



HAL
open science

Relations entre les caractéristiques d'un jet de plasma généré par une torche à plasma d'arc segmentée et les microstructures des dépôts associés

Céline Ruelle

► **To cite this version:**

Céline Ruelle. Relations entre les caractéristiques d'un jet de plasma généré par une torche à plasma d'arc segmentée et les microstructures des dépôts associés. Matériaux. Université de Limoges, 2024. Français. NNT : 2024LIMO0011 . tel-04585132

HAL Id: tel-04585132

<https://theses.hal.science/tel-04585132v1>

Submitted on 23 May 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Limoges

ED 653 - Sciences et Ingénierie (SI)

Institut de Recherche sur les Céramiques (IRCER) – UMR CNRS 7315

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges
Matériaux Céramiques et Traitements de Surface

Présentée et soutenue par
Céline RUELLE

Le 21 février 2024

**Relations entre les caractéristiques d'un jet de plasma généré par
une torche à plasma d'arc segmentée et les microstructures des
dépôts associés**

Thèse dirigée par **Vincent RAT**, **Simon GOUTIER** et **Érick MEILLOT**

JURY :

Président du jury

M. **Alain DENOIRJEAN**, Directeur de recherche CNRS, IRCER, Université de Limoges

Rapporteurs

M. **Stéphane PELLERIN**, Professeur des universités, GREMI, Université d'Orléans

Mme **Marie-Pierre PLANCHE**, Professeure des universités, ICB, Université de Technologie de Belfort-Montbéliard

Examineurs

M. **Francesco DELLORO**, Chargé de recherche, Centre des Matériaux, MINES ParisTech

M. **Simon GOUTIER**, Maître de conférences, IRCER, Université de Limoges

M. **Érick MEILLOT**, Directeur de recherche, CEA Le Ripault

M. **Vincent RAT**, Directeur de recherche CNRS, IRCER, Université de Limoges

« C'est pour ça : j'lis jamais rien. C'est un vrai piège à cons c't'histoire-là. En plus, j'sais pas lire. »

Perceval, Kaamelott – Livre I, Le Chaudron Rutilant

Alexandre Astier

Remerciements

Ces travaux ont été réalisés au sein du laboratoire IRCER dans le cadre d'une collaboration avec le CEA Le Ripault. Mes remerciements vont en premier lieu à ces deux entités, et en particulier à Monsieur Philippe THOMAS, directeur de l'IRCER, pour m'avoir accueilli et donné l'opportunité de réaliser cette thèse.

Je remercie Madame Marie-Pierre PLANCHE et Monsieur Stéphane PELLERIN d'avoir accepté de rapporter ces travaux de thèse et d'y avoir porté un regard critique.

Merci également à Monsieur Francesco DELLORO d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens à remercier chaleureusement Monsieur Alain DENOIRJEAN, qui m'a fait l'honneur de participer et de présider mon jury de thèse, et sans qui je ne me serai probablement jamais lancée dans cette aventure. C'est grâce à toi que j'ai rejoint l'IRCER en tant qu'ingénieure, puis par la suite en tant que doctorante, même si le plan initial était bien différent !

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse, Monsieur Vincent RAT, et à mes encadrants Monsieur Simon GOUTIER et Monsieur Érick MEILLOT. Votre bienveillance, votre disponibilité et votre soutien m'ont permis d'avancer et de m'épanouir pendant ces trois années. Je vous remercie tous les trois pour les échanges constructifs que l'on a pu avoir, et de m'avoir accordé votre confiance pour présenter mes travaux dans des congrès nationaux et internationaux.

Merci également à Monsieur Christophe CHAZELAS et Monsieur Alan KÉROMNÈS qui ont suivi de près ces travaux.

Si ces trois années se sont écoulées aussi rapidement, c'est aussi et surtout grâce à mes co-bureau, qui sont devenus mes amis : Lulutte, Maxouille I^{er}, Mêlaa, GeoRivo (pas un vrai co-bureau, mais presque !).

Lulutte, nos sorties vélo, Kiabi et piscines vont me manquer (bien que notre motivation piscine ait beaucoup diminué ces derniers mois...), tout comme nos petites pauses Hunter x Hunter. En revanche, je passe mon tour pour les prochaines sorties Noz...

Maxouille, ta parfaite maîtrise de l'ironie m'aura beaucoup fait rire. Surtout ne change rien, continue à râler comme tu sais le faire, c'est signe que tu vas bien ! Toi et ta légendaire réplique « Ça l'occupe » vont beaucoup me manquer, j'espère te retrouver très vite pour de nouvelles aventures.

Mêlaa, tu es la définition même de la gentillesse, de la générosité, et de la maladresse. Sans toi et tes talents de montage photos, la décoration de notre bureau serait bien triste (tout comme nos cœurs !). Cela dit, il y aurait peut-être moins de moucheron et de coccinelles... comme dirait Maxouille : « Mais jette-moi ces plantes, elles sont à moitié crevées ! ».

GeoRivo, je n'ai jamais connu quelqu'un se déplacer aussi lentement, et pourtant, tu as toujours été là quand j'en ai eu besoin. Tu m'as beaucoup appris pendant mes cinq années passées au hall technologique, et grâce à toi, je sais désormais que l'entretoise est la solution à tous mes problèmes de bricolage. Je te dois beaucoup, sans toi mon dernier chapitre de thèse n'aurait pas été aussi fourni. Et n'oublie pas, si tu croises un cailloux suspect, pense à le soulever, il y a peut-être une noix Korogu dessous !

J'ai également une pensée particulière pour mon ami Maxence, ou Bob pour les intimes. Je suis heureuse d'avoir partagé le début de cette aventure avec toi, ainsi que mes deux années de pré-thèse. Toutes les heures passées ensemble en N1D et au billard m'auront appris deux choses. La première : que les travaux manuels, ce n'est pas ton fort. La seconde : que tu es un ami très cher à mes yeux. Merci pour tous les fous rires que l'on a pu avoir, bien souvent sans avoir à prononcer un seul mot, mais simplement après avoir échangé un regard.

Merci infiniment à vous cinq, vous avez rendu ces années inoubliables.

Un grand merci à mes beaux-parents Philippe et Odile d'avoir été et d'être toujours présents dans les moments importants, et également de l'intérêt porté à mes travaux. Merci de m'avoir permis de prendre de grands bols d'air au cours de cette thèse en partageant des vacances inoubliables avec vous. Vivement les prochaines !

Je souhaite ensuite remercier mes parents, dont la priorité a toujours été d'assurer un avenir à mon frère et moi. Vos sacrifices m'auront permis d'aller au bout de mes envies, et c'est en grande partie à vous que je dois mon grade de Docteur. Je vous en suis très reconnaissante. J'en profite pour remercier mon frère, Fabrice. Merci de me soutenir (et/ou de me supporter) depuis toutes ces années. Tu as toujours été un exemple à mes yeux et j'espère aujourd'hui te rendre fier à mon tour.

Enfin, je voudrais terminer par remercier celui sans qui tout cela n'aurait pas été possible, mon Amour, Thibault. Pendant ces trois années, et en particulier ces derniers mois, tu as été d'un grand soutien, par ta présence, ta patience et ta bienveillance. Tu as été aux petits soins avec moi, ce qui m'a permis de me consacrer pleinement à mes travaux de thèse. Je te remercie pour tout ce que tu m'apportes au quotidien, de me suivre depuis toutes ces années et de m'accepter comme je suis.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre I : Torches à plasma d'arc non transféré : revue bibliographique	5
I.1. Introduction	5
I.2. Principe de la projection plasma	6
I.2.1. Arc électrique.....	7
I.2.1.1. Phénomènes à la cathode	7
I.2.1.2. Colonne d'arc	9
I.2.1.3. Phénomènes à l'anode.....	10
I.2.2. Traitement des particules dans le jet de plasma.....	12
I.2.2.1. Injection des particules	14
I.2.2.2. Interactions plasma-particules.....	16
I.2.3. Construction des dépôts	17
I.3. Types de torche de projection	19
I.3.1. Torches à plasma d'arc conventionnelles	20
I.3.1.1. Comportement statique d'une torche à plasma d'arc conventionnelle	21
I.3.1.1.1. Influence de l'intensité du courant d'arc	22
I.3.1.1.2. Influence du débit de gaz	24
I.3.1.1.3. Influence de la nature des gaz plasmagènes	25
I.3.1.1.4. Influence du diamètre de tuyère	27
I.3.1.2. Dynamique de l'arc électrique dans une torche à plasma conventionnelle	29
I.3.1.2.1. Fluctuations de l'arc électrique	29
I.3.1.2.2. Observations de l'arc électrique dans la tuyère.....	34
I.3.1.2.3. Conséquences des fluctuations de l'arc électrique	38
I.3.1.2.4. Érosion des électrodes	40
I.3.1.3. Propriétés des dépôts.....	43
I.3.2. Torches à plasma d'arc segmentées.....	47
I.3.2.1. Différents designs de torches segmentées.....	47
I.3.2.2. Étude numérique d'une torche à plasma d'arc segmentée	49
I.3.3. Comparaison expérimentale des deux types de torches	51
I.4. Conclusions	54

I.5. Objectifs de la thèse	55
Chapitre II : Dispositifs expérimentaux et démarche	57
II.1. Torche de projection	57
II.2. Outils de diagnostic.....	58
II.3. Tension d'arc et intensité du courant d'arc, bilans thermiques.....	60
II.4. Étude de la dynamique de l'arc électrique	61
II.5. Caractérisations du jet de plasma.....	65
II.5.1. Fluctuations lumineuses du jet de plasma	65
II.5.2. Longueur de la zone chaude du plasma.....	65
II.5.3. Spectroscopie d'émission optique des espèces atomiques	67
II.5.3.1. Élargissement spectral	68
II.5.3.2. Mesure de la densité électronique	71
II.5.3.3. Mesure de la température du plasma	71
II.5.3.4. Dispositif de mesure	72
II.5.4. Vitesse du jet de plasma	74
II.5.4.1. Principe et dispositif de mesure	74
II.5.4.2. Paramètres d'acquisition des signaux de mesure	77
II.6. Diagnostic des particules en vol	80
II.6.1. Poudre d'étude.....	80
II.6.2. Dispositif SprayWatch	81
II.7. Élaboration des dépôts	83
II.7.1. Substrats et préparation de surface	83
II.7.2. Cinématique de projection.....	84
II.8. Techniques de caractérisation de la poudre et des dépôts.....	86
II.8.1. Granulométrie et masse volumique	86
II.8.2. Microscopie Électronique à Balayage	86
II.8.3. Diffraction des Rayons X.....	86
II.8.4. Micro-duromètre Vickers	87
II.9. Stratégie expérimentale.....	87
Chapitre III : Étude expérimentale du comportement de la torche SimplexPro™	89
III.1. Étude du démarrage de la torche	89

III.2. Influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes	92
III.2.1. Imagerie du pied d'arc anodique.....	92
III.2.2. Observations macroscopiques des tuyères.....	96
III.2.3. Signaux de tension d'arc.....	100
III.2.4. Bilans thermiques.....	105
III.3. Influence de l'intensité du courant d'arc	110
III.3.1. Imagerie de l'intérieur de la tuyère.....	111
III.3.2. Fluctuations de tension d'arc	113
III.3.3. Bilans thermiques.....	116
III.4. Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire	120
III.5. Influence du débit massique total de gaz.....	122
III.6. Conclusions	125
Chapitre IV : Détermination des propriétés du jet de plasma.....	129
IV.1. Influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet de plasma	129
IV.2. Propriétés du jet de plasma.....	131
IV.2.1. Vitesse du jet de plasma.....	131
IV.2.1.1. Influence de l'intensité du courant d'arc.....	133
IV.2.1.2. Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire.....	134
IV.2.1.3. Influence du débit massique total de gaz	135
IV.2.1.4. Discussion	139
IV.2.2. Température du jet de plasma.....	142
IV.2.3. Longueur de la zone chaude du plasma	151
IV.2.3.1. Influence de la nature du gaz plasmagène.....	152
IV.2.3.2. Influence de l'intensité du courant d'arc.....	153
IV.2.3.3. Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire.....	154
IV.2.3.4. Influence du débit massique total de gaz	155
IV.2.3.5. Sélection de conditions pour l'étude des particules en vol	156
IV.3. Conclusions	158
Chapitre V : Étude des caractéristiques des particules en vol et des dépôts de zircone yttrée.....	161
V.1. Caractérisation de la poudre d'étude	161

V.2. Diagnostic des particules en vol	162
V.2.1. Influence de la nature du gaz plasmagène	163
V.2.2. Influence du diamètre de tuyère	168
V.2.3. Sélection de conditions opératoires pour la réalisation de dépôts.....	171
V.3. Caractérisations des dépôts de zircone yttrée	173
V.3.1. Influence des caractéristiques des particules en vol.....	173
V.3.2. Influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes.....	178
V.3.3. Conditions CEA	183
V.3.4. Influence de l'usure des électrodes	186
V.4. Discussion : corrélation microstructures – comportement de la torche.....	193
V.5. Conclusions.....	196
Conclusion générale	197
Références bibliographiques	201
Annexes	213
Liste des publications et des communications	219

Table des figures

Figure I.1 : Schéma de principe de la projection plasma.	6
Figure I.2 : Distribution du potentiel électrique le long d'un arc électrique. Adapté de [5].	7
Figure I.3 : Érosion d'une cathode tige de torche à plasma d'arc [18].	8
Figure I.4 : Développement de la colonne d'arc dans une torche à plasma.	9
Figure I.5 : Conductivité électrique de différentes compositions plasmagènes en fonction A) de la température et B) de l'enthalpie massique. Adapté de [20].	10
Figure I.6 : A) Schéma du dispositif de formation d'un arc électrique transféré et B) observations du pied d'arc anodique pour différents débits de gaz à 100 A [27].	12
Figure I.7 : Évolution avec la température de A) la conductivité thermique, B) l'enthalpie massique et C) la viscosité de l'argon, l'hydrogène, l'hélium et l'azote. Données issues de [19].	13
Figure I.8 : Différentes positions d'injection de la poudre dans le jet de plasma. Adapté de [34].	15
Figure I.9 : Différentes trajectoires pouvant être obtenues lors de l'injection de la poudre. Adapté de [36].	15
Figure I.10 : Influence de la température de préchauffage du substrat sur l'étalement d'une particule de zircone yttrée sur un substrat Haynes 230 A) à 200 °C et B) à 400 °C [47].	18
Figure I.11 : Microstructure d'un dépôt de zircone yttrée réalisée avec un mélange N ₂ -H ₂ [59].	19
Figure I.12 : Schéma d'une torche F4 équipée d'une tuyère de 6 mm de diamètre.	20
Figure I.13 : Caractéristiques tension-courant obtenues avec A) une torche de laboratoire type F4 pour un mélange Ar-H ₂ 45-15 L.min ⁻¹ et une tuyère de 6 mm (adapté de [31]) et B) une torche F4 pour un mélange Ar-H ₂ 33-10 slpm et une torche 3MB pour un mélange Ar-H ₂ 35-4,5 slpm (adapté de [74]).	22
Figure I.14 : Évolution des pertes thermiques aux électrodes et du rendement thermique avec l'intensité du courant pour deux torches conventionnelles de laboratoire avec une tuyère de 6 mm de diamètre pour A) et C) un mélange ternaire Ar-H ₂ -He (40-20-40 vol.%) (adapté de [64]) et B) et D) un mélange Ar-H ₂ 45-15 L.min ⁻¹ (adapté de [63]).	23
Figure I.15 : Évolution de l'enthalpie massique en fonction de l'intensité du courant d'arc pour les torches PTF4 et 3MB à débit massique de gaz plasmagène constant [74].	24
Figure I.16 : Évolution de la tension d'arc moyenne en fonction du débit de gaz pour A) un mélange Ar-H ₂ (75-25 vol.%) (adapté de [63]) et B) un mélange Ar-H ₂ 77-23 vol.% avec la torche F4 et Ar-H ₂ 89-11 vol.% avec la torche 3MB (adapté de [74]).	24
Figure I.17 : Évolution A) du rendement thermique et B) des pertes thermiques pour un mélange Ar-H ₂ (75-25 vol.%) (adapté de [63]) et C) de l'enthalpie massique pour une torche F4 avec un mélange Ar-H ₂ 33-10 slpm et une torche 3MB avec un mélange Ar-H ₂ 35-4,5 slpm (adapté de [74]).	25
Figure I.18 : Évolution de A) la tension d'arc et B) l'enthalpie massique en fonction du pourcentage d'hydrogène [74].	26
Figure I.19 : Évolution de la tension d'arc pour des mélanges Ar-H ₂ et Ar-He en fonction de la fraction molaire de gaz secondaire [76].	27

Figure I.20 : Influence du diamètre de tuyère sur A) la tension d'arc moyenne, B) les pertes thermiques et C) le rendement thermique à différentes intensités du courant d'arc pour un mélange Ar-H ₂ 45-15 slpm. Adapté de [63].	28
Figure I.21 : Signaux de tension associés aux différents modes de fluctuation de l'arc électrique. Adapté de [9].	29
Figure I.22 : Grandeurs caractérisant le signal de tension d'arc. Adapté de [63].	30
Figure I.23 : Distribution des minima locaux de tension U_{min} , des amplitudes des sauts σ et des durées de vie des pieds d'arc τ . Adapté de [63].	31
Figure I.24 : Influence de l'intensité du courant d'arc sur l'amplitude des sauts de tension et la durée de vie des pieds d'arc pour différents diamètres de tuyère pour un mélange Ar-H ₂ 45-15 L.min ⁻¹ [63].	32
Figure I.25 : A) Signal de tension d'arc typique d'une torche conventionnelle type F4 et B) spectres en puissance de la tension d'arc obtenus avec un mélange Ar-H ₂ 45-10 slpm à 400 A pour différents volumes de cavité cathodique. Adapté de [28].	33
Figure I.26 : Fluctuations de la tension d'arc et de la pression dans la cavité cathodique pour un mélange Ar-H ₂ 45-6 slpm à 600 A. Adapté de [87].	33
Figure I.27 : Signal de tension d'arc typique obtenu dans le mode claquage-réamorçage, caractérisé par des chutes de tension d'arc importantes et périodiques (identifiées par « 1 ») et des chutes de tension d'arc plus faibles et irrégulières (identifiées par « 2 ») [90].	35
Figure I.28 : Signaux de tension d'arc et imagerie de l'intérieur de la tuyère A) juste avant un réamorçage contre-courant, B) 10 μ s après un réamorçage contre-courant, C) entre deux réamorçages co-courant et D) 15 μ s après un réamorçage co-courant. Les diagrammes polaires représentent l'intensité lumineuse en fonction de l'angle, mesurée sur la ligne centrale de l'image C).	36
Figure I.29 : Exemple d'image et diagramme circulaire pour A) une tuyère neuve et B) une tuyère usée. Sur les diagrammes polaires, 10 profils d'intensité ont été tracés et le profil moyen a été déterminé à partir de 50 profils d'intensité. Adapté de [90].	37
Figure I.30 : Influence du mode d'injection du gaz sur l'attachement du pied d'arc : A) injection inclinée (<i>swirl</i>) et B) injection axiale. Adapté de [90].	38
Figure I.31 : Comparaison des signaux et des spectres en fréquence associés pour A) et C) la température de particule et B) et D) la tension d'arc pour un mélange Ar-H ₂ 45-10 slpm à 600 A. Adapté de [92].	38
Figure I.32 : Fluctuations de A) la température et B) la vitesse de particules d'alumine dans un plasma Ar-H ₂ 35-10 L.min ⁻¹ . Adapté de [2].	39
Figure I.33 : Distribution statistique des durées de vie des pieds d'arc τ pour A) une tuyère neuve et B) une tuyère usée pour un mélange Ar-H ₂ 45-15 L.min ⁻¹ à 600 A et des tuyères de 7 mm de diamètre. Adapté de [63].	41
Figure I.34 : Profils de vitesse à 2 mm de la sortie de tuyère obtenu A) au cours de la première heure de fonctionnement, B) après 5 h de fonctionnement et C) après 10 h de fonctionnement sous un mélange Ar-H ₂ 45-15 L.min ⁻¹ à 600 A dans une tuyère de 7 mm de diamètre. Adapté de [63].	41
Figure I.35 : Photographie de la surface interne d'une tuyère usée [63].	42
Figure I.36 : Température et vitesse des particules pour les six conditions de projection référencées dans le Tableau I-2. Adapté de [33].	44

Figure I.37 : Température et vitesse moyennes des particules en fonction de l'intensité du courant d'arc pour la condition 5 du Tableau I-2 [33].	45
Figure I.38 : Microstructures après attaque chimique (HF) des dépôts obtenus pour les conditions du Tableau I-2. Adapté de [33].	45
Figure I.39 : Schéma en coupe de la SinplexPro™ équipée d'une tuyère de 9 mm de diamètre.	48
Figure I.40 : A) et B) Lignes de courant et distribution de la densité de courant à la surface de l'anode et observations d'une anode après C) 5 minutes de fonctionnement et D) 60 minutes de fonctionnement sous 60 nlpm d'argon à 500 A. Adapté de [18].	49
Figure I.41 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulés des caractéristiques tension-courant pour 60 nlpm d'argon à 500 A. Adapté de [14].	50
Figure I.42 : Lignes de vitesse du gaz avec une injection <i>swirl</i> de A) 25 ° et B) 45 ° et C) évolution de la vitesse de rotation de l'arc en fonction de l'angle d'injection du gaz pour un plasma d'argon (60 nlpm) à 500 A. Adapté de [103].	51
Figure I.43 : Comparaison des signaux de tension d'arc pour une torche F4 et une torche SinplexPro™ avec un mélange Ar-H ₂ 50-6 L.min ⁻¹ . Adapté de [105].	52
Figure I.44 : Champs de température et de vitesse de particules de zircone yttrée pour une torche SinplexPro™ équipée d'une tuyère de 9 mm et une torche F4 avec une tuyère de 8 mm de diamètre, mesurée à 100 mm de la sortie de tuyère pour un mélange Ar-H ₂ 50-6 L.min ⁻¹ . Adapté de [105].	53
Figure I.45 : Température moyenne des particules en fonction de leur vitesse pour une torche F4 et une torche SinplexPro™ pour différents débits de poudre (20 à 100 g.min ⁻¹) pour un mélange Ar-H ₂ 50-6 L.min ⁻¹ . Adapté de [105].	53
Figure I.46 : Microstructures obtenues pour différents débits de poudre avec A) une torche F4 et B) une torche SinplexPro™. Adapté de [105].	54
Figure II.1 : Schéma de la torche SinplexPro™ illustrant le changement de diamètre des deux tuyères.	58
Figure II.2 : Schéma des outils de diagnostic mis en place pour étudier les grandeurs caractéristiques de la torche : sonde de tension d'arc, sonde de courant d'arc, thermocouples et caméra intensifiée.	60
Figure II.3 : Coefficient d'émission nette pour un plasma d'argon à 500 A.	62
Figure II.4 : Exemple d'image obtenue avec la caméra intensifiée pour un mélange Ar-H ₂ à 500 A, A) délimitation de la tuyère et ligne horizontale pour mesurer l'intensité lumineuse, B) profil d'intensité lumineuse normalisé et mesure de la couche <i>I_{max}/2</i> , C) détection de contours pour mettre en évidence un pied d'arc et D) identification d'un zone à masquer (cercle rouge) grâce à la détection de contours en orange.	64
Figure II.5 : Exemple d'images obtenues pour un mélange Ar-H ₂ à 500 A avec un temps d'exposition de A) 150 ns et B) 60 ns, C) exemple d'image colorisée (temps d'exposition de 60 ns) illustrant le cercle d'intérêt utile au tracé du D) diagramme radar.	64
Figure II.6 : Schéma du dispositif de détermination de la longueur de la zone chaude du plasma.	66
Figure II.7 : Coefficient d'émission volumique pour la raie Ar I à 696,5 nm.	67
Figure II.8 : Comparaison d'un profil gaussien et d'un profil lorentzien, et convolution des deux profils (profil de Voigt).	68

Figure II.9 : Schéma du dispositif de mesure de la température du jet de plasma par spectroscopie d'émission optique.	73
Figure II.10 : Schéma de principe de l'inversion d'Abel.	74
Figure II.11 : Schéma du dispositif expérimental pour mesurer la vitesse du jet de plasma à partir de la propagation d'une fluctuation lumineuse du plasma.	74
Figure II.12 : A) Exemple de signaux électriques convertis par les deux photomultiplicateurs PM1 et PM2 pour un mélange ternaire Ar-H ₂ -He à 300 A avec une tuyère de 9 mm et B) mise en évidence du décalage temporel Δt entre les deux signaux.	76
Figure II.13 : Influence de la résistance électrique sur A) les signaux de mesure et B) les spectres associés pour un mélange ternaire Ar-H ₂ -He à 300 A.	77
Figure II.14 : Influence de la fréquence d'échantillonnage sur A) les signaux de mesure et B) les spectres associés pour un mélange ternaire Ar-H ₂ -He à 300 A.	78
Figure II.15 : Diagramme de phase du système ZrO ₂ -Y ₂ O ₃ [125].	81
Figure II.16 : A) Schéma du dispositif SprayWatch et B) image obtenue avec la caméra CCD, issue de [127].	82
Figure II.17 : Distributions A) du flux de particules, B) de la température des particules et C) de la vitesse des particules par rapport à l'axe de la torche pour une image pour un mélange Ar-He (16-20 nlpm) à 400 A.	83
Figure II.18 : A) Photographie et B) schéma du dispositif de projection pour la réalisation des dépôts.	84
Figure III.1 : Évolution de l'intensité du courant d'arc, de la tension d'arc et du débit d'argon pendant le démarrage de la torche pour une consigne de 50 nlpm d'argon à 500 A.	90
Figure III.2 : Succession d'images pendant le démarrage de la torche avec des électrodes neuves pour un plasma d'argon (70 nlpm) A) pendant les premières ms et B) 2 s après le démarrage.	91
Figure III.3 : A) Exemple d'images de l'intérieur de la tuyère obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau III-1 et B) diagrammes radars normalisés associés à chaque composition représentant l'intensité lumineuse en fonction de la position angulaire. Temps d'exposition de 60 ns.	93
Figure III.4 : Quatre images successives de l'intérieur d'une tuyère Ø 9 mm avec le mélange Ar-H ₂ à 500 A et diagrammes radars associés. Vitesse d'acquisition de 120 ips et temps d'exposition de 60 ns.	94
Figure III.5 : Photographies d'une tuyère Ø 6,5 mm neuve.	96
Figure III.6 : Images par microscopie optique d'une tuyère Ø 6,5 mm A) neuve et B) après avoir été exposée aux quatre compositions plasmagènes du Tableau III-1 pour une durée totale de fonctionnement d'environ 2 heures.	97
Figure III.7 : Images par microscopie optique d'une tuyère Ø 9 mm A) neuve et B) après avoir été exposée aux quatre compositions plasmagènes du Tableau III-1 pour une durée totale de fonctionnement d'environ 2 heures.	99
Figure III.8 : Évolution de l'intensité du courant d'arc et de la tension d'arc pour les plasmas Ar et Ar-He dans A) une tuyère Ø 6,5 mm et C) une tuyère Ø 9 mm et pour les mélanges Ar-H ₂ et Ar-N ₂ dans B) une tuyère Ø 6,5 mm et D) une tuyère Ø 9 mm.	100
Figure III.9 : Spectres des signaux de tension d'arc pour A) les plasmas Ar et Ar-He et B) les mélanges Ar-H ₂ et Ar-N ₂ dans une tuyère Ø 6,5 mm à 500 A.	102

Figure III.10 : Illustration de deux positions d'accrochage de l'arc sur la tuyère.	103
Figure III.11 : Évolution de la conductivité thermique avec la température pour les différentes compositions plasmagènes du Tableau III-1.	106
Figure III.12 : Comparaison de l'intensité lumineuse des plasmas Ar et Ar-He A) par l'imagerie de l'intérieur de la tuyère et B) par l'étude des fluctuations lumineuses du jet de plasma à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm. Temps d'exposition de 60 ns.	108
Figure III.13 : A) Exemple d'images de l'intérieur d'une tuyère Ø 9 mm obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau III-6 à 300 et 500 A et B) diagrammes radars normalisés associés à chaque composition représentant l'intensité lumineuse en fonction de la position angulaire. Temps d'exposition de 60 ns.	111
Figure III.14 : Quatre images successives de l'intérieur d'une tuyère Ø 9 mm avec le mélange Ar-H ₂ à 300 A et diagrammes radars associés. Vitesse d'acquisition de 120 ips et temps d'exposition de 60 ns.	112
Figure III.15 : Signaux de tension d'arc à 300, 400 et 500 A pour A) le plasma Ar, B) le mélange Ar-He, C) le mélange Ar-N ₂ et D) le mélange Ar-H ₂ dans une tuyère Ø 9 mm.	114
Figure III.16 : Spectres des signaux de tension d'arc pour A) le mélange Ar-H ₂ et B) le mélange Ar-He du Tableau III-6 dans une tuyère Ø 9 mm à différentes intensités du courant d'arc. .	115
Figure III.17 : Évolution de A) la tension d'arc moyenne, B) les pertes thermiques, C) le rendement thermique et D) l'enthalpie massique moyenne en fonction de l'intensité du courant d'arc pour les quatre compositions du Tableau III-6 dans une tuyère Ø 9 mm.	117
Figure III.18 : Évolution A) de la tension d'arc et de l'enthalpie massique et B) des pertes thermiques et du rendement thermique en fonction du pourcentage volumique de H ₂ à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.	121
Figure III.19 : A) Signaux de tension d'arc et B) spectres associés pour différents pourcentages volumiques de H ₂ à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.	121
Figure III.20 : Évolution de A) la tension d'arc moyenne et l'enthalpie massique moyenne et B) les pertes thermiques et le rendement thermique en fonction du débit massique total de gaz pour les mélanges binaires Ar-He et Ar-H ₂ du Tableau III-10 à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.	123
Figure III.21 : Signaux de tension d'arc pour différents débits massiques avec A) les mélanges binaires Ar-H ₂ et B) les mélanges binaires Ar-He du Tableau III-10 à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.	125
Figure IV.1 : Spectres associés aux fluctuations de tension d'arc et aux fluctuations lumineuses du plasma à 500 A dans une tuyère Ø 6,5 mm pour A) le mélange Ar-He et B) le mélange Ar-H ₂ et dans une tuyère Ø 9 mm pour C) le mélange Ar-He et D) le mélange Ar-H ₂ (conditions du Tableau IV-1).	130
Figure IV.2 : Évolution de la vitesse du jet de plasma avec l'intensité du courant d'arc pour A) des mélanges Ar-H ₂ et Ar-N ₂ , B) des mélanges Ar-He, C) des mélanges Ar-H ₂ -He et D) signaux électriques issus des photomultiplicateurs pour la condition 30-5-40-0 à 400 et 500 A.	133
Figure IV.3 : Évolution de la vitesse du jet de plasma avec le pourcentage volumique A) de H ₂ et B) de He à différentes intensités du courant d'arc dans une tuyère Ø 9 mm.	135
Figure IV.4 : Évolution de la vitesse du jet de plasma avec le débit massique total de gaz pour des plasmas Ar, Ar-H ₂ et Ar-He à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.	136

Figure IV.5 : Évolution des signaux électriques issus des photomultiplicateurs et des signaux de tension d'arc pour différents débits massiques d'argon à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.	138
Figure IV.6 : A) et C) Signaux électriques issus des deux photomultiplicateurs et tension d'arc et B) et D) spectres associés aux signaux pour les conditions 43-0-55-0_500 et 50-12-0-0_400.	140
Figure IV.7 : Spectre d'émission d'un plasma Ar mesuré à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm avec le réseau 600 tr.mm ⁻¹	143
Figure IV.8 : A) Schématisation de l'axe géométrique de la torche, B) exemple type d'image spectrale obtenue à partir du bundle de fibres et C) profil d'intensité lumineuse suivant l'axe y.	143
Figure IV.9 : Profils expérimentaux d'intensité lumineuse et profils d'émission après inversion d'Abel pour A) le plasma Ar avec les deux réseaux, B) le mélange Ar-He et C) le mélange Ar-H ₂ du Tableau IV-5 dans une tuyère Ø 9 mm avec le réseau 600 tr.mm ⁻¹	144
Figure IV.10 : Évolution de la composition chimique d'un plasma Ar et d'un plasma Ar-50vol.%He avec la température à la pression atmosphérique.	145
Figure IV.11 : Coefficient d'émission volumique de la raie Ar I à 696,54 nm pour le plasma Ar et le mélange Ar-50vol.%He.	145
Figure IV.12 : A) Élargissement à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de la raie H α à 656,1 nm obtenu avec le réseau de 1 800 tr.mm ⁻¹ dans une tuyère Ø 9 mm et B) composition chimique du mélange Ar-19vol.% H ₂ (50-12-0-0) à la pression atmosphérique.	146
Figure IV.13 : Profils de température pour les plasmas Ar, Ar-H ₂ et Ar-He obtenus à 500 A dans A) une tuyère Ø 9 mm et B) une tuyère Ø 6,5 mm avec le réseau 600 tr.mm ⁻¹	147
Figure IV.14 : A) Coefficient d'émission volumique de la raie Ar I à 696,54 nm pour le mélange Ar-H ₂ et B) comparaison des profils de température obtenus à partir de l'élargissement Stark de la raie H α et de la méthode de Fowler-Milne.	148
Figure IV.15 : Comparaison des profils de température pour un plasma Ar 60-0-0-0_500_Ø9.	149
Figure IV.16 : Influence de la nature du gaz plasmagène sur la longueur de la chaude du jet de plasma à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.	152
Figure IV.17 : Influence de l'intensité du courant d'arc sur la longueur de la chaude du jet de plasma dans une tuyère Ø 9 mm.	154
Figure IV.18 : Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire sur la longueur de la zone chaude du jet de plasma pour des mélanges Ar-H ₂ et Ar-He dans une tuyère Ø 9 mm.	155
Figure IV.19 : Influence du débit massique total de gaz sur la longueur de la chaude du jet de plasma pour des mélanges Ar-H ₂ et Ar-He dans une tuyère Ø 9 mm.	156
Figure IV.20 : Illustration des conditions de projection sélectionnées pour l'étude des caractéristiques des particules en vol.	157
Figure V.1 : A) Distribution granulométrique en volume et B) diffractogramme des rayons X de la poudre de ZrO ₂ -7mass.% Y ₂ O ₃	161
Figure V.2 : Micrographies MEB de la poudre de ZrO ₂ -7mass.% Y ₂ O ₃ A) en surface et B) en coupe.	162
Figure V.3 : Cartographie température – vitesse des particules pour les conditions du Tableau V-1.	164

Figure V.4 : Température et vitesse moyennes des particules à 500 A pour A) les compositions du Tableau V-2 avec des tuyères Ø 9 et Ø 6,5 mm et B) les conditions CEA du Tableau V-3 avec des tuyères Ø 11, Ø 9 et Ø 6,5 mm.	170
Figure V.5 : Cartographie température - vitesse des particules reprenant l'ensemble des conditions étudiées en SprayWatch et illustrant les conditions sélectionnées pour la réalisation de dépôts.....	171
Figure V.6 : Évolution de la microstructure des dépôts en fonction de l'état thermocinétique des particules en vol pour les conditions du Tableau V-4.....	175
Figure V.7 : Microdureté des six conditions du Tableau V-5.....	176
Figure V.8 : Microstructures des dépôts 2 et 3 montrant des espaces inter-lamellaires plus marqués pour la condition 3.....	177
Figure V.9 : Comparaison des microstructures obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-6 avec A) une tuyère Ø 9 mm et B) une tuyère Ø 6,5 mm.	180
Figure V.10 : Microdureté des quatre compositions plasmagènes du Tableau V-6 pour deux diamètres de tuyère.....	181
Figure V.11 : Microstructures des dépôts pour les six conditions CEA du Tableau V-8.	184
Figure V.12 : Microdureté des six conditions CEA du Tableau V-8.....	185
Figure V.13 : Microdureté des quatre conditions du Tableau V-10 pour des électrodes neuves et usées.	187
Figure V.14 : Comparaison des microstructures obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-10 avec A) des électrodes neuves et B) des électrodes usées. ...	188
Figure V.15 : Schéma illustrant les micrographies en coupe de l'insert en tungstène.	190
Figure V.16 : Micrographies MEB de l'insert en tungstène pour A) la tuyère utilisée lors de la campagne d'essais pour l'ensemble des dépôts présentés dans ce chapitre, B) observations à plus fort grossissement du tungstène et C) micrographies d'une seconde tuyère présentant une usure importante.	192
Figure V.17 : Suivi de la raie W I à 400,87 nm pour la condition 50-12-0-0_500 dans une tuyère Ø 9 mm neuve et une usée.	192

Liste des tableaux

Tableau I-1 : Grandeurs caractéristiques d'une torche conventionnelle pour trois compositions plasmagènes [63].	26
Tableau I-2 : Conditions opératoires étudiées avec une torche conventionnelle F4 [33].	43
Tableau II-1 : Périmètre de fonctionnement de la torche SimplexPro™ [106].	58
Tableau II-2 : Liste des mesures réalisées ainsi que leurs objectifs et intérêts.	59
Tableau II-3 : Caractéristiques du dispositif de mesure de la vitesse du jet de plasma.	80
Tableau II-4 : Paramètres de cinématique de projection pour la réalisation de dépôts.	85
Tableau II-5 : Conditions de projection communiquées par le CEA.	87
Tableau III-1 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du diamètre de tuyère et de la nature du gaz sur le comportement de la torche.	92
Tableau III-2 : Fluctuations de tension et de courant et intensité du courant d'arc moyenne pour les quatre compositions du Tableau III-1 et les deux diamètres de tuyère.	101
Tableau III-3 : Valeurs des résistances électriques maximale R_{max} et minimale R_{min} et du déplacement de l'arc $L_{max} - L_{min}$ pour les quatre compositions et les deux diamètres de tuyère.	104
Tableau III-4 : Tension d'arc moyenne, pertes thermiques, rendement thermique et enthalpie massique pour les quatre compositions du Tableau III-1 pour deux diamètres de tuyère.	105
Tableau III-5 : Épaisseur de la couche normalisée $I_{max}/2$, exprimée en pourcentage du diamètre de tuyère.	107
Tableau III-6 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence de l'intensité du courant d'arc sur le comportement de la torche.	110
Tableau III-7 : Pourcentage de fluctuation de tension en fonction de l'intensité du courant d'arc pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau III-6.	113
Tableau III-8 : Épaisseur de la couche $I_{max}/2$, exprimée en pourcentage du diamètre de tuyère, en fonction de l'intensité du courant d'arc.	118
Tableau III-9 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du pourcentage volumique de gaz secondaire sur le comportement de la torche.	120
Tableau III-10 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du débit massique total de gaz sur le comportement de la torche.	123
Tableau III-11 : Pourcentage de fluctuation de tension et fréquence de fluctuation principale en fonction du débit massique de gaz pour des mélanges binaires Ar-H ₂ et Ar-He.	124
Tableau IV-1 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet de plasma.	129
Tableau IV-2 : Compositions plasmagènes étudiées pour la mesure de la vitesse du jet de plasma.	132
Tableau IV-3 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du pourcentage volumique de He sur la vitesse du jet de plasma.	134
Tableau IV-4 : Nombre de Reynolds Re , vitesse axiale et fréquence des fluctuations lumineuses pour différents débits d'argon.	137
Tableau IV-5 : Compositions plasmagènes étudiées par spectroscopie d'émission optique pour la détermination des profils de température.	142

Tableau IV-6 : Compositions plasmagènes étudiées pour la détermination de la longueur de la zone chaude du jet de plasma.	151
Tableau IV-7 : Conditions opératoires retenues pour l'étude des caractéristiques des particules en vol.	158
Tableau V-1 : Caractéristiques des compositions plasmagènes sélectionnées à partir de la cartographie longueur de la zone chaude – enthalpie massique du plasma dans une tuyère Ø 9 mm.	164
Tableau V-2 : Caractéristiques des compositions plasmagènes définies pour étudier l'influence du diamètre de tuyère sur l'état thermocinétique des particules en vol.	169
Tableau V-3 : Conditions de projection communiquées par le CEA.	169
Tableau V-4 : Six conditions opératoires sélectionnées à partir de la Figure V.5 pour la réalisation d'une cartographie de six microstructures.	173
Tableau V-5 : Rendement de projection et taux de porosité des six conditions du Tableau V-4.	174
Tableau V-6 : Compositions plasmagènes et caractéristiques des particules en vol associées pour l'étude de l'influence de la nature du gaz et du diamètre de tuyère sur les propriétés des dépôts.	179
Tableau V-7 : Rendement de projection et taux de porosité pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-6.	179
Tableau V-8 : Caractéristiques des particules en vol pour les six conditions CEA.	183
Tableau V-9 : Rendement de projection et taux de porosité pour les six conditions CEA... ..	183
Tableau V-10 : Caractéristiques des quatre conditions dans une tuyère Ø 9 mm neuve pour étudier l'influence de l'usure des électrodes sur les microstructures des dépôts.	186
Tableau V-11 : Rendement de projection et taux de porosité pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-10 avec des tuyères Ø 9 mm neuve et usée.	187
Tableau V-12 : Comparaison de la tension d'arc moyenne, des pertes thermiques, du rendement thermique et de l'enthalpie massique pour des électrodes neuves et des électrodes usées. Données issues du système de contrôle MultiCoat.	189

Introduction générale

Depuis plusieurs décennies, le développement de matériaux aux propriétés spécifiques fait l'objet de nombreuses études. Les propriétés recherchées peuvent être, par exemple, une résistance aux hautes températures, une résistance à l'usure ou encore une dureté élevée. Les céramiques sont généralement utilisées du fait de leur bonnes propriétés mécaniques et de leur inertie chimique, notamment sous forme de revêtement. Une des techniques permettant la réalisation de revêtements céramiques est la projection thermique.

La projection thermique consiste à faire fondre un matériau à l'aide d'une source de chaleur et à le projeter sur une surface à revêtir sur laquelle il va se refroidir, se solidifier et former un revêtement. Différentes sources de chaleur peuvent être utilisées : une flamme, un arc électrique ou encore un plasma. Dans le dernier cas, le plasma est généré avec une torche, appelée torche à plasma d'arc non transféré. En effet, un arc électrique est amorcé entre deux électrodes, et c'est la dissipation de son énergie par effet Joule qui va permettre de chauffer le gaz plasmagène préalablement injecté dans la torche, conduisant à sa ionisation.

La projection plasma est un procédé largement utilisé pour la réalisation de dépôts épais (jusqu'à quelques millimètres) pour protéger la surface d'une pièce ou améliorer ses propriétés. Les applications industrielles de la projection plasma sont nombreuses, notamment dans les secteurs de l'aéronautique, des turbines à gaz, de l'automobile ou encore du biomédical [1]. Cela s'explique par la grande versatilité du procédé en termes de matériaux pouvant être projetés (y compris des matériaux réfractaires comme les céramiques), par des flux de projection élevés (jusqu'à quelques dizaines de kilogrammes par heure) et par sa simplicité d'utilisation [2, 3].

Les torches à plasma utilisées depuis les années 1950, dites « conventionnelles », sont dotées d'une cathode et d'une anode-tuyère entre lesquelles l'arc électrique va se former. La particularité de ce type de torche est d'avoir une grande surface anodique sur laquelle l'arc électrique peut s'accrocher. Cette liberté d'accrochage conduit à des fluctuations de l'arc électrique qui se traduisent par une instabilité du jet de plasma. Un traitement inhomogène des particules est alors observé, pouvant affecter les propriétés du dépôt.

La réalisation de dépôts de meilleure qualité, la réduction des coûts et la reproductibilité du procédé sont des enjeux industriels importants qui ont motivé le développement de torches à plasma plus stables, et plus puissantes. Ces torches sont appelées torches plasma à anode segmentée et diffèrent des torches conventionnelles par leur géométrie. Un élément électriquement isolant est placé entre les électrodes, permettant d'allonger l'arc électrique et de

le stabiliser. Un premier modèle de ce type de torche a été commercialisé par Sulzer dès la fin des années 1960 (torche APG). Aujourd'hui, plusieurs modèles de torches à anode segmentée sont disponibles, comme la SinplexPro™ d'Oerlikon Metco. Cette torche est une évolution directe de la torche F4 (Oerlikon Metco), torche conventionnelle largement répandue.

Progressivement, les torches segmentées remplacent les torches conventionnelles. Par exemple, le CEA Le Ripault s'est doté de torches SinplexPro™ dans son parc technologique. Il s'agit en revanche d'un outil encore peu connu : il n'y a que peu d'études sur le comportement et sur le potentiel de ce type de torche.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent ces travaux de thèse, issus d'une collaboration de longue date entre le CEA Le Ripault et l'IRCER dans le cadre du Laboratoire de Recherche Correspondant ELECTRA (Élaboration de Céramiques Techniques et Revêtements pour Applications en température).

Les objectifs de la thèse se décomposent en deux volets principaux. Le premier est consacré à la compréhension du comportement de la torche segmentée SinplexPro™. L'objectif est alors de déterminer l'influence des paramètres opératoires sur les grandeurs caractéristiques de la torche et sur le comportement de l'arc électrique, à la fois dans son périmètre de fonctionnement et aux limites définies par le constructeur. L'évolution des propriétés du jet de plasma avec les différents paramètres opératoires est également un élément clé qui sera étudié. Le deuxième volet porte sur l'étude des particules en vol et à la réalisation de dépôts de zircone yttrée. Les objectifs de ce deuxième volet sont alors d'évaluer le potentiel de la torche quant à l'obtention de microstructures variées (en termes de porosité notamment), et de corrélérer les microstructures obtenues avec les différents modes de fonctionnement de la torche et les propriétés du jet de plasma identifiés dans le premier volet.

Le premier chapitre de ce manuscrit présente une revue bibliographique sur les torches à plasma d'arc non transféré et leur fonctionnement. Une attention particulière a été portée à l'étude des torches à plasma d'arc conventionnelles. L'influence des paramètres opératoires sur les grandeurs caractéristiques du comportement de la torche (tension d'arc, rendement thermique, enthalpie massique) est présentée. L'influence de la dynamique de l'arc électrique sur les caractéristiques des particules injectées et sur les propriétés des dépôts est ensuite discutée. La dernière partie présente des résultats numériques sur l'étude d'une torche à plasma d'arc segmentée ainsi qu'une comparaison expérimentale des deux types de torche (conventionnelle et segmentée).

Pour étudier le comportement de la torche SinplexProTM, de nombreux outils de diagnostic ont été mis en place. Le deuxième chapitre porte sur la description de ces différents outils et débute par une présentation de la torche segmentée. Les dispositifs expérimentaux pour étudier le comportement statique et la dynamique de l'arc électrique dans la torche sont ensuite décrits. Enfin, l'injection de poudre de zircone yttrée dans le jet de plasma est considérée, avec une présentation de la poudre d'étude, du dispositif SprayWatch pour déterminer les caractéristiques des particules en vol, et une description de la méthode d'élaboration des dépôts. Les techniques de caractérisation de la poudre et des dépôts sont également reportées. La dernière partie de ce chapitre présente la démarche et les conditions de projection étudiées.

Le troisième chapitre est dédié à la présentation des résultats sur l'étude du comportement de la torche SinplexProTM. L'influence des paramètres opératoires, comme la nature du gaz plasmagène, le diamètre de tuyère et l'intensité du courant d'arc, sur la dynamique de l'arc électrique et les bilans thermiques sera discutée. Des pistes sur l'érosion de la tuyère sont également apportés.

Le quatrième chapitre porte sur les propriétés du jet de plasma. Dans un premier temps, l'influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet est étudiée. Des profils de température en sortie de tuyère sont ensuite présentés pour trois compositions plasmagènes et deux diamètres de tuyère. Enfin, la longueur de la zone chaude, correspondant à la zone de traitement des particules, a été mesurée pour un grand nombre de conditions opératoires.

Le cinquième et dernier chapitre de la thèse est consacré à l'injection de particules dans le jet de plasma. Après avoir caractérisé la poudre de zircone yttrée, les premiers résultats portent sur le diagnostic des particules en vol à travers l'influence de la nature du gaz et du diamètre de tuyère. Cette étude va permettre de sélectionner des conditions opératoires pour la réalisation de dépôts. L'évolution des propriétés des dépôts avec l'état thermocinétique des particules, la nature du gaz, le diamètre de tuyère et l'usure des électrodes va alors être étudiée. Enfin, le chapitre se termine par une discussion dont l'objectif est de corrélérer les microstructures au comportement de la torche étudié dans les chapitres précédents.

Le manuscrit se termine par une conclusion générale et présente les perspectives de travail.

Chapitre I : Torches à plasma d'arc non transféré : revue bibliographique

I.1. Introduction

L'état plasma est communément appelé le quatrième état de la matière. Il est obtenu en portant un gaz à très haute température de manière à l'ioniser partiellement ou totalement, et est électriquement neutre. Il est constitué de particules neutres comme des atomes, des molécules, des radicaux libres et des ions dans leur état fondamental ou excité, et également d'électrons et de photons. Les ions et les particules neutres constituent les éléments dits « lourds » du plasma du fait de leur masse plus importante que celle d'un électron. En effet, le rapport m_H/m_e de la masse de l'hydrogène (atome le plus léger du tableau périodique) sur la masse d'un électron est de 1 836.

Pour qu'un tel milieu puisse être à l'équilibre thermodynamique à pression donnée, il doit pouvoir être caractérisé par une seule température pour tous les degrés de liberté des espèces qui le composent. De plus, quatre lois doivent être vérifiées : la loi de Planck qui décrit la distribution spectrale du rayonnement, la loi de Maxwell-Boltzmann pour la répartition statistique des vitesses des particules, la loi de Boltzmann pour la répartition des populations sur les états excités et des lois d'équilibre chimique comme celle de Saha qui régit l'équilibre d'ionisation. Si ces quatre lois sont vérifiées pour une température unique, on parle alors d'équilibre thermodynamique complet [4, 5]. Cependant, le rayonnement émis n'étant pas complètement réabsorbé, les mécanismes radiatifs participent de manière incomplète au maintien de l'équilibre. On a alors affaire à un plasma optiquement mince, pour lequel la loi de Planck ne peut plus être appliquée. Un état d'équilibre peut néanmoins être restauré si les collisions sont suffisamment nombreuses. En effet, pour des densités électroniques supérieures à 10^{22} m^{-3} , les collisions électroniques prennent le dessus sur les phénomènes radiatifs. Un équilibre thermodynamique en chaque point du plasma est alors établi, appelé Équilibre Thermodynamique Local (ETL). Les plasmas thermiques appartiennent à la famille des plasmas froids et vérifient, au moins dans leur volume, les conditions de l'ETL en raison d'une forte densité électronique dans une décharge proche de la pression atmosphérique.

Par conséquent, du fait de leur très haute densité d'énergie, les applications liées aux plasmas thermiques sont nombreuses (projection thermique, découpage, soudage, traitement de déchet, etc.) [6]. Un plasma thermique peut être généré par couplage inductif (plasma radiofréquence RF) ou dans une décharge électrique à courant continu ou alternatif. Dans ce dernier cas, le

plasma est généré suite à la formation d'un arc électrique à fort courant entre deux électrodes. Par exemple, la projection thermique utilisant une torche plasma à courant continu (décharge DC) pour la réalisation de dépôts est largement répandue dans l'industrie. Il s'agit d'un procédé permettant de projeter tous types de matériaux (métaux, alliages métalliques, céramiques et cermets) sur une large gamme de substrats. Cette technologie permet de réaliser des dépôts plus ou moins épais (dizaine de microns à quelques mm) avec des flux de projection élevés, pouvant aller jusqu'à une dizaine de kilogrammes par heure.

Dans la suite de ce chapitre, après avoir rappelé le principe de la projection plasma, un état de l'art sur le comportement des torches à plasma d'arc est proposé. Une attention particulière est ensuite portée sur l'étude de deux types de torche de projection, les torches à plasma conventionnelles et les torches à plasma segmentées.

I.2. Principe de la projection plasma

La projection thermique regroupe un ensemble de procédés de revêtements par voie sèche [7], comme la projection dynamique à froid, la projection flamme et la projection plasma. Le principe consiste à faire fondre un matériau pulvérulent injecté dans une source de chaleur appropriée, qui l'accélère et le projette sur une surface à revêtir (Figure I.1). Après impact, les gouttes formées vont alors se refroidir, se solidifier et former un revêtement à la surface de la pièce. La torche à plasma d'arc est un dispositif de conversion d'énergie électrique en énergies thermique et cinétique, qui génère le jet de plasma projetant le matériau à forte vitesse ($> 100 \text{ m.s}^{-1}$). En projection plasma, les torches à plasma utilisées sont dites à arc soufflé, ou à arc non-transféré, par distinction des torches pour la découpe. L'arc électrique se forme entre une cathode et une anode qui fait partie intégrante du corps de la torche et sert également de tuyère pour éjecter le jet de plasma (Figure I.1). Faite en cuivre et parfois chemisée de tungstène, l'anode a une forme cylindrique et a pour rôle de collecter les électrons émis par la cathode [8].

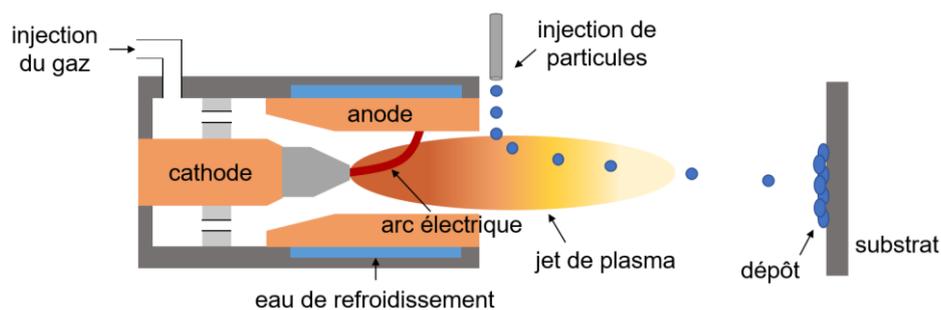


Figure I.1 : Schéma de principe de la projection plasma.

I.2.1. Arc électrique

Dans un arc électrique, la dissipation de son énergie par effet Joule va permettre au gaz plasmagène d'atteindre des températures élevées, aboutissant à la dissociation des espèces et à leur ionisation, formant ainsi un plasma appelé plasma d'arc. Pour maintenir le passage du courant électrique à travers le gaz plasmagène et une température élevée, l'effet Joule est compensé essentiellement par des pertes par convection, par conduction thermique et par rayonnement.

L'arc électrique peut être divisé en trois régions principales, schématisées sur la Figure I.2 : la région cathodique (1), la colonne d'arc (2) et la région anodique (3). La distribution du potentiel électrique le long de l'arc est également représentée sur la Figure I.2 [5].

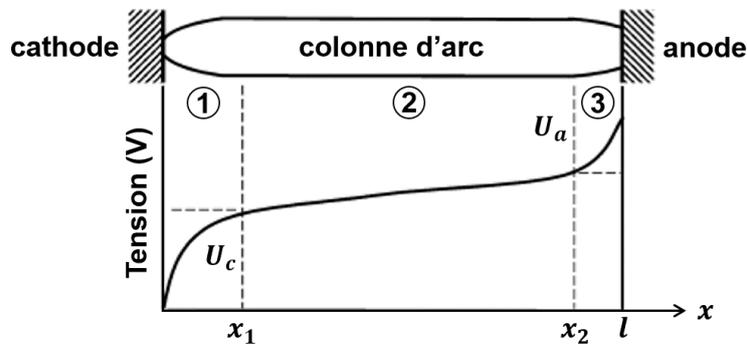


Figure I.2 : Distribution du potentiel électrique le long d'un arc électrique. Adapté de [5].

Des chutes de potentiel importantes sont observées proches des électrodes, appelées chutes cathodiques U_c et anodiques U_a , alors que les gradients de potentiel au sein de la colonne sont relativement faibles. La tension d'arc U_{arc} est alors définie par la relation (I-1)

$$U_{arc} = U_c + \int_{x_1}^{x_2} E(x)dx + U_a \quad (\text{I-1})$$

où E est le champ électrique dans la colonne d'arc (V.m^{-1}) et l sa longueur (m). Les phénomènes liés à chacune de ces régions sont discutés ci-dessous.

I.2.1.1. Phénomènes à la cathode

La cathode est à l'origine de l'émission des électrons par effet thermo-ionique. La pointe de la cathode constitue une région d'attachement du pied d'arc cathodique où la densité de courant j peut être exprimée par la loi de Richardson-Dushman (équation (I-2)) [9] :

$$j = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_c}{k_B T}\right) \quad (\text{I-2})$$

où A est une constante ($A = 6.10^5 \text{ A.m}^{-2}.\text{K}^{-2}$), T la température à la surface de la cathode (K), e la charge de l'électron (C), k_B la constante de Boltzmann (J.K^{-1}) et ϕ_c le potentiel d'extraction des électrons de la cathode (V). La densité de courant peut alors atteindre 10^8 A.m^{-2} et la température à la pointe de la cathode dépasser les 3 500 K [10]. Le matériau usuellement utilisé pour la fabrication de la pointe de la cathode est du tungstène dopé à l'oxyde de thorium ThO_2 , ou plus récemment à l'oxyde de lanthane La_2O_3 (2 % massique) [11]. Le dopant a pour rôle de réduire le potentiel d'extraction des électrons de la cathode (il passe de 4,5 eV pour le tungstène pur à 2,5 eV en présence de ThO_2 et à environ 2,4 eV avec La_2O_3). Il permet également un meilleur amorçage de l'arc électrique et un meilleur usinage du tungstène [11-13]. Pour une même intensité du courant, l'ajout de dopant permet de réduire la température de la pointe de la cathode et de réduire son érosion [14].

L'attachement de l'arc électrique est la principale cause d'érosion des électrodes. Alors que l'émission électronique est un processus qui tend à refroidir la cathode, l'arc électrique la chauffe de quatre façons : par radiation, par convection (plasma), par effet Joule et par bombardement ionique [15]. Les mécanismes de radiation et de convection affectent une large surface de la cathode et sont trop diffus pour entraîner son érosion. Ils sont en général négligés dans la plupart des études sur l'érosion [16]. Les principales sources d'érosion à la cathode sont donc le chauffage par effet Joule et le bombardement ionique. En effet, la présence de gradients thermiques dans la cathode va favoriser la migration du thorium vers la pointe de la cathode, dont la composition chimique change suite à l'évaporation du dopant. L'appauvrissement en dopant de la cathode entraîne une augmentation de la vitesse d'érosion du fait de la fusion du tungstène [17]. La nature de l'attachement du pied d'arc va également avoir une influence sur l'érosion de la cathode. Une importante constriction de l'arc due à la forme conique de la cathode ou à une conductivité thermique élevée du mélange plasmagène va entraîner une érosion plus importante de la cathode, tout comme des intensités du courant d'arc trop élevées. La Figure I.3 illustre l'érosion de la pointe d'une cathode de torche à plasma d'arc [18].



Figure I.3 : Érosion d'une cathode tige de torche à plasma d'arc [18].

I.2.1.2. Colonne d'arc

La colonne d'arc s'étend dans toute la tuyère (Figure I.4) et chauffe par effet Joule le gaz plasmagène qui s'expande thermiquement à pression quasiment constante, pour former un jet à haute vitesse.

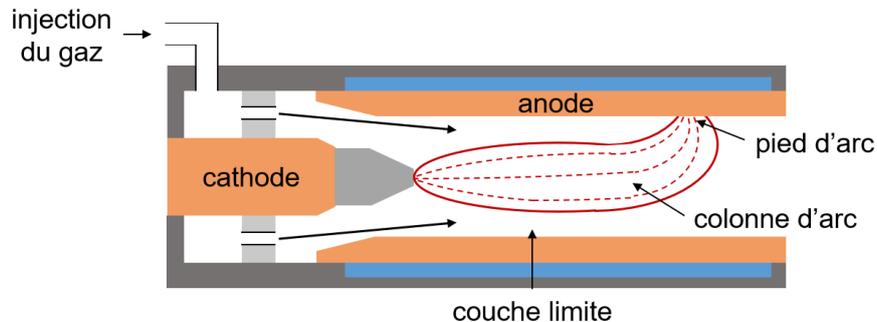


Figure I.4 : Développement de la colonne d'arc dans une torche à plasma.

La colonne d'arc se développe à partir de la pointe de la cathode en raison de l'effet Maecker, qui constrict les lignes de courant par effet magnétique, accélère le plasma par augmentation de la pression locale et pompe le gaz froid environnant lorsque la section du passage du courant d'arc augmente [5]. Dans un modèle d'arc à double couche, la colonne d'arc est caractérisée par une enthalpie critique de conduction (h_c) correspondant à une température critique T_c supérieure à 6 000 K. En effet, la conductivité électrique de l'arc dépend de la densité électronique [19] et son évolution en fonction de la température pour différentes compositions plasmagènes est représentée sur la Figure I.5-A [20]. En dessous de 6 000 K, la conductivité électrique est très faible. La représentation de la conductivité électrique en fonction de l'enthalpie massique, qui représente l'énergie disponible par unité de masse de gaz, met alors en évidence un seuil de conduction pour une enthalpie critique h_c qui correspond à une température T_c [21], telle que $h_c = h(T_c)$ (Figure I.5-B). Ce seuil correspond à la valeur minimale de conduction électrique permettant le passage du courant d'arc. Il définit un rayon d'arc et délimite la couche limite froide à la paroi anodique.

La région dont le rayon est compris entre le rayon d'arc et le rayon de la tuyère constitue une couche limite de gaz froid bornée par la paroi anodique. Son épaisseur dépend du bilan énergétique de la colonne (effet Joule versus pertes thermiques via les propriétés des gaz plasmagènes) et des conditions de refroidissement de l'anode. Ce gainage froid contribue à stabiliser axialement la colonne d'arc, assurant des forces magnétiques centripètes, et à fixer son rayon électrique. Ce dernier va dépendre de plusieurs paramètres, tels que le mode

d'injection du gaz (axial, *swirl*, vortex), la nature et le débit du gaz, l'intensité du courant d'arc et le diamètre de tuyère. Une diminution du rayon électrique correspond à une constriction et est compensée par une augmentation du champ électrique pour assurer la conservation du courant d'arc I , exprimée par l'équation (I-3). En effet, dans cette équation, l'intégrale représente la conductance de la colonne, dont une diminution conduit à une augmentation du champ électrique moyen E :

$$I = E \int_0^{r_{arc}} 2\pi\sigma(r)rdr \quad (I-3)$$

où r est une coordonnée radiale, σ la conductivité électrique ($S.m^{-1}$) et r_{arc} le rayon de l'arc (m). Progressivement, la couche limite froide est chauffée par la colonne d'arc, favorisant le développement d'instabilités au sein de cette couche et donc son réchauffement, jusqu'à atteindre une température suffisante à l'accrochage d'un pied d'arc sur la paroi anodique.

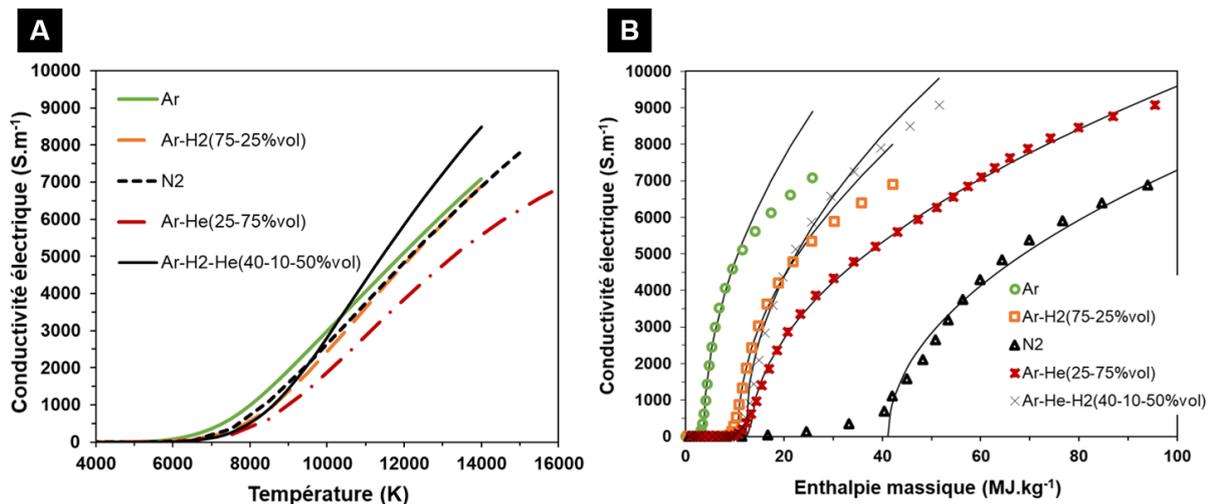


Figure I.5 : Conductivité électrique de différentes compositions plasmagènes en fonction A) de la température et B) de l'enthalpie massique. Adapté de [20].

I.2.1.3. Phénomènes à l'anode

L'attachement de l'arc à l'anode est une zone de transition entre la colonne et le métal de l'anode. Cette région se caractérise par des propriétés du plasma différentes de celles de la colonne d'arc. Par exemple, des gradients thermiques importants existent entre ces deux régions, où la température chute d'un ordre de grandeur (entre 10^4 K et 10^3 K) sur une distance de 1 mm ou moins [22]. C'est une région hors équilibre thermique, où la température électronique doit rester suffisamment élevée pour assurer le passage du courant, tandis que la température des espèces lourdes est plus faible, fixée par le refroidissement de l'anode. L'arc doit traverser la couche limite de gaz froid entre la colonne d'arc et la paroi anodique,

conduisant à une constriction du pied d'arc plus ou moins importante. Il existe deux principaux modes d'attachement de l'arc sur l'anode : diffus ou constricté. Un attachement diffus est caractérisé par une distribution des densités de courant uniforme de l'ordre de 10^6 A.m^{-2} et peut couvrir une large surface de l'anode. Au contraire, un attachement constricté est plus localisé, avec des densités de courant plus élevées (entre 10^7 et 10^9 A.m^{-2}) et une couche limite autour du pied d'arc bien délimitée. La chute anodique est négative pour le mode diffus et positive pour le mode constricté [23]. Des attachements constrictés multiples peuvent également être rencontrés. Plusieurs études [24–26] portent sur ces différents modes d'attachement de l'arc. La formation d'un pied d'arc constricté a été attribuée à une instabilité thermique au niveau de l'anode entre l'effet Joule et le rayonnement du plasma par F. G. Baksht et al. [24]. Des travaux ont également étudié la transition d'un attachement diffus à un attachement constricté dans le cas d'un arc transféré (Figure I.6-A) [23, 27]. Les auteurs ont montré que pour une intensité de courant d'arc de 100 A, une diminution du débit de gaz plasmagène conduisait à un affaiblissement du jet anodique et donc à la constriction du pied d'arc (Figure I.6-B). Cette transition d'un attachement diffus à un attachement constricté est suivie d'une augmentation de la tension d'arc, due à l'augmentation de la résistance électrique de la couche proche de l'anode.

L'origine des attachements multiples de l'arc électrique sur l'anode a également été investiguée par G. Yang et J. Heberlein [23]. L'association de deux mécanismes semble nécessaire à l'apparition de pieds d'arc multiples. Le premier concerne les fluctuations du plasma qui induisent des fluctuations importantes de la température des électrons. À la paroi anodique, une augmentation de la température des électrons va créer des canaux caractérisés par des conductivités électriques élevées. La densité de courant importante dans ces canaux va entraîner une surchauffe locale de l'anode et initier l'évaporation du métal qui la constitue. Le deuxième mécanisme est le développement de cette évaporation et l'ionisation des atomes de métal qui va alors augmenter localement la concentration des particules chargées, menant ainsi à des densités de courant plus importantes. Des spots supplémentaires d'évaporation de l'anode vont ainsi être créés, favorisant l'apparition de plusieurs pieds d'arc au niveau de ces spots anodiques.

Les anodes sont généralement faites en cuivre, et pour éviter une détérioration trop rapide du métal, un refroidissement important par eau est alors nécessaire. Bien qu'indispensable, ce refroidissement n'est pas suffisant pour évacuer les flux thermiques au niveau de la tache anodique. Un phénomène de déplacement continu du pied d'arc est alors observé, et permet d'expliquer la résistance thermique de l'anode. De fait, l'érosion de l'anode apparaît lorsque le

temps d'accrochage du pied d'arc en un point est supérieur au temps nécessaire pour atteindre la fusion du matériau lorsqu'il est exposé à un flux de chaleur [28].

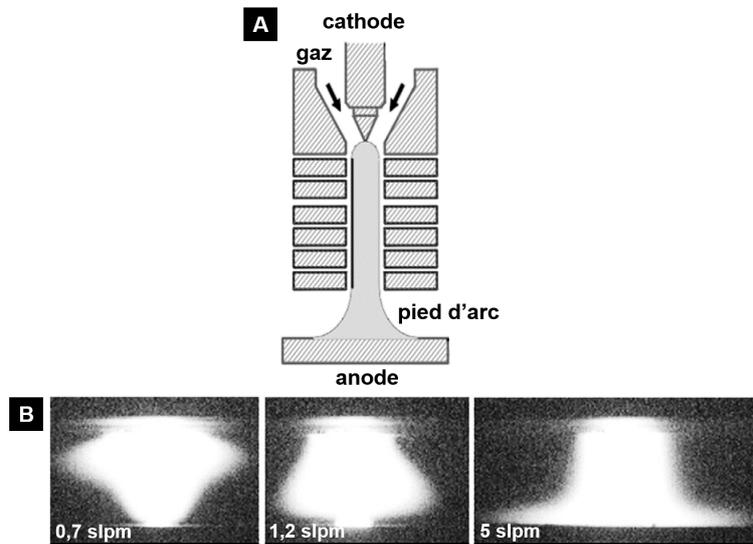


Figure I.6 : A) Schéma du dispositif de formation d'un arc électrique transféré et B) observations du pied d'arc anodique pour différents débits de gaz à 100 A [27].

Le mouvement du pied d'arc est dû aux forces hydrodynamiques du plasma liées à l'écoulement du gaz dans la couche limite froide, et aux forces électromagnétiques créées par le champ magnétique induit \vec{B} par le passage du courant électrique (proportionnelles à $\vec{j} \wedge \vec{B}$) [29]. Ces instabilités au niveau du pied d'arc mais aussi de la colonne vont entraîner des fluctuations de tension décrites dans le paragraphe I.3. Les variations de puissance électrique engendrées conduisent alors à une variation des propriétés du jet de plasma (enthalpie, vitesse, longueur par exemple) et donc à une variation du traitement thermocinétique des particules injectées [2, 3, 29].

Ainsi, dans une torche à plasma d'arc, l'anode a pour rôle 1) de collecter les électrons émis par la cathode, 2) de stabiliser la colonne d'arc, 3) de canaliser l'écoulement plasma, voire parfois de l'accélérer dans le cas des tuyères de Laval [8], et 4) d'absorber les énergies thermiques perdues par la colonne d'arc et aussi celle d'origine électrique cédée par le pied d'arc attaché à la paroi anodique.

I.2.2. Traitement des particules dans le jet de plasma

Le jet de plasma correspond à l'écoulement gazeux en sortie de torche (Figure I.1). La température et la vitesse du jet peuvent être très élevées (respectivement de l'ordre de

10 000 K et 2 000 m.s⁻¹), contrairement à sa masse volumique (environ 30 fois plus faible que le gaz à température ambiante) [30–32]. Les paramètres ayant une influence sur ces caractéristiques sont la nature et le débit du gaz, l'intensité du courant d'arc et le diamètre de la tuyère. Les principaux gaz utilisés comme gaz plasmagènes sont l'argon, l'hydrogène, l'hélium et l'azote. La Figure I.7 représente l'évolution de la conductivité thermique, de l'enthalpie massique et de la viscosité avec la température pour ces quatre gaz.

