échelle et le modèle de volume de liquide (VOF) pour prédire la fragmentation du noyau liquide. Ils ont également analysé la distribution de la vitesse, du diamètre moyen et de la concentration des gouttelettes sous différentes pressions de pulvérisation. Les résultats ont montré une bonne correspondance avec les données expérimentales

S. Mondal et al [16] ont comparé les différentes techniques de fragmentation des métaux liquides pour produire des poudres métalliques. Ces techniques comprennent le fractionnement des gaz, le fractionnement centrifuge, le fractionnement eau/huile et le fractionnement spécial. Les avantages et les inconvénients de chaque technique sont discutés en détail. De plus, des études expérimentales et numériques récentes liées à différentes techniques d'atomisation dans différentes conditions opératoires et différents matériaux sont passées en revue pour mieux comprendre l'effet de différents paramètres sur la taille des poudres. La fragmentation hybride, qui est une combinaison de différentes techniques de fragmentation, est également représentée. Enfin, des modèles spéciaux de crumbles sont proposés pour améliorer la taille et la qualité des poudres

F. Zheng et al [17] ont étudié la concentration d'énergie spécifique dans la phase liquide dans une petite région autour de la pointe de la cascade liquide. Les résultats ont montré que la direction du flux de liquide a un effet fondamental sur le processus de fractionnement et, selon les résultats, les meilleures performances du processus de fractionnement ont été obtenues sous un angle 30°

Z. Wang et al [18] ont étudié le transfert de la masse de dilution dans les machines de coloration du tabac, en utilisant le code de calcul ANSYS Fluent pour simuler le bloc de dilution et analyser les propriétés des buses sous différentes pressions d'injection en prenant en compte l'impact de la vitesse la sortie de la buse et l'angle de dilution.

S. M. A. Najafi et al [19] ont analysé la façon dont le liquide est divisé en petites gouttelettes en utilisant différentes méthodes. Ils ont augmenté la pression d'injection et ajouté des pulsations pour aider à atomiser le liquide en gouttelettes plus fines, puis ont utilisé un nouveau type de nébuliseur appelé vortex à pression pulsée pour améliorer le processus d'atomisation. Ils ont conçu le pulvérisateur spécifiquement pour le fioul lourd. La simulation a été utilisée pour étudier le processus de fragmentation initial et mesurer la distribution de la taille des gouttelettes à l'aide de différentes fréquences et pressions d'injection. Les résultats numériques ont montré que ce nouveau type de pulvérisateur

produit des gouttelettes plus fines et réduit la longueur d'atomisation. Surtout lors de l'utilisation de fréquences d'impulsion élevées sans modifier l'angle de pulvérisation.

R. Kumar yadav et V. Kumar Patel [20] ont utilisé ANSYS FLUENT pour explorer numériquement les performances d'un injecteur air-eau modifié. Ils ont étudié l'effet du rapport air/liquide sur le diamètre moyen des particules d'eau dispersées. En modifiant différentes vitesses d'air et différentes valeurs de rapport d'air, le débit d'eau est maintenu. Les résultats ont montré que le degré de fragmentation le plus élevé et la valeur la plus faible du diamètre moyen ont été observés à une vitesse de l'air de 190 m/s. Le diamètre moyen des particules est également affecté par le nombre de Reynolds (Re) et le nombre de Weber (We), où le nombre de Reynolds est lié à la vitesse et le nombre de Weber à la tension superficielle.

Conclusion :

Chacune des expériences mentionnées ci-dessus comme référence de base pour mener à bien une étude portant sur le même sujet

Chapitre III :
Modélisation mathématique

III Introduction :

Il y a quelques décennies, Brand tell, Navier Stocks et Reynolds ont pu découvrir les lois fondamentales de la mécanique des fluides. Cette dernière est régie par trois équations fondamentales : l'équation de continuité, l'équation de quantité de mouvement et l'équation d'énergie. Dans ce chapitre, nous présentons la modélisation mathématique du transfert de chaleur et de l'écoulement d'un fluide incompressible dans un système variable ou des modèles de fermeture qui ont été discutés. Ce chapitre vise à présenter les principales équations qui régissent le problème simultané (thermodynamique), dont les lois fondamentales seront développées.

III.1 Modélisation de L'écoulement des Fluides :

Tous les problèmes de CFD sont bases sur les lois fondamentales de mécanique des fluides qui sont :

III.1.1 Equation de Navier-Stokes :

On considère l'écoulement de deux fluides incompressibles, newtoniens et non-miscibles. La dynamique de chaque phase k est déterminée par les équations de Navier- Stokes :

$$\frac{\partial \rho_{kV_k}}{\partial t} + (\rho_k V_k V_k) = \rho_k g - \nabla \rho_k \nabla(2\mu_k s_k) \qquad \textbf{(III.1)}$$

III.1.2Equation de continuité :

Cette équation concerne le principe de conservation de la masse dans un élément.
Elle exprime l'égalité de la variation de la masse d'élément et de la déférence entre la quantité de fluide qui entre la quantité de fluide pendant le même temps.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \qquad \textbf{(III.2)}$$

Ou dans une notation plus compacte

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{div}\,(\rho \mathbf{u}) = 0 \qquad \textbf{(III.3)}$$

Ainsi, l'incompressibilité d'un fluide $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ se traduit par la relation suivante :

$$\mathbf{div\ u} = 0 \qquad \textbf{(III.4)}$$

III.1.3Equation de quantité de mouvement :

Le principe de conservation de la quantité de mouvement permet d'établir les relations entre les caractéristiques du fluide lors de son mouvement et les causes qui le produisent, il indique que le taux de variation de quantité de mouvement contenu dans le volume de contrôle est égal à la somme de toutes les forces extérieures qui lui sont

appliquées, les équations de la quantité de mouvement (ou équation de Navier-stokes) pour des fluides newtoniens incompressibles en régime laminaire sont données par les expressions suivantes :

Suivant OX :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}\right) = \frac{\partial P}{\partial t} + \left(\frac{\partial \tau xx}{\partial x} + v\frac{\partial \tau yx}{\partial y} + w\frac{\partial \tau zx}{\partial z}\right) + (\rho + \rho o)g_x \qquad \textbf{(III.5)}$$

Suivant OY :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z}\right) = \frac{\partial P}{\partial t} + \left(\frac{\partial \tau xy}{\partial x} + v\frac{\partial \tau yy}{\partial y} + w\frac{\partial \tau zy}{\partial z}\right) + (\rho + \rho o)g_y \qquad \textbf{(III.6)}$$

Suivant OZ :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}\right) = \frac{\partial P}{\partial t} + \left(\frac{\partial \tau xz}{\partial x} + v\frac{\partial \tau yz}{\partial y} + w\frac{\partial \tau zz}{\partial z}\right) + (\rho + \rho o)g_z \qquad \textbf{(III.7)}$$

Ou les composants du tenseur des contraintes visqueuses sont donnés par :

$$\mu = \tau_{xy} = \mu\left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right] \qquad \textbf{(III.8)}$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu\left[\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x}\right] \qquad \textbf{(III.9)}$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu\left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x}\right] \qquad \textbf{(III.10)}$$

$$\tau_{xx} = \mu\left[2\frac{\partial u}{\partial x}\right]; \tau_{yy} = \mu\left[2\frac{\partial v}{\partial y}\right]; \tau_{zz} = \mu\left[2\frac{\partial w}{\partial z}\right] \qquad \textbf{(III.11)}$$

III.1.4 Equation de conservation d'énergie :

L'équation de conservation d'énergie est obtenue à partir du premier principe de la thermodynamique, ce principe met en relation les différentes formes d'énergie par :

$$\rho C_P \frac{DT}{Dt} + \rho C_P \mathbf{U}.\nabla \mathbf{T} = \mathbf{div}\,(\boldsymbol{\lambda}\,\mathbf{grad}\,\mathbf{T}) + \emptyset \qquad \textbf{(III.12)}$$

$$\emptyset = \tau_{xx}\frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{yx}\frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{zx}\frac{\partial u}{\partial x} + \tau_{xz}\frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{yy}\frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{zy}\frac{\partial v}{\partial y} + \tau_{xz}\frac{\partial w}{\partial z} + \tau_{yz}\frac{\partial w}{\partial z} + \tau_{zz}\frac{\partial w}{\partial z} \qquad \textbf{(III.13)}$$

Avec :

$\rho C_P \frac{DT}{Dt}$ **:** La variation totale d'énergie

div (λ grad T) : La variation d'énergie par conduction

Ø : La dissipation irréversible due au frottement visqueux **[21]**

III.2 Modélisation thermique :

Le transfert d'énergie se produit chaque fois qu'un gradient de température existe à l'intérieur d'un système, ou lorsque deux système de températures différentes sont mis en contact, le processus par lequel le transfert de l'énergie s'effectue est désigné par le terme générale de (transmission de la chaleur) la grandeur transférée appelée chaleur, ne peut être ni mesurée ni observée directement, mais ses effets donnent lieu à des observations et des mesures. L'écoulement de la chaleur comme la production de travail phénomène qui implique la variation de l'énergie interne.

III.2.1 bilan d'énergie :

Il faut tout d'abord définir un système (S) par ses limites dans l'espace et il faut ensuite établir l'inventaire des différents flux de chaleur qui influent sur l'état du système et qui peuvent être :

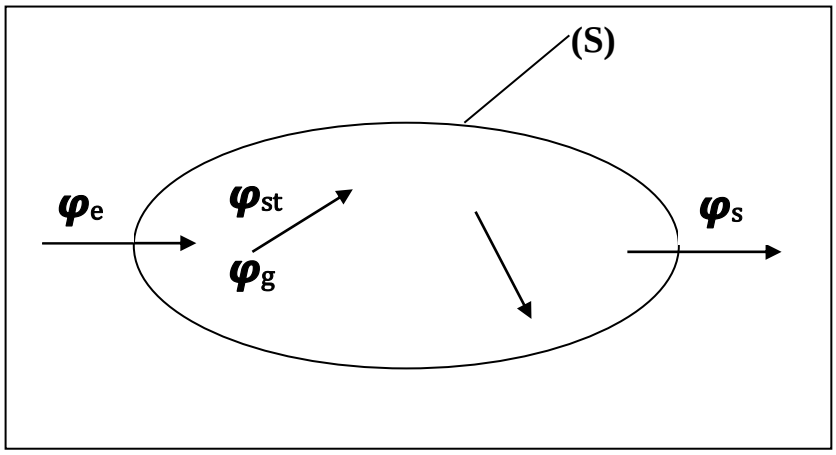


Figure III.1 bilan énergétique

Avec :

φst : flux de chaleur stocké
φg : flux de chaleur généré
φe : flux de chaleur entrant dans le système(S)
φs : flux de chaleur sortant

On applique alors le 1er principe de la thermodynamique pour établir le bilan d'énergie du système (S) :

$$\varphi_e + \varphi_g = \varphi_s + \varphi_{st} \qquad \textbf{(III.14)}$$

III.2.2 les différents modes de transfert de chaleur :

Le transfert de chaleur peut être défini comme la transmission de l'énergie d'une région à une autre sous l'influence d'une différence de température. Cet écoulement de chaleur est régi non seulement par une relation unique, mais plutôt par une combinaison de différentes lois physiques indépendantes. Les ouvrages traitant du transfert de chaleur introduisant généralement trois modes de transmission de chaleur :

- La conduction
- La convection
- Le rayonnement

III.2.2.1 transfert de chaleur par conduction :

C'est le transfert de chaleur au sein d'un milieu opaque, sans déplacement de matière, sous l'influence d'une différence de température. La propagation de la chaleur par conduction à l'intérieur d'un corps s'effectue selon deux mécanismes distincts : une transmission par les vibrations des atomes ou molécules et une transmission par les électrons libres.

La théorie de la conduction repose sur l'hypothèse de Fourier : la densité de flux est proportionnelle au gradient de température :

Forme algébrique :

$$\varphi = -\lambda S \frac{\partial y}{\partial x} \qquad \textbf{(III.15)}$$

avec :

φ : Flux de chaleur transmis par conduction (W)

λ : Conductivité thermique du milieu (W m^{-1} °C^{-1})

x : Variable d'espace dans la direction du flux (m)

S : Aire de la section de passage du flux de chaleur (m^2)

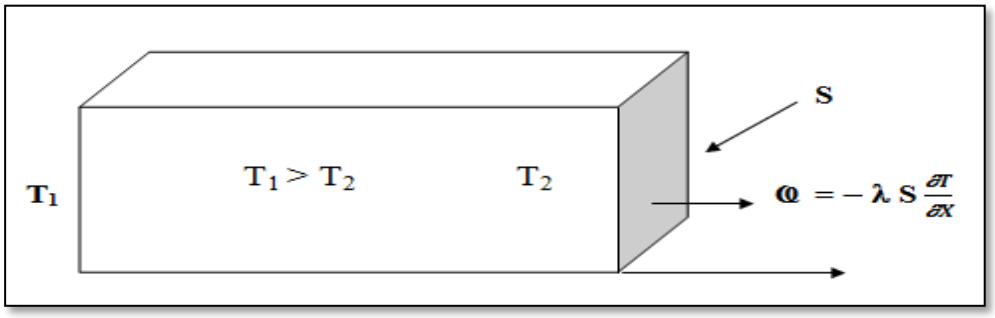


Figure III.2 Schéma du transfert de chaleur par conduction

III.2.2.2 Transfert de chaleur par convection :

C'est le transfert de chaleur entre un solide et un fluide, l'énergie étant transmise par déplacement du fluide.

Ce mécanisme de transfert est régi par la loi de Newton :

$$\varphi = h\,S\,(T_P - T_\infty) \qquad \textbf{(III.16)}$$

Avec :

φ : Flux de chaleur transmis par convection (W)
h : Coefficient de transfert de chaleur par convection (W m-2 °C-1)
T_P : Température de surface du solide (°C)
T_∞ : Température du fluide loin de la surface du solide (°C)
S : Aire de la surface de contact solide/fluide (m^2)

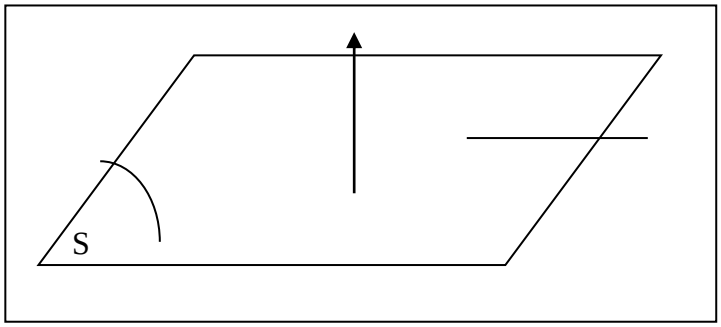


Figure III.3 Schéma du transfert de chaleur par convection

III.2.2.3 Transfert de chaleur par rayonnement :

C'est un transfert d'énergie électromagnétique entre deux surfaces (même dans le vide). Dans les problèmes de conduction, on prend en compte le rayonnement entre un solide et le milieu environnant et dans ce cas nous avons la relation :

$$\varphi = \sigma\,\varepsilon_p S\,(T_p^4 - T_\infty^4) \qquad \textbf{(III.17)}$$

Avec :

φ : Flux de chaleur transmis par rayonnement **(W)**
σ : Constante de Stefan **($5{,}67.10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4})**
ε_p : Facteur d'émission de la surface
T_P : Température de la surface **(K)**
$T\infty$: Température du milieu environnant la surface **(K)**
S : Aire de la surface **(m^2)**

III.3 Problème de fermeture des équations :

III.3.1 Bilan des équations et des inconnues :

La décomposition de Reynolds dans les équations de Navier-Stockes a permis de trouver un certain nombre d'équations pour les inconnues du problème.

