

# UNIVERSITE DE LIMOGES

Ecole Doctorale « Science, Technologie, Santé »

Laboratoire Science des Procédés Céramiques et Traitements de Surface

**Année : 2003**

**Thèse N° 54-2003**

Thèse

Présentée et soutenue publiquement par

Cyril BAUDRY

Le 24 novembre 2003

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

## Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma

Jury

J. AUBRETON	Ingénieur de Recherche, SPCTS, Université de LIMOGES	
J.F. COUDERT	Professeur, SPCTS, Université de LIMOGES	
C. DELALONDRE	Ingénieur de Recherche, E.D.F., CHATOU	
P. FAUCHAIS	Professeur, SPCTS, Université de LIMOGES	Président
J. HEBERLEIN	Professeur, Université du Minnesota, MINNEAPOLIS	Rapporteur
A. LEFORT	Professeur, Université Blaise Pascal, CLERMONT-FERRAND	Rapporteur
G. MARIAUX	Maître de Conférences, SPCTS, Université de LIMOGES	
E. MEILLOT	Ingénieur de Recherche, CEA Le Ripault, MONTS	
S. VACQUIE	Professeur émérite, Université Paul Sabatier, TOULOUSE	
A. VARDELLE	Professeur, SPCTS, Université de LIMOGES	



## Remerciements

La présente étude a été réalisée à l'Université de Limoges, au sein du Laboratoire Science des Procédés Céramiques et Traitements de Surface (S.P.C.T.S), dans les locaux de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Limoges (E.N.S.I.L.).

Je tiens tout d'abord à remercier le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), le Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S.) et Electricité de France (EDF) pour le financement de ce travail.

Madame le Professeur A. VARDELLE a su m'inculquer la rigueur scientifique nécessaire pour mener à bien ce travail. Qu'elle veuille bien trouver ici le témoignage de ma profonde et sincère reconnaissance pour ses conseils fructueux et sa grande patience.

A Monsieur le Professeur P. FAUCHAIS, de l'Université de Limoges, j'exprime ma gratitude pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Ces conseils et ses encouragements, tout au long de ses trois années, ont largement contribué à l'avancée de ces travaux.

A Monsieur le Professeur J. HEBERLEIN, de l'Université de Minneapolis, j'exprime ma vive reconnaissance et mon profond respect pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et de participer au jury malgré la barrière de la langue.

J'exprime tous mes remerciements à Monsieur le Professeur A. LEFORT, d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de m'avoir fait l'honneur de siéger parmi les membres du jury.

Je remercie le Professeur S. Vacquié de m'avoir fait l'honneur de participer à ce jury.

A Madame C. DELALONDRE, j'exprime ma vive reconnaissance pour sa patience et sa disponibilité. Ses compétences et ses connaissances ont été le point névralgique qui a permis de mener à bien ce travail.

A Monsieur E. MEILLOT, qui a toujours été présent dans les moments cruciaux et sans qui ce travail n'aurait pas vu le jour, je tiens à témoigner ici ma profonde reconnaissance.

J'exprime tous mes remerciements à Monsieur G. MARIAUX pour avoir accepté de participer à ce jury, ainsi que pour sa disponibilité à répondre à mes questions.

Je voudrais aussi exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J.F. COUDERT pour ses conseils et ses critiques qui ont permis à ce travail d'être ce qu'il est.

Je suis reconnaissant à J. AUBRETON, M.F. ELCHINGER et Y. CRESSAULT pour l'aide qu'ils m'ont apporté sur les propriétés des plasmas.

Je tiens à exprimer ma gratitude à tous ceux m'ont soutenu ou supporter durant ces trois dernières années : Cédric, David, Jérôme, Eric, Eric, Christophe, Riri, Fifi, Steph, Dove, Hub, les pas nous pas nous... Et tous ceux qui, d'une manière ou d'une autre, ont joué un rôle dans ce travail.

J'associe à ces remerciements tous les membres de l'E.N.S.I.L., chercheurs, techniciens, et personnels administratifs avec qui j'ai eu le plaisir de travailler.

## Résumé

Ce travail, mené dans le cadre d'une collaboration avec le CEA-DAM du Ripault et le laboratoire Mécanique des Fluides et Transferts Thermiques d'EDF, porte sur la modélisation 3D et instationnaire du comportement de l'arc électrique et de la formation du jet de plasma dans une torche de projection plasma.

Après avoir rappelé les différents modes de fonctionnement de ce type de torche : mode stationnaire, mode fluctuant et mode de claquage-réamorçage, nous détaillons la structure de l'arc électrique, et, en particulier, les zones cathodiques et anodiques. Puis, nous résumons les principaux modèles numériques proposés dans la littérature pour simuler le comportement de l'arc dans la tuyère. Cette revue permet de définir les hypothèses les plus couramment formulées pour étudier les arcs électriques : E.T.L., fluide newtonien, écoulement laminaire, incompressible et stationnaire, plasma optiquement mince.

Nous présentons ensuite la formulation mathématique du modèle magnétohydrodynamique 3D et instationnaire mis en œuvre pour décrire l'interaction entre l'écoulement de gaz et l'arc électrique, ainsi que les principales hypothèses et conditions aux limites que nous avons utilisées. Dans ce modèle, le claquage de l'arc repose sur une valeur limite  $E_c$  du champ électrique local alors que le réamorçage est réalisé grâce à une colonne chaude imposée dans la zone de la tuyère où la valeur locale du champ électrique dépasse la valeur de consigne  $E_c$ . Les équations du modèle sont résolues à l'aide de la chaîne logicielle ESTET 3.4.

Ce modèle prédit bien de façon qualitative le comportement dynamique de l'arc, en particulier en fonction de la nature du gaz plasmagène ; il conduit à des températures et vitesses de gaz en sortie de tuyère présentant un accord raisonnable avec celles déterminées expérimentalement. Par contre, il surestime la tension d'arc et les dimensions de la tache anodique.

Mots clé: projection plasma, arc électrique, modélisation tridimensionnelle, modélisation instationnaire, MHD, fluctuation d'arc

# Abstract

## **Contribution to the 3D time-dependent modeling of the arc dynamic behavior in a DC plasma spray torch**

This work is devoted to the tri-dimensional time-dependent modeling of the arc behavior in a plasma spray torch. It has been carried out in the frame of a collaboration with the Thermal Spray Laboratory of CEA-DAM, Le Ripault and the laboratory of Fluid Mechanics and Heat Transfers of EDF.

After a summary of the operation modes of a DC plasma torch and the effect of anode erosion on the torch working, the structure of an electric arc is depicted as well as the main models of non-transferred electric arcs proposed in the literature. This review allows the determination of the main assumption and boundary conditions for a “realistic” model of the electric arc.

Then, the equations, assumptions and boundary conditions of the model we have developed are presented and, the CFD code ESTET 3.4 used to solve the model equations. The model is based on a specific value of the local electric field to predict the breakdown of the arc while its restriking is favored by a hot gas column at the spot where the highest value of the electric field is calculated.

This model gives a realistic prediction of the time-dependent arc behavior according to the plasma-forming gas nature and of the temperature and velocity of the gas flow at the nozzle exit. However, it overestimates the torch voltage and dimensions of the anode arc root attachment spot.

### Keywords

Plasma spraying, electric arc, tridimensional modeling, unsteady modeling, MHD, arc fluctuations

# Table des matières

Nomenclature .....	18
Introduction générale.....	28
1. Le procédé de projection par plasma d'arc et le fonctionnement des torches utilisées.....	32
1.1. Principe de la projection par plasma d'arc .....	32
1.2. La torche à plasma d'arc à cathode chaude à courant continu .....	33
1.2.1. Les composants de la torche.....	33
1.2.2. L'injection du gaz plasmagène.....	36
1.3. Formation du jet de plasma .....	38
1.4. Influence de l'usure de la tuyère .....	45
1.5. Ecoulement du jet plasma .....	47
1.6. Influence des fluctuations de l'arc sur l'injection et le traitement des particules dans l'écoulement plasma .....	48
1.7. Les développements récents dans les torches de projection à courant continu.....	50
1.8. Conclusion.....	52
2. L'arc électrique : description et modélisation .....	54
2.1. Description phénoménologique de l'arc électrique.....	54
2.1.1. La zone cathodique.....	54
2.1.1.1.L'émission thermoélectronique.....	54
2.1.1.2.Structure de la zone cathodique .....	55
2.1.1.3.Bilan d'énergie à la cathode .....	57
2.1.2. La zone anodique .....	58
2.1.2.1.Structure de la zone anodique .....	58
2.1.2.2.Bilan d'énergie à l'anode .....	60

2.2. Les modèles d'arcs électriques proposés dans la littérature.....	61
2.2.1. Modèle 0D.....	62
2.2.2. Modèle 1D.....	63
2.2.3. Modèle 2D et 3D.....	65
2.3. Conclusion.....	77
3. Le modèle MHD et les développements réalisés .....	78
3.1. Modélisation de l'arc électrique .....	78
3.1.1. Equations générales.....	78
3.1.2. Hypothèses générales .....	82
3.1.3. Justification des hypothèses .....	83
3.1.4. Simplification des équations de l'électromagnétisme .....	96
3.1.4.1.Loi d'ampère .....	96
3.1.4.2.Loi d'Ohm et loi de Faraday .....	98
3.1.4.3.Récapitulatif des équations de l'électromagnétisme utilisées dans le modèle.....	101
3.1.4.4.Détermination du champ électrique .....	101
3.1.4.5.Détermination du champ magnétique .....	102
3.1.5. Les propriétés thermodynamiques et de transport des gaz utilisés .....	104
3.1.6. Conditions aux limites.....	108
3.1.7. Modélisation du claquage – réamorçage de l'arc.....	112
3.2. Le code de calcul ESTET 3.4.....	113
3.2.1. Potentialités du code ESTET 3.4 (schéma de la chaîne logicielle).....	114
3.2.2. Le mailleur simail.....	116
3.2.3. Le domaine de résolution .....	118
3.2.4. Discrétisation des équations .....	118
3.2.5. Démarrage d'un calcul.....	122



3.3. Conclusion.....	124
4. Méthodologie et résultats de l'étude .....	125
4.1. Validation de la prise en compte de l'électromagnétisme dans le code ESTET 3.4.....	125
4.1.1. Description du cas, hypothèses et équations .....	125
4.1.2. Conditions aux limites – domaine de calcul.....	127
4.1.3. Résultats – comparaison à la solution analytique.....	129
4.2. Etude d'un arc soufflé dans les conditions de projection plasma .....	134
4.2.1. Ecoulement du gaz froid dans la tuyère .....	134
4.2.1.1. Description du cas, hypothèses et équations .....	134
4.2.1.2. Conditions aux limites – domaine de calcul.....	135
4.2.1.3. Résultats .....	140
4.2.2. Modélisation du domaine arc électrique .....	150
4.2.2.1. Description du cas, hypothèses et équations .....	150
4.2.2.2. Conditions aux limites – domaine de calcul.....	150
4.2.2.3. Résultats .....	154
4.2.2.3.1. Arc dans l'argon pur.....	154
4.2.2.3.2. Calcul d'un arc dans le mélange argon hydrogène 45-15 NL.min <sup>-1</sup> .....	160
4.3. Conclusion.....	179
Conclusion générale et perspectives .....	180

## Liste des tableaux

Tableau 2-1 : principaux résultats de l'étude d'un arc transféré dans une atmosphère d'argon par Hsu et Pfender [80] ( <sup>a</sup> pour une distance inter-électrode de 1 cm et <sup>b</sup> de 2 cm) .....	72
Tableau 2-2 : comparaison 2D/3D des principaux résultats de l'étude d'une torche à plasma [99] (200 A, débit d'argon 35 NI.min <sup>-1</sup> ).....	77
Tableau 3-1 : Nombre de Reynolds en entrée du domaine plasma et dans la colonne d'arc.....	86
Tableau 4-1 : conditions aux limites .....	128
Tableau 4-2 : conditions aux limites .....	137
Tableau 4-3 : Influence de la condition de claquage sur la fréquence, la tension maximale, la vitesse maximale et la température maximale en sortie de tuyère (Ar-H <sub>2</sub> 45/15 NI.min <sup>-1</sup> , 600 A) .....	167
Tableau 4-4 : Influence de l'intensité du courant sur la vitesse et la température maximales en sortie de tuyère sur l'axe et sur la valeur maximale de la tension d'arc (Ar-H <sub>2</sub> 45/15 NI.min <sup>-1</sup> , E <sub>cons</sub> = 2,5 10 <sup>5</sup> V.m <sup>-1</sup> ) .....	172
Tableau 4-5 : temps d'apparition de la phase liquide et de la phase vapeur, en fonction du flux imposé en surface .....	179

## Liste des figures

Figure 1 : Schéma de principe de la projection par plasma à l'air.....	33
Figure 2 : Pointe de cathode après différentes durées d'utilisation (photo SEM) (a- 5, b- 20, c-40 et d- 6 minutes [2].....	35
Figure 3 : Les différents types d'injection du gaz plasmagène dans une torche utilisée en projection thermique.....	37
Figure 4 : Forces agissant sur le pied et la colonne d'arc [5] .....	38
Figure 5 : Evolution de la tension d'arc pour $I=204$ A, $Ar/H_2$ : 45-15 NI/mn, $D=8$ mm, injection axiale [5] .....	40
Figure 6 : Représentation schématique du réaccrochage du pied d'arc avec émission de « bouffées » de plasma [5].....	41
Figure 7 : Différents type de claquage de l'arc dans une torche à plasma d'arc [38].....	42
Figure 8 : Différents modes de claquage selon l'épaisseur de la couche limite froide (0 : mode stable, 1 : mode fluctuant, 2 : mode claquage – réamorçage [2] (diamètre de tuyère 8 mm et intensité du courant d'arc de 500 à 900 A).....	42
Figure 9 : Représentation de la tension en fonction du temps d'observation et vue correspondante du pied d'arc [21] : .....	44
Figure 10: Spectre des fluctuations de tension en fonction de l'usure de la tuyère [41] (mélange Argon Hélium 48/12 NI.min <sup>-1</sup> , courant d'arc 800 A). .....	46
Figure 11 : Fluctuations de la température de particules d'alumine en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma $Ar/H_2$ 35/10 NI/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW [46].....	49
Figure 12 : Fluctuations de la vitesse de particules d'alumine en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma $Ar/H_2$ 35/10 NI/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW [46].....	50
Figure 13 : Schéma de principe [50] et vues externe de la torche triplex de Sulzer Metco [51] .....	51
Figure 14 : Schéma de principe de la torche LARGE [50] .....	52
Figure 15 : Représentation schématique du développement de l'arc électrique dans une torche de type projection. ....	54
Figure 16 : Modèle de la zone cathodique [56].....	56
Figure 17 : Structure de la zone anodique [53].....	59

Figure 18 : domaine de calcul et forme de l'arc pour un arc transféré [80].....	72
Figure 19 : comparaison de la température pour un arc transféré et un modèle 2D ou 3D (arc de 1 cm dans l'argon, 200 A) [100].....	73
Figure 20 : (a) température des électrons et des lourds dans la zone cathodique en fonction de la distance à la paroi, (b) vitesse de vaporisation ( $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ) de l'anode en fonction de la distance à la paroi [60].....	74
Figure 21 : température, densité électronique et champ électrique dans la couche cathodique [83].....	75
Figure 22 : température (a) et vitesse (b) sur l'axe de la torche pour un écoulement laminaire et turbulent [87].....	75
Figure 23 : comparaison entre des écoulements laminaire et turbulent (débit d'argon 20 $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$ , 100 A, longueur de l'arc 15 mm) [88].....	76
Figure 24 : Schéma et dimensions de la torche étudiée. ....	84
Figure 25 : Evolution de $\gamma$ en fonction de la température à la pression atmosphérique pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$ [110].....	88
Figure 26 : Evolution de la célérité du son c en fonction de la température à la pression atmosphérique pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$ [110].....	89
Figure 27 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur le coefficient d'émission nette d'un plasma Ar-H <sub>2</sub> pour une sphère de plasma de rayon 1 mm [111]. ....	90
Figure 28 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur la conductivité thermique d'un plasma Ar-H <sub>2</sub> [111]. ....	91
Figure 29 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur la viscosité d'un plasma Ar-H <sub>2</sub> [111].....	91
Figure 30 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur la conductivité électrique d'un mélange Ar-H <sub>2</sub> [111]. ....	92
Figure 31: Méthode de résolution des équations de l'électromagnétisme pour une géométrie 2D axisymétrique et une géométrie 3D.....	103
Figure 32 : Evolution de la conductivité thermique $\kappa$ en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$ .....	106

Figure 33 : Coefficient d'émission nette en fonction de la température à la pression atmosphérique pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> pour différents rayon de la sphère plasma (R en m) [111].	107
Figure 34 : Schémas des domaines de calcul.	108
Figure 35 : Schémas représentatifs du claquage : (a) déplacement naturel du pied d'arc, (b) instant d'initiation du claquage, (c) phase de claquage-réamorçage (10 <sup>-6</sup> s), (d) déplacement naturel du pied d'arc après le réamorçage	113
Figure 36 : Schéma de la chaîne logicielle.	116
Figure 37 : Evolution du pas d'espace dans le direction x.	117
Figure 38 : Schéma de principe du calcul de l'angle $\varphi$ .	117
Figure 39 : Grilles semi-décalées utilisées pour la discrétisation des équations.	118
Figure 40 : Schéma descriptif de l'organisation générale du code ESTET	122
Figure 41: Représentation du cylindre traversé par une densité de courant $\vec{j}$ constante et du système de coordonnées utilisé pour les calculs.	126
Figure 42 : Domaine de calcul	128
Figure 43 : Représentation du maillage curviligne utilisé pour valider le module électromagnétique à partir du calcul du champ magnétique à l'intérieur et à l'extérieur du fil lorsqu'il est traversé par une densité de courant constante (57*57*30 nœuds).	129
Figure 44: Cartographie de l'enthalpie (a) et de la conductivité électrique (b) dans le plan médian (xOy) (600A, ArH <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> ).	130
Figure 45: Cartographie du potentiel dans le plan (yOz) (600A, ArH <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> ).	130
Figure 46 : Profil de la composante z du potentiel vecteur magnétique dans le plan (yOz) (200 A).	131
Figure 47 : Profil de la composante x du champ magnétique dans le plan (yOz) (200 A)	131
Figure 48 : Profil de la composante z du potentiel vecteur magnétique dans le plan (yOz) (600 A).	132
Figure 49 : Profil de la composante x du champ magnétique dans le plan (yOz) (600 A)	132
Figure 50 : Nombre de Reynolds en différents points de la torche pour de l'argon à 300 K, sous une pression de 0,1 Mpa.	135
Figure 51 : Domaine de calcul utilisé pour un écoulement de gaz froid.	136
Figure 52 : Maillage du domaine de calcul « écoulement froid » (49*49*97 mailles).	139

Figure 53 : Champ de pression dans le plan médian pour un écoulement d'argon pur (60 NL.min <sup>-1</sup> ) (a) et pour un mélange argon hydrogène (45-15 NL.min <sup>-1</sup> ) (b) (cas laminaire) .....	141
Figure 54 : Champ de la norme du vecteur vitesse dans le plan médian pour un écoulement d'argon pur (60 NL.min <sup>-1</sup> ) (a) et pour un mélange argon hydrogène (45-15 NL.min <sup>-1</sup> ) (b) (cas laminaire) .....	142
Figure 55 : Champ de la norme du vecteur vitesse dans le plan médian pour un écoulement d'argon pur (60 NL.min <sup>-1</sup> ) (a) et pour un mélange argon hydrogène (45-15 NL.min <sup>-1</sup> ) (b) (cas turbulent) .....	143
Figure 56 : viscosité turbulente pour un mélange argon hydrogène (45-15 NL.min <sup>-1</sup> ) .....	144
Figure 57 : Courbes de vitesse en pointe de cathode (distribution radiale dans le plan TS Figure 51) (a) et en sortie de tuyère (b) .....	145
Figure 58 : Champ de vitesse (a) et de pression (b) dans le plan médian pour le mélange argon hydrogène (45-15 NL.min <sup>-1</sup> ) dans le cas d'une injection en vortex .....	147
Figure 59 : Composante radiale (a), composante longitudinale (b) et rapport de la composante longitudinale sur la composante radiale (c) de la vitesse dans le plan médian pour le mélange argon hydrogène (45-15 NL.min <sup>-1</sup> ) dans le cas d'une injection en vortex. ....	148
Figure 60 : Contribution des différentes composantes de la vitesse en pointe de cathode (a) et en sortie de tuyère (b) (composante selon x, y, z, vitesse totale, composante radiale et rapport de la composante axiale sur la composante radiale) .....	149
Figure 61 : Domaine de calcul utilisé pour la modélisation de l'arc électrique .....	151
Figure 62 : Maillage du domaine de calcul : (a) dans le plan k=1, (b) dans le plan médian (yOz), (c) vue globale (37*37*73 mailles) .....	153
Figure 63 : Initialisation du calcul : isotherme à 10000 K sur laquelle est représenté le potentiel électrique en différentes couleurs (a) t = 5 10 <sup>-6</sup> s, (b) t = 4 10 <sup>-5</sup> s, (c) t = 6 10 <sup>-5</sup> s, (d) t = 8 10 <sup>-5</sup> s (Ar, 60 NL.min <sup>-1</sup> , 600 A) .....	156
Figure 64 : Evolution de l'intensité et de la tension durant les premiers instants du calcul ..	157
Figure 65 : Isotherme à 6000 K sur laquelle est représentée la densité de courant en différentes couleurs : (a) t = 9 10 <sup>-5</sup> s, (b) t = 10 <sup>-4</sup> s, (c) t = 1.1 10 <sup>-4</sup> s , (d) t = 1.3 10 <sup>-4</sup> s .....	158

Figure 66 : Champ de température et de la norme de la vitesse dans différents plans de l'arc à $t = 1.5 \cdot 10^{-4}$ s .....	159
Figure 67 : Vue d'une iso-mach à 0,3 et cartographie du champ de pression dans le plan (yOz) à $t = 1,4 \cdot 10^{-4}$ s pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> et une intensité de 600 A.....	161
Figure 68 : Composantes radiale (a) et longitudinale (b) du vecteur vitesse à l'instant $t=3 \cdot 10^{-4}$ s pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> et une intensité de 600 A. ....	162
Figure 69 : Composantes radiale et longitudinale du vecteur vitesse dans le plan de sortie de la torche (a) et suivant un axe parallèle à l'axe de la torche ( $x = y = 1,5 \cdot 10^{-3}$ m) (b) à l'instant $t=4,3 \cdot 10^{-4}$ s pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> et une intensité de 600 A. ....	163
Figure 70 : Isotherme 10000 K colorée par le potentiel électrique pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> et une intensité de 600 A pour une condition de type flux imposé (a), (b), (c) et coefficient d'échange imposé (d), (e), (f) .....	165
Figure 71 : Variation de la température et de la vitesse maximales (a) ainsi que du potentiel électrique avant claquage et de la fréquence de claquage (b) avec la valeur du champ électrique de consigne.....	168
Figure 72 : Profil de tension, de vitesse et de la température sur l'axe en sortie de tuyère pour une valeur de consigne du champ électrique de $1,5 \cdot 10^5$ V.m <sup>-1</sup> (a), (b), (c) et une valeur de consigne de $3 \cdot 10^5$ V.m <sup>-1</sup> (d), (e), (f) .....	170
Figure 73 : Profil de température suivant le type d'injection des gaz, axial (a) ou en vortex (b) dans le plan médian (yOz) (Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> , 600 A) .....	171
Figure 74 : Température et vitesse moyenne en sortie de tuyère selon l'axe (Ox) (Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> , 600 A, $2,5 \cdot 10^5$ V.m <sup>-1</sup> ).....	174
Figure 75 : description du modèle physique (a) et évolution de l'enthalpie en fonction de la température (b) [134] .....	177
Figure 76 Evolution de la température dans la paroi anodique pour un flux thermique imposé en surface de $5 \cdot 10^9$ W.m <sup>-2</sup> en fonction du temps de stagnation du pied d'arc .....	178
Figure 77 Evolution de l'épaisseur vaporisée et liquéfiée pour un flux thermique imposé en surface de $5 \cdot 10^9$ W.m <sup>-2</sup> en fonction du temps de stagnation du pied d'arc.....	178

Figure 78 : Evolution de la chaleur massique à pression constante $C_p$ en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> .....	202
Figure 79 : Evolution de l'enthalpie massique $h$ en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> .....	202
Figure 80 : Evolution du logarithme de la masse volumique $\rho$ en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> .....	203
Figure 81 : Evolution de la viscosité $\mu$ en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> .....	203
Figure 82 : évolution de la conductivité électrique $\sigma$ en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H <sub>2</sub> 45/15 Nl.min <sup>-1</sup> .....	204



## Liste des annexes

Annexes.....	201
Annexe 1 propriétés des gaz utilisés dans cette étude.....	202

# Nomenclature

Remarque : Lorsqu'un même symbole représente des variables différentes, sa signification sera précisée dans le contexte.

$a_{\text{ext}}$	: valeur du potentiel vecteur magnétique à l'extérieur du fil	T.m
$a_{\text{int}}$	: valeur du potentiel vecteur magnétique à l'intérieur du fil	T.m
$A$	: variable du modèle de Fowler Nordheim	$\text{A.m}^2.\text{V}^{-2}$
$\vec{A}$	: potentiel vecteur magnétique	T.m
$A_i^n$	: composante $i$ du potentiel vecteur magnétique à l'étape $n$	T.m
$\vec{A}^n$	: potentiel vecteur magnétique à l'étape $n$	T.m
$B$	: variable du modèle de Fowler Nordheim	$\text{V.m}^{-1}.\text{eV}^{-1}$
$\vec{B}$	: induction magnétique	T
$\vec{B}^n$	: induction magnétique à l'étape $n$	T
$B_c$	: champ magnétique caractéristique	T
$B_{\text{ext}}$	: valeur du champ magnétique à l'extérieur du fil	T
$B_{\text{int}}$	: valeur du champ magnétique à l'intérieur du fil	T
$B_i^n$	: composante $i$ du champ magnétique à l'étape $n$	T
$B_\theta$	: composante circonférentielle du champ magnétique	T
$c$	: célérité du son	$\text{m.s}^{-1}$
$C_p$	: chaleur massique	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

$C_{p,i}$	: chaleur massique de l'espèce i	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$d$	: diamètre	m
$D$	: diamètre de la tuyère	m
$D_{ij}$	: coefficient de diffusion	$m^2.s^{-1}$
DPOT	: différence de potentiel	V
$\overrightarrow{dS}$	: élément de surface	$m^2$
$E$	: norme du champ électrique	$V.m^{-1}$
$\vec{E}$	: champ électrique	$V.m^{-1}$
$E_c$	: champ électrique caractéristique de l'arc	$V.m^{-1}$
$E_{cons}$	: champ électrique de consigne pour le claquage	$V.m^{-1}$
$E_i^n$	: composante i du champ électrique à l'étape n	$V.m^{-1}$
$F$	: fréquence des fluctuations électriques	Hz
$\overrightarrow{F}^n$	: forces de Laplace à l'étape n	$kg.m.s^{-2}$
$G$	: débit de gaz	$Nl.min^{-1}$
$h$	: enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
$h_i$	: enthalpie massique de l'espèce i	$J.kg^{-1}$
$h^n$	: enthalpie massique à l'étape n	$J.kg^{-1}$
$\hat{h}$	: valeur temporaire de l'enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
$h_{conv}$	: coefficient d'échange par convection	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$h_{eq}$	: coefficient d'échange équivalent	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$h_{ext}$	: coefficient d'échange avec le milieu extérieur	$W.m^{-2}.K^{-1}$

$h_p$	: coefficient d'échange de la paroi	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$H_0$	: enthalpie massique de référence	$J.kg^{-1}$
$I$	: intensité du courant d'arc	A
$I^*$	: intensité du courant d'arc avant recalage	A
$\vec{j}$	: densité du courant électrique	$A.m^{-2}$
$\vec{j}^*$	: densité du courant électrique avant recalage	$A.m^{-2}$
$\vec{j}^n$	: densité du courant électrique à l'étape n	$A.m^{-2}$
$j_i^n$	: composante i de la densité de courant à l'étape n	$A.m^{-2}$
$j$	: densité de courant totale	$A.m^{-2}$
$j_e$	: densité de courant électronique	$A.m^{-2}$
$j_i$	: densité de courant ionique	$A.m^{-2}$
$L$	: longueur de la tuyère	m
$L_c$	: longueur caractéristique de l'arc	m
$m_i$	: masse des ions	kg
$M$	: masse molaire	$g.mol^{-1}$
$M_i$	: masse molaire de l'espèce i	$g.mol^{-1}$
$n_a$	: densité atomique	$at.m^{-3}$
$n_e$	: densité électronique	$e^{-}.m^{-3}$
$n_i$	: densité ionique	$ion.m^{-3}$
$p$	: pression	Pa

$p^n$	: pression à l'étape n	Pa
$P_a$	: puissance recueillie sur l'anode	W
$P_c$	: puissance apportée sur la cathode	W
$P_{conv}$	: puissance dissipée par convection	W
$P_e$	: puissance électrique	W
$P_{elec}$	: puissance dissipée par les électrons	W
$P_{ray}$	: puissance dissipée par rayonnement	W
$P_{vap}$	: puissance dissipée par vaporisation	W
$P_\lambda$	: puissance dissipée par conduction thermique	W
Pot	: potentiel électrique	V
Pot <sup>n</sup>	: potentiel électrique à l'étape n	V
Pot <sup>*</sup>	: potentiel électrique avant recalage	V
$\overset{o}{q}$	: pertes thermiques	W
$q_{tot}$	: charge électrique	C
r	: rayon	m
$r_a$	: rayon de l'anode	m
$r_c$	: rayon de la cathode	m
R	: rayon d'une conduite cylindrique	m
$R_c$	: rayon caractéristique de l'arc	m
s	: entropie	J.K <sup>-1</sup>
$S_{rad}$	: terme source de rayonnement	W.m <sup>-2</sup>

$S_{rad}^n$	: terme source de rayonnement à l'étape n	$W.m^{-2}$
T	: température	K
$T_c$	: température caractéristique du milieu	K
$T_e$	: température électronique	K
$T_{ext}$	: température du milieu extérieur	K
$T_{max}$	: température maximale	K
$T_0$	: température de référence	K
$T_p$	: température de la paroi	K
t	: temps	s
$t_c$	: temps caractéristique de l'arc	s
$v(t)$	: tension d'arc instantanée	V
$\vec{V}$	: vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
V	: norme du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$V_a$	: chute anodique du potentiel électrique	V
$V_a$	: composante axiale du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$V_c$	: vitesse caractéristique du fluide	$m.s^{-1}$
$V_c$	: chute cathodique du potentiel électrique	V
$V_i$	: potentiel d'ionisation	V
$V_i$	: composante i du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$V_i^*$	: valeur prédictive de la composante i du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$

$V_i^n$	: composante i du vecteur vitesse à l'étape n	$m.s^{-1}$
$\hat{V}_i$	: valeur temporaire de la composante i de la vitesse	$m.s^{-1}$
$V_{max}$	: valeur maximale de la norme du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$V_n$	: projection de la vitesse sur la normale à la facette	$m.s^{-1}$
$V_r$	: composante radiale du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$V_s$	: potentiel d'extraction du métal	V
$X_i$	: fraction massique de l'espèce i	$kg.kg^{-1}$
$x_i$	: composantes du vecteur position	m
$z$	: altitude	m

#### Lettres Grecques

$\varepsilon_n$	: coefficient d'émission nette	$W.m^{-3}.st^{-1}$
$\phi_i$	: fraction volumique de l'espèce i	$m^3.m^{-3}$
$\eta$	: viscosité cinématique	$s.m^{-2}$
$\varphi$	: travail extraction du matériau	eV
$\kappa$	: conductivité thermique	$W.m^{-1}.k^{-1}$
$\kappa_t$	: conductivité thermique turbulente	$W.m^{-1}.k^{-1}$
$\nu_{e\beta}$	: fréquence moyenne de collision des électrons avec les particules $\beta$	Hz
$\rho$	: masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\kappa$	: conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$

$\kappa_i$	: conductivité thermique de l'espèce i	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\lambda_D$	: longueur de Debye	m
$\lambda$	: libre parcours moyen des molécules	m
$\mu$	: viscosité dynamique	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$\mu_i$	: viscosité dynamique de l'espèce i	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$\mu_t$	: viscosité dynamique turbulente	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$\theta$	: angle	deg.
$\rho$	: masse volumique	$\text{kg.m}^{-3}$
$\rho^n$	: masse volumique à l'étape n	$\text{kg.m}^{-3}$
$\rho_i$	: masse volumique de l'espèce i	$\text{kg.m}^{-3}$
$\sigma$	: conductivité électrique	$\text{S.m}^{-1}$
$\sigma(\vec{V})$	: section efficace de collision	$\text{m}^2$
$\sigma_c$	: conductivité électrique caractéristique du milieu	$\text{S.m}^{-1}$
$\sigma_i$	: conductivité électrique de l'espèce i	$\text{S.m}^{-1}$
$\sigma^n$	: conductivité électrique à l'étape n	$\text{S.m}^{-1}$
$\vec{\tau}$	: tenseur des contraintes visqueuses	$\text{J.m}^{-3}$
$\tau_{\text{co-courant}}$	: durée de vie d'un pied d'arc co-courant	s
$\tau_{\text{contre-courant}}$	: durée de vie d'un pied d'arc contre-courant	s
$\tau_{ij}$	: composante i,j du tenseur des contraintes visqueuses	$\text{J.m}^{-3}$



$\omega_p$	: fréquence plasma	Hz
$\Delta t$	: pas de temps	s
$\Delta h$	: variation de h sur un pas de temps	J.kg <sup>-1</sup>
$\Delta p$	: gradient de pression	Pa
$\Sigma$	: énergie interne par unité de masse	J.kg <sup>-1</sup>
$\Pi_i$	: surface du plan i	m <sup>2</sup>

#### Nombres sans dimensions

a	: variable du modèle de Mac Keown
$A_{ij}$	: coefficient de la formule de Maxon et Saxena
CDTJ	: variable de calcul
$C_{pot}$	: constante de recalage
$M_a$	: nombre de Mach
n	: normale à la paroi
$n_c$	: nombre de constituant du mélange
$n_p$	: nombre de plan de recalage
$R_e$	: nombre de Reynolds
$R_{mag}$	: nombre de Reynolds magnétique
$R_{th}$	: rendement thermique
$R_\omega$	: paramètre d'écran
vort	: vortacité de l'écoulement

- $\alpha$  : degré d'ionisation de plasma  
 $\alpha$  : constante pour la description du vecteur vitesse  
 $\beta$  : constante pour la description du vecteur vitesse  
 $\beta_e$  : paramètre de Hall  
 $\delta_{ij}$  : symbole de Kroneker  
 $\varepsilon_{ilm}$  : opérateur de permutation  
 $\gamma$  : constante pour la description du vecteur vitesse  
 $\gamma$  : rapport  $C_p/C_v$   
 $\varphi_{ij}$  : coefficient de la formule de Wilke  
 $\theta$  : angle  
 $\zeta$  : variable de calcul

#### Constante

$C_\mu$	: constante de Karman	0,09
$e$	: charge de l'électron	$1,602 \cdot 10^{-19}$ C
$\vec{g}$	: gravité	$9,81 \text{ m.s}^{-2}$
$h$	: constante de Planck	$6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s
$k_B$	: constante de Boltzmann	$1,3806 \cdot 10^{-23}$ J.K <sup>-1</sup>
$m_e$	: masse de l'électron	$9,109 \cdot 10^{-31}$ kg
$p_{\text{atm}}$	: pression atmosphérique	101300 Pa

R	:	constante des gaz parfait	8,314 J.K <sup>-1</sup> .mol <sup>-1</sup>
$\epsilon_0$	:	permittivité du vide	8,84 10 <sup>-12</sup> F.m <sup>-1</sup>
$\kappa$	:	constante de Karman	0,41
$\mu_0$	:	perméabilité du vide	4 $\pi$ 10 <sup>-7</sup> H.m <sup>-1</sup>

# Introduction générale

## Contexte de l'étude

La première utilisation industrielle des torches à plasma d'arc date de 1905 pour la production d'oxydes d'azote selon le procédé Birkeland et Eyde. Cette application qui a été arrêtée en 1920 avait une puissance totale de quelques centaines de mégawatts. Ensuite, en 1939, la société Hüls a développé des torches de 8,5 mégawatts pour la production d'acétylène, à partir d'hydrogène et de méthane. Cette installation est toujours en fonctionnement [1].

Les torches à plasma d'arc couvrent maintenant une gamme de puissance variant de quelques kilowatts à plusieurs mégawatts. Elles sont utilisées dans des applications variées dont les principales sont : le découpage, le soudage, le rechargement par arc transférés, la projection par plasma, la refusion – purification de métaux, le chauffage de répartiteurs de coulée et la métallurgie extractive par des fours à électrodes en graphite. Les applications en cours de développement concernent la destruction des déchets, la fabrication de pièces de forme par plasma formage et le chauffage de l'air (cubilots, production de métaux) [1].

Ces applications font appel aux spécificités du plasma thermique :

- une densité d'énergie élevée :  $\sim 10^6 - 10^7 \text{ J.m}^{-3}$  ;
- la production d'espèces réactives avec la possibilité de réactions spécifiques et de cinétiques rapides ;
- la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique ce qui permet le contrôle de l'environnement et rend envisageable le contrôle du procédé.

Cependant, ces torches à plasma souffrent de l'instabilité de l'arc et de l'usure des électrodes qui affectent la reproductibilité du procédé et du produit. Ces deux phénomènes jouent, en particulier, un rôle prépondérant dans le procédé de projection par plasma d'arc pour lequel le temps de résidence des particules du matériau pulvérisé traité dans l'écoulement plasma est de l'ordre de grandeur du temps caractéristique des fluctuations de l'arc [2].

Le mouvement continu du pied d'arc se traduit par des fluctuations de la tension d'arc et donc de l'enthalpie fournie au jet de plasma. Ces fluctuations entraînent des variations des dimensions du jet de plasma ainsi que des champs de vitesse et de température. Suivant l'instant auquel les particules sont injectées dans le plasma, elles auront donc des histoires thermiques et cinétiques différentes conduisant à des paramètres différents pour les particules à l'impact, et ainsi à des propriétés variables dans les dépôts. Il importe donc de connaître et de maîtriser les fluctuations pour assurer la reproductibilité des dépôts.

Cependant compte tenu du flux de chaleur transféré par l'arc à l'anode, le déplacement du pied d'arc est nécessaire pour assurer la survie de l'électrode à moins de changer la conception de la torche (division du courant, ...). La maîtrise de ce procédé et de la reproductibilité des propriétés des dépôts réalisés par cette technologie requièrent une bonne compréhension des phénomènes qui régissent le comportement dynamique de l'arc et la formation du jet de plasma. La modélisation de ce milieu complexe peut aider à cette compréhension.

### Positionnement de la thèse

La laboratoire Science des Procédés Céramiques et Traitements de Surface (SPCTS) [3] de l'Université de Limoges travaille depuis plus de 25 ans sur les torches à plasma d'arc et leurs applications industrielles, en particulier dans le domaine de la projection plasma. Il a développé une double approche, expérimentale et numérique, pour étudier les phénomènes qui régissent ce procédé depuis la formation de l'arc [4, 5] jusqu'à la construction du dépôt [6, 7, 8, 9, 10], en passant par le calcul des propriétés [11], et l'injection des particules [12, 13, 14, 15]. Ces études ont donné lieu, en particulier, au développement d'outils de diagnostic spécifiques sur la phase gazeuse ou sur la phase particulaire et ont conduit à développer des outils de contrôle en ligne de ce procédé [16, 17].

Ce travail de thèse s'inscrit dans le projet d'une modélisation du procédé de projection par plasma d'arc dans son intégralité, dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire SPCTS et le laboratoire de projection thermique du centre CEA du Ripault. Cette modélisation devrait permettre, à terme, d'aider à :

- avoir une meilleure compréhension des phénomènes qui régissent le procédé, et ainsi aider à la fiabiliser ;

- optimiser les conditions opératoires pour un matériau donné ;
- concevoir une démarche pour le contrôle en ligne du procédé en boucle fermée.

Notre travail concerne la partie la plus amont du procédé, c'est à dire la formation du jet de plasma dans la tuyère. Il consiste en une modélisation et simulation numérique du comportement dynamique de l'arc avec une géométrie tridimensionnelle, grâce au couplage des équations de la mécanique des fluides et des lois de l'électromagnétisme. La résolution des équations du modèle du procédé de projection plasma est réalisée à l'aide du code ESTET développé par le groupe Mécanique de Fluides et Transferts Thermiques (MFTT) du centre EDF de Chatou qui a participé activement à cette étude.

### Méthodologie de l'étude

Nous avons choisi de travailler avec des conditions opératoires de la torche similaires à celles conventionnellement utilisées pour la réalisation de dépôts céramiques, c'est à dire un mélange plasmagène constitué de 45  $\text{NL}\cdot\text{min}^{-1}$  d'argon et 15  $\text{NL}\cdot\text{min}^{-1}$  d'hydrogène à 600 A avec une tuyère de 7 mm de diamètre. Outre l'intérêt de ces conditions pour les partenaires industriels de ce projet, elles présentent la particularité de conduire à un mode de fonctionnement de l'arc de type claquage-réamorçage. Ce mode est caractérisé par une variation temporelle de la tension en dents de scie. Il a fait l'objet de nombreuses études expérimentales [5, 18, 19, 20, 21, 22]

Nos travaux se sont articulés en 4 phases :

- étude bibliographique des modèles d'arc proposés dans la littérature pour des arcs soufflés transférés et non transférés ;
- développement d'un modèle instationnaire, 3D pour un arc soufflé non transféré ;
- validation des lois de l'électromagnétisme prises en compte dans le code de calcul ESTET 3.4 utilisé pour la résolution des équations du modèle.
- Simulation numérique du comportement de l'arc avec, en particulier, l'étude de l'influence des paramètres liés au modèle (initialisation et paramètre du claquage réamorçage) et de paramètres influençant le procédé (nature et type d'injection du mélange plasmagène, intensité), ainsi que la comparaison avec des résultats obtenus expérimentalement.

## Organisation du manuscrit

Le premier chapitre présente brièvement le procédé de projection par plasma d'arc et les principaux phénomènes qui contrôlent le traitement de la poudre.

Le second chapitre s'intéresse à la description des différentes zones qui constituent un arc électrique : zone cathodique, colonne d'arc, zone anodique et décrit l'état de l'art dans le domaine de la modélisation des arcs électriques à courant continu.

Le troisième chapitre traite du modèle développé. Il présente la formulation mathématique du problème physique, les hypothèses du modèle et les conditions aux limites pour les équations de Navier et Stokes et celles de l'électromagnétisme.

Le dernier chapitre est consacré aux résultats obtenus, à l'aide du code de calcul ESTET 3.4. Ces résultats portent successivement sur :

- la validation 3D du module électromagnétique du code de calcul ;
- le calcul des champs de l'écoulement froid à l'intérieur de la torche ;
- le calcul d'un arc « physique » dans l'hypothèse de l'ETL avec une variation des principaux paramètres (intensité, nature et type d'injection du mélange plasmagène);
- la modélisation du claquage et réamorçage de l'arc ;
- la validation sur les mesures de tension d'arc et couplage arc-écoulement en sortie de tuyère.

# 1. Le procédé de projection par plasma d'arc et le fonctionnement des torches utilisées

Après avoir décrit, de façon générale, le procédé de projection par plasma d'arc, nous présentons dans ce chapitre les différents composants d'une torche de projection. Nous décrivons, ensuite, les différents modes de fonctionnement de l'arc observés pour ce type de torche, ainsi que l'influence de l'usure de la tuyère sur ces modes. Nous terminons ce chapitre par la présentation des torches récentes développées pour tenter de s'affranchir de certaines contraintes des torches existantes.

## 1.1. Principe de la projection par plasma d'arc

La projection plasma consiste à introduire des particules solides dans un jet de gaz, dont la température atteint couramment 12000 K et la vitesse 1000-1500 m.s<sup>-1</sup>, et dans lequel elles sont accélérées et fondues avant de s'écraser sur la pièce à revêtir. Le dépôt est ainsi formé par l'empilement des lamelles solidifiées obtenues par l'impact des particules sur le substrat préalablement « préparé » (Figure 1). Ce procédé est utilisé, en particulier, pour déposer des matériaux à haute température de fusion tels que des alliages réfractaires ou des céramiques. Il fait désormais partie de la panoplie des bureaux d'études et des ingénieurs en recherche et développement pour résoudre de nombreux problèmes d'ingénierie des surfaces. Les principales applications des dépôts réalisés par projection plasma sont : la résistance à l'usure et à la corrosion, l'isolation thermique et électrique, ... Ces dépôts sont actuellement utilisés dans la plupart des secteurs industriels [23, 24, 25] et en particulier dans le bio-médical, la mécanique, l'aéronautique, le nucléaire, la chimie, ...[26]



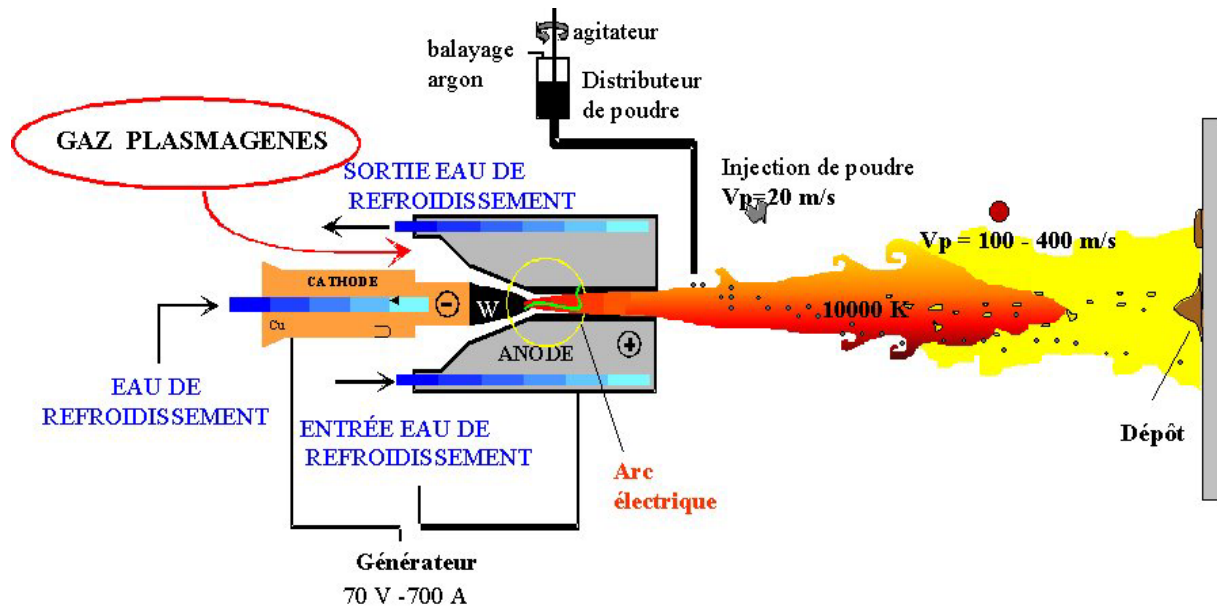


Figure 1 : Schéma de principe de la projection par plasma à l'air

Malgré cette grande diversité d'applications, certains phénomènes mis en jeu dans ce procédé sont encore mal compris [27], en particulier, la formation du jet de plasma dans la torche, le comportement dynamique de l'arc et son interaction avec les électrodes. Ces phénomènes, qui se traduisent par des fluctuations de la tension de l'arc et donc d'énergie fournie au gaz plasmagène, introduisent un caractère aléatoire dans le procédé. Ils font l'objet de recherches dans différents laboratoires tant au niveau fondamental qu'au niveau appliqué avec le développement de nouvelles géométries ou conception de torches pour maîtriser les fluctuations de l'arc, réduire l'usure des tuyères et ainsi mieux contrôler la reproductibilité du procédé et diminuer son coût [28, 29].

## 1.2. La torche à plasma d'arc à cathode chaude à courant continu

### 1.2.1. Les composants de la torche

Les torches conventionnelles utilisées en projection plasma sont constituées d'une cathode en forme de tige et d'une anode concentrique qui assure également le rôle de tuyère. Le gaz plasmagène circule entre ces deux composants.

## La cathode

Le rôle de la cathode est de fournir les électrons à l'arc. Dans une torche à projection plasma, elle est en tungstène car ce matériau a un point de fusion élevé (3680 K) et les densités de courant ( $> 10^7 \text{ A.m}^{-2}$ ) requises pour le fonctionnement de l'arc se traduisent généralement par des températures de fonctionnement élevées. Pour abaisser ces dernières, quelques pour cents (1 à 2 %) d'éléments d'addition caractérisés par des potentiels d'extraction plus faibles que celui du tungstène (4,5 eV), sont ajoutés au métal de base. Jusqu'à présent, le matériau d'addition le plus utilisé était l'oxyde de thorium (potentiel d'extraction  $\sim 2,5 \text{ eV}$ ) mais de nouveaux règlements environnementaux limitent son utilisation. Des travaux sont en cours avec des matériaux d'addition en oxydes de métaux de terres rares [30] (par exemple :  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{La}_2\text{O}_3$ ,  $\text{LaB}_6$ ). Ils ont, en particulier, montré que le taux d'érosion de la cathode était plus faible qu'avec l'oxyde de thorium, au moins pour des courants de l'ordre de 300 A.

La nature des matériaux d'addition semble avoir peu d'influence sur la température et la densité électronique lorsque l'arc est stabilisé par paroi [31]. Dans les conditions opératoires classiques, ces matériaux d'addition s'évaporent et le renouvellement à la pointe de cathode est assuré par la diffusion à partir des zones froides où les concentrations sont plus élevées. Par ailleurs, des réactions chimiques peuvent se produire entre les oxydes d'addition et le tungstène porté à haute température. Ces réactions peuvent alors entraîner la formation d'oxydes volatils de tungstène à partir de 1800K et la diminution de la teneur en oxydes d'addition [32].

Cependant, Zhou et Heberlein [32] ont observé que même lorsqu'aucune trace d'oxyde de thorium subsistait dans la cathode, une fine couche de thorium était décelable sur la surface de son extrémité. La formation de ce film peut s'expliquer par une redéposition du thorium évaporé et ionisé dans l'arc. De plus, des cristaux de thorium provenant préalablement de la recondensation des vapeurs ont été observés sur les surfaces les plus froides de la cathode.

Remarquons que la forme de la cathode (tige avec une extrémité conique) associée à la direction de l'écoulement de gaz plasmagène (longitudinal à la cathode) permet de porter la pointe de cathode à haute température et de localiser la tache cathodique à cette extrémité.

Une étude très documentée de Heberlein [2] sur les cathodes conclut que :

- La forme et la taille de la cathode ont une influence mineure sur les caractéristiques de l'arc mais affectent fortement l'érosion de la cathode.
- Elles jouent très peu sur la température de la tache cathodique qui est essentiellement contrôlée par la densité de courant et la nature du matériau. Cependant un diamètre de cathode plus large conduit à un gradient de température plus élevé et à une tache cathodique plus limitée.
- La température électronique dans l'arc est souvent plus élevée en bordure de cette tache et l'érosion y est alors plus importante à cause d'un champ électrique plus élevé. Cette érosion irrégulière peut conduire à la perte soudaine de la totalité de la pointe de cathode.
- Une cathode trop bien refroidie peut subir plus d'érosion qu'une cathode plus chaude.

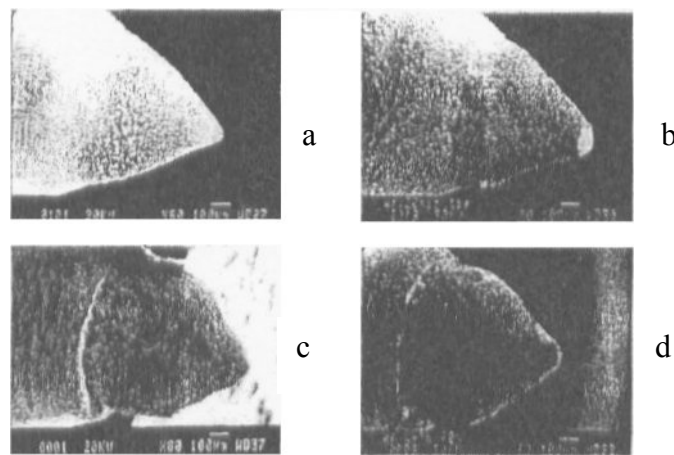


Figure 2 : Pointe de cathode après différentes durées d'utilisation (photo SEM) (a- 5, b- 20, c- 40 et d- 6 minutes [2])

### Anode

L'anode joue le rôle de collecteur d'électrons. Elle est soumise à des flux thermiques très élevés en particulier au point d'accrochage de l'arc. Ces flux sont approximativement de l'ordre du carré du courant d'arc,  $I^2$ . Ils peuvent être supérieurs à ceux subis par la cathode qui est refroidie par l'émission des électrons [31, 33]. Aussi l'anode est elle réalisée dans un matériau très bon conducteur thermique comme le cuivre (conductibilité thermique :  $358 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et diffusivité thermique :  $114 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  à  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ) et énergiquement refroidie par circulation d'eau.

Le déplacement continu du pied d'arc contribue aussi à limiter l'érosion de la tuyère.

### Amorçage de l'arc

Les gaz étant généralement de bons diélectriques, l'amorçage de l'arc est assuré par une surtension appliquée entre les deux électrodes. Cette surtension doit être supérieure à une valeur de tension critique appelée tension de claquage dont la valeur dépend de la nature du gaz, de la pression et de la distance inter-électrodes. La surtension (6 à 10 kV) est appliquée à l'aide d'un circuit haute fréquence (plusieurs kHz) en série ou en parallèle avec l'arc et le générateur de courant.

A l'amorçage, on utilise généralement de l'argon qui est moins érosif pour les électrodes et qui nécessite une énergie inférieure à celles des autres gaz plasmagènes (N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, H<sub>e</sub>) pour être porté à 8000 K, température nécessaire pour créer le plasma thermique.

### 1.2.2. L'injection du gaz plasmagène

Le gaz plasmagène est en général constitué d'un gaz primaire de densité élevée (argon, azote), et d'un ou deux gaz secondaires d'enthalpie et de conductivité thermique plus élevées (hydrogène, hélium). Le mélange de gaz est injecté dans la torche au niveau de la cathode.

Cette injection dans la chambre d'arc peut être réalisée de 3 façons différentes (Figure 3) :

- **injection axiale** : la bague d'injection est percée de trous parallèles à l'axe de la cathode. Les gaz ont donc une composante de vitesse longitudinale.
- **injection en vortex** : la bague d'injection est percée de trous qui présentent un certain angle par rapport à l'axe longitudinal, de manière à créer une composante de rotation des gaz plasmagènes. On peut alors définir une grandeur appelée « vorticité » qui caractérise l'intensité du vortex [34] et qui s'exprime par :

$$vort = \frac{\int_{r=0}^R \rho \cdot V_r \cdot V_a \cdot r^2 dr}{R \int_{r=0}^R \rho \cdot r \left( V_a^2 - \frac{1}{2} V_r^2 \right) dr} \quad (\text{éq. 1.1})$$

Où  $\rho$  est la masse volumique,  $R$  le rayon de la conduite cylindrique et  $V_r$ ,  $V_a$  les composantes radiale et axiale de la vitesse.

La vorticité repr ente le rapport entre les quantités de mouvement angulaire et axiale.

Pour les torches que nous modélisons dans notre étude, la vorticité est de 2 environ au niveau de la bague d'injection. Notons que dans des torches de projection de haute puissance, Plazjet [35] par exemple, ce nombre peut monter jusqu'à 10. L'effet de vortex participe au gainage et à la stabilisation de la colonne d'arc.

- **injection radiale** : la bague d'injection est percée de trous orthogonaux à l'axe longitudinal de la cathode. Au départ, la vitesse des gaz présente donc une forte composante radiale qui s'att ne ensuite.

