République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia FARES de MEDEA



Faculté des Sciences et de la Technologie

Thèse pour l'obtention du diplôme de Doctorat en sciences

En Génie des Procédés

ANALYSE NUMERIQUE DE L'INTERACTION FLUIDE-SUBSTRAT LORS DE LA PROJECTION THERMIQUE

Par

Boucheffa Noureddine

Présenté devant le jury composé de :

Dr. Kezrane Mohamed	MCA, Université de Médéa	Président
Pr. Benkhedda Younes	Professeur, Université de Blida 1	Examinateur
Dr. Zerari Mounir	MCA, Université de Médéa	Examinateur
Pr. Hamid Abdelkader	Professeur, Université de Blida 1	Examinateur
Dr. Horimek Abderrahmane	MCA, Université de Djelfa	Examinateur
Pr. Abdellah El-hadj Adbdellah	Professeur, Université de Médéa	Directeur de thèse
Dr. Rebhi Redha	MCB, Université de Médéa	Invité

Dédicaces

À

* La mémoire de mon père et de mes grands parents;
* Ma mère, ma tente et ma grand-mère;
* Mes frères, mes sœurs, ma femme et mes enfants;
* Toute la famille;
* Tous les amis.

N. Boucheffa

Remerciements

Nous remercions Allah le tout puissant de nous avoir offert la volonté ainsi que la patience afin d'aboutir à la finalité de ce travail.

Je tiens à exprimer, en premier lieu, mes vifs remerciements au Docteur Kezrane Mohamed, Maitre de conférence à l'Université de Médéa, d'avoir accepté de présider le jury pour examiner mon travail.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Y. Benkheda, Professeur à l'université de Blida1, Monsieur A. Hamid, Professeur à l'université de Blida1, Docteur M. Zerari, MCA à l'Université de Médéa et Docteur A. Horimek, MCA à l'université de Djelfa, d'avoir accepté d'être membres de jury pour examiner ce travail.

Je tiens également à remercier le directeur de thèse Mr A.Abdallah El-Hadj , Professeur à l'université de Médéa, qui n'a pas cessé de m'encourager et qui m'a beaucoup aidé.

Je tiens à remercier infiniment le Docteur Redha REBHI de l'université de Médéa en lui présentant ma gratitude et qu'il trouve ici ma parfaite reconnaissance en guise de sa précieuse assistance et ses conseils utiles.

Je ne manquerai pas à remercier toutes les personnes qui m'ont aidé de loin ou de près.

N. Boucheffa

المُلـخَّـص:

الرش الحراري هو أحد طرق معالجة السطوح (معادن، خزف...) وتغليفها بطبقة رفيعة من معادن أو مواد أخرى ذات خصائص معينة في العمليات الصناعية. الرش الحراري ذو مجالات تطبيق واسعة (عمليات مقاومة التآكل والصدأ، مجال محركات الطائرات، مجال الأدوية، وما إلى ذلك). عمليات تصنيع الطلاء أو التغليف متنوعة ، نذكر في هذا الصدد العملية التي لها علاقة بعملنا وهي طريقة رش البلازما الحرارية في ظروف العوامل الجوية الاعتيادية.

تعتبر دراسات المقارنة بين نماذج الاضطراب المختلفة المستخدمة في مجال تدفقات البلازما الحرارية مهمة جدًا. تسمح لنا هذه الدراسات باختيار أكثر نماذج الحساب كفاءة من أجل الحصول على أفضل النتائج الممكنة وأيضًا لتخفيض سعر التكلفة، تقليل وقت الحساب وتحسين الخصائص الفيزيائية، الكيميائية والميكانيكية للمادة المراد معالجتها.

الهدف من هذا العمل هو تحليل تدفق مضطرب أثناء الرش ببلازما حرارية وتقييم تأثيره على الركيزة باستخدام نهج RANS. نعتبر أن تدفق البلازما مستقرًا وغير قابل للضغط و دون سرعة الصوت و هو في حالة توازن ديناميكي حراري . أيضًا، من المفترض أنه لا توجد تفاعلات كيميائية في الحالة الغازية. المعاملات التي تؤطر المشكلة قيد الدراسة هي استطاعة غاز البلازما ، درجة حرارة خروجه من الفوهة وسرعته ،حقول درجة حرارة تدفق البلازما و سرعتها ودرجة حرارة الركيزة . لجميع نماذج الاضطراب المستخدمة في دراستنا ، وهي RNG k-ε و SST k-ω، يتم استخدام برنامج Ansys CFX الذي يعتمد على طريقة الأحجام المتناهية (FVM) لحل معادلات الحفظ التي تحكم مشكلتنا من أجل الحصول على النتائج المتعلقة بخصائص التدفق.

أيضًا، يتم استخدام المعالج الأولي برنامج CFX المرتبط بـ Ansys 16.0 لبناء المجال الحسابي وتوليد التشبيك. في بداية الحساب، يتم دراسة نفث بلازما حراري ثنائي الأبعاد وثابت ، يستخدم هذا النفاث Argon كغاز بلازما من اجل إستطاعات مختلفة (790 واط ، 1050 واط ، 1300 واط ، 1780 واط). ستتم مقارنة النتائج

التي يتم الحصول عليها مع نتائج التجارب وفق نفس الظروف من أجل التحقق من صحة هذا النموذج. بالإضافة إلى ذلك، سيتم استخدام النتائج التي تم الحصول عليها من الحالة الثابتة كبيانات إدخال لحساب خصائص نفث البلازما الحراري ثنائي الأبعاد في الوضع العابر للزمن من اجل الطاقة 1780 واط. بعد ذلك ، ننتقل إلى تحليل تدفق النفث البلازمي ثلاثي الأبعاد باستخدام نموذج RNG- k-ε و بإتباع نفس الفرضيات ، ونفس البيانات (قطر الفوهة ،مسافة الفجوة ، غاز البلازما ...) و لطاقة تساوي 1780 واط، كما سيتم تفسير النتائج المتحصل عليها و شرحها و التعليق عليها و تحليلها .

Résumé:

La projection thermique est une famille de procédés de traitement de surface et de formation de revêtement sur des pièces industrielles. Les domaines applicatifs sont très larges (procédés anti-usure, anticorrosion, réacteurs d'avions, la médicine ..). Les procédés de fabrication de revêtement sont variés, nous citons celui qui a une relation avec notre travail qui est la projection thermique par plasma atmosphérique .

Les études comparatives entre les différents modèles de turbulence utilisés dans le domaine des écoulements de jet plasma thermique sont très importantes. Ces études nous permettent de choisir les modèles de calcul les plus performants en vue d'acquérir les meilleurs résultats possibles et aussi afin de minimiser le coûts de revient, diminuer le temps de calcul et améliorer les caractéristiques physiques, chimiques et mécaniques du matériau à traiter.

Le but de ce travail est l'analyse de l'écoulement turbulent pendant la projection thermique par plasma et l'évaluation de son influence sur le substrat en utilisant l'approche RANS. Le jet de plasma est supposé stable, incompressible, subsonique en équilibre thermodynamique local et turbulent. De plus, on suppose qu'il n'y a pas de réactions chimiques dans la phase gazeuse. Les paramètres qui régissent notre problème sont: la puissance du gaz plasma, les profils de température et de vitesse à la sortie de la buse, les

champs de température et de vitesse du domaine à étudier et la température du substrat. Pour tous les modèles de turbulence utilisés dans notre étude à savoir le RNG k-ε et le SST k-ω, le code Ansys CFX, basé sur la méthode des volumes finis (FVM), a été exploité pour la résolution des équations de conservation qui régissent notre problème et par conséquent l'obtention des résultats relatifs aux caractéristiques de l'écoulement. Aussi, le préprocesseur du code CFX associé à Ansys 16.0 est utilisé pour la construction du domaine de calcul et la génération de la grille de maillage. Dans un premier lieu, un jet de plasma thermique bidimensionnel et stationnaire sera étudié, ce jet utilise l'Argon comme gaz plasmagène et ce pour les différentes puissances (790W, 1050W, 1300W, 1780W). Les résultats obtenus seront comparés avec ceux de l'expérience et ceux trouvés dans la littérature et dans les mêmes conditions afin de valider ce modèle. Additivement à cela, Les résultats obtenus pour le cas stationnaire seront utilisés comme des données pour le calcul des caractéristiques du jet de plasma thermique bidimensionnel en mode transitoire pour la puissance 1780W. Ensuite, nous procédons à l'analyse de l'écoulement du jet plasma pour le cas tridimensionnel en mode stationnaire en utilisant le modèle RNG- k-ε et en se basant sur les mêmes hypothèses et les mêmes données (diamètre de la buse, distance d'écartement, gaze plasmagène...) et pour une puissance qui égale 1780W. Les résultats obtenus pour les différents cas étudiés seront discutés et analysés.

Abstract:

Thermal spraying is a family of surface treatment and coating on industrial processes. The fields of application are very large (anti-corrosion processes, aircraft engines, medicine, etc.). The coating manufacturing processes are varied, we mention the one that has a relation with our work which is the atmospheric plasma spraying.

Comparative studies between the different turbulence models used in the domain of thermal plasma jet are very important. These studies allow us to

choose the most efficient calculation models in order to acquire the best possible results and also in order to minimize the production cost, reduce the calculation time and improve the physical, chemical and mechanical characteristics of the material to be treated.

The aim of this work is the analysis of the turbulent flow during thermal plasma spraying and the evaluation of its influence on the substrate using the RANS approach. The plasma jet is assumed to be stable, incompressible, subsonic in local thermodynamic equilibrium and turbulent. Also, it is assumed that there are no chemical reactions in the gas phase. The governing parameters of the problem under study are the plasma gas power, the nozzle exit temperature and velocity profiles, the plasma jet temperature and velocity fields and the substrate temperature. For all the turbulence models used in our study, namely the RNG k-ε and the SST k-ω, the Ansys CFX code, based on the finite volume method (FVM), was used for the resolution of the equations of conservation which govern our problem in order to obtain the results relating to the characteristics of the flow. Also, the CFX code preprocessor associated with Ansys 16.0 is used for the construction of the computational domain and the generation of the mesh grid. Firstly, a two-dimensional and stationary thermal plasma jet was studied, this jet uses Argon as plasma gas for the different powers (790W, 1050W, 1300W, 1780W). The results obtained will be compared with those of the experiment and those found in the literature and under the same conditions in order to validate this model. In addition to this, the results obtained for the stationary case will be used as input data to calculate the characteristics of the two-dimensional thermal plasma jet in transient mode for the power of 1780W. Then, we proceed to the analysis of the three-dimensional steady plasma jet flow using the RNG- k-ε mode with the same assumptions, the same inputs (nozzle diameter, stand-off distance, plasma gas ...) and for a power which is equal to 1780W. The results obtained for the different cases under study will be discussed and analyzed.

SOMMAIRE

Liste des Figures.....

Liste des Tableaux.....

Nomenclature.....

INTRODUCTION GENERALE.....2

CHAPITRE1. Étude Bibliographique

Étude Bibliographique.....4

CHAPITRE2. LA PROJECTION THERMIQUE

1. Introduction à la projection thermique 10
2. Différents procédés de projection thermique 10
   - 2.1. La projection thermique par Plasma (projection par arc soufflé) 12
     - 2.1.1. Notions sur le plasma 12
     - 2.1.2. Procédé de Projection Thermique par plasma 12
     - 2.1.3. Différents procédés de jets plasma.....13
     - 2.1.4. Les gaz plasmagènes.....14
     - 2.1.5. Dynamique du jet plasma.....15
     - 2.1.6. Grandeurs caractéristiques du jet plasma 18
       - A. Distribution de température, vitesse axial.....18
       - B. Distribution de températures et vitesses radiales 20
       - C. Distribution de température, vitesse en fonction du courant 21
       - D. Distribution de température, vitesse axiale en fonction du débit.....22
       - E. Distribution de concentration, axiale et radiale.....24
       - F. Distribution de l'intensité de turbulence, axiale et radiale.....28
       - G. Distribution de flux de chaleur dans le substrat.....30

H. Viscosité, densité, conductibilité de l'air. 33
I. Viscosité, densité, conductibilité de l'Argon. 35
2.2. Projection à flamme. 38
2.3. Projection thermique à l'arc électrique. 39
2.4. Projection par flamme supersonique (HVOF). 41
2.5. Projection par canon à détonation. 43
2. Conclusion du chapitre. 44

CHAPITRE3. FORMULATION MATHEMATIQUE

1. Formulation mathématique. 45
1.1. Conservation de la masse ou équation de continuité 46
1.2. Conservation de la quantité de mouvement 46
1.3. Équation de l'énergie Totale. 46
2. LA TURBULENCE 47
2.1. Introduction. 47
2.2. Modèles de turbulence. 50
2.2.1. Hypothèses de Boussinesq. 50
2.2.2. Modèle Algébrique: Hypothèse de longueur de mélange de Prandtl. 51
A. Modèle de premier ordre à une équation. 52
B. Modèle de premier ordre à deux équations. 52
2.2.3. Le modèle k-ε standard. 53
A. Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente 53
B. Discrétisation des différents termes. 54
2.2.4. Présentation du modèle SST-K-ω. 56
2.2.5. Présentation du modèle RANS- RNG k-ε 58
3. Conclusion du chapitre. 60

CHAPITRE4. METHODE DE RESOLUTION

1. Introduction 61

2. Principe globale de la méthode des volumes finies. 61

3. Schématisation d'un volume fini. 62

4. Classification des Maillages en Volumes Finis.....62

4.1. Maillage selon l'arrangement des mailles 63

4.2. Maillage selon le positionnement de la solution. 63

4.2.1. Maillage à nœuds centrées (vertex centered). 64

4.2.2. Maillage à faces centrées (centred faces) 64

4.3. Maillage établi à partir d'un maillage éléments finis.....65

4.4. Cas particulier: Maillage décalé (déplacé).....66

5. Discrétisation des équations.....67

5.1. Équation de continuité. 67

5.2. Discrétisation du terme temporel "A". 67

5.3. Schémas de discrétisation. 68

5.3.1. Schéma de Différences centrés CDS (Central differencies scheme).....70

5.3.2. Schéma de discrétisation Upwind (UDS) 72

5.3.3. Schéma de différentiation hybride (blending). 74

5.4. discrétisation du terme convectif et diffusif. 75

A. réécriture du terme convectif. 75

B. réécriture du terme diffusif. 77

5.5. Linéarisation du terme source S 78

A. Terme source convectif et diffusif. 79

B. Le terme source de pression.....79

C. Le terme source transitoire. 79

D. Terme source pour énergie turbulente. 80

E. Terme source pour énergie de dissipation. 80

5.6. Détermination des coefficients 81
5.7. Traitement du couplage vitesse - pression. 83
5.7.1. L'algorithme SIMPLE 84
5.7.2. Aperçu général sur l'algorithme de la méthodes des volumes finis 87
6. MODELE PHYSIQUE 90
6.1. Cas de référence et maillage 2D. 90
6.1.1. Conditions aux limites 91
6.1.2. Profiles de températures et de vitesses à l'entrée. 92
6.2. Cas de référence et maillage 3D. 93
6.2.1. Profiles de températures et de vitesses à l'entrée. 95
7. Conclusion du chapitre. 96

CHAPITRE5. REULTATS ET DISCUSSIONS

1. Résultats pour le cas bidimensionnel. 97
1.1. Régime permanant. 97
1.2. Régime transitoire 105
2. Résultats pour le cas tridimensionnel 114
2.1. Présentaton du cas à étudier. 114
2.2. Ecoulement 3D stationnaire en utilisant RNG K-ε 114

CONCLUSION GÉNÉRALE. 123
RÉFÉRENCES. 125

Liste des Figures et Tableaux

Liste des Figures:

Fig. 2.1:	Schématisation de la projection thermique par plasma	13
Fig. 2.2:	Procédé de projection thermique par plasma	15
Fig. 2.3:	Détails du procédé de projection par plasma	17
Fig. 2.4:	Intensité de turbulence du jet plasma d'Argon	17
Fig. 2.5:	Vitesse moyenne axiale et intensité de turbulence pour un jet de plasma d'Argon	18
Fig. 2.6.a :	Profiles de vitesses d'un jet plasma d'Argon déchargeant dans l'air	19
Fig. 2.6.b:	Profiles de températures d'un jet plasma d'Argon déchargeant dans l'air	19
Fig. 2.7:	Profils radiaux de vitesse obtenus pour un plasma d'Argon pour différentes stations sur l'axe de la torche.	20
Fig. 2.8:	Profils radiaux de température obtenus pour un plasma d'Argon pour différentes positions sur l'axe de la torche	21
Fig. 2.9:	En fonction du courant; (a) distribution de vitesses le long de l'axe de jet, (b) distribution de la température le long de l'axe de jet	22
Fig. 2.10:	En fonction de débit d'Argon: (a)distribution de température le long de l'axe, (b) distribution radiale de la température pour x = 80 mm	23
Fig. 2.11.a:	En fonction de débit d'Argon : distribution de vitesse le long de l'axe de jet	24
Fig. 2.11.b:	En fonction de débit d'Argon: distribution de la vitesse radiale pour la station x=80 mm	24
Fig. 2.12:	Distribution axiale de la concentration d'Argon	25
Fig. 2.13:	Distribution axiale de la concentration d'Argon en fonction du courant	26
Fig. 2.14:	Distribution radiale de la concentration d'Argon [39]	26
Fig. 2.15:	Contours 2D de la fraction molaire d'Argon dans un jet plasma dans la direction axiale	27

Fig. 2.16:	Distribution tridimensionnelle de la fraction molaire d'Argon dans un jet plasma	28
Fig. 2.17:	Distribution axial de l'intensité de turbulence d'un jet de plasma d'Argon	29
Fig. 2.18:	Distribution radial de l'intensité de turbulence d'un jet de plasma d'Argon	29
Fig. 2.19.a:	Distribution radial pour les différents cas A/B/C/D/E (a): Flux de chaleur vers le substrat	31
Fig. 2.19.b:	Distribution radial pour les différents cas A/B/C/D/E (b): Coefficient de transfert de chaleur	31
Fig. 2.20.a:	Distribution radiale pour différentes distances d'écartement: (a):Flux de chaleur vers le substrat,	32
Fig. 2.20.b:	Distribution radial pour différentes distances d'écartements: (b):coefficient de transfert de chaleur	32
Fig. 2.21:	Effet de l'éloignement de la buse sur la température de la ligne médiane du substrat	32
Fig. 2.22:	Flux radial de chaleur au niveau du substrat pour différentes distances d'écartements	33
Fig. 2.23:	Viscosité d'air en fonction de la température selon différents articles	34
Fig. 2.24:	Conductivité thermique de l'air en fonction de la température selon différents articles	34
Fig. 2.25:	Masse volumique de l'air en fonction de la température	35
Fig. 2.26:	Chaleur spécifique de l'air en fonction de la température	35
Fig. 2.27:	Viscosité d'Argon en fonction de la température	36
Fig. 2.28:	Conductivité thermique d'Argon pur en fonction de la température	37
Fig. 2.29:	Masse volumique d'Argon pur en fonction de la température	37
Fig. 2.30:	Chaleur spécifique d'Argon pur en fonction de la température	38
Fig. 2.31 (a,b):	Exemples pratiques du procédé projection par plasma	38
Fig. 2.32:	Détails du procédé projection à flamme	39
Fig. 2.33 (a,b):	Exemples pratiques du procédé projection à flamme	39
Fig. 2.34:	Détails du procédé de projection par arc électrique	40
Fig. 2.35 (a,b):	Exemples pratiques du procédé projection à l'arc	40

Fig. 2.36:	Procédé de projection par HVOF	41
Fig. 2.37 (a,b):	Exemples pratiques du procédé HVOF	42
Fig. 2.38:	Procédé de projection par canon à détonation électrique	43
Fig. 4.1:	Schématisation d'un volume fini	62
Fig. 4.2:	Types de Maillage	62
Fig. 4.3:	Différents types de maillage	63
Fig. 4.4:	Maillage à nœuds centrées	64
Fig. 4.5:	Maillage à faces centrées	65
Fig. 4.6:	Maillage à partir d'éléments finis	65
Fig. 4.7:	Volumes de contrôle standard pour différentes variables	66
Fig. 4.8:	Volumes de contrôle décalés	66
Fig. 4.9:	Schéma upwind et direction d'écoulement	72
Fig. 4.10:	Flux dans une maille	76
Fig. 4.11 :	Arrangement décalé (staggered arrangement or grid)	84
Fig. 4.12 :	Arrangement centré (collocated arrangement or grid or non-staggered grid)	85
Schéma 4.13:	Organigramme du schéma SIMPLE	86
Schéma 4.14:	Organigramme Globale de la méthode des volumes finis pour la résolution des équations de Navier-Stockes	89
Fig. 4.15:	Schéma des conditions aux limites pour le cas 2D	90
Fig. 4.16:	Maillage généré par CFX pour le domaine de calcul avec substrat pour 2D.	90
Fig. 4.17 (a,b):	A) Profiles de température à la sortie de la buse: B) Profiles de vitesses à la sortie de la buse	93
Fig. 4.18:	Domaine de calcul tridimensionnel généré par CFX -Ansys	94
Fig. 4.19:	Conditions aux limites et maillage tridimensionnel générés par	94
Fig. 4.20:	Domaine de calcul avec maillage dans le plan XZ généré par CFX et conditions aux limites.	95
Fig. 5.1 - 5.4:	Distribution des températures pour le jet plasma thermique pour les différentes valeurs de puissances (Résultats des simulations).	98
Fig. 5.5 - 5.8:	Distribution des vitesses de jet plasma thermique d'Argon pour les différentes valeurs de puissances (Résultats des simulations).	100

Fig. 5.9 (a,b):	Comparaison des distributions pour les différentes puissances: (a) Pour température; (b) Pour vitesses.	101
Fig. 5.10:	Contours de vitesses d'Argon (P=790 W)	103
Fig. 5.11:	Contours de vitesses d'Argon (P=1050 W)	103
Fig. 5.12:	Contours de vitesses d'Argon (P=1300 W)	103
Fig. 5.13:	Contours de vitesses d'Argon (P=1780 W)	104
Fig. 5.14:	Contours de températures d'Argon (P=790 W)	104
Fig. 5.15:	Contours de températures d'Argon (P=1050 W)	104
Fig. 5.16:	Contours de températures d'Argon (P=1300 W)	105
Fig. 5.17:	Contours de températures d'Argon (P=1780 W)	105
Fig. 5.18 (a,b):	Pour différentes valeurs de temps, distributions d'Argon : a) pour températures, b) pour vitesses.	106
Fig. 5.19:	Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=6 s)	107
Fig. 5.20:	Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=24 s)	107
Fig. 5.21:	Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=60 s)	107
Fig. 5.22:	Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=960 s)	108
Fig. 5.23:	Profiles de température d'Argon pour différentes positions radiales (t=6 s)	109
Fig. 5.24:	Profiles de température d'Argon pour différentes positions radiales (t=24 s)	109
Fig. 5.25:	Profiles de température d'Argon pour différentes positions radiales (t=60 s)	110
Fig. 5.26:	Profiles de température d'Argon pour différentes positions radiales (t=450 s)	110
Fig. 5.27:	Profiles de vitesses d'Argon pour différentes positions radiales (t=6 s)	111
Fig. 5.28:	Profiles de vitesses d'Argon pour différentes positions radiales (t=24 s)	111
Fig. 5.29:	Profiles de vitesses d'Argon pour différentes positions radiales (t=60 s)	111
Fig. 5.30:	Profiles de vitesses d'Argon pour différentes positions axiales (t=450 s)	112
Fig. 5.31 :	Fraction de volume d'Argon le long de la ligne centrale pour jet de plasma pour différentes valeurs de temps	112

Fig. 5.32 :	Fraction de volume d'air le long de la ligne centrale pour je de plasma pour différentes valeurs de temps	113
Fig. 5.33 (a-e):	Contours de températures du substrat pour cinq valeurs de temps	113
Fig. 5.34:	Distributions de température Pour l'axe centrale (régime stationnaire en 3D).	115
Fig. 5.35:	Distributions de vitesses pour l'axe centrale (régime stationnaire en 3D)	115
Fig. 5.36 (a,b)	Contours à l'entrée : (a) pour températures, (b) pour vitesses.	115
Fig. 5.37 (a,b):	Contours d'Argon dans le plan ZY: (a) pour température, (b) pour vitesses	116
Fig. 5.38 (a,b):	Contours d'Argon dans le plan XZ: (a) températures, (b) vitesses	117
Fig. 5.39:	Contours de vitesses d'air dans le plan ZY	117
Fig. 5.40:	Distribution de la fraction de volume d'air et d'Argon dans le plan centrale	118
Fig. 5.41 (a,b):	Contours de température de substrat pour : (a) pour z=101 mm, (b) pour z=105 mm (cas tridimensionnel)	119
Fig. 5.42:	Contours de température d'Argon dans le plan YZ avec le substrat	119
Fig. 5.43:	Contours de vitesses d'Argon dans le plan YZ avec le substrat	120
Fig. 5.44:	Visualisation en 3D des températures de jet plasma avec interaction avec le substrat	120
Fig. 5.45:	Visualisation en 3D des températures de jet plasma avec interaction avec le substrat pour différentes stations	121
Fig. 5.46:	Visualisation en 3D des vitesses de jet plasma avec interaction avec le substrat	121
Fig. 5.47:	Lignes de courant en 3D dans le plan YZ de jet plasma avec interaction avec le substrat	122
Fig. 5.48:	Lignes de courant en 3D dans le plan XZ de jet plasma avec interaction avec le substrat	122

Liste des Tableaux:

Tableau 2.1	Principales caractéristiques des différents procédés de projection thermique;	11
Tableau 2.2:	Différents cas étudiés pour calcul de flux de chaleur	30
Tableau 2.3:	Désignation des symboles utilisés dans les Figures 2.23 et 2.24	36
Tableau 4.1:	Nombre de nœuds dans les différentes zones de maillage Modèle 2D	91
Tableau 4.2:	Valeurs maximales de température et vitesse pour différents cas	92
Tableau 4.3:	Le nombre de nœuds dans les différents zones de maillage pour le modèle 3D	95
Tableau 3.4:	Fractions de volumes pour l'Argon et l'air pour différentes zones	96
Tableau 5.1:	Comparaison entre les écarts entre SST et RNG par rapport aux résultats expérimentaux	99

Nomenclature

A_i	Surface de la face i	m^2
Ar	Argon	-
C_p	Specific heat capacity at constant pressure	J/Kg.K
$C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$, σ_k et σ_ε	Constantes empiriques de turbulence K-epsilon	-
D_ω	Terme de diffusion	m^2/s
D_i	Mass diffusion coefficient	m^2/s
d	Diamètre de la buse	m
G_K	terme de génération de l'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de vitesses moyennes	m^2/s^3
G_b	terme de génération d'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité (buoyancy)	m^2/s^3
g_i	Composantes du vecteur pesanteur	m/s^2
h_{tot}	Enthalpie totale	Joule
h	Enthalpie statique	Joule
h_c	Coefficient de transfert de chaleur convectif	$W.\ m^{-2}.K^{-1}$
I	Intensité de courant	Ampère
I_u	Intensité de turbulence	Pourcentage
J_x	Projection suivant x de la densité du flux convectif et diffusif.	$W.m^{-2}$
K	Energie cinétique turbulente	m^2/s^2
$°K$	Unité de température	Kelvin
Kg	Unité de masse	Kilogramme
l	Longueur de mélange de Prandtl.	m
MPa	Unité de mesure de la pression	Méga Pascal
$\dot{m}_e$	Débit massique traversant une face e pour volumes finis	Kg/s
N_2	Azote	-
P	Puissance	Watts

p	Pression	Pascal
P_k	Terme de production d'énergie cinétique turbulente	m^2/s^3
Pr_t	Nombre Prandtl Turbulent	-
Q_P^u	Terme source pour volumes finis	m^2/s^3
Q	Débit volumique	m^3/s
q_{cond}	Flux de chaleur conductif	$J.s^{-1}.m^{-2}$
q_{conv}	Flux de chaleur convectif	$J.s^{-1}.m^{-2}$
R	Rayon de la buse	m
r	Variable radiale	m
Re	Nombre de Reynolds	-
R_ε	Terme de ε pour RNG-K-ε	m^2/s^3
$Slpm$	Standard liter Per minute	Litre/mn
Scf	Unité de mesure de volume (Standard Cubic Feet)	(ft^3)
S_{ij}	Tenseur de taux de déformation	m^2/s^3
$\overline{S_\phi}$	Terme de source linéarisé	m^2/s^3
S_ϕ^C	Partie constante de $\overline{S_\phi}$	m^2/s^3
S_ϕ^P	Coefficient de ϕ_P	-
S_ϕ	Terme source dû à la variable ϕ	m^2/s^3
T	Température	°K
T_0	Température moyenne du gaz à la sortie de la buse,	°K
T_a	Température du gaz dans les conditions de pression et de température du laboratoire	°K
t	temps	s
u,v et w	Vitesse selon x, y et z	m/s
u'	Vitesse moyenné	m/s
U_{max}	Vitesse maximale au centre de la torche	m/s
U_0	Vitesse moyenne du jet de plasma à la sortie de la buse,	m/s

U_a	Vitesse du gaz à la sortie de la buse dans les conditions de pression et de température du laboratoire	m/s
$u^*_{e,w...}$	Valeurs initiales de vitesses	m/s
V	Volume du domaine de calcul	m^3
$\vec{V}$	Vecteur vitesse	m/s
x,y,z	Coordonnées cartésiennes	m
y_i	Masse fraction of the species	%

Symboles Grecs :

α	Coefficient de sur-relaxation de pression	-
β^*	Constante pour le modèle SST-K-ω	-
β	Constante pour le modèle RNG-K-ε	-
γ	Facteur de pondération UDS CDS	-
Γ_ϕ	Coefficient de diffusion (conductibilité thermique, viscosité,….)	-
δij	Symbole de Kronecker	-
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique	m^2/s^2
η	Echelle de longueur de Kolmogorov	m
κ	Constante de Kármán	-
λ	Conductivité Thermique	$W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$
λi	Coefficient de pondération des volumes finis	-
μ_{eff}	Viscosité Effective	Kg.m/s
μ_t	Viscosité Turbulente	Kg.m/s
ρ	Masse volumique	Kg/ m^3
σ	Conductivité Electrique	$S.m^{-1}$
σ_K	Constante empirique du modèle K-ε	-
$\sigma_{\omega,1}, \sigma_{\omega,2}, \sigma_{k,1}, \sigma_{k,2}, a_1$	Constantes empiriques de turbulence SST K-w	-
τ	Contrainte de cisaillement	Pa
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses du fluide	Pa

ω	Taux de dissipation de l'énergie cinétique spécifique	m^2/s^2
υ_t	Viscosité cinématique	m^2/s
ϕ	Variable	-
ϕ_E	Variable de la face E	-
Ω	Volume infinitésimale	m^3

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

L'étude des écoulements est un problème fondamental en mécanique des fluides et en transfert de chaleur. L'approche théorique existante est mise en défaut par la complexité des phénomènes et des équations. Cependant, le développement flagrant de l'informatique a entraîné une révolution dans les méthodes d'étude numériques qui cherchent à obtenir numériquement des solutions approchées pour plusieurs types d'écoulements et notamment l'analyse de l'écoulement turbulent pendant la projection thermique .

La projection thermique fait partie des techniques de traitement de surface qui regroupe un ensemble de procédés dans lesquels des matériaux sous forme pulvérulente sont déposés sur des substrats. Ces procédés peuvent obtenus en se basant sur la variation de des conditions de l'environnement (pression à l'intérieur de l'enceinte , vitesses des jets, préparation des substrat, degré d'ionisation.....).
La projection thermique par plasma est l'une des méthodes les plus célèbres dans le domaine de revêtement des surfaces et plus précisément le jet plasma atmosphérique APS (Atmospheric Plasma Spraying)

Plusieurs travaux ont été réalisés pour l'étude et l'analyse des jets de plasma thermique et les différentes interactions avec le substrat et avec les particules à projeter.
Les paramètres influant sur la qualité du jet sont multiples, ils peuvent être l'objet de plusieurs études.

Dans notre étude nous allons nous intéresser à l'analyse de l'écoulement turbulent bidimensionnel et tridimensionnel pendant la projection thermique par plasma en utilisant la méthode RANS. Le procédé de projection thermique par plasma atmosphérique a été adopté pour ce travail.

Dans un premier lieu, on fait l'analyse de l'écoulement par une approche RANS (en utilisant les modèle RNG k-ε et SST k-ω) pour le cas bidimensionnel en mode stationnaire. Les résultats générés par le mode stationnaire bidimensionnel seront utilisés comme conditions initiales pour les simulations de l'écoulement instationnaire bidimensionnel. Ensuite, on développe l'écoulement pour le cas tridimensionnel en vue de l'analyse du jet plasma pour le mode stationnaire.

Les résultats obtenus seront comparés avec ceux de l'expérience et ceux trouvés dans la littérature et dans les mêmes conditions afin de valider ce modèle.

Pour réaliser ce travail, nous jugeons qu'il est utile de diviser ce travail sur cinq chapitres:

Le premier chapitre sera consacré à une étude bibliographique qui traitera le développement des jets plasma.

Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter les différents procédés de projection thermique et notamment la projection thermique par plasma atmosphérique.

Le troisième chapitre concernera la présentation de la formulation mathématique ainsi que la théorie de turbulence et les différents modes de turbulence qui ont relation avec notre étude.

Le quatrième chapitre sera consacré à la méthode numérique adoptée pour la résolution des équations qui régissent notre problème ainsi que le modèle physique à étudier.

Dans le cinquième chapitre, nous allons présenter les différents résultats obtenus et aussi les différentes discussions et interprétations.

Finalement, une conclusion générale qui récapitule le travail effectué sera présentée.

Chapitre **1**

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Etude bibliographique

La projection thermique est une technique qui consiste à projeter, sur une pièce à revêtir, un flux de fines particules liquides ou "pâteuses" produites à l'aide d'une source thermique, à partir d'un matériau d'apport solide. Ce produit d'apport est généralement une poudre ou un fil d'un matériau bien défini qui est chauffé à l'aide d'un arc électrique, d'un plasma ou d'une combustion d'un mélange oxygène-gaz carburant. Il est simultanément projeté par un gaz neutre, de l'air comprimé, le plasma, ou les gaz de combustion. Les particules chauffées et accélérées vont s'écraser sur le substrat, se lier et se refroidir très rapidement. Elles construisent ainsi petit à petit un empilement de fines particules lenticulaires, typiquement d'épaisseur 5 μm et de diamètre 50 μm. La nouvelle surface ainsi créée possède une microstructure lamellaire caractéristique qui confère au revêtement des propriétés anisotropes et, en général, une structure micro-cristallisée constituée par un mélange de phases thermodynamiquement stables et instables.

En observant le dépôt provoqué par l'impact d'une balle de plomb contre un mur en ciment que le Docteur SCHOOP, ingénieur suisse, eut l'idée en 1909 de projeter du plomb fondu avec un vaporisateur, puis du plomb sous forme de poudre à travers une flamme. Les premières applications industrielles sont apparues en 1914 dans le domaine industriel dans celui de l'anticorrosion (dépôts d'aluminium), ou encore en décoration (dépôts de bronze). Dès 1914 des essais de projection par arc électrique furent réalisés. Plus tard, la projection thermique a rapidement été mise en application, elle s'est développée en premier temps d'une façon empirique et coûteuse. La modélisation des procédés de projection thermique par plasma a énormément évolué ces dernières années en raison de l'évolution très rapide des outils informatiques (ordinateurs) et aussi aux progrès réalisés dans le domaine des codes CFD [1].

Vers la fin des années 50, la projection thermique élargit ses domaines potentiels d'application par la mise au point de nouveaux procédés :

-La projection par plasma d'arc soufflé, imaginée en 1939 par Reinecke, est employée à partir de 1957 grâce à la fabrication industrielle, aux U.S.A, de générateurs plasma[3].
- La projection par canon à détonation, inventée par R.M. Poorman, H.B. Sargent et H. Lamprey, est brevetée (1955), puis développée sous le nom de D-Gun™ par la compagnie américaine Union Carbide and Carbon Corporation [1].

Parallèlement à la diffusion mondiale de ce procédé dans les différentes installations de la compagnie américaine, l'Union Soviétique développe à partir de 1967, pour son propre complexe militaro -industriel, des installations de projection utilisant le même principe. Ces deux nouveaux procédés connaissent un développement rapide grâce aux solutions qu'ils apportent à une industrie de pointe, l'aéronautique et plus précisément aux motoristes.
Mais depuis les années 1980 de nouveaux procédés sont apparus : l'invention de la projection plasma sous vide et la projection plasma basse pression (VPS / LPPS) a eu lieu [2] suivie du procédé HVOF (High Velocity Oxygen-Fuel), qui permet de satisfaire la condition supposée responsable de la supériorité des caractéristiques des revêtements canon : une vitesse extrêmement élevée des particules de poudre lors de leur impact [1].

Comme nous avons cité auparavant, les procédés de jets plasma offrent une protection contre l'usure, les température excessives, les attaques chimiques et la corrosion environnementale. La modélisation du processus de jet de plasma permet de mieux comprendre les séquences de processus lors du jet de plasma thermique [3-4].

Les paramètres du processus jouent un rôle important dans la détermination de la qualité du jet, de nombreuses études ont été effectuées pour déterminer l'influence de ces paramètres.

P.C. Huang et J. Heberlein [5] ont étudié la projection thermique par plasma avec deux fluides, selon lesquels le jet de plasma turbulent est traité comme un mélange à deux phases [5]. Chang-Zi Chen et Qiang-Li [6] ont travaillé sur la duplexage de la nitruration au plasma et le traitement duplex du revêtement multicouche Ti / TiN afin d'augmenter la résistance à la corrosion du fer pur disponible dans le commerce [6].

Rodolphe Bolot et Michel Imbert [7] ont étudié l'utilisation d'une extension du modèle Chen-Kim k-ε à faible Reynolds pour prédire les échanges thermiques dans le cas d'un jet de plasma Argon/hydrogène en collision dans des conditions de projection de plasma atmosphérique.

Les modèles Fan Qunbo et al [8] traitent l'influence des paramètres de fonctionnement tels que le courant, le débit de gaz primaire et le débit de gaz secondaire, etc. sur la

chaleur et l'état d'accélération des particules et, par conséquent, sur la qualité finale du revêtement. Ils ont étudié en utilisant le code CFD FLUENT, le processus typique d'un jet de plasma Ar-He, en analysant l'influence du courant, le flux d'Ar, ainsi que le flux de He sur le champ de température et celui de la vitesse.

Abdellah El-Hadj et al. [9] ont comparé les deux modèles de turbulence k-ε standard et RNG dans un jet plasma se déchargeant dans l'air ambiant. L'auteur a utilisé la méthode des volumes finis en utilisant le code Fluent. Cette comparaison a montré que les résultats obtenus par le modèle RNG K-ε concordent mieux avec les données expérimentales et ils sont plus précis que ceux obtenus par le modèle k-ε, bien que le temps de calcul requis est plus grand avec le modèle RNG K-ε.

S.E Selezneva et M. Bolos [10] ont étudié numériquement le jet plasma en aval d'une torche, au moyen d'un réglage de la buse convergente-divergente. Cette configuration peut être avantageuse dans les applications industrielles telles que le dépôt en phase vapeur de diamant et le polymère sous forme de films et dans la projection plasma sous forme de poudres à l'échelle nanométrique. Dans cette étude, les auteurs ont tenté de construire un modèle global simplifié du jet plasma supersonique et de réaliser une analyse comparative avec le modèle subsonique.

T. Zhang et Y. Bao [11] ont utilisé la théorie du transfert de chaleur, la mécanique des fluides et des méthodes de calcul pour simuler le profil de température à la surface d'un corps organique ou d'un revêtement. Le modèle identifie les paramètres critiques, tels que la vitesse de balayage, la puissance de la flamme et l'épaisseur du polymère, et prédit leur influence sur les profils de température lors d'une collision due à une flamme en mouvement.

A.B. Murphy et C.J. Arundell [12,13] présentent les valeurs calculées de la viscosité, de la conductivité thermique et de la conductivité électrique de plasmas d'Argon, d'Azote et d'Oxygène, ainsi que de mélanges d'Argon et d'Azote, et d'Argon et d'Oxygène. De plus, les coefficients de diffusion ordinaire, les coefficients de pression sont donnés pour les mélanges de gaz.

B.Selvan et K. Ramachandran [14] ont étudié l'influence du courant d'arc, du débit de gaz, de la distance d'écartement, du type de matériau du substrat et de l'environnement

autour du substrat sur le flux thermique absorbé par le substrat ainsi que l'influence de ces paramètres sur le champs de température du substrat en présentant tous les schémas et les graphes illustrant cette influence .

Xi Chen et He-Ping Li [15] se sont intéressés à la modélisation 3D de systèmes à plasma thermique en calculant les caractéristiques d'écoulement tridimensionnel et celles de flux de chaleur. Le modèle est basé sur la résolution en trois dimensions des équations de Navier-Stokes et de l'équation d'énergie. La turbulence est traitée par un modèle k-ε. Il est montré que lorsque les particules en question et leur gaz vecteur sont injectés dans un jet de plasma par un seul orifice situé sur la paroi latérale du jet, des effets remarquables apparaissent relatifs aux écoulements 3D et aux flux de chaleur 3D, ces effets ne pouvaient pas être bien décrits par les modèles bidimensionnels. Ces auteurs ont étudié les effets du mouvement des particules et de leur échauffement dans le jet de plasma.

Les travaux de Fan Qunbo et al.[16] consistent en un modèle basé sur le calcul de la vitesse, de la température du jet de plasma et des champs de concentration molaire de l'Argon dans un espace tridimensionnel (3-D). Des résultats importants en 3D (les lignes isothermes, les lignes d'iso-vélocité ainsi que l'aspect 3D du jet de plasma) ont été présentés par ces auteurs. Cette étude est théoriquement destinée à l'analyse de l'évolution de la température, de la trajectoire des particules entraînées, de l'état de fusion des particules dans le jet de plasma et du dépôt des particules.

Dans leur étude [17], R. Bolot, C. Coddet ont étudié le cas d'un jet de plasma Argon-hydrogène se déchargeant dans l'air et frappant une structure plate, ils comparent les résultats obtenus pour le flux d'énergie transféré au substrat à ceux obtenus à partir de lois semi-empiriques trouvées dans la littérature et ceux déduits des mesures expérimentales.
F. Hugot et J. Patru [18] ont étudié le flux thermique transféré du plasma au substrat (ou au revêtement), ils présentent un travail traitant un modèle thermomécanique 2D développé avec le code numérique CEA, CAST3M®, afin de déterminer le développement de la contrainte résiduelle lors de la formation d'un revêtement de zircone.

Les profils de température et de vitesse ont été largement étudiés et présentés dans plusieurs articles scientifiques.

Gonzales et al [19] ont prédit qu'avec une condition de fixation d'arc latéral, les profils de température et de vitesse à la sortie de la buse n'étaient pas symétriques.

B.Selvan, K. Ramachandran [20] expliquent dans leurs travaux que les profils de température et de vitesse à la limite d'entrée (sortie de la buse) sont simulés à partir du modèle d'arc plasma pour un ensemble de conditions expérimentales.

Gilles Mariaux et al [21] ont utilisé une formule exponentielle pour générer les profils de vitesse et de température à la sortie de la buse. Par ailleurs, les profils de vitesse et d'enthalpie en fonction du temps à la sortie de la torche à plasma résultant des calculs MHD ont été utilisés par Marchand et al. [22] comme des données d'entrée pour les conditions aux limites à la sortie de la buse.

Une autre étape importante du processus de dépôt est l'injection de matière, qui est principalement influencée par la méthode d'injection, le type de système d'alimentation et les caractéristiques du matériau. La méthode d'injection peut être radiale ou axiale. Dans le procédé d'injection radiale, les paramètres à optimiser comprennent principalement le débit du gaz de chargement ainsi que la position et la géométrie de l'injecteur. Il s'agit de s'assurer que la densité d'impulsion des particules (produit de la masse spécifique par la vitesse) est égale à l'impulsion du jet de plasma au point d'injection. La méthode d'injection radiale présente des restrictions et certains aspects négatifs, tels que: l'hétérogénéité du chauffage et l'accélération des particules, la difficulté de traiter des précurseurs avec une vitesse de particules élevée, en raison de la faible efficacité de transfert de chaleur des particules plasma. Pour surmonter le problème du temps de repos des particules sur le substrat, de petites quantités d'hydrogène sont ajoutées au gaz plasmagène pour augmenter l'enthalpie du jet de plasma [23].

Les procédés classiques de projection plasma (CPS) utilisent des poudres d'une granulométrie allant de 10 à 100 μm. Typiquement, ceux-ci conduisent à des revêtements formés par des lamelles d'épaisseur micrométrique et de diamètre de quelques dizaines à centaines de micromètres. L'intérêt pour le développement et l'étude de revêtements par projection par plasma qui ont des caractéristiques nanométriques et non micrométriques a été au centre de ces 30 dernières années. Cet intérêt provient de l'amélioration des propriétés nanométriques du revêtement par rapport aux dimensions micrométriques. La réduction de la structure à l'échelle nanométrique améliore la dureté, le module

d'élasticité et la conductivité thermique du revêtement et permet aussi de réduire les défauts (vides). L'un des principaux inconvénients du traitement des particules nanométriques par APS est la difficulté de les injecter dans le noyau du jet à enthalpie élevée. Dans ce cas, il est nécessaire d'ajuster l'angle d'injection et le débit de gaz de transport du matériau de manière à ce qu'il ne soit pas si intense qu'il traverse le jet de plasma ou si lisse qu'il ne puisse pas atteindre le centre du jet. Pour cette raison, de nouvelles torches à plasma ont été développées en utilisant l'injection axiale, qui est une méthode par laquelle le matériau est injecté directement dans la torche à plasma, garantissant que tout le matériau est traité. Cette caractéristique facilite le traitement de matériaux de magnitude nanométrique, qui peuvent principalement être dispersés dans un milieu liquide pour faciliter le chargement et le traitement [23].

Le développement et l'exploitation des différents procédés de projection thermique et particulièrement la projection thermique par plasma continue d'une manière intéressante. Les efforts sont accentués aussi dans le domaine de la recherche scientifique liée à l'exploitation des plasmas froid. Depuis les années Quatre-vingt-dix, les applications du principe de plasma froid ne cesse de se développer pour traiter les problèmes de la médecine. Des recherches pour la désinfection des endroits qui demandent un degré de stérilisation élevé ont aussi fait l'objet de plusieurs recherches y compris les recherches contre les cancers et les virus [24]. Ce procédé est un domaine de recherche attirant mais qui nécessite des moyens intéressants.

Pour modéliser les jets plasma thermiques, les études comparatives entre les résultats obtenus par les simulations numériques qui utilisent les divers modèles de turbulences (RNG K-ε, LES, DNS..) sont toujours intéressantes et utiles. C'est dans cet axe précis que nous avons orienté le présent travail afin de continuer les efforts dans la série d'études qui ont été effectués jusqu'a ce jour.

Chapitre 2

La projection thermique

Dans ce Chapitre nous allons présenter les différents modes de projection thermique et notamment la projection thermique par plasma, nous allons consacrer une bonne partie à la projection par plasma qui fait partie de notre travail.

1. Introduction à la projection thermique:

La projection thermique est une famille de procédés de traitement de surface et de formation de revêtement sur des pièces industrielles [1].

Le principe de la projection thermique consiste à utiliser une source d'énergie thermique et cinétique pour fondre un matériau (sous forme initiale de fil ou poudre) et l'accélérer vers un substrat. A l'impact, les particules fondues, ou non selon le procédé, vont se déformer, s'étaler et se refroidir pour former des lamelles. La construction du revêtement résulte de l'empilement de ces lamelles ainsi formées.

Les domaines applicatifs sont très larges, du simple procédés anti-usure, anticorrosion (zingage pour les infrastructures métalliques), aux applications de plus haute technologie comme dans les réacteurs des avions, dans le domaine de la médicine (les prothèses), les turbines à gaz, l'automobile, le nucléaire, électrotechnique etc. Les matériaux à projeter sont généralement sous forme de poudre, de fil ou de baguette et sont soumis à une source de chaleur [25]. Ces particules, si elles possèdent une vitesse et une température adéquates, viennent impacter le substrat et s'écrasent sur celui-ci. En s'étalant et en se refroidissant, elles créent une couche de matière adhérente au substrat. Cela permet, en superposant plusieurs couches de particules, de créer rapidement des dépôts de l'ordre de quelques centaines de micromètres, dépôts qui amènent un changement au niveau de l'interaction entre le matériau traité et son environnement. Les procédés de jets plasma offrent une protection contre l'usure, les température excessives, les attaques chimiques et la corrosion environnementale.

2. Différents procédés de projection thermique:

Les procédés de fabrication de revêtement sont variés et utilisent différentes sources de chaleur : la projection par plasma , la projection flamme poudre, la projection flamme fil, l'arc électrique, la projection par flamme supersonique (HVOF) et le canon à détonation [26, 27]. Ces procédés sont répertoriés au sein du tableau 2.1.