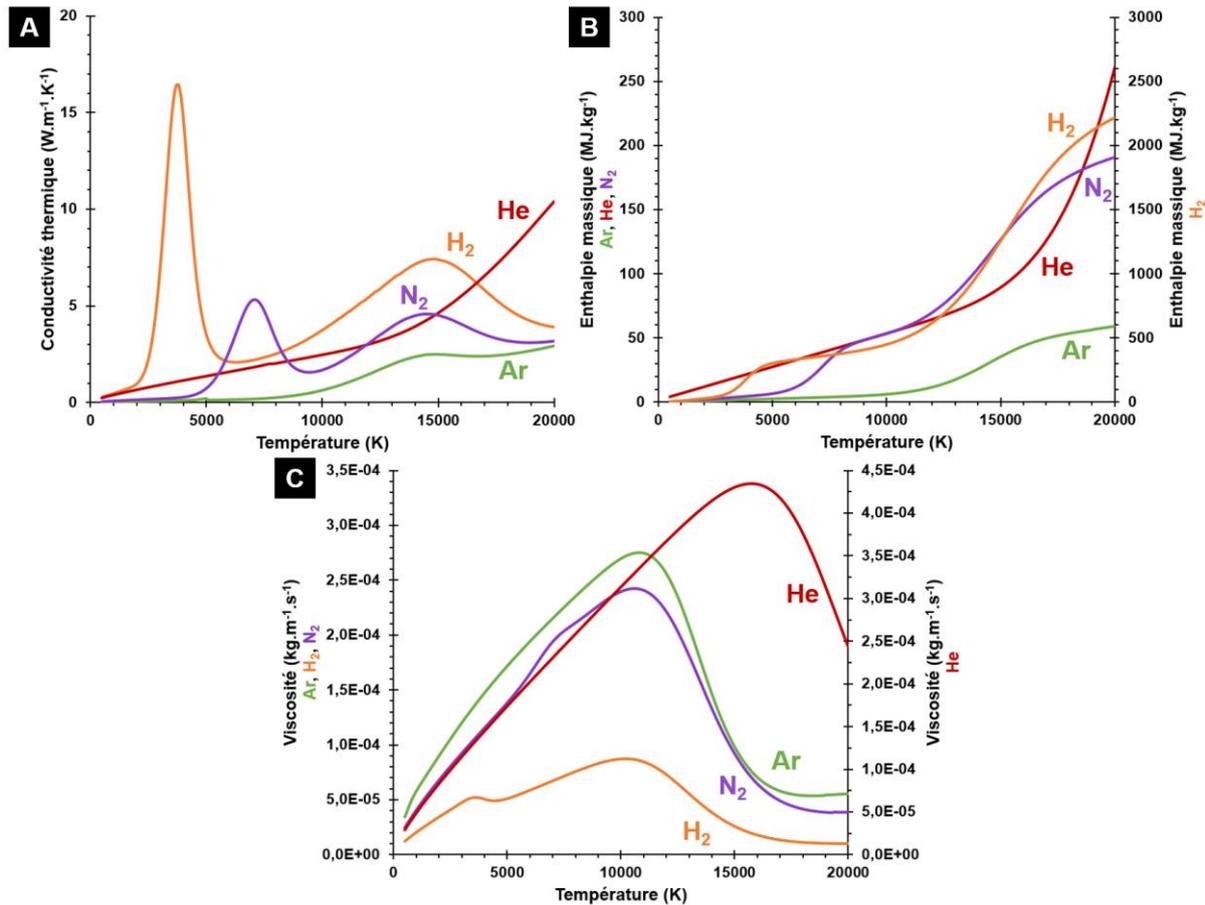


Figure I.7 : Évolution avec la température de A) la conductivité thermique, B) l'enthalpie massique et C) la viscosité de l'argon, l'hydrogène, l'hélium et l'azote. Données issues de [19].

L'évolution de ces propriétés est liée aux réactions de dissociation et d'ionisation des différentes espèces. En effet, les pics de conductivité thermique pour les gaz H₂ et N₂ apparaissent à des températures respectives de 3 500 et 7 000 K (Figure I.7-A), correspondant aux températures de dissociation de ces deux molécules. De la même manière, l'ionisation des atomes Ar et He conduit à une augmentation de la conductivité thermique à partir de 10 000 K pour l'argon et 15 000 K pour l'hélium. Les fortes variations d'enthalpie massique (Figure I.7-B) sont essentiellement dues à ces réactions de dissociation et d'ionisation. Enfin,

la Figure I.7-C montre une chute de la viscosité pour les gaz Ar, H₂ et N₂ à partir de 10 000 K environ et à partir de 17 000 K pour He du fait de l'augmentation du degré d'ionisation du gaz.

En général, des mélanges binaires ou ternaires sont définis à partir de ces gaz. Par exemple, l'hydrogène est fréquemment utilisé comme gaz secondaire du fait de sa conductivité thermique et son enthalpie massique élevées, et l'hélium permet d'obtenir un mélange plus visqueux à haute température, ce qui retarde le mélange du jet de plasma avec l'air ambiant. En effet, en sortant de la tuyère, le jet de plasma pénètre dans l'air environnant qui est à température ambiante, au repos et dont la densité est élevée par rapport au gaz ionisé. Des phénomènes d'engouffrement de l'air dans l'écoulement, causés par la turbulence et les fluctuations d'accrochage du pied d'arc dans la torche, vont alors avoir lieu du fait des propriétés très différentes de ces deux milieux, entraînant le refroidissement et le ralentissement du jet de plasma. Les propriétés du jet de plasma ainsi formé vont être déterminantes dans le traitement thermocinétique des particules injectées.

I.2.2.1. Injection des particules

La trajectoire des particules dans le jet de plasma est un paramètre qu'il faut contrôler pour s'assurer que l'accélération et l'état de fusion des particules soient suffisants lorsqu'elles impactent le substrat. Cette trajectoire dépend des caractéristiques du jet de plasma (enthalpie massique, quantité de mouvement), de la masse volumique de la poudre et de sa distribution en taille, et également des conditions d'injection de la poudre (position de l'injection et débit du gaz porteur) [33]. Ces paramètres vont également avoir une influence sur les transferts de quantité de mouvement et de chaleur entre les particules et le jet de plasma.

Différentes positions d'injection de la poudre sont possibles (Figure I.8). L'injection peut être radiale ou axiale, et dans le cas d'une injection radiale, elle peut se faire en sortie ou à l'intérieur de la tuyère (externe ou interne). Il est également possible d'injecter la poudre en sortie de tuyère avec un certain angle. S'il est orienté vers l'amont par rapport à une injection perpendiculaire à l'axe de la torche, le temps de séjour des particules dans le jet sera plus grand (utilisé pour les matériaux réfractaires à haut point de fusion). Au contraire, une injection avec un angle orienté vers l'aval du jet de plasma va permettre de protéger les particules d'une vaporisation trop importante [34].

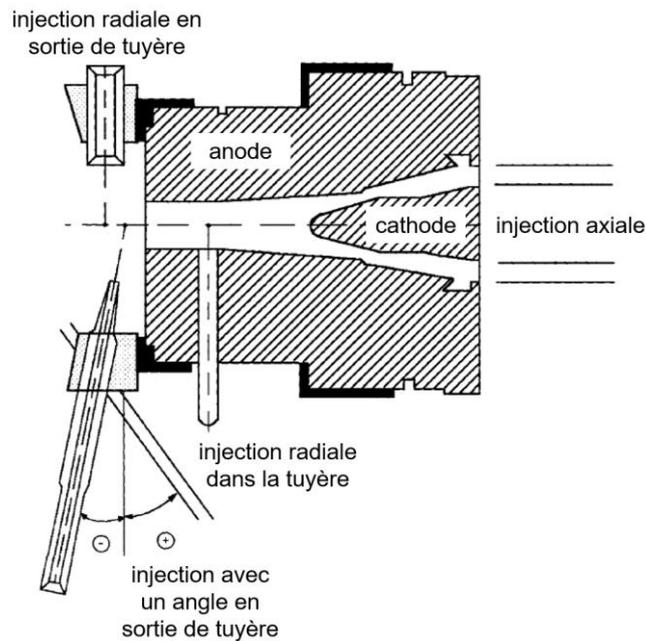


Figure I.8 : Différentes positions d'injection de la poudre dans le jet de plasma. Adapté de [34].

D'une manière générale, les poudres utilisées pour la projection plasma ont une granulométrie comprise entre 5 et 100 μm . Elles sont entraînées vers le plasma à l'aide d'un gaz porteur (généralement de l'argon) qui a pour rôle de leur transmettre une quantité de mouvement suffisante pour pénétrer dans l'écoulement du jet de plasma. L'ajustement du débit du gaz porteur est donc un paramètre important, tout comme le diamètre de l'injecteur et sa position pour une introduction adaptée des poudres dans le jet. Le diamètre ne doit pas être trop important afin de limiter la dispersion de la poudre dans le jet (entre 1,2 et 2 mm) [35]. Ces trois paramètres doivent être choisis judicieusement pour obtenir une trajectoire des particules optimale, correspondant à un angle de déviation de $3,5^\circ$ entre la trajectoire des particules et l'axe de la torche [36, 37] (Figure I.9).

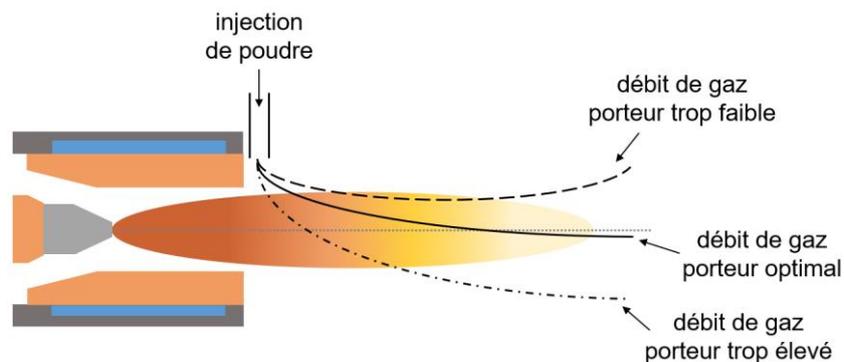


Figure I.9 : Différentes trajectoires pouvant être obtenues lors de l'injection de la poudre. Adapté de [36].

Pour un même débit de gaz porteur, la trajectoire des particules va aussi dépendre de la granulométrie de la poudre. Il est en général ajusté à la taille moyenne des particules, mais dans le cas d'une distribution granulométrique trop large, les particules les plus grosses auront tendance à traverser le jet de plasma et les particules les plus fines auront des difficultés à y pénétrer [38].

I.2.2.2. Interactions plasma-particules

Une fois injectées dans le plasma, les particules vont y être accélérées et traitées thermiquement. Les transferts de chaleur par conduction, convection et rayonnement interviennent dans la couche limite thermique autour des particules, qui est caractérisée par un fort gradient thermique allant de 3 000 K à 10 000 K [38-40]. Le transfert de quantité de chaleur Q à une particule s'exprime par l'équation (I-4) [41]:

$$Q = h\pi d^2(T_g - T_p) - \varepsilon\sigma\pi d^2(T_p^4 - T_a^4) \quad (\text{I-4})$$

où h est le coefficient de transfert thermique ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$), d le diamètre de la particule (m), T_g , T_p et T_a sont respectivement les températures du gaz plasmagène, de surface de la particule et ambiante (K), ε l'émissivité de la particule et σ la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut $5,7\cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{K}^{-4}\cdot\text{m}^{-2}$.

W. Zhang et S. Sampath [42] ont alors défini un nombre adimensionnel MI (*melting index* ou indice de fusion) pour décrire l'état de fusion d'une particule comme le rapport du temps de séjour de la particule dans le jet de plasma $\Delta t_{\text{séjour}}$ et du temps nécessaire à la fusion totale de la particule Δt_{fusion} . Ce nombre adimensionnel est défini par l'équation (I-5) :

$$MI = \frac{\Delta t_{\text{séjour}}}{\Delta t_{\text{fusion}}} = \frac{24k}{\rho h_f} \frac{1}{1+4/Bi} \frac{(T_g - T_f)\Delta t_{\text{séjour}}}{d^2} \quad (\text{I-5})$$

où k est la conductivité thermique de la particule ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), ρ la masse volumique du matériau à l'état liquide ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), h_f l'enthalpie de fusion ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$), T_f la température de fusion du matériau (K) et Bi le nombre de Biot.

Cette relation montre que plus le diamètre de la particule est petit et plus son temps de séjour dans le plasma est long, plus l'indice de fusion MI sera important. Des températures du plasma élevées par rapport à la température de fusion du matériau vont également favoriser un indice de fusion élevé.

Le nombre de Biot Bi permet de comparer les transferts thermiques internes par conduction et externes par convection d'une particule et de déterminer si les gradients thermiques au sein de la particule sont négligeables ou non. Il est donné par la formule (I-6) :

$$Bi = \frac{\bar{k}}{k} \quad (\text{I-6})$$

où \bar{k} est la conductivité thermique moyenne du plasma ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Lorsque $Bi < 0,01$, les gradients thermiques au sein de la particule sont négligeables et la particule est chauffée uniformément. En revanche, si $Bi > 0,01$, il faut prendre en compte les gradients thermiques internes à la particule qui peuvent entraîner un échauffement excessif de la particule et son évaporation en surface. Les vapeurs vont refroidir le plasma et altérer le transfert thermique plasma-particules [9, 43]. Notons enfin que l'indice de fusion augmente avec la conductivité thermique du gaz plasmagène.

L'accélération des particules dans l'écoulement est essentiellement due à la force de trainée. Cette accélération dv/dt est donnée par la relation (I-7) [9] :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{18\mu_g}{\rho d^2} (v_g - v) \quad (\text{I-7})$$

où μ_g et v_g sont respectivement la viscosité ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et la vitesse du gaz plasmagène (m.s^{-1}) et ρ , d et v sont la masse volumique (kg.m^{-3}), le diamètre (m) et la vitesse (m.s^{-1}) de la particule. Il apparaît alors qu'une diminution de la masse volumique de la particule et de son diamètre va permettre une meilleure accélération dans le jet de plasma, tout comme une augmentation de la viscosité du plasma et de sa vitesse. Cette relation montre également que les particules seront accélérées de manière plus efficace si elles sont de petite taille et si leur trajectoire est proche du cœur du plasma, là où sa vitesse est maximale.

Ainsi, de nombreux facteurs peuvent conduire à une fusion partielle des particules en vol : dispersion des trajectoires des particules dans le jet plasma, distribution granulométrique, propriétés thermiques du matériau projeté, auxquels s'ajoute la distance de tir. En effet, elle doit être choisie de manière à éviter un refroidissement important de la particule et une diminution de sa vitesse avant l'impact, mais elle ne doit pas être trop faible afin de limiter une surchauffe du substrat.

I.2.3. Construction des dépôts

Après avoir été fondues et accélérées par le jet de plasma, les particules vont impacter le substrat, s'y étaler, se refroidir et enfin se resolidifier. La goutte est ainsi transformée en lamelle, élément constitutif d'un dépôt plasma. Ces phénomènes se déroulent sur un temps très court, environ 1 à 2 μs pour l'étalement et 0,5 à 10 μs pour le refroidissement et la solidification [44].

Lors de l'impact et en fonction de sa température et de sa vitesse, la particule peut, soit rebondir, soit se déformer et s'étaler avec ou sans éclaboussure. Un nombre adimensionnel permet de déterminer quel phénomène se produit préférentiellement, appelé critère de Sommerfeld K [45, 46].

La température du substrat va avoir une influence importante sur l'étalement de la particule. En particulier, L. Bianchi [47] a montré que pour des particules ayant le même état thermocinétique, la morphologie de la lamelle obtenue après impact pouvait être très différente en fonction de la température du substrat. Si cette température n'est pas assez élevée, la particule va se « déchirer » (Figure I.10-A). En revanche, si le substrat est chauffé à une température dite de transition du couple substrat/particule, la particule va s'étaler presque parfaitement sur le substrat et former un disque (Figure I.10-B).

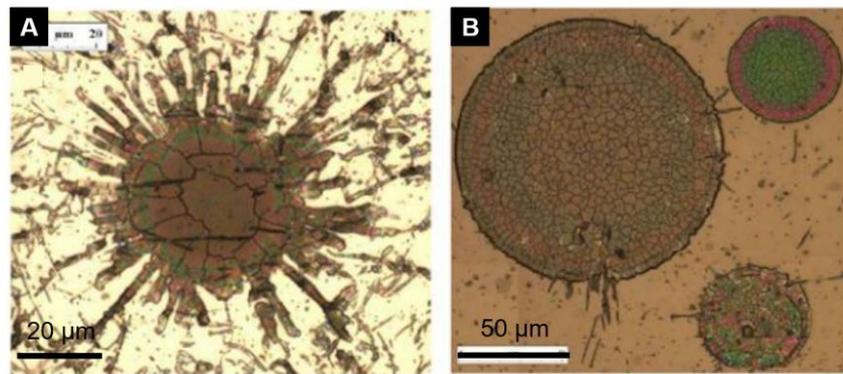


Figure I.10 : Influence de la température de préchauffage du substrat sur l'étalement d'une particule de zircone ytriée sur un substrat Haynes 230 A) à 200 °C et B) à 400 °C [47].

La rugosité de surface du substrat aura également une influence sur l'étalement de la particule et donc sur l'adhérence du dépôt [48]. Il a été montré qu'une augmentation de la rugosité de surface moyenne R_a de 1,3 à 4,8 μm conduisait à une augmentation de l'adhérence du dépôt au substrat de 500 à 580 $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$ [49].

Une fois les premières lamelles formées sur le substrat, d'autres particules vont venir les recouvrir et un dépôt sera ainsi obtenu par empilement de lamelles.

Différentes familles de matériaux peuvent alors être projetées par plasma en fonction de l'application désirée du dépôt : métaux, alliages métalliques et cermets. Les céramiques sont également largement utilisées, en particulier les oxydes métalliques. Par exemple, des dépôts d'alumine Al_2O_3 sont réalisés pour des applications telles que la résistance à l'usure abrasive ou la résistance à l'oxydation [9, 50–53].

Une des applications principales de la projection thermique est la réalisation de barrières thermiques, afin de protéger thermiquement les pièces revêtues dans les turbines à gaz [54, 55]. La zircone est alors très utilisée du fait de sa faible conductivité thermique ($< 1,5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et son excellente résistance aux chocs thermiques [9, 56–60]. La zircone est souvent dopée par un autre oxyde (Y_2O_3 par exemple) pour éviter les transformations de phase avec la température. Un exemple type de microstructure lamellaire obtenu avec une poudre de zircone yttriée est présenté sur la Figure I.11 [59]. Les microstructures des dépôts sont alors caractérisées, entre autres, par leur taux de porosité, par la présence ou non de particules infondues et de fissures ou encore par la qualité des contacts entre les lamelles.

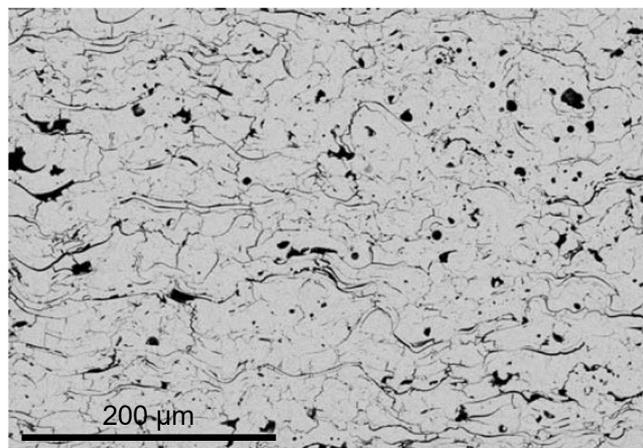


Figure I.11 : Microstructure d'un dépôt de zircone yttriée réalisée avec un mélange $\text{N}_2\text{-H}_2$ [59].

Ainsi, une présentation générale de la projection plasma et du fonctionnement des torches à plasma d'arc a été faite. Dans la partie suivante, une étude plus approfondie des différents types de torches et de leur comportement est proposée.

I.3. Types de torche de projection

Les torches à plasma usuellement utilisées dans l'industrie sont constituées d'une cathode cylindrique pointue en tungstène dopé et d'une anode cylindrique en cuivre. Ce type de torche est communément appelé « torche à plasma conventionnelle », dans laquelle la longueur de l'arc s'auto-ajuste sous l'effet de l'injection du gaz (*self-setting arc length* en anglais [61]), ce qui peut induire des variations de la tension d'arc.

Les enjeux sociétaux et la croissance du marché des revêtements ont poussé les constructeurs à développer des torches à plasma plus stables, plus puissantes pour augmenter les débits de matière, avec des meilleurs rendements et permettant de réaliser des dépôts de meilleure qualité.

Cela passe notamment par des rendements thermiques de torche et de dépôts plus élevés, la possibilité d'utiliser des gaz variés (comme des gaz diatomiques) et une érosion moindre des électrodes. Pour cela, des torches à plasma ont été développées industriellement appelées « torches plasma à anode segmentée ». L'objectif est de réduire l'amplitude des fluctuations de tension par rapport à la tension d'arc moyenne, tout en assurant une érosion faible des électrodes et un bon rendement thermique ($> 50\%$). La géométrie de ce type de torche diffère des torches dites conventionnelles pour permettre de fixer la longueur de l'arc, c'est-à-dire de localiser l'attachement du pied d'arc dans une région étroite de la paroi anodique (*fixed arc length* en anglais). Par exemple, un changement brutal du diamètre de la chambre où se développe l'arc, ou encore l'ajout d'un élément électriquement isolant entre les deux électrodes (*electrode insert* en anglais [61]) vont forcer l'accrochage de l'arc électrique sur une zone localisée, lui assurant une meilleure stabilité.

Dans la suite de cette partie, la géométrie et le fonctionnement des torches conventionnelles et des torches segmentées, dont la longueur de l'arc est fixée par l'ajout d'un élément isolant, sont décrits et comparés.

I.3.1. Torches à plasma d'arc conventionnelles

Les torches à plasma conventionnelles, comme les torches F4 ou 3MB commercialisées par Oerlikon Metco, SG-100 par Praxair, ou ProPlasma par Saint-Gobain Coating Solutions, sont caractérisées par une large surface anodique sur laquelle l'arc électrique peut se déplacer (Figure I.12).

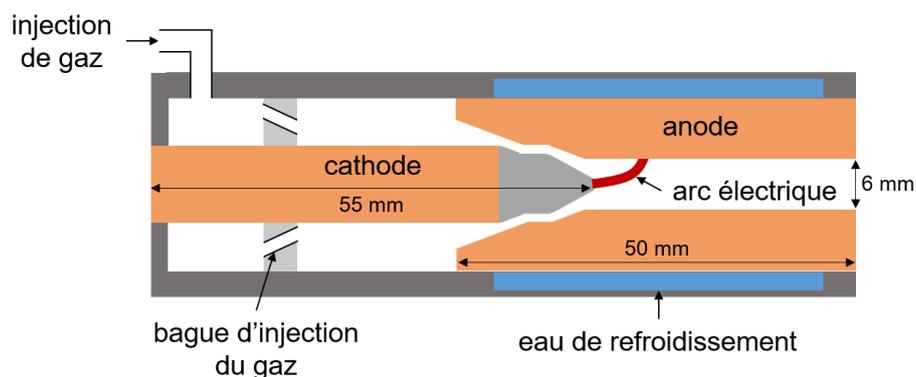


Figure I.12 : Schéma d'une torche F4 équipée d'une tuyère de 6 mm de diamètre.

Ce type de torche a été principalement conçu pour fonctionner avec de l'argon comme gaz primaire, pour une tension d'arc moyenne faible ($< 70\text{ V}$) mais avec des intensités du courant

d'arc élevées (entre 400 et 1 000 A). Les jets de plasma ainsi formés ont une enthalpie massique comprise entre 5 et 35 MJ.kg⁻¹ [30]. En sortie de tuyère, la température du gaz est d'environ 10 000 à 12 000 K et sa vitesse est comprise entre 400 et 2 600 m.s⁻¹ [31, 62].

Ces torches conventionnelles présentent l'avantage d'avoir une grande versatilité en termes de gaz utilisés et de puissance électrique fournie, car la longueur de l'arc peut s'autoajuster. Cette liberté d'accrochage présente cependant des inconvénients, notamment l'instabilité de l'arc électrique qui sera étudiée dans la partie I.3.1.2.1 (page 29).

I.3.1.1. Comportement statique d'une torche à plasma d'arc conventionnelle

Les travaux sur le comportement des torches conventionnelles sont nombreux [10, 63–72]. Cette partie présente un état de l'art de l'évolution des grandeurs caractéristiques de la torche avec différents paramètres de projection. En particulier, les grandeurs étudiées sont la tension d'arc moyenne, l'enthalpie massique moyenne, les pertes thermiques aux électrodes et le rendement thermique de la torche au travers de l'influence de l'intensité du courant, de la nature et du débit de gaz et du diamètre de tuyère. Les expressions du rendement thermique η (%) et de l'enthalpie massique h (J.kg⁻¹) sont données par les équations (I-8) et (I-9) :

$$\eta = 1 - \frac{Q_{loss}}{U_{arc}I} \quad (I-8)$$

$$h = \frac{\eta U_{arc}I}{\dot{m}} \quad (I-9)$$

où Q_{loss} sont les pertes thermiques aux électrodes (W), U_{arc} est la tension d'arc (V), I l'intensité du courant d'arc (A) et \dot{m} est le débit massique total de gaz (kg.s⁻¹). Les pertes thermiques aux électrodes ont différentes origines : les pertes à la cathode Q_{cat} , les pertes par rayonnement Q_r , les pertes conducto-convectives Q_c et les pertes liées à l'attachement de l'arc électrique $U_{elec}I$ à l'anode [73]. Elles peuvent alors s'exprimer suivant l'équation (I-10) :

$$Q_{loss} = Q_{cat} + Q_r + Q_c + U_{elec}I \quad (I-10)$$

avec $U_{elec} = 5k_B T_e / 2e + U_a + W_s / e$. Dans cette dernière relation, le premier terme représente l'enthalpie des électrons cédée à l'anode dans la gaine anodique, le second l'accélération des électrons dans la gaine et le dernier l'énergie cédée par les électrons au moment de la réentrée dans le métal. U_a est la chute anodique (V), W_s est le travail d'extraction du cuivre (kg.m².s⁻²), e la charge de l'électron (C), k_B la constante de Boltzmann et T_e la température des électrons (K).

I.3.1.1.1. Influence de l'intensité du courant d'arc

Les caractéristiques tension-courant ont été étudiées pour trois torches conventionnelles et trois mélanges binaires Ar-H₂ (Figure I.13) [31, 74]. Une décroissance de cette caractéristique est observée pour chacune des conditions, et s'explique par un élargissement de la colonne d'arc. En effet, son rayon électrique r_e est proportionnel à \sqrt{I} [64]. La résistance électrique de l'arc R , définie par l'équation (I-11), diminue alors du fait de l'augmentation de sa section S :

$$R = \frac{\rho L}{S} \quad (\text{I-11})$$

où ρ est la résistivité de l'arc électrique ($\Omega \cdot m$) et L sa longueur moyenne (m). Cette diminution de la résistance de l'arc s'accompagne d'une diminution du champ électrique et donc de la tension d'arc moyenne.

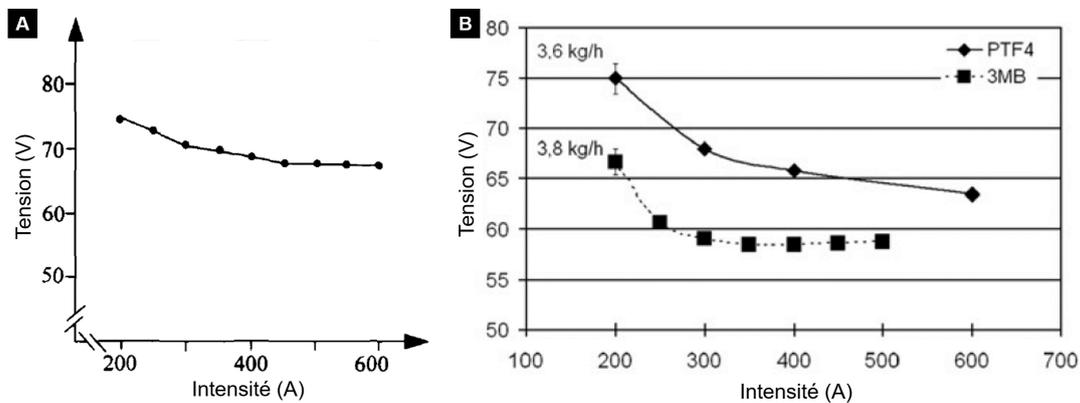


Figure I.13 : Caractéristiques tension-courant obtenues avec A) une torche de laboratoire type F4 pour un mélange Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ et une tuyère de 6 mm (adapté de [31]) et B) une torche F4 pour un mélange Ar-H₂ 33-10 slpm et une torche 3MB pour un mélange Ar-H₂ 35-4,5 slpm (adapté de [74]).

La Figure I.14 montre l'évolution des pertes thermiques aux électrodes et du rendement thermique en fonction de l'intensité du courant. Les graphiques A et C correspondent à un mélange ternaire Ar-H₂-He (40-20-40 vol.%) [64] et les graphiques C et D à un mélange binaire Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ [63].

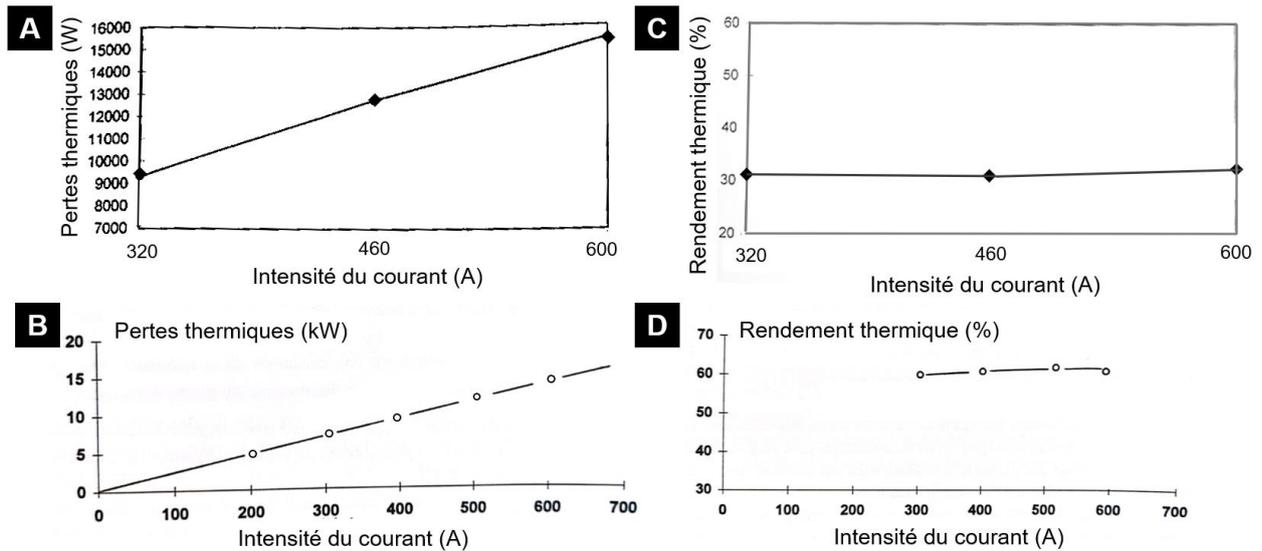


Figure I.14 : Évolution des pertes thermiques aux électrodes et du rendement thermique avec l'intensité du courant pour deux torches conventionnelles de laboratoire avec une tuyère de 6 mm de diamètre pour A) et C) un mélange ternaire Ar-H₂-He (40-20-40 vol.%) (adapté de [64]) et B) et D) un mélange Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ (adapté de [63]).

Ces mesures montrent une augmentation linéaire des pertes thermiques avec l'intensité du courant d'arc. En effet, l'augmentation du rayon de la colonne d'arc, qui résulte de l'augmentation de l'intensité du courant d'arc, entraîne une diminution de l'épaisseur de la couche de gaz froid qui entoure la colonne. De fait, la meilleure conduction thermique proche de la paroi se traduit par une augmentation des pertes thermiques.

Le rendement thermique étant lié aux pertes thermiques (équation (I-8)), on pourrait s'attendre à une chute du rendement avec l'intensité. Cependant, les pertes thermiques plus importantes semblent être compensées par l'augmentation de l'intensité du courant d'arc, ce qui se traduit par une très faible évolution du rendement thermique (Figure I.14-C et D).

À débit massique de gaz plasmagène constant, la prépondérance de l'augmentation de l'intensité du courant d'arc est également observée sur l'évolution de l'enthalpie massique pour deux torches conventionnelles (Figure I.15 [74]), qui dépend du rendement thermique, de la tension d'arc et de l'intensité du courant d'arc (équation (I-9)).

En résumé, dans la gamme de courant et de diamètre de tuyère usuels, une augmentation de l'intensité du courant d'arc se traduit par une diminution de la tension d'arc, mais aussi une augmentation des pertes thermiques et une augmentation de l'enthalpie massique moyenne. Cette dernière caractéristique est souvent recherchée pour augmenter le taux de dépôt et produire des dépôts plus homogènes. Cependant, une intensité du courant d'arc élevée va entraîner une plus grande érosion de l'anode au niveau de l'attachement du pied d'arc [75].

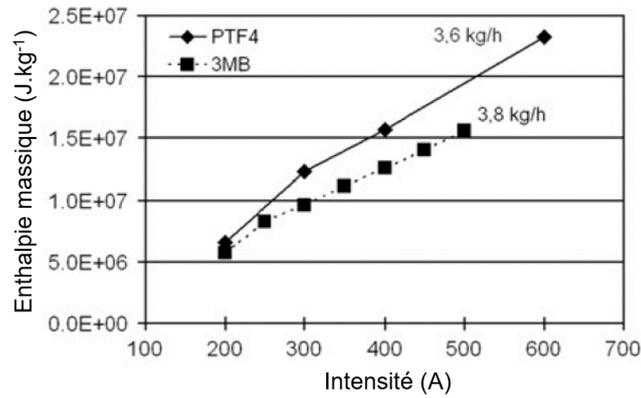


Figure I.15 : Évolution de l'enthalpie massique en fonction de l'intensité du courant d'arc pour les torches PTF4 et 3MB à débit massique de gaz plasmagène constant [74].

I.3.1.1.2. Influence du débit de gaz

L'évolution de la tension d'arc avec le débit total de gaz est présentée sur la Figure I.16 pour des mélanges Ar-H₂ avec trois torches conventionnelles [63, 74].

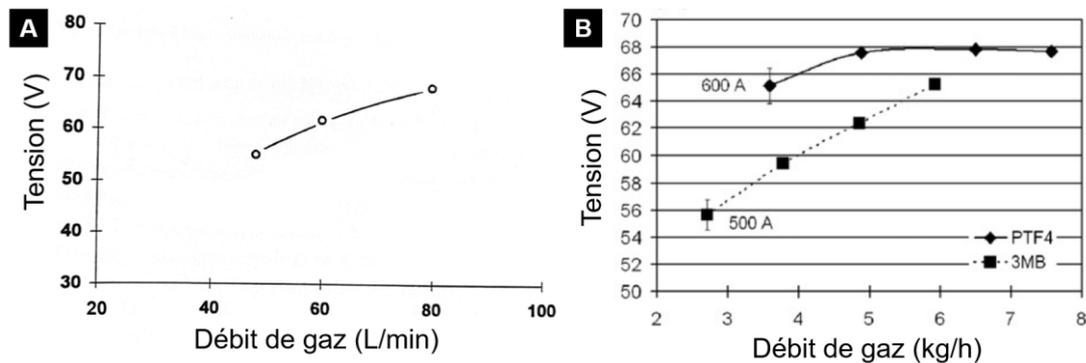


Figure I.16 : Évolution de la tension d'arc moyenne en fonction du débit de gaz pour A) un mélange Ar-H₂ (75-25 vol.%) (adapté de [63]) et B) un mélange Ar-H₂ 77-23 vol.% avec la torche F4 et Ar-H₂ 89-11 vol.% avec la torche 3MB (adapté de [74]).

Les tendances obtenues montrent que la tension d'arc augmente lorsque le débit de gaz augmente. En effet, plus le débit est élevé, plus la quantité de gaz froid qui circule en périphérie de la colonne est importante, entraînant sa constriction. De fait, son rayon électrique diminue, la résistance électrique de l'arc augmente et le champ électrique (et donc la tension) augmente de façon à maintenir la puissance électrique. De plus, un débit de gaz important entraîne une augmentation de la longueur de l'arc par effet de soufflage vers l'aval, et donc une augmentation de la tension d'arc.

La plus grande quantité de gaz froid qui entoure la colonne d'arc va conduire à une légère diminution des pertes thermiques aux électrodes, et donc à une augmentation du rendement thermique de la torche, comme montré sur les Figure I.17-A et Figure I.17-B [63].

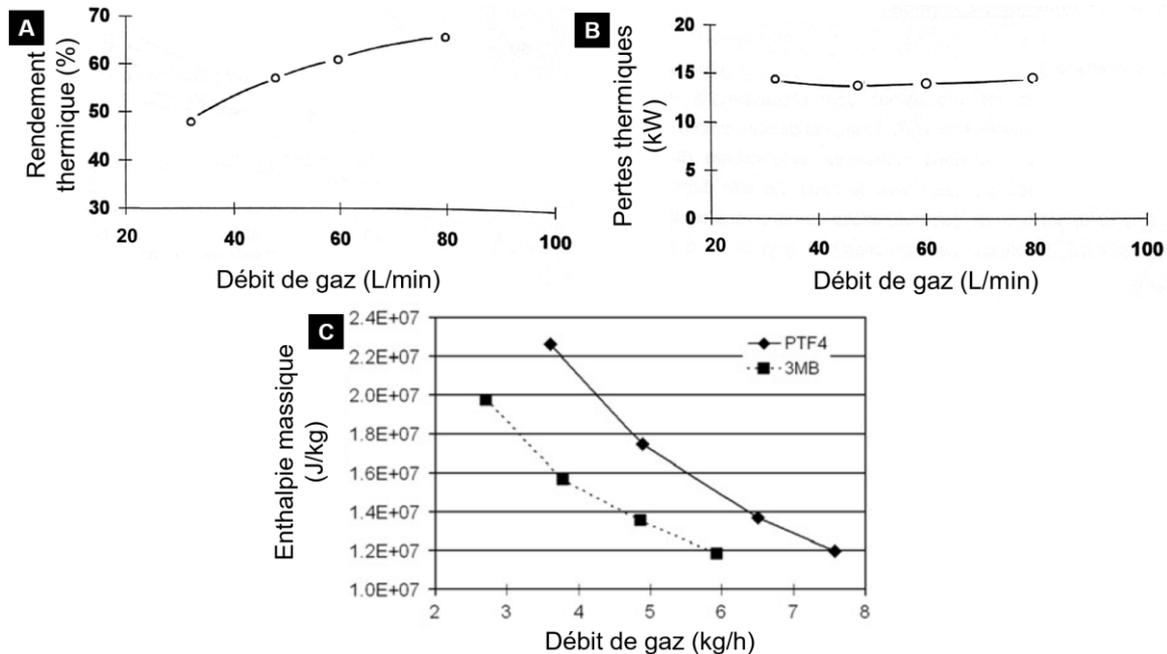


Figure I.17 : Évolution A) du rendement thermique et B) des pertes thermiques pour un mélange Ar-H₂ (75-25 vol.%) (adapté de [63]) et C) de l'enthalpie massique pour une torche F4 avec un mélange Ar-H₂ 33-10 slpm et une torche 3MB avec un mélange Ar-H₂ 35-4,5 slpm (adapté de [74]).

En revanche, bien que le rendement thermique et la tension d'arc augmentent avec le débit de gaz, une chute importante de l'enthalpie massique est observée (Figure I.17-C). En effet, elle est inversement proportionnelle au débit total de gaz (équation (I-9)) et ce paramètre devient alors prépondérant sur le numérateur ηUI .

Finalement, une augmentation du débit total de gaz va entraîner deux phénomènes dans le cas de torches conventionnelles : le pied d'arc va être soumis à des forces hydrodynamiques plus importantes qui vont le forcer à s'attacher plus en aval, augmentant la longueur totale de l'arc, et la couche limite de gaz froid entourant la colonne d'arc va être plus épaisse, entraînant la constriction de la colonne d'arc.

I.3.1.1.3. Influence de la nature des gaz plasmagènes

La nature des gaz va également avoir une influence sur les grandeurs caractéristiques de la torche du fait de leur propriétés thermiques et de transport. Le Tableau I-1 regroupe les valeurs de tension d'arc moyenne, de rendement thermique et de pertes thermiques déterminées par

M.-P. Planche dans ses travaux de thèse [63] pour trois compositions plasmagènes différentes et un débit total de gaz de 32 L.min⁻¹.

Tableau I-1 : Grandeurs caractéristiques d'une torche conventionnelle pour trois compositions plasmagènes [63].

Composition plasma	Tension d'arc moyenne (V)	Rendement thermique (%)	Pertes thermiques (W)
Ar	17,1	16	5 835
Ar-H ₂	47,7	48	9 844
N ₂	64	64	9 295

L'argon se distingue de l'azote et du mélange binaire Ar-H₂ par ses faibles valeurs de tension d'arc moyenne et de rendement thermique. La présence de molécules diatomiques dans le mélange de gaz, et en particulier leur dissociation, va entraîner un pic de conductivité thermique (respectivement vers 3 500 K pour H₂ (Figure I.7-A) et 7 500 K pour N₂). Les échanges thermiques entre le gaz froid environnant et la colonne d'arc sont alors plus importants, conduisant à sa constriction et donc à une augmentation de la tension d'arc. Les pertes conducto-convectives entre le plasma et la paroi anodique sont alors plus importantes, augmentant le flux thermique à la paroi, ce qui explique les pertes thermiques plus élevées pour le mélange Ar-H₂ et le plasma de N₂ (Tableau I-1) que pour l'argon pur.

L'augmentation de la tension d'arc est d'autant plus marquée que le pourcentage de gaz diatomique est important, comme le montre la Figure I.18-A.

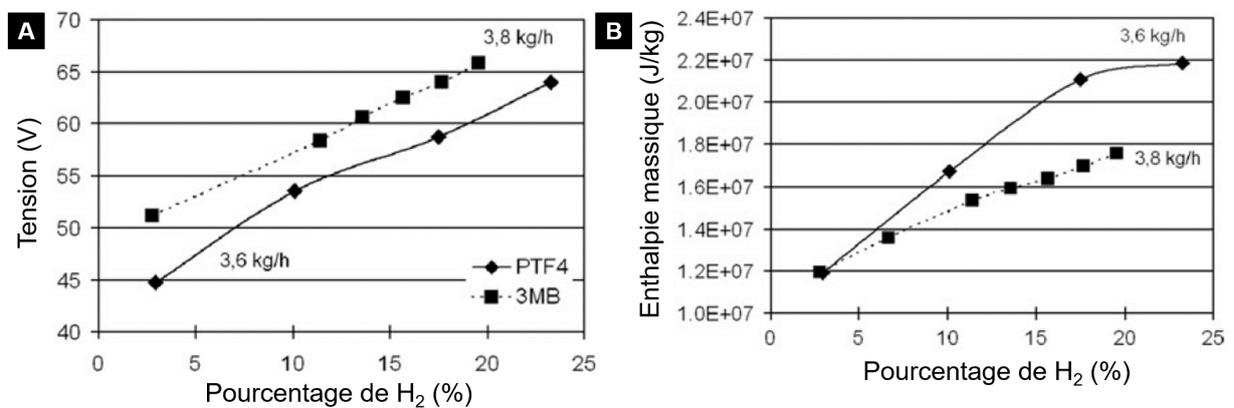


Figure I.18 : Évolution de A) la tension d'arc et B) l'enthalpie massique en fonction du pourcentage d'hydrogène [74].

En effet, avec une torche F4, la tension d'arc moyenne augmente de quasiment 20 V pour un mélange Ar-H₂ dont le pourcentage volumique de H₂ varie entre 3 et 23 %. L'enthalpie massique moyenne suit alors la même évolution que la tension d'arc, les pertes thermiques étant compensées par l'augmentation de la puissance électrique (Figure I.18-B).

S. Janisson [64] a étudié des mélanges ternaires Ar-H₂-He et a montré qu'une augmentation du pourcentage volumique d'hélium conduisait à une augmentation de la tension d'arc moyenne et, dans une moindre mesure, des pertes thermiques à la paroi anodique. Comme expliqué précédemment, ces phénomènes s'expliquent par une constriction de la colonne d'arc du fait de la plus haute conductivité thermique de l'hélium comparée à celle de l'argon (Figure I.7-A). Ces effets sont cependant moins marqués qu'en présence d'hydrogène (Figure I.19) [76], dont la conductivité thermique est plus élevée que celle de l'hélium.

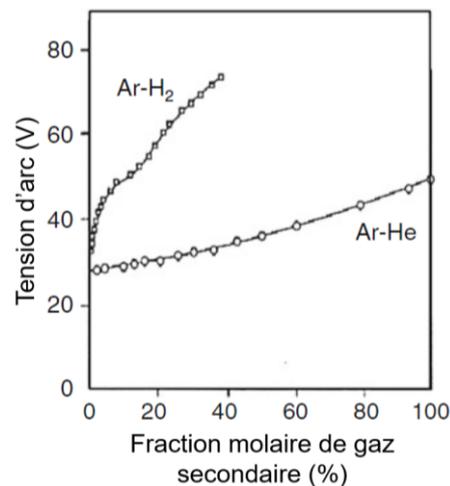


Figure I.19 : Évolution de la tension d'arc pour des mélanges Ar-H₂ et Ar-He en fonction de la fraction molaire de gaz secondaire [76].

I.3.1.1.4. Influence du diamètre de tuyère

Des facteurs géométriques peuvent également avoir une influence sur les grandeurs caractéristiques de la torche, comme le diamètre de la tuyère. La Figure I.20-A montre l'évolution de la tension d'arc en fonction de l'intensité du courant d'arc pour quatre diamètres de tuyère : 6, 7, 8 et 9 mm [63].

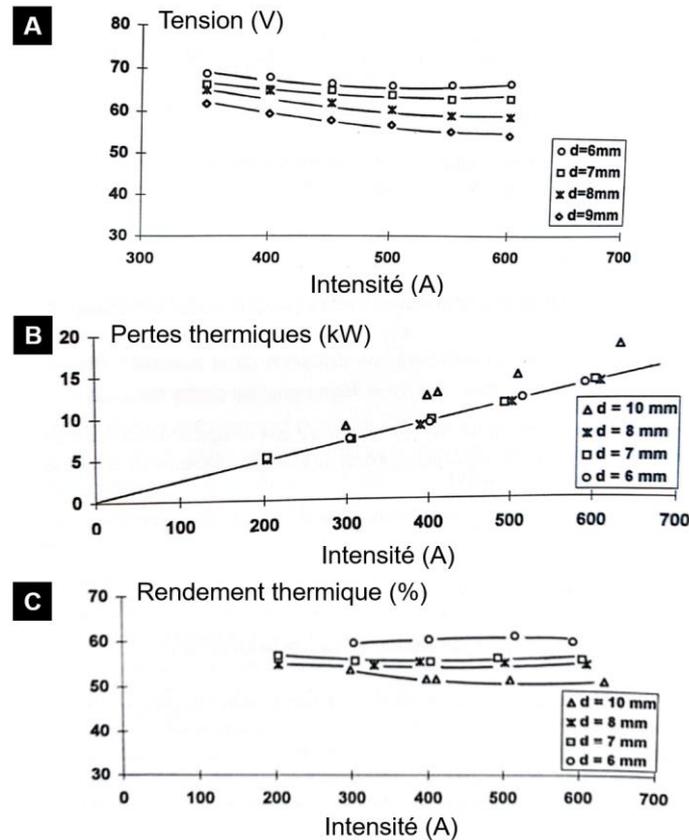


Figure I.20 : Influence du diamètre de tuyère sur A) la tension d'arc moyenne, B) les pertes thermiques et C) le rendement thermique à différentes intensités du courant d'arc pour un mélange Ar-H₂ 45-15 slpm. Adapté de [63].

Pour une même valeur de courant d'arc, la réduction du diamètre de tuyère entraîne une augmentation de la tension d'arc moyenne, qui est due à la constriction de la colonne, cette fois induite par la géométrie de la tuyère, et à l'augmentation des forces hydrodynamiques. En effet, un diamètre de tuyère important permet une meilleure expansion radiale de la colonne d'arc et conduit donc à un rayon électrique plus important. Les données expérimentales ne montrent que très peu d'évolution des pertes thermiques avec le diamètre de tuyère (Figure I.20-B) en raison de deux effets antagonistes : la diminution du diamètre accroît les gradients thermiques mais la surface d'échange d'énergie est réduite. Par conséquent, l'augmentation de la tension d'arc conduit à une augmentation du rendement thermique lorsque le diamètre de tuyère diminue (Figure I.20-C) [63].

Les grandeurs caractéristiques du fonctionnement statique de la torche étudiées dans cette partie sont d'un grand intérêt, notamment pour caractériser l'énergie disponible pour le traitement des particules injectées. Cependant, elles ne sont pas suffisantes pour décrire et comprendre le fonctionnement d'un tel système dynamique du fait du mouvement du pied d'arc à la surface

de l'anode. La partie suivante porte donc sur l'étude de la dynamique de l'arc électrique dans une torche à plasma conventionnelle.

I.3.1.2. Dynamique de l'arc électrique dans une torche à plasma conventionnelle

Étudier la dynamique de l'arc électrique est primordial puisque les phénomènes liés au mouvement du pied d'arc vont directement impacter la stabilité du jet de plasma [77, 78] et également être déterminants dans les processus d'érosion de l'anode [79, 80]. En particulier, l'étude des signaux de tension d'arc a permis d'identifier différents modes de fluctuation de l'arc électrique [81, 82] et sont présentés dans la sous-partie suivante.

I.3.1.2.1. Fluctuations de l'arc électrique

Les instabilités de l'arc électrique peuvent être catégorisées en plusieurs modes : le mode stable, le mode sinusoïdal, le mode de claquage-réamorçage et le mode Helmholtz (respectivement *steady mode*, *take-over mode*, *restrike mode* et *Helmholtz mode* en anglais). Les signaux de tension d'arc associés à ces modes sont représentés sur la Figure I.21 [9].

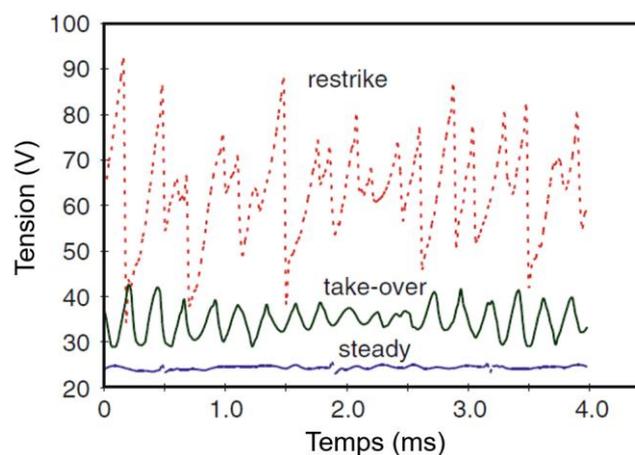


Figure I.21 : Signaux de tension associés aux différents modes de fluctuation de l'arc électrique. Adapté de [9].

Le premier mode (*steady*) correspond à un attachement fixe du pied d'arc, la tension d'arc étant considérée comme constante (les fluctuations de tension d'arc sont négligeables).

Le mode *take-over* correspond à des mouvements de va-et-vient du pied d'arc le long de l'axe de la torche. La variation de la tension d'arc est quasi-sinusoïdale et l'amplitude des fluctuations est plus faible que dans le cas du mode claquage-réamorçage.

Ce dernier est caractérisé par une fluctuation de tension d'arc de grande amplitude par rapport à la tension d'arc moyenne avec des chutes de tension brutales ($< 10 \mu\text{s}$), correspondant au réamorçage du pied d'arc sous l'influence de l'écoulement de gaz. Un nouveau pied d'arc se réamorce sur la paroi par claquage à travers la couche limite froide qui entoure la colonne d'arc. Le signal de tension associé au mode *restrike* est un signal en dents de scie dont certaines caractéristiques sont proposées par M.-P. Planche [63] (Figure I.22).

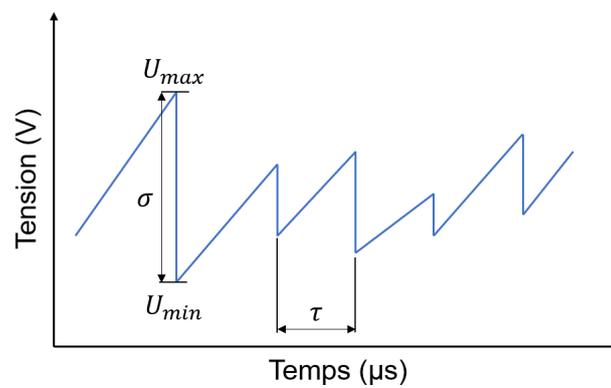


Figure I.22 : Grandeur caractérisant le signal de tension d'arc. Adapté de [63].

La tension U_{min} est la tension d'arc minimale locale correspondant au point de départ d'une rampe de tension, au moment où l'arc s'accroche à la surface anodique. Il s'agit de l'instant où l'arc est le plus court. À l'inverse, U_{max} est la tension d'arc maximale au sommet d'une rampe de tension qui représente l'allongement maximal de l'arc électrique. Cette valeur est suivie d'une chute brutale de la tension dû au claquage et au réamorçage de l'arc. L'amplitude des sauts de tension σ décrit la variation de tension d'arc entre U_{max} et U_{min} au moment d'un claquage, et la durée de vie du pied d'arc τ correspond à l'intervalle de temps qui sépare deux sauts consécutifs. Deux types de réamorçages sont également distingués : les réamorçages qui ont lieu en amont du précédent (plus proche de la cathode), alors appelés « contre-courant », et les réamorçages qui ont lieu plus en aval (plus proche de la sortie de tuyère) appelés « co-courant ». Un réamorçage contre-courant correspond alors à un saut caractérisé par une valeur de U_{min} plus faible par rapport au U_{min} précédent, et inversement, un réamorçage co-courant par une valeur de U_{min} plus élevée par rapport au U_{min} précédent.

La distribution statistique des minima locaux de tension d'arc U_{min} , de l'amplitude des sauts de tension d'arc σ et des durées de vie des pieds d'arc τ a été déterminée pour un mélange Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ à 300 A et un diamètre de tuyère de 7 mm (Figure I.23) [63]. On remarque que, en moyenne, les minima de tension d'arc U_{min} contre-courant sont plus faibles que les minima U_{min} co-courant, les amplitudes des sauts contre-courant sont supérieures aux amplitudes des sauts co-courant, et que la durée de vie des pieds d'arc est plus élevée pour des sauts contre-courant.

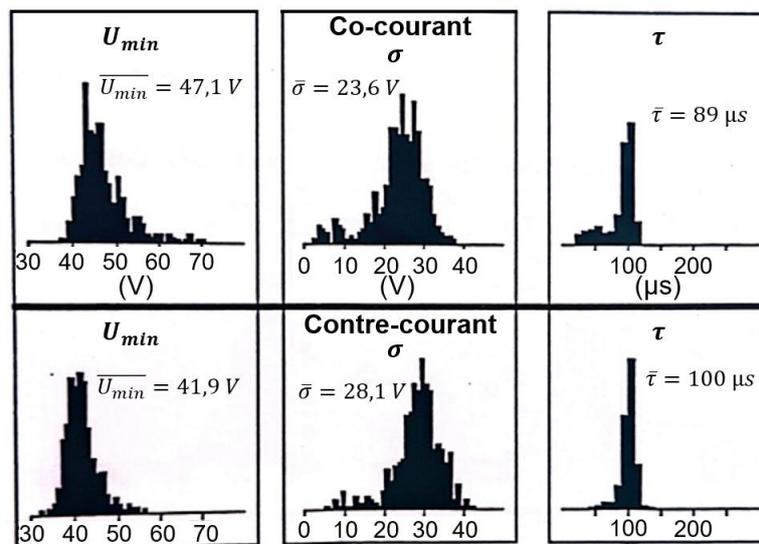


Figure I.23 : Distribution des minima locaux de tension U_{min} , des amplitudes des sauts σ et des durées de vie des pieds d'arc τ . Adapté de [63].

L'évolution de l'amplitude des sauts de tension d'arc et de la durée de vie des pieds d'arc a également été étudiée à différentes intensités du courant d'arc et différents diamètres de tuyère pour un mélange Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ (Figure I.24). Lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, une diminution de l'amplitude des sauts et de la durée de vie des pieds d'arc est alors constatée. En effet, une intensité du courant d'arc élevée s'accompagne d'une augmentation du rayon électrique de la colonne d'arc et donc d'une diminution de l'épaisseur de la couche limite froide. La tension de claquage est alors de plus en plus faible et la fréquence de réamorçage des pieds d'arc augmente. De fait, l'amplitude des sauts de tension d'arc et la durée de vie des pieds d'arc diminuent. À l'inverse, pour des faibles valeurs d'intensité du courant d'arc, la couche limite froide environnant la colonne d'arc est plus épaisse et la tension de claquage nécessaire à la création d'un nouveau pied d'arc est plus importante. Les réamorçages sont donc plus rares, et la durée de vie des pieds d'arc déjà existants plus longue.

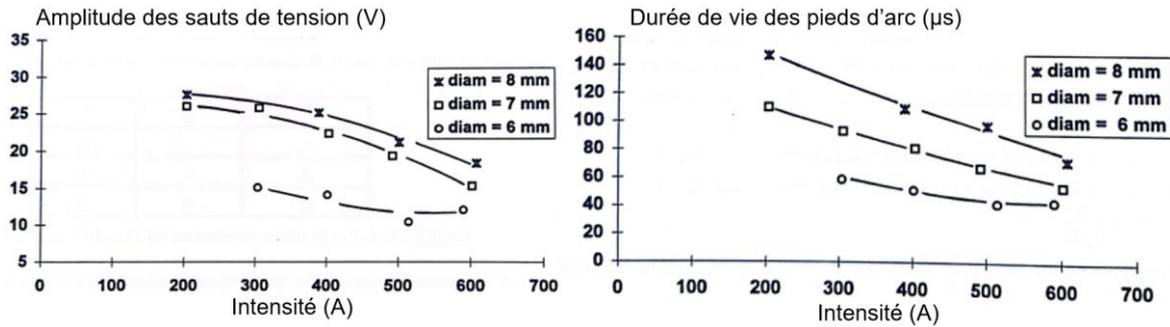


Figure I.24 : Influence de l'intensité du courant d'arc sur l'amplitude des sauts de tension et la durée de vie des pieds d'arc pour différents diamètres de tuyère pour un mélange Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ [63].

Pour une même intensité du courant d'arc, une réduction du diamètre de tuyère va entraîner une réduction de l'épaisseur de la couche limite froide et donc conduire à la diminution de l'amplitude des sauts de tension d'arc et de la durée de vie des pieds d'arc.

Un signal de tension typique d'une torche conventionnelle, type F4, est représenté sur la Figure I.25-A. Il met en évidence une oscillation principale (autour de 4 kHz) sur laquelle sont superposées des fluctuations de plus faibles amplitudes à plus haute fréquence. Tandis que ces dernières ont été associées au mode restrike, l'oscillation majeure a été attribuée au mode Helmholtz qui est relié au design de la torche, et en particulier le volume cathodique dans lequel le gaz plasmagène froid est injecté [83, 84, 67].

La fréquence d'oscillation de Helmholtz peut être exprimée par l'équation (I-12) [83]:

$$f_H = K_H \sqrt{\frac{\gamma_g P}{\rho_p}} \quad (\text{I-12})$$

où K_H est un facteur géométrique (m⁻¹) dépendant de la section et de la longueur de la tuyère, et du volume de la cavité cathodique, γ_g est le coefficient isentropique du gaz dans la cavité cathodique, P la pression moyenne dans la cavité cathodique (Pa) et ρ_p la masse volumique moyenne du plasma (kg.m⁻³). La fréquence dépend donc du volume de la cavité de la cathode, propre au design de chaque torche. Cette dépendance a été mise en évidence dans le cas d'une torche F4 fonctionnant avec une intensité de 400 A pour un mélange Ar-H₂ 45-10 slpm (Figure I.25). Une diminution du volume de la cavité entraîne un décalage des fluctuations vers les hautes fréquences et l'atténuation de la résonance.

Ce type d'oscillation est bien connu dans les domaines de la combustion et de l'acoustique et correspond à l'oscillation d'une masse gazeuse dans un canal due à la compressibilité de ce même gaz occupant un volume V relié au canal [85]. Ce système est assimilé à un système masse-ressort dans lequel le plasma joue le rôle de la masse et le ressort correspond au gaz froid dans la cavité cathodique.

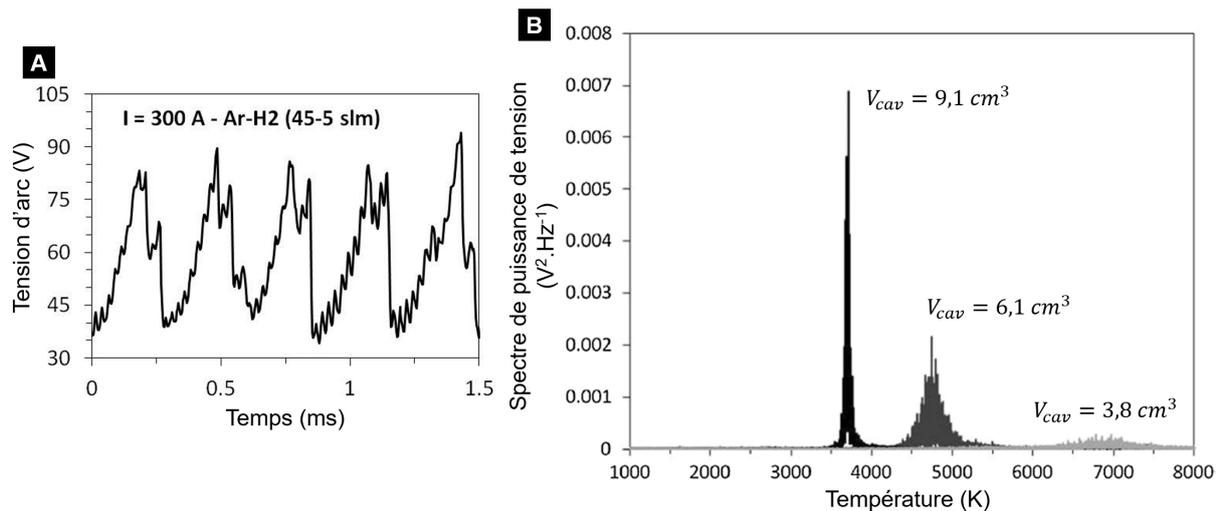


Figure I.25 : A) Signal de tension d'arc typique d'une torche conventionnelle type F4 et B) spectres en puissance de la tension d'arc obtenus avec un mélange Ar-H₂ 45-10 slpm à 400 A pour différents volumes de cavité cathodique. Adapté de [28].

Une corrélation entre les fluctuations de pression du gaz froid dans la cavité cathodique et les fluctuations de tension d'arc a été mise en évidence comme montré sur la Figure I.26 [86, 87].

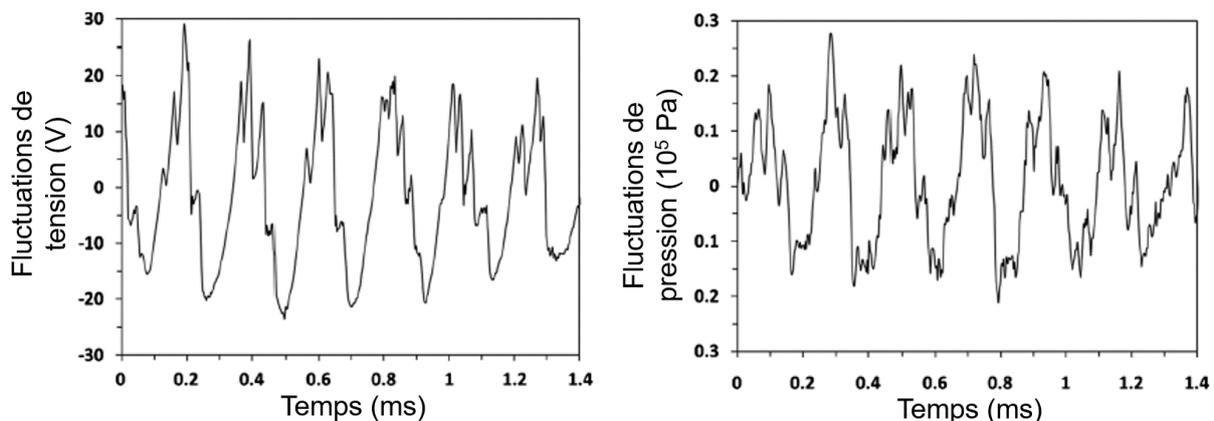


Figure I.26 : Fluctuations de la tension d'arc et de la pression dans la cavité cathodique pour un mélange Ar-H₂ 45-6 slpm à 600 A. Adapté de [87].

Après filtrage, il a été montré [83, 85] que le mode Helmholtz était la principale contribution aux fluctuations de tension d'arc, sous forme d'harmoniques de faible fréquence (3 – 5 kHz). Physiquement, il correspond à la modulation du débit massique de gaz plasmagène alimentant l'arc par les variations de pression dans la cavité cathodique. Ces dernières sont dépendantes de la vitesse du jet de plasma, elle-même reliée à l'enthalpie du jet.

En conditions standard de fonctionnement, le mode claquage-réamorçage est favorisé lorsque des gaz moléculaires sont utilisés (H_2 et N_2), alors que l'utilisation de gaz nobles (Ar et He) conduit généralement au mode sinusoïdal, caractérisé par des faibles fluctuations de tension d'arc. Avec ces gaz moléculaires, l'enthalpie est augmentée et la densité du plasma réduite. Il en résulte une augmentation de la fréquence d'oscillation de Helmholtz d'après l'équation (I-12).

L'amplitude des fluctuations est directement liée au débit total de gaz, mais aussi à son mode d'injection. En effet, une injection du gaz inclinée (*swirl injection* en anglais) conduit à une tension d'arc moyenne plus élevée et à des fluctuations de tension d'arc plus faibles qu'avec une injection axiale (*straight injection* en anglais). Ces phénomènes s'expliquent par un attachement de l'arc plus diffus et aléatoirement localisé sur la paroi pour une injection en tourbillons, conduisant au mode sinusoïdal, alors qu'une injection axiale du gaz favorise un attachement constricté et le mode claquage-réamorçage [68]. La transition entre les différents modes de fluctuation est liée à l'épaisseur de la couche limite froide qui entoure la colonne d'arc.

Ces résultats montrent l'importance des caractéristiques de la couche limite froide (épaisseur, stabilité) sur le comportement des pieds d'arc à la surface de l'anode. Le suivi de l'évolution des grandeurs caractéristiques, définies à partir des signaux de tension d'arc, ont permis d'identifier des tendances générales en étudiant l'influence de l'intensité du courant d'arc et du diamètre de tuyère. Un autre moyen d'étudier le comportement de l'arc électrique est d'observer directement le mouvement du pied d'arc sur la surface anodique par imagerie.

I.3.1.2.2. Observations de l'arc électrique dans la tuyère

De nombreuses études ont été menées par de l'imagerie résolue en temps pour déterminer l'influence des paramètres opératoires sur l'attachement de l'arc [29, 74, 88–91]. Dans les travaux de J.-L. Dorier et al. [90], l'imagerie de l'intérieur de la tuyère a été synchronisée avec la mesure de la tension d'arc pour mieux comprendre le comportement de l'arc dans un mélange Ar- H_2 40-4 slpm à 500 A. Une caméra ICCD a été utilisée avec un temps d'exposition de 1 μ s, et un masque a été placé entre la caméra et la tuyère afin de camoufler la lumière émise par la colonne d'arc. Dans le cas du mode claquage-réamorçage, les auteurs distinguent deux types de réamorçages à partir du signal de tension d'arc (Figure I.27) : des chutes de tension d'arc importantes et périodiques de fréquence 3 à 4 kHz, attribuées à un réamorçage de l'arc en amont

de sa position initiale (réamorçages contre-courant), et des chutes de tension d'arc plus faibles et irrégulières dues à un réamorçage en aval (réamorçages co-courant).

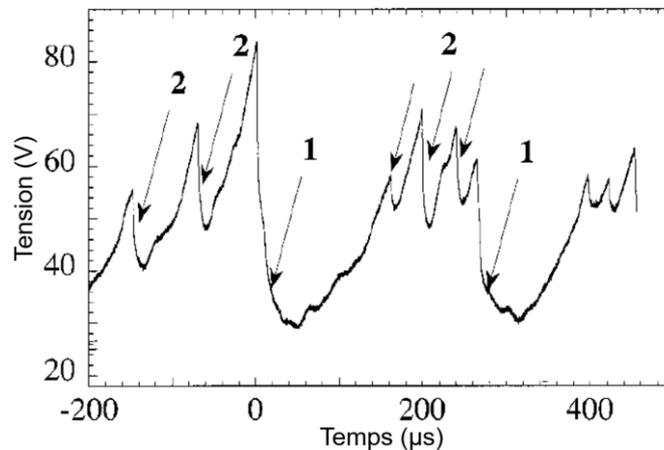


Figure I.27 : Signal de tension d'arc typique obtenu dans le mode claquage-réamorçage, caractérisé par des chutes de tension d'arc importantes et périodiques (identifiées par « 1 ») et des chutes de tension d'arc plus faibles et irrégulières (identifiées par « 2 ») [90].

La Figure I.28 montre les signaux de tension d'arc et les images de l'intérieur de la tuyère associées prises à quatre instants d'un cycle de claquage-réamorçage : la Figure I.28-A a été déclenchée juste avant un réamorçage contre-courant et la Figure I.28-B 10 μs après un réamorçage contre-courant. La Figure I.28-C correspond à l'instant entre deux réamorçages co-courant et la Figure I.28-D à 15 μs après un réamorçage co-courant. Les diagrammes polaires associés représentent l'intensité lumineuse mesurée suivant la ligne d'intérêt située entre le masque et la paroi anodique sur la Figure I.28-C.

Ces observations mettent en évidence un attachement diffus de l'arc juste avant un réamorçage contre-courant (Figure I.28-A), qui peut s'expliquer par une couche limite plus chaude du fait de la puissance électrique plus importante. Immédiatement après un réamorçage contre-courant (Figure I.28-B), le pied d'arc passe d'un accrochage diffus à un accrochage constricté, dû à un refroidissement de la couche limite. L'imagerie entre deux réamorçages co-courant (et juste après, Figure I.28-C et Figure I.28-D) montre deux attachements distincts coexistant pendant au moins 1 μs , temps d'exposition de la caméra. Un mécanisme continu de créations et de disparitions successives du pied d'arc est mis en évidence par les auteurs.

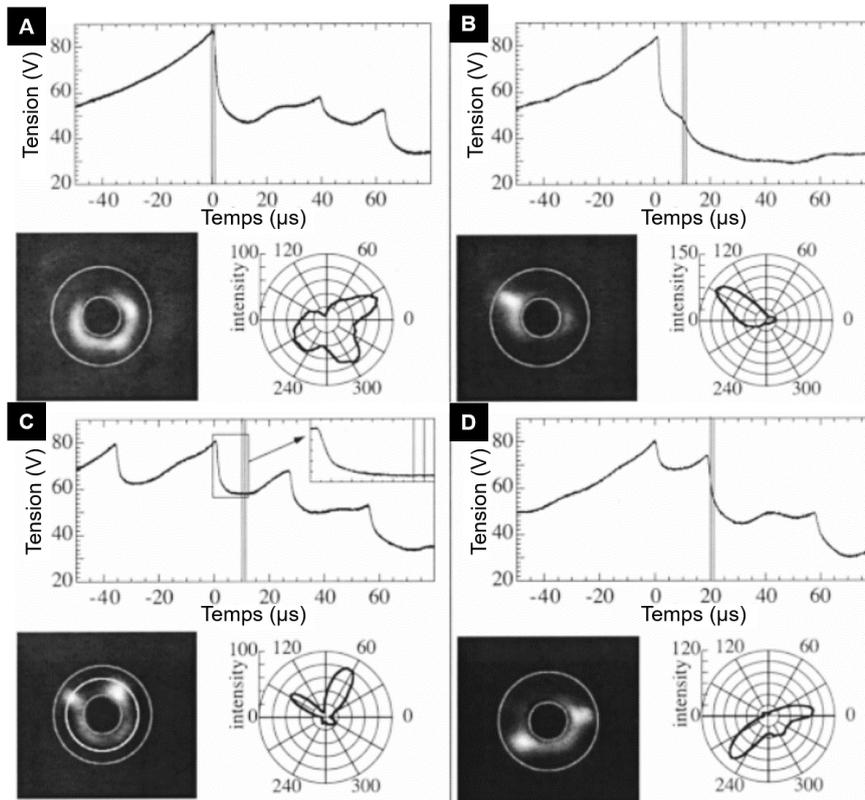


Figure I.28 : Signaux de tension d'arc et imagerie de l'intérieur de la tuyère A) juste avant un réamorçage contre-courant, B) 10 μs après un réamorçage contre-courant, C) entre deux réamorçages co-courant et D) 15 μs après un réamorçage co-courant. Les diagrammes polaires représentent l'intensité lumineuse en fonction de l'angle, mesurée sur la ligne centrale de l'image C).