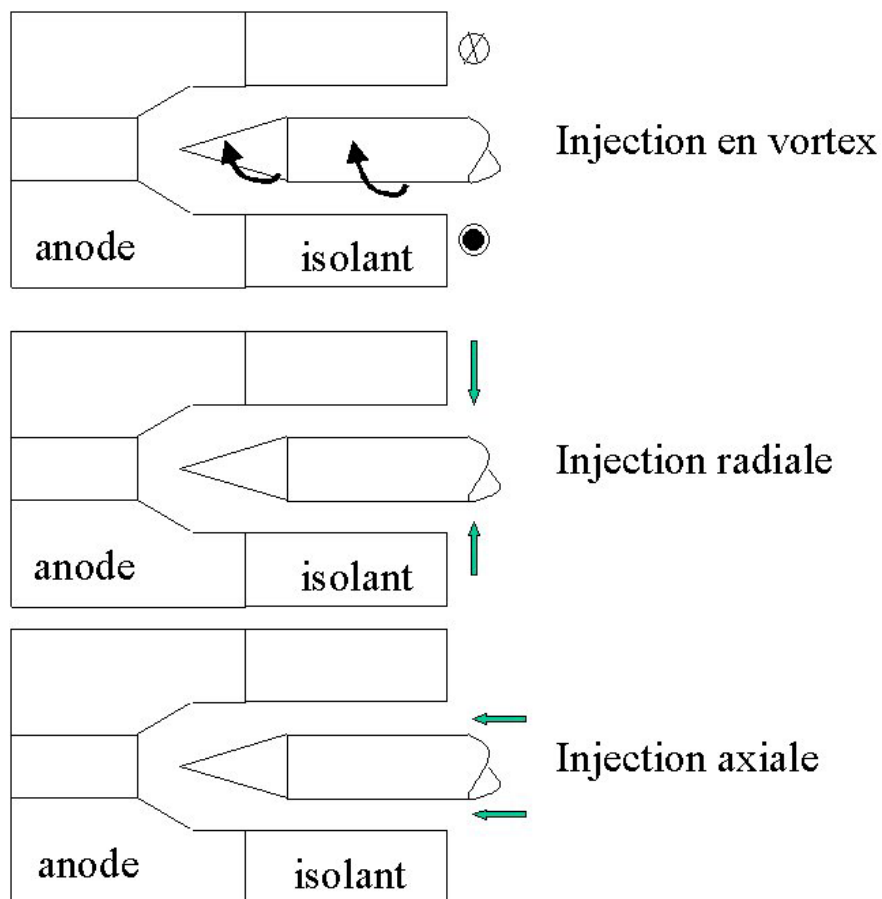


Figure 3 : Les différents types d'injection du gaz plasmagène dans une torche utilisée en projection thermique

### 1.3. Formation du jet de plasma

Dans la chambre d'arc, l'énergie électrique est convertie en énergie thermique par effet Joule grâce à la résistance de l'écoulement gazeux. Cette énergie permet d'élever la température du gaz, dissocier les molécules, ioniser les atomes et ainsi maintenir une colonne d'arc.

La colonne d'arc s'accroche à la paroi de l'anode sous forme d'une boucle plasma au travers de la couche limite froide qui se développe parallèlement à l'écoulement plasma le long de l'anode.

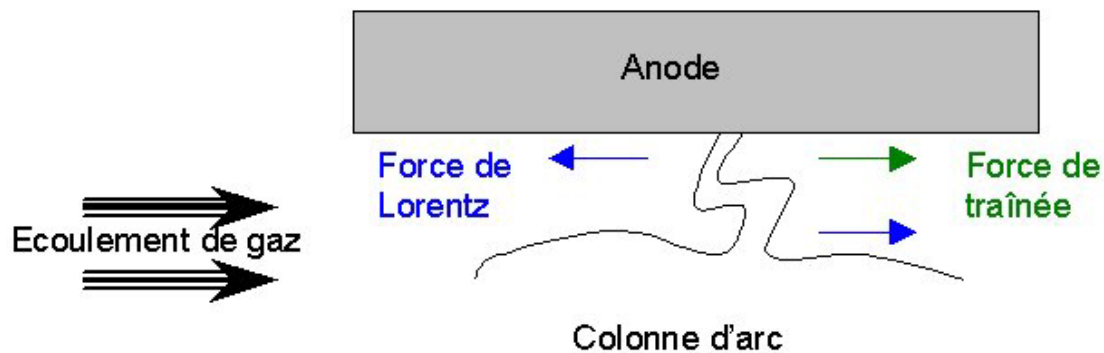


Figure 4 : Forces agissant sur le pied et la colonne d'arc [5]

Cette boucle de plasma, à haute température et faible densité, est soumise à des forces dynamiques liées à l'écoulement du gaz, aux forces électromagnétiques de Lorentz dues à l'interaction entre le courant d'arc et le champ magnétique induit par ce courant, et à des effets thermiques (Figure 4).

Sous l'action des forces dynamiques et les forces électromagnétiques, le pied d'arc est sujet à un déplacement erratique. Une augmentation du courant d'arc favorise les forces de Lorentz et tend à rendre plus stable le point d'attache de l'arc alors qu'une augmentation du débit du gaz plasmagène diminue sa stabilité. Le comportement du pied d'arc dépend également de l'état de surface de l'anode et varie avec l'usure de celle-ci.

Wurtzke et Pfender [36] ont observé expérimentalement trois principaux modes de fonctionnement de l'arc et Duan et Heberlein [37] ont montré récemment que ces modes pouvaient être reliés à l'épaisseur de la couche limite froide qui gaine la paroi interne de

l'anode. Il faut noter que le réchauffement progressif de cette gaine froide se traduit par une instabilité croissante de la colonne d'arc le long de la tuyère.

Remarquons que l'épaisseur de la gaine froide varie en sens opposé du rayon électrique de l'arc  $R_c$ . Ce dernier croît avec le courant d'arc, diminue fortement avec l'introduction d'un gaz diatomique comme  $H_2$  ou  $N_2$ , qui ont des conductivités thermiques élevées, et décroît de façon moins marquée avec le débit de gaz. Il dépend également du mode d'injection du gaz et de la géométrie de la tuyère

Les trois modes définis par Wurtzke et Pfender [36] sont les suivants :

- Le mode stable (« steady mode ») pour lequel le pied d'arc est pratiquement stationnaire et aucune fluctuation de tension n'est observée. Ce mode n'intervient que pour des rayons électriques d'arc très voisins du rayon de la tuyère (fort courant d'arc, faible diamètre de tuyère ou paroi de la tuyère chaude :  $T > 1800$  K), c'est à dire des couches limites froides très fines.
- Le mode oscillant (« take-over mode ») pour lequel le pied d'arc présente un point d'attachement relativement large sur la paroi de l'anode. La tension d'arc évolue de façon presque sinusoïdale au cours du temps ce qui semble indiquer un faible déplacement du pied d'arc dans la direction axiale. Le pied d'arc ne disparaît pas instantanément mais se transfère graduellement en un autre point d'attachement sur la paroi de l'anode ce qui s'explique par les valeurs élevées de la température moyenne et du champ électrique dans la couche limite [37]. Ce mode est caractérisé par des couches limites froides un peu plus épaisses que dans le mode « stationnaire » mais cependant beaucoup plus fines que dans le mode claquage – réamorçage.
- Le mode claquage – réamorçage (« restrike mode ») pour lequel la longueur de l'arc augmente jusqu'à l'apparition d'un court-circuit qui entraîne le réaccrochage de l'arc en un autre point. La tension d'arc présente alors une forme caractéristique de pics en dents de scie (Figure 5). Planche et Coudert [5] ont observé que sur une tuyère neuve, le point d'accrochage de l'arc se déplace de façon continue; sur une tuyère légèrement usée (ayant fonctionné plus de 20 minutes), le point d'accrochage de l'arc reste pratiquement fixe pendant toute la durée d'une rampe de

tension: c'est la boucle plasma qui se déplace en aval. La rampe de tension correspond alors à la déformation et à l'allongement de la colonne d'arc sous l'effet conjugué des forces hydrodynamiques et électromagnétiques. Lorsque la tension aux bornes de la boucle d'accrochage dépasse la tension de claquage dans la tuyère, un nouveau point d'accrochage est créé. La tension chute brutalement et un volume de plasma se détache de la colonne d'arc. On parle alors de « bouffées de plasma » (Figure 6). Puis le cycle recommence à nouveau avec le déplacement de la colonne, l'expansion d'un nouveau volume de plasma et simultanément l'augmentation de la tension d'arc (Figure 5). En général le mode de claquage – réamorçage est caractérisé par une couche froide relativement épaisse [37].

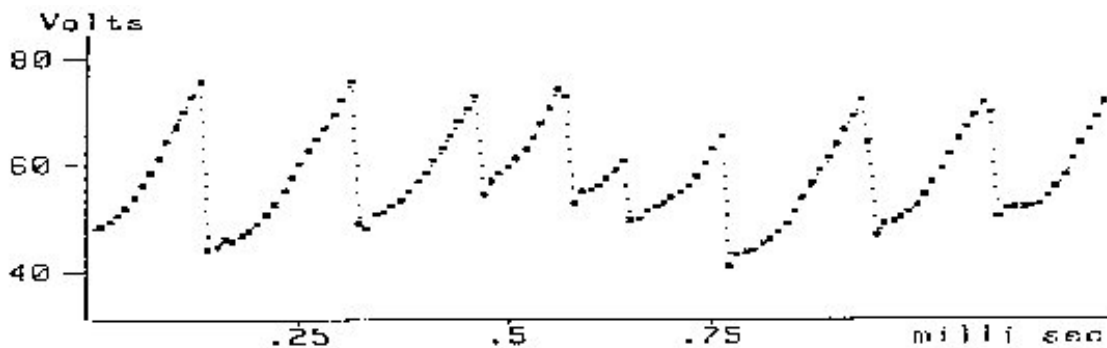


Figure 5 : Evolution de la tension d'arc pour  $I=204$  A,  $Ar/H_2$  : 45-15 Nl/mn,  $D=8$  mm, injection axiale [5]



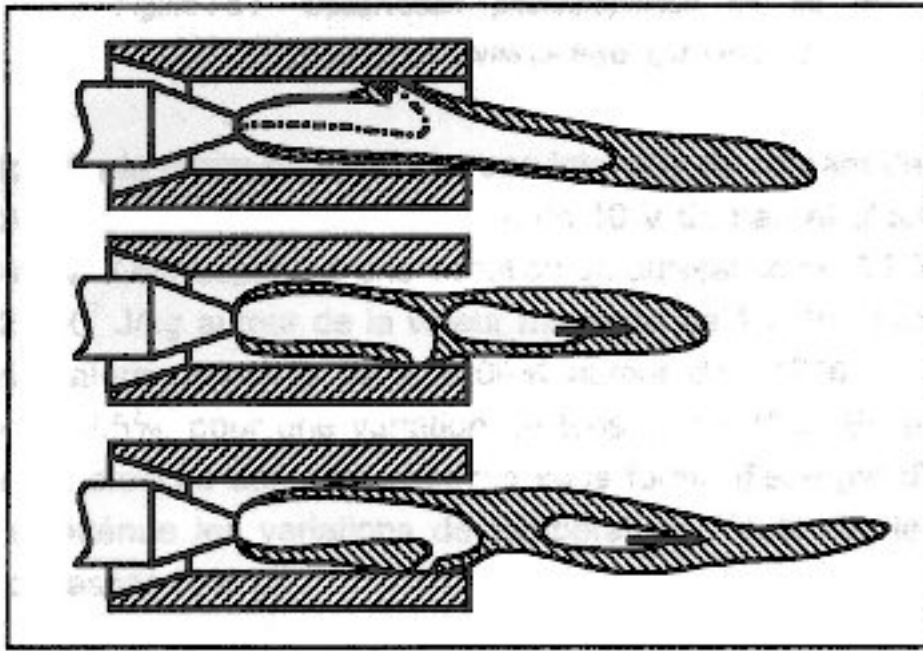


Figure 6 : Représentation schématique du réaccrochage du pied d'arc avec émission de « bouffées » de plasma [5].

Lors du déplacement de l'arc, le claquage électrique apparaît lorsque le champ électrique dans la couche de gaz, comprise entre la colonne et la paroi anodique ou entre la colonne et le pied d'arc, dépasse le pouvoir isolant du gaz plasmagène. Différents type de claquage peuvent être envisagés [5] :

- claquage entre la colonne et la paroi anodique (Figure 7-a). Dans cette situation, la chute de tension est importante (du fait de la valeur importante de la tension de claquage dans la couche limite froide) et rapide.
- Claquage entre la colonne et le pied d'arc (Figure 7-b) ou entre le pied d'arc et la paroi (Figure 7-c). Dans ce cas, la chute de tension est plus faible

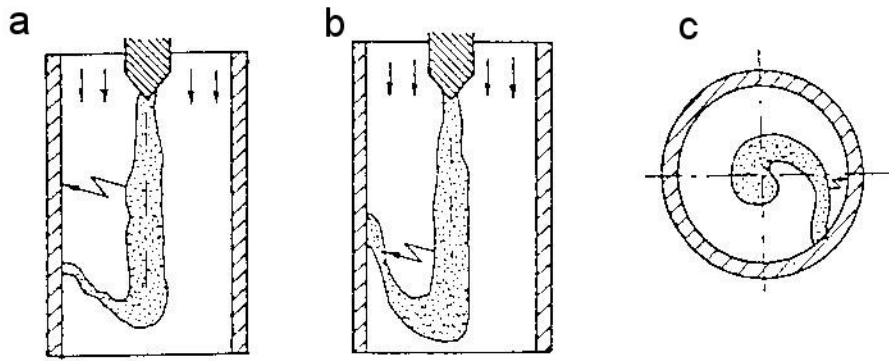


Figure 7 : Différents type de claquage de l'arc dans une torche à plasma d'arc [38]

Les observations expérimentales ont montré que la durée de vie d'un point d'accrochage dépend essentiellement de l'épaisseur de la couche limite séparant la colonne conductrice de l'arc ( $T > 6000 \text{ K}$  à  $10^5 \text{ Pa}$ ) de la paroi de la tuyère, c'est à dire de la valeur du rayon électrique de l'arc  $R_c$  par rapport au rayon de la tuyère  $R_a$ . La Figure 8, établie par Duan et Heberlein [37], montre la relation entre le mode de fonctionnement de l'arc et l'épaisseur de la couche limite gainant la tuyère pour deux types de gaz plasmagène : argon et argon-hélium.

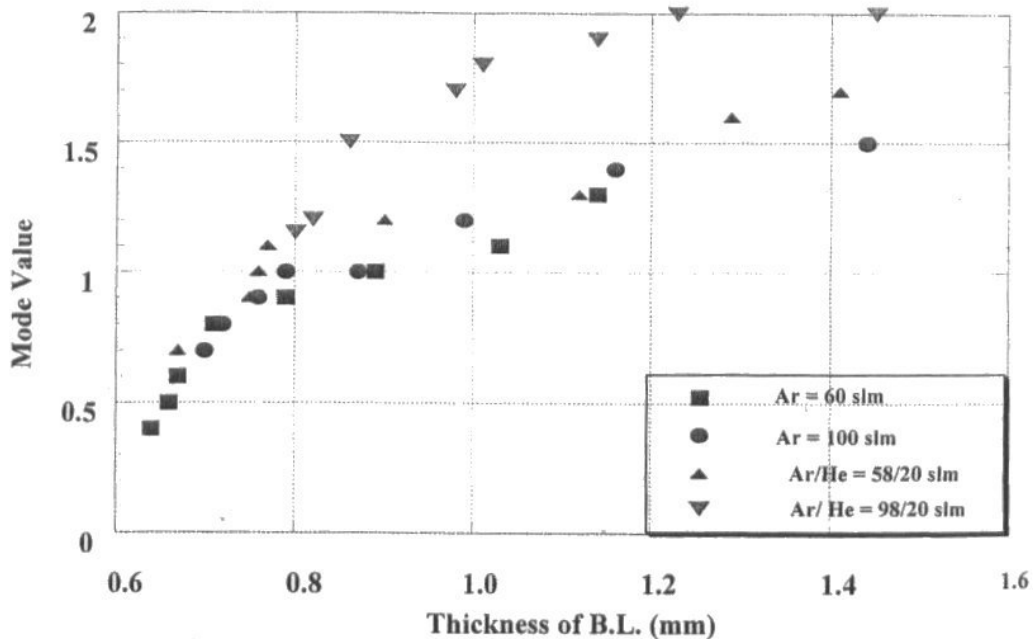


Figure 8 : Différents modes de claquage selon l'épaisseur de la couche limite froide (0 : mode stable, 1 : mode fluctuant, 2 : mode claquage – réamorçage [2] (diamètre de tuyère 8 mm et

intensité du courant d'arc de 500 à 900 A)

Remarquons que pour de nombreuses conditions opératoires, on observe des modes « composés » ou « intermédiaires » entre les 3 modes décrits précédemment. Ces modes peuvent ainsi être composés du mode claquage-réamorçage et du mode oscillant ou du mode oscillant et du mode stationnaire. [2, 14]

Pour des mélanges de gaz plasmagènes contenant des gaz diatomiques ( $H_2$ ,  $N_2$ , ...), le mode de fonctionnement de l'arc généralement observé est le mode de claquage – réamorçage. Comme ces gaz sont largement utilisés en projection plasma, ce mode a fait l'objet de nombreuses études. Par exemple, Hrabovsky et al. [39] a étudié les mouvements du pied d'arc à l'aide d'une caméra vidéo à prise rapide et de l'observation de l'intensité du rayonnement lumineux pour une torche fonctionnant avec un mélange de gaz oxygène-hydrogène pour un courant d'arc variant de 300 à 600 A. Il a montré que le mouvement rétrograde du spot anodique est plus rapide lorsque le courant d'arc augmente et lorsque la vitesse axiale du plasma augmente. La vitesse de déplacement du pied d'arc lors d'un claquage en aval varie ainsi entre 200 et 600 m/s lorsque le courant passe de 200 à 600 A.

Dorier et al.[21] ont étudié les fluctuations du plasma en couplant, pour une torche Sulzer Metco F4, les mesures de fluctuations de la tension avec des images de la zone interne de la tuyère. Différentes conditions opératoires du débit gazeux, de la géométrie du diffuseur de gaz et de l'intensité du courant ont été analysées pour une tuyère de diamètre 6 mm. Le mode claquage-réamorçage, obtenu pour un courant d'arc de 500 A et un mélange Argon Hydrogène 40/4  $Nl.mn^{-1}$ , a fait l'objet d'une attention particulière. Dans ces conditions, trois modes d'accrochage d'arc ont pu être observés (Figure 9):

- un pied d'arc diffus avant un claquage entraînant une chute de tension importante (30-40 V) et correspondant à un accrochage du pied d'arc en amont du précédent, (amorçage « contre-courant »),
- un pied d'arc localisé mais déformé juste après le réaccrochage de l'arc,
- coexistence de plusieurs pieds d'arc entre ces deux états. De petites chutes de tension (5-15 V) sont alors observées, correspondant à un accrochage en aval du précédent (amorçage « co-courant ») ou à un raccourcissement de la boucle de plasma.

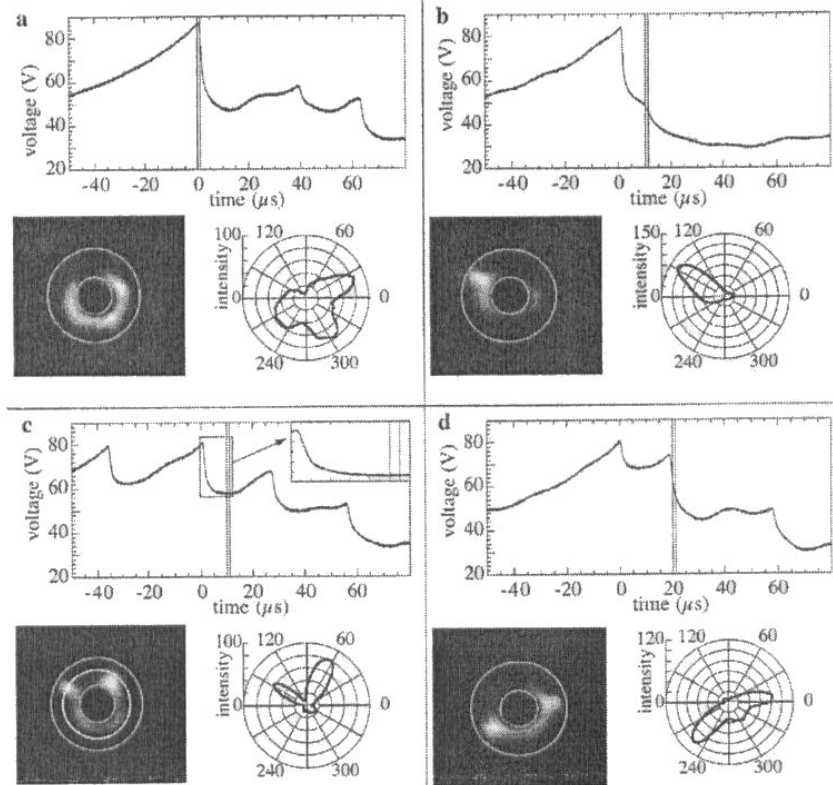


Figure 9 : Représentation de la tension en fonction du temps d'observation et vue correspondante du pied d'arc [21] :

- (a) : juste avant un réamorçage “contre-courant”
- (b) : 10  $\mu$ s après un réamorçage “contre-courant”
- (c) : entre deux réamorçages “co-courant”
- (d) : 15  $\mu$ s après un réamorçage “co-courant”

Coudert et Planche [5] ont étudié les fréquences de fluctuations  $F$  et la durée de vie  $\tau$  des pieds d'arc pour une tuyère neuve. Ils ont montré qu'ils dépendaient du débit masse de gaz plasmagène, de l'intensité du courant d'arc et du diamètre de tuyère. Pour des diamètres de tuyère de 6 à 8 mm, une intensité de 200 à 600 A et des débits gazeux Ar-25%H<sub>2</sub> de 24 à 80 Nl.min<sup>-1</sup>, ils ont établi les corrélations suivantes pour la durée de vie des pieds d'arcs pour les réamorçages « contre-courant », c'est à dire lorsque le pied d'arc se réaccorde en amont du pied existant :

$$\tau_{\text{contre-courant}} = 49,7.I^{-0.64}.G^{-0.26}.D^{2.2} \quad (\text{éq. 1.2})$$

où  $I$  est l'intensité du courant,  $G$  le débit massique de gaz plasmagène et  $D$  le diamètre de la tuyère

et pour les réamorçages « co-courant », c'est à dire lorsque le pied d'arc se réaccroche en aval du pied existant :

$$\tau_{co-courant} = 48,9.I^{-0.66}.G^{-0.30}.D^{2.35} \quad (\text{éq. 1.3})$$

Des études similaires menées par Janisson ont conduit à établir la corrélation liant la fréquence  $F$  des fluctuations de la tension et les paramètres de projection pour des mélanges ternaires de gaz (Ar-He-H<sub>2</sub>) [14]. Cette corrélation s'exprime par :

$$F = A.I^{0.696}.G^{0.338}.D^{-2.03}.L^{-1} \quad (\text{éq. 1.4})$$

où  $L$  est la longueur du canal anodique. Cette corrélation a été établie pour des intensités comprises entre 320 et 600 A, des débits massiques variant de  $3.43 \cdot 10^{-4}$  à  $8.07 \cdot 10^{-4}$  kg.s<sup>-1</sup>, une longueur de canal de 17,5 mm et un diamètre de tuyère de 6 mm.

Remarquons que ces corrélations sont difficilement extrapolables à une autre torche et des gammes opératoires différentes de celles de l'étude.

## 1.4. Influence de l'usure de la tuyère

L'usure de la tuyère se manifeste par une modification de son état de surface. La fusion de la paroi aux points où le pied d'arc s'accroche crée des aspérités qui constituent ensuite des points d'accrochage préférentiels pour le pied d'arc. La durée de vie des pieds d'arc augmente progressivement jusqu'à conduire à la « défaillance » de la tuyère.

Pour un usage dans des conditions industrielles, la durée de vie de l'anode est d'environ 30 à 60 heures [40]. Cette durée dépend des conditions opératoires (intensité du courant d'arc, nature et débit du gaz plasmagène,...), du nombre de démarrages de la torche (de l'ordre de 300 à 400 sur 30 à 50 heures) et de la façon dont ces démarrages sont effectués. Les observations effectuées par différents auteurs sur l'évolution de la fréquence des fluctuations et de la tension moyenne sont parfois contradictoires.

Ainsi, les travaux expérimentaux de Duan et al. [41] ont montré que pour une tuyère neuve, fonctionnant avec un mélange de  $48 \text{ Nl.min}^{-1}$  d'argon et de  $12 \text{ Nl.min}^{-1}$  d'hélium sous un courant d'arc de  $800 \text{ A}$ , la gamme de fréquence des fluctuations de tension couvrait une bande de fréquence de  $1$  à  $8 \text{ kHz}$  alors que pour une tuyère usée apparaissaient deux bandes de fréquence privilégiées centrées autour de  $3$  et  $7 \text{ kHz}$  (Figure 10). Dans leur étude, la défaillance de la tuyère était caractérisée par l'augmentation importante du pic de fréquence à  $2.5 \text{ kHz}$ .

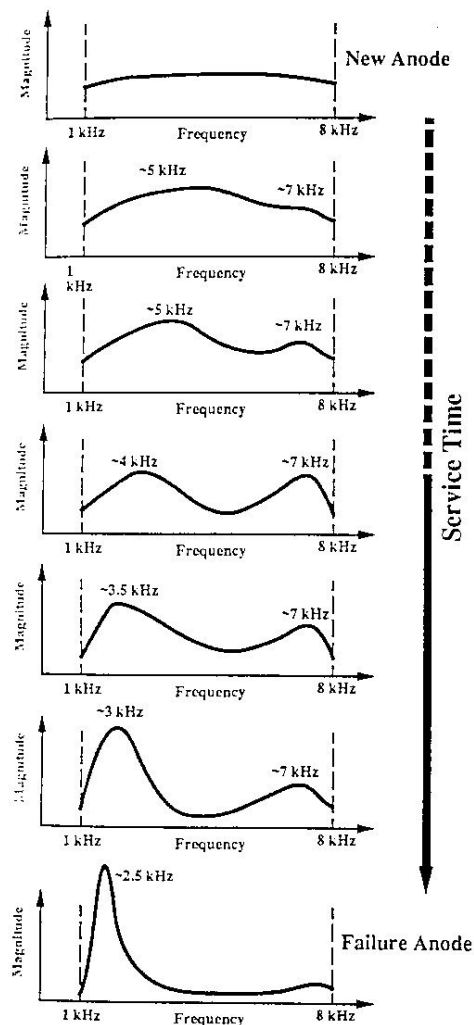


Figure 10: Spectre des fluctuations de tension en fonction de l'usure de la tuyère [41] (mélange Argon Hélium  $48/12 \text{ Nl.min}^{-1}$ , courant d'arc  $800 \text{ A}$ ).

Ils ont également montré que l'épaisseur de la couche limite froide diminuait pour une tuyère usée. Elle passait de  $0,78$  à  $0,71 \text{ mm}$  dans leurs conditions opératoires (intensité du courant  $500 \text{ A}$ , mélange plasmagène Ar-He  $58-20 \text{ Nl.min}^{-1}$ ). Cette diminution peut être

expliquée par une augmentation de la turbulence dans la couche limite à cause des irrégularités de la surface.

Coudert et Planche ont montré que, lorsque la tuyère est usée, la tension d'arc diminue ce qui correspond à une colonne d'arc plus courte. La chute peut représenter 10% de la valeur de départ. Le jet de plasma en sortie de tuyère est alors plus court.

Leblanc et al. [42] font la même observation pour la diminution de la tension d'arc, avec le temps, qui diminue de 65 V à 55 V sur une durée de fonctionnement de 55 heures avec un mélange de  $45 \text{ NI} \cdot \text{min}^{-1}$  Ar-H<sub>2</sub> (28 %) sous 550 A. Par contre, ils remarquent que la fréquence des fluctuations augmente de 4,8 à 5,5 kHz.

Récemment Sun [43] a bien mis en évidence l'importance de l'hydrodynamique de l'écoulement sur l'usure de la tuyère. Pour ce faire, il a utilisé une torche en « verre » de dimensions intérieures similaires à celle d'une torche à plasma. Cette torche modèle présente 2 injection de gaz : une injection d'argon dans la bague d'injection de gaz plasmagènes et une injection d'hélium chaud à travers la pointe de cathode. Ce second gaz simule le plasma de faible densité. La poudre injectée avec le gaz permet de mieux comprendre les phénomènes d'usure. Cette étude a montré que la formation de l'arc entraînait la recirculation du gaz froid et la formation de points d'érosion, juste en aval des tourbillons de recirculation.

## 1.5. Ecoulement du jet plasma

En sortie de tuyère, le jet de plasma, chaud et peu dense, dont la vitesse atteint 1000-1500  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ , entre en contact avec l'atmosphère froide au repos dont la densité est environ 50 fois plus élevée. Or, dans un fluide toute discontinuité tangentielle est instable, et la rencontre de ces deux fluides de vitesse et masse volumique différente, entraîne la formation d'instabilités tourbillonnaires qui prennent naissance à la frontière du jet. Ces tourbillons grossissent progressivement vers l'aval, ils s'apparient entre eux et à partir d'une certaine distance, l'écoulement devient turbulent. L'épaisseur de la couche de mélange augmente avec la distance à la sortie de tuyère. Brown et Roschko [44] ont montré que si la couche à grande vitesse est moins dense, le mélange est augmenté. Cependant, dans un écoulement plasma, l'instationnarité du jet se traduit par l'entraînement dans l'écoulement de bulles d'air froides qui ont une masse volumique et donc une inertie supérieure à celles du gaz chaud qui les entourent. Dans un premier temps, le mélange est très limité puis ces bulles se cassent dans le

jet en structures de plus en plus petites. Lorsqu'ils atteignent l'axe du jet, le cœur potentiel du jet disparaît. Le mélange du jet de plasma avec l'air froid entraîne la décélération et le refroidissement du jet.

Le processus d'entraînement et de mélange du gaz ambiant dépend des caractéristiques du jet [45] et en particulier, de son débit massique, de sa vitesse et de sa température.

## 1.6. Influence des fluctuations de l'arc sur l'injection et le traitement des particules dans l'écoulement plasma

La poudre, constituée du matériau que l'on souhaite déposer, est injectée dans le jet à travers un injecteur à l'aide d'un gaz porteur. Les conditions d'injection de la poudre (localisation de l'injecteur, diamètre, angle par rapport à l'axe de la torche, débit du gaz porteur) conditionnent les trajectoires des particules dans l'écoulement et donc leur traitement. Ces conditions sont fixées en fonction de la nature et de la granulométrie de la poudre de façon à donner aux particules une quantité de mouvement adaptée à celle du plasma au point d'injection et ainsi leur assurer une bonne pénétration dans le jet. L'accélération et le chauffage des particules sont contrôlés par les caractéristiques du gaz (vitesse, température, concentration des espèces) le long de ces trajectoires.

Des études expérimentales et numériques récentes ont montré que les fluctuations de la position du pied d'arc sur l'anode pouvaient affecter le traitement des particules [13 , 46, 47]. En effet, le temps caractéristiques des fluctuations (0,5 – 0,05 ms) est inférieur au temps de séjour des particules dans l'écoulement qui est typiquement de l'ordre de la milliseconde.

L'influence de l'instationnarité du jet se manifeste :

- Au point d'injection, par une déviation et une dispersion plus ou moins grande des trajectoires des particules selon l'instant où elles sont injectées à cause de la variation de la quantité de mouvement du jet.
- Lors du traitement de la poudre dans l'écoulement par un élargissement des distributions locales de vitesse et de température des particules. En effet, la variation continue de l'enthalpie fournie au gaz se traduit par des fluctuations dans les dimensions du jet et ses



caractéristiques (vitesse, température, composition). L'enthalpie instantanée peut se mettre sous la forme :

$$h(t) = I.v(t).R_{th} \quad (\text{éq. 2.2})$$

Où  $I$  est le courant d'arc,  $v(t)$  la tension d'arc instantanée et  $R_{th}$  le rendement thermique de la torche. Ce dernier est défini par :

$$R_{th} = 1 - \frac{\dot{q}}{P_e} \quad (\text{éq. 2.3})$$

Où  $\dot{q}$  représente les pertes thermiques à l'anode et à la cathode, dans le circuit de refroidissement et  $P_e$  la puissance électrique fournie à l'arc ( $v(t).I$ ).

Les figures 11 et 12 montrent par exemple la variation temporelle de la vitesse et de la température de particules d'alumine de 25 à 35  $\mu\text{m}$  mesurées à 50 mm de la sortie de tuyère.

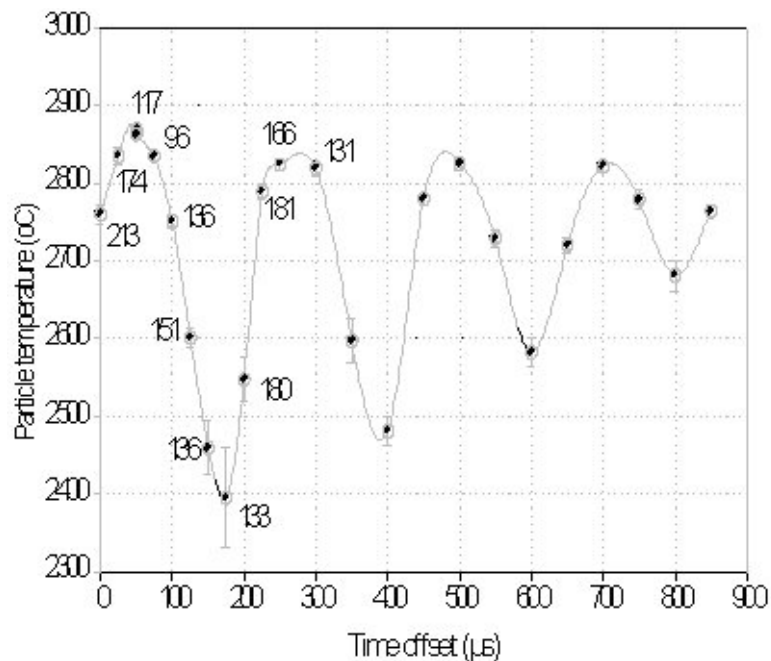


Figure 11 : Fluctuations de la température de particules d'alumine en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma Ar/H<sub>2</sub> 35/10 NI/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW [46]

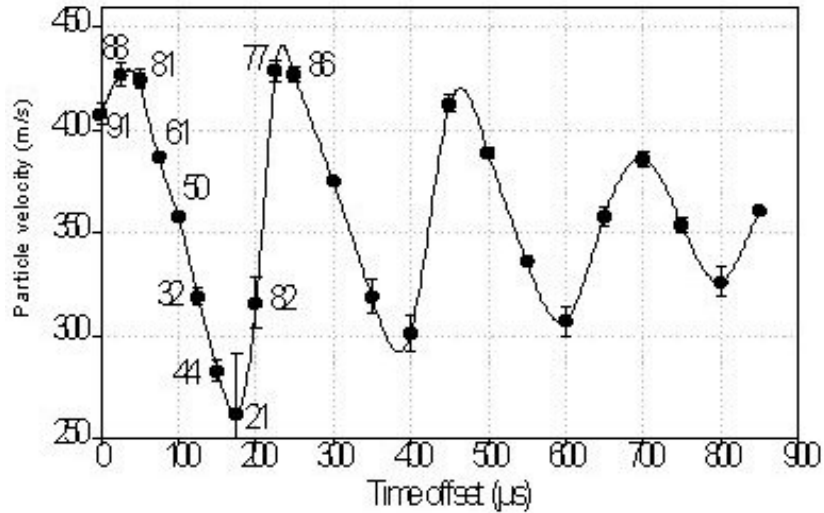


Figure 12 : Fluctuations de la vitesse de particules d'alumine en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma Ar/H<sub>2</sub> 35/10 NI/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW [46]

### 1.7. Les développements récents dans les torches de projection à courant continu

Dans les torches utilisées en projection plasma, l'usure de la tuyère est limitée grâce à un déplacement rapide du pied d'arc qui combine, en général, un mouvement axial et un mouvement radial, mais au détriment de la stabilité du jet. Le mouvement radial peut être amplifié par l'injection du gaz plasmagène en vortex (si le débit masse est suffisamment élevé) ou par l'utilisation d'un champ magnétique externe. Alors que le mouvement axial peut être limité par un champ magnétique axial ou une tuyère segmentée. Cette dernière est constituée de plusieurs anneaux isolés électriquement. C'est le dernier qui est porté à un potentiel positif et joue le rôle d'anode, l'arc s'accrochant sur ce dernier anneau.

Des torches de projection de conception différente de celle des torches classiques sont apparues ces dernières années sur le marché. Le dessin de ces torches doit permettre :

- soit de limiter les phénomènes d'instabilités du jet de plasma ;
- soit de limiter l'érosion des électrodes et en particulier de l'anode ;

- soit d'augmenter la productivité des torches pour revêtir des pièces de grandes dimensions.

Ces torches peuvent combiner plusieurs de ces caractéristiques.

Améliorer la stabilité du jet de plasma revient à limiter le déplacement du pied d'arc sur la paroi anodique. Or le déplacement est nécessaire pour limiter l'érosion de l'anode. Aussi une méthode proposée pour limiter les phénomènes d'instationnarité du jet tout en ayant une érosion acceptable de l'anode, a été de répartir le courant dans trois arcs indépendants en utilisant trois cathodes (torche Northwest Mettech [48]), la superposition des jets de plasma dans la torche permettant un « lissage » de l'écoulement. Par ailleurs, cette géométrie de torche permet l'injection axiale de la poudre dans le jet de plasma ce qui limite les pertes de poudre à l'injection et homogénéise son traitement. Une torche récente, la Triplex de Sulzer Metco [49], utilise cette technique des trois cathodes et la combine avec une anode segmentée pour fixer le point d'accrochage de l'arc. Cette géométrie permet de limiter le déplacement axial de l'arc. Le déplacement radial est limité selon le principe de Steenbeck qui postule que l'arc a une longueur minimale pour une enthalpie donnée et donc qu'il existe une position bien définie du point d'accrochage de chacun des trois arcs par rapport aux extrémités des trois cathodes qui sont excentrées par rapport à l'axe de la torche.

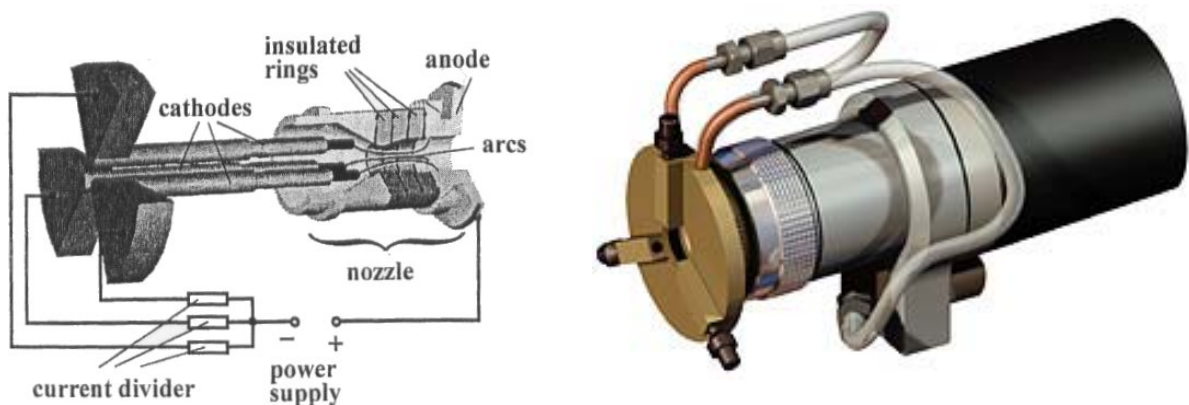


Figure 13 : Schéma de principe [50] et vues externe de la torche triplex de Sulzer Metco [51]

Pour développer des puissances électriques élevées dans les torches de projection tout en limitant l'érosion de l'anode, une méthode consiste à maintenir le courant d'arc à des valeurs proches de celles des torches conventionnelles (300-600 A) et à augmenter la tension,

c'est à dire la longueur de l'arc. L'allongement de l'arc est obtenu par une géométrie de la torche appropriée (en particulier un canal de tuyère 3 à 4 fois supérieur à celui des torches conventionnelles), des débits de gaz élevés (jusqu'à 300-400  $\text{NL}\cdot\text{min}^{-1}$ ) et éventuellement l'usage d'une tuyère segmentée. Ce type de torche, comme la Plazjet de Praxair [35] peut fonctionner jusqu'à 250 kW.

Une torche de conception complètement différente de celle des torches de projection classique a été proposée récemment par Hartmann et Landes [52]. Cette torche, appelée LARGE (Long ARc GEnerator) comporte deux électrodes identiques en forme de tige qui se font face sur un même axe. Ces électrodes sont gainées par un gaz inerte qui limite leurs interactions avec le jet de plasma. Celui-ci, généré à partir de l'écoulement gazeux perpendiculaire à l'axe des électrodes, se présente sous la forme d'une « feuille » stationnaire dont la stabilisation verticale est assurée par des parois refroidies et la stabilisation horizontale par un champ magnétique superposé. La torche LARGE peut fonctionner jusqu'à 60 kW et utilise des gaz oxydants ou réducteurs.

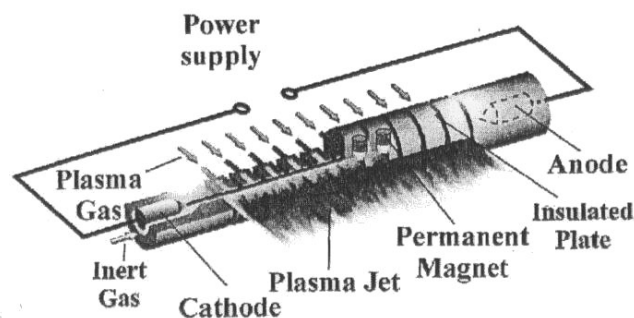


Figure 14 : Schéma de principe de la torche LARGE [50]

## 1.8. Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre le fonctionnement d'une torche de projection par plasma d'arc : principe de la génération du plasma dans la torche, modes de fonctionnement, influence de l'usure de la tuyère sur ces modes de fonctionnement. Nous avons ensuite présenté l'effet des fluctuations de l'arc sur le traitement des particules. Cet effet se traduit par une variation spatiale et temporelle des caractéristiques des particules (trajectoire, vitesse,

température, état de fusion, ...), ce qui peut nuire à l'homogénéité et à la reproductibilité des dépôts réalisés par projection plasma. Nous avons enfin introduit les principales torches développées récemment pour tenter de limiter les fluctuations du pied d'arc et/ou l'érosion de la tuyère, en permettant éventuellement d'augmenter la productivité grâce à un débit de poudre traité plus élevé.

Cependant, les torches les plus utilisées dans le domaine de la projection thermique, restent les torches conventionnelles comme les torches F4 ou 9MB de Sulzer Metco. Aussi notre étude porte-t-elle sur ce type de torche fonctionnant soit avec de l'argon pur soit avec un mélange argon-hydrogène à la pression atmosphérique.

Le chapitre suivant, s'intéresse à la description plus détaillée d'un arc électrique et des principaux modèles proposés dans la littérature pour étudier numériquement le comportement statique ou dynamique de l'arc.

## 2. L'arc électrique : description et modélisation

Dans ce chapitre, nous donnons d'abord une description phénoménologique de l'arc électrique en nous limitant au type d'arc qui se développe dans une torche à plasma de projection. Puis nous résumons les modèles numériques proposés dans la littérature pour décrire le comportement de l'arc dans la tuyère.

Comme nous l'avons présenté au chapitre précédent, les générateurs à plasma utilisés en projection thermique sont constitués essentiellement d'une cathode dite « chaude » et d'une anode concentrique en cuivre. La cathode et l'anode sont reliées à la colonne d'arc par des zones appelées respectivement zones cathodique et anodique (Figure 15).

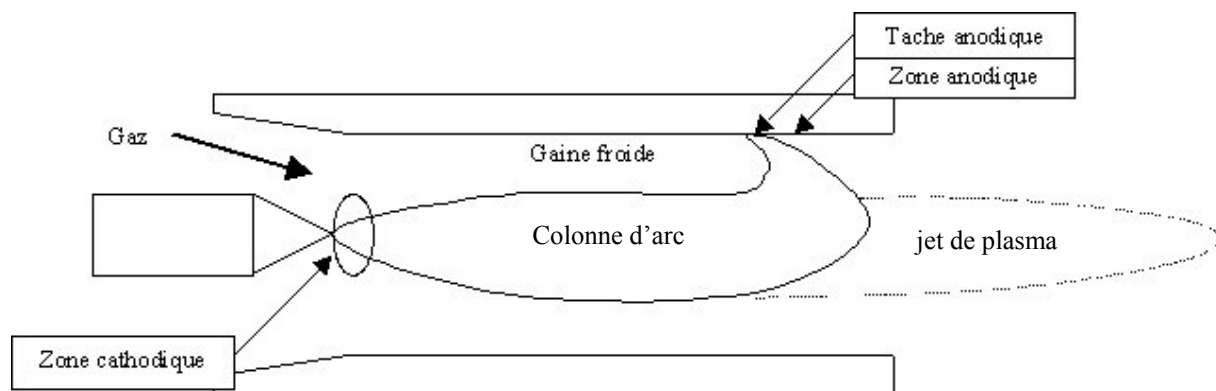


Figure 15 : Représentation schématique du développement de l'arc électrique dans une torche de type projection.

### 2.1. Description phénoménologique de l'arc électrique

#### 2.1.1. La zone cathodique

##### 2.1.1.1. L'émission thermoélectronique

La cathode joue le rôle d'émetteur d'électrons mais draine également les ions positifs de la colonne d'arc. Les électrons sont émis à partir d'une surface, appelée spot cathodique, qui regroupe un ensemble de sites émissifs dont les dimensions sont de l'ordre du dixième de

micromètre et la durée de vie de l'ordre de la microseconde [53]. La surface du spot est en général de quelques dixièmes de mm<sup>2</sup>, et sa température supérieure à 3500 K [53].

Zhou [54] a montré que la taille de la tache cathodique croît très fortement avec le courant d'arc. Son rayon est ainsi multiplié par un facteur 7 lorsque le courant passe de 5 à 500 A. A cette valeur, il est égale à 1,4 mm pour une cathode en tungstène fonctionnant sous argon à une atmosphère.

La surface du spot émet un courant dont la densité peut être estimée à partir de la formule de Richardson-Dushman [55]:

$$j(T, \varphi) = \frac{4\pi e m_e}{h^3} (k_B T)^2 \exp\left(-\frac{\varphi + \Delta\varphi}{k_B T}\right) \quad (\text{éq. 2.1})$$

Où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $e$  la charge de l'électron,  $m_e$  sa masse,  $h$  la constante de Planck,  $\varphi$  le travail d'extraction du matériau et  $\Delta\varphi$  un terme correcteur qui traduit l'effet du champ électrique  $E$  créé par les charges positives situées en face de la surface qui émet. Ce champ électrique facilite la sortie des électrons. Une expression couramment utilisée pour le terme correcteur est la correction de Schottky [53, 2]:

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \quad (\text{éq. 2.2})$$

Pour les matériaux à haut point de fusion, comme le tungstène, la formule de Richardson-Dushman est considérée comme donnant une valeur réaliste de la densité de courant. Pour une cathode en tungstène thorié (2 %) dont le travail d'extraction est égal à 2,67 eV, la densité de courant électronique est de l'ordre de  $5 \cdot 10^9$  A.m<sup>-2</sup> à 3800 K.

#### 2.1.1.2. Structure de la zone cathodique

Dans la plupart des modèles qui traitent de la zone cathodique pour un arc à une pression proche de la pression atmosphérique, cette zone est divisée en deux régions (Figure 16) : la zone de charge d'espace proche de la surface du métal et la zone d'ionisation proche de la colonne d'arc.

Les modèles qui décrivent ces deux régions sont généralement unidimensionnels car ces zones sont très fines comparées au diamètre de la cathode et de la colonne d'arc.

Remarquons que, en toute rigueur, la zone de charge d'espace devrait être subdivisée en 2 : la gaine cathodique qui correspond à la transition métal – plasma et la zone qui relie cette gaine à la zone d'ionisation, ces 2 sous-zones sont caractérisées par des vitesses différentes pour les ions se dirigeant vers la cathode [53].

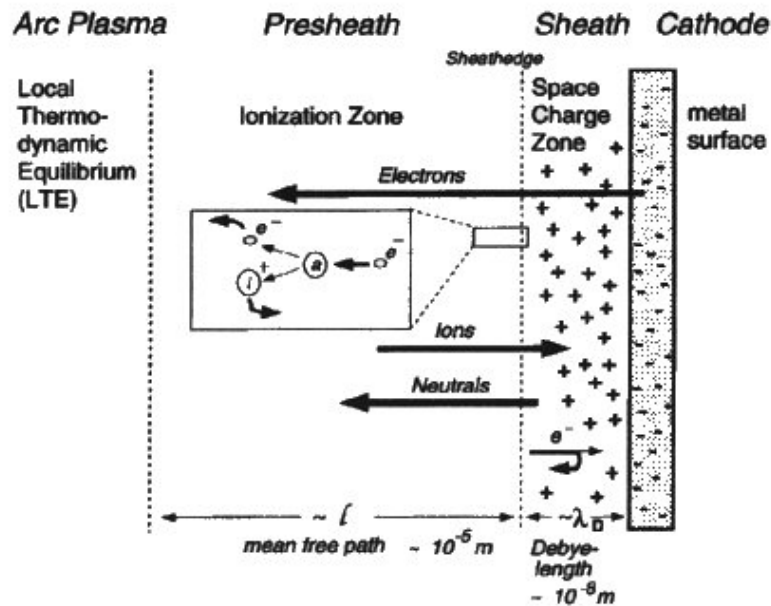


Figure 16 : Modèle de la zone cathodique [56]

Dans la zone de charge d'espace, les électrons émis par la cathode sont accélérés par le champ électrique très élevé ( $10^8$ - $10^9$  V.m<sup>-1</sup>) en même temps que les ions positifs provenant de la zone d'ionisation sont accélérés vers la cathode. Le nombre de collisions dans cette zone est négligeable et l'approche du continuum n'est pas valide. La modélisation de cette zone est généralement basée sur l'équation de Poisson qui donne la valeur de la chute de potentiel, et sur les lois de conservation des flux ionique et électronique, ce dernier flux tenant compte du flux d'électrons émis par la cathode et du flux d'électrons à contre courant provenant de la zone d'ionisation. A ces lois sont associées la valeur de la pression et la loi de Saha généralisée [53]. De nombreux travaux ont été publiés sur la modélisation de la zone cathodique, par exemple par Hsu et Pfender [57], Zhou et Heberlein [54], Rethfeld et al. [56], Benilov et Marotta [58], Delalondre et al. [59, 60, 61], ... Certains proposent un modèle global de la zone cathodique et de la zone d'ionisation (Rethfeld et al. [56], Morrow et Lowke



[62]), cette dernière étant caractérisée par un champ électrique et surtout des gradients moins élevés que dans la zone de charge d'espace. Le processus d'ionisation initié dans cette zone par les collisions entre les électrons et les particules lourdes permet de maintenir l'arc. Cependant les collisions ne sont pas en nombre suffisant pour assurer les conditions de l'équilibre thermodynamique local. Aussi, les modèles supposent-ils des températures électronique et ionique différentes.

L'épaisseur de chacune des deux zones cathodiques est encore mal connue [53]. Le modèle proposé par Rethfeld et al. [56] pour une torche fonctionnant sous argon, à la pression atmosphérique, avec une tuyère en tungstène thorié de 3,2 mm de diamètre et un angle au sommet de 60° à l'extrémité, conduit à une épaisseur de la zone d'ionisation variant de 50 à 100  $\mu\text{m}$  lorsque la densité de courant totale à la cathode varie de 0,5 à 4  $10^8 \text{ A.m}^{-2}$ . La chute cathodique est de l'ordre de 2 V dans cette zone pour une température de cathode de 3000 K et de l'ordre de 4 V dans la zone de charge d'espace si l'épaisseur est de l'ordre de la longueur de Debye ( $\sim 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ ). Zhou et Heberlein [54] calculent une épaisseur de cette zone de 33 fois la longueur de Debye pour une cathode de tungstène de 6 mm de diamètre fonctionnant sous argon à 200A.

### 2.1.1.3. Bilan d'énergie à la cathode

Les bilans énergétiques proposés par les différents modèles supposent que le métal est en fusion sous la tache cathodique et que le phénomène d'évaporation est présent. Ce bilan s'écrit alors :

$$P_c = P_{vap} + P_\lambda + P_{ray} + P_{elec} \quad (\text{éq. 2.3})$$

où le terme de gauche représente l'énergie apportée et les termes de droite, les différents mécanismes de dissipation de cette énergie.

- $P_{vap}$  est le flux d'énergie perdu par la vaporisation,
- $P_\lambda$  est la puissance dissipée par conduction thermique dans l'électrode. Ce terme peut être calculé par la résolution de l'équation de la chaleur dans la cathode,
- $P_{ray}$  est la différence entre les puissances rayonnées par la cathode et par la décharge. Elle est généralement négligeable par rapport aux autres puissances mises en jeu,

- $P_{elec}$  est la puissance dissipée par l'émission électronique. Elle est fonction du potentiel  $\phi_s$  correspondant à l'énergie moyenne nécessaire pour émettre un électron. Zhou et Heberlein [54] expriment ce terme sous la forme :

$$P_{elec} = j_e \left( \phi_s + \frac{5}{2} k_B \frac{T_c}{e} \right) \quad (\text{éq. 2.4})$$

où  $T_c$  est la température de la surface cathodique et  $j_e$  la densité de courant correspondant aux électrons émis par la cathode.

L'énergie est apportée à la cathode par les ions, les électrons rétro-diffusés et les particules neutres. La contribution des ces dernières représente moins de 5 % de l'énergie apportée par les ions et n'est généralement pas prise en compte. Différentes expressions ont été proposées pour les contributions énergétiques des ions et des électrons. Par exemple Zhou et Heberlein [54] l'écrivent :

$$P_c = j_{ed} \left( V_c + \frac{5}{2} k \frac{T_e}{e} \right) + j_i \left( V_c + V_i - V_s + \frac{5}{2} k \frac{T_e}{e} \right) \quad (\text{éq. 2.5})$$

où  $j_{ed}$  est la densité de courant électronique correspondant aux électrons rétro-diffusés,  $j_i$  la densité de courant ionique,  $V_c$  la chute de tension dans la zone de charge d'espace,  $V_i$  l'énergie d'ionisation et  $T_e$  la température électronique.

## 2.1.2. La zone anodique

Cette zone relie la colonne d'arc à l'anode qui joue essentiellement le rôle passif de collecteur d'électrons.

### 2.1.2.1. Structure de la zone anodique

La zone anodique est généralement subdivisée en 3 régions (Figure 17) : la gaine, la zone de chute libre et une zone frontière. Les deux premières zones constituent la zone de charge d'espace et la dernière zone relie la zone de charge d'espace à la colonne d'arc. L'épaisseur de la gaine anodique est de l'ordre de la longueur de Debye ( $\sim 10^{-8}$  m) et celle de la zone de chute libre est de l'ordre du libre parcours moyen des électrons qui ne subissent donc pas de collisions dans cette zone.

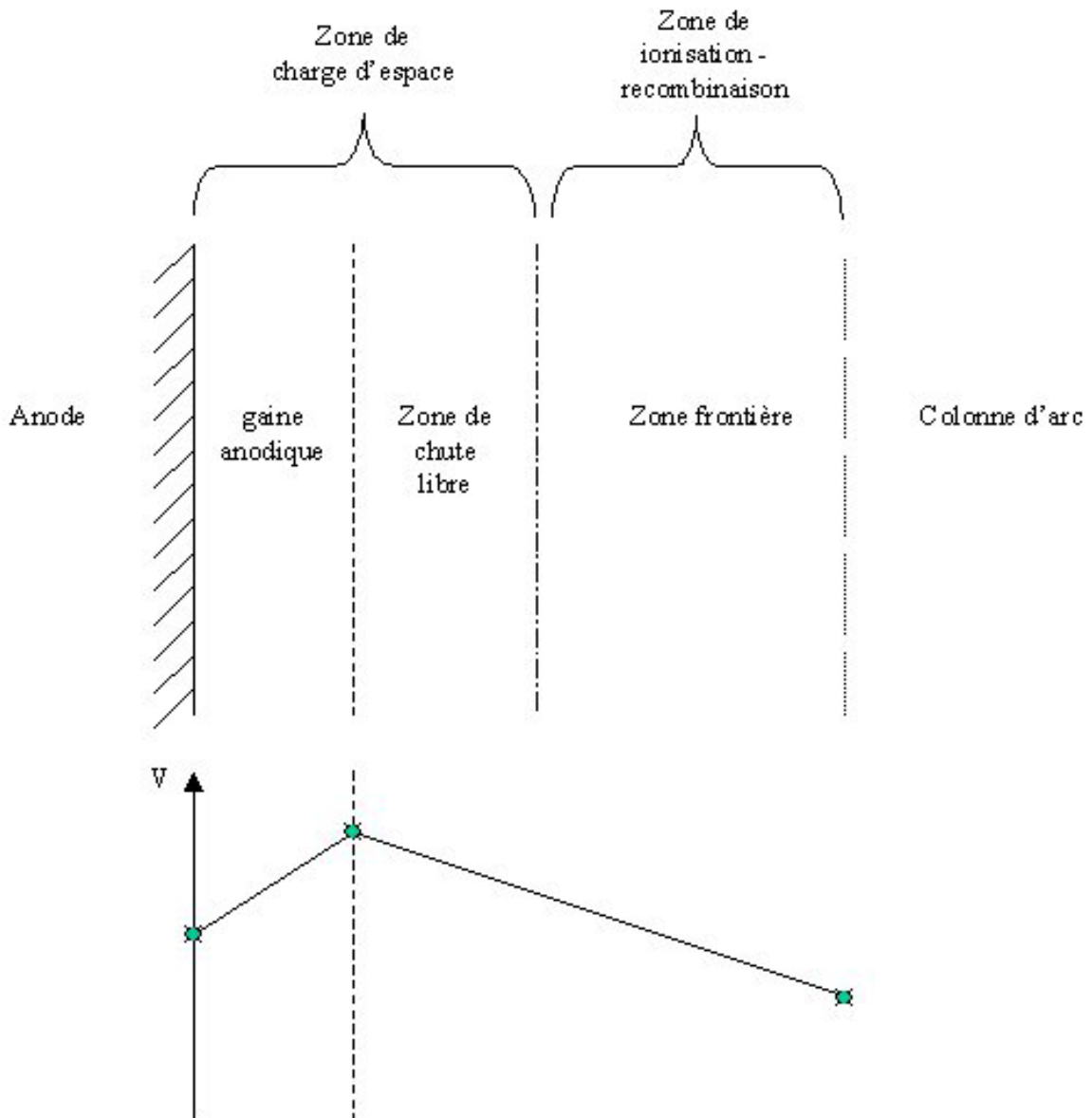


Figure 17 : Structure de la zone anodique [53]

La zone frontière peut avoir une épaisseur de 2 à 3 ordres de grandeurs supérieure à celle de la zone de chute libre ; les électrons y produisent une ionisation par chocs.