Caractéristiques	**Projection flamme-**	**Projection flamme-fil**	**Arc électrique**	**Plasma APS[1]**	**HVOF**	**Canon à détonation**
Source de chaleur	flamme	flamme	arc électrique	plasma	flamme	flamme
Température de la source chaude (C)	3000	3000	6000	12000	3000	3000
Vitesse de l'écoulement *(m/s)*	80 -100	100 -300	200 -300	300 -1200	400 -2000	900 -2000
Transport des particules	gaz flamme	air comprimé	air comprimé	gaz plasma	gaz flamme	gaz flamme
Vitesse des particules *(mis)*	40	150	150	200	700	950
F orme du produit d'apport	poudre	fil	fil	poudre	poudre	poudre
Taux horaire de dépôt (kg/h)	1à3	1 à 20	5 à 30	1à4	3à5	3à5
Taux d'oxydes (%)	6 -12	4-8	1-10	1 -5	0,5 -2	0,1 -0,5
Rendement moyen [2] (%)	50	70	80	70	70	70
Force d'adhérence (MPa)	20 à40	20 à40	40	30 à 70	50 à 80	50 à 80
Taux de porosité (%)	10 à 20	10 à 20	8 à 15	1 à 10	0,5 à 2	0.5 à 2
Epaisseur déposée (mm)	0,1 à 1,5	0,là1,5	0,2 à 3	0,05 à 1,5	0,05 à 1	0,05 à 1
Exemples de matériaux d'apport	métaux, céramiques, cermets	métaux, céramiques, cermets	métaux, fils fourrés	métaux, alliages, céramiques, composites	métaux, alliages, cermets	cermets, céramiques

Tableau 2.1 [27] : Principales caractéristiques des différents procédés de projection thermique; (*1' : Air Plasma Spraying, 2': Pourcentage du matériau d'apport projeté qui adhère au substrat*).

2.1. La projection thermique par Plasma (projection par arc soufflé):

2.1.1. Notions sur le plasma:

Le plasma ou "quatrième état de la matière", est un milieu ionisé, c'est-à-dire constitué d'un mélange d'ions, d'électrons et d'espèces neutres, excitées ou non. Cet état est l'état normal pour plus de 99 % de la matière de l'Univers [28]. Selon le degré d'ionisation du milieu et sa densité, on peut distinguer schématiquement trois types de plasmas :

- Les plasmas de fusion : ce sont les milieux totalement ionisés. Ces plasmas sont les plus fréquents dans l'Univers (étoile, soleil) ; ils sont présents lors de l'explosion d'une charge thermonucléaire. Leur température caractéristique est de quelques dizaines de millions de degrés.
- Les plasmas thermiques ou intermédiaires : milieux faiblement ionisés (20 % maximum) et suffisamment denses pour que toutes les espèces présentes aient la même température, de 4000 à 50 000 K. Ce sont ces plasmas que l'on utilise pour la projection.
- Les plasmas "froids" : milieux faiblement ionisés et peu denses de sorte que seuls les électrons ont une température élevée. Ce plasma nous est familier, puisqu'il est présent dès lors que l'on allume un tube à néon, en d'autres termes un tube fluorescent.

2.1.2. Procédé de Projection Thermique par plasma:

La projection par arc soufflé est communément appelée projection par plasma. La projection plasma consiste à introduire des particules solides dans un jet de gaz, dont la température atteint en général 12000 K et la vitesse 1000-1500 m/s, et dans lequel elles sont accélérées et fondues avant de s'écraser sur la pièce à revêtir appelé le substrat [29-30]. L'injection de la poudre peut être effectuée à l'extérieur de la torche ou dans la partie terminale de l'anode même, pour certaines applications. Une décharge électrique se produit entre l'anode et la cathode dans la torche de projection grâce à un générateur du courant continu. Le gaz plasmagène est injecté entre les électrodes où l'arc électrique est produit. Le gaz subit une dissociation moléculaire (pour l'hydrogène) et/ou une ionisation partielle qui produit d'une forte expansion et une détente du jet de plasma en sortie de tuyère.

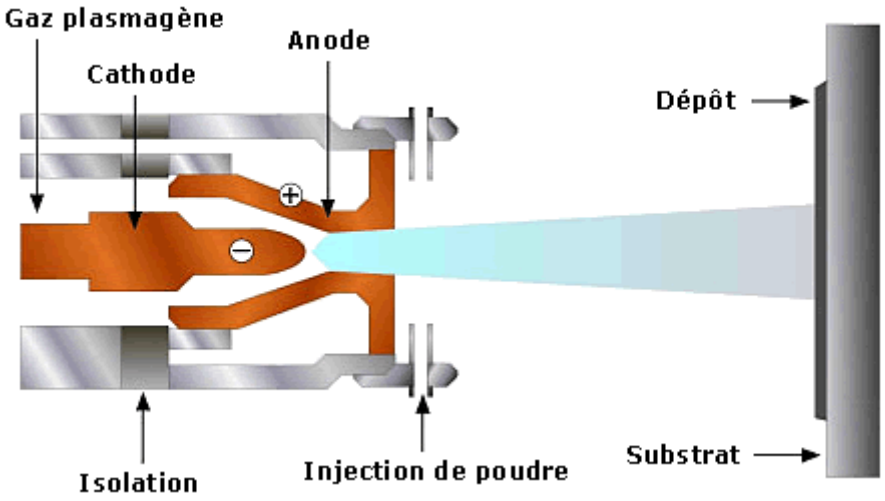


Figure 2.1: Schématisation de la projection thermique par plasma.

2.1.3. Différents procédés de jets plasma:

Il existe de nombreuses procédés de jets plasma, nous pouvons citer les plus reconnus à savoir [31]:

• L'A.P.S.(Atmospheric Plasma Spraying (projection atmosphérique)): Procédé le plus simple, mais qui pose problème pour les matériaux oxydables, équipées de systèmes de ventilation et de recyclage. La projection APS est menée dans des cabines insonorisées dans des conditions atmosphériques. L'APS est la technique la plus appliquée pour la projection d'une gamme de matériaux très variée (anti-usure, barrière thermique et conducteur thermique, antioxydant, anticorrosion, conducteur et isolateur électrique, mais aussi réparation par rechargement).

• Le V.P.S.(Vacuum Plasma Spraying (jet plasma sous vide)): La projection plasma sous vide est le premier procédé industrialisé dans les années 60.

• Le L.P.P.S. (Low Pressure Plasma Spraying (jet plasma sous pression réduite)): Procédé intéressant car il permet d'allonger la flamme Plasma, d'éviter les problèmes d'oxydation et de permettre un traitement préalable de la pièce (préchauffage, dégazage).

• Le R.P.S.(Reactive Plasma Spraying (jet plasma sous atmosphère réactive)): Par exemple, en présence de N_2 pour nitrurer un matériau.

• Le I.P.S.(Inerte Plasma Spraying (jet plasma inerte quand l'atmosphère est contrôlée)): L'air remplacé par un gaz neutre. Pour diminuer le taux

d'oxydation dans les matériaux sensibles, la projection plasma sous atmosphère inerte représente une solution a ce problème. Elle permet de réduire le refroidissement du jet de plasma et d'améliorer la qualité du dépôt et son adhérence. Le procédé est réalisé dans une chambre remplie de gaz neutre généralement de l'Argon, à condition de pression identique. Le champs de température et de vitesse sont similaires mais le jet de plasma est légèrement plus long qu'en APS et l'entraînement d'Argon dans le plasma le refroidit nettement moins [25].

• Le H.P.P.S.(High Pressure Plasma Spraying):Procédé dont le concept repose sur une légère augmentation de pression pour favoriser le transfert de chaleur.

• Le procédé A.T.C.(Atmosphère, Température Contrôlées): Particulièrement intéressant dans le cas de matériaux thermosensibles, tels que des matériaux composites. Mis au point par le CEA (Le Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives) et objet d'un brevet, le procédé A.T.C. permet de conserver le substrat à température ambiante.

• La projection par plasma inductif où le plasma n'est plus généré par un arc électrique entre deux électrodes, mais par un champ électromagnétique à haute fréquence (quelques mégahertz) ;

• Les procédés mixtes utilisant le plasma d'arc et le plasma inductif, au niveau des techniques de projection: les co-projections de céramiques ou fibres avec des poudres métalliques qui génèrent de nouveaux matériaux où les particules céramiques sont dispersées dans une matrice métallique.

2.1.4. Les gaz plasmagènes;

Les gaz plasmagènes utilisés sont, en général, des gaz primaires, des mélanges binaires ou ternaires constitués d'un gaz primaire de densité élevé (Ar, N_2 ,...) et d'un gaz secondaire et éventuellement ternaire de conductivité thermique et d'enthalpie plus élevées (H_2, He,...). Par exemple, un mélange binaire d'Argon et d'Hydrogène (typiquement de 75 à 95% en volume d'Argon et de 5 à 25% en volume d'Hydrogène). Pour le soudage par plasma ou encore pour servir comme étant un gaz protecteur, il a aussi été proposé un gaz plasmagène constitué d'un mélange ternaire d'Hélium, d'Argon et d'Hydrogène, , l'Hydrogène intervenant en très faible quantité dans le mélange (0,1% à 1%) et qui sert à éviter l'oxydation des électrode. Une invention a été breveté en 1991 [32] qui avait pour but de proposer un gaz plasmagène permettant l'obtention

d'un jet plasma plus homogène sur une plus grande longueur de jet, c'est-à-dire un jet présentant un gradient thermique transversal moins dégradé sur les bords du jet et ce, sur une longueur plus importante en sortie de torche. Par rapport aux mélanges binaires Hélium-Argon, le mélange ternaire selon l'invention confère au jet plasma une meilleure conductivité thermique, ce qui permet, pour un coût énergétique moindre, un meilleur échauffement des particules, donc une vitesse de dépôt augmentée en obtenant une meilleure fusion/adhésion du dépôt sur la pièce à recouvrir et une surface de recouvrement élargie et plus homogène. Par ailleurs, avec un tel mélange ternaire, le jet de plasma est moins sujet au phénomène de pompage avec l'atmosphère ambiante, ce qui facilite son utilisation dans les procédés APS.

2.1.5. Dynamique du jet plasma:

Le procédé de jet de plasma dans l'atmosphère peut être divisé en quatre sous-systèmes, comme le montre la figure 2.2, aussi un autre détail relatif à ce procédé est montré sur la figure 2.3.

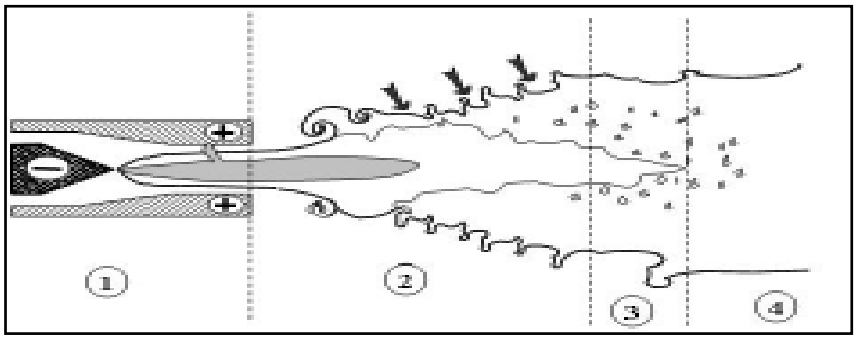


Figure 2.2: Procédé de projection thermique par plasma [33].

Partie 1: On constate La formation du jet de plasma par conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans la chambre d'arc moyennant le gaz plasmagène, Lorsque le jet de plasma sort de la buse avec une grande vitesse (200 à 2500 m/s) et entre en contact avec le milieu ambiant, cet écoulement est laminaire. En sortie de la buse, la température et la vitesse du jet sont constantes. Cette région est appelé le cœur du jet

Partie 2: Le gradient de vitesses résultant de l'écoulement du jet et du milieu froid environnant génère au niveau des frontières une formation de tourbillons appelés "tourbillons de Kelvin-Helmotz" [30,34] , où on constate le début de

développement de la turbulence, cette grande différence de vitesse provoque l'enroulement du flux autour de la sortie de la buse dans un tourbillon annulaire qui est tiré vers l'aval par le jet lui même permettant au processus de se répéter à la sortie de la buse, ces tourbillons annulaires engouffrent le gaz ambiant sous forme de bulles qui gardent, dans un premier temps, une masse volumique et une inertie supérieures à celles du gaz plasmagène. Les anneaux vortex formés de manière adjacente aux bords extérieurs du jet ont tendance à se fusionner pour former de grands tourbillons, les perturbations de ces tourbillons conduisent alors à des ondes d'instabilités, se développant autour de l'anneau entier. Ensuite, les anneaux vortex déformés commencent à s'emmêler avec les anneaux adjacents, entraînant finalement une décomposition totale de la structure vortex en tourbillons à grande échelle et l'apparition d'un écoulement turbulent. Ces grands tourbillons d'air froid qui sont entraînés ont une densité beaucoup plus élevée et donc une plus grande inertie que les tourbillons à haute température [30,34].

Partie 3 : Les bulles d'air, progressivement chauffées par le plasma, se cassent dans le jet en structures de plus en plus petites et augmentent le caractère turbulent au sein de l'écoulement qui devient écoulement cisaillé turbulent. Tous les tourbillons de l'écoulement se décomposent continuellement en tourbillons de plus en plus petits. Lorsque ces phénomènes atteignent l'axe du jet, le cœur potentiel du jet disparaît, Les tourbillons de l'air se déplacent en direction axiale à une vitesse beaucoup plus faible tandis que le gaz plasma chaud accélère essentiellement autour des stagnations sur les tourbillons d'air froid avec peu de mélange initial [30,34].

Partie 4: Lorsque ces turbulences atteignent l'axe du jet, l'écoulement devient pleinement turbulent et l'entrainement croissant du gaz ambiant contribue a réduire sa vitesse et son enthalpie. Le processus de mélange et de diffusion atteint finalement la ligne médiane du jet, prédisant la fin du noyau potentiel. Le jet subit maintenant une transition et finit par devenir complètement turbulent (ou encore écoulement pleinement développé) tandis que les tourbillons d'air extérieur continuent à engloutir puis à être absorbés dans le jet principal sur toute sa longueur [30,34].

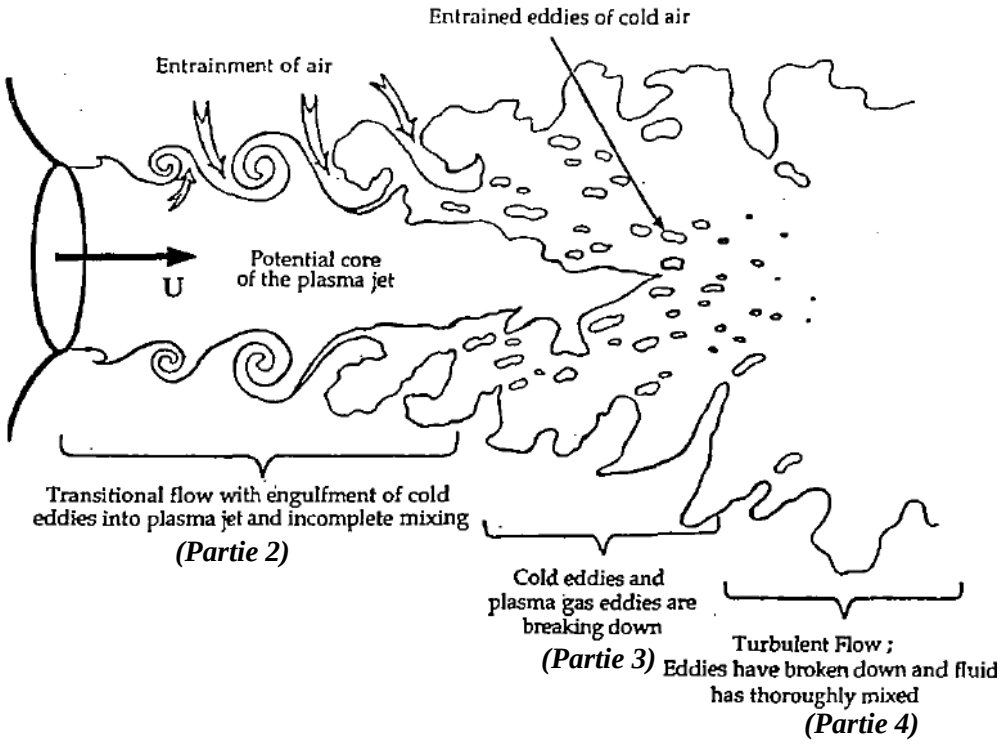


Figure 2.3: Détails du procédé de projection par plasma [34].

Les gradients de vitesse axiale moyenne extrêmement hauts mesurés au bord de la sortie de la buse [34] sont responsables de l'instabilité de la couche de cisaillement, comme le montre la figure 2.4. Le degré de turbulence ne dicte pas seulement la quantité de gaz froid entraînée dans le jet et donc le volume de plasma, mais il affecte également les taux de transfert de chaleur vers les particules voyageant à travers le jet.

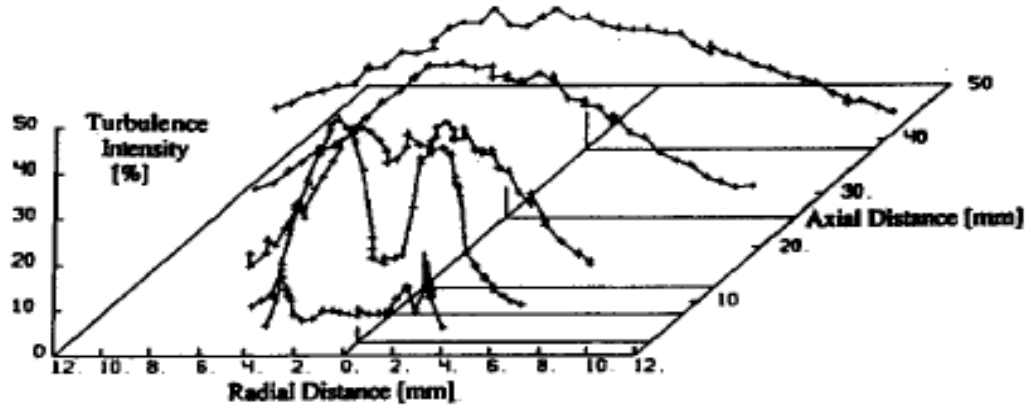


Figure 2.4: Intensité de turbulence du jet plasma d'Argon [34].

La vitesse axiale moyenne et l'intensité de la turbulence ont été tracées et présentés sur la figure 2.5. Cette figure indique que le niveau de turbulence est relativement faible et que la vitesse axiale moyenne est constante à la sortie de la buse. Ceci confirme que les fortes augmentations de turbulence observées en aval proviennent du bord extérieur du jet et se propagent vers l'intérieur. Pfender [34] a mentionné dans son article (Figure 2.5) que la forte augmentation de la turbulence et la chute spectaculaire de la vitesse axiale est constatée à partir de z = 8 mm. Cela correspond au point où les tourbillons d'air entraîné par fluide environnant ont finalement atteint la ligne médiane du jet. L'étirement des tourbillons de gaz plasma lorsqu'ils s'écoulent sur les tourbillons froids plus lents est la principale raison de l'augmentation importante des fluctuations de vitesse axiale dans la région de transition du jet.

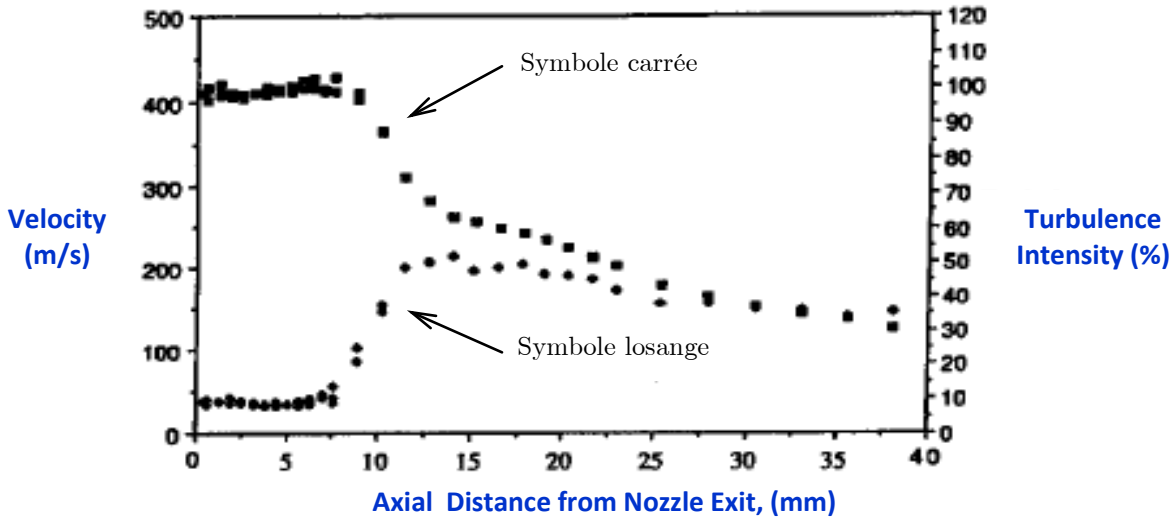


Figure 2.5: Vitesse moyenne axiale (■), et intensité de turbulence (♦) pour un jet plasma d'Argon [34].

2.1.6. Grandeurs caractéristiques du jet plasma:

A. Distribution de température, vitesse axiale:

Les figures 2.6.a et 2.6.b présentent quelques résultats typiques du jet de plasma d'Argon le long de la ligne centrale et axiale, ce sont les résultats des simulations d'un jet de plasma d'Argon déchargeant dans l'air effectués par

D. Khelfi [35]. Le système simulé est un jet de plasma engendré par une torche ayant une puissance 7.4kW et un diamètre de 8 mm, le débit d'Argon est de 35.4 SLPM (standard liter per minute) déchargeant dans l'air. À la sortie de la buse, la vitesse et la température maximales sont 460 m/s et 10000 K respectivement. les résultats obtenus représentent les champs de vitesses et températures d'Argon pour différents modèles de turbulence. Les deux figures montrent une diminution brusque de la vitesse et de la température d'Argon juste après la sortie de la buse.

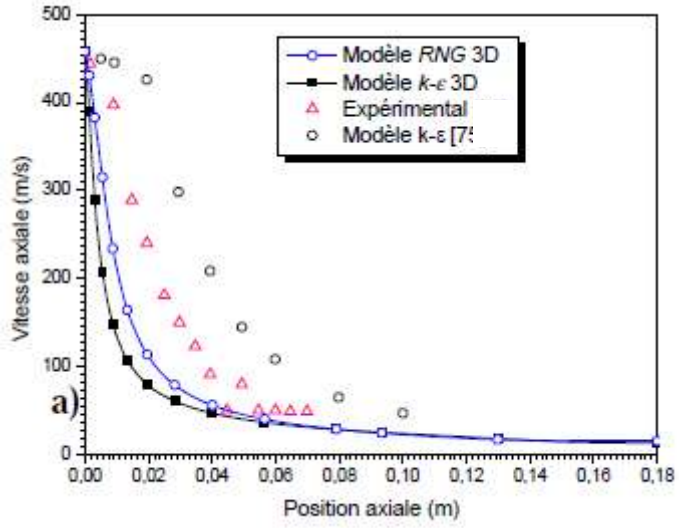


Figure 2.6.a – Profiles de vitesses d'un jet plasma d'Argon déchargeant dans l'air [35].

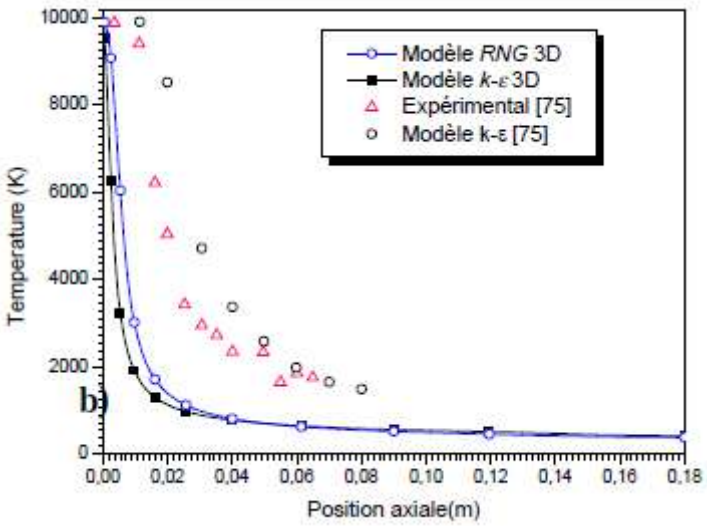


Figure 2.6.b– Profiles de températures d'un jet plasma d'Argon déchargeant dans l'air [35].

B. Distribution de température et vitesse radiales:

Les figures 2.7 et 2.8 montrent quelques résultats typiques du jet de plasma d'Argon sur le plan radial [36] . Fincke et al. [37] ont mesuré les profils radiaux de température et de vitesse de l'écoulement de plasma à différentes abscisses le long de l'axe de la torche (cf. figures 2.7 et 2.8) [9,36,37].

La figure 2.7 montre des profils radiaux de la composante de vitesse axiale (avec un débit 35,4 slpm) pour les différentes distances axiales à partir de la sortie de la buse pour un jet de plasma d'Argon [9,36].

Pour les deux figures 2.7 et 2.8, nous pouvons constater que pour la position x=5 mm en aval de la torche, le jet de plasma présente de forts gradients radiaux de vitesse et de température.

Pour x = 70 mm, et avec l'augmentation de la distance radiale, les vitesses et les températures pour tous les cas ont tendance de s'approcher de zéro.

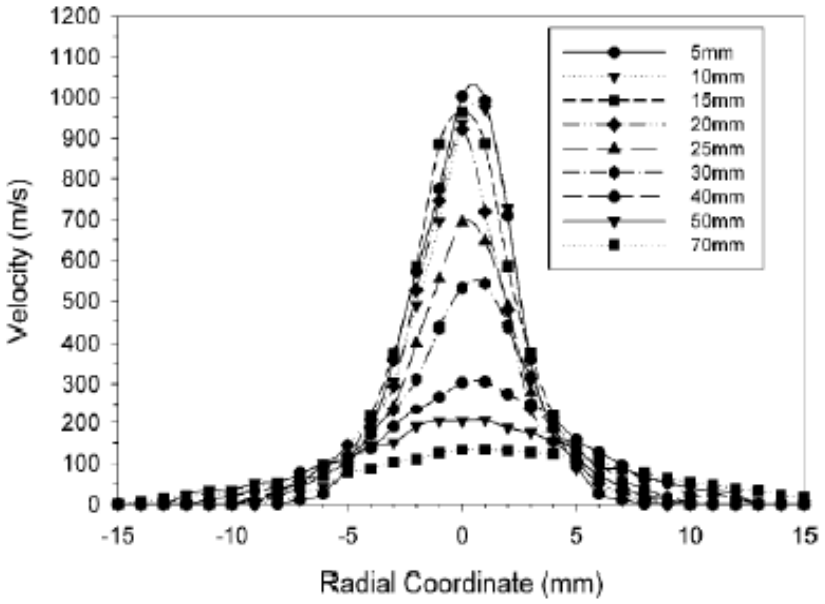


Figure 2.7 – Profils radiaux de vitesse obtenus pour un plasma d'Argon (35,4 slm) pour différentes stations sur l'axe de la torche (Fincke et al. (2003)) [36].

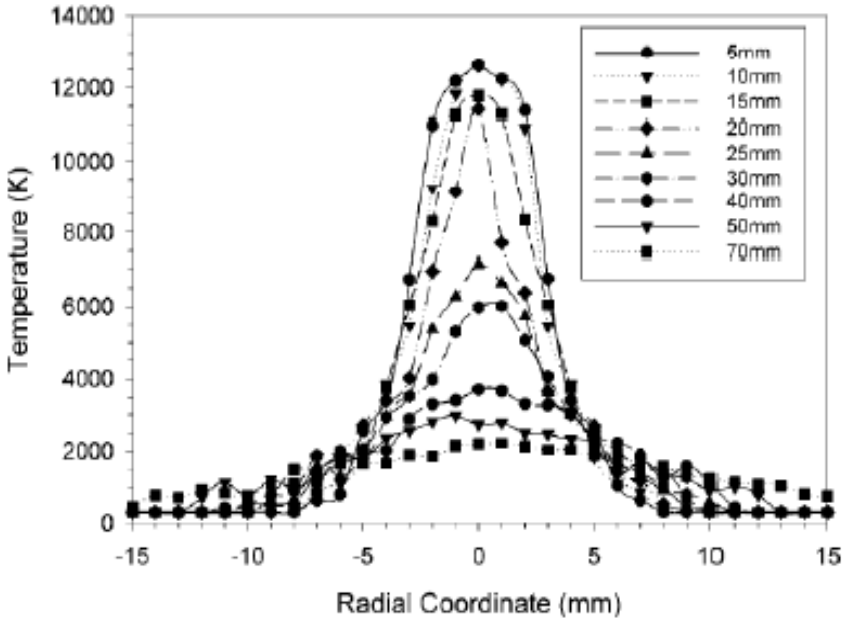


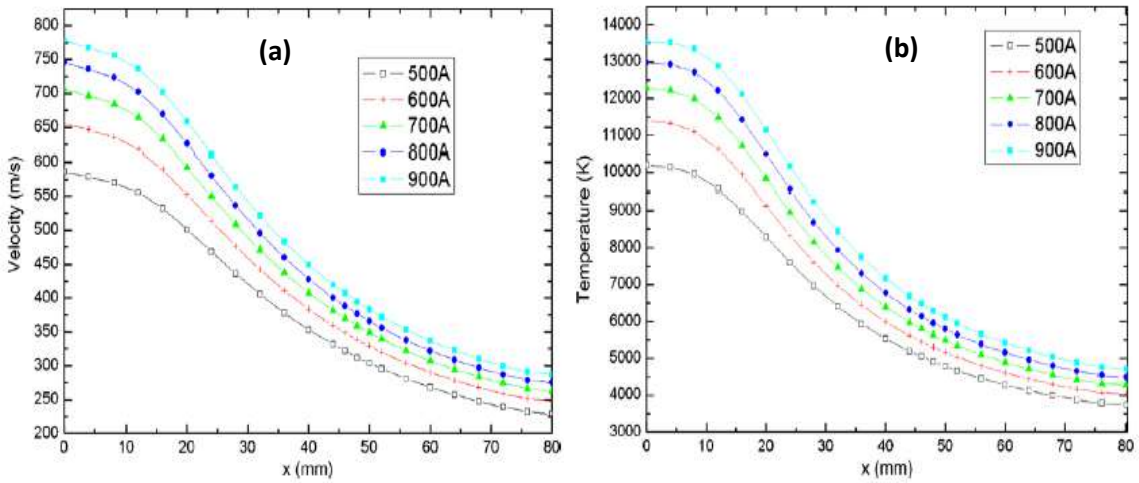
Figure 2.8 – Profils radiaux de température obtenus pour un plasma d'Argon (35,4 slm) pour différentes positions sur l'axe de la torche (Fincke et al. (2003)) [36].

C. Distribution de température, vitesse en fonction du courant:

La figure 2.9.a montre les valeurs de température le long de l'axe sous forme de séries en fonction des courants électriques. On voit que la température déposée dans le jet de plasma dépend fortement du courant électrique. A la même position, plus le courant électrique "I" est élevé, plus la température est élevée, ce qui est directement lié à la puissance d'entrée. Puisque la puissance d'entrée est proportionnelle au courant électrique, l'augmentation de "I" augmentera certainement la puissance d'entrée, en augmentant ainsi la température de l'ensemble du jet de plasma. Il peut également être observé, cependant, avec l'augmentation de la distance axiale, la différence de température due aux différents courants s'affaiblira. La raison principale est que ces régions sont éloignées du noyau de jet à haute température et haute vitesse et des couches limites turbulentes.

La figure 2.9.b montre les distributions de vitesse le long de l'axe sous forme de séries en fonction courants. On peut voir sur cette figure que l'influence du courant sur la vitesse est similaire à l'effet sur la température. A la même position, le courant électrique relativement plus élevé correspond à une vitesse relativement plus élevée, et avec l'augmentation des distances axiales, une telle différence serait affaiblie. La vitesse élevée du jet de plasma à la sortie de la

buse est due à la violente expansion thermique du gaz plasma à haute température. Par conséquent, si le courant électrique est augmenté, la température et la vitesse du gaz plasma seront augmentées [8]. Mais dans ces régions éloignées du noyau du jet de plasma et des couches limites turbulentes, cet effet deviendra de moins en moins apparent.



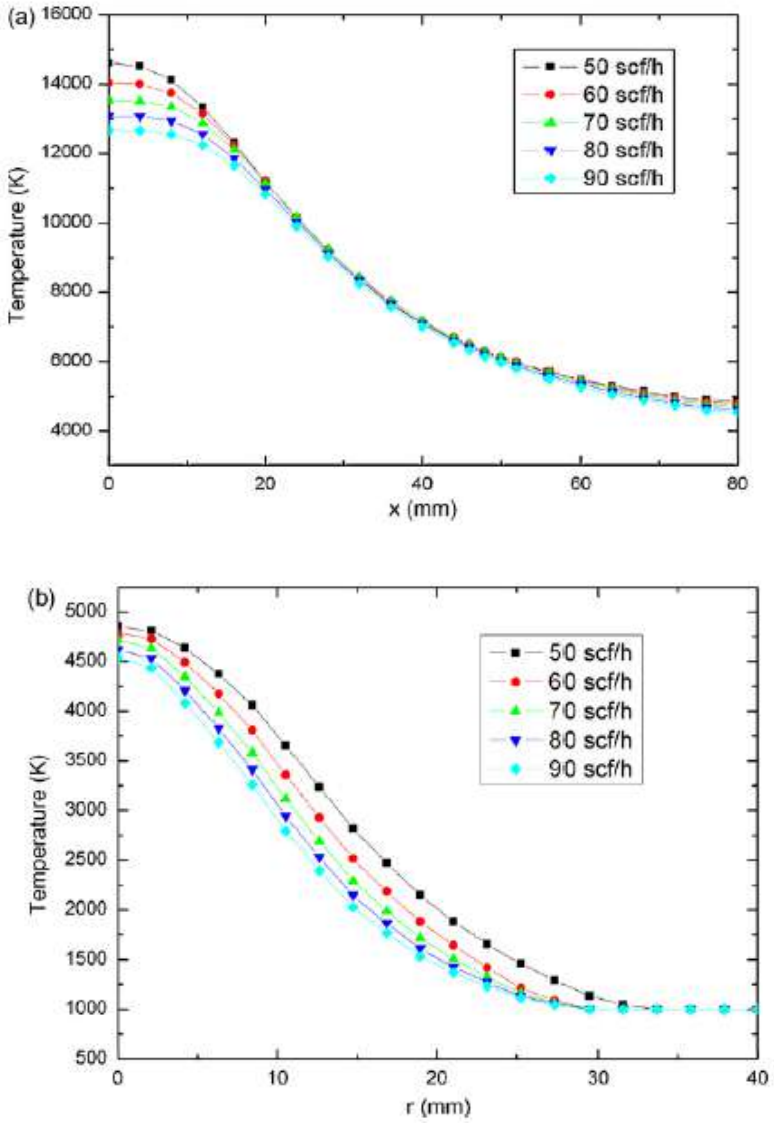
Figures 2.9 (a) et (b): En fonction du courant; (a) distribution de vitesses le long de l'axe de jet, (b) distribution de la température le long de l'axe de jet [8].

D. Distribution de température, vitesse axiale en fonction du débit:

Les figures 2.10 (a) et (b) montrent les distributions de température le long de l'axe et les distributions de température pour la station x = 80 mm (plan radial) respectivement et ce pour les différents débits d'Argon.

Comme il est présenté sur la figure 2.10 (a), à proximité de la région du noyau du jet plasma, plus le débit d'Ar est élevé, plus la température est basse. Mais dans les régions éloignées du noyau du jet de plasma (x> 20 mm), une telle influence s'affaiblira. À différentes positions radiales (pour x = 80 mm), plus "r" augmente les valeurs des températures ont tendance de diminuer d'une manière générale.

La température passe de la valeur 4858 K à 4500 K tandis que les débits augmentent de la valeur 50 scf/h (Standard Cubic Feet Per Hour) à la valeur 90 scf/h, comme le montre la figure 2.10(a). La figure 2.10 (b) montre également qu'un débit de gaz primaire plus élevé entraîne une température plus basse aux mêmes positions.



Figures 2.10 (a) et (b) : En fonction de débit d'Argon (a) distribution de température le long de l'axe de jet, (b) distribution radiale de la température pour x=80 mm [8].

Les figures 2.11 (a) et (b) présentent les distributions de vitesse le long de l'axe et le long des positions radiales ($x = 80$ mm) pour les différents débits d'Argon. Comme le montre la figure 2.11 (a), le débit d'Ar influe sur les vitesses le long de l'axe. Plus le débit d'Ar est grand, plus la vitesse est grande, et avec l'augmentation de la distance axiale, une telle différence ne s'affaiblit pas apparemment par rapport à celle des températures. Mais à $x =$ 80 mm, avec l'augmentation de la distance radiale, les vitesses ont tendance de s'approcher du zéro, comme le montre la figure 2.11 (b).

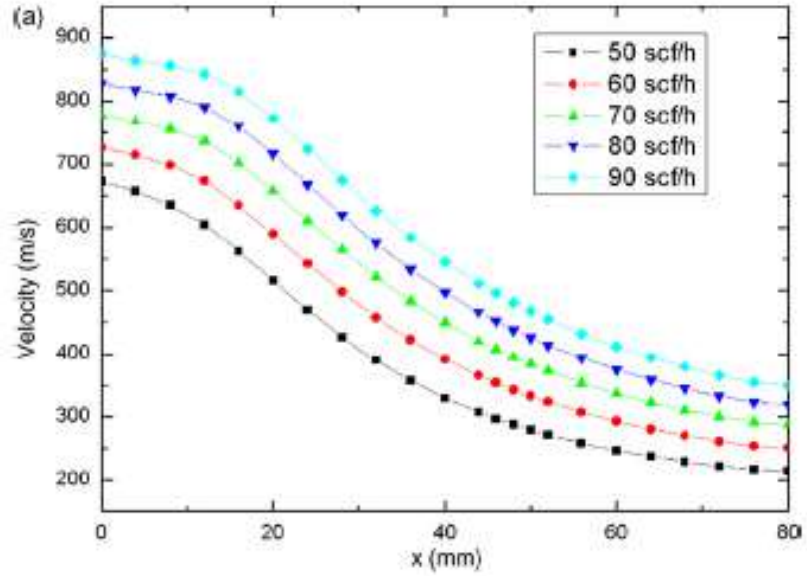


Figure 2.11.a: En fonction de débit d'Argon: distribution de vitesse le long de l'axe de jet [8].

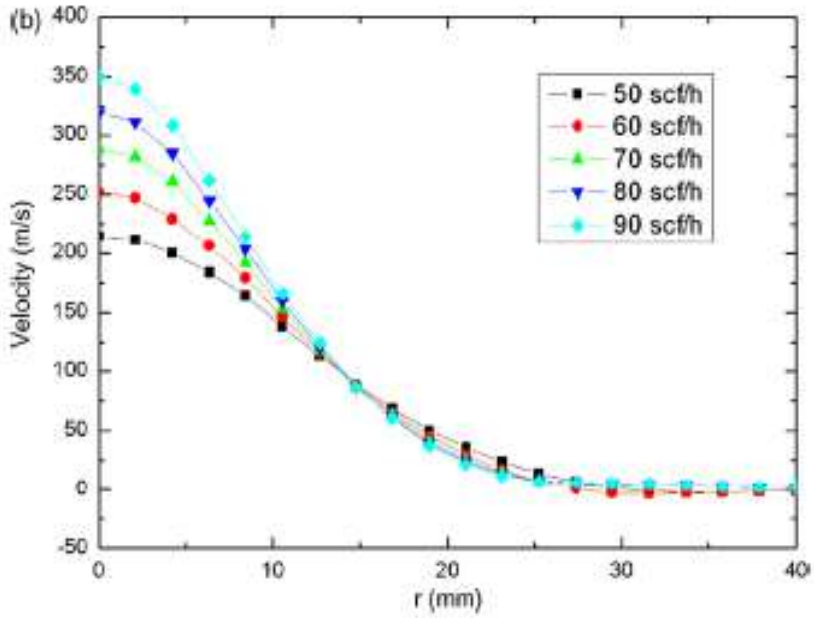


Figure 2.11.b: En fonction de de débit d'Argon: distribution de la vitesse radiale pour la station x=80 mm [8].

E. Distribution de concentrations, axiale et radiale:

La figure 2.12 montre la distribution de la concentration (mass fraction) d'Argon pour un jet plasma engendré par une torche de diamètre 8 mm et décrit dans un domaine de 120mm x 90mm et pour les valeurs de Tmax=10 200 K, Twall= 500K et Umax=475 m/s [35,38].

Les résultats sont obtenus en employant un modèle de turbulence k-ε , à cause de l'augmentation excessive de la température, la vitesse du jet augmente dans l'air ambiant ce qui favorise l'échange de la quantité de mouvement de l'échange thermique et l'échange de masse entre le plasma et l'air.

Ces conditions favorisent l'affaiblissement de la vitesse, de la température et de la fraction d'Ar, le long de la direction radiale et axiale du jet. En outre, le taux d'affaiblissement dépend de la position axiale et de l'état des paramètres fixé dans la projection par plasma [35,38].

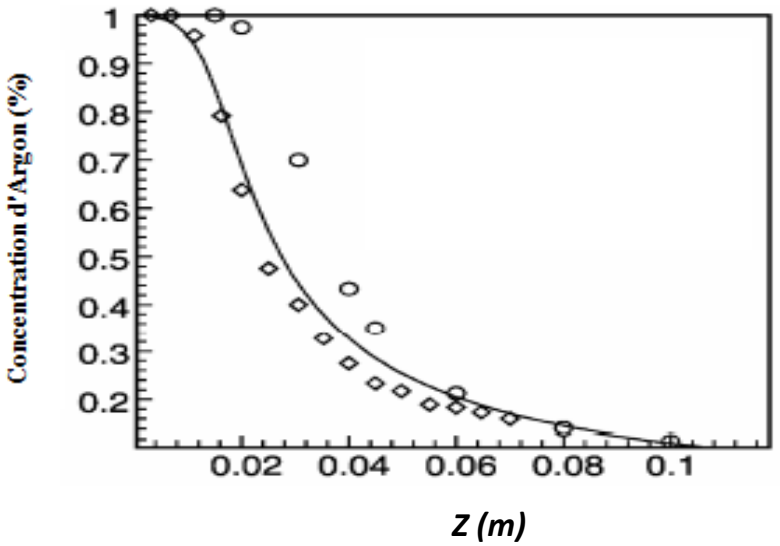


Figure 2.12: Distribution axiale de la concentration d'Argon [38].

La figure 2.13 montre les distributions de concentration d'Argon le long de l'axe pour différents valeurs du courant. Sur cette figure, on peut conclure que le courant électrique n'influe pas d'une manière remarquable sur la concentration d'Argon, mais on peut toujours trouver qu'un courant électrique relativement plus élevé entraîne une concentration en atomes d'Ar relativement plus faible. En effet, un courant électrique plus élevé accélère la réaction de décomposition des atomes d'Argon.

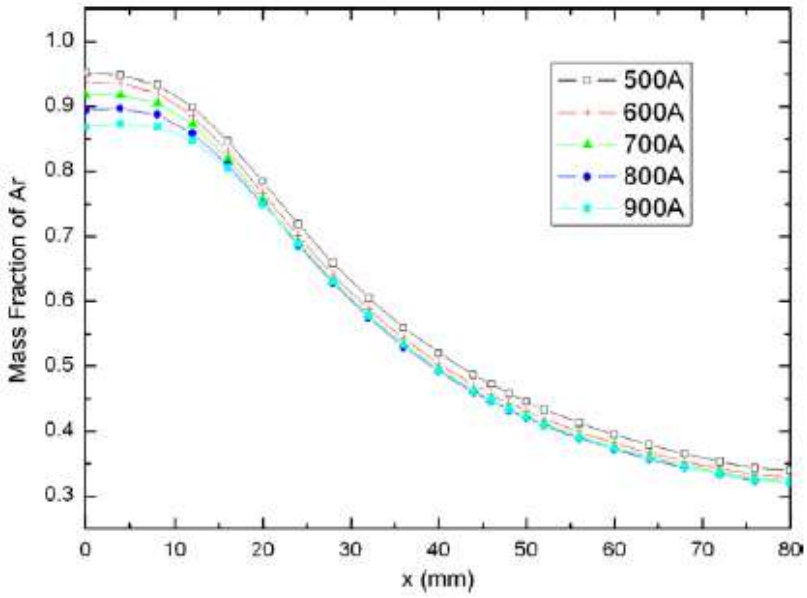


Figure 2.13: Distribution axiale de la concentration d'Argon en fonction du courant [8].

La figure 2.14 montre la distribution radiale de la concentration d'Argon (mass fraction) dans un jet plasma, les mesures ont été réalisées en effectuant des balayages radiaux de la sonde à travers le jet à des distances constantes à partir de la buse de la torche. Cependant, la sonde ne peut pas être utilisée à proximité immédiate de la buse de la torche, là où la température devient trop élevée. Une quantité considérable d'air s'est avérée être entraînée dans le jet, même à proximité de la buse. Les profils radiaux de la concentration d'Argon, mesurés à différents emplacements axiaux et dans deux différentes conditions de fonctionnement de la torche, sont représentés sur la figure 2.14.

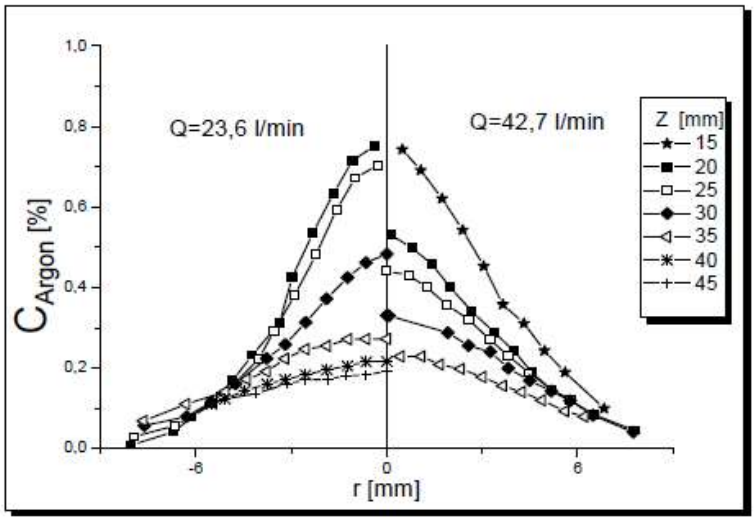


Figure 2.14: Distribution radiale de la concentration d'Argon [39].

Les figures 2.15 et 2.16 montrent respectivement les contours 2D de la fraction molaire d'Argon à la section verticale du domaine de calcul et la distribution continue 3D de la fraction molaire d'Argon le long de la position radiale et axiale.

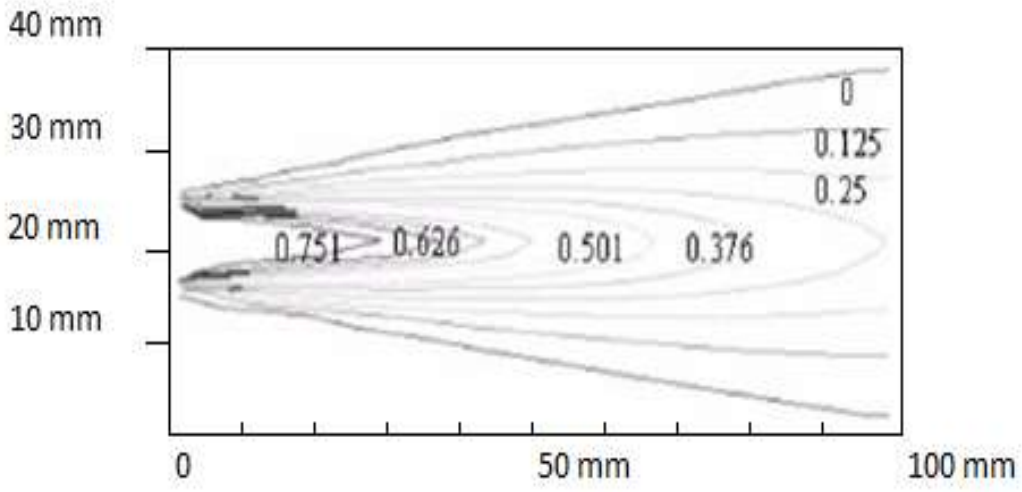


Figure 2.15: Contours bidimensionnels de la fraction molaire d'Argon dans un jet plasma dans la direction axiale [16].

On constate qu'à 100 mm de la sortie de la buse (figure 2.15) , la fraction molaire de l'Argon correspondante diminue brusquement à 0 par rapport à la valeur initiale qui est 0,751.

À une distance axiale fixe, la fraction molaire d'Argon le long de la direction radiale diminue également, comme le montre la figure 2.16. Le taux de décroissance de la fraction molaire d'Ar diminue lorsque la distance axiale augmente, c'est un comportement similaire à celui constaté pour les champs de vitesse et de température.