Adapté de [90].

H. Huang et al. [88] ont également montré que différents types d'attachement de l'arc pouvaient être rencontrés en fonction de la nature du gaz plasmagène. Pour un plasma d'argon, un attachement diffus est observé, alors que l'ajout d'hydrogène favorise la constriction du pied d'arc du fait de l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite. Les travaux de E. Noguès [29] ont montré que cette couche limite froide est plus épaisse pour des débits de gaz élevés et lorsque le pourcentage d'hydrogène augmente, et à l'inverse elle se réduit lorsque l'intensité du courant d'arc augmente.

La nature de l'attachement du pied d'arc dépend également de l'état de surface de la tuyère et du type d'injection du gaz. L'influence de ces deux caractéristiques a été étudiée pour un plasma d'argon (30 slpm) à 300 A, pour lequel la forme du signal de tension d'arc correspond au mode sinusoïdal [90]. La Figure I.29 montre un exemple d'image de l'intérieur de l'anode obtenue pour une tuyère neuve (Figure I.29-A) et une tuyère usée (Figure I.29-B) ayant fonctionné plus de 30 h et dont la surface présente des zones érodées.

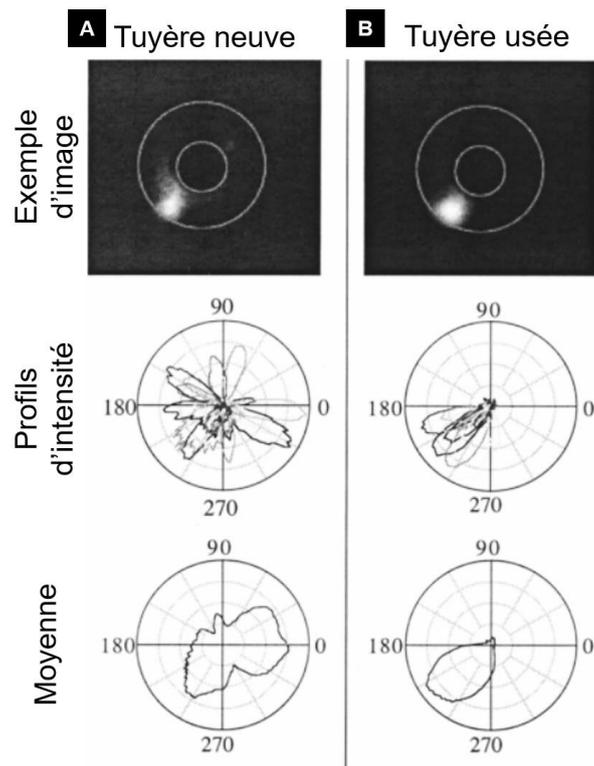


Figure I.29 : Exemple d'image et diagramme circulaire pour A) une tuyère neuve et B) une tuyère usée. Sur les diagrammes polaires, 10 profils d'intensité ont été tracés et le profil moyen a été déterminé à partir de 50 profils d'intensité. Adapté de [90].

Des diagrammes circulaires représentant l'intensité lumineuse en fonction de l'angle sont également présentés, avec une superposition de 10 profils d'intensité et une moyenne sur 50 profils. À partir d'une seule image, il n'est pas possible de conclure sur l'effet de l'érosion de l'anode. En revanche, les diagrammes circulaires donnent la distribution des pieds d'arc sur la surface anodique. Pour une tuyère neuve, cette distribution est répartie sur quasiment toute la surface de l'anode, alors que pour une tuyère usée, un attachement préférentiel de l'arc est mis en évidence entre 180 et 270 °. Les observations de la tuyère après essais ont montré une érosion importante à cette position, témoignant du fort impact de l'état de surface de la tuyère sur l'attachement anodique.

Une injection de gaz inclinée (*swirl*) peut alors être utilisée pour forcer le mouvement de l'arc électrique. En effet, la Figure I.30 montre qu'avec une injection axiale du gaz plasmagène, la direction du pied d'arc est purement radiale, alors qu'une composante tangentielle est mise en évidence pour une injection inclinée du gaz.

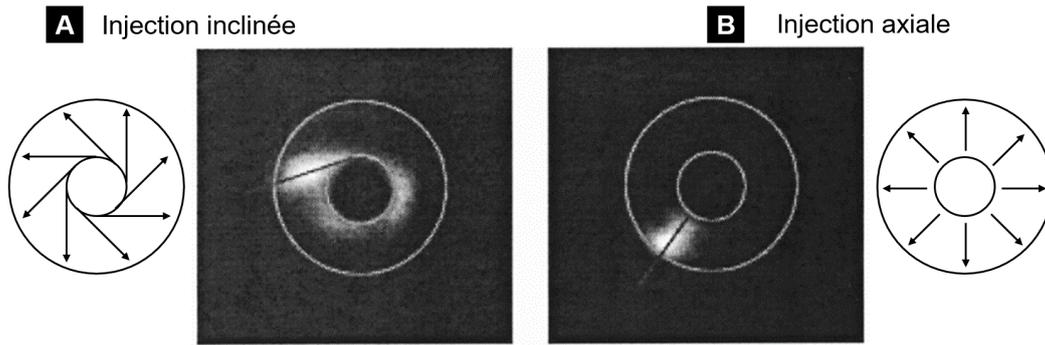


Figure I.30 : Influence du mode d'injection du gaz sur l'attachement du pied d'arc : A) injection inclinée (*swirl*) et B) injection axiale. Adapté de [90].

I.3.1.2.3. Conséquences des fluctuations de l'arc électrique

Les variations de puissance électrique dues au mouvement de l'arc électrique vont induire des variations d'enthalpie massique du jet de plasma. S. Goutier et al. [92] ont alors développé un dispositif permettant de mesurer l'évolution temporelle de la température de chaque particule dans le jet de plasma à l'aide d'un pyromètre bichromatique. Les signaux de température d'une particule (Figure I.31-A) et de tension d'arc (Figure I.31-B) ont alors été récupérés.

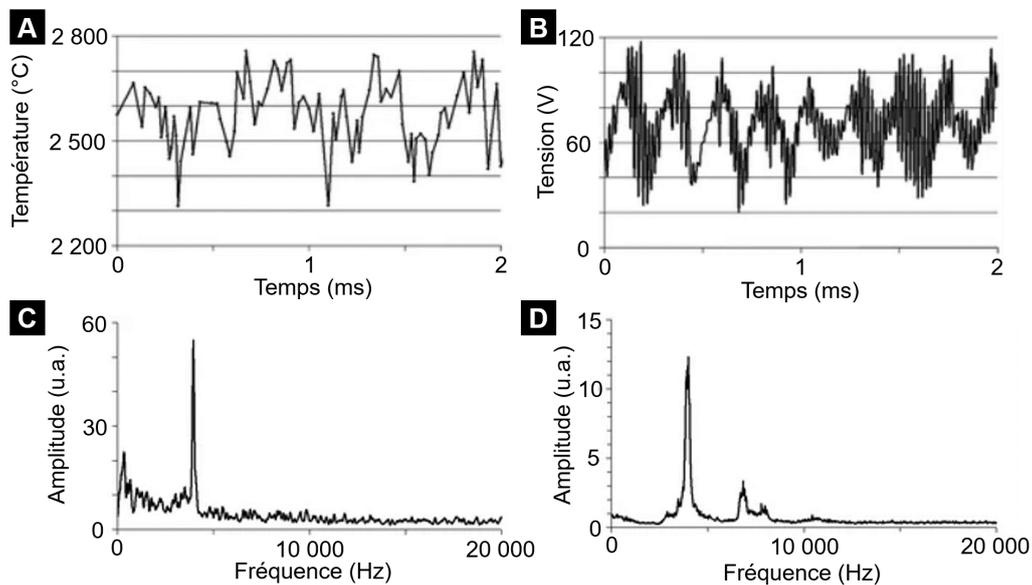


Figure I.31 : Comparaison des signaux et des spectres en fréquence associés pour A) et C) la température de particule et B) et D) la tension d'arc pour un mélange Ar-H₂ 45-10 slpm à 600 A. Adapté de [92].

Cette figure met en évidence une périodicité des deux signaux, et le tracé des spectres en fréquence associés (obtenus par transformée de Fourier rapide) montre la présence d'un pic de fluctuation à 4 300 Hz sur le spectre associé à la température de la particule (Figure I.31-C) et

sur celui associé au signal de tension d'arc (Figure I.31-D). En revanche, les pics de plus faible intensité situés entre 5 000 et 10 000 Hz visibles sur le spectre de tension d'arc ne sont pas présents sur le spectre de température. On en déduit alors que les particules suivent principalement les fluctuations basse fréquence de l'arc électrique.

L'effet de cette fluctuation basse fréquence de l'arc électrique sur les caractéristiques des particules en vol a également été mis en évidence par J.-F. Bisson et al. [2] pour des particules d'alumine. Les fluctuations de température et de vitesse des particules ont alors été mesurées à l'aide du dispositif DPV-2000, en utilisant le signal de tension d'arc de la torche comme déclencheur de mesure, et non le rayonnement de la particule comme en conditions de fonctionnement normal. Les résultats obtenus (Figure I.32) montrent alors une variation périodique de la température (Figure I.32-A) et de la vitesse (Figure I.32-B) de fréquence 4 500 Hz, correspondant à la fréquence de fluctuation de la tension d'arc dans le cas du mode claquage-réamorçage. Ces variations de température et de vitesse peuvent alors atteindre respectivement 500 °C et 200 m.s⁻¹.

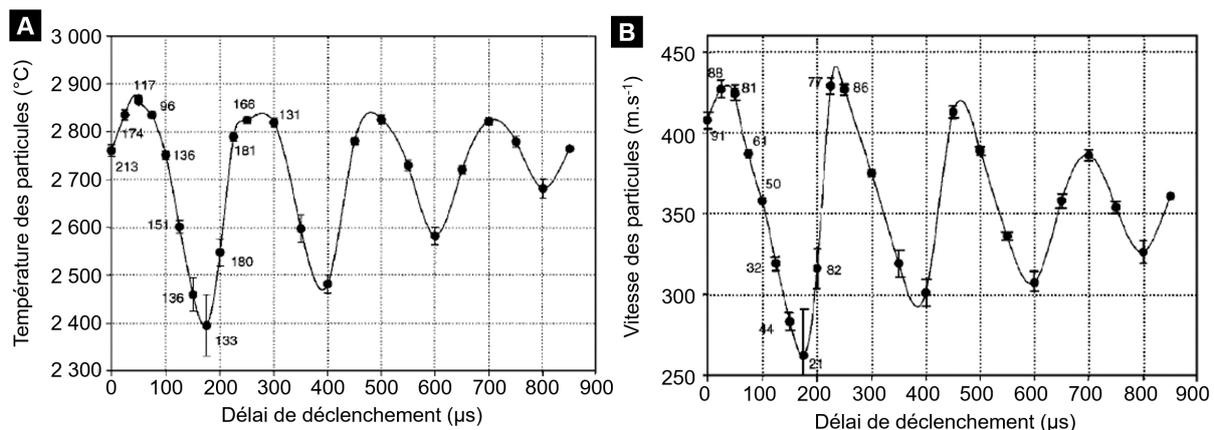


Figure I.32 : Fluctuations de A) la température et B) la vitesse de particules d'alumine dans un plasma Ar-H₂ 35-10 L.min⁻¹. Adapté de [2].

Les fluctuations de tension d'arc impactent donc les caractéristiques des particules en vol, régissant la construction du dépôt final. La suite des travaux de J.-F. Bisson et al. [3] ont alors permis de comparer les microstructures obtenues pour deux conditions opératoires différentes, la première conduisant à des fluctuations de tension d'arc importantes (mode claquage-réamorçage), et la deuxième au mode stable, caractérisé par un faible pourcentage de fluctuations. Les analyses microstructurales révèlent alors la présence marquée de particules infondues et un taux de porosité élevé pour le dépôt réalisé avec la condition opérant sous le

mode claquage-réamorçage, témoignant de l'impact des fluctuations de tension d'arc sur les propriétés des dépôts.

I.3.1.2.4. Érosion des électrodes

La dynamique de l'arc électrique dépend non seulement des conditions opératoires de projection, mais également de l'état de surface des électrodes. Dans le cas d'anode neuve avec des parois lisses, un « mode glissant » est observé, où le pied d'arc glisse continuellement en suivant la direction du flux de gaz. La durée d'attachement t_i en un même point est plus petite que la durée t_m nécessaire pour fondre localement la paroi de l'anode. Cependant, lorsque l'anode commence à être usée, des défauts de surface apparaissent et le « mode glissant » devient progressivement un « mode stagnant ». Ce mode est caractérisé par un attachement de l'arc à des endroits préférentiels, augmentant ainsi la probabilité que $t_i > t_m$, conduisant à la fusion locale de l'anode et donc à son érosion [65].

M.-P. Planche [63] a montré une évolution des caractéristiques des signaux de tension d'arc entre une tuyère neuve (moins d'une heure de fonctionnement) et une tuyère usée ayant fonctionné une dizaine d'heures. Par exemple, la Figure I.33 montre la distribution statistique de la durée de vie des pieds d'arc τ de réamorçages co-courant et contre-courant (définis dans la partie I.3.1.2.1, page 27) pour une tuyère neuve (Figure I.33-A) et une tuyère usée (Figure I.33.-B).

Pour une tuyère neuve et des réamorçages co-courant, la distribution présente un pic bien défini sur une faible valeur de τ , témoignant de temps de résidence du pied d'arc très courts. Pour les réamorçages contre-courant, la distribution est plus « plate » et répartie autour de faibles valeurs de τ . En revanche, pour une tuyère usée, la distribution contre-courant présente un pic bien défini vers des valeurs plus élevées de τ (environ 100 μ s), indiquant une augmentation de la durée de vie des pieds d'arc en un point de la tuyère. De la même manière, la distribution pour les réamorçages co-courant montre alors l'apparition d'un deuxième pic vers les plus hautes valeurs de τ .

Ces observations montrent alors que la dynamique de l'arc électrique va gouverner la vitesse d'érosion de la tuyère. En effet, le mouvement du pied d'arc sur une tuyère neuve est aléatoire du fait de sa surface interne lisse. Au fil des heures de fonctionnement, des irrégularités de surface vont apparaître dues aux réamorçages répétés du pied d'arc, créant des sites préférentiels d'accrochage. Ainsi, la durée de vie du pied d'arc en un point va être plus importante, augmentant ainsi la vitesse d'érosion de la tuyère en ce point.

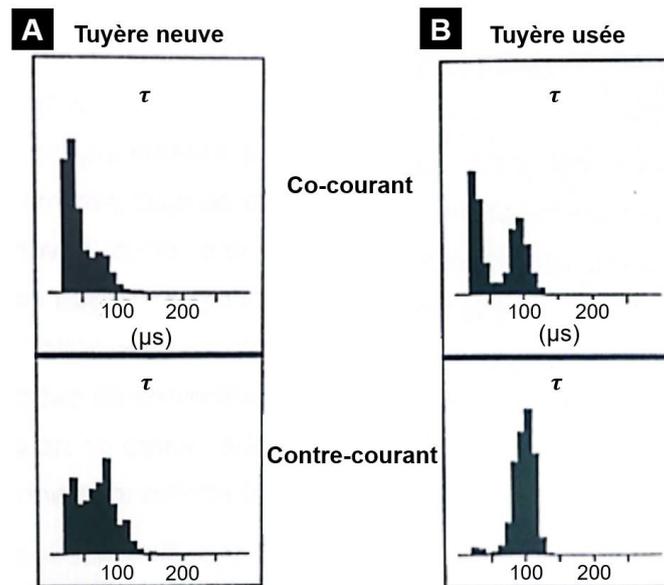


Figure I.33 : Distribution statistique des durées de vie des pieds d'arc τ pour A) une tuyère neuve et B) une tuyère usée pour un mélange Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ à 600 A et des tuyères de 7 mm de diamètre. Adapté de [63].

L'influence de cette érosion de la tuyère sur les propriétés du jet de plasma a été étudiée pour une torche conventionnelle. Les profils de vitesse et leur largeur ont été déterminés à 2 mm de la sortie de tuyère et sont représentés sur la Figure I.34 après différentes durées de fonctionnement [63].

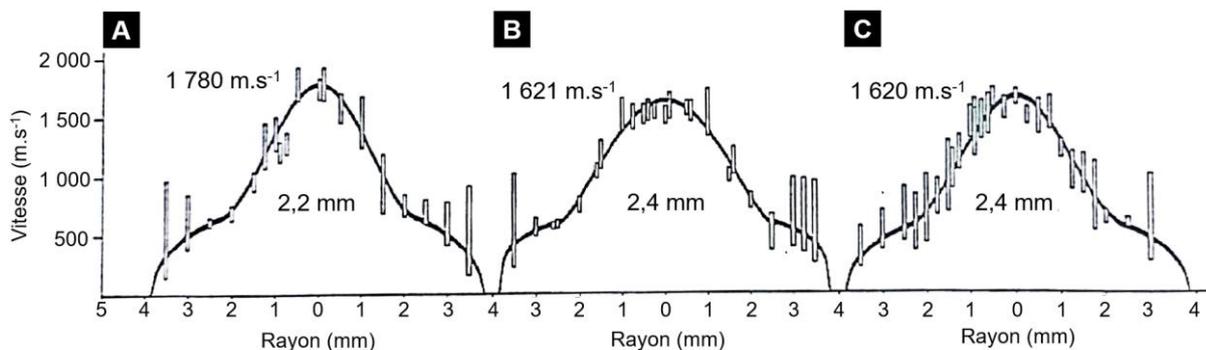


Figure I.34 : Profils de vitesse à 2 mm de la sortie de tuyère obtenu A) au cours de la première heure de fonctionnement, B) après 5 h de fonctionnement et C) après 10 h de fonctionnement sous un mélange Ar-H₂ 45-15 L.min⁻¹ à 600 A dans une tuyère de 7 mm de diamètre. Adapté de [63].

Au cours de la première heure de fonctionnement de la torche (Figure I.34-A), la vitesse maximale sur l'axe du jet est de 1 780 m.s⁻¹ et la largeur du profil est de 2,2 mm. Lorsque la durée de fonctionnement de la torche augmente (Figure I.34-B et Figure I.34-C), et donc que l'érosion de l'anode devient plus importante, la vitesse maximale diminue jusqu'à 1 620 m.s⁻¹

et un aplatissement et un élargissement du profil sont alors observés. L'auteure attribue cette modification aux phénomènes physiques ayant lieu au voisinage de la pointe de la cathode. En effet, lorsqu'elle est neuve, la pointe de la cathode est fine, la surface thermoémissive est réduite et la densité de courant au niveau du pied cathodique est très élevée. Cette densité de courant élevée va induire des forces magnétiques importantes, forçant la constriction de la colonne d'arc et donnant lieu à des vitesses d'éjection des gaz plasmagènes élevées. Au fil des heures de fonctionnement de la torche, les phénomènes d'érosion et les variations de composition chimique dues à la migration des dopants interviennent et provoquent une augmentation de la surface active. Pour une même intensité du courant d'arc, la densité de courant diminue et les forces magnétiques locales deviennent plus faibles, induisant des vitesses d'écoulement réduites.

Des observations macroscopiques des tuyères ont été réalisées afin de mieux comprendre les phénomènes d'érosion. Il semblerait que les premiers signes d'érosion se traduisent par la présence de légères traces d'usure à la surface anodique. Au cours du fonctionnement de la torche, plusieurs zones érodées apparaissent et se développent jusqu'à former une zone unique d'érosion, comme le montre la photographie de la Figure I.35, témoignant d'un attachement préférentiel de l'arc et de temps de séjour du pied d'arc plus long.



Figure I.35 : Photographie de la surface interne d'une tuyère usée [63].

Ainsi, les études sur la dynamique de l'arc électrique dans une torche à plasma conventionnelle ont permis d'identifier différents modes de fluctuation de l'arc électrique. L'épaisseur de la couche limite froide entourant la colonne d'arc joue alors un rôle crucial dans les mécanismes de réamorçage du pied d'arc sur la surface anodique. L'imagerie résolue en temps de l'intérieur de la tuyère a montré que la nature de l'attachement du pied d'arc dépend des conditions opératoires (nature et débit de gaz, intensité du courant d'arc, diamètre de tuyère) mais également du type d'injection du gaz et de l'érosion de la tuyère. Cette érosion des électrodes

va impacter la vitesse d'écoulement du gaz. Les fluctuations de tension d'arc vont également avoir une influence sur les caractéristiques des particules en vol, conduisant à des différences microstructurales des dépôts.

I.3.1.3. Propriétés des dépôts

La liberté d'accrochage de l'arc électrique sur la surface anodique des torches conventionnelles a permis de réaliser des dépôts aux microstructures variées. Cet aspect a été investigué par V. Debout [33] avec une torche conventionnelle F4. Un des objectifs de ses travaux de thèse a été d'explorer une large gamme de paramètres de projection pour que les températures et les vitesses des particules de zircone yttrée projetées soient variées, permettant ainsi d'obtenir des dépôts avec des caractéristiques microstructurales différentes (taux de porosité, taille, forme et distribution spatiale des pores, ...). Le Tableau I-2 regroupe les conditions opératoires étudiées.

Tableau I-2 : Conditions opératoires étudiées avec une torche conventionnelle F4 [33].

Réf.	Gaz et débit (nlpm) Ar-He-H ₂	% volumique Ar-He-H ₂	Débit massique total (g.s ⁻¹)	Intensité (A)	Diamètre de tuyère (mm)	Enthalpie massique (MJ.kg ⁻¹)
1	45-0-15	75-0-25	1,36	600	6	19,5
2	65-30-5	65-30-5	2,03	550	6	10,7
3	12-45-3	20-75-5	0,49	450	6	24
4	6-12-1,5	30-62-8	0,22	450	8	14,2
5	40-20-12	55-28-17	1,27	600	8	22
6	8-15-1,5	33-61-6	0,28	600	8	26,7

Ces différentes conditions opératoires ont permis d'obtenir des variations en termes de température et vitesse des particules projetées (Figure I.36). Les numéros correspondent à la référence de chaque tir et les barres d'erreur aux écarts-types donnés par le système DPV-2000. Cette Figure I.36 montre que des vitesses importantes peuvent être obtenues pour des conditions caractérisées par des débits massiques de gaz élevés (1,36 et 2,03 g.s⁻¹), une intensité de courant d'arc élevée (550 – 600 A) et un faible diamètre de tuyère (6 mm) (correspondant aux conditions 1 et 2 du Tableau I-2).

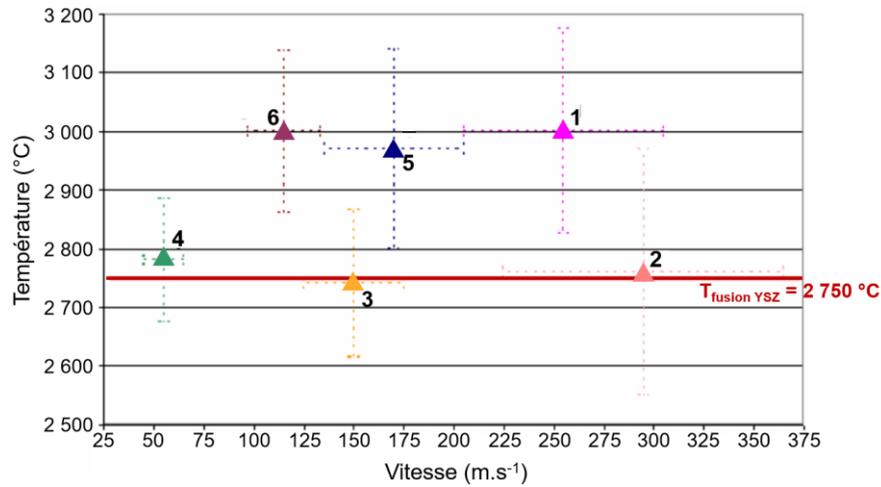


Figure I.36 : Température et vitesse des particules pour les six conditions de projection référencées dans le Tableau I-2. Adapté de [33].

Du fait du nombre important de paramètres variant entre chaque condition, il est difficile de tirer des conclusions sur l'impact d'un paramètre en particulier. Cependant, des tendances ont été identifiées et les observations suivantes ont été faites :

- une diminution du débit massique du mélange de gaz entraîne une diminution de la quantité de mouvement du jet de plasma et réduit ainsi la vitesse des particules. C'est par exemple le cas pour les conditions 3, 4 et 6 pour lesquelles le pourcentage volumique d'hélium est augmenté et celui d'argon est diminué, conduisant à un débit massique du mélange plus faible ;
- l'utilisation d'un plus grand diamètre de tuyère va induire une chute de la vitesse des particules. Ce phénomène est visible en comparant les conditions 1 et 5, caractérisées par un débit massique total de gaz et une enthalpie massique proches, pour lesquelles la vitesse des particules diminue de quasiment 100 m.s⁻¹ lorsque le diamètre de tuyère passe de 6 à 8 mm ;
- réduire l'intensité du courant d'arc va entraîner une chute de la vitesse des particules. En particulier, pour la condition 5, lorsque l'intensité passe de 600 à 420 A, une diminution de 21 % de la vitesse des particules est observée (Figure I.37). Sur cette gamme d'intensité, l'effet sur la température est cependant limité. En effet, lorsque l'intensité diminue, la vitesse du jet de plasma et son enthalpie massique sont réduites, et le jet de plasma est raccourci. Les particules sont donc moins accélérées mais, même en présence du raccourcissement du jet de plasma, leur temps de séjour ne varie que très peu. Le traitement thermique que vont subir les particules sera donc semblable. Cependant, pour des grandes variations d'intensité (de 600 à 320 A par exemple, Figure I.37), la variation de température n'est plus négligeable car la différence d'enthalpie massique devient plus importante (chute de 43 %).

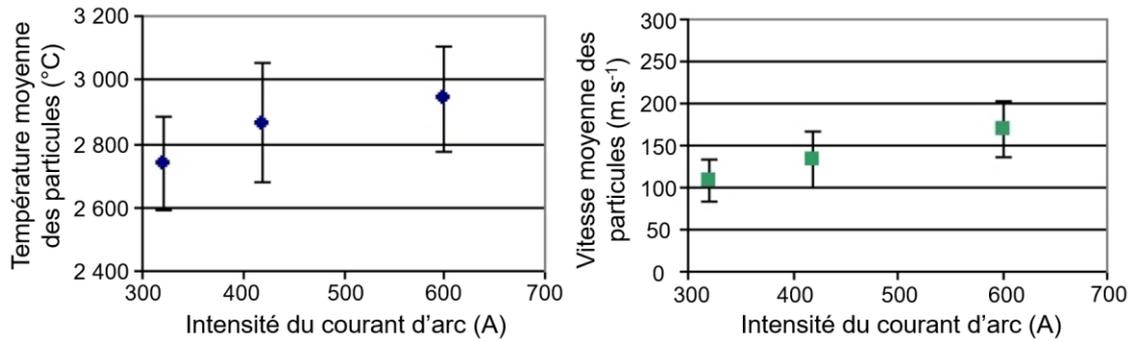


Figure I.37 : Température et vitesse moyennes des particules en fonction de l'intensité du courant d'arc pour la condition 5 du Tableau I-2 [33].

Les microstructures des dépôts, correspondant aux références 1 à 6 du Tableau I-2, ont été étudiées après une attaque chimique permettant de mieux révéler la microstructure lamellaire des dépôts (Figure I.38).

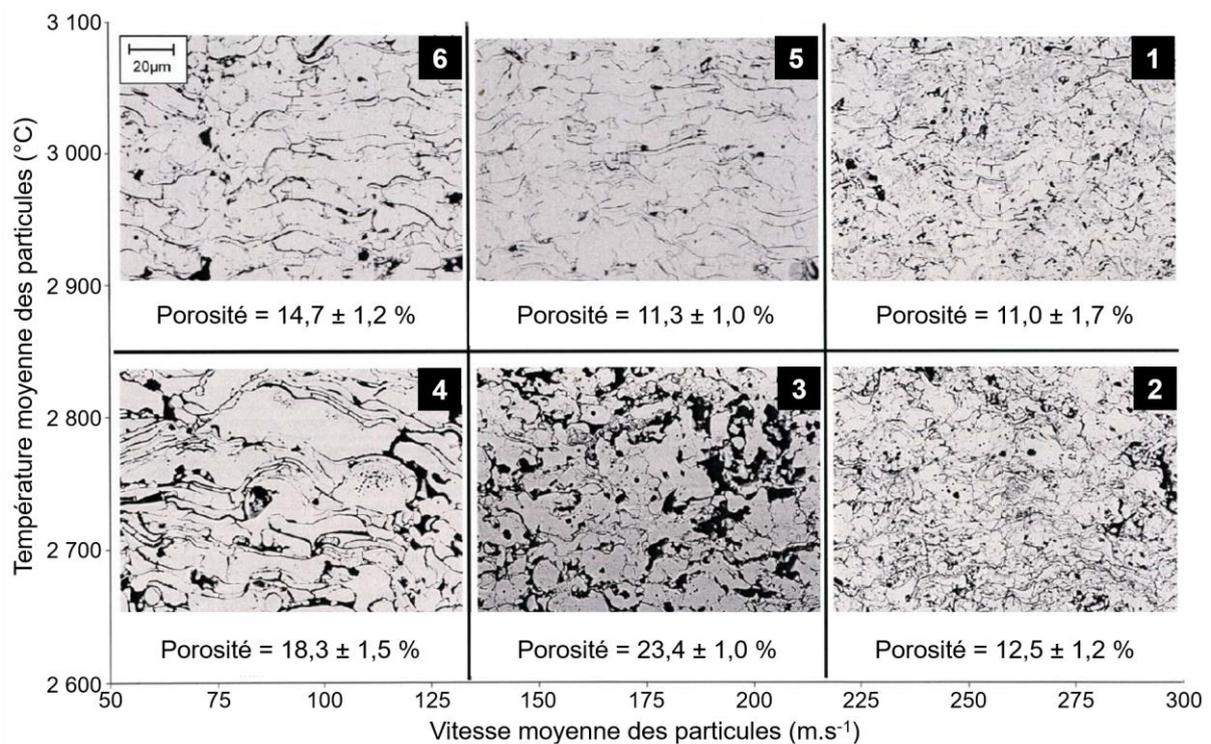


Figure I.38 : Microstructures après attaque chimique (HF) des dépôts obtenus pour les conditions du Tableau I-2. Adapté de [33].

Pour une même gamme de température (2 850 °C à 3 100 °C par exemple) les dépôts 1, 5 et 6 présentent des différences de microstructures notables. En effet, pour des vitesses élevées (condition 1), le taux de porosité du dépôt est faible (11 %) et l'attaque chimique ne révèle que partiellement la structure lamellaire, ce qui témoigne de la qualité des contacts inter-lamellaires.

Lorsque la vitesse moyenne des particules diminue en dessous de 150 m/s (condition 6), les espaces inter-lamellaires sont plus marqués et le taux de porosité augmente (14,7 %).

Des analyses complémentaires, sur la taille des pores notamment, ont permis de classer ces six microstructures dans trois catégories différentes :

- dépôts denses à structure lamellaire régulière et compacte, comprenant les conditions 1, 2 et 5. Ces dépôts présentent un faible taux de porosité (11 – 12,5 %) et le diamètre moyen des pores est faible (0,16 – 0,25 μm). Les lamelles ont une épaisseur inférieure au micron et composent une matrice solide homogène dans laquelle les pores sont répartis aléatoirement ;

- dépôts poreux à structure lamellaire marquée, concernant les conditions 4 et 6 dont la vitesse des particules est inférieure ou égale à 100 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Du fait du faible étalement des particules à l'impact, les lamelles sont plus épaisses et leur contact est de moins bonne qualité. Le taux de porosité est compris entre 14 et 18 % avec une taille de pores pouvant aller jusqu'à 1 μm pour le dépôt 4. Ainsi, ces dépôts peuvent être considérés comme des matériaux multicouches composés d'empilement de lamelles de zircone yttrée séparées par de l'air ;

- dépôts à structure chaotique et pores micrométriques. Cette catégorie ne concerne que la condition 3 dont le dépôt présente un taux de porosité de 23,4 % et des pores de taille micrométrique et de forme irrégulière.

Ainsi, les microstructures des dépôts obtenus avec une torche à plasma d'arc conventionnelle sont variées, et s'expliquent notamment par la liberté d'accrochage de l'arc sur la surface anodique qui va induire des variations de puissance électrique, et donc d'enthalpie massique.

Pour résumer, le comportement statique d'une torche à plasma conventionnelle a été étudié. L'influence de différents paramètres opératoires (intensité du courant d'arc, nature et débit du gaz plasmagène, diamètre de tuyère) a été évaluée sur les grandeurs caractéristiques de la torche. En particulier, une diminution de la tension d'arc est mise en évidence lorsque l'intensité du courant d'arc et le diamètre de tuyère augmentent. À l'inverse, une augmentation du débit de gaz entraîne une augmentation de la tension d'arc. L'étude de la dynamique de l'arc a permis d'identifier différents types d'attachement du pied d'arc sur l'anode et différents modes de fluctuation de l'arc électrique. Il a été montré que les fluctuations de tension ont une influence sur le traitement des particules en vol et sur les microstructures des dépôts. On peut alors se demander comment se comportent les torches à plasma segmentées, développées entre autres pour réduire les instabilités de l'arc électrique.

I.3.2. Torches à plasma d'arc segmentées

Pour pallier les problèmes d'instabilité de l'arc électrique des torches conventionnelles, de nouveaux designs de torches, dites à anode segmentée, ont été développés. Une torche à plasma d'arc segmentée se distingue d'une torche conventionnelle par la présence d'un étage supplémentaire entre la cathode et l'anode, appelé « empilement de neutrodes ». Il s'agit en général d'un prolongement de l'anode, composé d'un empilement refroidi d'anneaux de cuivre isolés électriquement les uns des autres, de potentiel électrique flottant et se terminant par l'anneau anodique (tuyère) sur lequel l'arc électrique va se fixer.

I.3.2.1. Différents designs de torches segmentées

Il existe différents designs de torches segmentées commerciales, parmi lesquelles on peut distinguer :

- les torches à plasma avec trois cathodes et une anode segmentée. Un exemple de ce type de torche est la TriplexProTM de Oerlikon Metco [93–97]. Trois arcs électriques sont alors créés entre les trois cathodes et l'anode. La tension d'arc maximale est importante (jusqu'à 200 V), conduisant à des puissances électriques élevées (jusqu'à 90 kW). Bien que cette puissance électrique soit importante, l'érosion des électrodes est limitée du fait des plus faibles intensités de courant d'arc qui répartissent la charge thermique sur trois des arcs électriques ;
- les torches à plasma avec une cathode et trois anodes segmentées (comme le Delta Gun de GTV GmbH [94, 96, 97]). Une anode de démarrage située proche de la cathode favorise l'amorçage de l'arc, et la commutation du potentiel de l'anode de démarrage sur trois segments de l'anode située en sortie de torche permet d'obtenir un arc électrique unique avec trois attachements anodiques distincts ;
- les torches à plasma avec une cathode et une anode segmentée. Par exemple, la SinplexProTM de Oerlikon Metco, la Debye 1000TM de Gulhfi AG [98], les torches à plasma laminaires [99, 100], ou plus récemment la torche à plasma C⁺ de Arzell, Inc [101]. Cette dernière a été conçue pour fonctionner avec des mélanges N₂-H₂, ce qui permet de générer des jets de plasma à haute enthalpie massique, tout en évitant une usure prématurée des électrodes. En effet, cette torche a la particularité de disposer d'une double injection de gaz en vortex, une au niveau de la cathode et une entre l'empilement de neutrodes et l'anode, ce qui contribue à améliorer le rendement thermique de la torche et à augmenter la durée de vie des électrodes [101].

La torche à plasma segmentée étudiée dans le cadre de ces travaux est la SinplexPro™, qui est une évolution de la torche conventionnelle F4, et dont un schéma est proposé sur la Figure I.39. La présence de l'empilement de neutrodes entre les deux électrodes va permettre un allongement de l'arc électrique, qui va se traduire par des tensions d'arc moyennes plus élevées et donc des puissances électriques plus importantes. Comparativement aux torches conventionnelles, la surface anodique sur laquelle l'arc peut s'accrocher est réduite, limitant ainsi les fluctuations de l'arc. De plus, un chemisage en tungstène dopé avec 1,5 mass.% d'oxyde de lanthane La_2O_3 compose la surface interne de l'anode et permet un meilleur amorçage de l'arc et assure une durée de vie plus longue de l'anode.

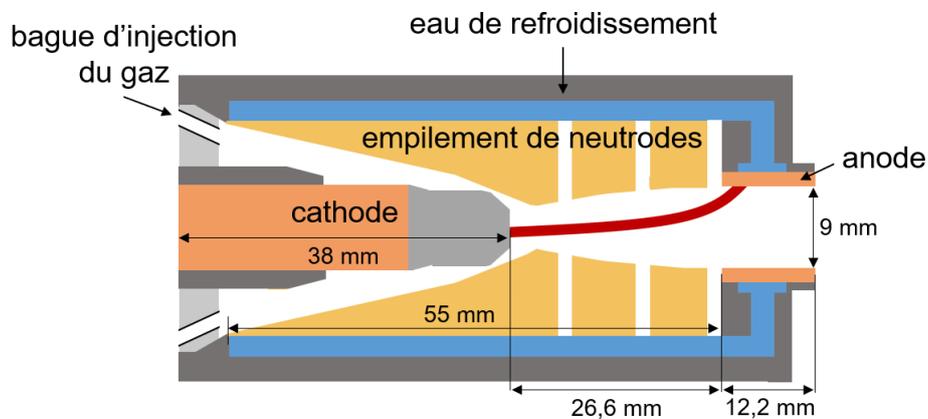


Figure I.39 : Schéma en coupe de la SinplexPro™ équipée d'une tuyère de 9 mm de diamètre.

Un des avantages de ce type de torche est d'augmenter l'enthalpie massique du jet de plasma en augmentant la tension d'arc, et non l'intensité du courant d'arc. En effet, il a été vu précédemment que les pertes thermiques aux électrodes augmentent linéairement avec l'intensité (Figure I.14-B et Figure I.20-B), mais seulement en $U^{0,2}$ avec l'augmentation de la tension d'arc [11].

Il n'existe que très peu de travaux portant sur le fonctionnement de la SinplexPro™. Un modèle numérique a été développé à l'IRCER par R. Zhukovskii au cours de ses travaux de thèse [18]. Il s'agit d'un modèle MHD (magnétohydrodynamique), 3D, instationnaire et hors équilibre thermique avec lequel les simulations ont été réalisées pour un plasma d'argon (60 nlpm) à 500 A avec une tuyère de 9 mm de diamètre. La partie suivante est consacrée à la présentation des principaux résultats de ses travaux. Des études expérimentales sont également synthétisées à la suite.

I.3.2.2. Étude numérique d'une torche à plasma d'arc segmentée

Des résultats de simulation importants sont présentés ici et correspondent à un modèle d'arc hors équilibre, caractérisé par deux températures (une pour les électrons et une pour les espèces lourdes du plasma). La Figure I.40-A-B représente la répartition de la densité de courant à la surface anodique. Les simulations montrent un attachement diffus de l'arc et réparti uniformément sur tout le pourtour de l'entrée de la tuyère [102].

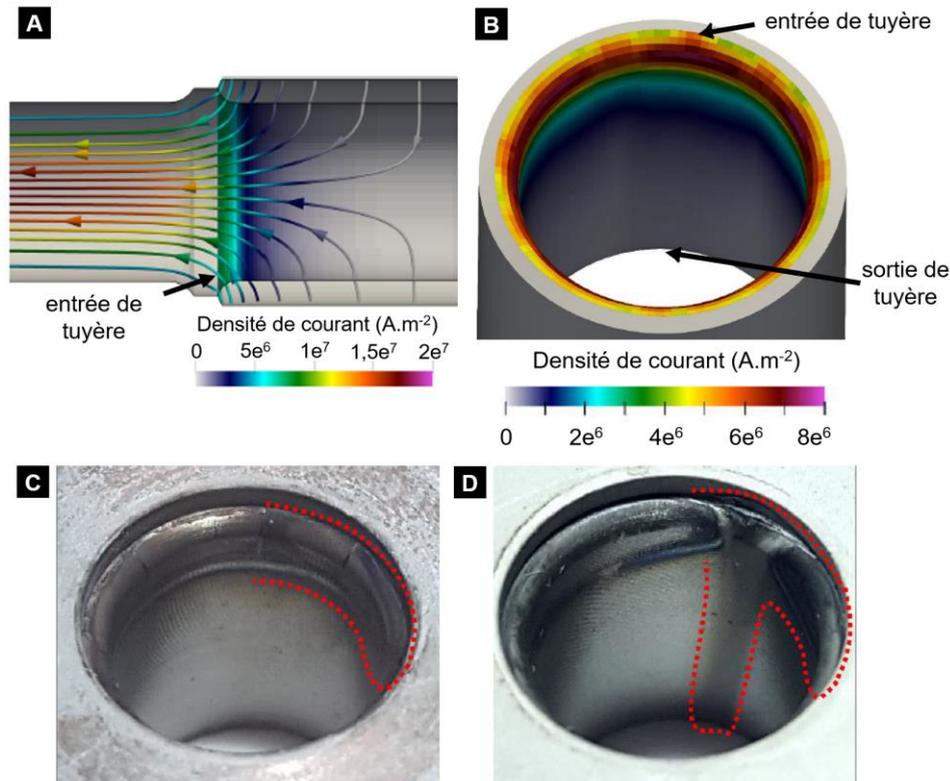


Figure I.40 : A) et B) Lignes de courant et distribution de la densité de courant à la surface de l'anode et observations d'une anode après C) 5 minutes de fonctionnement et D) 60 minutes de fonctionnement sous 60 nlpm d'argon à 500 A. Adapté de [18].

Ces prédictions ont été validées expérimentalement après observations d'une tuyère usée ayant fonctionné sous les mêmes conditions (60 nlpm d'argon à 500 A). Après seulement 5 minutes de fonctionnement (Figure I.40-C), la zone d'accrochage de l'arc est clairement visible (changement de couleur du tungstène). Il y a également la présence de fines fissures au niveau de l'entrée de la tuyère, dont l'apparition peut être due à la différence de coefficient d'expansion thermique entre l'insert chaud en tungstène et l'anode en cuivre refroidie par circulation d'eau. Au bout de 60 minutes (Figure I.40-D), on constate l'apparition d'une tache de tungstène fondu et d'une éclaboussure le long de l'axe de la tuyère.

Cet attachement diffus et localisé à l'entrée de tuyère conduit à un signal de tension d'arc ne présentant quasiment aucune fluctuation [102]. De plus, les simulations prédisent une augmentation de la tension d'arc moyenne avec l'augmentation de l'intensité du courant d'arc (Figure I.41), confirmée par des mesures expérimentales [14]. Ce comportement est inversé par rapport à celui constaté avec les torches à plasma d'arc conventionnelles.

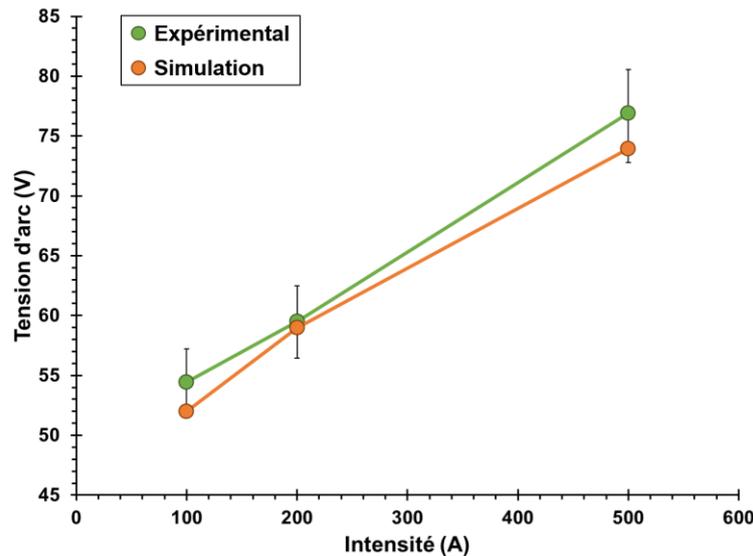


Figure I.41 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulés des caractéristiques tension-courant pour 60 nlpm d'argon à 500 A. Adapté de [14].

L'influence de l'injection de gaz de type *swirl* pour contrôler le mouvement de l'arc électrique a été étudiée numériquement par R. Zhukovskii et al. [103]. La variation de l'angle d'injection du gaz permet d'initier le déplacement du pied d'arc. Avec un angle d'injection de 25 °, les lignes de vitesse du gaz au niveau de la tuyère sont quasiment parallèles à l'axe de la torche (Figure I.42-A). Lorsque cet angle augmente jusqu'à 45 ° (Figure I.42-B), les lignes de vitesse du gaz sont perturbées près de l'attachement du pied d'arc, entraînant un mouvement de rotation de l'arc à une vitesse de 35 m.s⁻¹ (Figure I.42-C).

Dans le cas de la torche SinplexPro™, le gaz plasmagène est injecté avec un angle de 25 °. L'angle d'injection permet également de réduire les charges thermiques au niveau de la neutrode, d'augmenter le rendement thermique et donc l'enthalpie massique [104]. Cependant, un angle d'injection trop important (supérieur à 45 °) va entraîner une chute de la vitesse du jet de plasma et son raccourcissement.

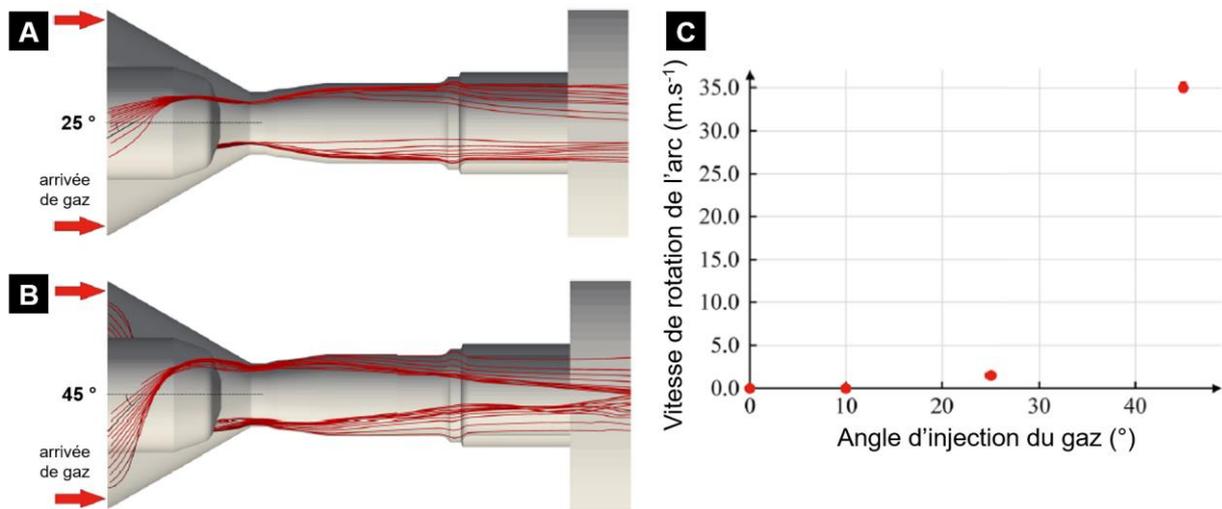


Figure I.42 : Lignes de vitesse du gaz avec une injection *swirl* de A) 25 ° et B) 45 ° et C) évolution de la vitesse de rotation de l'arc en fonction de l'angle d'injection du gaz pour un plasma d'argon (60 nlpm) à 500 A. Adapté de [103].

I.3.3. Comparaison expérimentale des deux types de torches

Le comportement d'une torche conventionnelle F4 et d'une torche segmentée SinplexProTM a été comparée par R. Seshadri et S. Sampath [105]. Ces travaux portent sur l'étude de la tension d'arc et de ses fluctuations, de la température et de la vitesse des particules injectées dans le jet de plasma, jusqu'à la réalisation de dépôts. Deux diamètres de tuyère pour chaque type de torche ont été étudiés : 6 et 8 mm pour la F4 et 6,5 et 9 mm pour la SinplexProTM.

La Figure I.43 compare les signaux de tension d'arc obtenus pour les deux types de torches fonctionnant avec un mélange Ar-H₂ 50-6 L.min⁻¹. Avec la torche F4, le mode Helmholtz associé au mode claquage-réamorçage est facilement identifiable, caractérisé par de grandes variations de tension d'arc comprises entre 16 et 90 V. Pour la torche SinplexProTM, le signal de tension d'arc présente de faibles variations (entre 90 et 96 V). L'empilement de neutrodes entre les deux électrodes stabilise ainsi l'arc électrique et donc réduit bien les fluctuations de tension d'arc. De plus, la caractéristique expérimentale tension-courant pour la torche segmentée est croissante, comme prédit par le modèle de R. Zhukovskii [14].

Les différences de puissances électriques obtenues avec les deux types de torches vont induire des variations sur le traitement de particules injectées dans le jet de plasma. La Figure I.44 représente les champs de température et de vitesse de particules de zircone yttrée obtenus avec une tuyère de 8 mm de diamètre pour la F4 et une tuyère de 9 mm pour la SinplexProTM.

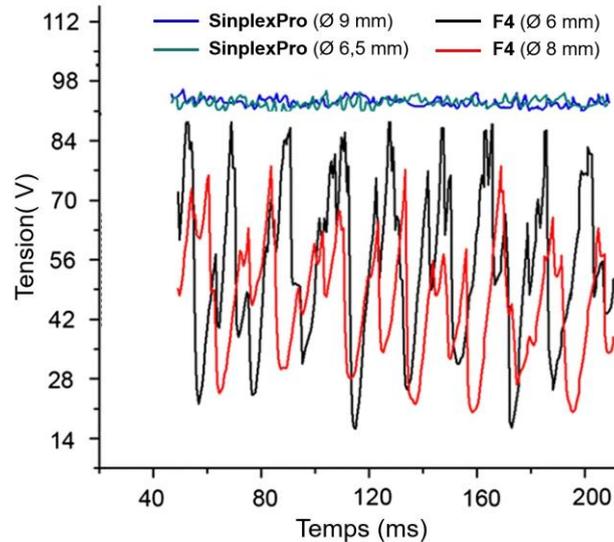


Figure I.43 : Comparaison des signaux de tension d'arc pour une torche F4 et une torche SinplexPro™ avec un mélange Ar-H₂ 50-6 L.min⁻¹. Adapté de [105].

Cette figure met alors en évidence l'engouffrement de gaz environnant dans le cas de la torche F4, qui va avoir un effet de refroidissement du jet et qui réduit la température et la vitesse des particules en vol. Dans le cas d'une torche segmentée, le jet de plasma est plus large et les lignes isothermes et iso-vitesses présentent une meilleure symétrie qu'avec une torche conventionnelle. De plus, la température de particules en vol est plus importante avec la SinplexPro™.

Lors de l'étude des particules en vol, les auteurs ont mis en évidence une valeur de débit de poudre maximal au-delà duquel la température moyenne des particules diminue. Avec une torche conventionnelle F4 équipée d'une tuyère de 8 mm de diamètre, la Figure I.45 montre que pour des débits de poudre compris entre 10 et 60 g.min⁻¹, la température globale des particules est quasiment constante (environ 2 670 °C). En revanche, au-delà de 60 g.min⁻¹, la température globale diminue rapidement jusqu'à 2 570 °C à 100 g.min⁻¹. Dans le cas de la torche segmentée SinplexPro™ avec une tuyère de 9 mm de diamètre, la température globale des particules est plus élevée (> 2 800 °C) et le débit maximal de poudre, pour lequel une chute de la température est observée, est également plus élevé que pour la F4 (80 g.min⁻¹).

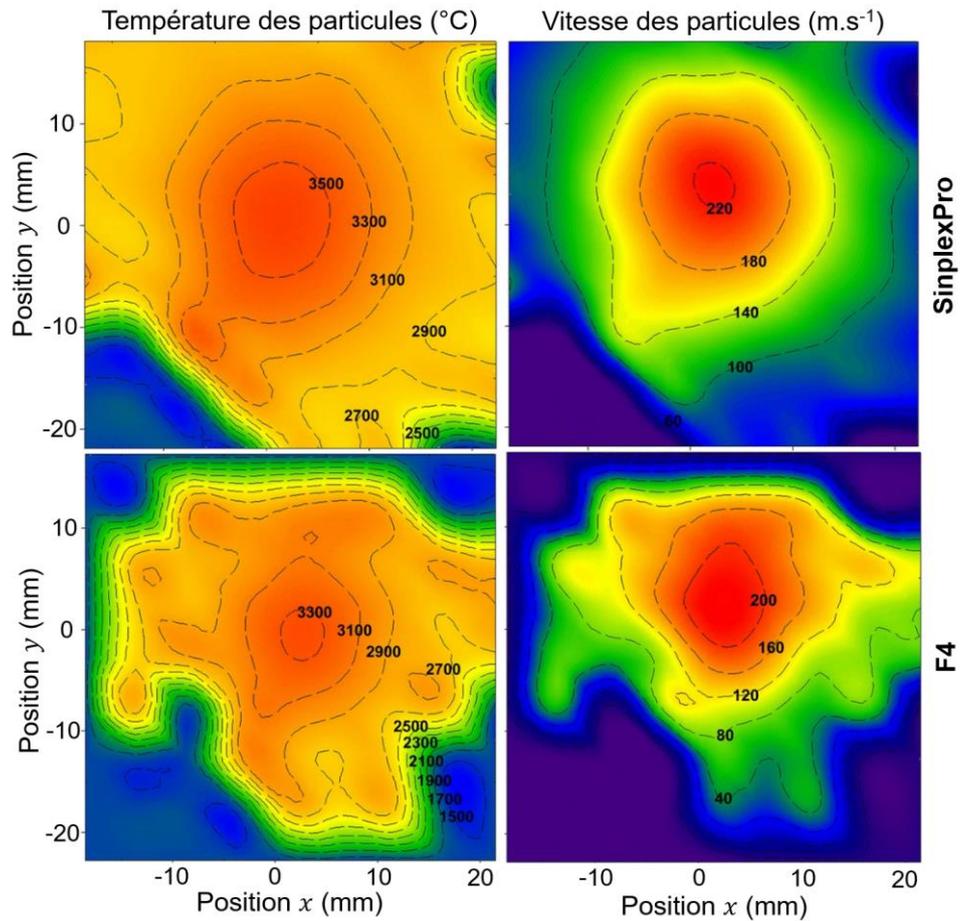


Figure I.44 : Champs de température et de vitesse de particules de zircone ytriée pour une torche SimplexPro™ équipée d'une tuyère de 9 mm et une torche F4 avec une tuyère de 8 mm de diamètre, mesurée à 100 mm de la sortie de tuyère pour un mélange Ar-H₂ 50-6 L.min⁻¹. Adapté de [105].

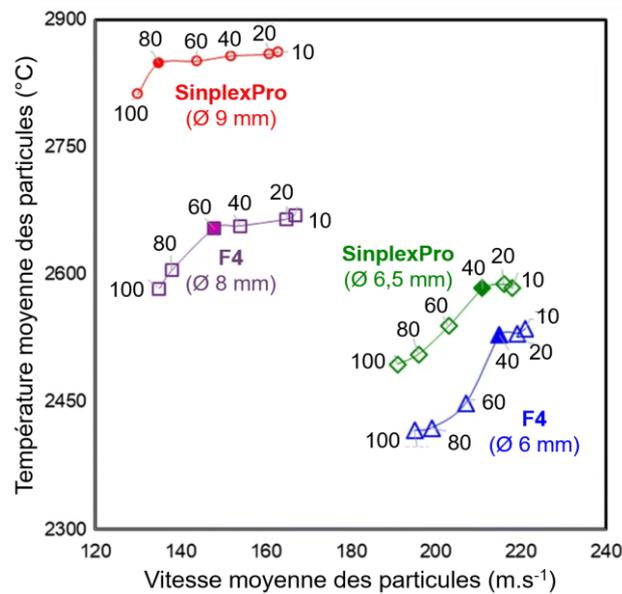


Figure I.45 : Température moyenne des particules en fonction de leur vitesse pour une torche F4 et une torche SimplexPro™ pour différents débits de poudre (20 à 100 g.min⁻¹) pour un mélange Ar-H₂ 50-6 L.min⁻¹. Adapté de [105].

Cette chute de la température des particules va alors induire l'apparition de particules infondues ou partiellement fondues dans les dépôts, comme le montre la Figure I.46. Pour des débits de poudre supérieurs au débit maximal identifié ($60 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$ pour la torche F4 et $80 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$ pour la torche SinplexProTM), les microstructures des dépôts semblent plus poreuses et la quantité d'infondus plus importante.

Ces clichés MEB semblent également montrer une densification des dépôts en augmentant le débit de poudre jusqu'au débit maximum. Des mesures de porosité par analyses d'images ont confirmé ces observations. En revanche, lorsque le débit de poudre dépasse le débit maximum, la porosité augmente grandement, passant d'environ 7 % pour un débit de $80 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$ à 15 % pour un débit de $100 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$ dans le cas de la torche SinplexProTM [105].

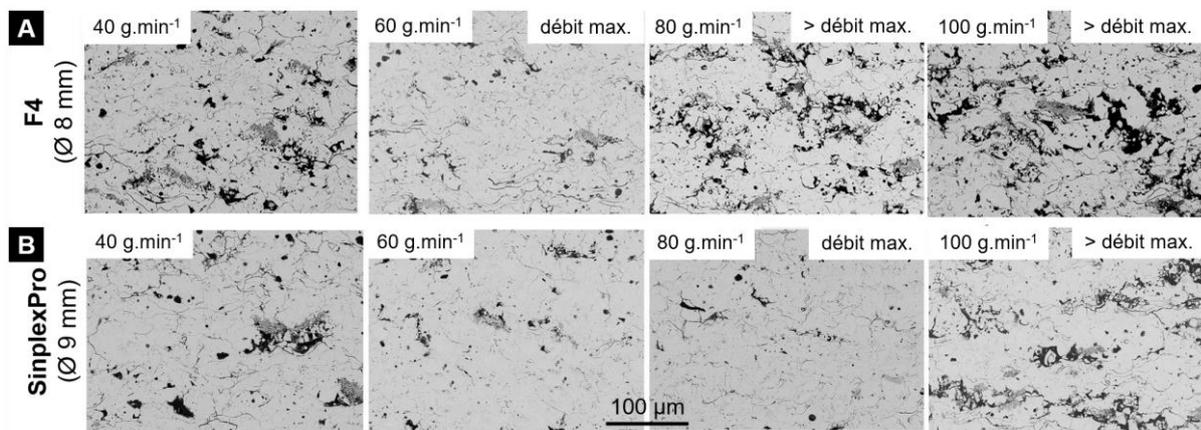


Figure I.46 : Microstructures obtenues pour différents débits de poudre avec A) une torche F4 et B) une torche SinplexProTM. Adapté de [105].

I.4. Conclusions

Une revue bibliographique sur les torches à plasma d'arc non transféré a été proposée. En particulier, l'influence des paramètres opératoires de projection (intensité du courant d'arc, nature et débit de gaz, diamètre de tuyère) sur les grandeurs caractéristiques d'une torche à plasma conventionnelle (tension d'arc, bilans thermiques) a été présentée. Les différentes études portant sur la dynamique de l'arc électrique ont permis de mettre en évidence plusieurs modes de fluctuation de l'arc dans ce type de torche, fortement dépendants de l'épaisseur de la couche limite froide. Par exemple, le mode claquage-réamorçage est caractérisé par un signal de tension d'arc en dents de scie, avec des chutes de tension d'arc importantes. Pour une condition fonctionnant sous ce mode de fluctuation, les observations de l'intérieur de la tuyère ont permis d'identifier un attachement diffus de l'arc juste avant un réamorçage, et la transition

d'un attachement diffus à un attachement constricté immédiatement après un réamorçage. Un mécanisme continu de créations et de disparitions successives du pied d'arc a alors été mis en évidence, et des attachements multiples ont pu être observés. Enfin, il a été montré que la nature et la localisation de l'attachement du pied d'arc dépendent de l'état de surface de la tuyère et du mode d'injection du gaz plasmagène. Les fluctuations de l'arc électrique impactent la stabilité du jet de plasma et le traitement thermocinétique des particules injectées.

Ces observations ont poussé au développement de torches à plasma d'arc segmentée, permettant de stabiliser l'arc électrique à l'aide d'un empilement de neutrodes entre les deux électrodes. La longueur de l'arc étant fixe, les fluctuations de tension d'arc résultantes sont réduites et la tension d'arc plus élevée. Une comparaison expérimentale des deux types de torche (conventionnelle et segmentée) a permis de mettre en évidence les bénéfices de la stabilisation de l'arc électrique, à savoir une puissance électrique plus élevée et un meilleur traitement thermocinétique des particules. Par ailleurs, un modèle numérique a permis de prédire la nature et la localisation de l'attachement du pied d'arc, ainsi que la tension d'arc moyenne pour un plasma d'argon à 500 A.

En revanche, certains aspects du fonctionnement d'une torche à plasma segmentée restent peu explorés, comme la dynamique de l'arc électrique ou encore l'influence des paramètres de projection, telle que la nature du gaz par exemple, sur les grandeurs caractéristiques de la torche. Des questions restent également en suspens quant au potentiel de ce type de torche pour obtenir des microstructures de dépôts variées. En effet, dans les torches conventionnelles, la liberté d'accrochage de l'arc électrique conduit à des états thermocinétiques des particules différents et donc à des microstructures de dépôt variées. La dernière partie de ce chapitre présente alors les problématiques et objectifs de la thèse.

I.5. Objectifs de la thèse

L'état de l'art sur la torche segmentée SinplexProTM présenté dans ce chapitre montre qu'une étude plus approfondie du comportement de cette torche est nécessaire pour répondre à différentes problématiques : quelle est l'influence des paramètres opératoires (nature du gaz, diamètre de tuyère, intensité du courant d'arc) sur les grandeurs caractéristiques de la torche ? Comment évoluent les signaux de tension d'arc sous l'influence de ces différents paramètres ? Le mouvement de l'arc sur l'anode étant limité, quid de l'érosion de la tuyère ? Comment se comporte le pied d'arc à la surface de la tuyère en fonction des paramètres opératoires ? Un des

objectifs de la thèse est alors d'étudier le comportement de la torche segmentée, dont il sera question dans le Chapitre III.

D'autre part, on peut se demander quelle est l'influence de la stabilisation de l'arc électrique sur les propriétés du plasma : comment fluctue-t-il ? Comment évolue la vitesse du jet de plasma pour différentes compositions plasmagènes et à différentes intensités du courant d'arc ? Quelle est la forme des profils de température ? La caractérisation du jet de plasma fera l'objet du Chapitre IV et permettra de répondre à ces interrogations.

Enfin, la perte du degré de liberté de l'accrochage de l'arc interroge sur les différentes microstructures de dépôts pouvant être obtenues. Pour répondre à cette problématique, les caractéristiques (température, vitesse) des particules injectées vont d'abord être déterminées pour différentes compositions plasmagènes et différents diamètres de tuyère. L'objectif est de sélectionner des conditions opératoires conduisant à des états thermocinétiques de particules variés, afin de réaliser des dépôts et d'étudier les microstructures obtenues. Cette étude sera présentée et discutée dans le Chapitre V.

La stratégie expérimentale pour atteindre ces objectifs est proposée dans le Chapitre II. Les différents outils de diagnostic mis en place vont être présentés, ainsi que les moyens de caractérisation utilisés pour déterminer les propriétés des particules en vol et des dépôts.

Chapitre II : Dispositifs expérimentaux et démarche

Ce chapitre a pour objectif de présenter les différents dispositifs expérimentaux utilisés dans ces travaux de thèse et la stratégie expérimentale suivie. Après avoir décrit la torche de projection utilisée, les outils de diagnostic mis en place pour l'étude des grandeurs caractéristiques du fonctionnement de la torche et de la dynamique de l'arc électrique sont présentés. Les moyens de caractérisation du jet de plasma sont ensuite décrits, à savoir le suivi de ses fluctuations lumineuses, ses propriétés thermiques (longueur de zone chaude et température) et sa vitesse. Les parties suivantes sont consacrées à l'injection de poudre dans le jet de plasma : présentations de la poudre de zircone yttrée utilisée, du dispositif SprayWatch (caractéristiques des particules en vol) et du banc de projection. Les différentes techniques de caractérisation de la poudre et des dépôts font l'objet de l'avant dernière partie. Enfin, ce chapitre se termine par la stratégie expérimentale mise en place.

II.1. Torche de projection

La torche étudiée est une torche à anode segmentée (SimplexProTM, Oerlikon Metco) dont un schéma est rappelé sur la Figure II.1. Un empilement de trois neutrodes est situé entre la cathode et l'anode, consistant en une alternance d'anneaux en cuivre, isolés électriquement les uns des autres par des bagues en nitrure de bore. Le démarrage de la torche utilise un circuit d'allumage intégré en contact avec la neutrode d'amorçage (côté cathode). Une décharge haute fréquence va alors créer une étincelle entre la cathode et cette neutrode. Une fois la torche allumée, l'empilement de neutrodes va être isolé électriquement pour permettre à l'arc électrique de s'accrocher sur l'anode, reliée électriquement à la source de courant [106]. La cathode et le chemisage de l'anode sont en tungstène dopé avec 1,5 mass.% d'oxyde de lanthane La₂O₃ et un circuit d'eau permet de refroidir les électrodes et l'empilement de neutrodes avec un débit d'environ 23 L.min⁻¹ sous une pression de 13 bar.

Deux diamètres de tuyère sont disponibles pour la SimplexProTM : 6,5 et 9 mm. La Figure II.1 montre la différence de géométrie entre ces deux tuyères : alors que la tuyère Ø 9 mm est droite, le diamètre interne de la tuyère Ø 6,5 mm est de 9 mm proche des neutrodes, puis il se réduit progressivement pour atteindre les 6,5 mm sur environ un tiers de la longueur totale de l'anode. À noter que le changement de diamètre de tuyère ne modifie pas le volume intérieur de la torche, défini par l'empilement des neutrodes entre la pointe de la cathode et l'entrée de l'anode.

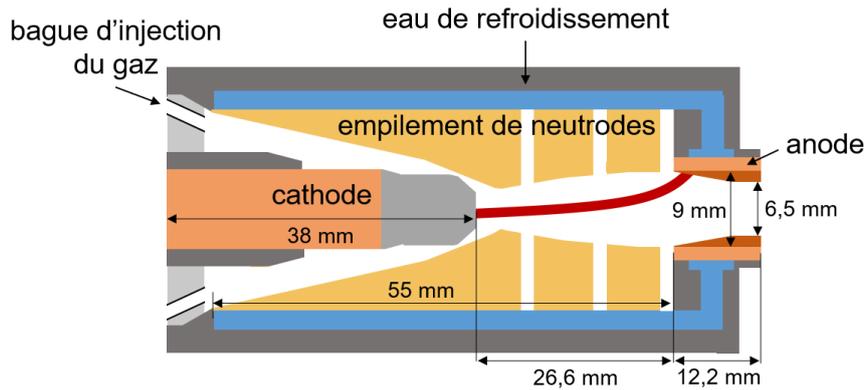


Figure II.1 : Schéma de la torche SinplexPro™ illustrant le changement de diamètre des deux tuyères.

L'injection de gaz vers la pointe de la cathode est réalisée à travers 24 orifices de 1 mm de diamètre avec un angle d'injection de 25 ° par rapport à l'axe de la torche (injection *swirl*).

Les différentes caractéristiques de fonctionnement préconisées par le constructeur sont données dans le Tableau II-1. Ce tableau montre par exemple que l'utilisation de H₂ ou N₂ n'est pas recommandée dans une tuyère Ø 6,5 mm. De plus, le débit total de gaz plasmagène ne doit pas excéder 200 nlpm [106].

Tableau II-1 : Périmètre de fonctionnement de la torche SinplexPro™ [106].

Diamètre de tuyère (mm)	Intensité du courant (A)	Tension d'arc et puissance électrique maximales	Gaz	Débit (nlpm)
Ø9	100 à 540	132 V 60 kW	Ar	50 à 200
			Ar-He	(30 à 180) – (10 à 160)
			Ar-H ₂	(40 à 200) – (5 à 10)
			Ar-N ₂	(40 à 200) – (5 à 10)
Ø6,5	100 à 500		Ar	50 à 200
			Ar-He	(30 à 180) – (10 à 160)

II.2. Outils de diagnostic

Pour rappel, le premier objectif est d'étudier le comportement de l'arc électrique dans la torche pour connaître ses caractéristiques statiques (efficacité de conversion énergétique), mais aussi dynamiques, déterminantes dans le traitement des particules. Le second objectif porte sur l'étude des propriétés des particules en vol que l'on cherche à corréler avec les propriétés des dépôts. La mise en place d'outils de diagnostic est alors nécessaire pour atteindre ces objectifs, dont une liste est présentée dans le Tableau II-2 avec les objectifs et intérêts de chaque mesure.

Une partie des outils utilisés et mis en place sur la torche SimplexPro™ est schématisée sur la Figure II.2 et vont être discutés dans la suite de ce chapitre.

Tableau II-2 : Liste des mesures réalisées ainsi que leurs objectifs et intérêts.

Mesure réalisée	Outil de diagnostic	Objectifs	Intérêts
Tension d'arc moyenne, bilans thermiques	Sonde de tension et thermocouples	Déterminer les pertes thermiques aux électrodes, le rendement thermique de la torche et l'enthalpie massique moyenne du jet de plasma	Déterminer la puissance utile (efficacité de conversion énergétique) et l'énergie disponible dans le jet de plasma
Signaux de tension d'arc et d'intensité du courant d'arc	Sondes de tension et de courant	Déterminer les pourcentages de fluctuation (tension et courant d'arc) et les fréquences de fluctuations	Évaluer la stabilité de l'arc électrique, identifier des fréquences de fluctuation pouvant impacter la stabilité du plasma. Renseigne sur la dynamique de l'arc électrique
Imagerie de l'intérieur de la tuyère	Caméra intensifiée	Identifier la nature, la localisation et la dynamique des pieds d'arc et l'épaisseur de la couche limite	Renseigne sur la dynamique de l'arc électrique et sur la température proche de la paroi anodique
Fluctuations lumineuses du jet de plasma	Spectromètre d'émission optique et fibre optique	Déterminer les fréquences de fluctuations du jet de plasma	Comprendre l'influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet de plasma, identifier des fréquences pouvant impacter le traitement des particules
Longueur de la zone chaude du plasma	Bagette d'alumine et caméra	Caractériser thermiquement le plasma	Facile à mettre en œuvre et permet de caractériser un grand nombre de conditions opératoires. Permettra de déterminer le temps de séjour des particules dans le plasma
Température du jet de plasma	Spectromètre d'émission optique	Déterminer les profils de température	Méthode non intrusive qui permet de caractériser les gradients thermiques entre le cœur du plasma et sa périphérie. Complète l'étude des bilans thermiques
Vitesse du jet de plasma	Deux fibres optiques	Déterminer la vitesse axiale du jet de plasma	Comprendre le transfert de quantité de mouvement aux particules
Température et vitesse des particules	Dispositif SprayWatch	Connaitre l'état thermocinétique des particules lors de leur impact sur le substrat	Comprendre les interactions plasma – particules, la construction des dépôts et leurs propriétés

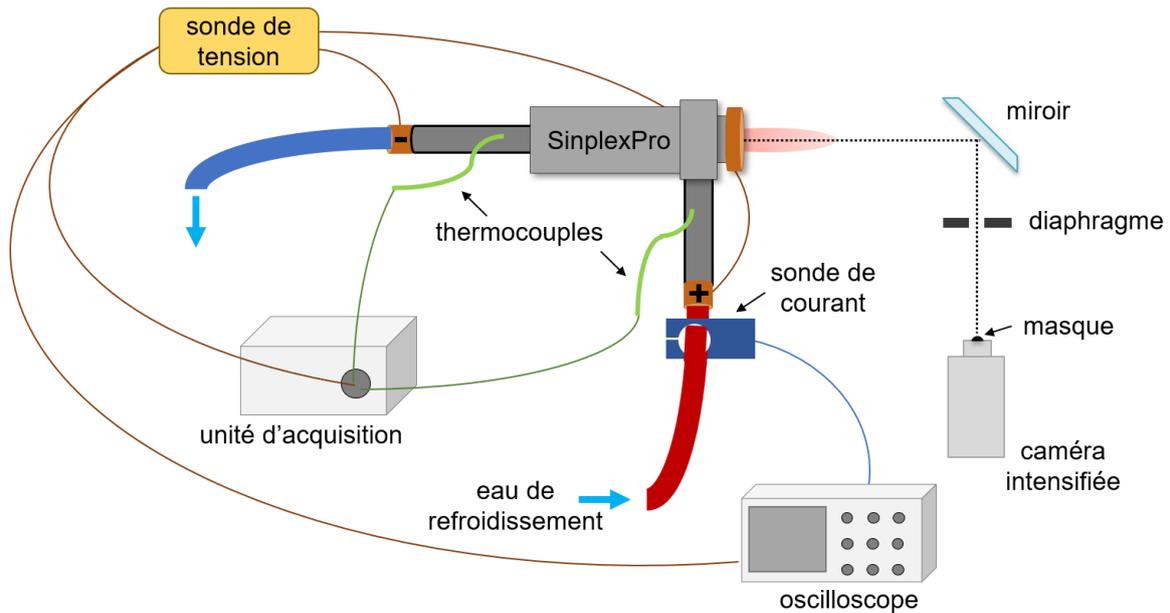


Figure II.2 : Schéma des outils de diagnostic mis en place pour étudier les grandeurs caractéristiques de la torche : sonde de tension d'arc, sonde de courant d'arc, thermocouples et caméra intensifiée.