Si la densité de courant due à l'agitation thermique des électrons au bord de la gaine est supérieure à la densité de courant totale, la chute de potentiel est négative dans la gaine comme le présente la Figure 17. Par contre, des études ont montré que pour certaines conditions, la chute pouvait être négative sur toute la zone anodique [63, 64, 65].

### 2.1.2.2. Bilan d'énergie à l'anode

Ce bilan suppose que la puissance thermique apportée à l'anode est équilibrée par celle enlevée par le circuit de refroidissement, et éventuellement, par celle due à l'évaporation de l'anode et celle due au rayonnement de l'anode. Il peut s'exprimer par :

$$P_a = P_{cond} + P_{conv} + P_{ray} + P_{elec} \quad (\text{éq. 2.6})$$

Où :

- $P_{cond}$  représente la puissance thermique amenée par les particules élémentaires. En considérant le gaz en déséquilibre dans cette zone, ce terme peut être évalué par :

$$P_{cond} = k_e \frac{dT_e}{dx} + k_g \frac{dT_g}{dx} \quad (\text{éq. 2.7})$$

où  $k_e$  et  $k_g$  sont les conductivités thermiques des électrons et des particules lourdes et,  $T_e$  et  $T_g$  leurs températures.

- $P_{conv}$  représente la puissance apportée par convection
- $P_{ray}$  correspond à la puissance rayonnée par le plasma vers l'électrode
- $P_{elec}$  correspond à l'énergie de condensation des électrons et à l'enthalpie qu'ils gagnent dans la gaine. Ce terme peut être exprimé par [53]:

$$P_{elec} = I \left( \frac{5}{2} k \frac{T_e}{e} + V_a + \phi_s \right) \quad (\text{éq. 2.8})$$

où  $V_a$  est la chute de tension anodique et  $\phi_s$  la tension de sortie des électrons au niveau de l'anode.

Il faut remarquer que l'évaporation de l'anode joue sur le bilan thermique, essentiellement par la modification des propriétés thermodynamiques et de transport lorsque la vapeur métallique se mélange au gaz plasmagène.

Parmi les modèles proposés pour modéliser la zone anodique, on peut citer ceux de Nemcinskij et Peretu [66] et de Lowke et al [62]. Ces derniers ont étendu à l'anode le modèle qu'ils avaient proposé pour la cathode. Ce modèle ne tient compte que d'une équation de

continuité pour les électrons dans la zone d'ionisation. Le flux diffusif des électrons est, alors, régi par la diffusion ambipolaire, l'ionisation thermique et la recombinaison à trois corps. Ce modèle permet de déterminer la densité électronique dans la couche cathodique ou la couche anodique et donc de déterminer la conductivité électrique dans la couche. L'équation du bilan énergétique tient compte du rayonnement de l'électrode, du refroidissement ou du chauffage par le courant électronique et du chauffage par le courant ionique dans le cas de la cathode.

Nemcinskij et. Peretu [66] ont étudié la couche anodique pour un arc à la pression atmosphérique et une intensité de 100 à 300 A, avec une électrode qui ne se vaporise pas, à l'aide d'un modèle à deux températures pour calculer les champs de température, du potentiel, de la concentration ainsi que les flux de chaleur à l'anode pour des atmosphères d'argon et d'hélium. Leurs résultats montrent que la chute anodique est de l'ordre de 1 V et qu'elle augmente lorsque la densité de courant augmente.

Dinelescu et Pfender [67] ont établi les densités et champs de température dans la couche anodique à partir d'un formalisme de physique statistique appliqué à l'attachement de l'arc sur l'anode.

## 2.2. Les modèles d'arcs électriques proposés dans la littérature

La modélisation et l'étude numérique des arcs plasma ont connu un grand essor ces dernières années grâce, d'une part, à l'augmentation de la puissance des calculateurs et, d'autre part, à une meilleure connaissance des mécanismes qui régissent le comportement de l'arc.

Différentes classifications peuvent être proposées pour les modèles décrits dans la littérature, à partir :

- du nombre de dimensions spatiales du système,
- de la prise en compte ou non du temps,
- de la prise en compte ou non de la turbulence [68, 69, 70].

Il faut noter que la turbulence dans les modèles d'arc électrique reste un sujet de discussion, le nombre de Reynolds n'étant pas un critère jugé généralement suffisant pour caractériser la transition laminaire/turbulent dans les arcs. En effet, des instabilités peuvent

être liées à la force de Lorentz [70] mais aussi à des phénomènes thermiques ou électriques [71].

Certains modèles supposent que la zone chaude reste laminaire alors que d'autres admettent que la zone froide devient turbulente après le pied d'arc et que cette turbulence peut induire une turbulence dans la colonne d'arc à forte viscosité.

Pour présenter les principaux modèles d'arc électrique, nous avons choisi une classification selon le nombre de dimensions spatiales comme cela a été proposé dans l'ouvrage « L'arc électrique et ses applications » [53] en nous limitant aux modèles d'arc générés par des torches à courant continu.

La majorité de ces modèles supposent que :

- Le plasma obéit aux équations des fluides et donc son comportement, ou celui d'une espèce du plasma (électrons, particules lourdes), peut être décrit à partir des équations de conservation ;
- Les fonctions de distribution des vitesses ou d'énergie des particules sont maxwelliennes, ce qui permet de définir une énergie cinétique moyenne, et donc une température cinétique. La plupart des modèles suppose que l'équilibre thermique prévaut dans le fluide et utilise l'hypothèse de l'Equilibre Thermodynamique Local (E.T.L.). Une température unique est alors considérée pour l'ensemble des espèces. Certains modèles affinent la description en utilisant deux températures : une pour les électrons et une pour les particules lourdes (atomes, molécules, ions). Une température unique pour ces particules se justifie par l'efficacité du transfert d'énergie cinétique lors des collisions élastiques. Enfin, ces modèles à deux températures peuvent permettre de tenir compte des écarts à la composition à l'équilibre en les couplant avec un modèle de cinétique chimique.

### 2.2.1. Modèle 0D

Ces modèles permettent d'obtenir une représentation macroscopique des arcs qui sont alors considérés comme un élément d'un circuit électrique dont on cherche à calculer l'impédance électrique. Ces modèles n'apportent donc aucune information sur les propriétés locales et instantanées. Ils sont essentiellement utilisés pour les arcs des disjoncteurs [53]. Pour ces modèles, les propriétés locales sont moyennées et les équations qui régissent le

modèle ne font pas apparaître de termes différentiels sur les variables d'espace, c'est pourquoi on parle de modèle 0D. On peut citer les modèles de Mayr [72], de Cassie [73], de Bonin [74], ...

Un autre type de modèle de la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans le gaz plasmagène, qui peut être classé dans les modèles 0D, considère une source de puissance volumique uniformément répartie dans le canal de la tuyère. Cette puissance est introduite comme terme source dans l'équation de conservation de l'énergie. Les forces électromagnétiques ne sont pas prises en compte. Cette méthode permet d'établir les profils de vitesse et de température du jet de plasma en sortie de tuyère en régime stationnaire [75, 76, 77] ou transitoire [78]. Cependant, les résultats dépendent de la longueur du cylindre dans lequel est appliquée la puissance volumique. Cette longueur détermine en effet en grande part, la perte d'enthalpie aux parois et donc le rendement de la torche. Elle peut être estimée par comparaison du rendement thermique de la torche obtenu par la mesure de l'élévation de la température de l'eau dans les systèmes de refroidissement des électrodes, avec le rendement prédit par le modèle.

### 2.2.2. Modèle 1D

Les modèles 1-D permettent de calculer, dans le cas stationnaire, le champ de température de l'arc sous un certain nombre d'hypothèses :

- Plasma à l'ETL ;
- Régime stationnaire ;
- Symétrie cylindrique du plasma ;
- Pression uniforme ;
- Champ électrique uniforme ;
- Ecoulement et diffusion des particules élémentaires négligeables.

Ils représentent de façon assez réaliste les conditions de la colonne d'un arc stabilisé par parois. Le courant  $I$  et le rayon de stabilisation  $R$  étant connus et imposés, ce modèle consiste à calculer la valeur du champ électrique et le profil radial de température  $T(r)$  en

résolvant la loi d'Ohm et l'équation de conservation de l'énergie. En coordonnées cylindriques, ces deux lois s'écrivent :

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma dr \quad (\text{éq. 2.9})$$

$$\sigma E^2 - S_{rad} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \kappa \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad (\text{éq. 2.10})$$

Où  $\sigma$  est la conductivité électrique,  $\kappa$  la conductivité thermique et  $S_{rad}$  représente les pertes radiatives. L'équation 2.10 se réduit à l'équation dite d'Elenbaas-Heller lorsque le terme de rayonnement est supposé négligeable. Cette équation est difficile à résoudre dans la mesure où  $\kappa$  et  $\sigma$  ne sont pas des fonctions linéaires de la température. La résolution de cette équation a donné lieu à de nombreuses études analytiques et numériques dont une revue détaillée est donnée dans l'ouvrage de Vacquié [79].

Un des modèles basé sur l'équation (2.10) est le modèle dit «modèle canal » qui utilise le principe du « minimum de Steenbeck » pour calculer le rayon de conduction de l'arc. Ce principe stipule qu'une décharge électrique choisit de préférence la configuration qui implique une chute de tension minimale. Dans ce modèle on considère que la conductivité électrique est constante dans un canal de l'arc de rayon  $r_c$ . La conductivité thermique peut prendre deux valeurs différentes qui correspondent au domaine intérieur et au domaine extérieur du canal de conduction. La difficulté est alors de déterminer le rayon  $r_c$  du canal de conduction. La valeur choisie est celle qui conduit à une valeur minimale du champ électrique  $E$ .

Dans le cas général, le système d'équations 2.9 et 2.10 ne présente aucune difficulté de résolution numérique lorsque les lois de variation des paramètres  $\sigma$ ,  $\kappa$  et  $S_{rad}$  en fonction de la température pour une pression donnée sont connues. Ce type de modèle se limite à des géométries simples mais il permet d'étudier l'influence de certains phénomènes sur la distribution de température dans l'arc, en particulier d'étudier les phénomènes de conduction, ionisation et rayonnement.

Les principaux résultats obtenus par ces modèles 1D sont les suivants :

- La conductivité thermique du gaz influe notablement le profil radial de température de l'arc,



- La température augmente avec le courant d'arc,
- Pour un courant et un diamètre donnés, le champ électrique dépend fortement de la nature du gaz,
- Pour un gaz donné, le champ électrique augmente quand le diamètre de conduction diminue,
- La présence de vapeurs métalliques (prises en compte dans le modèle en supposant une répartition uniforme de la vapeur et en modifiant les propriétés de transport) entraîne une diminution de la température du cœur de l'arc. Ceci s'explique, d'une part, par une augmentation des pertes radiatives, d'autre part, par une augmentation du rayon de conduction ce qui tend à diminuer la densité électronique.

Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus sur les arcs.

### 2.2.3. Modèle 2D et 3D

Nous présentons sous forme de tableau les principaux travaux de modélisation réalisés en géométrie 2D et 3D. Ce tableau rassemble le nom des auteurs, les principales hypothèses du calcul, le domaine d'application du modèle, les conditions opératoires utilisées pour la modélisation et les principales conclusions de ces études. Nous commentons ensuite certaines figures ou tableaux tirés des travaux qui portent sur la modélisation de l'arc dans des conditions proches de celles de notre étude. Ces figures ou tableaux sont repérés par un numéro listé dans la dernière colonne du tableau.

Auteurs	Référence	Principales hypothèses	Domaine de l'étude	Conditions opératoires	Principales conclusions	Figure et tableaux
<b>Hsu et Pfender</b>	[80]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire</li> <li>• profil de densité de courant sur la cathode et température de l'anode imposés</li> </ul>	Arc libre transféré	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc de 1 et 2 cm</li> <li>• argon à la pression atmosphérique</li> <li>• intensité de 100 à 300 A</li> <li>• cathode conique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• résultats très sensibles à la condition limite sur la densité de courant à la cathode</li> <li>• condition limite sur la température à l'anode peu sensible</li> </ul>	Figure 18 Tableau 2-1
<b>Delalondre</b>	[81], [82]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire</li> <li>• modèle à l'équilibre ou non de la zone cathodique</li> </ul>	Arc libre transféré	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc de 1 à 5 cm</li> <li>• argon à la pression atmosphérique</li> <li>• intensité de 100 à 300 A</li> <li>• débit de 30 à 60 Nl.min<sup>-1</sup></li> <li>• cathode conique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux</li> <li>• lorsque la vitesse d'injection augmente, le jet froid pénètre plus dans la zone chaude, la prise en compte de la turbulence est nécessaire</li> </ul>	
<b>Kaddani et al.</b>	[60]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire</li> <li>• modèle à 2 températures pour zone cathodique</li> <li>• modèle de vaporisation pour l'anode</li> </ul>	Arc libre transféré	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc de 1 cm</li> <li>• argon à la pression atmosphérique</li> <li>• intensité de 200 A</li> <li>• cathode conique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• forte influence de la vaporisation de l'anode (non négligeable sur le plasma proche de l'anode)</li> <li>• grande importance de la condition sur la température des lourds et des électrons dans la couche cathodique : travaux orientés vers la résolution de l'équation de Poisson.</li> </ul>	Figure 20
<b>Lowke et al.</b>	[83],[84]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire</li> <li>• cathode incluse dans le domaine de calcul (modèle de la zone cathodique)</li> </ul>	Arc libre	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc de 5 mm</li> <li>• argon à la pression atmosphérique</li> <li>• intensité de 200 A</li> <li>• cathode conique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• pas de profil de densité de courant imposé en pointe de cathode</li> <li>• forte influence de la taille de la pointe de cathode sur la densité de courant</li> <li>• requière la distribution de température sur la cathode mais paramètre peu sensible</li> </ul>	Figure 21

<b>Chen et al.</b>	[85]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulements laminaire et turbulent (k-ε)</li> <li>• prise en compte de la démixtion</li> </ul>	Arc soufflé – torche de projection plasma	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ar/H<sub>2</sub> (2 % en mole)</li> <li>• injection en vortex</li> <li>• intensité de 221 A</li> <li>• débit gaz plasmagène 8,84 m<sup>3</sup>.h<sup>-1</sup> pour le cas laminaire et 35 Nl.min<sup>-1</sup> pour le cas turbulent</li> <li>• pression atmosphérique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• hydrogène plus concentré dans les régions chaudes</li> <li>• la prise en compte de la démixtion change la distribution de température dans les régions les plus chaudes</li> <li>• l'approche 2D est jugée insuffisante dans ce cas d'étude, le modèle (k-ε) est sujet à controverse</li> </ul>	
<b>Westhoff et Szekely</b>	[86]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire</li> <li>• densité de courant imposée en pointe de cathode</li> </ul>	Arc soufflé – torche de projection plasma	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Argon</li> <li>• injection en vortex</li> <li>• intensité de 250, 500 et 750 A</li> <li>• débit gaz plasmagène 9,83 et 13,8 Nl.min<sup>-1</sup></li> <li>• pression atmosphérique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• rôle déterminant des forces électromagnétiques pour déterminer température et vitesse en sortie de tuyère</li> <li>• le vortex diminue la densité de courant maximale sur l'anode et la longueur de l'arc. La tension diminue lorsque le vortex s'intensifie</li> <li>• corrélation entre le courant d'arc, l'intensité du vortex et le débit de gaz</li> </ul>	
<b>Favalli et Szente</b>	[87]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulements laminaire et turbulent</li> <li>• couplage avec le domaine extérieur</li> </ul>	Arc soufflé – torche de projection plasma	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Argon</li> <li>• injection axiale</li> <li>• intensité de 100 A</li> <li>• débit Ar : 20 Nl.min<sup>-1</sup></li> <li>• pression atmosphérique</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• température maximale dans la torche 21000 K</li> <li>• vitesse maximale 260 m.s<sup>-1</sup></li> <li>• température et vitesse diminuent rapidement dans la torche</li> </ul>	Figure 22
<b>Freton et al.</b>	[88]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulements laminaire et turbulent</li> <li>• couplage avec le domaine extérieur</li> <li>• profil de densité de courant imposé en pointe de cathode</li> </ul>	Arc soufflé – torche de projection plasma	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Argon</li> <li>• injection axiale</li> <li>• intensité de 100 à 150 A</li> <li>• débit Ar : 5 à 30 Nl.min<sup>-1</sup></li> <li>• pression atmosphérique</li> <li>• diamètre de tuyère : 6mm</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• utilisation de code commercial Fluent</li> <li>• température et vitesse sur l'axe proches de l'expérimental</li> <li>• différences importantes dans les zones périphériques dues au déséquilibre et au rayonnement</li> </ul>	Figure 23

<b>Jenista</b>	[89]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire et compressible</li> </ul>	Arc soufflé – torche de projection plasma Plasma d'eau	<ul style="list-style-type: none"> <li>• injection axiale</li> <li>• intensité de 300 à 600 A</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• la température et les gradients de densité dans la zone de vaporisation augmentent avec le courant d'arc</li> <li>• l'importance de la diffusion thermique augmente avec le courant</li> <li>• la puissance perdue par le rayonnement et la conduction radiale représente 50 % de la puissance apportée à l'arc</li> <li>• la vitesse en sortie augmente avec la longueur de la tuyère</li> </ul>
<b>Gonzalez et Jenista</b>	[90]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire et compressible</li> </ul>	Arc soufflé – torche de projection plasma Plasma d'eau	<ul style="list-style-type: none"> <li>• injection axiale</li> <li>• intensité de 300 à 600 A</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• la force d'inertie dans la colonne d'arc est 1000 fois plus intense que les forces visqueuses, centrifuges et de Coriolis</li> <li>• Différences importantes sur la température avec l'expérience en sortie de tuyère, bonne concordance pour la vitesse</li> </ul>
<b>Kotalik</b>	[91]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (2D)</li> <li>• écoulement laminaire, subsonique et compressible</li> </ul>	Arc soufflé – torche de projection plasma Plasma d'eau	<ul style="list-style-type: none"> <li>• injection axiale</li> <li>• intensité de 400 à 600 A</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• observation d'une zone de recirculation après la chambre d'ionisation et près de la cathode pour les courants élevés</li> <li>• vitesse et température du plasma plus faible pour une tuyère divergente que pour une tuyère droite</li> </ul>

<b>Douce</b>	[92]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire à géométrie cylindrique (3D)</li> <li>• écoulements laminaire</li> <li>• prise en compte du rayonnement et des vapeurs métalliques</li> </ul>	Arc transféré		<p>mise en évidence des limites du code de calcul :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Le calcul du rayonnement suppose de connaître le coefficient d'absorption. Il est possible d'utiliser l'hypothèse d'un gaz gris par bandes mais le temps de calcul devient rapidement très important</li> <li>• L'utilisation du potentiel vecteur soulève des contraintes numériques, en particulier au niveau des conducteurs. Il n'est pas possible de déterminer des conditions aux limites sur le potentiel vecteur pour les parois métalliques. On évitera donc la présence de matériaux conducteurs dans le domaine de calcul.</li> </ul>
<b>Kaddani</b>	[93, 94]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc instationnaire 3D</li> <li>• modélisation de la couche cathodique</li> </ul>	Arc libre	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Argon</li> <li>• intensité de 200 et 300 A</li> <li>• arc de 1 cm</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• comparaisons à l'expérience et aux résultats obtenus par Delalondre</li> <li>• forte influence de la distribution de la densité de courant sur la paroi cathodique pour la stabilité de l'arc</li> </ul>
<b>Zahrai et al.</b>	[95]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc instationnaire 3D</li> <li>• avec ou sans écoulement transversal</li> </ul>	Arc libre	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc dans SF<sub>6</sub></li> <li>• intensité de 200 A</li> <li>• arc de 1 cm</li> </ul>	<p>Etude de 2 configurations d'arc différentes : une configuration stable avec des électrodes de tailles différentes (stabilisation par les forces de Laplace), et une configuration instable de l'arc avec des électrodes de dimensions identiques</p>

<b>Gonzalès</b>	[96]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc instationnaire 3D</li> <li>• étude de la turbulence à l'aide de différents modèles</li> </ul>	Arcs de rupture dans les disjoncteurs	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc dans SF<sub>6</sub></li> <li>• arc de 5 cm</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• la turbulence dans les arcs électriques est mal appréhendée par les modèles classiques (longueur de mélange, <math>k - \varepsilon</math>).</li> <li>• les mouvements de l'arc électriques sont apparus comme très rapide vis à vis de la mécanique des fluides et lents par rapport à l'électromagnétisme</li> </ul>	
<b>Barthelemy</b>	[97]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc instationnaire 3D</li> <li>• écoulement laminaire</li> </ul>	arc transféré pour la vitrification des déchets radioactifs dans un four verrier	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ar-O<sub>2</sub></li> <li>• intensité de 200 A</li> </ul>		
<b>Blais et al.</b>	[98]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• arc stationnaire 3D</li> <li>• écoulement laminaire</li> </ul>	arc transféré dévié par un champ magnétique extérieur	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Argon</li> <li>• arc de 1 cm</li> <li>• intensité de 200 A</li> </ul>	la déformation de l'arc augmente lorsque le courant d'arc augmente, ou lorsque le débit massique de gaz diminue	
<b>Li et al.</b>	[99, 33]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• écoulement turbulent</li> <li>• arc stationnaire 3D</li> <li>• géométrie et conditions aux limites axisymétriques</li> <li>• principe de Steenbeck pour déterminer la position du pied d'arc</li> </ul>	Torche à plasma DC	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Argon</li> <li>• débit 33,3 ou 35 Nl.min<sup>-1</sup></li> <li>• intensité de 200 à 800 A</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• la longueur de l'arc augmente lorsque le débit de gaz augmente du fait de forces hydro-dynamiques plus importantes ou lorsque la tension d'arc diminue.</li> <li>• le rendement de la torche varie entre 30 et 45 % selon les conditions de calcul</li> <li>• plus de 50 % de la puissance introduite est dissipée dans le système de refroidissement de l'anode</li> </ul>	Tableau 2-2

<b>Gonzalez et al.</b>	[100, 101]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• écoulement laminaire</li> <li>• arc stationnaire 3D</li> <li>• profil de densité de courant imposé en pointe de cathode</li> </ul>	comparaison entre une description 2D et 3D pour un arc libre et un arc transféré	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc dans l'argon</li> <li>• intensité de 100 et 200 A</li> <li>• débit de 4,15 et 45 <math>\text{Nl.min}^{-1}</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• description axi-symétrique suffisante pour représenter un arc libre</li> <li>• comparaison 2D/3D du modèle d'un arc transféré utilisant trois injecteurs de gaz en 3D et une injection annulaire en 2D : pas de différence dans le champ de température au cœur du jet de plasma, près des bords du plasma, différences dans le champ de température importantes (jusqu'à 5000 K).</li> <li>• modèle 2D suffisant pour calculer la température sur l'axe, modèle 3D nécessaire pour le calcul de la vitesse sur l'axe</li> </ul>
<b>Klinger</b>	[102]	<ul style="list-style-type: none"> <li>• ETL</li> <li>• écoulement turbulent</li> <li>• arc stationnaire 3D</li> </ul>	torche à plasma DC	<ul style="list-style-type: none"> <li>• arc dans l'argon</li> <li>• intensité de 200 et 600 A</li> <li>• débit de 30 <math>\text{Nl.min}^{-1}</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• accent sur l'aspect 3D de l'interaction entre l'arc électrique et l'écoulement</li> <li>• temps de calcul importants</li> </ul>

Figure 19

Le modèle d'arc transféré avec un écoulement d'argon présenté par Hsu et Pfender [80] a été utilisé comme étude de référence par de nombreux auteurs pour valider les résultats de leurs études (Barthelemy [97], Delalondre [81], Freton [88], ...). La géométrie 2D utilisée dans le modèle est présentée sur la Figure 18 et les principaux résultats sont résumés dans le Tableau 2-1.

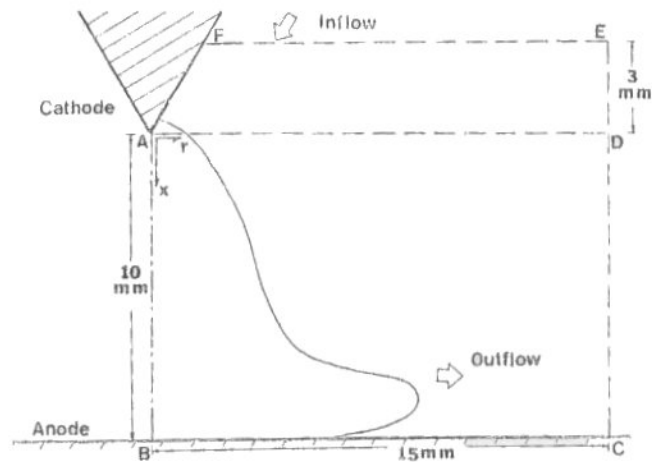


Figure 18 : domaine de calcul et forme de l'arc pour un arc transféré [80]

Tableau 2-1 : Principaux résultats de l'étude d'un arc transféré dans une atmosphère d'argon par Hsu et Pfender [80] (<sup>a</sup> pour une distance inter-électrode de 1 cm et <sup>b</sup> de 2 cm)

	100 A		200 A		300 A	
$T_{\max}$ (K)	18400 <sup>a</sup>	18200 <sup>b</sup>	21200 <sup>a</sup>	20600 <sup>b</sup>	23100 <sup>a</sup>	22500 <sup>b</sup>
$U_{\max}$ (m.s <sup>-1</sup> )	173	171	294	290	395	388
Pot (V)	11,2	14,1	13,3	17,7	15,2	19,8
$j^{\text{anode}}$ (A.m <sup>-2</sup> )	1,96 10 <sup>6</sup>	9,73 10 <sup>5</sup>	3,10 10 <sup>6</sup>	1,73 10 <sup>6</sup>	4,71 10 <sup>6</sup>	2,38 10 <sup>6</sup>
$\dot{m}_{10000K}$ (mg.s <sup>-1</sup> )	36,9	54,7	68,8	144	105	183
$P_{\text{cathode}}$ (N.m <sup>-2</sup> )	410	402	842	821	1290	1250
$P_{\text{anode}}$ (N.m <sup>-2</sup> )	71,9	38,1	394	188	869	475

Où  $P_{\text{anode}}$  et  $P_{\text{cathode}}$  sont les surpressions anodiques et cathodiques



Les travaux de Hsu et Pfender [80] montrent que lorsque l'intensité augmente, la tension d'arc, la température et la vitesse augmentent également. Lorsque la distance inter-électrodes varie de 1 à 2 cm, la température et la vitesse de l'arc varient peu tandis que la tension d'arc augmente de 3 à 4 V.

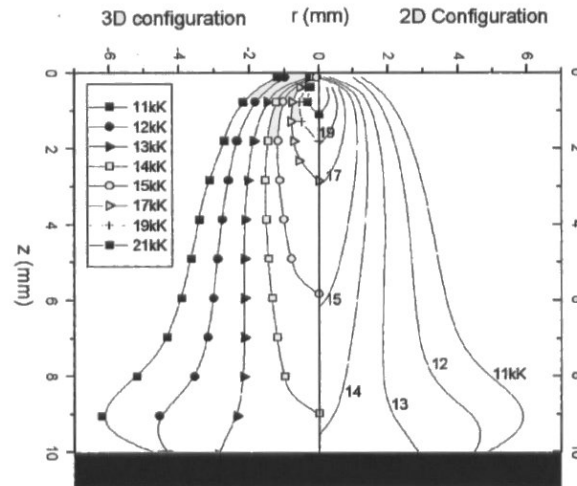
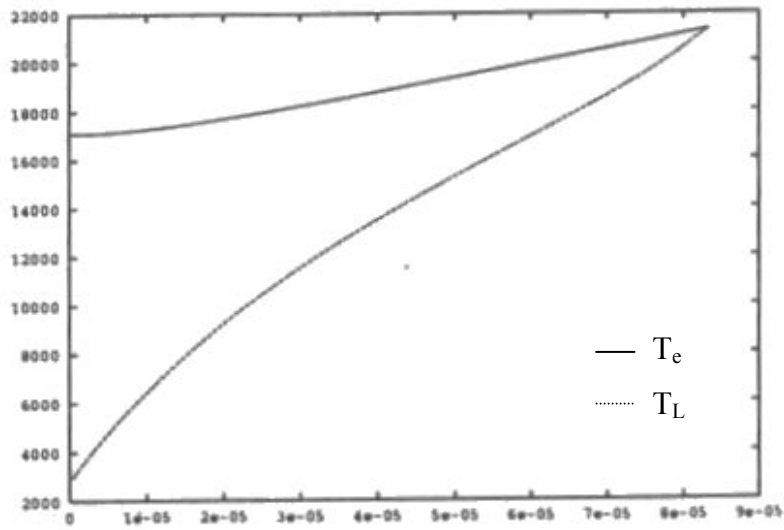
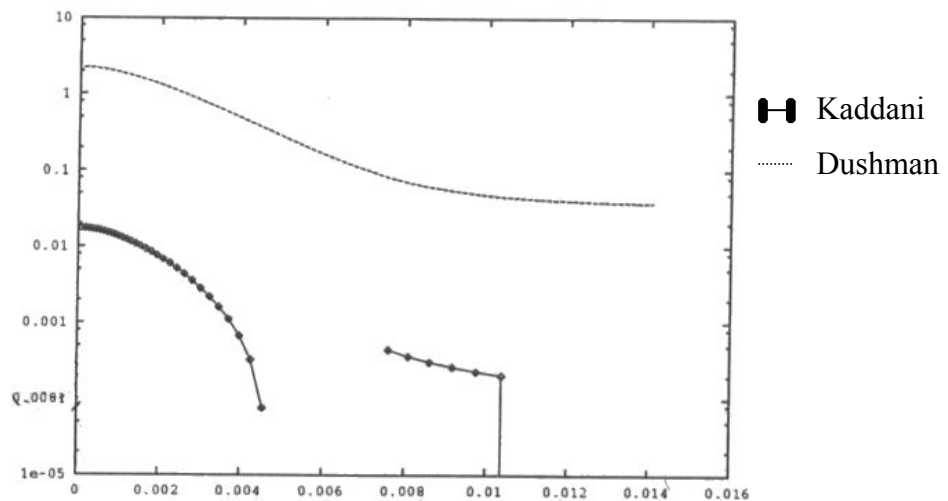


Figure 19 : comparaison de la température pour un arc transféré et un modèle 2D ou 3D (arc de 1 cm dans l'argon, 200 A) [100]

Des calculs réalisés en géométrie 2D et 3D par Gonzalez et al [100] pour une configuration similaire à celle étudiée par Hsu et Pfender montre que les différences entre les champs de température calculés avec les modèles 2D et 3D sont faibles du fait de la géométrie axisymétrique.



(a)



(b)

Figure 20 : (a) température des électrons et des lourds dans la zone cathodique en fonction de la distance à la paroi, (b) vitesse de vaporisation ( $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ) de l'anode en fonction de la distance à la paroi [60]

Le modèle d'arc de Kaddani [93] qui inclut la modélisation 1D de la zone cathodique confirme, comme nous pouvons observer sur la Figure 20-(a), que les températures des lourds et des électrons sont très différentes dans cette zone. La température des lourds doit être faible pour assurer la survie de l'électrode tandis que celle des électrons doit être élevée pour assurer la continuité du courant. La Figure 20-(b) montre que le taux de vapeurs métalliques est

maximal sur la paroi anodique. On peut observer une zone de recondensation des vapeurs métalliques de cuivre. Ce modèle est comparé à la vaporisation obtenue par la loi de Dushman, le taux de vapeur du modèle de Dushman est supérieur à celui obtenu par Kaddani.

Les travaux de Kaddani sont en bon accord avec ceux de Lowke et al [83] comme le montre la Figure 21 : le champ électrique est très intense à proximité de la paroi cathodique et la densité électronique est de l'ordre de  $10^{23} \text{ m}^{-3}$  dans cette zone.

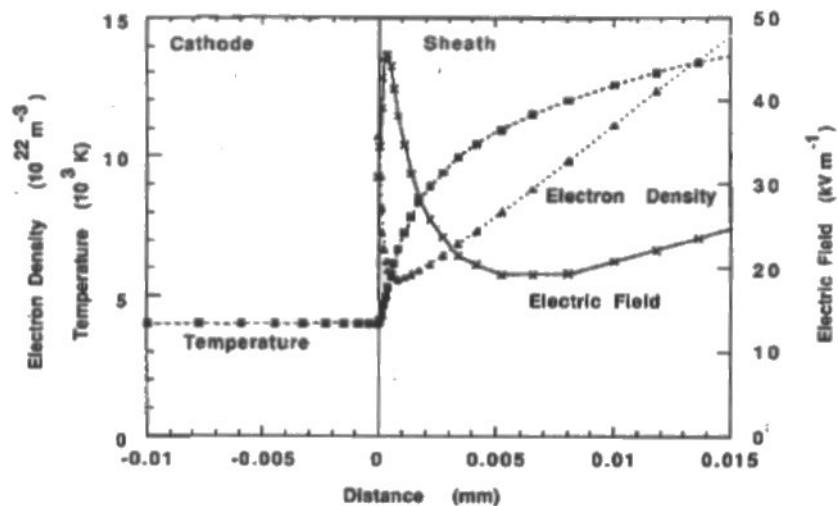


Figure 21 : Température, densité électronique et champ électrique dans la couche cathodique [83]

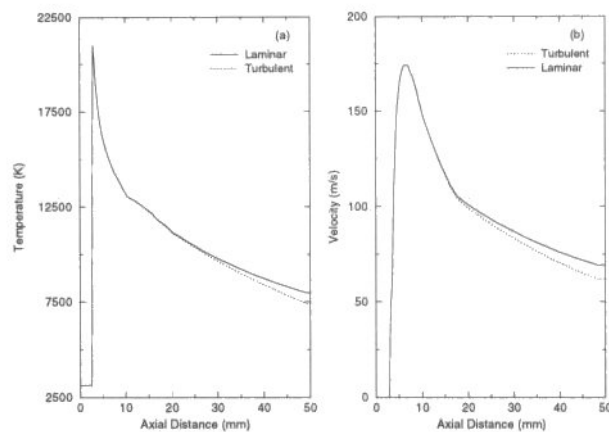


Figure 22 : Température (a) et vitesse (b) sur l'axe de la torche pour des écoulements laminaire et turbulent [87]

Favelli et Szente [87] ont développé un modèle d'un écoulement de type projection plasma qui inclut une formulation électromagnétique de la formation de l'arc dans la tuyère et l'écoulement du jet libre en sortie de torche. La comparaison des calculs effectués pour un écoulement laminaire et un écoulement turbulent (modèle k-ε) montrent que les champs de l'écoulement ne présentent des différences qu'après la transition à la turbulence (Figure 22). Cependant, il faut remarquer que ces résultats ont été obtenus pour un courant d'arc faible (300 A) et un débit de gaz plasmagène de 50  $\text{Nl.min}^{-1}$ . Ce gaz et le gaz environnant sont supposés de même nature (argon).

Freton et al [88] ont aussi effectué des calculs du champ d'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur de la tuyère en supposant l'écoulement soit laminaire soit turbulent (modèle k-ε). Leurs résultats sont très différents de ceux de Favelli et Szente.

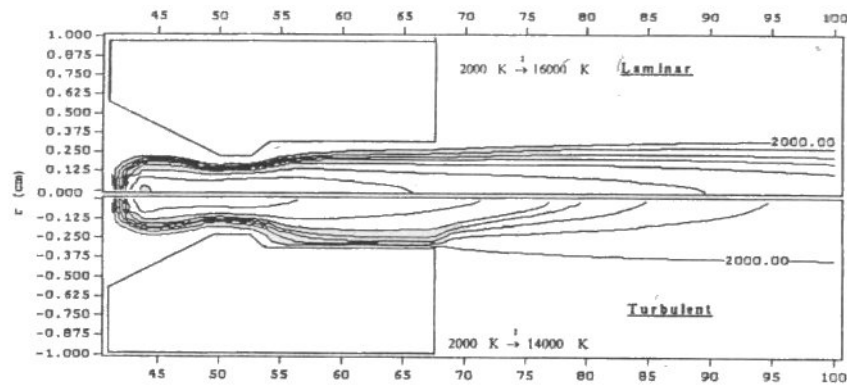


Figure 23 : Comparaison entre des écoulements laminaire et turbulent (débit d'argon 20  $\text{Nl.min}^{-1}$ , 100 A, longueur de l'arc 15 mm) [88]

La Figure 23 compare les champs de température d'un plasma d'argon d'arc soufflé dans un environnement d'air. La température dans le cœur du jet diminue plus rapidement dans le cas turbulent, ce qui s'explique par une intensification des transferts de chaleur et de quantité de mouvement avec l'air ambiant lorsque l'écoulement est turbulent. La vitesse en sortie de tuyère sur l'axe de la torche est de  $774 \text{ m.s}^{-1}$  dans le cas laminaire et de  $670 \text{ m.s}^{-1}$  dans le cas turbulent.

Li et Pfender [33, 99] ont aussi comparé un modèle 2D et 3D pour un écoulement plasma avec une géométrie similaire à celle d'une torche de projection. Les calculs sont stationnaires et la position du pied d'arc est déterminée à partir du principe de Steenbeck.

Tableau 2-2 : Comparaison 2D/3D des principaux résultats de l'étude d'une torche à plasma [99] (200 A, débit d'argon 35  $\text{Nl.min}^{-1}$ )

Cas	$T_{\max}$ (K)	$V_{\max}$ ( $\text{m.s}^{-1}$ )	$T_{\text{om}}$ (K)	$V_{\text{om}}$ ( $\text{m.s}^{-1}$ )	$\text{Pot}_{\text{cal}}$ (V)	$\text{Pot}_{\text{exp}}$ (V)
2D	25101	1570	13955	1005	56,6	22
3D	30061	1948	14646	912	25	22

Le Tableau 2-2 résume les principaux résultats de l'étude de Li et al [99]. Les différences entre les approches 2D et 3D sont notables sur l'ensemble des caractéristiques. En particulier, les températures et vitesses maximales obtenues sont de l'ordre de 30000 K et de  $1950 \text{ m.s}^{-1}$  avec le modèle 3D alors qu'elles sont respectivement égales à 25000 K et  $1570 \text{ m.s}^{-1}$  avec le modèle 2D.

### 2.3. Conclusion

Nous avons d'abord donné dans ce chapitre une description phénoménologique d'un arc électrique. Après avoir présenté la structure des zones cathodique et anodique, ainsi que le bilan énergétique aux électrodes, nous avons ensuite résumé les principaux modèles numériques proposés dans la littérature pour l'étude du comportement de l'arc dans la tuyère.

Cette étude nous a permis de définir quelles sont les hypothèses les plus couramment formulées pour modéliser les arcs électriques : E.T.L., fluide newtonien, écoulement laminaire et incompressible, plasma optiquement mince et charge électrique totale nulle.

Nous décrivons dans le chapitre suivant, le modèle que nous avons développé en retenant les hypothèses les plus couramment admises, mais en utilisant une géométrie 3D et en considérant le comportement instationnaire de l'arc.

## 3. Le modèle MHD et les développements réalisés

Ce chapitre décrit le modèle magnéto-hydrodynamique utilisé pour la modélisation de la formation du jet de plasma. Après avoir introduit les équations sous leur forme générale, nous justifions l'approche magnéto-hydrodynamique ainsi que les hypothèses utilisées. Nous présentons, ensuite, le code de calcul hydrodynamique ESTET 3.4 qui nous a permis de résoudre les équations du modèle ainsi que les développements réalisés pour intégrer le modèle «arc électrique» dans ce code.

### 3.1. Modélisation de l'arc électrique

#### 3.1.1. Equations générales

La modélisation de la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans le gaz plasmagène qui s'écoule dans la tuyère, repose sur la résolution simultanée des équations de l'électromagnétisme (équations de Maxwell) et de celles de la mécanique des fluides (équations de Navier et Stokes). En effet, les phénomènes physiques associés à l'arc électrique apparaissent dans les équations de bilan de l'énergie et de la quantité de mouvement de l'écoulement anisotherme sous forme de termes source : effet Joule et forces de Laplace respectivement. Le couplage inverse est réalisé via l'évolution de la conductivité électrique avec la température et la pression. Les équations sont écrites sous l'hypothèse d'un milieu continu.

Les équations de la mécanique des fluides s'écrivent, sous leur forme locale :

➤ **conservation de la masse :**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -div(\rho \vec{V}) \quad (\text{éq. 3.1})$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide,  $\vec{V}$  le vecteur vitesse et  $t$  le temps.

La seule contribution au flux de masse est le transport de la matière par l'écoulement.

➤ **conservation de la quantité de mouvement :**

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} = -div(\rho \vec{V} \times \vec{V}) + div \vec{\tau} - \overrightarrow{grad} p + \rho \vec{g} + \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (\text{éq. 3.2})$$

où  $p$  représente la pression,  $\vec{\tau}$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $\vec{g}$  le vecteur gravité,  $\vec{j}$  le vecteur densité de courant électrique et  $\vec{B}$  le vecteur induction magnétique.

Les contributions à la densité de flux de quantité de mouvement sont :

- le transport par le fluide (convection) :  $-div(\rho \vec{V} \times \vec{V})$ ;
- la dissipation liée aux frottements, caractérisée par la viscosité du fluide :  $div \vec{\tau}$  ;
- la contrainte associée à la pression qui agit de façon isotrope :  $-\overrightarrow{grad} p$ .

Les termes sources correspondent à l'effet de la gravité ( $\rho \vec{g}$ ) et du champ magnétique ( $\vec{j} \wedge \vec{B}$ ) sur l'écoulement.

➤ **conservation de l'énergie :**

Pour les fluides anisothermes, il est intéressant de relier directement le champ de température au champ de vitesse. Pour ce faire, on représente la température dans l'équation de l'énergie à travers l'enthalpie massique  $h$  définie par

$$h = \Sigma + \frac{p}{\rho} \quad (\text{éq. 3.3})$$

où  $\Sigma$  est l'énergie interne par unité de masse.

L'équation de bilan de l'enthalpie massique  $h$  pour un écoulement monofluide non isotherme avec chaleur massique  $C_p$  variable s'écrit, en négligeant les termes de dissipation visqueuse :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} = -div(\rho h \vec{V}) + div\left(\frac{\kappa}{C_p} \overrightarrow{grad} h\right) + \vec{j} \cdot \vec{E} + S_{rad} \quad (\text{éq. 3.4})$$

où  $\kappa$  est la conductivité thermique et  $\vec{E}$  le vecteur champ électrique.

Les contributions à la densité de flux d'enthalpie sont :

- le transport par le fluide (convection) :  $-div(\rho h \vec{V})$  ;
- le transport de chaleur par diffusion :  $div\left(\frac{\kappa}{C_p} \overrightarrow{grad} h\right)$ .

Les termes sources correspondent à un terme de chauffage par effet Joule ( $\vec{j} \cdot \vec{E}$ ) et à un terme de dissipation par rayonnement  $S_{rad}$ .

La température est déduite de l'enthalpie à l'aide de tabulations enthalpie-température pour le fluide mono-espèce.

➤ **conservation des espèces :**

$$\frac{\partial \rho X_i}{\partial t} = -div(\rho X_i \vec{V}) + div(\rho D_{ij} \overrightarrow{grad} X_i) \quad (\text{éq. 3.5})$$

où  $X_i$  représente la fraction massique et  $D_{ij}$  le coefficient de diffusion de l'espèce  $i$ .

Les contributions à la densité de flux des espèces sont :

- le transport par le fluide (convection) :  $-div(\rho X_i \vec{V})$  ;
- le transport des espèces par diffusion :  $div(D_{ij} \overrightarrow{grad} \rho X_i)$ .



Remarquons que, dans l'équation de conservation des espèces, seule est prise en compte la diffusion liée au gradient de concentration de l'espèce, alors que peuvent intervenir également la diffusion liée au gradient de température et celle liée au gradient de pression. Mais dans la modélisation que nous mettons en place, nous avons fait l'hypothèse, dans un premier temps, d'un fluide mono-espèce (argon-hydrogène) et donc les équations de conservation des espèces ne sont pas résolues dans notre modèle et, nous ne développons donc pas dans ce manuscrit le calcul de ces différents coefficients de diffusion pour lequel il existe différents modèles.

Les équations de l'électromagnétisme s'écrivent :

➤ **conservation du flux magnétique :**

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{éq. 3.6})$$

Où  $\vec{B}$  désigne l'induction magnétique.

➤ **loi de Gauss :**

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{q_{\text{tot}}}{\epsilon_0} \quad (\text{éq. 3.7})$$

Où  $q_{\text{tot}}$  est la charge électrique volumique totale du milieu et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide.

➤ **loi de Faraday :**

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} \quad (\text{éq. 3.8})$$

➤ **loi d'Ampère :**

$$\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B} - \mu_0 \vec{j} \quad (\text{éq. 3.9})$$

Où  $\mu_0$  désigne la perméabilité du vide.

A ces équations il convient d'ajouter l'équation de conservation de la charge électrique :

$$\frac{\partial q_{tot}}{\partial t} + div \vec{j} = 0 \quad (\text{éq. 3.10})$$

et la loi d'Ohm simplifiée :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + \sigma \vec{V} \wedge \vec{B} \quad (\text{éq. 3.11})$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du fluide et  $\vec{V}$  sa vitesse.

Dans cette dernière équation, le second terme du second membre représente le courant induit par les vitesses dans l'arc tandis que le premier terme représente le courant de conduction.

### 3.1.2. Hypothèses générales

Le modèle développé est tridimensionnel et instationnaire de façon à représenter le déplacement de la colonne et du pied d'arc.

Les principales hypothèses du calcul sont les suivantes :

- l'Equilibre Thermodynamique Local (E.T.L.) prévaut dans tout le domaine de calcul ;
- le fluide est newtonien ;
- l'écoulement est laminaire ;
- l'écoulement est incompressible ;
- l'influence des vapeurs métalliques liées à la fusion des électrodes sur l'arc et sur les propriétés des gaz n'est pas prise en compte ;
- le plasma est optiquement mince ;
- la charge électrique totale est nulle ;
- l'approche magnétohydrodynamique est applicable ;
- les phénomènes électromagnétiques sont stationnaires vis à vis de l'écoulement ;

- le fluide est mono-espèce. Les phénomènes de démixtion potentielle ne sont donc pas pris en compte.

### 3.1.3. Justification des hypothèses

Le plasma créé par l'arc électrique est un milieu gazeux composé de molécules, d'atomes, d'ions et d'électrons. Ce milieu est supposé continu et se comportant globalement comme un fluide.

#### Equilibre thermodynamique local

Un milieu gazeux à haute température qui contient des particules neutres (atomes, molécules), des ions et des électrons est dit en équilibre thermodynamique si tous les processus élémentaires (ionisation – recombinaison, excitation – désexcitation, émission – absorption, ...) qui interviennent entre les particules élémentaires sont contrebalancés par leurs processus inverses et qu'un état d'équilibre est atteint par la température. Cette dernière permet alors de caractériser le milieu. De plus, la distribution de vitesse des différentes particules obéit à la loi de Maxwell ; la densité de population des atomes excités est régie par la loi de Boltzmann ; les densités des atomes neutres, des ions et des électrons sont déterminées par la loi de Saha et le rayonnement par la loi de Planck. Cependant, cette notion d'équilibre thermodynamique implique l'absence de gradient de température et de gradient de concentration de particules et la réabsorption complète du rayonnement.

Ces conditions ne sont pas réalisées dans le plasma d'arc qui est généré dans la tuyère d'une torche à plasma. L'écoulement plasma est, en effet, caractérisé par des différences de température élevées entre l'axe de l'écoulement et sa périphérie, et donc par des différences de concentration des espèces qui constituent le milieu gazeux, ces gradients donnant naissance à des flux de matière. De plus, le rayonnement n'est pas, en général, complètement réabsorbé. Aussi utilise-t-on la notion d'équilibre thermodynamique local.

Différents critères ont été proposés pour l'existence de l'ETL [103, 104]. La plupart supposent que la température et la densité électronique sont suffisamment élevées pour que les collisions assurent l'équipartition de l'énergie entre les particules. Ces conditions sont, en général, réalisées dans le cœur de la colonne d'arc : par exemple dans un plasma d'argon à 20000 K à la pression atmosphérique, la densité électronique est de  $10^{23} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$ . Par contre, elles ne le sont plus dans les bords de la colonne d'arc et, surtout, dans les zones anodique et

cathodique où les phénomènes de diffusion sont accrus par les gradients de pression partielle et de température. Dans notre étude, nous avons fait le choix de supposer que l'ETL prévalait dans l'ensemble du domaine de calcul et nous n'avons pas considéré de modèle physique particulier de la zone cathodique et de la zone anodique pour nous intéresser d'abord à la description transitoire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc.

#### Milieu continu :

L'hypothèse de continuité impose, dans l'approche numérique, de considérer des éléments de volume :

- très grands à l'échelle moléculaire ;
- très petits à l'échelle macroscopique du système étudié (Figure 24).

Dans nos calculs, les dimensions des plus petites mailles sont de  $8 \cdot 10^{-5}$  m suivant x et y, avec une valeur moyenne de  $1,9 \cdot 10^{-4}$  m. Le maillage est régulier suivant l'axe de la torche z avec un pas d'espace de  $3 \cdot 10^{-4}$  m.

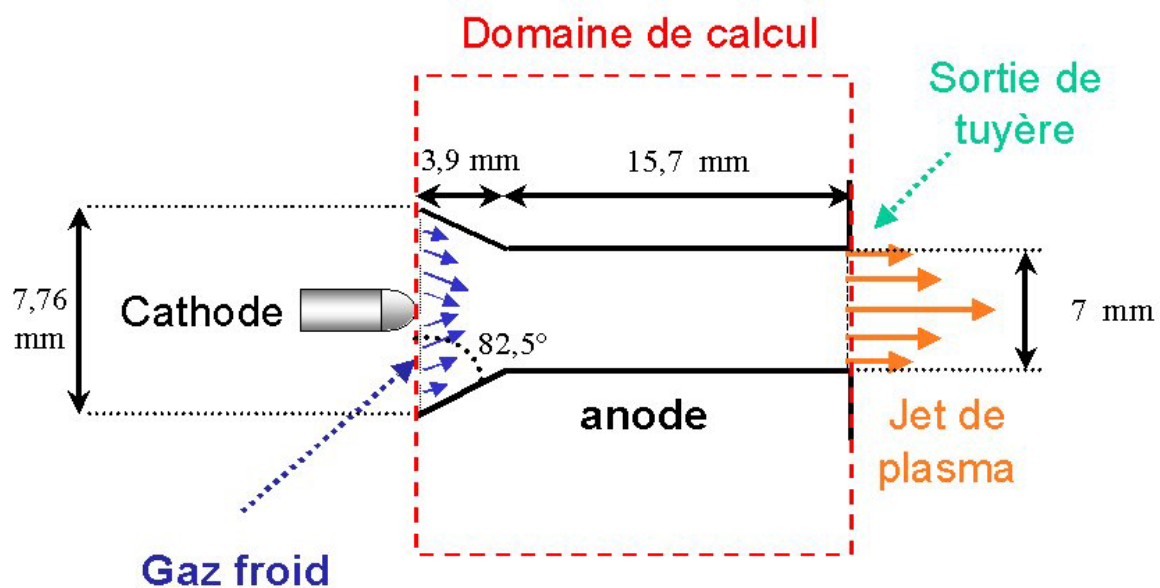


Figure 24 : Schéma et dimensions de la torche étudiée.

Le libre parcours moyen  $\lambda$  des molécules est la distance qu'elles parcourent entre deux collisions. Il peut être calculé par :

$$\lambda = \frac{k_B T}{p \sigma} \quad (\text{éq. 3.12})$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $p$  la pression et  $\sigma$  la section efficace de collision des molécules du gaz en  $\text{m}^2$  [105]. Ce libre parcours moyen est de l'ordre de  $6,6 \cdot 10^{-6}$  m à la pression atmosphérique [13]. Les éléments de volume sont donc très grands vis à vis de l'échelle moléculaire.

Le domaine de calcul « arc électrique » est de forme cylindrique, ses dimensions sont spécifiées sur la Figure 24. Le maillage de ce domaine comporte 37 mailles suivant  $x$  et  $y$  et 73 suivant  $z$ . Les éléments de volume sont donc petits vis à vis de l'échelle macroscopique du système et les grandeurs caractéristiques de l'écoulement (température, masse volumique, vitesse) peuvent être supposées uniformes dans chaque élément de volume à chaque instant.

#### Fluide newtonien :

Un milieu fluide soumis à des contraintes extérieures se déforme de façon continue. Lorsqu'on soumet le fluide à une contrainte de cisaillement, il se déforme avec un certain taux de déformation. Les fluides pour lesquels la relation entre la contrainte et le taux de déformation est linéaire sont appelés « fluides newtoniens ». Leur viscosité dynamique est alors définie comme le rapport de la contrainte de cisaillement au taux de déformation associé au cisaillement. Cette relation est vérifiée pour la plupart des gaz et sera prise comme hypothèse pour décrire le comportement du plasma. Les contraintes visqueuses s'expriment alors par [106]:

$$\tau_{ij} = 2\mu \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial V_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (\text{éq. 3.13})$$

où  $\mu$  désigne la viscosité dynamique.  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kroneker,  $V_i$  sont les composantes de la vitesse et  $x_i$  les coordonnées de l'espace.

#### Écoulement laminaire :

Un écoulement est laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se fait de façon régulière et ordonnée, il devient turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen du fluide [106].

Le nombre de Reynolds  $R_e$ , qui représente le rapport des forces d'inertie sur celles de viscosité, permet de caractériser l'apparition de la turbulence. Il est défini par :

$$R_e = \frac{\rho V d}{\mu} \quad (\text{éq. 3.14})$$

où  $d$  est une dimension caractéristique de l'écoulement.

Pour un écoulement dans un conduit cylindrique, où  $d$  est alors égal au diamètre du conduit, la transition à la turbulence s'effectue lorsque  $R_e$  est de l'ordre de 2100-2500.

Pour les conditions de notre étude en entrée du domaine plasma et dans la colonne d'arc, le nombre de Reynolds est de l'ordre de 6000 et 2100 respectivement (voir Tableau 3-1).

Bien que ce nombre adimensionnel ne soit pas un critère suffisant pour déterminer la transition laminaire/turbulent dans un arc, nous avons décidé de ne pas prendre en compte la turbulence dans le domaine. Celle-ci n'existe qu'au niveau de l'entrée du domaine où la viscosité cinématique est faible. Lorsque la colonne plasma se développe, la viscosité augmente et la turbulence n'est plus un phénomène prépondérant. Les mouvements instationnaires sont essentiellement dus aux mouvements de l'arc [107, 108].

Tableau 3-1 : Nombre de Reynolds en entrée du domaine plasma et dans la colonne d'arc.

	<b>d</b> <b>(m)</b>	<b>V</b> <b>(m.s<sup>-1</sup>)</b>	<b>μ</b> <b>(kg.m<sup>-1</sup>. s<sup>-1</sup>)</b>	<b>ρ</b> <b>(kg.m<sup>-3</sup>)</b>	<b>R<sub>e</sub></b>	<b>T</b> <b>(K)</b>
<b>Entrée du domaine plasma</b>	7,76 10 <sup>-3</sup>	30	3,2 10 <sup>-5</sup>	1,23	6000	300
<b>Colonne d'arc</b>	7 10 <sup>-3</sup>	1700	4,35 10 <sup>-5</sup>	7,67 10 <sup>-3</sup>	2100	20000

Écoulement quasi-incompressible

Dans un écoulement compressible, de petites variations de masse volumique, de pression et de vitesse se propagent à l'intérieur du fluide à la célérité du son. On peut montrer que, pour un écoulement compressible permanent dans une tuyère, les variations relatives de masse volumique sont de l'ordre de grandeur des variations relatives de vitesse multiplié par

le carré du nombre de Mach  $M_a$  [109], ce dernier étant défini comme le rapport entre la vitesse du fluide  $V$  et la vitesse du son  $c$  :

$$M_a = \frac{V}{c} \quad (\text{éq. 3.15})$$

La relation entre les variations de masse volumique et les variations de vitesse

$$\frac{d\rho}{\rho} = -M_a^2 \frac{dV}{V} \quad (\text{éq. 3.16})$$

autorise à considérer les écoulements comme incompressibles dès que  $M_a^2$  est petit par rapport à 1 soit  $M_a < 0,3$  [109].