Par exemple, à la position axiale de 0 mm, la fraction molaire d'Argon diminue brusquement jusqu'à "0" lorsque la distance radiale s'étend vers l'extérieur jusqu'à 8 mm; à la position axiale de 100 mm, cependant, ce n'est que lorsque la position radiale augmente à 30 mm que la concentration en Ar s'approche de 0. Le transfert de masse est entraîné par la différence de concentration entre le plasma et l'air ambiant. La concentration d'atome d'Argon et d'ions

dans le jet de plasma est plus élevée que dans l'air ambiant, de sorte que la fraction molaire d'Argon dans le plasma diminue avec l'augmentation des distances axiales et radiales. Le mécanisme de diffusion de masse est similaire à celui de la diffusion de chaleur **[16]**.

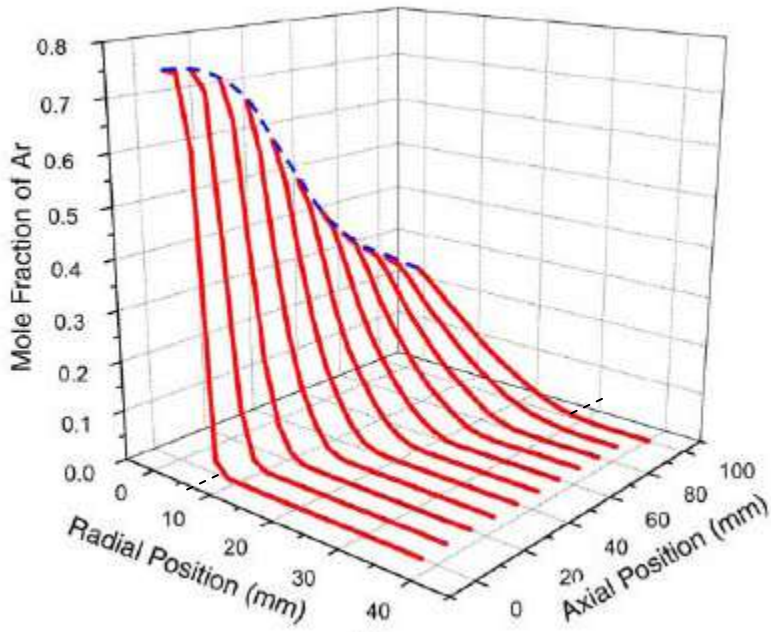


Figure 2.16 : Distribution tridimensionnelle de la fraction molaire d'Argon pour un jet plasma [16].

F. Distribution de l'intensité de turbulence, axiale et radiale:

L'intensité turbulente I_u est calculée par le rapport de la fluctuation moyenne de la vitesse (u') sur la norme de la vitesse du mouvement moyen (u). Ce rapport permet de qualifier le niveau de turbulence de l'écoulement [36].

$$I_u = \frac{\sqrt{\left(\overline{u'^2}\right)}}{\overline{u}} = \begin{cases} I_u < 1\% & \text{turbulence faible} \\ 1 < I_u < 20\% & \text{turbulence moyenne} \\ I_u > 20\% & \text{turbulence forte} \end{cases}$$

Un niveau élevé de turbulence à la sortie du jet est suggéré pour tenir compte de l'effet des fluctuations d'arc à courant continu, qui sont entraînées à l'origine par l'amorçage aléatoire de cet arc [36]. Ce n'est pas un véritable phénomène de turbulence, mais il est introduit comme étant une augmentation formelle de l'intensité de la turbulence à la sortie de la tuyère

par rapport au niveau de turbulence conventionnelle. A la sortie de la torche $K = \frac{3}{2}\left(u'\right)^2$ et $\varepsilon = \left(C_\mu^{3/4}.\left(K\right)^{3/2}\right)/l$ [40]. L'intensité de la turbulence peut être aussi exprimée par la célèbre formule qui est $I = \sqrt{2K/u}$ avec K l'énergie cinétique turbulente et u la vitesse moyenne [36].

Le développement de la turbulence dans le plasma peut être observé sur les figures 2.17 et 2.18 qui montrent une augmentation rapide des fluctuations de la vitesse axiale dans la zone proche de la sortie du jet.

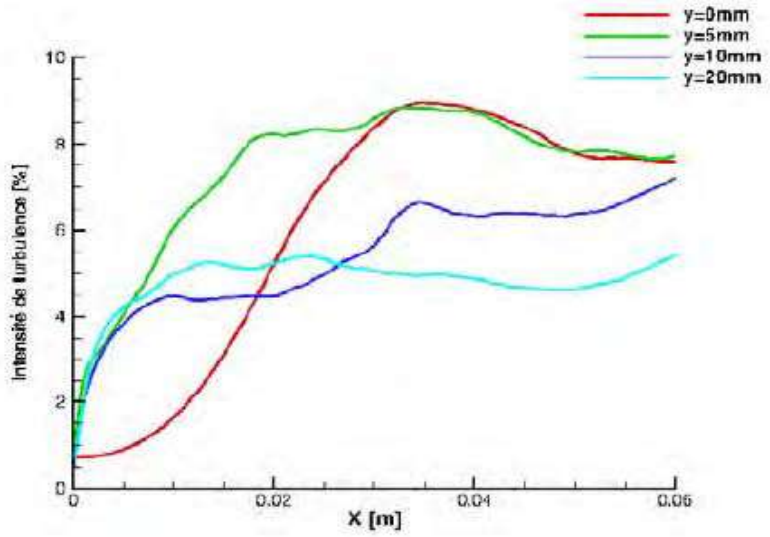


Figure 2.17: Distribution axiale de l'intensité de turbulence d'un jet plasma d'Argon [36].

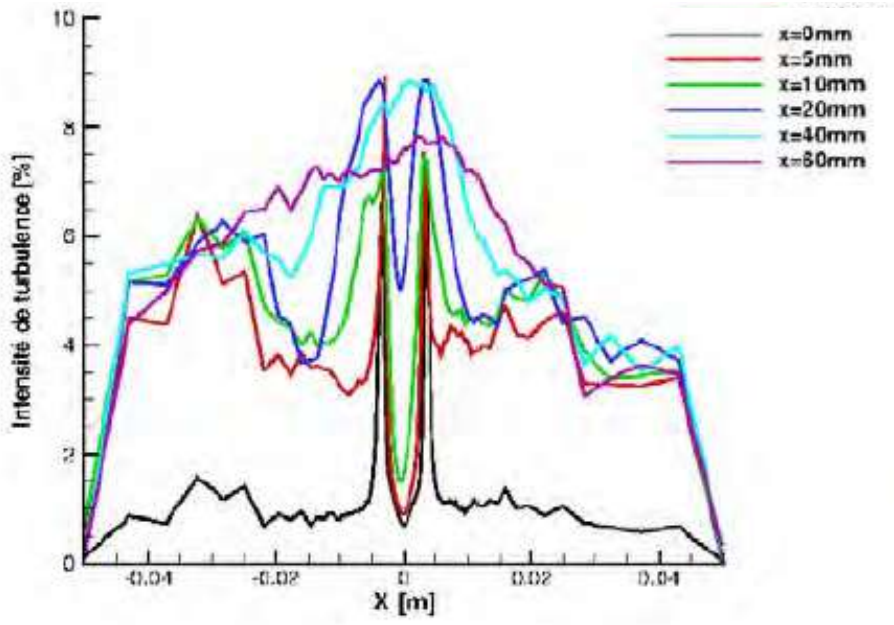


Figure 2.18: Distribution radial de l'intensité de turbulence d'un jet de plasma d'Argon [36].

G. Distribution de flux de chaleur dans le substrat:

Les figures 2.19.a et 2.19.b montrent le flux thermique vers le substrat et le coefficient de transfert de chaleur prédit à la surface du substrat exposée au jet de plasma pour cinq différents cas de puissances.

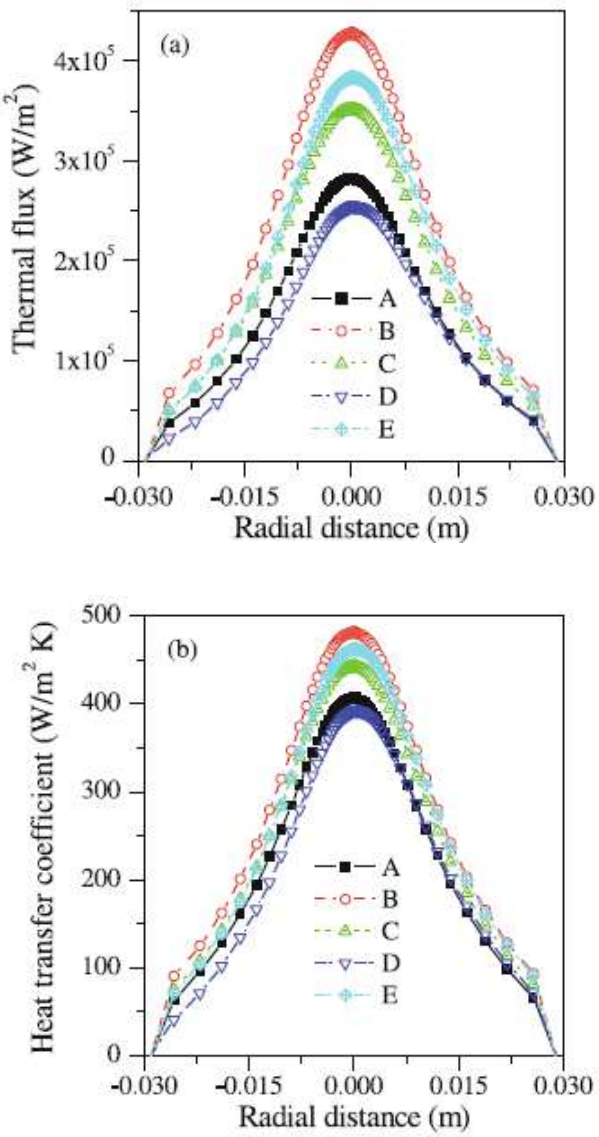
Comme il est montré sur le tableau 2.2, la distance d'écartement est fixée à 100 mm et le matériau du substrat est l'acier. Un coefficient de transfert de chaleur $h= 40\ W/m^2K$ sur le côté et le bas du substrat est imposé comme condition aux limites.

Tableau 2.2: Différents cas étudiés dans [14].

Cas	Courant (A)	Voltage (V)	Ar (slpm)	N_2 (slpm)	Puissance (kW)
A	400	40	25	3	44.56
B	500	42.7	20	3	46.33
C	500	40.2	25	3	45.54
D	500	34	30	3	39.87
E	600	37	25	3	41.55

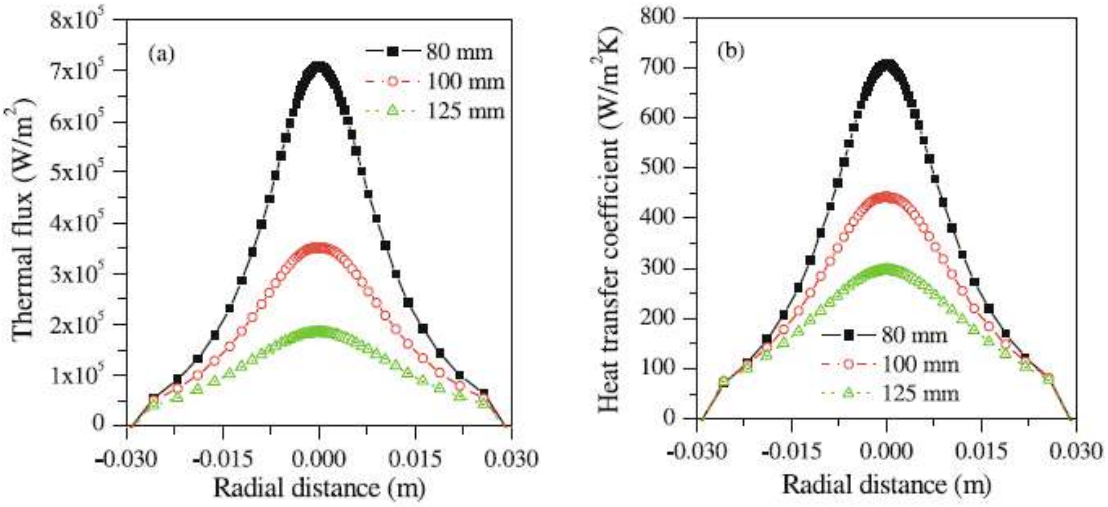
Le flux thermique total vers le substrat augmente avec l'augmentation du courant (comparez le cas A, le cas C et le cas E). L'effet du courant sur le flux thermique est plus fort au centre et le même diminue le long de la direction radiale. Un effet similaire a été observé à des distances de 80 et 125 mm.
Une augmentation du débit d'Argon (augmentation de la vitesse et diminution de la température) provoque la diminution du flux thermique vers le substrat (comparer le cas B, le cas C et le cas D). Tandis que le flux de chaleur convectif vers le substrat augmente avec l'augmentation de la vitesse du jet de plasma qui est proportionnelle au débit de gaz [14].

Selvan et al. [14] ont étudié l'effet de la distance d'écartement du substrat par rapport à la torche sur les caractéristiques de transfert de chaleur du substrat en acier. Des paramètres utilisés sont ceux du cas C avec un coefficient de transfert de chaleur par convection de 40 W/m^2K sur le côté et au bas du substrat.



Figures 2.19 (a) et (b): Distribution radial pour les différents cas A/B/C/D/E (a): Flux de chaleur vers le substrat, (b): Coefficient de transfert de chaleur [14] .

Les effets de la distance d'écartement sur le flux thermique vers le substrat et le coefficient de transfert de chaleur à la surface supérieure du substrat sont présentés sur les figures 2.20 (a) et (b), respectivement. Le profil radial du flux thermique et du coefficient de transfert de chaleur s'aplatit avec l'augmentation de la distance d'écartement. On observe que non seulement le flux thermique et le coefficient de transfert de chaleur diminuent avec l'augmentation de la distance d'écartement, mais également l'écart entre les courbes des flux de chaleur et des coefficients de flux de chaleur diminue avec l'augmentation de la distance d'écartement.



Figures 2.20 (a) et (b): Distribution radiale pour différentes distances d'écartement (a): Flux de chaleur vers le substrat, (b) Coefficient de transfert de chaleur [14] .

La figure 2.21 montre l'effet de la distance d'écartement sur la température de la ligne médiane du substrat. La température et le gradient de température dans le substrat diminuent avec l'augmentation de la distance d'écartement. Le flux thermique vers le substrat et le coefficient de transfert de chaleur diminuent avec l'augmentation de la distance d'écartement. La distribution de température non linéaire dans la profondeur du substrat est due à la diffusion radiale de la chaleur dans le substrat. Il est clair d'après les résultats qu'une distance de séparation plus longue est préférable pour un chauffage uniforme du substrat bien que la température du substrat soit réduite.

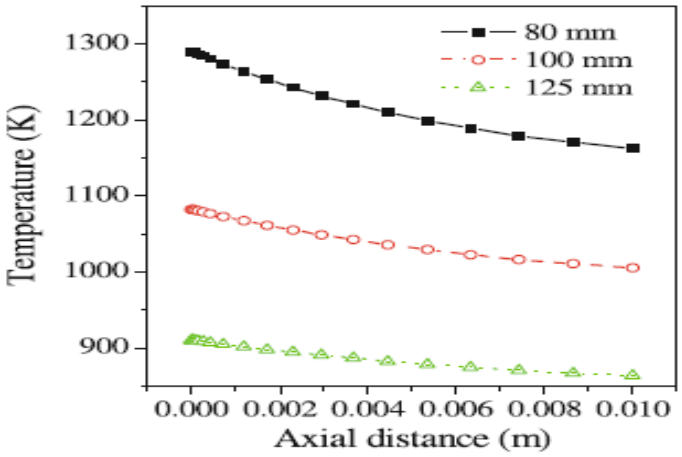


Figure 2.21: Effet de l'éloignement de la buse sur la température de la ligne médiane du substrat [14].

La figure 2.22 montre la comparaison des flux thermiques au niveau du substrat prédits par le modèle de B. Selvan et al.[14] avec les mêmes flux thermiques prédits par le modèle de R. Bolot [41].

On constate que les résultats obtenus par Selvan [14] sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, de même on peut conclure que le taux d'influence de la distance d'écartement sur le flux thermique au niveau du substrat diminue avec l'augmentation de la distance d'écartement. L'allure des demi courbes de la figure 2.22 est semblable à celle montrée sur la figure 2.20 si on effectue une symétrie par rapport à la droite verticale passant par le point 0.00 m.

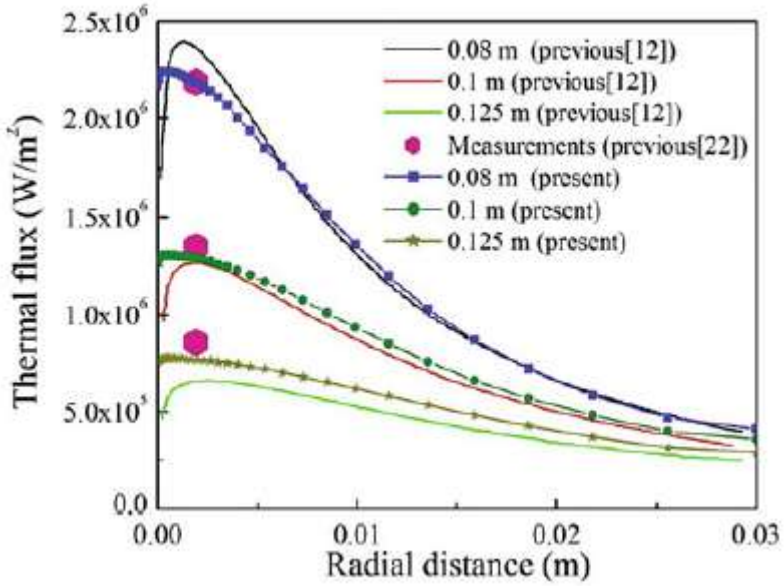
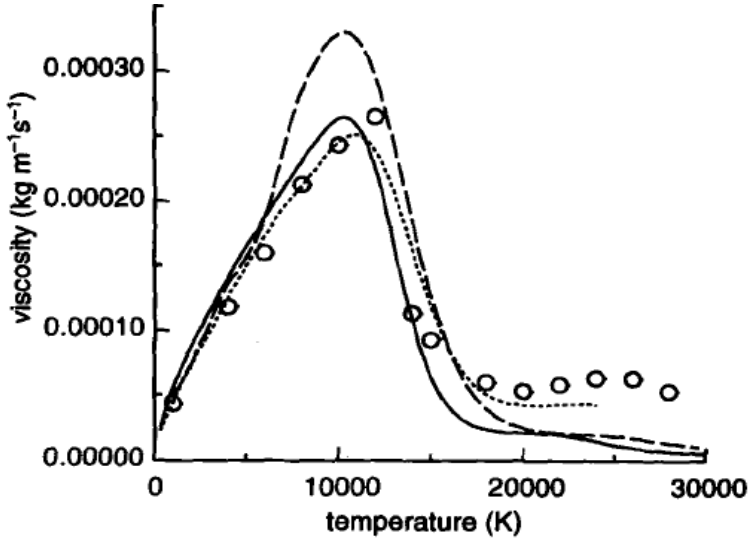


Figure 2.22: Flux radial de chaleur au niveau du substrat pour différentes distances d'écartements [14].

H. Viscosité, densité, conductibilité de l'air:

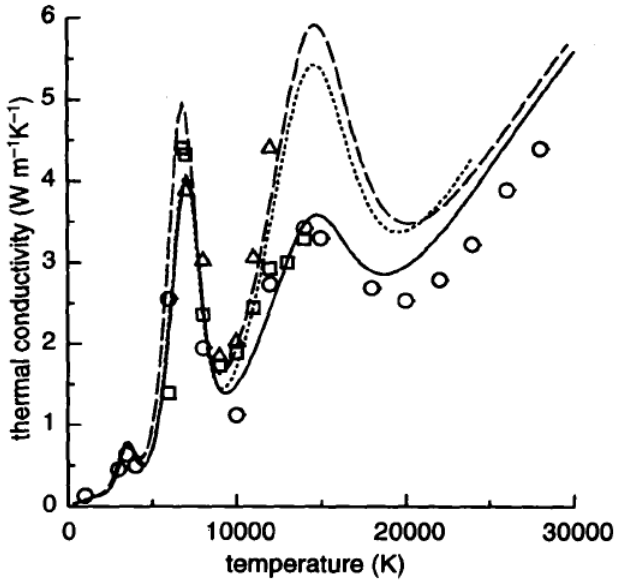
La figure 2.23 compare les valeurs de la viscosité de l'air qui dépendent de la température avec les résultats des autres auteurs [13]. On observe un accord raisonnable avec les calculs de Bacri et Raffanel [42] à des températures inférieures à 7000 K et supérieures à 20000 K. Aux températures intermédiaires, les valeurs de viscosité calculées par Bacri et Raffanei sont nettement plus élevées. les valeurs adoptées sont les valeurs Elinchinger [13].



Viscosity of air: —— this work; – – – Bacri and Raffanel[34]; · · · Elchinger *et al.*[37,38]; ○ Yos.[39]

Figure 2.23: Viscosité d'air en fonction de la température selon différents articles [13].

Sur la figure 2.24, les valeurs de la conductivité thermique calculées sont comparées aux résultats des autres auteurs. Des différences significatives sont trouvées par rapport aux valeurs de Bacri et Raffanel [42]. Les principaux écarts se produisent à des températures autour de 7000 K et 15000 K, qui correspondent respectivement à la température de dissociation de l'Azote et à la température d'ionisation de l'Azote et de l'Oxygène.



Thermal conductivity of air: —— this work: – – – Bacri and Raffanel[34]; · · · Elchinger *et al.*[37,38]; ○ Yos[39]; △ Devoto *et al.*[40]; □ Asinovsky *et al.*[41]

Figure 2.24: Conductivité thermique de l'air en fonction de la température selon différents articles [13].

Aussi, la figure 2.25 montre la variation de la masse volumique de l'air en fonction, de la température et la figure 2.26 montre la variation de la chaleur spécifique de l'air en fonction de la température.

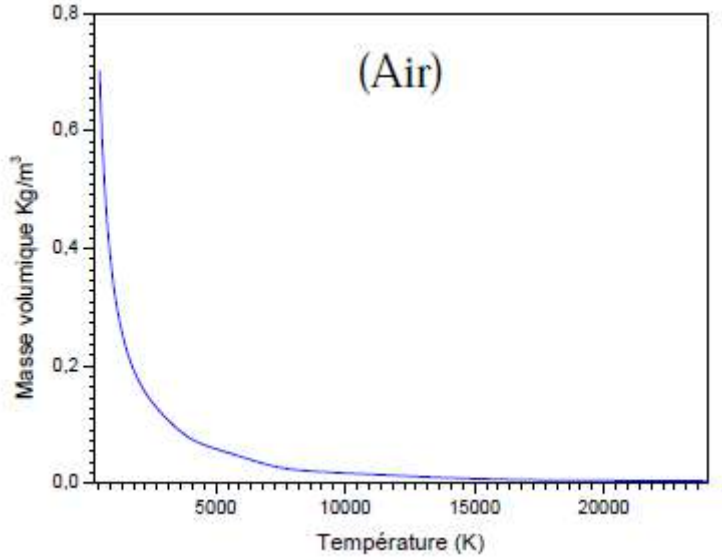


Figure 2.25: Masse volumique de l'air en fonction de la température [35].

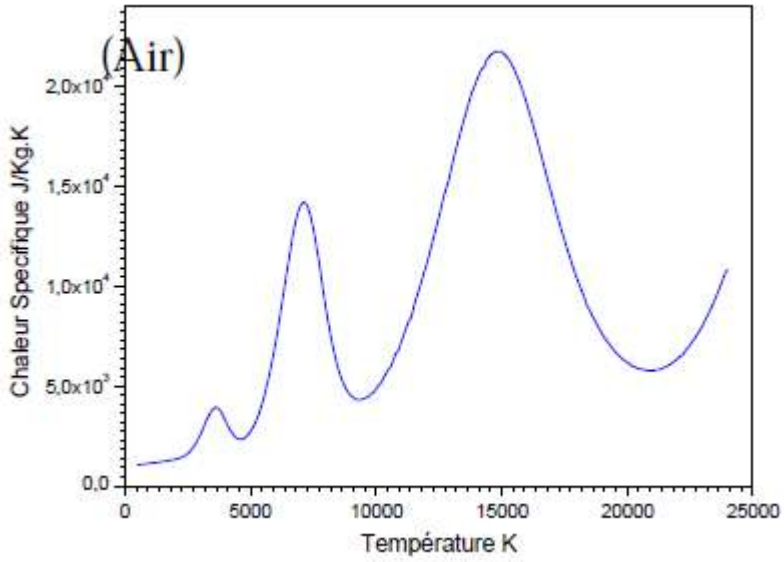


Figure 2.26: Chaleur spécifique de l'air en fonction de la température [35].

I. Viscosité, densité, conductibilité de l'Argon:

La dépendance en fonction de la température de la viscosité des mélanges d'Argon et d'air dans trois proportions différentes est comparée sur la figure 2.27 avec celle de l'Argon pur et de l'air pur (les symboles sont mentionnés sur le tableau 2.3), Il est intéressant de noter que dans la plage de

température 6600-9000 K les mélanges ont des viscosités plus faibles que l'air ou l'Argon, et entre 12600 et 19200 K, les mélanges ont des viscosités supérieures par rapport aux des gaz purs.

Tableau 2.3: Désignation des symboles utilisés dans les figures 2.27 et 2.28 [13].

Item	Symbole	Désignation
1	————————	100% air
2	– – – – – – – – –	75% air, 25% Argon;
3	__ . __ . __ . ___	50% air, 50% Argon;
4	—— – —— – ——	25% air, 75% Argon;
5	.....	100% Argon

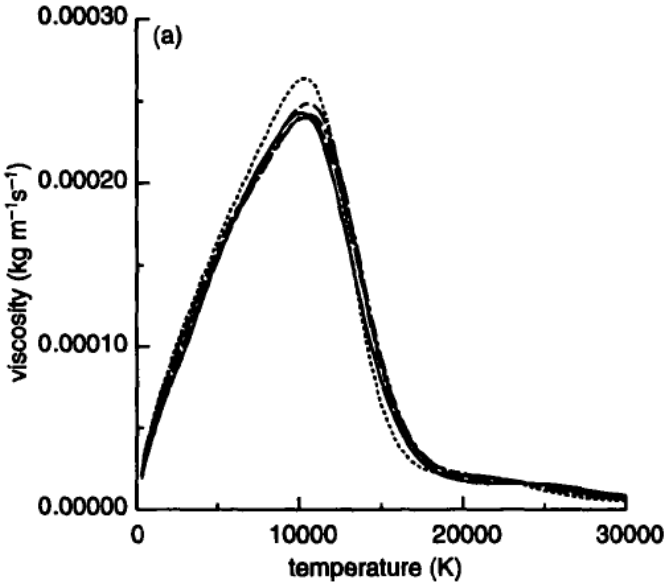


Figure 2.27: Viscosité d'Argon en fonction de la température [13].

La conductivité thermique des mélanges Argon-air est indiquée sur la figure 2.28. À des températures qui envoisinent les 15000 K, la conductivité thermique de la plupart des mélanges est supérieure à celle de l'air ou de l'Argon pur.

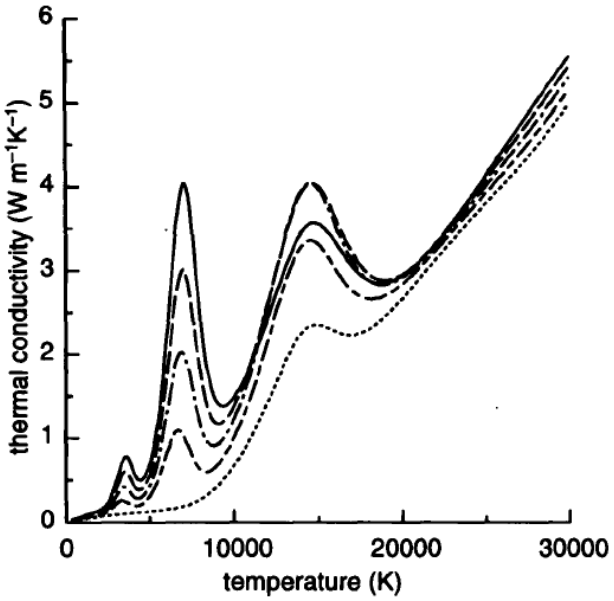


Figure 2.28: Conductivité thermique d'Argon en fonction de la température [13].

Aussi, la figure 2.29 montre la variation de la masse volumique de l'Argon en fonction, de la température et la figure 2.30 montre la variation de la chaleur spécifique de l'Argon pur en fonction de la température.

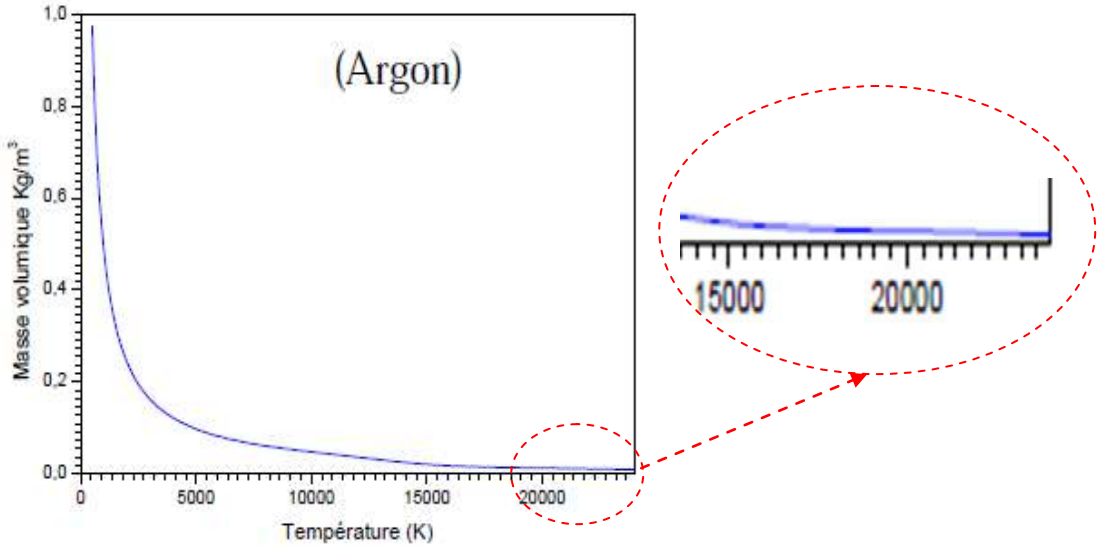


Figure 2.29: Masse volumique d'Argon pur en fonction de la température [35].

Finalement, les sous figures 2.31 (a) et (b) présentent des Exemples pratiques de la projection thermique par plasma pour le traitement de surface cylindrique intérieure (à gauche) et extérieure(à droite).

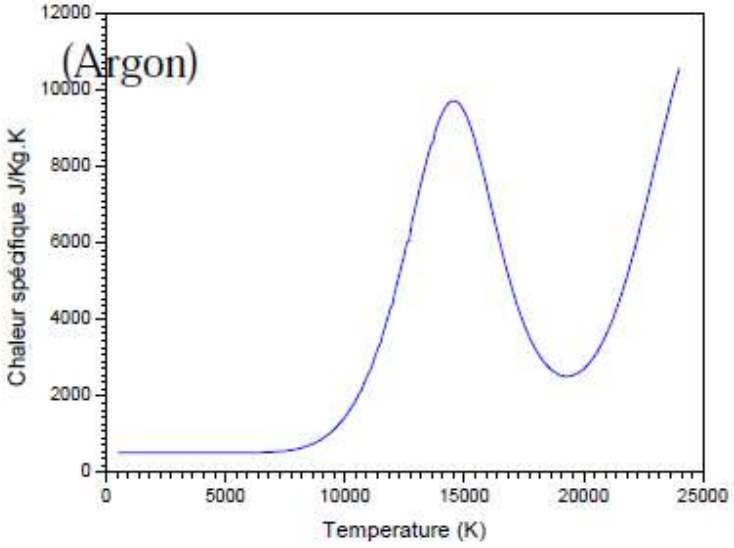
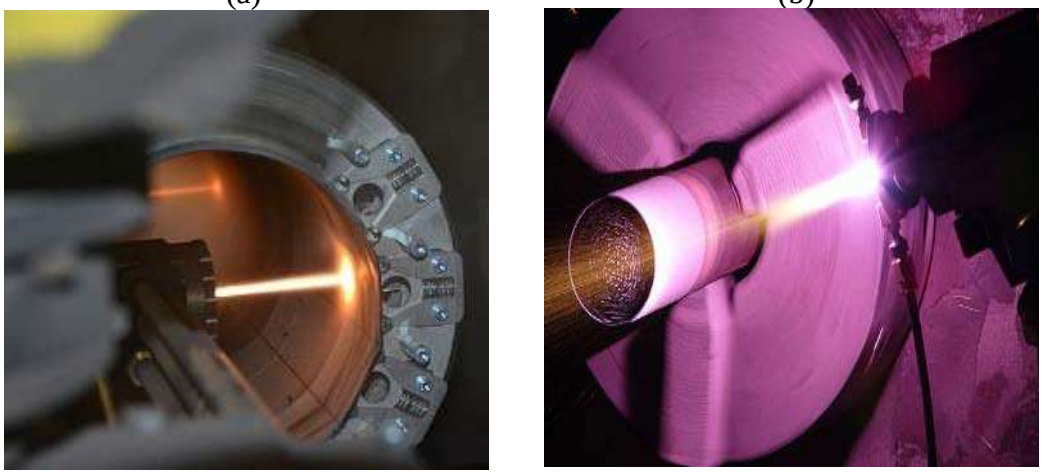


Figure 2.30: Chaleur spécifique d'Argon pur en fonction de la température [35].

(a) (b)



Figures 2.31 (a) et (b) : Exemples pratiques du procédé projection par plasma [43].

2.2. La projection à flamme:

La projection à flamme (Fig. 2.32 et 2.33 (a) et (b)) est une technique largement employée dans le monde vue sa simplicité et son faible coût d'équipement. Ce procédé utilise des flammes de combustion externe dans lesquelles des poudres, des fils ou des baguettes sont projetés. La projection à la flamme classique fonctionne a une vitesse d'éjection des gaz de l'ordre de 100 à 150 m/s. Les particules à projeter subit des échanges thermiques puis cinétiques moyennant la flamme avant d'être déposés en fines particules sur la surface du substrat [26]. Les principaux mélanges de gaz utilisés sont composés de deux gaz à savoir : Acétylène/Oxygène, Hydrogène/Oxygène ou Propane/Oxygène.

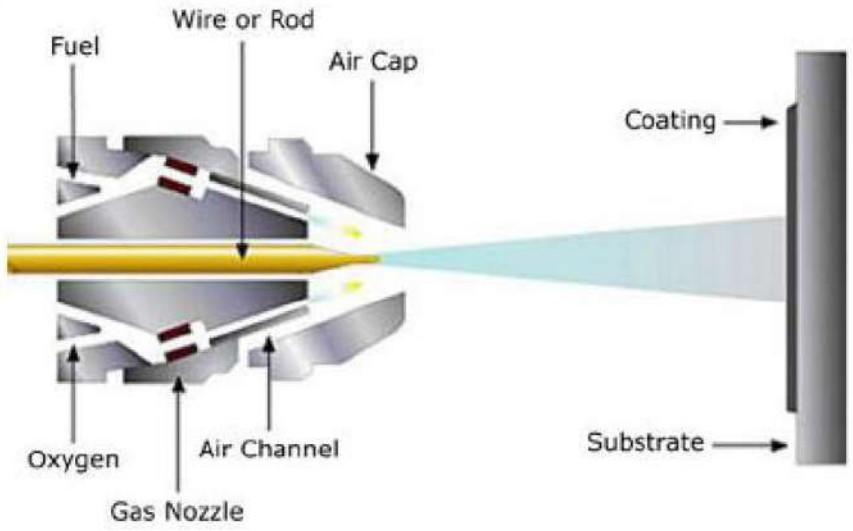
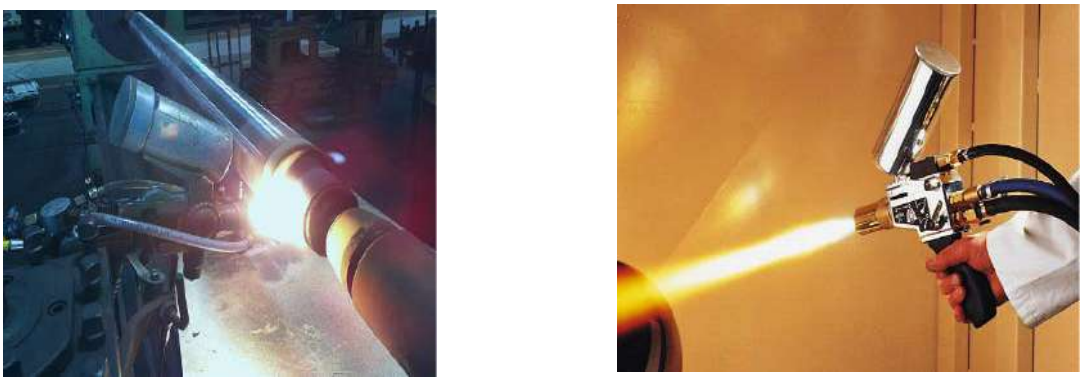


Figure 2.32: Détails du procédé projection à flamme [43].

Ils permettent d'atteindre des températures de flamme de 3200°C, 2700°C et 2400°C respectivement.

(a) (b)



Figures 2.33 (a) et (b): Exemples pratiques du procédé projection à flamme.

2.3. Projection thermique à l'arc électrique:

Ce procédé (Fig. 2.34 et 2.35 (a) et (b)) est le premier qui a utilisé l'énergie d'une décharge électrique entre deux fils métalliques agissant en tant que deux électrodes (Fig. 230 et 2.31). L'arc électrique est généré entre les deux fils et permet de les fondre. La température dans la zone de fusion peut être de l'ordre de 6000 K. Le métal fondu est pulvérisé grâce au jet de gaz ou d'air comprimé et sera projeté sur le substrat. Les épaisseurs des dépôts varient de

0.2 à 3 mm avec un taux de porosité de 5 à 10% et une adhérence de 20 à 40 MPa [25].

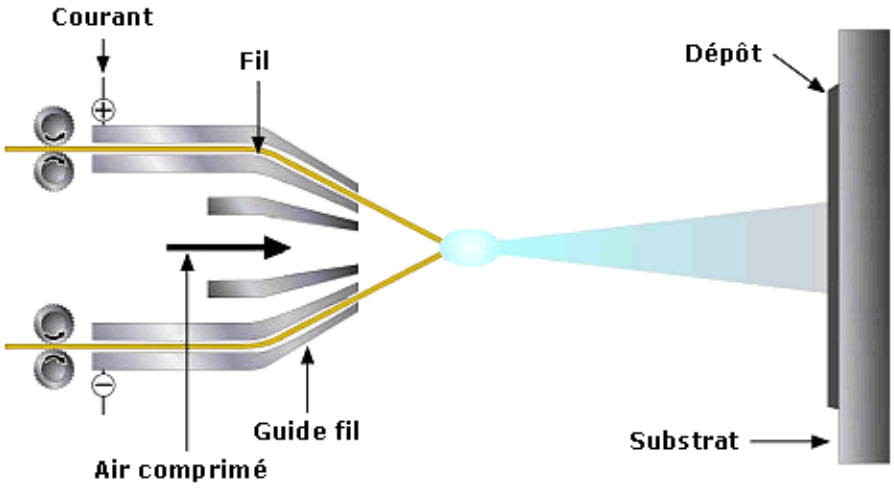
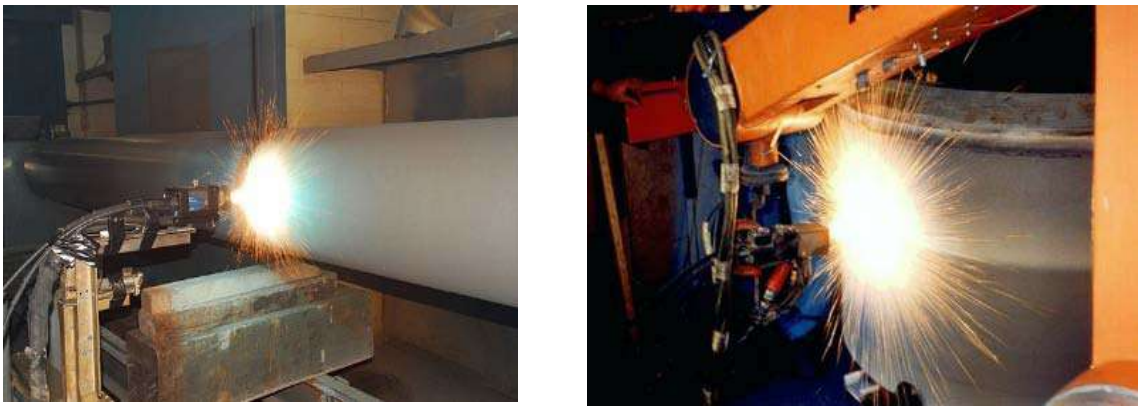


Figure 2.34: Détails du procédé de projection par arc électrique.

La projection par arc électrique présente un meilleur rendement de dépôt par rapport aux autres procédés de projection (voir comparatifs des procédés Tableau 2.1), mais elle nécessite des matériaux conducteurs électriques et tréfilables. La plupart des matériaux métalliques tels que le Zinc, le Cuivre, l'Aluminium, le Bronze, l'Acier, le Molybdène, ainsi que de nombreux alliages peuvent être projetés par cette technique. En raison d'une température d'arc élevée, la variété des matériaux métalliques déposables n'est limitée qu'à la fabrication des fils. Les domaines d'applications sont l'anticorrosion et les rechargements, surtout pour les dépôts durs.

(a) (b)



Figures 2.35 (a) et (b): Exemples pratiques du procédé projection à l'arc.

2.4. Projection par flamme supersonique (HVOF):

C'est au début des années 80, que BROWNING et WITFIELD [1], en utilisant la technologie des moteurs de fusées, ont développé un nouveau procédé de projection thermique pour les poudres (Fig. 2.36 et 2.37 (a) et (b)). Cette technique à flamme, dite **« supersonique »** (comme le canon à détonation), mais qui utilise le principe de la **« déflagration »**, fut désignée sous le nom de Hight Velocity Oxy/Fuel (HVOF) [26].

Le processus utilise pour combustible une combinaison de l'Oxygène (comburant) avec divers gaz (carburants), comme l'Hydrogène, le Propylène, le Propane, le Méthane, le Tétrène ou le Kérosène. Le principe est basé sur une réaction de combustion à haute pression (0,5 à 0,7 MPa en moyenne) dans une chambre prévue à cet effet. Il en résulte une flamme caractérisée par une température comprise entre 2500 et 3200°C et des écoulements gazeux très énergétiques et extrêmement rapides (plusieurs fois la vitesse du son). Les poudres à pulvériser sont injectées, par un gaz porteur neutre, axialement dans les gaz chauds en extension, où elles sont fondues à des températures comprises entre 1500 et 2500K. Elles sont alors accélérées au travers d'une tuyère « convergente-divergente » et propulsées à des vitesses comprises entre 300 et 600 m/sec. Le pistolet de projection est refroidi par un circuit d'eau, concentrique à la chambre de combustion et la tuyère d'éjection (voir Fig. 2.36).

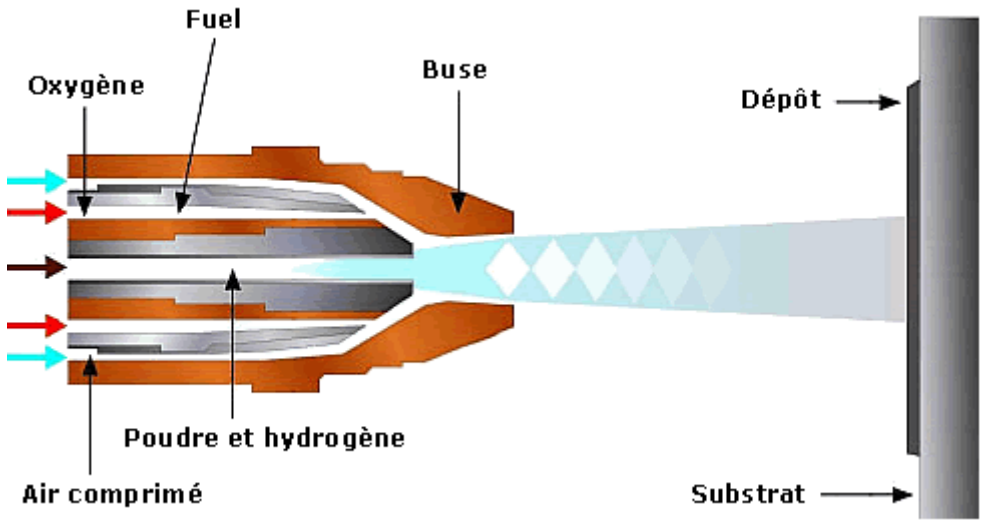


Figure 2.36: Procédé de projection par HVOF [37].

Les procédés HVOF se répartissent en deux familles:

– Ceux dits *« moyenne pression »*, qui fonctionnent avec un mélange Oxygène/carburant **gazeux** (Propane, Propylène, etc). Ces appareils opèrent à des pressions de combustion comprises entre 2 et 4 MPa.

– Ceux dits *« haute pression »*, qui fonctionnent avec un mélange oxygène/carburant **liquide** (Kérosène, White Spirit, etc.). Ces appareils développent des pressions de combustion de l'ordre de 8 MPa. L'augmentation de la pression de combustion, provoque une légère augmentation de la température des particules, mais surtout une forte élévation de la vitesse d'impact, comprise entre 700 et 900m/sec. Il en résulte des revêtements beaucoup plus denses. Un procédé comparable nommé HVAF, utilise quant à lui un mélange de combustion air comprimé/kérosène, d'un coût d'exploitation très faible.

Le choix sera guidé par la qualité du revêtement à obtenir, en tenant compte du fait que l'utilisation d'un liquide comme carburant, à la place d'un gaz, réduit le coût d'exploitation et les risques de dangerosité liés à l'utilisation des gaz à haute pression. Le tout en gardant à l'esprit que plus la vitesse de projection est grande, plus le revêtement sera dense avec une meilleure cohésion des particules entre elles.

Ce procédé est principalement utilisé pour projeter des métaux (Inox, Chrome, Molybdène, Inconel, NiCr), des alliages de métaux, des alliages auto-fusibles, des carbures et des cermets ou des céramiques.

Les applications de ce procédé (Fig. 2.37 (a) et (b))) sont multiples à savoir: les protections anticorrosion et anti-usure, avec la possibilité de réaliser des dépôts de fortes épaisseurs (en plusieurs passes), dont la densité obtenue approche la densité théorique du matériau d'apport.





Figures 2.37 (a) et (b): Exemples pratiques du procédé HVOF.

2.5. Projection par canon à détonation:

Cette technique de projection inventée au début des années cinquante par **GFELLER** et **BAIKER** [25,43] est internationalement connue sous l'appellation de « **D-Gun** ». Alors que la projection par flamme et le procédé HVOF utilisent le principe de la « **déflagration** », le procédé D-Gun fonctionne selon le principe de la « *détonation* » (d'où la lettre « D »).
Cette technique consiste à introduire le matériau d'apport sous forme de poudre, dans un tube de 25 mm de diamètre et 1 mètre de long, fermé à une extrémité, en même temps que le mélange gazeux de combustion. Ce mélange est généralement constitué d'Oxygène et d'Acétylène en quantités égales, qui détone grâce à une étincelle créée par un dispositif d'allumage. Les gaz brûlés sont ensuite balayés par de l'Azote et les gaz explosifs frais réinjectés à la fréquence de 4 à 10 allumages par seconde. Les arrivées des gaz sont commandées par des électrovannes dont les temps et durées d'ouverture sont prédéterminés. La poudre est fondue et éjectée à très grandes vitesses, près de 3 km/sec par l'onde de choc qui se propage dans le tube avec une surpression de l'ordre de 2 MPa et une température au-dessus de 4000°C. Le régime de projection de ce système est discontinu.
La figure 2.34 montre le schéma du procédé de projection thermique par canon à détonation avec les indications suivantes :

(1) Acétylène;
(2) Oxygène;
(3) Azote;
(4) Poudre;
(5) Allumeur;
(6) Buse;
(7) Substrat.

