REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTER DE LENSEEINEMENT SUPEREURE ET DE LA RECHERCHE SCIONTIFIQUE

UNIVERSITE Dr YAHIA FARES DE MEDEA

FACUILT DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE MASTER

EN GINIE MECANIQUE

OPTION : ENERGITIQUE ET THERMIQUE DES SYSTEMES

Thème

Etude numérique de la présence des creux surfacique Sur l'interaction Thermique et dynamique Appliqué à un jet impactant sur une barrière thermique

Proposé et dirigé par

Dr. Zirari Mounir

présenté par :

BETIL ABDEL KADER

Année universitaire : 2014-2015

Dédicace

Je dédie se modeste travail et me profonde gratitude à ma mère et mon père

Pour l éducation qu'ils m'ont prodiguée eu prix de tant de sacrifices et

pour le sens du devoir qu'ils m'ont enseigné depuis mon enfance

A mes chers frères et mes a doleurs sœurs

A tous mes cousines et ma cousines

A mes oncles et ma tante

A mes chères amies

Hamed ,msakri,balhoute,dahmani,guita ,brahimi ,ayadate ,benzarouk, moustapha ,ali,chalkoum,khelife,benalia,benghazal,

A tous mes camarades de l'université de Médéa

REMERCIEMENTS

En premier lieu et avant tout, nous remercions le bon dieu Allah le tout puissant de nous avoir le courage et la force pour réaliser ce modeste travail.

Notre sincère remerciements a tout les personnes ayant contribue de Prés ou de loin a l élaboration ainsi qu'a l'évaluation de ce présent mémoire.

Nous remercions tout particulièrement notre encadreur M .M. Zerari

Pour sa disponibilité et son aide qui nous ont été d un grand

secours afin de réaliser notre travail.

Nous remercions également l ensemble des membres de notre jury qui ont accepte de juger ce modeste travail.

Remerciement

Nous remercions tout d'abord notre dieu tout puissant, de nous avoir aidé et donner la force et la connaissance pour accomplir ce travail.

Nous remercions du fond de cœurs nos chers parents de tout ce qu'ils ont faisaient pour nous.

Nous tenons à exprimer nos remerciements avec un grand plaisir et un grand respect à notre encadreur Dr. ZIRARI .M pour son suivi, ces précieux conseils et encouragements et pour l'orientation qu'il nous a donné à notre travail.

Nous exprimons nos remerciements les plus dévoués aux membres de jury qui nous ont honorées en acceptant d'évaluer ce travail.

Nous voudrions exprimer notre gratitude à tout le personnel de l'université Dr. YAHIA FARES de Médéa, en particulier au corps administratif et les enseignants du département de génie de la matière

Enfin nous tenons à adresser nos vifs remerciements à tous ceux qui nous ont offert

Résumé

Tentent d accroitre la température des gaz a l entre des turbines haute pression ou des moteurs .il devient donc nécessaire de protéger certains organes (aubes,…) généralement en superalliage dont les caractéristiques mécaniques peuvent être altérées par un environnement de plus en plus agressif .la solution la solution adoptée par les constructeurs consiste a revêtir le substrat d une couche céramique a basse conductivité thermique ,permettant de diminuer sa température de fonctionnement .pour assurer l accrochage mécanique entre la barrière thermique et le substrat .le dépôt d une couche intermédiaire est nécessaire.

Nous proposant ici l étude du transfert de chaleur entre le jet impactant et surface non uniforme (présente des creux) et d analyser si la variation de surface le long des plaques, peuvent améliorer le phénomène de transfert de chaleur

L intérêt de l étude de ce mécanisme de transfert de chaleur par jets impactant est du a ses nombreuses applications d ingénieries, tels que le transfert de chaleur des lames dans les turbines a gaz (BT), le refroidissement des composants électroniques, le transfert de chaleur sur les pare-brise des véhicules, au la climatisation dans les processus de broyage, entre autres.

A cette effet, des simulations numériques de l impact de jet turbulent axisymétrique sur une plaque avec déférentes taille de creux sur la surface. Situées a une distance H conne de la sortie de jet , a réalise. on se propose d utiliser le logiciel ANSYS pour la simulation d écoulement turbulent par la méthode des éléments finis, ainsi que la prédiction de l histoire du substrat eu cours de l interaction avec le jet.

Mots clés : jet plasma , substrat, pics , creux simulation , l interaction , turbulence , éléments finis , simulation numérique ANSYS.

Summary

Try to increase the temperature of al gas between high-pressure turbines or engines. it becomes necessary to protect certain organs (blades, ...) generally superalloy whose mechanical characteristics can be altered by an increasingly aggressive environment. the solution the solution adopted by manufacturers is to coat the substrate with a ceramic layer has low thermal conductivity to reduce its operating temperature. to ensure mechanical bonding between the thermal barrier and the substrate. depositing an intermediate layer is necessary.

We here offering the study of heat transfer between the impinging jet and non-uniform surface (this hollow) and analyze if the surface variation along the plates, can improve the heat transfer phenomenon

The interest of the study of the heat transfer mechanism by impacting jets is due to its many engineering applications, such as heat transfer blades in gas turbines (BT), the cooling of electronic components, transfer heat on the vehicle windshield, the air conditioning in the grinding process, among others.

To this effect, numerical simulations of axisymmetric turbulent jet impingement on a plate with hollow deferent size on the surface. Located at a distance H bitch of jet output has realized. It proposes to use the ANSYS software for the simulation of turbulent flow by the finite element method, and the prediction of history was during the interaction with the substrate jet.

Keywords: jet plasma, substrate, peaks, hollow simulation, interaction, turbulence, element finite, ANSYS numerical simulation.

Liste de Figure

Figure I.1 **–** Schéma d'un arc libre (pointe - plan)……..04

Figure I.2 – Schémas des torches à plasma d'arc: a) arc soufflé, b) arc transféré…….05

Figure 1.3. : Champs de température d'un mélange on différance point……..08

Figure III.5 **:** domaine plan discrétisé en élément relies eux par nœuds……..28

Figure VI.01 : représentation géométrique de domaine d'application (Substrat lisse)……. 37

Figure VI.02 : représentation géométrique de domaine d'application (Substrat creux)……38

Figure VI.03 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique. (V =0.967 m/s)……...39

Figure VI.04 **:** le profile de la vitesse axiale (V =0.967 m/s)…….39

Figure VI.05 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique. (V =10 m/s)……....40

Figure VI.06 **:** un profile de la vitesse axiale (V =10 m/s).…….....40

Figure VI.07 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique. (V =20 m/s)…….41

Figure VI.08 **:** un profile de vitesse axiale (V =20 m/s) …….....41

Figure VI.09 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique a la pressens du creux surfaciques (V =0.967 m/s) …….42

Figure VI.10 **:** un profile de vitesse axiale (V =0.967 m/s)substrat lisse et creux...42

Figure VI.11 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique avec pressens des creux surfaciques (V=10m/s) …….43

Figure VI.12 : profile de la vitesse axiale(V=10m/s)substrat lisse et creux.……..43

Figure VI.13 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (V=20m/s)……..…….…44

Figure VI.14**:**un profile de la vitesse axiale (V=20m/s)substrat lisse et creux.….44

Figure VI.15 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =373 k, T_{air} =300 k , $T_{substrat}$=298K)…….…….45

Figure VI.16**:**un profile de la température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =300 k , $T_{substrat}$=298K…….……45

Figure VI.17 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)……....46

Figure VI.18**:** profile de température axiale (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)…….……46

Liste de Figure

Figure VI.19 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K)…….……47 **Figure** VI.20**:** profile de la température axiale(T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K)……..……47
Figure VI.21 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =300 k , $T_{substrat}$=298K)
……..…..48
Figure VI.22**:** profile de la température axiale(T_{argon} =373 k, T_{air} =300 k , $T_{substrat}$=298K……..48
Figure VI.23 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)
…….49 **Figure** VI.24**:** profile de la température axiale (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)……...49 **Figure** VI.25 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K)…..……..50
Figure VI.26**:** profile de la température axiale surfaciques (T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K)……...……50 **Figure** VI.27 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288K $T_{substrat}$=323K) ……51
Figure VI,28**:** profile de température axiale(T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)……51
Figure VI.29 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)……..52 **Figure** VI.30**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)……52 **Figure** VI31 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K) 53
Figure VI.32**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K) 53
Figure VI.33 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)…….54
Figure VI.34**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K) substrat lisse et creux……54

Liste de Figure

Figure VI.35 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=373K)……..55

Figure VI.36**:** profile de la température axiale(T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=373K) substrat lisse et creux……....55
Figure VI.37 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K)……..56
Figure VI.38**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K) substrat lisse et creux……..56 **Figure** VI.39 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (R=0.00125m)……..57 **Figure** VI.40**:** profile de température axiale à la présence des creux surfaciques (R=0.00125m) ……57 **Figure** VI.41 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (R=0.0025m)…..……..58 **Figure** VI.42**:** le profile de température axiale au centre de l'argon……...58 **Figure** VI.43 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (R=0.002m)……...59
Figure VI.44**:** profile de la température axiale……59
Figure VI.45 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques de rayon R=0.00125m (V=0.967m/s) ……...60
Figure VI.46**:** un profile de la vitesse axiale (V=0.0967m/s) substrat lisse et creux.60
Figure VI.47 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques de rayon R=0.0025m (V=0.967m/s)……..61
Figure VI.48**:**un profile de la vitesse axiale de rayon de creux (R= 0.00125, 0.002,0.0025m)……...61
Figure VI.49 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la présence des creux surfaciques de rayon R=0.002m (V=0.967m/s)……...62
Figure VI.50**:**un profile de la vitesse axiale variable du creux…….62

liste de tableau :

TAB. 1.1 – Coefficients du modèle k − ε de Chien [4]…….....……..19
TAB. 1.2 – Coefficients du modèle k − ε de Bézard [2]…….....…….21
TAB. 1.7 – Coefficients du modèle kθ – ε…….....…..21

Liste de Figure

Table de matière

Dédicaces ……
Remerciement……
Table de matière …….
Liste de figure ……..
Liste de tableau……
Introduction générale…….
Chapitre (I):
I.1. Recherche bibliographique……02
I.1.1 Jet plasma …….03
I.1.1.1Les torche à plasma…….03
I.1.1.1.2. Lois générales…….04
I.1.1.2. Substrat ……....04
I.1.2. Project thermique ……...05
I.1.2.1.principe de base……..06
I.1.2.2 .principaux types de projection thermique ……06
I.1.2.3. Flamme simple ……..…06
I.1.3 Les application de jet plasma ……..07
I.1.3.1 .Les application ……..…..…07
I.1.3.2 .Les histoires ……07
I.2. Prospérité de matériaux utilisé…….....10
I.3.1 .L'interaction entre l'écoulement du gaz plasmagène et le gaz……10
I.3.2. L'interaction entre l'écoulement du gaz plasmagène et le substrat……11
I.3.2.1. Le traitement cinématique des particules ……..….11
Conclusion……..12
Chapitre (II):
Introduction……..……...13
II.1 Modélisation de L'écoulement de Turbulent …….……..….13
II.1.1 Equation de Navier-Stokes …….……13
II.1.2 Equation de continuité …….…..…13
II.1.3 Décomposition de Reynolds ……..……..14
II.1.4 Les équation des mouvements moyennes……..…...…14
II.1.4.1 Équation de continuité de mouvement moyen ……...14
II.1.4.2 Équation de Navier-stocks moyenne …….……14
II.1.4.3 Equation de transport des tensions de RENOLDS ……..15
II.1.4.4 Équation de l'énergie cinétique fluctuante ……....16
II.1.4.5 Équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique fluctuante ……..…….17
II.1.5 Problème de fermeture des équations ……..……17
II.1.5.1 Bilan des équations et des inconnues ……17
II.1.6 Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence…….…...17
II-2-6-2 Hypothèse de viscosité turbulente de bousines …….……17
II.1.6.3 hypothèse de longueur de mélange de Prandtl …….…….17
II.1.7 Les modèles de turbulence et leurs classifications ……...18
II.1.7.1Les modèles à viscosité turbulence algébrique ……...18
II.1.7.2 Les modèles à une équation de transport……..18

II.1.7.3 le modèle k-ε et RNG……...…19
II.1.7.4 Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds……...20
II.2 Modélisation du transfert de chaleur……...……22
II.2.1 Equation d'énergie…….….22
II.2.1.1Transferts de chaleur en écoulements incompressibles…….22
Conclusion……..23
Chapitre (III):
Introduction……...…24
III.1 Méthodes de discrétisation ……...…...24
III.1.1 Méthode des différences finies ……...…24
III.1.3 Méthodes des éléments finis ……..…..…25
III.1.3.1 Présentation de la méthode ……..……25
III.1.3.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis ……26
III.1.3.2.1 Formulation variation elle forte ……..…26
III.1.3.2.2 Formulation variation elle faible ……26
III.1.3.3 Forme générale des équations du système …….27
III.2 Maillage……....27
III.2.1 Discrétisation……28
III.2.1.1 Terme temporelle……...…28
III.2.1.2.2 La méthode SUPG……...….29
III.2.1.2.3 Approche Colloquée De Galerkin……...….29
III7.5.2 Méthode de Petrov-Galerkin……..……..29
III.2.1.3 Terme de Diffusion……...…30
III.2.1.4 Termes source……..…30
III.3 Discrétisation de l'équation de chaleur par élément fini……....31
III.3.2 Forme discrétisée : éléments finis……31
III.3.2.1 Représentation élémentaire (ou locale) du champ de températures……...32
III.3.2.2 Représentation globale du champ de températures……..32
III.3.3 Discrétisation de la forme intégrale faible……..……..31
II.4.2.2 les méthodes eulérienne……...……..33
III.5 Résolution numérique ……...….34
Conclusion …….……..35
Chapitre (VI):
Introduction……..…36
Partie (I) Etude de l'influence de la Variation de Vitesse de jet ……..……. 38
Partie (II) variation la température d entré…… ……..... 44
Partie (III) variation de température de substrat…… …….50
Partie (VI) variation du creux de substrat…… ……...…56
Conclusion ……..…63
Conclusion générale……..….64

Introduction générale

Parmi les procédés de projection thermique, la projection plasma de nanoparticules offre des perspectives intéressantes en termes de microstructure et de qualité des dépôts. Le changement d'échelle de la microstructure (micrométrique à nanométrique) permet d'améliorer les propriétés fonctionnelles des pièces revêtues.

Cependant, la faible inertie des nanoparticules oblige à les introduire par le biais de suspensions colloïdales (solvant aqueux ou éthanol) injectées par voie mécanique (dans notre cas), pour qu'elles aient une énergie cinétique suffisante pour arriver au cœur de l'écoulement plasma.

Du fait des conditions extrêmes du procédé (hautes températures, faible taille des particules, phénomènes ultrarapide), l'approche expérimentale reste difficile à mettre en œuvre pour observer les différentes étapes du processus, les analyser et en tirer des améliorations sur le contrôle du procédé.

Dans cette étude, nous cherchons à l'interaction entre un jet plasma et géométrie d'un écoulement turbulent est représentée par une distribution du chauffage discontinue.

Le présent travail est divisé en quarts chapitres. Dans le premier chapitre, une brève recherche bibliographique portant sur le un chapitre consacré à la revue bibliographique présente les principaux résultats concernant les torches à arc soufflé. Il est complété par une description de la torche utilisée lors de cette étude et les applications de jet plasma . Dans le second chapitre, on utilisant les équations de Navier-stock et Reynolds pour modélisation des écoulements turbulents. Une formulation mathématique du problème et les équations de bases gouvernant le comportement de l'écoulement ainsi que les conditions aux limites associées font l'objet de ce chapitre.

Cependant, le troisième chapitre est consacré à la résolution numérique des équations complètes décrivant le problème en utilisant la méthode des éléments finis et déférences finies.

Le quatrième chapitre propose une conclusion générale sur notre travail de simulation numérique puis des recommandations pour le futur sont formulées en vue d'améliorer les résultats obtenus.

Les résultats obtenus ont été présentés par des courbes analysées et commentées.

L'exploitation des ces résultats et leurs discutions

Enfin, on achève notre travail par une conclusion générale retraçant les principaux résultats trouvés dans cette étude ainsi que les perspectives futures.

CHAPITRE I RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

1. Recherche bibliographique :

Cette partie et consacré a la revue de défirent investigation

Liste des chercheurs et des experts dans le domaine jet plasma :

Langmuir et Tonks (1923):

C'est en 1923 que les physiciens Langmuir et Tonks [1.1] ont introduit la première fois le terme plasma pour désigne le gaz ionise contenu dans un tube de décharge.

La physique des plasmas, science du 20e siècle est née de l'étude des décharges dans les gaz. Depuis 1920 cette discipline s'est considérablement développée en raison de son intérêt(milieux naturels, applications industrielles), intégrant l'essentiel des connaissances de la physique moderne. Dans la nature, le plasma constitue le quatrième état de la matière et fait suite, dans l'ordre croissant des températures, aux états solides, liquides et gazeux. La phase plasma correspond, a l'équilibre thermodynamique, a l'ionisation totale d'un gaz par collision entre les particules neutres. Cette situation ne peut être atteinte, dans ces conditions, qu'a très haute température (supérieur a 50000 K) afin que l'énergie d'agitation thermique soit du même ordre que le seuil d'ionisation des neutres.

M. AFIFI, B. PATEYRON, G. DELLUC, P. FAUCHAIS, Modélisation tridimensionnelle de l'histoire thermique de matériaux chauffés par un jet plasma. Application à la projection plasma et aux traitements thermiques Journal of High Température Chemical Processus, Colloque

S. DYSHLOVENKO, B. PATEYRON, L. PAWLOWSKI AND D. MURANO , Numerical simulation of hydroxyapatite powder behavior in plasma jet, Surface and Coatings Technology, 2004

J.F. BRILHAC, J.F. COUDERT, B. PATEYRON, P. FAUCHAIS, Measurement of the velocity of the plasma jet of a d.c. vortex plasma torch. Proc. 11th International Symposium on Plasma Chemistry, Loughborough. England, 1 pp 192-197 (Ed. Prof. Harry) (Pub. Univ. of Loughborough (1993).

B. PATEYRON, G. DELLUC, M. EL GANAOUI, A. VARDELLE, M. VARDELLE, J. F..

COUDERT AND P. FAUCHAIS. Transfert de chaleur et de masse dans Journée thématique CEA/SFT : transferts de chaleur et de masse dans les jets. Paris, 14 Mars 2001 déterminer la longueur de l'âme de liquide.

ininterrompue Fuller et al (2000) ont étudié les effets de l' angle d'injection sur les processus de la débâcle jets de liquide de turbulences dans cross flow subsonique et définis un paramètre de régime rupture de sur la base de conditions de fonctionnement du jet Bellofiore et al .

(2007) ont réalisé des études relatives à l'injection de liquide dans un le flux d'air transversal à haute pression et à la température qui correspond à la gamme d conditions d'exploitation de maigre, de pré mélange , prevaporized (LPP) les turbines à gaz jet liquide trajectoire , l'emplacement de la rupture , d'une dispersion en phase liquide dans la phase gazeuse , le jet d'atomisation et évaporation étaient les paramètres étudiés

I.1.Jet plasma :

Le procédé de traitement de surface par jet plasma s'inscrit dans le cadre du développement durable des écotechnologies. Il se présente comme un procédé propre et innovant au regard d'autres procédés de traitement de surface (voie chimique, grenaillage, jet d'eau, …). Il consiste à projeter sur une surface un jet d'argon avec l air issu d'un réservoir à très haute pression (300-380MPa) et basse température (-150°C), sans générer de déchets additionnels par recyclage du gaz ‹‹neutre›› dans l'atmosphère.

I.1.1.Les torches à plasma

Bien que moins nombreuses que les études sur les jets turbulents, nous pouvons trouver dans la littérature des études sur les jets laminaires. Ces derniers sont étudiés aussi bien expérimentalement que par le biais de simulations numériques. Nous allons détailler ci-dessous les résultats majeurs des travaux existants. Après cet état de l'art, nous présenterons la torche utilisée lors de ce travail.

Les torches à arc libre comportent 3 éléments essentiels : la cathode, l'anode et la buse. Le schéma de ce type de torche est présenté sur la figure 1.1. Ce type de torche est appelée communément en industrie TIG (Tungstène Inerte Gas). Il est utilisé pour le soudage de pièces métalliques. La buse, dans la majorité des cas est en céramique, a pour objectif de gainer le gaz plasmagène. Un arc est créé entre une anode à géométrie plane et une cathode pointue. Le plasma d'un tel arc est formé librement dans l'espace. Sa forme ne dépend que du type, de la géométrie et du matériau des électrodes, la distance inter-électrodes, des paramètres électriques de la décharge et de la composition chimique et des propriétés de convection du gaz de décharge. La cathode et l'anode utilisées pour ce type d'arc ont les mêmes caractéristiques que celles utilisées pour les arcs soufflés.

La température des arcs libres est supérieure à celle obtenue en arc soufflé (de quelques milliers de kelvins) que ce soit en sortie de tuyère ou lorsque l'on s'éloigne de la pointe de la cathode. Lesflux thermiques sont aussi plus élevé s pour les arcs libres. Cependant, ils dépendent aussi de la nature du gaz plasmagène.

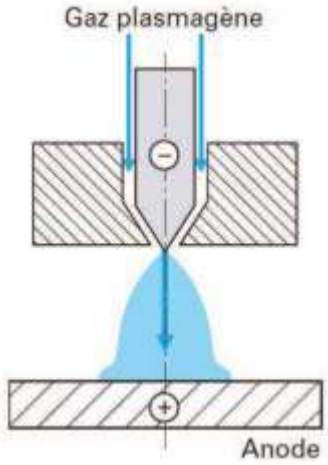


Figure I.1 – Schéma d'un arc libre (pointe - plan)

I.1.1.2.Lois générales :

La pression du gaz dans un plasma thermique est relativement élevée ce qui augmente le nombre des collisions entre les particules (neutres, excitées, non excitées, ionisées) et qui favorise ainsi la transmission de l'énergie. Il en résulte un plasma qui se trouve dans un équilibre thermodynamique local, autrement dit, toutes ces particules ont pratiquement la même quantité d'énergie qui est élevée- ce qui se traduit par l'appellation "chaud". Dans cette partie, nous allons décrire les phénomènes à l'origine du transfert d'énergie entre les différentes particules d'un plasma, puis calculer la composition d'un plasma d'argon+l air et en fin déduire son indice de réfraction en fonction de sa température. Le calcul de l'indice de réfraction sera utilisé en annexe pour étudier un effet de mirage sur un arc libre.

I.1.2.Substrat :

Toutes sortes de substrats peuvent être utilisés mais des incompatibilités existent avec certaines techniques (fragilité, sensibilité thermique, forme trop complexe ou inaccessible) ou avec le matériau d'apport (problème de mouillabilité, adhérence, dilatation différentielle)

La normale de la pièce à traiter peut avoir plusieurs inclinaisons par rapport à la direction du jet. Nous considérons ici une incidence normale sur l'objet. La température et la vitesse maximales à l'entrée sont choisies 353K et 0.967 m/s. La cible est à 125 millimètres de la sortie de la torche. Les résultats. Il est bien démontré que les distributions de la température et de la vitesse axiale changent considérablement. Les résultats actuels sont conformes aux résultats numériques donnés par [1.4]. Il est, donc, plus intuitif de prendre en compte la

condition aux limites due au substrat, tant que les caractéristiques du jet plasma affectent directement les histoires thermiques et dynamiques des particules injectées.