Lorsque  $M_a < 0,3$  et que la masse volumique varie parce qu'il y a des sources ou des transferts de chaleur, l'écoulement est dit quasi-incompressible et dilatable.

En considérant une perturbation isentropique, la vitesse du son est donnée par l'expression [106] :

$$c^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (\text{éq. 3.17})$$

Pour un gaz parfait, on obtient

$$c^2 = \frac{\gamma p}{\rho} \quad (\text{éq. 3.18})$$

ou encore

$$c^2 = \frac{\gamma R T}{M} \quad (\text{éq. 3.19})$$

où  $R$  est la constante des gaz parfait,  $M$  la masse molaire du gaz et  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$

Le nombre de Mach a alors pour expression

$$M_a = \frac{V}{\sqrt{\gamma \frac{RT}{M}}} \quad (\text{éq. 3.20})$$

Une estimation grossière, en supposant que la température de l'écoulement est de 20000 K, sa vitesse de 1700 m.s<sup>-1</sup> et  $\gamma$  de 1,4 (Figure 25), conduit à un nombre de Mach de l'ordre de 0,3.

Pour notre étude nous avons essentiellement utilisé un mélange de gaz composé de 75% d'argon et de 25% d'hydrogène en volume. A l'aide du logiciel ADEP [110] développé au laboratoire SPCTS, nous avons calculé pour ce mélange les variations de  $\gamma$  (Figure 25) et de la célérité du son (Figure 26) entre la température ambiante et 50000 K, et introduit le calcul du nombre de Mach local dans le code de calcul ESTET pour vérifier que l'écoulement reste quasi-compressible. De plus, nous avons vérifié, à posteriori, par le calcul, que la surpression dans la tuyère par rapport à la pression en sortie de tuyère (pression atmosphérique) est inférieure à 0,3 bar.

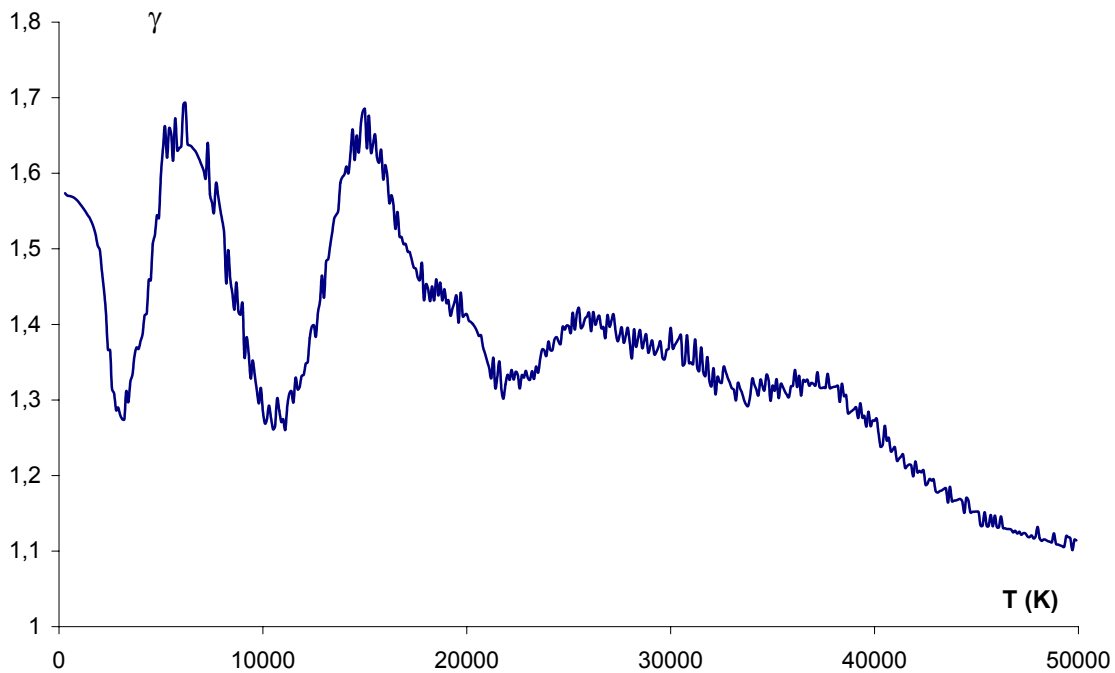


Figure 25 : Evolution de  $\gamma$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup> [110].



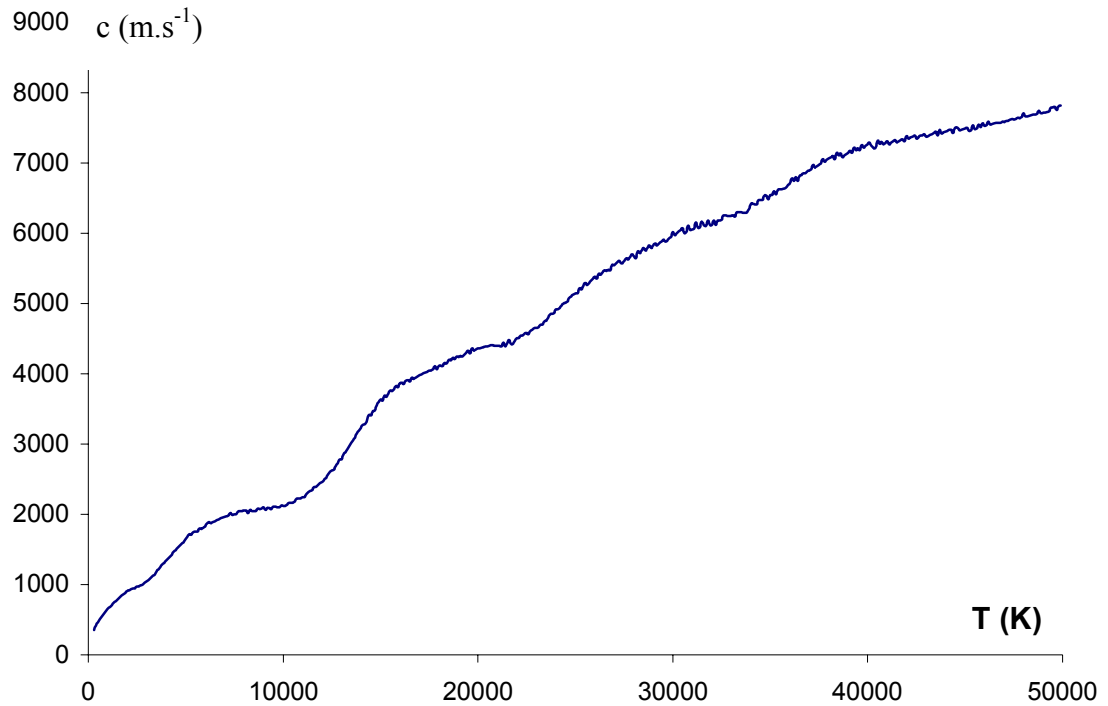


Figure 26 : Evolution de la célérité du son  $c$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup> [110]

### Influence des vapeurs métalliques

Pour évaluer l'influence des vapeurs métalliques, et plus particulièrement le cuivre, sur les propriétés du plasma nous utilisons les travaux de Cressault [111]. Il a montré que le coefficient d'émission nette (ce coefficient donne la puissance émise par une sphère de plasma isotherme et tient compte de l'émission locale et du rayonnement provenant des autres points du plasma) augmente considérablement à basse température pour un ajout de cuivre, même en faible quantité, comme nous pouvons le constater sur la Figure 27. Ce phénomène s'explique par une forte augmentation de la densité électronique  $n_e$  due à l'ionisation du cuivre à partir de 2000 K.

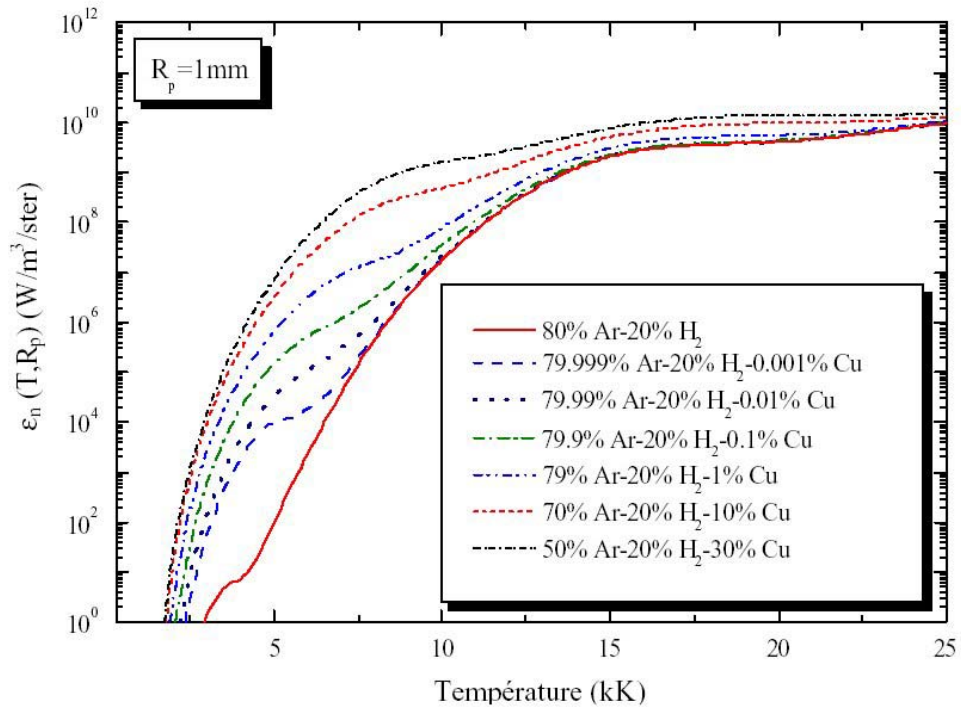


Figure 27 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur le coefficient d'émission nette d'un plasma Ar-H<sub>2</sub> pour une sphère de plasma de rayon 1 mm [111].

La conductivité thermique et la viscosité sont peu influencées par l'ajout de 1 % volumique de cuivre. L'influence du cuivre ne devient notable que pour des taux de cuivre voisins de 10 %, comme on peut le constater sur la Figure 28 et la Figure 29.

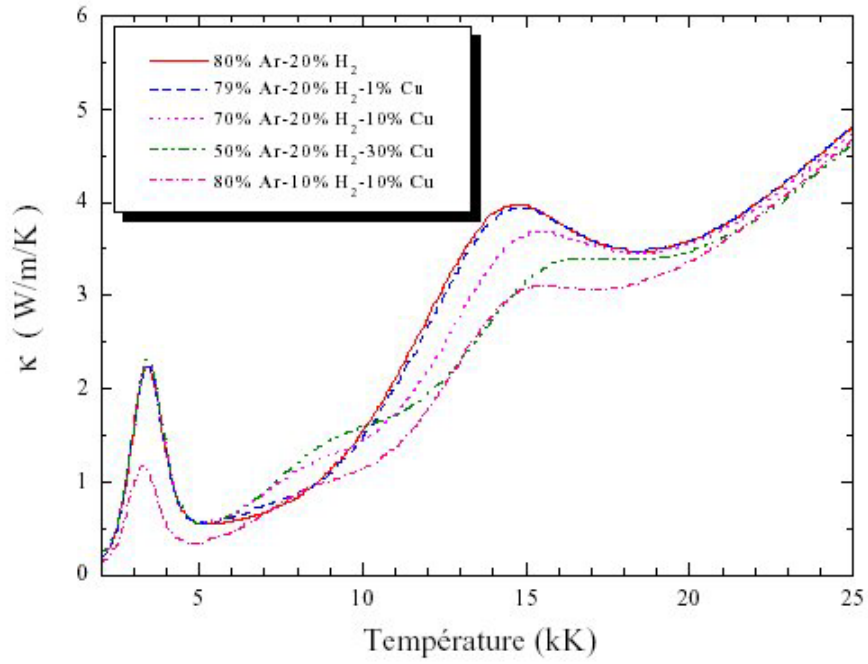


Figure 28 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur la conductivité thermique d'un plasma Ar-H<sub>2</sub> [111].

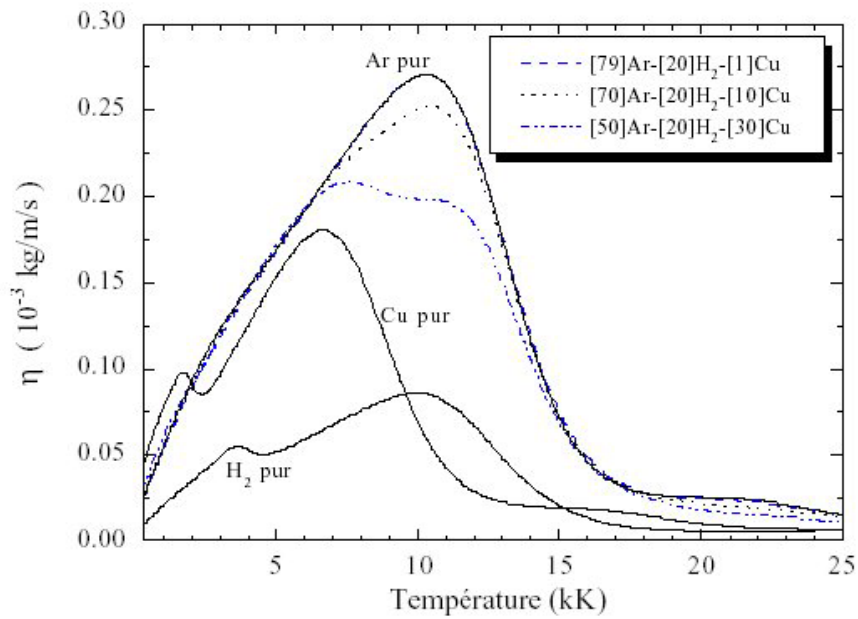


Figure 29 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur la viscosité d'un plasma Ar-H<sub>2</sub> [111].

La conductivité électrique est fortement augmentée pour des températures inférieures à 10000 K même pour un faible ajout de cuivre (0,1 % en volume). Au delà de cette température, la vapeur de cuivre ne modifie plus la conductivité du mélange gazeux comme nous pouvons le constater sur la Figure 30.

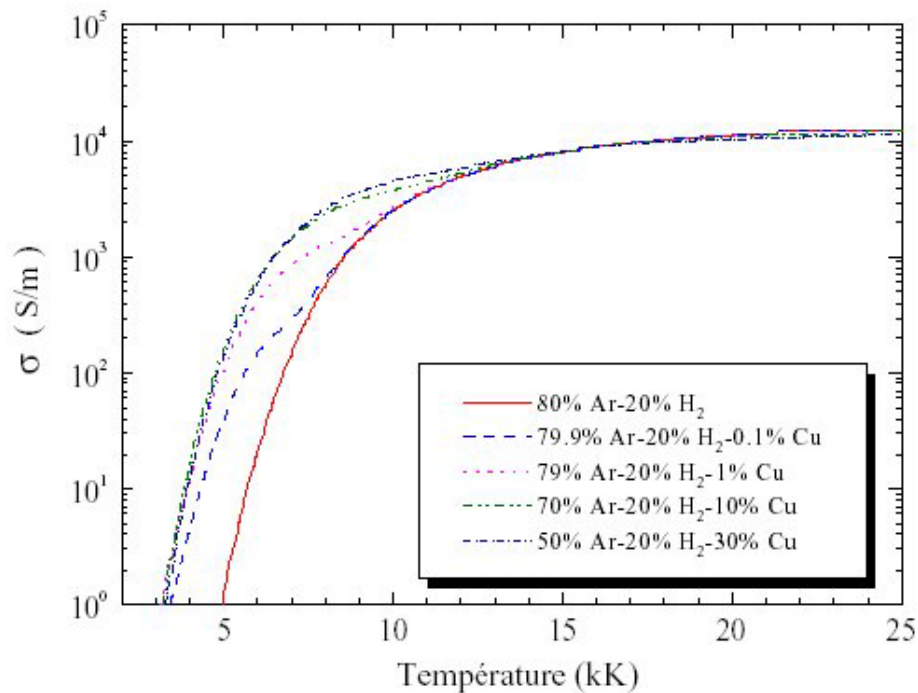


Figure 30 : Influence de la teneur en vapeur métallique de cuivre sur la conductivité électrique d'un mélange Ar-H<sub>2</sub> [111].

Ces observations font apparaître que les vapeurs métalliques n'ont d'influence que dans les zones les plus froides, c'est à dire à proximité de la paroi anodique. L'évaluation de la quantité de vapeurs de cuivre présente dans l'écoulement passe par l'évaluation de la concentration de vapeur présente dans l'écoulement et nécessite :

- de calculer l'échauffement de la tuyère en tenant compte des phénomènes transitoires de fusion et d'évaporation aux points d'accrochage de l'arc,
- et d'effectuer les bilans de conservation des espèces du mélange plasmagène (éventuellement considéré comme mono-espèces) et de la vapeur en tenant compte des phénomènes de diffusion.

Actuellement, notre modèle n'intègre pas l'étude des transferts thermiques à l'intérieur des parois de l'anode, et de sa fusion et évaporation potentielles. Cependant, dans la

perspective d'un modèle global couplant l'hydrodynamique dans la tuyère et le transfert thermique dans la paroi de cuivre, nous avons estimé à l'anode, et à l'aide d'un modèle unidimensionnel, la quantité de matériau fondue et la quantité de matériau vaporisée pour des flux thermiques de puissance donnée. Ces calculs ont été menés dans le cadre d'une collaboration avec le professeur A. LEFORT et M. ABAOUI du Laboratoire Arcs Electriques et Plasma Thermiques de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand. Les premiers résultats seront discutés dans le chapitre suivant.

### Validité de l'approche magnétohydrodynamique

Cette approche repose sur la résolution simultanée des équations de Navier-Stokes et de celles de l'électromagnétisme [112, 113, 114]. Elle suppose :

- que le milieu est électriquement neutre à l'échelle macroscopique ;
- que le paramètre de Hall  $\beta_e$  est petit devant 1 ;
- que la fréquence caractéristique de l'arc est suffisamment faible par rapport
  - à la fréquence de collision entre les électrons et les particules lourdes ;
  - à la fréquence de Larmor.

Par la suite, l'indice c représente une grandeur caractéristique de l'arc.

Avant de vérifier ces hypothèses nous définissons quelques grandeurs caractéristiques d'un plasma qui nous seront utiles pour cette vérification :

- le **degré d'ionisation** du plasma  $\alpha$  est défini par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_i + n_a} \quad (\text{éq. 3.21})$$

où  $n_a$ ,  $n_e$  et  $n_i$  sont respectivement les densités atomique, électronique et ionique.

- la **longueur de Debye**  $\lambda_D$  représente l'échelle au dessus de laquelle toute perturbation de la neutralité électrique du plasma est résorbée. Elle peut être calculée par :

$$\lambda_D = \left( \frac{\varepsilon_0 k_B T_c}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (\text{éq. 3.22})$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $e$  la charge élémentaire de l'électron et  $T_c$  la température caractéristique de l'arc. Pour une température du milieu  $T_c$  de  $2 \cdot 10^4$  K, la densité électronique  $n_e$  vaut  $10^{23} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$  [94] pour de l'argon et la longueur de Debye est alors de  $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ .

- la **fréquence plasma**  $\omega_p$ , appelée improprement fréquence, représente la pulsation propre des oscillations du plasma. Sous l'influence d'une perturbation extérieure, les forces de rappel entre les charges positives et négatives engendrent dans un plasma des oscillations dont la pulsation propre  $\omega_p$  est définie par :

$$\omega_p = \left( \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (\text{éq. 3.23})$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron. Dans nos conditions, la fréquence plasma est de l'ordre de  $1,8 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$ .

### Neutralité électrique

Le libre parcours moyen des électrons  $\lambda_e$  (éq. 3.12) est de l'ordre de  $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  alors que la longueur de Debye  $\lambda_D$  qui représente le parcours moyen d'une particule avant qu'elle ne soit sous l'influence du champ électromagnétique est de  $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ .  $\lambda_D$  est donc très petit devant  $\lambda_e$  qui est lui-même petit par rapport à l'échelle macroscopique considérée pour la modélisation du plasma. Nous pouvons ainsi considérer que chaque élément de volume est électriquement neutre à l'échelle macroscopique ( $q_{\text{tot}}=0$ ), et les équations (3.7) et (3.10) peuvent être simplifiées et deviennent respectivement :

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (\text{éq. 3.24})$$

et 
$$\operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad (\text{éq. 3.25})$$

### Paramètre de Hall

Ce paramètre est défini par :

$$\beta_e = \frac{\omega_e}{\nu_{e\beta}} \quad (\text{éq. 3.26})$$

où  $\nu_{e\beta}$  est la fréquence moyenne de collision des électrons avec les autres particules et est définie par :

$$\nu_{e\beta} = \frac{n_e e^2}{m_e \sigma_c} \quad (\text{éq. 3.27})$$

où  $\sigma_c$  est la conductivité électrique du milieu et  $\omega_e$  est la fréquence de Larmor ou fréquence cyclotronique des électrons. Elle correspond à la fréquence de précession des électrons dans un champ magnétique  $B_c$ . Elle peut être exprimée par :

$$\omega_e = \frac{eB_c}{m_e} \quad (\text{éq. 3.28})$$

La valeur caractéristique du champ magnétique peut être calculée par :

$$B_c = \frac{\mu_0 I}{2\pi R_c} \quad (\text{éq. 3.29})$$

Pour un courant d'arc de 600 A avec un rayon de colonne d'arc de 1 à 2 mm, le champ magnétique est de l'ordre de 0,1 T et la fréquence de Larmor correspondante est de  $2 \cdot 10^{10}$  Hz.

Par ailleurs, pour une température de l'ordre de  $2 \cdot 10^4$  K, la conductivité électrique est de l'ordre de  $10^4$  S.m<sup>-1</sup> et la fréquence moyenne de collision des électrons estimée à partir de l'équation (3.27) est égale à  $2,8 \cdot 10^{11}$  Hz.

Dans ces conditions, le paramètre de Hall est de l'ordre de  $7 \cdot 10^{-2}$  et donc très inférieur à l'unité. Cela signifie que le mouvement des particules chargées sous l'effet du champ électromagnétique est interrompu par les collisions avec les autres particules.

### Temps caractéristique de l'arc

Le temps caractéristique de l'arc  $t_c$  représente l'échelle de temps des fluctuations d'arc à l'échelle macroscopique. Pour une torche de projection plasma, les fluctuations de l'arc sont couramment comprises entre 1 et 10 kHz [5] et le temps caractéristique  $t_c$  correspondant est compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$  s.

On vérifie donc que :

- $t_c \gg$  temps caractéristique des oscillations du plasma. Ce dernier est égal à  $\omega_p^{-1}$  soit  $5,5 \cdot 10^{-14}$  s ;
- $t_c \gg$  temps caractéristique des collisions des électrons avec les particules lourdes. Ce temps (éq. 3.26) est égal à  $\nu_{e\beta}^{-1}$  soit  $3,6 \cdot 10^{-12}$  s.

L'arc peut donc être considéré comme stationnaire vis à vis des oscillations du plasma et des phénomènes de collision électrons – lourds.

#### 3.1.4. Simplification des équations de l'électromagnétisme

Nous cherchons à simplifier les équations de l'électromagnétisme pour nous affranchir en particulier des termes instationnaires. Cette simplification concerne la loi d'Ampère, celle de Faraday et la loi d'Ohm.

##### 3.1.4.1. Loi d'ampère

Ce paragraphe est dédié à la justification de l'approche quasi-stationnaire qui permet de négliger les termes instationnaires dans la loi d'Ampère (éq. 3.9).

Si nous appliquons l'opérateur rotationnel à la loi de Faraday (éq. 3.8), nous obtenons :

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{E}) = -\overrightarrow{rot}\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) \quad (\text{éq. 3.30})$$



En combinant l'équation (3.30) à la loi d'Ampère (éq. 3.9), cette équation peut se mettre sous la forme :

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \mu_0 \vec{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{éq. 3.31})$$

En utilisant les propriétés de l'opérateur  $\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot})$  et l'équation (3.24), l'équation (3.31) peut s'écrire :

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{E}) = \overrightarrow{grad}(\text{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\Delta \vec{E} \quad (\text{éq. 3.32})$$

La combinaison des équations (3.31) et (3.32) et de la loi de Gauss (éq. 3.7) conduit à :

$$-\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{E}) = \Delta \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{éq. 3.33})$$

Si nous comparons, à partir d'une analyse dimensionnelle, le terme de gauche et le second terme du membre de droite de l'équation (3.33), nous obtenons :

$$\frac{\left| \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \right|}{|\Delta \vec{E}|} \approx \frac{\varepsilon_0 \mu_0 \frac{E_c}{t_c^2}}{\frac{E_c}{L_c^2}} = \frac{\varepsilon_0 \mu_0 L_c^2}{t_c^2} \quad (\text{éq. 3.34})$$

Où  $L_c$  et  $E_c$  sont respectivement la longueur et le champ électrique caractéristiques de l'arc.

Pour une longueur de 2 cm et un temps caractéristique de  $10^{-4}$  s, nous obtenons pour le rapport précédent une valeur de  $4 \cdot 10^{-13}$ , ce qui implique que :

$$\left| \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \right| \ll |\Delta \vec{E}| \quad (\text{éq. 3.35})$$

Ainsi l'équation (3.33) peut se simplifier sous la forme :

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{E}) = -\Delta \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \quad (\text{éq. 3.36})$$

En utilisant la loi de Faraday (éq. 3.8), nous obtenons :

$$-\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = -\overrightarrow{rot} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{éq. 3.37})$$

Nous pouvons donc négliger le courant de déplacement par rapport au courant de conduction dans la loi d'Ampère. Cette simplification est appelée hypothèse quasi-stationnaire. La loi d'Ampère se résume alors à l'équation (3.38) :

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{éq. 3.38})$$

#### 3.1.4.2. Loi d'Ohm et loi de Faraday

Nous cherchons ici à simplifier la loi de Faraday (éq. 3.8) en montrant que le terme instationnaire peut être négligé. Nous cherchons également à montrer que le terme lié aux mouvements du fluide ( $\vec{v} \wedge \vec{B}$ ) peut être négligé dans la loi d'Ohm (éq. 3.11).

La combinaison de la loi d'Ohm (éq. 3.11) et la loi d'Ampère simplifiée (éq. 3.38) conduit à :

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \sigma (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{éq. 3.39})$$

L'opérateur rotationnel appliqué à cette dernière relation donne :

$$\overrightarrow{rot} (\overrightarrow{rot} \vec{B}) = \mu_0 \sigma (\overrightarrow{rot} (\vec{v} \wedge \vec{B}) + \overrightarrow{rot} \vec{E}) \quad (\text{éq. 3.40})$$

En utilisant la loi de Faraday (éq. 3.8), nous obtenons une équation identique à une équation de transport sur le champ magnétique :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{rot} (\vec{v} \wedge \vec{B}) - \frac{1}{\mu_0 \sigma} \overrightarrow{rot} (\overrightarrow{rot} \vec{B}) \quad (\text{éq. 3.41})$$

Cette équation peut être interprétée de la façon suivante: le courant induit par les variations temporelles du champ magnétique  $\left( \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)$  est lié, d'une part, au courant induit par

les mouvements du fluide  $\left(\overline{rot}(\vec{V} \wedge \vec{B})\right)$  et, d'autre part, au courant de conduction  $\left(\frac{1}{\mu_0 \sigma_c} \overline{rot}(\overline{rot} \vec{B})\right)$ .

Une étude adimensionnelle de cette équation peut être réalisée en utilisant comme nombres adimensionnels le paramètre d'écran  $R_\omega$  et le nombre de Reynolds magnétique  $R_{mag}$  dont les expressions sont respectivement :

$$R_\omega = \frac{\mu_0 \sigma_c L_c^2}{t_c} \quad (\text{éq. 3.42})$$

Et

$$R_{mag} = \mu_0 \sigma_c L_c V_c \quad (\text{éq. 3.43})$$

Où  $t_c$  est le temps caractéristique de l'arc,  $V_c$  la vitesse caractéristique du fluide au niveau de l'arc,  $L_c$  la longueur caractéristique de l'arc et  $\sigma_c$  la conductivité électrique caractéristique.

Dans le cas limite où le courant induit par les mouvements du fluide est nul, on obtient alors une équation classique de diffusion. Le nombre de Reynolds magnétique traduit le rapport entre le mouvement lié à la convection pure du champ magnétique ( $V_c L_c$ ) et le mouvement lié à la diffusion pure du champ magnétique  $\left(\frac{1}{\mu_0 \sigma_c}\right)$ .

Durant le temps  $t_c$ , la distance de diffusion est de l'ordre de  $\left(\frac{t_c}{\mu_0 \sigma_c}\right)^{1/2}$ . Le paramètre d'écran  $R_\omega$  caractérise le rapport de la longueur caractéristique de l'arc sur la distance de diffusion.

Si nous comparons, le courant induit par les mouvements du fluide et le courant de conduction, nous obtenons :

$$\frac{\left| \mu_0 \sigma_c \overrightarrow{rot} (\vec{v} \wedge \vec{B}) \right|}{\left| \overrightarrow{rot} (\overrightarrow{rot} \vec{B}) \right|} \approx \frac{\mu_0 \sigma_c \frac{1}{L_c} V_c B_c}{\frac{1}{L_c} \frac{1}{L_c} B_c} = R_{mag} \quad (\text{éq. 3.44})$$

Pour une vitesse  $V_c$  de  $1500 \text{ m.s}^{-1}$ , le nombre de Reynolds magnétique maximal est de 0,18. Le terme lié aux mouvements du fluide est négligeable dans l'équation (3.41) et donc dans les équations (3.40) et (3.38). Lorsque nous comparons l'équation (3.39) et la loi d'Ohm (éq. 3.11), nous en déduisons que la loi d'Ohm peut s'écrire sous la forme de l'équation (3.45) :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (\text{éq. 3.45})$$

Si nous comparons maintenant les variations temporelles du champ magnétique au courant de conduction, nous obtenons :

$$\frac{\left| \mu_0 \sigma_c \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right|}{\left| \overrightarrow{rot} (\overrightarrow{rot} \vec{B}) \right|} \approx \frac{\mu_0 \sigma_c \frac{B_c}{t_c}}{\frac{1}{L_c} \frac{1}{L_c} B_c} = R_\omega \quad (\text{éq. 3.46})$$

Nous pouvons en déduire une condition à respecter pour justifier l'hypothèse d'un régime stationnaire :

$$R_\omega \ll 1 \quad (\text{éq. 3.47})$$

La conductivité électrique est de l'ordre de  $10^4 \text{ A.V}^{-1}.\text{m}^{-1}$  pour les mélanges Ar-H<sub>2</sub> à 20000 K. Pour un arc de 1 cm et un temps caractéristique de  $10^{-4}$  s, le paramètre d'écran est de  $1,2 \cdot 10^{-2}$ . Le critère d'un régime stationnaire est donc vérifié. Le courant induit par les variations temporelles du champ magnétique est négligeable dans l'équation (3.41) et donc dans l'équation (3.40). Nous avons montré précédemment que le terme lié au courant de conduction était négligeable dans cette même équation et la loi de Faraday peut donc s'écrire sous la forme simplifiée (éq. 3.48) :

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{éq. 3.48})$$

### 3.1.4.3. Récapitulatif des équations de l'électromagnétisme utilisées dans le modèle

Compte tenu des hypothèses discutées ci-dessus, les équations de l'électromagnétisme s'écrivent :

$$div \vec{j} = 0 \quad (\text{éq. 3.49})$$

$$div \vec{B} = 0 \quad (\text{éq. 3.50})$$

$$div \vec{E} = 0 \quad (\text{éq. 3.51})$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{éq. 3.52})$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{éq. 3.53})$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (\text{éq. 3.54})$$

### 3.1.4.4. Détermination du champ électrique

Le rotationnel de  $\vec{E}$  étant nul, il existe donc un potentiel électrique (Pot) dont dérive  $\vec{E}$  tel que :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad} Pot \quad (\text{éq. 3.55})$$

Compte tenu des relations (3.49) et (3.54), l'équation à résoudre sur le potentiel électrique peut s'écrire :

$$div \left[ -\sigma \overrightarrow{grad} Pot \right] = 0 \quad (\text{éq. 3.56})$$

Connaissant le potentiel électrique Pot, on peut en déduire le champ électrique  $\vec{E}$ , puis la densité de courant  $\vec{j}$  par la loi d'Ohm.

### 3.1.4.5. Détermination du champ magnétique

Le champ électrique est déterminé par intégration directe dans le cas d'une géométrie 2D axi-symétrique. Dans le cas 3D, une étape supplémentaire, qui fait intervenir le potentiel vecteur, est nécessaire. Nous développons dans la suite ces deux approches.

#### Géométrie 2D

Pour une géométrie 2D axi-symétrique, le champ magnétique peut être calculé directement en utilisant le théorème d'Ampère. En effet, dans le cas d'une géométrie cylindrique, par raison de symétrie, la seule composante du champ magnétique qui est non nulle est la composante circonférentielle  $B_\theta$ . La loi d'Ampère (éq. 3.52) se réduit alors à :

$$B_\theta(r, \theta, z) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_z(r, \theta, z) r dr \quad (\text{éq. 3.57})$$

Où  $\vec{j}$  a été déterminée à partir de la loi d'Ohm (éq. 3.54).

#### Géométrie 3D

Pour une géométrie 3D, cette approche n'est plus possible et il faut ajouter une étape intermédiaire: le calcul du potentiel vecteur  $\vec{A}$ . Le champ magnétique  $\vec{B}$  sera calculé par l'intermédiaire du potentiel vecteur magnétique  $\vec{A}$ . Ce dernier est défini par la relation suivante :

$$\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A} \quad (\text{éq. 3.58})$$

soit encore, à partir de l'équation (3.52) :

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{A}) = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{éq. 3.59})$$

En utilisant les propriétés de l'opérateur rotationnel, cette équation peut s'écrire :

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{A}) = \overrightarrow{grad}(\text{div} \vec{A}) - \Delta \vec{A} = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{éq. 3.60})$$

Le couple  $(\vec{A}, Pot)$  n'est pas unique, il est défini à une constante  $\zeta$  près. Il est aisé de vérifier que le couple  $\left(\vec{A} + grad \zeta, Pot - \frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)$  vérifie aussi les équations (3.56) et (3.60). Il est donc nécessaire d'imposer à ce potentiel une condition supplémentaire qui simplifie l'équation précédente. Dans le cas général la condition retenue est la jauge de Lorentz qui dégénère dans le cas stationnaire vers la jauge de Coulomb qui s'écrit :

$$div \vec{A} = 0 \quad (\text{éq. 3.61})$$

Nous avons ainsi à résoudre :

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad (\text{éq. 3.62})$$

Connaissant la densité de courant, il est possible d'en déduire le potentiel vecteur puis le champ magnétique.

Nous avons résumé sur la Figure 31 la façon dont sont résolues les équations de l'électromagnétisme dans notre modèle :

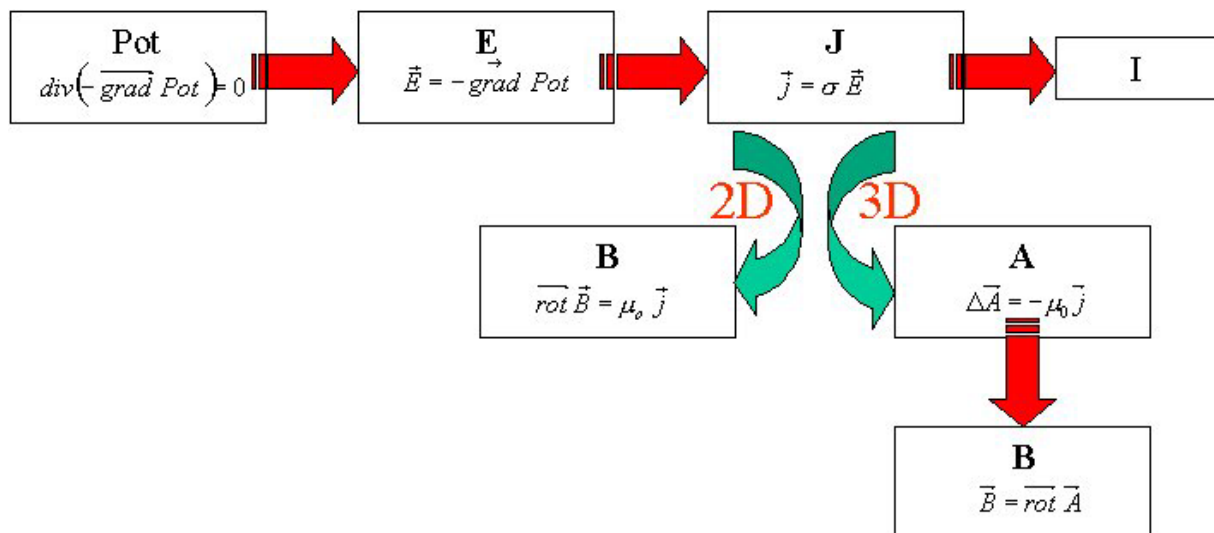


Figure 31: Méthode de résolution des équations de l'électromagnétisme pour une géométrie 2D axisymétrique et une géométrie 3D

### 3.1.5. Les propriétés thermodynamiques et de transport des gaz utilisés

Le système d'équations de la dynamique des fluides (équations 3.1 à 3.5 ) doit être complété par des lois d'état qui relient la masse volumique  $\rho$  et les propriétés de transport du fluide ( $\mu, \kappa, \sigma$ ) à la température  $T$ , la pression  $p$  et la composition du mélange gazeux :

$$\mu = \mu(p, T, \phi_i) \dots$$

Pour un écoulement dans lequel les variations de pression sont faibles et pour lequel on néglige les phénomènes de diffusion et de démixtion, les propriétés de transport dépendent essentiellement de la température.

Dans les calculs, elles sont alors déterminées par interpolation de données tabulées en fonction de la température pour les gaz purs (Argon) ou les mélanges (Ar-H<sub>2</sub>) que nous utilisons. Pour ces derniers, les propriétés ont été calculées par Aubreton et Elchinger [115, 116] à partir de la méthode de Chapman-Enskog [117] pour un plasma en équilibre thermodynamique. La masse volumique  $\rho$  et l'enthalpie spécifique  $h$  ont été déduites directement de la variation de la composition du plasma à l'équilibre avec la température, et la chaleur massique  $C_p$  a été calculée comme la dérivée partielle de  $h$  par rapport à  $T$  à pression constante.

De nombreux travaux antérieurs utilisent les lois de mélange [97] pour le calcul des propriétés d'un plasma s'écoulant dans l'atmosphère.

La masse volumique, l'enthalpie et la chaleur massique du mélange sont alors calculées comme la somme des propriétés des gaz purs à la température considérée pondérées par la fraction massique  $X_i$  de chaque gaz  $i$  :

$$\frac{1}{\rho(T)} = \sum_{i=1}^{n_c} \frac{X_i}{\rho_i(T)} \quad (\text{éq. 3.63})$$

$$h(T) = \sum_{i=1}^{n_c} h_i(T) X_i \quad (\text{éq. 3.64})$$

$$C_p(T) = \sum_{i=1}^{n_c} C_{p,i}(T) X_i \quad (\text{éq. 3.65})$$



La conductivité électrique du mélange est calculée comme la somme des propriétés des gaz purs à la température considérée pondérées par la fraction volumique  $\phi_i$  de chaque gaz  $i$  :

$$\sigma(T) = \sum_{i=1}^{n_c} \sigma_i(T) \phi_i \quad (\text{éq. 3.66})$$

La viscosité moléculaire et la conductivité thermique du mélange sont déterminées par les relations suivantes :

$$\mu(T) = \sum_{i=1}^{n_c} \frac{\mu_i(T)}{1 + \sum_{j \neq i} \varphi_{ij} \frac{\phi_j}{\phi_i}} \quad (\text{éq. 3.67})$$

$$\kappa(T) = \sum_{i=1}^{n_c} \frac{\kappa_i(T)}{1 + \sum_{j \neq i} A_{ij} \frac{\phi_j}{\phi_i}} \quad (\text{éq. 3.68})$$

où  $\mu_i$  est la viscosité dynamique moléculaire et  $\kappa_i$  la conductivité thermique du constituant  $i$ .

Les coefficients  $A_{ij}$  et  $\varphi_{ij}$  qui apparaissent dans les équations ci-dessus sont estimés, respectivement, par la méthode de Mason – Saxena [118] et la méthode de Wilke [119, 120] :

$$\varphi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right] \cdot \left[ 1 + \left( \frac{M_i}{M_j} \right)^{1/2} \right]^{-2} \quad (\text{éq. 3.69})$$

où  $M_i$  est la masse molaire du constituant  $i$

Et

$$A_{ij} = 1.065 \varphi_{ij} \quad (\text{éq. 3.70})$$

Le code ne pouvant pas prendre en compte tous les types de propriétés, l'utilisateur doit introduire ses propres lois en fonction du type de fluide utilisé. En particulier, dans notre cas, du fait des températures importantes, des lois de mélange spécifiques doivent être

programmées. Les données d'entrée sont les tabulations température – propriétés (chaleur spécifique, viscosité, conductivité thermique, conductivité électrique, masse volumique et enthalpie) pour les gaz pur Ar et H<sub>2</sub>. Elles ont été tabulées de 100 K en 100 K pour des températures allant de 300 à 24000 K.

Des différences sont apparues, principalement pour la conductivité thermique, entre les évolutions, calculées par cette méthode et celles provenant de Aubreton et Elchinger. Les autres propriétés (enthalpie massique, chaleur massique, conductivité électrique, viscosité, masse volumique) sont données en annexe 1. La forte différence de masse volumique entre les deux espèces considérées (Ar,H<sub>2</sub>) met en évidence que les lois de mélange ne sont pas adaptées dans notre cas où la fraction massique d'hydrogène est de 1.6 % seulement comme le montre les courbes de la Figure 32 qui représente l'évolution de la conductivité thermique avec la température. Les gaz ayant une masse volumique élevées sont privilégiés dans les lois de mélange ce qui explique les différences observées entre une approche simplifiée à l'aide des lois de mélange et une résolution plus complète comme celle effectuée par Aubreton et Elchinger.

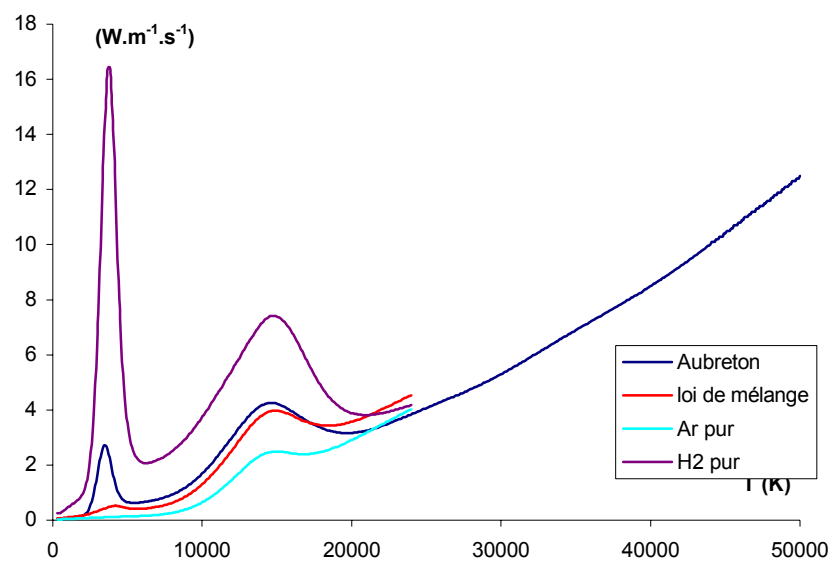


Figure 32 : Evolution de la conductivité thermique  $\kappa$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15  $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$

Nous avons donc utilisé comme données d'entrée les tabulations calculées par Aubreton et Elchinger de 300 à 50 000 K par pas de 100 K pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> (25%).

### Terme de rayonnement

La loi de conservation de l'énergie pour le fluide (éq. 3.4) fait apparaître un terme de dissipation radiative. Nous nous sommes limités à son calcul par l'utilisation du coefficient d'émission nette qui est facile à introduire dans la simulation numérique et ne nécessite pas des temps de calcul prohibitifs.

Pour les mélanges que nous utilisons (Ar-H<sub>2</sub>), le coefficient a été calculé par Y. Cressault [111, 121, 122]. La méthode de calcul repose sur une simplification de la dépendance géométrique du rayonnement en considérant une sphère de plasma de rayon donné à la température T. Le coefficient d'émission nette, exprimé en  $\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$ , représente alors la puissance « nette » de l'élément de volume entourant le centre de la sphère. Il tient compte de l'émission locale et de l'absorption du rayonnement provenant des autres points du plasma [53].

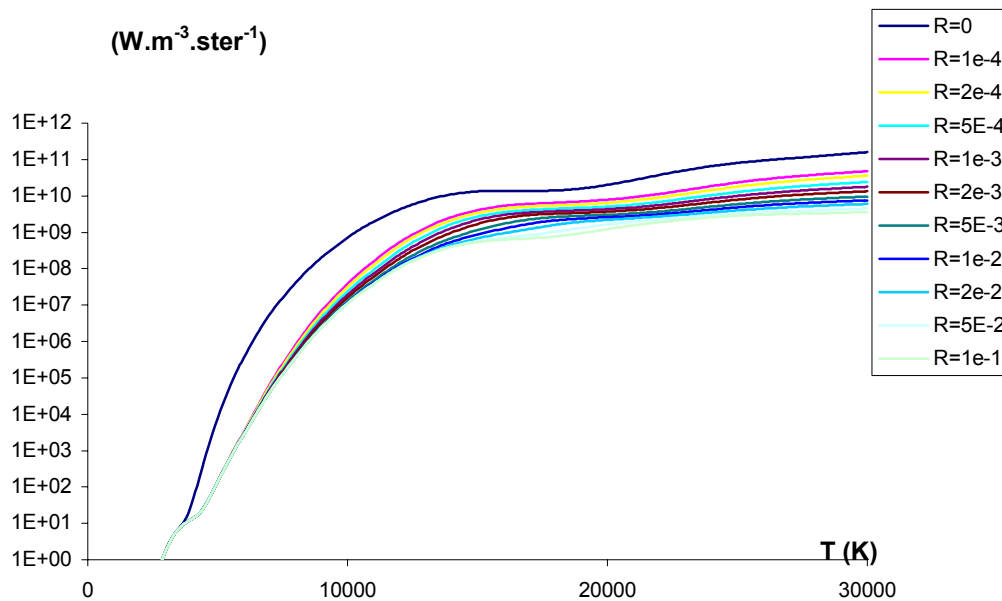


Figure 33 : Coefficient d'émission nette en fonction de la température à la pression atmosphérique pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15  $\text{Nl.min}^{-1}$  pour différents rayon de la sphère plasma (R en m) [111].

Cette méthode du coefficient d'émission nette représente généralement de façon correcte la perte d'énergie par rayonnement dans les zones les plus chaudes de l'arc et permet

de tenir compte de l'influence de la nature du gaz [53]. Elle peut cependant conduire à des différences relativement importantes dans les zones où les gradients de température sont élevés. Par ailleurs, cette méthode ne peut être utilisée pour le calcul de l'absorption par les régions froides et le transfert radiatif aux parois.

### 3.1.6. Conditions aux limites

Nous avons utilisé deux domaines de calcul différents :

- Un domaine « écoulement froid » qui prend en compte la cathode et l'anode dans leur globalité, en vue de calculer les profils de vitesse en entrée du second domaine ;
- Un domaine « arc électrique » qui va de la pointe de cathode à la sortie de tuyère (Figure 34) où sera modélisé la génération du plasma.

Ces domaines de calcul ont des frontières qui peuvent être décomposées comme suit :

- Entrée (injection du mélange de gaz plasmagène) ;
- Parois : cathode et anode ;
- Sortie de tuyère.

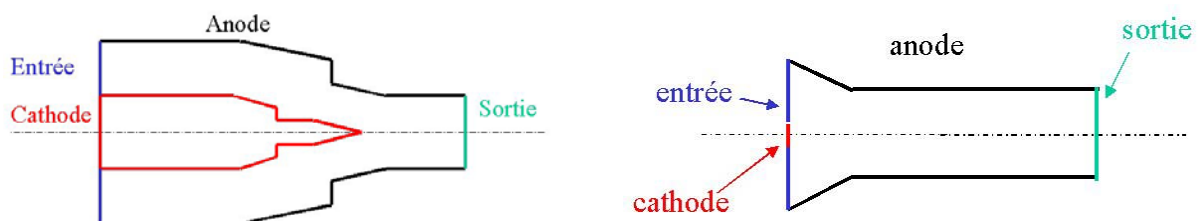


Figure 34 : Schémas des domaines de calcul.

Chacune de ces zones nécessite des conditions aux limites particulières. Ces conditions aux limites portent sur la vitesse, l'enthalpie, la pression, le potentiel électrique et le potentiel vecteur magnétique.

Elles peuvent être de trois types différents :

- Condition de Dirichlet (valeur de la variable imposée) ;
- Flux imposé ;
- Coefficient d'échange imposé.

Nous avons regroupé les conditions limites en deux catégories :

- Celles liées à l'électromagnétisme, utilisées uniquement lors des calculs d'arc électrique ;
- Celles liées aux équations de Navier et Stokes, utilisées dans tous les calculs.

### **Equations de l'électromagnétisme :**

Pour la résolution numérique des équations de l'électromagnétisme, seuls le courant et la taille maximale du rayon de conduction au niveau de la cathode sont imposés. Les solutions des équations de l'électromagnétisme étant définies à une constante près, nous effectuons un recalage sur l'intensité pour l'ensemble des grandeurs. A l'étape n, les équations de Maxwell (cf. Figure 31) sont résolues et les valeurs des composantes des différents vecteurs sont connues. Le champ  $\vec{j}$  étant également connu, nous pouvons en déduire le courant qui traverse le domaine à l'étape n en sommant sur un plan perpendiculaire à l'arc électrique, et ainsi le coefficient à appliquer sur les variables électromagnétiques pour respecter la consigne en intensité.

### **Potentiel électrique**

Pour le potentiel électrique, nous avons utilisé des conditions de type flux nul  $\left(\frac{\partial Pot}{\partial n} = 0\right)$  sur toutes les frontières sauf sur les électrodes, dont les surfaces sont des isopotentielles.

Le potentiel est constant sur la paroi cathodique où il est fixé par convention à zéro ( $Pot = 0$ ).

La condition à la limite sur la paroi anodique est également une condition de type Dirichlet. Cette valeur du potentiel est ajustée pendant toute la durée du calcul de sorte que la tension de l'arc électrique soit un résultat de la modélisation et que seule l'intensité du courant d'arc soit imposée.

### Potentiel vecteur

Pour le potentiel vecteur, nous avons utilisé des conditions de type flux nul  $\left(\frac{\partial A_i}{\partial n} = 0\right)$  sur toutes les frontières sauf sur la sortie des gaz chauds où une condition de type flux nul explicite est utilisée. Cette condition de flux nul explicite est défini par  $A_i^{n+1} = A_i^n$ .

### **Equations de Navier et Stokes :**

#### Vitesse

L'écoulement du gaz est supposé laminaire. La condition aux limites retenue sur les parois anodique et cathodique est donc une condition de type adhérence ( $V_n=V_t=0$ ).

La zone d'injection du mélange plasmagène correspond à une frontière d'entrée de forme annulaire. Les directions des gaz dépendent du type d'injection retenu : axiale ou vortex. La norme de la vitesse est recalculée pour respecter la valeur du débit massique de gaz.

La zone de sortie des gaz chauds (sortie de tuyère) est une frontière où les conditions aux limites pour la vitesse correspondent à une dérivée normale nulle de la composante tangentielle  $\left(\frac{\partial V_t}{\partial n} = 0\right)$  et à une composante normale nulle  $V_n = 0$ .

#### Enthalpie massique

En entrée de domaine (entrée des gaz), la condition retenue pour l'enthalpie massique est celle du mélange de gaz plasmagène à la température ambiante.

Sur la paroi cathodique, nous imposons une condition de type dérivée normale nulle  $\left(\frac{\partial h}{\partial n} = 0\right)$ .

Sur la paroi anodique, nous avons retenu deux types de conditions selon les simulations afin d'examiner l'influence de cette condition sur les résultats :

- Une condition de type dérivée normale nulle  $\left(\frac{\partial h}{\partial n} = 0\right)$  ;
- Une condition de type coefficient d'échange imposé  $-\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial n} = h_{eq} (T_p - T_{ext})$ .

Où  $T_p$  est la température de paroi (résultat de calcul),  $T_{ext}$  est la température du fluide de refroidissement (fixée à 25 °C) et  $h_{eq}$  le coefficient d'échange équivalent. Ce dernier est défini par :

$$\frac{1}{h_{eq}} = \frac{1}{h_{conv}} + \frac{1}{h_p} + \frac{1}{h_{ext}} \quad (\text{éq. 3.71})$$

Où  $h_{conv}$  est le coefficient d'échange par convection,  $h_p$  le coefficient d'échange de la paroi et  $h_{ext}$  un éventuel coefficient d'échange avec le milieu extérieur.

La condition retenue sur la surface correspondant à la sortie des gaz chauds (sortie de tuyère) est une condition de type flux nul  $\left(\frac{\partial h}{\partial n} = 0\right)$ .

### Pression

En entrée du domaine, la condition sur la pression est de type pression imposée égale à la pression atmosphérique.

La condition retenue sur la sortie des gaz chauds est de type charge imposée. La pression est alors calculée comme suit :

$$p + 0.5\rho(V_n)^2 = p_{atm} \text{ si la vitesse } V_n \text{ est entrante}$$

$$p = p_{atm} \text{ si la vitesse } V_n \text{ est sortante}$$

où  $V_n$  est la projection de la vitesse sur la normale à la section de sortie.

Sur les parois anodique et cathodique, la dérivée normale de la pression est nulle  $\left(\frac{\partial p}{\partial n} = 0\right)$ .

### 3.1.7. Modélisation du claquage – réamorçage de l’arc

Les observations expérimentales [5, 123, 37, 41], concernant les fluctuations temporelles de la tension, montrent que sous l’action des forces hydrodynamiques, le pied d’arc se déplace sur la paroi de l’anode. Pour une tuyère neuve et un arc fonctionnant selon le mode de claquage-réamorçage, ce mouvement se traduit par une augmentation quasi-linéaire de la tension d’arc, ce qui correspond à l’allongement de l’arc, puis une rapide chute de tension se produit lors du claquage de l’arc.

Pour reproduire ces phénomènes physiques dans nos simulations, nous avons dû modéliser le claquage-réamorçage de l’arc, le glissement du pied d’arc et l’allongement de l’arc étant déterminé naturellement sous l’action de l’écoulement dans la tuyère. Par conséquent, le claquage-réamorçage de l’arc est le seul phénomène physique à modéliser. La modélisation du claquage de l’arc que nous avons choisie, repose sur la valeur locale du champ électrique.

Le claquage de l’arc débute à l’instant où nous déterminons, dans le domaine de calcul, un champ électrique supérieur au champ électrique de consigne (Figure 35-b). La phase de réamorçage numérique est alors initiée (Figure 35-c). Pour la modélisation de cette phase, nous imposons une colonne de gaz chaud, perpendiculaire à la colonne d’arc, qui relie cette dernière à la paroi anodique. Nous modifions la condition limite sur le potentiel électrique au niveau de la paroi anodique durant 10 itérations de calcul ( $10^{-6}$  s). Pour cela, nous imposons une condition de type flux nul sur la paroi anodique sauf au niveau du nouveau pied d’arc où une condition de Dirichlet est retenue pour forcer le passage du courant au niveau du nouveau pied d’arc.