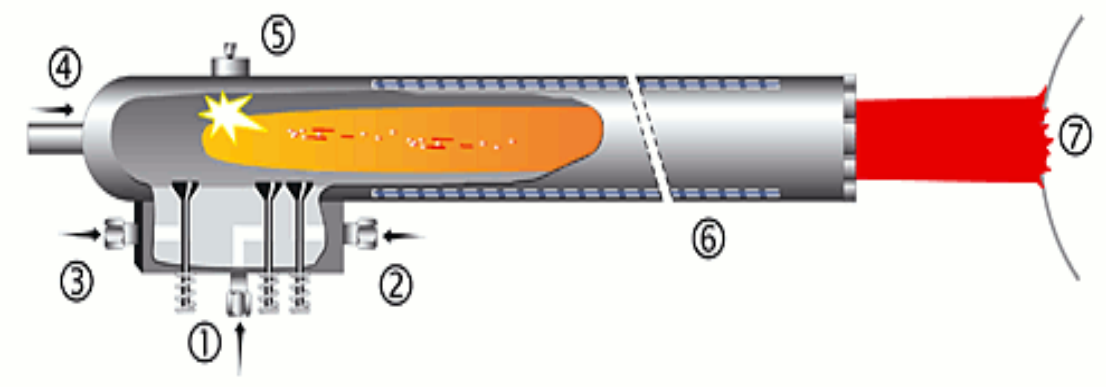


Figure 2.38: Procédé de projection par canon à détonation électrique [43].

Le canon à détonation permet d'obtenir des dépôts très denses, avec une adhérence élevée (souvent supérieure à 80 MPa) et une faible rugosité c'est à dire Ra ≅3μ.

Les taux de dépôt sont compris entre 2 et 5 kg/h. Il est cependant peu répandu du fait de la complexité et du prix du matériel.

La poudre est chauffée et éjectée à très grande vitesse (600 à 900 m/s) vers le substrat par l'onde de choc créée. Entre chaque tir, le tube est balayé par un jet de gaz neutre (Argon). Des températures supérieures à 3300°C sont atteintes par les gaz brûlés suivant l'onde de choc. Ce procédé est essentiellement utilisé pour réaliser des dépôts de cermets (WC-Co, ...) ou de céramiques ($Cr_2$03, Al_2O_3,.. .). [27].

3. Conclusion du chapitre:

Nous avons présenté en détail les différents procédés de projection thermique qui ont été largement développés et d'une manière explicite. Parmi ces procèdes, nous avons choisi le procédés APS pour réaliser notre étude.

Le principal avantage de la fabrication de revêtements épais par APS est leur taux de dépôt élevé, quelques kilogrammes par heure de matière première peuvent être traités avec des torches, avec une puissance de quelques dizaines de kilowatts pour un coût d'exploitation relativement faible. La projection par plasma est probablement le procédé le plus polyvalent de tous les procédés de projection thermique car il y a moins de limitations sur les matériaux à pulvériser et aussi peu de limitations sur le matériau, sur la taille et sur la forme du substrat. Les revêtements sont caractérisés par une structure lamellaire hautement anisotrope. Aussi, le développement et l'étude des revêtements par plasma atmosphérique ayant des caractéristiques nanométriques et non pas micrométriques a été au centre d'intérêt des chercheurs ces trente dernières années ce qui va donner un large champs de travail et qui justifie encore une fois notre choix.

Chapitre 3

Formulation mathématique

Dans ce Chapitre nous allons présenter la formulation mathématique ainsi que la théorie de la turbulence et leur différents modes. Aussi, le modèle physique avec sa géométrie, son maillage et ses conditions aux limites seront présentés.

1. Formulation mathématique:

La modélisation du jet plasma repose sur la résolution des équations de conservation de la mécanique des fluides et de la thermique pour un mélange multi-espèces monophasique en équilibre thermodynamique local et optiquement mince [5, 13, 14, 17].

Plusieurs écoulements sont décrits par les équations de Navier-Stockes, ces équations peuvent être réécrites sous plusieurs formes. La forme générale des équations de conservation, issues des équations de Navier-Stockes , est appelée équation générale de transport de Reynolds. Le jet de plasma est supposé incompressible, subsonique en équilibre thermodynamique local et turbulent [38,42]. De plus, on suppose qu'il n'y a pas de réactions chimiques dans la phase gazeuse, aussi l'écoulement est considéré stationnaire ou instationnaire avec une géométrie tridimensionnelle ou bidimensionnelle selon le cas étudié.

Notre modèle utilise les équations de conservation de la masse, des espèces, de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la turbulence écrites en coordonnées cartésiennes en 2D et 3D. Les équations de conservation de l'écoulement turbulent moyen ont été exprimés comme suit [44,45]:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)}_{A} + \underbrace{\operatorname{div}\left(\rho\,\vec{v}\phi\right)}_{B} = \underbrace{\operatorname{div}\left(\Gamma_{\phi}\,\overrightarrow{grad\phi}\right)}_{C} + \underbrace{S}_{S} \tag{3.1}$$

Tels que :

- ϕ: Une grandeur physique (température, vitesse,……)
- $\vec{v}$: Vecteur de vitesses dont les composantes sont u,v,w selon x,y,z
- Γ_{ϕ}: U ne propriété physique (conductibilité thermique, viscosité,….)
- A: terme de vitesse de changement ou de taux de changement
- B: terme D'advection (influence de la vitesse ou terme convectif)
- C: terme de diffusion (influence de la propriété physique)
- S: terme de source

Il est à noter que la notion "vecteurs" est attribuée aux trois composantes de la vitesse u, v et w tandis que la notion "scalaires" peut désigner : l'énergie cinétique turbulente K, l'énergie de dissipation ε, la température T, et l'enthalpie h.

1.1. Conservation de la masse ou équation de continuité:

L'équation de conservation de la masse qui représente la variation instantanée de masse est entièrement liée au transport de la matière par l'écoulement, l'équation de conservation de la masse s'écrit [44]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\right)+div\left(\rho\,\vec{v}\right)=0 \tag{3.2}$$

L'équation (2) est déduite à partir de l'équation (1) si on prend les valeurs suivantes: ϕ=1 et Γ_ϕ=0 et S_ϕ=0.

1.2. Conservation de la quantité de mouvement:

Le flux de quantité de mouvement est lié au transport convectif par l'écoulement, aux forces de pression et de pesanteur et aux contraintes visqueuses, l'équation de quantité de mouvement s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\vec{v}\right)+\mathrm{div}\left(\rho\vec{v}\times\vec{v}\right)=-\overrightarrow{gradP}+\vec{f}+\mathrm{div}\,\overline{\overline{\tau}} \tag{3.3}$$

Où P est la pression, $\vec{f}$ le vecteur gravité, τ le tenseur des contraintes visqueuses du fluide multi-constituants. Pour un fluide newtonien, le tenseur s'écrit sous la forme:

$$\tau_{ij}=\mu\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j}+\frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}.\delta_{ij}.\mathrm{div}\,\vec{v} \tag{3.4}$$

Où μ est la viscosité dynamique, v_i les composantes du vecteur vitesse, x_i les coordonnées spatiales et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

A titre d'exemple, pour ϕ= u et Γ_ϕ=μ_{eff}, l'équation (1) devient l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans la direction de x pour un écoulement turbulent moyen [45] :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho u\right)+div\left(\rho u\vec{v}\right)=div\left(\mu_{eff}\overrightarrow{gradu}\right)+S_\phi \tag{3.5}$$

1.3. Équation de l'énergie Totale:

L'équation de l'énergie totale est donnée par la formule suivante [46]:

$$\frac{\partial\left(\rho h_{tot}\right)}{\partial t}-\frac{\partial p}{\partial t}+\mathrm{div}\left(\rho\vec{v}h_{tot}\right)=\mathrm{div}\left(\lambda\nabla T\right)+\mathrm{div}\left(\vec{v}.\tau\right)+\vec{v}.S_M+S_E \tag{3.6}$$

Où h_{tot} est l'enthalpie totale, liée à l'enthalpie statique $h(T,p)$ par:

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2}v^2 \tag{3.7}$$

Le terme $(\text{div}(\vec{v}.\tau))$ représente le travail dû à des contraintes visqueuses et est appelé le terme de travail visqueux. Ceci modélise l'échauffement interne par viscosité dans le fluide, ce terme est négligeable dans la plupart des écoulements. Le terme $(\vec{v}.S_M)$ représente le travail dû à des sources de dynamique externe et il est souvent négligé [44].

Pour $\phi=h$, $\Gamma_\phi=\rho(\lambda/C_P\rho+\mu_t/Pr_t)$ et $S_h = S_H + \vec{v}\cdot\overrightarrow{gradp}$, le terme source S_H de l'équation de conservation de l'enthalpie h issue de l'équation (1) contient un terme supplémentaire représentant la diffusion enthalpique. Ce terme peut s'écrire [35]:

$$S_H = \rho\sum_i D_i\left(h_i - h_k\right)\frac{\partial y_i}{\partial x_j} \tag{3.8}$$

Où «D_i» est le coefficient de diffusion de l'espèce $'i'$, et $'\rho'$ est la densité. L'équation de conservation de la masse de l'espèce 'i' s'écrit:

$$\rho u_j \frac{\partial y_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho D_i \frac{\partial y_i}{\partial x_j}\right) \tag{3.9}$$

2. LA TURBULENCE:

2.1. Introduction:

Les écoulements sont en général turbulents, ils contiennent des tourbillons, véritables particules élémentaires de la turbulence. Malgré sa compexité, l'étude de la turbulence est importante car la majorité des écoulements réels sont turbulents. La turbulence désigne l'état d'un fluide, liquide ou gaz, dans lequel la vitesse présente en tout point un caractère aléatoire. De point de vue structurel, la turbulence est le désordre de structures plus ou moins cohérent, les structures tourbillonnaires sont les éléments centraux de la turbulence, mais il existe aussi des structures tourbillonnaires typiques et reproductibles et qui ne sont pas purement aléatoires. La turbulence transporte des quantités telles que colorants, fumées, quantité de mouvement, chaleur, espèces chimiques, polluants, beaucoup plus efficacement que par simple diffusion moléculaire. Parmi ses avantages, la turbulence assure l'accroissement du

mélange (réduction des inhomogénéités de L'écoulement), ainsi que l'augmentation du transfert de chaleur [44].

La plupart des approches de la turbulence supposent que le mouvement instantané du fluide est décrit par les équations de Navier-Stokes. Avec le développement des moyens informatiques, l'analyse d'écoulements turbulents de plus en plus complexes par simulation numérique est rendue possible. L'objectif de la modélisation est de pouvoir quantifier par le calcul le plus finement possible les propriétés de ces écoulements turbulents. Pour atteindre cet objectif il est nécessaire de fermer le système d'équations dans le cadre de l'une de ces approches [45]:

- ***RANS*** **(** ***Reynolds Averaged Navier-Stockes****):* Approche basée sur la décomposition de Reynolds;
- ***LES*** **(*****Large Eddy Simulations*****)**: Approche basée sur la simulation des grandes échelles (ou les grands tourbillons) ;
- ***DNS*** **(*****Direct Numerical Simulations*****)**: Approche basée sur la simulation numérique directe ;

Le modèle de turbulence détermine le taux de diffusion de la chaleur, de la quantité de mouvement et de la masse et affecte donc directement les champs de température, de vitesse et de composition de l'écoulement. Le choix d'un modèle de turbulence approprié pour résoudre la région proche de la paroi et les caractéristiques turbulentes du jet de plasma est très important. Plusieurs modèles de turbulence (K-ε standard, RNG K-ε, K-ε réalisable) ont été proposés pour prédire le comportement des jets de plasma libres (par exemple [47-54]).

La démarche la plus usuelle pour modéliser des écoulements turbulents est de travailler sur les valeurs moyennes des grandeurs caractéristiques de l'écoulement en postulant que chacune de ces grandeurs peut être considérée comme une variable aléatoire dont la valeur instantanée est la somme d'une valeur moyenne et d'une valeur fluctuante. Le modèle k-ε standard reste le plus populaire pour modéliser la turbulence dans un écoulement de plasma, permettant une bonne approximation du comportement de l'écoulement turbulent, mais il est mal adapté au cas d'un jet impactant sur une surface. Le modèle de turbulence standard K-ε suppose que l'écoulement est totalement turbulent et que l'effet de la viscosité moléculaire est négligeable. Par

conséquent, il est connu de donner de mauvaises prévisions dans certains cas où l'effet de la couche limite est important [14].

En régime laminaire, l'équation de continuité et les équations de Navier-Stockes forment un système à quatre équations avec quatre inconnus (p, u_1 u_2, u_3), le système est fermé.

Tandis qu'en régime turbulent, l'équation de continuité et les équations de Navier-Stockes forment un système à quatre équations mais cette fois-ci avec 10 inconnues $\overline{p}, \overline{u}_1, \overline{u}_2, \overline{u}_3$ et les six inconnus $-\rho\overline{u_i' u_j'}$ d'où la nécessité d'ajouter des équations supplémentaires afin effectuer la fermeture de ce système.

Les modèles RNG K-ε et K-ε réalisables ont été développés en introduisant des modifications dans le modèle standard K-ε. Le modèle RNG K-ε est dérivé de l'application d'une technique statistique rigoureuse (issu de la théorie du Groupe de Re-Normalisation) aux équations de Navier-Stokes. Le modèle RNG K-ε utilise la théorie des groupes de Renormalisation pour développer une hypothèse pour les grandes échelles dans lesquelles les effets des petites échelles sont représentés par des coefficients de transport modifiés. Ce modèle tient compte des effets des nombres de Reynolds faibles et élevés et peut également prédire certains comportements laminaires. Dans sa forme il est comparable au modèle k-ε mais il inclut un terme additionnel dans l'équation de dissipation (ε). Néanmoins, ce type de modèle n'est pas forcément adapté pour modéliser tous les jets compliqués mais il représente mieux que le modèle k-ε standard les écoulements à bas nombre de Reynolds et notamment à proximité des parois [27]. Nous nous sommes aperçu que pour notre application le modèle RNG K-ε donne des résultats plus proches des résultats expérimentaux que certains modèles et donc nous l'avons utilisé pour nos simulations.

Le modèle K-ε réalisable surmonte les lacunes du modèle K-ε standard en adoptant une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente et une nouvelle équation de transport pour le taux de dissipation basée sur l'équation dynamique de la fluctuation du tourbillon quadratique moyen. Ce modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes normales cohérentes avec la physique des écoulements turbulents.

Le modèle K-ω [55,56] implique la résolution des équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente et la fréquence de turbulence. Il est

numériquement très stable et tend à produire une solution convergente plus rapidement que les modèles K-ε. La version améliorée du modèle K-ω est le modèle de transport de contrainte de cisaillement K-ω (SST-K-ω). Ce modèle a été développé par Menter [56] pour mélanger efficacement la formulation robuste et précise du modèle K-ω. Le modèle SST K-ω utilise le modèle K-ω dans la région proche du mur et le modèle K-ε dans le champ éloigné. En outre, il permet le changement progressif du modèle K-ω standard dans la région interne de la couche limite à une version à nombre de Reynolds élevé du modèle K-ε dans la partie externe de la couche limite. Il a été constaté que pour le modèle SST-K-ω la densité du maillage est améliorée à la région proche de la paroi de telle sorte que la couche limite laminaire sur le substrat puisse être capturée.

L'approche LES (Simulation des grandes échelles) a été développée pour résoudre les plus grandes structures énergétiques de l'écoulement (basses fréquences) et modéliser les petites structures énergétiques (hautes fréquences)[57-63]. Elle est basée sur une séparation des échelles turbulentes présentes dans l'écoulement.

Nous allons présenter dans ce chapitre les deux modèles de turbulence pour la simulation du jet plasma à savoir le modèle SST-K-ω, le modèle RNG-K-ε.

2.2. Modèles de turbulence:

2.2.1. Hypothèses de Boussinesq:

Un point central pour quasiment tous les modèles développés est le concept de viscosité turbulente introduite par Boussinesq en 1877 . En effet, par analogie avec la relation de Newton, Boussinesq propose d'écrire les contraintes supplémentaires de la façon suivante [44,45]:

$$\sigma_t = \mu_t \frac{\partial U}{\partial y} \tag{3.10}$$

L'écriture précédente introduit une viscosité particulière liée a la nature turbulente de l'écoulement. Comme nous l'avons vu, l'équation Navier-Stockes s'écrit:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}(\mu\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right) \underbrace{-\rho\overline{u_i' u_j'}}_{\substack{\text{contraintes} \\ \text{turbulentes} \\ \text{supplementaires}}}) \tag{3.11}$$

En s'inspirant du concept de Boussinesq, les contraintes de Reynolds peuvent s'écrire :

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \tag{3.12}$$

A partir de cette écriture simple, on peut écrire une généralisation tridimensionnelle pour un fluide incompressible:

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \tag{3.13}$$

Avec:

$$-\rho\overline{u_1'u_1'} - \rho\overline{u_2'u_2'} - \rho\overline{u_3'u_3'} = -2\rho k \; ; \qquad k = \frac{1}{2}(\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}) \tag{3.14}$$

La viscosité turbulente devient une nouvelle inconnue qu'il faut déterminer, mais elle permet également de solutionner les six inconnues de Reynolds.

2.2.2. Modèle Algébrique (Hypothèse de longueur de mélange de Prandtl):

Pour le modèle algébrique, l'objectif est de définir la viscosité turbulente par une relation simple.

En 1925, Prandtl modélise schématiquement l'agitation turbulente par le déplacement en bloc de paquets de fluides sur une distance caractéristique *''l''*.

$$u' \approx \overline{u}(y_0 + l) - \overline{u}(y_0) \approx l\left[\frac{\partial \overline{u}}{\partial y}\right]_{y=y_0} \tag{3.15}$$

En supposant en plus que les fluctuations de même ordre de grandeur sont fortement corrélés, donc:

$$\left|u'\right| \sim \left|v'\right| \text{ et } \left|u'v'\right| = \left|u'\right| \times \left|v'\right| \tag{3.16}$$

Alors:

$$-\rho\overline{u'v'} = \rho.l_m^2\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 \Rightarrow -\rho\overline{u'v'} = \rho.l_m^2\left|\frac{\partial u}{\partial y}\right|\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \mu_t\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) \tag{3.17}$$

Avec

$$\mu_t = \rho.l_m^2\left|\frac{\partial u}{\partial y}\right| \tag{3.18}$$

Cette méthode est simple mais elle nécessite de définir au préalable la valeur empirique de la longueur de mélange par conséquent elle n'est pas universelle.

A. Modèle de premier ordre à une équation:

Ces modèles intègrent comme équation supplémentaire celle du transport de l'énergie cinétique turbulente dont la viscosité turbulente est donnée par:

$$\nu_t = C_\mu L\sqrt{K} \tag{3.19}$$

Avec Cμ une constante empirique, et L une longueur des grandes structures turbulentes donnée en chaque point de l'écoulement et K étant l'énergie cinétique turbulente.

Avec ces nouvelles équations, le système d'équations est fermé puisque on a cinq inconnues ($\overline{u},\overline{v},\overline{w},\overline{p}$ et K) et cinq équations : une équation de continuité, 3 équations de Reynolds, une équation de l'énergie cinétique .

B. Modèle de premier ordre à deux équations:

Pour les modèles de premier ordre à deux équations, la première équation étant l'équation de l'énergie cinétique turbulente K tandis que la seconde équation supplémentaire est introduite pour contourner le problème de détermination de l'échelle caractéristique. À partir de là, différents choix sont possibles pour la seconde fonction du modèle, ici les plus connus:

- La relation liant la dissipation ε et l'énergie cinétique turbulente K [44]:

La définition d'une équation de transport pour ces deux grandeurs fixe implicitement la longueur caractéristique c.à.d:

$$\varepsilon \propto \frac{K^{3/2}}{\ell} \tag{3.20}$$

Différents modèles sont basées sur ce modèle à savoir K-ε standard, K-ε realizable, et RNG K-ε. Le système d'équations est fermé puisque on a six inconnues: $\overline{u},\overline{v},\overline{w},\overline{p},K$ et ε d'une part et six équations : une équation de continuité, 3 équations de Reynolds, 2 équations de transport pour K et ε.

- Aussi, la relation liant la fréquence ω et l'énergie cinétique turbulente K:

La définition d'une équation de transport pour ces deux grandeurs fixe implicitement la longueur caractéristique c.à.d:

$$\omega \propto \frac{\sqrt{K}}{\ell} \tag{3.21}$$

Différents modèles sont basées sur ce modèle à savoir le modèle K- ω, K- ω^2.

2.2.3. Le modèle k-ε standard:

Pour les équations de premier ordre à deux équations, nous avons vu au cours des paragraphes précédents que pour assurer la fermeture des équations de Reynolds, deux équations supplémentaires doivent être rajoutées :

- l'équation de l'énergie cinétique turbulente K;
- l'équation de taux de dissipation ε.

on a:

$$\varepsilon \propto \frac{K^{3/2}}{\ell} \tag{3.22}$$

En quantifiant les deux grandeurs K et ε, la valeur de l'échelle caractéristique l sera déterminée implicitement.

La formulation initiale de la méthode k-ε standard est apparue à la fin des années 60, elle a été très largement répandue même dans le domaine industriel. Pour ce modèle, nous avons six inconnues : $\overline{u}, \overline{v}, \overline{w}, \overline{p}, K$ et ε et aussi six équations: une équation de continuité, trois équations de Reynolds (ou de Navier-Stockes auxquelles on a appliqué la décomposition de Reynolds), 2 équations de transport pour K et ε [44].

A. Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente:

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente en partant des équations de Navier-Stockes avec décomposition de Reynolds est donnée par :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{A} = \underbrace{-\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}}_{P} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\underbrace{-\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i' u_j'}}_{T1} - \underbrace{\frac{1}{\rho}\overline{p' u_j'}}_{T2} + \underbrace{\nu \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{T3} \right)}_{T} - \underbrace{\nu \overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right)}}_{\varepsilon} \tag{3.23}$$

Nous pouvons décortiquer cette équation comme suit:

- A : terme convectif ou d'Advection, il inclut la variation temporelle de l'énergie cinétique turbulente et son transport par la vitesse moyenne.
- P : terme de Production turbulente, en générale il est positif et tend donc à faire croître l'énergie cinétique turbulente. la production turbulente est liée au gradient de vitesse moyenne de l'écoulement.
- T : terme qui traduit le transfert d'énergie cinétique turbulente, on peut distinguer trois contributions à ce transfert:

- T1: est une corrélation triple de fluctuations de vitesse;
- T2: est une corrélation entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesses;
- T3: est liée à la viscosité et ne nécessitera pas de modélisation car elle est formulée directement à partir de l'énergie cinétique turbulente.

- ε : terme de dissipation visqueuse turbulente en chaleur, cette dissipation est généré par les taux de déformations des fluctuations de vitesse au carrée.

B. Discrétisation des différents termes:

Le terme A et ε:

À partir de l'équation complète de transport de l'énergie cinétique turbulente, et afin de fermer le système d'équations, il est nécessaire de modéliser certains termes. Les termes A et ε ne doivent pas être modélisés car ils figurent parmi les inconnus de ce système.

Le terme de production P_K :

Sa modélisation est basée sur le concept de viscosité tourbillonnaire.

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial\overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{u}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \tag{3.24}$$

En utilisant le modèle de Prandtl Kolmogorov , on aura:

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t\frac{\partial\overline{u}}{\partial y} \tag{3.25}$$

$$\mu_t = \rho C_\mu l\sqrt{K} \tag{3.26}$$

Et :

$$l \simeq \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \tag{3.27}$$

Alors:

$$\mu_t = \rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{3.28}$$

Nous pouvons remarquer que cette viscosité est en fonction des inconnus du système. C_μ est la première constante du modèle k-ε.

Le terme de transfert T (transport ou diffusion) :

Le premier terme $\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i' u_j'}\right)$ peut être réécrit par l'application de la définition de l'énergie cinétique $k = \left(\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i'}\right)$, donc :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i' u_j'}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{\left(\frac{1}{2}u_i' u_i'\right)u_j'}\right] = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{k u_j'}\right) \tag{3.29}$$

En utilisant les propriétés suivantes :

$$\begin{cases} u_j = \overline{u}_j + u'_j \\ \overline{u}'_j = 0 \\ k = \overline{k} + k' \\ \overline{\overline{f}g} = \overline{f}.\overline{g} \end{cases} \tag{3.30}$$

On aura:

$$\overline{k u_j'} = \overline{(\overline{k} + k')u_j'} = \overline{\overline{k}u_j' + k'u_j'} = \overline{\overline{k}u_j'} + \overline{k'u_j'} = \overline{k}\underbrace{\overline{u'}_j}_{0} + \overline{k'u_j'} = \overline{k'u_j'} \tag{3.31}$$

Donc:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{k u_j'}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{k' u_j'}\right) \tag{3.32}$$

Remarquons nous que le terme $\left(\overline{k' u_j'}\right)$ ressemble au terme $\overline{\rho u_i' u_j'}$,et souvenons nous que nous avons mis: $-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial y}$, donc nous allons mettre :

$$-\overline{k' u_j'} = \left(\nu_t\right)_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \tag{3.33}$$

Notons que $\left(\nu_t\right)_k$ a priori est différente de $\left(\nu_t\right)$, pour ce mettons:

$$\left(\nu_t\right)_k = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \tag{3.34}$$

σ_k est la deuxième constante du modèle k-ε.

Finalement l'équation modélisée de transport d'énergie cinétique turbulente s'écrit sous la forme:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j} - \varepsilon \tag{3.35}$$

Avec $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, C_μ *et* σ_k sont respectivement la première et la deuxième constante.

Sous une forme plus générale, cette équation peut s'écrire:

$$\frac{dk}{dt} = Source(k) + Diff(k) - Puits(k) \tag{3.36}$$

En s'inspirant de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, nous pouvons écrire :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = Source(\varepsilon) + Diff(\varepsilon) - Puits(\varepsilon) \tag{3.37}$$

Nous trouvons alors des termes analogues :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \tag{3.38}$$

Cette écriture a introduit trois constantes supplémentaires: $C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}$ *et* σ_ε.

Finalement le modèle k-ε est constitue de six équations:

- équation de continuité
- les équations de Reynolds issues des équations de Navier-Stockes
- l'équation de l'énergie cinétique turbulente k
- l'équation de la dissipation ε
- la viscosité turbulente avec : $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$
- six inconnues : $\overline{u}, \overline{v}, \overline{w}, \overline{p}, K$ et ε
- cinq constantes d'ajustement: $C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, \sigma_k$ *et* σ_ε

Les valeurs de constantes issues d'un compromis entre les familles d'écoulements constituent les valeurs standards et qui sont présentées comme suit [45]:

$$C_\mu = 0,09 \ , \ C_{1\varepsilon} = 1,44 \ \ , \ C_{2\varepsilon} = 1,92 \ \ , \ \sigma_k = 1,0 \ \ , \ \sigma_\varepsilon = 1,3$$

2.2.4. Présentation du modèle SST-K-ω:

Le modèle de transport des contraintes de cisaillement K-ω (SST-K-ω) est utilisé dans nos travaux. Développée par Menter [55], la formulation du transport des contraintes de cisaillement (SST) combine le meilleur de deux

modèles. L'utilisation d'une formulation k-ε dans les parties internes de la couche limite rend le modèle directement utilisable tout le long de la paroi à travers la sous-couche visqueuse, par conséquent le modèle SST k-ω peut être utilisé comme un modèle de turbulence à faible nombre de Reynolds sans fonctions d'amortissement supplémentaires. Similaire au modèle standard k-ε, l'équation de transport pour k et ω est légèrement modifiée et elle est donnée par:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+\tilde{G}_k-Y_k+S_k \tag{3.39}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right]+G_\omega-Y_\omega+D_\omega+S_\omega \tag{3.40}$$

où, K est l'énergie cinétique turbulente, ω le taux de dissipation spécifique, (rapport de K à ε) et les autres variables sont:

$$G_k=\min\left(G_k,10\rho\beta^* k\omega\right) \tag{3.41}$$

Le terme pour la production de ω, G_ω défini $G_\omega=\alpha G_k/v_t$ comme , μ_t la viscosité de turbulence est calculée d'une manière différente de celle utilisée dans le modèle standard et est donnée par:

$$\mu_t=\frac{\rho k}{\omega}\frac{1}{\max\left[1/\alpha^*, SF_2/a_1\omega\right]} \tag{3.42}$$

Une fonction de pondération (Blending function) a été ajoutée au modèle SST pour garantir que les équations du modèle se comportent correctement à la fois dans les zones proches du mur et pour les zones de champs d'écoulement:

$$\sigma_k=\frac{1}{\left(F_1/\sigma_{k,1}\right)+\left(1-F_1\right)/\sigma_{k,2}}, \sigma_\omega=\frac{1}{\left(F_1/\sigma_{\omega,1}\right)+\left(1-F_1\right)/\sigma_{\omega,2}} \tag{3.43}$$

avec:

$$F_1=\tanh\left(\Phi_1^4\right), F_2=\tanh\left(\Phi_2^2\right) \tag{3.44}$$

Le terme de diffusion croisée, D_ω, fait intervenir le modèle k-ε standard et le modèle k-ω standard et est défini comme:

$$D_\omega = 2(1-F_1)\rho\sigma_{\omega,2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{3.45}$$

Les constantes spécifiques du modèle SST k-ω sont définies comme suit:

$$\sigma_{\omega,1} = 2.0\,,\ \sigma_{\omega,2} = 1.168\,,\ \sigma_{k,1} = 1.176\,,\ \sigma_{k,2} = 1.0\,,\ a_1 = 0.31. \tag{3.46}$$

2.2.5. Présentation du modèle RANS-RNG K-ε :

L'énergie cinétique de turbulence, K, et sa dissipation, ε, sont obtenues a l'aide des équations de transport suivantes:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_k \mu_{eff}\ \frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k \tag{3.47}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff}\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \tag{3.48}$$

Dans ces équations, G_k est le terme de génération de l'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de vitesses moyennes, G_b est le terme de génération d'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité (buoyancy). Y_M représente la contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible par rapport au taux de dissipation global. α_k et α_ε sont les inverses des nombres de Prandtl effectifs pour k et ε, respectivement. La viscosité turbulente obtenue par la théorie RNG résulte en une équation différentielle:

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right) = 1.72\frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_\nu}} \tag{3.49}$$

$$avec : \hat{\nu} = \mu_{eff}\ /\ \mu \quad et \quad C_\nu \approx 100 \tag{3.50}$$

L'équation (3.49) est intégrée pour permettre au modèle de bien traiter les écoulements de bas nombres de Reynolds et les régions près de la paroi.

Aux hauts nombres de Reynolds, l'équation (3.49) donne $\mu = \rho C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon}$ Avec $C_\mu = 0.0845$, dérivée en utilisant la théorie RNG. Il est intéressant de noter que la valeur de "C_μ" est très proche de la valeur empirique de 0.09 utilisée pour le modèle k-ε standard.

Les inverses des nombres de Prandtl effectives, α_k et α_ε, sont calculés en utilisant la formule suivante dérivée analytiquement par la théorie RNG:

$$\left|\frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929}\right|^{0.6321} \left|\frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929}\right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \tag{3.51}$$

où $\alpha_0 = 1.0$. A haut nombre de Reynolds $\mu_{mol} / \mu_{eff} \ll 1$, $\alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1.393$

La différence principale entre le modèle RNG K-ε et le modèle k-ε est liée au terme supplémentaire dans l'équation de ε donné par :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} . \frac{\varepsilon^2}{k} \tag{3.52}$$

Où $\eta \equiv S_k / \varepsilon$; $\eta_0 = 4.38$; $\beta = 0.012$

Les effets de ce terme dans l'équation ε peuvent être clairement observés par le réarrangement de l'équation (3.48). Utilisant l'équation (3.52), le troisième et le quatrième terme dans le membre à droite de l'équation (3.48) peuvent être fusionnés, et l'équation de ε résultante peut être réécrite comme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C^*_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \tag{3.53}$$

Où $C^*_{2\varepsilon}$ est donné par:

$$C^*_{2\varepsilon} = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \tag{3.54}$$

Dans les régions où $\eta < \eta 0$, le terme R_ε donne une contribution positive, et devient $C^*_{2\varepsilon}$ plus grand que $C_{2\varepsilon}$ en couche logarithmique.

Donc, pour les écoulements faiblement ou moyennement déformés, le modèle RNG k-ε tend à donner des résultats largement comparables au modèle k-ε standard. Dans les régions avec taux de déformation élevé ($\eta>\eta_0$), cependant, le terme R_ε donne une contribution négative, résultant à une valeur de $C_{2\varepsilon}^*$ moins que $C_{2\varepsilon}$.

Dans les écoulements fortement déformés, le modèle RNG k-ε donne une viscosité turbulente plus faible que le modèle K-ε standard. Ainsi, le modèle *RNG* est plus sensible aux effets de déformation rapide et de courbure des lignes de courant que le modèle *K-ε s*tandard, ce qui explique les performances supérieures du modèle RNG k-ε pour certaines classes d'écoulements.

Les constantes du modèle $C_{1\varepsilon}$ *et* $C_{2\varepsilon}$ ont des valeurs dérivées analytiquement par la théorie RNG. Ces valeurs sont:

$$C_{1\varepsilon}=1.42 \quad , \quad C_{2\varepsilon}=1.6 \tag{3.55}$$

3. Conclusion du chapitre :

La résolution des équations qui régissent les écoulements des jets plasma nécessite la résolution des équations de quantité de mouvement, de continuité et de turbulence. Nous avons présenté dans ce chapitre les équations qui décrivent la turbulence. Les autres équations seront présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Méthode de résolution

Dans ce Chapitre nous allons illustrer la théorie des volumes finis utilisée pour la résolution des équations qui définissent l'écoulement du jet plasma.

1. Introduction:

Plusieurs phénomènes physiques naturelles ou industriels sont régis par des équations différentielles ordinaires ou aux dérivées partielles. La solution exact de ces équations n'est accessible que pour un nombre limité de problèmes. Cependant, le développement colossal des calculateurs et des méthodes numériques a permis de contourner cette difficulté. Pour le passage d'un problème exact continu régit par des équations aux dérivées partielles à un problème approché discret, il existe trois grandes familles de méthodes : méthode des différences finis, méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis. Ces méthodes sont utilisées afin de résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles.

Dans ce chapitre, quelques abréviations seront utilisées et qui peuvent être résumées comme suit:

- EDP: Équations aux drivées partielles;
- MVF: Méthode des volumes finis;
- MDDF: Méthode de différence finis;
- MEF: Méthode des éléments finis;
- CV: Volume de contrôle.

2. Principe global de la méthode des volumes finis:

En analyse numérique, la MVF est utilisée pour résoudre numériquement des EDP sur un maillage qui est constitué de volumes finis. Mais, contrairement à la méthode MDDF qui utilise des approximations de dérivées, la MVF utilise des approximations d'intégrales.

L'équation générale de Reynolds est donnée par [45]:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)}_{A}+\underbrace{\operatorname{div}\left(\rho\,\vec{v}\phi\right)}_{B}=\underbrace{\operatorname{div}\left(\Gamma_{\phi}\overrightarrow{grad\phi}\right)}_{C}+\underbrace{S}_{S} \tag{4.1}$$

La solution analytique du système d'équations (4.1) est mise à défaut par la complexité de ces équations qui sont en effet non linéaires (terme B) et fortement couplées (i.e. les variables de l'écoulement tel que la pression qui interviennent dans plusieurs équations simultanément.).

3. Schématisation d'un volume fini:

Le schéma suivant montre la terminologie utilisée pour un volume de contrôle généralisé.

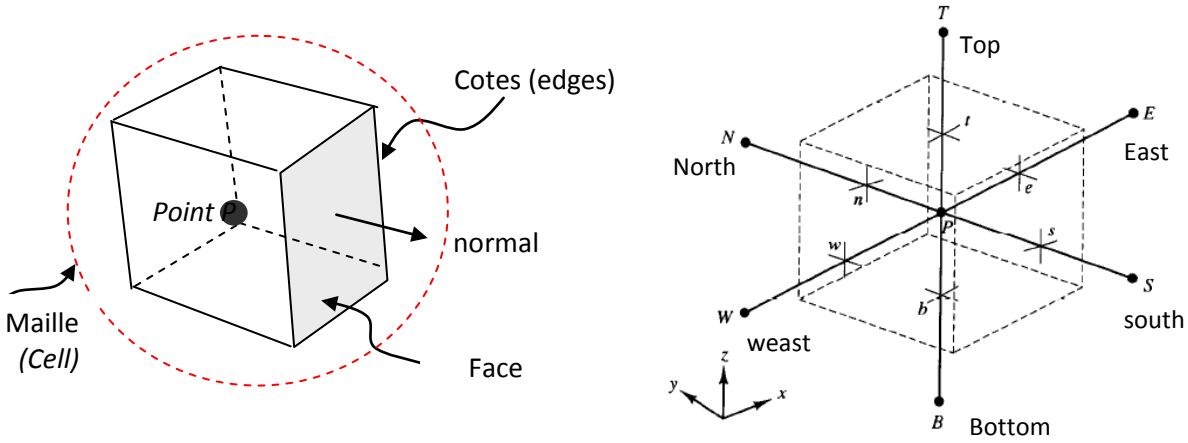
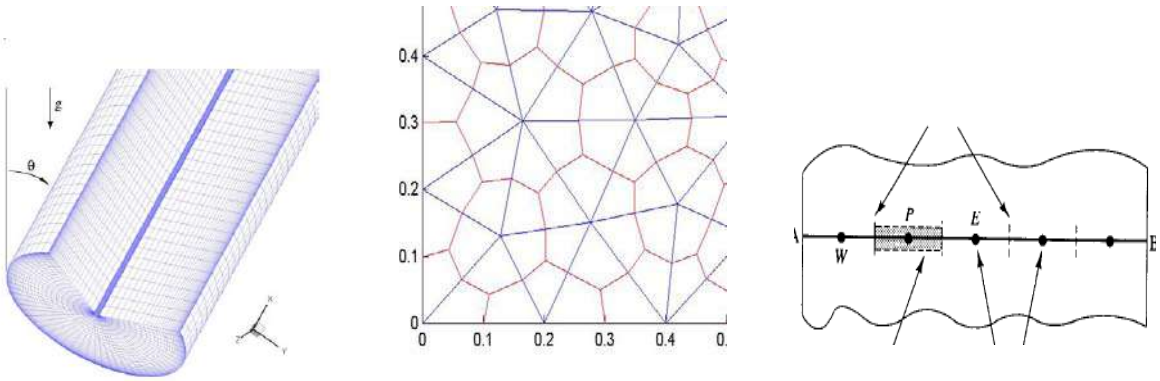


Figure 4.1: Schématisation d'un volume fini

4. Classification des Maillages en Volumes Finis:

C'est l'opération qui a pour but la discrétisation du domaine à étudier en structures infinitésimales dites volumes de contrôle ou volumes finis, Les volumes finis peuvent être des petits volumes en 3D, des petites surfaces en 2D ou des petits segments en 1D (figure 4.2), la réunion de ces structures forme le domaine d'étude.



Volumes finis 3D Volumes finis 2D Volumes finis 1D

Figure 4.2: Types de Maillage

4.1. Maillage selon l'arrangement des mailles :

La classification de maillage selon l'arrangement des mailles permet de nous donner trois grandes familles: maillage structuré, maillage non structuré et maillage hybride (figure 4.3).

Le maillage structuré permet d'avoir un bon contrôle de l'épaisseur des mailles au voisinage des parois à courbure régulière, il permet également de faciliter le maillage des géométries très allongées (nombre de points dans une direction privilégiée).

Le maillage non structuré en 2D, c'est un maillage dont les éléments sont des triangles ou des quadrilatères assemblés de manière quelconque.

Pour le maillage non structuré en 3D, il s'agit de tétraèdres, de prismes, d'hexaèdres et de pyramides. Ce type de maillage offre plusieurs avantages à savoir : la formation de maillages triangulaires ou tétraédriques dans des géométries quelconques, et diminution de nombre de points par rapport aux maillages structurés.

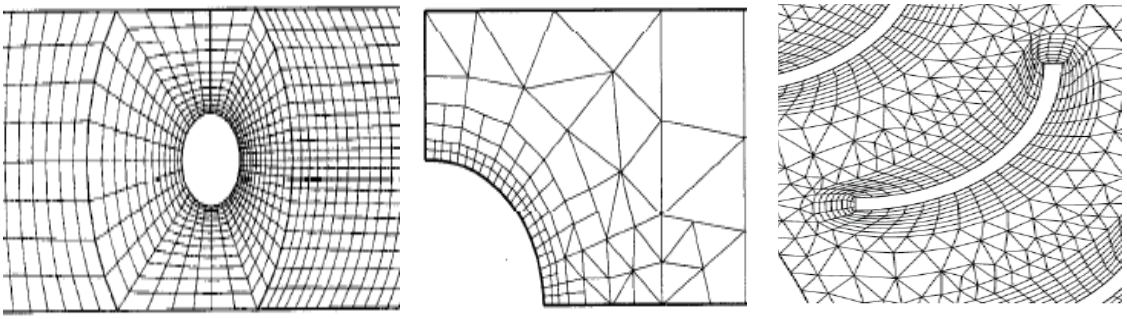


Figure 4.3: Différents types de maillage

4.2. Maillage selon le positionnement de la solution:

L'emplacement de la solution du problème et la disposition de la géométrie du volume fini par rapport au maillage peut exister sous trois formes :

4.2.1. Maillage à nœuds centrés (vertex centered):

La solution est placée au niveau des nœuds du maillage, le volume de contrôle sera formé ensuite autour de ce nœud. De ce schéma on peut tirer les remarques suivantes:

- La solution est située au niveau du nœud (Pression, vitesses et scalaires);
- Le volume de contrôle est formé autour du nœud;
- Un demi volume contrôle est constaté au niveau des frontière.

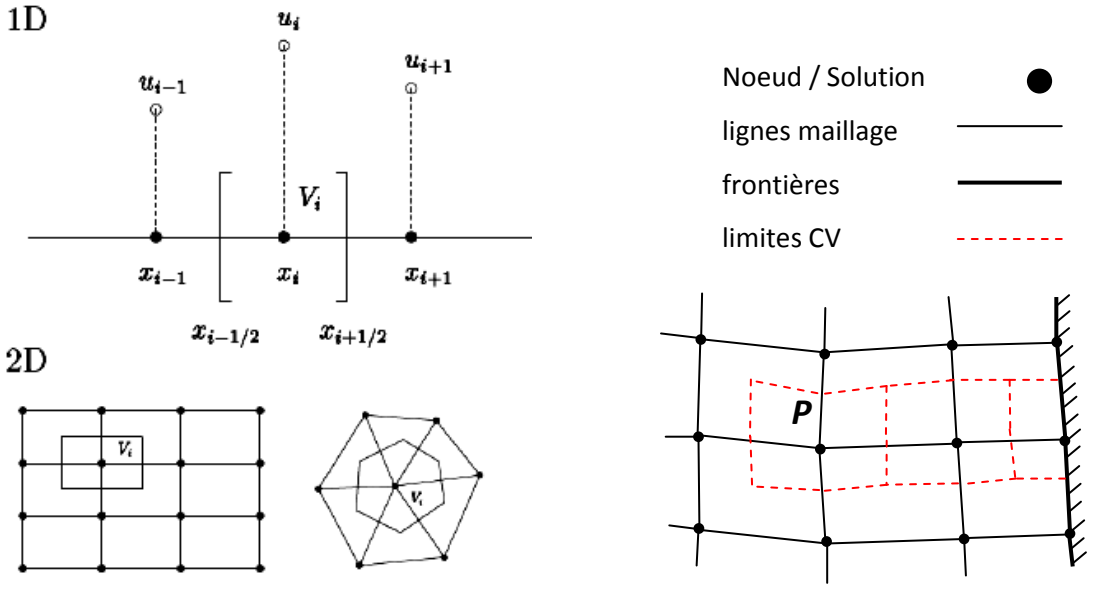


Figure 4.4: Mailage à noeuds centrées

4.2.2. Maillage à faces centrées (centred faces) :

Le volume de contrôle est défini par les lignes du maillage, La solution de l'équation est située au niveau du centre du volume de contrôle , ensuite les nœuds principaux seront introduites aux centres des CVs.

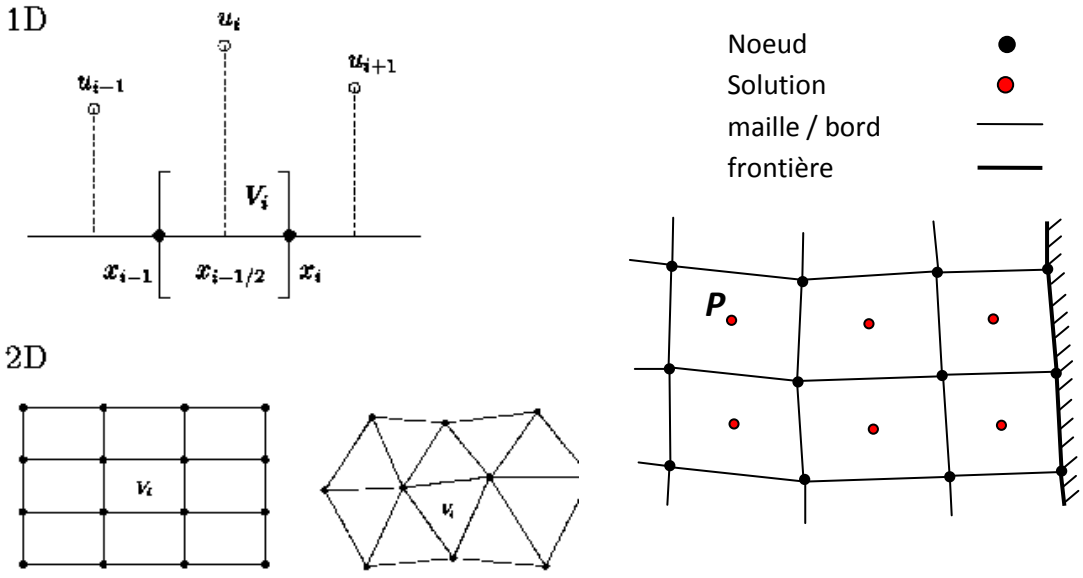


Figure 4.5: Mailage à faces centrées

Pour ce mode de maillage, on peut retenir les remarques suivantes:

- La solution est située au niveau des centre des *CV*;
- Le maillage forme les CV;
- On trouve un volume de contrôle complet au niveau des frontières;

Ce type de maillage est utilisé dans un arrangement type *staggered*.

4.3. Maillage établi à partir d'un maillage éléments finis:

Souvent, Les volumes finis sont construits autour de chaque nœud du maillage éléments finis [45] .

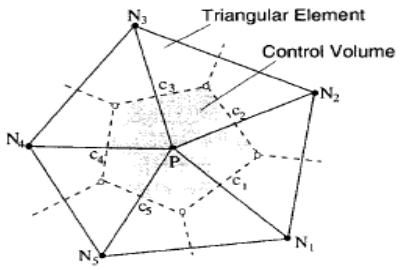


Figure 4.6: Mailage à partir d'éléments finis

4.4. Cas particulier: Maillage décalé (déplacé):

Dans un système de maillage déplacé, les paramètres de l'écoulement ne sont pas tous calculés au même point, les vitesses sont calculées sur les faces des volumes de contrôle. A titre d'exemple, la vitesse u est calculée sur la face *"i"* et la direction x est normale à cette face.

Il faut noter que les positions de u sont déplacées seulement dans la direction de x. La même procédure est suivie pour la composante de la vitesse v dans le deuxième sens. Les variables (P,K,ε, $\overline{u}^2, \overline{v}^2, \overline{w}^2$) sont stockées dans les nœuds principaux. L'idée donc est d'évaluer les variables scalaires tels que la pression, densité, température .etc au niveau des points nodaux tandis que les composantes de la vitesse sont calculées dans des mailles décalées.

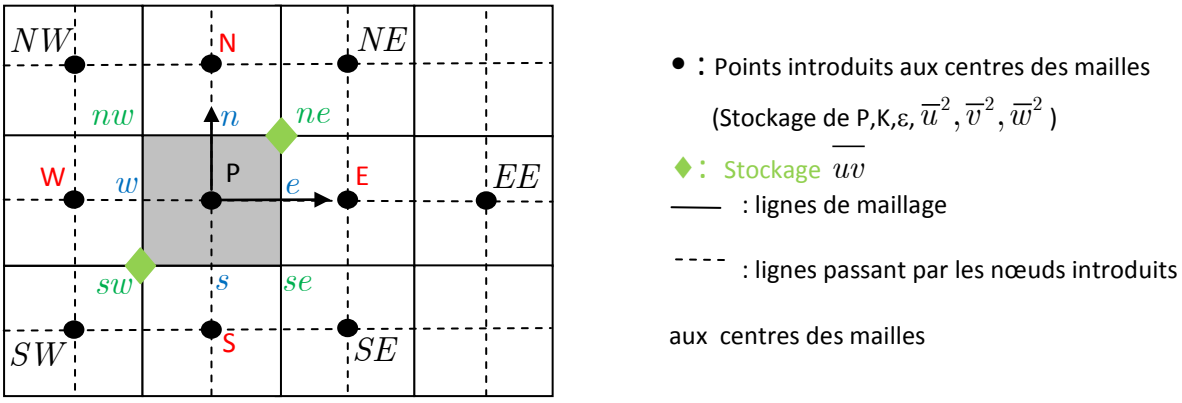


Figure 4.7: Volume de contrôle standard pour différentes variables

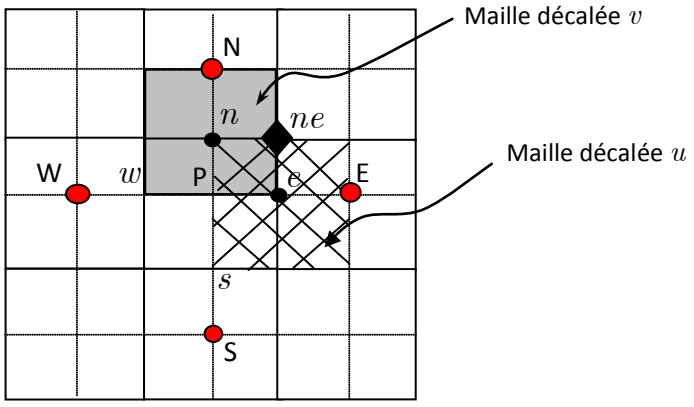


Figure. 4.8: Volumes de contrôle décalés

Pour le maillage décalé, les rondes rouges sont les lieux de stockage des scalaires (pression, température….), Les points noirs sont les lieux de stockage des composantes vitesses.