II.3. Tension d'arc et intensité du courant d'arc, bilans thermiques

L'étude des bilans thermiques et de la tension d'arc moyenne est réalisée directement aux bornes de la torche afin de s'affranchir de la résistance électrique des câbles d'alimentation. La tension d'arc a été mesurée à l'aide d'une sonde différentielle 1/20 (MX9030Z, METRIX), caractérisée par une bande passante de 30 MHz, une tension de ± 600 V et une précision de ± 3 %. Elle permet de déterminer la tension d'arc moyenne \bar{U} et les fluctuations de tension d'arc VF (%) définies par (II-1) :

$$VF = \frac{2\sigma}{\bar{U}} * 100 \quad (\text{II-1})$$

où σ est l'écart-type des valeurs de tension d'arc (V). Les signaux de tension d'arc sont recueillis par une carte d'acquisition (PCI-6251, National Instrument) et enregistrés par un programme LabVIEW. La fréquence d'échantillonnage est de 1,5 MHz, et la tension d'arc moyenne est calculée à partir de 100 signaux de tension composés de 100 000 points chacun.

L'évolution de l'intensité du courant d'arc a été déterminée à l'aide d'une sonde de courant (CP500, Teledyne LeCroy) de bande passante de 2 MHz. De la même manière, les fluctuations de courant CF sont définies à partir de l'intensité du courant d'arc moyenne \bar{I} et de l'écart-type σ des valeurs d'intensité (A) (II-2) :

$$CF = \frac{2\sigma}{\bar{I}} * 100 \quad (\text{II-2})$$

Pour certaines campagnes de mesure, l'influence des fluctuations de courant d'arc sur les signaux de tension d'arc a été étudiée à l'aide d'un oscilloscope (WafeSurfer 3024, Teledyne LeCroy) qui a permis l'acquisition synchronisée des signaux de tension d'arc et de courant d'arc (Figure II.2).

Pour réaliser un bilan thermique sur la torche, il est nécessaire de déterminer la différence de température ΔT de l'eau de refroidissement entre la sortie (cathode) et l'entrée (anode). Cet écart de température ΔT permet de calculer la puissance perdue dans l'eau de refroidissement Q_{loss} définie par l'équation (II-3) :

$$Q_{loss} = d_m c_p \Delta T \quad (\text{II-3})$$

où d_m est le débit massique de l'eau de refroidissement ($\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$) et c_p la capacité calorifique massique de l'eau ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Cette donnée permet ensuite d'en déduire le rendement thermique η de la torche et l'enthalpie massique moyenne h , définis par les équations (I-8) et (I-9), page 21.

Notons que des raccords ont été conçus et ajoutés entre les câbles d'alimentation et la torche (Figure II.2) afin de réaliser la mesure au plus près de la torche. En effet, la résistance électrique des câbles d'alimentation va induire un échauffement par effet Joule de l'eau de refroidissement et surestimer la mesure du ΔT . Des thermocouples de type J insérés dans les raccords ont alors permis de mesurer l'écart de température ΔT de l'eau de refroidissement. Ces thermocouples sont reliés à des transmetteurs, eux-mêmes reliés à la carte d'acquisition National Instrument. Un programme LabVIEW permet alors d'enregistrer la mesure du ΔT et d'en déduire le rendement thermique de la torche et l'enthalpie massique moyenne.

II.4. Étude de la dynamique de l'arc électrique

La dynamique de l'arc électrique est étudiée à travers l'analyse de l'évolution des signaux de tension d'arc, mais également par imagerie résolue en temps. Pour suivre le mouvement de l'arc électrique à la surface de la tuyère, un miroir et une caméra intensifiée 16 bits (pco.dicam C1, PCO Imaging), équipée d'un objectif (QM1, Questar), ont été utilisés. Un diaphragme avec une ouverture de 13 mm de diamètre a été placé entre la caméra et le miroir afin de limiter la luminosité vue par le capteur.

Les émissions radiatives du cœur du plasma sont bien plus élevées que celles proches de la paroi anodique, comme le montre l'évolution du coefficient d'émission nette ε (Figure II.3) calculée grâce à un profil de température en sortie de tuyère simulé par

R. Zhukovskii et al. [107] pour un plasma d'argon (60 slpm) à 500 A et avec une tuyère de 9 mm de diamètre. Les propriétés radiatives de base sont issues des travaux de A. Erraki [108].

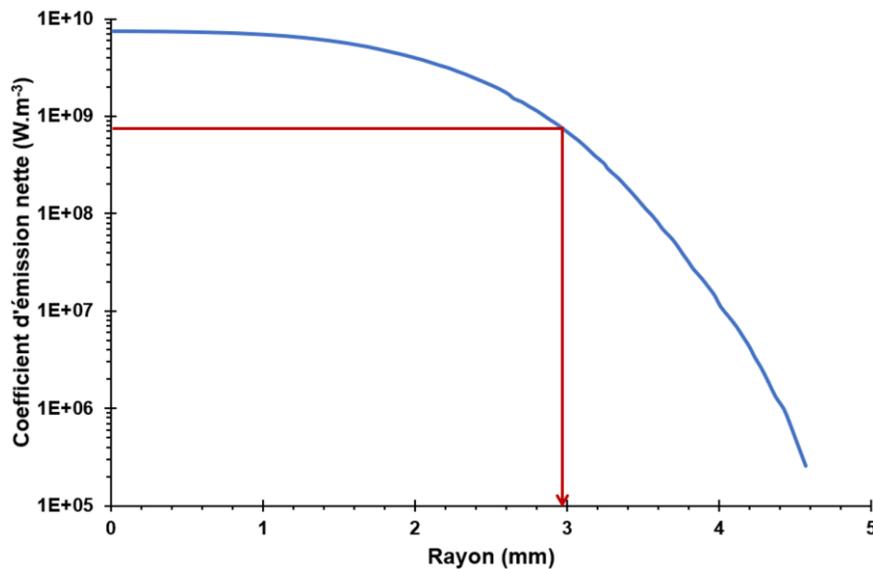


Figure II.3 : Coefficient d'émission nette pour un plasma d'argon à 500 A.

Plusieurs ordres de grandeur sur le coefficient d'émission nette sont alors mis en évidence entre l'axe ($r = 0$ mm) et la paroi anodique ($r = 4,5$ mm). Du fait de la température importante de la colonne d'arc, le rayonnement de cette dernière est très intense et interfère avec les observations de l'attachement de l'arc sur la tuyère. Un masque est alors nécessaire pour éviter la saturation de la caméra et ainsi réussir à observer la localisation et la forme du pied d'arc.

Les images capturées sont en niveaux de gris (16 bits), chaque point est donc représenté par une valeur de luminosité comprise entre 0 et 65 535. Un filtre de teinte T8 avec une transmittance de 10 % dans le domaine visible (selon la norme EN 169) a été utilisé pour réduire la luminosité du signal, évitant la saturation de l'image et l'endommagement du capteur. D'après la Figure II.3, la plus faible valeur (0) peut être fixée à environ 10^5 W.m⁻³. La plus haute valeur (65 535) ne doit donc pas excéder $6,55 \times 10^9$ W.m⁻³. Puisque seulement 10 % du signal est transmis, la luminosité maximale est $6,55 \times 10^8$ W.m⁻³, ce qui correspond à la ligne horizontale en rouge sur la Figure II.3. Le coefficient d'émission nette permet alors d'identifier un rayon de masque d'environ 3 mm pour réussir à observer l'attachement anodique de l'arc. Cette taille de masque a également été validée par les observations anodiques comme expliqué ci-dessous.

Dans un premier temps, des observations ont été réalisées avec un temps d'exposition de 6,5 ms pour un mélange Ar-H₂ avec le filtre de teinte T8. La Figure II.4-A est un exemple d'image obtenue à 500 A. Le cercle blanc délimite la paroi anodique et la zone lumineuse au centre correspond à la lumière émise par la colonne d'arc. Ce type d'image sans masque peut être utilisé pour déterminer l'épaisseur de la couche limite froide qui se forme entre la colonne d'arc et les parois de l'anode. Par exemple, S. Kim et al. [109] définissent l'épaisseur de la colonne d'arc à l'endroit où le signal a chuté de 90 % de sa valeur maximale. Dans les travaux de E. Noguès et al. et de Z. Duan et al. [29, 68], ce critère est fixé à 50 %. Dans notre étude, les images ont été utilisées pour définir une couche entre la colonne d'arc et la paroi anodique appelée « couche $I_{max}/2$ ». Cette couche ne correspond pas à la couche limite froide puisqu'il est assez difficile de l'identifier par imagerie, mais elle contient la couche limite froide.

Pour estimer l'épaisseur de la couche $I_{max}/2$, le profil d'intensité lumineuse est mesuré le long d'une ligne horizontale tracée au centre de la colonne d'arc (ligne orange sur la Figure II.4-A) et est représenté sur la Figure II.4-B. La couche est localisée entre le point où l'intensité lumineuse vaut la moitié de sa valeur maximale, et la paroi de la tuyère.

Sur la Figure II.4-A, il est difficile d'identifier clairement un pied d'arc, mais une détection des contours par sélection des pixels avec les mêmes niveaux de gris est réalisée pour mettre en évidence un pied d'arc dans la zone inférieure de l'anode (Figure II.4-C). Cela permet d'identifier une zone à masquer, représentée par le cercle rouge sur la Figure II.4-D, de diamètre 6 mm environ, ce qui correspond à la taille déterminée grâce au profil du coefficient d'émission nette (Figure II.3). Masquer le centre de l'anode va alors autoriser l'utilisation de l'imagerie résolue en temps en gardant la dynamique du capteur CCD, sans le saturer et avec un temps d'exposition réduit pour observer la dynamique de l'arc électrique.

La Figure II.5 comporte deux images de l'intérieur de la tuyère avec un masque obtenues pour deux temps d'exposition différents : 150 ns (Figure II.5-A) et 60 ns (Figure II.5-B) pour un mélange Ar-H₂ à 500 A. Sur ces deux images, un pied d'arc est localisé dans la partie inférieure de l'anode. Cependant, avec un temps d'exposition de 150 ns, il y a plus de bruit lumineux, correspondant à la diffusion de la lumière par l'anode. Un temps d'exposition plus court limite la lumière capturée par le capteur : le bruit lumineux est réduit et les pieds d'arc sont alors plus visibles. De plus, cela permet d'observer leur dynamique rapide et d'observer des potentiels attachements multiples.

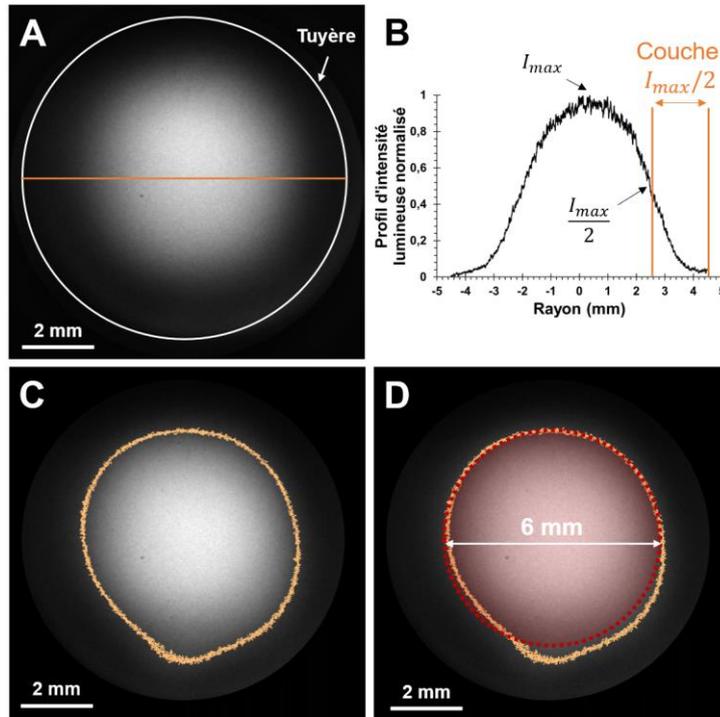


Figure II.4 : Exemple d'image obtenue avec la caméra intensifiée pour un mélange Ar-H₂ à 500 A, A) délimitation de la tuyère et ligne horizontale pour mesurer l'intensité lumineuse, B) profil d'intensité lumineuse normalisé et mesure de la couche $I_{max}/2$, C) détection de contours pour mettre en évidence un pied d'arc et D) identification d'une zone à masquer (cercle rouge) grâce à la détection de contours en orange.

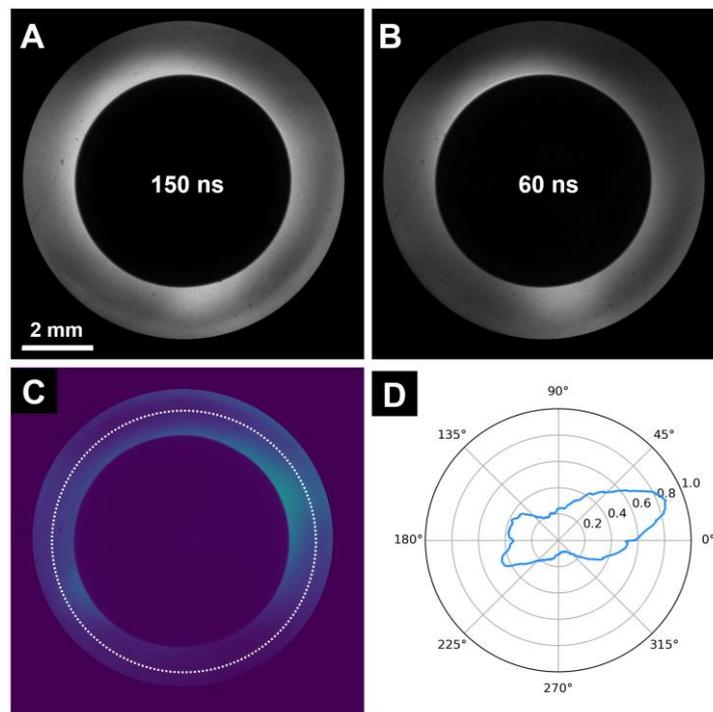


Figure II.5 : Exemple d'images obtenues pour un mélange Ar-H₂ à 500 A avec un temps d'exposition de A) 150 ns et B) 60 ns, C) exemple d'image colorisée (temps d'exposition de 60 ns) illustrant le cercle d'intérêt utile au tracé du D) diagramme radar.

Pour faciliter la visualisation des pieds d'arc, le logiciel ImageJ a été utilisé pour changer les images en niveau de gris en images pseudo-colorées grâce à une table de consultation de couleurs (Figure II.5-C). Les différences de couleurs sur l'image colorée reflètent les différences en niveaux de gris de l'image originale. L'intensité des images colorées pour chaque condition peut donc être comparée. De plus, l'intensité lumineuse a été mesurée le long d'un cercle d'intérêt, situé entre la paroi de l'anode et le masque (en pointillé blanc sur la Figure II.5-C). Cela a permis de tracer un diagramme radar représentant l'intensité lumineuse en fonction de la position angulaire (Figure II.5-D) pour mettre en évidence la présence de pieds d'arc sur la paroi anodique.

II.5. Caractérisations du jet de plasma

La détermination des propriétés du jet de plasma (stabilité, longueur de la zone chaude, profils de température et vitesse axiale) va permettre de mieux appréhender l'influence des paramètres opératoires sur les grandeurs caractéristiques de la torche et sur la dynamique de l'arc électrique, et également de comprendre les transferts thermiques et de quantité de mouvement aux particules en fonction des paramètres opératoires.

II.5.1. Fluctuations lumineuses du jet de plasma

Pour suivre les fluctuations lumineuses du jet de plasma, une fibre optique est placée à 5 mm de la sortie de tuyère, sur l'axe et avec un spot de mesure de 1 mm de diamètre. Elle permet de suivre une raie atomique d'argon (420 nm) à l'aide d'un spectromètre d'émission optique (HRS 2, Jobin Yvon). Cette raie a été choisie du fait de son intensité relative importante [110]. Le signal lumineux est converti en signal électrique à l'aide d'un photomultiplicateur (R928, Hamamatsu) et est recueilli par un programme LabVIEW.

II.5.2. Longueur de la zone chaude du plasma

Le jet de plasma peut être caractérisé par son enthalpie massique moyenne et la zone de traitement des particules, ces deux paramètres dépendant des conditions opératoires. Le cœur chaud du plasma est usuellement délimité par les isothermes à 7 000 – 8 000 K (schématisées sur la Figure II.6), mais la zone chaude qui permet de porter les particules à leur température de fusion est plus large, allant jusqu'aux isothermes d'environ 3 500 K. Par exemple, cette température du jet associée à un coefficient de transfert thermique de $2\,000\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ permet

de porter la surface de l'alumine à sa température de fusion (2 326 K) [93, 111], bien qu'il s'agisse d'un matériau difficile à fondre. En effet, l'alumine possède une chaleur spécifique et une chaleur latente de fusion importantes, résultant en un degré de difficulté de fusion DDF élevé, défini par l'équation (II-4) [33] :

$$DDF = \frac{mc_p(T_f - T_a) + mL_f}{\sqrt{\rho}} \quad (\text{II-4})$$

où m est la masse de matériau considéré (kg), c_p la chaleur spécifique à sa température de fusion T_f ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$), T_a la température ambiante (K), L_f la chaleur latente de fusion (J.kg^{-1}) et ρ la masse volumique (kg.m^{-3}). À titre de comparaison, l'alumine présente un degré de difficulté de fusion de $57\,528 \text{ J.m}^{3/2}.\text{kg}^{-1/2}$ contre $33\,312 \text{ J.m}^{3/2}.\text{kg}^{-1/2}$ pour la zircone yttrée à 8 % massique. En effet, pour un même diamètre de particule, la masse volumique plus élevée de la zircone yttrée ($6,05 \text{ g.cm}^{-3}$ contre $3,90 \text{ g.cm}^{-3}$ pour l'alumine) lui confère un temps de séjour plus important dans le jet de plasma, avec un meilleur traitement thermique des particules. L'alumine a donc été choisie pour déterminer la longueur de la zone chaude du jet de plasma selon le dispositif suivant.

Une baguette d'alumine de 3 mm de diamètre est placée sur l'axe de la torche à 250 mm de la sortie de tuyère ($x = x_2$), comme représenté sur la Figure II.6. La torche est montée sur un actionneur linéaire (RCP6-SA7C-WA-56P-8-200-P3-S, Rosier Mécatronique), ce qui permet de contrôler précisément le déplacement de la torche ($\pm 0,01 \text{ mm}$) suivant l'axe \vec{x} . La longueur de la zone chaude l_{zc} du jet de plasma correspond alors à la distance entre la sortie de torche (lorsqu'elle est en position $x = x_1$) et la baguette, lors de l'apparition de gouttes d'alumine à l'extrémité de la baguette (Figure II.6).

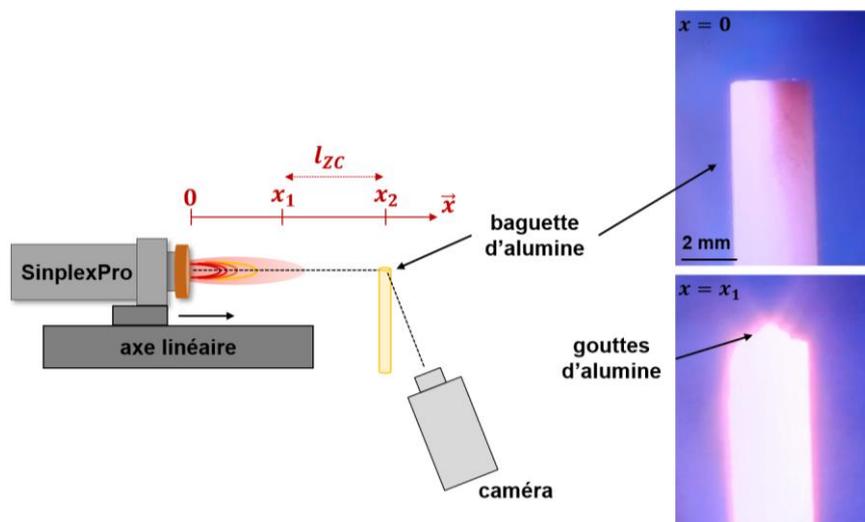


Figure II.6 : Schéma du dispositif de détermination de la longueur de la zone chaude du plasma.

II.5.3. Spectroscopie d'émission optique des espèces atomiques

La spectroscopie d'émission optique permet la détermination de la température du jet de plasma [112–116]. À l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL), la population de l'état excité i est donné par la distribution de Boltzmann (II-5) [117] :

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i}{Q^{int}} \exp\left[-\frac{E_i}{k_B T}\right] \quad (\text{II-5})$$

où n et n_i sont respectivement les densités totales et dans l'état excité i de l'espèce considérée (m^{-3}), g_i le poids statistique de l'état excité i , Q^{int} la fonction de partition de l'espèce considérée, E_i l'énergie de l'état excité i (eV) et k_B la constante de Boltzmann.

Lors d'une désexcitation radiative spontanée d'un niveau atomique excité i vers un niveau j , le coefficient d'émission volumique $\varepsilon_{\nu_{ij}}$ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{sr}^{-1}$) de la transition est donné par (II-6) :

$$\varepsilon_{\nu_{ij}} = \frac{A_{ij}n_i}{4\pi} h\nu_{ij} \quad (\text{II-6})$$

où A_{ij} est la probabilité de désexcitation radiative spontanée (s^{-1}) telle que $\frac{dn_i}{dt} = -A_{ij}n_i$, h la constante de Planck (J.s) et ν_{ij} est la fréquence de la transition (s^{-1}) liée à la longueur d'onde λ_{ij} telle que $\lambda_{ij} = c/\nu_{ij}$ avec c vitesse de la lumière dans le vide ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

En combinant les relations (II-5) et (II-6), le coefficient d'émission volumique $\varepsilon_{\nu_{ij}}$ s'exprime alors en fonction de la température T du plasma (II-7) et son évolution est représentée sur la Figure II.7 pour la raie d'argon à 696,5 nm.

$$\varepsilon_{\nu_{ij}} = \frac{A_{ij}n}{4\pi Q^{int}} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) h\nu_{ij} \quad (\text{II-7})$$

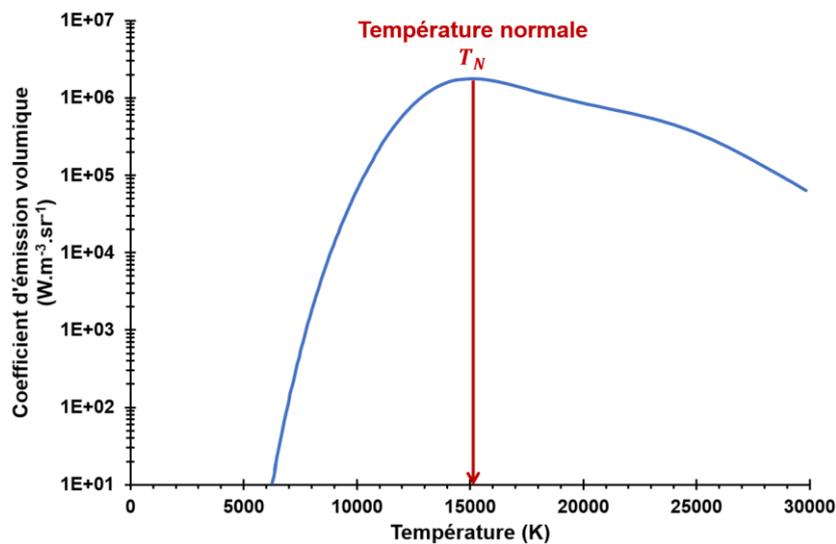


Figure II.7 : Coefficient d'émission volumique pour la raie Ar I à 696,5 nm.

Le coefficient d'émission de la raie passe par un maximum à une température d'environ 15 000 K, qui s'explique par le fait que l'augmentation de la température va produire de plus en plus d'espèces excitées susceptibles de produire une émission spontanée. Mais dans le même temps, la densité d'atomes d'argon diminue en raison des processus d'ionisation lorsque la température augmente. À l'ETL, cette température maximale s'appelle la température normale T_N et est spécifique à la raie étudiée.

II.5.3.1. Élargissement spectral

En pratique, les raies composant les spectres d'émission ne sont pas des pics de Dirac et peuvent présenter un certain élargissement spectral. Le coefficient d'émission de la raie peut s'écrire $\varepsilon_{ij}(\nu) = (A_{ij}n_i/4\pi)h\nu P(\nu)$, où $P(\nu)$ est le profil de la raie avec $\int P(\nu)d\nu = 1$, qui peut être lorentzien, gaussien ou une convolution des deux profils (profil de Voigt) (Figure II.8). Les causes d'élargissement peuvent être multiples et sont discutées ici.

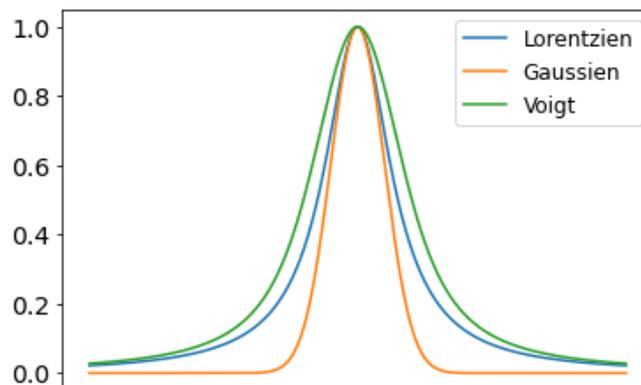


Figure II.8 : Comparaison d'un profil gaussien et d'un profil lorentzien, et convolution des deux profils (profil de Voigt).

❖ Élargissement naturel

Mis à part l'état fondamental qui possède une durée de vie infinie, chaque atome dans un état excité possède une durée de vie égale à l'inverse du coefficient d'Einstein A , qui correspond au processus d'émission spontanée. L'énergie des niveaux n'est pas une énergie exacte. Elle présente une certaine incertitude, qui provient du principe d'incertitude d'Heisenberg.

De ce fait, l'émission naturelle d'un photon ne se fait pas à une longueur d'onde précise, mais avec une certaine incertitude, qui se traduit par un élargissement de la raie. C'est ce que l'on

appelle l'élargissement naturel de la transition. Cet élargissement $\Delta\lambda_{1/2}$, mesuré à mi-hauteur, s'exprime de la façon suivante (II-8) [118]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda^2}{2\pi\tau_i c} \quad (\text{II-8})$$

où λ est la longueur d'onde de la transition (Å) et τ_i le temps de vie radiatif du niveau i (s), tel que $\tau_i = 1/A_{ij}$, où A_{ij} est le coefficient d'Einstein entre le niveau i et les différents niveaux inférieurs j . Cet élargissement présente un profil lorentzien et est bien souvent négligeable comparé aux autres élargissements.

❖ Élargissement Doppler

L'agitation thermique du gaz induit un effet Doppler sur les atomes et molécules, et a pour conséquence de modifier légèrement la fréquence d'émission ou d'absorption. Comme chaque molécule a sa propre vitesse, chacun va émettre ou absorber à des fréquences légèrement différentes et induire un élargissement. La loi de distribution des vitesses suit souvent une loi de distribution de Maxwell, ce qui induit alors un profil gaussien sur le profil de raie. L'élargissement Doppler s'exprime suivant la relation (II-9) [119]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (\text{II-9})$$

où T est la température du gaz (K) et m la masse des atomes émetteurs (kg). Par exemple, pour la raie d'argon à 696,5 nm à 10 000 K, cet élargissement vaut 4,74 pm.

❖ Élargissement collisionnel (ou de pression)

La pression est due aux collisions entre espèces qui composent le gaz ionisé. Ces collisions ne sont pas sans effet sur l'élargissement spectral et vont avoir tendance à décaler la longueur d'onde centrale de la raie et à l'élargir. Le profil spectral est alors décrit par une fonction de Lorentz. En fonction de la nature des atomes qui entrent en collision, on distingue trois types d'élargissement :

- l'élargissement résonnant est observé lorsque la collision a lieu entre deux atomes de même nature et lorsqu'un des niveaux de la transition est relié à l'état fondamental. La largeur à mi-hauteur de la lorentzienne $\Delta\lambda_{1/2}^R$ correspondant à cet élargissement est donnée par la relation (II-10) [120] :

$$\Delta\lambda_{1/2}^R = 8,6 \cdot 10^{-30} \sqrt{\frac{g_i}{g_k}} \lambda^2 \lambda_r f_r n_i \quad (\text{II-10})$$

où λ et λ_r sont respectivement les longueurs d'onde de la transition observée et de la transition de résonance (Å), f_r la force d'oscillateur de la transition résonante, g_i et g_k les poids statistiques des niveaux supérieurs et inférieurs de la transition résonante et n_i la densité des atomes à l'état fondamental et qui sont de même nature que l'émetteur.

- l'élargissement de Van der Waals (ou non résonnant) résulte des interactions dipolaires d'un atome excité avec des neutres à l'état fondamental et s'exprime par (II-11) [120] :

$$\Delta\lambda_{1/2}^W = 3 \cdot 10^{-15} \lambda^2 C_6^{2/5} \frac{T^{3/10}}{\mu} n \quad (\text{II-11})$$

où μ est la masse réduite du système, n la densité d'atomes perturbateur, T la température du gaz et C_6 le coefficient de Van der Waals.

- l'élargissement Stark est dû à l'interaction des espèces chargées (électrons libres, ions) avec les espèces radiatives. En effet, les électrons libres et les ions du plasma vont induire un champ électrique qui va conduire à la dégénérescence des niveaux atomiques. La raie spectrale va alors se dédoubler et s'élargir. La fréquence d'interaction entre les électrons et les espèces radiatives étant plus grande qu'avec les ions, les électrons libres sont alors responsables en grande partie de l'élargissement Stark observé dans un plasma. Dans ce cas, la forme spectrale peut être approximée par un profil lorentzien. L'élargissement lié à l'effet Stark W_s est en général déduit de l'élargissement mesuré W_m sur le spectre par la formule (II-12) [120]:

$$W_s = (W_m^{1,4} - W_G^{1,4})^{1/1,4} - W_L \quad (\text{II-12})$$

où W_G est la partie gaussienne du profil de raie et W_L la partie lorentzienne.

La partie gaussienne W_G peut être déterminée en faisant la somme quadratique des différents élargissements gaussien $W_G = \sum \sqrt{W_{G,i}^2}$ et pour la partie lorentzienne W_L , il suffit de faire la somme des élargissements lorentzien $W_L = \sum w_{L,i}$. Comme expliqué précédemment, en pratique, le profil de raie est un profil de Voigt. Pour calculer l'élargissement de ce profil, il faut alors utiliser l'expression (II-13) [120] :

$$W_{Voigt} = 0,5346 W_L + \sqrt{0,2166 W_L^2 + W_G^2} \quad (\text{II-13})$$

❖ Élargissement instrumental

Le dispositif d'acquisition des spectres induit un élargissement des raies spectrales de type gaussien, appelé « fonction d'appareil ». Pour déterminer cet élargissement, il est possible

d'utiliser une lampe de calibration émettant des raies infiniment fines et d'enregistrer un spectre avec les paramètres d'acquisition qui seront utilisés.

L'étude des spectres d'émission va alors permettre de déterminer les températures et les densités électroniques du plasma.

II.5.3.2. Mesure de la densité électronique

Dans un plasma, l'effet Stark est principalement dû à l'interaction des électrons libres avec les espèces radiatives. Cette propriété permet alors, dans certains cas, d'en déduire la densité électronique.

L'élargissement Stark est plus important pour les systèmes à plus d'un électron, raison pour laquelle les raies d'hydrogène et d'hélium ionisé sont souvent utilisées pour mesurer la densité électronique. Les raies de la série de Balmer de l'hydrogène (dont les trois premières sont les raies H_α , H_β et H_γ respectivement situées à 656,2, 486,1 et 434,0 nm) sont les raies les plus utilisées pour mesurer la densité électronique au sein d'un plasma, car elles sont, d'une part, relativement intenses et d'autre part, elles présentent une très grande sensibilité à l'effet Stark. En particulier la raie H_β est la plus sensible à cet effet et a été très étudiée, ce qui a permis d'établir une relation reliant son élargissement Stark W_s à la densité électronique n_e (II-14) [120] :

$$n_e = 10^{16} \left(\frac{W_s}{9,4666} \right)^{1,49} \quad (\text{II-14})$$

Cette relation permet de mesurer des densités allant de 10^{14} à 10^{17} cm^{-3} .

La raie H_α située à 656,1 nm peut également être utilisée pour remonter à la densité électronique n_e du plasma, Y. Cressault [4] donne notamment la relation (II-15) :

$$\log(n_e) = 21,76305 + 1,23598 \log(\Delta\lambda) \quad (\text{II-15})$$

où $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur de la raie, en supposant que l'élargissement Stark est dominant et que les élargissements Doppler et instrumental sont négligeables.

II.5.3.3. Mesure de la température du plasma

Il existe différentes méthodes de détermination de la température détaillées ci-dessous.

❖ Méthode de Fowler-Milne

La méthode de Fowler-Milne est applicable si la température du jet de plasma est supérieure à la température normale (Figure II.7). Dans ce cas, la raie présente un maximum d'émission en

dehors de l'axe du plasma (à un rayon r_{max}) pour lequel $\varepsilon_{vij}(T_N) = \varepsilon_{vij}(r_{max})$ avec $T(r_{max}) = T_N$. La température peut ensuite être déterminée pour tout rayon r du plasma à partir de la courbe $\varepsilon_{vij} = f(T)$.

❖ Méthode de Boltzmann

À partir de la loi de distribution de Boltzmann, l'équation (II-6) peut s'écrire sous la forme d'une fonction affine $\ln\left(\frac{\varepsilon_{ij} \lambda_{ij}}{A_{ij} g_i}\right) = -\frac{E_i}{k_B T} + C$ où C est une constante. En traçant les intensités mesurées pour plusieurs raies en fonction des énergies d'excitation, il est possible de remonter à la mesure de la température de l'ETL. Cette méthode nécessite de choisir des raies présentant des énergies d'excitation suffisamment éloignées en valeur absolue (quelque eV) afin d'obtenir une bonne précision sur la mesure de la pente de la droite.

❖ Intensité absolue d'une raie

L'équation (II-6) montre qu'à partir de la mesure du coefficient volumique d'une raie, une mesure de température peut en principe être obtenue. L'avantage de cette méthode est qu'une seule raie spectrale est nécessaire, mais elle nécessite aussi une calibration précise du spectromètre pour permettre de convertir le signal électrique mesuré en énergie par unité de surface.

❖ Intensité relative de deux raies

Cette méthode consiste à mesurer l'intensité relative de deux raies indexées 1 et 2 afin d'en déduire la température du plasma selon la relation (II-16) :

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{\lambda_1 A_1 g_1}{\lambda_2 A_2 g_2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (\text{II-16})$$

L'intérêt de cette méthode est qu'elle ne nécessite que deux raies et qu'il n'est pas nécessaire de réaliser une calibration, contrairement à la méthode par mesure d'intensité absolue. Cependant, la précision de la mesure dépend de l'écart énergétique entre les deux niveaux d'excitation des transitions choisies.

II.5.3.4. Dispositif de mesure

Le spectromètre utilisé a une configuration de type Czerny-Turner (HRS-750, Teledyne Princeton Instrument) et est équipé d'une caméra CCD (Pixis 400, Teledyne Princeton Instrument) fonctionnant en mode image ou spectral. La matrice de détection de la caméra

possède 400 lignes et 1 340 colonnes sur laquelle chaque pixel mesure $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Le spectromètre possède trois réseaux : 600, 1800 et 2400 traits. mm^{-1} . Les résolutions spectrales avec les réseaux 600 et 1800 traits. mm^{-1} peuvent être calculées pour différentes ouvertures de fente [121] et sont respectivement de 1,1053 nm et 0,0259 nm pour une ouverture de 50 μm . Un *bundle* (faisceau) de 19 fibres alignées est utilisé pour recueillir le signal lumineux du plasma à 2 mm de la sortie de tuyère et est relié à une fente d'entrée dont l'ouverture est réglée à 40 μm (Figure II.9). Un diaphragme et un filtre sont également utilisés pour limiter la quantité de lumière incidente sur le détecteur de manière à ne pas l'endommager. Le logiciel LightField permet l'acquisition et l'enregistrement des données.

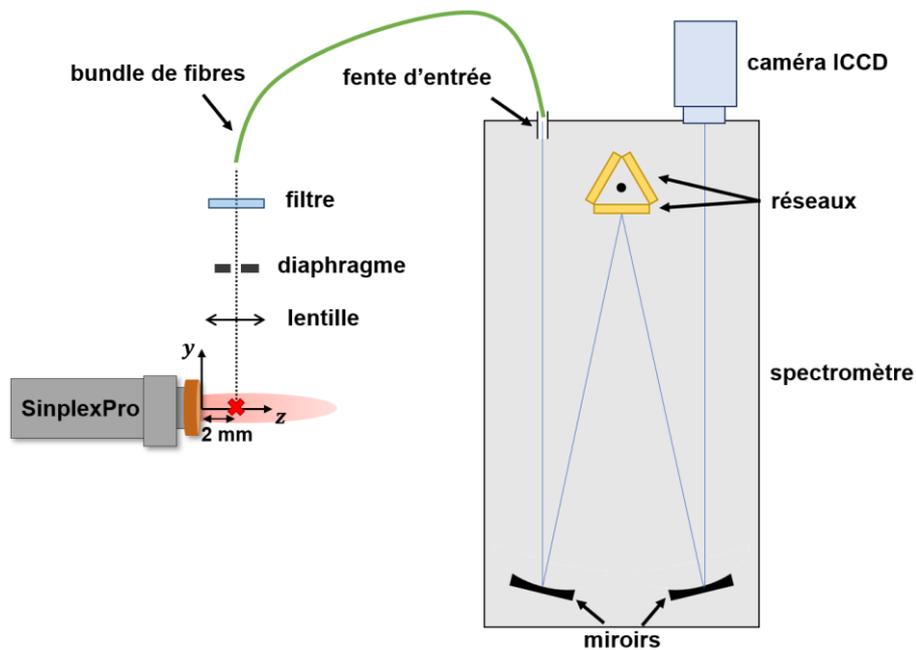


Figure II.9 : Schéma du dispositif de mesure de la température du jet de plasma par spectroscopie d'émission optique.

À partir du rayonnement intégré $I(y)$ émis par le plasma et en supposant un plasma optiquement mince et à symétrie cylindrique, l'inversion d'Abel (Figure II.10) permet alors de calculer la distribution radiale du coefficient d'émission ε par la formule (II-17) [122] :

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI(y)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (\text{II-17})$$

L'émission radiale du plasma $\varepsilon(r)$ permet alors de déterminer les profils de température.

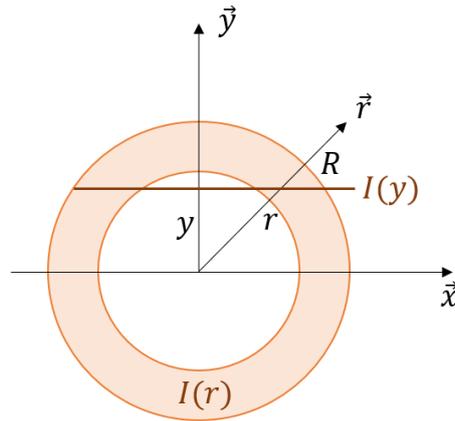


Figure II.10 : Schéma de principe de l'inversion d'Abel.

II.5.4. Vitesse du jet de plasma

II.5.4.1. Principe et dispositif de mesure

Le principe de mesure de la vitesse du jet de plasma repose sur la propagation d'une fluctuation lumineuse dont on suppose qu'elle se déplace à la même vitesse que le jet de plasma. Cette méthode de mesure a été utilisée pour déterminer la vitesse du jet de plasma généré par des torches conventionnelles [31, 123], caractérisé par des fluctuations importantes. Dans le cas des torches à anode segmentée comme la SinplexProTM, les jets de plasma générés sont beaucoup plus stables du fait du mouvement limité de l'arc électrique et la mesure peut s'avérer plus délicate. Un schéma du dispositif mis en place est présenté sur la Figure II.11.

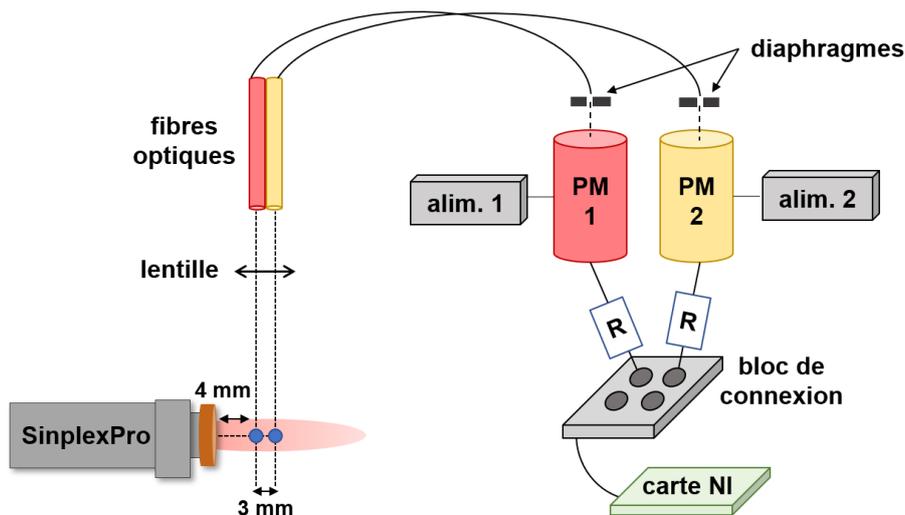


Figure II.11 : Schéma du dispositif expérimental pour mesurer la vitesse du jet de plasma à partir de la propagation d'une fluctuation lumineuse du plasma.

Le dispositif est composé des éléments suivants :

- deux fibres optiques (diamètre de 2 mm chacune), collées l'une à l'autre, qui permettent de recueillir le signal lumineux issu du plasma. La distance entre le centre des deux fibres est de 2 mm ;
- une lentille avec un grandissement de 1,5. La distance entre les deux spots sur le jet de plasma est alors de 3 mm ;
- deux photomultiplicateurs PM1 et PM2 (R928, Hamamatsu) qui convertissent le signal lumineux en signal électrique ;
- deux alimentations permettant de faire varier la tension d'accélération de chacun des deux photomultiplicateurs ;
- deux diaphragmes situés entre les fibres optiques et les photomultiplicateurs, permettant de réduire l'intensité lumineuse reçue par ces derniers et de ne pas les saturer ;
- un bloc de connexion BNC et une carte de mesure (PCI-6251, National Instrument) permettant l'acquisition des signaux (fréquence maximale d'échantillonnage de 1,5 MHz) ;
- deux résistances électriques situées entre les photomultiplicateurs et le bloc de connecteur afin de réduire le bruit ambiant sur les signaux recueillis.

Un exemple de signaux recueillis par les deux fibres optiques et convertis par les deux photomultiplicateurs est présenté sur la Figure II.12-A pour un mélange ternaire Ar-H₂-He à 300 A avec une tuyère de 9 mm de diamètre. L'axe des ordonnées représente l'intensité du courant des photomultiplicateurs. Pour éviter de déformer le signal du fait d'une saturation du photomultiplicateur, il est recommandé de ne pas dépasser 0,1 mA.

Un motif de fluctuation mesuré par le PM1 et alors identifiable et se retrouve sur le signal du PM2 avec un retard noté Δt , illustré sur la Figure II.12-B.

L'objectif est de déterminer ce décalage Δt entre les deux signaux afin de remonter à la vitesse de propagation de l'onde lumineuse v à l'aide de la formule (II-18) :

$$v = \frac{d}{\Delta t} \quad (\text{II-18})$$

où d correspond à la distance entre les deux spots de mesure (3 mm ici). L'erreur relative sur la mesure de vitesse peut être déterminée par la formule $\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta(dt)}{dt}$. En considérant une erreur absolue de 0,5 mm sur la distance d et de $4,3 \cdot 10^{-12}$ s sur le décalage temporel dt (pour un dt mesuré de $3,2 \cdot 10^{-6}$ s pour la Figure II.12), cette erreur relative est alors de 17 %. La vitesse ainsi mesurée correspond à une vitesse axiale du jet de plasma.

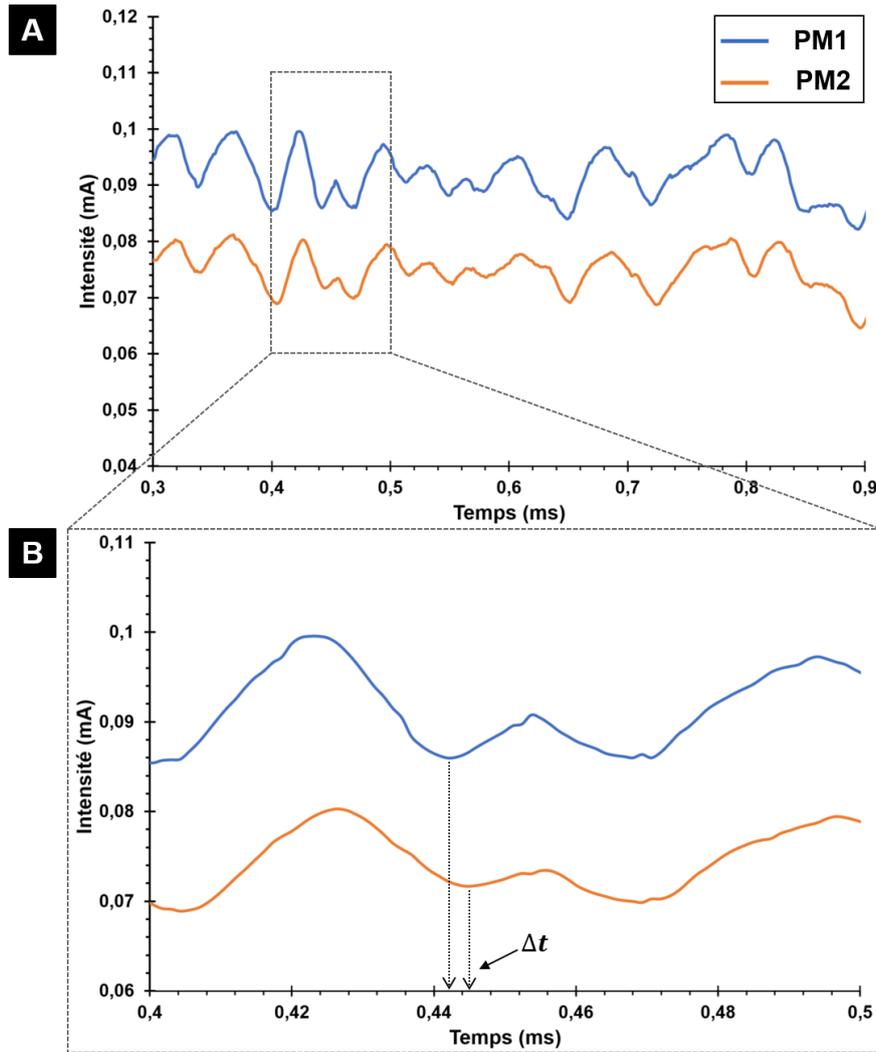


Figure II.12 : A) Exemple de signaux électriques convertis par les deux photomultiplicateurs PM1 et PM2 pour un mélange ternaire Ar-H₂-He à 300 A avec une tuyère de 9 mm et B) mise en évidence du décalage temporel Δt entre les deux signaux.

Un programme LabVIEW a été développé pour rechercher le maximum de la fonction de corrélation croisée, définie par l'équation (II-19) :

$$R_{xy}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) * y(t + \tau) d\tau \quad (\text{II-19})$$

où x et y correspondent aux deux signaux de mesure. La fonction de corrélation croisée permet de décrire le degré de similitude entre deux signaux et également de déterminer leur position relative au cours du temps. Cette fonction de corrélation croisée est appliquée sur un intervalle de mesure défini par l'utilisateur (20 ms dans ces travaux). Sur chaque intervalle de mesure, le décalage temporel des deux signaux est mesuré et permet de remonter à la vitesse du jet de plasma.

II.5.4.2. Paramètres d'acquisition des signaux de mesure

Plusieurs paramètres d'acquisition sont susceptibles d'avoir une influence sur les signaux de mesure. Parmi eux, on peut citer la tension d'accélération des photomultiplicateurs, la valeur des résistances électriques ou encore la fréquence d'échantillonnage. La tension d'accélération des photomultiplicateurs va être ajustée pour chaque condition opératoire de manière à amplifier l'intensité du signal électrique recueilli, jusqu'à une valeur proche de la valeur maximale de 0,1 mA. L'influence de la résistance électrique et de la fréquence d'échantillonnage sur la forme des signaux de mesure est discutée par la suite pour un mélange ternaire Ar-H₂-He à 300 A avec une tuyère de 9 mm de diamètre.

❖ Influence de la résistance électrique

La Figure II.13-A montre des signaux de mesure obtenus avec une fréquence d'échantillonnage de 1,5 MHz pour différentes valeurs de résistance électrique : 250, 500, 1 000 et 10 000 Ω. En effet, il est nécessaire de limiter le bruit de fond des signaux de mesure tout en évitant de trop les lisser.

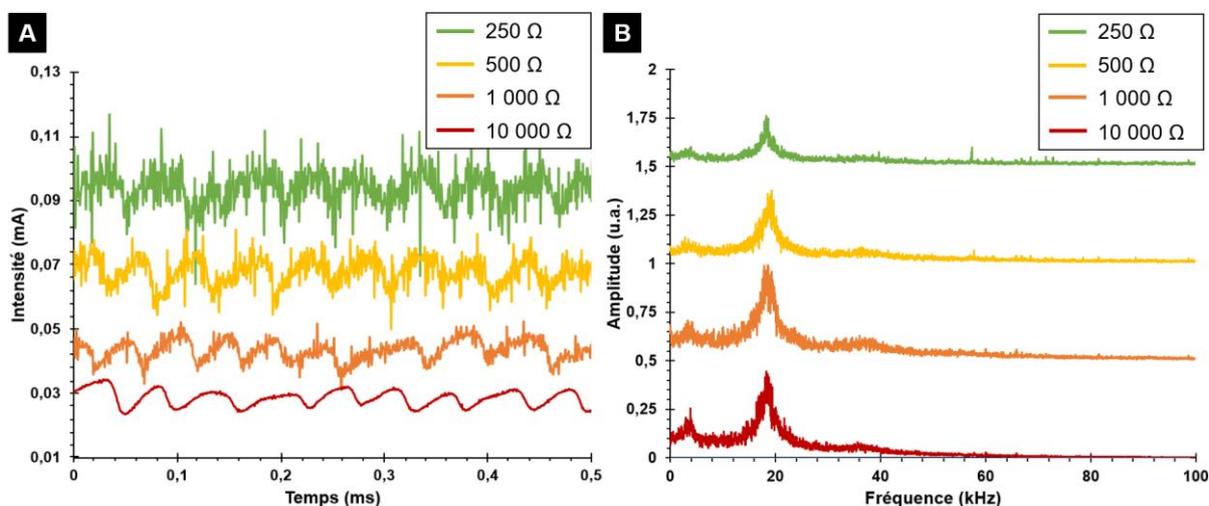


Figure II.13 : Influence de la résistance électrique sur A) les signaux de mesure et B) les spectres associés pour un mélange ternaire Ar-H₂-He à 300 A.

Sur la Figure II.13-A, on peut voir qu'avec une résistance de 250 Ω le signal est très bruité et ne permet pas d'identifier clairement un motif de fluctuation. À l'inverse, une valeur de résistance de 10 000 Ω (courbe rouge) est trop élevée puisqu'elle lisse le signal de mesure, de l'information est alors perdue. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre un signal peu bruité et représentatif des processus de fluctuations lumineuses. Les signaux obtenus avec

une résistance de 500 et 1 000 Ω semblent plus en adéquation avec ces conditions. En particulier, la courbe orange présente peu de bruit et le motif de fluctuation est toujours visible. La Figure II.13-B montre les spectres associés aux signaux électriques entre 0 et 100 kHz. L'augmentation de la résistance électrique entre 500 et 1 000 Ω ne semble pas avoir d'impact sur les composantes fréquentielles. On en déduit donc que la résistance électrique permet de réduire le bruit des signaux. Ainsi, une valeur de 1 000 Ω pour les résistances électriques a donc été retenue pour les acquisitions.

❖ Influence de la fréquence d'échantillonnage

De la même manière, l'influence de la fréquence d'échantillonnage sur les signaux de mesure et sur les spectres associés a été étudiée avec des résistances électriques de 1 000 Ω (Figure II.14). À 250 kHz, le signal est lissé du fait de la fréquence d'échantillonnage qui est trop faible. En doublant cette fréquence (500 kHz, courbe jaune), une amélioration du signal de mesure est constatée, le signal est moins lissé, mais il reste un grand nombre de zones (indiquées par les flèches jaunes sur la Figure II.14) qui nécessiteraient des points de mesure supplémentaires. En augmentant la fréquence d'échantillonnage jusqu'au maximum autorisé par la carte d'acquisition, soit 1,5 MHz, le signal a une meilleure résolution en temps, bien qu'un plus grand nombre de points de mesure pourraient être nécessaires pour améliorer encore la résolution du signal (flèches rouges sur la Figure II.14). L'analyse des spectres (Figure II.14-B) montre que l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage entre 250 et 760 kHz ne modifie pas les composantes haute fréquence, et permet de mieux faire ressortir la composante vers 18 kHz.

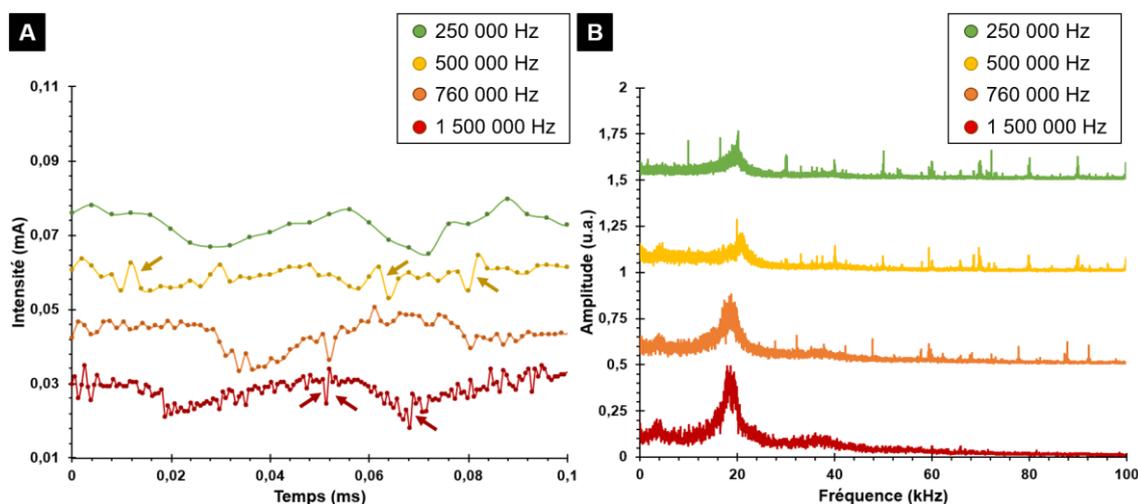


Figure II.14 : Influence de la fréquence d'échantillonnage sur A) les signaux de mesure et B) les spectres associés pour un mélange ternaire Ar-H₂-He à 300 A.

Cette étude paramétrique a été réalisée sur une seule voie de mesure. Cependant, lors de l'acquisition des signaux lumineux, deux voies sont nécessaires, et il n'est donc pas possible d'utiliser une fréquence d'échantillonnage de 1,5 MHz sur chacune des voies. Une fréquence de 760 kHz a donc été retenue pour l'acquisition des signaux, qui correspond à un pas de temps de $1,3 \cdot 10^{-6}$ s. En considérant la distance entre les deux fibres de 3 mm, on peut en déduire une vitesse maximale du jet de plasma pouvant être mesurée à partir des signaux de mesure de $2\,308 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette valeur pourrait ne pas être suffisante du fait des vitesses de jet élevées attendues. Il serait alors nécessaire que cette vitesse maximale pouvant être mesurée soit deux fois supérieure à la vitesse maximale que l'on souhaite mesurée (analogie avec le théorème de Shannon [124] sur les fréquences d'échantillonnage lors de l'acquisition d'un signal).

Un deuxième facteur limitant est lié à la résolution de la carte d'acquisition. La carte utilisée présente une résolution de 16 bits et détermine la plus petite variation de signal pouvant être mesurée. Elle peut être calculée par $U_{max}/2^{16}$ (U_{max} correspondant à la tension maximale de la carte d'acquisition de 10 V). Le calcul donne alors $1,526 \cdot 10^{-4}$ V, que l'on divise par la résistance de $1000 \, \Omega$ pour convertir cette valeur en intensité du courant. Cette plus petite variation est de $1,526 \cdot 10^{-4}$ mA et sur la courbe orange de Figure II.14 (fréquence d'échantillonnage de 760 kHz), la mesure des plus petites variations d'intensité d'un pic est d'environ $6,4 \cdot 10^{-4}$ mA, du même ordre de grandeur que la résolution de la carte. La résolution de la carte pourrait donc ne pas être suffisante pour cette application et engendrer des erreurs sur les mesures de vitesse, dont l'erreur relative est de l'ordre de 17 %.

Le Tableau II-3 résume les différents paramètres d'acquisition utilisés pour la mesure de la vitesse du jet. À partir des signaux électriques, une interpolation linéaire est réalisée pour augmenter la précision de la mesure qui rajoute 200 points entre chaque point de mesure.

Tableau II-3 : Caractéristiques du dispositif de mesure de la vitesse du jet de plasma.

Paramètres	Valeurs
Distance entre les deux fibres	3 mm
Diamètre diaphragme	200 μm
Tension d'accélération	150 à 350 V
Valeur max de courant	0,1 mA
Valeur résistances	1 000 Ω
Fréquence d'échantillonnage	760 000 Hz
Nombre d'échantillons	760 000
Intervalle de mesure	20 ms
Facteur d'échantillonnage	200

II.6. Diagnostic des particules en vol

II.6.1. Poudre d'étude

La poudre sélectionnée est une zircone yttrée à 7% massique (ZrO_2 -7mass.% Y_2O_3 , AMPERIT 827.054, Höganäs), largement utilisée dans de nombreuses applications telles que les barrières thermiques dans le secteur aéronautique.

D'après le diagramme de phase de la zircone yttrée (Figure II.15 [125]), la zircone pure peut être sous trois formes cristallographiques en fonction de sa température : cubique *C* au-dessus de 2 400 °C, quadratique *T* entre 1 200 °C et 2 400 °C et monoclinique *M* en dessous de 1 200 °C. La transformation de la phase quadratique *T* en phase monoclinique *M* qui a lieu lors du refroidissement de la zircone est accompagnée d'un changement de volumique d'environ 5 %, qui peut être à l'origine de fissurations dans le dépôt. La phase quadratique peut être stabilisée par ajout d'oxyde d'yttrium. En particulier, une phase métastable *T'* peut être obtenue par refroidissement rapide de la zircone avec 6 à 12 mass.% de Y_2O_3 à partir de la phase cubique *C* [126]. La particularité de cette phase métastable est qu'elle n'est plus sujette à une transformation en phase monoclinique, ce qui permet d'éviter le changement de volume lié à cette transformation.

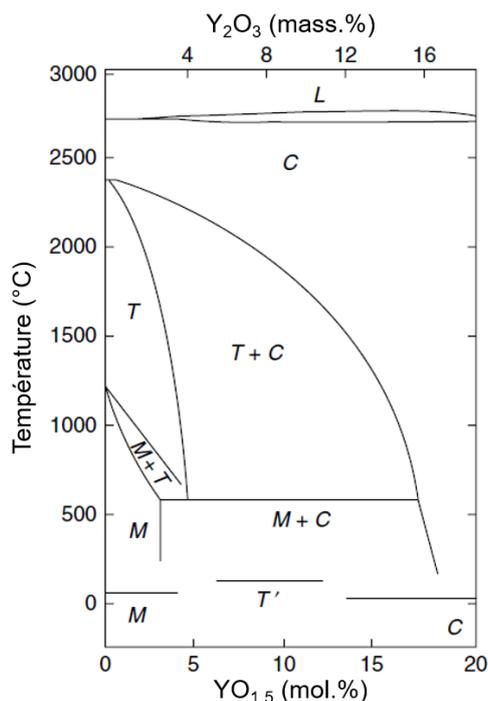


Figure II.15 : Diagramme de phase du système ZrO_2 - Y_2O_3 [125].

La poudre sélectionnée est une poudre agglomérée-frittée, qui permet d'obtenir des particules sphériques, caractérisées par une porosité interne importante. Les principales caractéristiques de cette poudre, comme sa granulométrie et sa morphologie, ont été étudiées et les résultats seront présentés dans le Chapitre V.

II.6.2. Dispositif SprayWatch

Le SprayWatch est un dispositif commercialisé par la société Oseir qui permet de mesurer la vitesse et la température des particules en vol. Une caméra CCD 12 bits permet de déterminer la distance parcourue par une particule pendant le temps d'ouverture de l'obturateur et d'en déduire sa vitesse. La température moyenne des particules est obtenue par pyrométrie grâce à deux filtres (425 – 575 nm et 625 – 750 nm) disposés devant la caméra.

La distance de focalisation de la caméra a été réglée à 259 mm, correspondant à un volume de mesure de $26,8 \times 35,9 \times 34 \text{ mm}^3$ (Figure II.16-A). Un exemple d'image obtenue avec la caméra est présenté sur la Figure II.16-B et permet de visualiser les deux différentes zones de mesure. Le flux de particules est d'abord visible sur la partie gauche de l'image, à partir de laquelle la vitesse des particules est déterminée. Les particules passent ensuite devant les deux filtres à droite de l'image pour mesurer leur température par pyrométrie bichromatique [127]. Le centre de l'image totale est alors placé à 120 mm de la sortie de tuyère, distance à laquelle seront

placés les échantillons à revêtir, afin d'estimer l'état thermocinétique des particules lors de leur impact sur le substrat.

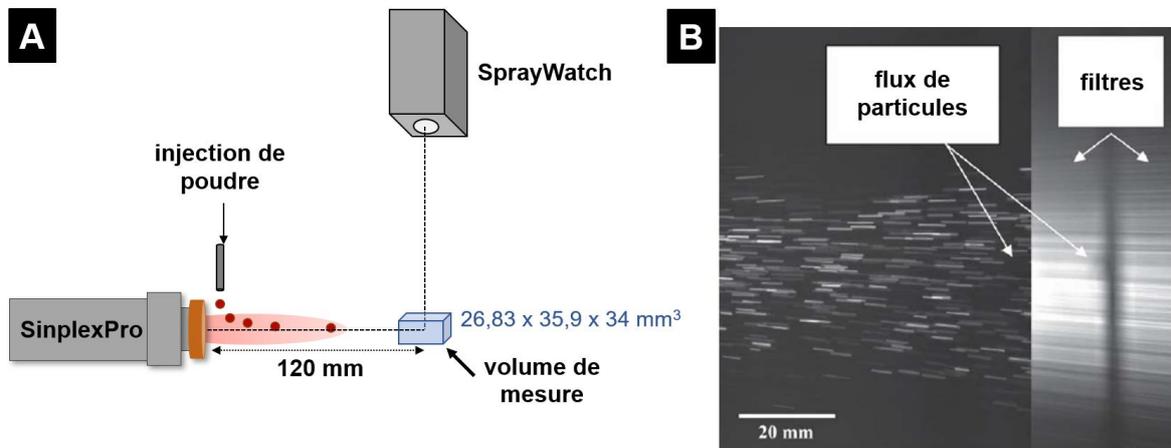


Figure II.16 : A) Schéma du dispositif SprayWatch et B) image obtenue avec la caméra CCD, issue de [127].

L'incertitude de mesure sur la température est de 20 % et de 5 % sur la vitesse. Pour chaque image (Figure II.16-B), les distributions du flux de particules, de la température des particules et de leur vitesse par rapport à l'axe de la torche sont mesurées. Un exemple des distributions obtenues pour un mélange Ar-He (16-20 nlpm) à 400 A est donné sur la Figure II.17, où les température et vitesse moyennes associées à l'image analysée sont également indiquées. Ces distributions montrent alors une variation importante des caractéristiques du fait de la position de la particule par rapport à l'axe de la torche : la température varie entre 2 300 et 2 800 °C et la vitesse entre 120 et 190 m.s⁻¹ (pour des valeurs moyennes de 2 500 °C et 155 m.s⁻¹). Pour chaque condition, une centaine d'images sont capturées. Les caractéristiques des particules en vol correspondent alors à une moyenne sur cent images, elles-mêmes déjà moyennées. Enfin, il est important de noter que la température de fusion de la zircone yttrée est de 2 750 °C. Pour une température moyenne de 2 500 °C, la distribution de température montre qu'une partie des particules (Figure II.17-B) ont une température supérieure à cette température moyenne, qui est proche de la température de fusion de la zircone. Cela signifie que, malgré la faible température moyenne, les particules les plus chaudes vont participer et permettre la construction d'un dépôt.

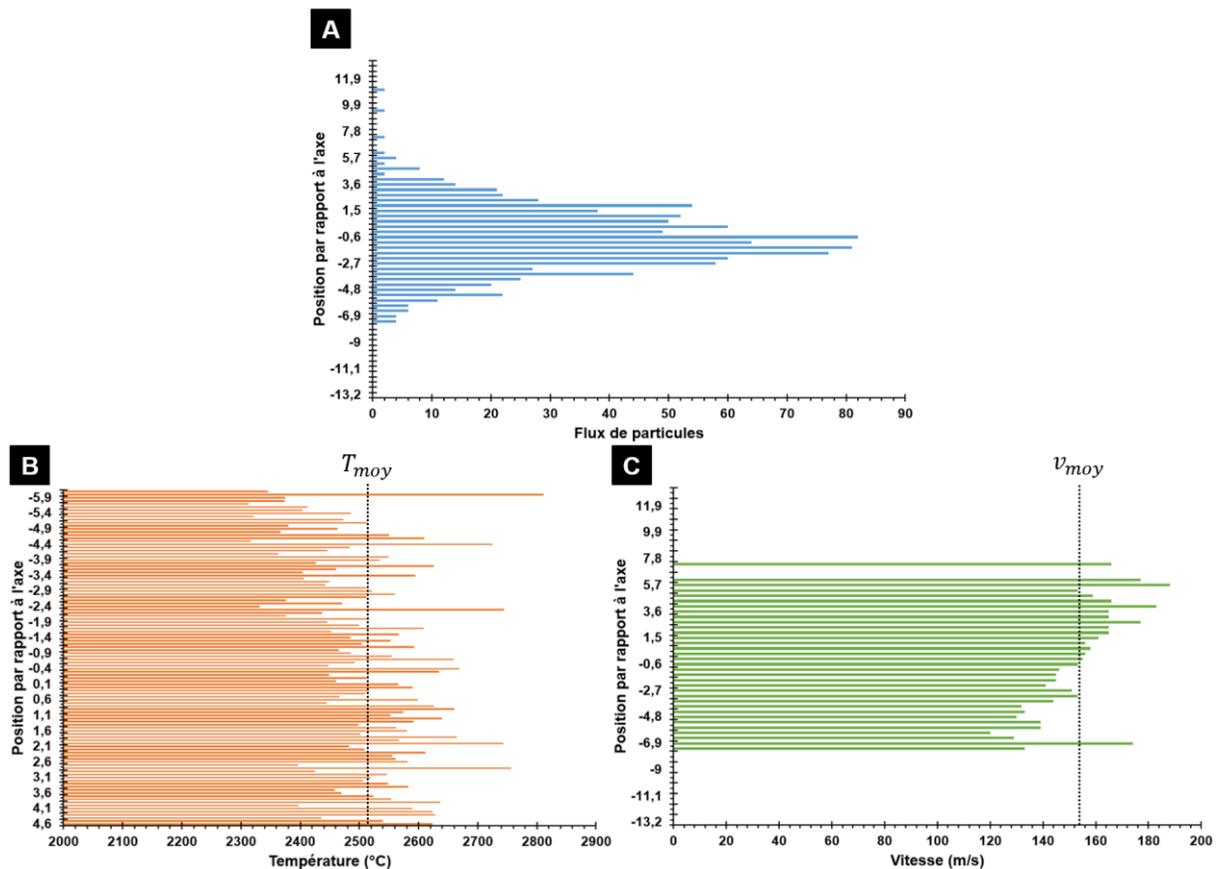


Figure II.17 : Distributions A) du flux de particules, B) de la température des particules et C) de la vitesse des particules par rapport à l’axe de la torche pour une image pour un mélange Ar-He (16-20 nlpm) à 400 A.

II.7. Élaboration des dépôts

Cette partie est consacrée à la réalisation de dépôts de zircone yttrée. Après avoir discuté de la nature des substrats et de leur préparation de surface avant projection, le banc et la cinématique de projection vont être présentés.

II.7.1. Substrats et préparation de surface

Les substrats sur lesquels ont été réalisés les dépôts sont des pastilles de 25 mm de diamètre et de 5 mm d’épaisseur en acier inoxydable (nuance 304L). Afin de favoriser l’ancrage mécanique des particules projetées, la surface des échantillons a été sablée avec du corindon F80 (granulométrie comprise entre 150 et 212 μm). Les échantillons sont alors placés à 110 mm en sortie de buse avec un angle de 90°, le sable étant projeté avec une pression dynamique de 3 bars. Un rugosimètre (Surtronic 25, Taylor Hobson) a permis de mesurer une rugosité moyenne R_a comprise entre 3,5 à 4 μm et une rugosité totale R_t d’environ 40 μm .

II.7.2. Cinématique de projection

Une photographie et un schéma du dispositif de projection pour la réalisation des dépôts sont présentés sur la Figure II.18.