I.2.Project thermique :

La projection thermique est une technique qui permet de produire des dépôts de matière à la surface de composants mécaniques afin de leur conférer des propriétés d'usage spécifiques. Parmi les techniques de projection thermique, le procédé de projection à la torche à plasma est l'un des plus utilisés et les applications des dépôts réalisés par cette technique sont nombreuses et diverses.

Lorsqu'on parle de torches à plasma, on pense souvent aux torches à plasma d'arc utilisées Pour le soudage, la découpe, le dépôt par projection, pour le traitement de déchets ou aux torches ICP utilisées en analyse, pour la synthèse de silice de haute pureté (fabrication de fibres optiques) ou pour la fabrication de poudres nanométriques .une application récente concerne la production de nanoparticules. Ces torches produisent des plasmas thermiques.

Dans un plasma thermique, l'énergie des électrons est très proche de celles des ions et des Espèces neutres, de sorte qu'il est caractérisé par des températures élevées (8000 - 1500 K) et Des densités électroniques de l'ordre de $10^{23}m^{-}$.

A l'équilibre thermodynamique local (ETL ou LTE en anglais), la densité des états excités k est donnée par l'équation de Saha- Boltzmann.

$$n_k^{SB} = \frac{h^3}{(2\pi n_e k_B T_e)^{3/2}} \frac{n_e^2 g_k}{2g_+} exp\left(\frac{E_k}{k_B T_e}\right)$$

Ou K_B est la constante de Boltzmann, Ek est l'énergie d'ionisation du niveau k, g_k et g_+ sont les poids statistiques respectifs des niveaux k et fondamental.

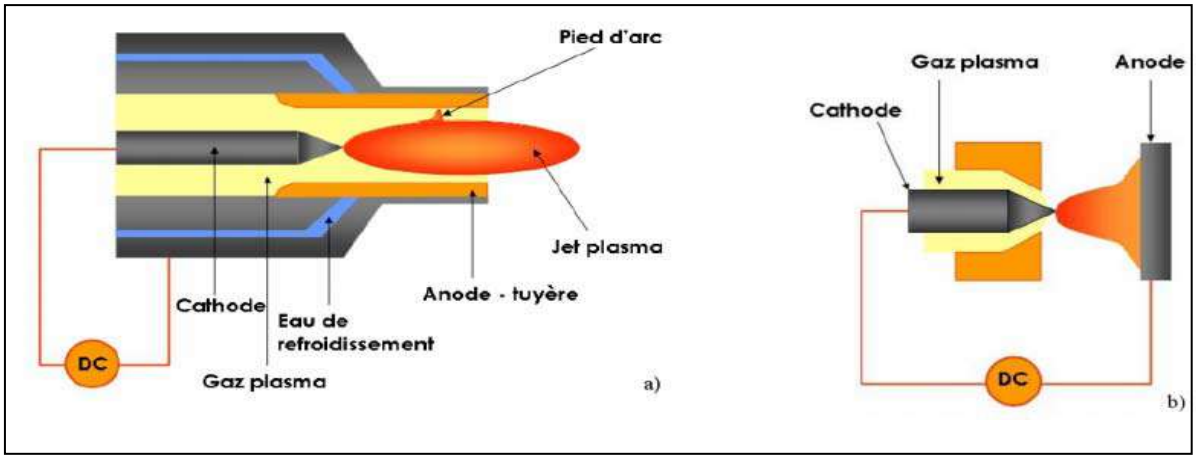


Figure I.2 – Schémas des torches à plasma d'arc: a) arc soufflé, b) arc transféré

I.2.1Principe de base :

Tous les systèmes de projection thermique possèdent un gaz vecteur servant à accélérer et transporter jusqu'au substrat de fines particules (typiquement 5 à 100 micromètres) qui peuvent être à l'état liquide, pâteux voir solide. Ce gaz vecteur peut être aussi source enthalpique, permettant de chauffer ces particules jusqu'au point de fusion. D'autres procédés utilisent un arc électrique pour fondre le matériau. Les particules ainsi projetées sur le substrat s'écrasent selon leur vitesse, état physique, température etc. L'accumulation des particules sur le substrat permet de réaliser le revêtement.

I.2.2Principaux types de Projection thermique :

Il existe de nombreuses manières de réaliser la projection thermique mais les plus couramment utilisées dans l'industrie sont la projection par chalumeau, par arc fil, par flamme supersonique et par plasma d'arc soufflé

Les techniques de projection thermique à la torche à plasma recouvrent des procédés spéciaux pour lesquels les caractéristiques et les propriétés en service des dépôts sont indirectement couplées aux paramètres opératoires contrôlables par l'opérateur (paramètres extrinsèques) via des paramètres non directement contrôlables par l'opérateur (paramètres intrinsèques) :

- les propriétés en service des dépôts découlent de leur composition et structure ;
- les structures des dépôts résultent des caractéristiques à l'impact des particules fondues (quantité de mouvement et viscosité), de la température du substrat à revêtir et des conditions cinématiques de projection ;
- les caractéristiques à l'impact des particules fondues dérivent des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport du jet enthalpique et des paramètres d'injection des particules ;
- les propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport du jet enthalpique sont dépendants à leurs tours de l'ajustement des paramètres opératoires de puissance.

I.2.3.Flamme simple :

Ce procédé utilise la combustion d'un gaz pour projeter le matériau d'apport sur le substrat. En général, on utilise un chalumeau. Cette technique est très simple et très répandue dans l'industrie, mais elle est limitée en température et en vitesse de projection. Il est possible de projeter indifféremment le matériau sous forme de poudre ou de fil.

I.3.Les application de jet plasma :

I.3.1.Les application :

Les domaines applicatifs sont très larges, du simple zingage pour les infrastructures métalliques (ponts), aux applications de plus haute technologie comme dans les moteurs à réaction d'avion avec la popularisation des abordables (matériaux très friables permettant à chaud de réduire les fuites par l'adaptation des dimensions lors de la mise en service). Ainsi on pourra noter son utilisation en électrotechnique, dans le médical h(prothèses), les turbines à gaz, l'automobile (molybdénite des bagues de synchronisation entre autres), le nucléaire etc

I.3.2.Les Histoires :

Au début des années 1990, le laboratoire national de l'Idaho aux Etats-Unis avait eu pour mission d'ouvrir des bacs à vidange contenant des déchets de matériaux contaminés par du plutonium radioactif. Les technologies disponibles à l'époque, telles que les scies métalliques, les torches à plasma et oxyacétyléniques ainsi que le jet d'eau, ne pouvaient pas être utilisées pour réaliser cette opération car elles présentaient des inconvénients sérieux et des limites environnementales.

En effet les scies métalliques génèrent des étincelles susceptibles d'enflammer les gaz piégés dans ces bacs. Les torches à plasma et oxyacétylénique pourraient enflammer le contenu et causer des incendies et des explosions. Quant à la technologie du jet d'eau, elle utilise des quantités importantes d'eau qui pourraient induire une contamination croisée de l'eau, et aggraver les problèmes de contamination et d'élimination déjà existants.C'est dans ce contexte particulier que naquit dans ce laboratoire l'idée d'utiliser, dans un premier temps un gaz comprimé, et un peu plus tard de l'azote comme outil de découpage.

Depuis sa création en 2001, la société américaine NitroCision a été un acteur principal dans l'exploitation de cette technologie.

En 2003, Nitro Cision a présenté sa technologie NITROJET utilisant de l'azote liquide sous haute pression et à basse température, pour des applications commerciales et industrielles de traitement de surface : décapage, nettoyage, découpage …etc. En 2005, la techno-logie a été repérée par le CRITT TJF&U de Bar le Duc, spécialiste français de la technologie des jets fluides à hautes pressions. Conscient du potentiel technologique et environnemental du procédé, le CRITT TJF&U a développé une plate forme

expérimentale unique en Europe autour de la technologie américaine NITROJET Le caractère récent de la technologie et l'absence de toute référence bibliographique à

son sujet ont soulevé plusieurs questions concernant à la fois le comportement thermodynamique du jet d'azote depuis la buse d'injection jusqu'à la cible (matériau à traiter), et les mécanismes mis en jeu lors de l'interaction jet/matériau. Dans ce contexte, le projet JAZOLTHOP lancé par le CRITT TJF&U, est le fruit d'une collaboration entre des partenaires universitaires, le Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) de Nancy, le Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux de Metz (LPMM) maintenant intégré au LEM3 (Laboratoire d'Etude des Microstructures et de Mécanique des Maté- riaux), et des industriels : Nitrocision LLC (Idaho Falls, USA), Procer (Saint Louis), Technilor (Hagondange) et CM2T (Longwy), qui vont assurer l'évaluation des résultats scientifiques obtenus et le développement de la technologie dans l'environnement industriel régional.

De son coté, le LEM3 s'est engagé pour contribuer à la compréhension du ou des

mécanismes intervenant lors de l'interaction jet/matière. L'étude de cette interaction pourrait contribuer à la constitution d'un outil puissant et efficace pour développer le procédé. En outre, des résultats scientifiques sur le comportement des matériaux pourraient être obtenus en les soumettant de cette façon à une sollicitation thermomécanique originale.

Les jets de plasma sont largement utilisés dans l'industrie, dans les laboratoires pour des applications allant du traitement des déchets, à la découpe de pièces métalliques jusqu'aux dépôts de couches de protection. Dans la majorité de ces applications, les jets de plasma sont utilisés en régime turbulent. Ce régime est caractérisé par de fortes fluctuations panache, peu attractives dans le domaine du traitement des matériaux, car elles réduisent la répétabilité et le contrôle des processus. Des jets de plasma aux caractéristiques beaucoup plus stables peuvent être produits en réduisant le débit de gaz plasmagène. Ces jets de plasma sont appelés jets de plasma laminaire. Peu d'études ont été menées sur ce type de jet limitant le développement de ces torches. L'objectif du travail présenté dans ce mémoire est de réaliser l'étude d'un jet de plasma d'argon en régime laminaire à pression atmosphérique. Le diagnostic du jet a été réalisé par spectroscopie optique d'émission à partir de l'enregistrement des spectres atomique et moléculaire d'éléments présents dans le jet. Par ailleurs, ces résultats ont permis de montrer que le jet de plasma pompait l'air extérieur dans lequel fonctionnait la torche. En outre, les champs de vitesses du jet de plasma ont été mesurés par un tube de Pitot. Les distributions de températures et de vitesses déterminées expérimentalement ont été comparés aux résultats

d'un modèle numérique. Pour finir, nous avons développé une méthode de mesure de la température du jet de plasma à partir des spectres d'émission des molécules .

La présente étude est une extension des études antérieures effectuées sur des

jet de liquide rond turbulent dans l'air encore et écoulement transversal uniforme . Rayleigh (1878) dans son papier classique a montré que l'éclatement de jet est la conséquence d' hydrodynamique instabilité . Kuehn (1925) , Weber (1931) , DeJuhasz et al . (1932) et Lee et Spencer ont réalisé des études liées à la turbulence dans les jets de liquide . Laufer (1950) et Ranz (1956) a également étudié le comportement de jets turbulents à phase unique et le rôle joué par les conditions de sortie de jet tout Tennekes et Lumley (1972) , Hinze (1975) et Schlichting (1979) , a examiné et rapporté un travail similaire. Phinney (1973) , Hoyt et Taylor (1977) , Reitz et Bracco (1982) , la pression par la suite étudié pulvérisations atomisées dans les gaz fixes et également concentrés sur la visualisation de la zone proche de l' injecteur de s'écouler . Arai et al . (1988) , Hiroyasu et al. (1991) et Karasawa et al. (1992) ont montré que pour flux supercavitante l'éclatement de jet pourrait être supprimée . Plus récemment Ruff et al Tseng et al . (1992) , Wu et al. (1991 , 1993, 1995) , Faeth et al . (1991) (1992 ,1991 , 1989)

Hsiang et al. (1993, 1995) et Sallam et al . (2002) ont appliqué ombroscopie pulsé techniques d'absorption de l'holographie et de rayons gamma pulsés pour étudier le primaire et propriétés de la débâcle de jet secondaire pour jets turbulents turbulents / non , leurs propriétés de surface le développement de

leurs flux , leurs propriétés de mélange pour différentes géométries d'injecteurs et essai. conditions et venu avec phénoménologique analyses pour expliquer leurs

observations.

Les théories qui attribuaient la désintégration de jet uniquement à la friction de l'air étaient démentie par l'injection des jets dans des chambres évacués et la réalisation de désintégration par varier la pression que (Lee et Spencer, 1933). Les changements dans le flux interne buse " s "motif causée par la séparation et cavitation effets exposition d'hystérésis et la jets correspondants ont de courtes longueurs de la débâcle (Lin et Reitz, 1998). Fargo et Chigier ont classé l'éclatement en trois catégories principales, (1) Type de Rayleigh rupture jet désintégration par l'intermédiaire du mécanisme de feuille étirée (ligaments de type membrane) jet désintégration par les ligaments de type fibre qui décollent de l'interface gaz liquide Outre les études mentionnées ci-dessus un certain nombre de chercheurs a étudié aspect différent de jets liquides turbulents à la fois dans l'air toujours aussi bien que dans crossflow comme mentionnée ci-dessous

Sallam et al . (1999) ont étudié la rupture primaire turbulent de jets de liquide annulaires encore de l'air , y compris ligament et la formation de gouttes et de la débâcle Marmottant et Villermaux (2004) ont expérimenté sur le jet coaxial à l'air calme et constaté que le jet subit une capillaire Plateau- Rayleigh instabilité . Lasheras et Hopfinger a déclaré que la dynamique ratio de flux M est le qui paramètre principal (2000)Jet

I.2.prospérité de Matériaux utilisé :

Un très grand nombre de matériaux sont utilisables avec l'ensemble des techniques ou avec une en particulier en forme de poudres, fils ou cordons. Tous matériaux peuvent être projetés. Cependant, les matériaux qui fondent en se décomposant tels que l'hydroxyapatite ou YBCO ou ceux qui n'ont pas point de fusion, tel que graphite doivent être préparés avec plus de précautions. Soit par l'optimisation de paramètres de la projection (hydroxyapatite partiellement fondu), soit par une préparation de poudres avec les particules enrobées (graphite enrobé par nickel). Plusieurs matières organiques peuvent être projetées par les torches appropriées. Les métaux et les céramiques sont traditionnellement fréquemment employés, ils peuvent aussi être utilisés en de composites pour modifier les propriétés du revêtement. Par exemple, les composites de carbures WC avec Co ou Ni sont très souvent projetés. La particularité du WCCo est une forte augmentation de la dureté de la pièce de l'ordre de 900 à 1000 HV 0.3.

3.1. L'interaction entre la géométrie de l'écoulement et gaz plasmagène:

Porteur La poudre est injectée dans l'écoulement plasma à l'aide d'un gaz porteur. Cependant, les modèles 2-D ne tiennent pas compte de ce gaz et de son interaction potentielle avec le jet de plasma. Les travaux effectués en géométrie 2-D, en particulier par Dussoubs, Xiong, Remesh et Chen [1.1][2][1.4] [1.3] , ont montré que son influence était d'autant plus marquée que sa quantité de mouvement était importante par rapport à celle du plasma. Cette influence se manifeste par une déviation du jet de plasma et par son refroidissement. Ces effets sont plus marqués en injection interne.

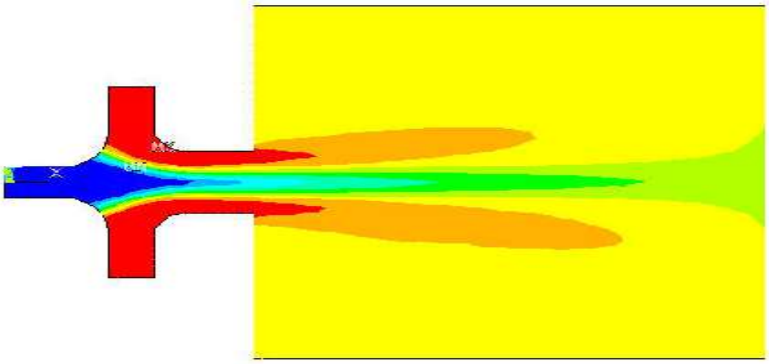


Figure 1.3. : Champs de température d'un mélange

La figure 1.2 montre, par exemple, les champs de température du jet dans un plan Perpendiculaire à l'axe de la torche à 3 mm de la sortie de tuyère sans injection de gaz porteur et avec une injection externe ou interne de gaz porteur. Cette étude tridimensionnelle a été réalisée par Remesh à l'aide du logiciel Ansys. Elle souligne bien la perturbation des isothermes par le gaz porteur. Cet effet est également mis en évidence dans l'étude 2-D de Li et Chen [84] qui ont étudié l'injection d'un gaz d'argon dans un jet de plasma d'argon s'écoulant dans de l'air à la pression atmosphérique. Le gaz porteur est injecté 0,75 mm avant la sortie de torche par un injecteur de 20 mm de diamètre à la vitesse de 0.967 m/s. Les résultats ont montré que l'effet du gaz (air) sur le jet et le comportement des particules pouvaient être important.

I.3.2. L'interaction entre l'écoulement du gaz plasmagène et le substrat :

La présence d'un substrat dans le domaine de calcul sur lequel impacte le jet perturbe les champs de vitesse et de température de l'écoulement.

Sa prise en compte dans les calculs nécessite, d'une part, la description des couches limites dynamiques et thermiques qui se développent sur le substrat et d'autre part, L'adaptation du modèle de turbulence.

Les couches limites sont traitées soit par des lois de parois en imposant une température ou un coefficient de transfert de chaleur, soit par une reconstitution de la couche limite par un maillage fin, Bolot et al. ont comparé les flux théoriques au substrat en utilisant soit un modèle de turbulence double couche (modèle de Chen-Kim)soit des lois de parois de type logarithmique, soit la loi de Reichardt. Le flux calculé par le modèle couches est 3 fois plus élevé que ceux prédit par les lois de parois.

I.3.2.1. Le traitement cinématique des particules :

Si les différents auteurs s'accordent à considérer la force de traînée, comme la force la plus importante, il reste à l'évaluer de façon satisfaisante dans le cas d'un écoulement plasma.

Cette force est déterminée à partir du coefficient de traînée C_D défini comme le rapport de la force de traînée qui s'exerce sur la particule par unité de surface à l'énergie cinétique de l'écoulement vu par la particule :

Conclusion :

Cette étude bibliographique sur la formation des déports par éjection plasma met en évidence leurs application et leur axes de développement .la relation de déports a partie d'une poudre nécessite une étude très soigné de condition de fabrication de la poudre .dans ce travail nos objective seront plus liés a la compréhension et au contrôle d mécanismes intervenant lors de la projection plasma et nous attacherons a l'étude a l'optimisation du précédé on étudient on compartiment thermomécanique des particules dans le jet plasma ainsi que l'étalement sur la substrat dans les différances condition .ce paramètres seront corrèles a la croissant des déports et a leur prospérité .les interaction enter différance matériau sont donc possibles sur le substrat lors de la construction de déports .

Introduction :

Nous présentons dans cette partie la modélisation des écoulements d'un fluide incompressible en régime variable, ou les modèles de fermeture sont abordés.

Depuis quelque décennies, Prandtl, Navier-stockes et Reynolds ont pu découvrir les lois fondamentales de la mécanique des fluides, il restait aux ingénieurs et l'homme de science exploiter ces loi et les mètres au service de l'homme.

Dans son ensemble, la mécanique des fluides est gouvernée par trois équations fondamentales. Celles-ci sont l'équation de continuité, l'équation de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie.

II.1 Modélisation de L'écoulement de Turbulent :

La modélisation de la turbulence est une branche de la dynamique des fluides consistant, pour la simulation numérique des écoulements turbulents, à représenter l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen (approches statistiques) ou des échelles non résolues sur les échelles résolues (approches filtrées). En effet, même si l'écoulement d'un fluide (newtonien) est régi par des équations connues, les Équations de Navier-Stokes, dans l'approximation des milieux continus, ces équations n'ont pas de solution analytique, sauf cas très particuliers, et leur résolution numérique (simulation directe) est à l'heure actuelle limitée à certaines configurations académiques, la puissance des ordinateurs étant très insuffisante, et le restera pour encore de nombreuses décennies.

II.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 :

$$\frac{\partial \rho_{kV_k}}{\partial t} + (\rho_k V_k V_k) = \rho_k g - \nabla \rho_k \nabla (2\mu_K s_k) \qquad \text{(II.1)}$$

II.1.2 Equation 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.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \text{(II.2)}$$

II.1.3 Décomposition de Reynolds :

Le passage des équations déterministes aux équations statistiques repose sur la décomposition de Reynolds où tout champ φ ($\varphi = u$, T ou p) se décompose en un champ moyen $\overline{\varphi}$ et en un champ fluctuant $\dot{\varphi}$ de moyenne nulle :

$$\varphi(x,t) = \bar{\varphi}(x,t) + \dot{\varphi}(x,t) \qquad \text{(II.3)}$$

Avec la valeur moyenne de φ est exprimée par la relation suivante :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T}\int_1^T \varphi \, dt \qquad \text{(II.4}$$

Dans le cadre de la modélisation en un point de la turbulence, on ne s'intéresse qu'aux moyennes statiques de la vitesse et de la pression. On décomposé ainsi les grandeurs instantanées selon la règle de Reynolds

$$\mathrm{U}_i = \bar{U}_i + u_i \qquad \text{(II.5)}$$

$$\mathrm{P} = \bar{P} + \mathrm{p}$$

II.1.4 Les équation des mouvements moyennes :

II.1.4.1 Équation de continuité de mouvement moyen :

L'équation de continuité du champ moyen est obtenue par moyenne de l'équation [16]:

$$\frac{\partial \bar{U}_l}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \text{(II.6)}$$

II.1.4.2 Équation de Navier-stocks moyenne :

Toutes les opérations de l'équation (II-1) sont linéaires à l'exception de celui du terme d'advection donc on obtient immédiatement l'équation moyenne suivante [16]:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \mathrm{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + U_j \frac{\partial U_l}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2 \bar{U}_l}{\partial x_j \partial x_j} \qquad \text{(II.7)}$$

Après avoir introduise la décomposition de **Reynolds** on écrit finalement :

$$\frac{\partial \bar{U}_l}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{U}_l}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\tau_{lj}} + R_{IJ}) \qquad \text{(II.8)}$$

L'effet de la moyenne engendre bien entendu une perte d'information, caractérisée ici par l'apparition d'une corrélation inconnue $\bar{U}_l \bar{U}_j$ appelé tenseur de Reynolds.

La condition d'incompressibilité implique :

$$U_i \frac{\overline{\partial U_l}}{\partial x_j} = \frac{\overline{\partial U_l U_j}}{\partial x_j} \qquad \text{(II.9)}$$

Avec $[\tau_{ij}]$ c'est le tenseur des contraintes visqueuses :

$$\left[\tau_{ij}\right]_{définition} = \mu\left[\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i}\right] \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \mu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j}$$

Les tensions de **Reynolds** ou les contraintes de **Reynolds** $\boldsymbol{U_i U_j}$ peuvent être s'écrit sous la forme suivante :

$$\left[R_{ij}\right] = -\rho\begin{bmatrix} \overline{UU} & \overline{VU} & \overline{UW} \\ \overline{UV} & \overline{VV} & \overline{VW} \\ \overline{UW} & \overline{VW} & \overline{WW} \end{bmatrix}$$

II.1.4.3 Equation de transport des tensions de RENOLDS : $\boldsymbol{R_{ij} = \overline{u_i u_j}}$

Les équations de départ son les équations (II.1) et (II.2) dans lesquelles on a introduit l'équation (II.4)

On part de l'équation (II.2) :

$$\frac{\partial(\overline{U_i}+u_i)}{\partial t} + (\overline{U_K} + u_k)\frac{\partial(\overline{U_i}+u_i)}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial(\bar{P}+p)}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2(U_i+u_i)}{\partial x_k \partial x_k} \qquad \text{(II.10)}$$

On fait la différence (II.7)-(II.9) en tendent compte de (II.8):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_k\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial(u_k u_i - \overline{u_k u_i})}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_k} \qquad \text{(II.11)}$$

On peut écrire (II.12) pour l'indice j :

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k} + u_k\frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial(u_k u_j - \overline{u_k u_j})}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} + v\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k \partial x_k} \qquad \text{(II.12)}$$

On multiple (II-10) par *uj* et (II-11) par *ui* et on somme les deux équations obtenus.