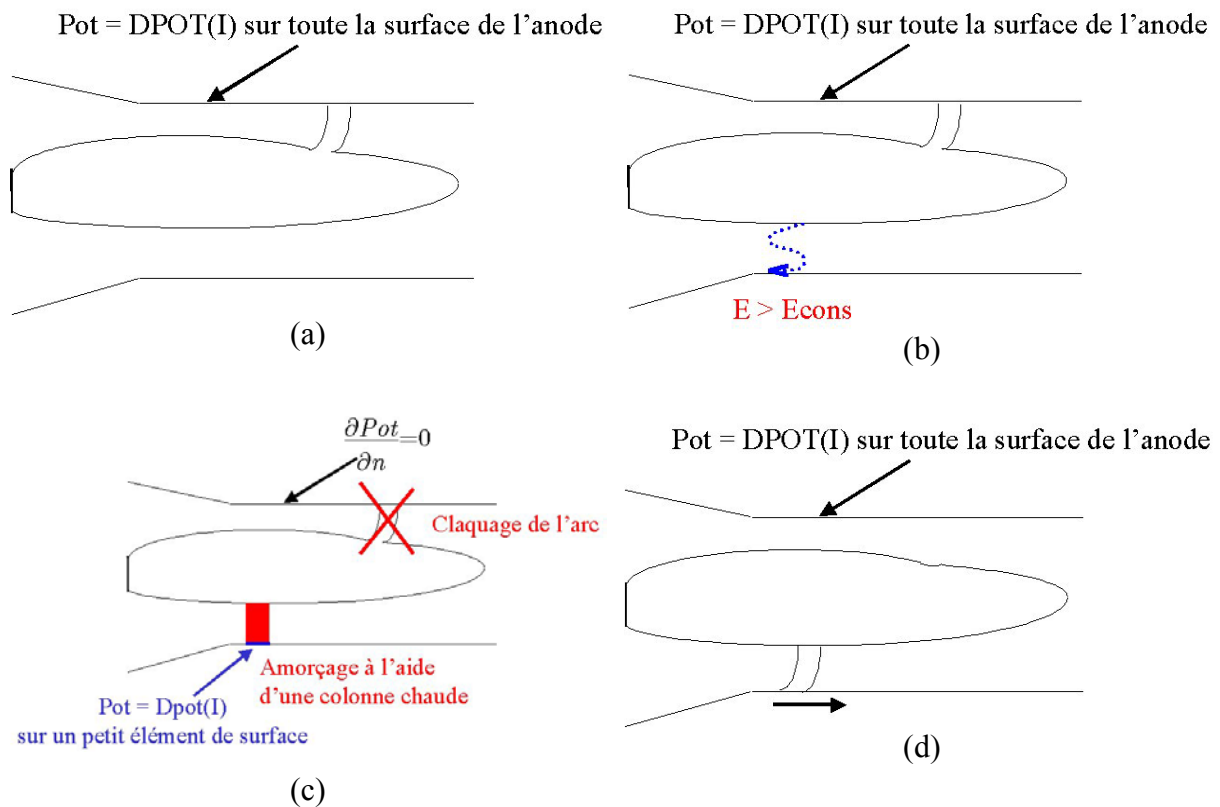


Figure 35 : Schémas représentatifs du claquage : (a) déplacement naturel du pied d'arc, (b) instant d'initiation du claquage, (c) phase de claquage-réamorçage ( $10^{-6}$  s), (d) déplacement naturel du pied d'arc après le réamorçage

### 3.2. Le code de calcul ESTET 3.4

Pour simuler numériquement le comportement dynamique de l'arc, nous utilisons le logiciel ESTET dans sa version «arc électrique» [124, 107]. Cette version a été développée par EDF dans le but de modéliser, d'une part, les arcs de coupure dans les disjoncteurs, et, d'autre part, des plasmas d'arc transférés pour le chauffage de bains métallurgiques. Elle permet de résoudre, pour un mélange de gaz, les équations de la mécanique des fluides et de la thermique dans lesquelles l'aspect électrique est pris en compte au travers de termes source dans les équations de Navier-Stokes et l'équation de la chaleur. Ces termes source sont déterminés par la résolution des équations de l'électromagnétisme.

### 3.2.1. Potentialités du code ESTET 3.4 (schéma de la chaîne logicielle)

Le logiciel ESTET (Ensemble de Simulation Tridimensionnelle d'Écoulements Turbulents), dans sa version 3.4, permet la résolution des équations de conservation, stationnaires ou instationnaires, de la mécanique des fluides et de la thermique pour des écoulements tridimensionnels, multi-espèces, faiblement compressibles, laminaires ou turbulents de fluides newtoniens en régime subsonique.

Le logiciel de calcul ESTET est développé depuis plusieurs années par le département Mécanique des Fluides et Transferts Thermiques d'EDF (EDF-MFTT) en collaboration avec la société SIMULOG. Il s'agit d'un code hybride utilisant une méthode numérique de volumes finis (algorithme SIMPLEX [125]), pour la résolution des équations discrétisées sur un maillage curviligne structuré monobloc.

Le code ESTET permet de tenir compte des phénomènes suivants pour des écoulements dilatables et faiblement compressibles [126, 127] :

- turbulence : modèle de longueur de mélange, modèle  $k-\varepsilon$  et  $k-\varepsilon$  bas Reynolds, modèle  $Rij-\varepsilon$ , Large Eddy Simulation (simulation des grandes échelles) ;
- écoulement multiconstituants ;
- couplage thermique avec un domaine solide (SYRTHES) ;
- rayonnement en milieu transparent ou semi transparent ;
- présence de parois : le frottement est modélisé soit par des lois de parois soit par une reconstitution de la couche limite ;
- écoulement avec inclusion d'une phase dispersée (module Lagrangien), en particulier des particules de poudre, avec prise en compte de la dispersion turbulente et des interactions aux parois ;
- calcul en diphasique Eulérien (ASTRID) ;
- transport de scalaires passifs et de la variance de leurs fluctuations.

Les calculs permettent de déterminer en chaque nœud du maillage :

- les variables calculées à partir des équations de bilan :
  - Composantes de la vitesse (repère cartésien) ;
  - Enthalpie ;
  - Energie de dissipation dans le cas des écoulements turbulents ;
  - Tous les scalaires spécifiés : fractions massiques, simples traceurs.
- les grandeurs physiques calculées et intervenant dans les équations :
  - Pression ;
  - Température thermodynamique ;
  - Masse volumique.

La chaîne logicielle est constituée :

- de l'interface graphique SIMAIL permettant de générer le maillage ;
- de l'interface graphique EDAMOX qui permet de fournir au code les paramètres nécessaires à l'exécution d'un calcul (type d'écoulement, conditions aux limites, etc ...) ;
- du post processeur ENSIGHT qui permet de visualiser les résultats de calcul ;
- d'un certain nombre de fichiers écrits en fortran qui permettent de définir les conditions aux limites, les lois de comportement, etc ...

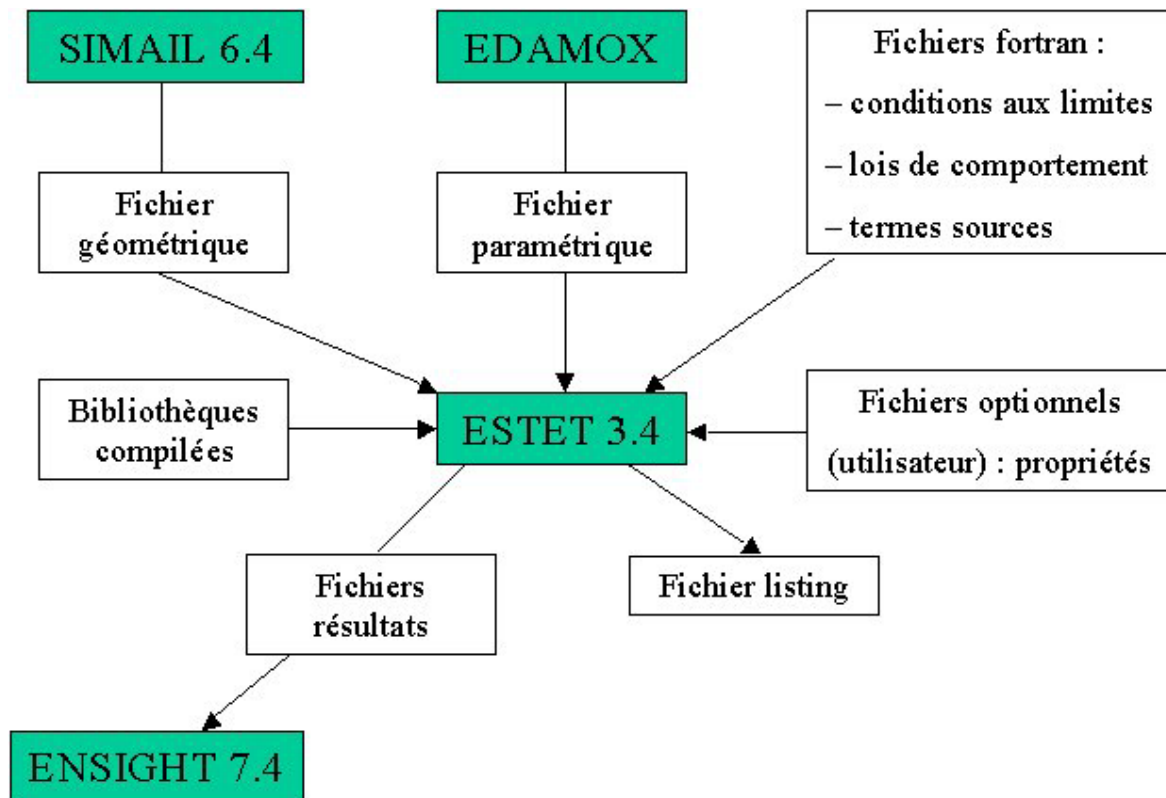


Figure 36 : Schéma de la chaîne logicielle

### 3.2.2. Le mailleur simail

Le mailleur simail 6.4 permet la réalisation du maillage de la géométrie considérée. Le logiciel est utilisé dans sa configuration « grille » correspondant à un maillage structuré et utilise des éléments tridimensionnels hexaédriques. L'ensemble des fichiers de commandes a été paramétré de manière à pouvoir s'adapter à des géométries de torche différente (diamètre de tuyère, longueur canal anodique, géométrie de la cathode ...) sans devoir concevoir un nouveau maillage. Il suffit de re-exécuter le fichier de commandes pour générer le nouveau maillage.

De manière générale, une attention toute particulière doit être apportée au maillage car celui ci conditionne la qualité des résultats et tout particulièrement la convergence des calculs. Il doit, évidemment, être raffiné dans les zones présentant de forts gradients (parois, ...)

Un problème lié au code de calcul provient du fait qu'il n'existe pas de maillage « local » en maillage structuré monobloc. Ainsi, le fait de raffiner localement le maillage en rajoutant un ou plusieurs plans conduit à une multiplication du nombre de nœuds dans tout le

domaine. Il convient donc de choisir judicieusement les zones à raffiner pour éviter d'accroître la taille des maillages et donc la durée des calculs.

Par ailleurs, pour conserver une précision numérique pertinente de certains opérateurs différentiels (type laplacien), il faut limiter les variations du pas d'espace dans chaque direction. Il est conseillé de ne pas dépasser 1,3 pour le rapport des pas d'espace. Par exemple, on a ainsi pour la direction x :

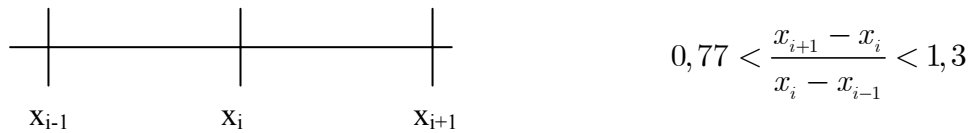


Figure 37 : Evolution du pas d'espace dans le direction x

De plus, les mailles très distordues en volume (rapport de la grande dimension sur la plus petite > 10), sont à proscrire car elles provoquent une très mauvaise convergence du calcul en pression.

Enfin, en maillage curviligne, il ne faut pas engendrer de non-orthogonalité trop prononcée. ESTET définit un angle  $\varphi$  par direction **(L,J,K)** (Figure 38) entre le vecteur position reliant deux nœuds voisins du maillage et la normale à la facette du volume de contrôle qu'ils partagent.

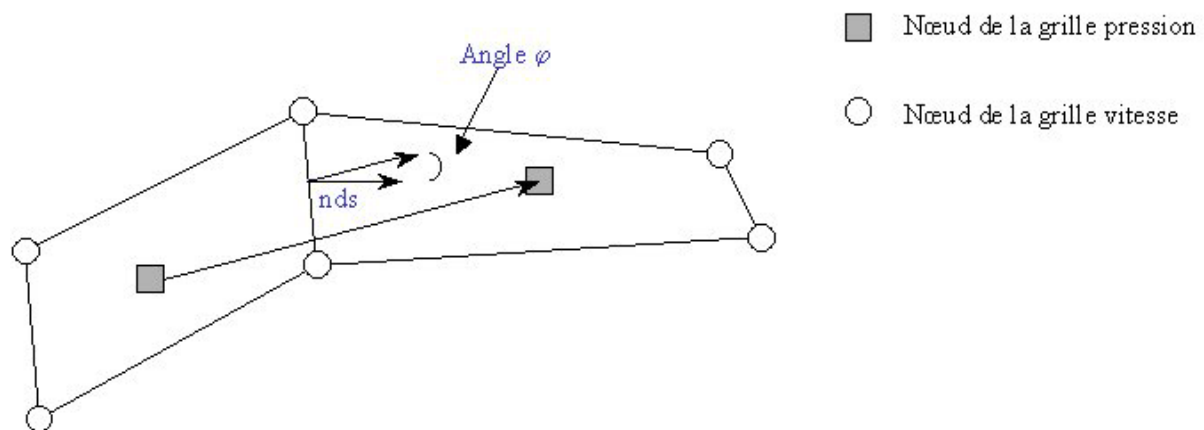


Figure 38 : Schéma de principe du calcul de l'angle  $\varphi$

A partir d'un angle de  $60^\circ$ , le code diagnostique une non orthogonalité sévère. Au delà d'un angle de  $75^\circ$ , la difficulté de convergence du calcul est fortement augmentée. Cette limite ne doit être franchie qu'avec d'infinies précautions.

### 3.2.3. Le domaine de résolution

Le domaine de résolution peut être bi ou tridimensionnel. La résolution des équations de conservation par l'algorithme SIMPLEC [125] s'appuie sur le maillage dit «maillage vitesse» correspondant au maillage physique et sur un maillage décalé dit «maillage pression».

La vitesse et les variables liées à la turbulence sont situés sur le maillage de vitesse. Les nœuds de pression et des scalaires faisant l'objet d'un traitement conservatif sont situés au centre des «cubes de vitesse». Le maillage de pression entoure celui des vitesses (Figure 39).

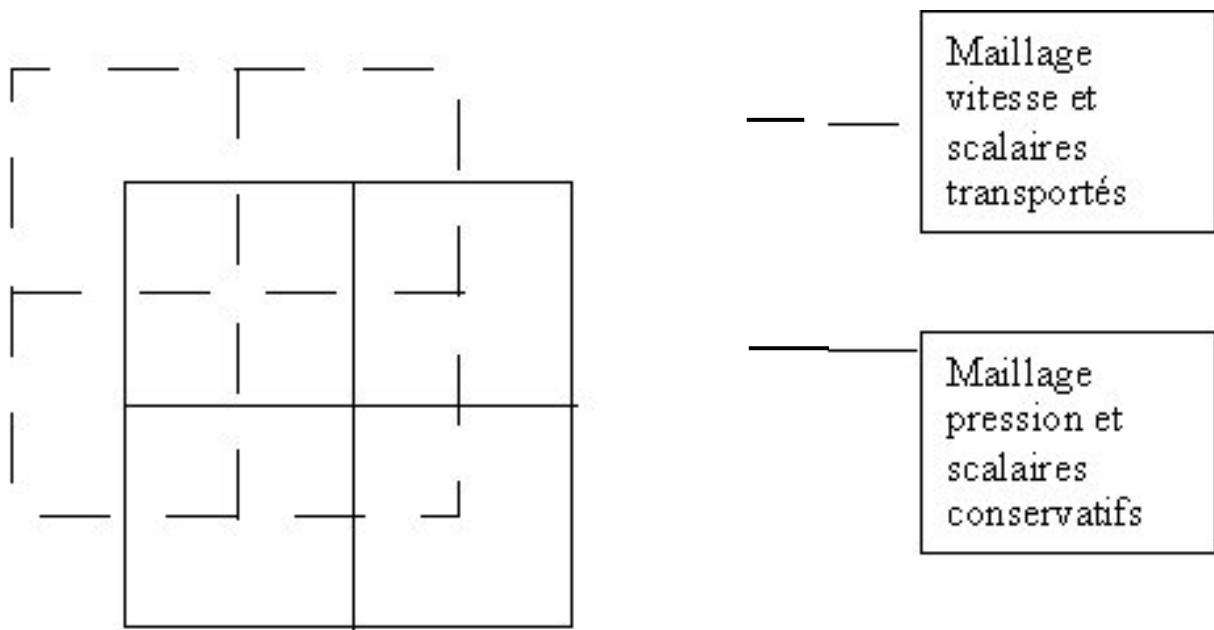


Figure 39 : Grilles semi-décalées utilisées pour la discrétisation des équations

### 3.2.4. Discrétisation des équations

Cette partie n'est pas accessible à l'utilisateur. Seules les options numériques sont paramétrables via l'interface graphique.

#### **Equations de l'électromagnétisme :**

La détermination du potentiel électrique (éq. 3.55) se fait par une inversion matricielle. La résolution de cette équation se fait par gradient conjugué avec un préconditionnement polynomial de degré 2. Numériquement, l'équation (3.55) à l'étape (n+1) s'écrit :

$$\text{div}(\sigma^n \overrightarrow{\text{grad}} \text{Pot}^{n+1}) = 0 \quad (\text{éq. 3.72})$$

En réalité, nous ne déterminons pas  $\text{Pot}^{n+1}$  mais  $\text{Pot}^*$  par cette méthode. Le rapport entre ces deux grandeurs est la constante de recalage  $C_{\text{pot}}$  qui caractérise le rapport intensité imposée sur intensité traversant le domaine.

$$C_{\text{pot}} = \frac{I}{I^*} \quad (\text{éq. 3.73})$$

La loi d'Ohm nous permet de calculer la densité de courant  $\overrightarrow{j}^*$  :

$$\overrightarrow{j}^* = -\sigma^n \overrightarrow{\text{grad}} \text{Pot}^* \quad (\text{éq. 3.74})$$

Puis, nous calculons l'intensité du courant sur une ou plusieurs sections de l'arc. Nous déterminons alors la constant de recalage  $C_{\text{pot}}$  à partir de  $I^*$  :

$$I^* = \frac{1}{n_p} \sum_{i=1}^{n_p} \iint_{\Pi_i} \overrightarrow{j}^* \cdot d\overrightarrow{S} \quad (\text{éq. 3.75})$$

Où  $n_p$  est le nombre de plan de recalage et  $\Pi_i$  est la surface de la section  $i$  de recalage.

Nous pouvons alors ajuster la différence de potentiel entre les électrodes, le potentiel électrique et la densité de courant :

$$\text{Pot}^{n+1} = C_{\text{pot}} \text{Pot}^* \quad (\text{éq. 3.76})$$

$$\overrightarrow{j}^{n+1} = C_{\text{pot}} \overrightarrow{j}^* \quad (\text{éq. 3.77})$$

Nous calculons ensuite les composantes du potentiel vecteur magnétique  $\overrightarrow{A}^{n+1}$  par inversion du système matriciel provenant de l'équation elliptique (éq. 3.61). La méthode employée est celle du gradient conjugué comme pour le potentiel électrique. Le champ magnétique  $\overrightarrow{B}^{n+1}$  et les forces de Laplace  $\overrightarrow{F}^{n+1}$  peuvent alors être déterminées, ainsi que l'effet Joule.

### **Equations de la mécanique des fluides anisothermes:**

Les équations de la mécanique des fluides (conservation de la masse (éq. 3.1), conservation de la quantité de mouvement (éq. 3.2) et conservation de l'énergie (éq. 3.3)) sont résolues en utilisant un schéma numérique à pas fractionnaire nommé SIMPLEC. Il se décompose en deux étapes :

➤ Une étape de prédiction des vitesses qui s'écrit :

$$\rho^n \frac{V_i^* - V_i^n}{\Delta t} + \rho^n V_j^n \frac{\partial V_i^n}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \mu_t) \frac{\partial V_i^*}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} - \varepsilon_{ilm} j_l^n B_m^n = 0 \quad (\text{éq. 3.78})$$

Où  $\rho^n$ ,  $V^n$  et  $p^n$  désignent respectivement la masse volumique, la vitesse et la pression au pas de temps n.  $\varepsilon_{ilm}$  représente l'opérateur de permutation et  $\Delta t$  le pas de temps. Le symbole \* désigne la valeur prédictive de la grandeur associée au pas de temps n+1. La discrétisation temporelle des équations utilise un pas de temps constant dans notre cas.

➤ Une étape de correction qui s'écrit :

$$\rho^n \frac{V_i^{n+1} - V_i^*}{\Delta t} + \frac{\partial (p^{n+1} - p^n)}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{éq. 3.79})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho^n V_i^{n+1}) = 0 \quad (\text{éq. 3.80})$$

L'équation de pression-continuité permet le couplage de l'équation de conservation de la quantité de mouvement et de celle de continuité. Elle est résolue par une méthode de gradient conjugué.

L'étape de prédiction des vitesses est décomposée en deux sous étapes :

- Une étape de calcul du terme de convection :

$$\rho^n \frac{\hat{V}_i - V_i^n}{\Delta t} + \rho^n V_j^n \frac{\partial V_i^n}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{éq. 3.81})$$

où  $\hat{V}$  est une valeur temporaire de la vitesse déduite de l'étape de convection.



L'étape de convection utilise une interpolation Quick-Upwind [128].

- Une étape de calcul du terme de diffusion :

$$\rho^n \frac{V_i^* - \hat{V}_i}{\Delta t} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \mu_t) \frac{\partial V_i^*}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p^n}{\partial x_i} - \varepsilon_{ilm} j_l^n B_m^n = 0 \quad (\text{éq. 3.82})$$

L'étape de diffusion est résolue à l'aide d'un schéma d'Euler implicite.

L'équation de conservation de l'énergie est discrétisées sous la forme suivante :

$$\rho^n \left( \frac{h^{n+1} - h^n}{\Delta t} + u_i^n \frac{\partial h^n}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( (\kappa + \kappa_t) \frac{\partial h^{n+1}}{\partial x_i} \right) - j_i^n \cdot E_i^n + S_{rad}^n = 0 \quad (\text{éq. 3.83})$$

Cette dernière équation est divisée en pas fractionnaire comme pour l'équation de conservation de quantité de mouvement. Deux étapes apparaissent dans la résolution de l'équation 3.82 :

- Une étape de convection :  $\rho^n \left( \frac{\hat{h} - h^n}{\Delta t} + V_i^n \frac{\partial h^n}{\partial x_i} \right) = 0$  (éq. 3.84)

où  $\hat{h}$  est une valeur temporaire de l'enthalpie déduite de l'étape de convection.

L'étape de convection est résolue en utilisant une méthode de type Quick-Upwind [128].

- Une étape de diffusion-termes sources :

$$\rho^n \left( \frac{h^{n+1} - \hat{h}}{\Delta t} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( (\kappa + \kappa_t) \frac{\partial h^{n+1}}{\partial x_i} \right) - j_i^n \cdot E_i^n + S_{rad}^n = 0 \quad (\text{éq. 3.85})$$

L'étape de diffusion est résolue à l'aide d'un schéma d'Euler implicite.

L'organigramme général du code ESTET est présenté sur la Figure 40.

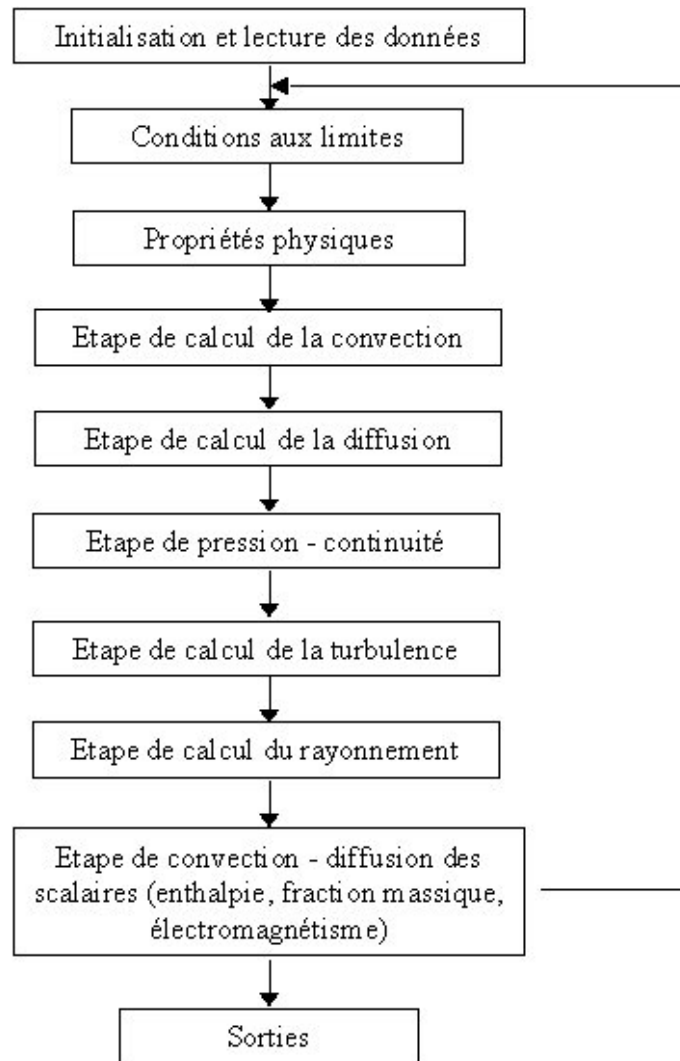


Figure 40 : Schéma descriptif de l'organisation générale du code ESTET

### 3.2.5. Démarrage d'un calcul

Du fait de la faible conductivité thermique du milieu à la température ambiante (argon ou mélange argon-hydrogène), nous initialisons le calcul en amorçant l'arc dans une région préférentielle en utilisant une «colonne chaude» dans laquelle la conductivité électrique est plus élevée. De plus, nous imposons une forte différence de potentiel ( $10^4$  V) entre l'anode et la cathode pour avoir une valeur correcte du courant. Il se produit alors un échauffement par effet Joule, imposé de manière arbitraire, très important qui peut faire diverger le calcul. Il est donc nécessaire de limiter, durant la phase d'amorçage, la valeur du terme d'effet Joule dans l'équation de la chaleur. Pour se faire, nous calculons un «temps caractéristique effet Joule». Ce temps caractéristique permet de calculer une valeur de la constante de recalage  $C_{pot}$ . La

constante  $C_{pot}$  ne dépend alors plus uniquement du rapport entre l'intensité de consigne et l'intensité calculée à l'itération courante, mais elle est limitée par le temps caractéristique effet Joule. Après quelques pas de calcul (une dizaine environ), l'arc est normalement amorcé et il n'est plus nécessaire d'utiliser cet artifice.

Intéressons nous au calcul du temps caractéristique effet Joule.

Le bilan enthalpique s'écrit:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} = -div(\rho h \vec{V}) + div\left(\frac{\kappa}{C_p} \overrightarrow{grad} h\right) + \vec{j} \cdot \vec{E} + S_{rad} \quad (\text{éq. 3.86})$$

En ne conservant que les termes qui dépendent du temps, on obtient à l'étape (n+1) :

$$\rho \frac{\Delta h}{\Delta t} \approx (\vec{j} \cdot \vec{E})^{n+1} \quad (\text{éq. 3.87})$$

où  $\Delta h$  est la variation d'enthalpie pendant le temps  $\Delta t$ .

Soit :

$$\Delta h \approx \frac{(\vec{j} \cdot \vec{E})^{n+1}}{\rho} \Delta t \quad (\text{éq. 3.88})$$

Nous calculons alors  $\Delta h/h$ , que nous cherchons à minimiser pour limiter l'échauffement par effet Joule :

$$\frac{\Delta h}{h} \approx \frac{(\vec{j} \cdot \vec{E})^{n+1} \Delta t}{\rho h} \approx \frac{(\sigma \vec{E} \cdot \vec{E})^{n+1} \Delta t}{\rho h} = \frac{\sigma (\overrightarrow{grad} Pot^*)^2 \Delta t}{\rho h} \quad (\text{éq. 3.89})$$

Le potentiel considéré, Pot, est le potentiel calculé avant recalage ( $Pot^*$ ). Si nous notons  $C_{pot}$  la constante de recalage,

$$C_{pot} = \frac{Pot^{n+1}}{Pot^*} \quad (\text{éq. 3.90})$$

nous pouvons relier  $\Delta h/h$  et  $C_{pot}$  :

$$\frac{\Delta h}{h} \approx \frac{\sigma \left( \overrightarrow{\text{grad}} Pot^* \right)^2 \Delta t}{\rho h} = \frac{\sigma \left( \overrightarrow{\text{grad}} \frac{Pot^{n+1}}{C_{pot}} \right)^2 \Delta t}{\rho h} \quad (\text{éq. 3.91})$$

En pratique, nous calculons  $\Delta h/h$ , en utilisant l'équation 3.89, en tout point du maillage. Nous retenons la plus grande valeur de ce rapport. La constante de recalage  $C_{pot}$  est alors définie par :

$$C_{pot} = \sqrt{\frac{CDTJ}{\left( \frac{\Delta h}{h} \right)_{\max}}} \quad (\text{éq. 3.92})$$

Où CDTJ est une constante imposée

Cet artifice de calcul permet de limiter l'effet Joule durant les premiers pas de calcul. La valeur de CDTJ qui a été retenue, après divers essais, est égale à 1. En effet l'utilisation d'une colonne chaude pour amorcer le calcul conduit à des variations d'enthalpie plus faible que dans le cas d'un amorçage à froid.

### 3.3. Conclusion

Après avoir donné la formulation mathématique du modèle instationnaire magnétohydrodynamique mis en œuvre pour décrire le comportement du jet de plasma dans la tuyère, et indiqué les principales hypothèses et conditions aux limites que nous avons utilisé, nous avons présenté l'architecture et les principales spécificités de la chaîne logicielle qui nous a servi pour résoudre les équations du modèle.

Le dernier chapitre est consacré aux principaux résultats que nous avons obtenu avec ce modèle, appliqué à un arc soufflé dans une torche de projection plasma.

## 4. Méthodologie et résultats de l'étude

Notre étude a été articulée en phases principales :

- la validation du modèle électromagnétique du code ESTET 3.4. Cette validation a porté d'une part sur un cas test dont la solution analytique est connue, d'autre part sur un arc transféré dans la géométrie de l'étude de Hsu et Pfender [80]. Nous ne présenterons dans ce rapport que les résultats obtenus sur le fil infini, ceux obtenus pour l'arc transféré sont en bon accord avec ceux de Hsu et Pfender et vérifient les travaux de Freton [88] qui ont montré que les différences des champs de température en 2D et 3D sont faibles ;
- le calcul de l'écoulement du gaz froid dans la tuyère pour une injection axiale ou en vortex du gaz dans la chambre d'arc. Ce calcul, effectué pour un écoulement laminaire et pour un écoulement turbulent, permet de déterminer les profils de vitesse en entrée du domaine de calcul arc électrique ;
- le calcul du comportement dynamique de l'arc dans la tuyère pour un écoulement d'argon ou d'argon hydrogène avec une injection de gaz de type axiale ou en vortex, et avec différentes de l'intensité du courant d'arc.

### 4.1. Validation de la prise en compte de l'électromagnétisme dans le code ESTET 3.4

Nous avons tout d'abord cherché à valider le module électromagnétique du code ESTET 3.4 en modélisant un fil supposé infini traversé par une densité de courant constante et parallèle à l'axe du fil, ce problème admettant une solution analytique.

#### 4.1.1. Description du cas, hypothèses et équations

Un fil infini de rayon  $R$ , de section constante traversée par une densité de courant constante parallèle à l'axe du fil, comme représenté sur la Figure 41, peut être modélisé par une colonne de gaz chaud à enthalpie constante [96]. La conductivité électrique est alors constante dans la colonne.

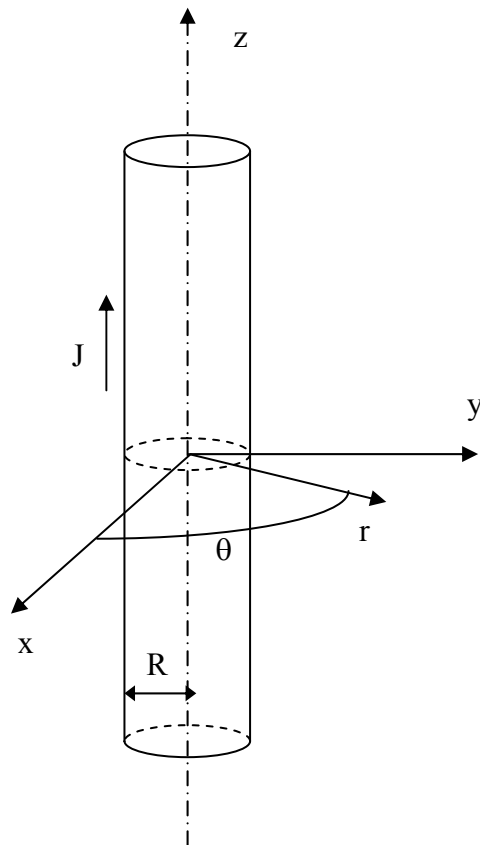


Figure 41: Représentation du cylindre traversé par une densité de courant  $\vec{j}$  constante et du système de coordonnées utilisé pour les calculs.

La solution analytique se résume à une composante azimutale pour le potentiel vecteur magnétique et une composante tangentielle pour le champ magnétique. Les autres composantes de ces vecteurs sont nulles. Le potentiel vecteur magnétique a alors pour expression, à l'intérieur du cylindre :

$$a_{\text{int}} = a_z(0) - \frac{\mu_0 j r^2}{4} \quad \text{avec } r < R \quad (\text{éq. 4.1})$$

et à l'extérieur

$$a_{\text{ext}} = a_z(0) - \frac{\mu_0 j R^2}{2} \left( \frac{1}{2} + \ln \frac{r}{R} \right) \quad \text{avec } r > R \quad (\text{éq. 4.2})$$

Où  $a_z(0)$  est la valeur du potentiel vecteur magnétique sur l'axe,  $R$  le rayon du fil et  $r$  la distance à l'axe.  $a_z(0)$  est une valeur choisie arbitrairement, le potentiel vecteur magnétique n'étant défini qu'à une constante près.

Le champ magnétique et le potentiel vecteur magnétique sont liés par la relation  $\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A}$  et, par intégration des équations 4.1 et 4.2, nous obtenons les expressions suivantes pour le champ magnétique :

à l'intérieur du cylindre

$$B_{int} = \frac{\mu_0 j r}{2} \quad \text{avec } r < R \quad (\text{éq. 4.3})$$

à l'extérieur du cylindre

$$B_{ext} = \frac{\mu_0 j R^2}{2r} \quad \text{avec } r > R \quad (\text{éq. 4.4})$$

Nous avons comparé les expressions analytiques avec les résultats des calculs numériques obtenues avec un maillage curviligne. Le rayon de la colonne chaude est fixé à  $10^{-3}$ m. L'intensité qui traverse le domaine est égale à 200 A ou 600 A. Les calculs ont été réalisés dans une atmosphère d'argon hydrogène ( $45-15 \text{ Nl.min}^{-1}$ ) à la pression atmosphérique. La colonne est initialisée, par la température, pour avoir une conductivité électrique dans le fil de  $2700 \text{ A.V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , ce qui correspond à une température de 10600 K. Le rayonnement n'est pas pris en compte.

#### 4.1.2. Conditions aux limites – domaine de calcul

Les conditions aux limites utilisées pour ce modèle sont résumées dans le tableau 4.1.

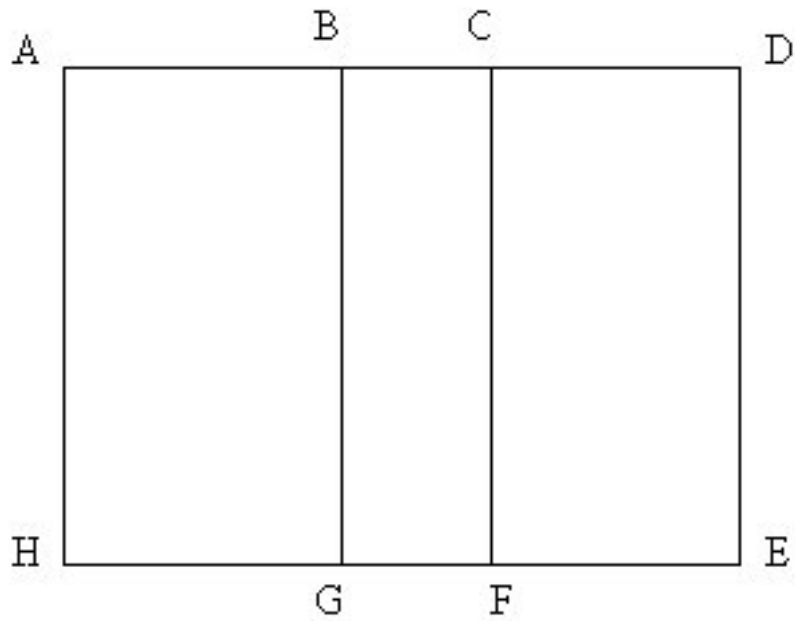


Figure 42 : Domaine de calcul

Tableau 4-1 : conditions aux limites

	Potentiel vecteur magnétique A (T.m)	Potentiel Electrique POT (V)
[AB], [CD] (entrée)	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial Pot}{\partial n} = 0$
[BC] (cathode)	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$	$Pot = 0$
[DE] , [HA] (entrée sortie libre)	$A = A^{(n)}$	$\frac{\partial Pot}{\partial n} = 0$
[EH] (anode)	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$	$Pot = DPOT$



Nous avons utilisé le maillage curviligne, représenté sur la Figure 43 :

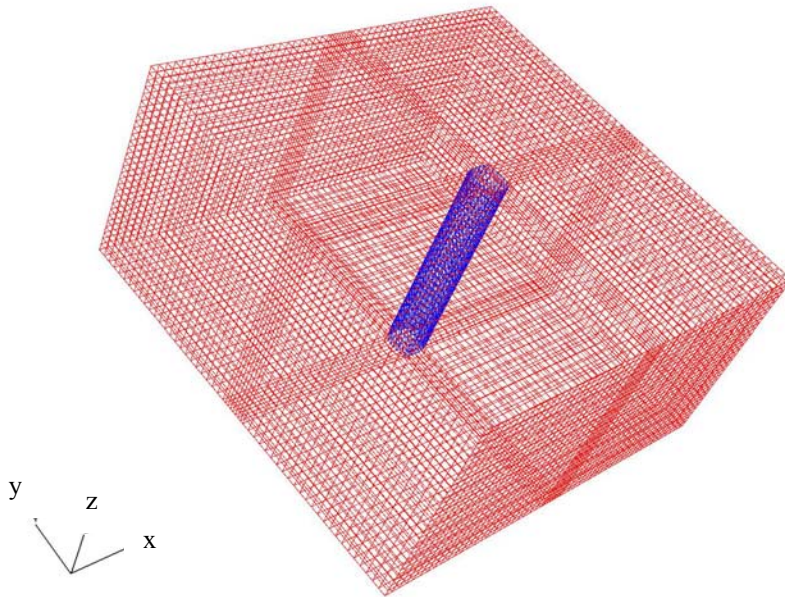


Figure 43 : Représentation du maillage curviligne utilisé pour valider le module électromagnétique à partir du calcul du champ magnétique à l'intérieur et à l'extérieur du fil lorsqu'il est traversé par une densité de courant constante (57\*57\*30 nœuds).

Le maillage est régulier suivant l'axe Oz alors qu'il a été adapté dans le plan (xOy) pour épouser au mieux les contours du fil infini.

#### 4.1.3. Résultats – comparaison à la solution analytique

Les résultats numériques obtenus pour cette simulation sont présentés sur les Figures 44 et 45. Nous observons sur la Figure 44 que l'enthalpie et la conductivité électrique présentent au centre du domaine une forme de type créneau qui définit le fil. La Figure 45 montre le champ de potentiel électrique, dans le plan (yOz), pour une intensité de 600 A. Nous vérifions bien que le potentiel électrique est constant suivant l'axe y (ou l'axe x) et qu'il est régulier suivant l'axe z.

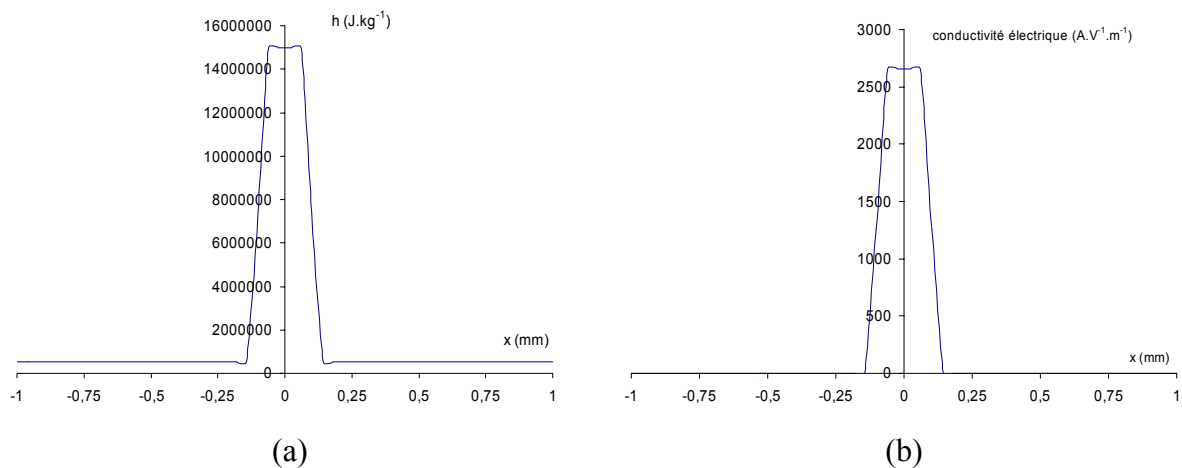


Figure 44: Cartographie de l'enthalpie (a) et de la conductivité électrique (b) dans le plan médian (xOy) (600A, ArH<sub>2</sub> 45/15 NI.min<sup>-1</sup>).

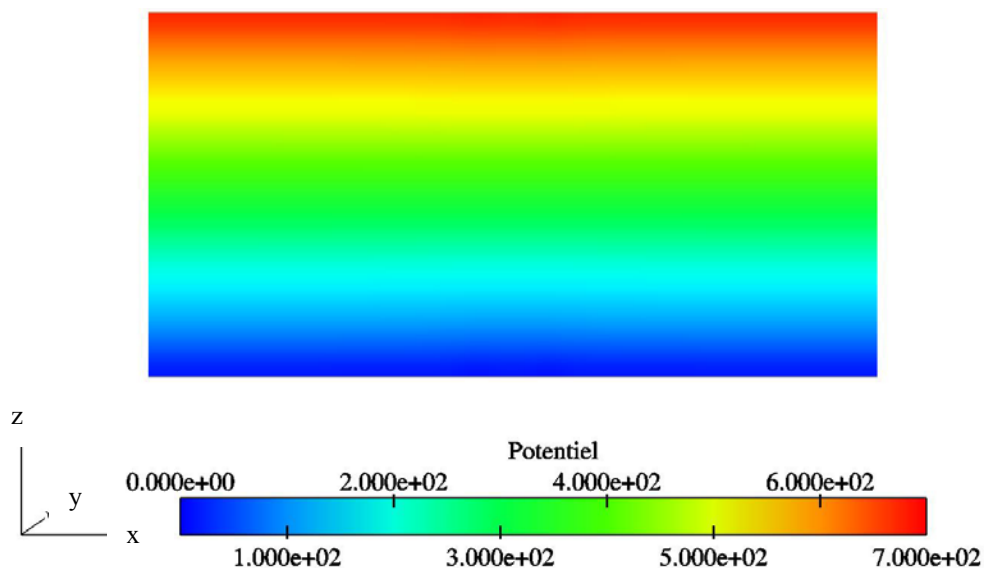


Figure 45: Cartographie du potentiel dans le plan (yOz) (600A, ArH<sub>2</sub> 45/15 NI.min<sup>-1</sup>).

Les figures 46, 47, 48 et 49 représentent les comparaisons des profils du potentiel vecteur magnétique et du champ magnétique obtenus par la simulation numérique et par la solution analytique, pour des intensités de 200 et 600 A.

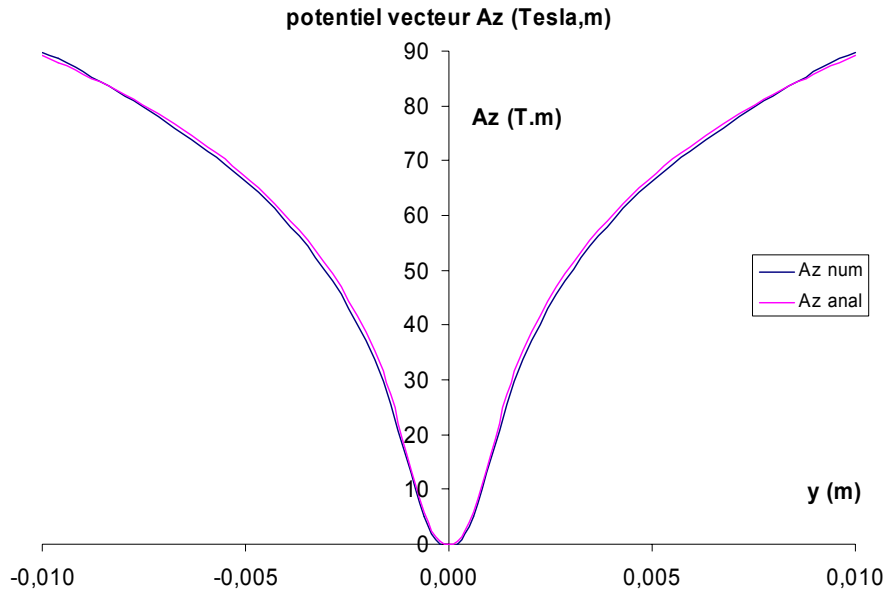


Figure 46 : Profil de la composante z du potentiel vecteur magnétique dans le plan (yOz) (200 A)

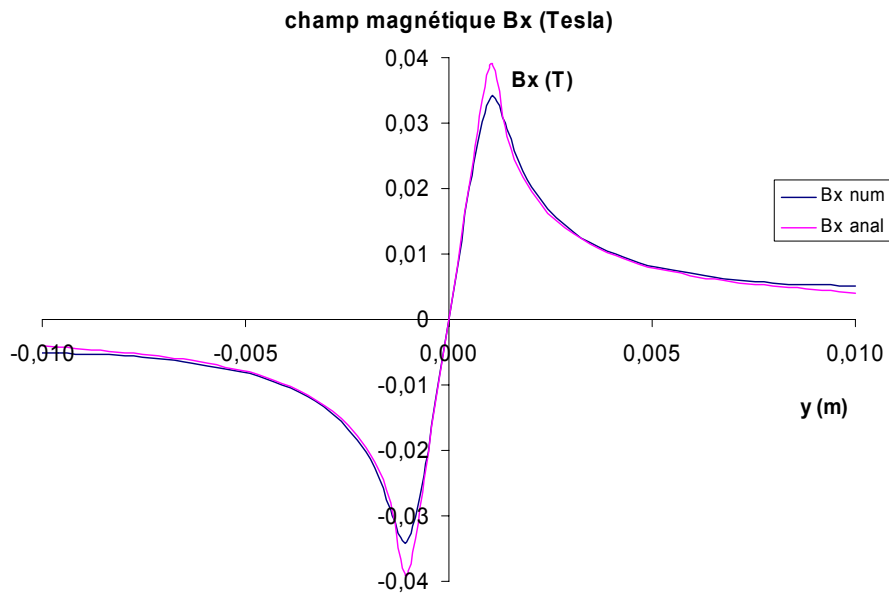


Figure 47 : Profil de la composante x du champ magnétique dans le plan (yOz) (200 A)

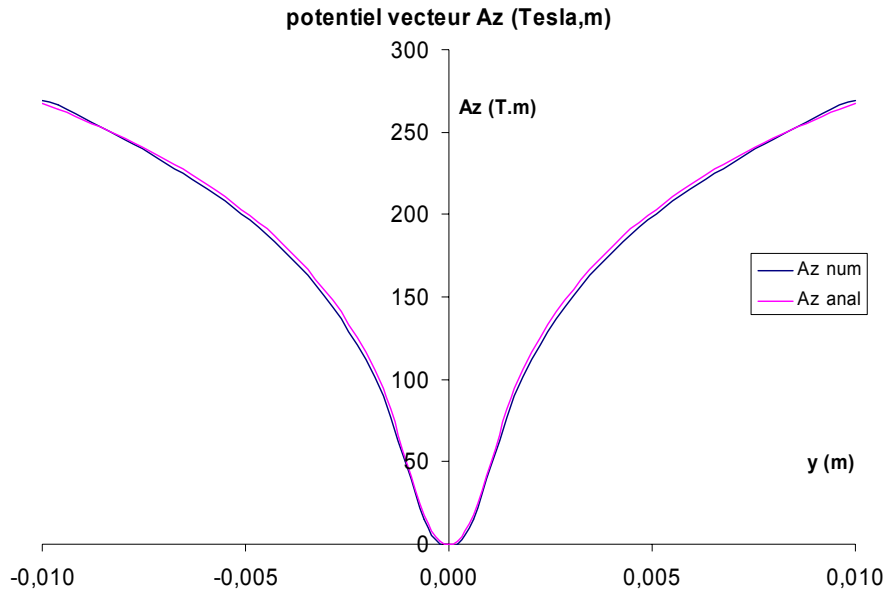


Figure 48 : Profil de la composante z du potentiel vecteur magnétique dans le plan (yOz) (600 A)

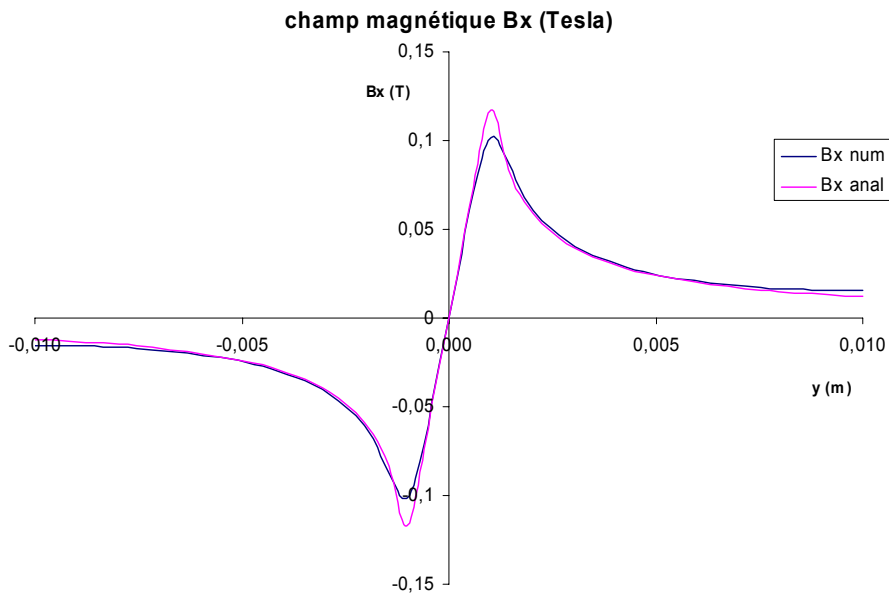


Figure 49 : Profil de la composante x du champ magnétique dans le plan (yOz) (600 A)

Les profils sont en bon accord pour le potentiel vecteur magnétique et en assez bon accord pour le champ magnétique. Les explications suivantes peuvent être formulées pour

expliquer les différences, de l'ordre de 8 %, entre la solution analytique et les résultats numériques :

- si le fil est infini dans la solution analytique, il a une longueur finie (1 cm) dans les simulations numériques ;
- les conditions aux limites, sur les bords du domaine, pour le potentiel vecteur magnétique sont de type flux nul ce qui peut expliquer les différences observées pour le champ magnétique sur les bords extérieurs ;
- un maillage relativement grossier.

Ce dernier point est particulièrement critique dans le cas test et explique les différences observées entre les maxima des champs magnétiques analytiques et numériques. En effet, le profil d'enthalpie choisi, et donc le profil de conductivité électrique, imposent une condition franche au passage fil – environnement. Ce cas extrême a permis de tester et valider le code dans des conditions difficiles : variation très brutale de la conductivité électrique et courant d'arc élevé (les mêmes calculs ont été reproduits à 200, 600 et 3000 A).

Dans les calculs du comportement dynamique de l'arc dans une torche à plasma d'arc, les profils d'enthalpie présentent, dans les zones à forts gradients, une variation parabolique et non pas en créneau comme dans ce cas test. Aussi nous pouvons considérer que cette simulation permet de valider la prise en compte des équations de l'électromagnétisme dans la version potentiel vecteur du code de calcul ESTET 3.4.

Par ailleurs, les valeurs obtenues pour un courant de 600 A traversant le fil permettrons de valider les valeurs du champ magnétique en pointe de cathode pour un arc soufflé avec une intensité du courant d'arc de 600 A.

## 4.2. Etude d'un arc soufflé dans les conditions de projection plasma

### 4.2.1. Ecoulement du gaz froid dans la tuyère

#### 4.2.1.1. Description du cas, hypothèses et équations

Les premiers travaux ont porté sur le maillage de la zone intérieure de la torche de projection utilisée au laboratoire, qui sert de base pour cette étude. Cette torche a été choisie car, d'une part, de nombreux résultats expérimentaux sont disponibles [129, 13, 130] et d'autre part elle présente une géométrie proche des torches F4 SULZER METCO utilisées au CEA.

Des calculs de l'écoulement du gaz froid dans la tuyère ont été réalisés afin de déterminer les conditions d'entrée (profil de vitesse essentiellement) pour les calculs de l'arc électrique. Nous avons voulu déterminer les profils de vitesse lors d'une injection des gaz en vortex ou axiale. Les deux types d'injection sont utilisés et les propriétés du plasma sont différentes dans ces deux cas. Nous avons voulu disposer des deux types d'injection pour comparer les propriétés des jets de plasma ainsi obtenus.

Ces calculs ont été effectués avec de l'argon pur ( $60 \text{ Nl.min}^{-1}$  soit  $1,62 \text{ g.s}^{-1}$ ) et un mélange argon hydrogène ( $45/15 \text{ Nl.min}^{-1}$  soit  $1,24 \text{ g.s}^{-1}$ ) pour des écoulements laminaires et des écoulements turbulents avec un modèle de turbulence de type  $k-\varepsilon$ . Nous avons étudié ces écoulements sous une pression de 0,1 Mpa, pour une température de 300 K.

L'écoulement du gaz en entrée de domaine est supposé laminaire, le nombre de Reynolds étant de l'ordre de 1800. Cependant, à cause des changements brusques de section à l'intérieur de la torche, la turbulence peut se développer. Nous avons donc évalué le nombre de Reynolds en différents points du domaine d'étude.

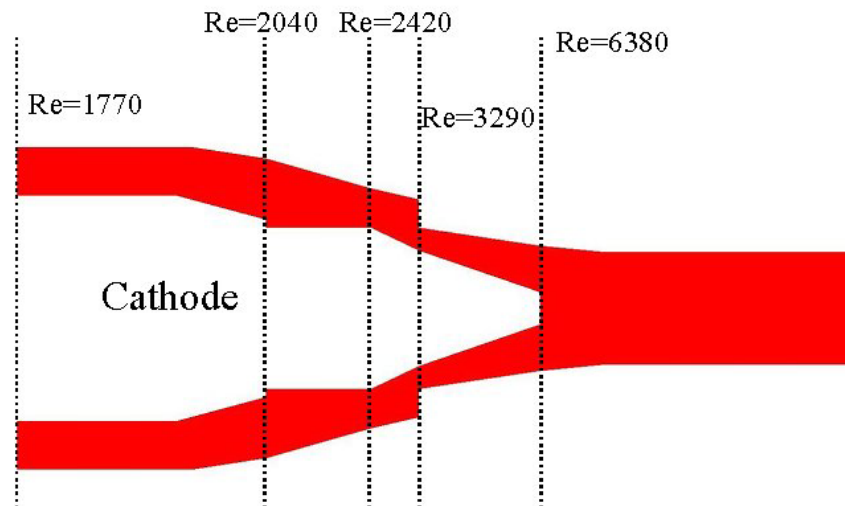


Figure 50 : Nombre de Reynolds en différents points de la torche pour de l'argon à 300 K, sous une pression de 0,1 Mpa.

Les valeurs obtenues montrent que la turbulence peut entraîner certaines modifications dans les profils.

Les équations à résoudre sont les suivantes :

- Equation de conservation de la masse :  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -div(\rho \vec{V})$
- Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} = -div(\rho \vec{V} \times \vec{V}) + div \vec{\tau} - \overrightarrow{grad} p + \rho \vec{g}$$

#### 4.2.1.2. Conditions aux limites – domaine de calcul

Nous avons représenté, sur la Figure 51, le domaine de calcul qui a été utilisé dans le cadre de cette étude pour calculer l'écoulement de gaz froids. Les conditions aux limites utilisées pour la modélisation des écoulements sont résumées dans le

Tableau 4-2.