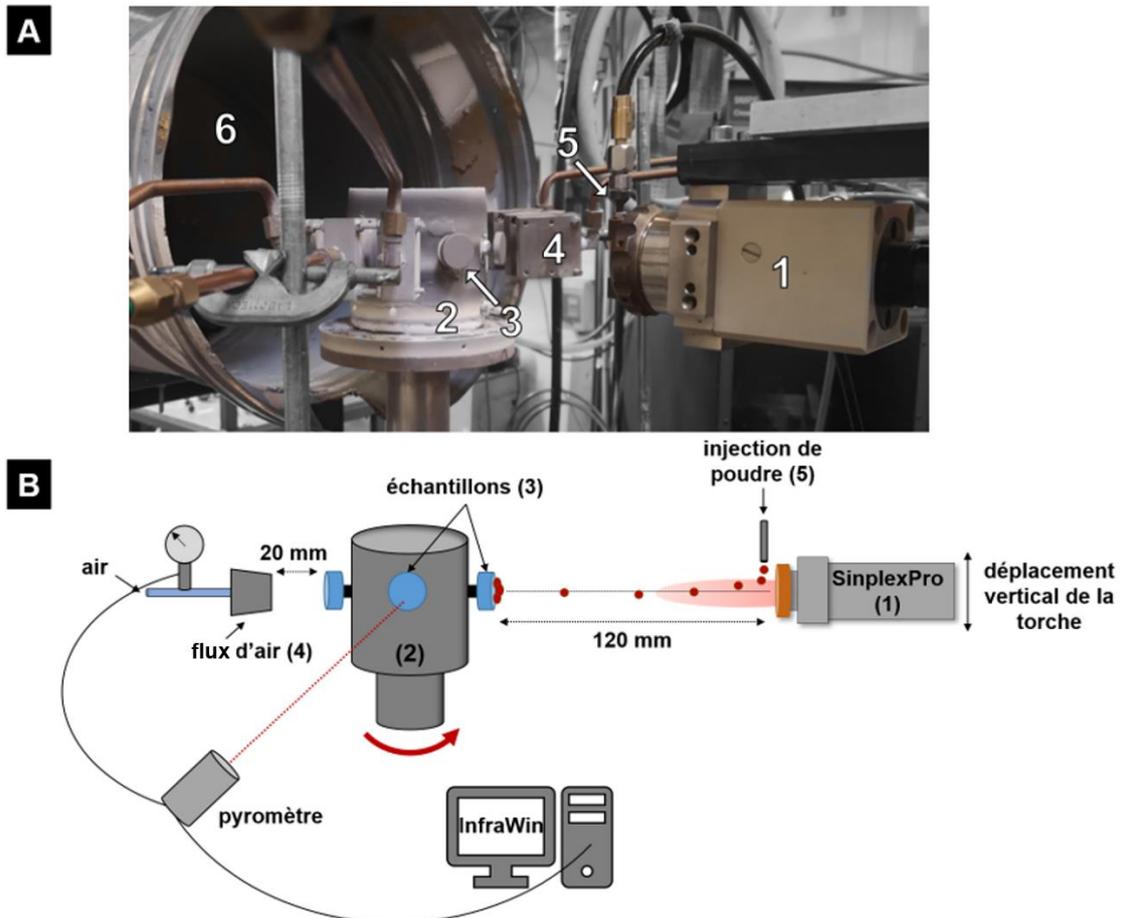


Figure II.18 : A) Photographie et B) schéma du dispositif de projection pour la réalisation des dépôts.

La torche de projection SinplexProTM (1) est fixée sur un bras robotisé et est placée en direction d'un porte-échantillons cylindrique (2), sur lequel sont vissés les échantillons à revêtir (3). Le porte-échantillons est placé dans un mandrin mis en rotation. La température de surface de ces échantillons est contrôlée en cours de projection à l'aide d'un pyromètre infrarouge utilisé en mode monochromatique (IGAR 6, LumaSense Technologies) afin de limiter les perturbations induites par le rayonnement lumineux du plasma. La gamme spectrale de détection est comprise entre 1,5 et 1,6 μm et couvre une plage de température entre 100 et 2 550 °C. Le suivi de la température se fait via le logiciel InfraWin dans lequel l'émissivité doit être indiquée au préalable. L'émissivité de la zircone yttrée a été déterminée expérimentalement dans une autre étude et a été fixée à 0,34.

Ce suivi en cours de projection a permis la régulation de la température du substrat à l'aide d'un système de refroidissement par flux d'air (4) relié au pyromètre. Ces flux d'air sont connectés à un régulateur de pression d'air comprimé qui permet d'ajuster le débit d'air afin de respecter une valeur de consigne de 200 °C.

L'injection de la poudre (5) se fait perpendiculairement par rapport à l'axe de la torche avec un injecteur de 1,5 mm de diamètre, situé à 6 mm de l'axe de la torche pour une tuyère Ø 9 mm. Un extracteur d'air (6) est situé à l'arrière du porte-échantillons et dans l'axe de la torche afin d'évacuer les gaz et la poudre de projection.

La réalisation du dépôt se fait par succession de passes verticales, une passe correspondant à un aller-retour de la torche devant les échantillons.

Enfin, les rendements de projection associés aux différentes conditions ont été déterminés. Pour cela, un cylindre de la même composition que les échantillons (304L) est mis en rotation devant la torche immobile. Le cylindre est préchauffé pendant 2 minutes, puis de la poudre est injectée pendant 2 minutes à un débit de 25 g.min⁻¹. La pesée du cylindre avant et après projection permet de remonter au rendement de projection en comparant la masse de poudre déposée et la masse de poudre projetée.

Les différents paramètres de la cinématique de projection sont présentés dans le Tableau II-4.

Tableau II-4 : Paramètres de cinématique de projection pour la réalisation de dépôts.

Paramètres	Valeurs
Vitesse d'éclairement	1 500 mm.s ⁻¹
Diamètre porte-échantillons	140 mm
Vitesse rotation porte-échantillons	205 tr.min ⁻¹
Vitesse translation torche	12 mm.s ⁻¹
Pas de projection	3,5 mm
Distance de projection	120 mm
Régulation température du substrat	200 °C
Préchauffe du substrat	2 min
Durée de projection	3 min
Ø injecteur poudre	1,5 mm
Débit de poudre	25 g.min ⁻¹

II.8. Techniques de caractérisation de la poudre et des dépôts

Cette dernière partie présente les différentes techniques utilisées pour caractériser la poudre de projection (granulométrie, masse volumique, morphologie, phases) et les dépôts de zircone yttrée en termes de microstructures, porosité et dureté.

II.8.1. Granulométrie et masse volumique

Un granulomètre laser (LA-950 V2, Horiba Jobin-Yvon) a été utilisé pour déterminer la distribution granulométrique de la poudre. Son fonctionnement repose sur la diffraction d'un rayon laser par les particules rencontrées. L'angle des rayons diffractés dépend alors de la taille de la particule, et en appliquant la théorie de Fraunhofer [128] (adaptée pour les particules de taille micrométrique), il est possible de remonter à la distribution granulométrique de la poudre. De plus, la masse volumique de la poudre a été déterminée à l'aide d'un pycnomètre à hélium (AccuPyc II 1340 V1.05, Micromeritics).

II.8.2. Microscopie Électronique à Balayage

La morphologie de la poudre et les microstructures des dépôts ont été étudiées au Microscope Électronique à Balayage (MEB IT300 LV, JEOL). La surface à analyser est balayée par un faisceau d'électrons donnant lieu à des interactions avec la matière. Ces interactions sont à l'origine de différentes radiations comme l'émission d'électrons secondaires. Ces électrons sont amplifiés et détectés par un détecteur qui les convertit en signal électrique ce qui permet d'obtenir une image de la surface à analyser.

Avant d'être analysés au MEB, une préparation métallographique des échantillons revêtus est nécessaire. La gamme de préparation suivie est présentée en Annexe 1.

Les micrographies MEB vont également permettre de déterminer le taux de porosité des dépôts. Pour cela, la fonction seuillage du logiciel ImageJ a été utilisée sur 10 images avec un grossissement de 1 000.

II.8.3. Diffraction des Rayons X

La technique de Diffraction des Rayons X (DRX D8 ADVANCE, Bruker) a été utilisée afin d'identifier les différentes phases présentes au sein de la poudre de zircone yttrée. Il s'agit d'une technique d'analyse des structures dans laquelle un faisceau de rayons X est envoyé à la surface d'un matériau. En rencontrant des plans cristallographiques, les rayons vont être

diffractions et sont caractérisés par leurs angles de diffraction et leurs intensités. Ces données permettent de remonter aux dimensions de la maille cristalline. Le logiciel Diffrac.Eva a été utilisé pour l'identification des pics.

II.8.4. Micro-duromètre Vickers

La dureté des dépôts a été évaluée à l'aide d'un micro-duromètre (MicroMet 6040, Buehler). Un pénétrateur de forme pyramidale exerce une force constante à la surface d'un échantillon et y laisse une empreinte. La dureté Vickers est alors fonction de la force appliquée et de la taille moyenne des diagonales de l'empreinte. Une charge de 200 g a été utilisée pour caractériser les dépôts. Les résultats de microdureté présentés correspondent à une moyenne de 10 mesures réalisées à des intervalles d'environ 500 μm le long du dépôt.

II.9. Stratégie expérimentale

L'ensemble de ces outils de diagnostic vont être utilisés pour mieux comprendre le fonctionnement de la torche segmentée et évaluer son potentiel. Pour réaliser ces travaux, le CEA nous a communiqué 6 conditions de projection, reportées dans le Tableau II-5.

Tableau II-5 : Conditions de projection communiquées par le CEA.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Diamètre de tuyère (mm)
35-0-45-0	44-0-56-0	1,17	Ø 9
35-1-45-0	43-1-56-0	1,18	
40-3-40-0	48-4-48-0	1,31	
30-5-40-0	40-7-53-0	1,02	
50-7-0-0	88-12-0-0	1,5	
30-10-60-0	30-10-60-0	1,09	

On y retrouve deux mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He et quatre mélanges ternaires Ar-H₂-He. Du fait du grand nombre de paramètres variant entre ces conditions (mélanges binaires et ternaires, pourcentages volumiques des gaz, débit massique total de gaz), des mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He vont être définis à partir de ces conditions CEA. Un mélange Ar-N₂ sera également défini pour étudier l'influence de la nature du gaz sur le comportement de la torche.

Des mélanges seront définis de façon à étudier l'influence du pourcentage volumique de gaz secondaire et du débit massique total de gaz. L'influence de l'intensité du courant d'arc sera évaluée entre 300 et 500 A pour différentes compositions plasmagènes. Enfin, deux diamètres de tuyère seront également étudiés pour évaluer l'influence de ce paramètre : $\varnothing 9$ et $\varnothing 6,5$ mm. Les nouvelles conditions de projection définies à partir des conditions CEA seront alors présentées dans les parties correspondantes.

L'étude va alors se diviser en deux volets principaux. Le premier sera consacré à l'étude de la dynamique de l'arc électrique et des bilans thermiques pour les différentes conditions opératoires. Les propriétés du jet de plasma seront ensuite déterminées (stabilité, vitesse, température, longueur de la zone chaude). Ces deux premiers points feront l'objet des Chapitres III et IV. Le second volet sera alors consacré à l'étude de l'injection de particules dans le jet de plasma, au travers du diagnostic des particules en vol et de la réalisation et caractérisation des dépôts. Il constituera le dernier chapitre de la thèse.

Chapitre III : Étude expérimentale du comportement de la torche SinplexPro™

Le premier volet de ces travaux de thèse est présenté dans ce chapitre, à savoir l'étude du comportement de la torche SinplexPro™ dans son périmètre de fonctionnement et aux limites. L'objectif est de déterminer l'influence des paramètres opératoires comme la nature du gaz, le diamètre de tuyère et l'intensité du courant d'arc sur la dynamique de l'arc électrique et sur les bilans thermiques de la torche. L'imagerie de l'intérieur de la tuyère va permettre d'étudier la localisation, la nature de l'attachement du pied d'arc et la dynamique de l'arc électrique. Cette dynamique va également être étudiée avec les signaux de tension d'arc. Enfin, l'évolution des bilans thermiques avec les paramètres opératoires sera étudiée.

Comme discuté précédemment, des conditions opératoires ont été définies à partir des conditions CEA. Il a été choisi d'étudier l'influence de la nature du gaz au travers de mélanges binaires Ar-He, Ar-H₂ et Ar-N₂ et de les comparer à un plasma d'argon pur. Deux diamètres de tuyère ont été utilisés (Ø 9 et Ø 6,5 mm) pour les quatre compositions plasmagènes. Cela va permettre d'étudier le comportement de la torche aux limites de fonctionnement, car l'utilisation de H₂ et de N₂ n'est pas recommandée par le constructeur dans une tuyère Ø 6,5 mm. Ces différentes conditions opératoires vont être détaillées dans les parties correspondantes.

À noter que la nomenclature qui sera utilisée dans la suite de ce manuscrit pour décrire les conditions opératoires est la suivante : Ar-H₂-He-N₂_intensité_diamètre, où les gaz sont remplacés par leur débit (en nlpm), l'intensité du courant d'arc est en A et le diamètre de tuyère en mm. Par exemple, un mélange ternaire Ar-H₂-He 40-3-40 nlpm à 400 A et une tuyère de 9 mm de diamètre sera désigné par 40-3-40-0_400_Ø9.

III.1. Étude du démarrage de la torche

Avant de s'intéresser au comportement de la torche sous différentes conditions opératoires, la dynamique de l'arc électrique au démarrage de la torche avec des électrodes neuves a été étudiée. En effet, pendant le démarrage de la torche, des phénomènes d'érosion à l'anode peuvent avoir lieu et des attachements préférentiels pour le pied d'arc peuvent être créés.

La procédure automatique de démarrage de la torche par le système de contrôle du fabricant (MultiCoat, Oerlikon Metco) impose, aux premiers instants, l'injection d'un volume d'argon constant de 70 nlpm. La Figure III.1 montre l'évolution de l'intensité du courant d'arc (courbe

bleue), de la tension d'arc (courbe orange) et du débit d'argon (courbe verte) en fonction du temps pendant le démarrage de la torche pour une consigne de 50 nlpm d'argon à 500 A. Ces données ont été extraites du système de contrôle qui enregistre une mesure toutes les secondes. Trois phases sont identifiées :

- 1) $t \leq 1$ s : le courant est faible, tandis que la tension d'arc augmente brutalement. Cette phase comprend à la fois l'amorçage de l'arc sur la neutrode d'amorçage, et son transfert sur l'anode principale qui conduit à une augmentation de la longueur de l'arc ;
- 2) $1 < t \leq 10$ s : le courant électrique augmente fortement pour atteindre la valeur de consigne et entraîne une augmentation de la tension d'arc ;
- 3) $t > 10$ s : le débit de gaz atteint la valeur de consigne.

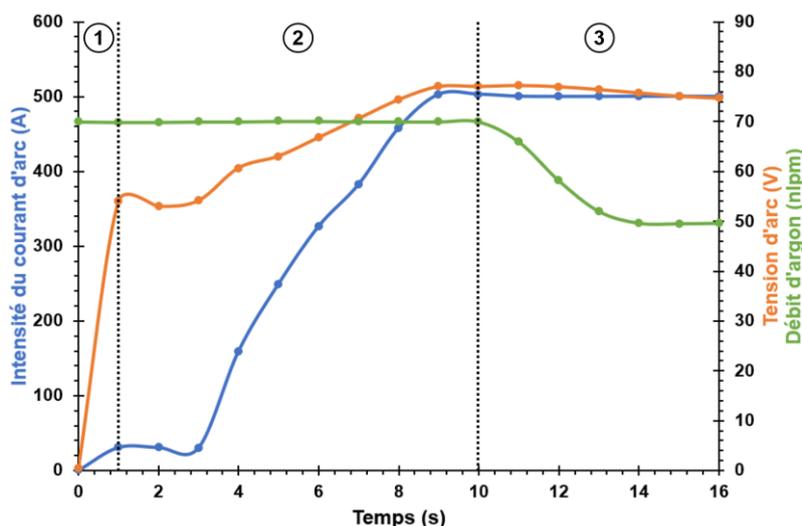


Figure III.1 : Évolution de l'intensité du courant d'arc, de la tension d'arc et du débit d'argon pendant le démarrage de la torche pour une consigne de 50 nlpm d'argon à 500 A.

La Figure III.2-A présente une succession d'images colorisées (environ 8,3 ms séparent chaque image) pendant les premières ms du démarrage de la torche, lorsque la puissance électrique est encore faible. Au moins deux pieds d'arc sont observés simultanément pendant 60 ns (temps d'exposition de la caméra). Le premier semble être stabilisé sur la partie gauche de l'anode (Figure III.2-A, flèche verte sur l'image 1) pendant que le deuxième est toujours en mouvement à sa surface (Figure III.2-A, flèches jaunes).

Sur la Figure III.2-B, une succession de six images environ 2 secondes après le démarrage est présentée, lorsque la tension d'arc a atteint une valeur d'environ 55 V. La puissance électrique est plus élevée (environ 1,65 kW), ce qui explique l'augmentation de l'intensité lumineuse dans la tuyère. Le pied d'arc anodique sur la partie gauche de l'anode (flèche verte sur l'image 1) est

toujours présent et semble être stationnaire, et deux pieds d'arc additionnels sont observés. Le deuxième est indiqué par la flèche rouge sur la Figure III.2-B (image 1) et semble immobile sur la paroi anodique. Il reste accroché sur la partie droite de l'anode mais avec une intensité lumineuse plus faible que celui fixé sur le bord opposé. Le troisième (flèches jaunes sur la Figure III.2-B) est localisé sur la partie haute de l'anode sur l'image 1 et disparaît progressivement pour réapparaître sur les images suivantes.

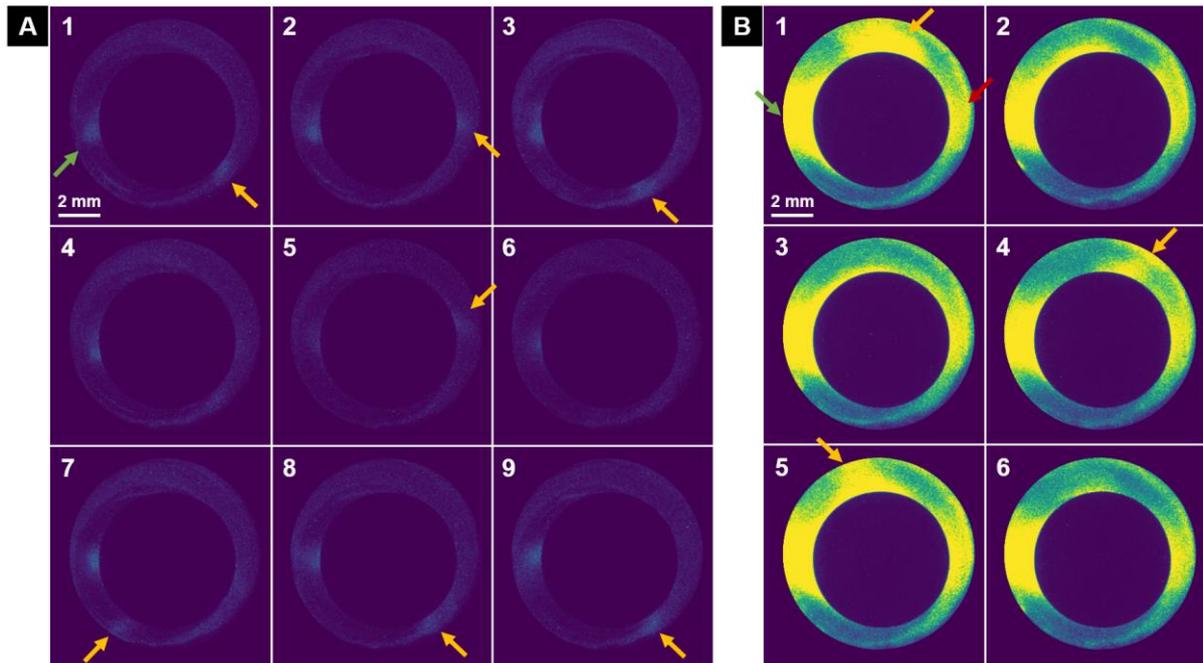


Figure III.2 : Succession d'images pendant le démarrage de la torche avec des électrodes neuves pour un plasma d'argon (70 nlpm) A) pendant les premières ms et B) 2 s après le démarrage. Vitesse d'acquisition de 120 ips et temps d'exposition de 60 ns.

❖ Résumé :

Il semblerait que lorsque la puissance électrique augmente, un pied d'arc principal se stabilise sur l'anode. Un deuxième pied d'arc apparaît ensuite, dont l'intensité lumineuse est plus faible, ce qui suggère que l'intensité du courant d'arc qui le traverse serait plus faible. La stabilisation d'un pied d'arc principal dès les premiers instants du démarrage de la torche interroge : on aurait pu s'attendre à un pied d'arc mobile jusqu'à l'apparition des premiers signes d'érosion de la tuyère. Ces observations ayant été réalisées avec des électrodes neuves, il est alors possible que le tout premier transfert de l'arc électrique entre la neutrode d'amorçage et la tuyère ait modifié localement l'état de surface de la tuyère, favorisant la stabilisation d'un pied d'arc.

Une fois la tension d'arc et l'intensité du courant d'arc stabilisées, la composition désirée de gaz plasmagène est injectée et la dynamique de l'arc doit s'adapter. Cette dynamique va être

étudiée pour différentes compositions plasmagènes et deux diamètres de tuyère (Ø 9 et Ø 6,5 mm).

III.2. Influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes

L'influence du diamètre de tuyère et de la nature du gaz plasmagène sur la dynamique de l'arc électrique et sur les grandeurs caractéristiques du comportement de la torche a été étudiée au travers de quatre compositions, définies dans le Tableau III-1. Ces compositions sont caractérisées par des débits massiques de gaz proches (entre 1,44 et 1,50 g.s⁻¹) et ont été étudiées à 500 A pour deux diamètres de tuyère : Ø 9 et Ø 6,5 mm.

Tableau III-1 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du diamètre de tuyère et de la nature du gaz sur le comportement de la torche.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
50-0-0-0	100-0-0-0	1,49	500	Ø9 et Ø6,5
50-12-0-0	81-19-0-0	1,50		
43-0-55-0	44-0-56-0	1,44		
43-0-0-10	81-0-0-19	1,48		

III.2.1. Imagerie du pied d'arc anodique

La Figure III.3 présente un exemple d'images enregistrées pour chacune des conditions du Tableau III-1 pour les deux diamètres de tuyère, ainsi que les diagrammes radars associés à chaque image et obtenus par la méthode décrite dans la partie II.4, page 61.

❖ Tuyère Ø 9 mm :

Dans une tuyère de 9 mm de diamètre, deux zones lumineuses principales sont mises en évidence par les images et les diagrammes radars (Figure III.3-A, images 1, 3, 5 et 7 et Figure III.3-B, courbes bleues), situées autour de 0 et 180 °, témoignant d'un accrochage multiple de l'arc sur la paroi anodique. Ces deux accrochages semblent correspondre à ceux observés lors de l'étude du démarrage de la torche.

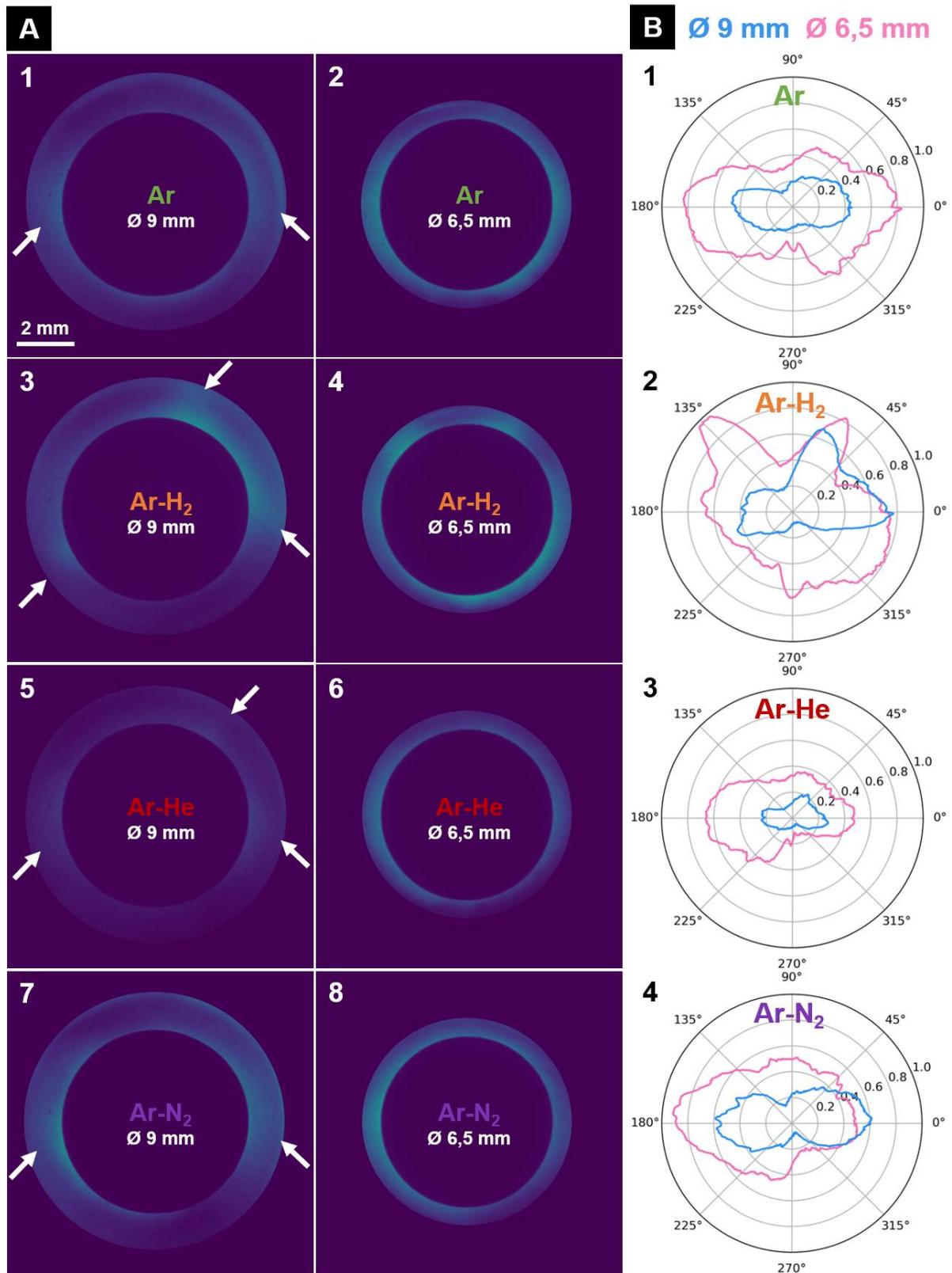


Figure III.3 : A) Exemple d'images de l'intérieur de la tuyère obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau III-1 et B) diagrammes radars normalisés associés à chaque composition représentant l'intensité lumineuse en fonction de la position angulaire. Temps d'exposition de 60 ns.

La Figure III.3-A donne un exemple d'une seule image issue de la caméra pour chaque condition. En pratique, une centaine d'images ont été enregistrées, ce qui a permis de suivre la dynamique de l'arc électrique avec une vitesse d'acquisition de 120 images par seconde. Ces successions d'images sont présentées en Annexe 2 et ont permis d'étudier le mouvement des pieds d'arc. Elles montrent la présence d'un pied d'arc principal stabilisé sur la partie gauche de la tuyère (autour de l'angle 180°) pour les quatre compositions plasmagènes, et identifié lors du démarrage de la torche (Figure III.2). Pour le plasma d'argon, la succession d'images (Annexe 2) montre la présence occasionnelle d'un second pied d'arc, apparaissant et disparaissant continuellement sur la partie droite de l'anode. Il est également visible sur l'image Figure III.3-A1, mis en évidence par la flèche. Ce deuxième pied d'arc est présent de manière plus systématique pour les mélanges Ar-H₂, Ar-He et Ar-N₂, et un troisième pied d'arc bien défini est également observé, comme montré par les flèches sur les Figure III.3-A3 et A5. Ce troisième pied d'arc est en mouvement continu sur la paroi anodique, comme le montre la Figure III.4, où sont représentées quatre images successives de l'intérieur d'une tuyère $\varnothing 9$ mm. La présentation des diagrammes radars associés à chaque image permet de suivre le mouvement du troisième pied d'arc, et témoignent d'un grand nombre de réamorçages pour le mélange Ar-H₂.

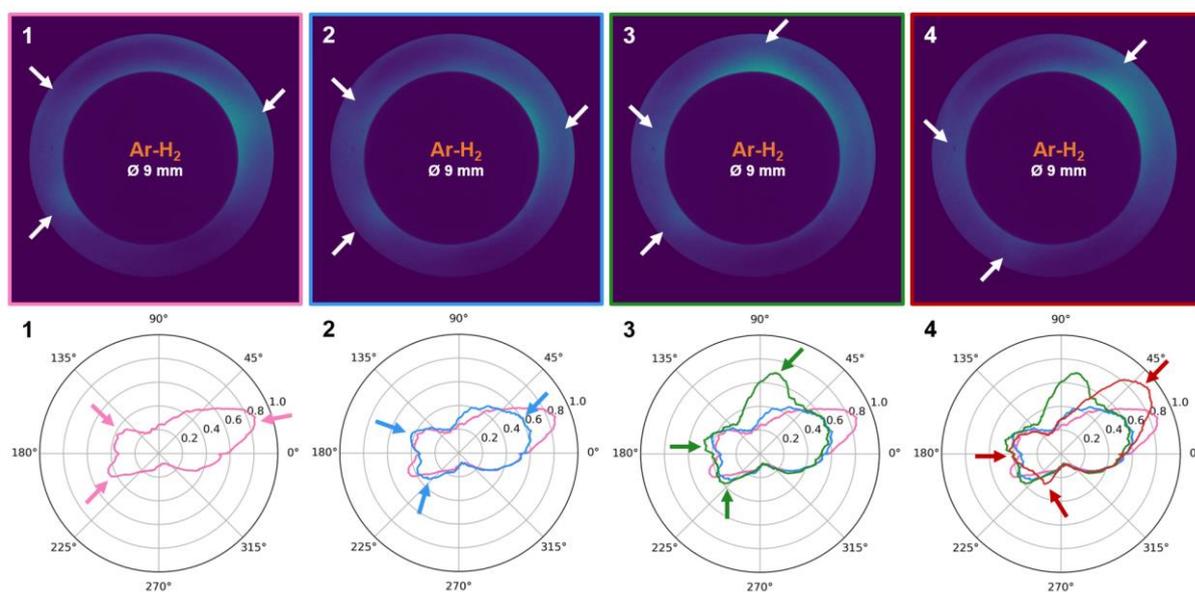


Figure III.4 : Quatre images successives de l'intérieur d'une tuyère $\varnothing 9$ mm avec le mélange Ar-H₂ à 500 A et diagrammes radars associés. Vitesse d'acquisition de 120 ips et temps d'exposition de 60 ns.

D'abord observé aux alentours de 20° sur l'image 1, l'intensité lumineuse du troisième pied d'arc diminue sur l'image 2, suggérant un réamorçage imminent. En effet, sur l'image 3, un

réamorçage a lieu vers 80 °. Sur l'image suivante 4, ce pied d'arc disparaît à nouveau pour se réamorcer à une position angulaire de 40 °.

Par ailleurs, l'imagerie de l'intérieur de la tuyère Ø 9 mm met en évidence une intensité lumineuse du plasma plus importante pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂, ce qui suggère une densité d'énergie plus élevée pour ces mélanges. Au contraire, le mélange Ar-He conduit à un rayonnement du plasma plus faible.

❖ Comparaison des tuyères Ø 9 et Ø 6,5 mm :

Jusqu'à trois pieds d'arc bien définis coexistent pendant au moins 60 ns dans une tuyère Ø 9 mm. En revanche, les observations dans une tuyère Ø 6,5 mm (Figure III.3-A, images 2, 4, 6 et 8) montrent des pieds d'arc moins bien définis avec des zones lumineuses qui s'étendent sur environ 40 ° pour les plasmas Ar et Ar-He (approximativement entre 160 et 200 °, Figure III.3-B1 et B3) et jusqu'à 60 ° pour le mélange Ar-H₂ (entre 300 et 360 °, Figure III.3-B2). De plus, la densité d'énergie dans une tuyère de diamètre réduit est plus importante que dans une tuyère de 9 mm de diamètre, comme l'atteste les diagrammes radars pour les quatre compositions (Figure III.3-B, courbes roses). Le plasma semble plus uniformément réparti dans tout le volume de la tuyère et pourrait alors favoriser un attachement plus diffus du pied d'arc principal. À noter que le mélange Ar-H₂ est aussi caractérisé par la présence de deux pieds d'arc supplémentaires mieux définis dans la partie haute de la tuyère Ø 6,5 mm (Figure III.3-B2). Comme dans la tuyère Ø 9 mm, les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ conduisent à des plasmas plus lumineux dans la tuyère Ø 6,5 mm, alors que pour le mélange Ar-He l'intensité lumineuse du plasma diminue drastiquement.

❖ Résumé :

L'ajout d'un gaz secondaire a une influence sur le rayonnement du plasma en périphérie de la colonne d'arc, et sur le nombre de réattachements de l'arc. En particulier, la présence de H₂ ou de N₂ semble conduire à un plasma plus énergétique (intensité lumineuse du plasma plus importante) et pourrait favoriser les réamorçages de l'arc. Au contraire, l'ajout d'hélium à l'argon résulte en une diminution du rayonnement du plasma.

Différentes dynamiques de l'arc électrique ont alors été mises en évidence à l'aide de l'imagerie de l'intérieur de la tuyère. Un site préférentiel d'attachement a été identifié sur la partie gauche de l'anode pour les quatre compositions plasmagènes, déjà présent lors du démarrage de la torche. Ces observations soulèvent des questions, notamment sur l'efficacité de l'injection de type *swirl* du gaz plasmagène pour favoriser la mise en rotation de l'attachement anodique.

Dans la SimplexPro™, l'angle d'injection du gaz est de 25 ° et pourrait ne pas être suffisant pour forcer le mouvement du pied d'arc principal, comme l'ont montré les simulations numériques de R. Zhukovskii [18] discutées dans la partie I.3.2.2, page 49.

Une réduction du diamètre de tuyère s'accompagne d'une augmentation de la densité d'énergie du plasma, en particulier proche de la paroi anodique. Les difficultés à observer des pieds d'arc bien définis dans une tuyère Ø 6,5 mm pourraient s'expliquer par un attachement des pieds d'arc plus diffus, favorisé par la présence de gaz chaud en périphérie de la colonne d'arc. Des similitudes avec les travaux de Dorier et al. [90] (Figure I.28, page 36) sont mises en évidence avec notamment la coexistence de plusieurs pieds d'arc sur des temps très courts (60 ns) et des attachements diffus, en particulier pour les tensions d'arc les plus élevées. Néanmoins, nous n'avons pas observé d'attachements constrictés analogues à la Figure I.28-D, page 36.

Afin de comprendre ces différents comportements entre les deux diamètres de tuyère, des observations macroscopiques des tuyères ont été réalisées.

III.2.2. Observations macroscopiques des tuyères

Les observations des tuyères après essais peuvent donner des informations supplémentaires concernant le mouvement de l'arc électrique à sa surface puisque les mécanismes d'usure sont directement liés à la nature de l'attachement du pied d'arc. La Figure III.5 représente des photographies d'une tuyère Ø 6,5 mm neuve sur lesquelles sont identifiés les principaux éléments qui la constituent.

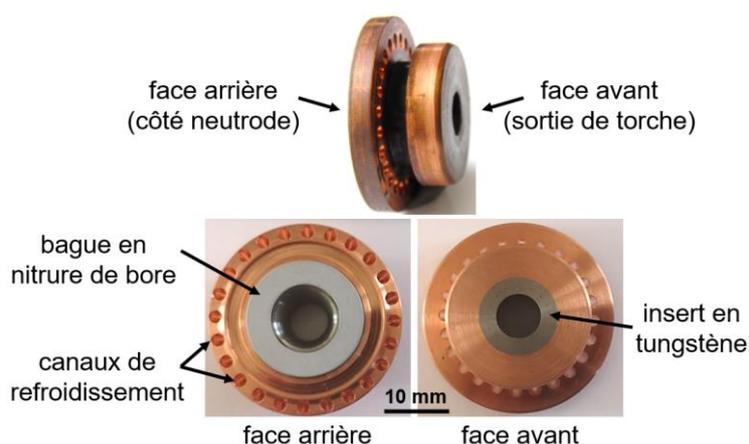


Figure III.5 : Photographies d'une tuyère Ø 6,5 mm neuve.

Chacune des deux tuyères (Ø 9 et Ø 6,5 mm) a été exposée aux quatre compositions plasmagènes du Tableau III-1 pendant une durée totale d'environ 2 heures.

❖ Tuyère Ø 6,5 mm :

La Figure III.6 présente des images prises au microscope optique des faces avant et arrière de la tuyère Ø 6,5 mm, avant et après essais.

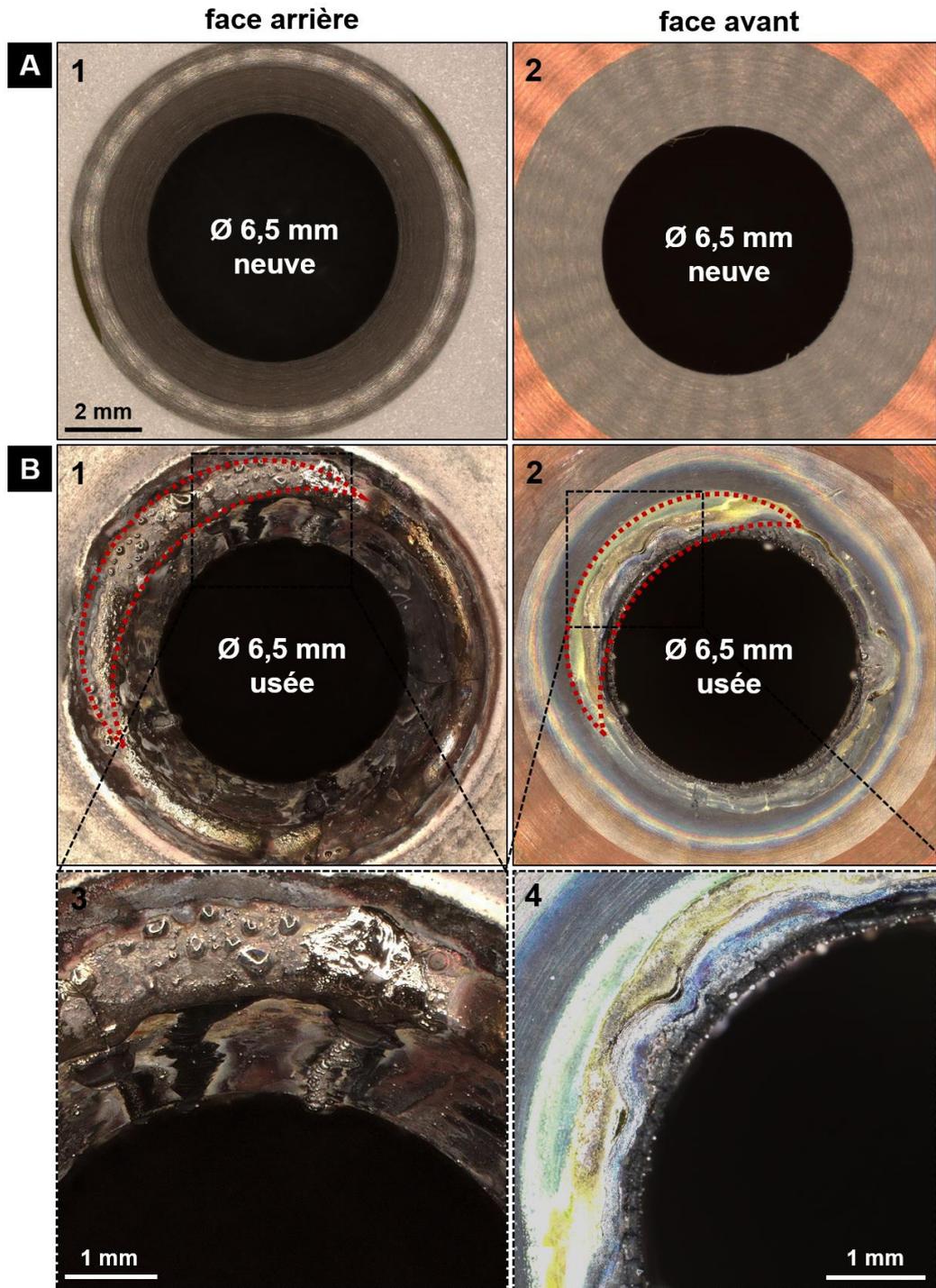


Figure III.6 : Images par microscopie optique d'une tuyère Ø 6,5 mm A) neuve et B) après avoir été exposée aux quatre compositions plasmagènes du Tableau III-1 pour une durée totale de fonctionnement d'environ 2 heures.

Une usure importante sur la face arrière de la tuyère, près de la bague en nitrure de bore, est observée (Figure III.6-B1) avec la présence de gouttes métalliques, indiquant un échauffement local dû à l'attachement de l'arc dans cette zone. De plus, la présence de stries d'usure (Figure III.6-B3) suggère un mouvement longitudinal du pied d'arc le long de l'anode. L'observation de la face avant de la tuyère après essais (Figure III.6-B2) indique un jaunissement de l'insert en tungstène, témoignant d'une oxydation de ce dernier à haute température. Dans cette zone oxydée, la Figure III.6-B3 montre une érosion localisée de la face avant de la tuyère, ce qui pourrait indiquer un attachement de l'arc à l'extérieur de la tuyère de façon occasionnelle (érosion moindre que sur la face arrière de la tuyère). À noter que l'usure importante de la tuyère Ø 6,5 mm après seulement 2 heures de fonctionnement peut s'expliquer par les limites de fonctionnement de cette tuyère. Comme évoqué précédemment, le constructeur ne préconise pas l'utilisation de H₂ et de N₂ avec une tuyère de diamètre réduit, probablement pour éviter ces problématiques d'usure prématurée.

❖ Tuyère Ø 9 mm :

Avec la tuyère Ø 9 mm (Figure III.7), l'érosion est moins importante et est principalement localisée sur la face arrière de la tuyère (Figure III.7-B1). En effet, des fissures sont observées au niveau de l'insert en tungstène. De plus, un changement de couleur du tungstène (Figure III.7-B3) indique un échauffement local de ce dernier et donc d'un attachement du pied d'arc principalement localisé près de la bague en nitrure de bore. Des traces d'usure et d'oxydation sont toutefois présentes sur la face avant (Figure III.7-B2), ce qui témoigne, comme pour la tuyère Ø 6,5 mm mais dans une moindre mesure, d'un attachement occasionnel de l'arc en sortie de tuyère.

Ces observations macroscopiques mettent également en évidence une dissymétrie de l'usure de la tuyère. Les zones d'usure les plus importantes (entourées en rouge sur les Figure III.6-B1 et B2 et Figure III.7-B1 et B2) sont localisées et ne sont pas uniformément réparties sur la tuyère. Ces observations corroborent l'imagerie de l'intérieur de la tuyère où un pied d'arc principal stabilisé sur un côté de l'anode a été mis en évidence. Cette stabilisation de l'arc en un point conduirait alors à une érosion accrue d'une partie de l'anode.

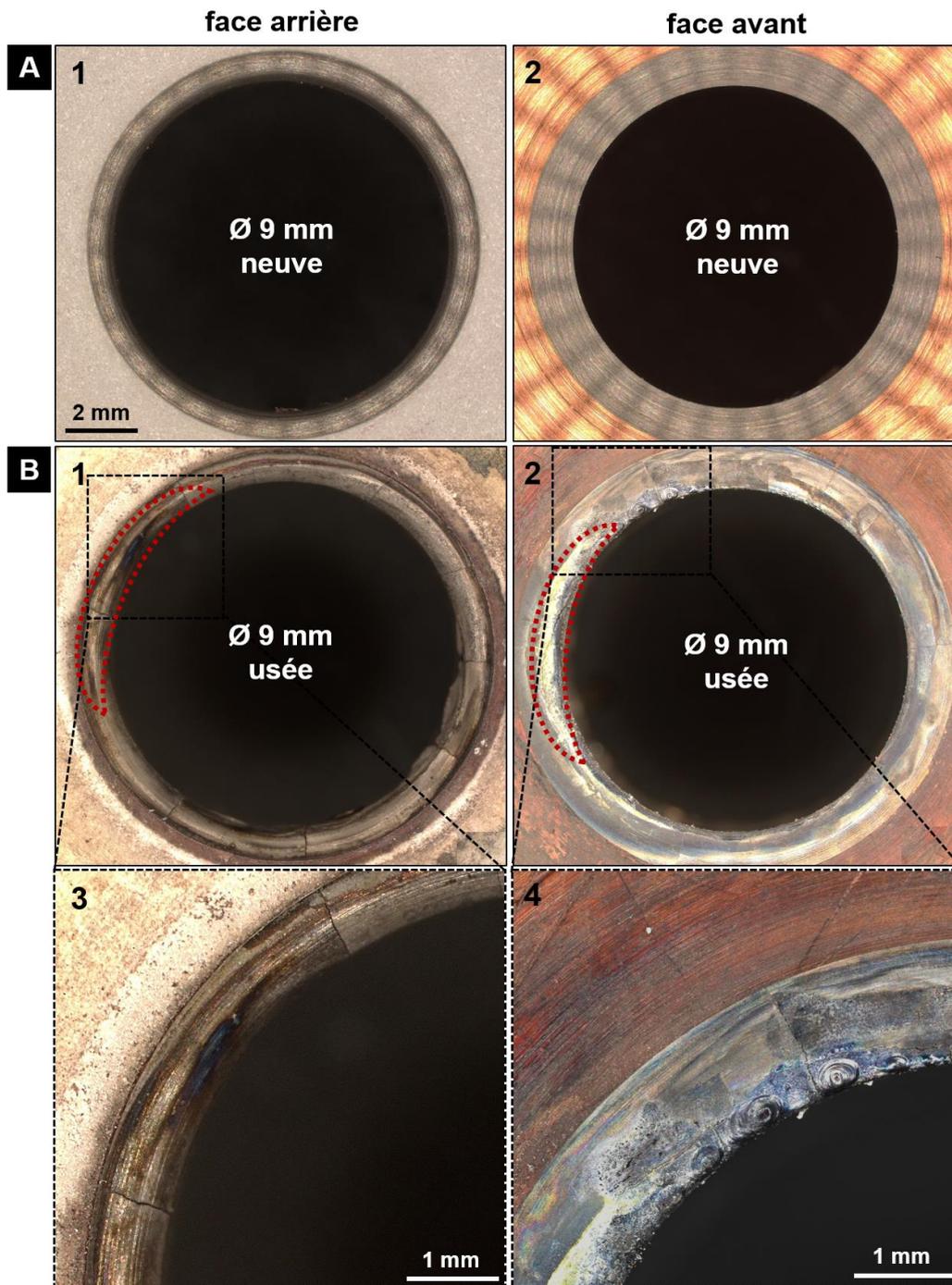


Figure III.7 : Images par microscopie optique d'une tuyère Ø 9 mm A) neuve et B) après avoir été exposée aux quatre compositions plasmagènes du Tableau III-1 pour une durée totale de fonctionnement d'environ 2 heures.

❖ Résumé :

Ainsi, l'imagerie de l'intérieur de la tuyère couplée aux observations des tuyères après essais permettent de faire des hypothèses sur la dynamique de l'arc électrique dans chacune des tuyères. Dans une tuyère Ø 9 mm, les pieds d'arc stabilisés et ceux en mouvement semblent principalement localisés au niveau de la face arrière, ce qui correspondrait à une longueur d'arc

fixe et minimale entre la cathode et l'anode. Il semblerait également que l'arc électrique s'accroche occasionnellement en sortie de tuyère. En revanche, dans la tuyère \varnothing 6,5 mm, la présence de stries d'usure suppose un mouvement longitudinal du pied d'arc sur la surface anodique, qui entraînerait une extension de l'arc électrique. Cette variation de longueur de l'arc devrait alors se traduire par une variation de la tension d'arc au cours du temps. Les signaux de tension d'arc vont donc être étudiés afin de mieux interpréter le mouvement de l'arc dans les deux tuyères.

III.2.3. Signaux de tension d'arc

Des mesures synchronisées de l'évolution de l'intensité du courant d'arc et de la tension d'arc au cours du temps ont été réalisées pour les quatre compositions de gaz. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III.8-A et B pour une tuyère \varnothing 6,5 mm et sur la Figure III.8-C et D pour une tuyère \varnothing 9 mm. Les courbes en trait plein correspondent aux signaux de la tension d'arc et les courbes en traits pointillés aux signaux du courant d'arc.

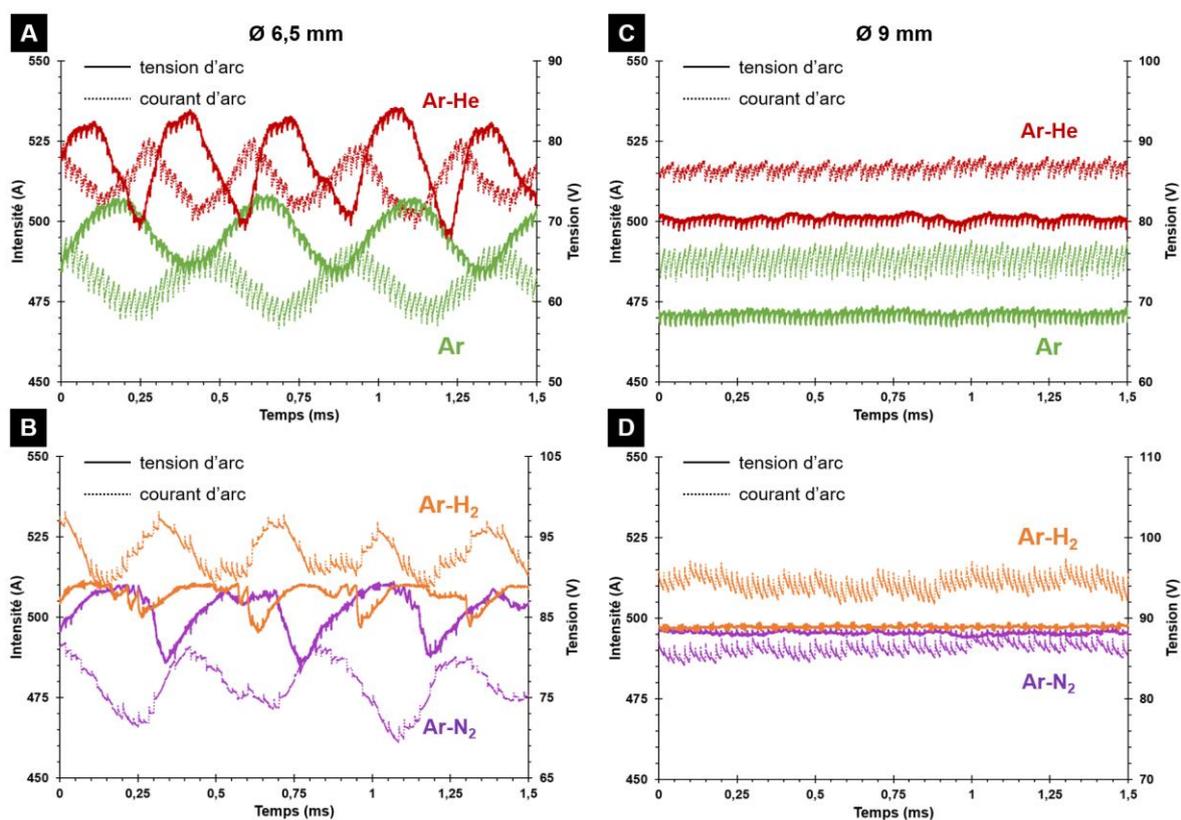


Figure III.8 : Évolution de l'intensité du courant d'arc et de la tension d'arc pour les plasmas Ar et Ar-He dans A) une tuyère \varnothing 6,5 mm et C) une tuyère \varnothing 9 mm et pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ dans B) une tuyère \varnothing 6,5 mm et D) une tuyère \varnothing 9 mm.

Ces mesures ont été réalisées à 500 A, mais dans un souci de lisibilité, les signaux de courant ont été décalés d'une dizaine d'ampères. Les valeurs moyennes d'intensité du courant d'arc ne peuvent donc pas être lues sur la Figure III.8, mais sont reportées dans le Tableau III-2, avec les pourcentages de fluctuation de tension d'arc et courant d'arc (déterminés à partir des équations (II-1) et (II-2) de la partie II.3, page 60). Les valeurs moyennes de tension d'arc des différentes compositions seront discutées lors de l'étude des bilans thermiques (partie III.2.4, page 105).

Tableau III-2 : Fluctuations de tension et de courant et intensité du courant d'arc moyenne pour les quatre compositions du Tableau III-1 et les deux diamètres de tuyère.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Diamètre de tuyère (mm)	Fluctuations de tension (%)	Fluctuations de courant (%)	Intensité du courant d'arc moyenne (A)
50-0-0-0	Ø 9	1,4	1,1	501
50-12-0-0		0,3	1,1	501
43-0-55-0		1,1	0,7	501
43-0-0-10		0,5	0,7	500
50-0-0-0	Ø 6,5	8,7	2,4	501
50-12-0-0		3,0	2,2	502
43-0-55-0		11,1	2,5	503
43-0-0-10		6,1	3,0	501

Dans une tuyère Ø 9 mm, les fluctuations de tension et de courant d'arc sont très faibles (respectivement 1,4 et 1,1 % au maximum), en particulier en présence de H₂ et N₂. Ce comportement est très différent de celui des torches conventionnelles, dans lesquelles l'ajout de H₂ favorise le mode claquage-réamorçage de l'arc, ce qui résulte en une augmentation des fluctuations de tension d'arc (partie I.3.1.2.1, page 29). L'imagerie de l'intérieur de la tuyère a montré un grand nombre de réamorçages pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂. Or, les fluctuations de tension sont liées au mouvement du pied d'arc, on pourrait alors s'attendre à ce que ces mélanges conduisent aux fluctuations les plus importantes. Cependant, l'effet inverse se produit. L'hypothèse alors émise est que, pour ces deux mélanges, le plasma est plus chaud dans la couche limite, proche de la paroi anodique. La conductivité électrique y est alors plus élevée, ce qui favorise les réamorçages de l'arc. Si ces réamorçages sont à la fois nombreux et rapides, l'accrochage pourrait s'apparenter à un accrochage diffus, qui n'entraînerait alors que

peu de fluctuations sur le signal de la tension d'arc, car il n'y aurait pas de variation significative de la longueur de l'arc électrique.

Pour une tuyère Ø 6,5 mm, les fluctuations de courant et de tension restent faibles comparativement aux torches conventionnelles mais sont tout de même supérieures à celles obtenues dans une tuyère Ø 9 mm. Par exemple, pour le mélange Ar-He, les fluctuations de tension et de courant atteignent respectivement 11 et 2,5 % et pourraient être attribuées au mouvement longitudinal de l'arc le long de la tuyère Ø 6,5 mm.

À partir de la Figure III.8, on remarque que pour les deux tuyères et les quatre compositions, les signaux de courant sont caractérisés par une fréquence de fluctuation de 60 kHz que l'on retrouve également sur les signaux de tension. Cette fluctuation haute fréquence est attribuée à la régulation de l'intensité par la source de courant et n'est donc pas liée à la dynamique de l'arc électrique.

Par ailleurs, avec une tuyère Ø 6,5 mm les spectres des signaux de tension présentent une fluctuation basse fréquence entre 2,2 et 3,6 kHz en fonction de la composition plasmagène (Figure III.9). Cette fluctuation de tension basse fréquence est également observée sur les signaux de courant (Figure III.8-A et B), à l'origine d'une amplitude importante allant jusqu'à 30 A pour le mélange Ar-N₂.

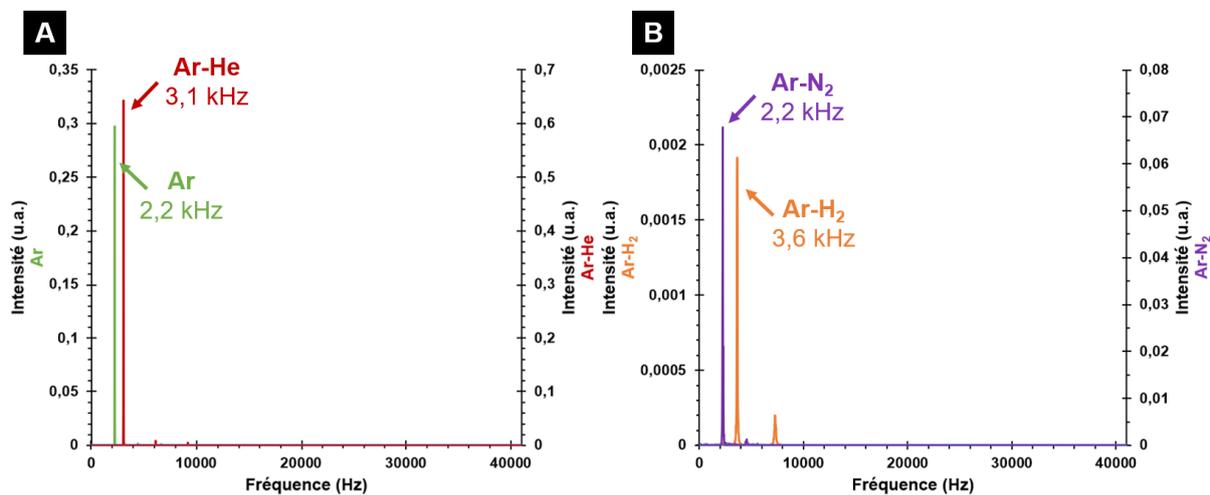


Figure III.9 : Spectres des signaux de tension d'arc pour A) les plasmas Ar et Ar-He et B) les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ dans une tuyère Ø 6,5 mm à 500 A.

On remarque qu'un minimum sur le signal d'intensité du courant d'arc correspond à un maximum sur le signal de tension d'arc (et inversement), avec un léger déphasage. L'origine de ce déphasage n'est pas encore connue. Cependant, une hypothèse peut être faite sur la

correspondance entre I_{min} et U_{max} . Les observations macroscopiques des tuyères suggèrent un mouvement longitudinal de l'arc dans une tuyère \varnothing 6,5 mm, résultant en un allongement de l'arc électrique et donc à une augmentation de sa tension. En supposant que la résistance électrique R de l'arc est définie par $R = \rho L/S$, et que la résistivité de l'arc ρ et sa section S ne varient pas pour une même condition, un allongement de l'arc va alors se traduire par une augmentation de la résistance électrique. Le passage du courant d'arc sera ainsi plus difficile, et l'intensité du courant d'arc va chuter lorsque la tension d'arc augmente.

Cette variation de la résistance électrique au cours du temps a été mise en évidence à l'aide des calculs suivants. Considérons deux positions d'accrochage de l'arc sur la tuyère (Figure III.10) : une position 1 pour laquelle l'arc a une longueur L_1 et une résistance électrique R_1 , et une position 2 caractérisée par une longueur L_2 et une résistance électrique R_2 . En supposant que la résistivité de l'arc ρ et sa section S ne varient pas entre les positions 1 et 2 pour une même composition plasmagène, on peut définir les résistances électriques associées à ces deux positions telles que $R_1 = \rho L_1/S$ et $R_2 = \rho L_2/S$.

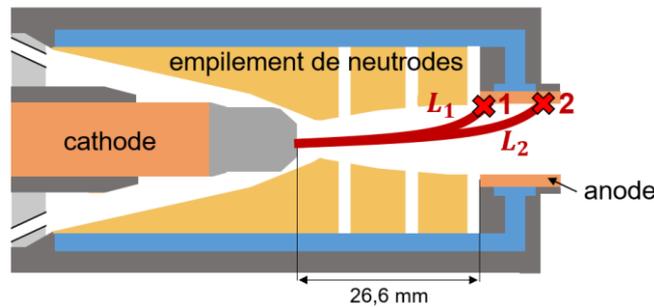


Figure III.10 : Illustration de deux positions d'accrochage de l'arc sur la tuyère.

Il est possible d'exprimer R_2 en fonction de R_1 (III-1) :

$$R_2 = R_2 + R_1 - R_1 = \frac{\rho L_2}{S} - \frac{\rho L_1}{S} + \frac{\rho L_1}{S} = \frac{\rho}{S}(L_2 - L_1) + \frac{\rho L_1}{S} \quad (\text{III-1})$$

Le rapport des résistances R_2/R_1 devient alors (III-2) :

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{(L_2 - L_1)}{L_1} + 1 \quad (\text{III-2})$$

où la distance $L_2 - L_1$ représente le mouvement du pied d'arc le long de la paroi anodique. À partir des signaux de courant et de tension d'arc, un signal de résistance électrique peut être obtenu et va permettre d'en déduire les valeurs maximales et minimales des résistances électriques. L'équation (III-2) devient (III-3) :

$$\frac{R_{max}}{R_{min}} = \frac{(L_{max} - L_{min})}{L_{min}} + 1 \quad (\text{III-3})$$

Dans cette équation, la longueur L_{min} peut être approximée comme étant la distance entre la pointe de la cathode et l'entrée de la tuyère. Pour la SimplexPro™, cette distance est de 26,6 mm (Figure III.10). La seule inconnue de l'équation (III-3) est alors le déplacement $L_{max} - L_{min}$. Le Tableau III-3 regroupe les valeurs obtenues pour R_{max} , R_{min} et la longueur $L_{max} - L_{min}$ pour les quatre compositions et les deux diamètres de tuyère.

Ces calculs montrent que le déplacement de l'arc $L_{max} - L_{min}$ le long de la paroi anodique est plus important dans une tuyère de diamètre réduit. Il varie entre 4,3 et 7,5 mm dans une tuyère Ø 6,5 mm alors qu'il n'est que de l'ordre de 1 mm dans une tuyère Ø 9 mm. Notons que les valeurs numériques obtenues sont inférieures à la longueur de l'anode (12,2 mm) malgré les traces d'érosion observées sur la sortie de tuyère (Figure III.6-B4 et Figure III.7-B4). Nous n'avons pas pu enregistrer un signal de tension d'arc montrant de très fortes amplitudes correspondant à ces situations. Si les hypothèses des évaluations numériques sont correctes, nous en déduisons que l'arc ne s'attache que très rarement en sortie de tuyère.

Tableau III-3 : Valeurs des résistances électriques maximale R_{max} et minimale R_{min} et du déplacement de l'arc $L_{max} - L_{min}$ pour les quatre compositions et les deux diamètres de tuyère.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)	R_{max} (Ω)	R_{min} (Ω)	$L_{max} - L_{min}$ (mm)
50-0-0-0	500	Ø 9	0,143	0,137	1,1
50-12-0-0			0,176	0,169	0,8
43-0-55-0			0,163	0,156	1,1
43-0-0-10			0,179	0,173	0,9
50-0-0-0		Ø 6,5	0,149	0,123	5,9
50-12-0-0			0,184	0,159	4,3
43-0-55-0			0,171	0,133	7,5
43-0-0-10			0,184	0,155	5,0

❖ Résumé :

Ces résultats appuient les observations des tuyères après essais où la zone érodée dans une tuyère Ø 9 mm est principalement localisée sur la face arrière de la tuyère. Le pied d'arc semble s'accrocher préférentiellement proche de la bague en nitrure de bore, correspondant à une longueur minimale de l'arc électrique. Les réamorçages des pieds d'arc additionnels observés par imagerie ont alors principalement lieu dans un même plan vertical, au niveau de la face

arrière de la tuyère. Au contraire, dans une tuyère Ø 6,5 mm, la fluctuation basse fréquence observée sur les signaux de tension peut être attribuée à un mouvement longitudinal de l'arc électrique, comme l'atteste la présence de stries d'usure sur la paroi anodique. Ce mouvement longitudinal peut conduire à des comportements différents sur les bilans thermiques qui sont étudiés par la suite.

III.2.4. Bilans thermiques

Cette partie est consacrée à l'étude des bilans thermiques des conditions du Tableau III-1. Les valeurs de tension d'arc moyenne, des pertes thermiques à la paroi anodique, du rendement thermique de la torche et de l'enthalpie massique moyenne du jet de plasma sont regroupées dans le Tableau III-4 pour les deux diamètres de tuyère.

Tableau III-4 : Tension d'arc moyenne, pertes thermiques, rendement thermique et enthalpie massique pour les quatre compositions du Tableau III-1 pour deux diamètres de tuyère.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Diamètre de tuyère (mm)	Tension d'arc (V)	Pertes thermiques (kW)	Rendement thermique (%)	Enthalpie massique (MJ.kg ⁻¹)
50-0-0-0	Ø 9	68,3	14,7	57	13,1
50-12-0-0		88,9	21,7	51	15,1
43-0-55-0		80,7	11,0	73	20,1
43-0-0-10		87,6	21,0	52	15,4
50-0-0-0	Ø 6,5	67,6	18,5	45	10,3
50-12-0-0		87,6	26,2	40	11,7
43-0-55-0		77,2	15,5	60	16,0
43-0-0-10		85,5	24,7	42	12,1

Comme expliqué dans le paragraphe I.3.1.1 (page 21), les pertes thermiques ont différentes origines : les pertes électriques liées à l'attachement de l'arc, les pertes conducto-convectives entre la colonne d'arc, le gaz plasmagène et la paroi neutrode-anode, et les pertes radiatives dues au rayonnement du plasma.

❖ Pertes liées à l'attachement de l'arc :

Dans une tuyère \varnothing 9 mm, le plasma Ar conduit à une tension d'arc de 68,3 V. Lorsqu'un gaz secondaire est ajouté à l'argon, il en résulte une augmentation de la tension d'arc moyenne, en particulier avec les gaz diatomiques H_2 et N_2 (elle atteint alors respectivement 88,9 et 87,6 V). Cette augmentation de la tension d'arc peut s'expliquer par les propriétés de ces compositions de gaz, en particulier leur conductivité thermique (Figure III.11).

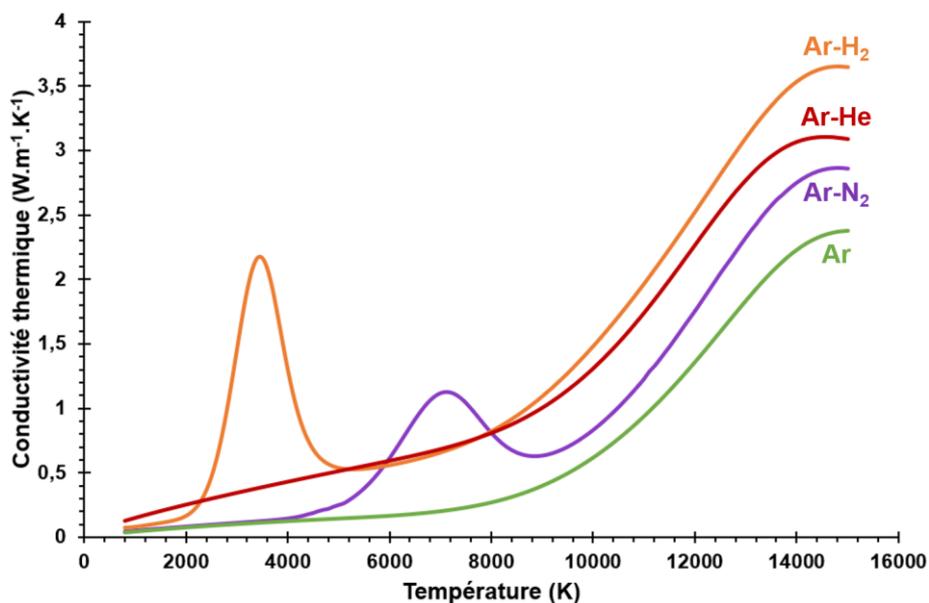


Figure III.11 : Évolution de la conductivité thermique avec la température pour les différentes compositions plasmagènes du Tableau III-1.

En effet, on constate la présence de pics de conductivité thermique autour de 3 500 K pour le mélange Ar- H_2 et 7 000 K pour le mélange Ar- N_2 du fait de la dissociation des molécules H_2 et N_2 à ces températures. À noter que la dissociation de la molécule H_2 a lieu à plus basse température en raison de sa plus faible énergie de dissociation (4,6 contre 9,8 eV pour N_2). Ces pics de conductivité thermique favorisent les échanges avec la paroi par diffusion thermique, conduisant à des pertes thermiques plus importantes en périphérie de la colonne d'arc, où la température est inférieure à 8 000 K. Dans le bilan énergétique de l'arc, ces pertes sont compensées par une augmentation du champ électrique qui entretient la dissipation par effet Joule, et il en résulte une augmentation de la tension d'arc. La conductivité thermique du mélange Ar-He est plus élevée que celle d'un plasma Ar en raison d'une différence de masse significative, et donc la tension d'arc moyenne est elle aussi plus élevée.

❖ Pertes conducto-convectives :

Le Tableau III-4 montre que, dans une tuyère Ø 9 mm, les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ conduisent aux pertes thermiques les plus élevées (> 20 kW), et donc aux rendements thermiques les plus faibles (respectivement 51 et 52 %). En effet, la dissociation des molécules H₂ et N₂ conduit à un plasma plus chaud proche de la paroi anodique et à une meilleure diffusion de chaleur, comme l'attestent l'imagerie de l'intérieur de la tuyère (Figure III.3-A3 et A7) et les mesures de l'épaisseur de la couche normalisée $I_{max}/2$ (Tableau III-5). Cette couche contenant du gaz froid représente 28,4 % du diamètre de tuyère dans le plasma Ar contre seulement 25,8 et 26,9 % pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂.

Tableau III-5 : Épaisseur de la couche normalisée $I_{max}/2$, exprimée en pourcentage du diamètre de tuyère.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Diamètre de tuyère (mm)	Couche $I_{max}/2$ (%)
50-0-0-0	Ø 9	28,4
50-12-0-0		25,8
43-0-55-0		28,5
43-0-0-10		26,9

Au contraire, le mélange Ar-He est caractérisé par une couche normalisée $I_{max}/2$ de 28,5 %. Cette couche épaisse autour de la colonne d'arc conduit aux pertes thermiques les plus faibles, environ 11 kW (Tableau III-4). La puissance reçue par les neutrodes et l'anode Q_c (phénomènes convectif et conductif) peut être approximée par l'équation (III-4) :

$$Q_c = 2\pi r L q_{paroi} \quad (III-4)$$

où r est le rayon de l'anode (m), L la longueur totale de l'anode et de la neutrode (m) et q_{paroi} est donné par la loi de Fourier (III-5) :

$$q_{paroi} = -\kappa \left(\frac{dT}{dr} \right)_{paroi} \quad (III-5)$$

avec k la conductivité thermique dans la couche limite ($W.m^{-1}.K^{-1}$) et $(dT/dr)_{paroi}$ le gradient thermique à la paroi anodique ($K.m^{-1}$). La conductivité thermique plus élevée pour le mélange Ar-He comparée au plasma Ar ne permet pas d'expliquer les faibles pertes thermiques pour ce mélange. L'hypothèse alors émise est que le second terme de l'équation (III-5), le gradient thermique à la paroi anodique, serait plus faible dans le cas du mélange Ar-He. Il est important

de noter que l'ajout d'hélium à l'argon mène à une réduction de la conductivité électrique de l'arc [19] en décalant vers les hautes températures le seuil de conduction électrique (Figure I.5, page 10) et, par conséquent, réduit l'échauffement par effet Joule dans la couche limite froide. Les observations de l'intérieur de la tuyère confirment cette hypothèse : l'intensité lumineuse du plasma est plus faible en présence d'hélium (Figure III.12-A).