En regroupant certains termes, il vient :

$$\frac{\partial u_i u_j}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} + u_k u_j\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + u_k u_i\frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i u_j u_k}{\partial x_k} - u_j\frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_k} - u_i\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} =$$

$$-\frac{1}{\rho}\left[u_j\frac{\partial p}{\partial x_i} + u_i\frac{\partial p}{\partial x_j}\right] + v\left[u_j\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial_k} + u_i\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k \partial x_k}\right]$$

Le passage à la moyenne dans cette équation fait disparaitre les termes de la forme :

$$u_i\frac{\overline{\partial u_j u_k}}{\partial x_k} = \overline{u_i}\frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_k} = 0$$

On obtient alors une équation pour le moment d'ordre 2 ($\overline{u_i u_j}$) qui peut se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u_i u_j}{\partial t} + U_k \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} = P_{ij} + T_{ij} + \pi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} \qquad \text{(II.13)}$$

Cette équation est appelée équation de tension de **Reynolds** ou équation de transport des tensions de **REYNOLDS**.

Le membre de gauche de l'équation (II.12) représente la variation totale des contraintes de REYNOLDS $\overline{u_i u_j}$, le membre de droite se décompose en différentes termes :

$$P_{ij} = -\left[\overline{u_i u_k}\frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k}\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}\right] \qquad \text{Production}$$

$$T_{ij} = -\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k} \qquad \text{Transport turbulent}$$

$$\Pi_{ij} = -\frac{1}{\rho}\left[\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_j}} + \overline{u_j \frac{\partial p}{\partial x_i}}\right] \qquad \text{Gradient de pression-vitesse}$$

$$D_{ij} = v\frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k \partial x_k} \qquad \text{Diffusion visqueuse}$$

$$\varepsilon_{ij} = 2v\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}} \qquad \text{Tenseur de dissipation}$$

II.1.4.4 Équation de l'énergie cinétique fluctuante : K$=\frac{1}{2}R_{ij}$:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{U_k}\frac{\partial k}{\partial x_k} = \underbrace{-\overline{u_i u_k}\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}}_{P_t} \underbrace{-\frac{1}{2}\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k}}_{T} \underbrace{-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{u_k p}}{\partial x_k}}_{\Pi} + \underbrace{v\frac{\partial^2 K}{\partial x_k \partial x_k}}_{D} \underbrace{-v\overline{\frac{\partial u_i \partial_i}{\partial x_k \partial x_k}}}_{\varepsilon} \qquad \text{(II.14)}$$

Avec :

$\boldsymbol{P_t}$: Appelé terme de production turbulence, il caractérise les échanges d'énergie par interaction avec le mouvement moyen.

$\boldsymbol{T}$: Transport turbulent, il s'agit d'une diffusion par effet des fluctuations de la vitesse.

$\boldsymbol{\Pi}$: transport d'énergie cinétique par l'interaction pression-vitesse.

$\boldsymbol{D}$: diffusion visqueuse, transfert d'énergie cinétique par viscosité.

$\boldsymbol{\varepsilon}$: Dissipation turbulente, l'énergie cinétique est dissipée sous forme de chaleur.

II.1.4.5 Équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique fluctuante :

Multipliant l'équation (II.11) par $\left(-2v\frac{\overline{u_k u_i}}{\partial x_j \partial x_j}\right)$ et prenant la moyenne, on obtient le résultat final après quelques regroupements simple [17] :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_J \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -2v\left[\frac{\partial \overline{U_k}\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_j \partial x_k} + \frac{\overline{\partial U_k \partial U_i}\partial U_i}{\partial x_j \partial x_j \partial x_k} + \frac{\overline{U_J U_j}\partial \overline{U_k}}{\partial x_j \partial x_j \partial x_k}\right] \qquad \text{(II.15)}$$

L'équation du taux de dissipation de l'énergie turbulente est plus délicate à interpréter et à modéliser, elle est utilisée pour calculer l'échelle de longueur caractéristique de la turbulence. Cette équation est analogie à celle citée par Bissel [19] en 1972.

II.1.5 Problème de fermeture des équations:

II.1.5.1 Bilan des équations et des inconnues :

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

Cependant, à chaque étape on introduit des inconnues supplémentaires. La 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.

II.1.6 Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence :

$$v_t = c_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \qquad \text{(II.16)}$$

II-2-6-2 Hypothèse de viscosité turbulente de bousines :

$$-\overline{u_i u_j} = v\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \qquad \text{(II.17)}$$

II.1.6.3 hypothèse de longueur de mélange de Prandtl :

$$v_t = L_m^2\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \qquad \text{(II.18)}$$

Qui devient en écoulement de type couche limite :

$$v_t = L^2_m \frac{\partial u_1}{\partial u_2} \qquad \text{(II.19)}$$

L_m : Longueur de mélange.

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

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

II.1.7 Les modèles de turbulence et leurs classifications :

II.1.7.1Les 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 caractéristique s'exprime par l'hypothèse suivante [18]:

$$\mathrm{V} = L_m \sqrt{\left(2d_{ij}\right)^2} \qquad \text{(II.20)}$$

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

$$V_T = L_m V = L^2_m \sqrt{\left(\frac{\overline{oc_1}}{ox_j} + \frac{\overline{oc_1}}{ox_i}\right)^2} \qquad \text{(II.21)}$$

II.1.7.2 Les modèles à une équation de transport :

Ces modèles introduisent dans la définition de V_T au moins une grandeur turbulente décrire par une équation d'évolution si on utilise l'équation de l'énergie cinétique de la turbulence K sous forme modélisé. On pourra déterminer V_T par l'expression du type Kolmogorov-Prandtl [20].

$$V_T = C_\alpha L_s \sqrt{K} \qquad \text{(II.22)}$$

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

II.1.7.3 le modèle k-ε et RNG (modèle à deux équations de transport) :

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

La viscosité turbulente est donnée par la relation :

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}(1 - R_f)^{1/4} \qquad \text{(II.23)}$$

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

$$\varepsilon = \mu \overline{\nabla u' / \nabla^t u'} \qquad \text{(II.24)}$$

Les deux équations de fermeture s'écrivent

$$\rho\left(\frac{\partial k}{\partial t} + (\bar{u}\nabla)k\right) = \nabla\left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k})\nabla k\right) + P(1 - R_f) - \rho\varepsilon \qquad \text{(II.25)}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\bar{u}\nabla)\varepsilon\right) = \nabla\left[\left((\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon})\nabla\varepsilon\right) + C_{\varepsilon 1}\left(P(1 - C_{\varepsilon 3}R_f)\frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}\right]\right. \qquad \text{(II.26)}$$

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

Tableau II.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 part 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 & Launder, 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-ε*** étendu [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 ;

Tableau II.3 : Les constantes du modèle RNG ont pour valeur :

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

II.1.7.4 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 [19] :

$$\frac{\partial(\rho U_k \overline{U_i U_j})}{\partial x_k} - D_{ij} = \frac{\overline{U_i U_j}}{K} \qquad \text{(II.27)}$$

où: $\frac{U_i U_j}{K}$ 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 :

$$\frac{\partial \rho U_k U_i U_j}{\partial x_k} = D_{ij} + P_{ij} + R_{ij} = \frac{2}{3}\rho E \delta_{ij} \qquad \text{(II.28)}$$

$$\overline{U_i U_j} = K\left[\frac{\left(\frac{2}{3}\delta_{ij} + \left((1-C_2)\left(\frac{P_{ij}}{\varepsilon} - \frac{2}{3}\frac{P_k}{\varepsilon}\varepsilon_{ij}\right)\right)\right)}{\left(\rho C_1 + \frac{P_k}{\varepsilon} - \rho\right)}\right] \qquad \text{(II.29)}$$

Avec :

$$P_{ij} = -\rho U_i U_k \frac{\partial U}{\partial x_t} - \rho U_i U_k - \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \qquad \text{(II.30)}$$

La sommation donne la production d'énergie turbulente :

$$P_k = \frac{1}{2}P_{ij} \qquad \text{(II.31)}$$

Pour la redistribution d'énergie, différents modèles sont proposés dans le présent code (TEAM), ils ont utilisés le modèle suivant :

$$R_{ij} = R_{ij,1} + R_{ij,2} + R_{ij,w} \quad \text{(II.32)}$$

Avec :

$$R_{ij,1} = -C_1 \rho \varepsilon \left(\frac{U_i U_j}{K} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \right) \quad \text{(II.33)}$$

$$R_{ij,2} = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) \quad \text{(II.34)}$$

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

$$\left.\begin{aligned} R_{11,w} &= \left[C'_1 \frac{\varepsilon}{K} V'^2 - C_2 C'_2 \left(P_{22} - \frac{2}{3} P_k \right) \right] F \\ R_{11,w} &= \left[-2C'_1 \frac{\varepsilon}{K} V'^2 - C_2 C'_2 \left(P_{22} - \frac{2}{3} P_k \right) \right] F \\ R_{11,w} &= \left[C'_1 \frac{\varepsilon}{K} V'^2 - C_2 C'_2 \left(P_{22} - \frac{2}{3} P_k \right) \right] F \\ R_{11,w} &= \left[-1.5 C'_1 \frac{\varepsilon}{K} \overline{UV} + 1.5 C_2 C'_2 P_{12} \right] F \end{aligned}\right\} \quad \text{(II.35)}$$

Avec :

$$F = \frac{K^{3/2}}{2.\varepsilon X_n} \quad \text{(II.36)}$$

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

$$\frac{\partial(\rho U_1 \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_\varepsilon \frac{K}{\varepsilon} \overline{U_k U_J} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{\varepsilon}{K} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2}) - \rho \varepsilon \quad \text{(II.37)}$$

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

$$\frac{\partial(\rho U_1 \varepsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_\varepsilon \frac{K}{\varepsilon} \overline{U_k U_J} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \frac{\varepsilon}{K} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) - \rho \varepsilon \quad \text{(II.38)}$$

Tableau II.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 :

$$\alpha_{i1} \overline{U'^2} + \alpha_{i2} \overline{U'^2} + \alpha_{i3} \overline{U'V'} + \alpha_{i4} \overline{W'^2} = b_i \quad \text{(II.39)}$$

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 :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{31} & \alpha_{32} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho\overline{U^2} \\ \rho\overline{V^2} \\ \rho\overline{W^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} \qquad \text{(II.40)}$$

Où les coefficients sont définis tel que :

$$\alpha_{ij} \leq 0 \quad \text{Pour} \quad i \neq j \qquad \text{(II.41)}$$

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 :

$$U'U' = -\frac{\alpha_{31}}{\alpha_{33}}U'^2 - \frac{C_{33}}{C_{33}}V'^2 - \frac{\alpha_{32}}{\alpha_{33}}W'^2 - \frac{b_3}{\alpha_{33}} \qquad \text{(II.42)}$$

Toutes les opérations de l'équation (II-1) sont linéaires à l'exception de celui du terme d'advection donc on obtient immédiatement l'équation moyenne suivante [16]:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \mathrm{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + U_j \frac{\partial U_l}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + v\frac{\partial^2 \bar{U}_l}{\partial x_j \partial x_j} \qquad \text{(II.7)}$$

II.2.1.1Transferts de chaleur en écoulements incompressibles :

La modélisation des transferts thermiques convectif et conducator en interaction avec un écoulement incompressible sont modélisés à partir d'une formulation conservative et d'une approche non-conservative [21].

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(VT)T\nabla V\right) + \alpha T = \nabla(\lambda\nabla T) + \phi + S \qquad \text{(II.43)}$$

Le terme $\boldsymbol{\alpha T}$est un terme linéaire laissé à la libre utilisation de l'utilisateur ainsi que le terme source $\boldsymbol{S}$.

Le terme $\boldsymbol{\phi}$ est le terme de dissipation visqueuse donnée par la relation suivante :

$$\phi = 2\mu D_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_i} \qquad \text{(II.44)}$$

Avec :

$$D_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_j}\right) \qquad \text{(II.45)}$$

Conclusion :

Dans ce chapitre présenté la mission de qualifier et de quantifier les modes d'action de l'évacuation de chaleur par l'écoulement d'air.

L'intérêt des modèles du premier ordre K-ε est qu'ils permettent de s'affranchir d'une relation locale entre les tensions de Reynolds et l'écoulement moyen.

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

Parmi les difficultés de modélisation des écoulements de plasma thermiques en extinction, la turbulence Eston interaction avec les phénomènes réactifs est une des plus aiguës. Dans le Casson plasma et courant de dilution sont produits à partir du même gaz, cas qui minimise cette difficulté, une démarche de validation de la modélisation numérique a été effectuée. Cette démarche comprend des cas de validation en écoulement incompressible, en écoulement non réactif à masse volumique variable, enfin des cas de mélange plasma-courant de dilution. Les résultats présentés permettent. De juger de la concordance obtenue entre résultats expérimentaux et résultats de calcul, pour ce type d'écoulement qui présente des difficultés de modélisation en même temps que de métrologie. Dans le cas des réacteurs chimiques à plasma, le problème de T interaction entre la turbulence et les réactions chimiques se pose de façon plus aiguë, et nous avons tenté ici de discuter de quelques aspects de ce problème. Les résultats présentés sur une flamme turbulente suggèrent que T hypothèse d'équilibre chimique instantané peut fournir des éléments intéressants sur la composition d'un mélange réactif, si l'on prend des précautions sur l'exploitation des résultats dans les zones où les temps caractéristiques de la chimie deviennent du même ordre.

CHAPITRE III Méthode numérique

Introduction

Les équations décrites au troisième chapitre sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires, elliptiques et couplées. En raison de leur complexité, ces équations sont résolues à l'aide d'une méthode numérique. Plusieurs méthodes numériques sont disponibles dans la littérature Parmi les méthodes on cite, la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis.

Le principe de ces méthodes est de transformer les équations différentielles en un système d'équations algébriques.

Dans ce chapitre, en se basant sur la méthode des éléments finis. Cette dernière sera appliquée à la résolution de notre problème thermique par notre simulateur ANSYS.

III.1 Méthodes de discrétisation

-Méthode des différences finies.

-Méthode des volumes finis

-Méthode des éléments finis

III.1.1 Méthode des différences finies :

En fonction de maillage que l'on va utiliser : la méthode lagrangienne (sur maillage mobile) et la méthode eulérienne (sur maillage fixe).

La méthode consiste à remplacer les dérivées partielles par des différences divisées ou combinaisons de valeur ponctuelles la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage.

Elle consiste à approximer les dérivées de l'EDP par des troncatures de séries de Taylor.

La substitution de ces approximations dans l'équation différentielle donne les équations aux différences finies.

Avantages: grande simplicité d'écriture et faible coût de calcul.

Inconvénients: Limitation de la géométrie des domaines de calculs, difficultés de prise compte des conditions aux limites portant sur les d étrivés ou les gradients de l'inconnue en général absence de résultats de majoration d'erreurs.

III.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 elle (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.

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, nous exposerons les principales étapes mathématiques de discrétisation de l'équation de chaleur par cette dernière.

III.1.3.1 Présentation de la méthode

La méthode des éléments finis permet donc de résoudre de manière discrète une EDP dont on cherche une solution approchée « suffisamment » fiable. De manière générale, cette EDP porte sur une fonction u, définie sur un domaine. Elle comporte des conditions aux bords permettant d'assurer existence et unicité d'une solution.

Sauf cas particuliers, la discrétisation passe par une redéfinition et une approximation de la géométrie, on considère donc le problème posé sur la géométrie approchée par un domaine polygonal ou polyédrique par morceaux. Une fois la géométrie approchée, il faut choisir un espace d'approximation de la solution du problème, dans la MEF, cet espace est défini à l'aide du maillage du domaine (ce qui explique aussi pourquoi il est nécessaire d'approcher la géométrie). Le maillage du domaine permet d'en définir un pavage dont les pavés sont les éléments finis. Un élément fini est la donnée d'une cellule élémentaire et de fonctions de base de l'espace d'approximation dont le support est l'élément, et définies de manière à être interpolant es (voir Fonctions de base).

Bien qu'il existe de nombreux logiciels exploitant cette méthode et permettant de « résoudre » des problèmes dans divers domaines, il est important que l'utilisateur ait une bonne idée de ce qu'il fait, notamment quant au choix du maillage et du type d'éléments qui doivent être adaptés au problème posé : aucun logiciel ne fait tout pour l'utilisateur, et il faut toujours garder un œil critique vis-à-vis de solutions approchées. Pour cela il existe des indicateurs d'erreur et des estimateurs d'erreur qui permettent d'ajuster les différents paramètres.

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.

Schématiquement Les principales étapes de construction d'un modèle éléments finis peuvent illustrer à la figure suivante **:**

Domaine continu ➡ Discrétisation géométrique ➡ Construction de l'approximation nodale ➡ Calcul des matrices élémentaires ➡ Assemblage ➡ Prise en Compte des Conditions aux limites Et Résolution de l'équation matricielle ➡ Évaluation des Grandeurs

Figure (III.1) : Démarche éléments finis

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

III.1.3.2.1 Formulation variation elle forte :

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

Trouver $U(x)U(x) \in$ espace des solutions *US* tel que :

$$\mathcal{L}(u) - F = 0 \; \forall x \in \Omega B\,(u) = u_0 \; \forall x \in \Gamma u0 \qquad \text{(III.1)}$$

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

III.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 [23]

$$\tilde{u} = \sum_{i=1}^{n} N_i \tilde{u}_i \qquad \text{(III.2)}$$

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

$$\varepsilon = \mathcal{L}\,(u) - F \neq 0 \qquad \text{(III.3)}$$

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

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

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

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

On pose

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

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

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

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 :

Lu = f sur Ω et u = 0 sur $\partial\ \Omega = 0$ (III.7)

III.1.3.3 Forme générale des équations du système [20]:

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

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

$\emptyset$: Variable généralisée

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

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

$S_{\emptyset}$: Termes source.

III.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 a 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 ≪résolution≫ dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc,. . .). Un bon maillage doit également être suffisamment≪ lisse≫

III.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 [23].

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

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

III.2.1.1 Terme temporelle :

Le premier des contributions de la matrice élémentaire est le terme de transition. Sa forme générale est simplement [20]:

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

Avec :

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

Pour le nœud i:

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

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:

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

Si l'approximation localisée de masse est employée.

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

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

Il y a deux méthodes d'intégration temporelles : Newmark et (backward différence) différence en arrière.

La méthode d'intégration de temps de Newmark 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.

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

Ou:

δ = coefficient d'intégration en temps pour la méthode Newmark

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

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

III.2.1.2.2 La méthode SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin) :

L'approche de SUPG se compose d'une discrétisation de Galerkin du terme d'advection et d'un additionnel de diffusion-un terme de perturbation qui agit seulement dans la direction d'advection [20]:

$$\left[A_e^{advection}\right] = \int w^e\left(\frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y c_\emptyset \emptyset)}{\partial y}\right)\mathrm{d(vol)}C_{2\tau}\int \frac{zh}{2u_{max}}\left(\frac{V_x\partial\omega^e}{\partial_x} + \frac{V_y\partial\omega^e}{\partial_y}\right)\left(\frac{V_x\partial(\rho c_\emptyset\emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y c_\emptyset\emptyset)}{\partial y}\right)\mathrm{d(vol)}$$

(III.19)

Où :

$C_{2\tau}$= coefficient global réglé à 1,0.

h = longueur d'élément le long de la direction d'advection.

$$U_{mag} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2} \qquad \begin{cases} 1 & si\ 0 \le p < 3 \\ \frac{p_e}{3} & si\ p_e \ge 0 \end{cases}$$

$$p_{e=}\frac{\rho c_p u_{mag} h}{2\Gamma_\emptyset}$$ Nombre de peclet

Il est clair que pour l'approche de SUPG la maille est raffinée, les termes de perturbation tend à zéro et la formulation de Galerkin approche à l'exactitude du second degré.et donc le terme de perturbation fournit la stabilité nécessaire qui est absente dans la discrétisation pure de Galerkin.

7.5.2 Méthode de Petrov-Galerkin

Méthode de Galerkin conduit à des discrétisations centrées. pour engendrer des schémas décentrés en éléments finis, on met en œuvre la méthode de Petrov-

Galerkin Ψ consiste à utiliser des fonctions-test φ différentes des fonctions d'inter - prolation Ij/pour projeter le résidu R, ((3.55)-(3.56)). Afin d'introduire cette méthode de manière simple, traitons dans un premier temps le problème d'advection-diffusion stationnaire, monodimensionnel, d'une concentration € d'un polluant ou d'une espèce chimique, défini sur l'intervalle

$$v\frac{\partial c}{\partial x} = D\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \qquad v > 0$$

$$\left[A_e^{advection}\right] = \int W^e \left(\frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_x c_\emptyset \emptyset)}{\partial y}\right) d(vol) + C_{2\tau} \int \frac{zh}{2u_{mag}^e} \left(\frac{v_x^e \partial w^e}{\partial_x} + \frac{v_y^e \partial w^e}{\partial_y}\right) \left(\frac{v_x^e \partial(\rho c_\emptyset \emptyset)}{\partial x} + \frac{v_y^e \partial(\rho V_y c_\emptyset \emptyset)}{\partial y}\right)$$

(III.20)

III.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 [20]

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

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 [24]:

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

Une fois que la dérivé dφ est remp lacé par les valeurs nodales et les dérivés de peser fonctionnent, les valeurs nodales seront enlevées des intégrales

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

$$W_x^e = \frac{\partial w^e}{\partial x} \qquad \text{(III.24)}$$

La matrice de diffusion peut maintenant être exprimée comme:

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

III.2.1.4 Termes source :

L'évaluation des termes de source se fait comme suite [20]:

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

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

III.3.2 Forme discrétisée : éléments finis :

La solution analytique de l'équation (III- 30) est en général inaccessible. On est donc conduit à chercher 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.

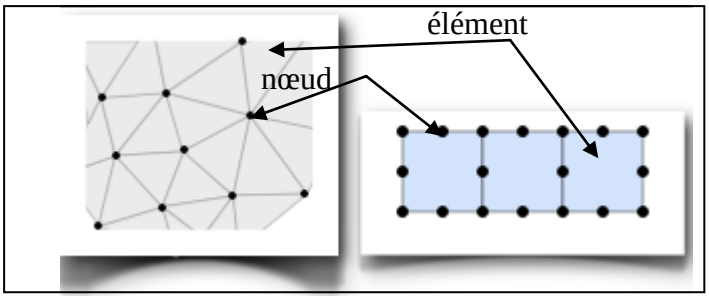


Figure III.5 : domaine plan discrétisé en élément relies eux par nœuds.