5. Discrétisation des équations:

Revenons maintenant à l'équation de transport de Reynolds qui est la base de la mécanique des fluides [45]:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)}_{A}+\underbrace{div\left(\rho\,\vec{v}\phi\right)}_{B}=\underbrace{div\left(\Gamma\overrightarrow{grad\phi}\right)}_{C}+\underbrace{S}_{S} \tag{4.2}$$

Comme la méthode des volumes finis est basée sur le principe de l'intégration, alors réécrivons cette équation sous forme intégrale suivante [45] :

$$\int_{\Omega}\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)d\Omega+\int_{\Omega}\ div\left(\rho\,\vec{v}\phi\right)d\Omega=\int_{\Omega}\ div\left(\Gamma\overrightarrow{grad\phi}\right)d\Omega+\int_{\Omega}\ Sd\Omega \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned}&\underbrace{\int_{\Omega}\ \frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\phi\right)}_{A}d\Omega+\int_{\Omega}\ \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho\,u\phi\right)d\Omega+\int_{\Omega}\ \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho\,v\phi\right)d\Omega+\int_{\Omega}\ \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho\,w\phi\right)d\Omega=\\&\int_{\Omega}\ \frac{\partial}{\partial x}\left[\Gamma\frac{\partial}{\partial x}(\phi)\right]d\Omega+\int_{\Omega}\ \frac{\partial}{\partial y}\left[\Gamma\frac{\partial}{\partial y}(\phi)\right]d\Omega+\int_{\Omega}\ \frac{\partial}{\partial z}\left[\Gamma\frac{\partial}{\partial z}(\phi)\right]d\Omega+\int_{\Omega}\ S_{\phi}d\Omega\end{aligned} \tag{4.4}$$

5.1. Équation de continuité:

Pour un fluide incompressible, l'équation de continuité peut être écrite sous la forme intégrale suivante [45]:

$$\begin{aligned}&\int_{\Omega}\ \left(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}\right)dxdydz=0\\&\Rightarrow\left(\rho uA\right)_{e}-\left(\rho uA\right)_{w}+\left(\rho uA\right)_{n}-\left(\rho uA\right)_{s}+\left(\rho uA\right)_{t}-\left(\rho uA\right)_{b}=0\end{aligned} \tag{4.5}$$

5.2. Discrétisation du terme temporel "A":

Le terme de dérivation en temps est évalué au moyen d'une méthode numérique d'intégration (Rung Kutta, Euler Explicit, Euler implicite…), on écrira la formulation avec une méthode d'Euler explicite [45]:

$$\left.\frac{\partial f}{\partial t}\right|^{n+1}=\frac{f^{n+1}-f^{n}}{\Delta t}+o(1) \tag{4.6}$$

Donc:

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial t}\right|^{n+1} = \frac{\phi^{n+1}-\phi^{n}}{\Delta t} + o(1) \simeq \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \tag{4.7}$$

Et

$$\int_{\Omega}\frac{\partial\phi}{\partial t}\,d\Omega = \Omega\frac{\Delta\phi}{\Delta t} \tag{4.8}$$

L'équation (4.3) peut être donnée comme suit:

$$\Omega\frac{\Delta\phi}{\Delta t} + + \int_{\Omega} \; div\left(\rho\,\vec{v}\phi\right)d\Omega = \int_{\Omega} \; div\left(\Gamma\overrightarrow{grad\phi}\right)d\Omega + \int_{\Omega} \; Sd\Omega \tag{4.9}$$

Nous pouvons utiliser la méthode à trois niveaux de temps *(three time level)* dont l'équation, pour chaque nœuds, est donnée par [45]:

$$A_P\phi_P^{t+1} + \sum_{l} A_l\phi_l^{t+1} = \frac{2\rho}{\Delta t}\phi_P^{t} - \frac{\rho}{2\Delta t}\phi_P^{t-1}, \quad l = E,W,N,S,T,B \tag{4.10}$$

5.3. Schémas de discrétisation:

L'approximation des intégrales nécessite la détermination des valeurs des variables au niveau des points autres que le point central P. Pour calculer les flux convectifs et diffusifs on aura besoin de savoir la valeur de ϕ ainsi que ses gradients [45].

Nous allons nous intéresser tout d'abord pour un écoulement tridimensionnel en régime permanent nous pouvons développer l'équation (4.3) sous cette forme:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho\,u\phi\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\rho\,v\phi\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho\,w\phi\right) = \\ \frac{\partial}{\partial x}\left[\Gamma\frac{\partial}{\partial x}(\phi)\right] + \frac{\partial}{\partial y}\left[\Gamma\frac{\partial}{\partial y}(\phi)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\Gamma\frac{\partial}{\partial z}(\phi)\right] + S_{\phi}\end{aligned} \tag{4.11}$$

Après simplification et réécriture de cette équation sous forme intégrale on aura:

$$\begin{aligned}&\underbrace{\int_{\Omega}\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho\,u\phi - \Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)}_{I}d\Omega + \underbrace{\int_{\Omega}\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho\,v\phi - \Gamma\frac{\partial}{\partial y}(\phi)\right)}_{II}d\Omega + \\ &\underbrace{\int_{\Omega}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho\,w\phi - \Gamma\frac{\partial}{\partial z}(\phi)\right)}_{III}d\Omega = \int_{\Omega} \; S\;d\Omega\end{aligned} \tag{4.12}$$

Les équations différentielles obtenues par les modèles mathématiques seront transformées en équations approchées.

On note par J_x la projection suivant x de la densité du flux convectif et diffusif.

De même dans la direction de x et de z c'est à dire:

$$J_x = \rho\, u\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad , J_y = \rho\, v\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad J_z = \rho\, w\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z} \tag{4.13}$$

L'équation (4.21) devient alors:

$$\underbrace{\int_\Omega \frac{\partial}{\partial x} J_x}_{I} d\Omega + \int_\Omega \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} J_y}_{II} d\Omega + \underbrace{\int_\Omega \frac{\partial}{\partial z} J_z}_{III} d\Omega = \int_\Omega \; S \; d\Omega \tag{4.14}$$

En intégrant cette dernière équation [45]:

$$\begin{aligned} &\int_s^n \int_w^e \int_b^t \frac{\partial J_x}{\partial x}\, dx.dy.dz + \int_s^n \int_w^e \int_b^t \frac{\partial J_y}{\partial y}\, dx.dy.dz + \\ &+ \int_s^n \int_w^e \int_b^t \frac{\partial J_z}{\partial z}\, dx.dy.dz = \int_s^n \int_w^e \int_b^t S\; dx.dy.dz \end{aligned} \tag{4.15}$$

$$\begin{aligned} &\int_s^n \int_b^t \left[\left(J_x\right)_e - \left(J_x\right)_w \right] .dy.dz + \int_w^e \int_b^t \left[\left(J_y\right)_n - \left(J_y\right)_s \right] .dx.dz + \\ &+ \int_w^e \int_s^n \left[\left(J_z\right)_t - \left(J_z\right)_b \right] .dx.dy = \int_s^n \int_w^e \int_b^t S\; dx.dy.dz \end{aligned} \tag{4.16}$$

Finalement nous aurons:

$$\left[J_e A_e - J_w A_w\right] + \left[J_n A_n - J_s A_s\right] + \left[J_t A_t - J_b A_b\right] = \int_s^n \int_w^e \int_b^t S\; dx.dy.dz \tag{4.17}$$

Avec Ai étant la surface de la face i :

$$A_e = S_e^x \, , A_w = S_w^x \, , A_n = S_n^y \, , A_s = S_s^y \, , A_t = S_t^z \, , A_b = S_b^z \tag{4.18}$$

Et:

$$\begin{aligned} &\textit{suivant } x : J_e = \left(\rho\, u\phi\right)_e - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_e \quad , J_w = \left(\rho\, u\phi\right)_w - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_w , \\ &\textit{suivant } y : J_n = \left(\rho\, v\phi\right)_n - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_n \quad , J_s = \left(\rho\, v\phi\right)_s - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_s , \\ &\textit{suivant } z : J_t = \left(\rho\, w\phi\right)_t - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_t \quad , J_b = \left(\rho\, w\phi\right)_b - \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z}\right)_b \end{aligned} \tag{4.19}$$

L'équation de mouvement intégrée est [45]:

$$\begin{aligned}&\left[\left(\rho u\phi\right)_e-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e\right]A_e-\left[\left(\rho u\phi\right)_w-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_w\right]A_w+\\&+\left[\left(\rho v\phi\right)_n-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_n\right]A_n-\left[\left(\rho v\phi\right)_s-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_s\right]A_s+\\&+\left[\left(\rho w\phi\right)_t-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_t\right]A_t-\left[\left(\rho w\phi\right)_b-\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_b\right]A_b=\int_s^n\int_w^e\int_b^t S\;dx.dy.dz\end{aligned}\tag{4.20}$$

5.3.1. Schéma de Différences centrés CDS (*Central differencies scheme*):

Les deux schémas CDS et UDS dépendent du nombre de Peclet qui est définie par l'expression $Pe_w = F_w / D_w = (\rho u)_w / \Gamma_w / \delta x_{WP}$ [45].

Lorsque Pe <2, le schéma choisi est CDS, tandis lorsque Pe >2, le schéma choisi est UDS. La précision du CDS d'ordre 2 (erreur de troncature) est très satisfaisante mais son instabilité pour les nombres de Peclet supérieur à deux le rend inacceptable pour les calculs pratiques. Ce schéma utilise une interpolation linéaire entre les points les plus rapprochés pour obtenir les valeurs de ϕ aux points situés sur les faces de volumes de contrôle. Par exemple, au niveau du point "e", nous pouvons écrire [45] :

$$\phi_e = \phi_E\lambda_e + \phi_P(1-\lambda_e)\tag{4.21}$$

Avec :

$$\lambda_e = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P}\tag{4.22}$$

Pour un maillage uniforme (régulier) $\lambda_{e,w,n,s,t,b} = 1/2$, l'équation (4.21) devient:

$$\begin{aligned}\phi_e &= \frac{\phi_E+\phi_P}{2}, \quad \phi_w = \frac{\phi_W+\phi_P}{2}\\ \phi_n &= \frac{\phi_N+\phi_P}{2}, \quad \phi_s = \frac{\phi_S+\phi_P}{2}\\ \phi_t &= \frac{\phi_T+\phi_P}{2}, \quad \phi_b = \frac{\phi_B+\phi_P}{2}\end{aligned}\tag{4.23}$$

Et:

$$\begin{aligned}
\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e &= \frac{\Gamma_e(\phi_P-\phi_E)}{(\delta x)_e} \quad ,\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_w = \frac{\Gamma_w(\phi_P-\phi_W)}{(\delta x)_w}\\
\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_n &= \frac{\Gamma_n(\phi_N-\phi_P)}{(\delta x)_n} \quad ,\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)_s = \frac{\Gamma_s(\phi_P-\phi_S)}{(\delta x)_s}\\
\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_t &= \frac{\Gamma_t(\phi_T-\phi_P)}{(\delta x)_t} \quad ,\left(\Gamma\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_b = \frac{\Gamma_b(\phi_b-\phi_B)}{(\delta x)_b}
\end{aligned} \tag{4.24}$$

L'hypothèse d'un profil linéaire, adopté dans ce paragraphe entre E et P par exemple, offre une simple approximation du gradient utilisé pour évaluer le flux diffusif:

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_e \approx \frac{\phi_E-\phi_P}{x_E-x_P} \tag{4.25}$$

Remplaçant les expressions de l'équation (4.24) dans l'équation (4.20), on aura finalement:

$$a_P\phi_P = a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + a_T\phi_T + a_B\phi_B - \int_s^n\int_w^e\int_b^t S\,dx.dy.dz \tag{4.26}$$

Avec:

$$\begin{aligned}
a_E &= -\left[\frac{(\rho\phi)_e}{2} - \left(\frac{\Gamma_e}{\partial x}\right)_e\right]A_e, \quad a_W = -\left[\frac{(\rho\phi)_w}{2} - \left(\frac{\Gamma_w}{\partial x}\right)_w\right]A_w\\
a_N &= -\left[\frac{(\rho\phi)_n}{2} - \left(\frac{\Gamma_n}{\partial x}\right)_n\right]A_n, \quad a_S = -\left[\frac{(\rho\phi)_s}{2} - \left(\frac{\Gamma_s}{\partial x}\right)_e\right]A_s\\
a_T &= -\left[\frac{(\rho\phi)_t}{2} - \left(\frac{\Gamma_t}{\partial x}\right)_t\right]A_t, \quad a_B = -\left[\frac{(\rho\phi)_b}{2} - \left(\frac{\Gamma_b}{\partial x}\right)_b\right]A_b
\end{aligned} \tag{4.27}$$

Si: $F_i = \rho u_i A_i, et\ , D_i = \Gamma_i A_i / \delta x_i$ on aura:

$$\begin{aligned}
a_E &= \left[\frac{-F_e}{2} + D_e\right], \quad a_W = \left[\frac{-F_w}{2} + D_w\right]\\
a_N &= \left[\frac{-F_n}{2} + D_n\right], \quad a_S = \left[\frac{-F_s}{2} + D_e\right]\\
a_T &= \left[\frac{-F_t}{2} + D_t\right], \quad a_B = \left[\frac{-F_b}{2} + D_b\right]
\end{aligned} \tag{4.28}$$

Et l'équation de continuité (4.5) devient:

$$F_e - F_w + F_n - F_s + F_t - F_b = 0 \tag{4.29}$$

5.3.2. Schéma de discrétisation Upwind (UDS)

Parmi les insuffisances de la méthode précédente CDS c'est son incapacité à identifier la direction de l'écoulement . En CDS , la valeur de la propriété ϕ au niveau de la face *west* du CV est toujours influencé à la fois par ϕ_E et ϕ_W.
Dans un écoulement fortement convectif de *west* vers *east*, le traitement précédent n'est pas approprié car la face *west* devrait recevoir plus d'influence à partir du nœud W que du nœud P.
Le schéma *upwind* prend en considération la direction de l'écoulement au moment de la détermination de la valeur de ϕ au niveau de la face d'une maille: la valeur de ϕ convectée au niveau de la face d'une maille est choisie de tel sorte qu'elle soit égale à la valeur au nœud placé en avant (en amont) (Fig. 4.9).

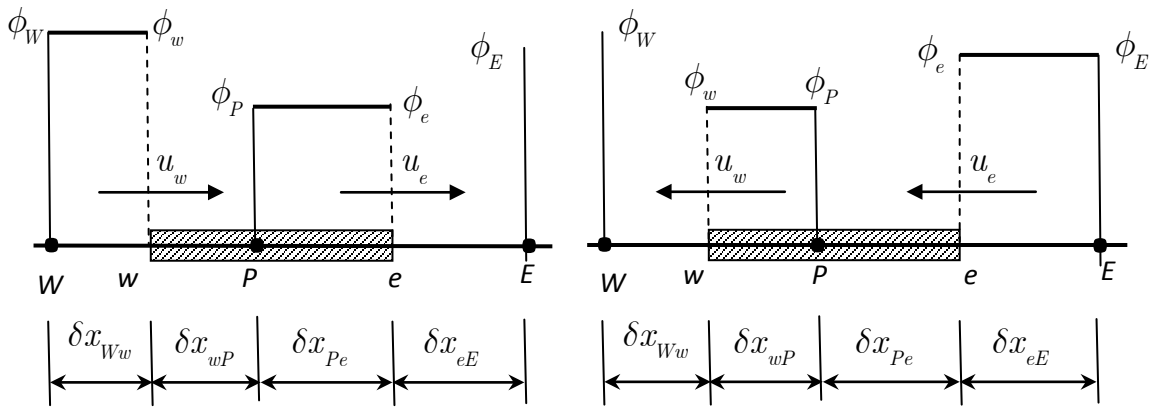


Figure 4.9: schéma upwind et direction d'écoulement

En utilisant le développement de Taylor, et en considérant que H représente les termes d'ordre supérieur nous pouvons écrire:

$$\phi_e = \phi_P + (x_e - x_P)\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_P + \frac{(x_e - x_P)^2}{2}\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}\right)_P + H \tag{4.30}$$

L'approximation UDS retient toujours les termes de premier ordre, donc UDS représente un schéma de premier ordre:

$$\frac{\phi_e - \phi_P}{x_e - x_P} \approx \left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)_P \tag{4.31}$$

À partir du schéma précédent, on déduit que:

$$\begin{aligned}
&\phi_e = \phi_P \text{ si } F_e > 0 \,, \phi_e = \phi_E \text{ si } F_e < 0 \\
&\phi_w = \phi_P \text{ si } F_w > 0 \,, \phi_w = \phi_W \text{ si } F_w < 0 \\
&\phi_n = \phi_P \text{ si } F_n > 0 \,, \phi_n = \phi_N \text{ si } F_n < 0 \\
&\phi_s = \phi_P \text{ si } F_s > 0 \,, \phi_s = \phi_S \text{ si } F_s < 0 \\
&\phi_t = \phi_P \text{ si } F_t > 0 \,, \phi_t = \phi_T \text{ si } F_t < 0 \\
&\phi_b = \phi_P \text{ si } F_b > 0 \,, \phi_b = \phi_B \text{ si } F_b < 0
\end{aligned} \tag{4.32}$$

On peut également écrire cette équation sous une forme plus condensée:

$$\begin{aligned}
F_e\phi_e &= \phi_P.\max\left[F_e,0\right] - \phi_E \max\left[-F_e,0\right] \\
F_w\phi_w &= \phi_P \max\left[F_w,0\right] - \phi_W.\max\left[-F_w,0\right] \\
F_n\phi_n &= \phi_P \max\left[F_n,0\right] - \phi_N.\max\left[-F_n,0\right] \\
F_s\phi_s &= \phi_P\max\left[F_s,0\right] - \phi_S.\max\left[-F_s,0\right] \\
F_t\phi_t &= \phi_P\max\left[F_t,0\right] - \phi_T.\max\left[-F_t,0\right] \\
F_b\phi_b &= \phi_P\max\left[F_b,0\right] - \phi_B.\max\left[-F_b,0\right]
\end{aligned} \tag{4.33}$$

Ou encore :

$$F_e\phi_e = \phi_P.\max\left[F_e,0\right] + \phi_E \min\left[F_e,0\right] \tag{4.34}$$

Dans certains ouvrages on trouve également:

$$\underline{F_e = \min(\dot{m}_e,0) * \phi_E + \max(\dot{m}_e,0) * \phi_P} \tag{4.35}$$

avec : $\dot{m}_e$ est le flux massique traversant la face $'e'$ qui est donnée par expression $\dot{m}_e = \left(\rho.u\right)_e .S_e$

L'équation générale discrétisée pour un régime stationnaire par le schéma UDS est:

$$a_P\phi_P = a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + a_T\phi_T + a_B\phi_B - \int_s^n \int_w^e \int_b^t S\ dx.dy.dz \tag{4.36}$$

Avec:.

$$\begin{aligned} a_E &= D_E + \max\left[-F_e, 0\right] \quad , a_W = D_W + \max\left[-F_w, 0\right] \\ a_N &= D_N + \max\left[-F_n, 0\right] \quad , a_S = D_S + \max\left[-F_s, 0\right] \\ a_T &= D_T + \max\left[-F_t, 0\right] \quad , a_B = D_B + \max\left[-F_b, 0\right] \\ a_P &= a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B \end{aligned} \tag{4.37}$$

Le schéma UDS est le schéma stable par excellence, à utiliser systématiquement dans le cas des problèmes à convergence difficile. Il est souvent utilisé pour les équations du modèle de turbulence ou encore dans les calculs préliminaires en vue d'avoir une solution initiale à utiliser pour les schémas de second ordre. Son principal inconvénient, c'est bien sur la précision qui n'est que d'ordre un. Un autre inconvénient du schéma UDS réside dans sa diffusivité numérique, appelée aussi fausse diffusion. L'influence de cette fausse diffusion est plus marquée pour les situations où la direction de l'écoulement ne coïncide pas avec les lignes du maillage utilisé, ce qui est généralement le cas.

5.3.3. Schéma de différentiation hybride (blending):

Le schéma hybride utilise une pondération basée sur le nombre de Peclet local pour évaluer le flux net à travers chaque face des volume de contrôle. Par exemple:

$$Pe_w = \frac{F_w}{D_w} = \frac{(\rho u)_w}{\Gamma_w \,/\, \delta x_{WP}}$$

Le schéma de différentiation hybride de Spalding est basé sur la combinaison des schémas UDS et CDS précédemment présentés. Cette méthode consiste donc à utiliser un facteur de pondération γ pour le calcul des flux convectifs et diffusifs dont les expressions sont présentées ainsi:

$$F_e = F_e^{UDS} + \underbrace{\gamma * \left(F_e^{CDS} - F_e^{UDS}\right)^{m-1}}_{A} \tag{4.38}$$

Le terme (A) est une constante car il dépend de l'itération précédente par conséquent on peut le transférer vers le coté droit dans l'équation de transport de Reynolds. A titre d'exemple, le terme de source convective peut être écrit sous la forme:

$$Q_u^c = -\gamma\left[\left(F_u^c\right)^{CDS} - \left(F_u^c\right)^{UDS}\right]^{m-1} \tag{4.39}$$

Cette expression donne plus d'équilibre car elle utilise les avantages des deux méthodes : UDS et CDS, cette méthode est appelée aussi *"differed corrected"*. Tandis que pour les flux convectifs on a:

$$F_e^c = \begin{cases} \max\left(\dot{m}_e, 0\right).\phi_P + \min\left(\dot{m}_e^*, 0\right).\phi_E \text{ for UDS} \\ \dot{m}_e\left(1-\lambda_e\right).\phi_P + \dot{m}_e.\lambda_e.\phi_E \text{ for CDS} \end{cases} \quad (4.40)$$

Notons que pour passer du coté gauche de l'équation (4.1) vers le coté droit, les termes convectifs prend un signe négatif , donc on aura finalement:

$$Q_u^{dif+conv} = \left[\left(F_u^d\right)^{CDS} - \left(F_u^d\right)^{UDS}\right] - \gamma\left[\left(F_u^c\right)^{CDS} - \left(F_u^c\right)^{UDS}\right]^{m-1} \quad (4.41)$$

$\left(F_{u,e}^d\right)^{UDS}$ est le flux diffusif pour la vitesse u calculé par la méthode UDS au niveau de la face "e", et $\left(F_{u,e}^c\right)^{CDS}$ est le flux convectif pour la vitesse u calculé par la méthode CDS au niveau de la face "e", $Q_u^{dif+conv}$ étant la somme des flux convectifs et diffusifs et qui va intervenir dans les termes sources. Le but d'utiliser γ est de minimiser les oscillations durant le calcul et de tirer les avantages de chaque schéma (UDS et CDS), en prenant la moyenne entre deux valeurs adjacentes (CDS) et celle la plus influente(UDS).

5.4. discrétisation du terme convectif et diffusif:

A. réécriture du terme convectif:

Nous pouvons réécrire le terme *"B"* de l'équation (4.2) c.à.d. $div\left(\rho\vec{v}\phi\right)$ en utilisant la loi d'Ostrogradsky (Green-Ostrogradsky) suivante :

$$\int_V div\vec{F}\,dV = \oint_S \vec{F}.n.dA \quad (4.42)$$

L'intégrale $\oint_S F.n.dS$ représente la somme des flux à travers chaque face de la maille. Le flux est supposé constant sur chaque face, l'intégrale se ramène à une somme discrète sur chaque face de la maille, Il vient :

$$\oint_S F.n.dA = \sum_{faces\,de\,la\,maille} F_{face}.n_{face}.A_{face} \quad (4.43)$$

Sachant que $\boldsymbol{F}$ représente la composante du flux dans la direction normale de la face du CV, $\boldsymbol{d\Omega}$ le volume élémentaire et $\boldsymbol{A}_{faces}$ la surface de la face k de la maille i.

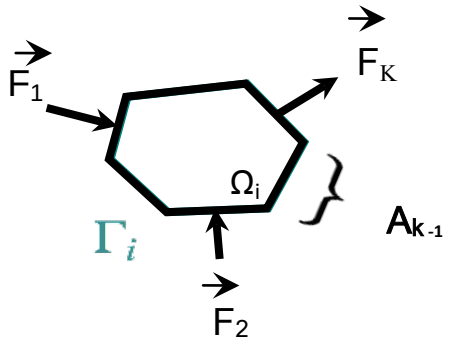


Figure 4.10: Flux dans une maille

Le flux net traversant le volume de contrôle est la somme des intégrales à travers les faces du CV, donc :

pour le flux convectif:

$$\int_S \left(\rho\phi v.n\right)dA = \sum_k \int_{S_k} \left(\rho\phi v.n\right)dA \tag{4.44}$$

pour le flux diffusif:

$$\int_S \left(\Gamma grad\phi.n\right)dA = \sum_k \int_{S_k} \left(\Gamma grad\phi.n\right)dA \tag{4.45}$$

Si les propriétés du fluide et le champs de vitesse sont supposés connus, la seule inconnue c'est bien ϕ, mais si le champs de vitesses n'est pas connu, le problème est plus compliqué, il engendre des équations non-linéaires couplées.
Si on pose $\left(f = \Gamma grad\phi.n\right)$ ou $\left(f = \rho\phi v.n\right)$, Ces deux dernières équations peuvent être réécrites sous une forme globale:

$$\int_S f dA = \sum_k \int_{S_k} f dA \tag{4.46}$$

Afin de calculer cette intégrale on doit faire des approximations qui passeront par les étapes suivantes:

A) l'intégrale est approximée pour les variables se trouvant au niveau d'une ou plusieurs faces du CV :

Pour ce, l'approximation la plus simple de l'intégrale (4.46) en 2D et en 3D pour une précision d'ordre 2 est:

$$F_e = \int_S f dA \approx f_e A_e \tag{4.47}$$

Dans certains ouvrages (comme celui de Peric [45] équation 8.16), nous pouvons trouver une autre expression:

$$F_e \approx \dot{m}_e . \phi_e \tag{4.48}$$

Tel que ($\dot{m}_e$) représente le débit massique traversant une face "e", ce débit est calculé au niveau de chaque face . Le flux (convectif ou diffusif) est calculé pour chaque face de chaque élément de volume.

Noter bien que la mention $"e"$ est une notation fictive qui représente toutes les faces constituants une cellule, et la variable ϕ est calculée en utilisant un schéma CDS, UDS ou hybride.
Par exemple à partir de l'équation (4.40), le flux convectif de la face k par UDS pour la variable u nous donne:

$$F_k^u = \min(\dot{m}_k, 0) * u_E + \max(\dot{m}_k, 0) * u_P \tag{4.49}$$

Tandis que par CDS elle nous donne:

$$F_e^u = \dot{m}_e (1 - \lambda_e) u_P + \dot{m}_e \lambda_e u_E \tag{4.50}$$

B) Les valeurs des nœuds fictifs du CV sont approximées pour les valeurs nodales (centre du CV) .
La même logique est suivie pour calculer les approximations des intégrales des volumes en 2D et en 3D:

$$Q_P = \int_\Omega q . d\Omega = \overline{q} . \Delta\Omega \approx q_P . \Delta\Omega \tag{4.51}$$

Alors, q_p est la valeur de q au centre du volume, on n'aura pas besoin de faire des interpolations dans ce cas.

B. réécriture du terme diffusif:

La même méthode est utilisée pour réécrire le terme diffusif:

$$\int_S \left(\Gamma grad\phi . n\right) dA = \sum_k \int_{S_k} \left(\Gamma grad\phi . n\right) dA \tag{4.52}$$

En appliquant le principe précédent, cette équation devient:

$$D_e = \Gamma_e \sum_i \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)_e S_e^i \tag{4.53}$$

Tel que "e" est l'indice de face qui peut remplacer l'indice k, et "i" est l'indice de la direction des coordonnées c.à.d $x_i = x, y, z$.

5.5. Linéarisation du terme source S :

Pour que le système d'équation (4.36) reste linéaire, le terme de source moyennant la méthode des volumes finis, est écrit sous la forme linéaire suivante:

$$\overline{S_\phi} = S_\phi^C + S_\phi^P . \phi_P \tag{4.54}$$

Avec : S_ϕ^C : la partie constante de $\overline{S_\phi}$, S_ϕ^P: le coefficient de ϕ_P

Le processus de linéarisation permet de stabiliser la solution. Les expressions de la source varient d'une variable à une autre. Donc, il est nécessaire de discrétiser la source de chaque variable ($u, v, w, K \; et \; \varepsilon$) pour aboutir à la forme finale de l'équation discrétisée.

Le but est d'avoir un système matricielle type: $A_\phi * \phi = S_\phi$, de tel sorte que S_ϕ représente une constante et ϕ est la variable (exemple $A_u * u = S_u$).

Dans une étape de temps donnée, les itérations effectuées dans cette étape, dont les coefficients et les termes sources sont mis à jour, sont appelées généralement "outer iterations". Ceci afin de les distinguer de "inner iterations" consacrés au système algébrique linéaire avec des coefficients fixes.

Pour chaque outer iteration, l'équation de quantité de mouvement discrétisée à résoudre est [40]:

$$A_P^{u_i} u_i + \sum_{l=E,W..} A_l^{u_i} u_{i,l}^m = Q_P^u \tag{4.55}$$

Avec $u_i = u, v, w \; et \; l = E, W, N, S, T, P$.

Q_P^u étant le terme source composé de plusieurs termes et qui est égal à :

$$Q_P^u = \underbrace{Q_u^P}_{pression} + \underbrace{Q_u^b}_{forces} + \underbrace{Q_u^c}_{\substack{partie\ du \\ flux\ convectif}} + \underbrace{Q_u^d}_{\substack{partie\ du \\ flux\ diffusif}} + \underbrace{Q_u^t}_{\substack{terme \\ transitoire}} \tag{4.56}$$

Q_P^u représente donc **le terme source constant** de l'équation de quantité de mouvement de **la vitesse *u*** pour le **point nodal *P***, ce terme regroupe plusieurs autres sous termes tels que le terme de pression, le terme transitoire etc....

A. Terme source convectif et diffusif:

Comme nous avons vu auparavant, pour toute maille "*i*" et pour toute composante de vitesse on écrit le terme source convectif suivant:

$$\left(Q_u^c\right)_i = \left\{\sum_l \gamma\left[\left(F_u^c\right)^{UDS} - \left(F_u^c\right)^{CDS}\right]_l^{m-1}\right\}_i , \quad l = e,w,n,s,t \tag{4.57}$$

Avec:

$$F_e^c = \begin{cases} \max\left(\dot{m}_e, 0\right).\phi_P + \min\left(\dot{m}_e^*, 0\right).\phi_E \text{ for UDS} \\ \dot{m}_e\left(1-\lambda_e\right).\phi_P + \dot{m}_e.\lambda_e.\phi_E \text{ for CDS} \end{cases} \tag{4.58}$$

En ce qui concerne le terme diffusif on a :

$$\left(Q_u^d\right)_i = \left\{\sum_l \left[\left(F_u^d\right)^{CDS} - \left(F_u^d\right)^{UDS}\right]_l^{m-1}\right\}_i , l = e,w,n,s,t \tag{4.59}$$

B. Le terme source de pression

Pour chaque composante u,v,w et pour chaque cellule on peut écrire:

$$\left(Q_{u_i}^p\right)_{icel} = \left[-\Delta\Omega_{icel} * \left(\frac{\partial p}{\partial x_i}\right)^{m-1}\right]_{icel} \tag{4.60}$$

C. Le terme source transitoire:

Pour la méthode Euler:

$$\left(Q_u^{t+1}\right)_{icel} = \frac{\rho d\Omega_{icel}}{\Delta t} u_P^t , P = icel \tag{4.61}$$

Pour la méthode *Three time level ou quadratic backward*, on écrit pour chaque cellule "*i*" et pour la composante u (idem pour v et w):

$$\left(Q_u^{t+1}\right)_i = \frac{\rho d\Omega_i}{\Delta t}\left[\left(1+\gamma_{time}\right) * u_i^t - 0,5 * \gamma_{time}.u_i^{t-1}\right] \tag{4.62}$$

D. Terme source pour énergie turbulente:

Nous avons :

$$\overline{S}_K = d\Omega_i \left(P_K\right)_i - \rho.\varepsilon d\Omega_i \tag{4.63}$$

ou encore

$$\overline{S}_K = d\Omega_i \left(P_K\right)_i - \rho.\varepsilon d\Omega_i * \underbrace{\left\{\frac{K}{K}\right\}}_{=1} = \underbrace{d\Omega_i \left(P_K\right)_i}_{S_K} - \underbrace{\left[\frac{\rho.\varepsilon d\Omega_i}{K}\right]}_{A_K} * K_i \tag{4.63}$$

En utilisant la loi de Chou:

$$\mu_{eff} = \rho C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \tag{4.64}$$

ou encore:

$$\frac{\varepsilon}{K} = \frac{\rho\ C_\mu K}{\mu_{eff}} \tag{4.64}$$

Donc:

$$\overline{S}_K = d\Omega_i.\left(P_k\right)_i - d\Omega_i.\rho.\varepsilon = \underbrace{d\Omega_i.\left(P_k\right)_i}_{\overline{S_K^C}} + d\Omega_i.\underbrace{\left(-\rho.\rho.C_\mu \frac{K}{\mu_{eff}}\right)}_{S_K^P}.K_P \tag{4.65}$$

Si on met $\left(\rho.\varepsilon d\Omega_i / K\right)$ à coté de A_ϕ ($A_\phi * \phi = S_\phi$), alors on aura la partie source constante ($S\phi$):

$$\left(Q_K^{tur}\right)_i = \Delta\Omega_i * \left(P_K\right)_i \tag{4.66}$$

Avec :
$$\begin{cases} \mu_{eff} \text{ étant la viscosité effective } et\ P_K \text{ taux de production.} \\ \mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad et \quad P_K = -\rho\overline{u_i u_j}\dfrac{\partial u}{\partial x_j} \end{cases}$$

E. Terme source pour énergie de dissipation:

On refait la même chose pour ε:

$$Q_i^\varepsilon = d\Omega_i * \left[\underbrace{\frac{\varepsilon}{K} C_{\varepsilon 1} P_k}_{Su} - \underbrace{\left[\frac{\varepsilon}{K} C_{\varepsilon 2}\rho\right]}_{Au} * \varepsilon\right] \tag{4.67}$$

On obtient (théorème de chou):

$$\begin{aligned} Q_i^{\varepsilon} &= d\Omega_i.\frac{\varepsilon}{K}C_{\varepsilon 1}P_k - d\Omega_i.C_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon^2}{K} \\ Q_i^{\varepsilon} &= d\Omega_i.C_{\varepsilon 1}C_{\mu}\rho P_k\frac{K}{\mu_{eff}} + d\Omega_i.\left(-C_{\varepsilon 2}\rho\frac{\varepsilon}{K}\right)\varepsilon_P \end{aligned} \tag{4.68}$$

Donc :

$$\begin{aligned} Q_i^{dissipation} &= d\Omega_i.\frac{\varepsilon}{K}C_{\varepsilon 1}P_k \\ Q_i^{dissipation} &= \left(Q_{\varepsilon}^{tur}\right)_i = d\Omega_i.C_{\varepsilon 1}C_{\mu}\rho\left(P_k\frac{K}{\mu_{eff}}\right)_i \end{aligned} \tag{4.69}$$

Avec la linéarisation de ces termes sources, l'expression générale des équations discrétisées (4.56) devient (ϕ pourrait être u,v,w,K,ε):

$$a_P\phi_P = a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + a_T\phi_T + a_B\phi_B - S_{\phi}^{cte} \tag{4.70}$$

$$Avec: \qquad a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B - S_{\phi}^{P} \tag{4.71}$$

5.6. Détermination des coefficients

Il est nécessaire de présenter les coefficients de l'équation de quantité de mouvement par :

Convectif CDS:

$$A_E^{conv} = \min(\dot{m}_e,0),\ \ A_W^{conv} = \min(\dot{m}_w,0),\ \text{et aussi pour N,S,T,B} \tag{4.72}$$

Convectif UDS:

$$A_E^{conv} = \lambda_e\dot{m}_e,\ A_W^{conv} = \lambda_w\dot{m}_w,\ \text{et aussi pour N,S,T,B} \tag{4.73}$$

Donc (selon eq. 4.72):

$$A_P^{conv} = -\left(A_E^{conv} + A_W^{conv} + A_N^{conv} + A_S^{conv} + A_T^{conv} + A_B^{conv}\right) \tag{4.74}$$

Et pour le terme diffusif on a:

$$A_E^{diff} = -\frac{\mu_e.S_e}{\left(x_E - x_P\right)},\ \text{et aussi pour W,N,S,T,B} \tag{4.75}$$

Et:

$$A_P^{diff} = -\left(A_E^{diff} + A_W^{diff} + A_N^{diff} + A_S^{diff} + A_T^{diff} + A_B^{diff}\right) \tag{4.76}$$

Finalement on a:

$$A_E = A_E^{conv} + A_E^{diff} = -\frac{\mu_e.S_e}{\left(x_E - x_P\right)} + \min(\dot{m}_e, 0), \qquad (4.77)$$

(et aussi pour W,N,S,T,B)

Et en se basant sur l'équation 4.55, on peut écrire :

$$A_P = A_P^{conv} + A_P^{diff} = -\sum_l A_l, \text{ avec } l = E,W,\text{N,S,T,B} \qquad (4.78)$$

Et ce, en adoptant l'équation suivante:

$$a_P\phi_P + a_E\phi_E + a_W\phi_W + a_N\phi_N + a_S\phi_S + a_T\phi_T + a_B\phi_B = Q_P \qquad (4.79)$$

Si le régime est transitoire, et en utilisant le *schéma three time level (n+1,n et n-1)* ,cette dernière équation devient (voir aussi équation 4.55):

$$a_P\phi_P^{n+1} + a_P\phi_P^{n+1} + a_E\phi_E^{t+1} + a_W\phi_W^{t+1} + a_N\phi_N^{t+1} + a_S\phi_S^{t+1} + a_T\phi_T^{t+1} + a_B\phi_B^{t+1} = Q_u^P + Q_u^c + Q_u^d + Q_u^t \qquad (4.80)$$

Où:

$$\left(Q_u^{time}\right)_i = \frac{\rho d\Omega_i}{\Delta t}\left[(1+\gamma_{time}) * \phi_i^t - 0{,}5 * \gamma_{time}.\phi_i^{t-1}\right] \qquad (4.81)$$

$$\left(A_P\right)_i = -\sum_l A_l + \frac{\rho d\Omega_i}{\Delta t}(1 + 0.5 * \gamma_{time}) \qquad (4.82)$$

Si $\gamma_{time} = 1$, Les nouvelles valeurs des termes sources de temps et des coefficients Ap seront:

$$\left(Q_u^{time}\right)_i = \frac{\rho d\Omega_i}{\Delta t}\left[2\phi_i^t - \frac{1}{2}.\phi_i^{t-1}\right] \qquad (4.83)$$

$$A_P = -\sum_l A_l + \frac{3\rho\Omega_i}{2\Delta t} \quad \text{avec } l = E,W,\text{N,S,T,B} \qquad (4.84)$$

Il est à noter que les coefficients A_E ,A_W etc. reste inchangés (eq. 4.77).

Pour certains cas, on utilise un facteur de pondération α_ϕ pour la variables ϕ:

$$\phi^n = \phi^{n-1} + \alpha_\phi\left(\phi^{new} - \phi^{n-1}\right) \qquad (4.85)$$

Avec ϕ^{new} est la solution de :

$$A_P\phi_P^{new} + \sum_l A_l\phi_l^n = Q_P \qquad (4.86)$$

Ou encore:

$$\phi_P^{new} = \frac{Q_P - \sum_l A_l \phi_l^n}{A_P} \tag{4.87}$$

Après substitution on aura finalement

$$\underbrace{\frac{A_P}{\alpha_\phi}}_{A_P^*} \phi_P^n + \sum_l A_l \phi_l^n = \underbrace{Q_P + \frac{1-\alpha_\phi}{\alpha_\phi} A_P \phi_P^{n-1}}_{Q_P^*}, \; avec \quad l = E,W,N,S,T,B \tag{4.88}$$

En ce qui concerne l'équation de discrétisation de pression:

$$A_P^p p' + \sum_l A_l^p p_l' = -\Delta \dot{m}_P^*, \; avec \quad l = E,W,N,S,T,B \tag{4.89}$$

Les coefficients sont [45]:

$$\begin{aligned} A_E^p &= -\left(\frac{\rho S^2}{A_P^u}\right)_e, \; A_W^p = -\left(\frac{\rho S^2}{A_P^u}\right)_w \\ A_N^p &= -\left(\frac{\rho S^2}{A_P^v}\right)_n, \; A_S^p = -\left(\frac{\rho S^2}{A_P^v}\right)_s \\ A_T^p &= -\left(\frac{\rho S^2}{A_P^w}\right)_t, \; A_B^p = -\left(\frac{\rho S^2}{A_P^w}\right)_b \end{aligned} \tag{4.90}$$

Et:

$$A_P^p = -\sum_l A_l^p, \quad l = E,W,N,S,T,B \tag{4.91}$$

5.7. Traitement du couplage vitesse - pression:

La résolution des équations de Navier-Stockes est compliquée vu l'inexistence d'une équation indépendante de la pression dont le gradient de la pression intervient dans les équations de mouvement surtout pour le cas d'un fluide incompressible car pour le cas d'un écoulement compressible on peut utiliser l'équation d'état et déduire le champs de pression. Loin de cette difficulté, la procédure consiste donc à établir le champs de pression .

Il existe à l'heure actuelle plusieurs méthodes pour traiter le couplage vitesse-pression, la méthode SIMPLE fait partie de ces méthodes. Autrement dit, cette partie va traiter le terme "C" de l'équation (4.1).

5.7.1. L'algorithme SIMPLE:

L'acronyme *SIMPLE* veut dire: *Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations*. Cet algorithme a été établi par Patankar et Spalding en 1972 pour le calcul de la pression (et les autres inconnues: vitesses etc.) dans un maillage décalé *(staggered grid)* L'algorithme SIMPLE est une procédure *"estimation – correction"* . [45,64].

Au début, l'algorithme SIMPLE avec un maillage décalé a été largement utilisée, surtout dans un maillage cartésien. Les pressions ainsi que les scalaires sont stockées au niveau des nœuds tandis que la composante de vitesse u est calcule par rapport à une maille décalée uniquement dans la direction de x , et de même pour v et w (figure 4.11).

Les valeurs de vitesses au niveau des faces de la maille $P_{i,j}$ sont les valeurs u et v calculées au niveau des centres de mailles, donc on a pas besoin d'effectuer une interpolation. Aussi, les pressions au niveau des faces ne nécessitent pas des interpolations. Mais la difficulté de traiter des géométries complexes et orthogonales rend ce type de maillage inconvenable.

En outre, il faut rappeler que pour un problème bidimensionnel on aura besoin de trois mailles (u,v *et* p) et pour un problème tridimensionnel on aura besoin de quatre mailles d'où l'importance de l'espace mémoire requis pour exécuter la méthode qui utilise le maillage décalé.

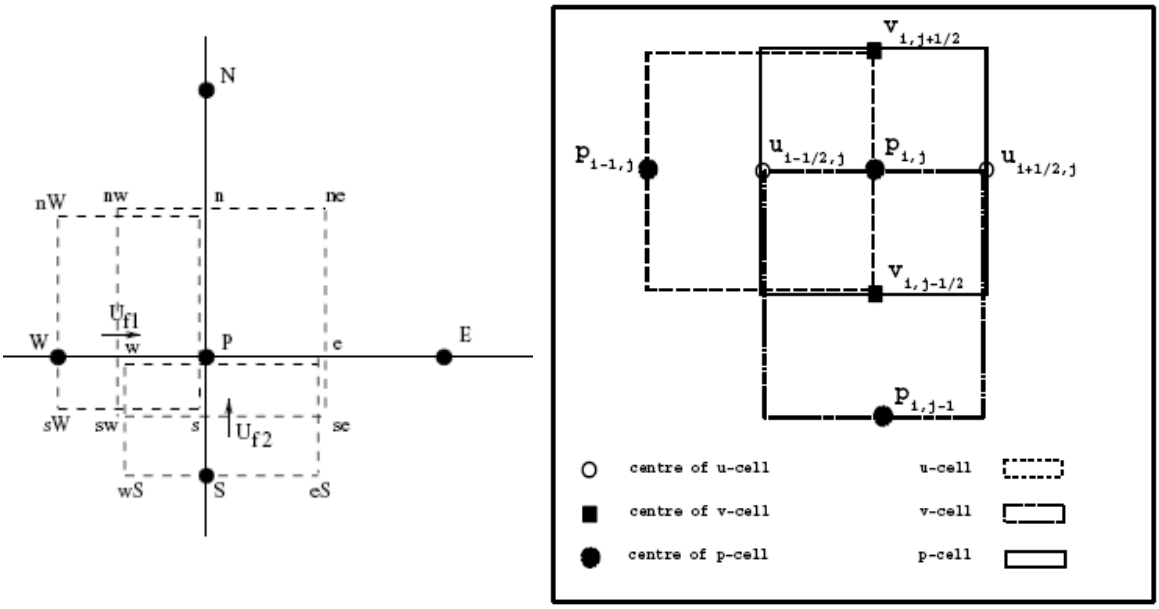


Figure 4.11 :Arrangement décalé (staggered arragement or grid) [64]

Néanmoins, et au cours de ces dernières années, des grands efforts ont été menés par les scientifiques afin d'utiliser algorithme SIMPLE dans un arrangement co-localisé ou centré.

Toutes les valeurs scalaires sont calculées au niveau des nœuds en tenant compte également de la non-orthogonalité du maillage.

Les pressions sont toujours calculées au niveau des points nodaux P,E,W,S,N,T,B (Fig. 4.12) tandis que les vitesses sont calculées au niveau des points nodaux ou au niveau des faces fictives *e,w,n,s,t,b.*

L'algorithme SIMPLE est destiné donc pour traiter le problème du couplage vitesse-pression par la correction de la pression et de la vitesse simultanément.

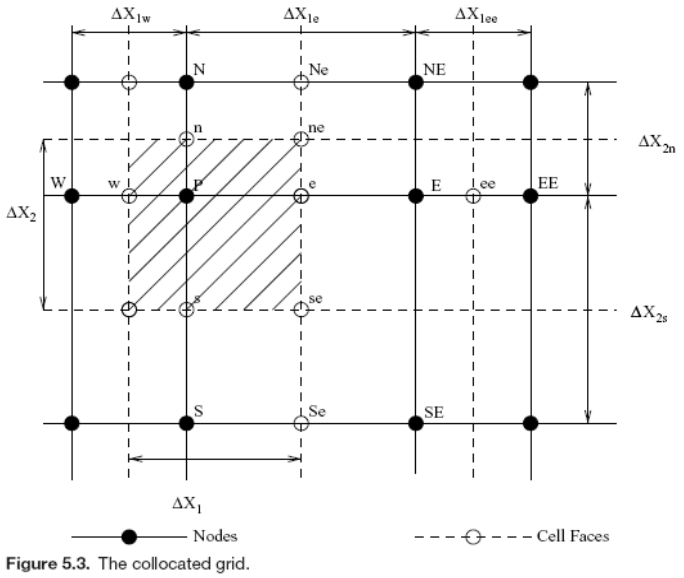


Figure 4.12 : arrangement centré
(collocated arrangement or grid or non-staggered)

L'algorithme de la méthode SIMPLE pour "collocated arrangement" est présenté ci-après.