Cependant, à chaque étape on introduit des inconnues supplémentaires. Le nombre d'inconnues est toujours supérieur aux nombres d'équations disponibles. Il s'agit du problème de fermeture des équations.

On pourrait poursuivre la démarche, on trouve de nouvelles équations qui introduiraient à leur tour de nouvelles inconnues, ainsi que l'équation exacte d'un moment d'ordre

n ($u_{i,1}$,$u_{i,2}$, $u_{i,3}$ … …$u_{i,n}$) implique nécessairement un moment d'ordre supérieur. Il est donc nécessaire de ≪modéliser≫ les inconnues supplémentaires à l'aide de ≪lois≫complémentaire n'introduisant pas de nouvelle inconnue : modèle de fermeture.

Tableau III.1 la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier Stokes**.**

Inconnue à Calculer	Equation disponible	Nombre des Equation	Inconnues supplémentaires	Nombre total Des inconnues
-Champ de Vitesse Moyenne $\boldsymbol{u_i}$ (3) -Pression Moyenne (1)	(1) Continuité (3) N-S moyenne	4	Tension de Reynolds $\overline{u_\iota u_j}$ (6)	10
-Champ de Vitesse Moyenne $\boldsymbol{u_i}$(3) -Pression Moyenne (1) -Tension de	(1) Continuité (3)N_ S Moyenne (6)Tension de Reynolds	10	-Corrélation triple $\overline{u_\iota u_j u_k}$ (10) -Corrélation Pression-Vitesse $u_i \frac{\partial p}{\partial x_j}$(9)	35

Reynolds $\overline{u_\iota u_J}$ (6)			-Corrélation gradient de Vitesse. $\overline{\frac{\partial u_\iota}{\partial x_k}\frac{\partial u_J}{\partial x_k}}$(6)	

Le problème donc est celui de la liaison entre les tensions de Reynolds et le champ moyen.

Pour réaliser la fermeture, des hypothèses et des modèles supplémentaires seront nécessaires pour traduire le comportement du milieu turbulent, il permet alors d'obtenir un nombre d'équation égale à celui des inconnues et ces équations peuvent ensuite être résolues par voie numérique.

III.3.2 Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence :

$$v_t = c_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \qquad \textbf{(III.18)}$$

III.3.2.1 Hypothèse de viscosité turbulente de bousines :

$$-\overline{u_i u_j} = v\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \qquad \textbf{(III.19)}$$

III.3.2.2hypothèse de longueur de mélange de Prandtl :

$$v_t = L_m^2\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \qquad \textbf{(III.20)}$$

Qui devient en écoulement de type couche limite :

$$v_t = L_m^2 \frac{\partial U_1}{\partial U_2} \qquad \textbf{(III.21)}$$

L_m : Longueur de mélange.

La longueur de mélange de calcul suivant le type d'écoulement des expressions variées, obtenus en générale à partir de l'expérience, sont en effet disponibles pour les écoulements standards.

Cependant, ces modèles ignorent complètement le caractère non local de la turbulence.

III.3.3 Les modèles de turbulence et leurs classifications :

III.3.3.1Les modèles à viscosité turbulence algébrique (modèle à zéro équation de transports) :

Aucune équation de transport n'est utilisée dans ce modèle, les tensions de Reynolds sont directement liées aux valeurs moyennes. En s'inspirant de la théorie cinétique des gaz Prandtl, (La première génération de la modélisation de la turbulence 1925).

Suggéra que la viscosité turbulente soit mise sous la forme de produit d'une vitesse et d'une longueur caractéristique du mouvement turbulent.

La longueur utilisée est dite « longueur de mélange » et la vitesse caractéristiques 'exprime par l'hypothèse suivante **[22] :**

$$\mathrm{V} = L_m\sqrt{\left(2d_{ij}\right)^2} \qquad \textbf{(III.22)}$$

Ce qui conduit à l'expression suivante de la viscosité turbulente :

$$V_T = L_m V = L_m^2\sqrt{\left(\frac{\overline{oc_i}}{ox_j} + \frac{\overline{oc_i}}{ox_i}\right)^2} \qquad \textbf{(III.23)}$$

III.3.3.2 Les modèles à une équation de transport :

Ces modèles introduisent dans la définition de $V_T$au moins une grandeur turbulentedécrire par une équation d'évolution si on utilise l'équation de l'énergie cinétique de laturbulence K sous forme modélisé. On pourra déterminer V_T par l'expression du typeKolmogorov-Prandtl **[23].**

$$V_T = C_\alpha L_s\sqrt{K} \qquad \textbf{(III.24)}$$

Où $L_s$est une échelle de longueur des grandes structures turbulentes donnée en chaque $P_t$del'écoulement.

III.3.3.3 le modèle k-εet RNG (modèle à deux équations de transport) :

Le modèle k-ε [Lander & Standing, 1974] est certainement le modèle le plus répandu.

La viscosité turbulente est donnée par la relation :

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}(1 - R_f)^{1/4} \qquad \textbf{(III.25)}$$

Où $\bar{\varepsilon}$, taux de dissipation visqueuse de l' énergie cinétique turbulente, est donné par :

$$\varepsilon = \mu\overline{\nabla u'/\nabla^t u'} \qquad \textbf{(III. 26)}$$

Les deux équations de fermeture s'écrivent

$$\rho\left(\frac{\partial k}{\partial t} + (\bar{u}\nabla)k\right) = \nabla\left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})\nabla k\right) + P(1 - R_f) - \rho\varepsilon \qquad \textbf{(III.27)}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+(\bar{u}\nabla)\varepsilon\right)=\nabla\left[\left((\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon})\nabla\varepsilon\right)+C_{\varepsilon 1}\left(P(1-C_{\varepsilon 3}R_f)\frac{\varepsilon}{k}-C_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}\right]\right. \quad \textbf{(III.28)}$$

Les constantes, déterminées empiriquement par les auteurs du modèle, sont données dans le tableau suivant :

Tableau III.2 constantes du modèle k-ε

c_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	σ_t	$C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 3}$
0.09	1.44	1.92	1	1.3	1	0.7

Le modèle de turbulence utilisé à notre travail est le modèle *k-ε*.

Ce modèle est très répandu de par sa simplicité, sa robustesse et sa facilité de mise en œuvre. Bien que les aspects généraux des écoulements soient bien simulés, il apparaît certaines insuffisances dues notamment à la valeur des constantes et au fait que le modèle est trop diffusif. Les modifications apportées au modèle k-ε sont nombreuses, dont notamment les extensions suivantes :

Les modifications apportées au modèle ***k-ε*** sont nombreuses, dont notamment les extensions suivantes :

- le modèles ***k-ε*** deux couches [Chen & Patel, 1988] qui, à proximité des parois, utilise un modèle à une équation (pour k) et exprime **ε**à l'aide d'une longueur caractéristique déterminée par une formule algébrique fonction du nombre de Reynolds local ;
- le modèle ***k-ε*** bas Reynolds [Jones & Lander, 1972] qui élargit son domaine de validité aux zones d'écoulement laminaires ou de transition à proximité des parois. Les constantes sont rendues dépendantes du nombre de Reynolds et des termes complémentaires sont ajoutés aux deux équations pour tenir compte du caractère non-isotrope du processus de dissipation.
- le modèle ***k-é***tendu [Chen & Kim, 1987], qui ajoute un terme à l'équation du taux de dissipation pour que le transfert d'énergie réponde plus efficacement à la déformation moyenne de l'écoulement, rend le modèle moins diffusif ;
- Modèles RNG

Le modèle RNG, développé par le groupe de normalisation [Yak hot& Smith, 1992] et que nous avons implanté dans le code. Il consiste en une estimation au cours du calcul de

la constante $\mathbf{C_{\varepsilon 1}}$, remplacée dans l'équation de dissipation par $\mathbf{C_{\varepsilon 1}}$' donnée par l'expression (II. 25) Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation $\boldsymbol{\eta}$ à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif.

$$C'_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 1}\frac{\eta\,(1-\eta_0)}{1+\beta\eta^3} \qquad \textbf{(III. 29)}$$

Avec : $\eta = \left(\frac{k}{\varepsilon}\right)\sqrt{\frac{p}{\mu_t}}$ **(III.29a)**

Tableau III.3 Les constantes du modèle RNG

c_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	σ_t	$C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 3}$	η_0	β
0.005	1.42	1.68	0.7179	0.7179	1	0.7	4.377	0.012

III. 3.3.4 Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds (ASM):

A partir des équations de Reynolds, Robin (1972) a proposé que le transport (convection plus diffusion) des contraintes de Reynolds est proportionnel a celui de l'énergie cinétique turbulente on a **[24]** :

$$\frac{\partial\left(\rho U_k\overline{U_\iota U_J}\right)}{\partial x_k} - D_{ij} = \frac{\overline{U_\iota U_J}}{K} \qquad \textbf{(III.30)}$$

*o*ù:$\frac{\boldsymbol{U_iU_j}}{\boldsymbol{K}}$ Est le coefficient de proportionnalité qui n'est pas une constante en générale.

L'introduction de cette hypothèse (II. 19) Dans l'équation de transport est de la forme Suivante :

$$\frac{\partial\rho U_k U_i U_j}{\partial x_k} = D_{ij} + P_{ij} + R_{ij} = \frac{2}{3}\rho E\delta_{ij} \qquad \textbf{(III.31)}$$

$$\overline{U_\iota U_J} = K\left[\frac{\left(\frac{2}{3}\delta_{ij}+\left((1-C_2)\left(\frac{P_{ij}}{\varepsilon}-\frac{2P_k}{3\ \varepsilon}\varepsilon_{ij}\right)\right)\right)}{\left(\rho C_1+\frac{P_k}{\varepsilon}-\rho\right)}\right] \qquad \textbf{(III.32)}$$

Avec :

$$P_{ij} = -\rho U_i U_k\frac{\partial U}{\partial x_t} - \rho U_i U_k - \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \qquad \textbf{(III.33)}$$

La sommation donne la production d'énergie turbulente :

$$P_k = \frac{1}{2}P_{ij} \qquad \textbf{(III.34)}$$

Pour la redistribution d'énergie, différents modèles sont proposés dans le présent code

(TEAM), ils ont utilisés le modèle suivant :

$$R_{ij} = R_{ij,1} + R_{ij,2} + R_{ij,w} \qquad \textbf{(III.35)}$$

Avec :

$$R_{ij,1} = -C_1 \rho \varepsilon \left(\frac{U_i U_j}{K} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \right) \qquad \textbf{(III.36)}$$

$$R_{ij,2} = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) \qquad \textbf{(III.37)}$$

Et$R_{ij,w}$(les termes a la proximité de la paroi) :

$$R_{11,w} = \left[C'_1 \frac{\varepsilon}{K} V'^2 - C_2 C'_2 \left(P_{22} - \frac{2}{3} P_k \right) \right] F$$

$$R_{11,w} = \left[-2C'_1 \frac{\varepsilon}{K} V'^2 - C_2 C'_2 \left(P_{22} - \frac{2}{3} P_k \right) \right] F \qquad \textbf{(III.38)}$$

$$R_{11,w} = \left[C'_1 \frac{\varepsilon}{K} V'^2 - C_2 C'_2 \left(P_{22} - \frac{2}{3} P_k \right) \right] F$$

$$R_{11,w} = \left[-1.5 C'_1 \frac{\varepsilon}{K} \overline{UV} + 1.5 C_2 C'_2 P_{12} \right] F$$

Avec :

$$F = \frac{K^{3/2}}{2.\varepsilon X_n} \qquad \textbf{(III.39)}$$

Est enfin achevée par l'équation suivante pour l'énergie turbulente K:

$$\frac{\partial(\rho U_1 \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_\varepsilon \frac{K}{\varepsilon} \overline{U_k U_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{K} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2}) - \rho \varepsilon \qquad \textbf{(III.40)}$$

Et pour la fermeture de l`équation de dissipation s on a :

$$\frac{\partial(\rho U_1 \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_\varepsilon \frac{K}{\varepsilon} \overline{U_k U_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \frac{\varepsilon}{K} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) - \rho \varepsilon \qquad \textbf{(III.41)}$$

Tableau III.4 les constantes du modèle ASM.

C_s	C_1	C_2	C_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C'_1	C'_2
0.22	1.8	0.6	0.15	1.44	1.92	0.5	0.3

L'ensemble des équations (II.36), (II.37) et (II.29) constitue le modèle de contrainte algébrique.