III.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 [26].

$$T^e(x,y,t) = [N_1^e(x,y) \dots N_i^e(x,y) \dots N_{n^e}^e(x,y)] \begin{cases} T_1^e(t) \\ T_i^e(t) \\ T_{n^e}^e(t) \end{cases} \quad \text{(III.30)}$$

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

Où :

- n^e est le nombre de noeuds 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)

III.2.1.2.3 Approche Colloquée De Galerkin (COLG):

III.3.2.2 Représentation globale du champ de températures :

Le champ de températures T(x, y, t) a pour expression sur l'ensemble du domaine V

$$\mathrm{T(x,y,t)} = [N_1(x,y) \dots N_i(x,y) \dots N_n(x,y)] \begin{Bmatrix} T_1(t) \\ T_i(t) \\ T_n(t) \end{Bmatrix} \qquad \text{(III.31)}$$

$$\mathrm{T(x,y,t)} = [\mathrm{N(x,y)}]\big(\mathrm{T(t)}\big)$$

Ou :

- n est le nombre de nœuds du maillage.
- les fonctions $N_i(\mathrm{X,y})$ sont les fonctions d'interpolation (ou fonction de forme).
- la matrice $N[(X,Y)]$ est la matrice d'interpolation.
- $\{T\ (t)\}$ est le vecteur des températures nodales.

Les fonctions d'interpolation vérifient les relations :

$$N_i^e(x_i,y_j) = \delta_{ij} \qquad N_i(x_i,y_j) = \delta_{ij} \quad ; \forall\, i,j$$

O(X_i,Y_j) sont les coordonnées du nœud j

III.3.3 Discrétisation de la forme intégrale faible :

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

Et $(\mathrm{grad\ T}) = [\mathrm{B}](\mathrm{T})$ 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 (III.27), il vient :

$$(T^*)\Big([C]\big(\dot{T}\big) + [K](T) - (F)\Big) = 0 \qquad \text{(III.32)}$$

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

Où :

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

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

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

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

II.4.2.2 les méthodes eulérienne

Les méthodes eulériennes sont en général utilisées sur un maillage fixe. Dans ces méthodes, une fonction de présence permet de localiser la présence de volume. L'interface est alors reconstruite à partir de chargement des propriétés physiques. Les méthodes eulénennes peuvent être classées en deux catégories :
Les méthodes de suivi de front

Les méthodes de suivi de volume

II.4.2.3 Les méthodes de suivi de front

11 existe différente méthode pour marquer l'interface :

a) Marqueurs de surface

b) Fonction de hauteur

c) Méthode de ligne de niveau (level set)

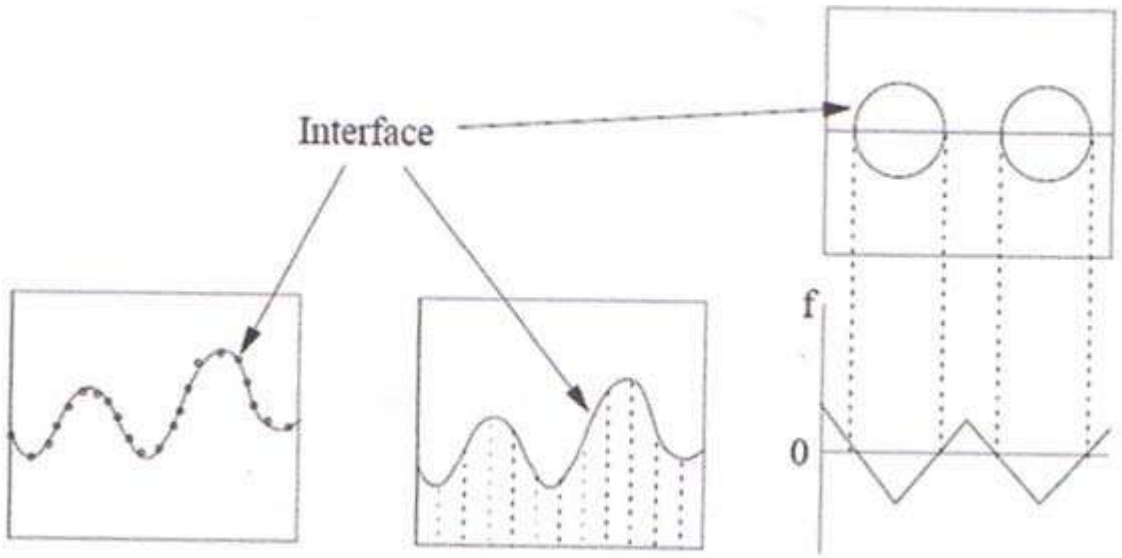


Figure III.4 : différance méthode de sauvé de fort

III.5 Résolution numérique

Nous avons décrit auparavant les méthodes de discrétisation des équations qui gouvernent l'écoulement turbulent et le transfert thermique qui peuvent se mettre pour la variable ϕ en chaque volume de contrôle élémentaire, sous la forme suivante :

$$a_P\phi_{i,j} = a_E\phi_{i+1,j} + a_W\phi_{i-1,j} + a_N\phi_{i,j+1} + a_S\phi_{i,j-1} + b$$

Ce processus conduit à un système d'équations algébrique linéaire qui doit être résolu. La complexité et la dimension de l'ensemble d'équations dépendent du dimensionnement du problème, du nombre de nœuds de la grille et de la méthode de discrétisation. Il y a deux méthodes pour la résolution des équations algébriques linéaires : les méthodes directes et les méthodes indirectes ou itératives. Les exemples simples des méthodes directes sont la règle de Cramer par l'inversion de la matrice et la méthode de Gauss.

Les méthodes itératives sont basées sur une application répétée d'un algorithme relativement simple qui mène à la convergence éventuelle après un -quelquefois grand- nombre de répétitions. Les exemples les plus connus sont de Jacobi et Gauss Seidel, méthodes d'itération point par point. Les méthodes itératives sont plus économiques que les méthodes directes.

Conclusion :

Méthode des éléments finis, également appelé élément fermé analyse est une méthode d'analyse numérique, rapprochant des solutions des équations aux dérivées partielles, ainsi que des solutions intégrées. La solution dépend de l'annulation des équations aux dérivées partielles (où le stator) ou approximation des équations aux dérivées partielles aux équations différentielles d'ordre qui peut être résolu en utilisant plusieurs méthodes telles que la méthode d'Euler ou de Runge-Kota.

Dans ce chapitre, nous avons essayé de trouver des solutions par la théorie des éléments terminés et équipes grâce à des équations différentielles, par exemple la manière Goss et ses semblables

J. Ortega-Casanova, F.J.Granados-Ortiz / Journal International de Chaleur et MassTransfer76 (2014) 128-143

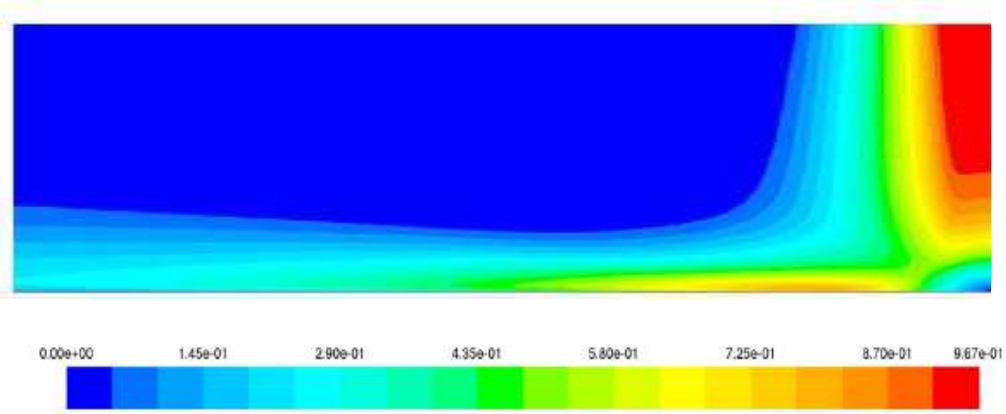


Figure A : les contours de vitesse de l expérience d'Ortega Casanova de V_{max}=0.967m/s de H/D=5

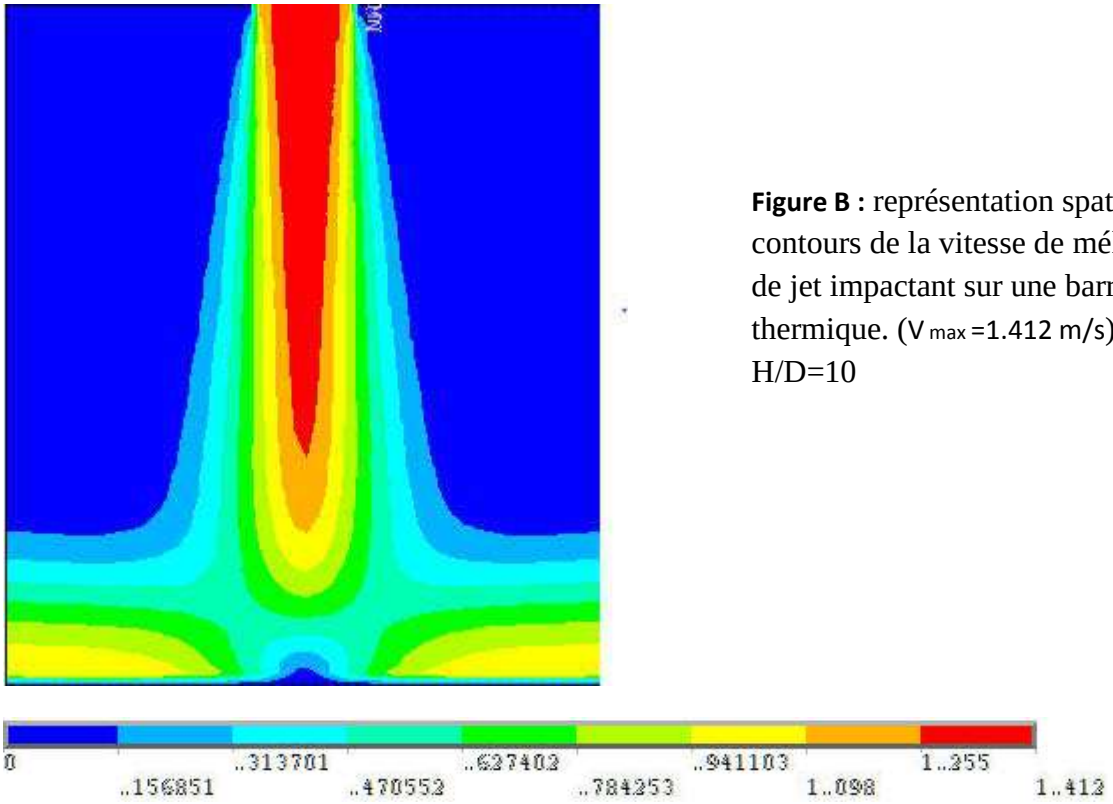


Figure B : représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique. (V_{max} =1.412 m/s)de H/D=10

Introduction :

Dans ce chapitre nous avons présenté des résultat numérique obtenu par le simulateur a base des élément finis, d'un jet de plasma en 2D impacté sur un barrière thermique dons le domaine de calcul des deux forme de substrat (lisse et creux)sont représenté sur la figure VI.01 et 02 .

- **Pour substrat lisse :**

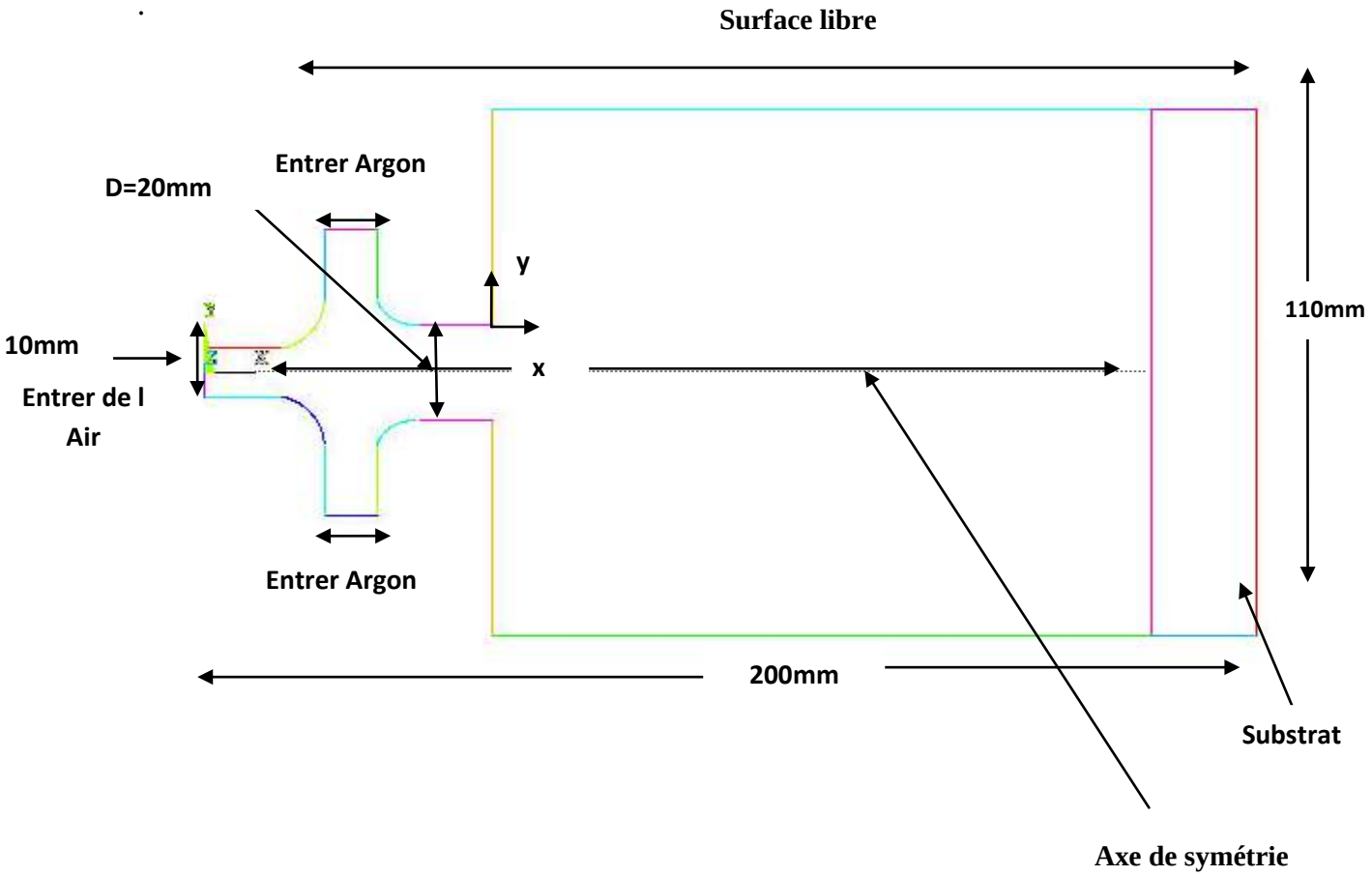


Figure VI.01 : représentation géométrique de domaine d'application

(Substrat lisse)

- **substrat Rugueux (creux) :**

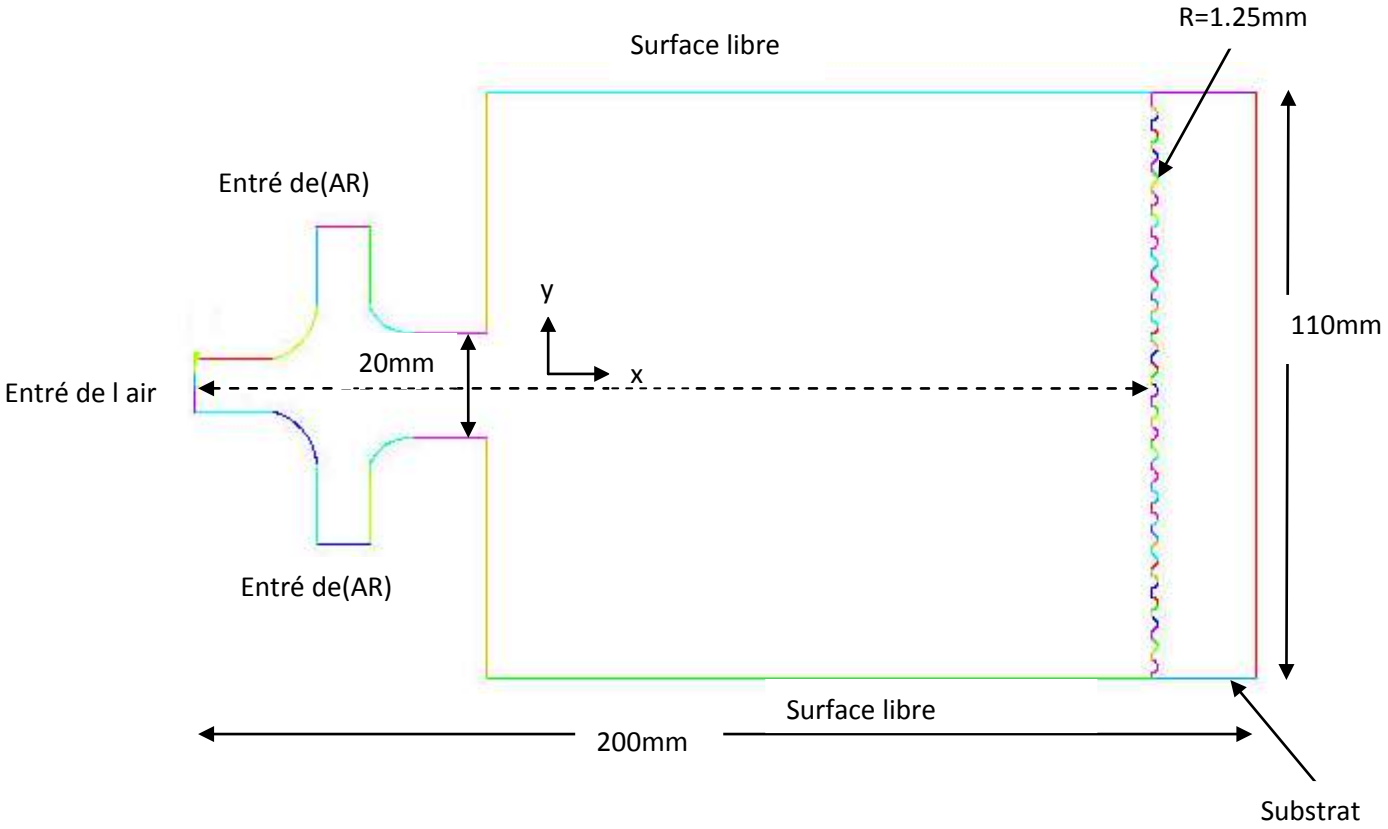


Figure VI.02 : représentation géométrique de domaine d'application (Substrat creux)

PARTIE 1 : Etude de l'influence de la Variation de Vitesse de jet

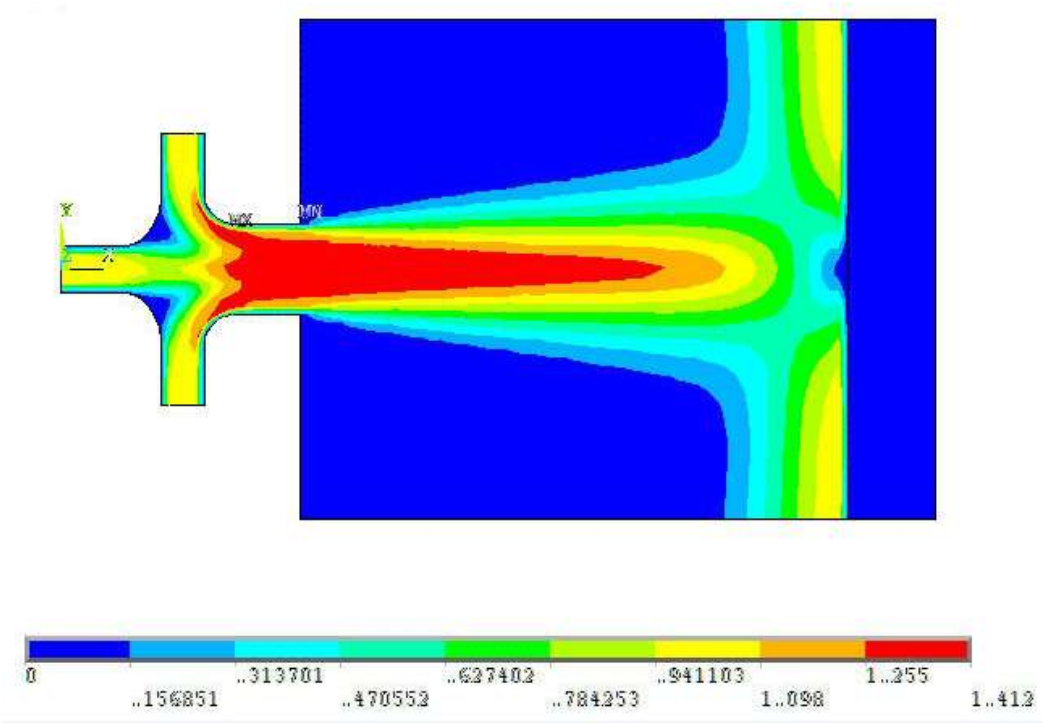


Figure VI.03 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique. (V =0.967 m/s)

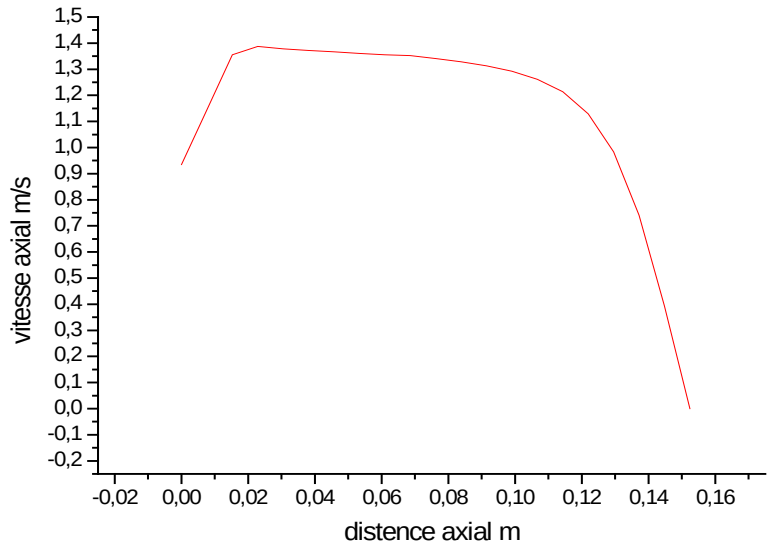


Figure VI.04 **:** le profile de la vitesse axiale (V =0.967 m/s).

Les figures VI.**03 et.** VI **04 :** représentent respectivement les contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique nous constatons pour le champ qu'il y a une axisymétrique dynamique ou la vitesse est maximale dans la région centrale de forme conique qui s'élargisse latéralement en contact de substrat pour assuré la continuité, Il est intéressant de remarquer la tendance à l'organisation en structures allongées tout au long de substrat avec l'existence d'une petite structure face à l'écoulement formé sous l'effet du recollement du fluide avec l'impact. et Il faut noter principalement que la vitesse est homogène dans la zone en contact de substrat (1m/s) sauf pour une petite zone central ou la vitesse chute sur la ligne central qui se produise après une petit distance de la sortie de tir .