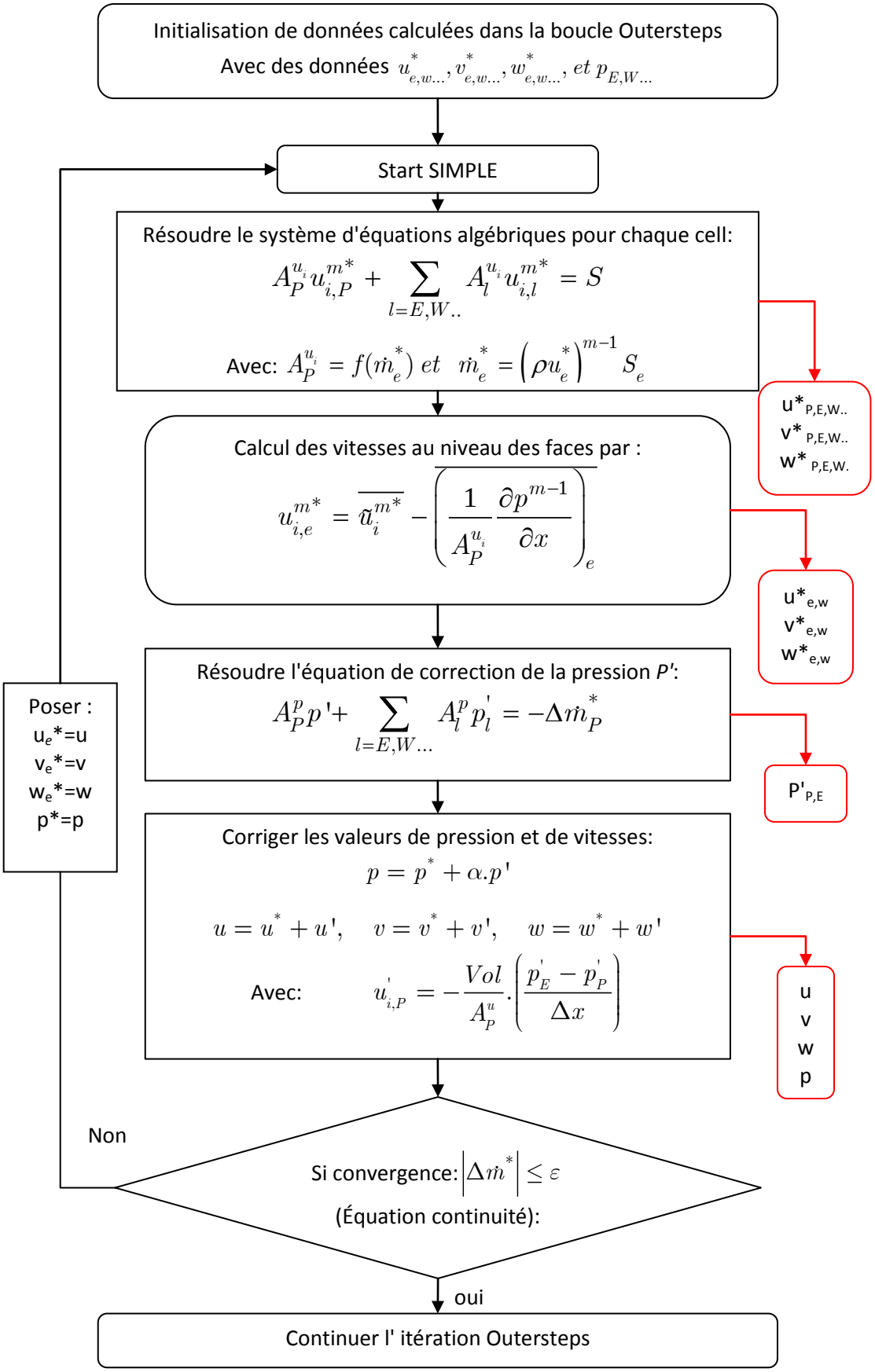
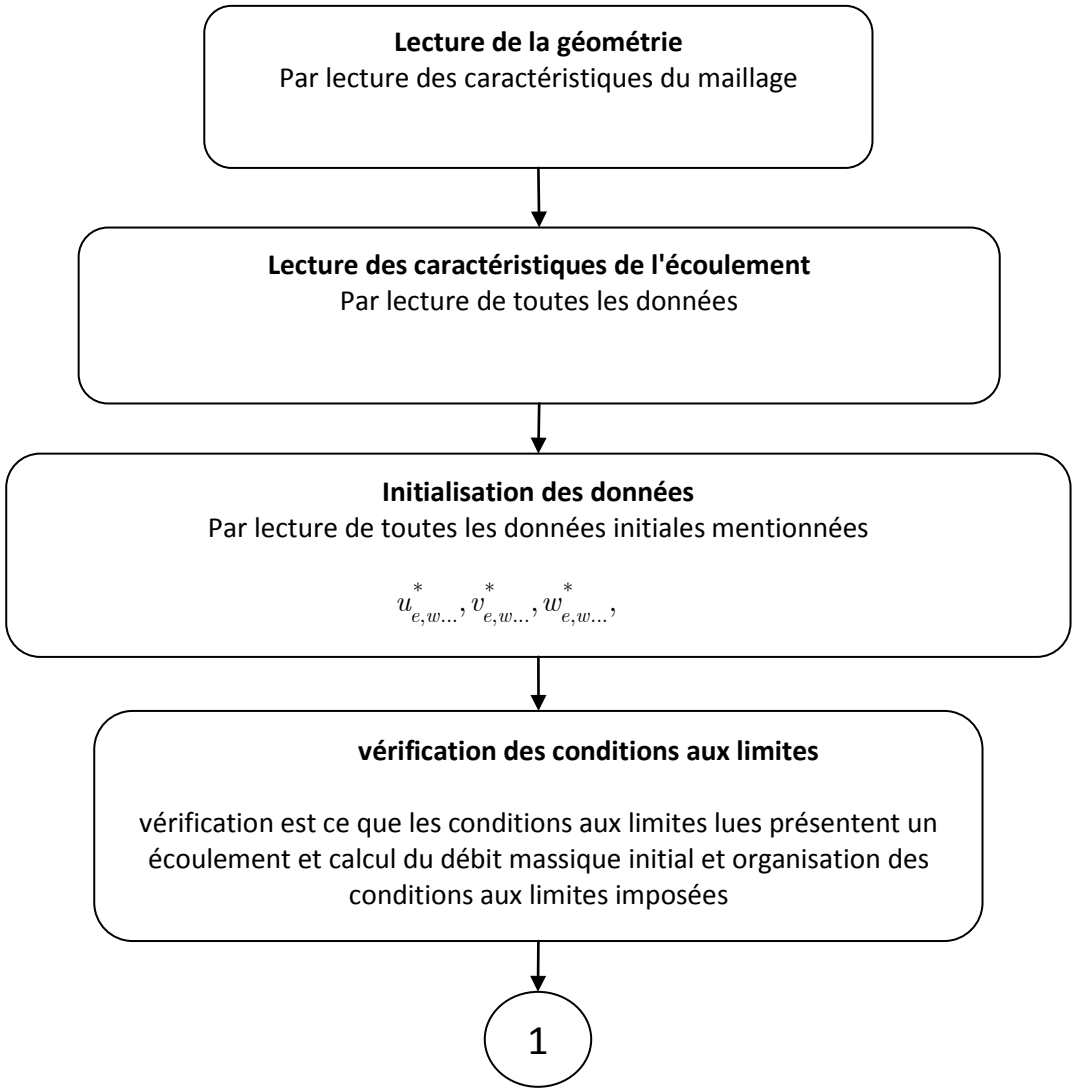
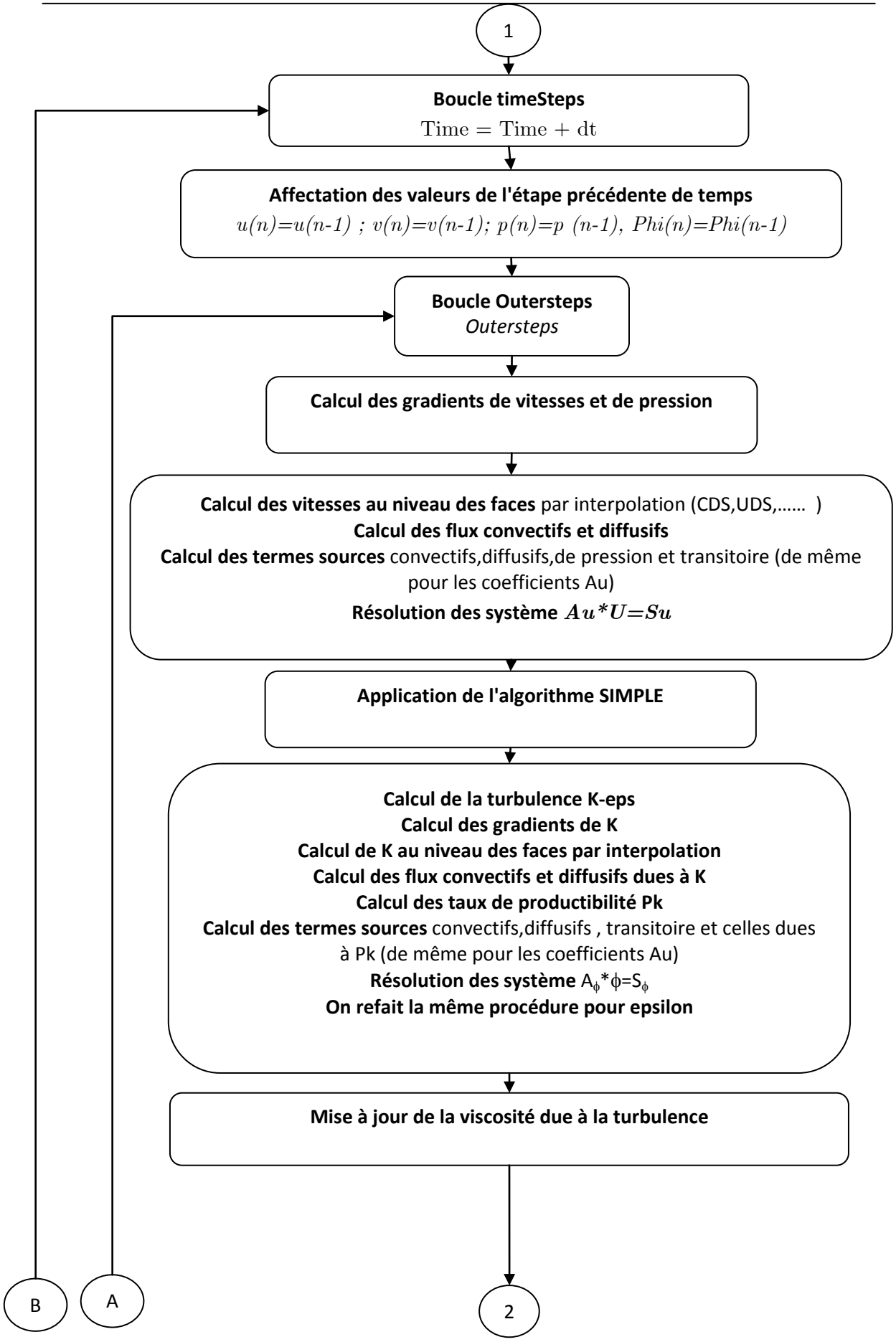


Schéma 4.13: Organigramme du schéma SIMPLE

5.7.2. Aperçu général sur l'algorithme de la méthodes des volumes finis:

Avant de finaliser cette partie, il est très utile de présenter un aperçu général sur l'algorithme utilisé pour la méthode de volumes finis.




1
Boucle timeSteps
Time = Time + dt
Affectation des valeurs de l'étape précédente de temps
u(n)=u(n-1) ; v(n)=v(n-1); p(n)=p (n-1), Phi(n)=Phi(n-1)
Boucle Outersteps
Outersteps
Calcul des gradients de vitesses et de pression
Calcul des vitesses au niveau des faces par interpolation (CDS,UDS,……)
Calcul des flux convectifs et diffusifs
Calcul des termes sources convectifs,diffusifs,de pression et transitoire (de même pour les coefficients Au)
Résolution des système $Au*U=Su$
Application de l'algorithme SIMPLE
Calcul de la turbulence K-eps
Calcul des gradients de K
Calcul de K au niveau des faces par interpolation
Calcul des flux convectifs et diffusifs dues à K
Calcul des taux de productibilité Pk
Calcul des termes sources convectifs,diffusifs , transitoire et celles dues à Pk (de même pour les coefficients Au)
Résolution des système $A_\phi*\phi=S_\phi$
On refait la même procédure pour epsilon
Mise à jour de la viscosité due à la turbulence
B
A
2

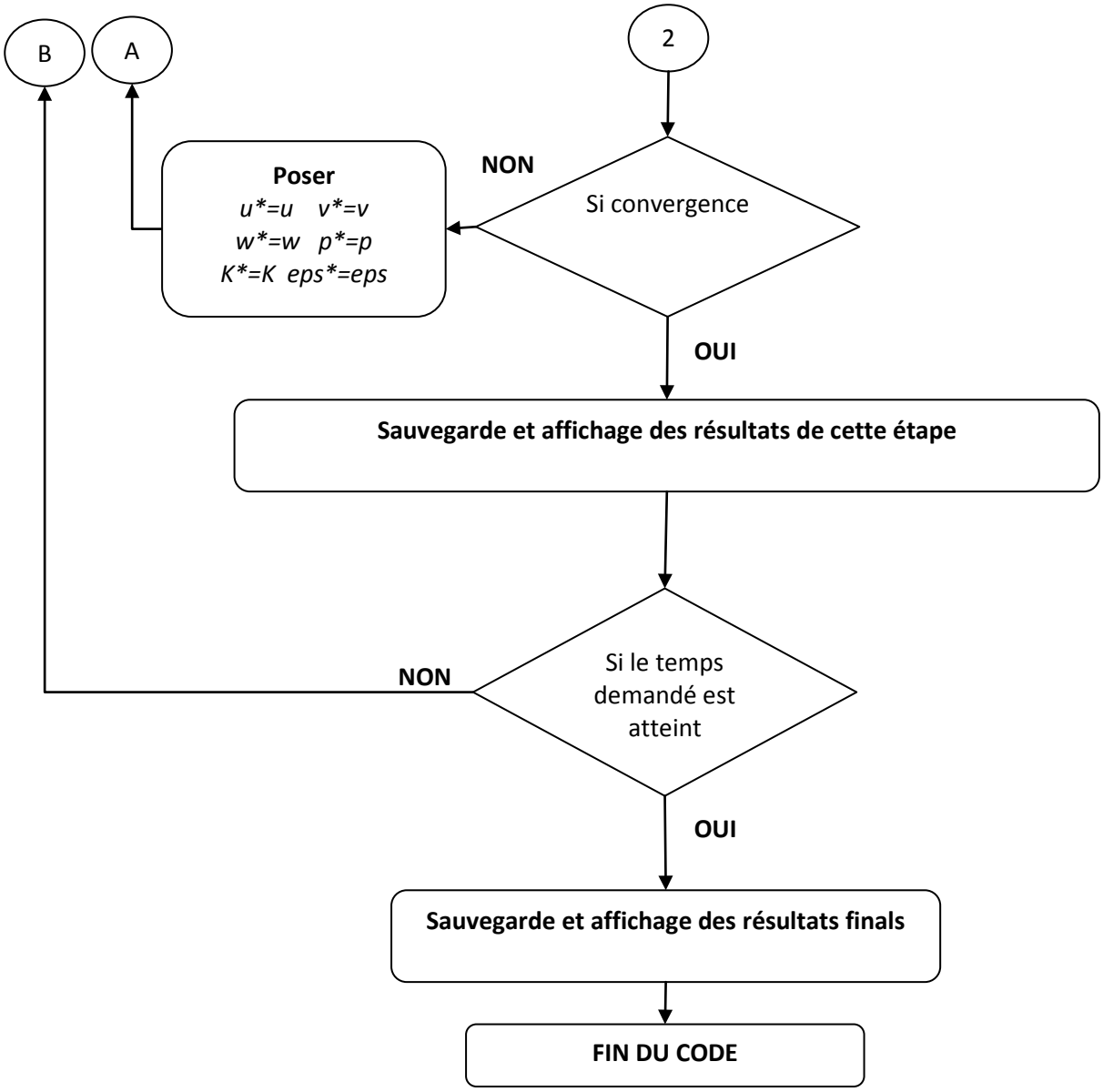


Schéma 4.14: Organigramme Globale de la méthode des volumes finis pour la résolution des équations de Navier-Stockes

6. MODELE PHYSIQUE:

6.1. Cas de référence et maillage 2D:

Dans ce travail, un cas bidimensionnel d'un jet de plasma thermique a été étudié en utilisant l'Argon comme gaz plasmagène pour différentes puissances. Le jet de plasma est supposé stable, incompressible, subsonique en équilibre thermodynamique local , optiquement mince et turbulent. De plus, on suppose qu'il n'y a pas de ségrégation ou de réactions chimiques dans la phase gazeuse. Le code Ansys CFX, basé sur la méthode des volumes finis (FVM), a été utilisé pour la résolution des équations de conservation qui régissent le problème (Navier-Stokes et grandeurs de turbulence) et ceci pour tous les modèles de turbulence utilisés dans notre étude. Les calculs sont effectués à l'aide des modèles de variantes K-ε et K-ω, à savoir le modèle RNG K-ε et modèle SST K-ω. Le préprocesseur du code CFX associé à Ansys 16.0 est utilisé pour la construction du domaine de calcul et la génération du maillage.
La géométrie de l'écoulement considéré est représentée sur la figure 4.15. Les dimensions du domaine de calcul sont respectivement de 100 mm et 50 mm pour la longueur et la hauteur. Dans le cas de la simulation 2D, l'axe des x est aligné le long du flux d'entrée et l'axe des y perpendiculaire à l'axe des x, le diamètre de la buse est de 3,0 mm, le débit d'Argon est de 8,4 litres/min, un substrat en acier est choisi avec une épaisseur qui égale à 10 mm. Un maillage structuré cartésien non uniforme dans les deux directions x et y est utilisée. Une attention particulière a été portée à la génération du maillage, en particulier au traitement près des parois. Le domaine de calcul est divisé en neuf zones (B1 à B9) comme le montre la figure 4.15.

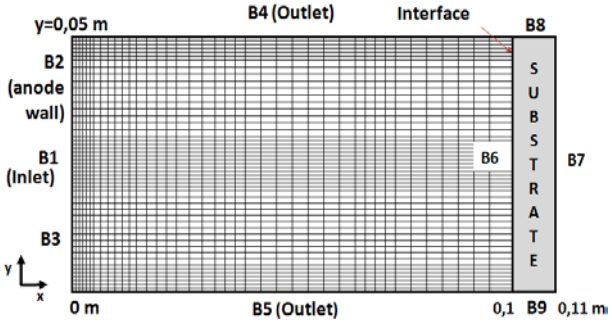


Figure 4.15: Schéma des conditions aux limites pour le cas 2D.

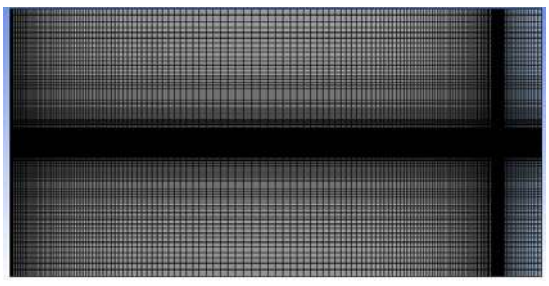


Figure 4.16: Maillage généré par CFX pour le domaine de calcul avec substrat pour 2D.

L'emplacement des limites d'entrée et de sortie est indiqué sur la figure 4.15. De plus, Tab. 4.1 représente le domaine de calcul correspondant avec 675878 nœuds de calcul (déclaré par Ansys).

6.1.1. Conditions aux limites

Le Tab. 4.1 présente les types de conditions aux limites pour le cas étudié ainsi que les dénominations des différentes zones.

Tab. 4.1. Nombre de nœuds dans les différentes zones de maillage (modèle 2D)

Zone	Nom des zones	Nombre De nœuds	Type de conditions aux limites	Valeurs des conditions
B1	Inlet (nozzle exit)	60	Temperature and velocity profiles	
B2	Anode wall 1	60	Non slip wall	*T=500°K*
B3	Anode wall 2	60	Non slip wall	*T=500°K*
B4	Outlet	150	Openning boundaries	
B5	Outlet	150	Openning boundaries	
B6	Interface	160	Conservative interface flux	
B7	substrate(Bottom Wall)	160	Heat transfer coefficient and	*Heat coef.*
B8,B9	substrate (Side wall)	40,40	outside temperature	*= 40 W.m^{-2}.K^{-1}*
			Non slip wall	*T=300°K*

La condition 'Opening' est défini de manière à ce que la pression relative est nulle et la direction de l'écoulement est perpendiculaire à la face 'Opening'.
Aussi, l'équation (4.117) résume les différents types de transfert de chaleur qui existent dans le plasma, où le terme ($\vec{J}_{elect}.\vec{E}$) est l'apport d'énergie à effet joule [65]:

$$\rho\vec{V}\,\mathrm{grad}h = -\mathrm{div}\left(\vec{q}_{cond}\right) - \mathrm{div}\left(\vec{q}_{ray}\right) + \mathrm{div}\left(\overline{\overline{\tau}}.\vec{V}\right) + \vec{J}_{elect}.\vec{E} \qquad (4.117)$$

La puissance effective fournie à l'Argon pour générer le jet de plasma thermique qui conduit à augmenter l'enthalpie et l'énergie cinétique du gaz comme le montre la relation suivante (Snabre et al. [65]):

$$P = \rho Q C_p.\left(T_0 - T_a\right) + \frac{1}{2}\rho Q\left(U_0^2 - U_a^2\right) \qquad (4.118)$$

Où P,ρ,Q,Cp,T_0,T_a ,U_0 ,U_a sont respectivement la puissance fournie à l'Argon, la densité de l'Argon à température ambiante, le débit d'Argon à température ambiante, la chaleur spécifique de l'Argon, la température moyenne du gaz à la sortie de la buse, la température du gaz, la vitesse moyenne du jet de plasma à la sortie de la buse et la vitesse du gaz à la sortie de la buse dans les conditions de pression et de température du laboratoire.

6.1.2. Profiles de température et vitesse à l'entrée:

Snabre et al [65] utilisent des formules dérivées de l'équation d'équilibre enthalpique (4.118) pour obtenir les valeurs de T_{max} et U_{max} à l'entrée de la buse. Les valeurs de T_0, U_0 et U_a sont calculées à partir des équations (4.119) à (4.122) (il y a lieu de résoudre une équation du deuxième degré déduite de (4.118) et (4.119) et qui s'écrit sous la forme ($aT_0^2 + bT_0 + c = 0$).

$$U_0 = U_a.T_0 / T_a \tag{4.119}$$

$$U_a = 4Q / \pi.D^2 \tag{4.120}$$

$$T_0 = \left[-b + \sqrt{\left(b^2 - 4ac\right)}\right] / 2a \tag{4.121}$$

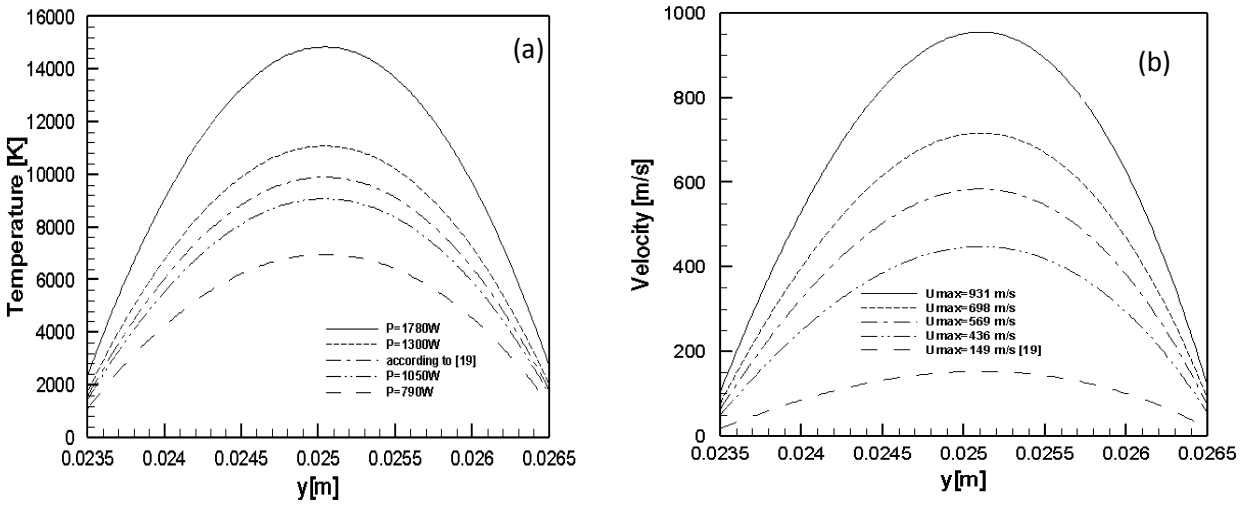
$$avec: \ a = \frac{1}{2}\rho Q\left(\frac{U_a}{T_a}\right)^2, b = \rho Q C_P \quad \text{and} \quad c = -\left(\frac{1}{2}\rho Q U_a^2 + \rho Q C_P T_a + P\right) \tag{4.122}$$

En utilisant les équations (4.119) à (4.122), on obtient les résultats mentionnés sur Tableau 4.2 pour les différents cas de puissance et en s'alignant aux données expérimentaux de Snabre et al.[65] .

Tab. 4.2: **Valeurs maximales de température et vitesse pour différents cas.**

Cases	*Power (W)*	T_0 *(K)*	U_0*(m/s)*
Case a	790	6614,98	436,72
Case b	1050	8625,17	569,43
Case c	1300	10528,70	698,1
Case d	1780	14107,34	931,36

Les profils de vitesse et de température à l'entrée ou sortie de la buse (inlet or nozzle exit) ont été tracés à partir des courbes similaires à celles utilisées par Gonzalez et al. [19], la valeur maximale de la vitesse utilisée par Gonzalez et al. [19] est v =148.6 m/s tandis que la valeur maximale de la température est T = 9344 °K. Pour nos simulations, T_0 et U_0 sont mentionnés sur le tableau 4.2, elles sont considérées comme des valeurs maximales des profils de vitesses et de températures pour chaque puissance et qui sont présentées sur les figures 4.17.a et 4.17.b.



Figures 4. 17 (a) et (b): (a) Profiles de température à la sortie de la buse (b): Profiles de vitesses à la sortie de la buse.

6.2. Cas de référence et maillage 3D:

Pour le cas tridimensionnel 3D, il est procédé de la même façon à la présentation du modèle physique d'un jet de plasma thermique en utilisant l'Argon comme gaz plasmagène pour P=1780W, le jet de plasma est supposé stable, incompressible, subsonique en équilibre thermodynamique local et turbulent. De plus, on suppose qu'il n'y a pas de réactions chimiques dans la phase gazeuse. Le code Ansys CFX a été également utilisé pour la résolution des équations de Navier-Stokes et grandeurs de turbulence et ceci pour les deux modèles de turbulence à savoir le RNG K-ε et le SST k-ω. Le préprocesseur du code CFX est utilisé pour la construction du domaine de calcul et la génération de la grille 3D.

La géométrie de l'écoulement considéré est représentée sur la figure 4.18. Les dimensions du domaine de calcul sont respectivement de 100 mm et 50 mm pour la longueur et le diamètre du domaine. L'axe des z est aligné le long du flux d'entrée et l'axe des y perpendiculaire à l'axe des x et z, le diamètre de la buse est de 3,0 mm, le débit d'Argon est de 8,4 litres/min.

Au début on effectue des simulations pour un écoulement sans substrat, et puis on introduit le substrat sous forme de disque ayant une épaisseur qui égale à 10 mm. Un maillage structuré cartésien non uniforme dans les deux directions x et z est utilisé, et un maillage circulaire structuré est utilisé dans

les faces parallèle au substrat. Une attention particulière a été portée à la génération du maillage en particulier au traitement près des parois. Le domaine de calcul est divisé en six zones de maillage structuré non uniforme, comme le montrent les figures 4.19 et 4.20. L'emplacement des limites d'entrée et de sortie et des autres limites avec substrat est indiqué sur la figure 4.19. De plus, Tab. 4.3 présente le domaine de calcul correspondant avec 287874 éléments pour le calcul avec le substrat.

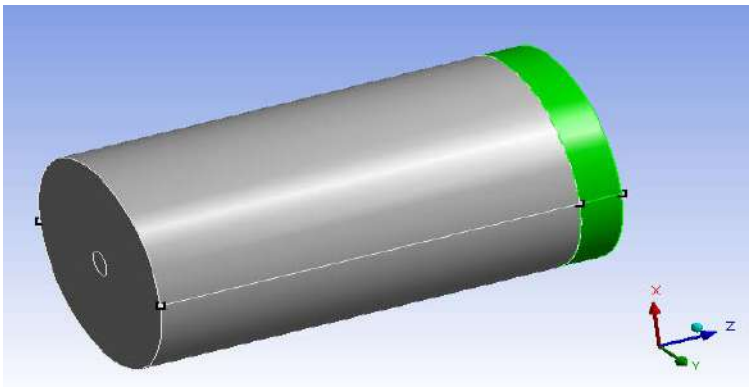


Figure 4.18: Domaine de calcul tridimensionnel généré par CFX -Ansys

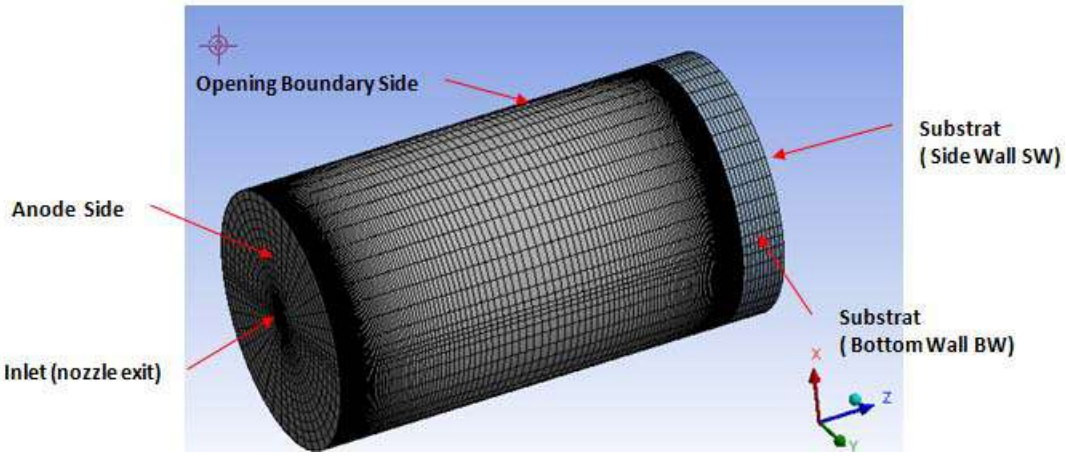


Figure 4.19: Conditions aux limites et maillage tridimensionnel générés par CFX

Le Tab. 4.3 présente les types de conditions aux limites pour le cas étudié. Les dénominations des zones de conditions aux limites sont mentionnées sur les figures 4.19 et 4.20.

Tab. 4.3. Le nombre de nœuds dans les différents zones de maillage pour le modèle 3D.

Zone	Nom des zones	Nombre De nœuds	Type de conditions aux limites	valeurs
B1	Inlet (nozzle exit)	60	Temperature and velocity profiles	
B2	Anode wall 1	60	Non slip wall	*T=500°K*
B3	Outlet	150	Opening boundaries	
B4	Interface	160	Conservative interface flux	
B5	substrate(Bottom Wall)	160	Heat transfer coefficient and outside temperature	*Heat coef. = 40 W.m^{-2}.K^{-1}*
B6	substrate (Side wall)	40	Non slip wall	*T=300°K*

6.2.1. Profiles de températures et vitesses à l'entrée:

Pour les profils de température et de vitesse à l'entrée (nozzle exit or inlet), on utilise les mêmes profils utilisés pour le cas précédent.

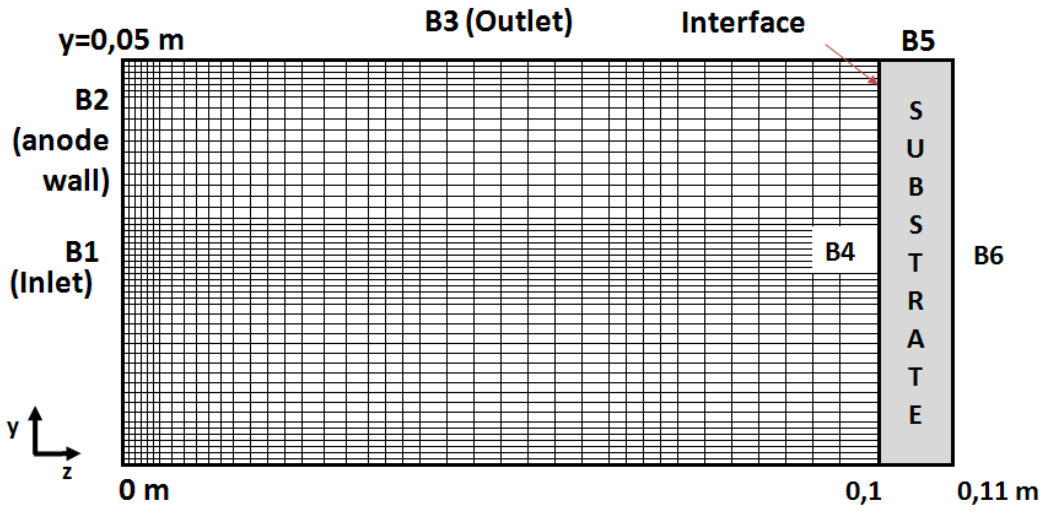


Figure 4.20: Domaine de calcul avec maillage dans le plan XZ généré par CFX et conditions aux limites.

Les profils de l'énergie cinétique turbulente K et l'énergie de dissipation ε à l'entrée sont donnés respectivement par les expressions suivantes [22]:

$$K = 0.5 * I_t * V_z^{\,2} \tag{4.123}$$

$$\varepsilon(r) = C_\mu * K^2(r) / L_m \tag{4.124}$$

Où Vz vitesse d'Argon suivant z , $It=0.02$, $C_{\mu}=0.09$, $L_{m}=0.075*R_{torche}$.

Aussi, les conditions aux limites relatives aux fractions de volume de l'Argon et de l'air sont présentées sur le tableau 4.4.

Tab. 4.4.: Fractions de volumes pour l'Argon et l'air pour différentes zones

	Inlet	Outlet	Opening side
% Air	0	100	100
% Argon	100	0	0

La condition 'Opening' est défini de manière à ce que la pression relative est nulle et la direction de l'écoulement est perpendiculaire à la face 'Opening'.
Les caractéristiques physico-chimiques de l'Argon et de l'air tels que la densité, la chaleur spécifique, la viscosité dynamique et la conductibilité thermique obtenues à partir des figures 2.21, 2.22, 2.25 et 2.26 (chapitre 2) ont été aussi incluses dans le code CFX pour les simulations requises (par exemple nous trouvons CpAir, CpAr, DensitAir, DensitAr.....).
Il est à noter que lors de l'introduction des valeurs des caractéristiques de l'air dans le code de calcul CFX en fonction de la température (CpAir, DensitAir, ViscosAir, ConductAir) un code erreur 0 apparait, cette erreur peut être éliminée par le lancement du calcul au début avec des caractéristiques constantes (des valeurs de Cp, viscosité, conductivité thermique et densité pour les conditions normales à température ambiante), ensuite les simulations seront lancées avec les résultats générés mais cette fois-ci avec les caractéristiques réelles en fonction des températures.

7. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté en détail la méthode des volumes finis Cette présentation a été finalisée par un organigramme récapitulatif. Aussi, nous avons présenté le modèle physique, le maillage, les hypothèses et les données qui décrivent l'écoulement ainsi que les conditions aux limites imposées pour le jet plasma.

Chapitre 5

Résultats et discussion

Dans ce Chapitre nous allons exposer les divers résultats obtenus en 2D puis en 3D, des graphes vont être visualisés et les résultats seront comparés par rapport aux résultats expérimentaux, des discussions et explications vont être présentées .

Dans ce Chapitre nous allons présenter les divers résultats obtenus par les simulations effectuées en 2D puis en 3D, des graphes comparatifs entre les résultats obtenus et ceux de l'expérimental seront aussi exposés afin de valider les résultats. Des explications seront présentées aussi bien pour l'écoulement que pour le substrat.

1. Résultats pour le cas bidimensionnel:

1.1. Régime permanant:

Dans cette partie, nous allons étudier en utilisant le code ANSYS-CFX un cas bidimensionnel d'un jet plasma d'Argon déchargeant dans l'air, turbulent, incompressible, en équilibre thermodynamique local et ce pour différentes puissances. Les dimensions du domaine de calcul pour le jet de plasma sont de 100 mm et 50 mm pour la longueur et la hauteur, respectivement. Le diamètre de la buse est de 3,0 mm, le débit d'Argon est de 8,4 litres/min, l'axe x est aligné le long de l'entrée et l'axe y est perpendiculaire à l'axe x. Tout d'abord, les résultats d'un modèle 2D de jet plasma thermique utilisant seront présentés, ces résultats seront comparés aux résultats expérimentaux (Snabre et al. [65]) et ce pour différentes puissances (790 W, 1050 W, 1300 W et 1780 W). Les profils de température et de vitesse à la sortie de la buse sont ceux présentés dans le paragraphe 6.1.2 (chap. 4). Les modèles de turbulence SST-k-ω et RNG k-ε ont été adoptés pour obtenir des résultats de simulations.

Les résultats présentés sur les figures 5.1-5.4 et 5.5-5.8 montrent les distributions axiales de température et de vitesse prédites du jet plasma d'Argon étudié pour les différentes valeurs de puissance.
On peut facilement conclure que les résultats obtenus (distributions de températures et de vitesses) par des simulations numériques sont très proches des résultats expérimentaux pour différentes valeurs de puissance. Pour le code CFX, les profils de vitesse et de température calculés à l'aide du modèle de turbulence RNG K-ε sont très proches des résultats expérimentaux (Snabre et al. [65]) par rapport aux résultats obtenus à l'aide du modèle SST-K-ω, le modèle de turbulence RNG a donné des résultats très précis comparativement aux résultats expérimentaux.

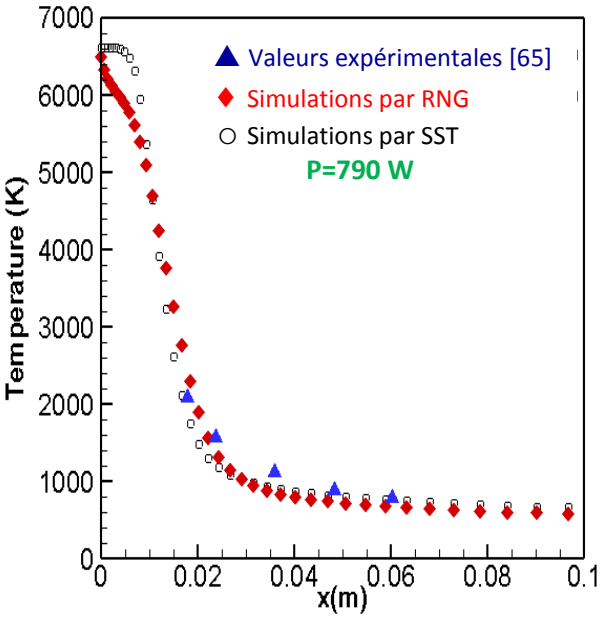


Figure 5.1: P=790 W

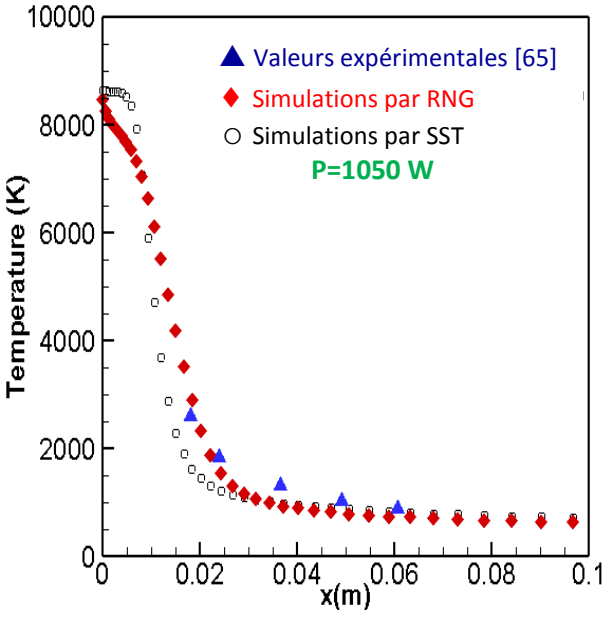


Figure 5.2: P=1050 W

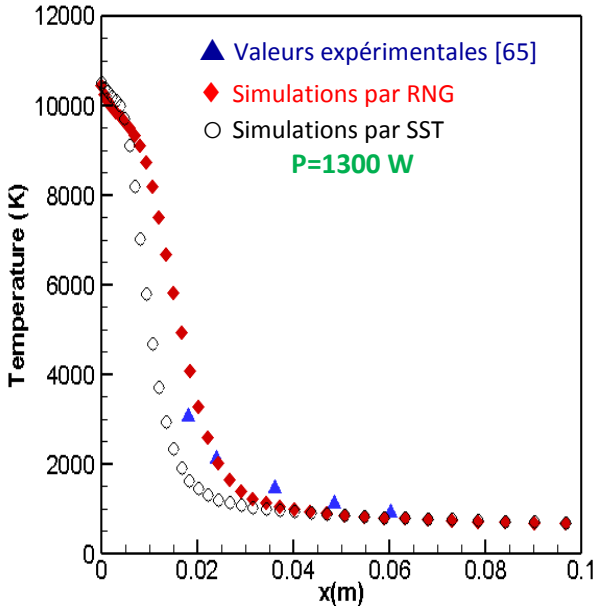


Figure 5.3: P=1300 W

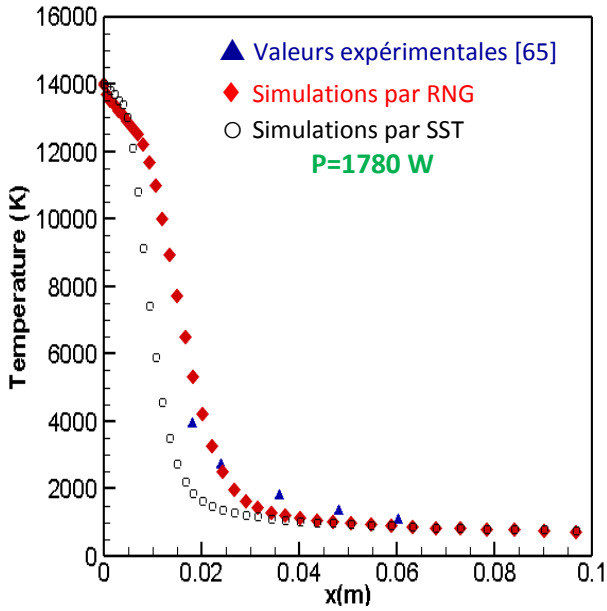


Figure 5.4: P=1780 W

Figures 5.1-5.4: Distribution des températures pour le jet plasma thermique pour les différentes valeurs de puissances (Résultats des simulations).

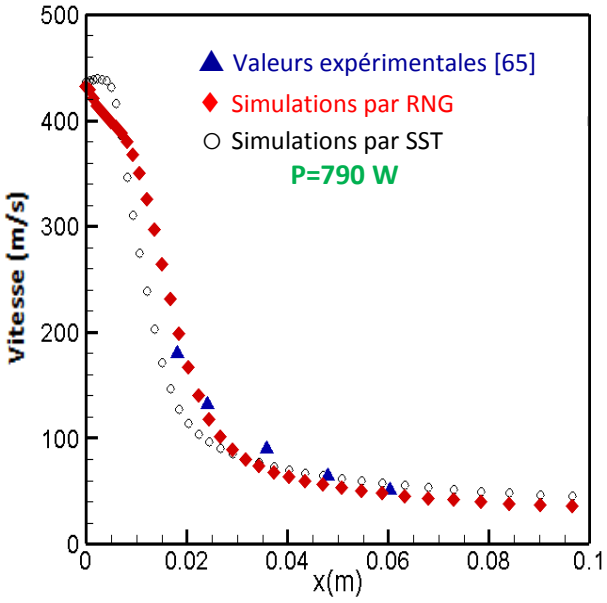


Figure 5.5: P=790 W

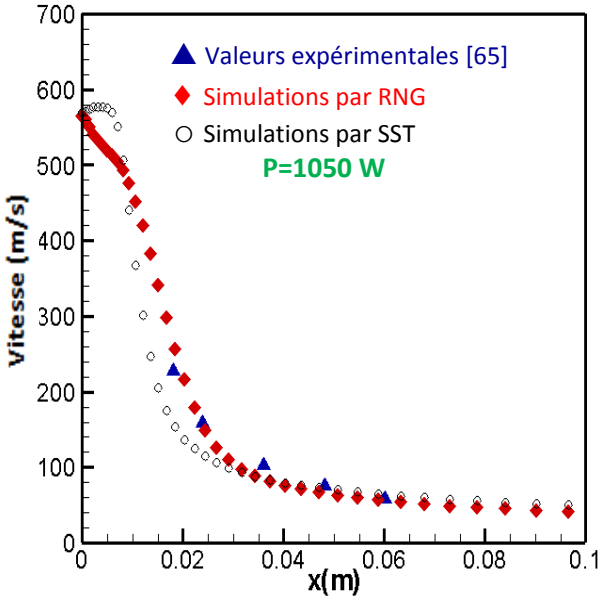


Figure 5.6: P=1050 W

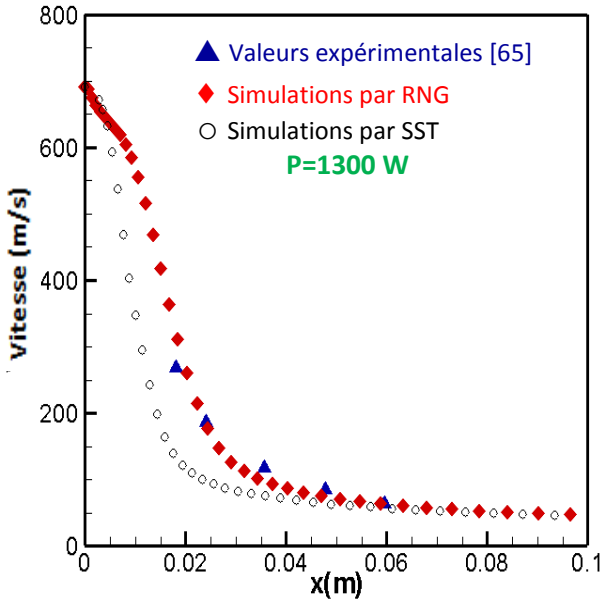


Figure 5.7: P=1300 W

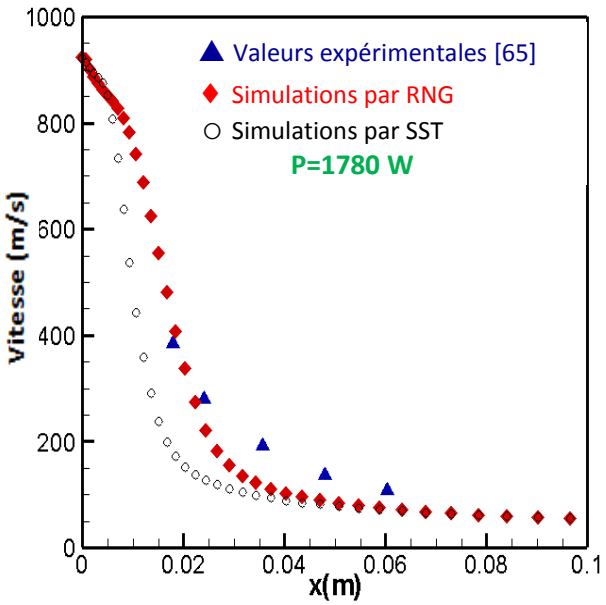


Figure 5.8: P=1780 W

Figures 5.5-5.8: Distribution des vitesses de jet plasma thermique d'Argon pour les différentes valeurs de puissances (Résultats des simulations).

Aussi, nous avons jugé qu'il est utile de présenter un tableau illustrant l'écart entre les deux méthodes (RNG et SST) par rapport aux résultats expérimentaux afin de justifier le choix de la méthode RNG-K-ε. Ces écarts

favorisent la méthode RNG-K-ε en matière de précision, du même pour les températures, les écarts indiquent que les résultats obtenus par les simulations RNG-K-ε sont plus précis (de 70% à 80%) que ceux obtenus par SST-K-ε .