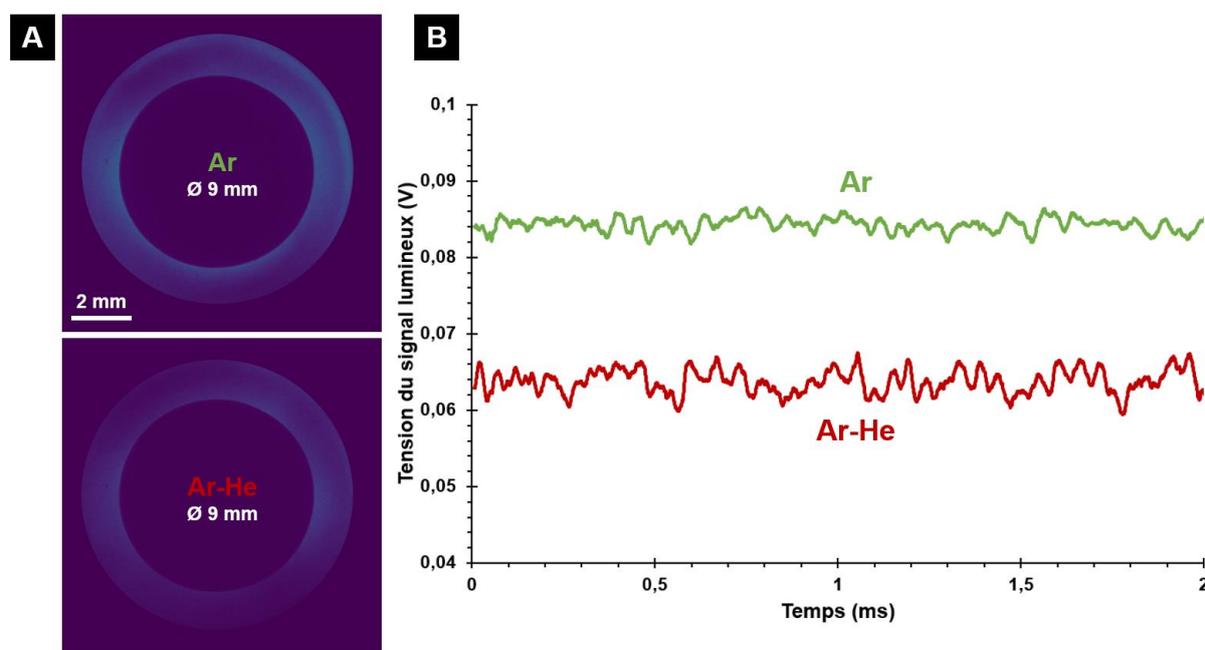


Figure III.12 : Comparaison de l'intensité lumineuse des plasmas Ar et Ar-He A) par l'imagerie de l'intérieur de la tuyère et B) par l'étude des fluctuations lumineuses du jet de plasma à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm. Temps d'exposition de 60 ns.

❖ Pertes radiatives :

La contribution des pertes radiatives n'est pas négligeable, en particulier avec une intensité du courant d'arc de 500 A. Lors de l'étude des fluctuations lumineuses du jet de plasma, le signal lumineux recueilli par la fibre optique et converti par un photomultiplicateur en un signal électrique arbitraire mais comparable, est plus important dans un plasma Ar que pour le mélange Ar-He (Figure III.12-B). Ces observations supposent un rayonnement du plasma plus faible pour le mélange Ar-He et donc des pertes radiatives elles aussi plus faibles. L'étude des coefficients d'émission nette par Y. Cressault et al. [129] pour des plasmas Ar, He et Ar-He montre que l'ajout d'hélium à l'argon a pour effet de réduire ce coefficient, ce qui supporte l'hypothèse de pertes radiatives plus faibles en présence d'hélium. Ces pertes radiatives plus faibles, associées à un gradient thermique moins important à la paroi anodique permettent

d'expliquer les faibles pertes thermiques obtenues pour ce mélange et de fait, le rendement thermique élevé (73 %).

Ce rendement thermique important, associé à une tension d'arc moyenne élevée, permettent d'obtenir une valeur d'enthalpie massique moyenne plus élevée comparée aux autres mélanges, environ 20,1 MJ.kg⁻¹ (Tableau III-4). Pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂, les plus faibles rendements thermiques obtenus sont compensés par des puissances électriques élevées, ce qui conduit à des enthalpies massiques plus élevées que pour le plasma Ar (respectivement 15,1 et 15,4 MJ.kg⁻¹ contre 13 MJ.kg⁻¹ pour Ar).

❖ Comparaison des tuyères Ø 9 et Ø 6,5 mm :

L'imagerie de l'intérieur de la tuyère suggère qu'une réduction du diamètre de tuyère s'accompagne d'une augmentation de la densité d'énergie dans tout le volume de la tuyère (Figure III.3) pour les quatre compositions plasmagènes. Cette hypothèse est renforcée par l'étude des bilans thermiques (Tableau III-4) qui montrent des pertes thermiques à la paroi plus importantes dans un diamètre de tuyère réduit qui peut s'expliquer par la géométrie de cette tuyère (Figure II.1, page 58). Par exemple, le mélange Ar-He conduit à des pertes thermiques de 11 kW dans une tuyère Ø 9 mm contre 15,1 kW dans une tuyère Ø 6,5 mm. Les rendements thermiques obtenus dans une tuyère Ø 6,5 mm sont alors plus faibles (avec un minimum à 40 % pour le mélange Ar-H₂), de même que les enthalpies massiques moyennes (au maximum 16 MJ.kg⁻¹ pour le mélange Ar-He contre 20,1 MJ.kg⁻¹ dans une tuyère Ø 9 mm).

❖ Résumé :

La détermination des bilans thermiques pour ces quatre compositions, caractérisées par un même débit massique total de gaz, permet de tirer les conclusions suivantes pour les deux diamètres de tuyère. L'ajout d'un gaz secondaire à de l'argon conduit à des tensions d'arc et des enthalpies massiques moyennes plus élevées. En particulier, la dissociation des gaz diatomiques H₂ et N₂ conduit à une augmentation de la conductivité thermique du mélange, entraînant une augmentation de la tension d'arc moyenne. Cependant, cette augmentation de la conductivité thermique favorise les échanges thermiques avec le gaz froid de la couche limite et mène à des pertes thermiques à la paroi plus importantes pour ces deux mélanges. On peut donc supposer que la température est plus homogène dans le volume de la tuyère pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ et que les profils de température en sortie de tuyère sont plutôt plats. Ces phénomènes permettraient d'expliquer la plus grande intensité lumineuse du plasma en

périphérie de la colonne d'arc pour ces mélanges, et également le plus grand nombre de réattachements de l'arc électrique, en particulier avec le mélange Ar-H₂. Pour le mélange Ar-He, l'imagerie de l'intérieur de la tuyère suggère un rayonnement du plasma plus faible proche de la paroi qui conduit à des pertes thermiques plus faibles et donc à des meilleurs rendements thermiques.

Une réduction du diamètre de tuyère conduit à des pertes thermiques plus importantes à la paroi pour les quatre compositions plasmagènes. La répartition plus uniforme du plasma chaud dans tout le volume de la tuyère Ø 6,5 mm pourrait favoriser un attachement de l'arc plus diffus, qui semble se déplacer le long de la paroi anodique. Un refroidissement plus important est alors nécessaire, les rendements thermiques et les enthalpies massiques moyennes obtenus sont ainsi plus faibles dans une tuyère Ø 6,5 mm par rapport à une tuyère Ø 9 mm. On peut alors s'interroger sur l'influence de ce mouvement longitudinal de l'arc sur la stabilité du jet de plasma. Ces aspects seront discutés lors de l'étude du jet de plasma.

III.3. Influence de l'intensité du courant d'arc

L'influence de l'intensité du courant d'arc sur le comportement de la torche SinplexPro™ a été étudiée pour les quatre compositions du Tableau III-6 dans une tuyère Ø 9 mm à trois intensités : 300, 400 et 500 A. Les observations de l'intérieur de la tuyère à 300 et 500 A ont d'abord été comparées, puis l'étude s'est portée sur l'évolution des signaux de tension d'arc et des bilans thermiques avec l'intensité du courant d'arc.

Tableau III-6 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence de l'intensité du courant d'arc sur le comportement de la torche.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
50-0-0-0	100-0-0-0	1,49	300, 400 et 500	Ø9
50-12-0-0	81-19-0-0	1,50		
43-0-55-0	44-0-56-0	1,44		
43-0-0-10	81-0-0-19	1,48		

III.3.1. Imagerie de l'intérieur de la tuyère

La Figure III.13 présente un exemple d'images enregistrées pour chacune des conditions à 300 et 500 A (Figure III.13-A) et les diagrammes radars associés (Figure III.13-B).

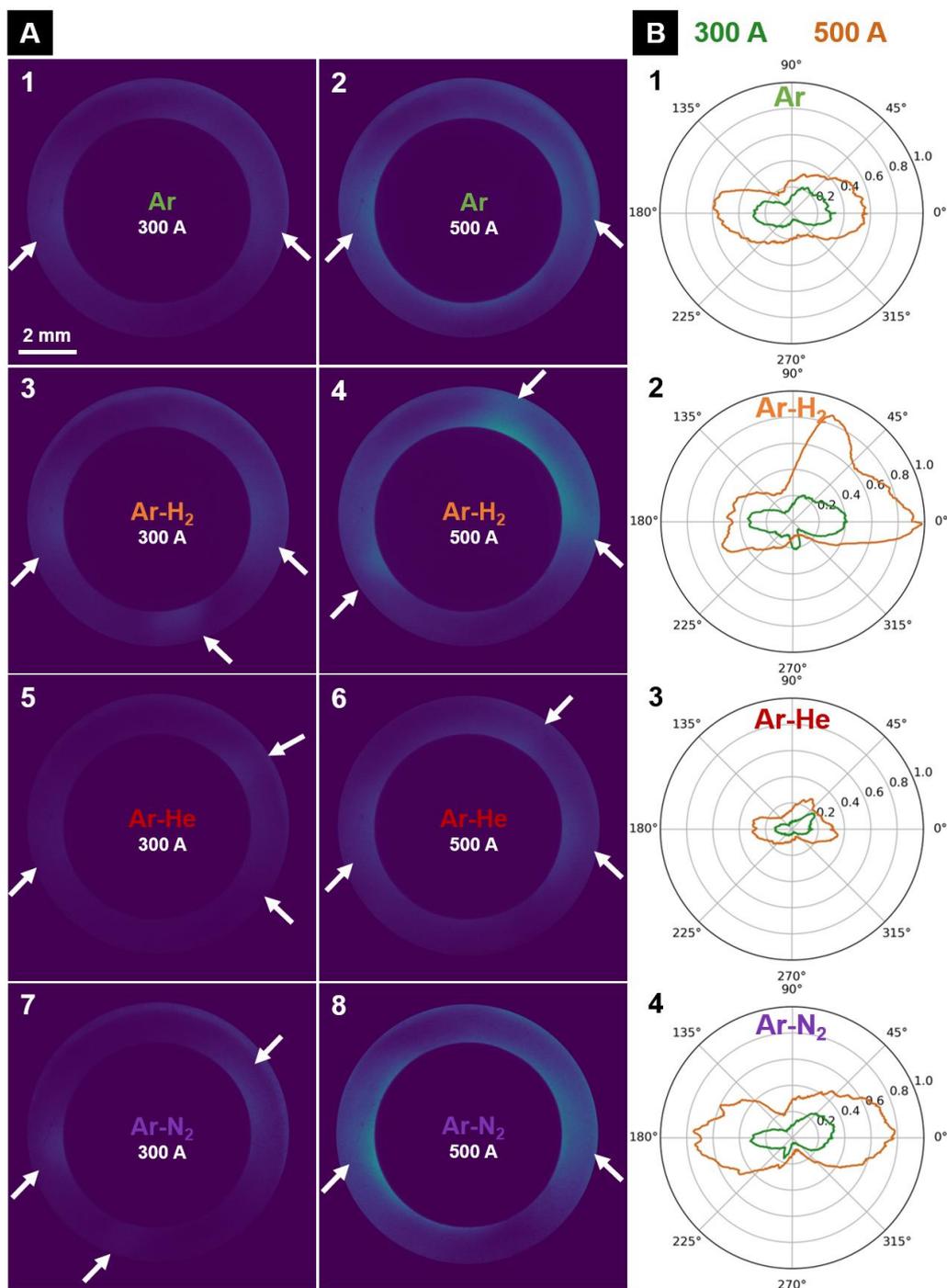


Figure III.13 : A) Exemple d'images de l'intérieur d'une tuyère Ø 9 mm obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau III-6 à 300 et 500 A et B) diagrammes radars normalisés associés à chaque composition représentant l'intensité lumineuse en fonction de la position angulaire. Temps d'exposition de 60 ns.

Il apparaît alors qu'une augmentation de l'intensité du courant d'arc de 300 à 500 A s'accompagne d'une augmentation de l'intensité lumineuse du plasma pour les quatre compositions plasmagènes, au niveau des pieds d'arc, mais également autour du masque. En effet, à 500 A, la densité de courant au niveau des pieds d'arc est plus importante. De plus, le rayon électrique r_e de la colonne d'arc, défini par l'équation (III-6) [64], augmente avec l'intensité du courant d'arc I :

$$r_e = \sqrt{\frac{I}{\pi E \sigma}} \quad (\text{III-6})$$

avec E le champ électrique (V.m^{-1}) et σ la conductivité électrique du gaz ($\text{A.V}^{-1}.\text{m}^{-1}$).

À 300 A, la faible intensité lumineuse du plasma rend difficile l'observation de l'attachement de l'arc sur la paroi, mais le tracé des diagrammes radars permet de mettre en évidence la présence de plusieurs pieds d'arc. Comme à 500 A, un pied d'arc principal est observé pour les quatre compositions plasmagènes vers 180° , et plusieurs pieds d'arc sont présents simultanément sur la paroi anodique pour les mélanges binaires (Figure III.13-A3, A5 et A7).

Une succession de quatre images de l'intérieur de la tuyère pour le mélange Ar-H₂ à 300 A est présenté sur la Figure III.14 avec les diagrammes radars associés. Cette figure montre que, comme à 500 A (Figure III.4), un grand nombre de réamorçages des pieds d'arc a lieu sur la paroi anodique. Jusqu'à quatre pieds d'arc sont alors visibles sur les Figure III.14-1 et 4.

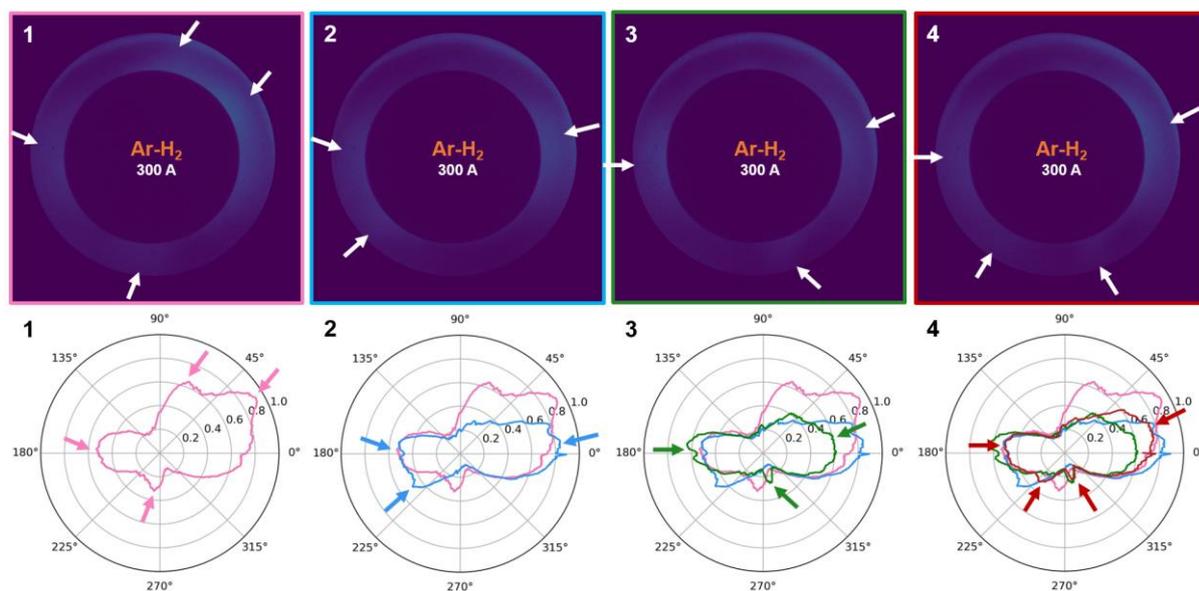


Figure III.14 : Quatre images successives de l'intérieur d'une tuyère \varnothing 9 mm avec le mélange Ar-H₂ à 300 A et diagrammes radars associés. Vitesse d'acquisition de 120 ips et temps d'exposition de 60 ns.

L'augmentation de l'intensité du courant d'arc semble donc augmenter la densité d'énergie du plasma, ce qui se traduit par des pieds d'arc plus visibles, et un rayon de la colonne d'arc plus important. Cependant, l'imagerie de l'intérieur de la tuyère ne permet pas d'identifier des comportements différents de l'arc électrique en fonction de l'intensité du courant d'arc. Les signaux de tension vont alors être étudiés afin de mieux comprendre l'influence de ce paramètre sur le comportement de l'arc électrique dans la torche.

III.3.2. Fluctuations de tension d'arc

Le Tableau III-7 reporte les pourcentages de fluctuation de tension d'arc pour les quatre compositions, et la Figure III.15 présente les signaux de tension à 300, 400 et 500 A pour chaque condition. À noter que l'évolution des tensions d'arc moyennes avec l'intensité du courant d'arc sera discutée lors de l'étude des bilans thermiques.

Tableau III-7 : Pourcentage de fluctuation de tension en fonction de l'intensité du courant d'arc pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau III-6.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Intensité du courant d'arc (A)	Fluctuations de tension (%)
50-0-0-0	300	2,4
	400	1,8
	500	1,4
50-12-0-0	300	0,9
	400	0,4
	500	0,3
43-0-55-0	300	1,9
	400	1,4
	500	1,1
43-0-0-10	300	2,1
	400	0,8
	500	0,5

Ce tableau montre que l'augmentation de l'intensité du courant d'arc s'accompagne d'une diminution des fluctuations de tension d'arc pour les quatre compositions. Par exemple, pour un mélange Ar-N₂, elles passent de 2,1 % à 300 A à 0,5 % à 500 A. Cette tendance a également

été observée dans une torche conventionnelle pour des mélanges ternaires Ar-H₂-He avec des débits massiques supérieurs à 0,5 g.s⁻¹ [64]. La diminution des fluctuations de tension avec l'intensité du courant d'arc est bien visible sur les signaux de tension pour le plasma Ar (Figure III.15-A) et les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ (Figure III.15-C et D).

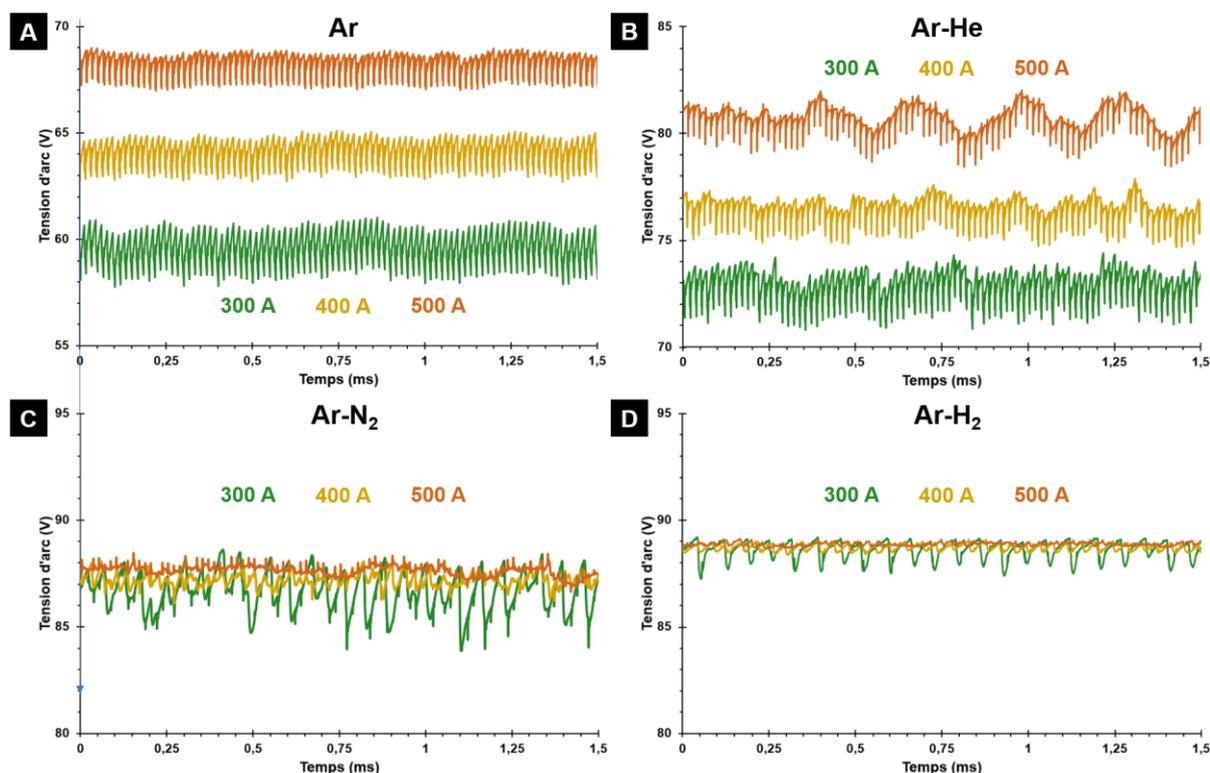


Figure III.15 : Signaux de tension d'arc à 300, 400 et 500 A pour A) le plasma Ar, B) le mélange Ar-He, C) le mélange Ar-N₂ et D) le mélange Ar-H₂ dans une tuyère Ø 9 mm.

De plus, pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂, il semble que cette diminution de l'amplitude des fluctuations soit due à une augmentation de la tension d'arc minimale. La tension d'arc maximale semble peu évoluer entre 300 et 500 A. L'hypothèse alors émise est la suivante : l'augmentation de l'intensité du courant d'arc participerait à la stabilisation de l'arc. Ce dernier serait alors moins sensible à l'injection *swirl* du gaz et les fluctuations de tension seraient réduites.

Pour le mélange Ar-He, lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, une fluctuation basse fréquence semble apparaître (Figure III.15-B). Le tracé des spectres associés aux signaux de tension d'arc permet d'identifier l'évolution des fréquences de fluctuation avec l'intensité du courant d'arc (Figure III.16). Seuls les spectres des mélanges Ar-He et Ar-H₂ sont présentés. En effet, la principale fréquence de fluctuation de la tension d'arc pour le plasma Ar est issue

de la source de courant à 60 kHz, et peu d'évolution est constatée avec l'intensité du courant d'arc. Pour le mélange Ar-N₂, les mêmes tendances que le mélange Ar-H₂ sont observées et vont être décrites.

En revanche, deux évolutions différentes sont observées entre les mélanges Ar-He et Ar-H₂.

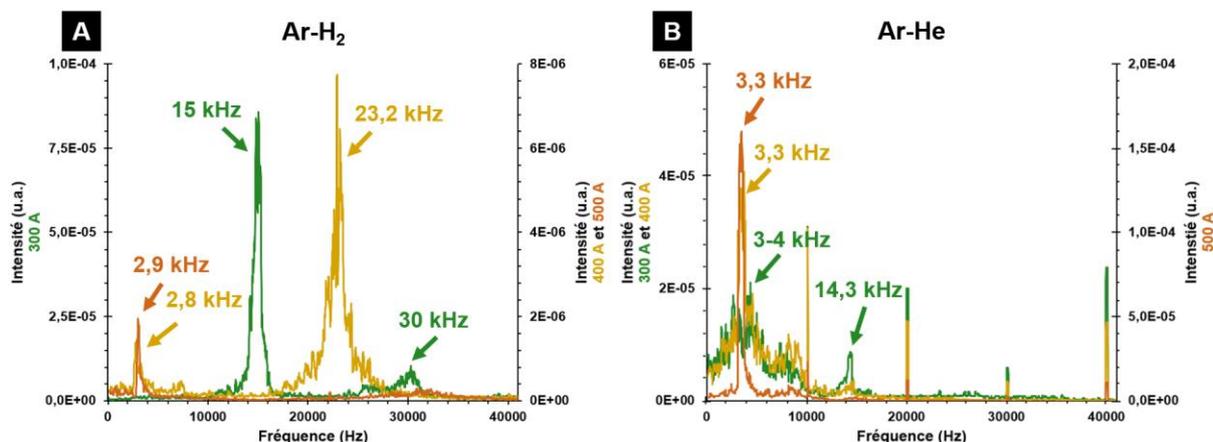


Figure III.16 : Spectres des signaux de tension d'arc pour A) le mélange Ar-H₂ et B) le mélange Ar-He du Tableau III-6 dans une tuyère Ø 9 mm à différentes intensités du courant d'arc.

❖ Ar-H₂ :

À 300 A, le mélange Ar-H₂ est caractérisé par un pic principal de fluctuation à 15 kHz et un deuxième, moins intense à 30 kHz (Figure III.16-A). Ces fluctuations haute fréquence de la tension d'arc peuvent correspondre aux nombreux réattachements observés pour ce mélange. En augmentant l'intensité du courant d'arc à 400 A, la fluctuation principale se déplace vers les hautes fréquences (environ 23 kHz), mais avec une intensité plus faible qu'à 300 A (environ $8 \cdot 10^{-6}$ u.a. contre $8 \cdot 10^{-5}$ u.a. à 300 A). On peut alors supposer que, lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, le rayon électrique de la colonne d'arc augmente également, ce qui mène à un échauffement plus important de la couche limite froide, favorisant les réamorçages rapides de l'arc et augmentant la fréquence de fluctuation. On constate également l'apparition d'un pic basse fréquence à 400 A (à environ 2,8 kHz). Lorsque l'intensité du courant d'arc augmente à 500 A, seul ce pic basse fréquence de faible intensité ($2 \cdot 10^{-6}$ u.a.) est observé. Il semblerait alors que, pour le mélange Ar-H₂, l'augmentation du courant d'arc conduise à une diminution de la fréquence de fluctuation et de son intensité. Cette tendance est contraire à celle observée dans les torches conventionnelles, pour lesquelles une corrélation entre la fréquence des fluctuations de tension et les paramètres de projection a été établie [64], c'est-à-dire que la fréquence de fluctuation augmente avec l'intensité du courant d'arc.

❖ Ar-He :

Pour le mélange Ar-He (Figure III.16-B), le spectre à 300 A est composé d'un amas de pic autour de 3 – 4 kHz et d'un pic à plus haute fréquence, autour de 14 kHz, tous les deux de faible intensité (maximum $2,5 \cdot 10^{-5}$ u.a.). Lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, l'intensité du pic haute fréquence diminue et un pic basse fréquence se dessine à 3,3 kHz dont l'intensité augmente ($4 \cdot 10^{-5}$ u.a.). Enfin, à 500 A, l'intensité du pic de fluctuation basse fréquence augmente d'un ordre de grandeur ($1,6 \cdot 10^{-4}$ u.a.). L'augmentation de l'intensité du courant d'arc dans un mélange Ar-He semble donc favoriser les fluctuations basse fréquence.

❖ Conclusions :

La présence de ces pics basse fréquence rappelle des fonctionnements observés avec des torches conventionnelles de type F4, avec des fluctuations entre 3 et 5 kHz. Des travaux [83, 130] ont alors montré que ces fréquences de fluctuation pouvaient être liées à la géométrie de la torche (mode Helmholtz), en particulier dans la cavité cathodique. Il sera alors intéressant d'étudier l'influence de ces fluctuations sur la stabilité du jet de plasma puisqu'elles pourraient, du fait de leur basse fréquence, avoir un impact sur le traitement des particules.

III.3.3. Bilans thermiques

La Figure III.17 regroupe les évolutions de la tension d'arc, des pertes thermiques, du rendement thermique et de l'enthalpie massique avec l'intensité du courant dans une tuyère Ø 9 mm.

❖ Tension d'arc et couche limite normalisée :

Les caractéristiques tension-courant des quatre compositions Ar, Ar-H₂, Ar-He et Ar-N₂ sont présentées sur la Figure III.17-A. Une caractéristique croissante est obtenue pour le plasma Ar et le mélange Ar-He. Ce comportement est différent de celui des torches conventionnelles, dans lesquelles des caractéristiques tension-courant décroissantes sont obtenues. Pour les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂, la tension d'arc moyenne évolue peu avec l'intensité du courant d'arc et stagne respectivement autour de 89 et 87 V, ce qui suggère qu'une valeur maximale de tension d'arc est atteinte pour ce débit massique total de gaz.

Ces valeurs de tension d'arc moyennes sont élevées, comparativement à celles obtenues dans une torche conventionnelle de type F4 à 500 A. Par exemple, M.-P. Planche [31] a montré que

pour un mélange Ar-H₂ avec 25 vol.% H₂ et une tuyère Ø 6 mm, la tension d'arc associée n'excède pas les 70 V (Figure I.20, page 28), alors que dans la torche segmentée SinplexPro™, cette même valeur de tension est obtenue pour un plasma Ar dans une tuyère Ø 9 mm.

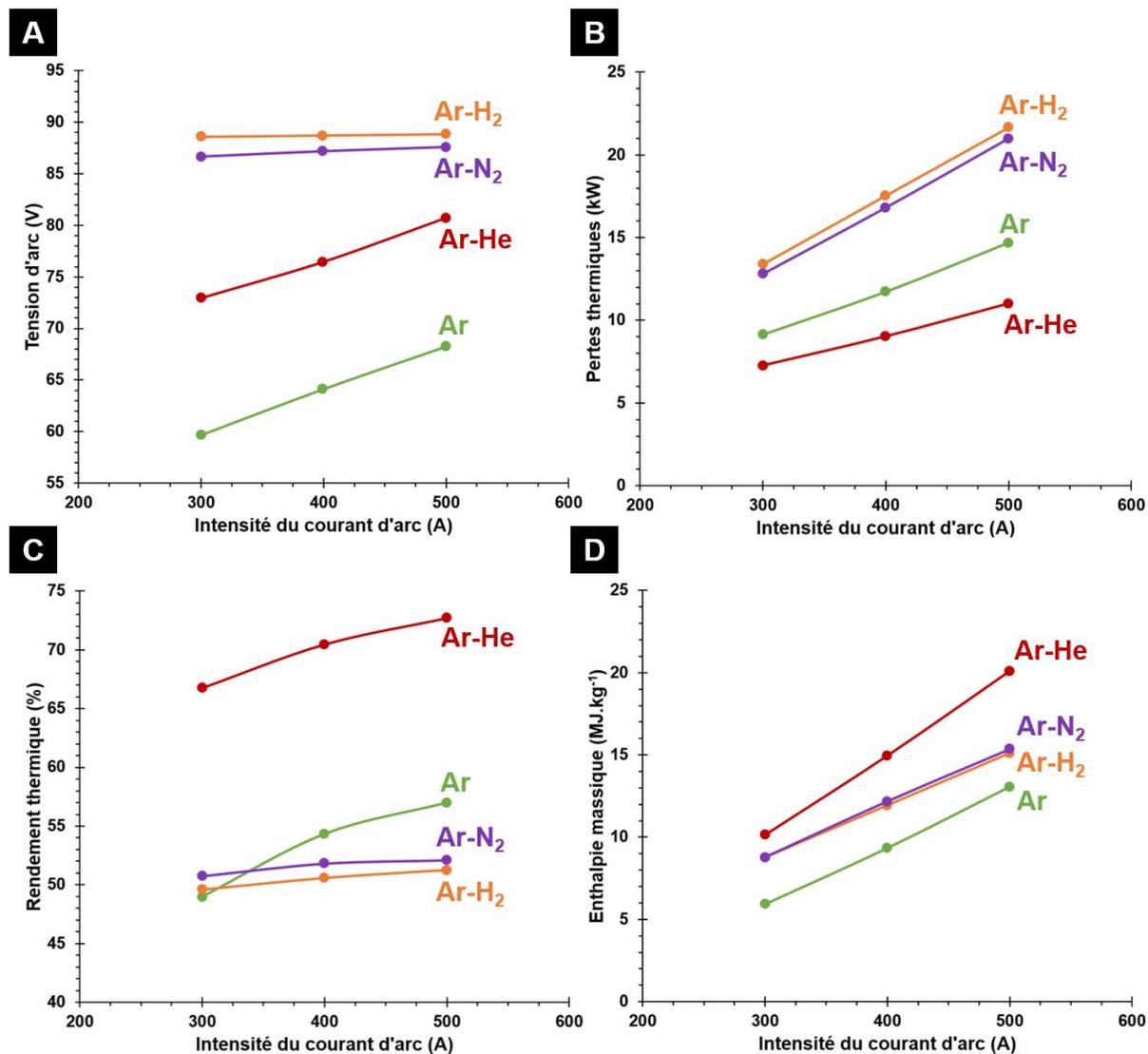


Figure III.17 : Évolution de A) la tension d'arc moyenne, B) les pertes thermiques, C) le rendement thermique et D) l'enthalpie massique moyenne en fonction de l'intensité du courant d'arc pour les quatre compositions du Tableau III-6 dans une tuyère Ø 9 mm.

Cette différence s'explique par les caractéristiques tension-courant décroissantes obtenues dans les torches conventionnelles, et croissantes pour la torche SinplexPro™. La relation $U = RI$, avec R résistance électrique de l'arc définie par l'équation (I-11) (page 22) et qui dépend, entre autres, de la longueur de l'arc et de la section de la colonne, permet d'expliquer ces différents comportements entre les deux torches. En effet, une augmentation de l'intensité du courant d'arc va se traduire par une augmentation du rayon électrique de la colonne, donc par une

augmentation de la conductance (équation (I-3), page 10) ou, de manière équivalente, à une diminution de la résistance de l'arc électrique. Dans le cas des torches conventionnelles, l'augmentation de l'intensité s'accompagne également d'un raccourcissement de l'arc électrique, qui va lui aussi entraîner une diminution de la résistance électrique [63]. La diminution de cette résistance devient alors prépondérante sur l'augmentation de l'intensité, et de fait, la tension d'arc diminue. En revanche, dans le cas des torches segmentées, la présence des neutrodes empêche la diminution de la longueur de l'arc. La seule augmentation du rayon électrique de la colonne ne conduit pas à une diminution suffisante de la résistance électrique de l'arc pour compenser l'augmentation de l'intensité du courant. Il en résulte alors une augmentation de la tension d'arc (Figure III.17-A).

L'augmentation du rayon électrique de la colonne d'arc avec l'intensité du courant d'arc a été mise en évidence par la détermination de l'épaisseur de la couche normalisée $I_{max}/2$ (Tableau III-8), qui représente le gaz froid entourant la colonne. Plus l'intensité du courant d'arc augmente, plus l'épaisseur de cette couche diminue. Par exemple, pour un mélange Ar-H₂ à 300 A, la couche $I_{max}/2$ représente 30 % du diamètre de tuyère, contre 25,8 % à 500 A.

Tableau III-8 : Épaisseur de la couche $I_{max}/2$, exprimée en pourcentage du diamètre de tuyère, en fonction de l'intensité du courant d'arc.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Intensité du courant d'arc (A)	Couche $I_{max}/2$ (%)
50-0-0-0	300	31,6
	400	28
	500	28,4
50-12-0-0	300	30
	400	25,9
	500	25,8
43-0-55-0	300	31,6
	400	29,7
	500	28,5
43-0-0-10	300	32,1
	400	28,4
	500	26,9

❖ Pertes thermiques :

L'augmentation de l'intensité du courant d'arc conduit donc à un échauffement de la couche limite, favorisant les échanges thermiques avec la paroi anodique. Les pertes thermiques deviennent alors plus importantes, comme le montre la Figure III.17-B. En particulier, une évolution linéaire des pertes thermiques avec l'intensité du courant d'arc est observée, ce qui rappelle le comportement des torches conventionnelles (Figure I.14-B, page 23 et Figure I.20-B, page 28). En revanche, la comparaison des pertes thermiques à la paroi entre les deux types de torche pour deux mélanges Ar-H₂ à 500 A (Ar-25vol.%H₂ tuyère Ø 8 mm pour une torche type F4 [63] et Ar-19vol.%H₂ tuyère Ø 9 mm torche SimplexPro™) montre des pertes plus importantes dans la torche segmentée (environ 22 kW pour la SimplexPro™ contre 12 kW pour la torche type F4). Ce résultat s'explique d'une part, par la présence des neutrodes qui constituent une grande surface d'échange avec le plasma, et d'autre part, par le mouvement de l'arc électrique qui est limité dans la torche segmentée, entraînant un chauffage local plus important de la tuyère et qui nécessite un meilleur refroidissement. Dans les torches conventionnelles, la grande liberté d'accrochage du pied d'arc limite l'échauffement de la tuyère.

Néanmoins, ces pertes thermiques plus importantes dans une torche segmentée sont compensées par l'augmentation de la puissance électrique (en raison de l'augmentation de la tension d'arc), ce qui se traduit par une évolution constante (Ar-H₂ et Ar-N₂) voire croissante (Ar et Ar-He) des rendements thermiques avec l'augmentation de l'intensité du courant d'arc (Figure III.17-C). L'évolution de ces rendements thermiques, associée à une augmentation de la puissance électrique avec l'intensité du courant d'arc, conduit à une augmentation linéaire de l'enthalpie massique moyenne du jet de plasma avec l'intensité du courant d'arc (Figure III.17-D).

❖ Résumé :

Les caractéristiques tension-courant croissantes obtenues dans la torche SimplexPro™ permettent d'augmenter de façon significative la puissance électrique. Par exemple, la puissance électrique obtenue avec le mélange Ar-H₂ est de l'ordre de 45 kW à 500 A (Figure III.17-A). Comme dans les torches conventionnelles, les pertes thermiques évoluent linéairement avec l'intensité du courant d'arc et sont particulièrement élevées en présence de H₂ et N₂, et plus faibles avec He. En effet, le mélange Ar-He conduit à des rendements thermiques et des enthalpies massiques élevés (respectivement > 70 % et 20 MJ.kg⁻¹ à 500 A).

Ces résultats ont été obtenus pour des mélanges caractérisés par un même débit massique total de gaz et pour un certain pourcentage volumique de gaz secondaire. Les deux parties suivantes sont alors consacrées à l'étude de ces deux paramètres pour des mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He.

III.4. Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire

Des mélanges binaires Ar-H₂ ont été définis afin d'évaluer l'influence du pourcentage volumique de gaz secondaire sur les bilans thermiques de la SinplexPro™ (Tableau III-9). Les mélanges sont caractérisés par un débit massique total de gaz entre 1,49 et 1,50 g.s⁻¹, pour un pourcentage volumique de H₂ variant entre 0 et 19 %.

Tableau III-9 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du pourcentage volumique de gaz secondaire sur le comportement de la torche.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
50-0-0-0	100-0-0-0	1,49	500	Ø9
50-4-0-0	93-7-0-0	1,49		
50-7-0-0	88-12-0-0	1,50		
50-12-0-0	81-19-0-0	1,50		

La Figure III.18 présente l'évolution de la tension d'arc, de l'enthalpie massique, des pertes thermiques et du rendement thermique en fonction du pourcentage volumique de H₂.

Le plasma sans hydrogène conduit à une tension d'arc de 68 V et à des pertes thermiques d'environ 15 kW. Le rendement thermique est alors de 56 % et l'enthalpie massique moyenne résultante de 12,8 MJ.kg⁻¹. Lorsque 7 vol.% de H₂ sont ajoutés à de l'argon, la tension d'arc augmente pour atteindre 81 V du fait de la constriction de la colonne d'arc. La conductivité thermique du plasma est plus élevée, en particulier dans la couche limite froide entourant la colonne d'arc, ce qui mène à une augmentation des pertes thermiques à la paroi (18 kW) et à une légère diminution du rendement thermique. Ces effets sont d'autant plus marqués que la quantité d'hydrogène augmente dans le mélange. Des tensions d'arc jusqu'à 90 V sont alors obtenues pour une enthalpie massique du jet de plasma d'environ 16 MJ.kg⁻¹.

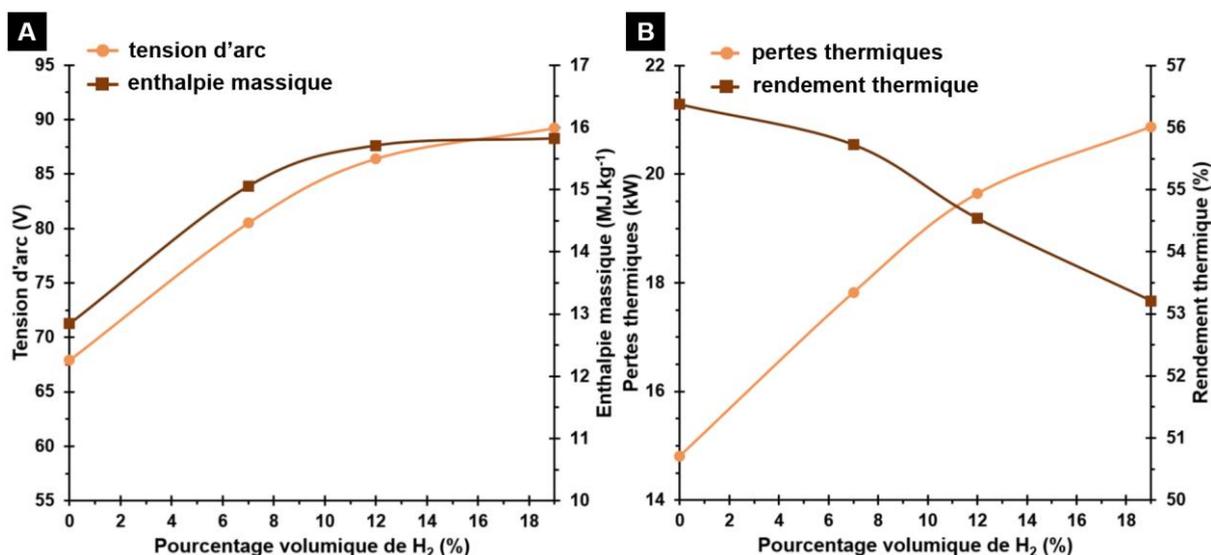


Figure III.18 : Évolution A) de la tension d'arc et de l'enthalpie massique et B) des pertes thermiques et du rendement thermique en fonction du pourcentage volumique de H₂ à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.

Dans la partie III.2 sur l'étude des différentes compositions plasmagènes, il a été montré que le mélange 50-12-0-0 (nlpm), caractérisé par un pourcentage volumique de H₂ de 19 %, conduisait à de très faibles fluctuations de tension d'arc. La Figure III.19-A met en évidence l'évolution des signaux de tension d'arc avec le pourcentage volumique de H₂ et la Figure III.19-B présente les spectres associés.

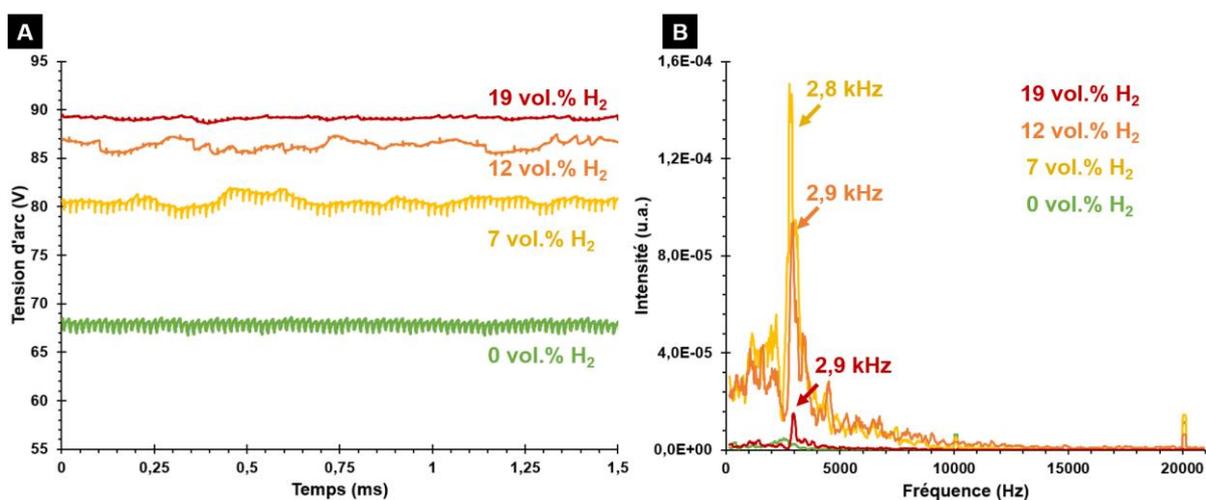


Figure III.19 : A) Signaux de tension d'arc et B) spectres associés pour différents pourcentages volumiques de H₂ à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.

Le plasma Ar pur, dont le pourcentage de fluctuation de tension est de 1,1 % dans cette campagne d'essais, est caractérisé par un signal de tension sans fluctuation apparente. Le

spectre associé confirme ces observations, avec un pic principal de fluctuations à 60 kHz (non visible ici) correspondant à la fréquence de régulation de la source de courant. L'ajout de 7 vol.% de H₂ va légèrement augmenter le pourcentage de fluctuation à 1,4 % du fait de l'apparition d'une fluctuation basse fréquence à environ 2,8 kHz. En revanche, en augmentant le pourcentage volumique de H₂ à 12 et 19 %, le pourcentage de fluctuation diminue (respectivement 1 et 0,3 %), et l'intensité du pic de fluctuation basse fréquence autour de 2,9 kHz diminue progressivement. Cette fréquence caractéristique, dont l'origine est à déterminer, ne semble pas dépendre du pourcentage volumique de H₂, contrairement à son amplitude qui reste néanmoins faible. Il s'agit encore d'une différence de comportement notable avec une torche conventionnelle de type F4, où la fréquence principale de fluctuation du mode Helmholtz augmente généralement avec le pourcentage volumique de H₂, tout comme son amplitude.

❖ Résumé :

Pour ces mélanges, l'augmentation du pourcentage volumique de H₂ se traduit donc par une augmentation de la puissance électrique et de l'enthalpie massique du jet de plasma, et également par une meilleure stabilité de l'arc électrique.

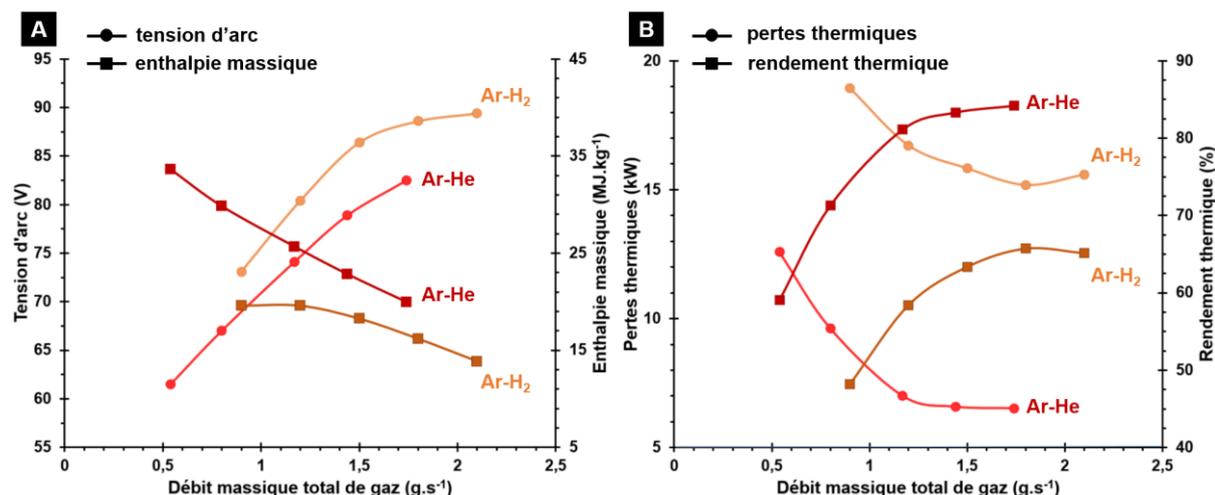
III.5. Influence du débit massique total de gaz

L'influence du débit massique total de gaz sur les bilans thermiques a été étudiée dans une tuyère Ø 9 mm à 500 A pour deux types de mélange : des mélanges binaires Ar-H₂ avec 12 vol.% de H₂, pour lesquels le débit massique total de gaz varie entre 0,9 et 2,1 g.s⁻¹, et des mélanges binaires Ar-He avec 56 vol.% de He et dont le débit massique varie entre 0,54 et 1,74 g.s⁻¹. L'ensemble de ces conditions sont reportées dans le Tableau III-10.

Les évolutions des différentes grandeurs caractéristiques de la torche en fonction du débit massique total de gaz pour les mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He sont représentées sur la Figure III.20.

Tableau III-10 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du débit massique total de gaz sur le comportement de la torche.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
30-4-0-0	88-12-0-0	0,90	500	Ø9
40-5,5-0-0		1,20		
50-7-0-0		1,50		
60-8-0-0		1,80		
70-9,5-0-0		2,10		
16-0-20-0	44-0-56-0	0,54		
24-0-30-0		0,80		
35-0-45-0		1,17		
43-0-55-0		1,44		
52-0-65-0		1,74		


Figure III.20 : Évolution de A) la tension d'arc moyenne et l'enthalpie massique moyenne et B) les pertes thermiques et le rendement thermique en fonction du débit massique total de gaz pour les mélanges binaires Ar-He et Ar-H₂ du Tableau III-10 à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.

Les mêmes tendances sont observées pour les deux types de mélange, à savoir une augmentation de la tension d'arc (Figure III.20-A) et du rendement thermique (Figure III.20-B) avec le débit massique total de gaz, et une diminution des pertes thermiques (Figure III.20-B) et de l'enthalpie massique moyenne (Figure III.20-A). Une augmentation du débit de gaz plasmagène conduit à une plus grande quantité de gaz froid dans tout le volume de la torche, y compris autour de la colonne d'arc, ce qui va entraîner sa constriction. Le rayon électrique r_e

de la colonne va alors diminuer, ce qui va se traduire par une augmentation du champ électrique E , comme le montre l'équation (III-6) (page 112). De plus, les forces hydrodynamiques appliquées au pied d'arc seront plus importantes, ce qui peut forcer l'arc électrique à s'attacher plus en aval, résultant en une augmentation de la longueur de l'arc. Ces deux phénomènes conduisent alors à une augmentation de la tension d'arc moyenne avec le débit total de gaz. De plus, on remarque que les mélanges Ar-H₂ conduisent aux tensions d'arc les plus élevées du fait d'une constriction importante en présence de H₂.

La plus grande quantité de gaz froid autour de la colonne d'arc va permettre de limiter les pertes thermiques à la paroi, comme le montre la Figure III.20-B. Cette diminution est plus forte pour les faibles débits massiques (entre 0,54 et 1,17 g.s⁻¹ pour Ar-He par exemple) et conduit à une augmentation des rendements thermiques avec le débit total de gaz (Figure III.20-C).

Bien que les tensions d'arc moyennes et les rendements thermiques de ces différents mélanges augmentent avec le débit de gaz, une chute de l'enthalpie massique moyenne est observée. En effet, cette dernière est inversement proportionnelle au débit total de gaz (équation (I-9), page 21).

L'augmentation du débit de gaz a également un impact sur les fluctuations de l'arc électrique, comme le montre le Tableau III-11.

Tableau III-11 : Pourcentage de fluctuation de tension et fréquence de fluctuation principale en fonction du débit massique de gaz pour des mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Fluctuations de tension (%)	Fréquence de fluctuation principale (kHz)	Intensité du pic de fluctuation (u.a.)
30-4-0-0	0,90	1,2	2,9	6,9.10 ⁻⁵
40-5,5-0-0	1,20	1,6	2,8	3,3.10 ⁻⁴
50-7-0-0	1,50	1,0	2,9	1,6.10 ⁻⁴
60-8-0-0	1,80	0,7	2,8	3,5.10 ⁻⁵
70-9,5-0-0	2,10	0,2	2,9	2,0.10 ⁻⁶
16-0-20-0	0,54	1,7	3,8	1,3.10 ⁻³
24-0-30-0	0,80	3,0	3,5	5,4.10 ⁻²
35-0-45-0	1,17	1,2	3,1	4,2.10 ⁻⁴
43-0-55-0	1,44	1,1	3,2	4,7.10 ⁻⁴
52-0-65-0	1,74	0,9	3,4	6,1.10 ⁻⁵

En effet, à partir d'un débit massique de $1,2 \text{ g.s}^{-1}$ pour les mélanges Ar-H₂ et $0,8 \text{ g.s}^{-1}$ pour les mélanges Ar-He, une diminution des fluctuations de tension est observée lorsque le débit de gaz augmente. Cet effet est également visible sur les signaux de tension d'arc associés, en particulier pour les mélanges Ar-H₂ où l'augmentation du débit semble stabiliser l'arc électrique (Figure III.21-A) : le mélange 70-9,5-0-0 nlpm (débit massique de $2,1 \text{ g.s}^{-1}$) est caractérisé par un signal de tension d'arc quasi constant.

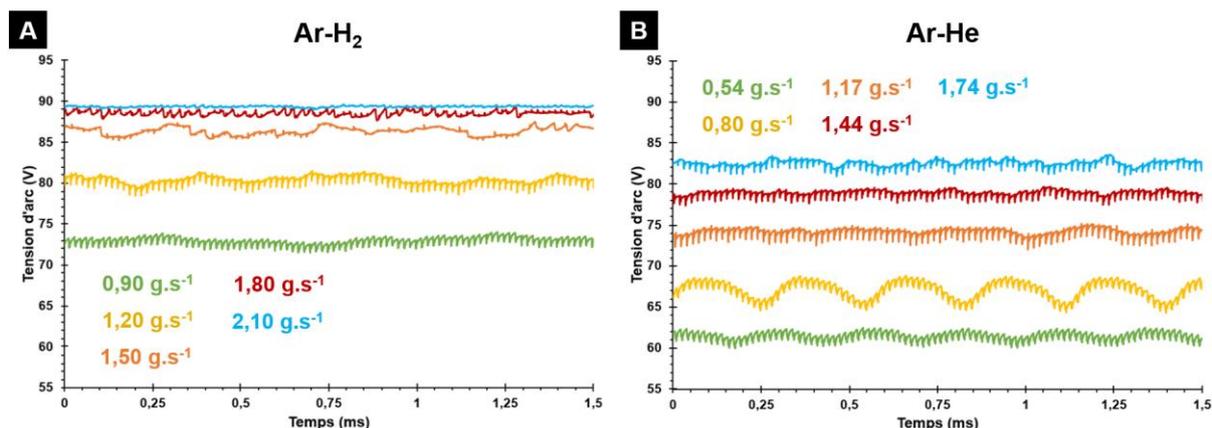


Figure III.21 : Signaux de tension d'arc pour différents débits massiques avec A) les mélanges binaires Ar-H₂ et B) les mélanges binaires Ar-He du Tableau III-10 à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.

À partir des spectres de ces signaux, il est possible de suivre l'évolution de la fréquence de fluctuation principale avec le débit de gaz (Tableau III-11). Pour les mélanges Ar-H₂, la fréquence de fluctuation est située autour de 2,8 – 2,9 kHz, quel que soit le débit total de gaz, et l'intensité du pic diminue ($3,3 \cdot 10^{-4}$ u.a. pour un débit de $1,20 \text{ g.s}^{-1}$ contre $2,0 \cdot 10^{-6}$ u.a. à $2,1 \text{ g.s}^{-1}$). En revanche, pour les mélanges Ar-He, lorsque le débit de gaz augmente de $0,54$ à $1,44 \text{ g.s}^{-1}$, une diminution de la fréquence de fluctuation et de son intensité est observée (de 3,8 à 3,2 kHz pour des intensités respectives de $1,3 \cdot 10^{-3}$ et $6,1 \cdot 10^{-5}$ u.a.). Ces observations sont contraires à ce qui est obtenu avec une torche conventionnelle, pour laquelle l'augmentation du débit de gaz entraîne une augmentation de la fréquence de fluctuation [64]. Dans le cas de la torche SinplexPro™, l'augmentation du débit de gaz a un effet stabilisateur sur la colonne d'arc et probablement du pied d'arc sur l'anode.

III.6. Conclusions

L'objectif principal de ce chapitre était d'étudier le comportement de la torche SinplexPro™, à la fois dans son périmètre de fonctionnement, mais également aux limites, avec notamment l'utilisation de gaz diatomiques dans une tuyère de 6,5 mm de diamètre. Des conditions

opératoires ont été définies afin d'évaluer l'influence de différents paramètres sur la dynamique de l'arc électrique et sur les bilans thermiques.

L'influence de la nature du gaz a été évaluée avec deux diamètres de tuyère. Différentes dynamiques de l'arc électrique ont alors été mises en évidence. Dans une tuyère de 9 mm de diamètre, un pied d'arc principal stabilisé est observé pour toutes les conditions étudiées. L'ajout d'un gaz secondaire à de l'argon conduit à un grand nombre de réamorçages des pieds d'arc additionnels à la surface anodique. Les observations des tuyères après essais suggèrent que ces attachements sont principalement localisés proche de la face arrière de la tuyère. Au contraire, la présence de stries d'usure dans une tuyère de 6,5 mm de diamètre suppose un mouvement longitudinal de l'arc le long de l'anode et pourrait expliquer les difficultés d'observation des pieds d'arc dans une tuyère de diamètre réduit. Les fluctuations de tension résultantes sont inférieures à 3 % dans une tuyère de 9 mm de diamètre pour toutes les conditions étudiées, et elles atteignent 11 % dans une tuyère de 6,5 mm de diamètre. Elles restent très faibles comparativement à celles mesurées dans une torche conventionnelle, pouvant atteindre 100 % de la tension d'arc moyenne.

Les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ ont montré des comportements similaires, à savoir une tension d'arc moyenne et une enthalpie massique plus élevées que pour le plasma argon, mais des rendements thermiques plus faibles du fait des pertes thermiques importantes à la paroi.

Les mélanges Ar-He se distinguent des autres mélanges par des faibles pertes thermiques, conduisant à des rendements thermiques élevés.

Une augmentation de l'intensité du courant d'arc semble avoir peu d'influence sur le type d'attachement de l'arc à la surface anodique ou sur le nombre de réattachements observés, mais une légère diminution des fluctuations de tension a été mise en évidence. Il a également été vu qu'une augmentation de l'intensité du courant d'arc conduisait à une diminution de la fréquence de fluctuation pour les compositions plasmagènes étudiées, contrairement à ce qui est observé dans les torches conventionnelles. L'étude des bilans thermiques montre des caractéristiques tension-courant croissantes avec la SinplexPro™, attribuées à une diminution de la résistance de l'arc électrique due à l'augmentation du rayon électrique de la colonne d'arc, alors qu'elles sont décroissantes pour les torches conventionnelles. Des intensités du courant d'arc élevées conduisent ainsi à des pertes thermiques importantes, mais qui sont compensées par l'augmentation de la puissance électrique. L'enthalpie massique résultante du jet de plasma est alors plus élevée.

L'influence du pourcentage volumique de H₂ sur les bilans thermiques et les fluctuations de tension d'arc de mélanges binaires Ar-H₂ a été étudiée. Des tensions d'arc et enthalpies massiques moyennes plus élevées sont obtenues pour des forts pourcentages volumiques de H₂. En revanche, les pertes thermiques plus importantes conduisent à une diminution du rendement thermique. L'augmentation du volume de H₂ dans le mélange mène à une meilleure stabilité de l'arc électrique.

Enfin, une augmentation du débit massique total de gaz conduit à une constriction de la colonne d'arc, qui se traduit par une augmentation de la tension d'arc moyenne et d'une diminution des pertes thermiques à la paroi anodique. Les rendements thermiques sont alors plus importants, mais l'enthalpie massique moyenne chute.

Cette étude nous a permis de mieux appréhender le comportement de l'arc électrique dans la torche SinplexPro™ en fonction des conditions opératoires et de déterminer les bilans thermiques associés. La prochaine étape consiste alors à comprendre l'influence des différents paramètres opératoires sur le jet de plasma en sortie de torche, puisqu'il constitue le lieu de traitement des particules pour la réalisation de dépôt.

Chapitre IV : Détermination des propriétés du jet de plasma

Ce chapitre présente les résultats de caractérisation du jet de plasma. Dans un premier temps, l'influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet de plasma est étudiée. Les parties suivantes sont consacrées à la présentation de la mesure de la vitesse axiale du jet de plasma, des profils de température et de la détermination de la longueur de la zone chaude du plasma.

Pour rappel, la nomenclature qui est utilisée dans ce manuscrit pour décrire les conditions opératoires est la suivante : Ar-H₂-He-N₂_intensité_diamètre, où les gaz sont remplacés par leur débit (en nlpm), l'intensité du courant d'arc est en A et le diamètre de tuyère en mm.

IV.1. Influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet de plasma

Dans cette partie, les fluctuations des jets de plasma générés par les mélanges binaires 50-12-0-0 et 43-0-55-0 sont étudiées pour deux diamètres de tuyère à 500 A afin de mieux comprendre comment la dynamique de l'arc électrique affecte la stabilité du jet. Le Tableau IV-1 rappelle ces conditions opératoires.

Tableau IV-1 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet de plasma.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
50-12-0-0	81-19-0-0	1,50	500	Ø9 et Ø 6,5
43-0-55-0	44-0-56-0	1,44		

La Figure IV.1 présente les spectres de tension d'arc et du signal lumineux en sortie de tuyère pour les deux compositions du Tableau IV-1 et les deux diamètres de tuyère. Rappelons que la fibre optique permettant d'enregistrer les signaux lumineux est positionnée à 5 mm de la sortie de tuyère, sur l'axe et avec un spot de mesure de 1 mm de diamètre.

La fréquence de la fluctuation principale de la tension d'arc est comprise entre 2,9 et 3,3 kHz pour les deux diamètres de tuyère et les deux mélanges plasmagènes. On observe alors une correspondance entre ces fluctuations basse fréquence et les fluctuations lumineuses du jet de plasma. Il en est de même pour les pics à 6,1 et 5,9 kHz dans une tuyère Ø 6,5 mm

(Figure IV.1-A et B), ou encore l'amas de pics haute fréquence à 30,1 kHz pour le mélange Ar-H₂ dans la tuyère Ø 9 mm (Figure IV.1-D).

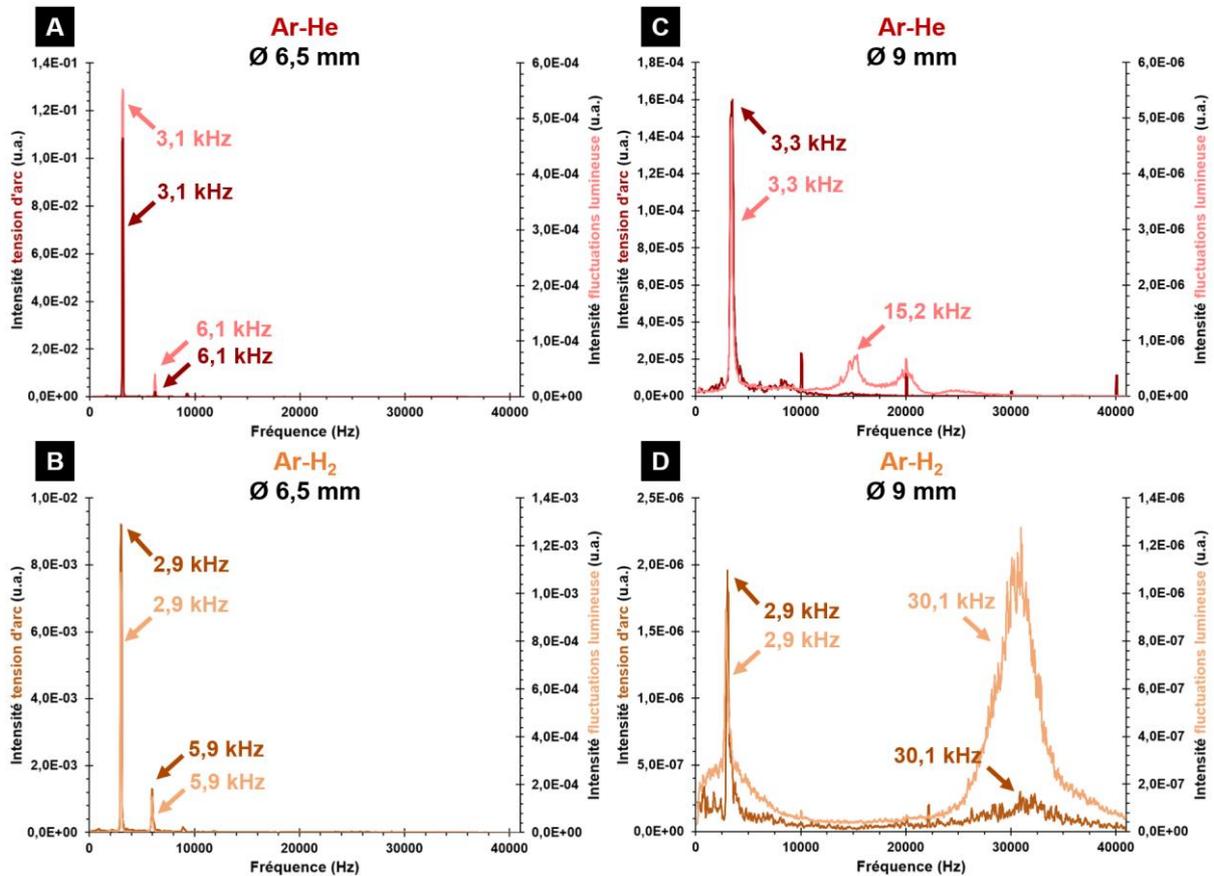


Figure IV.1 : Spectres associés aux fluctuations de tension d'arc et aux fluctuations lumineuses du plasma à 500 A dans une tuyère Ø 6,5 mm pour A) le mélange Ar-He et B) le mélange Ar-H₂ et dans une tuyère Ø 9 mm pour C) le mélange Ar-He et D) le mélange Ar-H₂ (conditions du Tableau IV-1).

Il semble alors que ces fréquences de fluctuation liées au mouvement de l'arc électrique dans la torche influencent directement la stabilité du jet de plasma. En particulier, les fluctuations de tension d'arc dans une tuyère Ø 6,5 mm mises en évidence sur la Figure III.8 (page 100) se traduisent par une intensité des pics de fluctuation plus importante que dans une tuyère Ø 9 mm. Par exemple, pour le mélange Ar-H₂ dans une tuyère Ø 6,5 mm, l'intensité du pic à 2,9 kHz est proche de 10^{-2} u.a. pour la tension d'arc et de 10^{-3} u.a. pour la fluctuation lumineuse du plasma, alors qu'elle est de l'ordre de 10^{-6} u.a pour les deux mesures dans une tuyère Ø 9 mm.

Les Figure IV.1-C et D montrent, d'une part, la présence d'une fluctuation plus haute fréquence du plasma Ar-He (environ 15,2 kHz), et d'autre part, une augmentation de l'intensité du pic de fluctuation du jet de plasma à 30,1 kHz pour le mélange Ar-H₂ par rapport au pic basse fréquence. Dans le cas du mélange Ar-He, cette fluctuation n'apparaît pas sur le spectre associé

aux fluctuations de tension d'arc. On peut alors supposer qu'elle n'est pas due au mouvement de l'arc électrique, mais peut-être à l'apparition d'instabilités lors de la pénétration du jet de plasma dans l'air environnant, bien qu'elles restent probablement faibles à 5 mm de la sortie de tuyère, là où la mesure des fluctuations est réalisée. Au contraire, pour le mélange Ar-H₂, la fluctuation du jet de plasma peut avoir pour origine les nombreux réamorçages de l'arc électrique à une fréquence d'environ 30 kHz. L'hypothèse alors émise lors de l'étude sur la dynamique de l'arc suppose que ces réamorçages sont localisés dans un même plan vertical et ne conduisent pas à une variation de la longueur de l'arc. Le signal de tension d'arc associé est quasi-stable, ce qui se traduit par une faible intensité du pic à 30 kHz, attribué à ces réamorçages. Bien que cette fluctuation haute fréquence n'impacte pas la tension d'arc, elle peut en revanche induire des instabilités au niveau du jet de plasma, ce qui expliquerait la présence plus marquée de cette fluctuation sur le spectre associé (Figure IV.1-D).

Résumé :

Les fluctuations du pied d'arc dans la torche sont à l'origine d'instabilités au sein du jet de plasma. Les fluctuations de tension d'arc et du jet de plasma sont plus importantes dans une tuyère de diamètre réduit. La comparaison des caractéristiques des particules en vol pour ces compositions dans les deux diamètres de tuyère peut alors renseigner sur l'impact de ces fluctuations sur le traitement thermocinétique des particules. Avant de s'intéresser au traitement des particules dans le jet de plasma, nous allons étudier ses propriétés, comme sa vitesse et sa température.

IV.2. Propriétés du jet de plasma

Cette partie est consacrée à l'étude des propriétés du jet de plasma. Dans un premier temps, les mesures de vitesse du jet de plasma à 4 mm de la sortie de tuyère sont présentées. Les profils de température obtenus à 2 mm de la sortie de tuyère sont ensuite discutés. Enfin, la détermination de la longueur de zone chaude du plasma pour différentes conditions opératoires va permettre de sélectionner des conditions pour l'étude des particules en vol.

IV.2.1. Vitesse du jet de plasma

Un grand nombre de conditions a été étudié à l'aide du dispositif de mesure de la vitesse du jet de plasma. Elles sont reportées dans le Tableau IV-2 et sont divisées en plusieurs catégories en fonction de la nature du gaz, à savoir les conditions à l'argon pur, les mélanges binaires argon-

hydrogène, argon-azote et argon-hélium, ainsi que les mélanges ternaires. Ces compositions plasmagènes vont permettre d'étudier l'influence de l'intensité du courant d'arc, du pourcentage volumique de gaz secondaire et du débit massique total de gaz sur la vitesse du jet de plasma dans une tuyère Ø 9 mm. Dans un premier temps, les résultats obtenus sont présentés, puis une discussion des résultats est proposée.

Tableau IV-2 : Compositions plasmagènes étudiées pour la mesure de la vitesse du jet de plasma.

Catégorie	Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
Ar	20-0-0-0	500	Ø9
	30-0-0-0		
	50-0-0-0	300, 400 et 500	
	70-0-0-0		
	90-0-0-0	500	
	110-0-0-0		
	130-0-0-0		
	150-0-0-0		
Binaire Ar-H ₂	30-4-0-0	300, 400 et 500	Ø9
	40-5,5-0-0		
	50-4-0-0		
	50-7-0-0		
	50-12-0-0		
	60-8-0-0		
	70-9,5-0-0		
	80-10-0-0		
Binaire Ar-N ₂	43-0-0-10	300, 400 et 500	Ø9
Binaire Ar-He	35-0-35-0	300, 400 et 500	Ø9
	35-0-40-0		
	35-0-45-0		
	35-0-50-0		
	16-0-20-0		
	24-0-30-0		
	43-0-55-0		
	52-0-65-0		
Ternaire Ar-H ₂ -He	35-1-45-0	300, 400 et 500	Ø9
	40-3-40-0		
	30-5-40-0		
	30-10-60-0		

IV.2.1.1. Influence de l'intensité du courant d'arc

L'influence de l'intensité du courant d'arc sur la vitesse du jet de plasma a été étudiée pour quatre compositions de chaque catégorie du Tableau IV-2. La Figure IV.2-A présente les résultats obtenus pour des mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂, la Figure IV.2-B pour des mélanges Ar-He et la Figure IV.2-C pour des mélanges Ar-H₂-He. La Figure IV.2-D présente les signaux issus des photomultiplicateurs pour la condition 30-5-40-0 et est discutée par la suite.