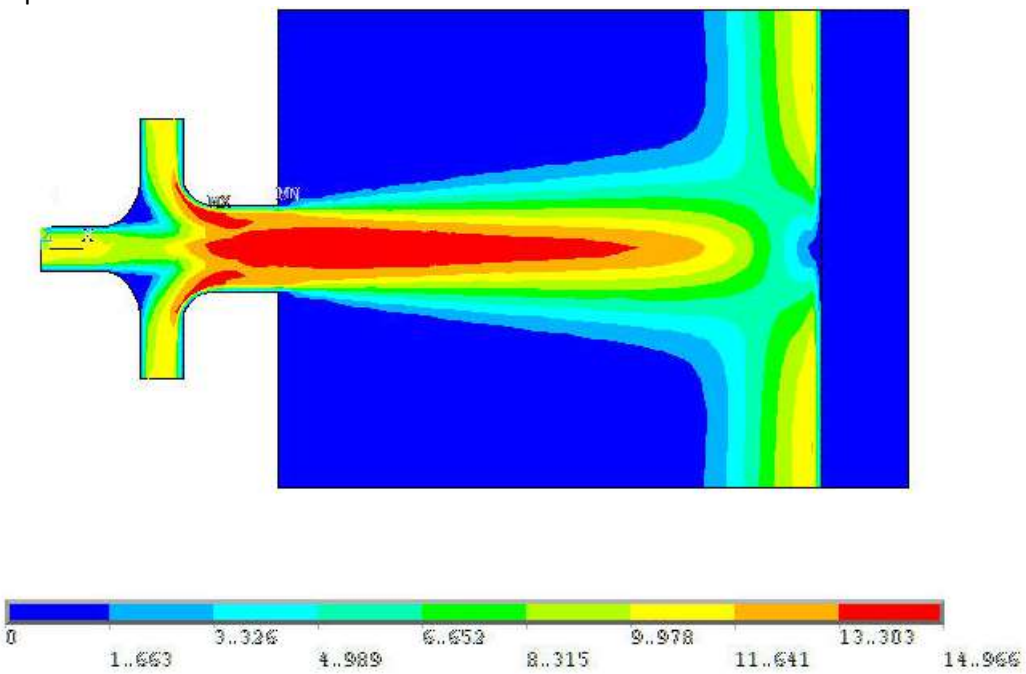


Figure VI.05 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique. (V =10 m/s)

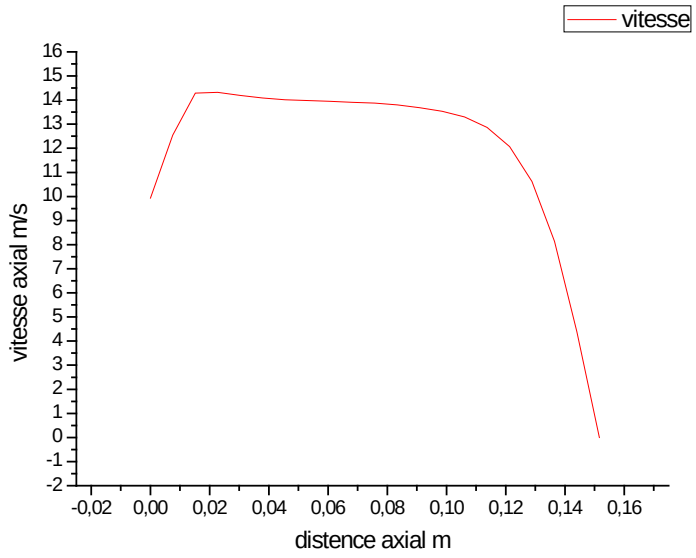


Figure VI.06 **:** un profile de la vitesse axiale(V =10 m/s).

Les figures VI.**05 et.** VI **06:** représentent respectivement les contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique nous remarquons les même constatations pour le champ et la vitesse axial qu'il y a une axisymétrique dynamique ou la vitesse est maximale dans la région centrale de forme conique qui s'élargisse latéralement en contact de substrat pour assuré la continuité, Il faut noter principalement que la vitesse est homogène dans la zone en contact de substrat (10m/s) sauf pour la une petite zone central ou la vitesse chute de vitesse sur la ligne central se produise après une petit distance de la sortie de tir

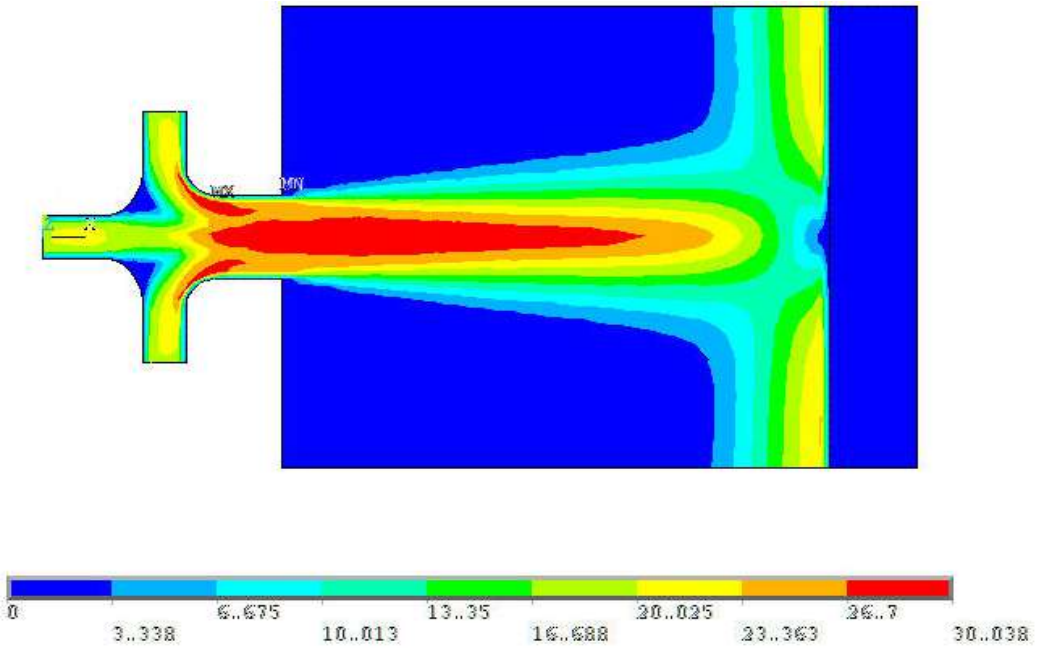


Figure VI.07 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique. (V =20 m/s)

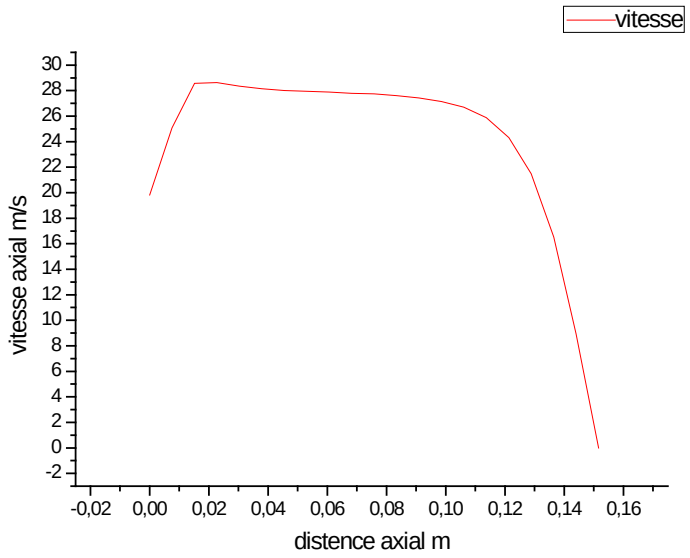


Figure VI.08 **:** un profile de vitesse axiale (V =20 m/s).

Les figures VI**.07 et.** VI **08 :** représentent respectivement les contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique ou il ya les même constatation et presque le même épaisseur de la sous couche limite dynamique et la même taille des structure latéralement et transversalement ; on peut dire donc que la vitesse n a pas infecter dynamiquement l'environnement de l'impact des particules.

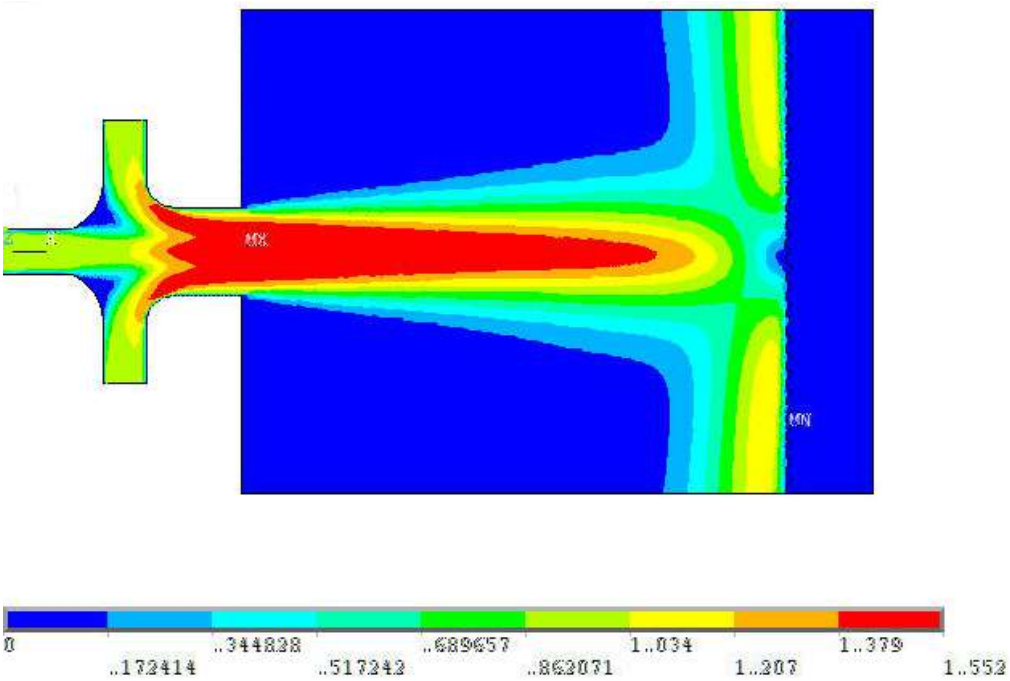


Figure VI.09 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique a la pressens du creux surfaciques (V =0.967 m/s)

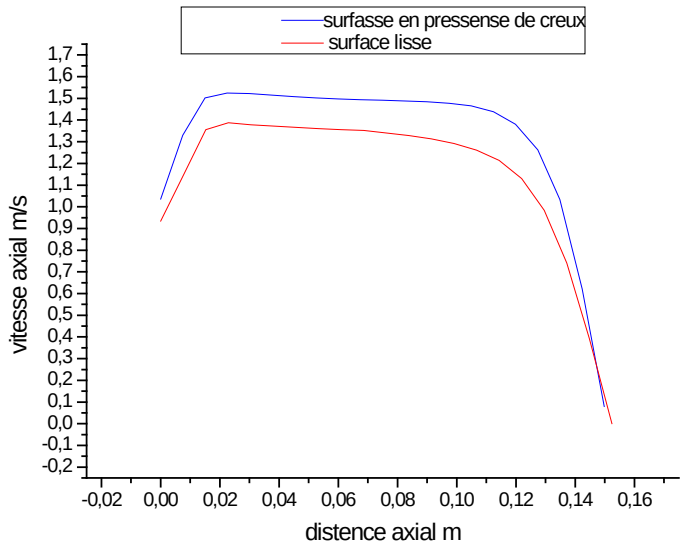


Figure VI.10 **:** un profile de vitesse axiale (V =0.967 m/s)substrat lisse et creux

.

Les figures VI.**09 et.** VI **10** représentent l respectivement es contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique ou le jet dans l'ensemble garde les même structure dynamique ; alors que quantitativement en présence des creux la dynamique de jet est nettement supérieur et favorable para port au substrat lisse dans la région d'interaction.

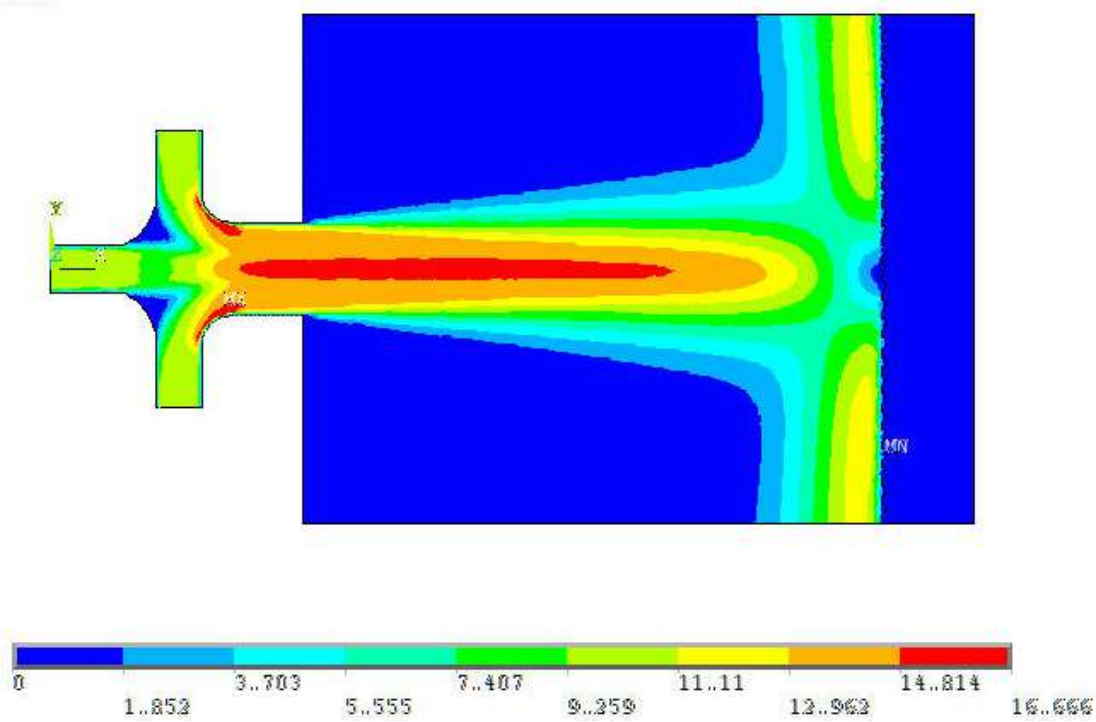


Figure VI.11 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique avec pressens des creux surfaciques (V=10m/s)

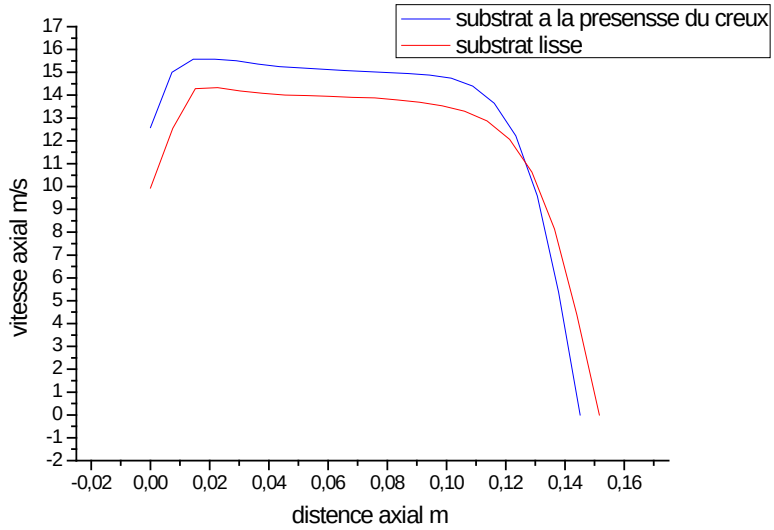


Figure VI.12 : profile de la vitesse axiale(V=10m/s)substrat lisse et creux

Les figures VI.**11 et.** VI **12 :** représentent respectivement les contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique, nous constatons que si la vitesse de tir augmente l'énergie cinétique augmente proportionnellement en présence des pics dans la région d'interaction et inversement dans la couche limite ou la zone d'étalement ce qui est favorable.

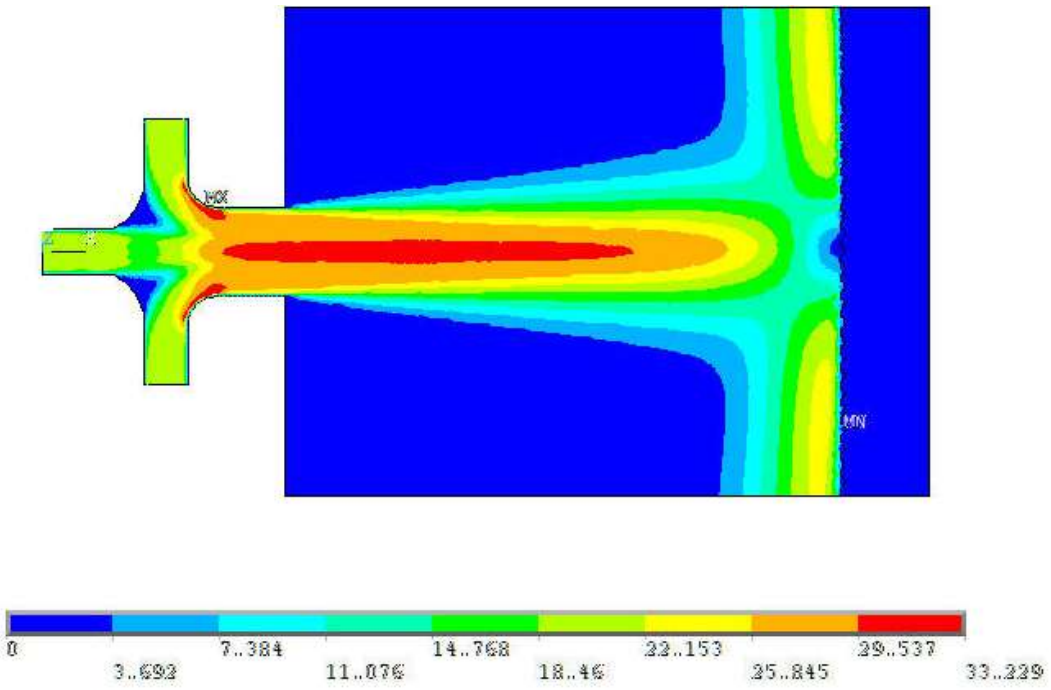


Figure VI.13 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (V=20m/s).

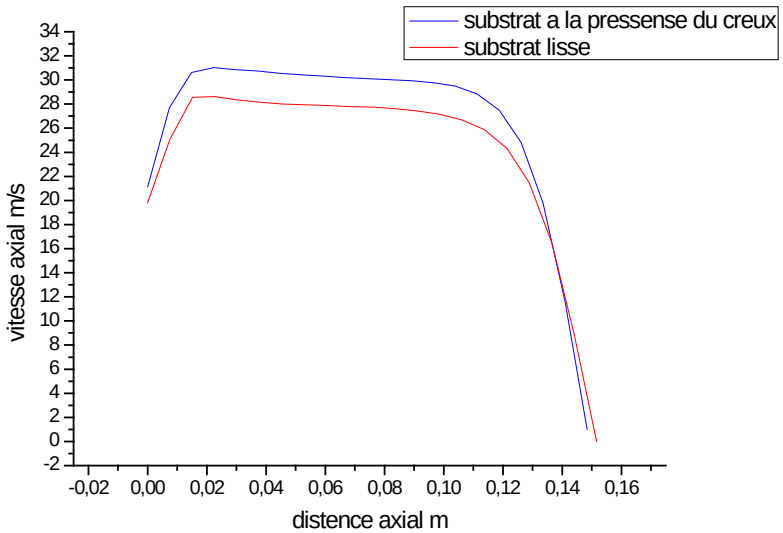


Figure VI.14**:**un profile de la vitesse axiale (V=20m/s)substrat lisse et creux

Les figures VI.**13 et.** VI **14** représentent respectivement les contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique .nous constatons que si en double la vitesse de tir, on trouve les même résultats de cas précédant.

PARTIE 02 : VARIATION LA TEMPERATURE D ENTRE

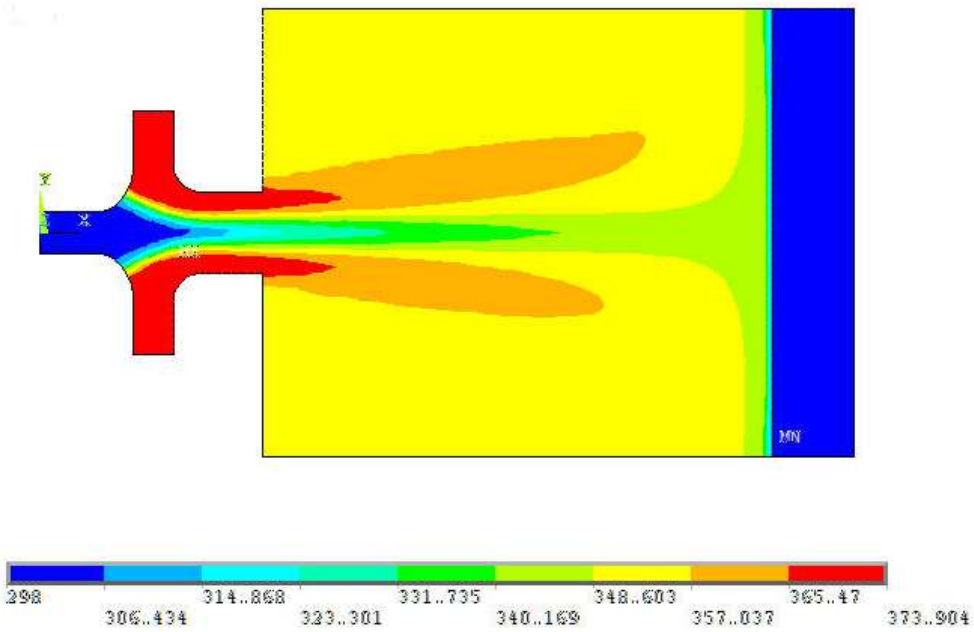


Figure VI.15 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =373 k, T_{air} =300 k , $T_{substrat}$=298K)

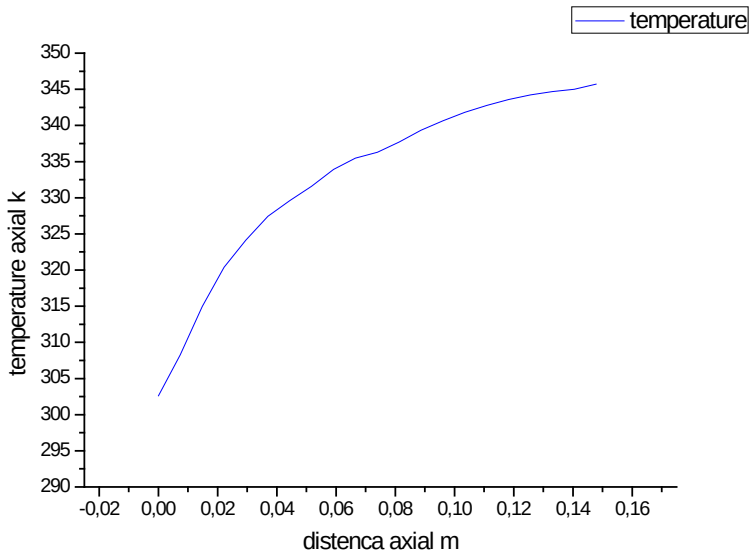


Figure VI.16**:**un profile de la température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =300 k , $T_{substrat}$=298K