	Résultats Expérimentaux		**RNG**		**SST**		**Ecart**	
P=790 W	X	V (m/s)	X	V (m/s)	X	V (m/s)	RNG	SST
	6,029E-02	5,012E+01	6,029E-02	4,713E+01	6,029E-02	5,668E+01	6%	13%
	4,798E-02	6,359E+01	4,798E-02	5,606E+01	4,798E-02	6,444E+01	12%	1%
	3,581E-02	8,903E+01	3,576E-02	7,056E+01	3,576E-02	7,472E+01	21%	-16%
	2,405E-02	1,309E+02	2,405E-02	1,212E+02	2,405E-02	9,744E+01	7%	-26%
	1,799E-02	1,795E+02	1,799E-02	2,066E+02	1,799E-02	1,316E+02	-15%	-27%

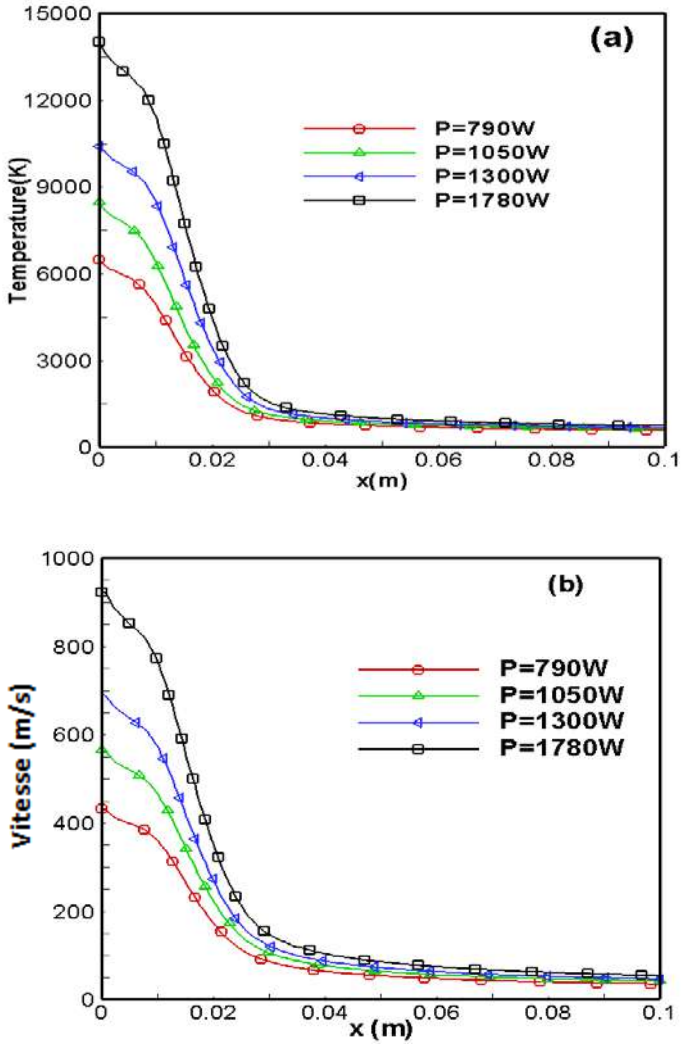
	Résultats Expérimentaux		**RNG**		**SST**		**Ecart**	
P=1050 W	X	V (m/s)	X	V (m/s)	X	V (m/s)	RNG	SST
	6,013E-02	5,723E+01	6,013E-02	5,602E+01	6,013E-02	6,367E+01	2%	11%
	4,819E-02	7,440E+01	4,819E-02	6,564E+01	4,819E-02	7,174E+01	12%	-4%
	3,595E-02	1,014E+02	3,595E-02	7,354E+01	3,595E-02	7,654E+01	27%	-25%
	2,393E-02	1,578E+02	2,393E-02	1,559E+02	2,393E-02	1,164E+02	1%	-26%
	1,802E-02	2,265E+02	1,802E-02	2,661E+02	1,802E-02	1,576E+02	-17%	-30%

	Résultats Expérimentaux		**RNG**		**SST**		**Ecart**	
P=1300 W	X	V (m/s)	X	V	X	V (m/s)	RNG	SST
	5,961E-02	6,219E+01	5,961E-02	6,349E+01	5,961E-02	5,701E+01	-2%	-8%
	4,785E-02	8,325E+01	4,785E-02	7,461E+01	4,785E-02	6,386E+01	10%	-23%
	3,558E-02	1,164E+02	3,558E-02	9,781E+01	3,558E-02	7,507E+01	16%	-35%
	2,401E-02	1,856E+02	2,401E-02	1,831E+02	2,401E-02	9,827E+01	1%	-47%
	1,802E-02	2,668E+02	1,802E-02	3,233E+02	1,802E-02	1,344E+02	-21%	-50%

	Résultats Expérimentaux		**RNG**		**SST**		**Ecart**	
P=1780 W	X	V	X	V	X	V (m/s)	RNG	SST
	6,029E-02	1,070E+02	6,029E-02	7,417E+01	6,029E-02	7,096E+01	31%	-34%
	4,798E-02	1,358E+02	4,798E-02	8,815E+01	4,798E-02	8,049E+01	35%	-41%
	3,558E-02	1,917E+02	3,558E-02	1,173E+02	3,558E-02	9,632E+01	39%	-50%
	2,395E-02	2,796E+02	2,395E-02	2,328E+02	2,395E-02	1,294E+02	17%	-54%
	1,794E-02	3,834E+02	1,794E-02	4,288E+02	1,794E-02	1,785E+02	-12%	-53%

Tableau 5.1: Comparaison des écarts de vitesses entre SST et RNG par rapport aux résultats expérimentaux.

Il y a lieu de noter que dans la plage de 7 à 60 mm en aval de la sortie de buse suivant l'axe x (Fig.5.1-5.4 et 5.5-5.8), la vitesse et la température diminuent plus rapidement pour le modèle SST que pour le modèle RNG étant donné que la dépendance du modèle SST- K-ω vis-à-vis de la distance entre les parois rend cette méthode moins adaptée et sensible aux écoulements de cisaillement libres (comme c'est le cas pour le jet plasma dans la partie allant de 7 à 60 mm) . Cependant, lorsque x est compris entre 60 et 100 mm, les vitesses et les températures ont largement les mêmes valeurs (Fig. 5.1-4.4 et 5.5-5.8). Les figures 5.9 (a) et (b) représente une synthèse des résultats obtenus relative à la variation de la température axiale et de la vitesse le long du jet obtenue par le modèle RNG K-ε pour différentes valeurs de puissance.



Figures 5.9 (a) et (b) : Comparaison des distributions pour les différentes puissances: (a) Pour température; (b) Pour vitesses.

Les résultats des simulations prédites, tels que les contours de températures et de vitesses pour différentes puissances sont montrés sur les Fig. 5.10-5.17. Dans tous les cas, la distance d'écartement est de 100 mm mais les champs de vitesse et de température dépendent de la puissance du jet plasma. Avec ce modèle de turbulence (RNG K-ε), le cœur potentiel du jet de plasma où l'air n'a pas pourtant pénétré s'étend sur une courte distance en aval de la sortie de la buse.

L'analyse des figures (Fig.5.9(a), Fig.5.9(b) et Fig.5.10-5.17) indique que le jet est composé de trois régions: la première région (x <7 mm) est la région cœur définie par lignes avec une légère pente pour la température et les vitesses, la deuxième est la région développée (7 <x <40 mm) caractérisée par une diminution rapide du profil de température et de vitesse le long du jet et la troisième région (40 <x <100 mm) est défini par un faible gradient de champs de vitesse et de température qui donne des valeurs presque constantes de ces paramètres.

A titre d'exemple, pour le cas b (lorsque la puissance effective est de 1050W par exemple), après la position x=7 mm de la sortie de la buse, une baisse brutale de la vitesse et de la température est observée. Cela est dû à la dissipation à grande échelle de l'énergie qui résulte de son entrée dans l'atmosphère. L'air ambiant absorbé par le jet refroidit et ralentit l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse et la température, qui sont initialement de 570 m/s et 8925°K à la sortie de la buse, diminuent considérablement du fait du mélange avec l'air ambiant froid et très dense pour atteindre respectivement 41 m/s et 621°K à l'extrémité du jet (Fig. 5.9 a,b et Fig.5.11, 5-15). Les gradients de vitesse et de température sont très élevés dans le noyau du jet. Aussi, l'augmentation de la puissance engendre l'augmentation des températures et des vitesses dans tout le domaine. Néanmoins, lors du passage d'une puissance à une autre, le gradient de puissance n'est pas proportionnel avec celui de la vitesse et de la température (par exemple une variation de la puissance de 700W à 1400W (le double) n'engendre pas forcément une variation de 6000K à 12000 K) .

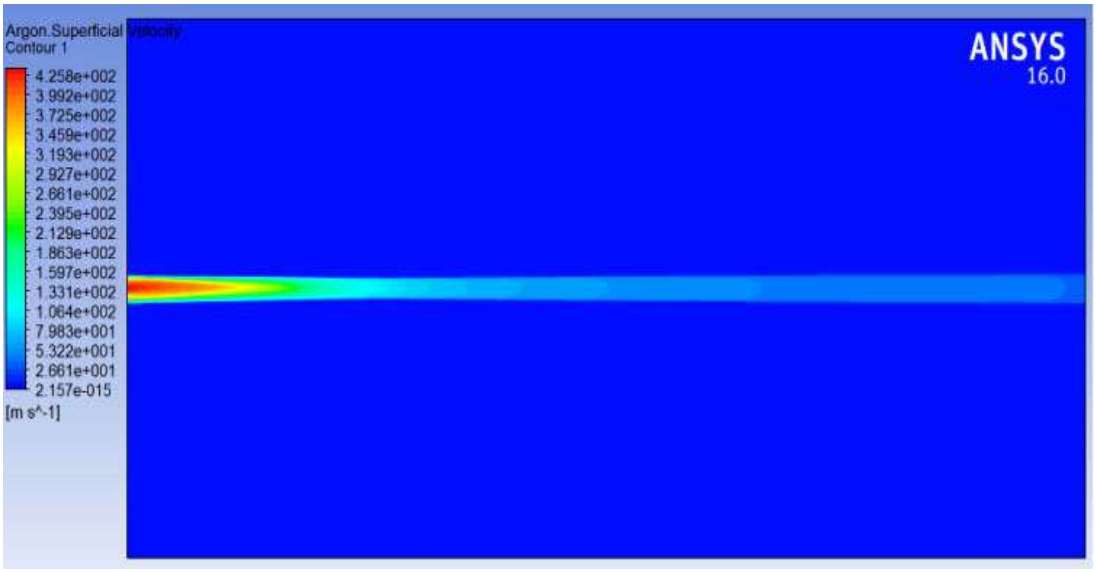


Figure 5.10: Contours de vitesses d'Argon (P=790 W).

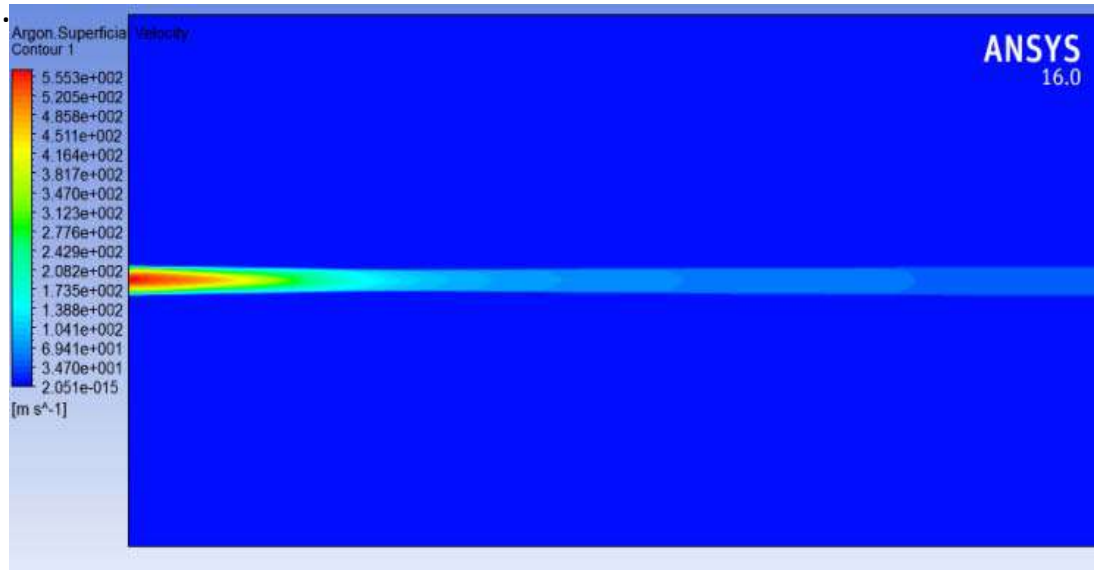


Figure 5.11: Contours de vitesses d'Argon (P=1050 W).

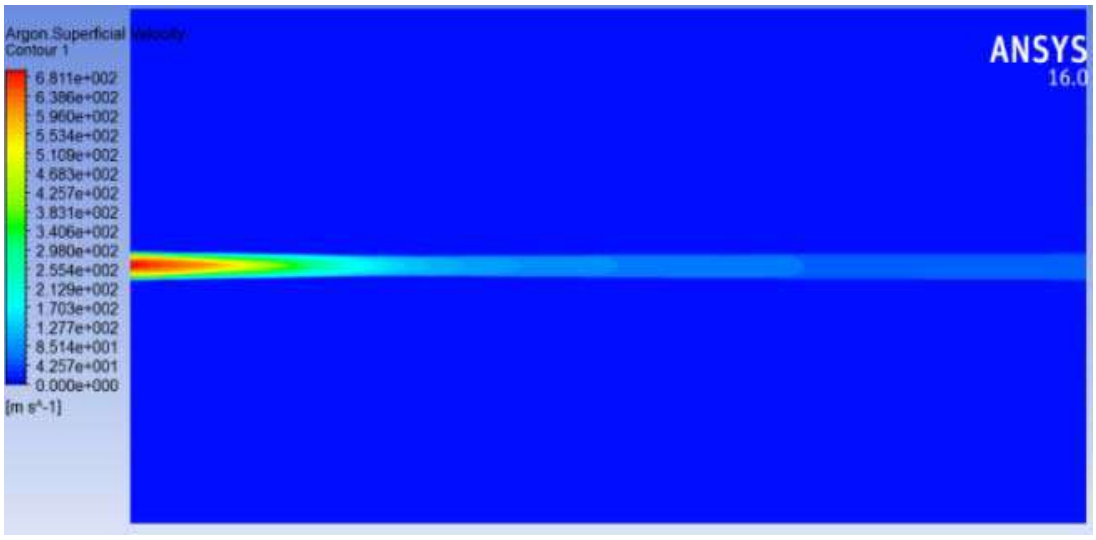


Figure 5.12: Contours de vitesses d'Argon (P=1300 W).

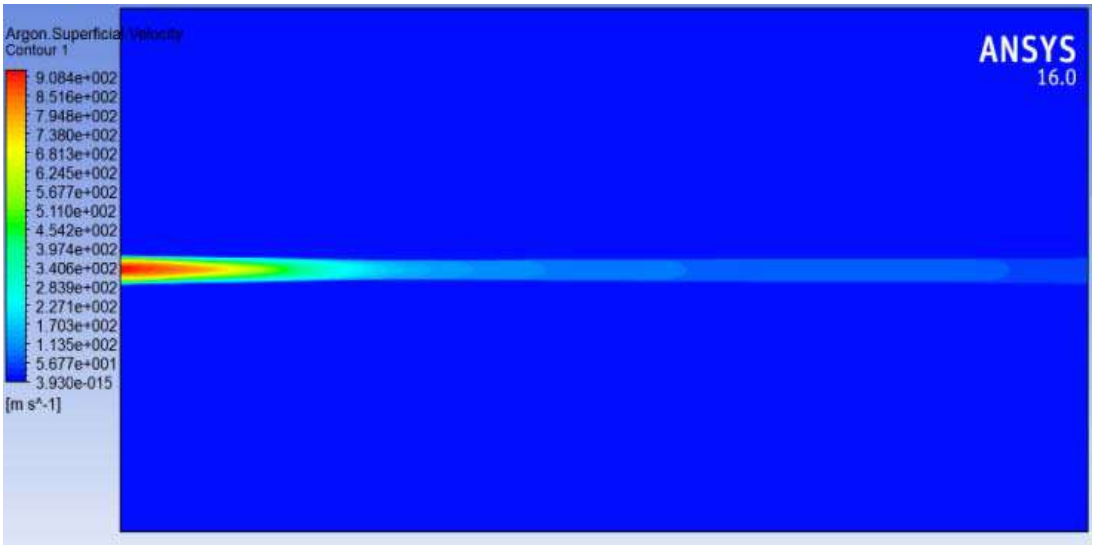


Figure 5.13: Contours de vitesses d'Argon (P=1780 W).

Et pour les températures les contours sont présentés sur les figures ci-dessous.

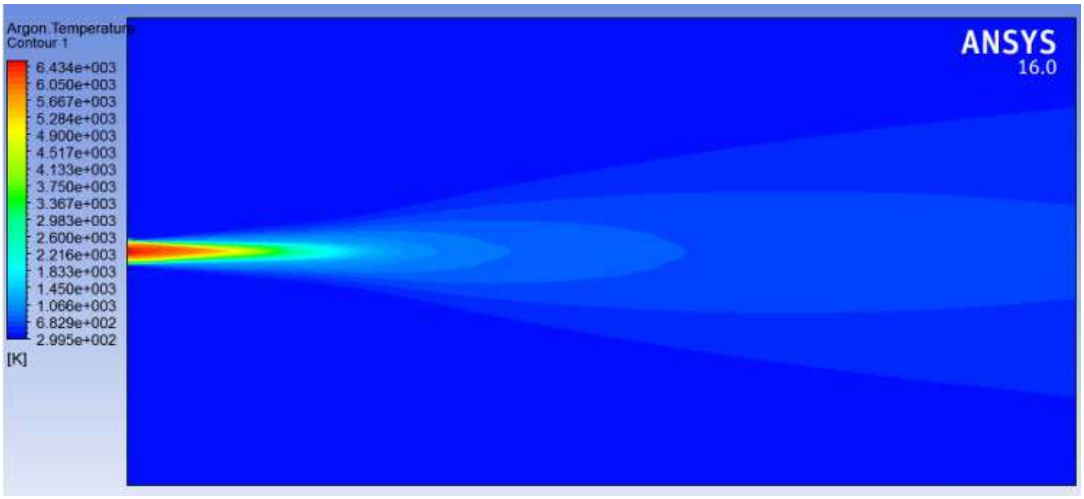


Figure 5.14: Contours de températures d'Argon (P=790 W).

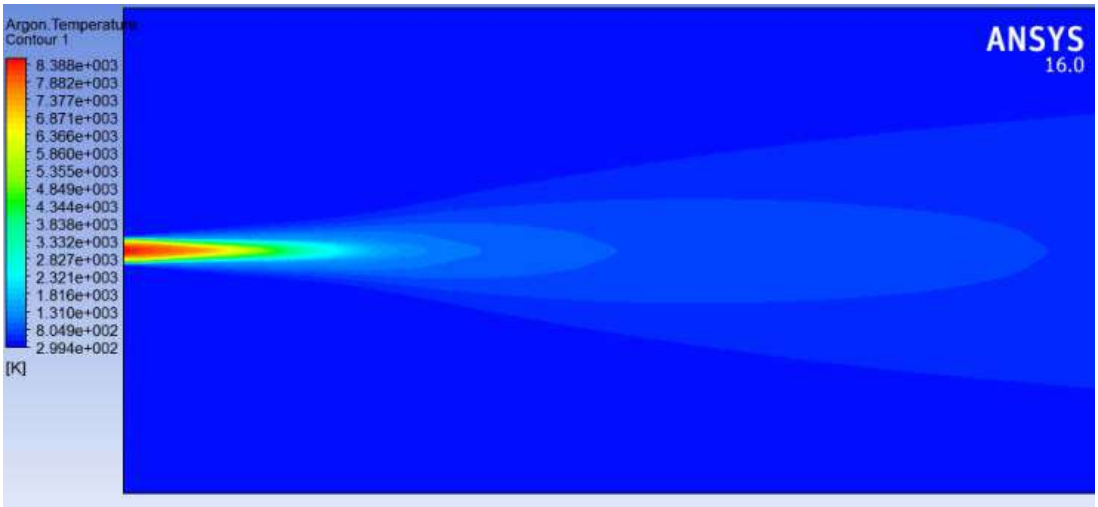


Figure 5.15: Contours de températures d'Argon (P=1050 W).

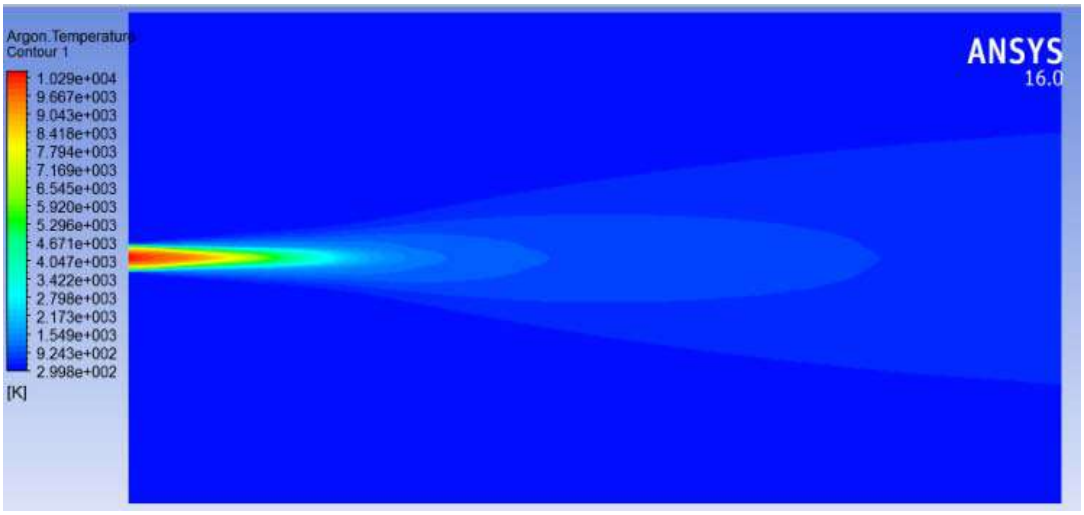


Figure 5.16: Contours de températures d'Argon (P=1300 W).

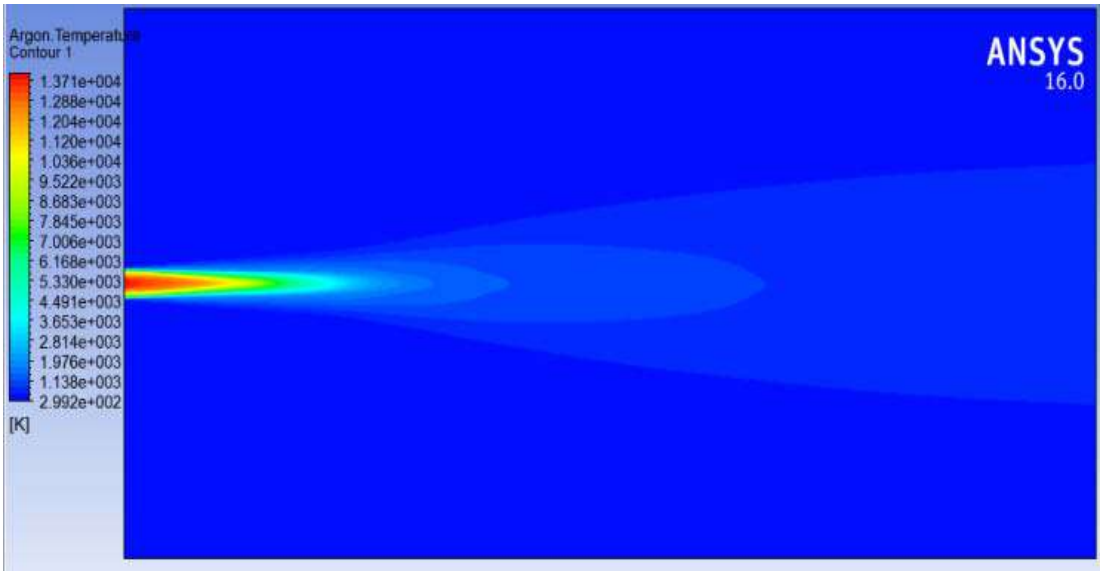


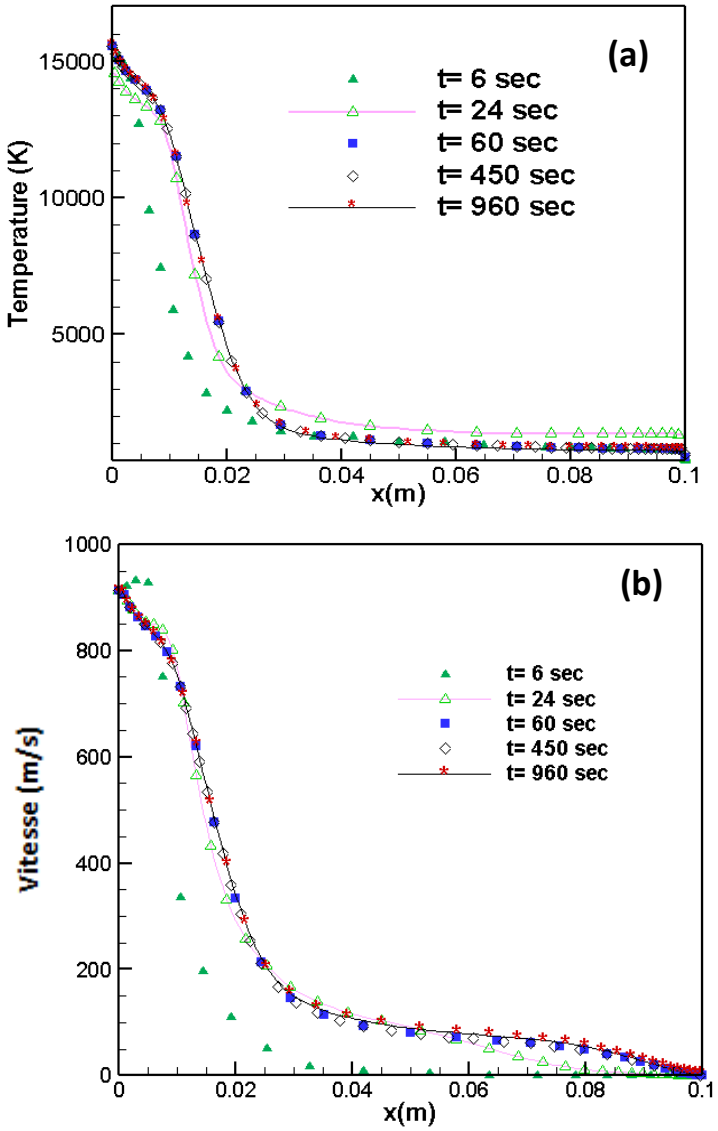
Figure 5.17: Contours de températures d'Argon (P=1780 W).

Cependant, l'introduction du substrat dans le calcul du jet plasma en régime stationnaire nécessite un très grand nombre d'itérations pour atteindre la convergence. Le passage au calcul du jet plasma bidimensionnel en **régime transitoire** avec le substrat demeure nécessaire.

1.2. Régime transitoire:

Le régime transitoire est choisi, et le cas d'un jet plasma bidimensionnel est adopté avec les mêmes dimensions (100 mm et 50 mm pour la longueur et la hauteur, respectivement). Le diamètre de la buse est de 3,0 mm . Les dimensions du domaine de calcul pour le substrat sont 10 mm pour la longueur et 50 mm pour la hauteur, le matériau du substrat est l'acier. La valeur de la puissance utilisée pour ces simulations est égale à 1780 W.

Les figures 5.18 (a) et (b) montre les distributions de températures et de vitesses de l'Argon le long de la ligne axiale (y = + 25 mm) du jet de plasma pour différentes valeurs de temps. Les contours de température sont également présentés sur les figures 5.19 à 5.22 pour différentes valeurs de temps. On peut conclure que pour $t \geq 60\,\mathrm{s}$ les distributions de température de l'Argon le long de la ligne axiale sont très proches et qu'on peut admettre que la convergence est atteinte, autrement dit les distributions de température de l'Argon convergent vers une distribution commune. Pour $t = 6\,\mathrm{s}$, la distribution de la température de l'Argon n'est ni uniforme ni symétrique, ceci est dû à la dissipation de l'énergie qui résulte de l'air ambiant froid.



Figures 5.18 (a) et (b) : Pour différentes valeurs de temps, distributions d'Argon : a) pour températures, b) pour vitesses.



Figure 5.19: Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=6 s).



Figure 5.20: Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=24 s).

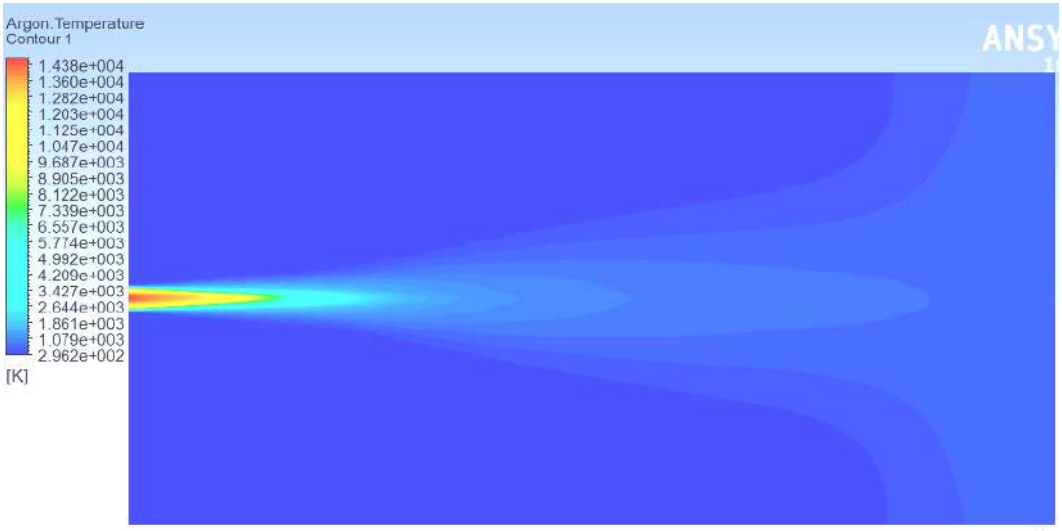


Figure 5.21: Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=60 s).

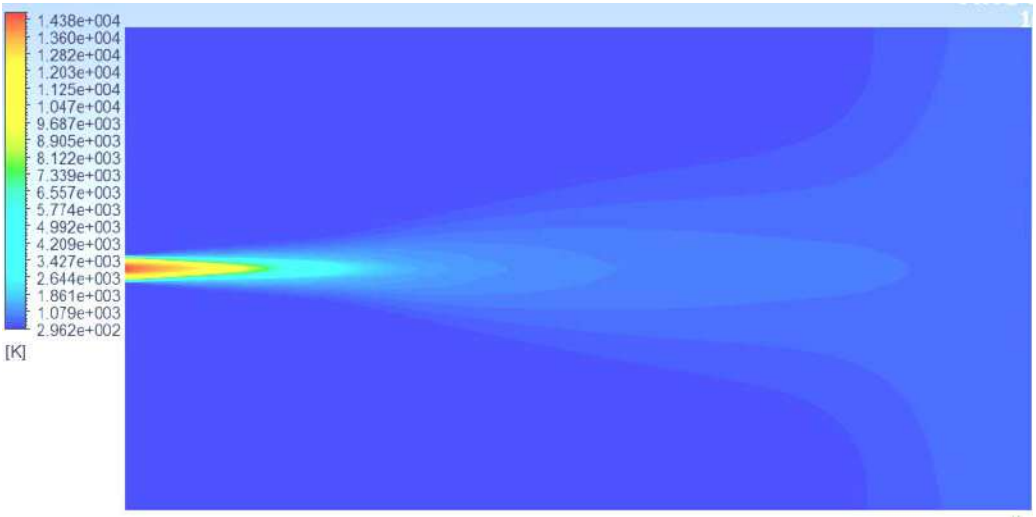


Figure 5.22: Contours de température d'Argon (P=1780 W; t=960 s).

Comme deuxième étape, nous visualisons la variation des distributions radiales de la température et de la vitesse en fonction de la variation du temps à diverses positions (ou différentes stations parallèles au plan XY). Ce cas concerne un jet plasma d'Argon se déchargeant dans l'air à partir d'une buse de 3 mm de diamètre, une puissance de 1780 W et un débit d'Argon de 8,4 litres/min. Les profils de température et de vitesse de l'Argon sont présentés sur les figures 5.23-5.30. On constate qu'au début de l'écoulement ($à\ t = 6$ s, Fig. 5.23) le gradient de températures est maximal à coté de la buse ($x = 2\ mm$) et en s'éloignant de cette buse (c.à.d. pour $x = 33\ mm$) ce gradient devient modéré, et loin de la torche (c.à.d. pour $x \geq 66$ mm) les températures d'Argon ont tendance d'être constantes, le gradient de températures est presque nul, ceci est dû à la dissipation de l'énergie thermique qui résulte de son contact avec l'air froid.

Pour une autre valeur de temps lorsque $t = 24$ s (Fig. 5.24), le gradient de températures est toujours maximal à coté de la buse ($x = 2$ mm) et en s'éloignant de cette buse (c.à.d. pour $33\ mm \leq x \leq 66\ mm$) ce gradient devient significatif et les températures ne sont plus constantes dans la direction radiale, l'effet de la chaleur est devenu influant sauf pour $x \geq 99$ mm où les températures d'Argon restent constantes et le gradient de températures est presque nul autrement dit l'influence de l'air froid est toujours prédominante.

Enfin, pour $t \geq 60$ s (Fig. 5.25 et 5.26), le gradient de températures est toujours maximal à coté de la buse ($x = 2$ mm) et la courbe de températures est symétrique par rapport à l'axe OX. En s'éloignant de la buse (c.à.d. pour $33\ mm \leq x \leq 66\ mm$) les champs de températures devient symétriques et le maximum est situé au centre (c.à.d. $y = 0.025\ m$), l'effet de la chaleur est devenu influant. Pour $x = 99$, les températures d'Argon restent presque constantes (mais très loin de la température ambiante), le gradient de températures est presque nul et l'influence de l'air ambiant est trop minimisée, la température de l'Argon est bien répartie sur la ligne verticale $x = 99\ mm$.

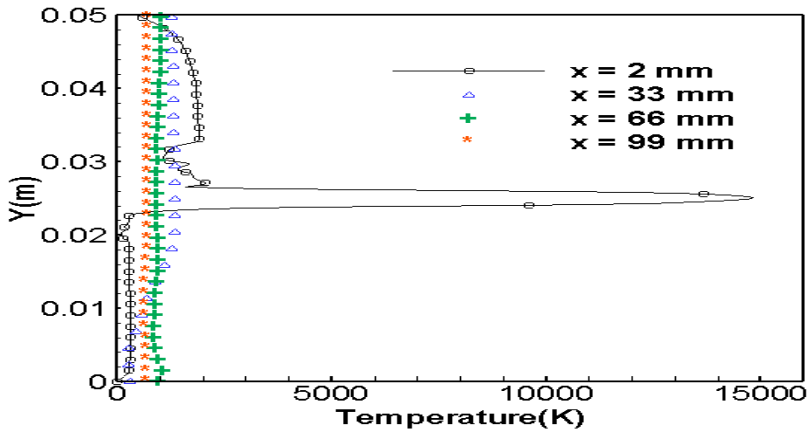


Figure 5.23: Profiles de température d' Argon pour différentes positions radiales (t=6 s).

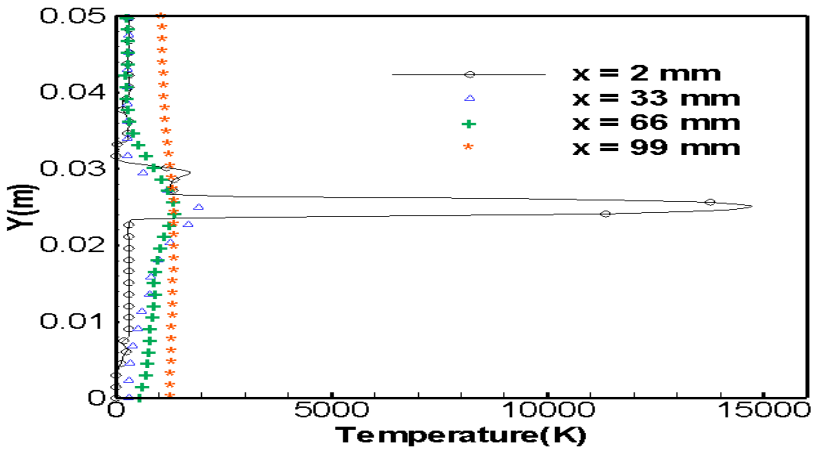


Figure 5.24: Profiles de température d' Argon pour différentes positions radiales (t=24 s).

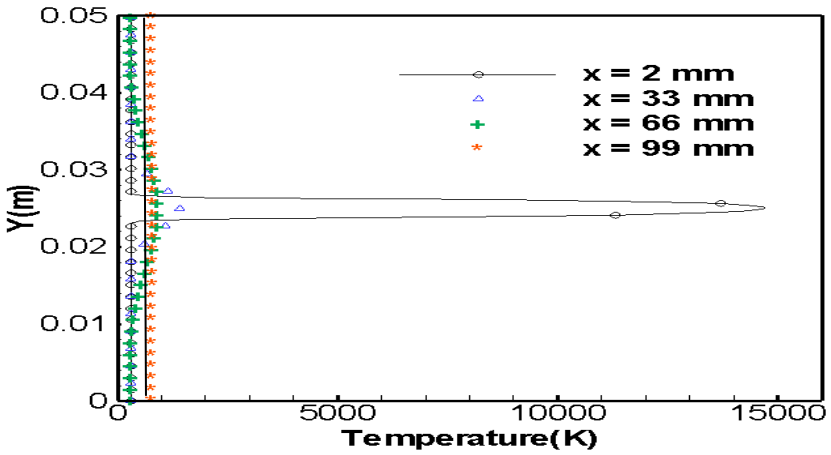


Figure 5.25: Profiles de température d' Argon pour positions radiales (t=60 s).

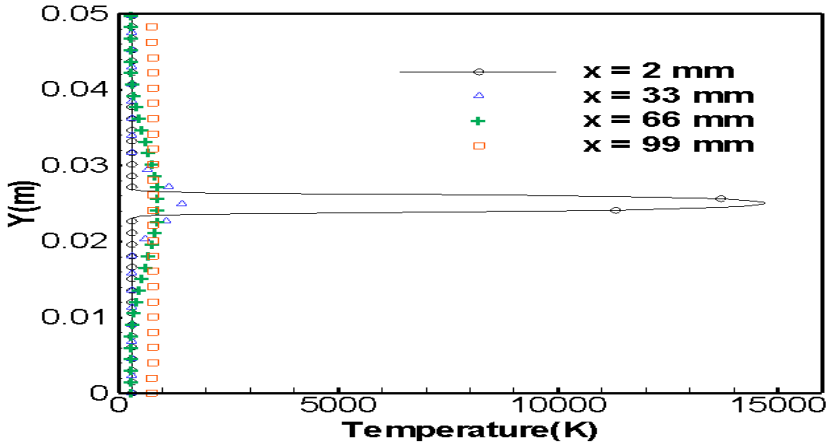


Figure 5.26: Profiles de température d' Argon pour positions radiales (t=450 s).

De la même façon, les vitesses sont présentées sur les figures 5.27-5.30. On peut conclure que pour x= 2 mm et $t = 6\ s$ (Fig. 5.27), le gradient des vitesses est maximal à coté de la buse dans la direction de l'axe de jet, mais les vitesses ne sont pas symétriques. En s'éloignant de la buse (c.à.d. pour $x = 33\ mm$) ce gradient est quasi nul et les vitesses sont maximales dans l'axe central, tandis que pour $x \geq 66$ mm les vitesses d'Argon sont nulles.

Pour $t = 24$ s (Fig. 5.28), la vitesse est toujours maximal à coté de la buse ($x = 2$ mm) au niveau de la ligne centrale et en s'éloignant de cette buse (c.à.d. pour $33\ mm \leq x \leq 66\ mm$) ce gradient commence de diminuer et les vitesses ne sont plus constantes dans la direction radiale, sauf pour $x \geq 99$ mm où les vitesses sont nulle à l'exception de la partie inférieure.

En outre, pour $t \geq 60\ s$ (Fig. 53.29 et 5.30), les profils de vitesses sont symétriques et les valeurs de vitesses sont maximales au niveau de l'axe de jet.

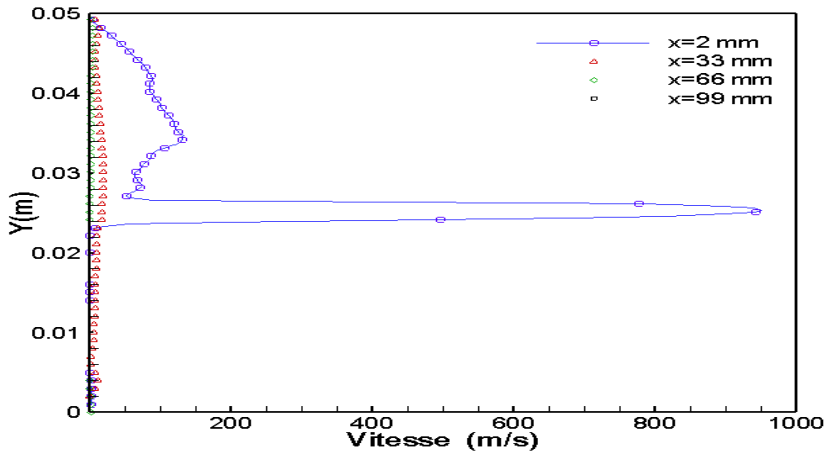


Figure 5.27: Profiles de vitesses d' Argon pour différentes positions axiales (t=6 s).

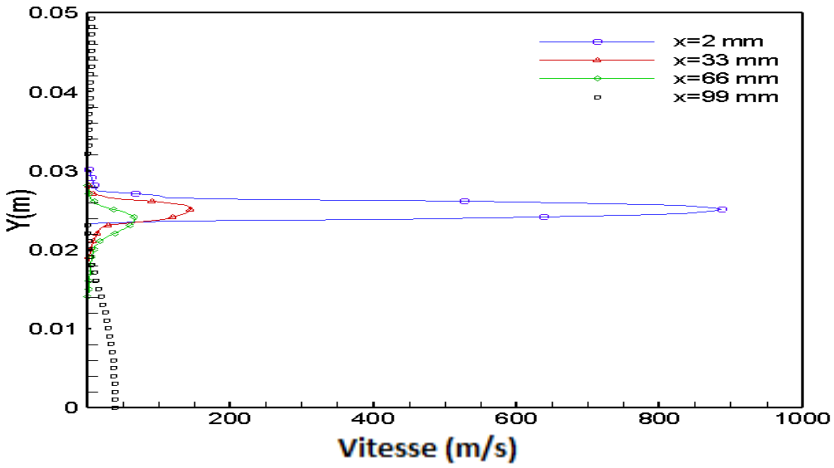


Figure 5.28: Profiles de vitesses d' Argon pour différentes positions axiales (t=24 s).

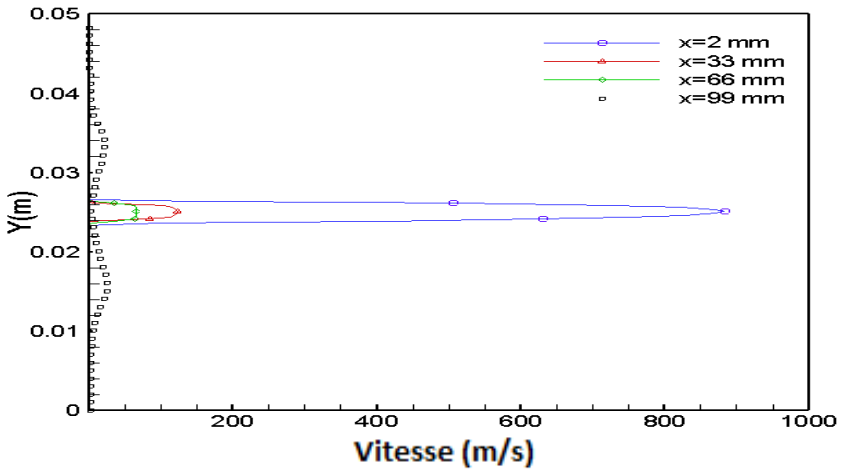


Figure 5.29: Profiles de vitesses d' Argon pour différentes positions axiales (t=60 s).

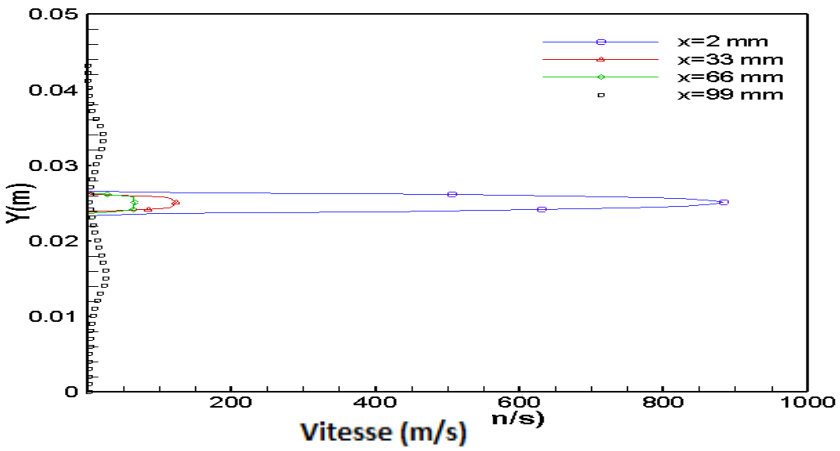


Figure 5.30: Profiles de vitesses d' Argon pour différentes positions axiales (t=450 s).

On note qu'à t=6 s la fraction d'Argon (Fig. 5.31) garde sa valeur maximale de 100% sur une distance de 10 mm en aval de la sortie de la buse, mais à t = 24 s la fraction d'Argon garde sa valeur maximale de 100% pour une distance de 40 mm ce qui signifie que le noyau de jet de plasma, où l'air n'a pas encore pénétré, s'étend respectivement sur 10 mm puis 40 mm en aval de la sortie de la buse. La désintégration se produit alors très rapidement dès le passage à la turbulence (augmentation de la diffusion de la chaleur, de la quantité de mouvement et des espèces). Le plasma gazeux se mélange à l'air ambiant suite à la diffusion des espèces et la fraction massique de l'air atteint 100% en fin du domaine.

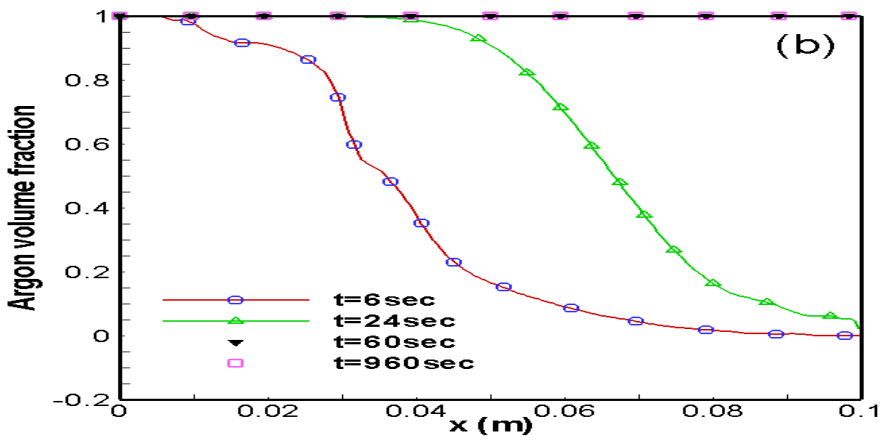


Figure 5.31 : Fraction de volume d'Argon le long de la ligne centrale pour jet de plasma pour différentes valeurs de temps.

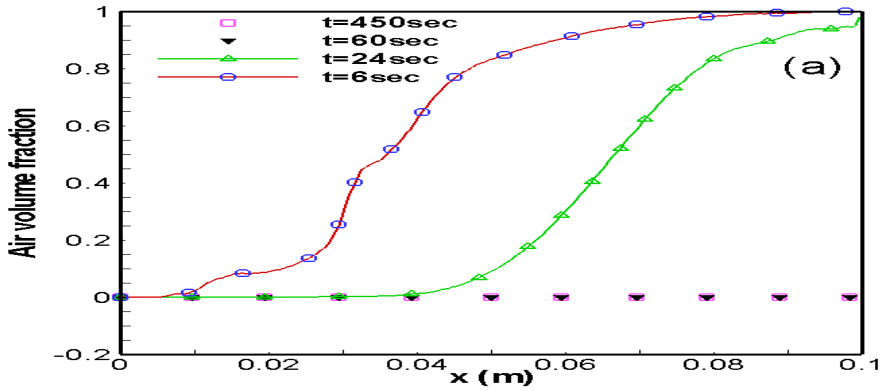
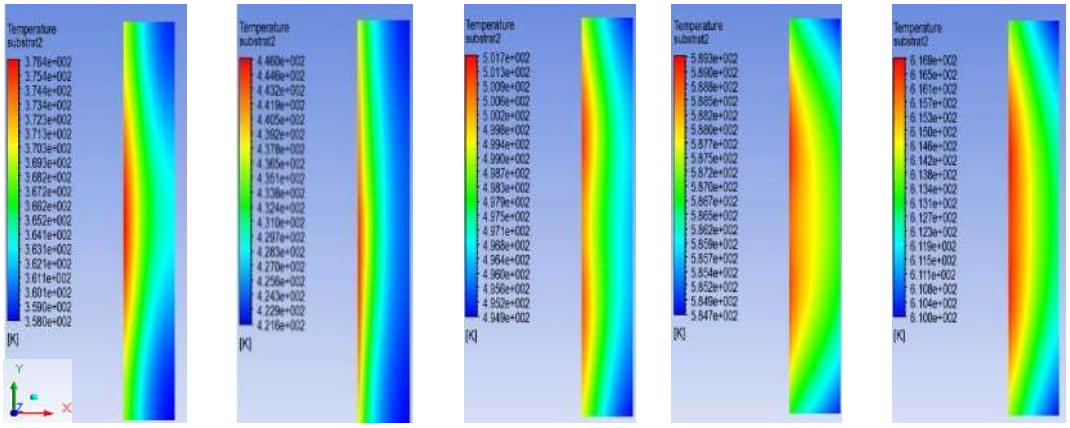


Figure 5.32 : Fraction de volume d'air le long de la ligne centrale pour le jet plasma pour différentes valeurs de temps.