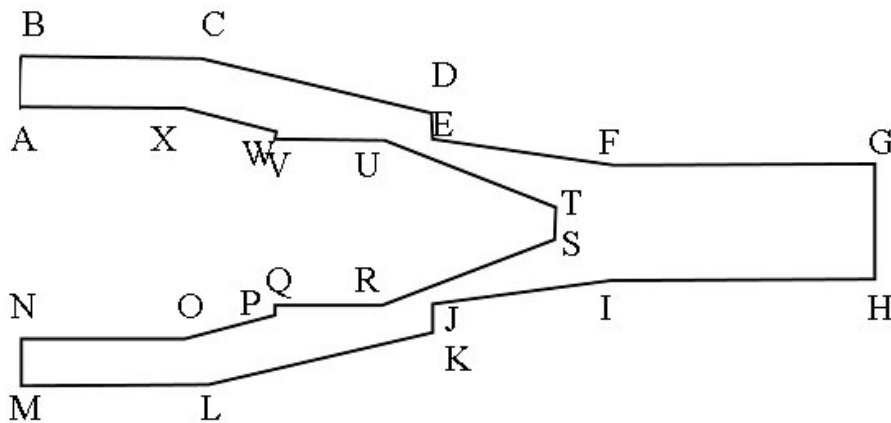


Figure 51 : Domaine de calcul utilisé pour un écoulement de gaz froid

La prise en compte de la turbulence impose de connaître les profils de  $k$  et de  $\varepsilon$  en entrée de domaine. Pour calculer ces profils, il est nécessaire d'évaluer, dans un premier temps, le nombre de Reynolds  $Re_{ent}$  et la vitesse de frottement  $u^*$  [127] :

$$Re_e = \frac{V_{ref} \cdot D_{torch}}{\nu} \quad \text{et} \quad u^* = V_{ref} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \quad \text{où} \quad \lambda = 0,316 Re_e^{-0,25} \quad \text{pour} \quad Re_e \leq 30000$$

où  $D_{torch}$  est le diamètre hydraulique équivalent en entrée de torche,  $V_{ref}$  est la vitesse de référence et  $\nu$  est la viscosité cinématique.

Nous pouvons alors déterminer l'énergie turbulente  $k_{ent}$  et la dissipation  $\varepsilon_{ent}$  en entrée de la torche qui sont définies par :

$$k_{ent} = \frac{2}{3} \frac{u^{*2}}{\sqrt{C_\mu}} \quad \text{et} \quad \varepsilon_{ent} = C_\mu \frac{k_{ent}^2}{\kappa u^* D_{torch}}$$

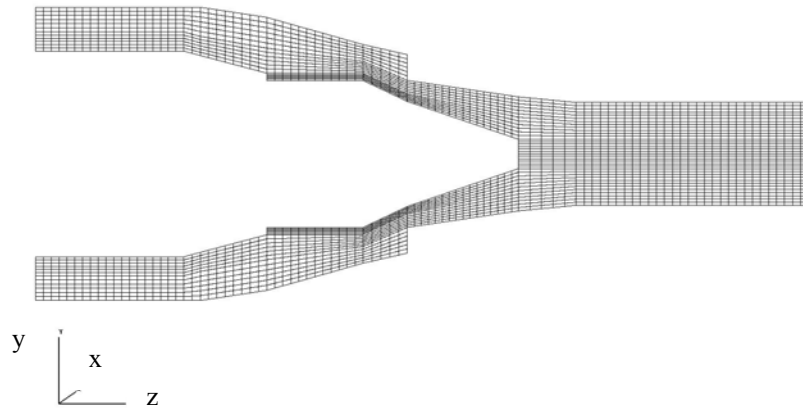
où  $C_\mu$  et  $\kappa$  sont les constantes de Karman qui valent respectivement 0,09 et 0,41.



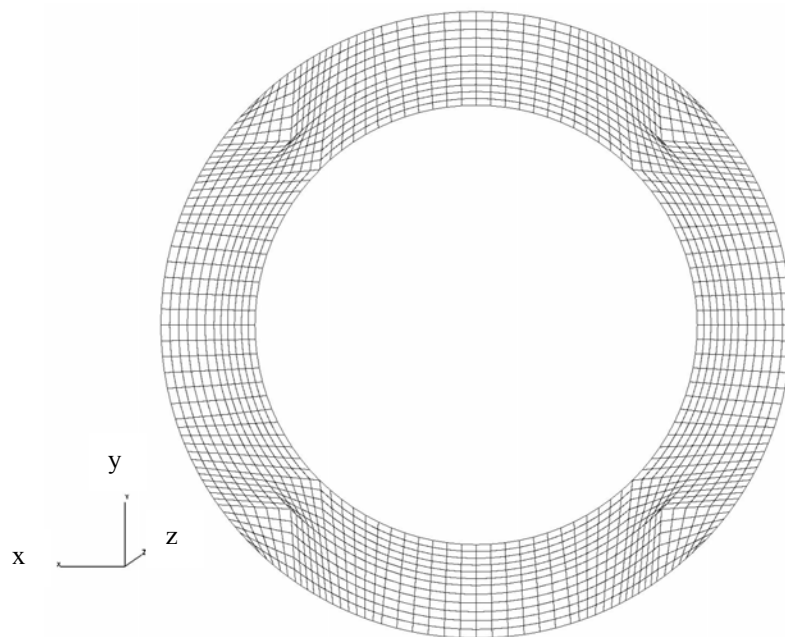
Tableau 4-2 : conditions aux limites

	Enthalpie H (J.kg <sup>-1</sup> )	Vitesse V (m.s <sup>-1</sup> )	Pression P (Pa)
[AB], [MN] (entrée)	$H = H_0$	Profil imposé	$p = p_0$
[NO], [OP], [PQ], [QR], [RS], [ST], [TU], [UV], [VW], [WX], [XA] (cathode)	$\frac{\partial H}{\partial n} = 0$	$V = 0$	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$
[BC], [CD], [DE], [EF], [FG], [HI], [IJ], [JK], [KL], [LM] (anode)	$\frac{\partial H}{\partial n} = 0$	$V = 0$	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$
[GH] (entrée sortie libre)	$\frac{\partial H}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V_n}{\partial n} = \frac{\partial V_\tau}{\partial n} = 0$	$p_{atm} = p + \frac{1}{2}\rho V^2 \quad si \ V_n < 0$ $p_{atm} = p \quad si \ V_n > 0$

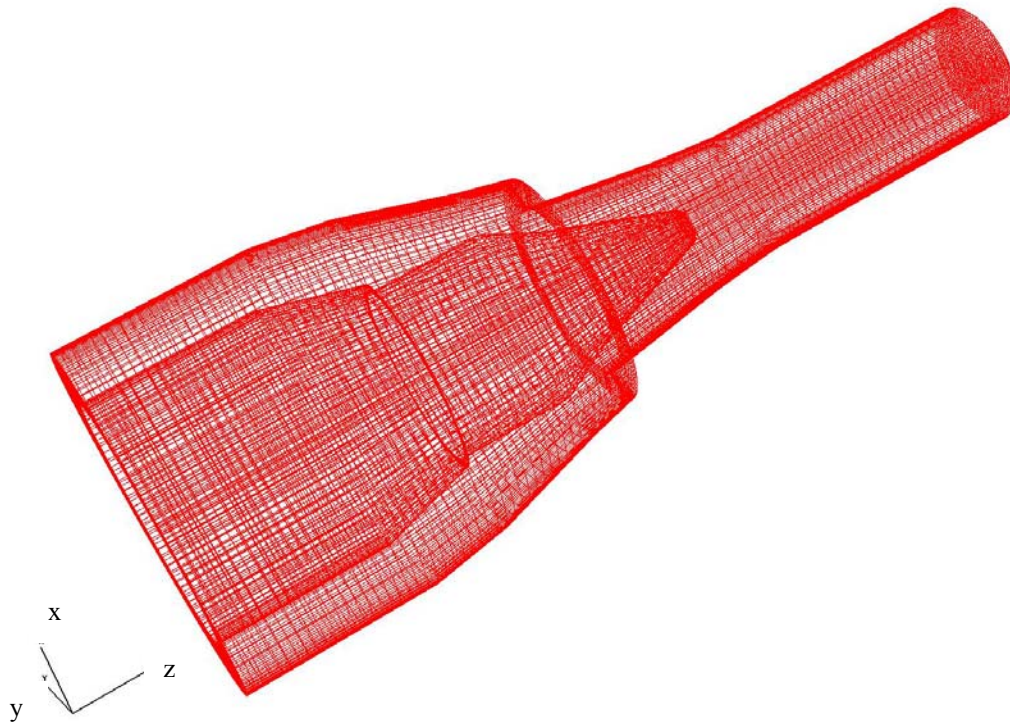
Le maillage utilisé dans l'étude est le suivant :



(a)



(b)



(c)

Figure 52 : Maillage du domaine de calcul « écoulement froid » (49\*49\*97 mailles) : (a) dans un plan médian, (b) dans le plan d'entrée, (c) vue globale du maillage utilisé

Le maillage utilisé (Figure 52-c) met en évidence ce qui a été développé dans le paragraphe 3.2.2., à savoir que l'utilisation d'un maillage structuré monobloc se traduit par un raffinement, non nécessaire numériquement, de certaines zones pour pouvoir, lors de la propagation du maillage suivant l'axe  $z$ , obtenir un maillage suffisamment fin d'autres zones (Figure 52-a). Dans un plan ( $xOy$ ), Figure 52-b, nous observons de fortes déformations de certaines mailles. Elles sont inévitables du fait de la géométrie cylindrique et du type de maillage nécessaire au code. Ces déformations ne sont pas sans poser de problèmes, en particulier lors des étapes de reconstruction des gradients. Les gradients, dans le cas d'un écoulement de gaz froids, sont relativement faibles et aucun problème de convergence n'est apparu ici. Cependant dans le cas de l'arc électrique (4.2.2.1), caractérisé par des gradients très importants, nous avons dû modifier le maillage plan par plan pour limiter ces déformations.

#### 4.2.1.3. Résultats

L'étude de l'écoulement des gaz froids dans la tuyère a été menée en différentes étapes. Dans un premier temps, nous avons effectué une étude de l'écoulement avec une injection axiale des gaz et ceci pour des écoulements laminaires et turbulents. Dans un second temps, nous avons étudié l'écoulement résultant d'une injection en vortex pour prendre en compte l'injection réelle qui est faite par l'intermédiaire du diffuseur de gaz.

#### **Injection axiale des gaz**

Les profils de vitesse imposés en entrée de domaine de calcul sont des profils paraboliques [131] représentés par les équations suivantes :

$$V_x(r) = 0$$

$$V_y(r) = 0$$

$$V_z(r) = \frac{D_0 [\alpha^2 - (r - \beta)^2]}{2\pi\rho\gamma}$$

où  $\gamma$  est défini par :

$$\gamma = \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2} (R_a^2 - R_c^2) + \frac{2\beta}{3} (R_a^3 - R_c^3) - \frac{1}{4} (R_a^4 - R_c^4)$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{R_a - R_c}{2} \text{ et } \beta = \frac{R_a + R_c}{2}.$$

où  $R_a$  et  $R_c$  sont respectivement les rayons de l'anode et de la cathode et  $\rho$  est la masse volumique.

Nous avons réalisé une étude comparative entre des écoulements d'argon pur et de mélange d'argon-hydrogène, en supposant les écoulements soit laminaires soit turbulents.

Les figures 53 et 54 comparent les champs de pression et les champs de vitesse des écoulements argon et argon/hydrogène pour un écoulement laminaire et la Figure 55 présente le champ de la vitesse de ces deux écoulements obtenu avec le modèle de turbulence k- $\epsilon$ .

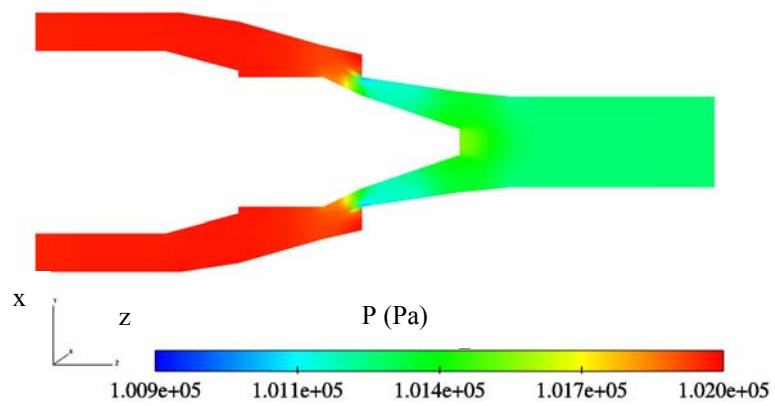
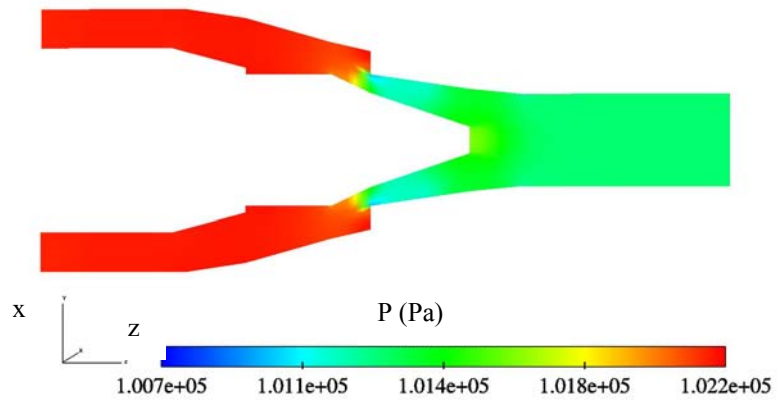
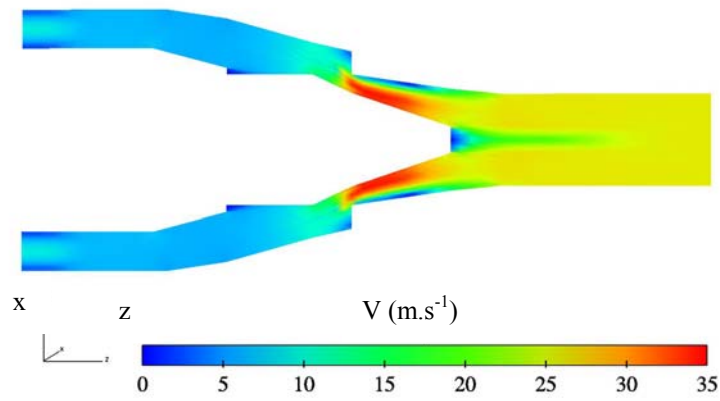
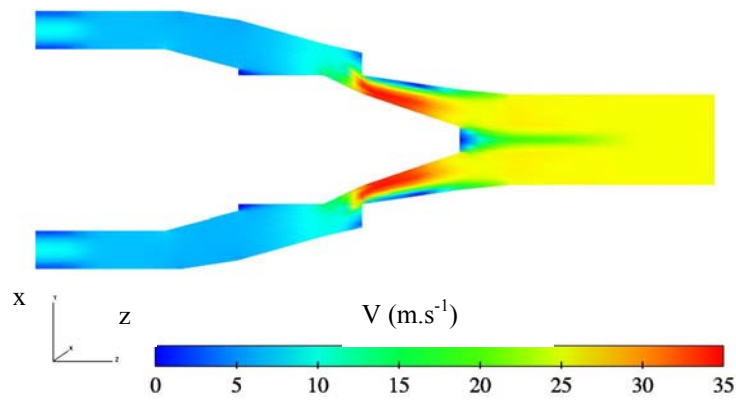


Figure 53 : Champ de pression dans le plan médian pour un écoulement d'argon pur ( $60 \text{ NL}\cdot\text{min}^{-1}$ ) (a) et pour un mélange argon hydrogène ( $45\text{-}15 \text{ NL}\cdot\text{min}^{-1}$ ) (b) (cas laminaire)



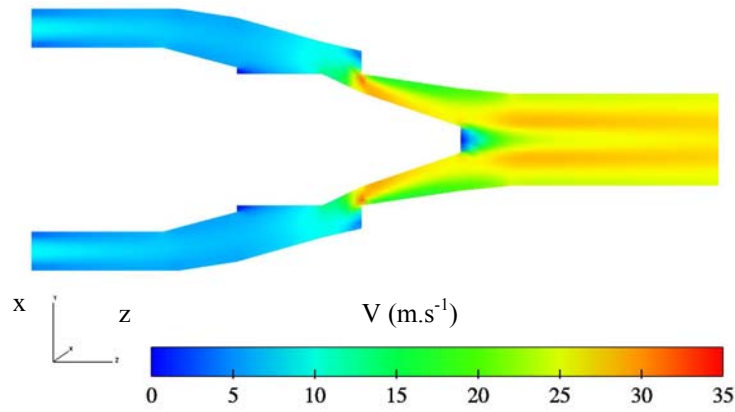
(a)



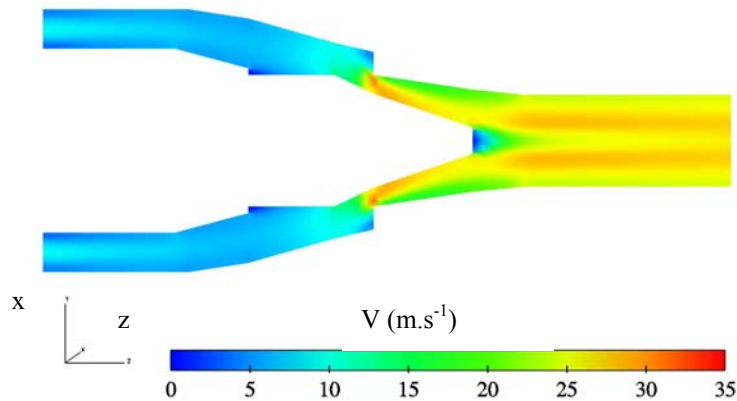
(b)

Figure 54 : Champ de la norme du vecteur vitesse dans le plan médian pour un écoulement d'argon pur ( $60 \text{ NI.min}^{-1}$ ) (a) et pour un mélange argon hydrogène ( $45\text{-}15 \text{ NI.min}^{-1}$ ) (b) (cas laminaire)

La norme du vecteur vitesse est définie par  $V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$ .



(a)

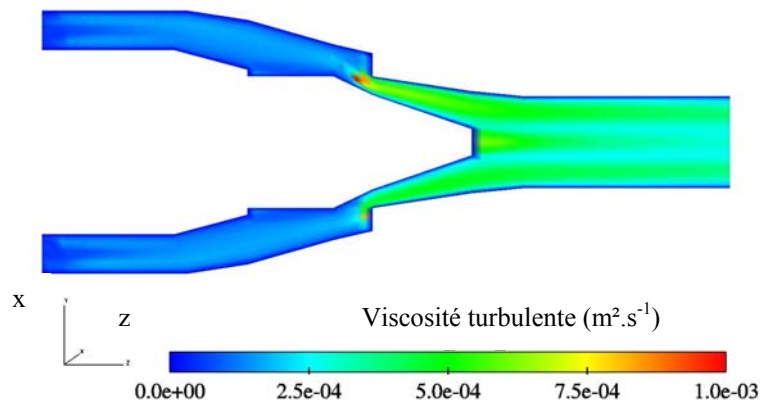


(b)

Figure 55 : Champ de la norme du vecteur vitesse dans le plan médian pour un écoulement d'argon pur ( $60 \text{ NL}\cdot\text{min}^{-1}$ ) (a) et pour un mélange argon hydrogène ( $45\text{-}15 \text{ NL}\cdot\text{min}^{-1}$ ) (b) (cas turbulent)

Les figures 53 à 55 montrent que les différences de pression entre l'entrée et la sortie de la torche sont très faibles, de l'ordre de  $1500 \text{ Pa}$  pour les deux écoulements, et que leurs champs de vitesse sont très similaires. Les différences dans les valeurs de la norme sont liées aux différences de débit masse (respectivement  $1,62 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$  pour l'argon et  $1,24 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$  pour l'argon/hydrogène). Les champs de vitesse obtenus en considérant l'écoulement laminaire ou turbulent ne font apparaître aucune différence notable.

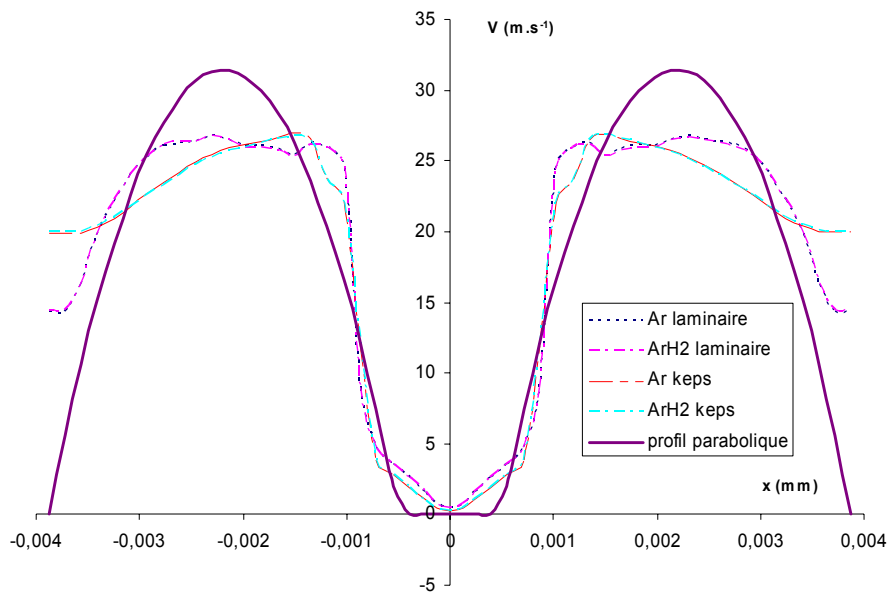
La Figure 56 représente la viscosité turbulente pour un mélange ArH<sub>2</sub> ( $45/15 \text{ NL}\cdot\text{min}^{-1}$ ). Cette viscosité est au plus égale à  $10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$  alors que la viscosité cinématique moléculaire à  $300 \text{ K}$  est de  $2,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ .



(a)

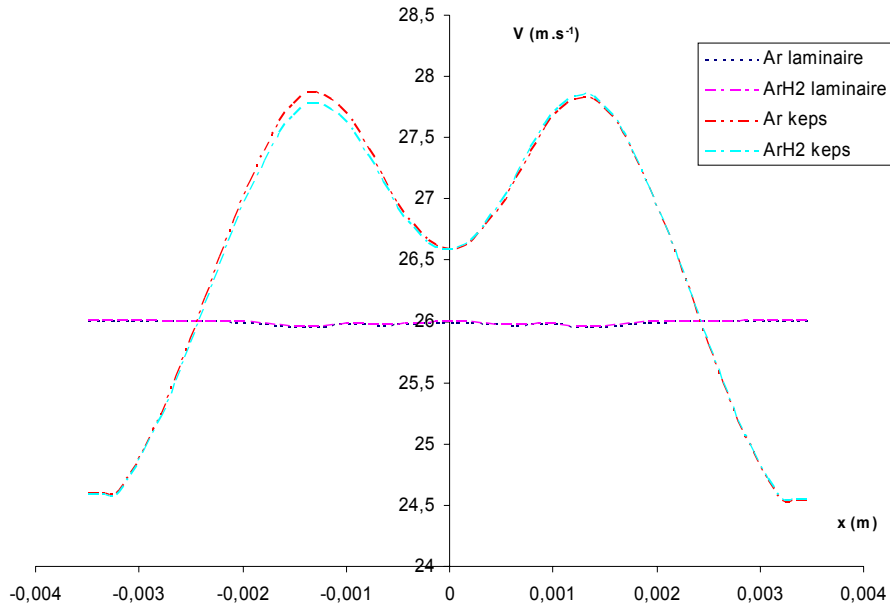
Figure 56 : viscosité turbulente pour un mélange argon hydrogène ( $45-15 \text{ Nl.min}^{-1}$ )

Les profils de la vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe de la torche au niveau de la pointe de cathode (entrée du domaine arc électrique), sont similaires quelque soit le type de gaz et le régime d'écoulement considéré, comme le montre la Figure 57.



(a)





(b)

Figure 57 : Courbes de vitesse en pointe de cathode (distribution radiale dans le plan TS Figure 51) (a) et en sortie de tuyère (b)

De plus, ces profils ont une forme assez proche d'un profil parabolique (Figure 57). Nous pourrions donc représenter le profil de vitesse en entrée du domaine arc électrique par un profil parabolique de la forme :

$$\begin{aligned}
 V_x(r) &= 0 \\
 V_y(r) &= 0 \\
 V_z(r) &= \frac{D_0 \left[ \alpha^2 - (r - \beta)^2 \right]}{2\pi\rho\gamma}
 \end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \frac{R_a - R_c}{2} \\
 \beta &= \frac{R_a + R_c}{2} \\
 \gamma &= \frac{\alpha^2 - \beta^2}{2} (R_a^2 - R_c^2) + \frac{2\beta}{3} (R_a^3 - R_c^3) - \frac{1}{4} (R_a^4 - R_c^4)
 \end{aligned}$$

Par ailleurs, les similitudes entre les profils laminaires et turbulents en pointe de cathode indiquent que la turbulence est peu développée à ce niveau. Ceci nous conforte dans notre choix d'utiliser un modèle laminaire pour les calculs d'arcs électriques.

De plus, nous pouvons remarquer que la vitesse sur la pointe de cathode est quasi nulle. Ces faibles valeurs vont favoriser l'accrochage de l'arc sur la pointe de cathode. Il ne sera pas soufflé de la pointe de cathode, tandis que l'augmentation rapide de la vitesse lorsque l'on s'éloigne de la cathode va participer à la constriction de l'arc, augmentant ainsi la densité de courant.

### **Injection des gaz en vortex**

L'injection en vortex est modélisée en tenant compte de deux angles :

- un angle dit tangential ( $t$ ) de  $45^\circ$  qui traduit la composante liée à la rotation des gaz autour de la cathode. Cette composante correspond au vortex proprement dit.
- un angle dit azimutal ( $a$ ) de  $20^\circ$  liée à la composante qui « plaque » le gaz sur la cathode.

Les profils de vitesse sont alors définis par :

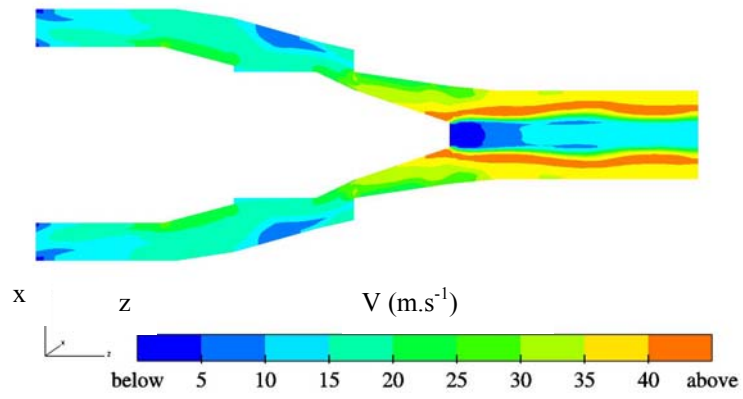
$$V_x(r) = \frac{D_0 [\alpha^2 - (r - \beta)^2]}{2\pi\rho\gamma} (\cos(a) * \sin(t) * \sin(\theta) - \sin(a) * \cos(\theta))$$

$$V_y(r) = \frac{D_0 [\alpha^2 - (r - \beta)^2]}{2\pi\rho\gamma} (\cos(a) * \sin(t) * \cos(\theta) + \sin(a) * \sin(\theta))$$

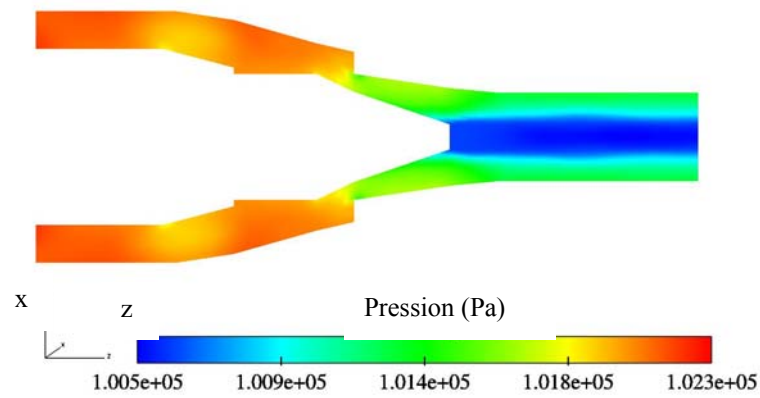
$$V_z(r) = \frac{D_0 [\alpha^2 - (r - \beta)^2]}{2\pi\rho\gamma} \cos(a) * \cos(t)$$

où  $\theta$  est l'angle qui permet de repérer le point considéré en coordonnées cartésiennes et  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  ont les mêmes expressions que précédemment.

Les résultats obtenus, pour une pression de 0,1 MPa et un écoulement laminaire du mélange argon hydrogène ( $45-15 \text{ Nl.min}^{-1}$ ) à 300 K, sont les suivants :

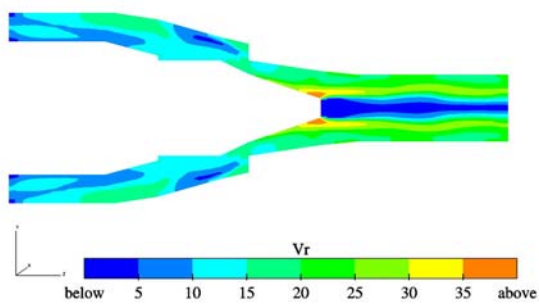


(a)

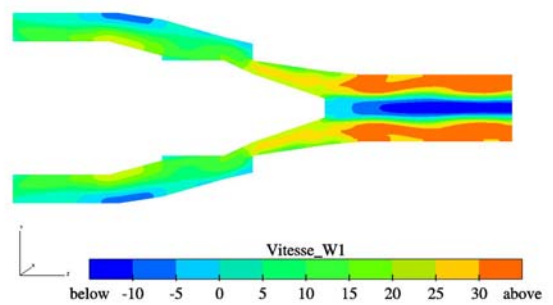


(b)

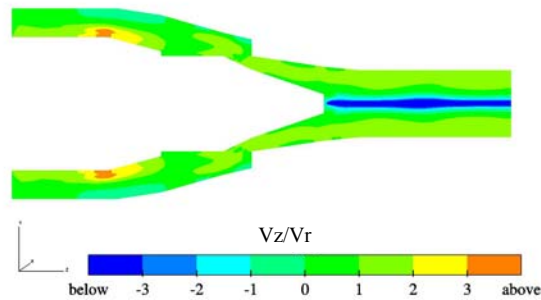
Figure 58 : Champ de vitesse (a) et de pression (b) dans le plan médian pour le mélange argon hydrogène ( $45-15 \text{ Nl.min}^{-1}$ ) dans le cas d'une injection en vortex



(a)



(b)



(c)

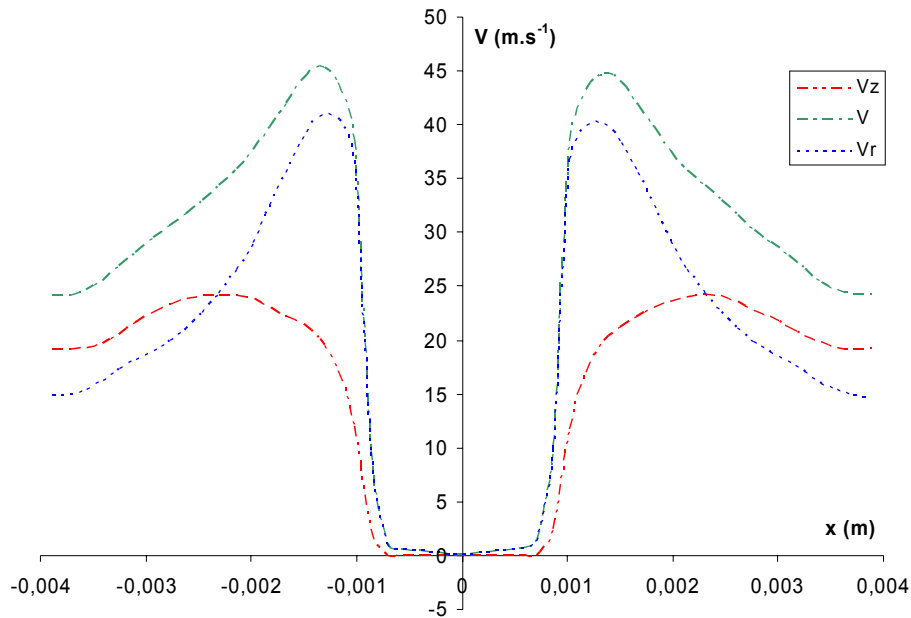
Figure 59 : Composante radiale (a), composante longitudinale (b) et rapport de la composante longitudinale sur la composante radiale (c) de la vitesse dans le plan médian pour le mélange argon hydrogène ( $45-15 \text{ Nl.min}^{-1}$ ) dans le cas d'une injection en vortex.

La composante radiale  $V_r$  du vecteur vitesse est définie par  $V_r = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$ .

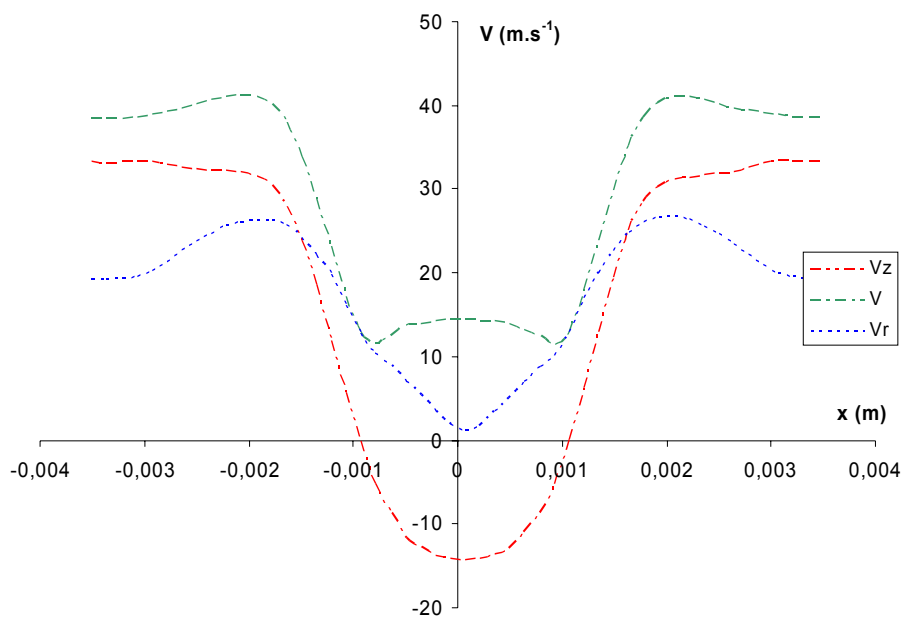
Les champs de vitesse et de pression de l'écoulement résultant d'une injection en vortex sont représentés sur la Figure 58 et ceux des différentes composantes de la vitesse sur la Figure 59. Les principaux résultats sont les suivants :

- le mouvement tourbillonnaire imposé à l'injection persiste jusqu'à la sortie de la torche ;
- la vitesse maximale est plus importante que celle obtenue dans le cas d'une injection axiale ;
- le rapport de la composante axiale de la vitesse sur la composante radiale est relativement constant sur l'ensemble du domaine de calcul, ce qui vérifie que le vortex se conserve lors de l'écoulement du gaz froid dans la tuyère ;
- nous pouvons constater que la pression est plus faible à proximité de l'axe de la tuyère. Cette différence de pression va contribuer à faciliter l'accrochage de l'arc sur la pointe de cathode. Le gradient de pression va en effet permettre, dans la phase d'amorçage, de maintenir l'arc sur la pointe de cathode ;
- le profil de vitesse au niveau de la pointe de cathode présente une forme parabolique déformée. Les vitesses les plus importantes sont situées proches de la paroi cathodique.

Nous utiliserons, dans les calculs d'arc électrique, un profil de vitesse en entrée de domaine de type vortex comme celui qui a été défini précédemment. Les différences entre ce profil théorique et le profil obtenu par simulation numérique sont relativement faibles.



(a)



(b)

Figure 60 : Contribution des différentes composantes de la vitesse en pointe de cathode (a) et en sortie de tuyère (b) (composante selon x, y, z, vitesse totale, composante radiale et rapport de la composante axiale sur la composante radiale).

## 4.2.2. Modélisation du domaine arc électrique

### 4.2.2.1. Description du cas, hypothèses et équations

Le modèle concerne la génération d'un plasma d'arc dans une torche de type projection dans laquelle l'arc est dit « soufflé » par l'écoulement gazeux.

Les équations à résoudre pour ce modèle, présenté dans le chapitre précédent, sont les suivantes :

- Equation de conservation de la masse :  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = -div(\rho \vec{V})$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} = -div(\rho \vec{V} \times \vec{V}) + div \vec{\tau} - \overrightarrow{grad} p + \rho \vec{g} + \vec{j} \wedge \vec{B}$$

- Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} = -div(\rho h \vec{V}) + div \left( \frac{\kappa}{C_p} \overrightarrow{grad} h \right) + \vec{j} \cdot \vec{E} + S_{rad}$$

- Equations de l'électromagnétisme :  $div[-\sigma \overrightarrow{grad} Pot] = 0$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad} Pot$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}$$

$$\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A}$$

### 4.2.2.2. Conditions aux limites – domaine de calcul

Le domaine de calcul utilisé est le suivant :

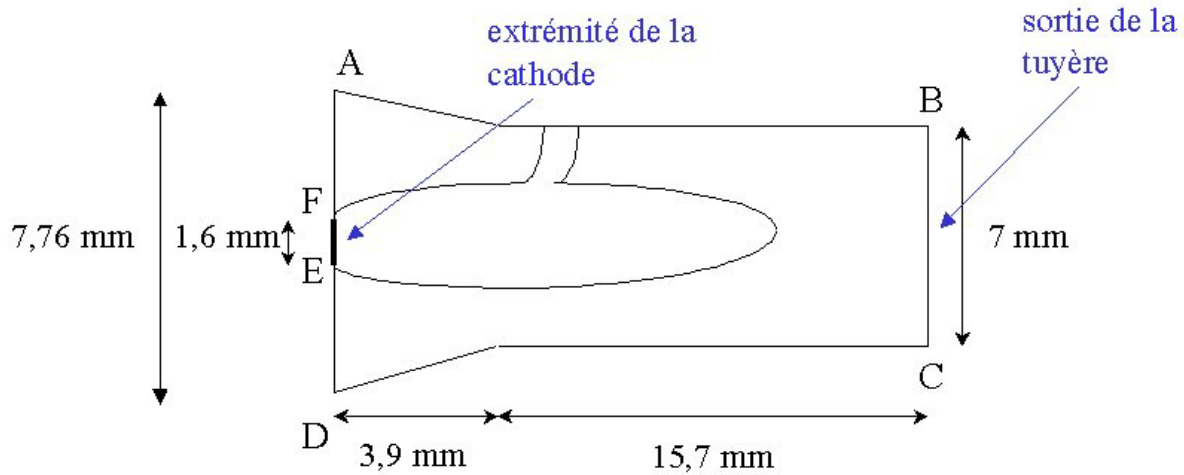


Figure 61 : Domaine de calcul utilisé pour la modélisation de l'arc électrique

Les conditions aux limites du domaine sont résumées dans le tableau 4.3 :

Tableau 4-3 : conditions aux limites

	Potentiel vecteur magnétique A (T.m)	Enthalpie H (J.kg <sup>-1</sup> )	Vitesse V (m.s <sup>-1</sup> )	Pression P (Pa)	Potentiel électrique POT (V)
[AF], [DE] (entrée)	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$	$H = H_0$	Profil vortex	$p = p_0$	$\frac{\partial Pot}{\partial n} = 0$
[EF] (cathode)	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial H}{\partial n} = 0$	$\vec{v} = 0$	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$Pot = 0$
[BC] (entrée sortie libre)	$A = A^{(n)}$	$\frac{\partial H}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial v_\tau}{\partial n} = \frac{\partial v_n}{\partial n} = 0$	$si V_n > 0 \quad p_{atm} = p$ $si V_n < 0 \quad p_{atm} = p + \frac{1}{2} \rho V^2$	$\frac{\partial Pot}{\partial n} = 0$
[AB], [CD] (anode)	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$	*	$\vec{v} = 0$	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$Pot = DPOT$

\* : deux conditions aux limites sur la paroi anodique pour l'enthalpie ont été utilisées :

- Densité de flux imposée :  $\frac{\partial h}{\partial n} = 5.10^9 \text{ W.m}^{-2}$

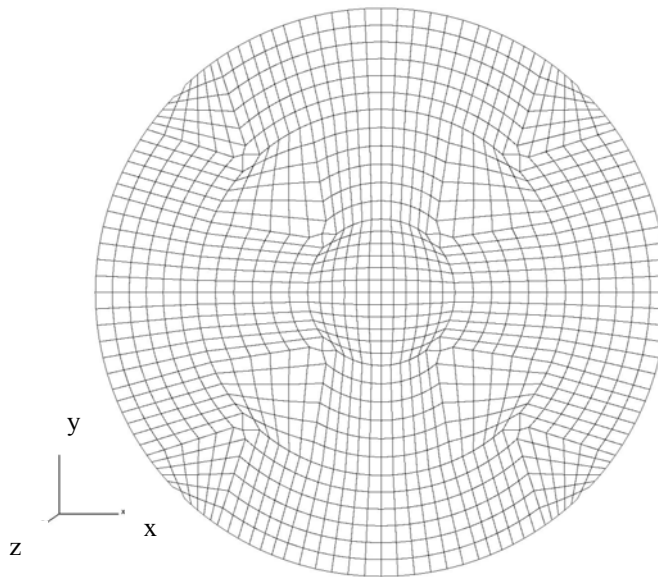
- Coefficient d'échange imposé :  $-\frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial n} = h_{eq} (T_p - T_{ext})$  avec  $h_{eq}=10^5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

La valeur de la densité de flux retenue pour la condition à la limite en enthalpie sur la paroi anodique a été choisie à partir des travaux expérimentaux de Planche [5] et de Rigot [17]. Le flux à la paroi a été évalué par Planche à  $3,23 \cdot 10^3 \text{ W}$  pour des conditions identiques aux nôtres (tuyère de 7mm, intensité du courant de 600 A, gaz plasmagène Ar/H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>) et la surface de la tache anodique a été estimée à 0,6 mm<sup>2</sup> pour une intensité du courant de 600 A. La densité de flux correspondante est alors d'environ  $5 \cdot 10^9 \text{ W.m}^{-2}$ .

La valeur du coefficient d'échange thermique imposé à la paroi anodique a été prise égale à celle utilisée par Li [99] pour la modélisation stationnaire d'une torche à plasma d'arc dans des conditions opératoires assez proches.

La condition par défaut est celle du coefficient d'échange imposé. Lorsqu'une densité de flux sera imposée nous le préciserons.

Le maillage utilisé est le suivant :





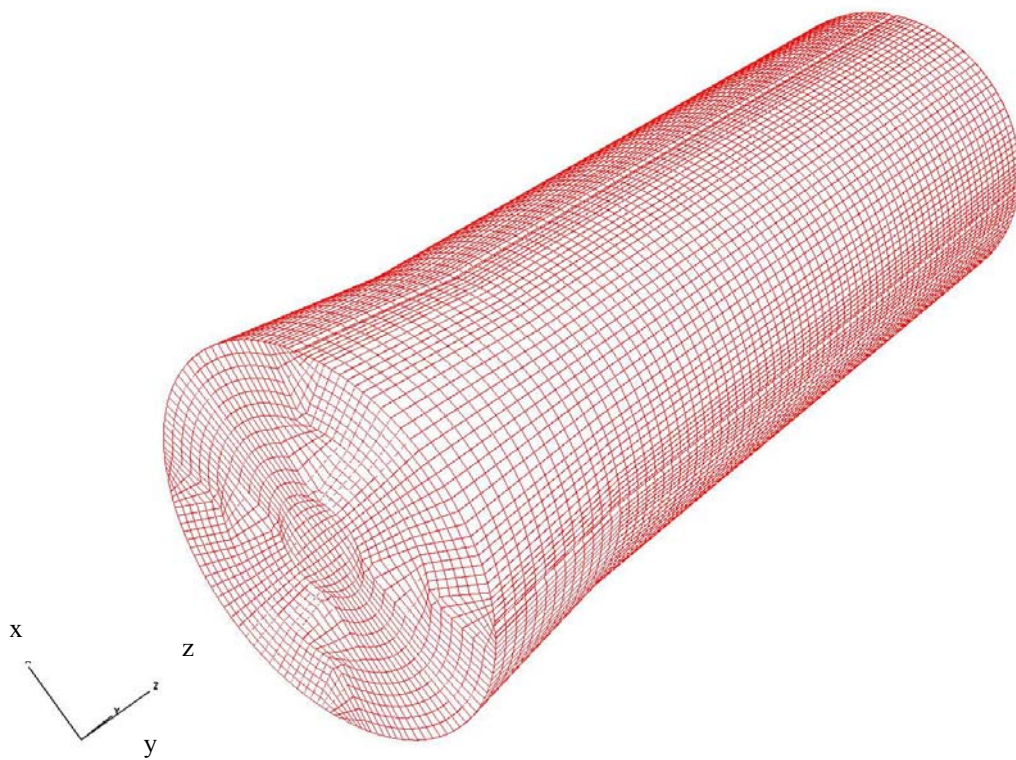
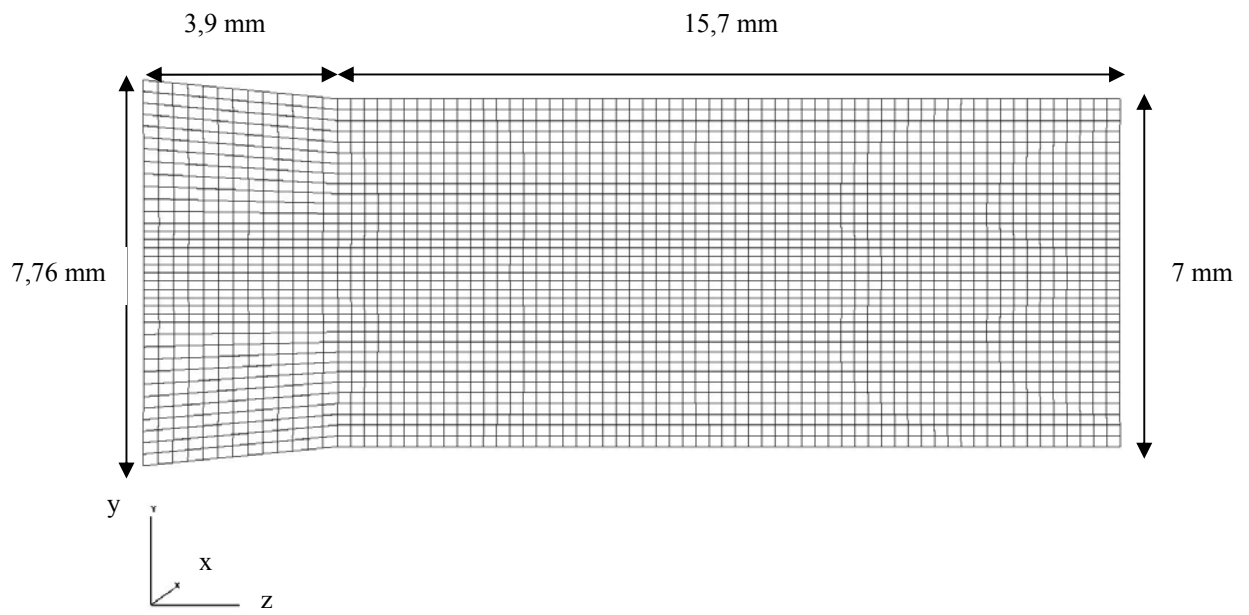
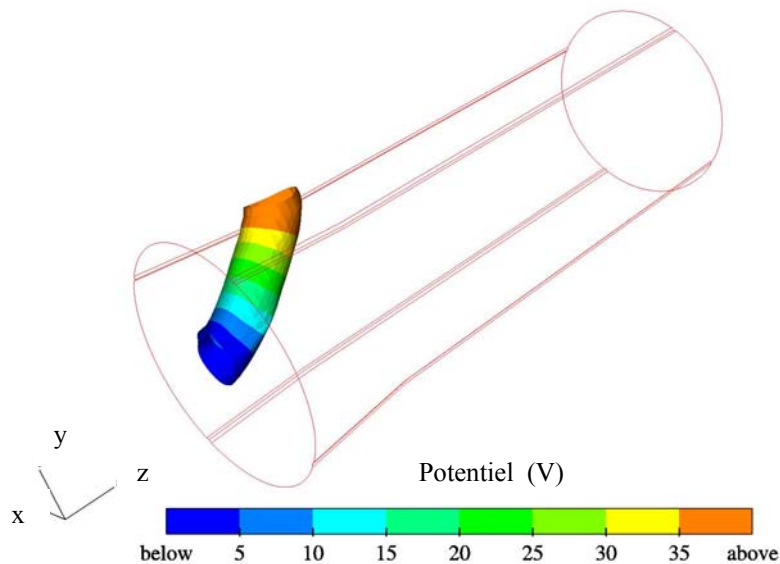


Figure 62 : Maillage du domaine de calcul : (a) dans le plan  $k=1$ , (b) dans le plan médian ( $yOz$ ), (c) vue globale ( $37*37*73$  mailles)

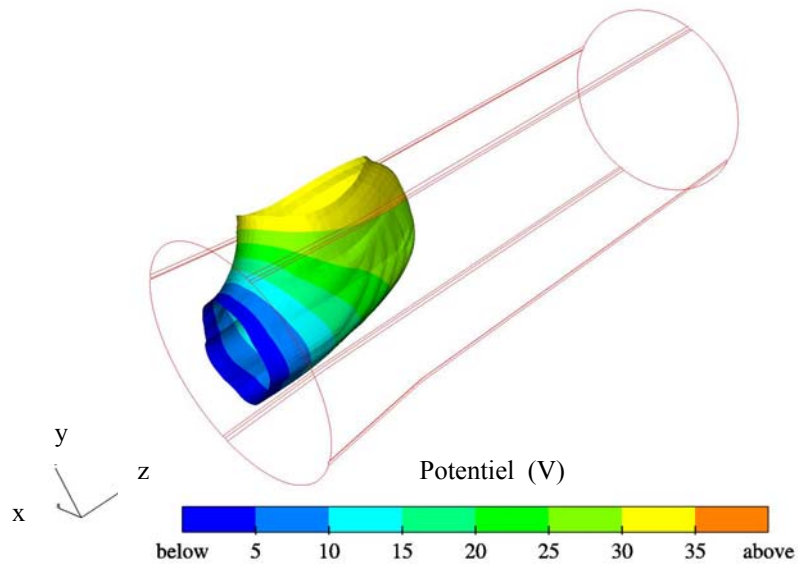
### 4.2.2.3. Résultats

#### 4.2.2.3.1. Arc dans l'argon pur

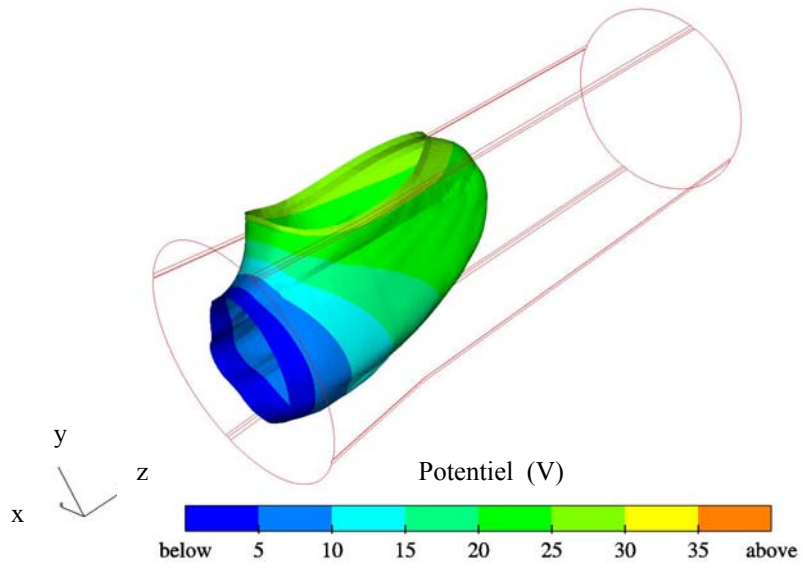
Pour aider à l'amorçage de l'arc une colonne chaude reliant l'anode à la cathode est utilisée. La température de cette colonne de 1.6 mm de diamètre est de 10000K (Figure 63 (a)). L'intensité du courant est imposée à 200 A et le débit d'argon entrant dans le domaine est fixé à 30  $\text{NL}\cdot\text{min}^{-1}$ . Le débit imposé est fixé à 50 % du débit nominal dans la phase d'amorçage pour ne pas souffler l'arc et laisser aux forces de Laplace le temps de s'établir. Ces conditions de débit et de courant sont imposées durant 200 pas de calcul, soit  $2 \cdot 10^{-5}$  s, le temps que l'arc s'amorce et que l'écoulement s'établisse.



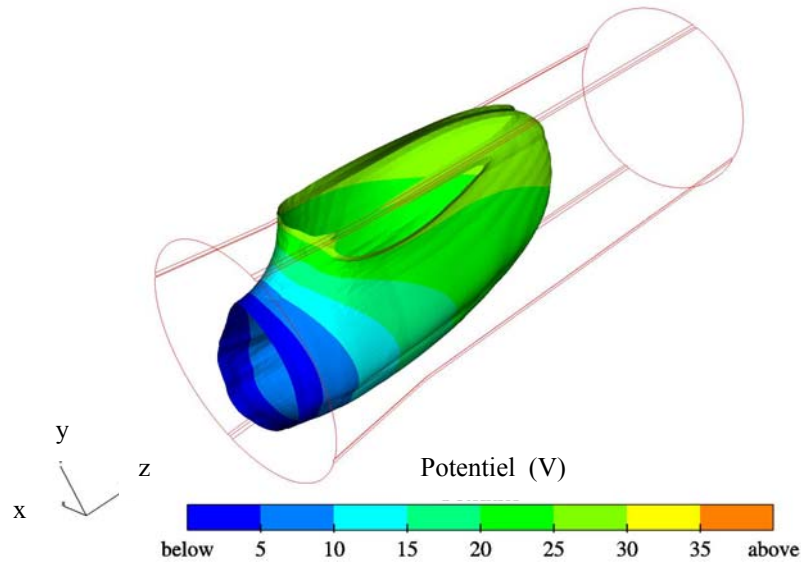
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 63 : Initialisation du calcul : isotherme à 10000 K sur laquelle est représenté le potentiel électrique en différentes couleurs (a)  $t = 5 \cdot 10^{-6}$  s, (b)  $t = 4 \cdot 10^{-5}$  s, (c)  $t = 6 \cdot 10^{-5}$  s, (d)  $t = 8 \cdot 10^{-5}$  s (Ar, 60 Nl.min<sup>-1</sup>, 600 A)

Après cette phase d'amorçage, l'intensité du courant et le débit sont augmentés de façon linéaire durant les 200 pas de calcul suivant pour aboutir aux conditions opératoires nominales, soit 600 A et 60 Nl.min<sup>-1</sup> (Figure 63-(b)).

Un suivi de la tension est effectué durant tout le calcul afin de déterminer la puissance électrique injectée dans le gaz. La Figure 64 montre l'évolution de la tension d'arc avec une variation d'intensité imposée selon une rampe linéaire, après la phase d'amorçage estimée à 0,2 ms, sur une durée de 0,2 ms. Nous pouvons observer sur cette figure une diminution rapide de la tension durant les 0,2 premières milli-secondes qui correspondent à la période d'initialisation de l'arc (Figure 63-(a)). La tension nécessaire à l'amorçage est élevée et elle diminue au fur et à mesure que la température s'élève, la conductivité électrique augmentant. Lorsque l'intensité du courant augmente, la tension augmente également du fait de la condition retenue pour le recalage de l'arc. La montée en tension n'est cependant pas linéaire car l'arc cherche toujours à diminuer sa tension, la température augmentant, tandis que le recalage fait augmenter la tension de manière arbitraire. La tension diminue donc lorsque l'intensité du courant d'arc est stabilisée à sa valeur nominale. Cet instant correspond à la Figure 63-(c). Puis, sous l'effet du déplacement de l'arc sur la paroi de l'anode, la tension d'arc augmente quasi linéairement.