Il est important de connaitre le champ thermique dans la flamme, ce champ thermique étant très affecté par la structure de jet il est nécessaire d évaluer les propriétés thermique tel que la capacité spécifique et la conductivité thermique de

plasma qui sont en fonction de la température la figure représente Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet de plasma sur une barrière thermique , En remarque que les zones dans la température est supérieur a 300k n'excèdent pas 20mm sur l axe de la torche et en suite la température diminue de façon régulière jusqu' a substrat pour quelle la température attient sa valeur minimale ; donc le gaz ambiant refroidi l écoulement de jet

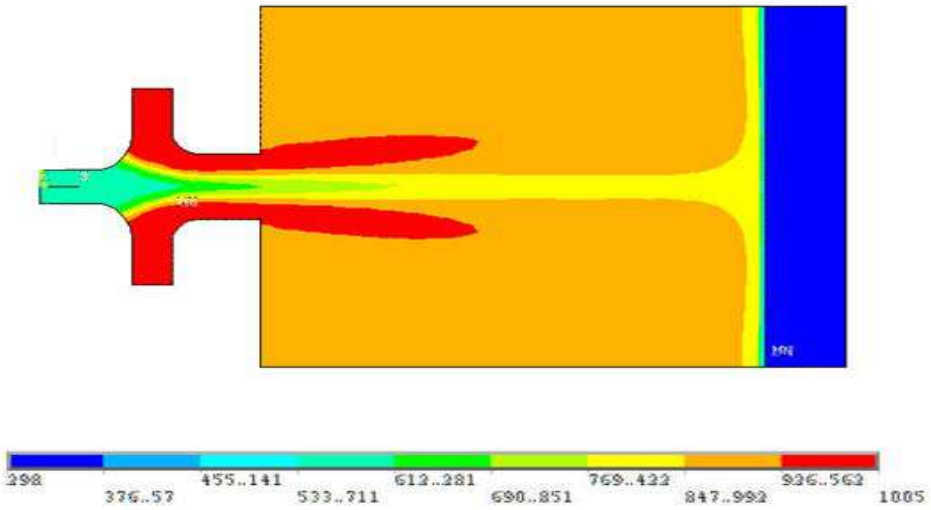


Figure VI.17 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)

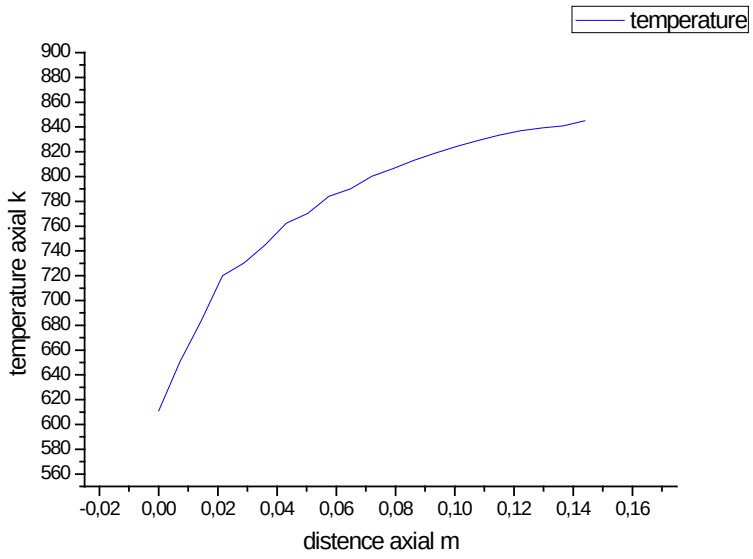


Figure VI.18**:** profile de température axiale (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)

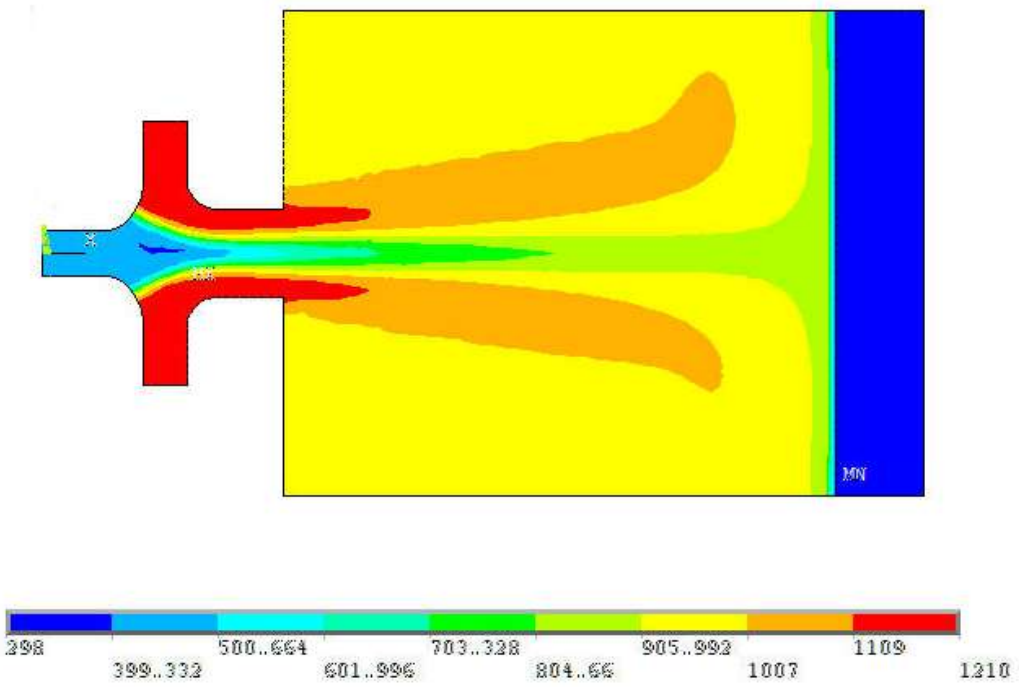


Figure VI.19 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K)

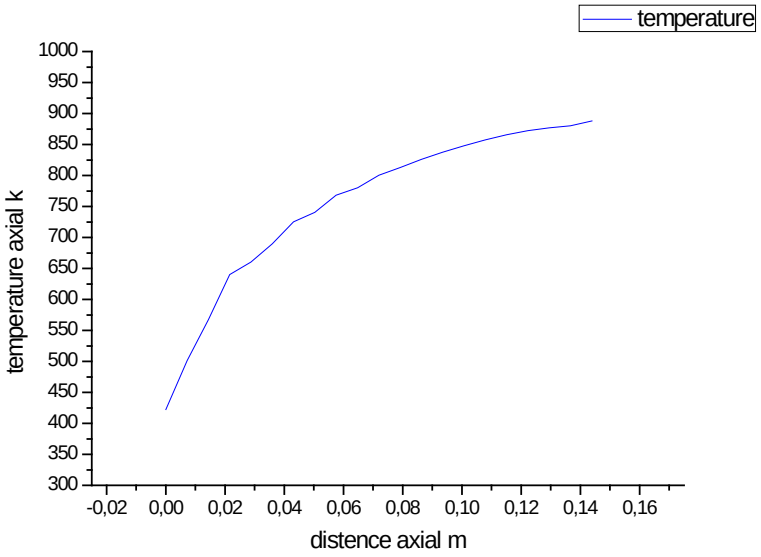


Figure VI.20**:** profile de la température axiale(T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K).

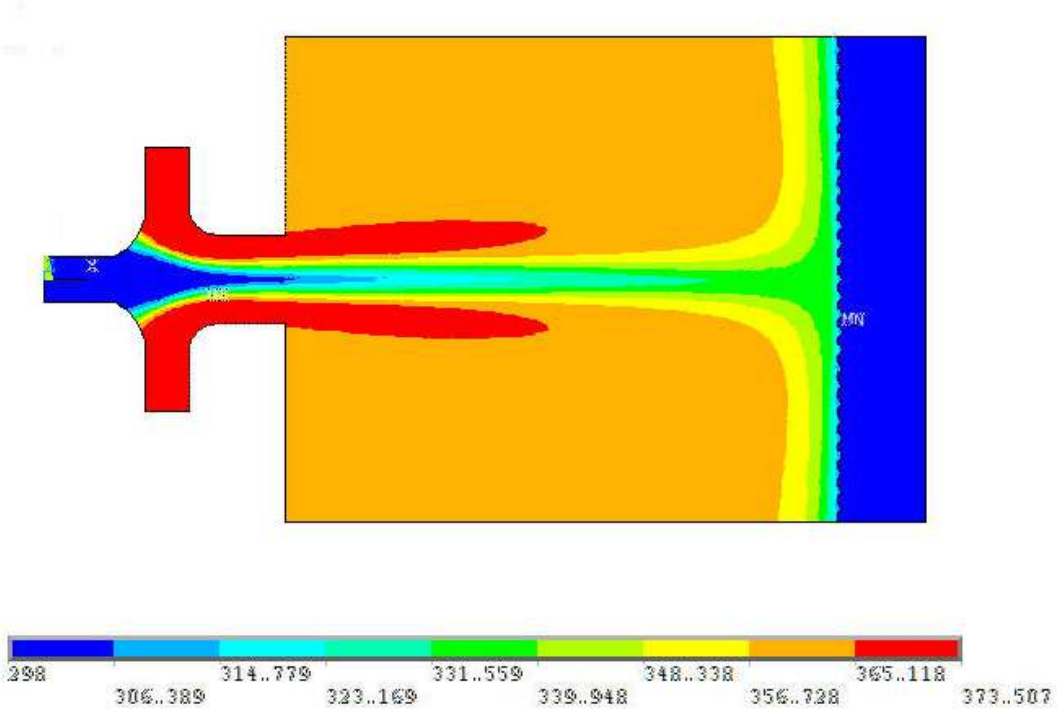


Figure VI.21 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =300 k , $T_{substrat}$=298K)

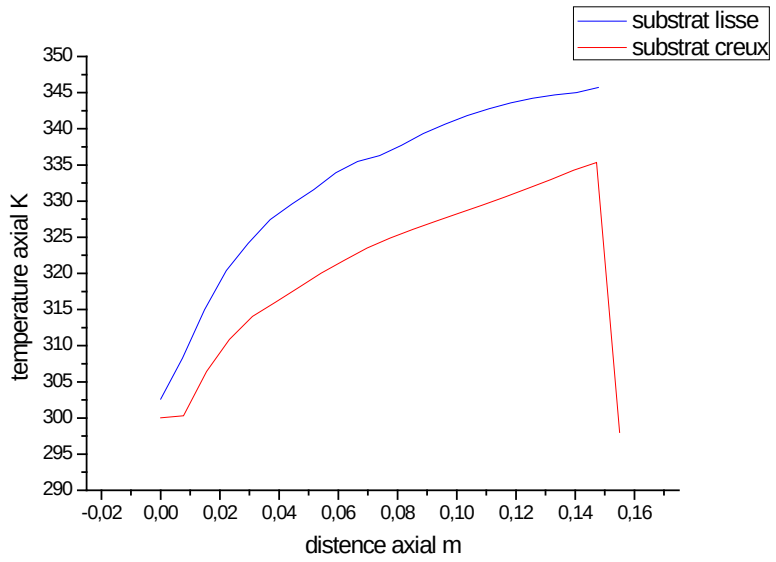


Figure VI.22**:** la température attient sa valeur minimale ; donc le gaz ambiant refroidi l écoulement de jet La température de substrat et constant puisque diffèrent conductivité thermique en remarque que la température dans le substrat rigueur diminue par port ou substrat lisse

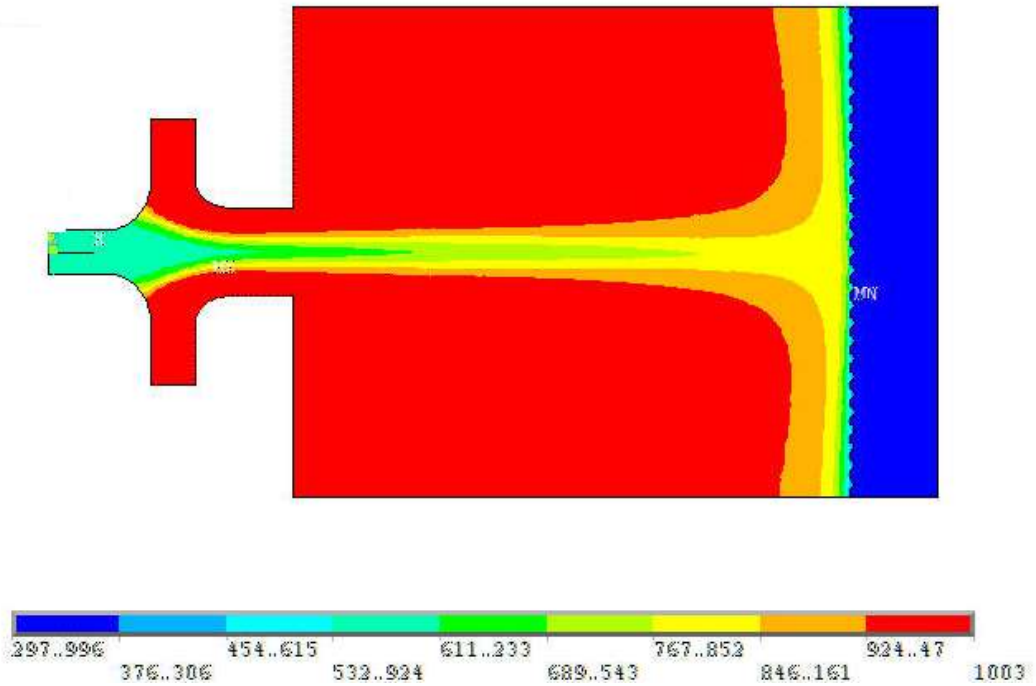


Figure VI.23 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)

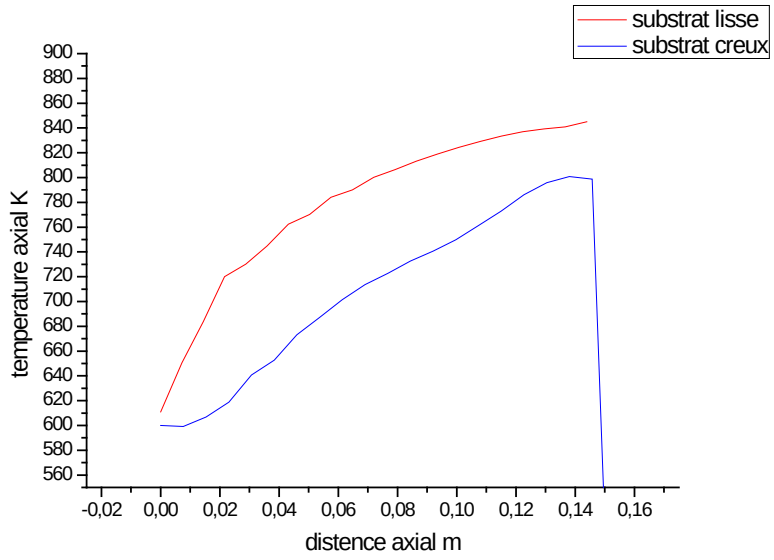


Figure VI.24**:** profile de la température axiale (T_{argon} =1000 k, T_{air} =600 k , $T_{substrat}$=298K)

Les figures VI.**23 et.** VI **24** représentent respectivement es les contours de température et température axiale de jet impactant sur une barrière thermique ou le jet dans l'ensemble. En variant de température d'entre ; alors que la chaleur on présence des creux. la thermique de jet est nettement inferieur et favorable de substrat avec pressens du ceux para port au substrat lisse dans la région d'interaction.

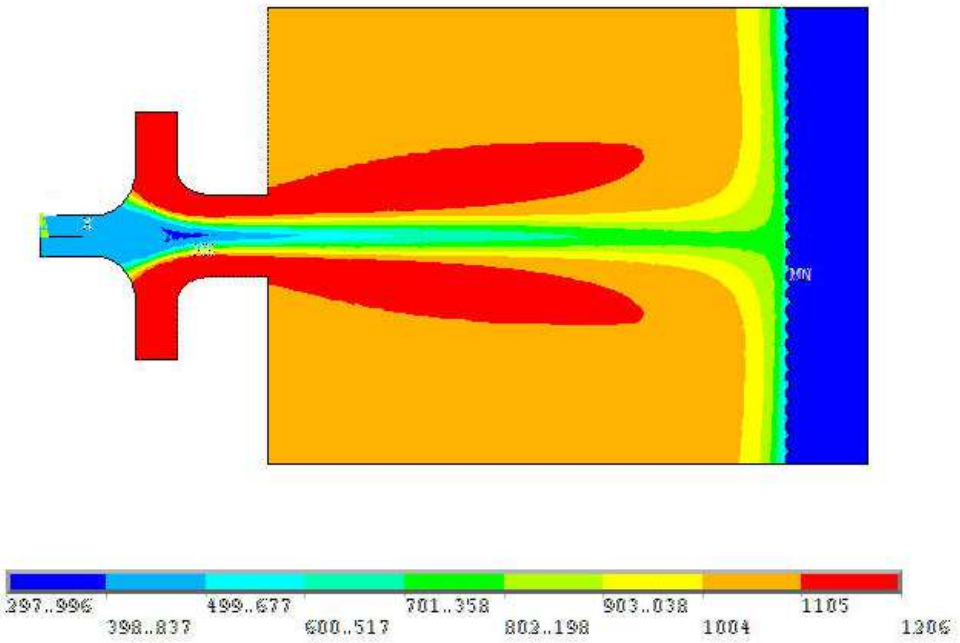


Figure VI.25 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K)

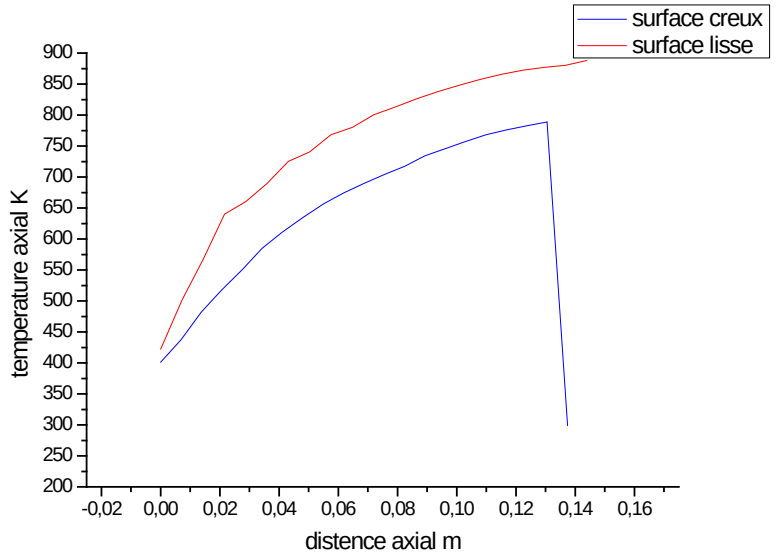


Figure VI.26**:** profile de la température axiale surfaciques (T_{argon} =1200 k, T_{air} =400 k , $T_{substrat}$=298K)

Les figures VI**25 et.** VI **26 :** représentent respectivement les contours de température et la température axiale de jet impactant sur une barrière thermique, nous constatons que la température d'entre augmente et l'énergie thermique diminue proportionnellement on présence des creux dans la région d'interaction et inversement dans la couche limite thermique ou la zone d'étalement est favorable

PARTIE 03 : VARIATION DE TEMPERATURE DE SUBSTRAT

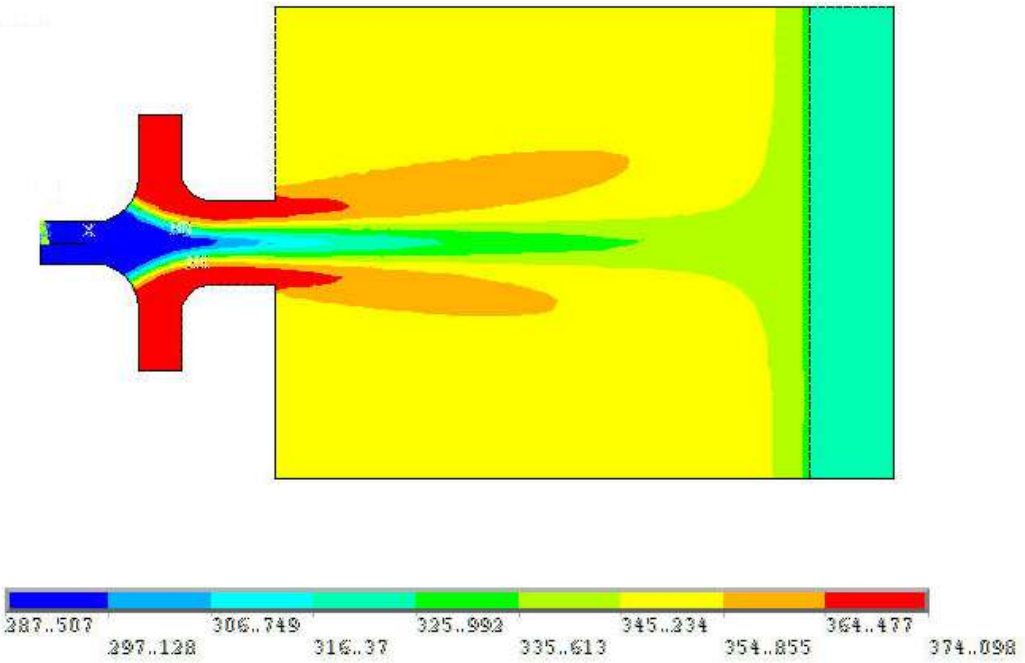


Figure VI.27 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288K

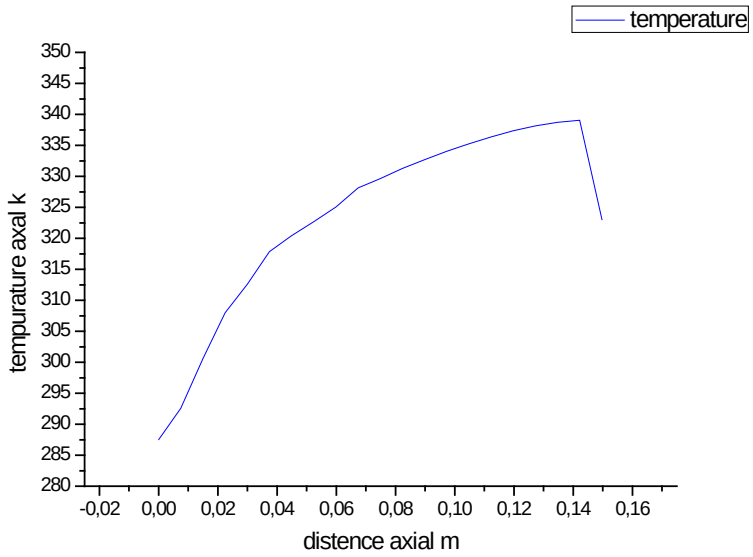


Figure VI,28**:** profile de température axiale(T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)