En outre, les contours de la température du substrat pour cinq valeurs de temps à la distance d'écartement de 100 mm et pour une puissance de gaz P = 1780 W sont présentés sur les figures 5.33 (a-e). Pour toutes les valeurs de temps, la température diminue le long de l'axe des x et y du substrat et le maximum de température est situé au centre du substrat à la même distance d'écartement (100 mm). La diffusion radiale thermique du substrat influe sur les profils de température dans le substrat pour des valeurs de x comprises entre 100 à 110 mm, ces profils sont presque symétriques mais ils ne sont pas linéaires.



(a): t=6s (b): t=24s (c): t=60s (d): t=450s (e): t=960s

Figures 5.33 (a-e) : Contours de températures du substrat pour cinq valeurs de temps.

2. Résultats pour le cas tridimensionnel:

2.1. Présentation du cas étudié

Nous présentons dans cette partie l'écoulement tridimensionnel stationnaire d'un jet de plasma d'Argon pour une puissance égale à 1780W. Les dimensions du domaine de calcul pour le jet de plasma sont respectivement 100 mm et 50 mm pour la longueur et le diamètre du cylindre. Le diamètre de la buse est de 3,0 mm, le débit d'Argon est de 8,4 litres/min, l'axe z est aligné le long de la normale du centre du cercle se trouvant au centre de la buse, tandis que l'axe Y est perpendiculaire à l'axe Z. Le modèle de turbulence RNG k-ε a été adopté pour obtenir des résultats de simulations. Les dimensions du domaine de calcul pour substrat sont respectivement 10 mm et 50 mm pour la longueur et le diamètre du cylindre, le matériaux du substrat est l'acier. Les profils de vitesse et de température sont similaires à ceux utilisés pour le mode bidimensionnel. Les profils de l'énergie cinétique turbulente K et l'énergie de dissipation ε ont été introduites à l'entrée conformément aux équations (4.123 et 4.124) du chapitre 4. Les caractéristiques de l'Argon et de l'air en fonction de la température (densité, chaleur spécifique, viscosité dynamique et conductivité thermique) ont été aussi imposées dans le domaine de calcul.

2.2. Ecoulement 3D stationnaire en utilisant RNG:

Les résultats présentés dans les figures 5.34 et 5.35 montrent les distributions axiales de température et de vitesse prédites du jet de plasma d'Argon étudié pour P=1780W pour un écoulement avec substrat. Pour le code CFX, les profils de vitesse et de température obtenus à l'aide du modèle de turbulence RNG K-ε le long de la ligne centrale ($x=y=0$) , prennent la même allure que ceux présentés dans la partie qui traite l'écoulement 2D et ils sont présentés sur les figures 5.34 et 5.35, le maximum de température se situe dans le premier millimètre de la pointe de la buse, il diminue progressivement du fait de l'expansion du plasma et des pertes par convection. Aussi, les contours de températures à l'entrée du jet sont présentés sur les figures 5.36 (a) et (b), ces contours préservent l'aspect de la symétrie, des cercles iso-thermiques sont formés allant du centre avec une température de 14107°K et arrivant à l'extrémité pour une valeur de 2200°K.

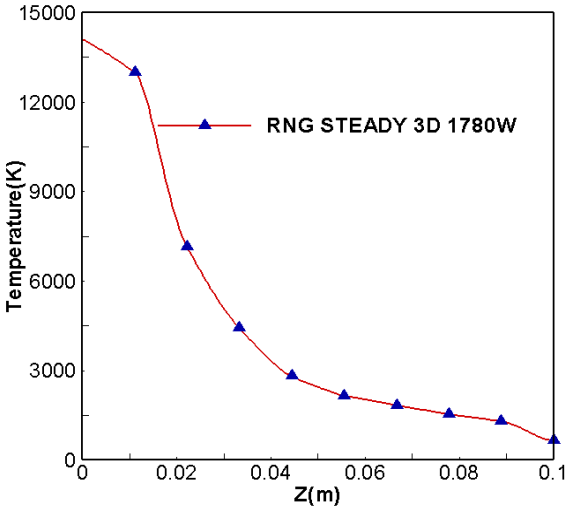


Figure 5.34: Distributions de température Pour l'axe centrale (régime stationnaire en 3D).

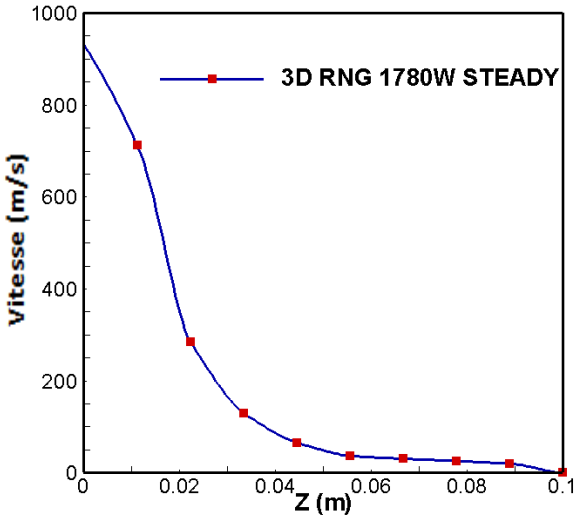
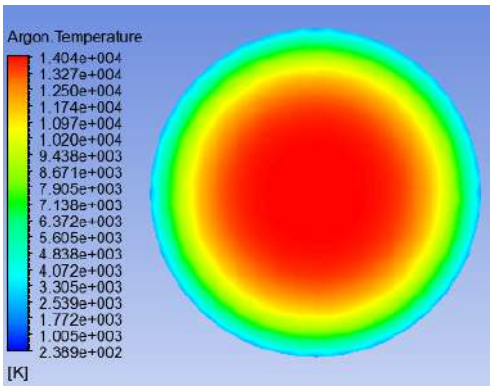
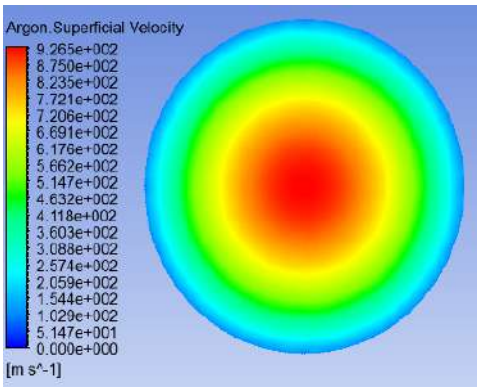


Figure 5.35: Distributions de vitesses pour l'axe centrale (régime stationnaire en 3D).

(a)

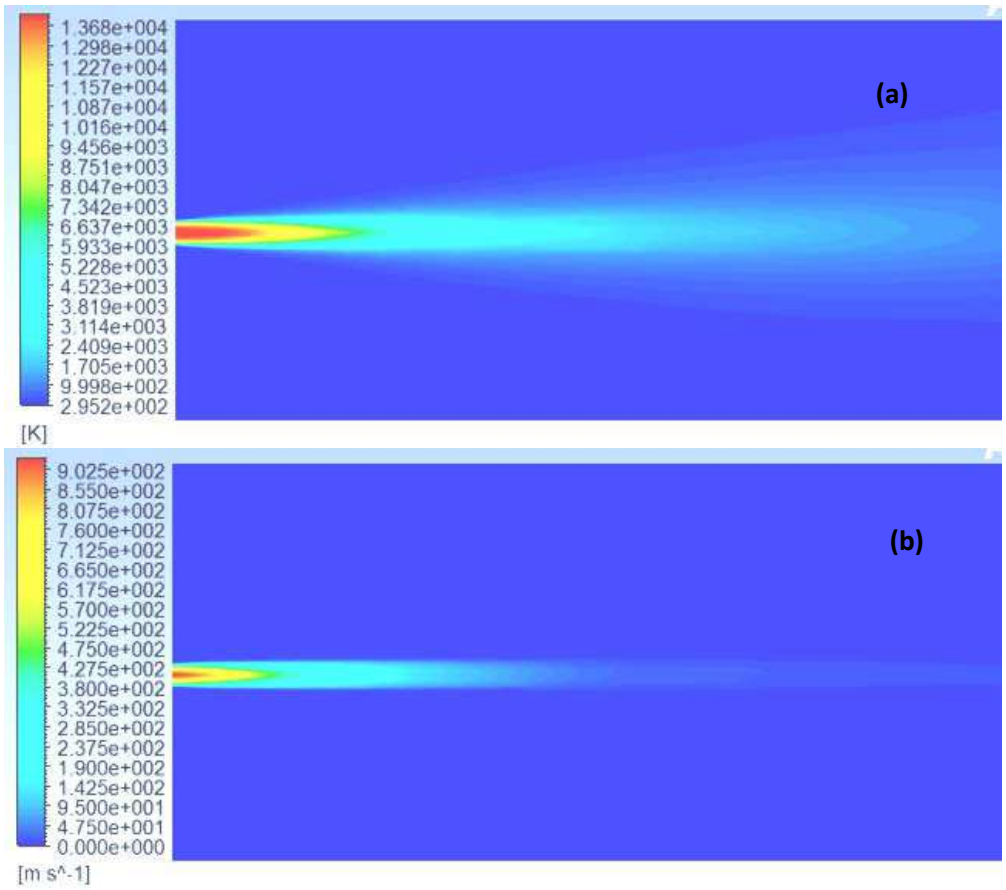


(b)

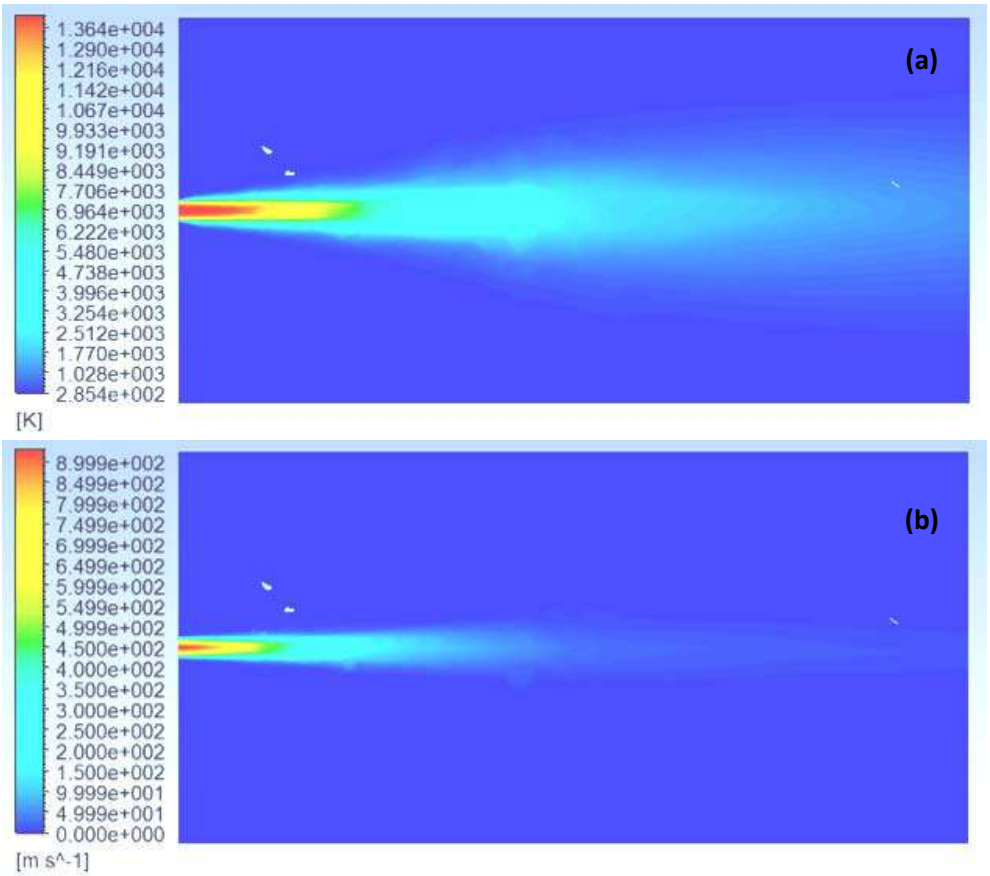


Figures 5.36 (a) et (b) : Contours à l'entrée : (a) pour températures, (b) pour vitesses.

Les contours de vitesse et de températures au niveau du plan ZY pour le cas stationnaire tridimensionnel sans substrat d'un jet d'Argon se déchargeant dans l'air sont présentés sur les figures 5.37(a) et (b) tandis que les contours de vitesses et de températures au niveau du plan XZ sont présentés sur les figures 5.38 (a) et (b). Pour toutes les figures de 5.37 (a) et (b) et 5.38 (a) et (b), les contours de vitesses, de températures sont similaires à ceux obtenus pour le cas 2D. En outre, les contours de vitesses et de températures sont symétriques et ils sont maximaux à proximité de la buse aussi bien sur le plan YZ que sur le plan XZ. L'axe du jet représente la ligne pour laquelle la température et la vitesse sont maximales. Le gradient de température et de vitesses sont modérés dans la plage de 0 à 10 mm, et fort dans la plage de 10 à 40 mm et presque non-significative dans la plage de 40 à 100 mm. Les variations des champs de température et de vitesses suivent la même logique que celle constatée sur les simulations 2D.



Figures 5.37 (a) et (b): Contours d'Argon dans le plan ZY: (a) pour température, (b) pour vitesses.



Figures 5.38 (a) et (b) : Contours d'Argon dans le plan XZ: (a) températures, (b) vitesses.

Aussi, la figure 5.39 représente les contours de vitesse de l'air dans le plan YZ. La vitesse de l'air ne peut jamais atteindre 10% de la vitesse maximale de l'Argon et elle est nulle au niveau du cœur de jet. L'énergie cinétique que possède l'Argon empêche l'air de pénètre a l'intérieur du cœur de jet prés de la buse. L'engouffrement de l'air par le jet lui permet d'augmenter sa vitesse dans la zone de l'écoulement cisaillé turbulent et l'écoulement pleinement développé.

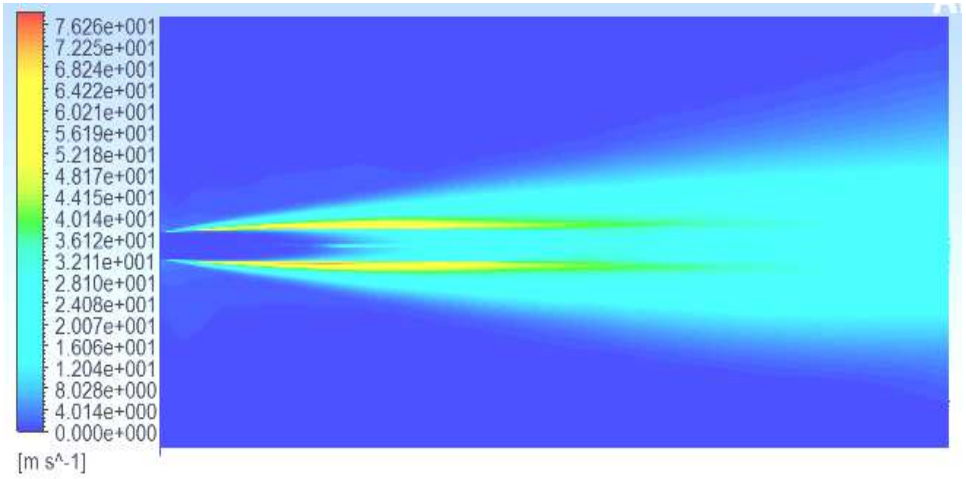


Figure 5.39: Contours de vitesses d'air dans le plan ZY.

La figure 5.40 représente la distribution de la fraction de volume de l'Argon et de l'air. A coté de la torche, la fraction de l'Argon est maximale, ensuite le processus de mélange et de diffusion commence à avoir lieu. Influé par l'engouffrement de l'air froid, la température et la concentration de l'Argon diminue d'une manière très rapide jusqu'à aboutir une valeur minimale en s'approchant du substrat .

Cependant, la distribution de la fraction de volume de l'air est nulle à coté de la buse, le gradient de vitesses résultant de l'écoulement du jet et du l'air froid environnant génère au niveau des frontières une formation de tourbillons d'air froid qui sont entraînés à l'intérieur du jet, l'air commence à se chauffer et la fraction de volume de l'air augmente rapidement jusqu'à atteindre une valeur maximale en faisant avec l'Argon un mélange dont la somme des fractions égale à 1.

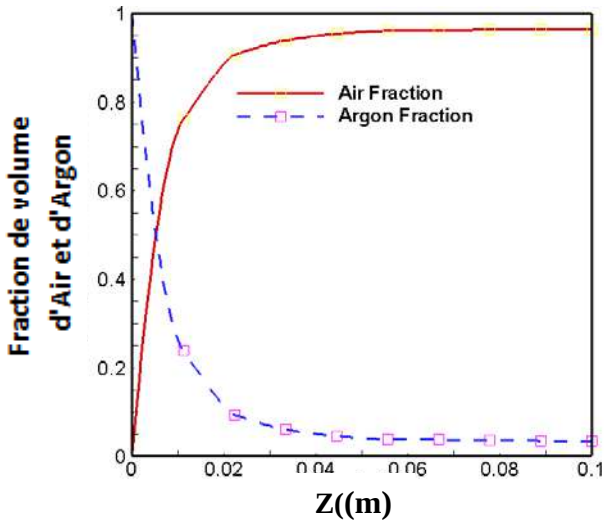
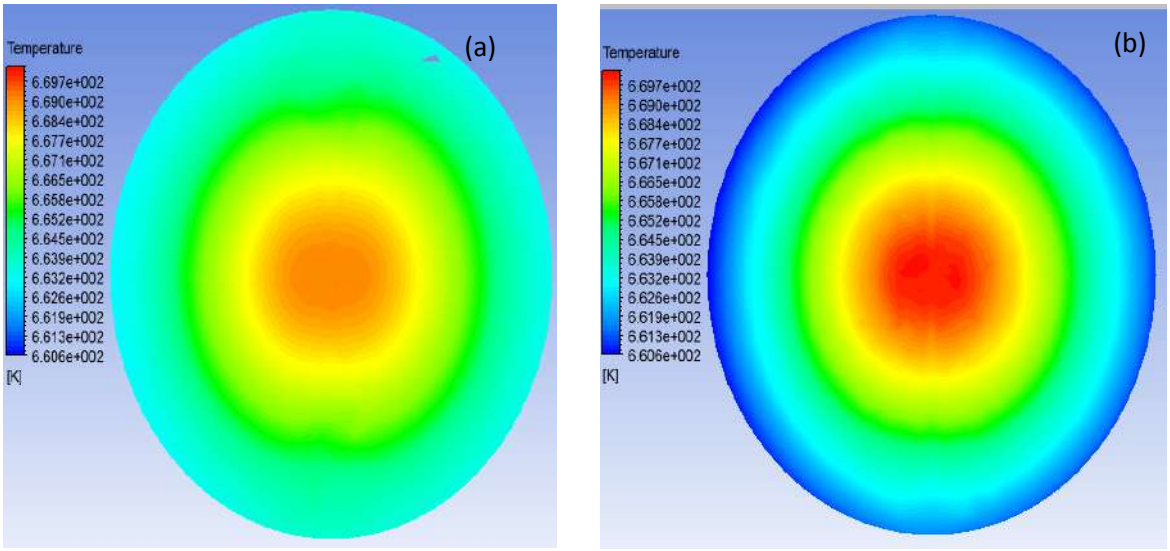


Figure 5.40: Distribution de la fraction de volume d'air et d'Argon dans le plan centrale.

Pour les figures 5.41 (a) et (b), les contours de températures du substrat sont globalement symétriques, en s'éloignant de l'interface Fluide-Solide, la température du substrat diminue au niveau de la ligne centrale le long de l'axe z (z=101mm et z=105mm). Elle diminue aussi de manière graduelle dans la direction de x et de y en formant de cercles iso-thermiques .



Figures 5.41 (a) et (b): Contours de température de substrat pour : (a) pour *z*=101 mm, (b) pour *z*=105 mm (cas tridimensionnel).

Les figures 5.42 et 5.43 représentent les contours de températures et de vitesses du jet d'Argon et les températures du substrat, ces contours sont symétriques, la ligne médiane présente les valeurs maximales pour chaque station (pour différentes valeurs de z). Elle diminue aussi de manière graduelle en s'éloignant de la torche .

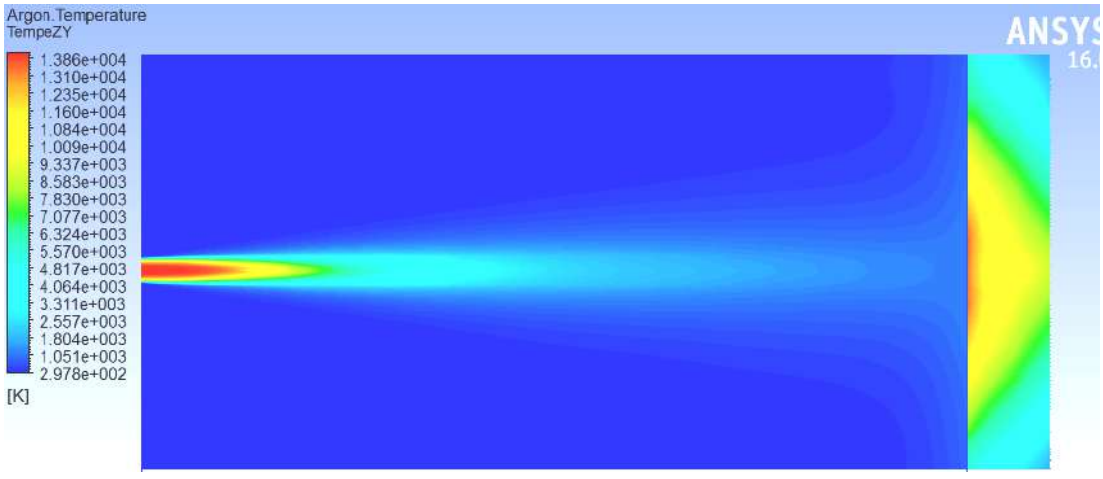


Figure 5.42: Contours de température d'Argon dans le plan YZ avec le substrat.

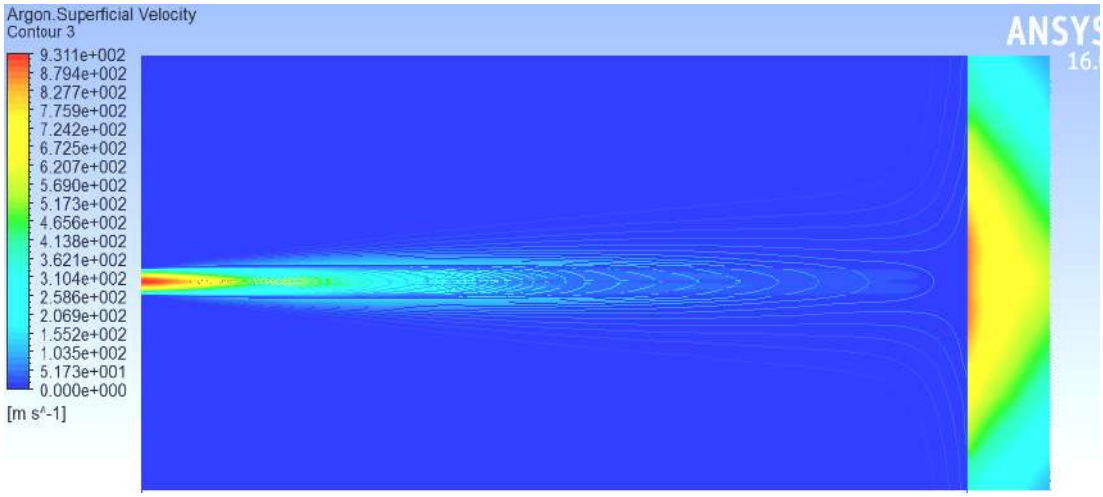


Figure 5.43: Contours de vitesses d'Argon dans le plan YZ avec le substrat.

Les figures 5.44, 5.45 et 5.46 visualisent l'écoulement tridimensionnel d'un jet plasma d'Argon caractérisé par des températures et des vitesses. Il a été aussi présenté des stations pour z=0, 25 et 50mm parallèle à la face inlet et avec l'interaction du jet avec le substrat.

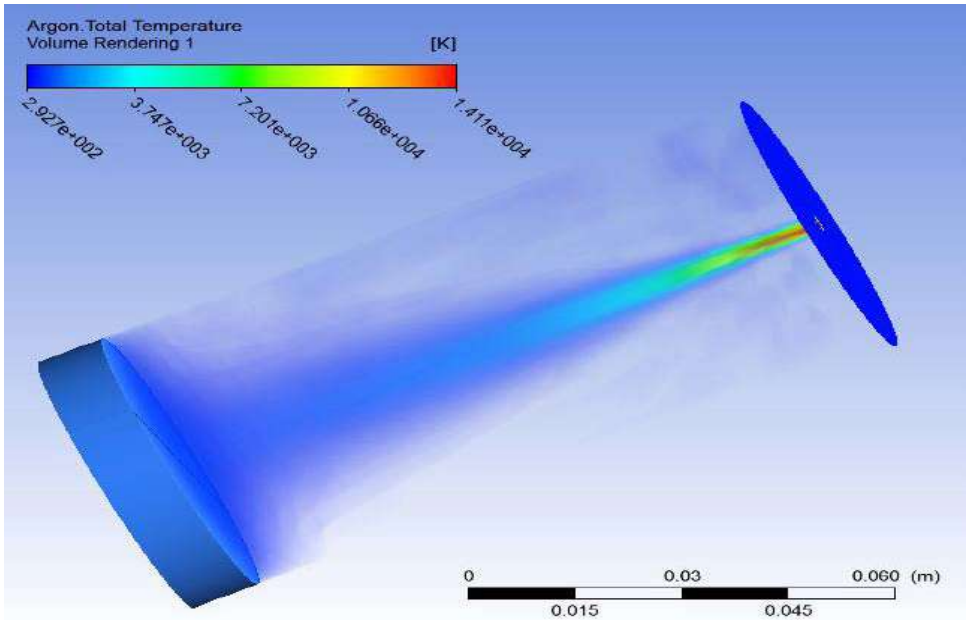


Figure 5.44: Visualisation en 3D des températures de jet plasma avec interaction avec le substrat.

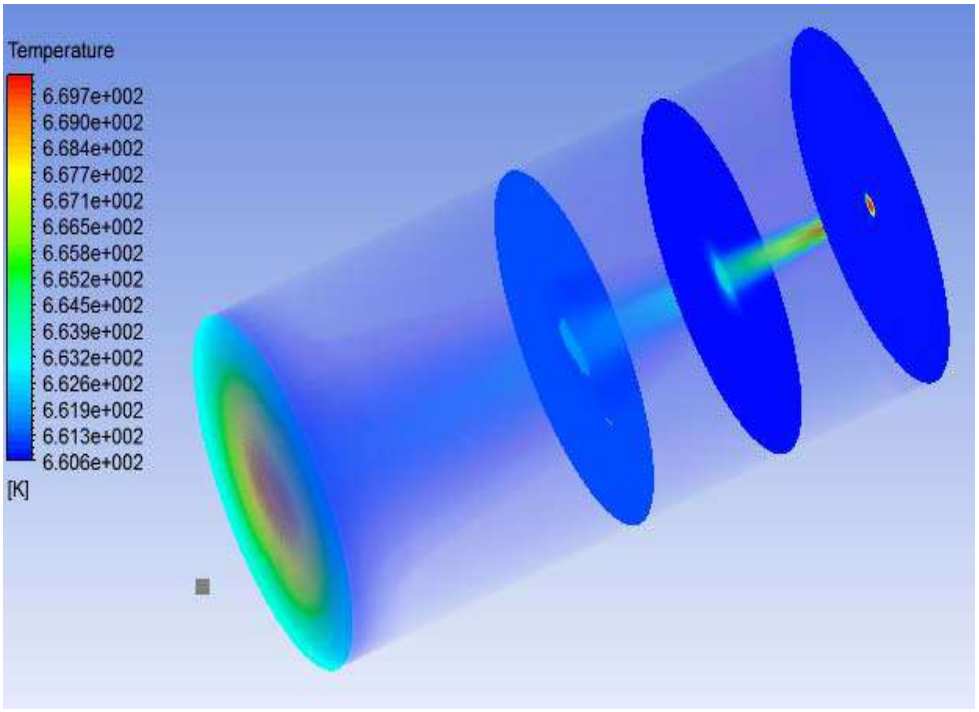


Figure 5.45: Visualisation en 3D des températures de jet plasma avec interaction avec le substrat pour différentes stations.

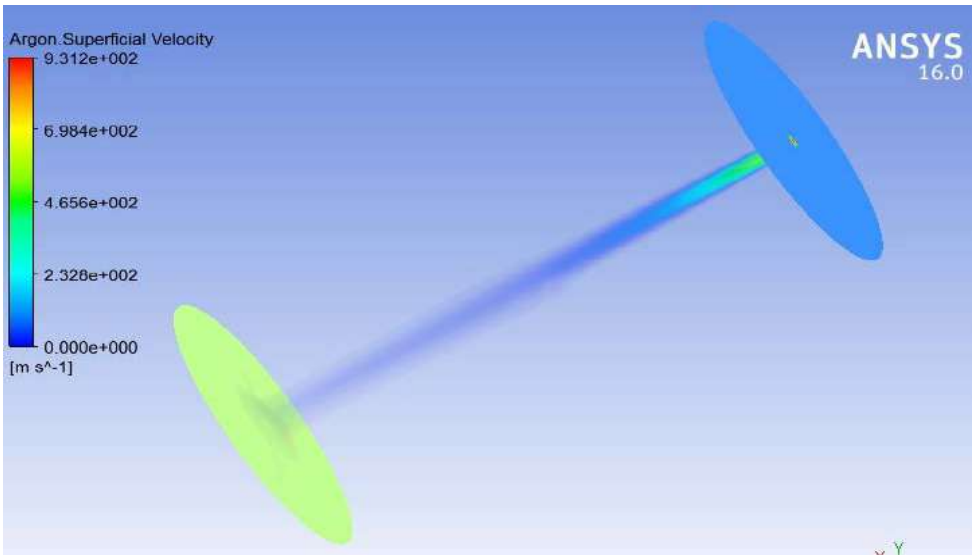


Figure 5.46: Visualisation en 3D des vitesses de jet plasma avec interaction avec le substrat.

Finalement, les lignes de courant tracées sur les figures 5.47 et 5.48 montrent un changement de direction brusque au niveau du substrat où les vitesses Vz se transforment en vitesses Vy et Vx *(*ou autres composantes de vitesses parallèles au plan XY*)*, ceci est causé par l'impact du jet sur le substrat engendrant des vitesses Vz nulles ou négatives dans la direction de z.

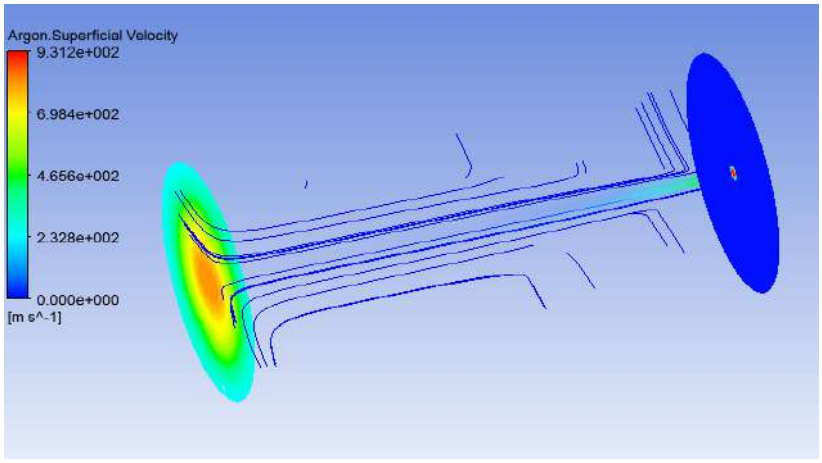


Figure 5.47: Lignes de courant en 3D dans le plan YZ d'un jet plasma avec interaction avec le substrat.

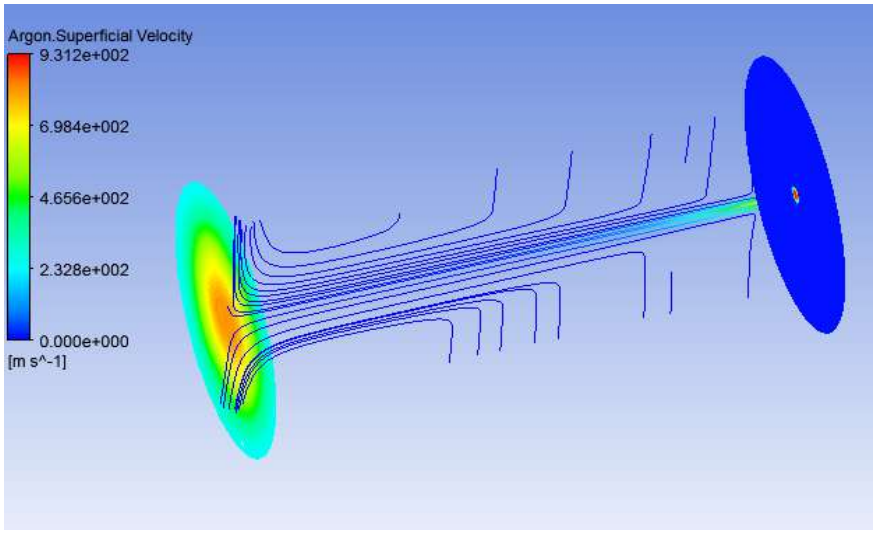


Figure 5.48: Lignes de courant en 3D dans le plan XZ d'un jet plasma avec interaction avec le substrat.

Conclusion générale

Conclusion générale:

Nous avons essayé tout au long de ce travail d'étudier un jet de plasma thermique en 2D et 3D en régime stationnaire et transitoire ainsi que l'analyse des résultats obtenus.

Tout d'abord, nous avons commencé par une introduction illustrant l'historique et le développement de la projection thermique ainsi que les différents travaux effectués dans ce domaine. Aussi, nous avons présenté les différents notions de base de la projection thermique et notamment la projection par plasma qui servent comme théorie pour mieux comprendre ce procédé. Additivement à cela, nous avons jugé qu'il est primordial d'inclure dans cette thèse la formulation mathématique du problème à étudier, les différents modèles de turbulence, le modèle physique adopté et la méthode numérique utilisée avec un algorithme détaillé.

Pour notre étude, un jet de plasma d'Argon thermique 2D a été simulé en utilisant le code ANSYS-CFX avec deux modèles de turbulence pour différents cas de puissances effectives. L'analyse de l'écoulement turbulent pendant le jet thermique à l'aide des modèles RNG-K-ε et SST-K-ω a été également présentée. Les profils de vitesse et de température à la sortie de la buse ont été déduits à partir de la littérature et utilisés comme conditions aux limites à l'entrée. Les résultats obtenus à partir des deux modèles de turbulence montrent que le modèle RNG-K-ε avec différentes puissances effectives (790 W; 1050W; 1350W et 1780 W) est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Le modèle RNG-K-ε a donné des résultats plus proches de l'expérimentation que les résultats obtenus à partir du modèle SST-K-ω.

Dans la deuxième étape, le flux bidimensionnel stationnaire analysé par le modèle RNG-K-ε a généré des résultats qui ont été exploités comme conditions initiales pour le flux instationnaire bidimensionnel. Les simulations transitoires pour le jet plasma en 2D sont effectuées pour obtenir les champs de vitesse et de température du jet et également pour obtenir la distribution de température dans le substrat pour les différentes valeurs de temps.

Aussi, les simulations bidimensionnelles transitoires dans le substrat pour les différentes valeurs de temps montrent que la variation de la température du

jet de plasma est toujours insignifiante à proximité du substrat pour toute valeur de temps (courbes plates), ceci dit que le maximum des températures obtenues au niveau du substrat dans la direction axial (axe Z) sont maximales à l'interface entre l'écoulement et le substrat (c'est à dire la surface de contact au niveau de la ligne médiane), et le maximum des températures obtenues au niveau du substrat dans la direction radiale (axe y) sont maximales au centre du substrat (c'est à dire $x=0$ *et* $y=0$).

D'autres part, et comme troisième partie de ce travail, un jet de plasma thermique tridimensionnel en régime stationnaire et déchargeant dans l'air a été simulé en utilisant le modèle RNG-K-ε et pour une puissance égale à 1780W. Après convergence de la solution, les résultats obtenus (profils de vitesse et de température....) ont été présentés dans des schémas et figures détaillés. Les résultats obtenus par les simulations d'un écoulement stationnaire tridimensionnel sont similaires à ceux obtenus par les simulations d'un écoulement stationnaire bidimensionnel et les courbes représentatives prennent la même allure.

La comparaison entre les différents modèles de turbulence pour la simulation des jets plasmas thermiques, comme c'est le cas pour la présente étude, est importante car elle permet de mettre à la disposition des chercheurs les résultats obtenus afin de les exploiter pour réaliser d'autres travaux de recherches. Aussi, la projection thermique et particulièrement la projection thermique par plasma atmosphérique est toujours en développement, les investissements et les ventes des produits superficiellement traités tels que les céramiques ne cessent d'augmenter, un domaine qui nous incite à donner plus d'importance à ces procédés aussi bien dans le domaine pratique que dans le domaine théorique.

Comme perspective, nous suggérons dans l'avenir de continuer avec des simulations transitoires tridimensionnelles en utilisant d'autres modèles de turbulences et aussi en utilisant, pour des fins académiques, les données présentées dans le document breveté dont la référence est [32]. Ce document suggère d'utiliser des gaz plasmagènes avec des pourcentages bien définis et indique que ces compositions améliorent les caractéristiques de l'écoulement.

Références

Références

[1] O. Bladenet, Elaboration de revêtements, dont WC-Co, par canon à détonation, CEA, (1997);

[2] R.B. Heimann, Plasma- Spray Coating, VCH Verlagsgesellschaft mbH. (1996).

[3] L. Jia, F. Gitzhofer, J. Therm. Spray Technol. 19, 566 (2010);

[4] R.A. Miller, J. Therm. Spray Technol. 6, 35 (1997);

[5] P. C. Huang, J. Heberlein, and E. Pfender, A Two-Fluid Model of Turbulence for a Thermal Plasma Jet; Plasma Jet Plasma Chemistry and Plasma Processing (1995)

[6] Chang-Zi Chen, Li. Qiang , Yong-Xiang Leng; Improved hardness and corrosion resistance of iron by Ti/TiN multilayer coating and plasma nitriding duplex treatment; Surface & Coatings Technology 204 (2010)

[7] R. Bolot, M. Imbert, On the use of a low-Reynolds extension to the Chen–Kim k– ε model to predict thermal exchanges in the case of an impinging plasma jet; International Journal of Heat and Mass Transfer 44 (2001);

[8] F. Qunbo, W. Lu, W.Fuchi, Modeling influence of basic operation parameters on plasma jet, journal of materials processing technology 198, p 207-212, (2008)

[9] A. Abdellah El-hadj, Modélisation de l'interaction particule-gaz pendant la projection thermique, Thèse de Doctorat, Université Saad Dahleb, Blida, 2005

[10] S.E Selezneva et M.I Boulos. Supersonic induction plasma jet modelling, Nuclear Instruments and Methods in Physics research B 180 pp. (306-311), (2001);

[11] T. Zhang, , Y. Bao, Effect of a moving flame on the temperature of polymer coatings and substrates, Progress in Organic Coatings 70 45-51 (2011);

[12] A.B. Murphy and C.J. Arundell, Transport Coefficients of Argon, Nitrogen, Oxygen, Argon-Nitrogen, and Argon-Oxygen Plasmas, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 14. No. 4, (1994);

[13] A.B. Murphy, Transport Coefficients of Air, Argon-Air, Nitrogen-Air, and Oxygen-Air Plasmas, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 15, No. 2, (1995);

[14] B. Selvan, K. Ramachandran, Modelling of the plasma-substrate interaction and prediction of substrate temperature during the plasma heating, Eur. Phys. J. D 61 , 663-675 (2011);

[15] Xi Chen, He-Ping Li. Three-dimensional flow and heat transfer in thermal plasma systems, Surface and Coatings Technology 171, pp. 124-133, (2003);

[16] F. Qunbo, Wang Lu, Wang Fuchi. 3D simulation of the plasma jet in thermal plasma spraying, Journal of Materials Processing Technology 166, pp. 224-229, (2005);

[17] R. Bolot, C. Coddet, Mathematical modeling of a plasma jet impinging on flat structure, Proceedings of the 15th International Thermal Spray Conference, (1998);

[18] J. Patru, P. Fauchais, L. Bianchi, F. Hugot, Modeling of a Substrate Thermomechanical Behavior During Plasma-Spraying Preheating Stage in ITSC (2003);
[19] JJ. Gonzalez, P. Freton, A. Gleizes., Comparisons between two- and three-dimensional models: gas injection and arc attachment, J. Phys. D: Appl.Phys.,35:3181 (2002);
[20] B. Selvan, K.Ramachandran, Three-Dimensional Numerical Modeling of and Ar-N2 Plasma Arc Inside a Non-Transferred Torch, Plasma Science and Technology, Vol.11, No.6, Dec.(2009);
[21] G. Mariaux, Armelle Vardelle, 3-D time-dependent modelling of the plasma spray process. Part 1: flow modelling, Elsevier, (2004);
[22] C. Marchand, C. Chazelas, G. Mariaux, A.Vardelle, Liquid Precursor Plasma Spraying: Modelling the Interactions Between the Transient Plasma Jet and the Droplets, ASM International, Materials Park, OH, (2007);
[23] F. Miranda, F. Caliari, A. Essiptchouk and G. Pertraconi, Atmospheric Plasma Spray Processes: From Micro to Nanostructures, Intech Open, (2018);
[24] A. Simmons, Future trends for the sterilization of biomaterials and medical devices, University of New South Wales, Australia, Science Direct, doi:10.1533/9780857096265.310, (2012)
[25] F. Sarret, Simulation numérique de dépôts céramiques plasma; thèse doctorat, université de Bordeaux; (2014);
[26] D. Sokolov, Contribution au développement de la projection thermique à très faible pression , thèse de doctorat, université de Belfort, (2009);
[27] E. LEGROS, contribution a la modélisation tridimensionnelle du procédé de projection par plasma et application a un dispositif a deux torches, thèse doctorat, université de Limoges, (2003);
[28] M.I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, Thermal plasmas. Fundamentals and Applications, volume 1. Plenum Press, New York, USA, (1994);
[29] C. Baudry, Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, (2003);
[30] E. Pfender, plasma jet behavior and modeling associated with the plasma spray process, Plasma, Spectroscopy and Software, Robert-Koch-Strasse 8, 86343 Koenigsbrunn, Germany, www.plasus.de (1994);
[31] P. L Fauchais et al., Industrial Applications of Thermal Spraying Technology, Thermal Spray Fundamentals: From Powder to Part, Springer Science+Business Media New York (2014);
[32] D. Nicoud et al. , FASCICULE DE BREVET EUROPEEN, Numéro de dépôt : 91400901.4, (1994);
[33] M. F. Benetouil, Modélisation rapide du traitement de poudres en projection par plasma d'arc,Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, (2008);

[34] E. Pfender, W. L. T. Chen, R. Spores, A new look at the thermal and gas dynamics characteristics of a plasma jet, Proceedings of the 3rd national thermal P. (1992);
[35] D. khelfi; Analyse de l'écoulement turbulent pendant la projection thermique par plasma, thèse Magister, (2011);
[36] C. CARUYER, Modélisation de nanomatériaux injectés par voie liquide dans un jet de plasma pour la fabrication de nanostructures, thèse de doctorat , l'université bordeaux 1 (2011);
[37] J.R. Fincke, D.M. Crawford, S.C. Snyder, W.D. Swank, D.C. Haggard, and R.L. Williamson. Entrainment in high-velocity, high-temperature plasma jets. Part I : experimental results. Int. J. Heat Transfer, 46 :4201–4213, (2003);
[38] K. Ramachandran, H.Nishiyama, Fully coupled 3D modeling of plasma–particle interactions in a plasma jet, Thin Solid Films 457, 158–167 (2004);
[39] M. Brossa, E. Pfender Probe Measurements in Thermal Plasma Jets, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 8, No. 1, (1988)
[40] A. Abdellah El-Hadj and N. Ait-Messaoudene, Comparison between Two Turbulence Models and Analysis of the Effect of the Substrate Movement on the Flow Field of a Plasma Jet, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 25, No. 6, (2005);
[41] R. Bolot, M. Imbert, C. Coddet, Int. J. Heat Mass Transfer, 44, 1095 (2001)
[42] J. Bacri and S. Raffanel, Plasma Chem. Plasma Process. 9. 133 (1989).
[43] site web http://www.surfatec.org/.
[44] N. Boucheffa, étude d'un écoulement tridimensionnel, transitoire et turbulent autour d'un cylindre circulaire en utilisant le code, thèse de magister (2011)
[45] J.H. Ferziger et M. Peric, Computational Methods for Fluid Dynamics, Third edition, Springer NewYork Editions, (2002);
[46] Governing equations, Ansys documentation, (2016);
[47] R.L. Williamson, J.R. Fincke, D. M. Crawford, S. C. Snyder, W. D. Swank, D. C. Haggard, Entrainment in high-velocity, high-temperature plasma jets, Part II: computational results and comparison to experiment, International Journal of Heat and Mass Transfer 46, p 4215-4228, (2003);
[48] R. Bolot, D Sokolov., D. Klein, C. Coddet, "Nozzle developments for thermal spraying at very low pressure", Journal of thermal spray Technology, Vol.15, No.4, pp827-833. (2006);
[49] F. Monerie-Moulin, F. Gitzhofer, P. Fauchais, M. Boulos, A. Vardelle, J. High Temp. Chem. Process. 1, 249 (1992);
[50] A. Abdellah El-Hadj, N. Ait Messaoudène, Comparison between Two Turbulence Models and Analysis of the Effect of the Substrate Movement on the Flow Field of a Plasma Jet, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 25, N° 6, p 699-722, (2005);
[51] V. Vlasov, Zalogin, A. Kusov, "Sublimation des particules de carbone dans le jet du plasma généré par générateur du plasma à haute fréquence", Journal de physique technique, vol 77 no 1, (2007);

[52] V. Yakhot, S.A. Orszag, , S. Thangam, , T.B. Gatski, & C.G. Speziale, , "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique", Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520 (1992)

[53] S. Dubos, Simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents supersoniques, thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, France, (2005);

[54] J. Larocque, Modélisation et simulation numérique d'écoulements incompressibles turbulents diphasiques a phases non miscibles, Application a l'interaction d'un jet turbulent avec une surface libre dans une cavité, Thèse de Doctorat, Ecole Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur, France,(2008);

[55] Kolmogorov, Izv. Akad. Nauk SSR Ser. Phys. 6, 56, (1942);

[56] F.R. Menter, , Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for engineering Applications, AIAA Journal, pp. 1598-1605, 32(1994),

[57] J. Cannon, B.K. Shivamoggi, Mathematical and Physical Theory of Turbulence, Taylor and Francis Group, Chapman & Hall CRC, (2006);

[58] T. A. Simons, Large eddy simulation of turbulent flows using finite volume methods with structured, unstructured, and zonal embedded grids, these de Doctorat, Iowa State University, Ames,Iowa, (1998);

[59] D.K. Lilly, , "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method", Phys. Fluids A 4 (3), pp. 633-635, (1992);

[60] M. Germano, , U. Piomelli, , P. Moin, , W.H. Cabot, "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model", Phys. Fluids A 3 (7), pp. 1760-1765, (1991);

[61] S. E. Kim, Large eddy simulation using unstructured meshes and dynamic subgrid-scale turbulence models, Technical Report AIAA-2004-2548, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 34th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, (2004);

[62] F. Nicoud, F. Ducros, "Subgrid-Scale Stress Modeling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor", Flow, Turbulence and Combustion, 62, pp. 183-200, (1999);

[63] Fluent Inc., Fluent V6 Manual, Lebanon, NH, USA, (1998);

[64] A. Miettinen, book of: A Study of the Pressure Correction Approach in the Collocated Grid Arrangement, Helsinki University of Technology(1997);

[65] P. Snabre, M. Announ, J.M. Badie, and B. Granier, Heat transfer around a spherical particle levitated in Argon plasma jet , (1998);