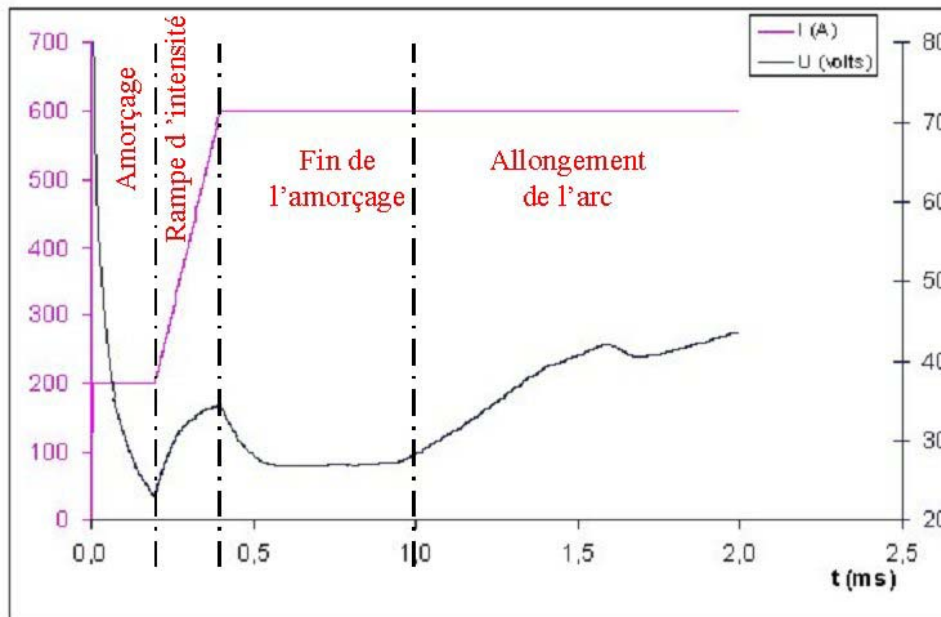


Figure 64 : Evolution de l'intensité et de la tension durant les premiers instants du calcul

Nous avons observé, dans le cas d'un arc dans l'argon pur, un comportement singulier. Le pied d'arc anodique est très étendu (Figure 65 (a) et (b)) et il apparaît un second pied d'arc qui coexiste avec le premier (Figure 65 (c) et (d)). Nous ne pouvons négliger l'influence du maillage sur ce résultat car la scission se produit dans une zone où le maillage présente de fortes distorsions qui nous ont imposé de déplacer certains nœuds « à la main » pour limiter les problèmes sur la reconstruction des gradients. Cependant ce comportement de l'arc, et en particulier la coexistence de deux pieds d'arc, n'a pas été observé dans le cas d'un écoulement argon hydrogène. Ceci montre bien que dans le modèle le comportement de l'arc dépend de la nature du gaz environnant. Expérimentalement, l'utilisation d'un gaz monoatomique, comme l'argon, se traduit généralement par un mode fluctuant (« take-over ») qui a été attribué à un accrochage plus diffus du pied sur l'anode et/ou à la présence simultanée de deux pieds d'arc [2]. Lorsque le second pied d'arc apparaît, le courant se divise entre les deux pieds d'arc. La diminution en tension qui caractérise la disparition d'un pied d'arc est moins marquée que dans le mode claquage – réamorçage pour lequel il y a rupture brutale de l'ancienne boucle terminale de plasma et création d'une nouvelle. Le signal en tension dans le cas du mode fluctuant présente une évolution sinusoïdale. Dans le cas du mélange  $\text{ArH}_2$ , l'ajout d'un gaz diatomique privilégie le mode claquage – réamorçage, aucune coexistence de pieds d'arc n'est observée.

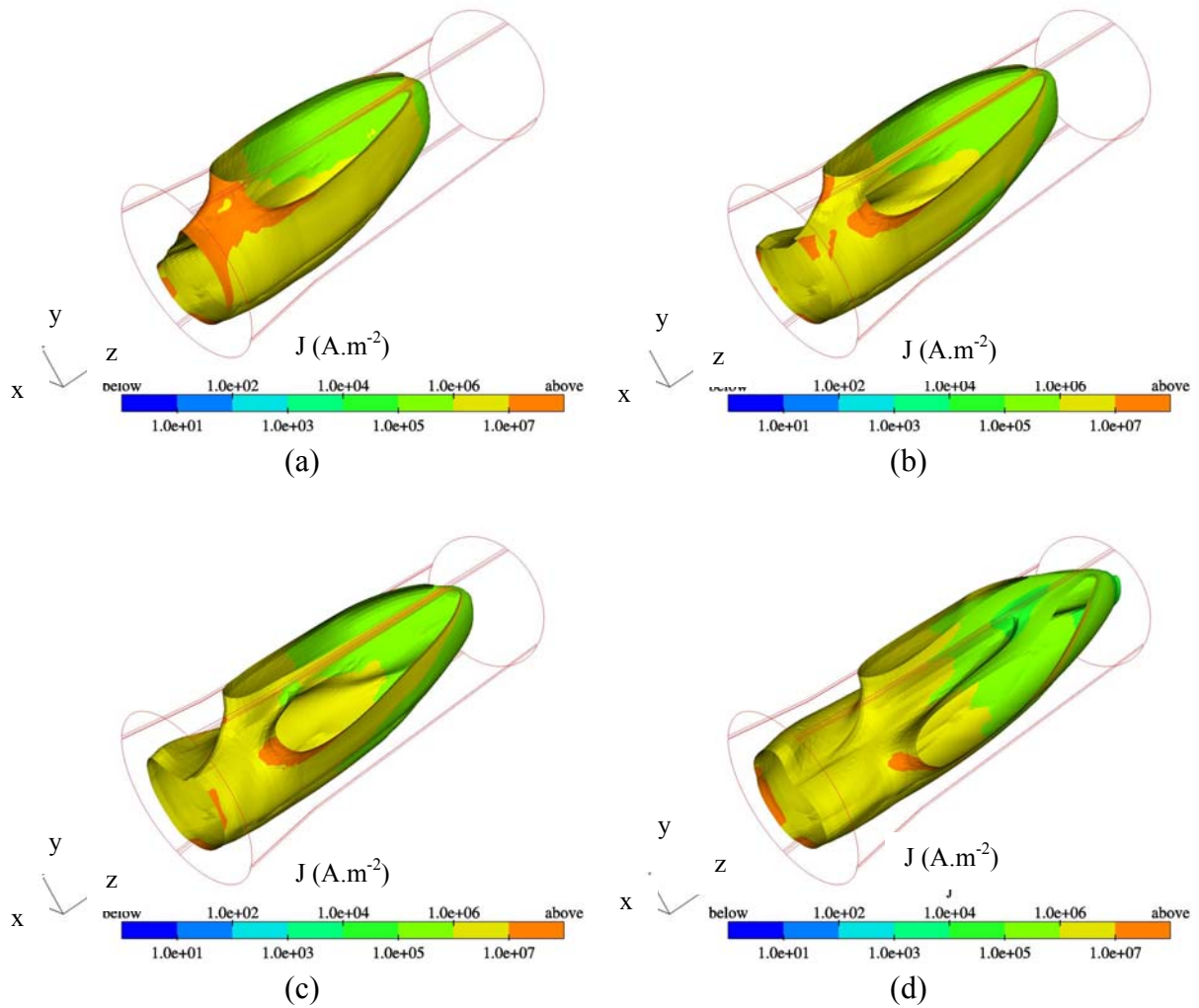


Figure 65 : Isotherme à 6000 K sur laquelle est représentée la densité de courant en différentes couleurs : (a)  $t = 9 \cdot 10^{-5}$  s, (b)  $t = 10^{-4}$  s, (c)  $t = 1.1 \cdot 10^{-4}$  s, (d)  $t = 1.3 \cdot 10^{-4}$  s

La Figure 66 montre les champs de température et de vitesse dans l'arc. La température maximale en pointe de cathode est de l'ordre de 29 000 K tandis que la vitesse maximale des gaz dans la tuyère est de l'ordre de 2000  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues numériquement par Li [99] qui sont, respectivement, de 30000 K et 1950  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour un diamètre de tuyère de 8 mm, une intensité du courant de 200 A et un débit d'argon de 35  $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$ . Planche [5] a mesuré la vitesse maximale en sortie de tuyère. Pour une tuyère de 7 mm, une intensité du courant de 300 A et un débit d'argon de 40  $\text{Nl}\cdot\text{min}^{-1}$ , la vitesse mesurée est de l'ordre de 400  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  avec des fluctuations très faibles (quelques  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Notre modèle paraît donc surestimer le champ de vitesse dans la torche, nous n'avons pas pour l'instant d'explications convaincantes pour les différences marquées entre le calcul et les mesures.



Les températures mesurées par Coudert [132], dans le cas d'un arc transféré, sont, en pointe de cathode, de l'ordre de 23000 à 29000 K soit du même ordre de grandeur que la température calculée.

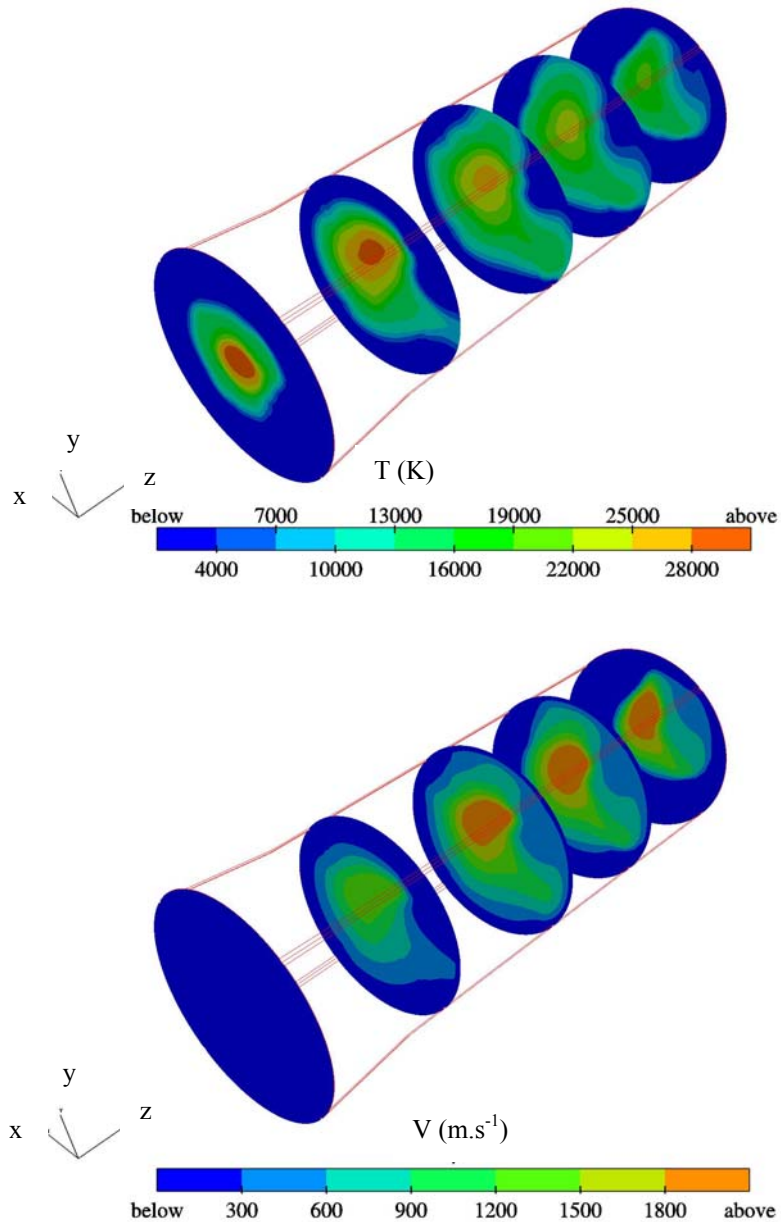


Figure 66 : Champ de température et de la norme de la vitesse dans différents plans de l'arc à  $t = 1.5 \cdot 10^{-4}$  s

La phase d'amorçage a fait l'objet d'une attention particulière pour ne pas introduire de forme particulière de la colonne chaude qui pourrait conditionner les résultats des simulations. Nous avons réalisé différents essais en imposant des formes différentes à cette

colonne et la forme retenue est celle qui se rapproche le plus de la forme finale de l'arc et donc qui impose le moins de contraintes à l'écoulement.

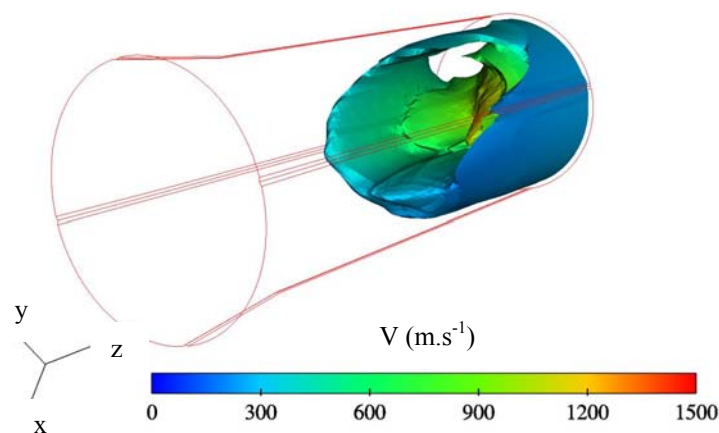
Nous avons également étudié l'influence de différents paramètres : enthalpie et dimensions de la colonne chaude, nombre de pas de calcul durant lesquels l'intensité est fixée à 200 A, vitesse de montée de l'intensité du courant, ... Certains de ces essais ont mené à l'extinction de l'arc. La solution retenue est celle qui permet une phase d'amorçage rapide et donc un temps de calcul raisonnable pour l'amorçage tout en n'imposant pas de conditions influençant les résultats lorsque la phase d'amorçage est terminée.

#### 4.2.2.3.2. Calcul d'un arc dans le mélange argon hydrogène 45-15 $\text{Nl.min}^{-1}$

Les procédures d'amorçage décrites précédemment ont été appliquées au cas d'un mélange argon hydrogène 45-15  $\text{Nl.min}^{-1}$ .

#### **Vérification de l'hypothèse incompressible**

Nous avons d'abord cherché à vérifier l'hypothèse d'un écoulement incompressible en établissant une cartographie du nombre de Mach dans la tuyère. La Figure 67 montre une isomach de 0,3 sur laquelle la vitesse de l'écoulement est représentée en différentes couleurs. Très localement les valeurs du nombre de Mach peuvent être supérieures à 0,3. Dans ces zones, l'hypothèse d'un écoulement incompressible est discutable. Cependant ces zones représentent une très faible proportion du domaine de calcul et nous avons décidé de poursuivre nos travaux en considérant un écoulement incompressible.





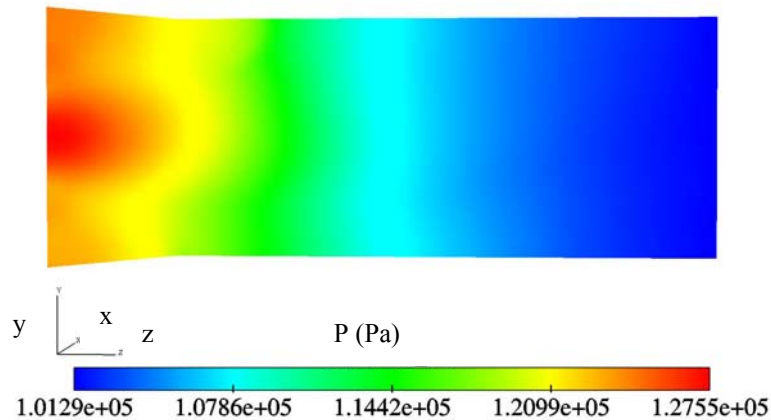
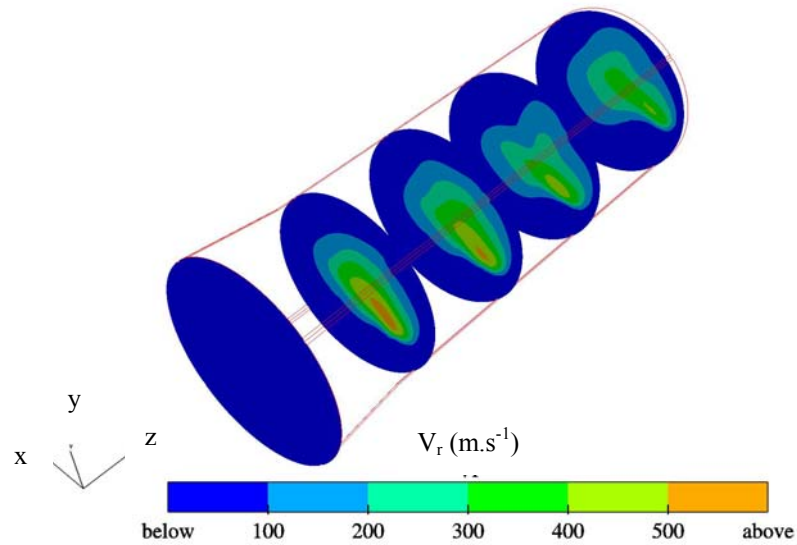


Figure 67 : Vue d'une iso-mach à 0,3 et cartographie du champ de pression dans le plan (yOz) à  $t = 1,4 \cdot 10^{-4}$  s pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup> et une intensité de 600 A.

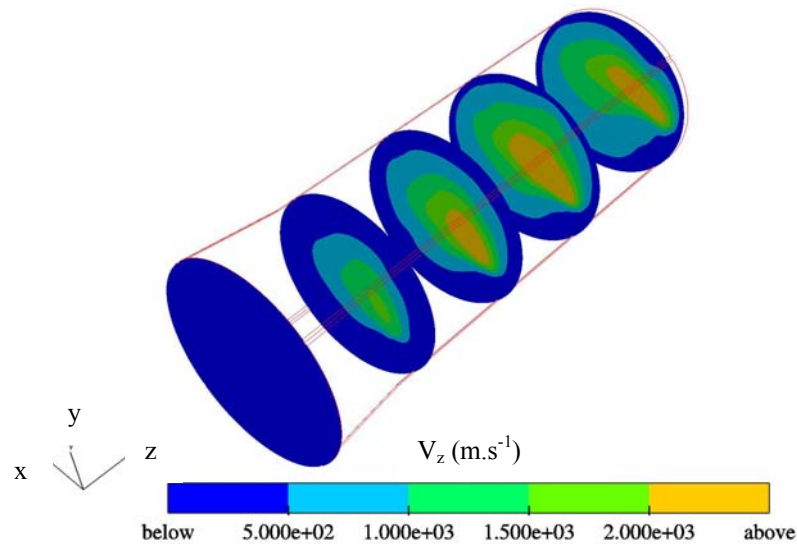
Les zones où le nombre de Mach est supérieure à 0,3, sont situées près de la sortie de tuyère et à proximité de la paroi anodique. Dans ces zones froides, la célérité du son est plus faible tandis que la vitesse du plasma reste élevée, ce qui explique les nombres de Mach élevés observés dans cette région.

### **Conservation du vortex**

Nous avons cherché à déterminer si le profil de vitesse en vortex imposé en entrée de domaine se conservait jusqu'à la sortie de la tuyère. La Figure 68 représente les composantes radiales et longitudinales de la vitesse en différents plan perpendiculaires à l'axe de la torche. Elles montrent que si, dans un premier temps, les composantes radiales et longitudinales ont le même ordre de grandeur, rapidement la composante axiale est plus grande d'un ordre de grandeur que la composante radiale (Figure 69-a). Le plasma, sans entraîner la disparition complète du vortex, contribue à diminuer fortement la vorticité du mélange du fait de la forte augmentation des vitesses radiales due principalement à l'expansion volumique du gaz plasmagène.



(a)



(b)

Figure 68 : Composantes radiale (a) et longitudinale (b) du vecteur vitesse à l'instant  $t=3 \cdot 10^{-4}$  s pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup> et une intensité de 600 A.

La Figure 69-(b) montre la variation des composantes radiale et longitudinale du vecteur vitesse selon un axe parallèle à celui de la torche. Ces composantes sont identiques en entrée de domaine. Très rapidement la valeur de composante axiale devient très supérieure à celle de la composante radiale (à 1 mm, le rapport est déjà de 3,5). Le vortex disparaît donc très rapidement tandis que la valeur de la composante radiale est quasiment constante entre l'entrée et la sortie de tuyère. Nos simulations sont tout à fait en accord avec les observations

expérimentales antérieures de Pfender [133] qui avait noté la disparition du vortex dès lors que le plasma est créé.

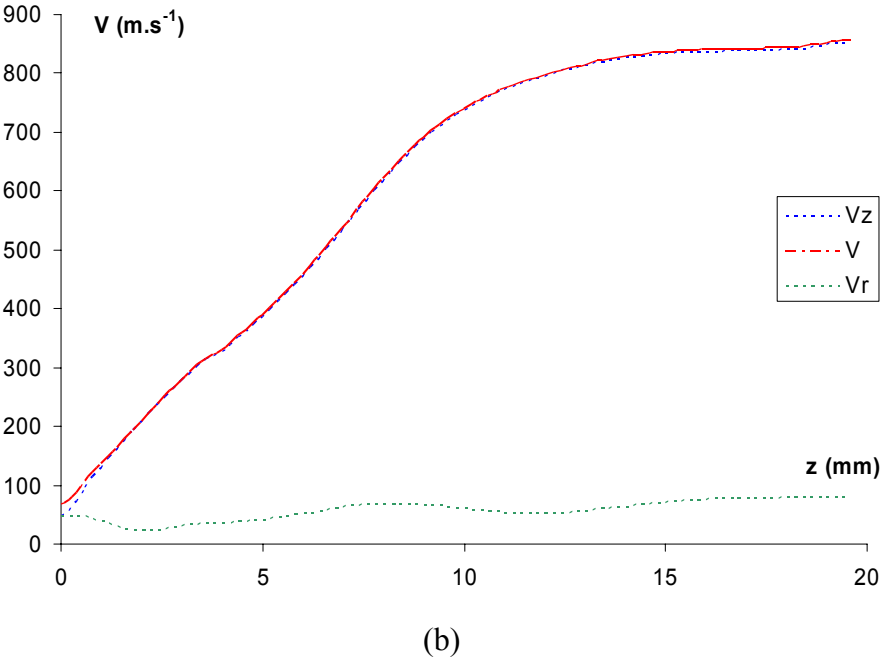
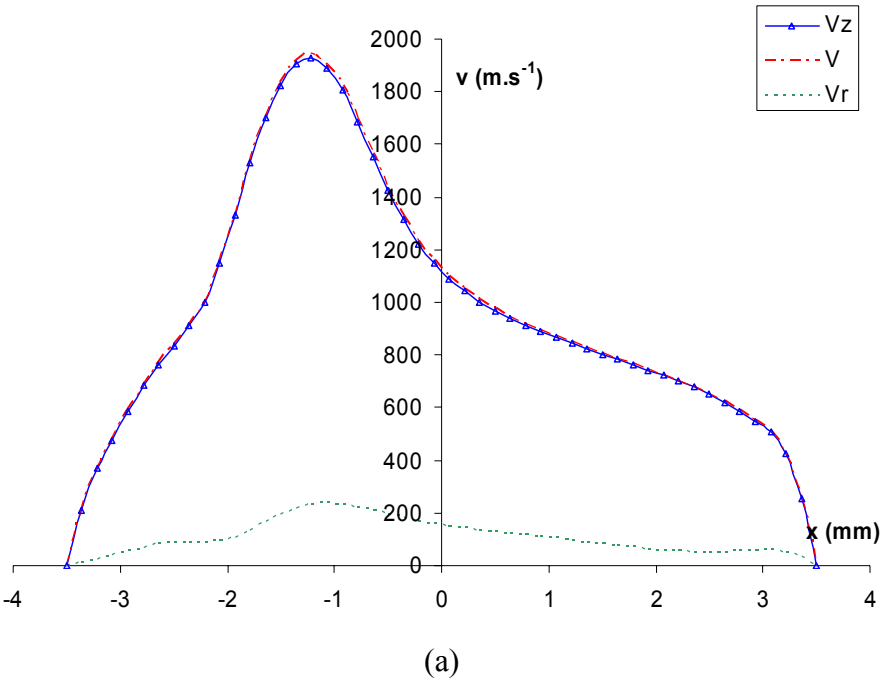
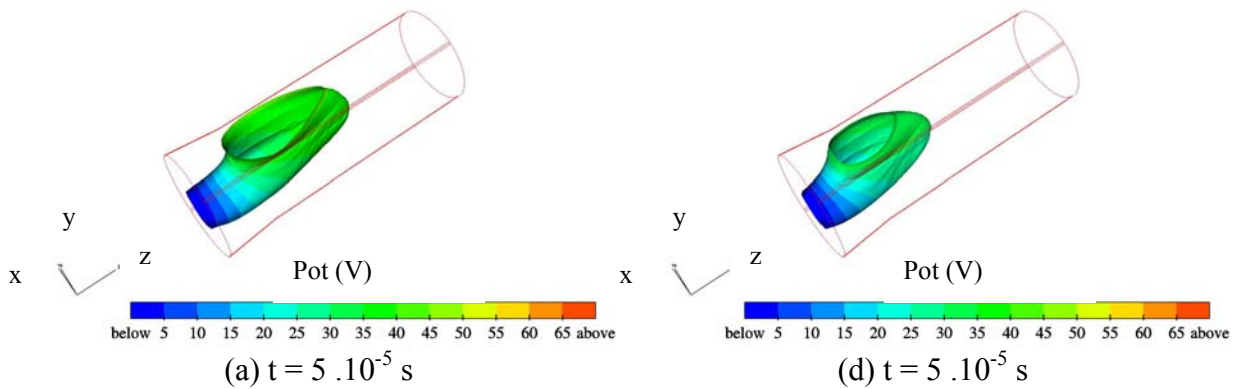


Figure 69 : Composantes radiale et longitudinale du vecteur vitesse dans le plan de sortie de la torche (a) et suivant un axe parallèle à l'axe de la torche ( $x = y = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ) (b) à l'instant  $t = 4,3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  pour le mélange  $\text{Ar-H}_2$  45/15  $\text{Nl.min}^{-1}$  et une intensité de 600 A.

## Influence de la condition limite en enthalpie sur la paroi de l'anode

L'influence de la condition limite en enthalpie (flux imposé ou coefficient d'échange imposé) sur la paroi anodique a été étudiée à partir des champs de température dans la tuyère. La Figure 70 représente des isothermes à 10000 K sur lesquelles le potentiel électrique est représenté en différentes couleurs. Nous pouvons observer que l'arc est plus constricté lorsque nous imposons un coefficient d'échange. De plus les températures obtenues en pointe de cathode sont moins élevées (5000 K de moins soit 29000 K au lieu de 34000 K). Par ailleurs le mouvement du pied d'arc sur la paroi anodique est apparu moins rapide. Ce qui correspond mieux aux observations expérimentales réalisées sur les torches à plasma d'arc où les fréquences relevées sont typiquement de l'ordre de quelques milliers d'hertz. En effet, les simulations effectuées en utilisant un coefficient d'échange se traduisaient par des fréquences très élevées de claquage (plusieurs dizaines de milliers d'hertz). Nous avons donc choisi d'utiliser une condition limite en enthalpie sur la paroi anodique de type coefficient d'échange imposé. Cette condition présente les avantages d'être plus réaliste vis à vis des observations expérimentales et, de plus, le flux devient alors un résultat de calcul et non plus une contrainte.



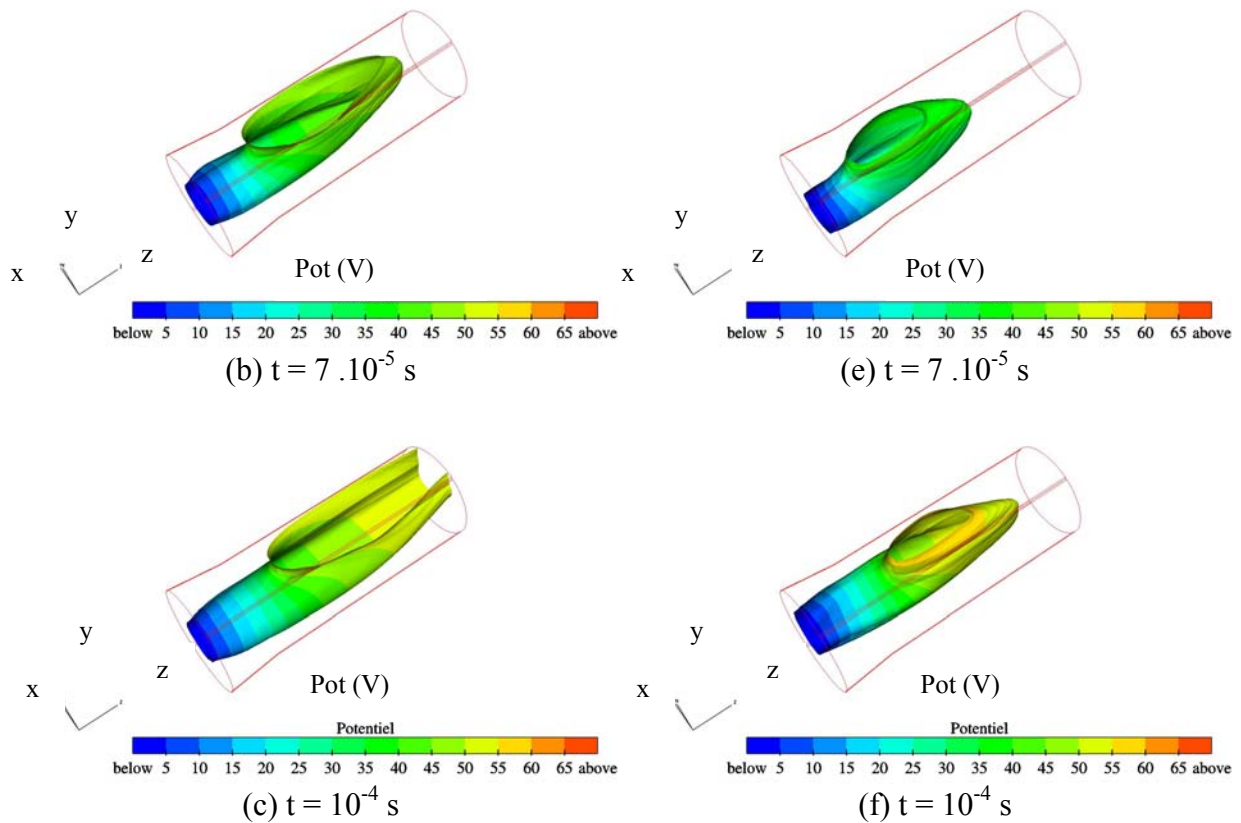


Figure 70 : Isotherme 10000 K colorée par le potentiel électrique pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup> et une intensité de 600 A pour une condition de type flux imposé (a), (b), (c) et coefficient d'échange imposé (d), (e), (f)

### Claquage et réamorçage de l'arc

La condition retenue pour le claquage de l'arc repose sur la valeur locale du champ électrique (3.1.7). Nous avons fait varier la valeur du champ entre  $1,5 \cdot 10^5$  et  $3 \cdot 10^5$  V.m<sup>-1</sup> pour déterminer la valeur de consigne à appliquer pour retrouver numériquement des fréquences proches de celles observées expérimentalement. Les valeurs du champ de consigne ont été estimée à partir des courbes de Paschen [53]. Pour une épaisseur de la couche limite anodique de 1 mm [2], les valeurs retenues correspondent à des tensions de claquage de 150 à 300 V. Ces valeurs sont a priori inférieures à celles que donnent les courbes de Paschen, mais par manque de données précises de ces courbes à hautes pression pour le mélange ArH<sub>2</sub>, nous avons retenu ces valeurs. Le Tableau 4-3 rassemble, pour les différentes valeurs du champ électrique de consigne explorées, la fréquence des fluctuations, la valeur maximale du potentiel électrique et celle de la température et de la vitesse sur l'axe de la torche à la sortie de tuyère.

Nous avons également cherché à ce que l'écoulement soit le moins possible perturbé par la condition de réamorçage. Nous avons donc fait varier les paramètres de la colonne de réamorçage (enthalpie et dimensions) et le temps durant lequel la condition sur le potentiel à l'anode est imposée. Nous avons utilisé successivement des rayons de 0,2 et 0,5 mm pour la colonne de réamorçage. Les résultats obtenus étant similaires, nous en avons conclu que le diamètre de la colonne de réamorçage n'était pas un paramètre très influant : il doit être suffisant pour permettre le passage du courant sans conduire à des densités de courant trop importantes à l'anode. Son rayon augmente ensuite par chauffage par effet Joule. Nous devons donc simplement veiller à ce que rayon soit plus petit que le rayon naturel du pied d'arc.

Nous avons choisi l'enthalpie de la colonne de réamorçage pour que la conductivité électrique soit suffisante pour faciliter le passage du courant. L'enthalpie retenue est la même que celle utilisée dans la phase d'amorçage (correspondant à une température de 10000 K). Cette température s'était montrée la mieux adaptée dans la phase initiale d'amorçage de l'arc et nous avons donc choisi de la conserver puisque nous nous trouvons dans une nouvelle phase d'amorçage.

Nous avons également étudié l'influence du temps durant lequel la consigne sur le potentiel est imposée sur la paroi anodique. Il doit être suffisant pour permettre à l'arc de s'amorcer et interdire le passage du courant dans l'ancien pied d'arc durant cette phase. Il ne doit pas se prolonger pour ne pas fixer le pied d'arc sur la paroi de l'anode et modifier ainsi de façon arbitraire l'écoulement de gaz chauds. Une durée de 10 pas de temps, soit  $10^{-6}$  s, est apparue comme un bon compromis.

Tableau 4-3 : Influence de la condition de claquage sur la fréquence, la tension maximale, la vitesse maximale et la température maximale en sortie de tuyère (Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>, 600 A)

<b>E (V.m<sup>-1</sup>)</b>	<b>T<sub>max</sub> (K)</b>	<b>V<sub>max</sub> (m.s<sup>-1</sup>)</b>	<b>Potentiel électrique (V)</b>	<b>Fréquence de claquage (kHz)</b>
<b>150000</b>	15600	1900	70	~30
<b>180000</b>	15400	1900	75	~30
<b>200000</b>	15600	1900	80	~30
<b>220000</b>	15600	1900	90	~20
<b>250000</b>	16000	1900	95	11
<b>280000</b>	16600	1950	100	10
<b>300000</b>	17000	2000	105	9

Nous avons observé que la température et la vitesse maximales augmentent légèrement lorsque la valeur du champ électrique de consigne est plus élevée. En effet, de façon qualitative, lorsque cette valeur est plus importante, l'arc final atteint une longueur plus importante, ce qui conduit à une enthalpie fournie au jet plus élevée et donc une température des gaz en sortie également plus élevée.

Cependant, il n'est pas apparu de relation simple liant la fréquence de claquage et le champ électrique de consigne. Nous pouvons simplement remarquer que la fréquence de claquage est inversement proportionnelle à la valeur du champ de consigne. Pour un champ électrique de consigne inférieur à 220000 V.m<sup>-1</sup>, la fréquence est élevée et elle diminue rapidement lorsque nous appliquons une consigne de 250000, 280000 ou 300000 V.m<sup>-1</sup> (Figure 71-b).

De la même façon, il semble qu'il n'existe pas de relation simple liant la température et la vitesse maximale et la valeur de consigne (Figure 71-a). Nous pouvons simplement relever des comportements généraux de ces paramètres en fonction de la valeur du champ électrique de consigne. Nous remarquons, par exemple, que lorsque la fréquence de claquage

de l'arc augmente, la température en sortie de tuyère est plus faible, ce qui est cohérent. Par la suite, nous avons travaillé avec une valeur de consigne de  $250000 \text{ V.m}^{-1}$ , qui conduit à une fréquence de l'ordre de  $11 \text{ kHz}$ , bien qu'elle soit supérieure à la gamme de fréquence observées expérimentalement dans les mêmes conditions ( $\sim 5000 \text{ Hz}$ ). Ce choix constitue le meilleur compromis entre la fréquence de claquage et la tension maximale lors du claquage.

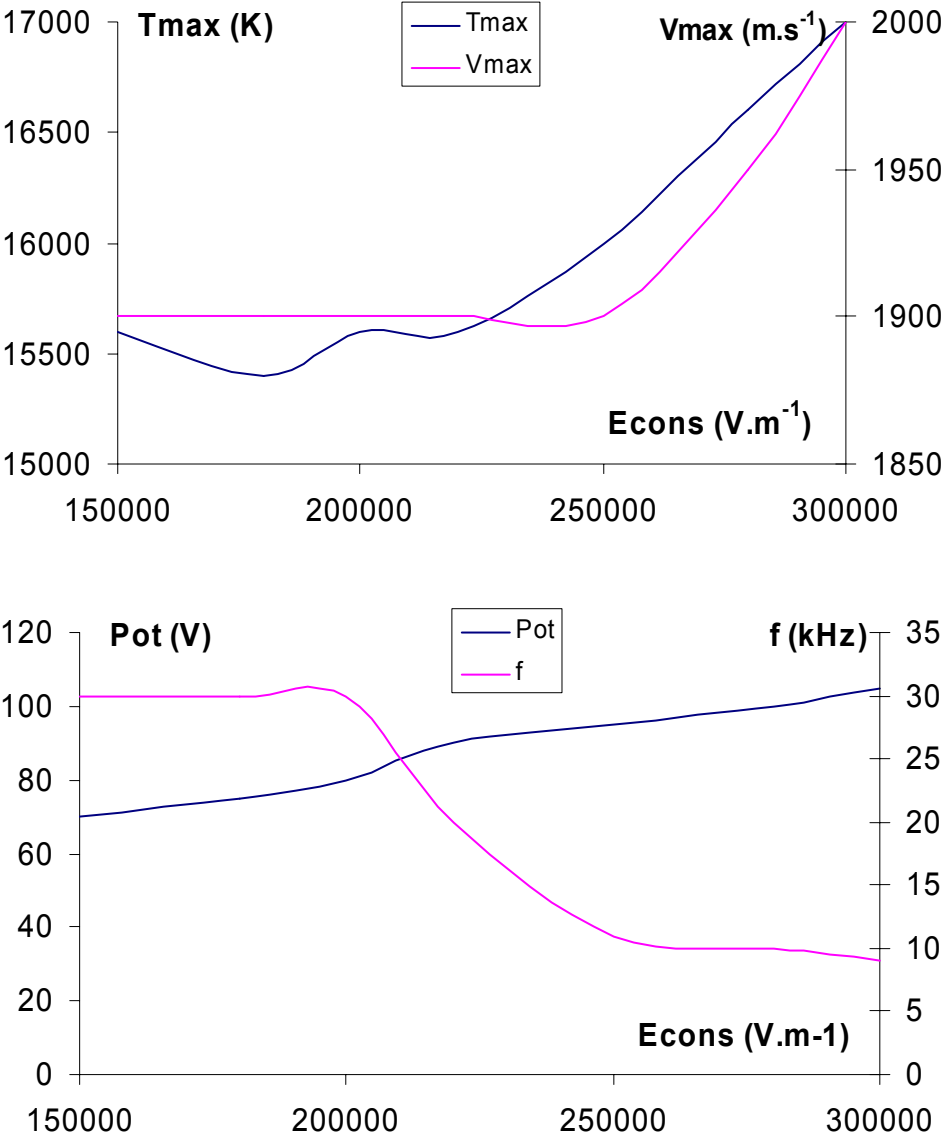


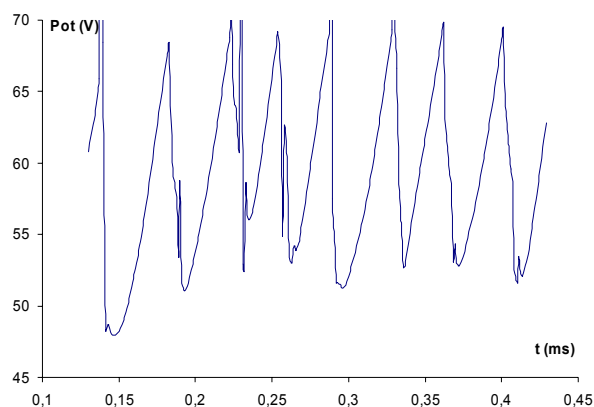
Figure 71 : Variation de la température et de la vitesse maximales (a) ainsi que du potentiel électrique avant claquage et de la fréquence de claquage (b) avec la valeur du champ électrique de consigne

Nous avons représenté sur la Figure 72 les profils de température et de vitesse sur l'axe en sortie de tuyère ainsi que le profil de tension pour les deux cas extrêmes définis

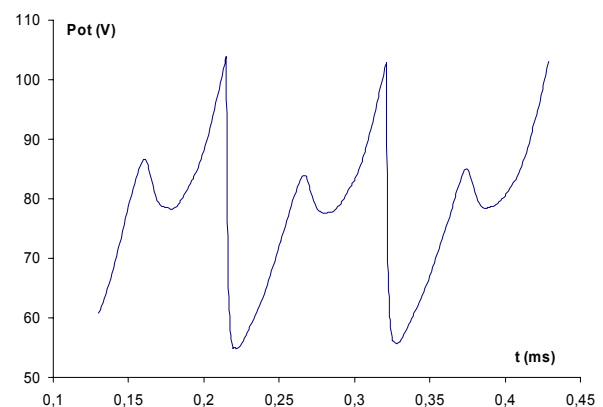


précédemment. Nous observons que les profils de vitesse et de température suivent l'évolution de la tension mais avec des fluctuations plus « lisses ». Les phénomènes physiques liés à la température et à la vitesse présentent une plus grande inertie que le potentiel électrique qui réagit instantanément.

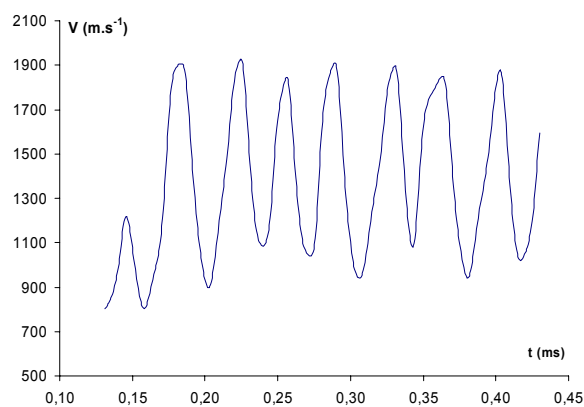
Dans le cas d'une valeur du champ électrique de consigne faible, le profil de tension se présente sous forme de dents de scie et les profils de vitesse et de température sont quasiment des sinusoïdes. Dans le cas inverse, lorsque la valeur de consigne est élevée, le profil de tension présente une montée linéaire qui correspond à un allongement de l'arc, puis, la tension chute sur une courte période, sans que nous ayons d'explication simple à fournir. Cette diminution ne correspond pas à un claquage intermédiaire mais il est possible qu'elle soit liée aux mouvements de l'arc qui semble présenter un mouvement de « battement » latéral lors de son écoulement. Puis, la tension augmente à nouveau de manière linéaire avec le temps avant un claquage et le début d'un nouveau cycle. Les valeurs de la tension sont, dans ce cas, plus élevées. Les profils de vitesse et de tension sont plus plats.



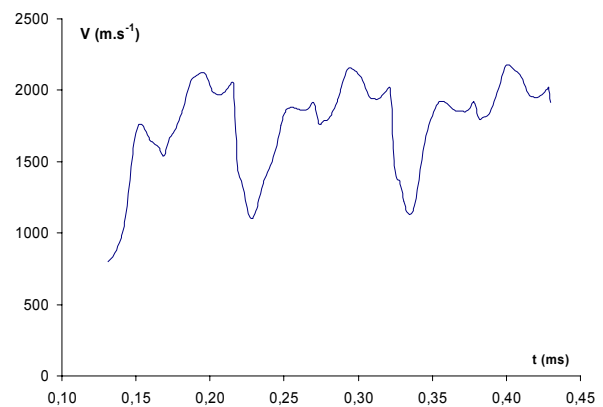
(a)



(d)



(b)



(e)

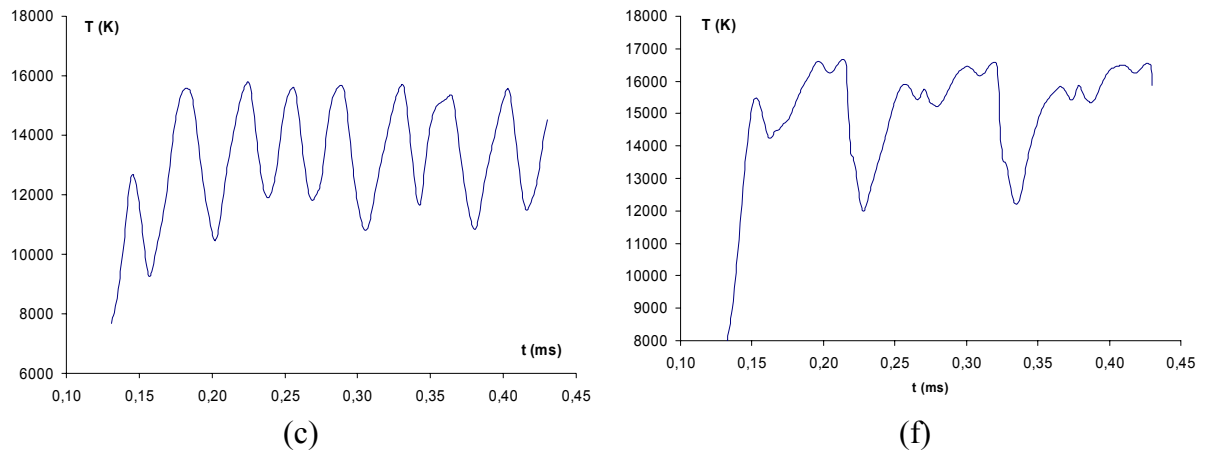


Figure 72 : Profil de tension, de vitesse et de la température sur l'axe en sortie de tuyère pour une valeur de consigne du champ électrique de  $1,5 \cdot 10^5 \text{ V.m}^{-1}$  (a), (b), (c) et une valeur de consigne de  $3 \cdot 10^5 \text{ V.m}^{-1}$  (d), (e), (f)

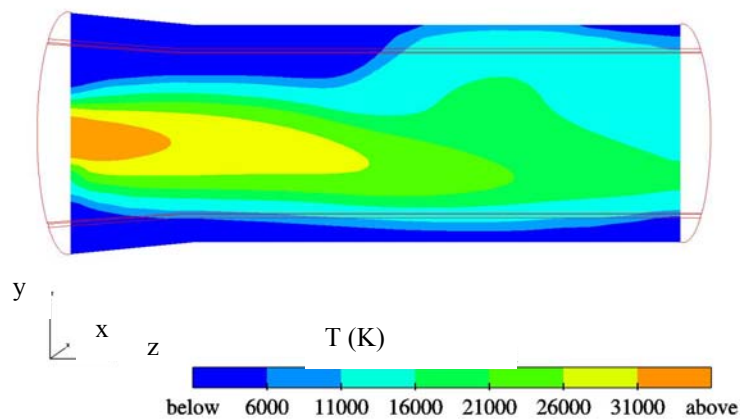
Nous avons cherché à évaluer le rendement thermique moyen de la torche. Pour cela nous avons calculé, d'une part, la production d'enthalpie par effet Joule, et d'autre part, l'énergie dissipée par les parois et par rayonnement ainsi que l'enthalpie qui sort du domaine de calcul par le plan de sortie de la tuyère. Le rendement moyen est alors défini comme le rapport de ce qui sort de la tuyère sur la production par effet Joule. Le calcul de l'énergie dissipée permet de contrôler que le domaine de calcul est conservatif. Le calcul du rendement moyen sur 3 périodes nous donne une valeur de l'ordre de 75 %, ce qui est supérieur au rendement observé expérimentalement (50 à 60 %) pour les mêmes conditions opératoires.

Remarquons que nous avons également réalisé des essais dans lesquels nous n'imposons pas une « colonne chaude » de réamorçage mais une colonne dans laquelle nous augmentons artificiellement la conductivité électrique pour ne pas perturber l'écoulement. Nous avons commencé à tester cette méthode mais des difficultés sont apparues et nous n'avons pas, pour l'instant, approfondi complètement cette voie.

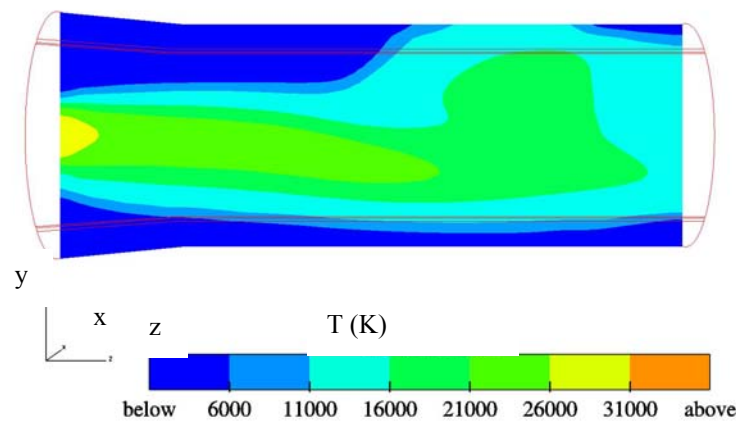
### **Influence du type d'injection**

Nous avons alors cherché à voir l'influence d'une injection axiale ou en vortex sur l'écoulement de gaz. Les températures en pointe de cathode sont plus importante dans le cas d'une injection axiale (35000 K contre 29000 dans le cas de l'injection en vortex). La température au niveau du pied d'arc anodique est par contre plus faible. Nous observons une couche limite plus froide dans la boucle terminale de plasma. La température dans la colonne

d'arc est beaucoup plus homogène dans le cas d'une injection axiale des gaz que pour une injection en vortex.



(a)



(b)

Figure 73 : Profil de température suivant le type d'injection des gaz, axial (a) ou en vortex (b) dans le plan médian (yOz) (Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>, 600 A)

La condition de claquage retenue,  $2,5 \cdot 10^5 \text{ V.m}^{-1}$ , n'a permis d'observer qu'un seul claquage pour une durée simulée de  $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ , alors que nous pensions observer plusieurs période sur une durée telle que celle-ci. Nous avons alors envisagé qu'une condition de claquage reposant uniquement sur la valeur du champ électrique local ne soit pas suffisante et nous avons alors décidé de considérer l'épaisseur de la couche limite froide pour utiliser un critère indépendant du type d'injection mais également pour simuler les claquages co-courant qui n'apparaissent pas dans nos simulations. Malheureusement, nous n'avons pas trouvé de solutions numériques pour l'instant pour prendre en compte l'épaisseur de la couche froide dans le critère de claquage.

### **Influence de l'intensité du courant**

Nous avons réalisé des essais pour différentes valeurs de l'intensité du courant (200, 400 et 600 A), en vue d'évaluer l'influence de l'intensité sur les différents résultats des calculs et, en particulier, sur la vitesse et la température en sortie de tuyère, ainsi que sur la tension d'arc. Les résultats sont rassemblés dans le Tableau 4-4.

Tableau 4-4 : Influence de l'intensité du courant sur la vitesse et la température maximales en sortie de tuyère sur l'axe et sur la valeur maximale de la tension d'arc (Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>, E<sub>cons</sub>= 2,5 10<sup>5</sup> V.m<sup>-1</sup>)

<b>I (A)</b>	<b>T (K)</b>	<b>V (m.s<sup>-1</sup>)</b>	<b>Potentiel électrique (V)</b>
<b>200</b>	13900	1200	114
<b>400</b>	16000	1800	100
<b>600</b>	16500	2100	100

Nous observons que la vitesse et la température des gaz en sortie de tuyère sont fortement influencées par l'intensité du courant d'arc. Par contre, la valeur maximale de la différence de potentiel électrique ne varie que très faiblement avec l'intensité du courant d'arc. Lorsque l'intensité augmente, ces forces sont plus importantes, l'arc est plus constricté et les vitesses augmentent.

Les valeurs de températures sont élevées par rapport à celles observées expérimentalement [5] mais celles de vitesse sont correctes.

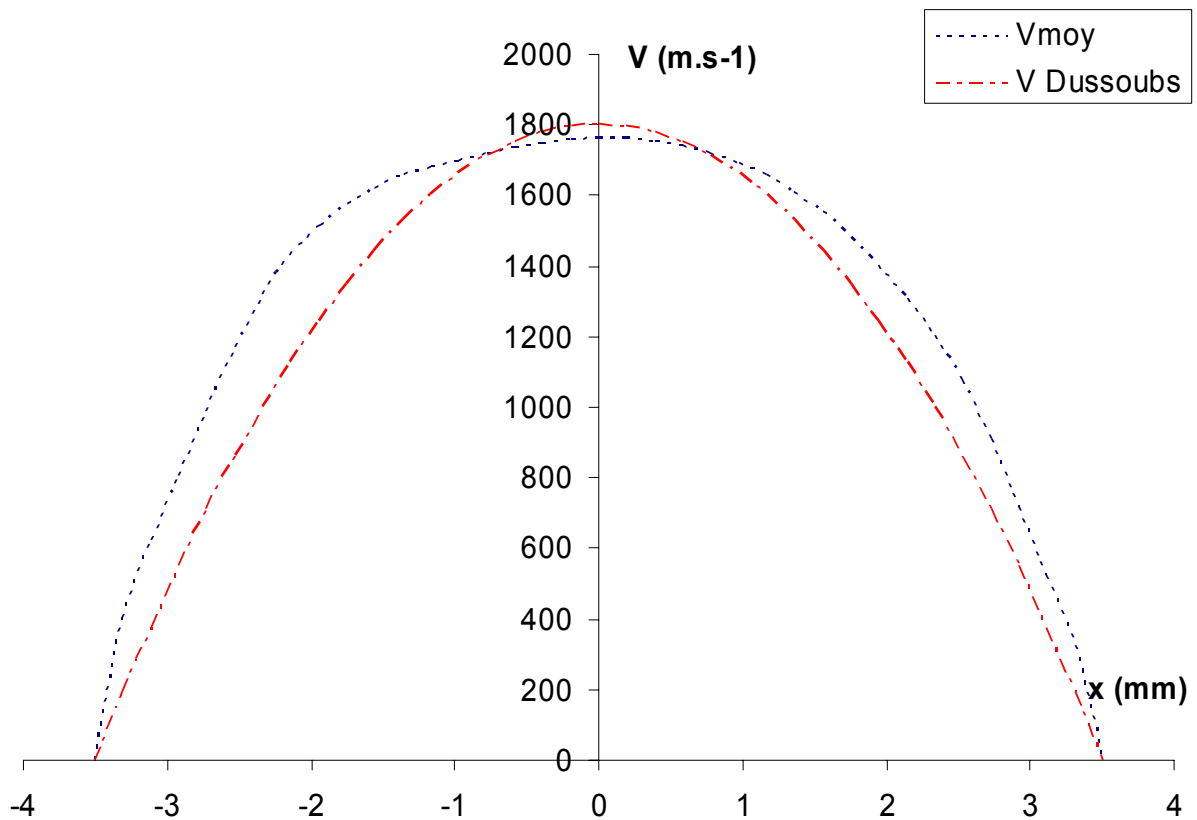
### **Comparaison avec des résultats expérimentaux et numériques**

Nous avons tracé les températures et vitesses moyennes, selon l'axe (Ox) dans le plan de sortie de tuyère (Figure 74). Ces profils ont été comparé aux profils utilisés par Dussoubs [13] pour la modélisation de l'écoulement en dehors de la torche :

$$T(r) = (T_{\max} - T_a) \left( 1 - \left( \frac{r}{R_a} \right)^{4,5} \right) + T_a$$

$$V(r) = V_{\max} \left( 1 - \left( \frac{r}{R_a} \right)^2 \right)$$

où  $T_{\max}$ ,  $T_a$ ,  $V_{\max}$  et  $R_a$  sont respectivement la température maximale sur l'axe, la température de l'anode tuyère, la vitesse maximale sur l'axe et le rayon de l'anode. Les valeurs maximales de vitesse et température ont été déterminées par les lois de conservation du débit masse et de l'enthalpie. Elles ont été imposées par Dussoubs respectivement à 12800 K, 700 K, 1800 m.s<sup>-1</sup> et 3,5 mm.