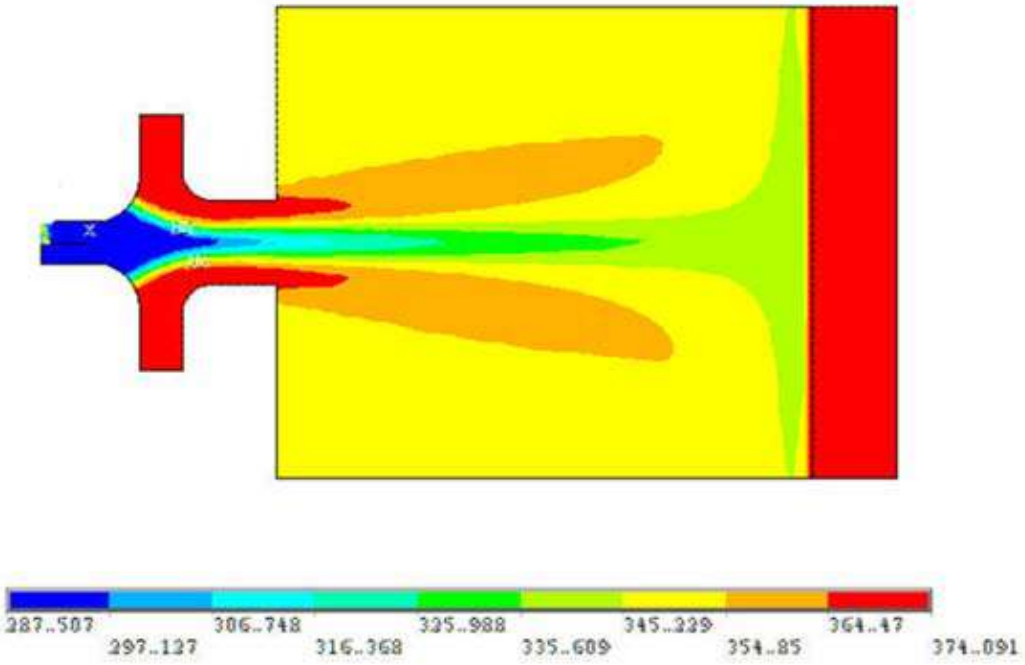


Figure VI.29 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)

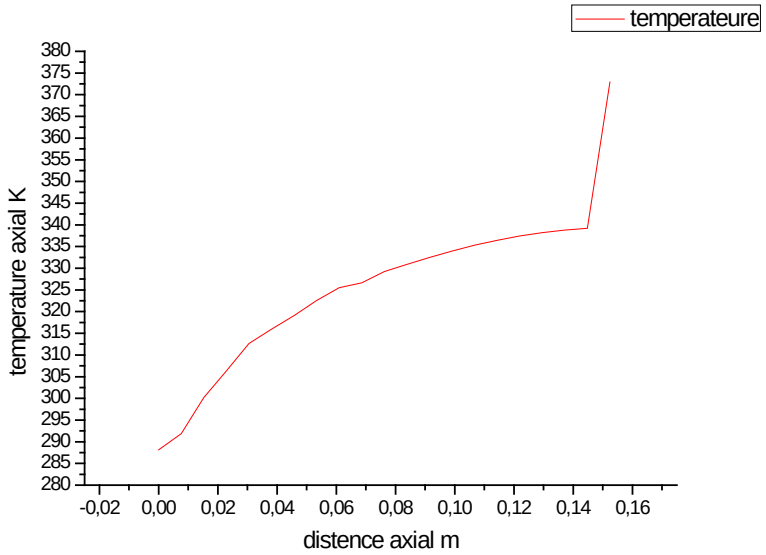


Figure VI.30**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)

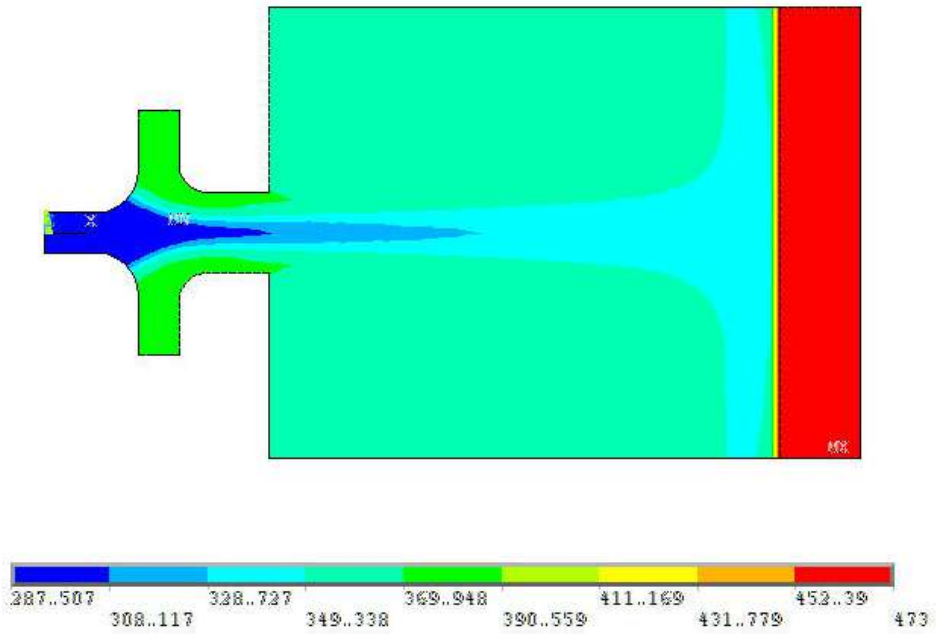


Figure VI31 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K)

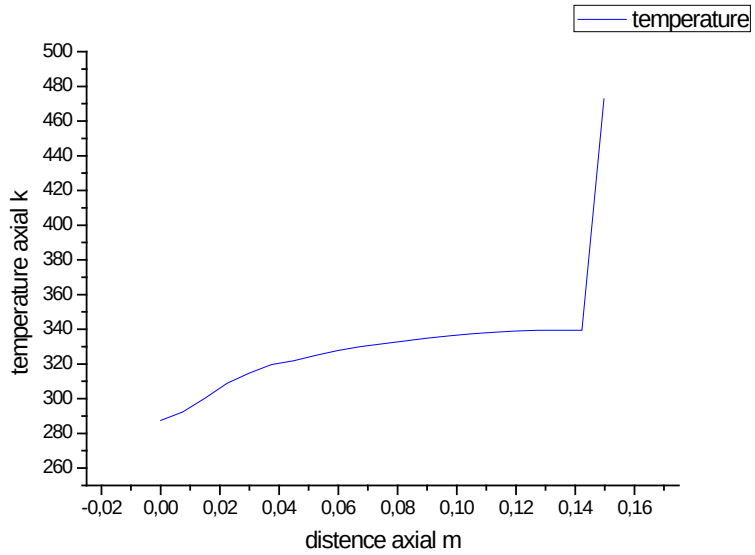


Figure VI.32**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K)

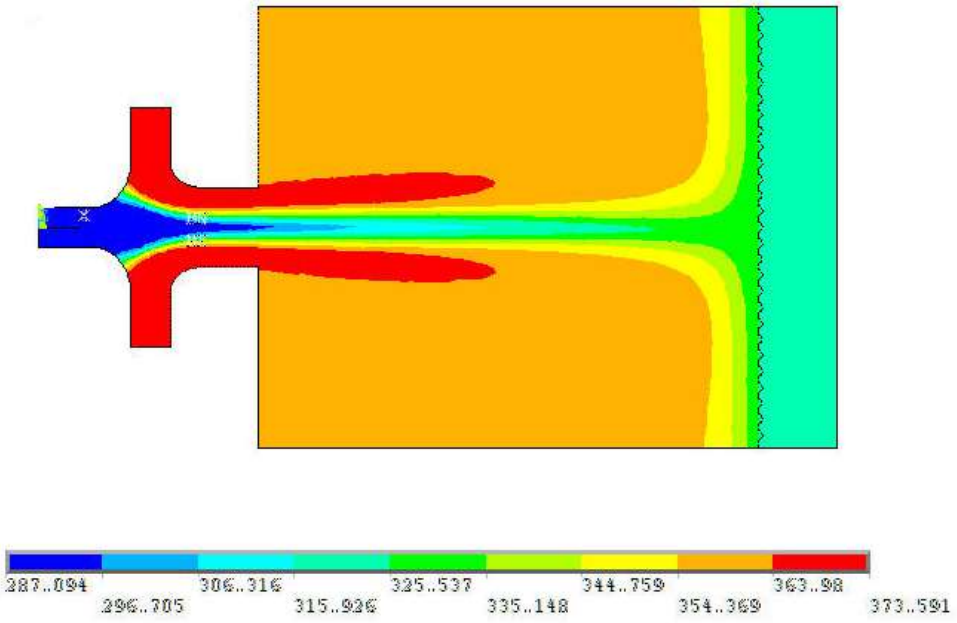


Figure VI.33 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K)

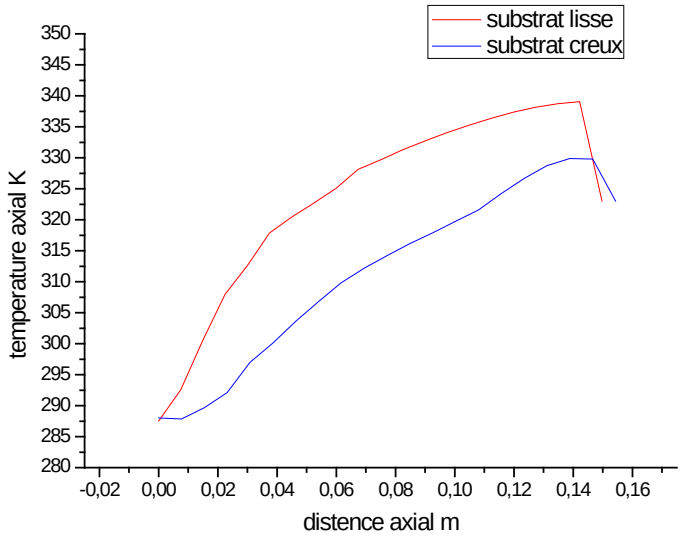


Figure VI.34**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=323K) substrat lisse et creux

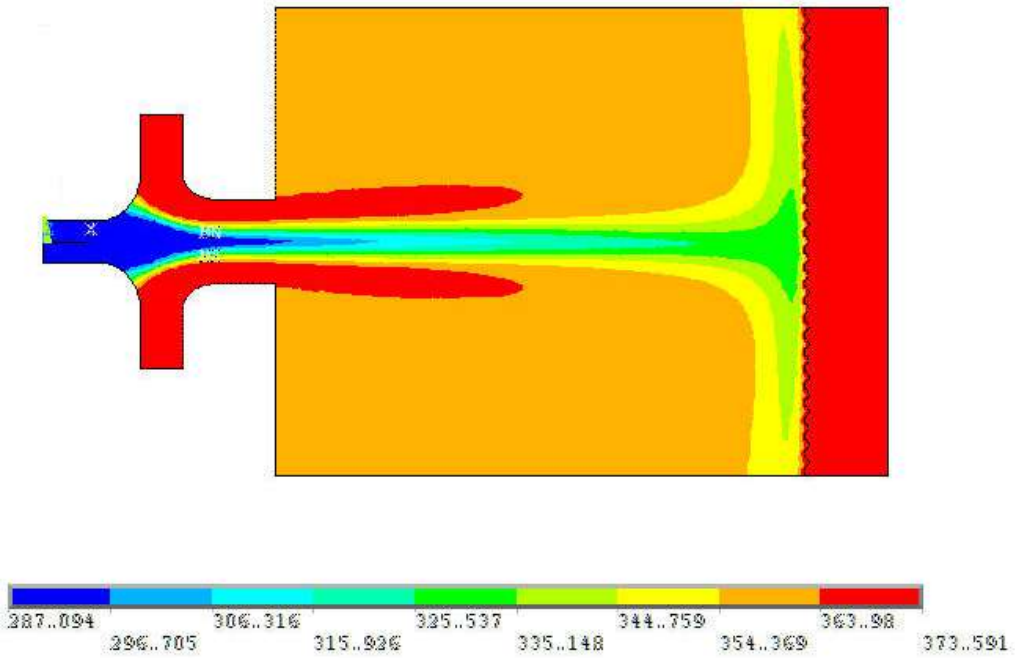


Figure VI.35 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=373K)

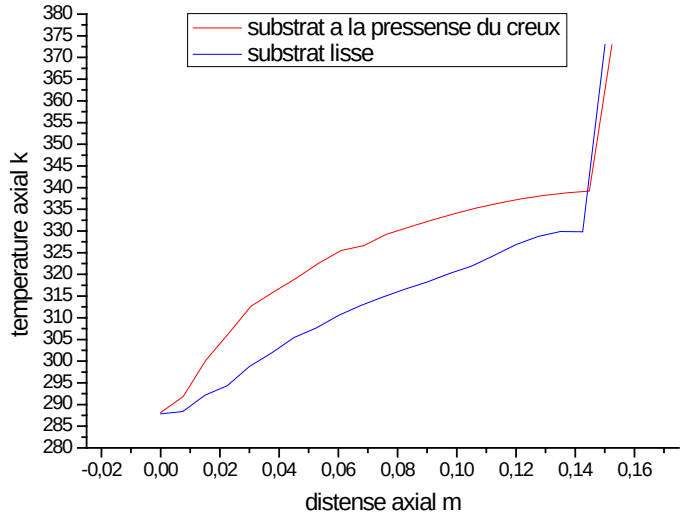


Figure VI.36**:** profile de la température axiale(T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=373K) substrat lisse et creux

En respectivement les même condition de l entre de l argon et de l air avec variation de température de substrat dans les deux cas substrat lisse et creux en vue que la substrat creux mieux para port eu substrat lisse

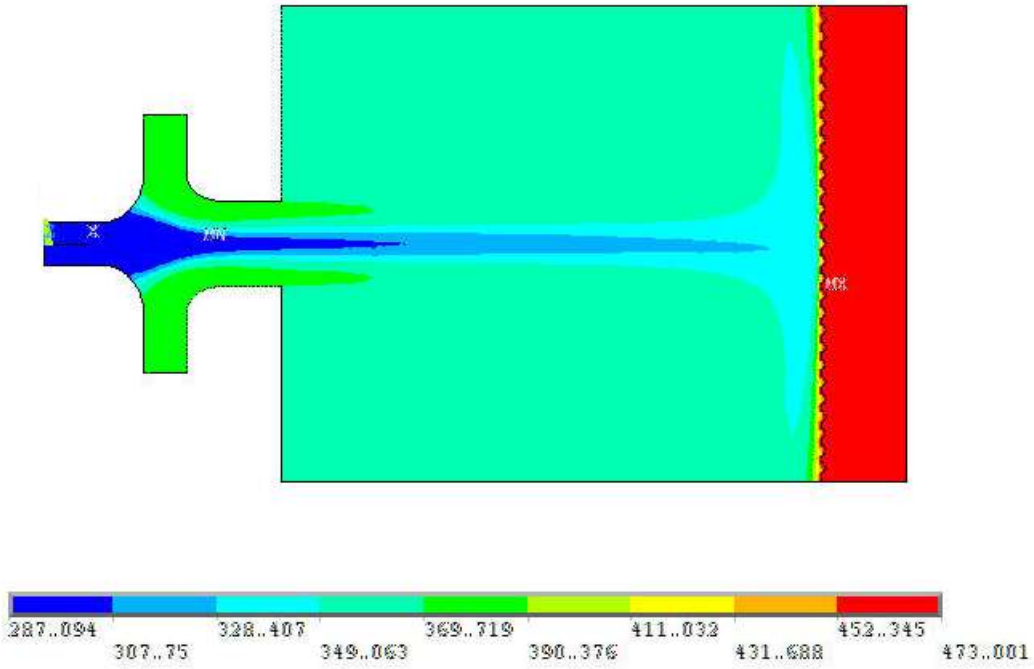


Figure VI.37 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K

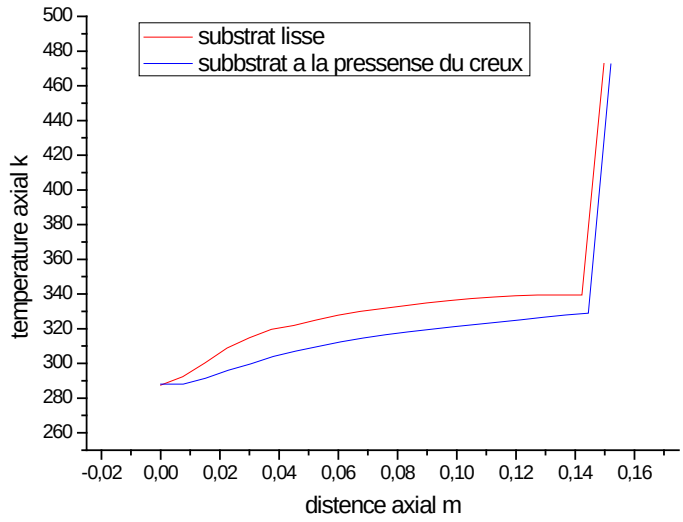


Figure VI.38**:** profile de température axiale (T_{argon} =373 k, T_{air} =288 k , $T_{substrat}$=473K) substrat lisse et creux

Les figures VI.37-VI.38 représentent la variation de température des deux cas de substrat (substrat lisse et un substrat a la présence du creux) en fonction de la distance axiale. Les deux figures illustres clairement une petite différence sur la variation de la température. Et on constat aussi que la température pour les deux cas

que la température augmente d'une façon monotone et après au voisinage des deux substrats la température augmente rapidement vers une valeur de température environ de T=480K.

PARTIE 04 : VARIATION DU CREUX DE SUBSTRAT

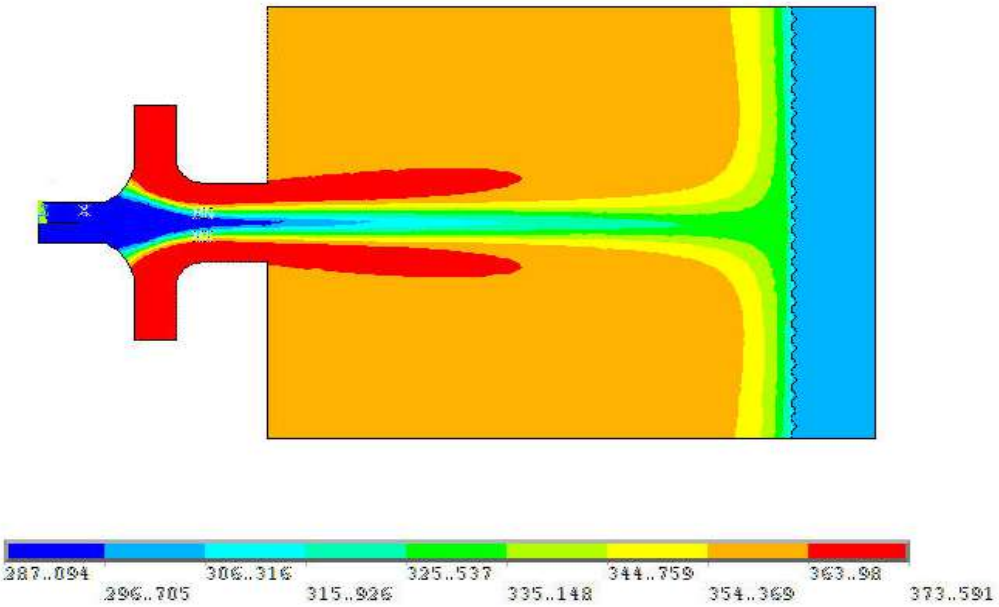


Figure VI.39 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (R=0.00125m)

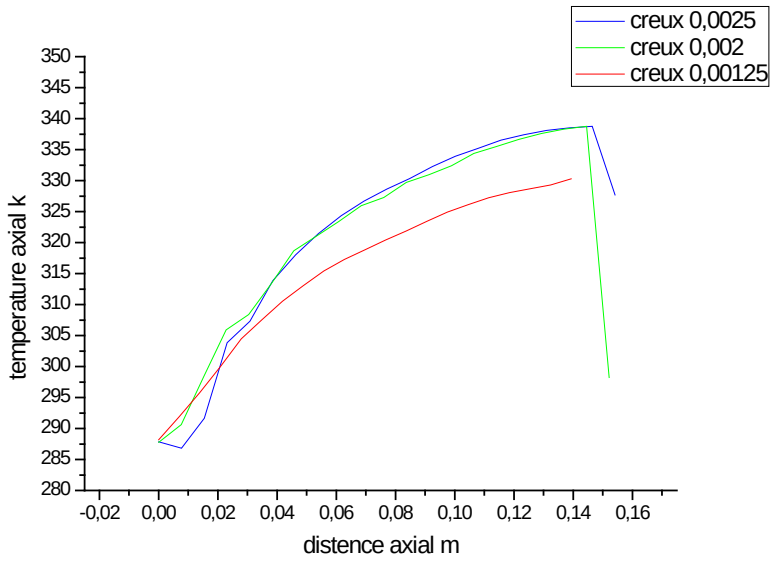


Figure VI.40**:** profile de température axiale à la présence des creux surfaciques (R=0.00125m)

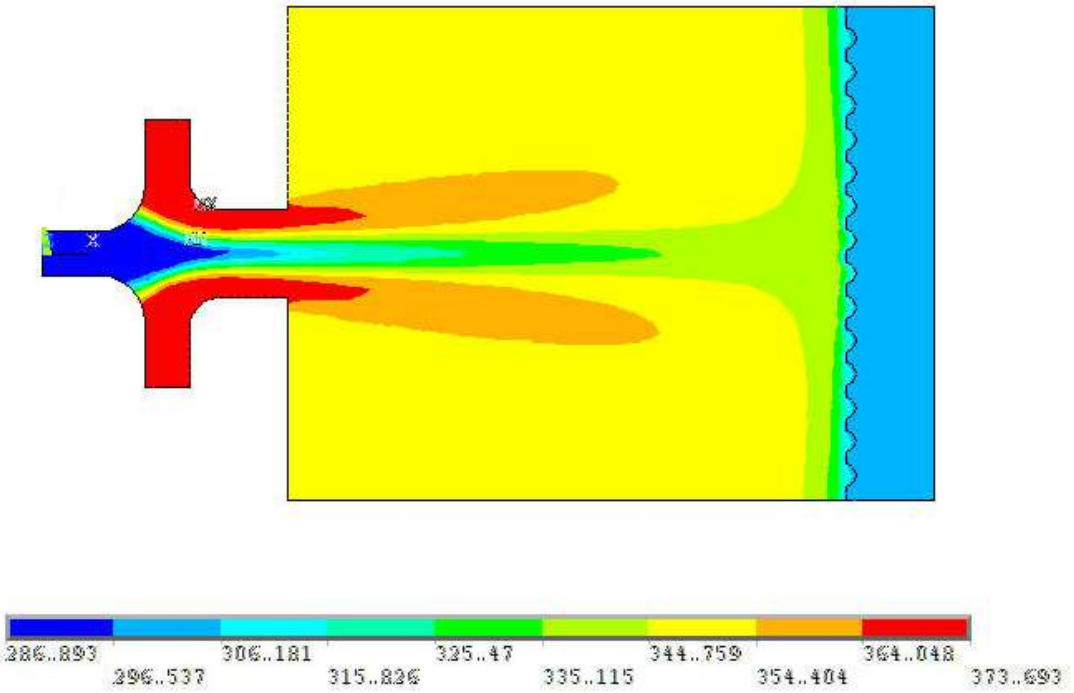


Figure VI.41 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (R=0.0025m)