La distribution des équations (II-37) à (II-36) dans l'équation (II-29) donne le système algébrique suivant :

$$\alpha_{i1}\overline{U'^2} + \alpha_{i2}\overline{U'^2} + \alpha_{i3}\overline{U'V'} + \alpha_{i4}\overline{W'^2} = b_i \qquad \textbf{(III.42)}$$

La condition de contraintes normales inconditionnellement positives est assurée par la détermination simultanée de toutes les contraintes normales par la résolution du système algébrique suivant :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho\overline{U^2} \\ \rho\overline{V^2} \\ \rho\overline{W^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} \qquad \textbf{(III.43)}$$

Où les coefficients sont définis tel que :

$$\alpha_{ij} \leq 0 \text{ Pour} i \neq j \qquad \textbf{(III.44)}$$

Soit : $\rho\overline{U^2} = \frac{\nabla_1}{\nabla}$, $\rho\overline{V^2} = \frac{\nabla_2}{\nabla}$, $\rho\overline{W^2} = \frac{\nabla_3}{\nabla}$

Une fois les contraintes normales déterminées, nous calculons la contrainte de cisaillement par :

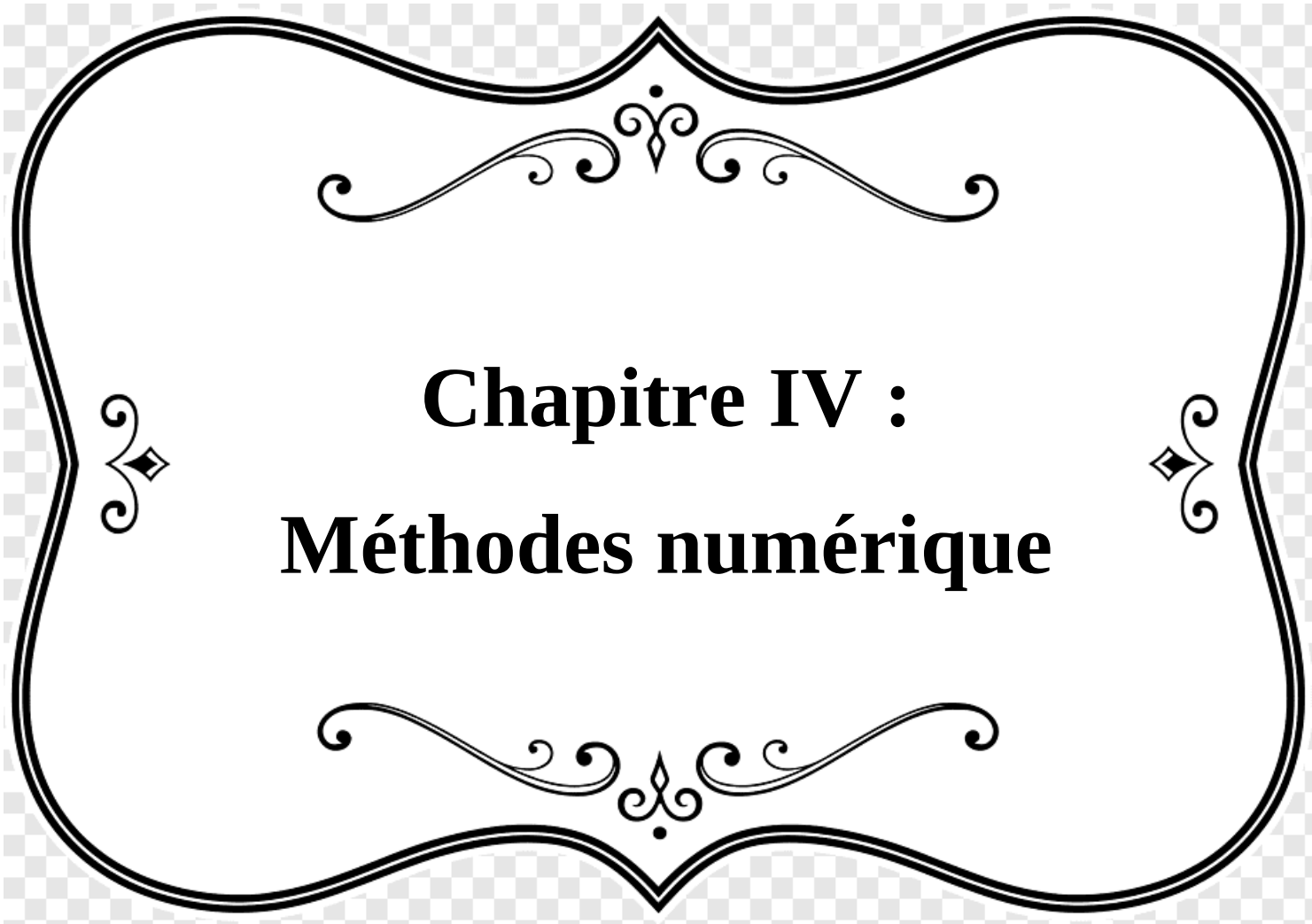
$$U'U' = -\frac{\alpha_{31}}{\alpha_{33}}U'^2 - \frac{C_{33}}{C_{33}}V'^2 - \frac{\alpha_{32}}{\alpha_{33}}W'^2 - \frac{b_3}{\alpha_{33}} \qquad \textbf{(III.45)}$$

Conclusion :

Ces modèles permettent donc de mieux prendre en compte les effets d'histoire ou encoure d'anisotropie de la turbulence.

Des modèles d'ordre supérieur, basés sur la fermeture d'équation de transport d'ordre égal ou supérieur à trois sont difficilement envisageables, d'une part par le manque de données expérimentales sur ce type de corrélation, et d'autre part par la lourdeur de la démarche engagée. Les modèles RSM constituent donc un bon intermédiaire entre les modèles à viscosité turbulent et les modèles du type LES **[25].**

La résolution analytique du problème générale est impossible d'où la nécessité des méthodes numérique qui sont le but du chapitre suivant



Chapitre IV :

Méthodes numérique

IV Introduction :

En physique, il est important de distinguer le modèle physique du modèle mathématique pour résoudre les problèmes. Les méthodes numériques, telles que les éléments finis, les différences finies, les volumes finis et la méthode des éléments frontières, permettent de trouver une solution en discrétisant le domaine et en résolvant les équations. Les équations de ce chapitre sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires, elliptiques et couplées.

IV.1 Méthodes de discrétisation :

- Méthode des différences finies.
- Méthode des volumes finis
- Méthode des éléments finis

IV.1.1 Méthode des différences finies :

Consiste à remplacer les dérivées apparaissant dans le problème continu par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage.

Avantages	Inconvénients
grande simplicité d'écriture. faible coût de calcul.	Limitation de la géométrie des domaines de calculs. difficultés de prise en compte des conditions aux limites portant sur les dérivées.

IV.1.2 méthode des volumes finis :

Le principe de cette méthode est de subdiviser le domaine de calcul en un nombre dévolu de contrôle juxtaposés. Chacun de ces derniers englobe un "nœud principal".

Dans la méthode des volumes finis les lois de conservations (de la masse, de quantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sons une forme intégrale

Avantages	Inconvénients
Mise en œuvre relativement facile Applicable aux géométries complexes	Moins précis que les méthodes spectrales.

IV.1.3 Méthodes des éléments finis :

La méthode des éléments finis consiste à approcher, dans un sous-espace de dimension finie, un problème écrit sous forme variation e (comme minimisation de l'énergie, en général) dans un espace de dimension infinie. La solution approchée est une fonction déterminée par un nombre fini de paramètres.

Avantages	Inconvénients
Traitement possible de géométries complexes. détermination plus naturelle des conditions aux limites. possibilité de démonstrations mathématiques de convergence et de majoration d'erreurs.	Complexité de mise en œuvre coût en temps de calcul et en mémoire.

Dans ce qui suit on se limite a examiné uniquement la méthode des éléments finis, nous venons de décrire succinctement l'approche globale de cette méthode. Par la suite, sous-exposerons les principales étapes mathématiques de discrétisation de l'équation de chaleur percette dernière.

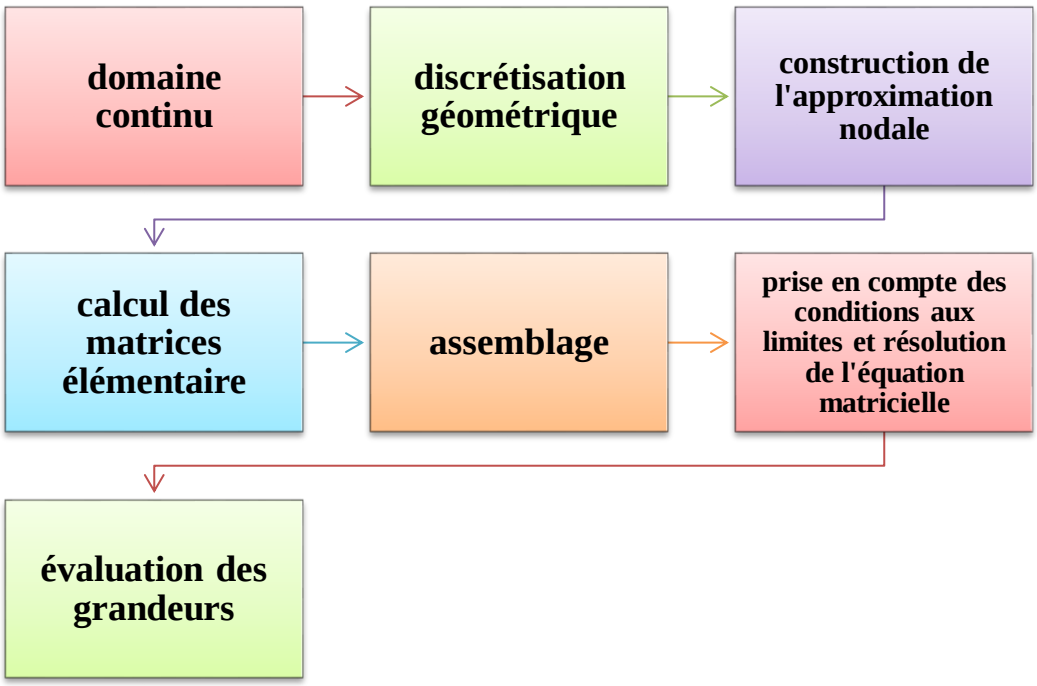
IV.1.3.1 Présentation de la méthode :

Comme nous l'avons précédemment évoquée, La méthode des éléments finis a pour but de remplacer un problème mathématique défini dans un milieu continu et sous la forme d'équations différentielles ou d'intégrales, par un problème discret sous forme matricielle qu'il est possible de résoudre numériquement.

En résumé, cette méthode nécessite la discrétisation d'un continuum en un modèle composé d'un assemblage d'éléments finis qui possèdent des formes et des tailles variées. De plus, le calcul de la solution nécessite la prise en compte d'un certain nombre de paramètres, tels que :

- ✓ La géométrie discrétisée en éléments finis,
- ✓ Les contraintes imposées sur le dispositif,
- ✓ Les excitations présentes dans le dispositif,
- ✓ Les propriétés des matériaux composant le dispositif.

Les principales étapes de construction d'un modèle éléments finis sont illustrées dans la figure suivante :



FigureIV.1 Démarche éléments finis

IV.1.3.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis :

IV.1.3.2.1 Formulation variation elle forte :

La formulation forte d'un problème aux conditions aux limites s'écrit alors comme suit :

Trouver $U(x)U(x)$ ∈ espace des solutions *Us* tel que **[23]**

$$\mathcal{L}(\mathrm{u}) - \mathrm{F} = 0 \; \forall \; \mathrm{x} \in \Omega \mathrm{B}\,(\mathrm{u}) = \; \mathrm{u}_0 \forall \; \mathrm{x} \; \in \; \Gamma \mathrm{u}0 \qquad \textbf{(IV.1)}$$

On note que l'espace Us dans lequel nous recherchons la fonction u, doit être défini Judicieusement.

IV.1.3.2.2 Formulation variation elle faible :

La formulation variation elle faible peut être obtenue par les étapes suivantes :

1) approcher la solution u, partout dans le domaine Ω, par u tel que **[26]**

$$\tilde{u} = \sum_{\mathrm{i}=1}^{\mathrm{n}} N_i \, \tilde{u}_i \qquad \textbf{(IV.2)}$$

Ou $N_i = N_i(x, y)$ désignent les fonctions de forme u et des valeurs nodales indéterminées.

2) introduire (III-1) dans (III-1) il en résulte une erreur ou un résidu ε tel que

$$\varepsilon = \mathcal{L}(u) - \mathrm{F} \neq 0 \qquad \textbf{(IV.3)}$$

Ou $\varepsilon = 0$, $u = u$ c.à.d. lorsqu'une solution exacte existe.

3) obtenir une valeur nulle de ε en introduisant une fonction de point arbitraire W tel que

$$\int w\,(\mathcal{L}(\tilde{u}) - \mathrm{F})\,\mathrm{d}\,\Omega = 0,\ \mathrm{k} = 1, 2\ldots\ldots\mathrm{N} \qquad \textbf{(IV.4)}$$

Ou N Nombre d'inconnues indépendants du système (IV-1).

En formulation de Galerkine les fonctions tests sont assimilées aux fonctions de forme.

On pose

$$w_k = N_k \Longrightarrow \int N_k\,\mathcal{L}(\textstyle\sum_{i=1}^{n} N_i \tilde{u}_i)\mathrm{d}\ \Omega = 0 \qquad \textbf{(IV.5)}$$

On dit que u $\in H_0^1(\Omega)$ est une solution faible de (III5 ?) si :

$$\forall\ v\ \in (\Omega) H_0^1 \mathrm{a}(\tilde{u}, v) \qquad \textbf{(IV.6)}$$

A $(u,\ v)$ est la forme bilinéaire associée à $(\mathcal{L})$ Soit Ω un ouvert borné de Rd et $\partial\Omega$ est régulier.

On considère alors le problème :

$$\mathrm{Lu} = \mathrm{f\ sur}\ \Omega\ \mathrm{et\ u} = 0\ \mathrm{sur}\ \partial\,\Omega = 0 \qquad \textbf{(IV.7)}$$

IV .1.3.3 Forme générale des équations du système [26] :

Les équations du système sont écrites sous la forme généralisée suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_{\emptyset}\emptyset) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_X c_{\emptyset}\emptyset) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho V_y c_{\emptyset}\emptyset\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial x}{\partial y}\right) + S_{\emptyset} \qquad \textbf{(IV.8)}$$

$\emptyset$: Variable généralisée.

$c_{\emptyset}$: Coefficient d'advection transitoire.

$\Gamma_{\emptyset}$: Coefficient de diffusion.

$S_{\emptyset}$: Termes source.

Tableau IV.1 Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables.

Variable $\emptyset$	coefficient d'advection $\boldsymbol{c_\emptyset}$	Diffusivité $\Gamma_\emptyset$	Termes source $\boldsymbol{S_\emptyset}$
$\mathbf{V_X}$	1	μ_t	$-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)$
$\mathbf{V_y}$	1	μ_t	$-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)$
T	1	$\frac{k}{\rho c^e}$	$\frac{\varphi}{\rho c^e}$
$\boldsymbol{\rho}$	1	0	0

IV.1 Présentation et description du logiciel ANSYS :

Le logiciel《ANSYS 》, a été développé par Dr. John Swan son, fondateur de la société《ANSYS 》, qui a son siège à Houston, PA, USA. Il s'agit d'un outil de développement en analyse d'ingénierie. La méthode utilisée est celle des éléments finis. Il est utilisé dans des domaines allant de l'automobile et l'électronique à l'aérospatiale et la chimie. Le logiciel ANSYS permet la modélisation de structures, produits, composantes ou systèmes et d'étudier leurs réponses physiques telles que les niveaux de contraintes, les distributions de température ou l'effet de champs électromagnétiques **[27]**

ANSYS permet également d'optimiser les paramètres de modélisation d'un système, de calculer des régressions linéaires et non linéaires et de générer des courbes de grande qualité. De plus, de nombreuses fonctions mathématiques et thermodynamiques utilisées dans le milieu de l'ingénierie sont incorporées dans le logiciel.