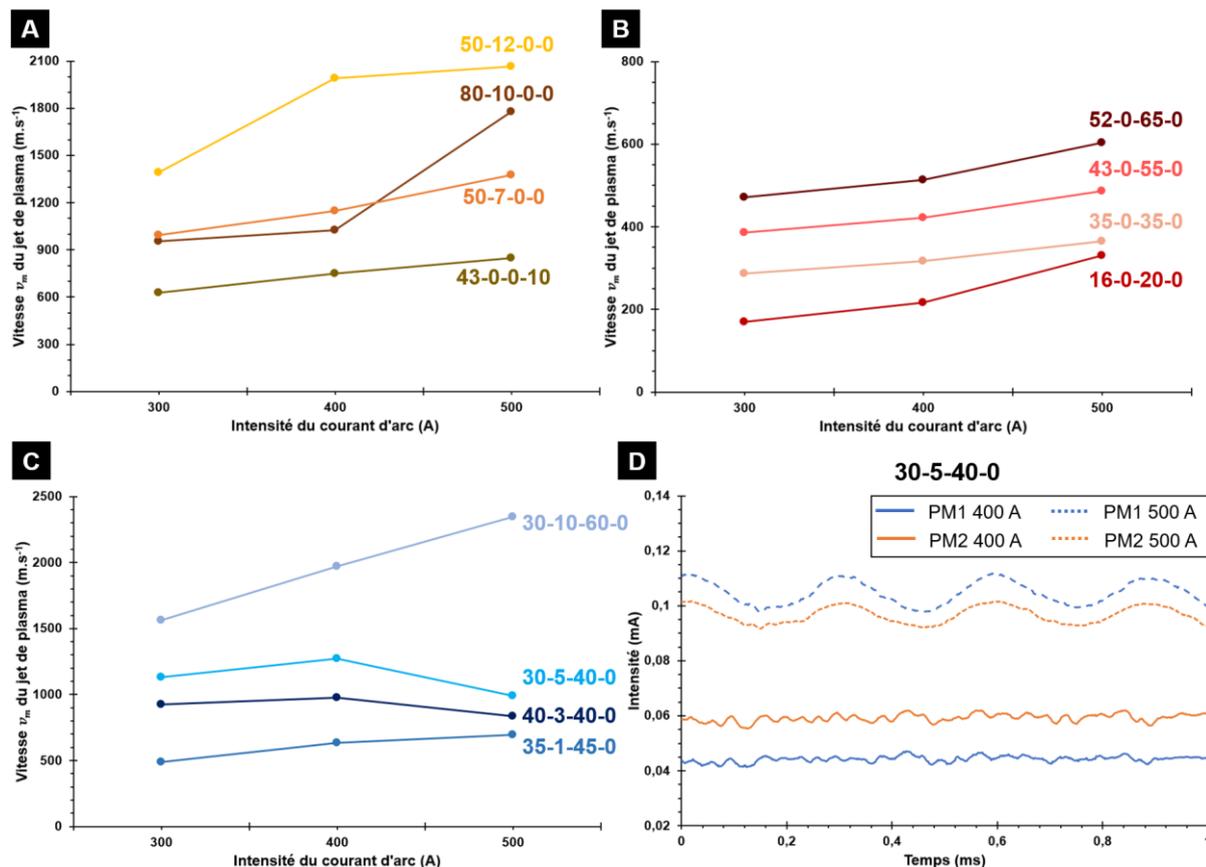


Figure IV.2 : Évolution de la vitesse du jet de plasma avec l'intensité du courant d'arc pour A) des mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂, B) des mélanges Ar-He, C) des mélanges Ar-H₂-He et D) signaux électriques issus des photomultiplicateurs pour la condition 30-5-40-0 à 400 et 500 A.

Pour les mélanges binaires Ar-H₂, Ar-N₂ et Ar-He, une augmentation de l'intensité du courant d'arc entre 300 et 500 A se traduit par une augmentation de la vitesse du jet de plasma. En effet, l'augmentation du courant d'arc accroît l'enthalpie massique ou corrélativement réduit la densité du plasma. Notons toutefois que les vitesses axiales pour les mélanges Ar-He semblent faibles par rapport aux autres compositions. Ces observations seront discutées par la suite.

Pour les mélanges ternaires, une augmentation de la vitesse du jet est constatée pour les quatre compositions entre 300 et 400 A. En revanche, pour les compositions 30-5-40-0 et 40-3-40-0,

la vitesse du jet semble diminuer entre 400 et 500 A. Pour la condition 30-5-40-0, un changement de comportement est observé sur les fluctuations lumineuses du plasma entre 400 et 500 A (Figure IV.2-D). On constate l'apparition d'une fluctuation basse fréquence sur les signaux qui fera l'objet de la partie discussion.

IV.2.1.2. Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire

En plus des mélanges Ar-H₂ du Tableau III-9 (page 120) pour lesquels le pourcentage volumique de H₂ varie entre 0 et 19 %, des mélanges Ar-He ont également été étudiés pour évaluer l'influence du pourcentage volumique de He sur la vitesse du jet de plasma. Ces compositions sont regroupées dans le Tableau IV-3.

Tableau IV-3 : Compositions plasmagènes pour étudier l'influence du pourcentage volumique de He sur la vitesse du jet de plasma.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
35-0-35-0	50-0-50-0	1,14	500	Ø9
35-0-40-0	47-0-53-0	1,16		
35-0-45-0	44-0-56-0	1,17		
35-0-50-0	41-0-59-0	1,19		

Les Figure IV.3-A et Figure IV.3-B montrent respectivement l'évolution de la vitesse axiale du jet de plasma avec le pourcentage volumique de H₂ ou de He dans des mélanges binaires à différentes intensités du courant d'arc.

Pour les mélanges Ar-H₂, une nette augmentation de la vitesse du jet de plasma apparaît avec le pourcentage volumique de H₂ : elle passe d'environ 350 m.s⁻¹ pour un plasma sans H₂ à 1 400 m.s⁻¹ à 300 A et 2 000 m.s⁻¹ à 400 et 500 A pour un plasma avec 19 vol.% de H₂. La présence d'hydrogène va entraîner une augmentation de l'enthalpie qui va se traduire par une augmentation de la vitesse du jet de plasma.

Pour les mélanges Ar-He, il n'y a peu d'évolution de la vitesse du jet de plasma avec le pourcentage volumique de He. En effet, à 300 A par exemple, la vitesse du plasma varie de 290 à 360 m.s⁻¹ entre 50 et 59 vol.% de He. Il est possible que la plage de variation du pourcentage volumique de He soit trop étroite pour avoir une influence sur la vitesse du jet, mais des

pourcentages plus élevés auraient entraîné une augmentation du débit massique total de gaz qui n'était pas souhaitée ici.

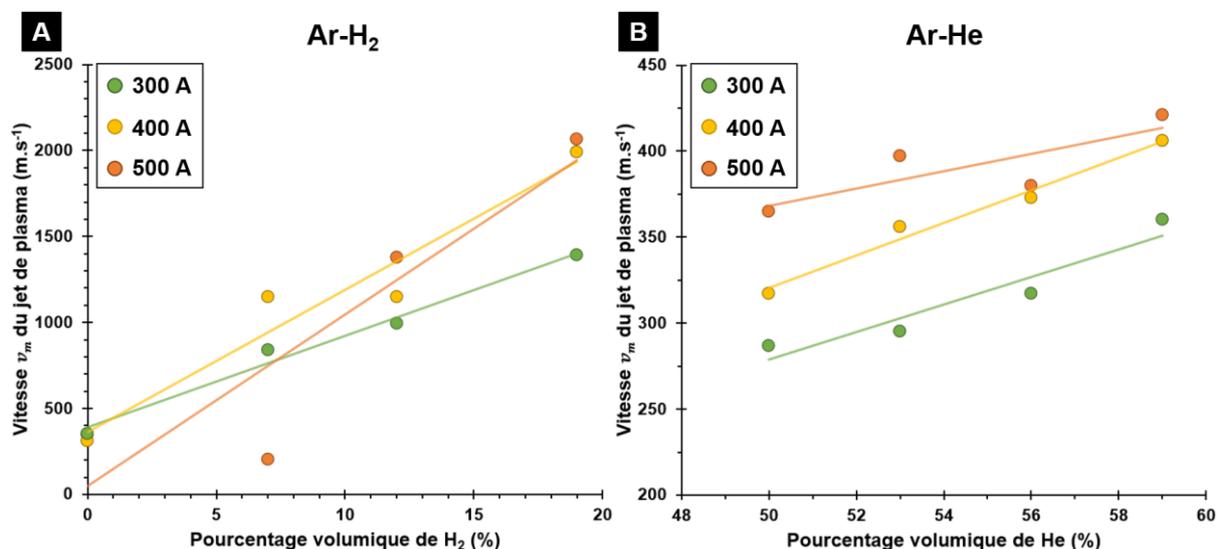


Figure IV.3 : Évolution de la vitesse du jet de plasma avec le pourcentage volumique A) de H₂ et B) de He à différentes intensités du courant d'arc dans une tuyère Ø 9 mm.

IV.2.1.3. Influence du débit massique total de gaz

L'influence du débit massique total de gaz sur la vitesse du jet de plasma a été étudiée à 500 A au travers des plasmas Ar et des mélanges Ar-H₂ et Ar-He du Tableau IV-2. Le débit massique pour les plasmas Ar varie entre 0,59 et 4,46 g.s⁻¹. Les mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He sont reportés dans le Tableau III-10 (page 123). La Figure IV.4 montre les résultats obtenus.

Pour chaque catégorie de gaz, l'augmentation du débit massique total de gaz conduit à trois scénarios d'une évolution de la vitesse du jet. Une augmentation du débit de gaz génère une constriction de la colonne d'arc et donc une augmentation de la vitesse du plasma suivant la nature du gaz. Cette augmentation est d'autant plus marquée pour les mélanges Ar-H₂ pour lesquels la constriction de la colonne est importante.

Une grande plage de variation de la vitesse du jet de plasma est observée à l'argon : elle varie de 120 m.s⁻¹ pour un débit de 0,59 g.s⁻¹ à 1 900 m.s⁻¹ pour un débit de 4,46 g.s⁻¹. On peut alors se demander comment évoluent les signaux issus des photomultiplicateurs sur cette plage de vitesse.

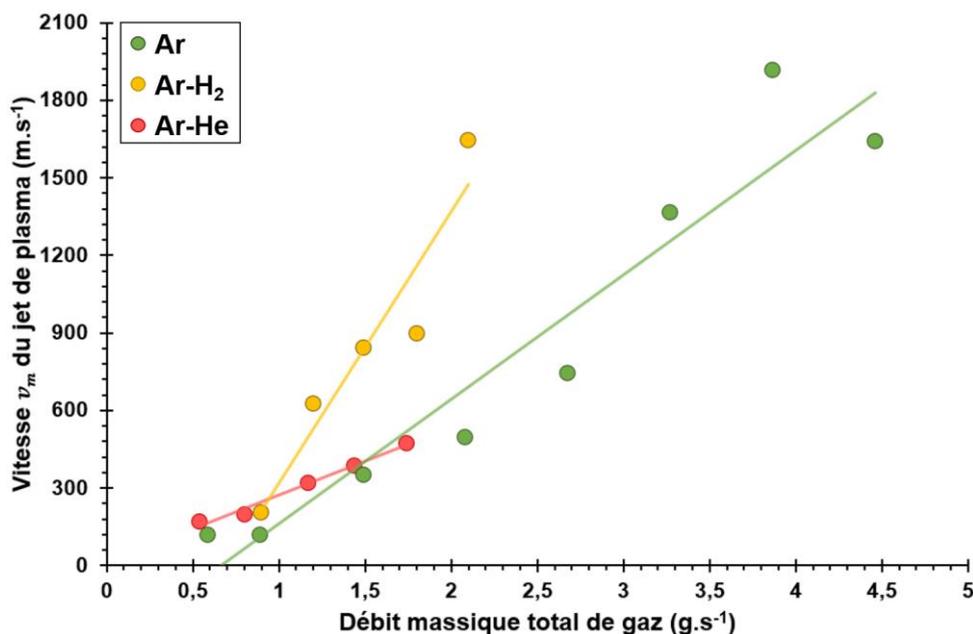


Figure IV.4 : Évolution de la vitesse du jet de plasma avec le débit massique total de gaz pour des plasmas Ar, Ar-H₂ et Ar-He à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.

La Figure IV.5 présente les signaux de mesure pour les différents débits d'argon, ainsi que les signaux de tension d'arc associés à chaque condition. Le nombre de Reynolds de ces différents jets de plasma a été calculé à partir de l'équation (IV-1) :

$$Re = \frac{\rho v_{moy} D}{\mu} \quad (IV-1)$$

où ρ est la masse volumique du plasma (kg.m^{-3}), D le diamètre de la tuyère (m), μ la viscosité dynamique du plasma ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) et v_{moy} sa vitesse moyenne (m.s^{-1}) calculée à partir de l'équation (IV-2) :

$$v_c = \frac{\dot{m}}{\rho S} \quad (IV-2)$$

avec \dot{m} est le débit massique total de gaz (kg.s^{-1}), ρ la masse volumique du gaz (kg.m^{-3}) et S la section de la tuyère (m^2).

Les valeurs de Re obtenues sont reportées dans le Tableau IV-4, avec les vitesses axiales pour différents débits d'argon.

Pour des faibles débits massiques d'argon (0,59 à 2,08 g.s^{-1}), le jet de plasma est caractérisé par un nombre de Reynolds compris entre 370 et 1 115, et peut être qualifié de laminaire. Cette caractéristique peut entraîner des difficultés à mesurer la vitesse du jet de plasma. En effet, les signaux issus des photomultiplicateurs à faibles débits ne présentent pas de motif de fluctuation (contrairement aux signaux de tension d'arc associés) : il est alors difficile d'identifier un décalage temporel entre les deux signaux.

Tableau IV-4 : Nombre de Reynolds Re , vitesse axiale et fréquence des fluctuations lumineuses pour différents débits d'argon.

Débit argon	Débit massique total de gaz (g.s^{-1})	Nombre de Reynolds Re	Vitesse axiale (m.s^{-1})	Fréquence des fluctuations lumineuses (kHz)
20	0,59	370	119	/
30	0,89	565	116	/
50	1,49	846	348	14,5
70	2,08	1 115	496	16,7
90	2,68	1 400	744	19,7
110	3,27	1 660	1 364	22,5
130	3,87	1 990	1 917	35
150	4,46	2 285	1 640	22,6

À partir d'un débit de $2,68 \text{ g.s}^{-1}$, il y a l'apparition d'une fluctuation sur les signaux de tension d'arc et les signaux issus des photomultiplicateurs, le nombre de Reynolds est alors plus important ($1\ 400$ à $2,68 \text{ g.s}^{-1}$). Cette instabilité entraîne une augmentation de la fréquence des fluctuations lumineuses du jet de plasma, reportée dans le Tableau IV-4 et mesurée à partir des signaux de la Figure IV.5.

Pour des débits d'argon supérieurs à $3,27 \text{ g.s}^{-1}$, le nombre de Reynolds dépasse $1\ 600$ ce qui pourrait être le signe d'un plasma plus turbulent et fluctuant à plus haute fréquence (Tableau IV-4).

❖ Résumé :

L'évolution de la vitesse axiale du jet de plasma a été étudiée en fonction de l'intensité du courant d'arc, du pourcentage volumique de gaz secondaire et du débit massique total de gaz. Une augmentation de la vitesse du jet a été observée lorsque l'intensité du courant d'arc augmente, pour des mélanges riches en gaz secondaire (H_2 et He) et lorsque le débit massique de gaz augmente. Ces tendances vont être discutées dans la partie suivante. La fluctuation lumineuse du jet de plasma semble avoir une influence sur la mesure de la vitesse.

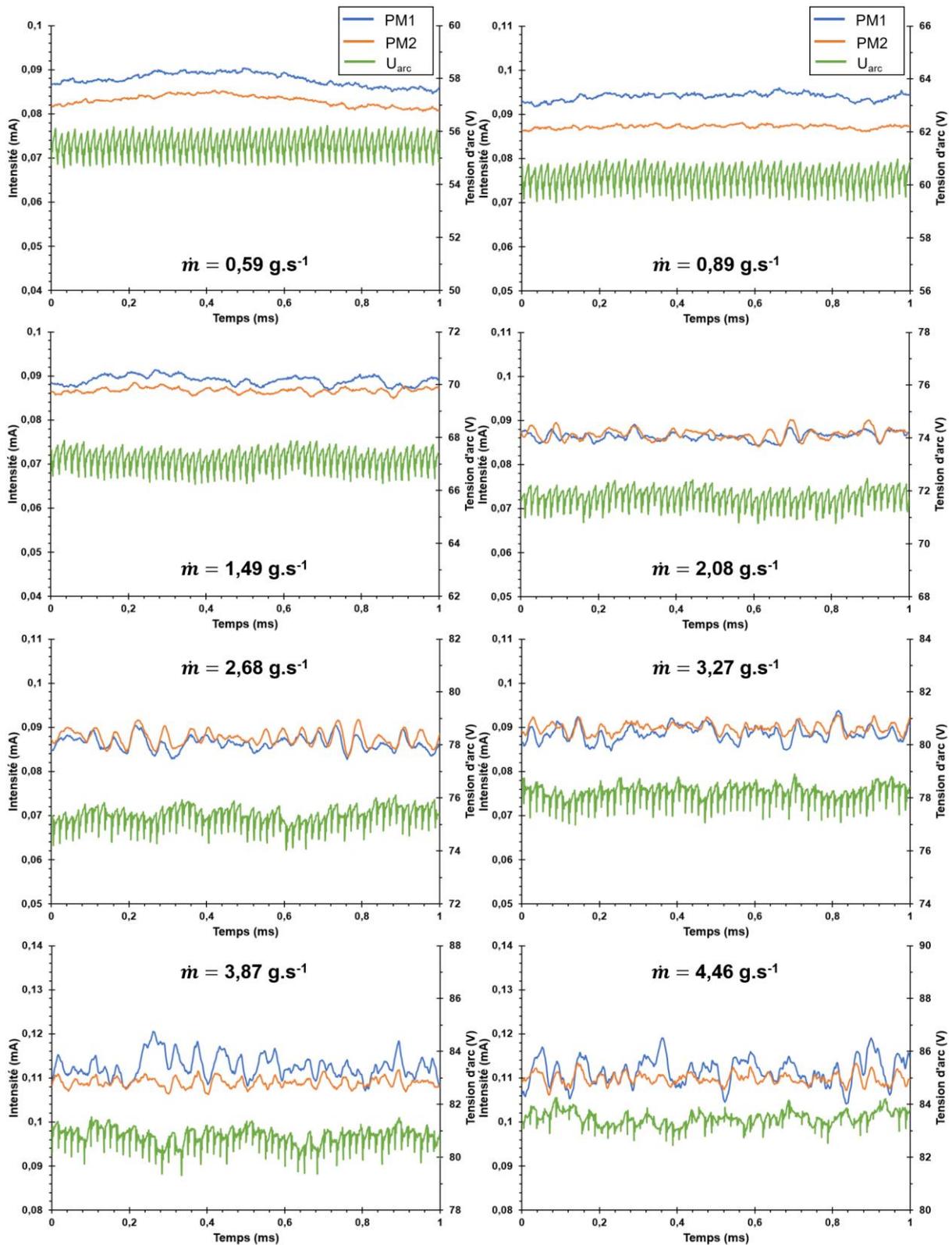


Figure IV.5 : Évolution des signaux électriques issus des photomultiplicateurs et des signaux de tension d'arc pour différents débits massiques d'argon à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.

IV.2.1.4. Discussion

Pour une torche conventionnelle type F4, M.-P. Planche [63] a établi une relation de corrélation entre la vitesse maximale du jet de plasma et les paramètres de fonctionnement de la torche. Elle est donnée par l'équation (IV-3) :

$$v = K \frac{I^{0,43} \dot{m}^{0,21}}{D^{1,96}} \quad (\text{IV-3})$$

où K est une constante dépendant du mélange plasmagène, I est l'intensité du courant d'arc, \dot{m} le débit massique total de gaz et D le diamètre de tuyère.

À partir du coefficient isentropique γ , J.-F. Coudert et V. Rat [20] ont également défini une vitesse moyenne du jet de plasma \bar{v} à partir de son enthalpie massique moyenne \bar{h} (IV-4) :

$$\bar{v} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\bar{h} \dot{m}}{P_a S} \quad (\text{IV-4})$$

où P_a est la pression en sortie de torche et S la section de la tuyère.

La première relation relie directement la vitesse maximale du jet avec l'intensité du courant d'arc et le débit massique de gaz. La seconde relation montre qu'une augmentation de l'enthalpie massique du jet de plasma conduit à une augmentation de sa vitesse moyenne.

Ces relations permettent alors d'expliquer les résultats obtenus dans une torche segmentée. En effet, nous avons montré que l'augmentation de l'intensité du courant d'arc et du débit de gaz conduisait à une augmentation de la vitesse maximale du jet de plasma, comme le montre l'équation (IV-3) pour des torches conventionnelles.

De plus, l'étude des bilans thermiques dans la partie III.2.4 (page 105) a montré que l'ajout de H_2 ou He à l'argon conduisait à une augmentation de l'enthalpie massique du jet de plasma. Cette dernière est proportionnelle à la vitesse moyenne du jet de plasma (équation (IV-4)), ce qui permet d'expliquer l'augmentation de la vitesse axiale du jet avec le pourcentage volumique de gaz secondaire.

Les Figure IV.2-B et Figure IV.3-B montrent des vitesses axiales pour les mélanges Ar-He anormalement basses. En effet, ces mélanges sont caractérisés par des rendements thermiques élevés et des enthalpies massiques importantes. Pourtant, la vitesse axiale mesurée pour la condition 43-0-55-0_500 par exemple est de 487 m.s^{-1} . Une évaluation rapide de la vitesse moyenne du jet à partir de l'équation (IV-2) (page 136) donne environ 1355 m.s^{-1} , valeur bien supérieure à la vitesse axiale mesurée.

Pour comprendre l'origine de ce phénomène, les signaux de tension d'arc, les signaux issus des deux photomultiplicateurs et les spectres correspondants vont être étudiés. La Figure IV.6-A

montre les différents signaux pour la condition 43-0-55-0_500. Les spectres associés sont représentés sur la Figure IV.6-B. Dans un souci de lisibilité, les signaux issus des photomultiplicateurs et les spectres ont été décalés, la valeur d'intensité lue sur l'axe des ordonnées n'est donc pas représentative de la valeur moyenne du signal, ni de l'amplitude du pic.

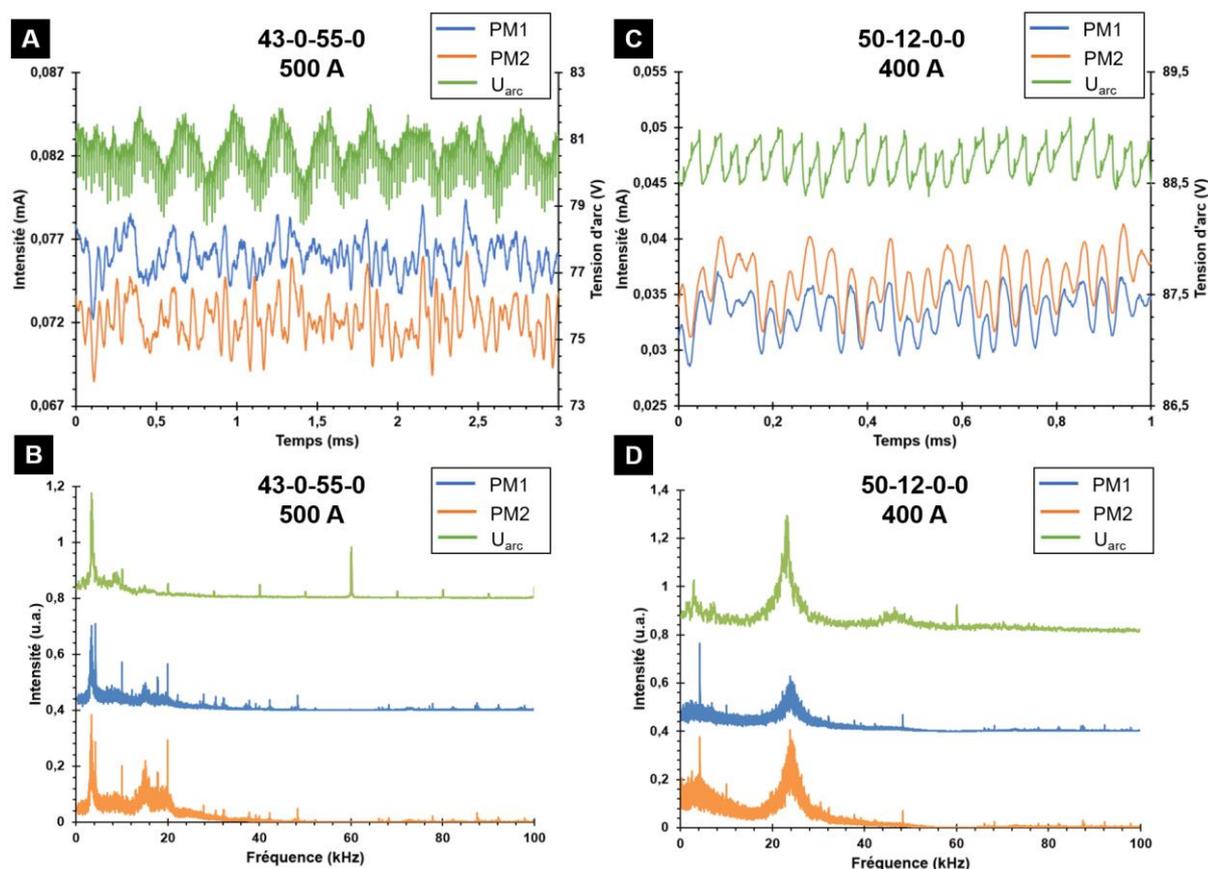


Figure IV.6 : A) et C) Signaux électriques issus des deux photomultiplicateurs et tension d'arc et B) et D) spectres associés aux signaux pour les conditions 43-0-55-0_500 et 50-12-0-0_400.

Le signal de tension d'arc pour la condition 43-0-55-0_500 met en évidence une fluctuation basse fréquence, rappelant les signaux obtenus pour la condition 30-5-40-0_500 étudiée précédemment (Figure IV.2-D). Le spectre de la tension d'arc présente alors un pic à 3,3 kHz que l'on retrouve sur les spectres des signaux des photomultiplicateurs, comme le montre la Figure IV.6-B.

En comparaison, l'étude de ces signaux et des spectres a été réalisée pour un mélange Ar-H₂ (50-12-0-0_400). Notons que pour ce mélange, la vitesse axiale mesurée est de 1 990 m.s⁻¹ et la vitesse moyenne calculée par l'équation (IV-4) est plus faible (627 m.s⁻¹), ce qui est cohérent. Pour cette condition, le signal de tension d'arc est caractérisé par une fluctuation plus haute

fréquence d'environ 22 kHz (Figure IV.6-C et D). Cette fluctuation haute fréquence est également présente sur les signaux issus des photomultiplicateurs, comme l'attestent les spectres associés (Figure IV.6-D).

On en déduit que, dans le cas du mélange Ar-H₂, la mesure du décalage temporel permettant de mesurer la vitesse axiale se fait sur une fluctuation haute fréquence. Au contraire, pour le mélange Ar-He, cette mesure a lieu sur la fluctuation basse fréquence du jet de plasma, qui avait déjà été identifiée dans la partie IV.1 (page 129).

Il est possible que cette fluctuation basse fréquence corresponde à un mouvement vertical ou de rotation du plasma qui perturberait la mesure. Ce mouvement vertical ou de rotation serait alors prépondérant sur la propagation axiale de la fluctuation lumineuse, et il serait difficile de mesurer cette propagation, ce qui expliquerait les faibles vitesses axiales obtenues pour les mélanges Ar-He. En effet, les observations de l'intérieur de la tuyère ont permis d'identifier deux phénomènes pouvant être à l'origine d'un mouvement vertical du plasma. Plusieurs pieds d'arc ont été observés simultanément à la surface de la tuyère, et l'intensité lumineuse du plasma proche de la paroi est plus faible pour les mélanges Ar-He. Les réamorçages successifs des pieds d'arc qui se produisent dans la couche limite, dont la température est probablement plus faible que pour les mélanges Ar-H₂, pourraient alors entraîner une dissymétrie du plasma et donc son mouvement vertical.

❖ Conclusions :

Des mesures de vitesse du jet de plasma à partir de la vitesse de propagation d'une fluctuation lumineuse ont été réalisées. La vitesse axiale du jet de plasma dépend de l'intensité du courant d'arc, du pourcentage volumique de gaz secondaire et du débit massique total de gaz. Des difficultés ont été rencontrées pour mesurer la vitesse axiale dans les mélanges Ar-He. L'étude des signaux et des spectres issus des photomultiplicateurs montre alors la présence d'une fluctuation principale à basse fréquence, vers 3,3 kHz. Il semble alors que, lorsque le décalage temporel est mesuré à partir d'une fluctuation basse fréquence, la vitesse axiale résultante soit erronée. L'origine de cette fluctuation basse fréquence est attribuée à un possible battement vertical du jet de plasma qui serait prépondérant sur la propagation axiale de la fluctuation lumineuse. Il serait alors intéressant de suivre le mouvement du jet de plasma avec une caméra rapide positionnée perpendiculairement par rapport à l'axe de la torche pour valider cette hypothèse.

Ces mesures vont permettre de mieux comprendre le transfert de quantité de mouvement aux particules lors de l'étude des caractéristiques des particules en vol. La vitesse n'est cependant

pas le seul paramètre pouvant influencer sur le traitement en vol des particules. L'étude de la température du jet de plasma présentée dans la partie suivante va elle permettre d'appréhender les transferts thermiques aux particules.

IV.2.2. Température du jet de plasma

La spectroscopie d'émission optique des espèces atomiques a été utilisée afin de déterminer les profils de température du jet de plasma en sortie de tuyère. Trois compositions plasmagènes ont été étudiées (Tableau IV-5) : un plasma Ar, un mélange Ar-H₂ et un mélange Ar-He. À noter que le plasma Ar étudié ici est caractérisé par un débit de 60 nlpm contre 50 nlpm dans les autres parties dans le but de comparer le profil de température obtenu avec les travaux de modélisation de R. Zhukovskii et al. [18, 131].

Tableau IV-5 : Compositions plasmagènes étudiées par spectroscopie d'émission optique pour la détermination des profils de température.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
60-0-0-0	100-0-0-0		
50-12-0-0	81-19-0-0	500	Ø9 et Ø6,5
43-0-55-0	44-0-56-0		

La Figure IV.7 présente le spectre d'émission obtenu pour la condition 60-0-0-0_500_Ø9 entre 670 et 730 nm avec le réseau de 600 tr.mm⁻¹.

À partir de ce spectre, il a été choisi d'utiliser la raie à 696,54 nm pour déterminer la température du jet de plasma, puisqu'il s'agit d'une raie qui a déjà été étudiée, qui est assez isolée et qui est peu absorbée [132–138]. La Figure IV.8-B illustre un exemple type d'image spectrale obtenue avec le bundle de fibres pour la raie à 696,54 nm et le réseau 600 tr.mm⁻¹, où chaque « tâche » de couleur correspond à la réponse d'une fibre. Le maximum d'intensité de chaque « tâche » est identifié, et sa position *y* et son intensité *I* permettent alors de tracer un profil d'intensité lumineuse (Figure IV.8-C) à partir du maximum d'intensité de chaque raie.

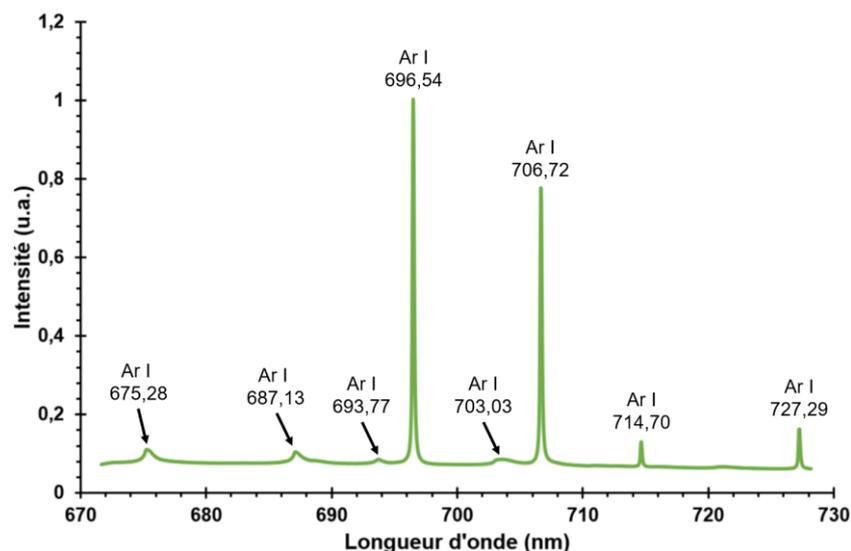


Figure IV.7 : Spectre d'émission d'un plasma Ar mesuré à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm avec le réseau 600 tr.mm⁻¹.

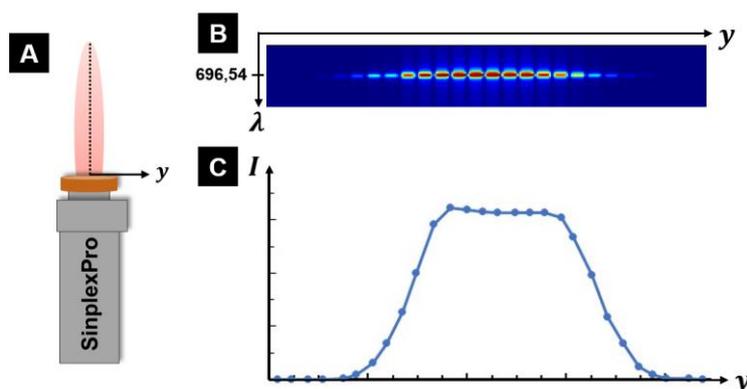


Figure IV.8 : A) Schématisation de l'axe géométrique de la torche, B) exemple type d'image spectrale obtenue à partir du bundle de fibres et C) profil d'intensité lumineuse suivant l'axe y .

Le profil d'intensité étant symétrique, nous supposons que l'inversion d'Abel est applicable. Elle a été réalisée à l'aide de la méthode numérique Basex (Basic Set Expansion) programmée en python à l'aide de la bibliothèque PyAbel [139]. L'inversion d'Abel étant appliquée sur des demi-profil, il est nécessaire d'identifier la position $y = 0$ (et donc $r = 0$) à partir de ce profil d'intensité. Cette position est alors définie à partir du point de mesure le plus proche de l'axe géométrique de la torche, représenté en pointillé sur la Figure IV.8-A.

Le spectromètre utilisé est également équipé d'un réseau de 1 800 tr.mm⁻¹ afin d'étudier la raie 696,54 nm avec une meilleure résolution dans le plasma Ar. Le profil d'intensité de la raie a été interpolé par un profil de Voigt et le profil d'émission a été déterminé à partir de l'intégrale du profil interpolé. Les profils d'émission et de température sont alors comparés pour un plasma Ar avec ceux obtenus avec le réseau 600 tr.mm⁻¹ à partir du maximum d'intensité de la raie.

Les profils d'intensité lumineuse de la raie à 696,54 nm pour les trois compositions du Tableau IV-5 sont présentés sur la Figure IV.9, avec leurs profils inversés qui représentent les profils d'émission en fonction du rayon r du plasma.

La Figure IV.9-A présente les profils obtenus dans un plasma Ar avec les deux méthodes décrites précédemment (réseau 600 tr.mm⁻¹ – maximum d'intensité et réseau 1 800 tr.mm⁻¹ – intégrale d'un profil de Voigt), et les Figure IV.9-B et Figure IV.9-C les profils obtenus pour les mélanges Ar-He et Ar-H₂ avec le réseau 600 tr.mm⁻¹.

Les profils inversés des plasmas Ar et Ar-He montrent que le maximum d'émission n'est pas centré sur l'axe, mais décalé à une certaine valeur de r , notée r_{max} , ce qui va permettre d'appliquer la méthode de Fowler-Milne [138, 140, 141]. On remarque que la position du maximum d'émission est proche pour le plasma Ar entre les deux réseaux utilisés. En revanche, les deux profils inversés présentent des écarts importants sur l'axe qui devraient induire des écarts sur les températures axiales.

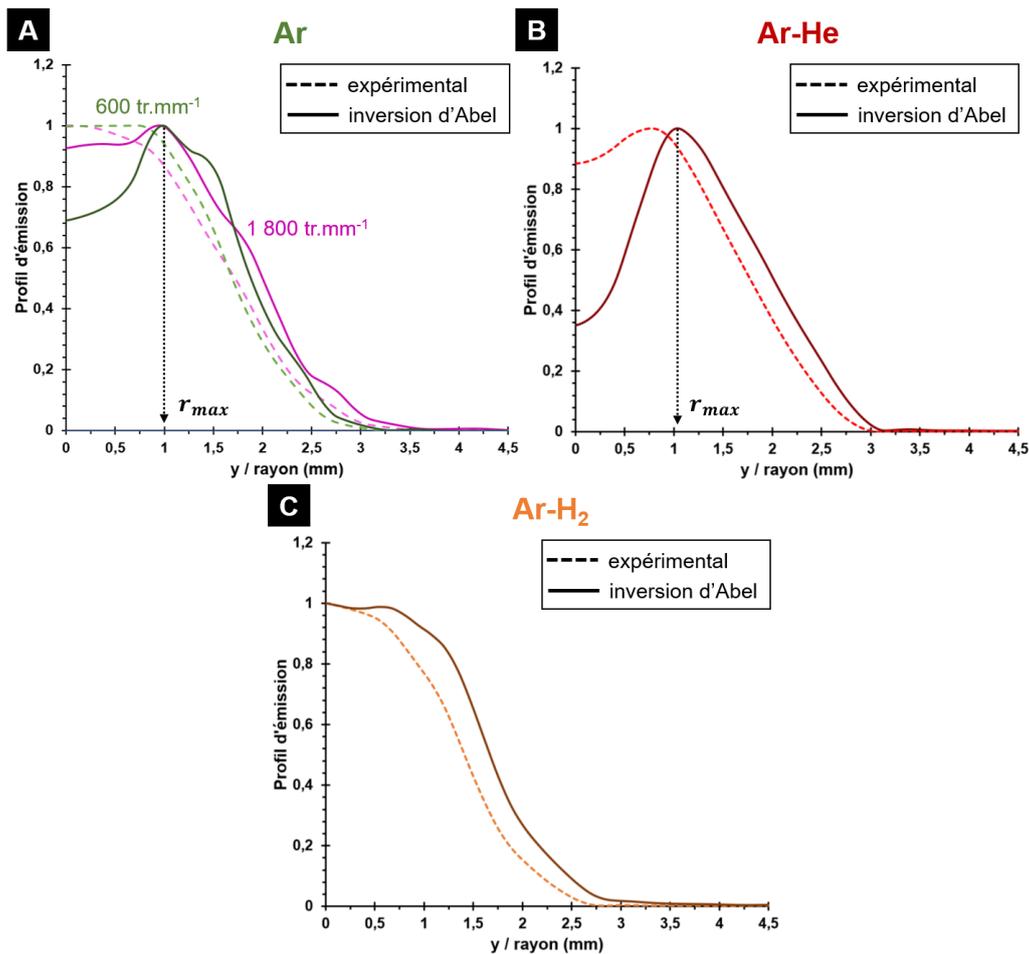


Figure IV.9 : Profils expérimentaux d'intensité lumineuse et profils d'émission après inversion d'Abel pour A) le plasma Ar avec les deux réseaux, B) le mélange Ar-He et C) le mélange Ar-H₂ du Tableau IV-5 dans une tuyère Ø 9 mm avec le réseau 600 tr.mm⁻¹.

Comme expliqué dans la partie II.5.3.3 (page 71), la méthode de Fowler-Milne nécessite de connaître le coefficient d'émission volumique de la raie, qui dépend, entre autres, de la température et de la densité des atomes d'argon (équation (II-7), page 67). Les compositions chimiques des plasmas Ar et Ar-50vol.%He (composition proche du mélange à 56vol.% He étudié dans les parties précédentes) ont été calculées et sont présentées sur la Figure IV.10.

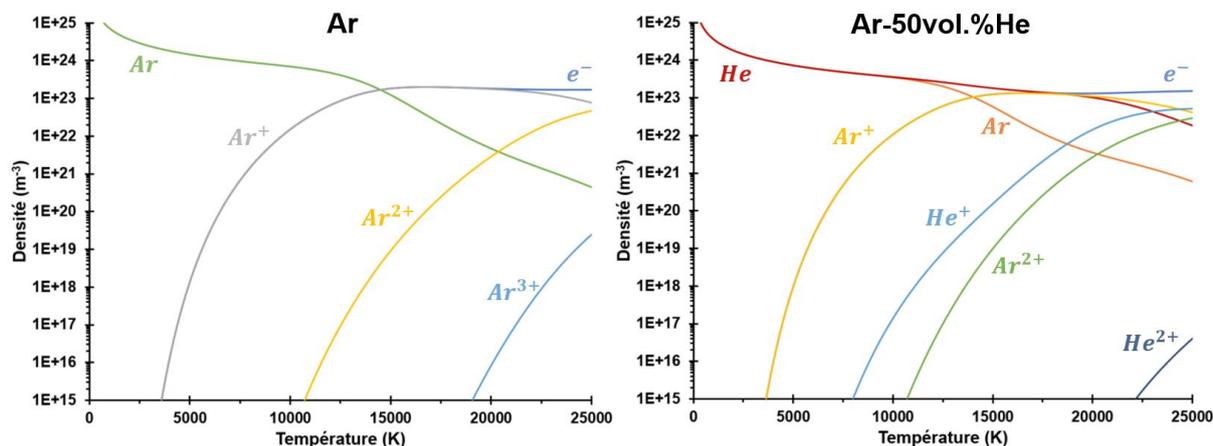


Figure IV.10 : Évolution de la composition chimique d'un plasma Ar et d'un plasma Ar-50vol.%He avec la température à la pression atmosphérique.

Le coefficient d'émission volumique théorique a alors été déterminé à partir de ces compositions chimiques (Figure IV.11) pour le plasma Ar et le mélange Ar-He et met en évidence une température normale très proche de 15 000 K pour les deux compositions.

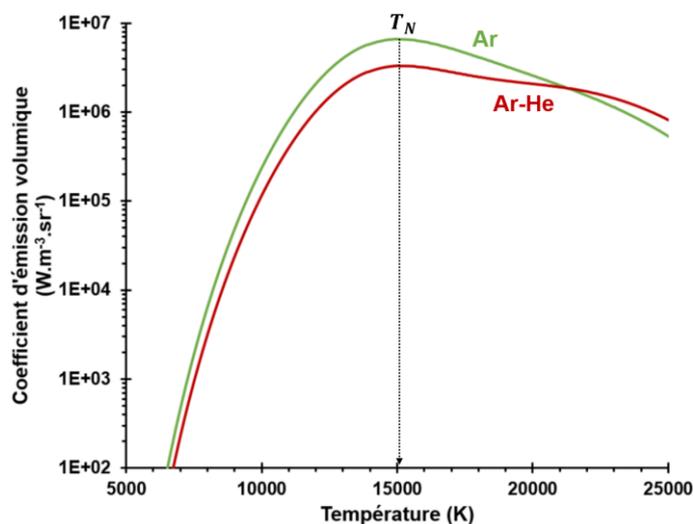


Figure IV.11 : Coefficient d'émission volumique de la raie Ar I à 696,54 nm pour le plasma Ar et le mélange Ar-50vol.%He.

Pour le mélange Ar-H₂, le profil d'émission ne présente pas de maximum d'émission en dehors de l'axe, la méthode de Fowler-Milne ne peut pas, à priori, être utilisée. La raie H_α située à 656,1 nm a alors été utilisée avec le réseau 1 800 tr.mm⁻¹. Le profil expérimental de la raie a été ajusté par un profil de Voigt, ce qui a permis de mesurer son élargissement $\Delta\lambda$ (Figure IV.12-A) et ainsi de déterminer la densité électronique du plasma (équation (II-15), page 71). À l'ETL, la composition chimique du mélange Ar-H₂ peut être calculée (Figure IV.12-B) afin d'obtenir l'évolution de la densité électronique avec la température.

La largeur à mi-hauteur de la raie H_α en fonction du rayon r est alors mesurée (Figure IV.12-C) et permet d'en déduire l'évolution de la densité électronique du plasma suivant r (Figure IV.12-D). Ceci conduit à la détermination de la température du jet de plasma à partir de l'élargissement de la raie H_α .

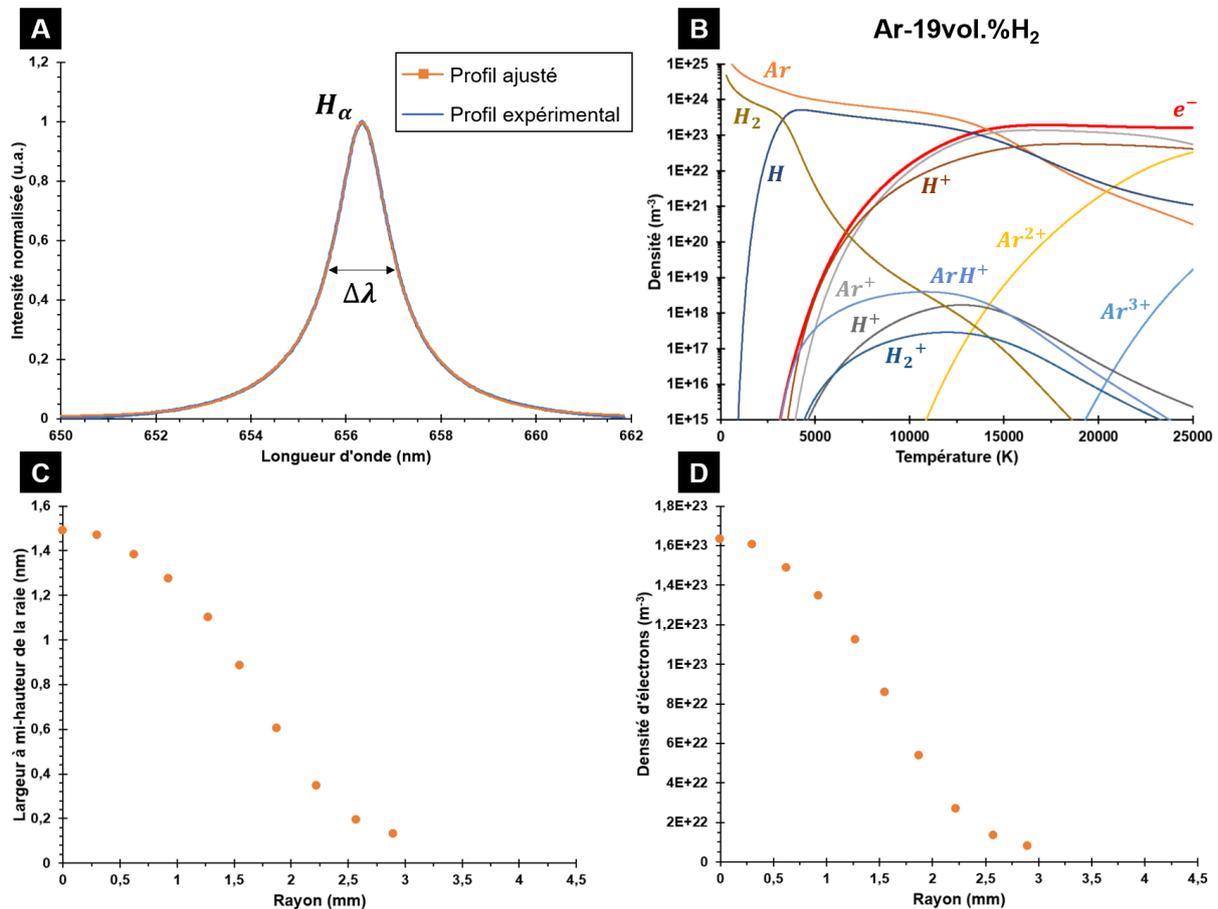


Figure IV.12 : A) Élargissement à mi-hauteur $\Delta\lambda$ de la raie H_α à 656,1 nm obtenu avec le réseau de 1 800 tr.mm⁻¹ dans une tuyère \varnothing 9 mm et B) composition chimique du mélange Ar-19vol.% H₂ (50-12-0-0) à la pression atmosphérique.

L'utilisation de l'équation (II-15) (page 71) suppose que l'élargissement Stark est dominant, et que les élargissements Doppler et instrumental sont négligeables. L'élargissement instrumental a été évalué à environ $2,5 \cdot 10^{-2}$ nm à l'aide d'une lampe de calibration Ne-Ar (IntelliCal®, Princeton Instruments) avec le réseau $1\,800 \text{ tr.mm}^{-1}$, et l'élargissement Doppler pour la raie H_α a été calculé à partir de l'équation (II-9) (page 69) et est de $1,09 \cdot 10^{-3}$ nm à 15 000 K.

Les profils de température obtenus par la méthode de Fowler-Milne pour les plasmas Ar et Ar-He et par la mesure de la densité électronique pour le mélange Ar-H₂ dans les deux diamètres de tuyère avec le réseau 600 tr.mm^{-1} sont présentés sur la Figure IV.13.

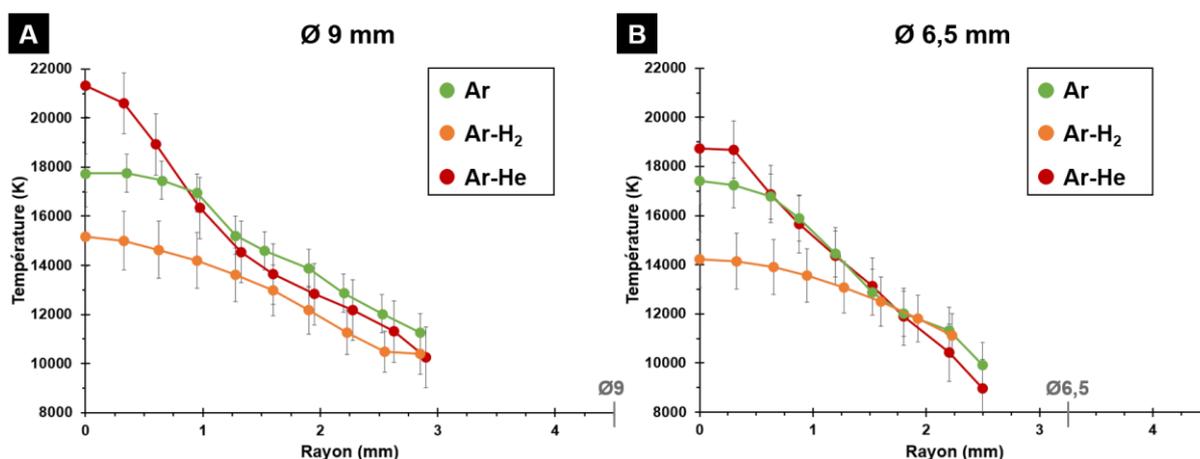


Figure IV.13 : Profils de température pour les plasmas Ar, Ar-H₂ et Ar-He obtenus à 500 A dans A) une tuyère Ø 9 mm et B) une tuyère Ø 6,5 mm avec le réseau 600 tr.mm^{-1} .

Pour un même diamètre de tuyère, la température axiale du jet est plus élevée pour le mélange Ar-He et plus faible pour le mélange Ar-H₂. Les profils de température sont alors plus pointus pour le mélange Ar-He et plus plats pour le mélange Ar-H₂, comme le suggérait l'imagerie de l'intérieur de la tuyère. De plus, les températures axiales suivent la même évolution que les rendements thermiques de la torche, présentés dans la partie III.2.4, page 105.

Ces températures axiales atteintes dans une tuyère Ø 9 mm sont très élevées (Figure IV.13-A), en particulier pour le plasma Ar et le mélange Ar-He (respectivement 17 500 et 21 000 K environ). En effet, dans le cas des torches segmentées, l'accrochage de l'arc électrique est relativement proche de la sortie de tuyère du fait de la faible longueur de l'anode (maximum 12 mm de la sortie de tuyère lorsqu'il s'accroche au plus près de la cathode), comparativement aux torches conventionnelles où l'arc est plutôt situé à 3 – 4 cm de la sortie. Ce facteur géométrique peut expliquer les températures axiales élevées avec la SinplexPro™.

Pour le mélange Ar-H₂, une température élevée proche de la paroi est attendue suite aux observations de l'intérieur de la tuyère (intensité lumineuse du plasma plus élevée en présence

d'hydrogène pour les deux diamètres de tuyère). La forme des profils de température pour Ar et Ar-He (Figure IV.13-A et B) montre une diminution plus rapide de cette caractéristique en s'éloignant de l'axe, comparativement au mélange Ar-H₂. Pour ce dernier, la diffusion thermique est probablement plus importante en raison d'une plus forte conductivité thermique. Par ailleurs, la température axiale du mélange Ar-H₂ dans une tuyère Ø 9 mm est d'environ 15 170 K. Le coefficient d'émission volumique de la raie Ar 696,54 nm dans le plasma Ar-H₂ (Figure IV.14-A), montre que la température axiale est proche de la température normale de la raie (environ 15 670 K). En supposant alors que le maximum d'émission de la raie est sur l'axe ($r = 0$), il est possible d'appliquer la méthode de Fowler-Milne, comme pour les plasmas Ar et Ar-He, à partir du maximum d'intensité de la raie à 696,54 nm avec le réseau 600 tr.mm⁻¹. La Figure IV.14-B montre alors les profils de température obtenus pour le mélange Ar-H₂ avec les deux méthodes (élargissement Stark et Fowler-Milne).

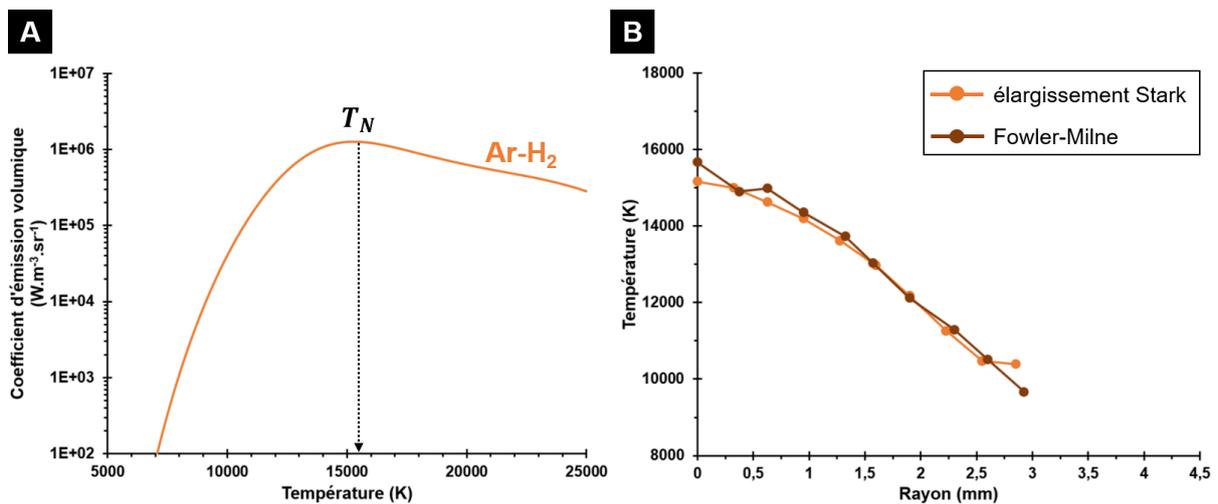


Figure IV.14 : A) Coefficient d'émission volumique de la raie Ar I à 696,54 nm pour le mélange Ar-H₂ et B) comparaison des profils de température obtenus à partir de l'élargissement Stark de la raie H_α et de la méthode de Fowler-Milne.

Les deux méthodes (méthode de Fowler-Milne et élargissement de raies) donnent une même évolution des températures. On peut donc supposer que l'auto-absorption de la raie Ar à 696,54 nm, qui entraînerait une diminution du maximum d'intensité de la raie, soit effectivement négligeable dans ce mélange.

La Figure IV.15 compare les profils de température pour le plasma Ar obtenus expérimentalement avec les réseaux 600 et 1 800 tr.mm⁻¹ et le profil simulé par R. Zhukovskii et al. [131].

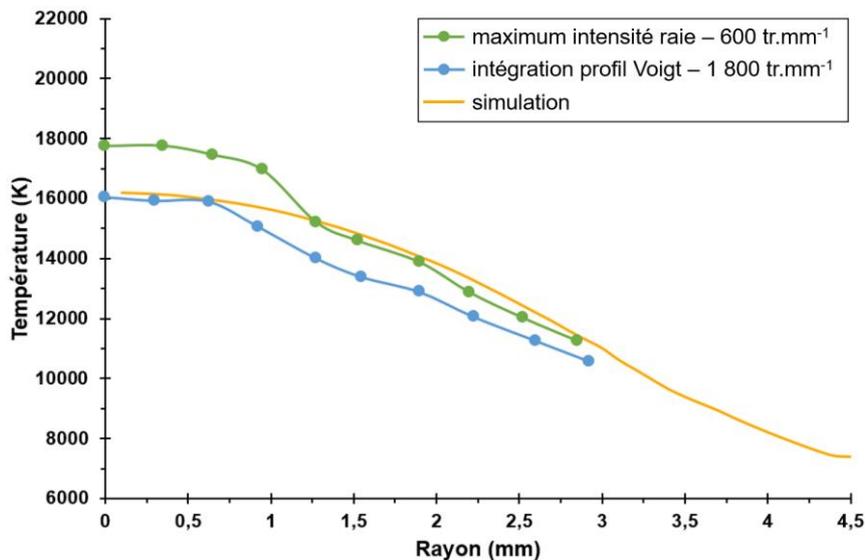


Figure IV.15 : Comparaison des profils de température pour un plasma Ar 60-0-0-0_500_Ø9.

Les températures obtenues avec le réseau 1 800 tr.mm⁻¹ sont plus faibles que celles mesurées avec le réseau 600 tr.mm⁻¹, avec notamment un écart d'environ 2 000 K sur l'axe. Ces températures axiales plus faibles sont proches des températures calculées par le modèle [131]. En revanche, en s'éloignant de l'axe, les températures obtenues avec le réseau 600 tr.mm⁻¹ sont plus en adéquation avec le profil simulé.

Cette comparaison permet de discuter de l'incertitude de la mesure de température. La méthode de détermination des profils à partir du maximum d'intensité de la raie d'argon peut être source d'erreur, en particulier en présence d'instabilités du plasma, même si la torche est relativement stable et que les temps d'acquisition des spectres sont compris entre 30 et 100 ms. En effet, en présence d'élargissements de raie significatifs, et le profil de raie P_λ vérifiant $\int P_\lambda d\lambda = 1$, une diminution du maximum d'intensité de la raie est attendue. Pour améliorer la précision de la mesure, il faudrait également déconvoluer le profil de la raie de la fonction d'appareil.

Il existe d'autres sources d'incertitude sur les mesures :

- l'auto-absorption de la raie d'argon : Y. Cressault et al. [129] montrent un facteur de fuite pour la raie d'argon négligeable pour une épaisseur de plasma de 1 mm, mais non négligeable pour 50 mm ;
- une possible démixtion des gaz dans le mélange Ar-He : dans les arcs, la démixtion peut conduire à une non-conservation de la fraction molaire d'hélium [142]. Par conséquent, la densité des atomes d'argon serait susceptible d'évoluer sur le rayon du plasma et donc d'affecter le coefficient d'émission volumique utilisé pour la détermination de la température ;

- la définition de la position de l'axe à partir du profil d'intensité (Figure IV.8-C) : ici, la position $r = 0$ a été défini à partir de l'axe géométrique de la torche mais pourrait ne pas correspondre à l'axe du jet de plasma, induisant une incertitude sur la position r ;
- l'inversion d'Abel appliquée au demi-profil : la précision du demi-profil inversé dépend du nombre de point définissant le profil. Le profil expérimental d'intensité lumineuse (Figure IV.8-C) est interpolé sur 100 points pour s'assurer d'une meilleure précision numérique lors de l'inversion d'Abel.

❖ Résumé :

Des profils de température ont été obtenus pour trois types de plasma (Ar, Ar-He et Ar-H₂). La forme de ces profils dans une tuyère Ø 9 mm corrobore l'hypothèse émise à partir de l'imagerie de l'intérieur de la tuyère, à savoir un profil plus pointu pour le mélange Ar-He et un plus plat pour le mélange Ar-H₂, conduisant à une intensité lumineuse du plasma plus importante dans tout le volume de la tuyère. De plus, la comparaison des profils des mélanges Ar-He et Ar-H₂ plus loin de l'axe montre une diminution plus lente de la température pour le mélange Ar-H₂, pouvant expliquer les pertes thermiques importantes à la paroi mises en évidence lors de l'étude des bilans thermiques. Dans une tuyère Ø 6,5 mm, les températures sont plus faibles, mais les gradients thermiques sont plus importants et peuvent expliquer les pertes thermiques plus élevées.

Ces profils de température ont été obtenus à 500 A où la méthode de Fowler-Milne a pu être appliquée aux plasmas Ar et Ar-He dans un premier temps, et également au mélange Ar-H₂. En revanche, il est probable que cette méthode ne puisse pas être utilisée pour des intensités du courant d'arc plus faibles, puisqu'elle nécessite une température du plasma supérieure à la température normale, soit environ 15 000 K. Il serait alors intéressant d'utiliser la méthode de l'intensité absolue d'une raie pour déterminer la température du jet de plasma, qui est alors applicable pour toutes les conditions opératoires. Cependant, cette méthode nécessite une calibration très précise du spectromètre en intensité, qui n'a pas été réalisée dans le cadre de ces travaux faute de temps.

Un autre outil de diagnostic a alors été utilisé pour compléter l'étude du jet de plasma et permet d'évaluer la longueur de la zone chaude du plasma à partir d'une baguette d'alumine. Ce diagnostic est facile à mettre en œuvre, renseigne sur les propriétés thermiques du plasma et permet de caractériser un grand nombre de conditions.

IV.2.3. Longueur de la zone chaude du plasma

La longueur de la zone chaude du jet de plasma a été évaluée pour l'ensemble des conditions du Tableau IV-6 dans une tuyère Ø 9 mm. L'influence de la nature du gaz et de l'intensité du courant d'arc sur la longueur de la zone chaude du plasma est discutée. L'influence du pourcentage volumique de gaz secondaire et du débit massique total de gaz est ensuite présentée.

Il a été choisi de présenter les résultats sous forme de cartographie longueur de la zone chaude – enthalpie massique puisque ces deux caractéristiques jouent un rôle crucial dans le traitement des particules injectées. L'enthalpie massique utilisée a été déterminée expérimentalement au préalable par l'équation (I-9), page 21.

Tableau IV-6 : Compositions plasmagènes étudiées pour la détermination de la longueur de la zone chaude du jet de plasma.

Catégorie	Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Intensité du courant d'arc (A)	Diamètre de tuyère (mm)
Ar pur	33-0-0-0	300, 400 et 500	Ø9
	50-0-0-0		
Binaire Ar-H ₂	33-5-0-0	300, 400 et 500	Ø9
	33-10-0-0		
	80-10-0-0		
	30-4-0-0		
	40-5,5-0-0		
	50-4-0-0		
	50-7-0-0		
	50-12-0-0		
Binaire Ar-N ₂	60-8-0-0	300, 400 et 500	Ø9
	70-9,5-0-0		
	43-0-0-10		
	35-0-35-0		
	35-0-40-0		
Binaire Ar-He	35-0-45-0	300, 400 et 500	Ø9
	35-0-50-0		
	16-0-20-0		
	24-0-30-0		
	43-0-55-0		
	52-0-65-0		
Ternaire Ar-H ₂ -He	35-1-45-0	300, 400 et 500	Ø9
	40-3-40-0		
	30-5-40-0		
	30-10-60-0		

IV.2.3.1. Influence de la nature du gaz plasmagène

La Figure IV.16 représente les longueurs de zone chaude obtenues pour les différentes compositions plasmagènes du Tableau IV-6 à 500 A en fonction de l'enthalpie massique.

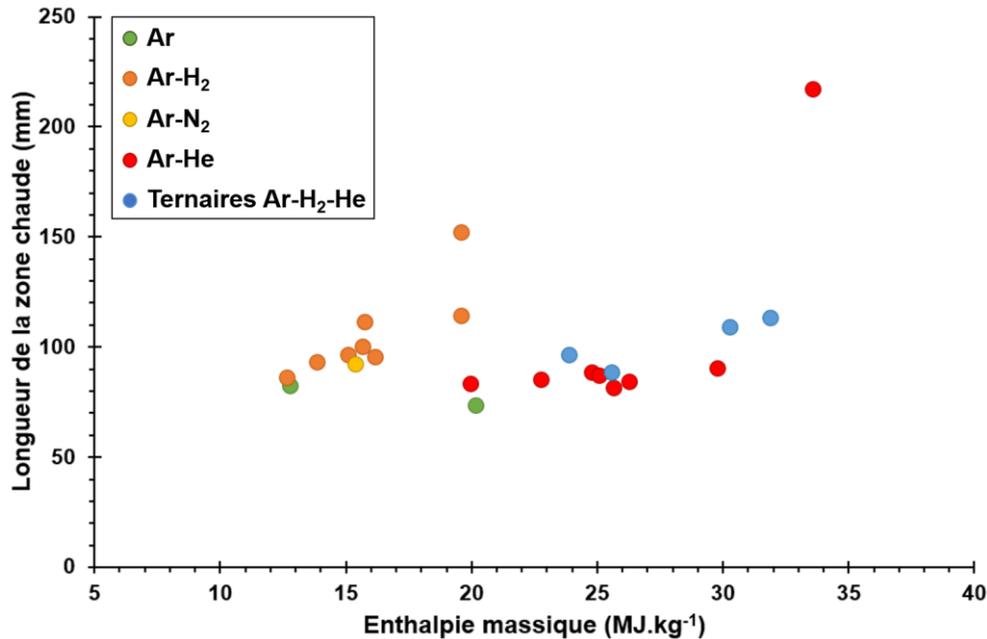


Figure IV.16 : Influence de la nature du gaz plasmagène sur la longueur de la zone chaude du jet de plasma à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm.

Les plasmas Ar sont caractérisés par les longueurs de zone chaude les plus faibles, entre 73 et 82 mm en fonction du débit d'argon. L'ajout de H₂ ou de N₂ se traduit par une augmentation de cette longueur, alors comprise entre 86 et 152 mm, et s'explique par une conductivité thermique plus élevée du fait de la dissociation des molécules présentes. Le transfert d'énergie entre le plasma et la baguette d'alumine est facilité. Les champs de température « s'allongent » donc avec l'ajout de H₂ ou N₂. En revanche, cette cartographie montre que les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ sont caractérisés par des enthalpies massiques inférieures ou égales à 20 MJ.kg⁻¹ qui s'expliquent par les pertes thermiques à la paroi plus importantes, comme expliqué dans la partie III.2.4, page 105.

Les longueurs de zone chaude des mélanges Ar-He sont inférieures à celles des mélanges Ar-H₂ et varient entre 83 et 90 mm. À noter que la condition 16-0-20-0_500_Ø9, caractérisée par une longueur de zone chaude de 217 mm, n'est pas prise en compte dans cet intervalle et sera étudiée dans la partie sur l'influence du débit massique total de gaz. La conductivité thermique des mélanges Ar-He est supérieure à celle de l'argon, mais reste inférieure à celle des mélanges Ar-H₂, en particulier au niveau de l'isotherme étudiée ici autour de 3 500 K, correspondant à la

température de dissociation de la molécule H_2 . Les mélanges Ar-He permettent d'obtenir des longueurs de zone chaude plus importantes qu'à l'argon, associées à des enthalpies massiques élevées (jusqu'à $30,2 \text{ MJ.kg}^{-1}$ pour la condition 24-0-30-0_500_Ø9) du fait des rendements thermiques importants en présence d'hélium.

Les mélanges ternaires permettent d'associer les caractéristiques de chaque gaz, à savoir des rendements thermiques élevés en présence d'hélium et une puissance électrique et une conductivité thermique importantes en présence d'hydrogène. En effet, ces mélanges ternaires sont caractérisés par des enthalpies massiques allant jusqu'à $31,9 \text{ MJ.kg}^{-1}$ pour des longueurs de zone chaude importantes (comprises entre 88 et 113 mm).

L'influence de la nature du gaz plasmagène sur la longueur de la zone chaude a été évaluée à 500 A. On peut alors se demander comment évolue cette caractéristique du jet de plasma avec l'intensité du courant d'arc.

IV.2.3.2. Influence de l'intensité du courant d'arc

La Figure IV.17 montre l'évolution de la longueur de la zone chaude en fonction de l'enthalpie massique pour différentes intensités du courant d'arc et pour l'ensemble des conditions du Tableau IV-6. Indépendamment de la nature du gaz plasmagène, cette cartographie montre que l'augmentation de l'intensité du courant d'arc entraîne une augmentation de la longueur de la zone chaude du jet de plasma, ainsi que de son enthalpie massique (directement proportionnelle à l'intensité du courant d'arc). La longueur moyenne de la zone chaude est en effet de 61 mm à 300 A contre 101 mm à 500 A. P. Roumilhac [76] a montré que, dans le cas de torches conventionnelles, une augmentation de l'intensité du courant d'arc conduit à une augmentation du diamètre des isothermes en sortie de tuyère, et également de leur longueur. Un phénomène similaire semble alors être observé dans le cas de la torche SimplexProTM. De plus, il a été montré précédemment que l'augmentation de l'intensité du courant d'arc était accompagnée d'une réduction des fluctuations de tension d'arc. La variation de puissance électrique au sein du jet de plasma est donc réduite, ce qui pourrait se traduire par une longueur de zone chaude plus importante.

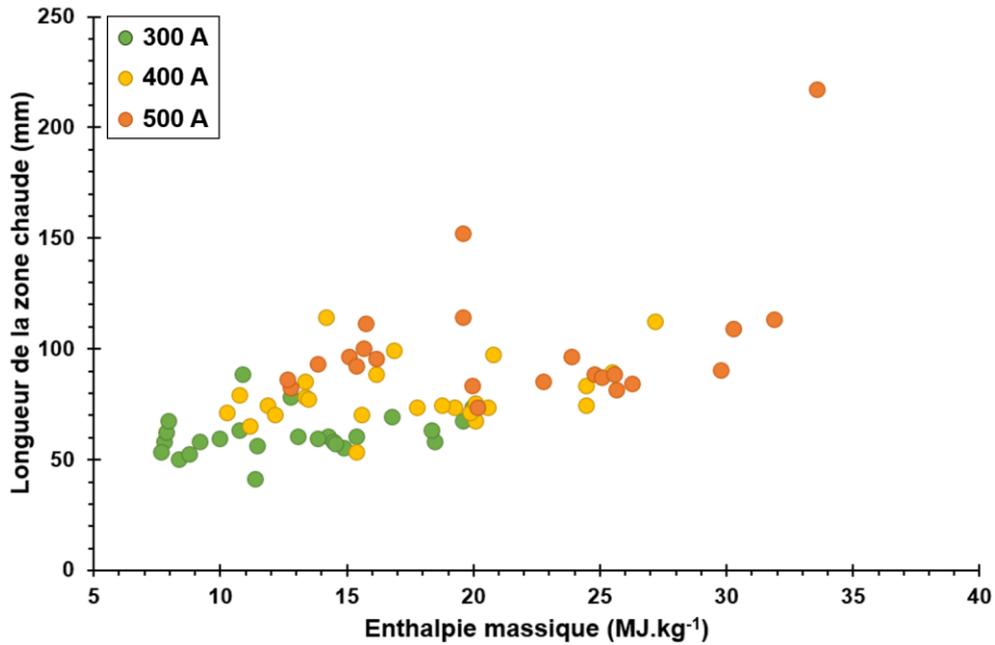


Figure IV.17 : Influence de l'intensité du courant d'arc sur la longueur de la zone chaude du jet de plasma dans une tuyère Ø 9 mm.

IV.2.3.3. Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire

Les longueurs de zone chaude des mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He des Tableaux III-9 (page 120) et Tableau IV-3 en fonction de l'enthalpie massique ont été déterminées à 500 A (Figure IV.18).

Une augmentation du pourcentage volumique de H₂ entraîne une augmentation de cette longueur : elle passe de 82 mm sans H₂ à 111 mm avec 19 vol.% H₂. Comme expliqué précédemment, l'ajout d'hydrogène à de l'argon augmente la conductivité thermique du jet de plasma et la puissance électrique, permettant d'allonger cette zone chaude.

Pour les mélanges Ar-He, la faible variation du pourcentage volumique d'hélium ne permet pas d'observer une réelle influence de ce gaz sur cette longueur. Elle varie entre 81 et 88 mm pour des enthalpies massiques d'environ 25 MJ.kg⁻¹.