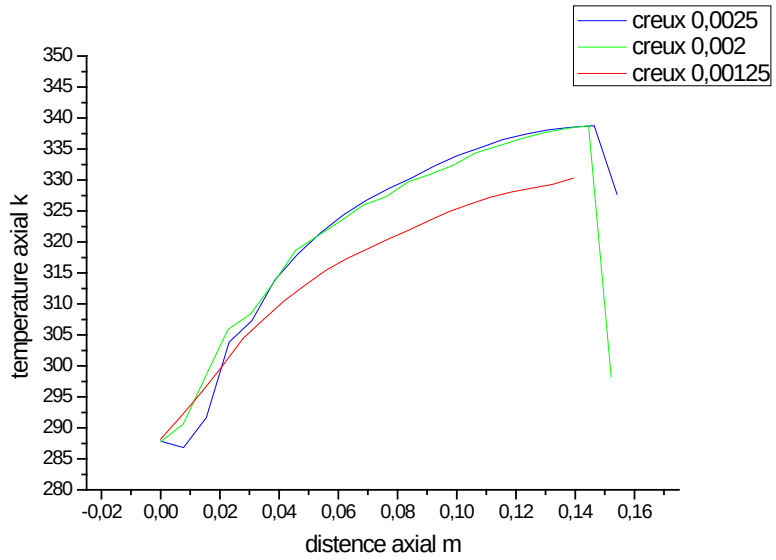


Figure VI.42**:** le profile de température axiale au centre de l'argon

Les variations sur la forme de la substrat (concrètement avec des creux) sont en mesure d'améliorer le transfert de chaleur avec rapport à la substrat et une montrant que les creux sont plus efficace quand une substrat lisse

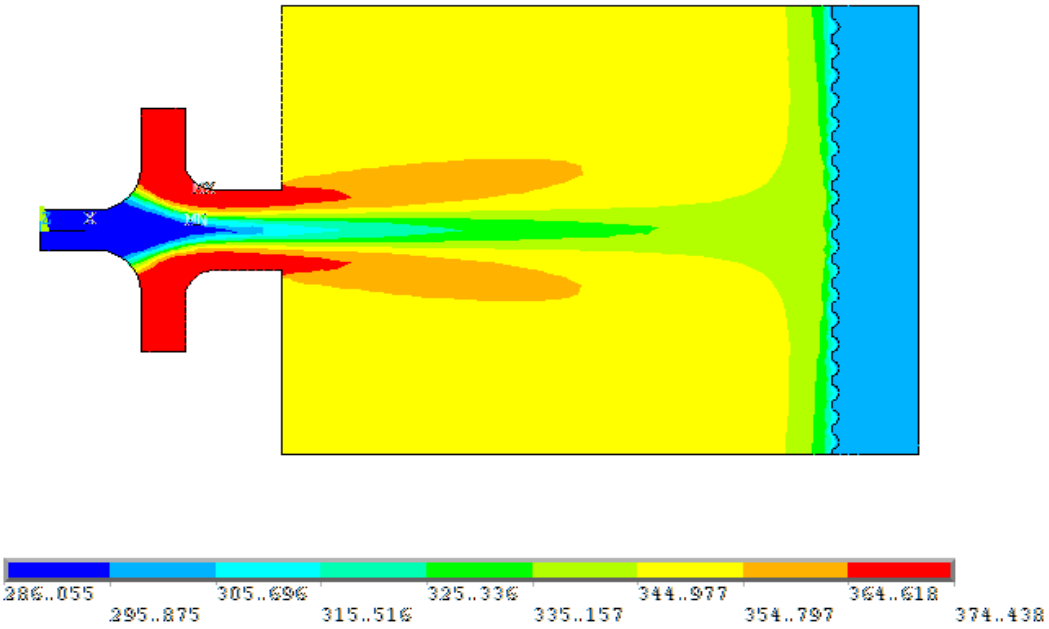


Figure VI.43 : Les contours de température axial de l'argon et de l'air d'un jet sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques (R=0.002m)

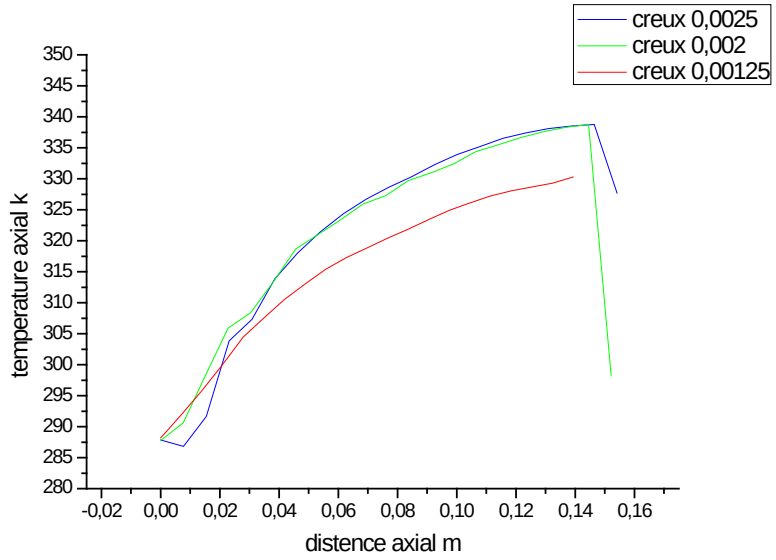


Figure VI.44**:** profile de la température axiale

il est important de connaitre le champ thermique dans la flamme, ce champ thermique étant très affecté par la structure de jet il est nécessaire d évaluer les propriétés thermique tel que la capacité spécifique et la conductivité thermique de plasma qui sont en fonction de la température la figure représente Les contours de température axial de l'argon et de l'air d un d'un écoulement jet de plasma sur une barrière thermique , En remarque que les zones dans la température est supérieur a 288k n excédent pas 20mm sur l axe de la torche et en suite la température diminue de façon régulière jusqu' a substrat pour quelle

la température attient sa valeur minimale ; donc le gaz ambiant refroidi l écoulement de jet en remarque que la température diminué dans les faussets para port ou creux quand varie le rayon du creux la température et décroisent

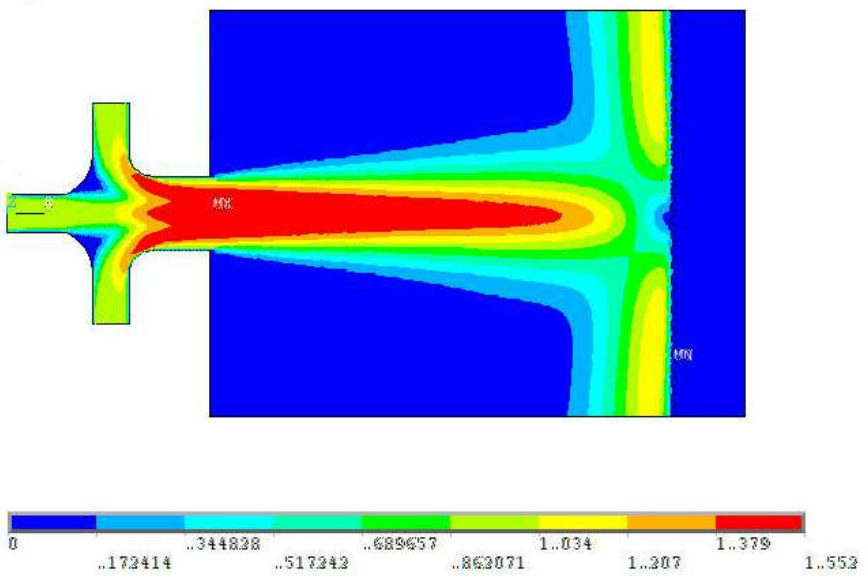


Figure VI.45 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques de rayon R=0.00125m (V=0.967m/s)

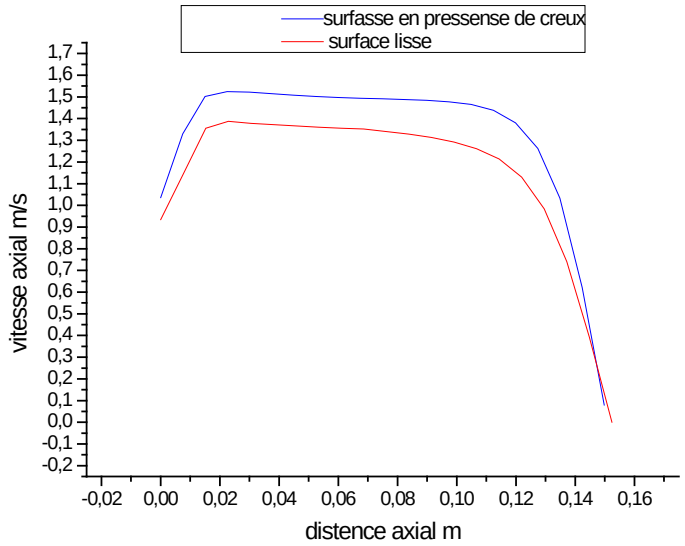


Figure VI.46**:** un profile de la vitesse axiale (V=0.0967m/s) substrat lisse et creux

Les figures VI**.45 et.** VI **46 :** respectivement représentent les contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique nous constatons pour le champ qu'il y a une axisymétrique dynamique ou la vitesse est maximale dans la région centrale de forme conique qui s'élargisse latéralement en contact de substrat pour assuré la continuité,

Il faut noter principalement que la vitesse est homogène dans la zone en contact de substrat (1m/s) sauf pour la une petite zone central ou la vitesse chute de vitesse sur la ligne central se produise après une petit distance de la sortie de tir

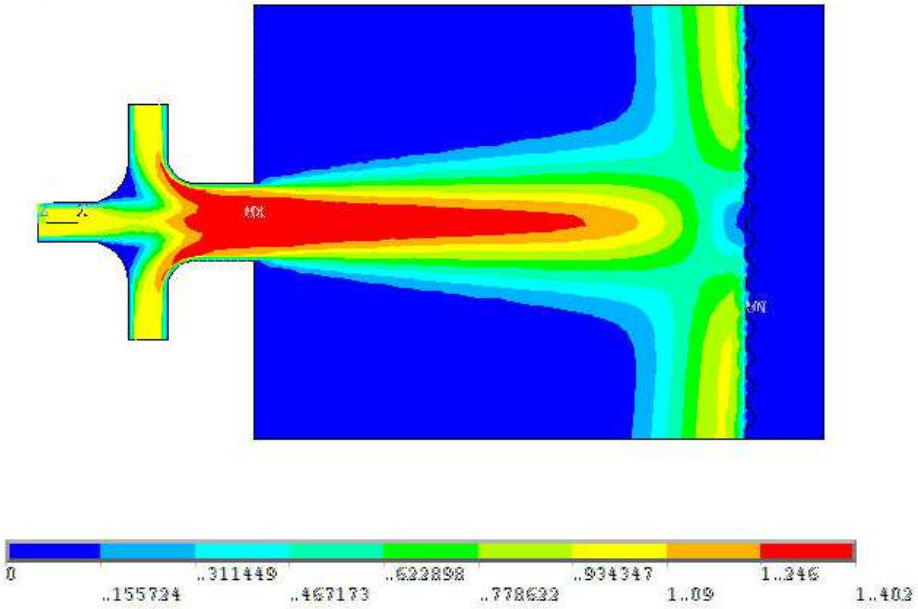


Figure VI.47 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques de rayon R=0.0025m (V=0.967m/s)

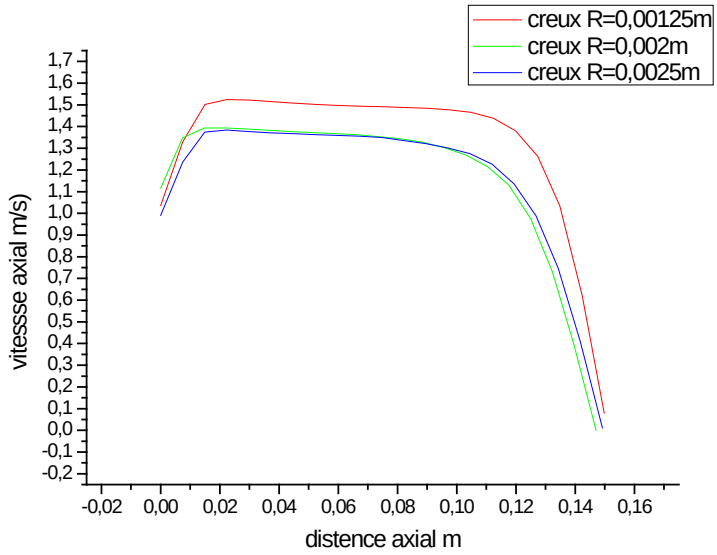


Figure VI.48**:**un profile de la vitesse axiale de rayon de creux (R= 0.00125, 0.002,0.0025m)

Les figures VI.**47 et.** VI **48 :** respectivement représentent les contours de vitesse et la vitesse axiale de jet impactant sur une barrière thermique nous constatons pour le champ qu'il y a une axisymétrique dynamique ou la vitesse est maximale dans la région centrale de forme conique qui s'élargisse latéralement en contact de substrat pour assuré la continuité, Il faut noter principalement que la vitesse est homogène dans la zone en contact de substrat (1m/s) sauf pour la une petite zone central ou la vitesse chute de vitesse sur la ligne central se produise après une petit distance de la sortie de tir avec une augmentation de vitesse de substrat CREUX para port au substrat lisse.

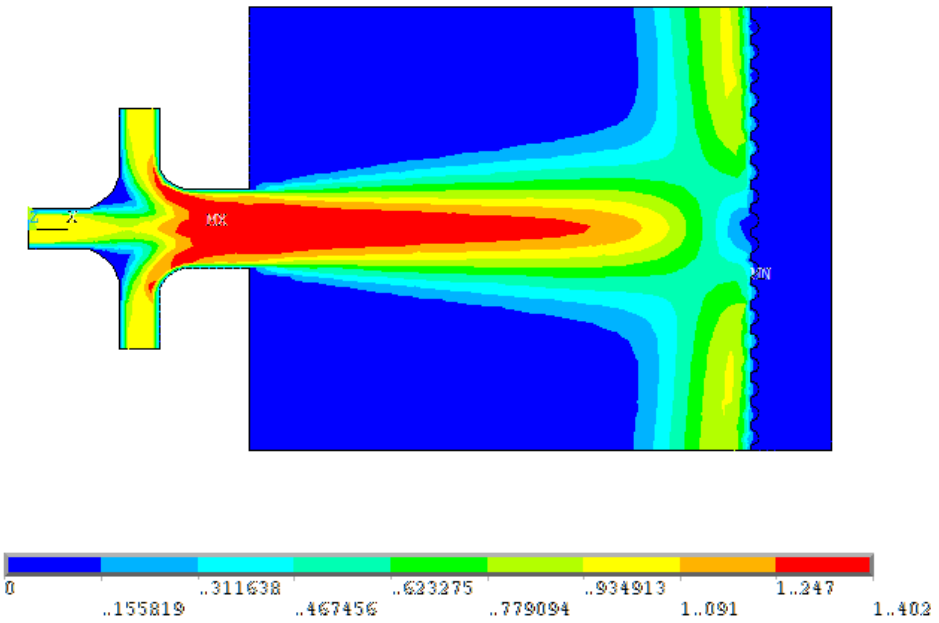


Figure VI.49 **:** représentation spatial des contours de la vitesse de mélange de jet impactant sur une barrière thermique à la pressens des creux surfaciques de rayon R=0.002m (V=0.967m/s)

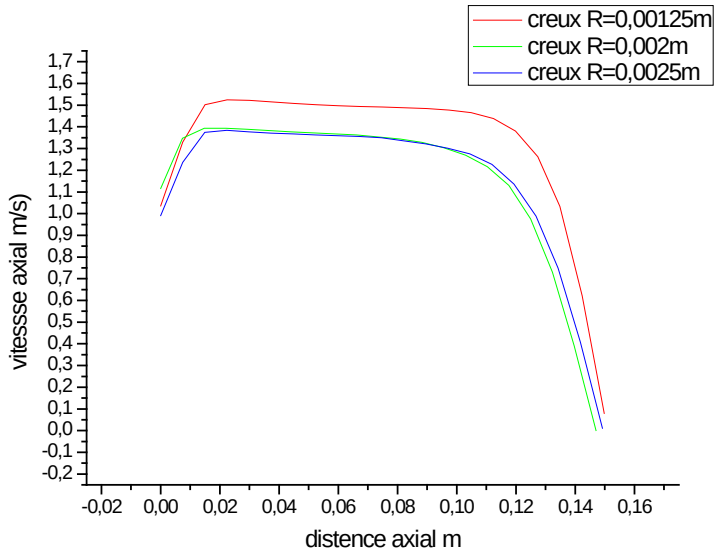


Figure VI.50**:**un profile de la vitesse axiale variable du creux

En raison de la grande quantité de données disponibles une fois que les simulations ont été réalisées, afin d'analyser indépendamment l'effet que des creux ou substrat .
La distance, le type de plaque, et diamètre creux utilisée pour générer le jet, ont sur le transfert de chaleur rouge de la substrat. Tous les résultats seront affichés. Nous aident à comparer le transfert de chaleur entre la substrat lisse et creux En vue d'avoir des résultats comparables qui explique que la substrat creux avec petit rayon et améliore l interaction thermique et dynamique de jet

Dans cette partie, nous avons changé le diamètre du creux de substrat a chaque foi où nous constatons que les courbes passant par la vitesse de travail est important positive dans l'interaction avec le jet de plasma et le milieu extérieur (substrat, surface libre).en remarque quand le rayon et diminue la vitesse est augmente et la température est diminue

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble des résultats théoriques concernant La modélisation de jet d'argon et de l'air sur une barrière thermique .avec déférent cas (variation de vitesse, variation de température d'entre, variation de température de substrat, variation des creux) .

L'analyse de ces résultats signifie accès pour étudier l'interaction thermique et dynamique d un jet impactant sur un barrière thermique

Conclusion générale :

Les travaux menés ont eu tous l'études pour objectif d'apporter une meilleure compréhension des phénomènes dynamiques et thermiques qui se produisent enter jet plasma et la géométrie des écoulement et le substrat. Notre travail fait partie de l'ensemble décès travaux.

Donc on utilisé logicielle ANSYS, pour obtenus Les résultats ont été présentés par des courbes analysées et commentées. L'exploitation des ces résultats et leurs discutions.
Le travail effectué dans ce mémoire, contribue à l'étude des l'interaction thermique et dynamique entre un jet plasma et géométrie d'un écoulement turbulent Et leur impact sur le substrat thermiquement et dynamiquement grâce à notre division en quatre chapitre .

Dans le premier chapitre, une brève recherche bibliographique portant sur les principes de la projection thermique et Spécifications du plasma pendant les traités précédents

Dans le second chapitre, la définition des équations de Les équations Navier stocks et Reynolds ,Une formulation mathématique du problème et ainsi de suite la modélisation de l'écoulement turbulent et l'utilisation des équations de conservation de l'énergie et de la continuité ainsi que les conditions aux limites associées font l'objet de ce chapitre.
Le troisième chapitre est consacré à la résolution numérique des équations complètes décrivant le problème en utilisant la méthode de l'élément fini.

Le quatrième chapitre présent une étude est composé de quater partie (variée la vitesse, varié la température d entre, variée la température du substrat , ,et variée le rayon des creux) et on chaque foi changé la forme de substrat (creuxet lisse),pour valider le code ont été réalises avec de logiciel

REFERENCE

[1]. B. Dussoubs, Modélisation tridimensionnelle du procédé de projection plasma: influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et

la répartition des particules dans l'écoulement. Thèse de doctorat de !'Université de Limoges, n° d'ordre 23-1998, juin 1998

[2]. H. Xiong, L.L. Zheng, S. Sampath, J. Fincke, R. Williamson, Three-dimensional Simulation of Plasma Spray Jet, Proc. of ASME Summer Heat Transfer Conference, 2003

[3]. H.P. Li, X. Chen, Three-dimensional Simulation of a Plasma Jet with Transverse Particle

and Carrier Gas Injection, Thin Solid Films, 390, 2001, pp 175-180

[4] K. Remesh, Thèse de doctorat de !'Université de Singapour, 2001

[5]. K. Remesh, Thèse de doctorat de !'Université de Singapour, 2001

[6] R.A. Antonia et L.W.B. Browne. Conventional and conditional Prandtl number in a turbulent plane

wake. International Journal of Heat and Mass Transfer, 30(10) :2023–2030, 1987.

[7] H. Bézard. New modeling constants, advanced viscous flow simulation tools for complete civil aircraft

design. BRPR CT97-0555, AVTAC/DEL/ONERA/D3.2C4, 1999.

[8] A.J. Chambers, R.A. Antonia et L. Fulachier. Turbulent Prandtl number and spectral characteristics

of a turbulent mixing layer. International Journal of Heat and Mass Transfer, 28(8) :1461–1468, 1985.

[9] K.Y. Chien. Prediction of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence

model. AIAA Journal, 20(1) :33–38, Janvier 1982.

[10] L.P. Chua et R.A. Antonia. Turbulent Prandtl number in a circular jet. International Journal of

Heat and Mass Transfer, 33(2) :331–339, 1990.

[11] T. Daris. Étude des modèles de turbulence à quatre équations de transport pour la prévision des

écoulements turbulents faiblement chauffés. Thèse de Doctorat, SUPAERO, Toulouse, France, 2002.

[12] Y. Iritani, N. Kasagi et M. Hirata. Heat transfer mechanism and associated turbulence structure

in the near-wall region of a turbulent boundary layer. In Turbulent Shear Flows 4, pages 223–234,1985.

[13] bilger 1988 Dominantes : équation de vitesse on écoulement14 août 1988 (Age 25) Allemagne ; Milieu de terrai

[14] W.P. Jones et B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. International Journal of Heat and Mass Transfer, 15 :301–314, 1972.

[15] N. Kasagi, Y. Tomita et A. Kuroda. Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow. Journal of Heat Transfer, 114 :598–606, Août 1992.

[16] B.E. Launder et D.B. Spalding. Mathematical models of turbulence. Academic Press, 1972.

[11] Y. Nagano et C. Kim. A two-equation model for heat transport in wall turbulent shear flows. Journal

of Heat Transfer, 110 :583–589, 1988.

[17] G.R. Newman, B.E. Launder et J.L. Lumley. Modelling of the behaviour of homogeneous scalar turbulence. Journal of Fluid Mechanics, 111 :217–232, 1981.

[18] T.P. Sommer, R.M.C. So et H.S. Zhang. Near-wall variable-Prandtl-number turbulence model for compressible flows. AIAA Journal, 31(1) :27–35, 1993.

[19] M.S. Youssef, Y. Nagano et M. Tagawa. A two-equation heat transfer model for predicting turbulent thermal fields under arbitrary wall thermal conditions. International Journal of Heat and Mass, Transfer, 35 :3095–3104, 1992.

NOMENCLATURE

F_{TS} Force de tension de surface,
N Symboles grecs
λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$
μ viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
μt, viscosité turbulente, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
X concentration d'espèces
Nomenclature
c fonction de phase
Cp capacité calorifique $J.kg-^{1}.K^{-1}$
G constante de gravité, 9,81 $m.s-^{2}$
u vitesse $m.s^{-1}$
P pression, Pa
t temps, s
T température, K
D diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$

uj	: Vecteur de vitesse	
u	: Vitesse locale du jet	(m/s)
Uc	: Vitesse locale dans la région développée	(m/s)
U_0	: Vitesse locale dans la région du cœur	(m/s)
X	: Variable adimentionnelles ($X = x/r_0$)	
Xc	: La longueur du cœur	(m)
X	:Distance axiale par rapport à la bus	(m)
ρ	: Densité du mélange gazeux	(Kg/m^3)
$*\tau$	: Contrainte de turbulence	($Kg/m.\ s^2$)
τij	: Le tenseur des contraintes visqueuses	

η: Paramètre dépend de n
τ_g :Le tenseur des contraintes visqueuses
ρ_{air}: La densité de l'air (Kg/m^3)
T_{sub} :temperateur de substrat (C)
T_{entre} : temperateur entré de jet (C)

$V_{entre:}$ vitesse entré de jet (m/s)
Dt : distance de tir (cm)
C: Fraction massique
Cp: Chaleur massique (J/KgK)
$\overline{Cp}$: Chaleur massique moyenne de mélange (J/KgK)