ANSYS est le premier éditeur mondial dans le domaine du calcul par éléments finis. Les outils intégrés au logiciel permettent de résoudre les problèmes de validations produits de manière efficace. Ils permettent d'optimiser le processus de conception (gain de temps énorme) et donc de proposer des produits plus innovants (intégration d'une pré-analyse dans le cycle de conception), de qualité plus élevée tout en minimisant les coûts. **[28]**

Les différentes étapes nécessaires à la simulation d' un problème physique :

- Type de calcul (2D ou 3D)
- Choix du maillage

- Équations résolues
- Conditions aux limites
- Conditions initiales
- Mise en place d' obstacles
- Méthodes et paramètres numériques (choix des schémas, résidus…) **[29]**

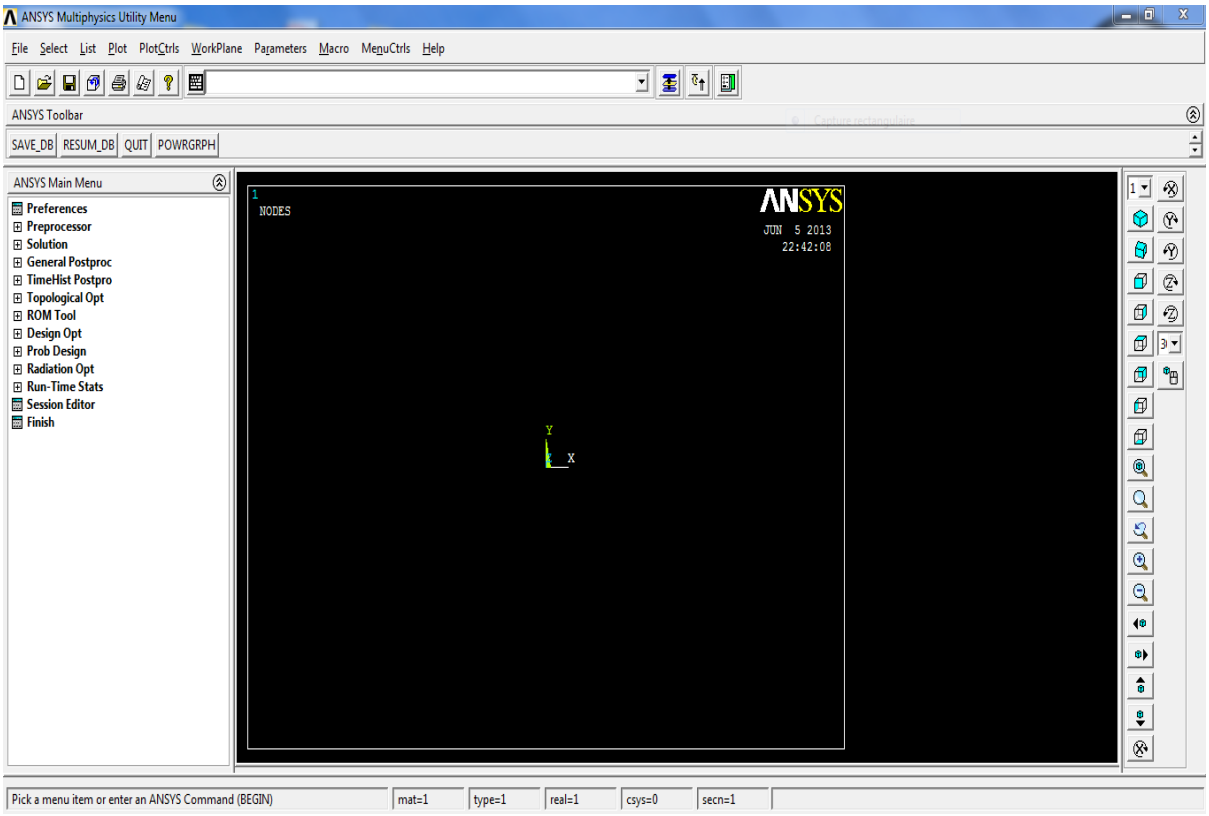


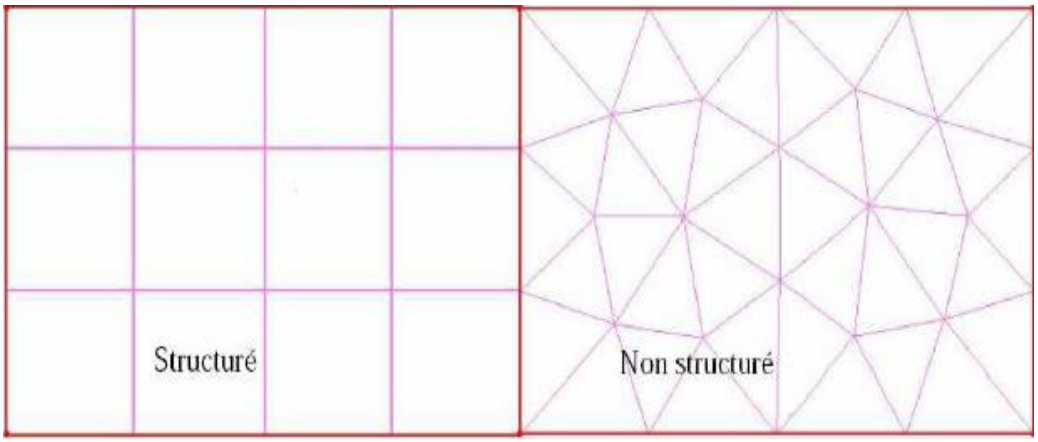
Figure IV. 2 Représentation spatiale de L'interface d'ANSYS

IV.2 Maillage :

D'habitude l'on choisit un maillage carré ou triangulaire mais rien n'interdit de choisir des maillages plus complexes. Il n'est pas non plus nécessaire que le maillage soit régulier et l'on à tendance à resserrer le maillage près des endroits d'intérêts (par exemple aux endroits où l'on pense que la solution va beaucoup varier), cependant il faut veiller à avoir des éléments faiblement distordus (se rapprocher d'un polygone régulier). Plus ce maillage est resserré plus la solution que l'on obtient par la méthode des éléments finis sera précise et proche de la solution de l'équation aux dérivés partielles.

Toutes ces opérations sont assistées par des logiciels dédiés à éléments finis

Un maillage de très bonne qualité est essentiel pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et signifiant. La qualité du maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul. Une bonne qualité de maillage repose sur la minimisation des éléments présentant des ≪distorsions≫ (skewness en anglais), et sur une bonne ≪réssolution≫dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc,. . .). Un bon maillage doit également être suffisamment ≪ lisse≫



FigureIV.3 Maillages structuré et non structuré.

IV.2.1 Discrétisation :

La discrétisation de ces équations permet de convertir les équations aux dérivées partielles] **:** en équations algébriques qui sont alors résolues par les méthodes numériques traditionnelles. Le procédé de discrétisation par élément fini consiste à écrire, après intégration, l'équation généralisée, sous forme matricielle élémentaire **[26].**

$$\left[A_e^{transient}\right] + \left[A_e^{advection}\right] + \left[A_e^{diffusion}\right](\emptyset_e) = \left(S_e^{\emptyset}\right) \qquad \textbf{(IV.9)}$$

Pour les intégrales élémentaire, La méthode Galerkin des résiduels pesés est employé.

IV.2.1.1 Terme temporelle :

Le premier des contributions de la matrice élémentaire est le terme de transition. Sa forme générale est simplement **[29] :**

$$\left[A_e^{transient}\right] = \int w^e \frac{(\partial \rho c_{\emptyset} \emptyset)^e}{\partial t} \mathrm{d}\ (\mathrm{vol}) \qquad \textbf{(IV.10)}$$

Avec :

w^e: La fonction pesante pour l'élément, qui est également la fonction de forme.

Pour le nœud i :

$$\int w^e \frac{(\partial \rho c_\emptyset \emptyset)^e}{\partial t} \mathrm{d(vol)} = \int w_i^e \rho c_\emptyset w_j^e \mathrm{d(vol)} \frac{\partial \emptyset_i^e}{\partial t} w_j^e \mathrm{d(vol)} \emptyset_j^e \qquad \textbf{(IV.11)}$$

Les indices inférieurs i et j indiquent le nombre de nœud. Si la deuxième partie de l'équation (III-10) est négligée, la matrice de masse peut être exprimée comme :

$$\mathrm{M_{ij}} = \int w_i^e \rho c_\emptyset \mathrm{d(vol)} \qquad \textbf{(IV.12)}$$

Si l'approximation localisée de masse est employée.

$$\mathrm{M_{ij}} = \delta_{ij} \int w_i^e \rho c_\emptyset \mathrm{d(vol)} \qquad \textbf{(IV.13)}$$

Ou :δ_{ij} =delta de Kronecker (0 si i ≠ j, 1 si i = j)

Il y a deux méthodes d'intégration temporelles : New mark et (back Ward différence) différence en arrière.

La méthode d'intégration de temps de New mark ou, la formulation implicite de base nodale, exprime l'étape de temps courant comme la nième étape de fois et l'expression comporte les résultats précédents d'une étape de temps.

$$(\rho\emptyset)_n = (\rho\emptyset)_{n-1} + \Delta t \left[\delta \left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right) + (1-\delta)\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_{n-1}\right] \qquad \textbf{(IV.14)}$$

Ou :

δ = coefficient d'intégration en temps pour la méthode New mark

L'équation (III-14) est écrite comme suite :

$$\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_n = \frac{1}{\Delta t \delta}(\rho\emptyset)_{n-1} + \left(1 - \frac{1}{\delta}\right) \qquad \textbf{(IV.15)}$$

IV.2.1.2 Terme d'advection :

Il y`a trois approches pour la discrétisation du terme d'advection. L'approche dite ligne de courant monotone up Wind (MSU), La ligne profilée up Wind/Petro-Galerkin (SUPG), et les approches colloquées de Galerkin (COLG).

IV. 2.1.2.1 Monotone Streamline Upwind Approach (MSU):

Le terme d'advection est manipulé par une approche de ligne de courant monotone basée sur l'idée que le transport pur d'advection est le long des lignes caractéristiques. Il est utile de penser à la formulation de transport d'advection en termes de quantité étant transportée dans un domaine connu de vitesse.

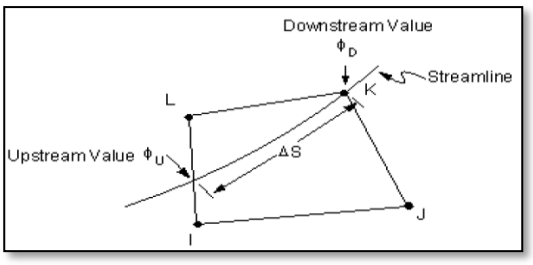


Figure IV.4 L'approche de ligne de courant d'up Wind

Le champ de vitesse lui-même peut être envisagé partout comme ensemble de tangente de lignes profilées aux vecteurs de vitesse. Les limites d'advection peuvent donc être exprimées en termes de vitesses aérodynamiques.

Dans le transport pur d'advection, on suppose qu'aucun transfert ne se produit à travers les lignes caractéristiques, c.-à-d. tout le transfert se produit le long des lignes profilées.

Par conséquent on peut supposer que le terme d'advection, s'écrit **[26] :**

$$\frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y c_\emptyset \emptyset)}{\partial y} = \frac{\partial(\rho V_s c_\emptyset \emptyset)}{\partial s} \qquad \textbf{(IV.16)}$$

Une fois exprimé le long d'une ligne profilée, et donc constant dans tout l'élément, on peut écrire :

$$\left[A_e^{advection}\right] = \frac{d(\rho V_s c_\emptyset \emptyset)}{ds} \int w^e \mathrm{d(vol)} \qquad \textbf{(IV.17)}$$

Cette formulation est faite pour chaque élément, dont chacun aura seulement un nœud qui obtient des contributions de l'intérieur de l'élément. Le dérivé est calculé en utilisant une différence simple :

$$\frac{d(\rho V_s c_\emptyset)}{ds} = \frac{(\rho V_s c_\emptyset \emptyset)_u - (\rho V_s c_\emptyset \emptyset)}{Ds} \qquad \textbf{(IV.18)}$$

Ou :

D : l'indice de la valeur on niveau du nœud aval.

U : l'indice de la valeur prise à l'endroit où la rationalisation dans le nœud sous le vent pénètre dans l'élément.

$\Delta s =$ La distance du point situé en amont à l'aval du nœud.

La valeur à l'endroit ascendant est inconnue mais peut être exprimée en termes de valeurs nodales inconnues qu'il est entre l'amont et l'aval.

Le processus consiste à cycler par tous pour l'élément et identifier les nœuds arrière. Le calcul effectué est basé sur les vitesses, pour voir d'où elle est venue la ligne profilée dans le nœud. Des facteurs pesants sont calculés, basé sur la proximité de l'endroit d'up Wind aux nœuds voisins.

IV.2.1.3 Terme de Diffusion :

L'expression pour les termes de diffusion vient d'une intégration au-dessus du domaine de problème après la multiplication par la fonction pesante **[23]**

Diffusion

$$\text{contribution}=\int W^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) \mathrm{d(vol)} + \int W^e \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right) \mathrm{d(vol)} \qquad (\mathbf{IV.21})$$

Toutes les variables en x ou y sont traitées de mode semblable. Par conséquent, l'illustration est avec le terme dans la direction de x. Une intégration par partie est appliquée [30]:

$$\int W^e \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) \mathrm{d(vol)} = \int \frac{\partial W^e}{\partial x} \Gamma_\emptyset \frac{\partial \emptyset}{\partial x} \mathrm{d(vol)} \qquad \mathbf{(IV.22)}$$

Une fois que la dérivé du φ est remplacé par les valeurs nodales et les dérivés de peser fonctionnent, les valeurs nodales seront enlevées des intégrales

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial x} = W_x^e \emptyset \qquad \mathbf{(IV.23)}$$

$$W_x^e = \frac{\partial W^e}{\partial x} \qquad \mathbf{(IV.24)}$$

La matrice de diffusion peut maintenant être exprimée comme :

$$\left[A_e^{diffusion}\right] = \int \left(W_x^e \Gamma_\emptyset W_x^e + W_y^e \Gamma_\emptyset\right) \mathrm{d(vol)} \qquad \mathbf{(IV.25)}$$

IV.2.1.4 Termes source :

L'évaluation des termes de source se fait comme suite **[26] :**

$$S_\emptyset^e = \int W^e S_\emptyset \mathrm{d(vol)} \qquad \mathbf{(IV.26)}$$

IV.3 Discrétisation de l'équation de chaleur par élément fini :

IV 3.1 Bilan Thermique : Equation De Chaleur

Soit v une partie quelconque de **V** limitée par la surface

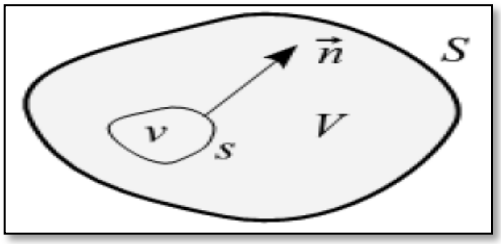


Figure IV.5 bilan thermique

La puissance thermique stockée dans **v** est égale à la somme de la puissance thermique ***q***générée par les sources volumiques contenues dans **V** et de la puissance thermique reçue sous forme de flux a travers la surface **S [25]:**

$$\int \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dv = \int q dv + \int -\vec{n}\left(-\bar{\bar{\lambda}}\overrightarrow{grad}\mathrm{T}\right) ds \qquad \mathbf{(IV.27)}$$

Le domaine v étant arbitraire, on en déduit : en tout point du solide :

$$\rho c_p \dot{T} - \mathrm{div}\left(\bar{\bar{\lambda}}\overrightarrow{grad}\mathrm{T}\right)\mathrm{q} = 0 \qquad \textbf{(IV.28)}$$

Pour un matériau homogène et isotrope, l'équation (III-28) s'écrit dans le repère orthonormé{x, y} **[25] :**

$$\rho c_p \dot{T} = \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + \mathrm{q} \qquad \textbf{(IV.29)}$$

Où :$\dot{T} = \frac{\partial T}{\partial t}$

IV.3.2 Forme discrétisée :

Éléments finis :

La solution analytique de l'équation (IV- 30) est en général inaccessible. On est donc conduit cherché une solution approchée par une méthode numérique : la méthode des éléments finis. Cette méthode est un cas particulier de la méthode de Galerkin : le champ de températures et les fonctions test appartiennent au même espace de dimension finie.