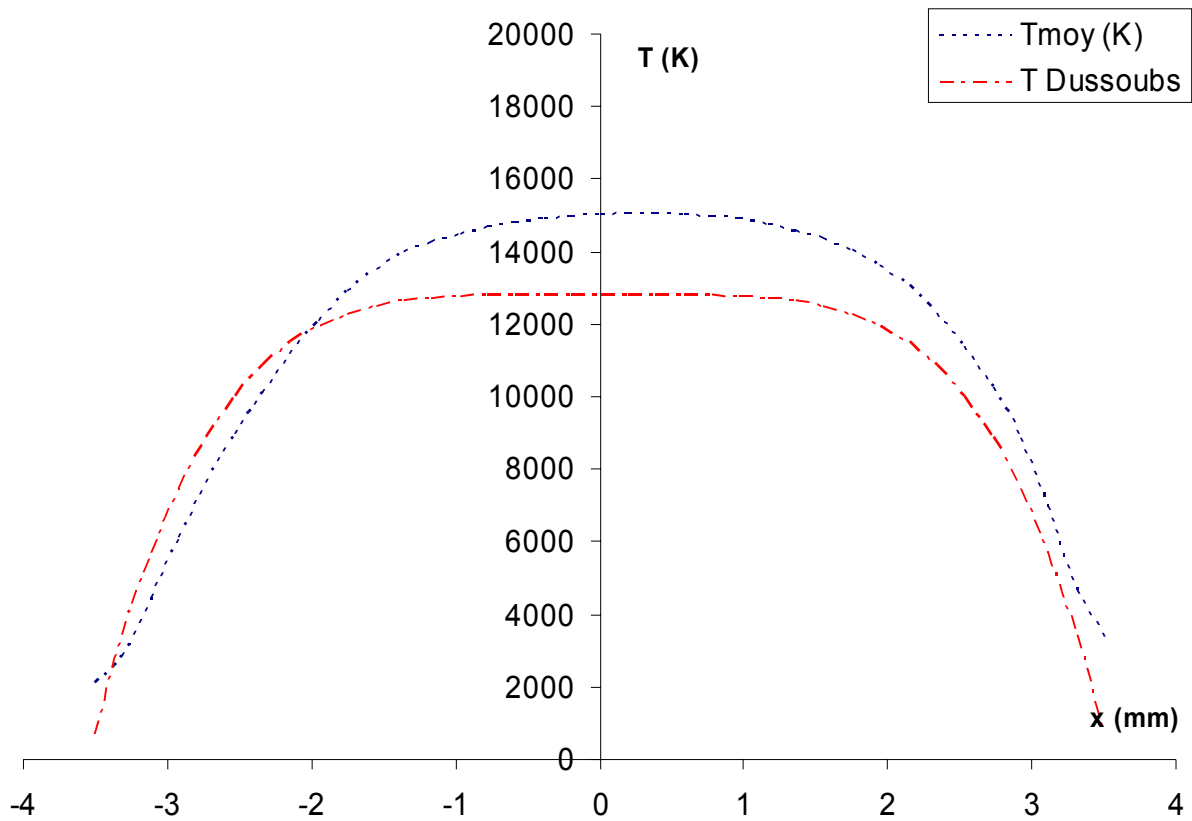


Figure 74 : Température et vitesse moyenne en sortie de tuyère selon l'axe (0x) (Ar-H<sub>2</sub> 45/15 NL.min<sup>-1</sup>, 600 A, 2,5 10<sup>5</sup> V.m<sup>-1</sup>)

Nous constatons que le profil de température issu de notre modèle est très proche de celui imposé par Dussoubs. Cependant, il apparaît une dissymétrie dans le profil numérique. L'origine de cette dissymétrie peut certainement s'expliquer par le fait que nous n'avons pas simulé suffisamment de périodes de claquage – réamorçage. En effet, l'arc peut s'accrocher statistiquement en n'importe quel point de l'anode si la durée est suffisamment longue. Nous n'avons simulé que quelques périodes et nous avons ainsi favorisé certaines zones d'accrochage. La différence en valeur s'explique par les températures trop élevées en pointe de cathode qui se propagent jusqu'à la sortie du domaine. Pour les profils de vitesse, nous obtenons un profil plus plat que celui proposé par Dussoubs.

Nous avons également déduit des calculs l'épaisseur de la couche limite froide au niveau de la paroi anodique [2]. Cette épaisseur est d'environ 1,2 mm, ce qui correspond bien à un mode claquage-réamorçage (Figure 8) d'après les études expérimentales effectuées par Heberlein et al. [2].

Nous avons évalué le champ électrique moyen  $E_{moy}$  dans l'arc électrique comme le rapport en la différence de potentiel électrique (DPOT) et la longueur de l'arc  $L_{arc}$  :

$$E_{moy} = \frac{DPOT}{L_{arc}}. \text{ Ce champ électrique moyen est de l'ordre de } 4500\text{-}5000 \text{ V.m}^{-1}. \text{ Cette valeur}$$

est du même ordre de grandeur que celle calculée par Planche à partir de ces mesures. Elle a, en effet, obtenu une valeur moyenne du champ électrique de l'ordre de  $2000 \text{ V.m}^{-1}$  pour les mêmes conditions opératoires (Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>, 600 A).

Nous avons aussi évalué les dimensions du pied d'arc anodique et nous avons obtenu des valeurs de l'ordre de  $14 \text{ mm}^2$  en nous imposant une condition en température ( $T > 6500 \text{ K}$ ). Rigot [17] a également réalisé une estimation des dimensions du spot anodique. Pour ce faire, il a estimé le temps nécessaire pour atteindre la fusion de l'électrode à partir d'un flux de chaleur, supposé uniforme et fixe. Il suppose pour cela une surface plane au point d'impact du pied d'arc. Dans ces conditions, le temps  $t_f$  mis pour atteindre la température de fusion du matériau  $T_f$  à partir d'une température initiale  $T_0$ , est donné par la relation :

$$t_f = \frac{\eta^2 \pi (T_f - T_0)^2}{(V_{el} \cdot I)^2} A^2$$

Où  $\eta$  est l'effusivité du matériau,  $V_{el}$  la tension équivalente,  $I$  l'intensité du courant,  $A$  l'aire du spot et  $q$  le flux de chaleur incident. La tension équivalente est définie par  $V_{eq} = \frac{5}{2} k \frac{T_e}{e} + V_a + \phi_s$ , nous retrouvons ainsi dans le produit  $V_{el} \cdot I$  l'expression de la puissance électrique telle qu'elle a été définie dans l'équation (2.8). Où  $T_e$  est la température des électrons,  $V_a$  la chute anodique et  $\phi_s$  la tension de sortie des électrons.

Rigot a estimé la surface du pied anodique à partir cette relation. L'observation expérimentale de l'usure des électrodes lui a permis de définir pour quels essais il a y eu fusion de l'anode. Il a alors extrait des enregistrements de tension les temps de stagnation du pied d'arc. Il a ainsi estimé le temps nécessaire pour atteindre la fusion du matériau et la surface du pied d'arc anodique. Il a obtenu des temps de fusion compris entre  $1,6$  et  $2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  et des surfaces comprises entre  $0,6$  et  $0,67 \text{ mm}^2$  pour une intensité du courant de  $600 \text{ A}$ . La surface du pied d'arc est donc inférieur à  $1 \text{ mm}^2$ , tandis que nous obtenons des surfaces de l'ordre de  $14 \text{ mm}^2$ .

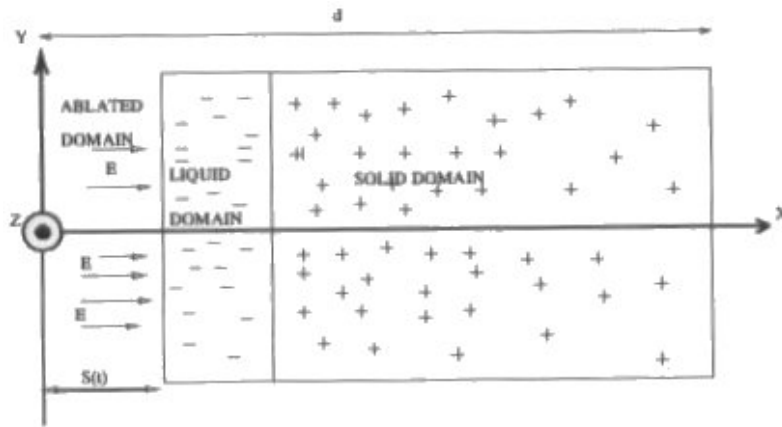
Les différences observées peuvent être liées à la non prise en compte du déséquilibre thermodynamique de la couche anodique. Il est en effet nécessaire que la température des électrons soit suffisante pour assurer la continuité du courant. Dans notre cas, où une température unique est prise en compte, ceci conduit à une température excessive à proximité de l'anode et il n'y a pas de constriction suffisante du pied d'arc.

Nous avons commencé à développer un modèle anodique simple pour prendre en compte les différents flux arrivant sur la paroi anodique, en particulier le rayonnement et le flux de condensation des électrons sur l'anode. Ce modèle, en cours d'étude, devra être complété par une prise en compte du déséquilibre thermodynamique [81, 82], ce qui sera réalisé à l'aide d'une modélisation 1D, de la couche anodique.

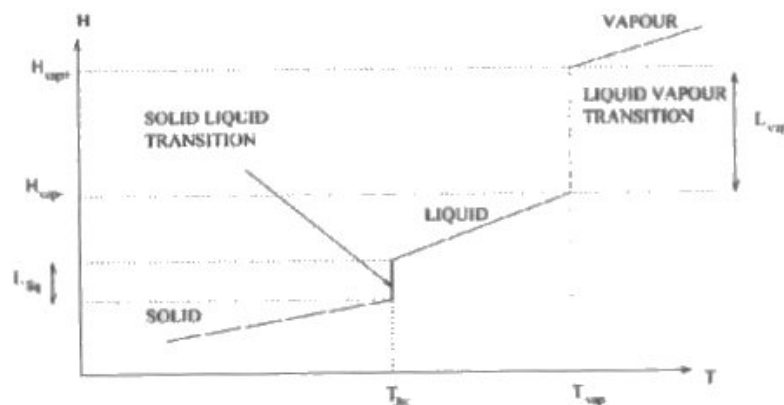
Dans l'optique de décrire plus précisément les phénomènes anodiques, une collaboration avec l'équipe du professeur Lefort du LAEPT de Clermont-Ferrand a été entreprise. Ils ont étudié la fusion, la vaporisation et le champ de température dans l'anode à partir d'un flux thermique imposé à la paroi et de la durée de stagnation du pied d'arc. Le modèle utilisé a été développé pour modéliser l'ablation de la cathode [134] et il a été adapté pour décrire l'usure de l'anode. Il s'agit d'un modèle 1D qui prend en compte un flux thermique incident sur une face du solide. La chaleur diffuse dans le solide et il y a apparition de trois zones : le domaine solide, le domaine liquide et le domaine gazeux. Le modèle considère que les vapeurs métalliques sont rapidement dispersées et le problème se résume donc à un phénomène d'ablation thermique où la dimension du domaine de calcul de départ diminue au fur et à mesure de la vaporisation (Figure 75-a).

Ce modèle consiste dans le calcul de l'évolution de la température dans le solide avec un suivi des fronts de fusion et d'évaporation, il est formulé en enthalpie et prend en compte l'évolution de l'enthalpie avec la température en tenant compte des transitions solide liquide et liquide vapeur (Figure 75-b). Une condition adiabatique est retenue sur la face en contact avec le circuit de refroidissement de la paroi de l'anode.





(a)



(b)

Figure 75 : description du modèle physique (a) et évolution de l'enthalpie en fonction de la température (b) [134]

Les simulations ont été réalisées pour une anode en cuivre pour des flux incidents de  $10^9$ ,  $5 \cdot 10^9$  et  $10^{10} \text{ W.m}^{-2}$ . Les figures 76 et 77 montrent respectivement l'évolution de la température dans la paroi de l'anode pour un flux thermique imposé en surface de  $5 \cdot 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  et l'épaisseur vaporisée ou liquéfiée. Le Tableau 4-5 résume les différents instants d'apparition du liquide et de la vapeur pour différentes valeurs de flux thermique, la température de l'anode étant prise égale à 300 K à l'instant initial.

Remarquons que Rigot a évalué une durée de vie moyenne des pieds d'arc à  $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  sur l'anode en cuivre. Le modèle prédit la fusion d'une zone de 0, 30 et 50  $\mu\text{m}$  respectivement pour des flux thermiques sur le spot anodique de  $10^9$ ,  $5 \cdot 10^9$  et  $10^{10} \text{ W.m}^{-2}$  pendant cette durée de stagnation de l'arc.

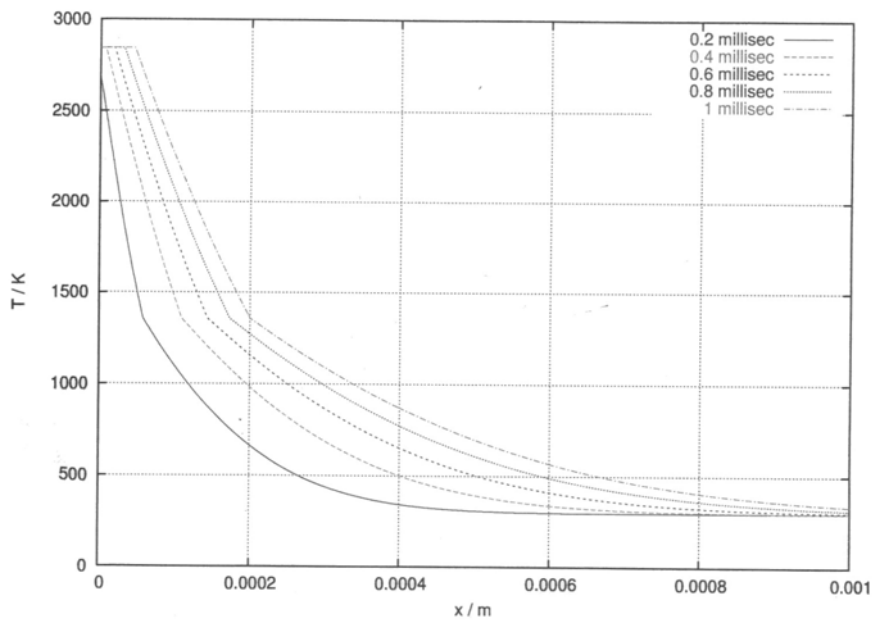


Figure 76 : Evolution de la température dans la paroi anodique pour un flux thermique imposé en surface de  $5 \cdot 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  en fonction du temps de stagnation du pied d'arc

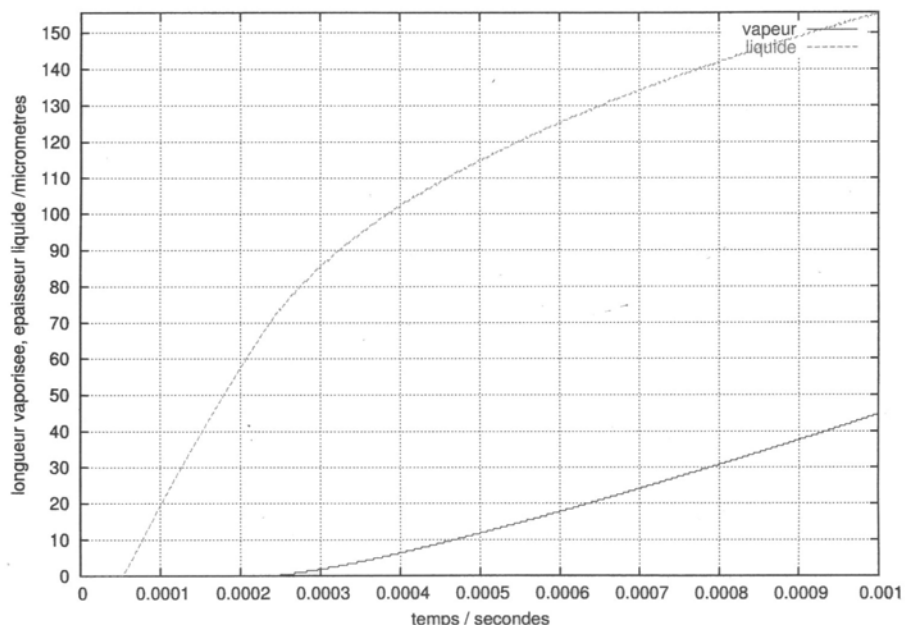


Figure 77 : Evolution de l'épaisseur vaporisée et liquéfiée pour un flux thermique imposé en surface de  $5 \cdot 10^9 \text{ W.m}^{-2}$  en fonction du temps de stagnation du pied d'arc

Tableau 4-5 : temps d'apparition de la phase liquide et de la phase vapeur, en fonction du flux imposé en surface

Flux thermique ( $\text{W.m}^{-2}$ )	Temps d'apparition de la phase liquide (s)	Temps d'apparition de la phase vapeur (s)
$10^9$	$> 10^{-3}$	$> 10^{-3}$
$5 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
$10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$

### 4.3. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les premiers résultats obtenus avec le modèle 3D instationnaire du comportement de l'arc dans la tuyère. Ce modèle suppose l'ETL dans tout le domaine de calcul. Il suppose également que le fluide est incompressible, newtonien, optiquement mince et que le régime d'écoulement est laminaire.

Nous avons adopté une valeur de consigne du champ électrique  $E_c$  pour obtenir numériquement le claquage de l'arc. Le réamorçage est réalisé grâce à une colonne chaude imposée dans la zone de la tuyère où la valeur locale du champ électrique dépasse la valeur de consigne. Le modèle s'est révélé très sensible à cette valeur. La fréquence de l'arc étant d'autant plus faible que cette valeur est élevée, nous avons obtenu une valeur de fréquence proche des valeurs expérimentales ( $\sim 5$  kHz pour les mêmes conditions opératoires), avec une valeur de  $E_c$  de l'ordre de  $250000 \text{ V.m}^{-1}$ .

Ce modèle prédit bien de façon qualitative le comportement dynamique de l'arc, en particulier selon la nature du gaz plasmagène. Les températures et vitesses prédites en sortie de tuyère présentent un accord raisonnable avec celles déterminées expérimentalement. Par contre, il surestime la tension d'arc et les dimensions de la tache anodique. La prise en compte d'un modèle anodique 1D pourrait sans doute permettre d'avoir une prédiction plus réaliste de la surface du spot anodique grâce à une meilleure prédiction de la température et de la conductivité électrique à proximité de la paroi.

## Conclusion générale et perspectives

Cette thèse a été consacrée à la simulation numérique du comportement dynamique de l'arc dans une torche à plasma d'arc de type projection thermique, constituée d'une cathode chaude en tungstène et d'une anode en cuivre. Le modèle a été développé pour un écoulement instationnaire et une géométrie 3D. Cependant, le problème étant complexe, nous avons choisi de privilégier l'approche hydrodynamique du comportement de l'arc et nous n'avons pas modélisé la physique en déséquilibre des couches anodiques et cathodiques.

Nous avons travaillé avec des conditions opératoires similaires à celles utilisées dans les torches de projection industrielles, à savoir :

- la pression atmosphérique ;
- une tuyère de 7 mm ;
- une intensité de courant d'arc variant entre 200 et 600 A ;
- un gaz plasmagène constitué soit d'argon pur ( $60 \text{ Nl.min}^{-1}$ , soit  $1,62 \text{ g.s}^{-1}$ ), soit d'un mélange argon hydrogène ( $45/15 \text{ Nl.min}^{-1}$ , soit  $1,24 \text{ g.s}^{-1}$ ) ;
- une injection axiale ou en vortex du gaz plasmagène.

Nous nous sommes particulièrement attaché dans cette première étude à déterminer les conditions aux limites qui permettent la prédiction du claquage et du réamorçage de l'arc. Pour le claquage de l'arc, nous avons utilisé une valeur de consigne pour le champ électrique. Pour le mélange argon hydrogène à 600 A, nous avons adopté une valeur du champ électrique critique de  $250000 \text{ V.m}^{-1}$  de façon à obtenir la fréquence de l'arc la plus proche de celle déterminée expérimentalement ( $\sim 5 \text{ kHz}$ ).

Remarquons que la condition actuelle ne permet pas de simuler des claquages à co-courant et que le développement d'une condition de claquage basée sur l'épaisseur de la couche limite froide pourrait peut être remédier à ce problème.

Pour le réamorçage de l'arc, nous avons utilisé soit une colonne chaude soit une colonne dont la conductivité électrique est augmentée pour faciliter le passage du courant.

Nous avons finalement retenu, pour l'instant, la colonne chaude, l'autre méthode nous posant encore des problèmes que nous n'avons pas encore solutionnés.

Dans l'état actuel, le modèle permet :

- une prédiction qualitative correcte du comportement instationnaire de l'arc dans de l'argon ou de l'argon/hydrogène ;
- un accord raisonnable des températures et vitesses prédites en sortie de tuyère avec celles déterminées expérimentalement.

Par contre, ce modèle surestime les dimensions de la tache anodique, la tension d'arc et le rendement thermique de la torche.

Pour améliorer le modèle, il sera nécessaire d'intégrer les couches près des électrodes et surtout la couche anodique. Celle-ci pourrait être prise en compte par un modèle 1D, comme cela a déjà été proposé par Lowke [83] ou Delalondre [81, 82], qui prenne en compte le déséquilibre entre les électrons et les particules lourdes.

Par ailleurs, il est également nécessaire d'avoir un bilan thermique plus réaliste à la paroi de l'anode en y incluant l'énergie apportée par le rayonnement et la condensation des électrons et en calculant la conduction de la chaleur dans la paroi anodique.

De plus, il serait intéressant de réaliser la même étude instationnaire et 3D en autorisant le développement de la turbulence dans l'écoulement et en tenant compte, si besoin est, de la compressibilité de l'écoulement.

Enfin, il reste à réaliser le couplage du modèle de l'arc à l'intérieur de la tuyère et du modèle de l'écoulement libre en sortie de torche. Toutefois, il faut être conscient des temps de calcul associés à ce type de simulation et il semble difficilement envisageable d'intégrer le modèle présenté dans ce manuscrit dans un modèle global du procédé. Par contre, ce modèle devrait permettre, à terme, d'améliorer la compréhension de l'influence de la géométrie et des conditions opératoires de la torche sur son fonctionnement, et d'expliquer mieux le rôle de l'hydrodynamique sur l'usure de la tuyère.

# Bibliographie

1. Les applications innovantes des plasmas thermiques dans l'industrie  
Les guides de l'innovation, Novelec (2003)
2. Heberlein J.  
Electrode Phenomena in DC Arcs and their Influence on Plasma Torch Design  
Progress in Plasma Processing of Materials 2003, éd. P. Fauchais, Begell House, p 147-164
3. [www.unilim.fr/SPCTS/](http://www.unilim.fr/SPCTS/)
4. Brillhac J.F.  
Contribution à l'étude statique et dynamique de torches plasma stabilisées par vortex  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges – N° d'ordre 60-1993 (1993)
5. Planche M.P.  
Contribution à l'étude des fluctuations dans une torche à plasma. Application à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesse d'écoulement.  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges – N° d'ordre 37-1995 (1995)
6. Monerie-Moulin F.  
Contribution à l'étude des flux thermiques imposés en projection plasma au substrat et au dépôt et à leur influence sur les propriétés du dépôt.  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges – N° d'ordre 59-1993 (1993)
7. Bianchi L.  
Projection par plasma d'arc et plasma inductif de dépôts céramiques : mécanismes de formation de la première couche et relation avec les propriétés mécaniques des dépôts  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (1995)
8. Leger A.C.  
Contribution à l'étude expérimentale de la formation de lamelles de zircone, de leur empilement et de leur cohésion, et des contraintes résiduelles de dépôts projetés par plasma  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (1997)

9. Escure C.

Etude de l'impact de gouttes d'alumine sur une cible chaude ou un film d'alumine liquide  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges – N° d'ordre 55-2000 (2000)

10. Espié G.

Oxydation de particules de fer dans un plasma Ar-H<sub>2</sub>. Influence sur les propriétés du dépôt  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (2000)

11. Rat V.

Contribution au calcul des propriétés de transport des plasmas thermiques hors équilibre en prenant en compte le couplage électrons – particules lourdes : applications à l'argon et au mélange Ar-H<sub>2</sub>  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (2001)

12. Li K.

Contribution to the Study of Particle Injection and Vaporization in D.C. Plasma Spray Jets  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (1998)

13. Dussoubs B

Modélisation tri-dimensionnelle du procédé de projection plasma : influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges – N° d'ordre 23-1998 (1998)

14. Janisson S.

Etude des jets de plasma et du traitement des particules en projection plasma avec mélanges ternaires de gaz en atmosphère et température contrôlées.  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (1999)

15. Lagnoux O.

Projection de poudres métalliques par plasma d'arc soufflé à l'air libre – Etude de l'entraînement de l'air et de son influence sur l'oxydation des poudres en vol et des dépôts  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (1999)

16. Renault T.

Contrôle des propriétés d'un dépôt élaboré par projection thermique : mise au point d'un appareil de diagnostic « in-situ » du procédé sur site industriel

Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (2001)

17. Rigot D.

Contribution à l'étude de l'érosion des électrodes de torches à plasma d'arc pour la projection par suivi en ligne des signaux de tension et de son

Thèse de doctorat de l'Université de Limoges (2003)

18. Coudert J. F., Planche M.P., Fauchais P.

Characterization of DC Plasma Torch Voltage Fluctuations

Plasma Chemistry and plasma processing, vol 16, N°1, p 211S-227S (1996)

19. Dorier J.L., Hollenstein Ch., Salito A., Loch M., Barbezat G.

Characterization of Fluctuations in a DC Plasma Torch used for Thermal Spraying

Proc. of 14<sup>th</sup> International Symposium on plasma Chemistry, Prague, Czech Republic, vol. 1, p 331-336 (1999)

20. Dorier J.L., Hollenstein C., Salito A., Loch M., Barbezat G.

Influence of External Parameters on Arc Fluctuations in a F4 DC Plasma Torch used for Thermal Spraying

Proc. Of the 1<sup>st</sup> International Thermal Spray Conferences, Montreal, Canada, p 37-43 (2000)

21. Dorier J.L. Gindrat M., Hollenstein C., Salito A., Loch M., Barbezat G.

Time-Resolved Imaging of Anodic Arc Root Behaviour During Fluctuations of a DC Plasma Spraying Torch

IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 29, N°3, p 494-501 (2001)



22. Duan Z., Heberlein J., Janisson S., Wittmann K., Coudert J.F., Fauchais P.  
Effects of Nozzle Fluid Dynamics on the Dynamic Characteristics of a Plasma Spray Torch  
Proc. of United Thermal Spray Conference, Düsseldorf, Allemagne, p 247-252 (1999)
23. Fauchais P., Grimaud A., Vardelle A., Vardelle M.  
La projection par plasma : une revue  
Ann. Phys. Fr., 14, p 261-310 (1989)
24. Fauchais P, Vardelle M.  
Plasma Spraying : Present and Future  
Pure and Appl. Chem., 66(6), p 1247 (1994)
25. Pawlowski L.  
La projection thermique, la technique, les couches projetées, les applications  
Galvano – Organo – Traitements de Surface, 63 (643), p 171-176 (1994)
26. Montavon G., Hansz B., Coddet C., Tourenne F., Kassabji F.  
Les applications industrielles de la projection thermique : marché et domaines sectoriels  
Les cahiers de l'ingénierie n°67, p 9-15 (1998)
27. Brilhac J.F., Pateyron B., Delluc G., Coudert J.F., Fauchais P.  
Study of the Dynamical and Static Behaviour of DC Vortex Plasma Torches  
Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol. 15, n°2, p 231 (1995)
28. Moreau C.  
Towards a better Control of Thermal Spray Processes  
Proc. of the 15<sup>th</sup> International Thermal Spray Conference, p 1681, Nice (France ) (1998)
29. Fauchais P., Vardelle A., Dussoubs B.  
Quo Vadis Thermal Spraying  
J. of Thermal Spray Technology (1) vol. 10, p 44-66 (2001)

30. Sadek A.A., Ushio M., Matsuda F.  
Effect of Rare Earth Metal Oxide Additions to Tungsten Electrodes  
Metallurgical Trans. A. 21A, p 3221-3236 (1990)
31. Zhou X., Heberlein J.  
Characterization of the Arc Cathode Attachment by Emission Spectroscopy and  
Comparison to Theoretical Predictions  
Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol 16, N°1, 1996, pp 229S-244S
32. Zhou X., Heberlein J.  
An Experimental Investigation of Factors Affecting Arc-cathode Erosion  
J. Phys. D : Appl. Phys. 31, p 2577-2590 (1998)
33. Li H.P., Pfender E., Chen X.  
Application of Steenbeck's Minimum Principle for Three-dimensional Modelling of DC  
Arc Plasma Torches  
J. Phys. D: Appl. Phys. 36, p 1084-1096 (2003)
34. Spores R., Pfender E.  
Flow Structure of a Turbulent Thermal Plasma Jet  
Surface and Coatings Technology, 37, p 251-270 (1989)
35. PRAXAIR Surface Technologies Inc., Appleton, Wisconsin 54915 USA, « Plazjet : High  
Energy Plasma »
36. Wutzke S.A., Pfender E., Eckert E.R.G.  
Study of Electric Arc Behaviour with Superimposed Flow  
IAAA Journal, vol 5, n°4, p 707 (1967)
37. Duan Z., Heberlein J.  
Arc instabilities in a plasma spray torch  
J. of Thermal Spray Technology 11(1), p 44-57 (2002)

38. Kaminska A., Dudeck M.  
Fluctuations d'arc et du jet de plasma liées au mouvement du pied d'arc dans des plasmatrons  
Journal de physique III
39. Hrabovsky M., Konrad M., Kopecky V., Hlina J., Benes J., Vesely E.  
Motion of Anode Attachment and Fluctuations of Plasma Jet in DC Arc Plasma Torch  
High Temp. Material Processes 1, p167-178 (1997)
40. Rigot D., Pateyron B., Coudert J.F., Fauchais P., Wigren J.  
Evolutions et dérive des signaux émis par une torche à plasma à courant continu (type PTF4)  
6<sup>èmes</sup> Journées d'études sur les fluctuations des arcs, Clermont-Ferrand (France), 17-18 mars 2003
41. Duan Z., Beall L., Planche M.P., Heberlein J., Pfender E., Stachowicz M.  
Arc Voltage Fluctuations as an Indication of Spray Torch Anode Condition  
Proc. of Thermal Spray : A United Forum for Scientific and Technological Advances, C.C. Berndt (Ed.), ASM International, USA, p 407-411 (1997)
42. Leblanc L., Moreau C.  
Study on the Long-term Stability of Plasma Spraying  
Thermal Spraying Surface Engineering via Applied Research, éd. C. Berndt, ASM International, p 1233-1239 (2000)
43. Sun X., Heberlein J.  
Fluid Dynamic Effects on Plasma Torch Anode Erosion  
Thermal Spray 2003 : advancing the Science and Applying the Technologie, ed. Moreau C. and Marple B., publishing by ASM International, Materials Park, Ohio, USA, p 1261-1267 (2003)

44. Brown, Roschko  
On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers  
J. of fluid mechanics 64 (4), p 775-816 (1974)
45. Russ S., Pfender E., Strykowski P.J.  
Unsteadiness and Mixing in Thermal Plasma Jets  
Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol 14, n°4, p 425-436 (1994)
46. Park J. H., Heberlein J., Pfender E., Lau Y. C., Ruud J., Wang H. P.  
Particle Behavior in a Fluctuating Plasma Jet  
2<sup>nd</sup> Internal Symposium on Heat and Mass Transfer Under Plasma Conditions, Antalya (Turkey), p 417-424 (1999)
47. Bisson J.F., Gauthier B., Moreau C.  
Effect of Plasma Fluctuations on In-flight Particle Parameters  
Proc. of the International Thermal Spray Conference, May 2001, Singapour, p 715-721 (2001)
48. Northwest Mettech 120-1200 Valmont Way, Richmond, BC V6V 1Y4 Canada
49. Zierhut J., Haslbeck P. Landes K.D., Barbezat G., Muller M., Schutz M.  
TRIPLEX – An Innovative Three Cathode Plasma Torch  
Proc. of the 15<sup>th</sup> International Thermal Spray Conference, p 1375-1379, Nice (France ) (1998)
50. Landes K.D., Dzulko M., Theophile E., Zierhut J.  
New Developments in DC-plasma Torches  
Progress in Plasma Processing of Materials 2003, ed. P. Fauchais, Begell House, p 165-174
51. <http://www.sulzermetco.com/eprise/SulzerMetco/Sites/main.htm>

52. Hartmann R., Zierhut J., Landes K.  
 LARGE : an Innovative Plasma Torch Producing a Sheet-shaped Plasma Jet  
 Progress in Plasma Processing of Materials 1998, p 27-34, St Petersburg (Russie)
53. Vacquié S.  
 L'arc électrique  
 Eyrolles collection « Sciences et technique de l'ingénieur » (2000)
54. Zhou X., Heberlein J.  
 Analysis of the arc-cathode interaction of free-burning arcs  
 Plasma Sources Sci. Technol. 3, p 564-574 (1994)
55. Coulombe S., Meunier J.L.  
 A comparison of the Electron-emission Equation used in Arc-cathode Interaction Calculations  
 J. Phys. D : Appl. Phys. 30, p 2905-2910 (1997)
56. Rethfeld B., Wendelstorf J., Klein T., Simon G.  
 A self-consistent Model for the Cathode Fall Region of a electric Arc  
 J. Phys. D : Appl. Phys. 29, p 121-128 (1996)
57. Hsu K.C., Pfender E.  
 Analysis of the Cathode Region of a free-burning high Intensity Argon Arc  
 Journal of Applied Physics 54 (3), p 3818-3824 (1983)
58. Benilov M.S., Marotta A.  
 A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs  
 J. Phys. D : Appl. Phys. 28, p 1869-1882 (1995)
59. Delalondre C., Simonin O.  
 Modelling of High Intensity Arcs Including a Non-Equilibrium Description of the Cathode Sheath  
 Colloque de Physique C5, Supp. N°18, Tome 51, (1990)

60. Kaddani A., Delalondre C., Simonin O., Minoos H.  
Thermal and Electrical Coupling of Arc Electrodes  
High Temp. Chem. Processes 3, p 441-448 (1994)
61. Kaddani A., Delalondre C., Minoos H.  
Couplage du modèle de transition continue de phases avec le modèle de couche cathodique d'un arc électrique  
Rapport EDF HE-44/92.17 (1992)
62. Morrow R., Lowke J.J.  
A one-dimensional theory for the electrode Sheaths of electric arcs  
Journal of physics D : Applied Physics 26, p 634-642 (1993)
63. Merinov N.S., Ostrecov I.N., Petrosov V.A., Porotnikov A.A.  
Etude expérimentale des processus anodiques en régime de chute négative du potentiel près de l'électrode  
Journal of technical physics, Vol 64, N°4, p 1-18 (1976)
64. Diujev G.A., Chkolnik S.M., Yuriev V.G.  
Phénomènes anodiques dans les zones adjacentes aux électrodes à hautes densités de courant  
Journal de physique technique, vol. 48, N°6, p L1-L16 et M1-M19 (1978)
65. Wu C.S., Ushio M., Tanaka M.  
Determining the Sheath Potential of Gas Tungsten Arcs  
Computational Materials Science 15, p 341-345 (1999)
66. Nemcinskij V.A., Peretu L.N.  
Couche anodique d'un arc à forte intensité et haute pression  
J. of technical physics, vol. 47, n°9, p 1-17 (1977)

67. Dinelescu H.A., Pfender E.  
Analysis of the Cathode Boundary Layer of High Intensity Arcs  
J. Appl. Physics 51, p 3145-3157 (1980)
68. Yas'ko O.I.  
On the Problem of turbulent Arc Modelling  
Thermal plasma torches and technologies, vol. 1, p 206-223, , Russia, Ed. O.P. Solonenko (1997)
69. Huang P.C., Heberlein J., Pfender E.  
A Two-Fluid Model of Turbulence for a Thermal Plasma Jet  
Plasma Chemistry and plasma Processing, Vol. 15, N°1, p 25-46 (1995)
70. Delalondre C., Zahrai S., Simonin O.  
Turbulence Modelling in Electric Arc  
Rapport EDF HE-44/94/020A (1994)
71. Podenok L.P., Schimanovich V.D., Sharakovsky L.I., Yas'ko O.I.  
Turbulent Flows with Electric Arc  
High Temp. Chem. Processes 3 (1994)
72. Mayr O.  
Beiträge zur theorie des statischen und des dynamischen lichtbogens  
Archiv. Elektrotechnik 37, p 508-608 (1943)
73. Cassie A.M.  
Arc Rupture and Circuit severity : a New Theory  
Rapport CIGRE 102 (1939)
74. Bonin E.V., Bruggemann G., Thiel H.G.  
Quenching Processes of Axially Flow in Homogeneous Arcs in SF<sub>6</sub> Circuit Breakers  
IEEE Trans. Plasma Sci. 8, p 344-351 (1980)

75. Eichert P., Imbert M., Coddet C.  
Numerical Study of an ArH<sub>2</sub> Gas Mixture Flowing Inside and Outside a DC Plasma Torch  
J. of Thermal Spray Technology, vol. 7, p 505-512 (1998)
76. Remesh K.  
Effect of Carrier Gas on Particle in-flight Characteristics during the Plasma Spray Process with External Injection  
Proceedings of the 35<sup>th</sup> National Heat Transfer Conference, ASME, Anaheim, Ca, USA, June 2001
77. Eichert P.  
Etude de l'écoulement gazeux, au sein et à l'extérieur d'une torche de projection à plasma d'arc soufflé, à l'aide du code PHOENICS  
Thèse de doctorat de l'Université de Franche-Comté – N° d'ordre 1996-118 (1996)
78. Mariaux G., Legros E., Vardelle A.  
3-D Transient Modeling of a DC Plasma Spray Process  
Proceedings of the 10<sup>th</sup> CIMTEC, Firenze, Italy, International Ceramics Congress, vol. F, 2002
79. Vacquié S.  
L'arc électrique et ses applications – tome 1 : Etude physique de l'arc électrique  
Editions du CNRS (1984)
80. Hsu K.C., Etemadi K., Pfender E.  
Study of the Free-Burning High Intensity Argon Arc  
Journal of Applied Physics 54 (7), p 3818-3824 (1983)
81. Delalondre C.  
Modélisation aérothermodynamique d'arcs électriques à forte intensité avec prise en compte du déséquilibre thermodynamique local et du transfert thermique à la cathode  
Thèse de doctorat de l'Université de Rouen (1990)



82. Delalondre C., Simonin O.  
Modelling of High Intensity Arcs Including a Non-Equilibrium Description of the Cathode Sheath  
Colloque de Physique C5, Supp. N°18, Tome 51, (1990)
83. Lowke J.J., Kovitya P., Schmidt H.P.  
Theory of Free-burning Arc Columns Including the Influence of the Cathode  
J. Phys. D : Appl. Phys. 25, p 1600-1606 (1992)
84. Zhu P., Lowke J.J., Morrow R.  
A Unified Theory of Free Burning Arcs, Cathode Sheaths and Cathodes  
J. Phys. D : Appl. Phys. 25, p 1221-1230 (1992)
85. Chen X., Han P., Yu L.  
Modeling of a DC Arc Plasma Torch with a Hydrogen-Argon Mixture as the Working Gas  
Thermal Plasma Torches and Technologies, vol. 1, p 267-279 , Russia, Ed. O.P. Solonenko (1997)
86. Westhoff R., Szekely J.  
Model of Fluid, Heat Flow, and Electromagnetic Phenomena in a Nontransferred Arc Plasma Torch  
J. Appl. Phys. 70, p 3455-3466 (1991)
87. Favalli R.C., Szente R.N.  
Physical and Mathematical Modeling of non Transferred Plasma Torches  
Brazilian Journal of Physics, vol. 28, n°1, p 25-34 (1998)

88. Freton P., Gleizes A., Gonzalez J.J., Hlina J., Slechta J.  
Experimental and Theoretical Investigations of a DC Argon Plasma Jet at Atmospheric Pressure  
Proc. of 14<sup>th</sup> International Symposium on plasma Chemistry, Prague, Czech Republic, vol. 1, p 343-348 (1999)
89. Jenista J.  
Water-vortex Stabilized Electric Arc : I. Numerical Model  
J. Phys. D : Appl. Phys. 32, p 2763-2776 (1999)
90. Gonzalez J.J., Jenista J.  
On Behaviour of a Water-swirl Stabilized Electric Arc under Different Operational Regimes  
Proc. of 14<sup>th</sup> International Symposium on plasma Chemistry, Prague, Czech Republic, vol. 1, p 355-360 (1999)
91. Kotalik P.  
Modelling of Water Stabilized Plasma Torch  
Proc. of 14<sup>th</sup> International Symposium on plasma Chemistry, Prague, Czech Republic, vol. 1, p 397-402 (1999)
92. Douce A.  
Modélisation 3-D du chauffage d'un bain métallique par plasma d'arc transféré.  
Application à un réacteur axisymétrique  
Thèse d'Université (1999) – rapport EDF HE-26/99/027A – HE-44/99/043A
93. Kaddani A., Zahrai S., Delalondre C., Simonin O.  
3D modeling of Unsteady High Pressure Arcs in Argon  
J. Phys. D : Appl. Phys. 28, p 1-12 (1995)

94. Kaddani A.  
Modélisation 2D et 3D des arcs électriques dans l'argon à la pression atmosphérique avec la prise en compte du couplage thermique et électrique arc-electrodes et de l'influence des vapeurs métalliques  
Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie Paris 6 (1995)
95. Zahrai S., Delalondre C., Simonin O., Andersson D.  
Three Dimensional Simulation of Transient High Intensity Electric Arcs  
Proc. of the 5<sup>th</sup> International Symposium on Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Paris, France (1993)
96. Gonzalès M.  
Simulation tridimensionnelle instationnaire de l'interaction entre un arc électrique et un écoulement environnant  
Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse (1999) – N° d'ordre 3401
97. Barthélémy B.  
Combustion – Vitriification de déchets radioactifs par plasma d'arc : Modélisation de la thermique et de la dynamique  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges – N° d'ordre 16-2003 (2003)
98. Blais A., Proulx P., Boulos M.I.  
Three-dimensional Numerical Modelling of a Magnetically Deflected DC Transferred Arc in Argon  
J. Phys. D : Appl. Phys. 36, p 488-496 (2003)
99. Li H.P., Chen X.  
Three-dimensional Modelling of a DC Non-Transferred Arc Plasma Torch  
J. Phys. D : Appl. Phys. 34, L99-L102 (2001)
100. Freton P., Gonzalez J.J., Gleizes A.  
Comparison between a Two- and a Three-dimensional Arc Plasma Configuration  
J. Phys. D : Appl. Phys. 33, 2442-2452 (2000)

101. Gonzalez J.J., Freton P., Gleizes A.  
Comparison between a Two- and a Three-dimensional Models: Gas Injection and Arc Attachment  
J. Phys. D : Appl. Phys. 35, 3181-3191 (2002)
102. Klinger L.  
Simulation Numérique 3D d'une torche à plasma par une méthode de volumes finis  
Thèse de doctorat de l'école polytechnique de Lausanne (2002) – N° d'ordre 2678
103. Griem H.R.  
Plasma Spectroscopy  
New York : Mc Graw-Hill (1964)
104. Drawin H. W.  
Validity Conditions for Local Thermodynamic Equilibrium  
Z. für Physik, 228, p 99 (1969)
105. Devoto R.S.  
Transport Coefficient of ionized argon  
Physics of fluids, vol 16 (1973)
106. Candel S.  
Mécanique des fluides  
Editeur Dunod université, Paris (1990)
107. Gonzales M.  
Simulation tridimensionnelle instationnaire de l'interaction entre un arc électrique et un écoulement environnant  
Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse – n° d'ordre 3401 (1999)

108. Delalondre C., Zahrai S., Simonin O.  
Turbulence Modelling in Electric Arc  
Heat and Transfer under Plasma Conditions, ed. Fauchais P., Boulos M., Van den Mullen J., pub. Begell House p 1-1 (1994)
109. Viollet P.L.  
Mécanique des fluides à masse volumique variable  
Presse de l'école nationale des ponts et chaussées (1997)
110. Pateyron B., Elchinger M.F., Delluc G., Aubreton J.  
ADEP – Banque de données de l'Université et du CNRS  
éd. Direction des Bibliothèques des Musées et de l'Information Scientifique et Technique  
(1986), puis éditions suivantes 1987, 1988, 1989
111. Cressault Y.  
Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogène-cuivre  
Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, Toulouse III (2001)
112. Berton R.  
Magnétohydrodynamique  
Edition Masson (1991)
113. Delcroix J.L., Bers A.  
Physique des plasmas  
InterEditions / CNRS édition (1994)
114. Mitchner M., Kruger C.H.  
Partially ionised gases  
Wiley interscience publication (1973)
115. Rat V., Andre P., Aubreton J., Elchinger M.F., Fauchais P., Lefort A., Vacher D.  
Transport coefficients including diffusion in a two-temperature argon plasma  
J. Phys. D : Appl. Phys. 35, p 981-991 (2002)

116. Fauchais P., Elchinger M.F., Aubreton J.  
Thermodynamic and transport properties of thermal plasmas  
J. High. Temp. Material Processes 4, p 21-42 (2000)
117. Chapman S., Cowling T.G.  
The Mathematical theory of non uniform gases  
Cambridge University Press (1958)
118. Mason E.A., Saxena S.C.  
Approximate Formula for the Thermal Conductivity of Gas Mixtures  
The Physics of Fluids, vol. 1, n° 5, p 361-369 (1958)
119. Wilke C.R.  
A Viscosity Equation for Gas Mixtures  
The Journal of Chemical Physics, vol. 18, n°4, p 517-519 (1950)
120. Reid R.C., Sherwood T.K.  
The Properties of Gases and Liquids, 2<sup>nd</sup> edition  
Mc Graw Hill (1966)
121. Cressault Y., Gleizes A.  
Radiative and Transport properties in Ar-H<sub>2</sub>-Cu mixtures at atmospheric pressure  
Progress in Plasma Processing of Materials, Fauchais P., éditions Begell House, p 433-438
122. Naghizadeh-Kashani Y., Cressault Y., Gleizes A.  
Net emission coefficient of air thermal plasmas  
J., Phys. D: Appl. Phys., 35, p 2925-2934 (2002)

123. Coudert J.F., Planche M.P., Fauchais P.  
Influence of the Anode Arc Attachment on the Dynamic Behaviour of Plasma Jet Produced by a DC Plasma Torch  
Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions, éd. Fauchais P., Boulos M., Van der Mullen J., Begell House New York, Wallington, p 253-264 (1994)
124. Douce A.  
Modélisation 3-D du chauffage d'un bain métallique par plasma d'arc transféré.  
Application à un réacteur axisymétrique  
Thèse d'Université – rapport EDF HE-26/99/027A – HE-44/99/043A (1999)
125. Van Doormaal J.P., Raithly G.D.  
Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluids Flows  
Num. Heat Transfer 7, p 147-163 (1984)
126. ESTET manuel théorique version 3.1
127. ESTET manuel utilisateur version 3.4
128. Patankar S. V., Spalding D. B.  
A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in three-dimensional parabolic Flow  
Int. J. Heat Mass Transfert, 15, p 1787-1806 (1972)
129. Planche M.P., Coudert J.F., Fauchais P.  
Velocity Measurements for Arc Jets Produced by a DC Plasma Spray Torch  
Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol. 18, n°2 (1998)
130. Roumilhac P.  
Contribution à la métrologie et à la compréhension du fonctionnement des torches à plasma de projection et de rechargement à pression atmosphérique  
Thèse de doctorat de l'Université de Limoges – N° d'ordre 11-1990 (1990)

131. Bauchire J.M.  
Modélisation numérique d'une torche de projection à plasma : influence de la géométrie et de la turbulence sur les propriétés du plasma  
Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier, Toulouse III – N° d'ordre 2830 (1997)
132. Coudert J.F., Delalondre C., Roumilhac P., Simonin O., Fauchais P.  
Modeling and Experimental Study of a Transferred Arc Stabilized with Argon and Flowing in a Controlled-Atmosphere Chamber Filled with Argon at Atmospheric Pressure  
Plasma Chemistry and Plasma Processing, vol 13, n°3, p 399-432 (1993)
133. Spores R., Pfender E.  
Flow Structure of a Turbulent Thermal Plasma Jet  
Surface and Coatings Technology, vol. 37, n°3, p 251-270 (1989)
134. Rossignol J., Abbaoui M., Clain S.  
Numerical Modelling of Thermal Ablation Phenomena due to a Cathodic Spot  
J., Phys. D: Appl. Phys., 33, p 2079-2086 (2000)



# Annexes

## Annexe 1 propriétés des gaz utilisés dans cette étude

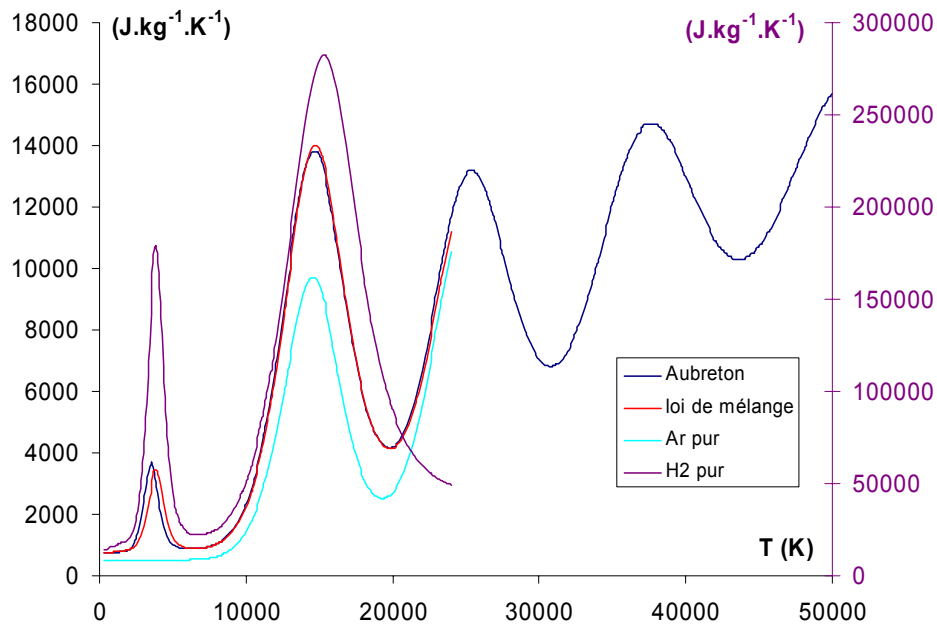


Figure 78 : Evolution de la chaleur massique à pression constante  $C_p$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>

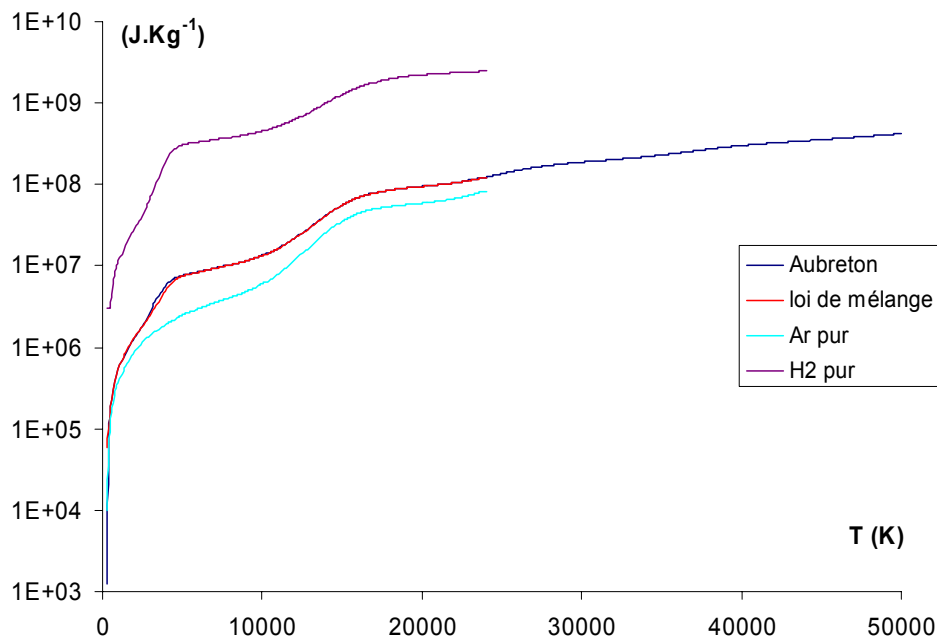


Figure 79 : Evolution de l'enthalpie massique  $h$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>

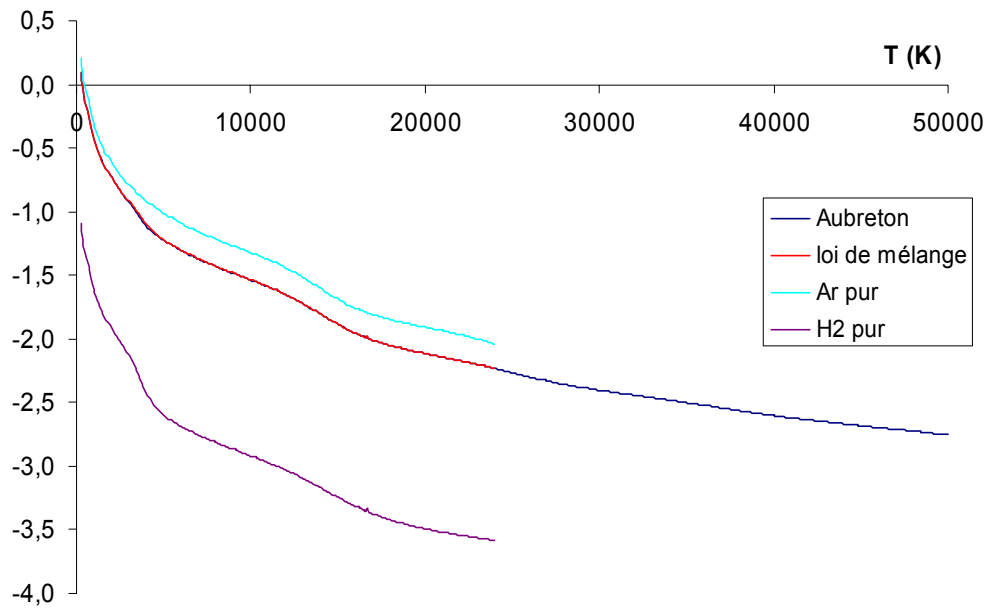


Figure 80 : Evolution du logarithme de la masse volumique  $\rho$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 NL.min<sup>-1</sup>

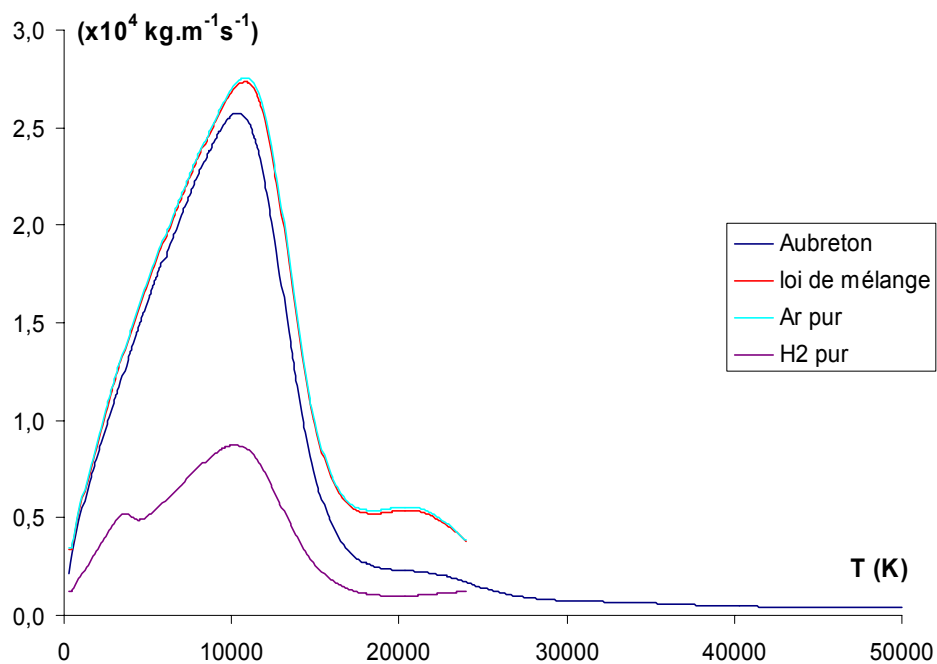


Figure 81 : Evolution de la viscosité  $\mu$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 NL.min<sup>-1</sup>

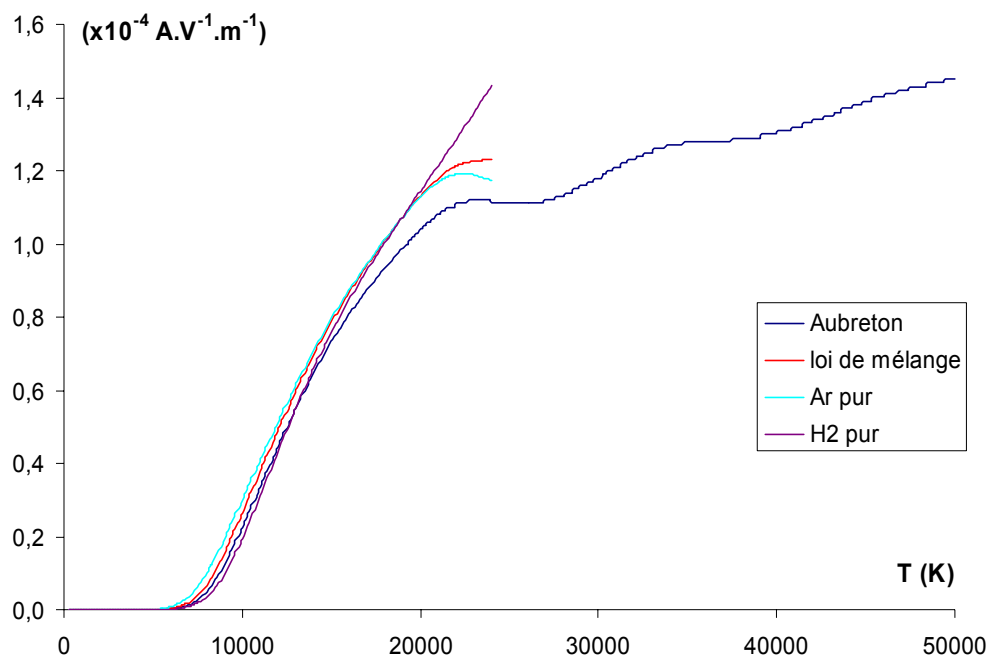


Figure 82 : évolution de la conductivité électrique  $\sigma$  en fonction de la température à la pression atmosphérique pour les gaz purs et pour le mélange Ar-H<sub>2</sub> 45/15 Nl.min<sup>-1</sup>