Le domaine V est décomposé en sous-domaines Ve de forme géométrique simple (les éléments) relies entre eux en des points appelés nœuds. Cette opération s'appelle maillage.

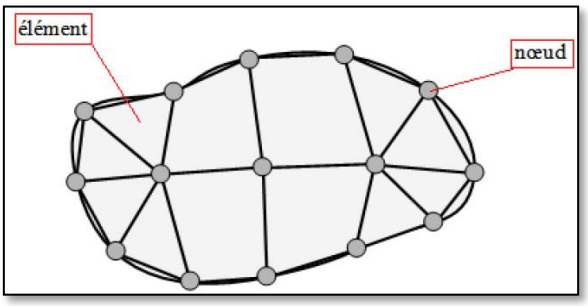


Figure IV.6 domaine plan discrétisé en 12 éléments reliés entre eux par 15 nœuds.

IV.3.2.1 Représentation élémentaire (ou locale) du champ de températures

Le champ de températures T (x, y, t) dans l'élément (e) à pour expression **[31].**

$$T^e(x,y,t) = [N_1^e(x,y) \dots N_i^e(x,y) \dots N_{n^e}^e(x,y)]\begin{Bmatrix} T_1^e(t) \\ T_i^e(t) \\ T_{n^e}^e(t) \end{Bmatrix} \qquad \textbf{(IV.30)}$$

$$T^e(x,y,T) = [N^e(x,y)]\left(T_{(t)}^e\right)$$

Où :

- n^e est le nombre de nœuds de l'élément.
- les fonctions $N_i^e(x, y)$ sont les fonctions d'interpolation élémentaires
- la matrice N^e est la matrice d'interpolation élémentaire
- le vecteur $T_{(t)}^e$ regroupe les températures des nœuds de l'élément (e)

IV.3.3 Discrétisation de la forme intégrale faible :

De l'expression du champ de températures T sur le domaine : $T = [N]$ (T)

Et $\text{(grad T)} = [\text{B}](\text{T})$ avec $[B] = [(B_1) \dots (B_i) \dots . B_n]$

Où : (B_i)dépend du problème traité (spatial, plan, axisymétrique…) pour un problème spatial, (B_i)s'écrit dans le repère orthonormé (x, y).

$$(B_i) = \begin{cases} \dfrac{\partial N_i}{\partial x} \\ \dfrac{\partial N_i}{\partial y} \end{cases}$$

$$T^* = [N](T^*) = (T^*)^T[T]^T \; et \; (grad\, T^*) = [B](T^*), (grad\, T^*)^T = (T^*)^T[B]^T$$

En portant ces relations dans l'équation (IV.27), il vient :

$$(T^*)\left([C](\dot{T}) + [K](T) - (F)\right) = 0 \qquad \textbf{(IV.32)}$$

$$[\text{K}] = \int_V [B]T\lambda[B]\text{dv} + \int_S \text{h}[\text{N}]^{\text{T}}[\text{N}]\text{ds} \qquad \textbf{(IV.33)}$$

Où :

$[\text{C}]$: est la matrice de capacité thermique[j/°C]

$[K]$: est la matrice de conductivité thermique[W/m°C]

(F) : est le vecteur des flux nodaux [W]

(T) : est le vecteur des températures nodales [°C]

Conclusion :

Dans ce chapitre on a présenté les trois grands méthodes numériques qui sont utilisées généralement pour la résolution des systèmes d'équations aux drivées partielles, et ont à choisie la méthode des éléments finis pour discrétisé la forme générale des équations du system. Et nous avons donné un aperçu général sur logicielle ANSYS.

CHAPIT V :

Résultats et discussions

V.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats d'une étude de simulation numérique de l'atomisation du liquide injecté avec de l'air. Le principe de cette étude repose sur l'influence des paramètres géométriques sur la dispersion du liquide injecté. Nous avons réalisé une simulation numérique de la dispersion du liquide injecté avec de l'air en modifiant la pression de poussée. Les résultats numériques ont été réalisés à l'aide du programme de simulation ANSYS APDL par la méthode VOF.

V.2 Identification :

Dans cette première partie du travail, les résultats de l'atomisation simulée et de la dispersion du glycérol à l'intérieur de la chambre de combustion ont été comparés. Nous avons pu évaluer nos simulations et vérifier si elles correspondent aux résultats expérimentaux. Cette comparaison est importante pour valider notre modèle et s'assurer de sa fiabilité. Nous avons également étudié ces simulations dans les mêmes conditions numériques que FEISCHI ZHANG ET al **[32].**

Tableau V.1 propriétés thermique et dynamique utilisé pour le calcul

Propriétés	Densité (Kg /m^3)	Viscosité (pas)	Vitesse (m/s)	Température (K)	Chaleur spécifique (KJ/kg)	Conductivité Thermique (W/mk)
Glycérol /eau	1223	0.0012	1.4	293	2.43	0.29
Acier	7800	/	/	/	0.5	50.2
Air	1.205	0.000018	60	293	1007	0.025

Tableau V.2 conditions d'injection utilisée pour le calcul numérique.

Diamètre d'injecteur (mm)	Vitesse d'injection (m/s)	Tension de surface (N/m)	Pression d'injection (KPa)
2	1.4	0.0648	1325

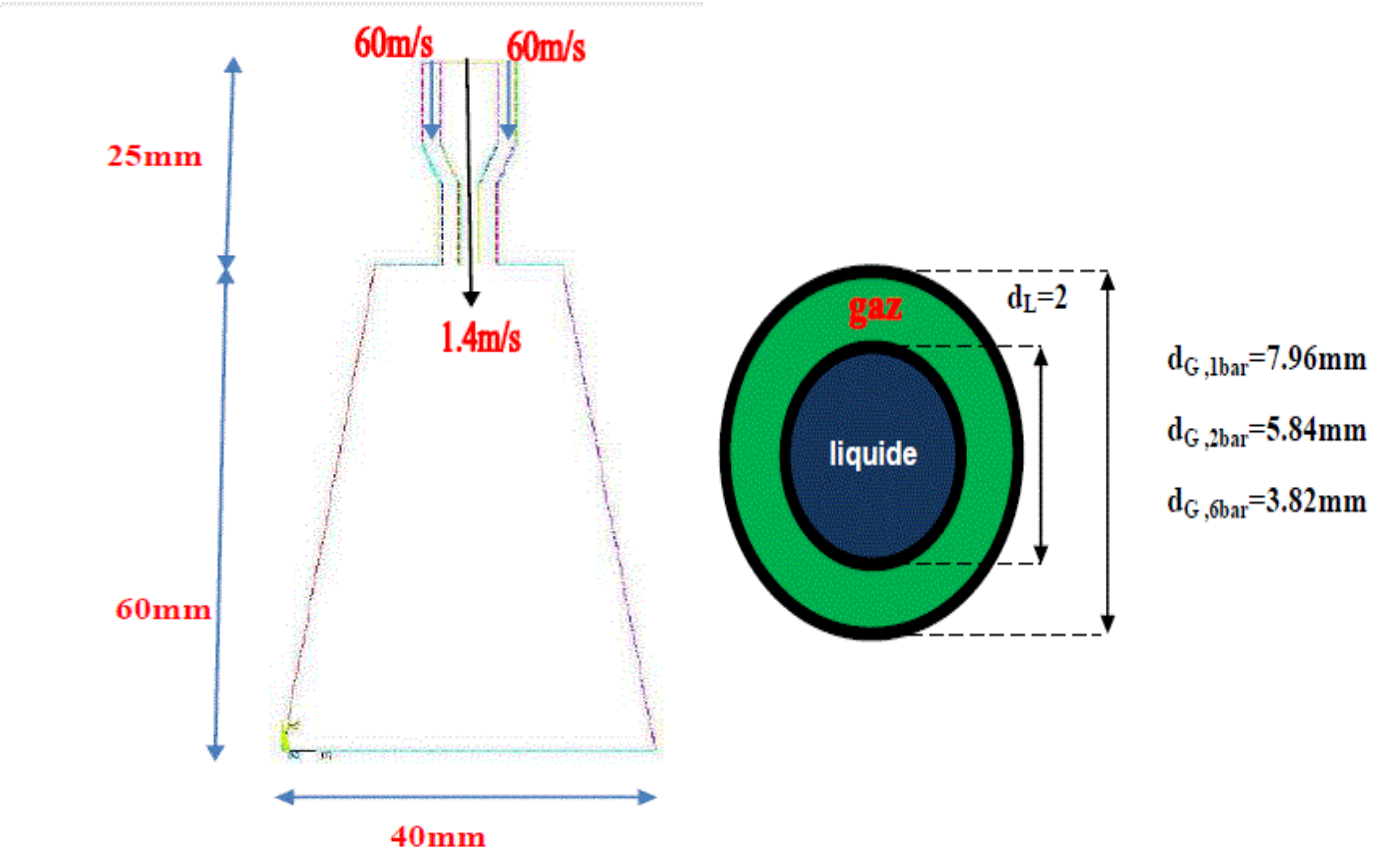


Figure V.1 Présentation spatiales de la configuration géométrique

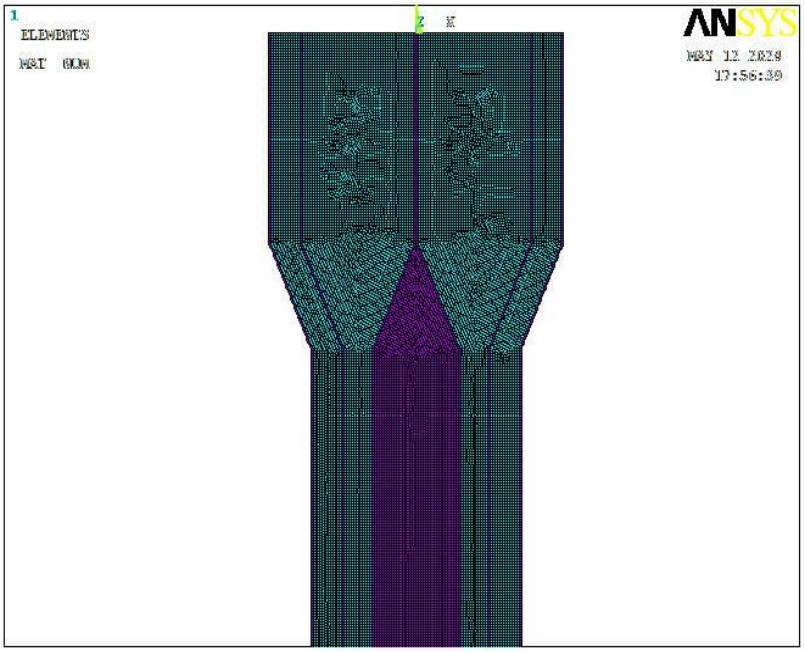


Figure V.2 Présentation de maillage de domaine de calcul et d'injection avec zoom

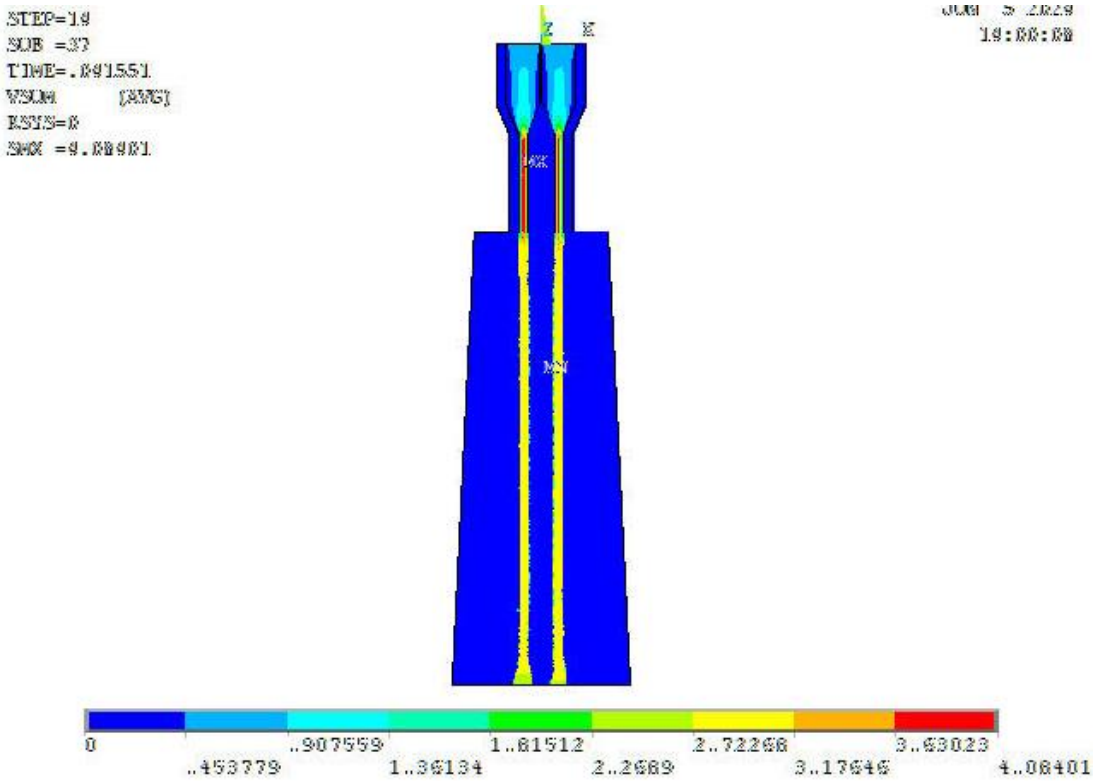


Figure V.3 Présentation spatial de la vitesse axiale

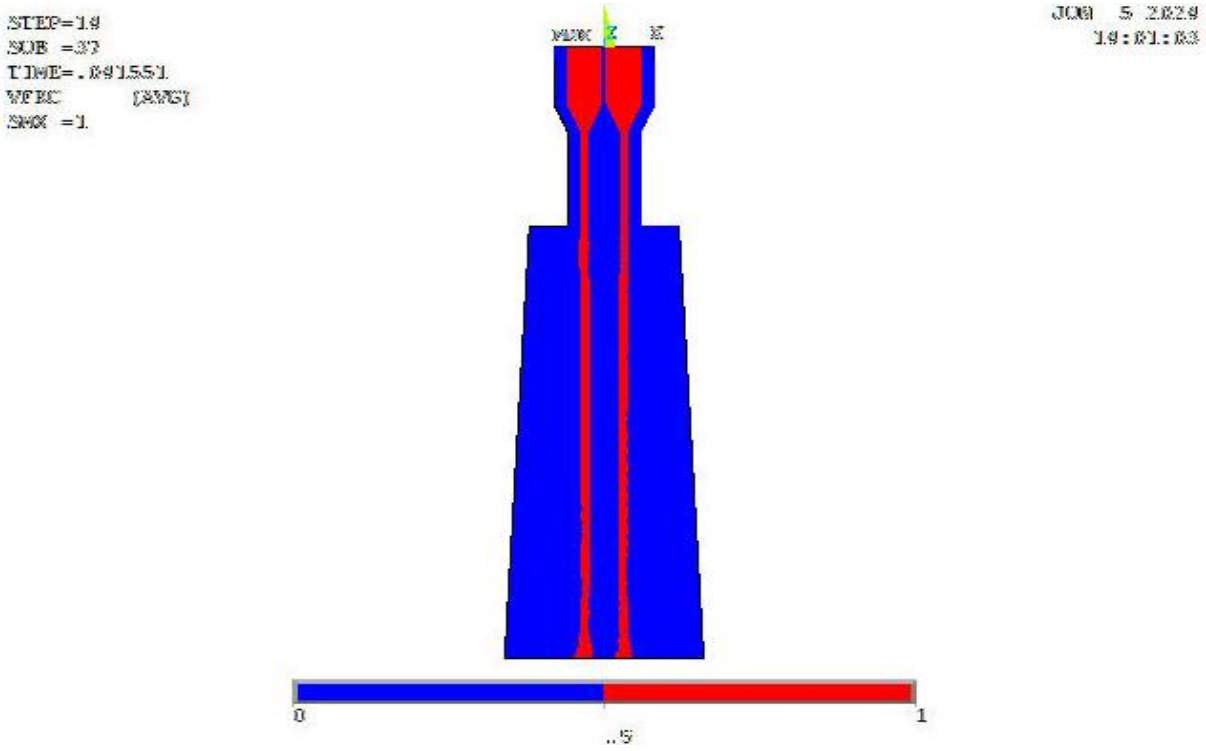


Figure V.4 présentation spatial de fraction volumique

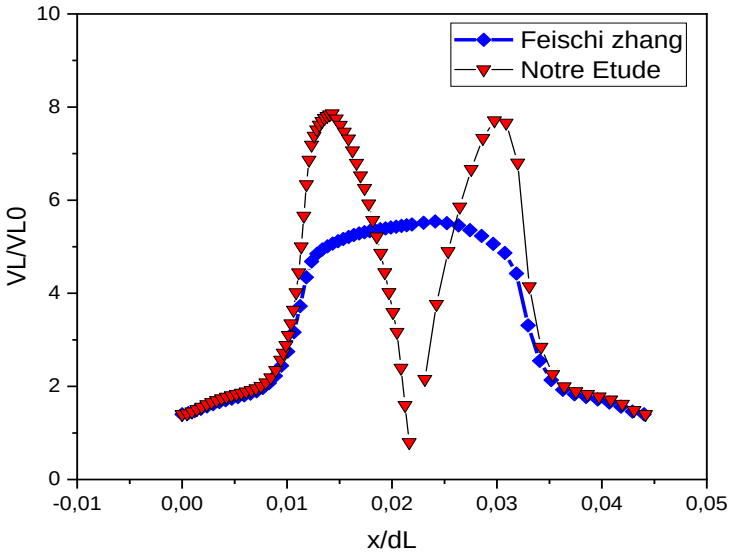


Figure V.5 présentation graphique de variation du flux volumique liquide axial de l'injecteur

D'après la figure la courbe de M. Fieschi Zhang montre que le volume de liquide atteint son maximum à $5m^3/s$. En aval, la vitesse du gaz diminue en raison de la diffusion. De plus, la rupture secondaire divise les ligaments de transport et les ligaments primaires en petites parties. Contrairement à notre étude, nous avons observé que la vitesse atteint un maximum de $8m^3/s$ puis diminue à $0,5m^3/s$ puis augmente à nouveau en raison de la présence du deuxième injecteur, atteignant $7,4m^3/s$ et diminuant ensuite à $1,4\ m^3/s$ en raison des effets dans la chambre de combustion. Le flux est dispersé en deux étapes, où les ligands sont produits et les gouttelettes sont empêchées de se mélanger au flux continu de liquide.

V.3 Etude l'effet du changement géométrique de l'angle :

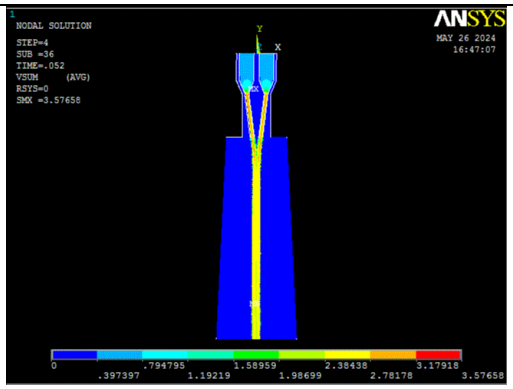
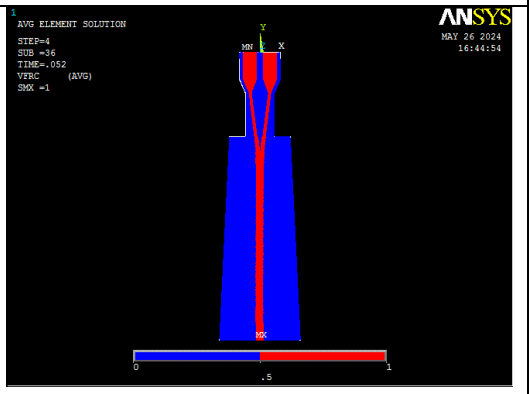
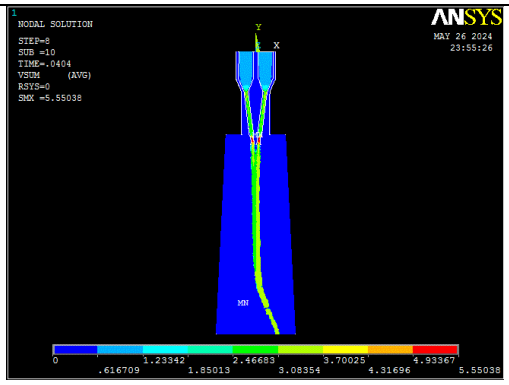
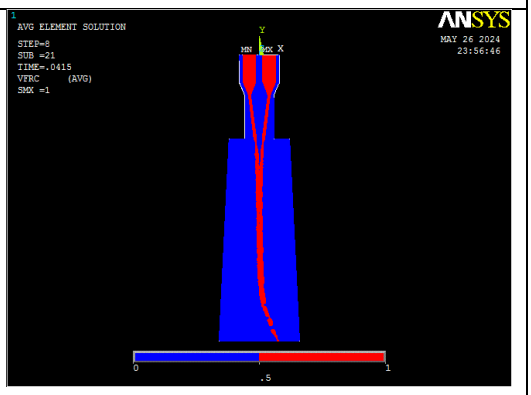
Les angles	Représentation spatiale de la vitesse	Représentation spatiale de fraction volumique
α=7°		
α=8.48° avec arc		

Figure V.6 Présentation spatiale de la vitesse et fraction volumique en fonction du changement géométrique de l'angle

Les figures ci-dessus présent la vitesse et fraction volumique en fonction du changement géométrique des deux angles α=7° et α=8.48°.

En remarque la vitesse et la fraction volume diffusée transversalement dans la chambre de mélange dans tous les cas de géométrie.

La diffusion transversale de la vitesse et de la fraction volumique peut s'expliquer par plusieurs phénomènes physiques :

1. **Effet de la géométrie des injecteurs** : Les angles α = 7° et α = 8,48° influencent directement la direction initiale des jets de fluide injectés dans la chambre de mélange. Des angles plus larges peuvent provoquer une plus grande dispersion transversale du jet, augmentant ainsi la diffusion transversale de la vitesse et de la fraction volumique du liquide.
2. **Turbulence et mélange** : Lors de l'injection du fluide, des turbulences se forment en raison des interactions entre le jet injecté et le fluide ambiant. Ces turbulences favorisent le

mélange du fluide injecté avec le fluide environnant, contribuant à une diffusion plus homogène et transversale des propriétés telles que la vitesse et la fraction volumique.

3. **Diffusion moléculaire et convection** : Les phénomènes de diffusion moléculaire, bien que souvent plus lents que les phénomènes convectifs, jouent également un rôle dans la répartition transversale des particules du liquide et du gaz. La combinaison de la diffusion moléculaire et de la convection induite par les différences de vitesse contribue à la dispersion transversale observée.
4. **Interaction des jets multiples** : Dans le cas où plusieurs injecteurs sont utilisés, les interactions entre les jets peuvent créer des zones de recirculation et des gradients de pression qui favorisent une diffusion transversale accrue. Cela est particulièrement pertinent lorsque les angles d'injection diffèrent, créant des schémas complexes de flux et de mélange. Ces phénomènes combinés expliquent pourquoi, indépendamment des variations géométriques des angles d'injection, la vitesse et la fraction volumique se diffusent transversalement dans la chambre de mélange.

V.4 Présentation de profile de vitesse :

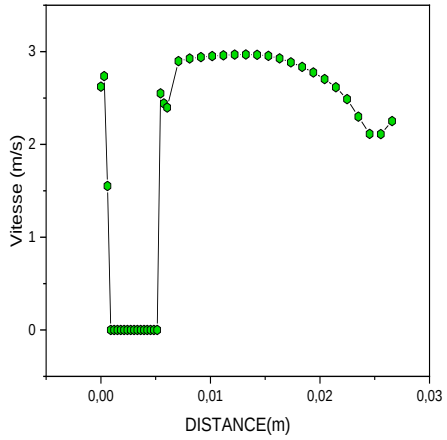
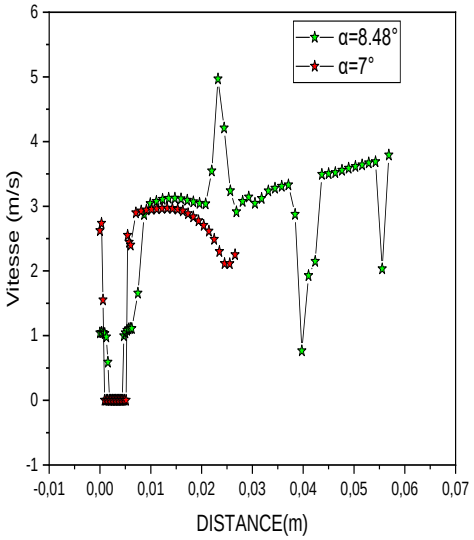
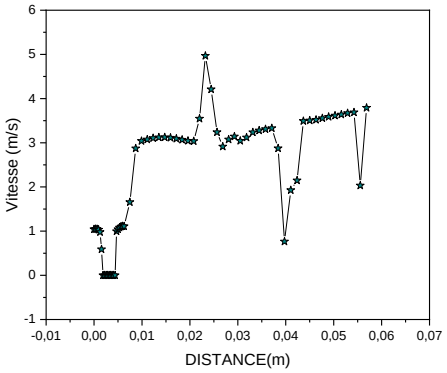
Les angles	Profile de vitesse	Comparaison
α=7°		
α=8.48° avec arc		

Figure V.7 La variation de la vitesse aux deux angles différents

La figure V.7 présente la variation de la vitesse pour deux angles différents. Lorsque l'angle est de 7°, la vitesse change en alternant diminution et augmentation. Nous observons que la vitesse initiale de 2,8 m/s diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale de 0 m/s, puis se stabilise avant d'augmenter jusqu'à une valeur maximale de 3 m/s. En revanche, lorsque l'angle est de 8,58°, nous constatons que la vitesse initiale est inférieure à celle du premier cas (α = 7°), diminue également jusqu'à 0 m/s, puis augmente jusqu'à une vitesse maximale de 5,3 m/s, ce qui est supérieur à la vitesse maximale du premier cas.

Explication physique :

Effet de l'angle d'injection sur la dynamique des jets :

Un angle d'injection plus grand (8,58°) entraîne une plus grande dispersion initiale du jet. Cette dispersion accrue peut ralentir la vitesse initiale, car le jet s'étale sur une plus grande surface, mais cela peut aussi favoriser une accélération ultérieure plus prononcée en raison de l'interaction avec le fluide ambiant.

Phénomènes de recirculation :

Des angles d'injection différents modifient les zones de recirculation et les tourbillons dans la chambre de mélange. Avec un angle de 7°, le jet pourrait créer des zones de faible vitesse plus stables, limitant l'accélération maximale. En revanche, un angle de 8,58° peut engendrer des zones de recirculation plus intenses, facilitant une accélération plus élevée du fluide après la phase de décélération.

Différence dans les gradients de pression :

Un angle d'injection plus large peut induire des variations plus importantes dans les gradients de pression, ce qui peut conduire à des forces de poussée plus élevées sur le fluide, permettant une augmentation de la vitesse jusqu'à des valeurs maximales plus élevées (5,3 m/s contre 3 m/s).

Interaction fluide-fluide :

Avec un angle de 8,58°, l'interaction entre le jet injecté et le fluide ambiant est plus complexe, ce qui peut entraîner des phénomènes de mélange et de diffusion plus efficaces. Cela pourrait expliquer pourquoi la vitesse finale atteint une valeur plus élevée par rapport au cas où l'angle est de 7°.

En résumé, les variations dans les angles d'injection modifient les dynamiques de flux dans la chambre de mélange, affectant la vitesse initiale, la phase de décélération et l'accélération maximale. Ces différences sont dues aux effets combinés de la dispersion du jet, des zones de recirculation, des gradients de pression et des interactions fluide-fluide.

V.5 Analyse des résultats des simulations numériques pour les deux cas :

- Pour **α=7°**

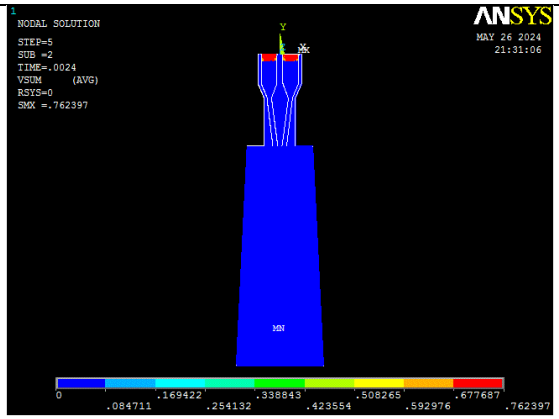
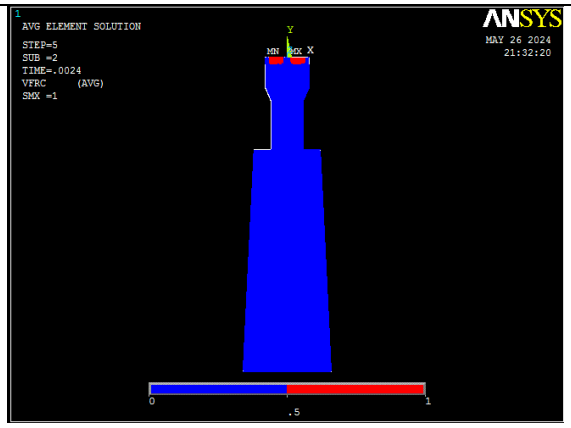
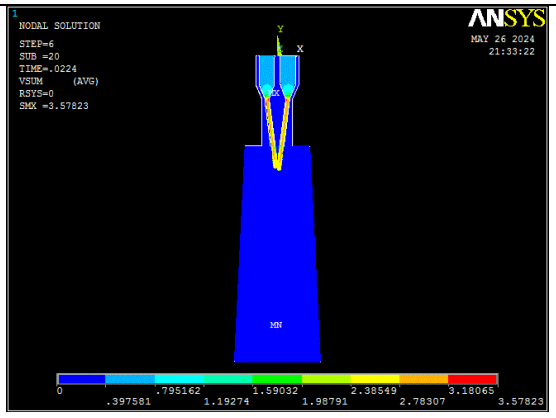
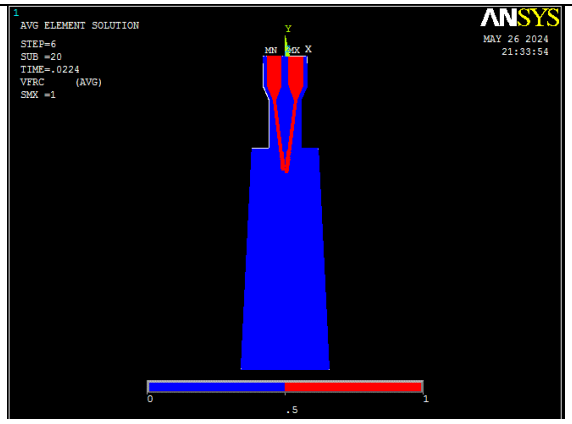
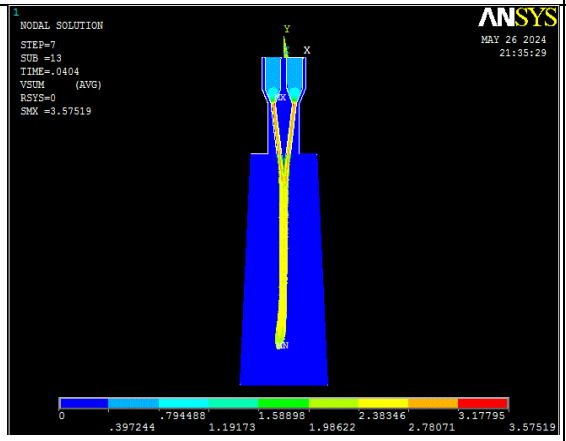
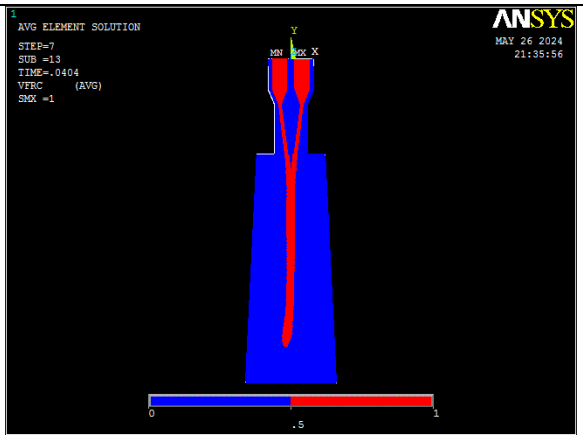
Temps (s)	Représentation spatiale de la vitesse	Représentation spatiale de la fraction volumique
0.0024		
0.0224		
0.0404		

Figure V.8 présentation d'une étude des changements de vitesse et de la fraction volumique à trois instants différents et par rapport à l'angle 7°

- Pour **α=8.48°**

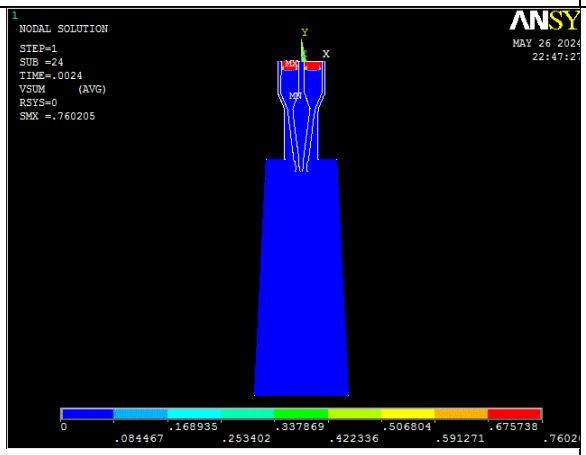
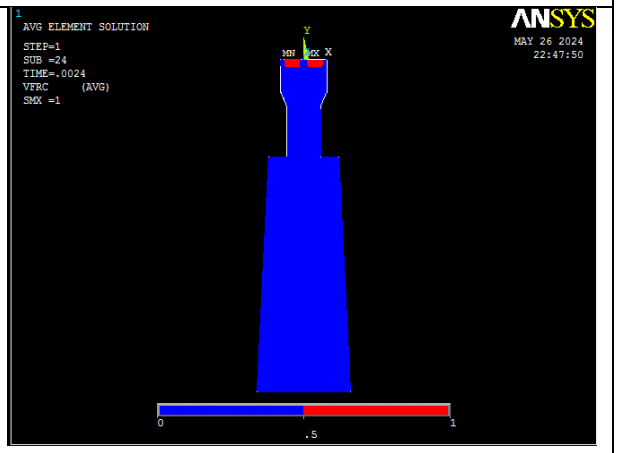
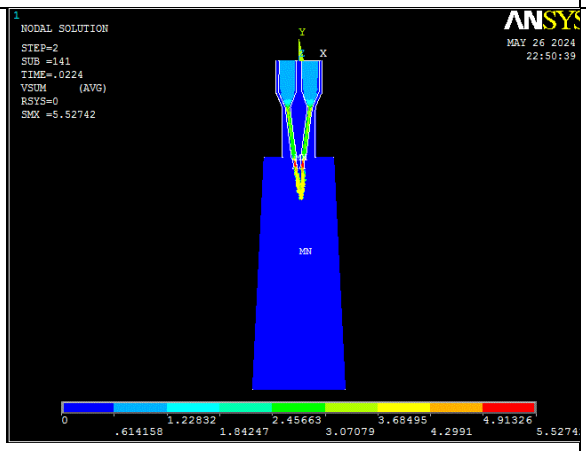
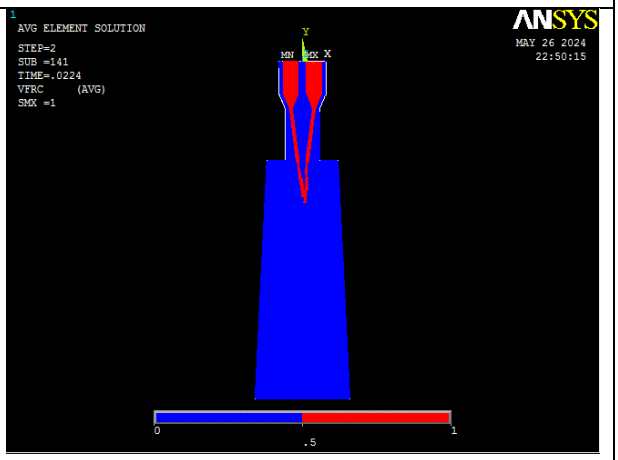
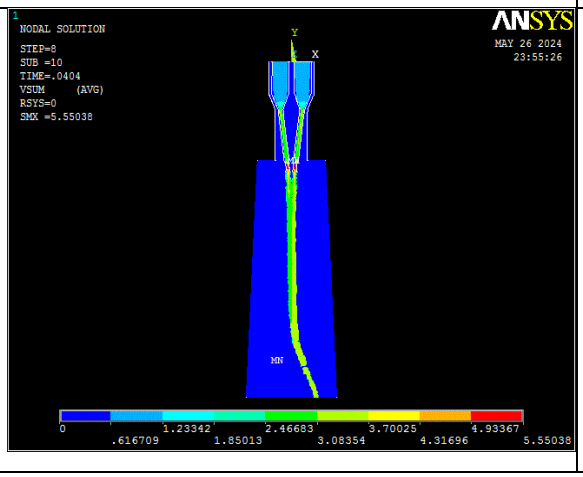
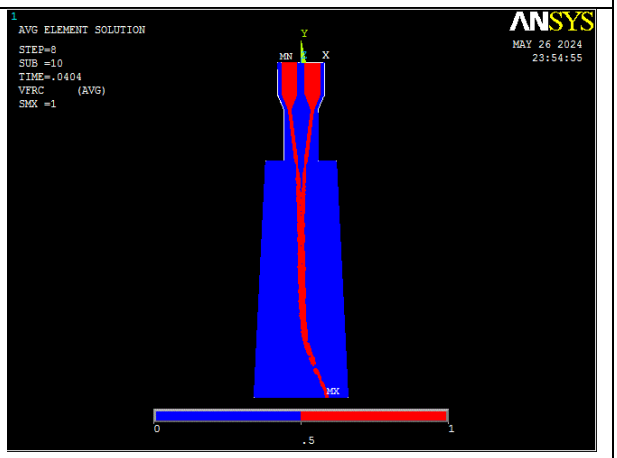
Temps (s)	Représentation spatiale de la vitesse	Représentation spatiale de la fraction volumique
0.0024		
0.0224		
0.0404		

Figure V.9 Présentation d'une étude des changements de vitesse et de la fraction volumique à trois instants différents et par rapport à l'angle 8.48°

La figure V.8 et la figure V.9 présentent l'étude des variations de la vitesse et de la fraction volumique à trois instants différents pour $\alpha = 7°$. On remarque que la vitesse met du temps avant de se diffuser dans la chambre de combustion. Des résultats similaires sont observés pour le deuxième cas avec $\alpha = 8{,}48°$. À mesure que la durée augmente, la diffusion et le mécanisme de mélange se développent mieux dans la chambre de combustion.

Interprétation physique :

Diffusion retardée :

La diffusion retardée de la vitesse dans la chambre de combustion peut être attribuée à l'inertie initiale du jet de fluide. Lorsque le fluide est injecté, il conserve une vitesse directionnelle initiale qui doit être dissipée avant que la diffusion puisse se produire efficacement.

Effet de la durée sur le mélange :

À mesure que le temps progresse, les interactions entre le fluide injecté et le fluide ambiant augmentent. Ces interactions favorisent le mélange, permettant une répartition plus homogène des vitesses et des fractions volumiques dans la chambre de combustion. Plus le fluide n'est injecté longtemps, plus le mélange devient efficace, réduisant les gradients de vitesse et de concentration.

Rupture des structures cohérentes :

Au fil du temps, les structures cohérentes initiales du jet, telles que les filaments ou les ligaments, se fragmentent en gouttelettes plus petites sous l'effet des forces de cisaillement et de la turbulence. Cette fragmentation augmente la surface de contact entre les fluides, accélérant ainsi le processus de diffusion et de mélange.

Turbulence et dissipation d'énergie :

La turbulence joue un rôle clé dans la diffusion et le mélange des fluides. Au fur et à mesure que le temps passe, l'énergie cinétique du jet se dissipe à travers des structures tourbillonnaires de plus en plus petites, augmentant la diffusion transversale et la distribution uniforme de la vitesse et de la fraction volumique.

Comparaison entre $\alpha = 7°$ et $\alpha = 8{,}48°$:

Bien que les deux angles montrent des comportements similaires, la différence de géométrie peut entraîner des variations subtiles dans la manière dont la diffusion et le mélange se produisent. Un angle plus grand ($\alpha = 8{,}48°$) peut entraîner une dispersion initiale plus large, mais les mécanismes fondamentaux de diffusion et de mélange demeurent comparables sur de longues durées.

En conclusion, la diffusion retardée et le développement du mécanisme de mélange avec le temps dans la chambre de combustion sont principalement dus à l'inertie initiale du jet, à l'augmentation des interactions fluides, à la fragmentation des structures cohérentes, et à la dissipation de l'énergie via la turbulence. Ces processus assurent une distribution plus homogène de la vitesse et de la fraction volumique au fil du temps, favorisant une combustion plus efficace.

V.9 Représentation de profil de la vitesse dans différents période du temps de chaque angle :

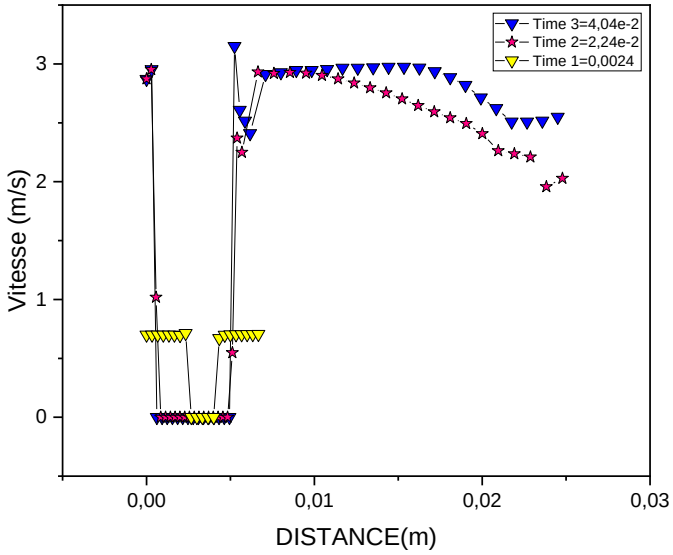
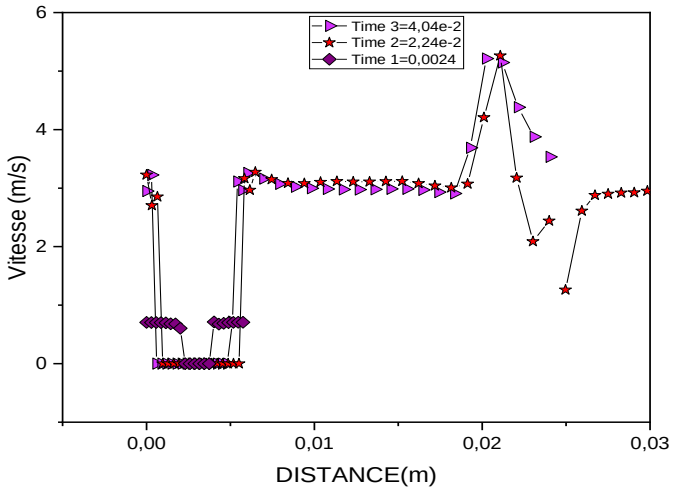
Les angles	Profile de vitesse
α=7°	
α=8.48° avec arc	

Figure V.10 présentation de la variation de la vitesse aux deux angles différents en fonction de trois temps

La figure V.10 présente la variation de la vitesse pour deux angles différents en fonction de trois moments différents. Nous observons ce qui suit :

- **Pour α = 7° :**

  Au premier moment, la vitesse initiale est de 0,75 m/s. Elle diminue à 0 m/s, puis augmente jusqu'à atteindre à nouveau 0,75 m/s.

  Au deuxième moment, représenté en rouge, la vitesse initiale est de 2,8 m/s. Elle diminue jusqu'à 0 m/s, reste stable avant d'augmenter jusqu'à 2,7 m/s.

  Au troisième moment, la vitesse initiale minimale est de 0 m/s. Elle augmente ensuite jusqu'à 3,4 m/s.

- **Pour α = 8,48° :**

  Au premier moment, la vitesse initiale est de 0,4 m/s. Elle diminue à 0,5 m/s après stabilisation, puis augmente jusqu'à 0,5 m/s.

  Au deuxième moment, la vitesse initiale de 2,7 m/s diminue à 0 m/s avant d'augmenter à 4,8 m/s.

  Au troisième moment, la vitesse initiale est de 2,7 m/s. Elle diminue à 0 m/s puis augmente jusqu'à atteindre la vitesse maximale de 4,7 m/s.

  Interprétation physique :

  Les variations observées dans la vitesse en fonction des angles d'injection α reflètent les différentes dynamiques de mélange et de dispersion des jets de carburant dans la chambre de combustion. Les changements de vitesse sont influencés par des facteurs tels que l'inertie initiale du jet, les interactions fluides, les zones de recirculation et les gradients de pression.

- Pour α = 7°, nous observons des variations de vitesse qui montrent une décélération initiale suivie d'une accélération. Cela peut être dû à la dispersion du jet et aux interactions fluides, avec une stabilisation ultérieure de la vitesse.
- Pour α = 8,48°, nous observons des variations similaires mais avec des valeurs de vitesse différentes. Les différences dans les angles d'injection entraînent des schémas de mélange distincts, ce qui se traduit par des variations de vitesse distinctes. La diminution initiale de la vitesse jusqu'à 0 m/s peut être due à la fragmentation des structures cohérentes du jet, suivie d'une augmentation de la vitesse à mesure que le mélange se stabilise et que les effets de recirculation diminuent.

En résumé, ces variations de vitesse reflètent les processus dynamiques complexes de mélange et de dispersion des jets de carburant dans la chambre de combustion, influencés par les angles d'injection et les conditions environnementales.

Conclusion :

En conclusion, notre analyse approfondie des dynamiques de flux, de dispersion et de mélange dans la chambre de combustion à l'aide de simulations numériques et de techniques avancées telles que VOF/EF nous a permis de mieux comprendre l'impact des variations géométriques des injecteurs sur les performances des moteurs à combustion interne.

Nous avons constaté que les variations dans les angles d'injection, comme $\alpha = 7°$ et $\alpha = 8{,}48°$, influencent significativement les caractéristiques du jet de carburant, la distribution de la vitesse et la fraction volumique dans la chambre de combustion. Ces variations entraînent des changements dans les dynamiques de flux, tels que la décélération initiale, la stabilisation du mélange, et l'augmentation subséquente de la vitesse, ce qui peut avoir un impact direct sur l'efficacité de la combustion et les émissions polluantes.

De plus, nous avons observé que le temps joue un rôle crucial dans le processus de diffusion et de mélange, avec une diffusion retardée initiale suivie d'un développement progressif du mécanisme de mélange dans la chambre de combustion. Ces processus sont essentiels pour assurer une combustion plus complète et efficace, ce qui contribue à réduire les émissions polluantes et à améliorer les performances des moteurs.

En somme, nos résultats soulignent l'importance de prendre en compte les aspects géométriques des injecteurs et les dynamiques de flux dans la conception et l'optimisation des moteurs à combustion interne, dans le but d'atteindre des performances améliorées, une consommation de carburant réduite et des émissions réduites, en alignement avec les normes environnementales les plus strictes.

Conclusion général :

Conclusion général :

Dans ce travail, nous avons examiné en détail le système d'injection, un élément crucial dans le fonctionnement des moteurs à combustion interne. En contrôlant l'alimentation en carburant, ce système influence directement les performances et les émissions des moteurs. Notre étude s'est concentrée sur la simulation numérique des phénomènes diphasiques, tels que la dispersion et l'atomisation, dans la chambre de combustion. Cette approche nous a permis de comprendre comment les liquides se dispersent et circulent dans la chambre, offrant ainsi des perspectives pour optimiser la conception des moteurs.

Dans le premier chapitre, nous avons fourni une vue d'ensemble de l'injection dans les moteurs à combustion interne et de ses différentes formes. Le deuxième chapitre a passé en revue les travaux antérieurs réalisés par divers chercheurs, mettant en évidence les résultats clés de leurs études.

Le troisième chapitre a détaillé notre méthodologie de simulation, où nous avons utilisé la méthode des éléments finis avec la méthode des types multiples et le modèle de réseau fixe dans le logiciel ANSYS pour résoudre les équations pertinentes. Dans le dernier chapitre, nous avons validé notre approche en comparant nos résultats de simulation avec ceux d'une étude antérieure menée par FEICHI ZHANG. Ensuite, nous avons présenté nos propres résultats de simulation pour analyser le phénomène de dispersion et d'atomisation dans la chambre de combustion, en examinant l'évolution de la pression d'entraînement et de la forme du col.

Grâce à notre expérience, nous avons pu apporter une contribution significative à la compréhension de ces phénomènes. En particulier, nous avons amélioré l'étude initiale de FEICHI ZHANG en introduisant deux injecteurs simultanément, basés sur nos résultats expérimentaux.

En résumé, notre travail a permis de mieux appréhender les mécanismes complexes de dispersion et d'atomisation dans les moteurs à combustion interne, ouvrant la voie à des améliorations potentielles dans la conception des moteurs pour une performance optimale et une réduction des émissions.



Reference et bibliographique

Référence et bibliographique :

[1]Moreau, Jean-Baptiste. Modélisation de l'écoulement poly phasique à l'intérieur et en sortie des injecteurs diesel. 2005. Thèse de doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT.

[2]. Moreau, Jean-Baptiste. Modélisation de l'écoulement poly phasique à l'intérieur et en sortie des injecteurs diesel. 2005. Thèse de doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT.

[3] Bouregaa, Azzedine et ROUAS, Ahmed. MAINTENANCE MOTEUR DIESEL. Thèse de doctorat.

[4] Bouregaa, A., & ROUAS, A. MAINTENANCE MOTEUR DIESEL (Doctoral dissertation).

[5] Haupais, Alain. Combustion dans les moteurs Diesel. Ed. Techniques Ingénieur, 1992.

[6] F. Labed .Détection des défauts dans le système de combustion d'un moteur Diesel. Mémoire de magister .Université Badji Mokhtar Annaba, 2007.

[7] F. Labed .Détection des défauts dans le système de combustion d'un moteur Diesel. Mémoire de magister .Université Badji Mokhtar Annaba, 2007.

[8] Mlle. ABDELLAOUI Amina ET. Mr. BENTAALLAH Yasser, Simulation numérique de combustion dans un moteur Diesel turbocompressée, Mémoire professionnel (niveau M).Génie Mécanique à l'Université Tlemcen le : 2011

[9] Marion, Michaël, LOUAHLIA, Hasna, FADLALLAH, Hadi, et al. PERFORMANCE D'UN COGENERATEUR STIRLING FONCTIONNANT AU GLYCEROL.

[10] Mounir, ALLICHE. Etude et Dimensionnement d'une Chambre de Combustion d'un Moteur à Jet utilisant un Propergol Liquide.

[11] Moneib, H. A., Mahfouz, A., El-Fatih, A., & Emara, A. (2021). Near-field spray characterization of a spill return atomizer using a PIV laser sheet. Fuel, 289, 119792.

[12] Mohammadi, A., & Fathollah, O. M. M. I. (2020). Numerical and experimental study of twin-fluid two-phase internal-mixing atomizer to develop maximum entropy method. Chinese Journal of Aeronautics, 33(9), 2281-2294.

[13] Shafaee, M. et Mahmoudzadeh, S. (2017). Étude numérique des caractéristiques de pulvérisation d'un atomiseur à jet d'air à maille dynamique. Sciences et technologies aérospatiales, 70, 351-358.

[14] Liu, R., Zhong, L., Li, S., Li, J., & Ji, H. (2024). Numerical investigation on the spray characteristics of biodiesel with gas-assisted atomization injection. Fuel, 358, 130178.

[15] Yu, H., Jin, YC, Cheng, W., Yang, X., Peng, X. et Xie, Y. (2021). Simulation multi-échelle du processus d'atomisation et de la diffusion de particules de gouttelettes d'une buse à tourbillon de pression. Technologie des poudres, 379, 127-143.

[16] Mandal, S., Sadeghianjahromi, A. et Wang, CC (2022). Enquêtes expérimentales et numériques sur les techniques d'atomisation des métaux fondus – Une revue critique. Technologie avancée des poudres, 33 (11), 103809.

[17] Zhang, F., Zirwes, T., Wachter, S., Jakobs, T., Habisreuther, P., Zarzalis, N., ... et Stapf, D. (2023). Simulations numériques d'atomisation primaire assistée par air sous différents angles d'injection air-liquide. Journal international d'écoulement multiphasique, 158, 104304.

[18] Wang, Z., Han, M., Zhu, Z., Jiang, Y. et Jiang, L. (2022). Transfert de masse par atomisation dans un écoulement de buse diphasique utilisant des analyses numériques et

expérimentales pour un système de stockage d'énergie solaire. Journal du stockage d'énergi, 48, 104021.

[19] Najafi, SMA, Mikaniki, P. et Ghassemi, H. (2021). Simulation numérique de l'atomisation du fioul lourd à l'aide d'un injecteur à pression pulsée. Journal chinois de génie chimique, 32, 61-69.

[20] Yadav, RK et Patel, VK (2023). Influence de l'ALR sur le SMD dans l'atomisation par jet d'air 3D à l'aide de CFD. Matériaux aujourd'hui : Actes, 80, 952-957.

[21] korti Mohammed Chokri ; (simulation numérique des champs dynamique et thermique durant le moulage par injection à haute pression des métaux). Diplôme de magister université Abou Baker Belkaid Tlemcen, 2011-2012

[22] G.Glushco. Turbulent boundary layer on a flat plate in an incompressible fluid Invest. Acad. Nawk. SSSR MEKH, NOY, (1965).

[23] B. E. LAUNDER, D, B. SPALDING, the numerical computation of turbulent transport, Adv. Geophysics, vo118A, (1974).

[24] F. Bisel, calculs numériques d'écoulements à nombre de Reynolds élevées avec simulation semi-empirique de la turbulence .A.I.R.H.page 17-18, (1972).

[25] Paul Ferrey, Modèles aux tensions de REYNOLDS avec prise en compte de l'intermittence de frontière, thèse pour l'obtention du Grade de docteur de l'université de POITIERS.

[26] MINJEAUD, Sebastian. Raffinement local adaptatif et méthodes multiniveaux pour la simulation d'écoulements multiphasiques. 2010. Thèse de doctorat. Université Paul Cézanne-Aix-Marseille III.

Référence et Bibliographique :

[27] Kaouane, Malika. Analyse des contraintes mécaniques et de la fissuration des éléments en béton armé sous l'effet thermomécanique. 2011. Thèse de doctorat. Université Mouloud Mammeri.

[28] Hantz Mathieu (Elève ingénieur, INSA de Strasbourg, Spécialité Génie Civil), mémoire de fin d'étude, thème : Etude de l'optimisation du renforcement par des fibres de carbones des dalles en béton armé munies de trémies, en utilisant l'optimisation topologique ; Université Fédérale d'Uberlândia, Brésil

[29] Melouki Omar et MESBAH Abderraouf ; mémoire de master thème : Etude numérique comparative de l'influence entre des tubes carré et cylindrique d'un faisceau aligné, sur les performances thermique d'un échangeur tube et calandre ; année 2013/2014

[30] Denso,Ejector cycle, http://www.globaldenso.com/en/environment/story/no1/2par.html

[31] Youcef, I. T. I. M. MODELISATION DU COMPORTEMENT THERMO-MECANIQUE D'UNE PIPELINE : INFLUENCE DES JONCTIONS. Publication de l'université de MENTOURI–Constantine, 2010.

[32] Zhang, F., Zirwes, T., Müller, T., Wachter, S., Jakobs, T., Habisreuther, P., ... et Kolb, T. (2020). Effet d'une pression élevée sur l'atomisation primaire assistée par air de jets de liquide coaxiaux : recherche fondamentale sur la gazéification à flux entraîné. Revues sur les énergies renouvelables et durables, 134, 110411.