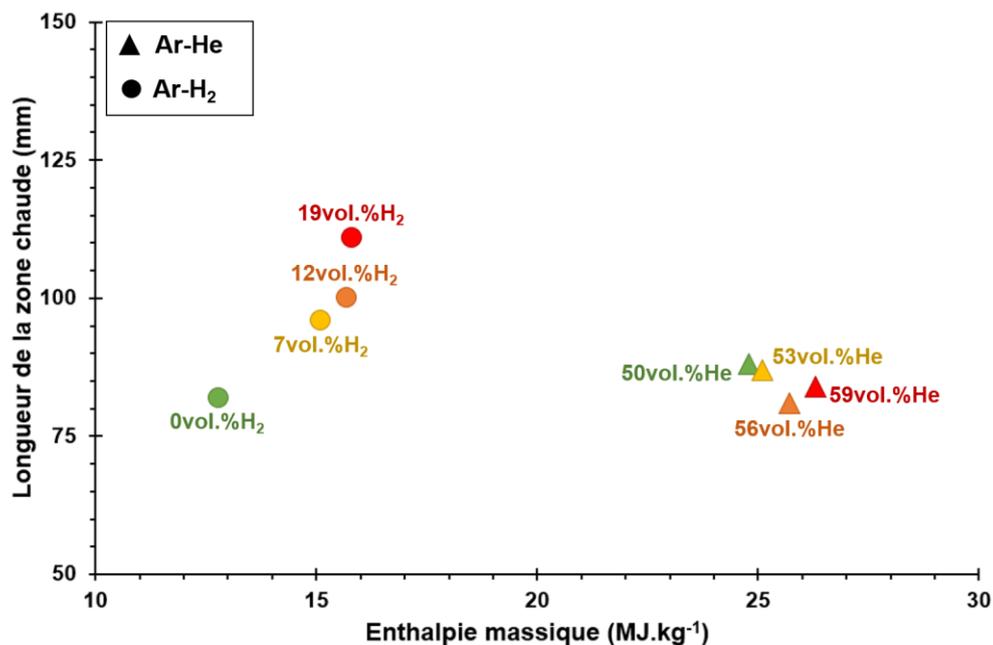


Figure IV.18 : Influence du pourcentage volumique de gaz secondaire sur la longueur de la zone chaude du jet de plasma pour des mélanges Ar-H₂ et Ar-He dans une tuyère Ø 9 mm.

IV.2.3.4. Influence du débit massique total de gaz

Les mélanges étudiés pour évaluer l'influence du débit massique total de gaz sur la longueur de la zone chaude du plasma ont été définis dans le Tableau III-10. La Figure IV.19 montre la longueur de la zone chaude en fonction de l'enthalpie massique pour différents débits de gaz et deux types de mélange à 500 A.

Pour les mélanges Ar-H₂, une augmentation du débit massique total de gaz entraîne une diminution de la longueur de la zone chaude du plasma. En effet, pour un débit de gaz 0,9 g.s⁻¹, la zone chaude est de 152 mm contre 114 mm pour un débit de 1,2 g.s⁻¹ et diminue jusqu'à 93 mm pour un débit de 2,1 g.s⁻¹.

La même tendance est observée pour les mélanges Ar-He à faible débit massique. Lorsque ce débit est de 0,54 g.s⁻¹, une longueur de zone chaude du plasma de 217 mm est atteinte. L'observation du jet de plasma généré par cette condition montre un jet de plasma long et laminaire sur la quasi-totalité de sa longueur, ce qui est en accord avec cette mesure. Dans une torche à plasma conventionnelle, pour une composition plasmagène à pourcentage volumique constant, une augmentation du débit massique total entraîne une augmentation de la vitesse maximale du jet [63, 64]. De plus, en sortie de tuyère, les perturbations liées à l'engouffrement de l'air sont d'autant plus importantes que la vitesse du jet de plasma est élevée, réduisant ainsi la longueur de la zone chaude du plasma. Il semble alors que des phénomènes similaires se produisent dans la torche SinplexPro™.

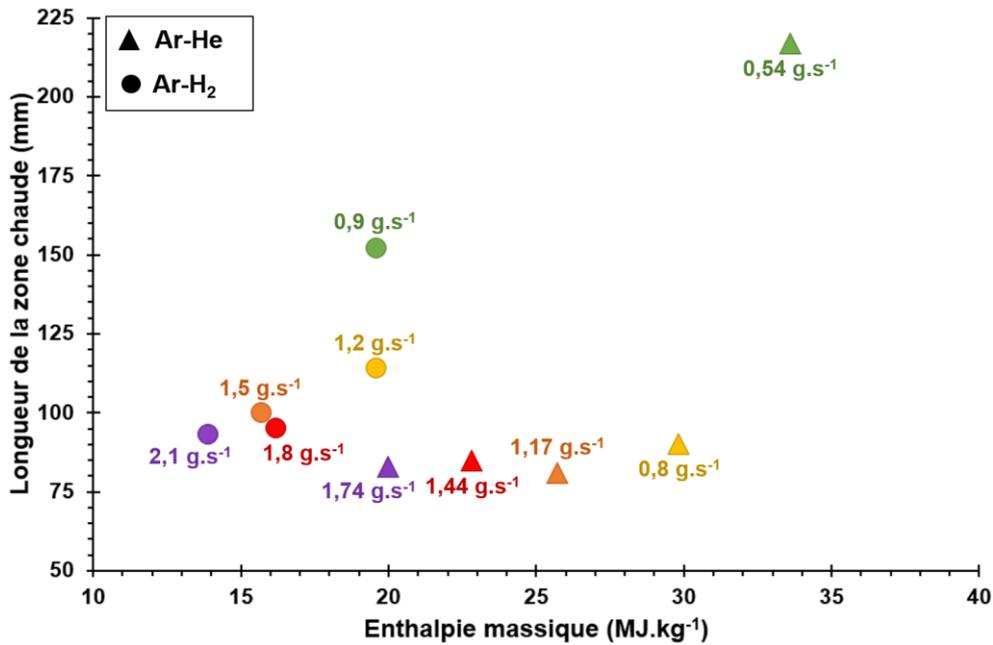


Figure IV.19 : Influence du débit massique total de gaz sur la longueur de la zone chaude du jet de plasma pour des mélanges Ar-H₂ et Ar-He dans une tuyère Ø 9 mm.

❖ Conclusions :

La longueur de la zone chaude du jet de plasma est influencée par la nature du gaz plasmagène, l'intensité du courant d'arc, le pourcentage de gaz secondaire et le débit massique total de gaz. Une augmentation de cette longueur a été constatée pour des valeurs d'intensité du courant d'arc élevées, lorsqu'un gaz secondaire est ajouté à de l'argon, en particulier avec l'hydrogène, et pour des faibles débits massiques de gaz.

IV.2.3.5. Sélection de conditions pour l'étude des particules en vol

Ce diagnostic a permis de caractériser un grand nombre de conditions de projection et à les placer sur une cartographie longueur de zone chaude – enthalpie massique du jet de plasma grâce à la détermination des bilans thermiques. À partir de cette cartographie, une sélection d'une dizaine de conditions est réalisée pour l'étude des caractéristiques des particules en vol. Pour rappel, l'objectif est d'obtenir des dépôts aux microstructures variées. Les conditions sélectionnées doivent alors être caractérisées par des variations significatives sur les caractéristiques de température et vitesse des particules en vol. Pour cela, deux droites moyennes d_1 et d_2 ont été tracées sur les deux nuages de points qui regroupent un grand nombre de conditions (Figure IV.20). À partir de ces deux droites, des conditions de toutes les catégories de gaz ont été sélectionnées (entourées sur la Figure IV.20) pour lesquelles des variations importantes d'enthalpie massique et de longueur de zone chaude sont observées. À noter qu'une

enthalpie minimale de 10 MJ.kg^{-1} a été retenue afin d'assurer un traitement thermique des particules suffisant à la construction d'un dépôt. Par ailleurs, deux droites supplémentaires ont été tracées, correspondant à une longueur de zone chaude constante de 110 mm (d_3) et une enthalpie massique de 20 MJ.kg^{-1} (d_4) sur la Figure IV.20 et ont permis de sélectionner cinq conditions supplémentaires pour le diagnostic des particules en vol.

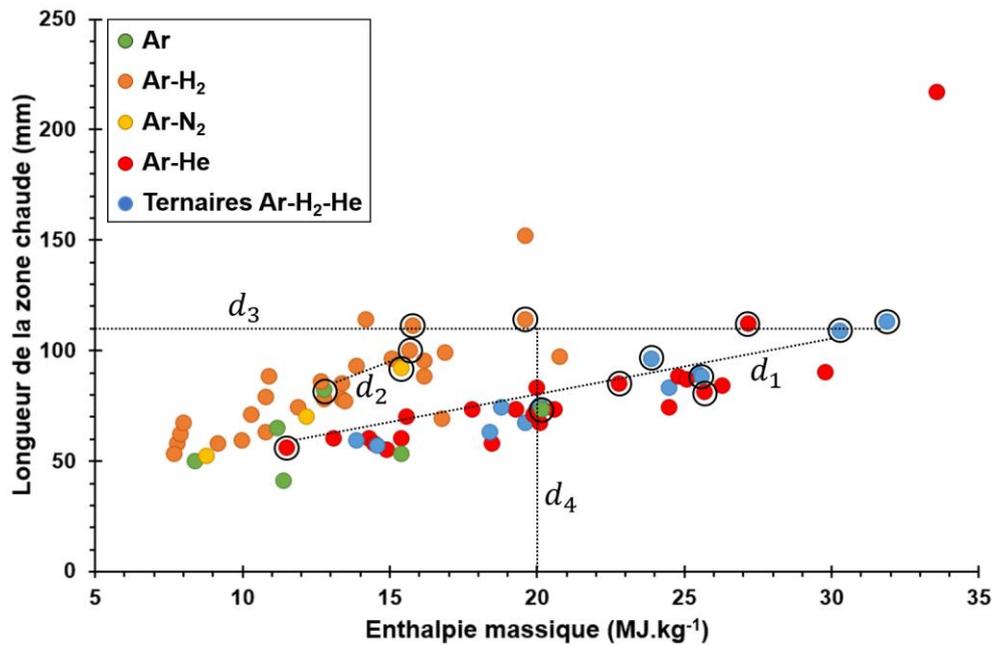


Figure IV.20 : Illustration des conditions de projection sélectionnées pour l'étude des caractéristiques des particules en vol.

L'ensemble de ces conditions sont reportées dans le Tableau IV-7 et vont donc être étudiées à l'aide du dispositif SprayWatch pour déterminer la température et la vitesse des particules en vol. Des conditions supplémentaires seront également étudiées afin d'évaluer l'influence de la nature du gaz ou encore du diamètre de tuyère sur ces caractéristiques en vol et seront présentées dans le Chapitre V.

Tableau IV-7 : Conditions opératoires retenues pour l'étude des caractéristiques des particules en vol.

Gaz et débit (nlpm) Ar-H ₂ -He-N ₂	Intensité du courant d'arc (A)	Longueur de la zone chaude (mm)	Enthalpie massique (MJ.kg ⁻¹)
33-0-0-0	500	73	20,1
50-0-0-0	500	82	12,8
16-0-20-0	400	112	27,2
35-0-45-0	500	81	25,7
43-0-55-0	500	85	22,8
52-0-65-0	300	56	11,5
40-5,5-0-0	500	114	19,6
43-0-0-10	500	92	15,4
50-7-0-0	500	100	15,7
50-12-0-0	500	111	15,8
35-1-45-0	500	88	25,6
40-3-40-0	500	96	23,9
30-5-40-0	500	109	30,9
30-10-60-0	500	113	31,9

IV.3. Conclusions

L'objectif principal de ce chapitre était d'étudier les propriétés du jet de plasma pour différentes conditions opératoires. L'influence de la dynamique de l'arc électrique sur la stabilité du jet de plasma a été évaluée. Il a été montré que les fluctuations lumineuses du jet de plasma sont liées aux fluctuations de tension d'arc, et qu'elles sont plus importantes dans une tuyère de diamètre réduit.

La détermination de la vitesse axiale du jet de plasma pour différentes conditions opératoires a mis en évidence l'influence de l'intensité du courant d'arc, du pourcentage volumique de gaz secondaire et du débit massique total de gaz. Une fluctuation basse fréquence des signaux lumineux a été observée pour des mélanges Ar-He, pouvant correspondre à un mouvement vertical du jet de plasma et rendant difficile la mesure de la vitesse axiale.

Les profils de température pour les plasmas Ar, Ar-He et Ar-H₂ ont mis en évidence des températures axiales élevées, en particulier pour le mélange Ar-He. Les hypothèses faites lors de l'imagerie de l'intérieur de la tuyère sont corroborées par ces profils : plat pour Ar-H₂ et plus pointu pour Ar-He. Ces profils ont été déterminés à une intensité du courant de 500 A à partir

de la méthode de Fowler-Milne, mais cette dernière pourrait ne pas être applicable pour des intensités du courant d'arc plus faibles où la température axiale est plus faible.

Un autre moyen de caractériser les propriétés thermiques du plasma est d'étudier la longueur de sa zone chaude à l'aide d'une baguette d'alumine. Ces mesures ont montré que cette longueur dépendait des paramètres opératoires comme la nature du gaz plasmagène ou l'intensité du courant d'arc. Cet outil de diagnostic a permis de caractériser un grand nombre de conditions opératoires.

Cette étude a permis d'identifier des paramètres opératoires qui devraient conduire à un bon traitement thermocinétique des particules à partir des différentes caractérisations menées : une intensité du courant d'arc élevée, l'utilisation d'hélium pour avoir des bons rendements thermiques et des températures axiales élevées, l'utilisation d'hydrogène pour sa conductivité thermique élevée, ainsi qu'une tuyère de 9 mm de diamètre pour une meilleure stabilité de l'arc électrique.

Le prochain et dernier chapitre porte sur l'étude de la température et de la vitesse des particules en vol ainsi qu'à l'étude des microstructures des dépôts, et va permettre de vérifier ces hypothèses. En plus des conditions sélectionnées à partir de la cartographie longueur de la zone chaude – enthalpie massique, des conditions supplémentaires vont être étudiées afin d'évaluer l'influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes ou encore de l'état d'usure des tuyères sur les caractéristiques des particules en vol et les propriétés des dépôts.

Chapitre V : Étude des caractéristiques des particules en vol et des dépôts de zircone yttrée

Après avoir étudié le comportement de la torche SinplexPro™ et du jet de plasma, ce dernier chapitre est consacré au traitement de la poudre de zircone yttrée dans le jet de plasma. Dans un premier temps, les caractéristiques de la poudre sont présentées. La suite du chapitre porte sur l'étude des particules en vol (température et vitesse moyennes) à 120 mm de la sortie de tuyère, correspondant à la distance à laquelle seront placés les substrats pour la réalisation de dépôts. En particulier, l'influence de la nature du gaz et du diamètre de tuyère sur ces caractéristiques a été étudiée. À partir des résultats de température et de vitesse moyennes des particules en vol, une sélection de conditions a été faite pour la réalisation de dépôts. La troisième partie est alors consacrée à l'étude du taux de porosité et de la microdureté des dépôts obtenus en fonction de l'état thermocinétique des particules. Enfin, ce chapitre se termine par une discussion sur les corrélations entre les propriétés des dépôts et le comportement de la torche étudié dans les chapitres précédents.

V.1. Caractérisation de la poudre d'étude

La distribution granulométrique en volume de la poudre de zircone yttrée a été déterminée par granulométrie laser et est présentée sur la Figure V.1-A.

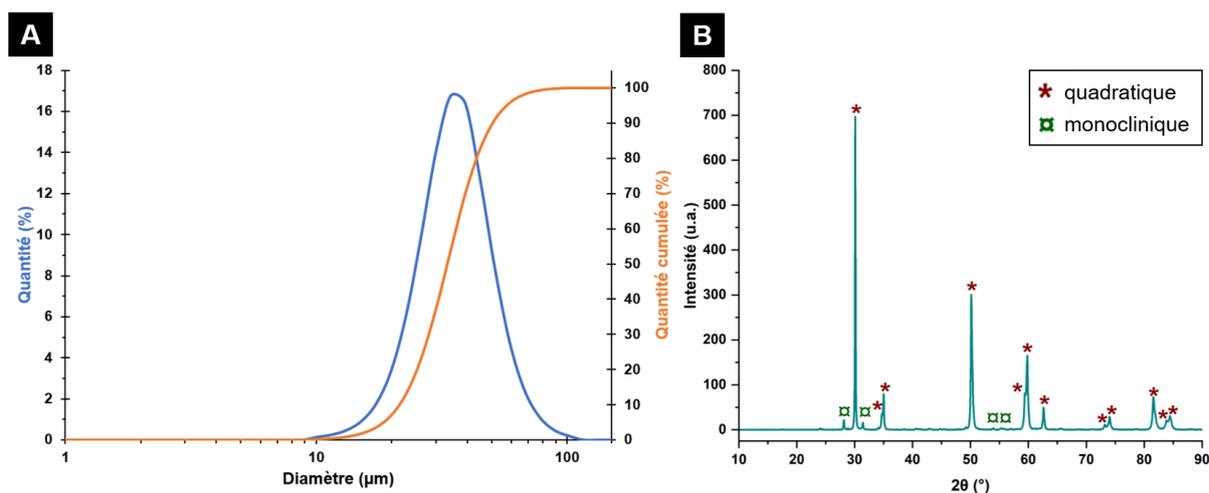


Figure V.1 : A) Distribution granulométrique en volume et B) diffractogramme des rayons X de la poudre de ZrO_2 -7mass.% Y_2O_3 .

Une seule population de taille de particules est observée, centrée sur un diamètre médian $d_{v,50}$ de 33 μm et étendue sur l'intervalle 21 – 51 μm (correspondant aux $d_{v,10}$ et $d_{v,90}$). Par ailleurs, la masse volumique de la poudre, déterminée par pycnométrie hélium, est d'environ 5,96 cm^{-3} . L'analyse des phases par Diffraction des Rayons X (Figure V.1-B) montre la présence d'une phase majoritaire quadratique (cf. diagramme de phase de la zircone yttriée sur la Figure II.15, page 81), mais également d'une phase secondaire monoclinique. La proportion de cette phase monoclinique est comprise entre 4 et 6 % d'après le fournisseur.

La morphologie de la poudre a également été étudiée à l'aide de la microscopie électronique à balayage. La poudre ayant été obtenue par agglomération-frittage, les micrographies montrent la présence d'agglomérats sphériques (Figure V.2-A) et une porosité interne importante (Figure V.2-B).

Cette poudre a été injectée dans le jet de plasma avec un injecteur de 1,5 mm de diamètre à l'aide d'un gaz porteur (argon). Le débit de ce gaz porteur a été ajusté en fonction des conditions pour assurer une injection optimale des particules au cœur du jet de plasma et varie entre 2,4 et 4,4 nlp/m. La position de l'injecteur de poudre par rapport à l'axe de la torche est donnée dans la partie II.7.2 (page 84). Une fois injectée dans le jet de plasma, la vitesse et la température moyenne des particules ont été mesurées à l'aide du dispositif SprayWatch à 120 mm de la sortie de tuyère. Rappelons que la température de fusion de la zircone yttriée est de 2 750 °C.

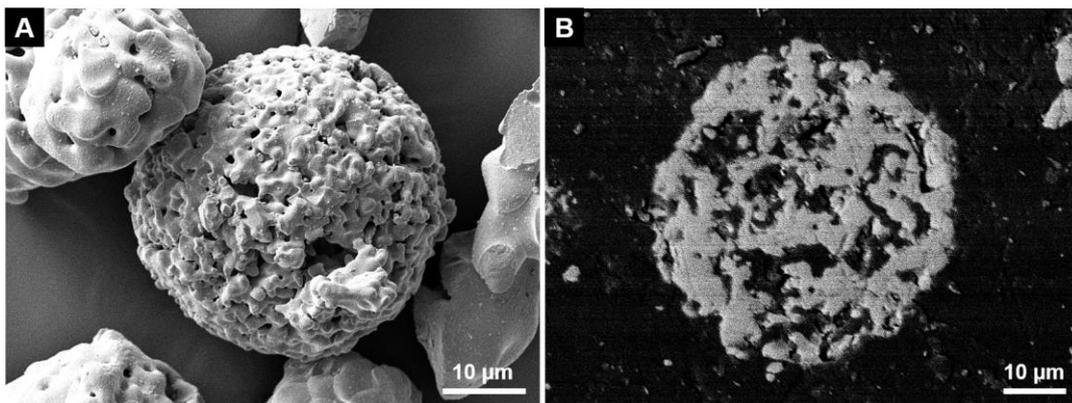


Figure V.2 : Micrographies MEB de la poudre de ZrO_2 -7mass.% Y_2O_3 A) en surface et B) en coupe.

V.2. Diagnostic des particules en vol

Dans cette partie, les résultats sont présentés sous forme de cartographie température – vitesse des particules. Les barres d'erreur sur les valeurs correspondent à l'écart-type sur la mesure. Dans un premier temps, les caractéristiques des particules pour les conditions sélectionnées à

partir de la cartographie longueur de la zone chaude – enthalpie massique (Tableau IV-7, page 158) sont étudiées afin de discuter de l'influence de la nature du gaz plasmagène. Ensuite, l'influence du diamètre de tuyère (\varnothing 6,5 mm, \varnothing 9 mm et \varnothing 11 mm) est étudiée. Les tuyères \varnothing 11 mm n'étant pas disponibles commercialement lors de la réalisation de ces travaux, une tuyère \varnothing 11 mm a été usinée à partir d'une tuyère \varnothing 9 mm, afin de faire varier les gammes de température et de vitesse des particules, dans le but d'obtenir des microstructures variées. Enfin, à partir de l'ensemble de ces résultats, une sélection de conditions a conduit à la réalisation de dépôts.

Afin de mieux interpréter les caractéristiques des particules en vol, le temps de séjour des particules $t_{s\acute{e}jour}$ dans le jet de plasma est estimé à partir de l'équation (V-1) :

$$t_{s\acute{e}jour} = \frac{l_{zc}}{v_p} \quad (V-1)$$

avec l_{zc} la longueur de la zone chaude du plasma (m) et v_p la vitesse moyenne des particules ($m.s^{-1}$) mesurée à 120 mm de la sortie de tuyère par le dispositif SprayWatch. Ce temps de séjour est sans doute surestimé par rapport au temps de séjour réel des particules dans le jet de plasma puisque leur vitesse est probablement plus importante proche de la sortie de tuyère, mais il permet de comparer les conditions entre elles.

V.2.1. Influence de la nature du gaz plasmagène

L'influence de la nature du gaz plasmagène est étudiée à partir des conditions du Tableau V-1, correspondant à la sélection de conditions lors de l'étude de la zone chaude du plasma. Pour rappel, la nomenclature utilisée pour décrire les conditions opératoires est Ar-H₂-He-N₂_intensité_diamètre où les gaz sont remplacés par leur débit (en nlpm), l'intensité du courant d'arc est en A et le diamètre de tuyère en mm.

Ce tableau comporte la longueur de la zone chaude, l'enthalpie massique et la vitesse du jet de plasma v calculée à partir de l'équation $v = \dot{m}/\rho S$ (équation (IV-2) page 136), ainsi que le temps de séjour des particules. Toutes ces conditions sont étudiées dans une tuyère \varnothing 9 mm.

Les résultats sont présentés sur la Figure V.3, sur laquelle les conditions opératoires sont regroupées en fonction de la nature du gaz plasmagène : plasmas Ar, mélanges binaires Ar-H₂, Ar-N₂, Ar-He et mélanges ternaires Ar-H₂-He.

Tableau V-1 : Caractéristiques des compositions plasmagènes sélectionnées à partir de la cartographie longueur de la zone chaude – enthalpie massique du plasma dans une tuyère Ø 9 mm.

Réf.	Ar-H ₂ -He-N ₂ intensité (nlpm et A)	Longueur de la zone chaude (mm)	Enthalpie massique (MJ.kg ⁻¹)	Vitesse du jet de plasma (m.s ⁻¹)	Temps de séjour des particules (ms)
1	33-0-0-0_500	73	20,1	541	0,44
2	50-0-0-0_500	82	12,8	669	0,39
3	16-0-20-0_400	112	27,2	583	0,69
4	35-0-45-0_500	81	25,7	1 249	0,36
5	43-0-55-0_500	85	22,8	1 451	0,34
6	52-0-65-0_300	56	11,5	1 173	0,29
7	43-0-0-10_500	92	15,4	692	0,41
8	40-5,5-0-0_500	114	19,6	644	0,59
9	50-7-0-0_500	100	15,7	728	0,43
10	50-12-0-0_500	111	15,8	736	0,50
11	35-1-45-0_500	88	25,6	1 243	0,37
12	40-3-40-0_500	96	23,9	1 215	0,38
13	30-5-40-0_500	109	30,3	1 153	0,47
14	30-10-60-0_500	113	31,9	1 358	0,49

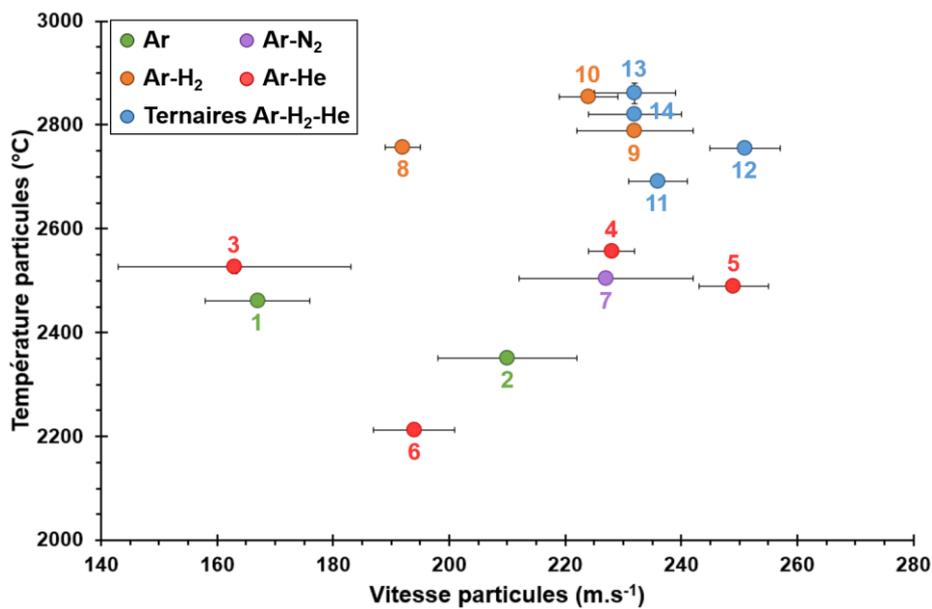


Figure V.3 : Cartographie température – vitesse des particules pour les conditions du Tableau V-1.

La vitesse des particules varie entre 160 et 250 m.s⁻¹ pour des températures de particules allant de 2 200 à 2 860 °C environ. En comparaison, ces caractéristiques obtenues dans une torche conventionnelle pour différentes conditions opératoires varient entre 55 et 295 m.s⁻¹ pour la vitesse et entre 2 740 et 3 000 °C pour la température [33]. La liberté d'accrochage de l'arc électrique sur la tuyère d'une torche conventionnelle conduit à une variation plus importante des propriétés du jet de plasma et donc à des variations de vitesse de particules significatives. Notons que la température des particules mesurée est plus faible dans le cas de la torche SimplexPro™, bien que cette torche soit plus stable et plus puissante. Ces écarts proviennent de la méthode de mesure. Le SprayWatch utilisé ici est un dispositif de mesure dite d'ensemble : il donne une température moyenne à partir d'une population de particules présente dans un volume de mesure important (de l'ordre de 30.10³ mm³). Dans les travaux de V. Debout [33], le DPV2000 est utilisé pour déterminer les caractéristiques des particules en vol. Cet outil réalise une mesure dite individuelle, où la température et la vitesse de chaque particule sont mesurées dans un volume de mesure réduit (environ 0,12 mm³). Contrairement à la mesure SprayWatch, seules les particules au cœur du flux de particules sont utilisées pour mesurer les caractéristiques, ce qui explique les températures plus élevées.

On remarque que la condition 6 (52-0-65-0_300) conduit à des particules très peu chauffées, ce qui s'explique par leur faible temps de séjour dans le jet de plasma (environ 0,29 ms). En effet, la faible longueur de la zone chaude associée à une vitesse importante du jet de plasma et une faible enthalpie massique ne permettent pas d'assurer un traitement thermique important des particules (Tableau V-1).

La condition 3 (16-0-20-0_400) conduit aux particules les moins rapides, du fait de l'association d'un faible débit massique de gaz et d'une intensité du courant d'arc plus faible (400 A contre 500 A pour la majorité des autres conditions). La longueur de la zone chaude de cette condition étant importante (112 mm), le temps de séjour des particules résultant est alors élevé, environ 0,69 ms, permettant aux particules d'atteindre une température d'environ 2 525 °C.

❖ Plasmas Ar :

Les deux conditions Ar 1 et 2 conduisent elles aussi à des faibles températures de particules, bien que les temps de séjour soient plus importants (respectivement 0,44 et 0,36 ms). Ces faibles températures s'expliquent par les propriétés de l'argon, et en particulier par sa plus faible conductivité thermique comparativement à celle des mélanges Ar-He et Ar-H₂. En effet, il a été

vu dans le Chapitre I que l'indice de fusion MI , qui décrit l'état de fusion d'une particule, dépend de la conductivité thermique moyenne du plasma (équation (I-5), page 16).

❖ Mélanges Ar-He :

L'ajout d'hélium à l'argon conduit à une augmentation de la vitesse du jet de plasma. Elle est par exemple d'environ 670 m.s^{-1} pour la condition 50-0-0-0_500 contre 1450 m.s^{-1} pour la condition 43-0-55-0_500 (Tableau V-1). Cela se traduit alors par une meilleure accélération des particules dans le jet de plasma, comme en témoignent les conditions 4 (35-0-45-0_500) et 5 (43-0-55-0_500) pour lesquelles les vitesses moyennes des particules sont respectivement de 230 et 250 m.s^{-1} . Malgré cette vitesse plus importante, et donc un temps de séjour plus faible des particules dans le jet de plasma, la température des particules pour les conditions 4 et 5 est d'environ 2500 °C , alors qu'elle est de l'ordre de 2350 °C pour la condition 2 (50-0-0-0_500). En effet, l'ajout d'hélium à l'argon résulte en une augmentation de l'enthalpie massique du jet de plasma et à une augmentation de sa conductivité thermique, favorisant les échanges thermiques avec les particules.

❖ Mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ :

Les températures des particules sont plus élevées pour les mélanges binaires Ar-H₂ et sont comprises entre 2755 et 2855 °C (conditions 8, 9 et 10, Figure V.3). En effet, ces mélanges permettent de générer des jets de plasma dont la longueur de la zone chaude est plus importante (entre 100 et 114 mm ici). Les temps de séjour des particules correspondants sont alors compris entre $0,43$ et $0,59 \text{ ms}$ (Tableau V-1). De plus, la conductivité thermique du mélange plasmagène est plus importante, conduisant à un nombre de Biot plus important, et donc à un indice de fusion des particules lui aussi plus élevé.

La comparaison des conditions 7 (50-12-0-0_500) et 10 (43-0-0-10_500) montre que l'ajout de H₂ ou de N₂ n'a pas la même influence sur le jet de plasma et donc sur les caractéristiques des particules en vol, en particulier sur leur température. Pour ces deux conditions caractérisées par un même débit massique total de gaz (environ $1,5 \text{ g.s}^{-1}$), la vitesse moyenne des particules est similaire et vaut environ 225 m.s^{-1} . En revanche, le mélange Ar-N₂ conduit à une longueur de zone chaude de 92 mm , contre 111 mm pour le mélange Ar-H₂. Le temps de séjour des particules dans le jet de plasma Ar-N₂ est alors plus faible, conduisant à une température moyenne de 2500 °C contre 2855 °C pour le mélange Ar-H₂.

❖ Mélanges Ar-H₂-He :

Enfin, les mélanges ternaires Ar-H₂-He permettent d'obtenir des particules à la fois rapides (entre 230 et 250 m.s⁻¹) et chaudes (> 2 690 °C) ce qui peut s'expliquer par l'association de plusieurs mécanismes. Les débits importants d'hélium (entre 40 et 60 nlpm) conduisent à des vitesses de jet de plasma élevées allant jusqu'à 1 360 m.s⁻¹ pour la condition 14 (30-10-60-0_500), et des enthalpies massiques supérieures à 23,9 MJ.kg⁻¹ du fait des pertes thermiques à la paroi plus faibles en présence d'hélium. De plus, comme expliqué précédemment l'ajout d'hydrogène améliore les transferts thermiques aux particules, leur permettant d'atteindre des températures élevées.

❖ Enthalpie massique et longueur de zone chaude constantes :

Il est également possible de comparer les caractéristiques des particules en vol à enthalpie massique constante et longueur de zone chaude constante. Par exemple, les conditions 1 (33-0-0-0_500) et 8 (40-5,5-0-0_500) sont toutes les deux caractérisées par une enthalpie massique d'environ 20 MJ.kg⁻¹. Pourtant le mélange Ar-H₂ conduit à des caractéristiques de particules plus intéressantes pour la réalisation d'un dépôt, à savoir des particules plus rapides et plus chaudes, ce qui démontre la capacité d'un gaz plasmagène à transférer son énergie aux particules lorsqu'il contient de l'hydrogène. Les conditions 3 (16-0-20-0_400), 10 (50-12-0-0_500) et 13 (30-5-40-0_500) conduisent à une même longueur de zone chaude du jet de plasma d'environ 110 mm. Cette longueur de zone chaude importante est atteinte avec la condition 3 (16-0-20-0_400) par un faible débit de gaz qui conduit à un jet de plasma quasi-laminaire sur une grande distance. La vitesse des particules est alors faible pour cette condition, comme expliqué précédemment. En revanche, les conditions 10 (50-12-0-0_500) et 13 (30-5-40-0_500) conduisent à des caractéristiques de particules proches, à savoir une vitesse moyenne d'environ 225 – 230 m.s⁻¹ et une température moyenne de 2 860 °C, bien que leur enthalpie massique varie de façon importante (15,8 MJ.kg⁻¹ pour la condition 10 et 30,3 MJ.kg⁻¹ pour la condition 13). La proportion d'hydrogène dans les deux mélanges permet alors d'expliquer les caractéristiques des particules similaires. En effet, la condition 10 (50-12-0-0_500) est composée de 19 vol.% de H₂, contre seulement 7 vol.% pour la condition 13 (30-5-40-0_500). On peut alors supposer que la conductivité thermique du mélange riche en H₂ est plus élevée que celle du mélange ternaire, en particulier à 120 mm de la sortie de tuyère où la température du plasma est faible. La plus faible enthalpie massique du jet de plasma est alors compensée par un meilleur transfert de chaleur aux particules. En

d'autres termes, la réduction de la proportion d'hydrogène peut être compensée par un accroissement de la proportion d'hélium qui agit sur l'augmentation de l'enthalpie massique.

❖ Conclusions :

Ainsi, cette cartographie température – vitesse des particules a permis d'évaluer l'influence de la nature du gaz sur les transferts de chaleur et de quantité de mouvement aux particules. Les plasmas Ar peuvent permettre d'atteindre des vitesses moyennes de particules de plus de 200 m.s^{-1} mais ne permet pas un bon traitement thermique des particules. Les mélanges binaires Ar-He permettent alors d'augmenter encore la vitesse moyenne des particules par une augmentation du débit total de gaz, et également la température des particules par une augmentation de la conductivité thermique du mélange et de son enthalpie massique. Cette conductivité thermique est d'autant plus élevée pour les mélanges Ar-H₂, qui permettent alors de chauffer les particules à plus de 2800 °C . Comme pour les longueurs de zone chaude du plasma, les mélanges ternaires Ar-H₂-He permettent d'associer les caractéristiques des mélanges binaires Ar-H₂ et Ar-He et conduisent à des particules rapides et chaudes.

L'ensemble de ces conditions ont été étudiées dans une tuyère de 9 mm de diamètre. Deux diamètres de tuyère supplémentaires ont été utilisés dans la partie suivante afin d'évaluer l'influence de ce paramètre sur les caractéristiques des particules en vol.

V.2.2. Influence du diamètre de tuyère

L'influence du diamètre de tuyère sur les caractéristiques des particules en vol a été étudiée à 500 A au travers de quatre conditions caractérisées par un débit massique total de gaz proche (Tableau V-2) et pour les six conditions CEA, rappelées dans le Tableau V-3. Le Tableau V-2 reporte également les vitesses calculées du jet de plasma associées à chaque condition (équation (IV-2), page 136).

Tableau V-2 : Caractéristiques des compositions plasmagènes définies pour étudier l'influence du diamètre de tuyère sur l'état thermocinétique des particules en vol.

Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Longueur de la zone chaude (mm)	Enthalpie massique (MJ.kg ⁻¹)	Vitesse du jet de plasma (m.s ⁻¹)
50-0-0-0_500	Ø9	82	13,1	669
	Ø6,5	/	10,3	1 165
50-12-0-0_500	Ø9	111	15,1	715
	Ø6,5	/	11,7	1 187
43-0-55-0_500	Ø9	85	20,1	1 355
	Ø6,5	/	16,0	2 293
43-0-0-10_500	Ø9	92	15,4	692
	Ø6,5	/	12,1	1 123

Tableau V-3 : Conditions de projection communiquées par le CEA.

Condition opératoire	% volumique Ar-H ₂ -He-N ₂	Débit massique total de gaz (g.s ⁻¹)	Diamètre de tuyère (mm)
35-0-45-0_500	44-0-56-0	1,17	Ø11 Ø9 Ø6,5
35-1-45-0_500	43-1-56-0	1,18	
40-3-40-0_500	48-4-48-0	1,31	
30-5-40-0_500	40-7-53-0	1,02	
50-7-0-0_500	88-12-0-0	1,5	
30-10-60-0_500	30-10-60-0	1,09	

La Figure V.4-A représente la cartographie température – vitesse des particules pour les compositions du Tableau V-2. Une réduction du diamètre de tuyère de 9 à 6,5 mm se traduit par une augmentation de la vitesse des particules et par une diminution de leur température pour les quatre compositions plasmagènes. Par exemple, pour le mélange Ar-He, la vitesse des particules passe de 249 à 296 m.s⁻¹ et leur température de 2 490 à 2 325 °C. Le Tableau V-2 montre que la vitesse du jet de plasma est plus importante dans une tuyère de diamètre réduit et permet d'expliquer la meilleure accélération des particules. Le temps de séjour des particules dans le jet de plasma est alors plus faible, les échanges thermiques plasma – particules moins efficaces, conduisant à des températures moyennes de particules plus faibles.

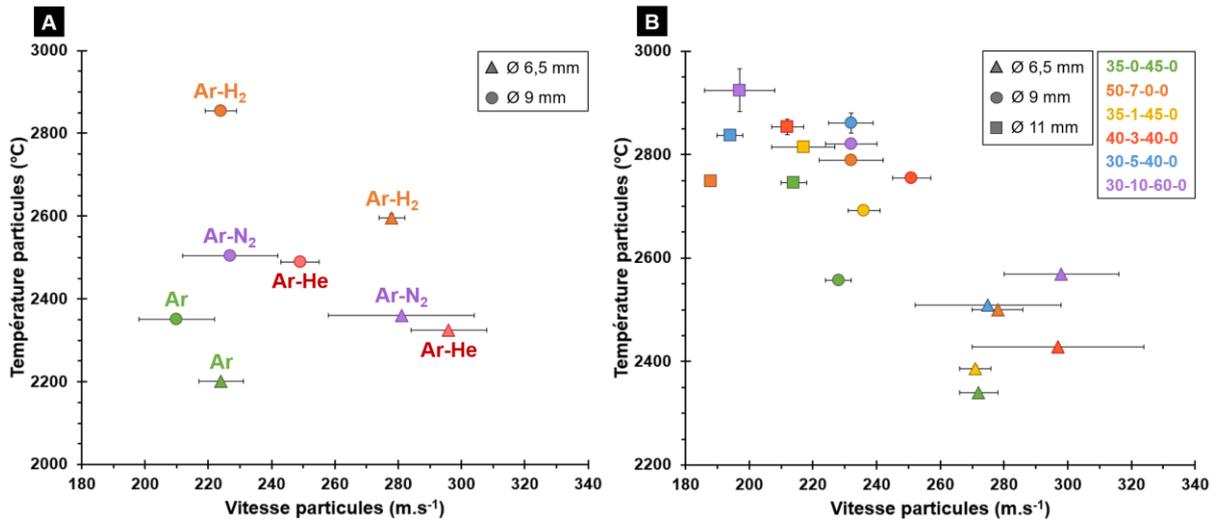


Figure V.4 : Température et vitesse moyennes des particules à 500 A pour A) les compositions du Tableau V-2 avec des tuyères Ø 9 et Ø 6,5 mm et B) les conditions CEA du Tableau V-3 avec des tuyères Ø 11, Ø 9 et Ø 6,5 mm.

La Figure V.4-B montre les mêmes tendances pour les conditions CEA pour trois diamètres de tuyère : Ø 11, Ø 9 et Ø 6,5 mm. Les vitesses et températures moyennes des particules injectées dans une tuyère Ø 11 mm sur les six conditions sont d'environ 205 m.s^{-1} et 2820 °C . Lorsque le diamètre de tuyère est réduit à 9 mm, ces valeurs moyennes sont respectivement de 235 m.s^{-1} et 2754 °C . L'évolution de ces caractéristiques est d'autant plus marquée lors du passage d'une tuyère Ø 9 à Ø 6,5 mm, avec une augmentation de la vitesse moyenne des particules jusqu'à 280 m.s^{-1} et une chute de la température moyenne des particules à 2455 °C . En effet, pour un faible diamètre de tuyère, la vitesse du jet de plasma est importante et les vitesses moyennes des particules également, ce qui limite leur temps de traitement dans le jet de plasma. À l'inverse, avec un grand diamètre de tuyère, pour lequel les vitesses des particules sont plus faibles, les temps de séjour sont plus longs et permettent un traitement thermique plus efficace des particules.

❖ Résumé :

Cette étude montre qu'il est possible de faire varier les caractéristiques des particules en vol entre environ 160 et 300 m.s^{-1} pour la vitesse et entre 2200 et 2925 °C pour la température en fonction de la nature du gaz plasmagène et du diamètre de tuyère. Les particules les plus chaudes sont obtenues avec des plasmas contenant de l'hydrogène (mélanges binaires Ar-H₂ et ternaires Ar-H₂-He) et pour les plus grands diamètres de tuyère (Ø 11 et Ø 9 mm). Pour accélérer au mieux les particules, il faut favoriser une tuyère de diamètre réduit ainsi que l'utilisation d'hélium.

À partir de ces résultats sur les caractéristiques des particules en vol, une sélection de conditions est proposée pour la réalisation de dépôts de zircone yttrée et ainsi étudier l'évolution des microstructures en fonction de l'état thermocinétique des particules.

V.2.3. Sélection de conditions opératoires pour la réalisation de dépôts

Les conditions opératoires sélectionnées pour la réalisation des dépôts sont classées en quatre approches, présentées ci-dessous.

❖ Influence des caractéristiques des particules en vol :

En s'inspirant des travaux de thèse de V. Debut [33] dans laquelle une torche conventionnelle F4 a été utilisée, l'objectif est de réaliser une cartographie de six microstructures différentes en fonction de la température et de la vitesse des particules en vol avec une torche segmentée SinplexPro™. La sélection des conditions opératoires à partir des résultats sur les caractéristiques des particules en vol a donc été réalisée en ce sens à partir de la Figure V.5 qui reprend l'ensemble des conditions opératoires étudiées.

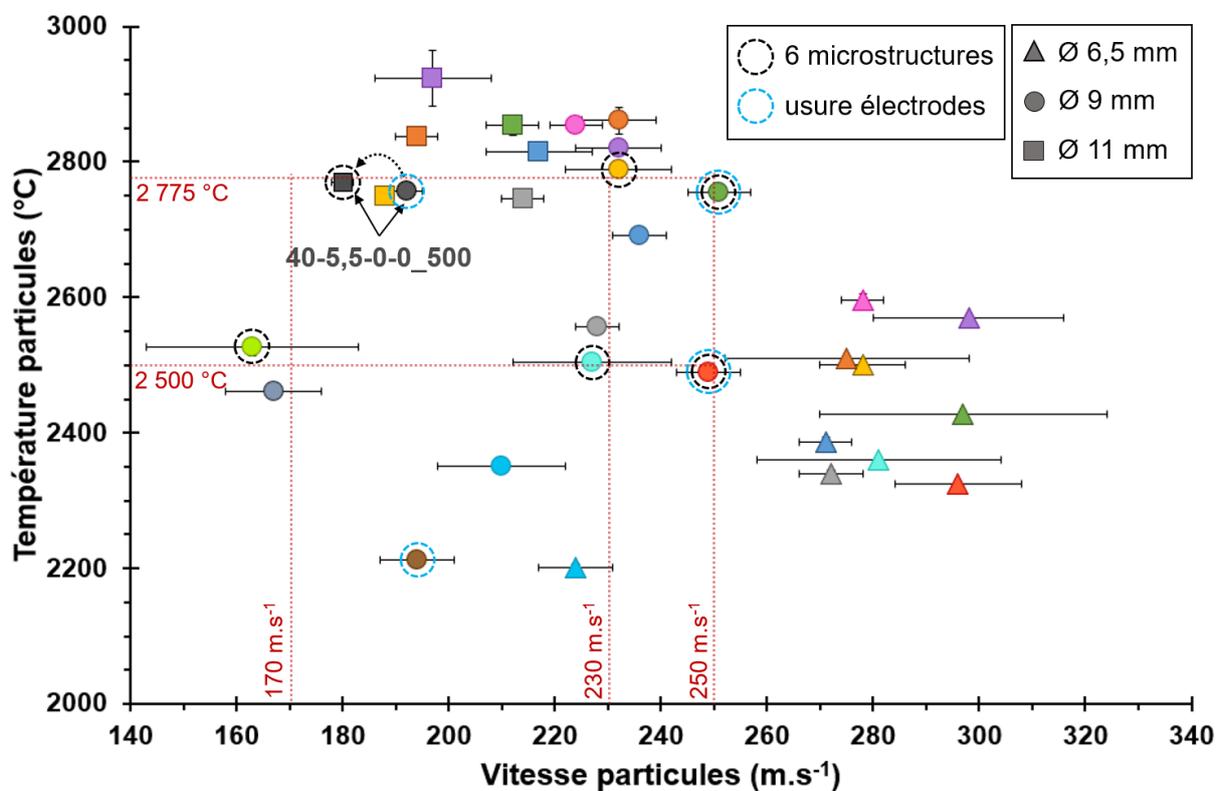


Figure V.5 : Cartographie température - vitesse des particules reprenant l'ensemble des conditions étudiées en SprayWatch et illustrant les conditions sélectionnées pour la réalisation de dépôts.

Pour la réalisation de la cartographie de six microstructures, les conditions étudiées dans une tuyère Ø 6,5 mm ont été écartées puisqu'elles feront l'objet d'une étude parallèle sur l'influence du diamètre de tuyère. Des isothermes ont été tracées à environ 2 500 et 2 775 °C (Figure V.5). Ces deux températures ont été choisies de manière à identifier des conditions pour lesquelles la variation de vitesse des particules était importante, correspondant aux iso-vitesses à 170, 230 et 250 m.s⁻¹ (Figure V.5).

Les conditions opératoires retenues à partir de ces isothermes et iso-vitesses sont entourées en noir sur la Figure V.5. Ainsi, à 2 500 °C, les conditions retenues sont les suivantes : 16-0-20-0_400_Ø9, 43-0-0-10_500_Ø9 et 43-0-55-0_500_Ø9. Pour la température moyenne de 2 775 °C, les conditions 40-3-40-0_500_Ø9 et 50-7-0-0_500_Ø9 sont retenues. La troisième condition a été définie à partir de la condition 40-5,5-0-0_500_Ø9 (mise en évidence sur la Figure V.5). En effet, pour cette condition, la température moyenne des particules correspond à l'isotherme 2 775 °C tracée, mais la vitesse moyenne des particules est un peu trop importante par rapport à l'iso-vitesse 170 m.s⁻¹. Pour réduire la vitesse moyenne des particules, cette condition a été étudiée dans une tuyère Ø 11 mm avec le dispositif SprayWatch. La Figure V.5 montre que cela a permis de réduire la vitesse moyenne des particules de 192 à 180 m.s⁻¹ pour une température légèrement plus élevée de 2 770 °C. Cette condition 40-5,5-0-0_500_Ø11 a est alors pressentie comme sixième et dernière condition pour la réalisation de la cartographie de six microstructures.

❖ Influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes :

Des dépôts ont été réalisés pour les conditions du Tableau V-2 avec deux diamètres de tuyère (Ø 9 et Ø 6,5 mm) pour évaluer l'influence de la nature du gaz plasmagène et du diamètre de tuyère sur les microstructures.

❖ Besoin industriel :

Des dépôts ont été réalisés pour les six conditions CEA dans une tuyère Ø 9 mm pour compléter l'étude sur les microstructures.

❖ Usure électrodes :

Une autre caractéristique pouvant altérer les propriétés des dépôts est l'état d'usure des électrodes. Le CEA a fourni un jeu d'électrodes dit usé (tuyère de 9 mm de diamètre), ayant fonctionné 168 heures pour un nombre total de 270 démarrages. Des dépôts ont alors été réalisés avec un jeu d'électrode neuf et ce jeu usé pour les quatre conditions entourées en bleu sur la

Figure V.5. Ces conditions ont été choisies de manière à avoir des états de fusion et d'accélération des particules différents : « froides » et lentes, « froides » et rapides, chaudes et lentes, chaudes et rapides.

L'ensemble des conditions retenues pour la réalisation de dépôts avec les caractéristiques des particules en vol associées sont présentées par la suite dans chaque partie respective.

V.3. Caractérisations des dépôts de zircone yttrée

Cette partie est consacrée à l'étude des propriétés des dépôts de zircone yttrée (microstructures, taux de porosité et microdureté). Dans un premier temps, la cartographie des six microstructures obtenues à partir des isothermes et iso-vitesses sur le diagnostic des particules en vol est présentée et discutée. L'influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes et celle de l'usure des électrodes sur les propriétés des dépôts sont ensuite discutées. Cette partie se termine par la présentation des microstructures obtenues pour les conditions CEA.

V.3.1. Influence des caractéristiques des particules en vol

Le Tableau V-4 présente les conditions sélectionnées à partir de la Figure V.5, avec les caractéristiques des particules en vol associées, pour la réalisation d'une cartographie de six microstructures. À noter que le temps de séjour des particules dans le jet de plasma pour la condition 4 (40-5,5-0-0_500_Ø11) n'est pas renseigné car la longueur de la zone chaude n'a pas été déterminée pour cette condition car elle utilise une tuyère Ø 11 mm.

Tableau V-4 : Six conditions opératoires sélectionnées à partir de la Figure V.5 pour la réalisation d'une cartographie de six microstructures.

Réf.	Condition opératoire	Vitesse moyenne particules (m.s ⁻¹)	Température moyenne particules (°C)	Temps de séjour particules (ms)
1	16-0-20-0_400_Ø9	163	2 526	0,69
2	43-0-0-10_500_Ø9	227	2 505	0,41
3	43-0-55-0_500_Ø9	249	2 490	0,34
4	40-5,5-0-0_500_Ø11	180	2 770	/
5	50-7-0-0_500_Ø9	232	2 789	0,43
6	40-3-40-0_500_Ø9	251	2 755	0,38

Les microstructures obtenues sont présentées sur une cartographie température – vitesse des particules afin de mieux visualiser l’influence de l’état thermocinétique des particules en vol (Figure V.6). Le Tableau V-5 reporte les rendements de projection et les taux de porosité associés à chacune de ces conditions.

Tableau V-5 : Rendement de projection et taux de porosité des six conditions du Tableau V-4.

Réf.	Condition opératoire	Rendement de projection (%)	Taux de porosité (%)
1	16-0-20-0_400_Ø9	61	12,8 ± 1,2
2	43-0-0-10_500_Ø9	53	5,8 ± 0,5
3	43-0-55-0_500_Ø9	54	4,5 ± 1,2
4	40-5,5-0-0_500_Ø11	57	7,6 ± 0,6
5	50-7-0-0_500_Ø9	49	4,5 ± 0,4
6	40-3-40-0_500_Ø9	51	3,9 ± 0,8

❖ Iso-vitesse des particules :

La microstructure 1 présente un taux de porosité de 12,8 % avec des porosités de taille importante et des espaces inter-lamellaires bien visibles. Ces porosités peuvent être dues à des particules partiellement fondues du fait de leur faible température moyenne (2 526 °C). De plus, la vitesse des particules (170 m.s⁻¹) est peut-être trop faible pour assurer un bon contact entre les lamelles lors de leur empilement, ce qui favorise la formation de porosité. Malgré ces caractéristiques, cette condition conduit à un rendement de projection élevé d’environ 61 % et à la plus faible valeur de dureté d’environ 646 HV_{0,2} parmi toutes les conditions testées (Figure V.7), ce qui peut s’expliquer par une faible cohésion de l’empilement.

Pour une vitesse moyenne des particules similaire mais une température moyenne plus élevée (microstructure 4), le rendement de projection est légèrement plus faible, mais avec une diminution du taux de porosité jusqu’à 7,6 % (Tableau V-5). Des espaces inter-lamellaires sont encore observés, mais dans une moindre mesure qu’avec la microstructure 1. La dureté résultante du dépôt est alors plus élevée et est de 761 HV_{0,2}.

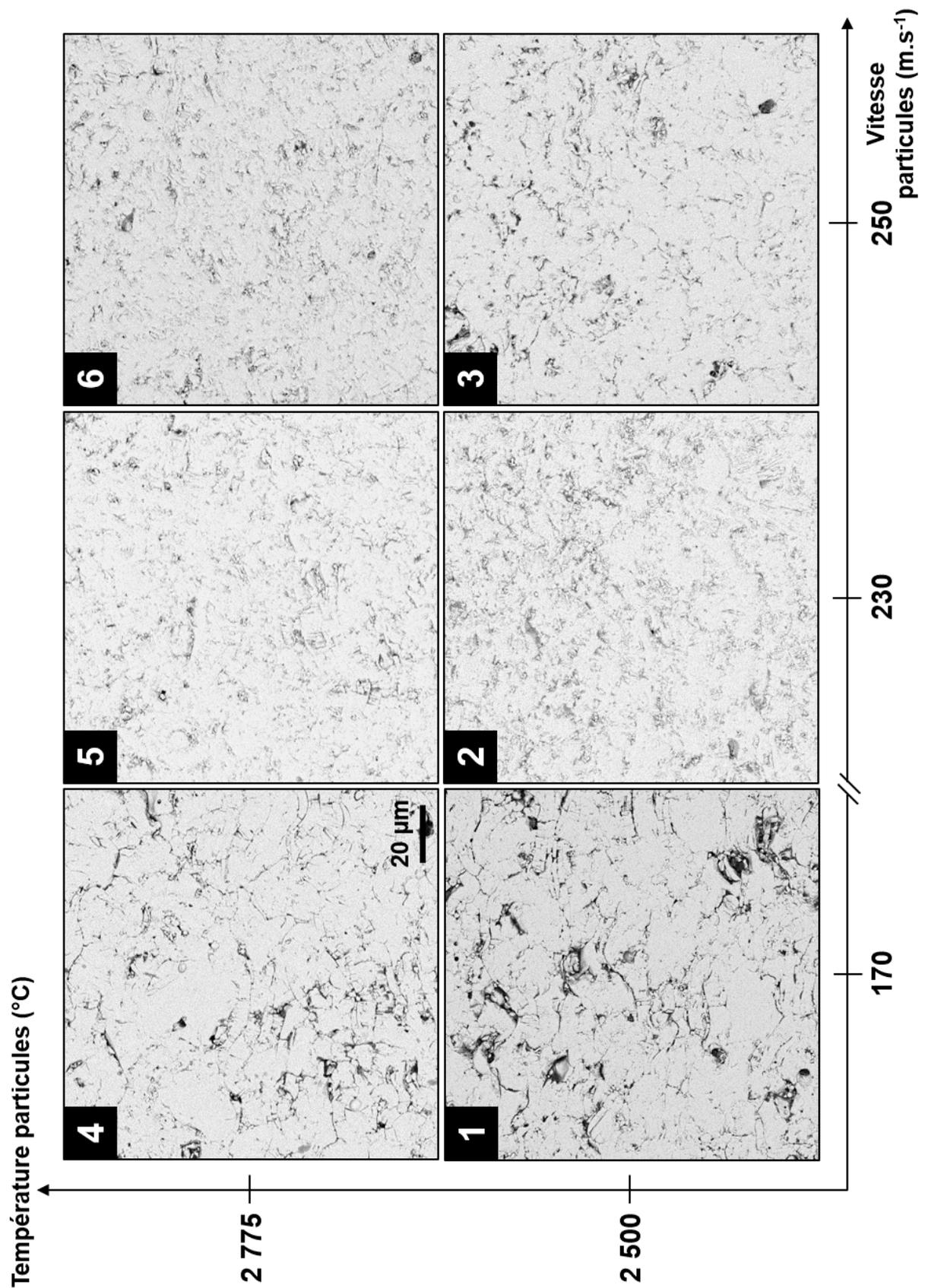


Figure V.6 : Évolution de la microstructure des dépôts en fonction de l'état thermocinétique des particules en vol pour les conditions du Tableau V-4.

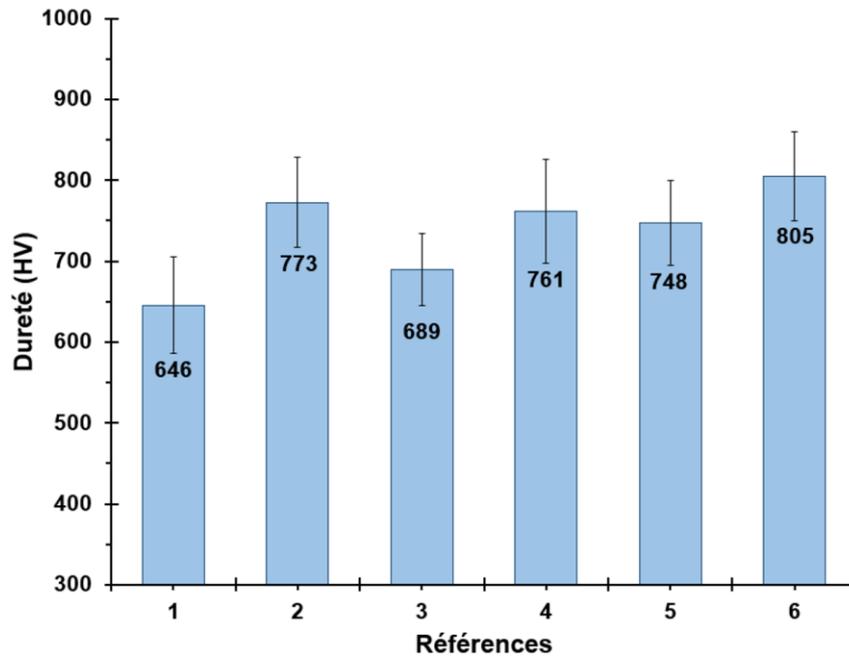


Figure V.7 : Microdureté des six conditions du Tableau V-5.

❖ Iso-température des particules :

Pour une même température moyenne de particules (conditions 1, 2 et 3 et conditions 4, 5 et 6), une augmentation de la vitesse moyenne des particules conduit à une diminution du taux de porosité. Cette tendance est similaire à celle observée avec les torches conventionnelles, comme montré par la cartographie établie par V. Debout [33].

Par exemple, à 2 775 °C, la condition 4 est caractérisée par un taux de porosité de 7,6 %, la condition 5 de 4,5 % et la condition 6 de 3,9 %. L'augmentation de la vitesse des particules conduit donc à une densification du dépôt et à des espaces inter-lamellaires faiblement voire pas visibles, témoignant d'une meilleure cohésion du dépôt. Les duretés correspondantes suivent alors l'évolution inverse de la porosité, à savoir la dureté la plus faible pour la condition 4 (761 HV_{0,2}) et la dureté la plus élevée pour la condition 6 (805 HV_{0,2}). Des travaux ont en effet établi une relation reliant la dureté des dépôts à leur porosité, montrant que plus un dépôt est poreux, moins il sera dur [143].

De la même manière, le taux de porosité entre les conditions 1, 2 et 3 (température moyenne des particules de 2 500 °C) diminue : il passe de 12,8 % à 5,8 % entre les conditions 1 et 2, et de 5,8 à 4,5 % entre les conditions 2 et 3. En revanche, la dureté du dépôt 3 est inférieure à celle du dépôt 2 et peut s'expliquer par l'association de plusieurs mécanismes. D'une part, l'observation à plus fort grossissement de ces deux microstructures (Figure V.8) montre la présence d'espaces inter-lamellaires plus marqués pour la condition 3, témoignant d'une plus faible cohésion entre lamelles. D'autre part, ces deux conditions diffèrent par la nature du gaz

plasmagène : la condition 2 correspond à un mélange Ar-N₂ et la condition 3 à un mélange Ar-He. Par conséquent, un indice de fusion des particules plus élevé pour le mélange Ar-N₂ est attendu que pour Ar-He, en raison des différences dans les conductivités thermiques. De plus, les observations de l'intérieur de la tuyère dans le Chapitre III ont montré que le mélange Ar-N₂ est caractérisé par un plasma chaud dans tout le volume de la tuyère, alors que le profil de température du mélange Ar-He montre une température élevée au centre du plasma, mais plus faible en périphérie de la paroi anodique (Figure III.3, page 93). En supposant qu'une partie des particules injectées ne reste pas dans le cœur chaud du jet de plasma (particules plus grosses ou plus petites par rapport au $d_{v,50}$) mais en périphérie, la condition 2 43-0-0-10_500 pourrait conduire globalement à un meilleur traitement thermique au cœur des particules (dont la température n'est pas accessible par les mesures), même si les températures moyennes données par le SprayWatch sont assez proches l'une de l'autre. Enfin, le temps de séjour des particules pour la condition 2 est plus important : 0,41 contre 0,34 ms pour la condition 3 (Tableau V-4). L'ensemble de ces mécanismes pourrait expliquer la plus faible dureté du dépôt 3.

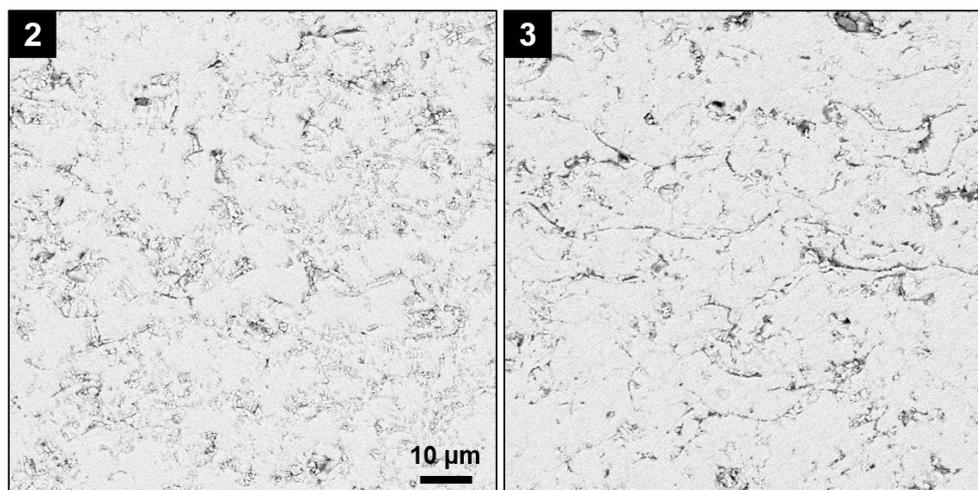


Figure V.8 : Microstructures des dépôts 2 et 3 montrant des espaces inter-lamellaires plus marqués pour la condition 3.

Le dépôt présentant le taux de porosité le plus faible (3,9 %) et la dureté la plus élevée (805 HV_{0,2}) est la condition 6, caractérisée par les température et vitesse moyennes des particules les plus élevées, montrant l'importance de l'état thermocinétique des particules sur la cohésion du dépôt.

❖ Résumé :

Cette première sélection de six conditions a permis de réaliser des revêtements avec des taux de porosité variant de 3,9 à 12,8 % pour des duretés correspondantes de 805 et 646 HV_{0,2}. En comparaison, les taux de porosité des dépôts de la cartographie de six microstructures de V. Debout sont compris entre 11,0 et 23,4 %. Les travaux de E. Noguès [41] montrent également des taux de porosité variant entre 10,5 et 14,6 % pour des dépôts de zircone yttriée réalisés avec une torche conventionnelle F4. Des dépôts plus denses sont alors obtenus avec la torche SinplexPro™.

Un faible traitement thermique des particules va conduire à des porosités de taille importante, comme le montre la condition 1. La vitesse moyenne des particules a un rôle important sur l'étalement de la particule, mécanisme déterminant pour la cohésion du dépôt. Des faibles vitesses moyennes de particules conduisent à des espaces inter-lamellaires marqués (microstructures 1 et 4). Cependant, des vitesses de particules plus importantes peuvent aussi conduire à un mauvais contact entre les lamelles si le traitement thermique des particules à cœur n'est pas suffisant, comme le montre la microstructure 3. Ainsi, pour deux conditions caractérisées par une même température moyenne de particules mesurée (conditions 2 et 3 par exemple), l'état de fusion à cœur des particules peut être différent et conduire à des propriétés de dépôt différentes.

Les six conditions étudiées pour la réalisation de cette cartographie de microstructures sont variées en termes de nature du gaz plasmagène et du diamètre de tuyère. La partie suivante va alors se consacrer à l'étude de l'influence de ces deux paramètres sur les microstructures des dépôts et va permettre de poursuivre l'étude sur la diversité des microstructures pouvant être obtenues avec la SinplexPro™.

V.3.2. Influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes

L'influence de la nature du gaz est étudiée pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-6 et deux diamètres de tuyère : Ø 9 et Ø 6,5 mm. Ce tableau reporte également les caractéristiques des particules en vol pour les deux tuyères avec les temps de séjour des particules associés. La longueur de la zone chaude n'ayant pas été déterminée dans une tuyère Ø 6,5 mm par manque de temps, seuls les temps de séjour des particules dans une tuyère Ø 9 mm sont donnés.

Tableau V-6 : Compositions plasmagènes et caractéristiques des particules en vol associées pour l'étude de l'influence de la nature du gaz et du diamètre de tuyère sur les propriétés des dépôts.

Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Vitesse moyenne particules (m.s ⁻¹)	Température moyenne particules (°C)	Temps de séjour particules (ms)
50-0-0-0_500	Ø9	210	2 351	0,39
43-0-55-0_500		249	2 490	0,34
50-12-0-0_500		224	2 855	0,50
43-0-0-10_500		227	2 505	0,41
50-0-0-0_500	Ø6,5	224	2 201	/
43-0-55-0_500		296	2 324	/
50-12-0-0_500		278	2 596	/
43-0-0-10_500		281	2 360	/

La Figure V.9 présente les microstructures des dépôts obtenues pour ces différentes conditions, et le Tableau V-7 reporte les rendements de projection et les taux de porosité associés.

Tableau V-7 : Rendement de projection et taux de porosité pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-6.

Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Rendement de projection (%)	Taux de porosité (%)
50-0-0-0_500	Ø9	45	10 ± 1,8
43-0-55-0_500		54	4,5 ± 1,2
50-12-0-0_500		46	4,5 ± 0,6
43-0-0-10_500		53	5,8 ± 0,5
50-0-0-0_500	Ø6,5	5	/
43-0-55-0_500		5	/
50-12-0-0_500		49	10,9 ± 1,0
43-0-0-10_500		42	9,0 ± 1,0

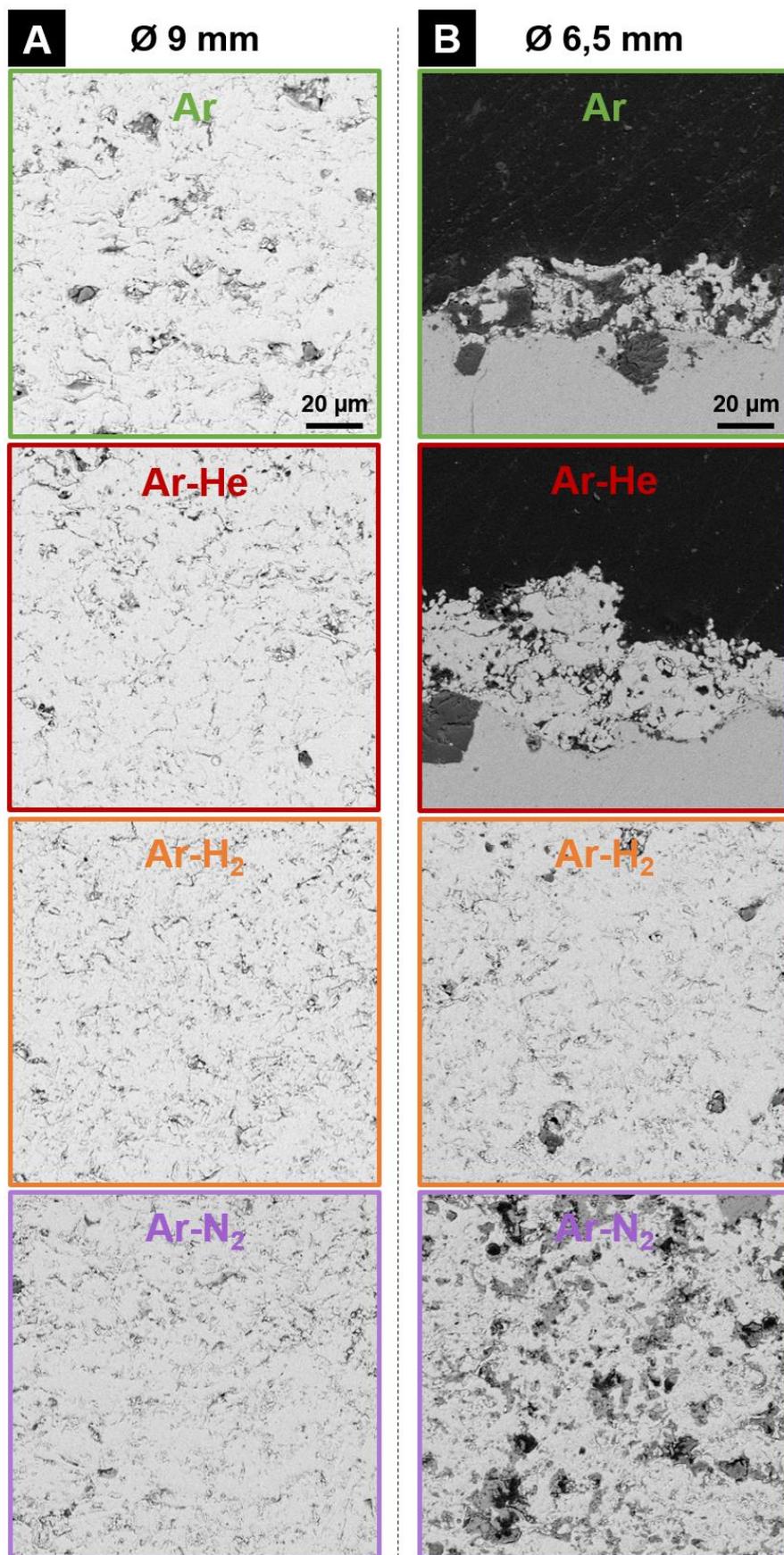


Figure V.9 : Comparaison des microstructures obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-6 avec A) une tuyère Ø 9 mm et B) une tuyère Ø 6,5 mm.

Avec une tuyère Ø 9 mm, le plasma Ar conduit aux particules les moins rapides et les moins chauffées du fait de la faible conductivité thermique de ce gaz, comparativement aux autres mélanges. Le rendement de projection est seulement de 45 % et le dépôt est alors caractérisé par un taux de porosité de 10 % et une dureté d'environ 622 HV_{0,2} (Figure V.10).

Il a été vu dans le Chapitre III que l'ajout d'un gaz secondaire à l'argon permettait d'augmenter la tension d'arc, l'enthalpie massique du jet de plasma et sa conductivité thermique. Ces évolutions mènent à des particules plus chaudes et plus rapides pour les mélanges Ar-He, Ar-H₂ et Ar-N₂ (Tableau V-6) et les dépôts associés présentent alors des taux de porosité plus faibles que le dépôt Ar (entre 4,5 et 5,8 %). Les duretés de ces dépôts sont plus élevées, comprises entre 689 et 827 HV_{0,2}.

Les dépôts Ar-He et Ar-H₂ présentent un même taux de porosité mais des duretés différentes : 689 HV_{0,2} pour le dépôt Ar-He contre 827 HV_{0,2} pour le dépôt Ar-H₂. D'après le Tableau V-6, la température moyenne des particules ainsi que leur temps de séjour dans le mélange Ar-H₂ sont plus importants que ceux du mélange Ar-He. Un meilleur traitement thermique des particules permet alors une meilleure cohésion entre lamelles et résulte en une dureté plus élevée. Le même taux de porosité pourrait alors s'expliquer par une porosité globale identique mais une répartition différente. Une analyse plus approfondie des microstructures serait alors nécessaire pour valider cette hypothèse.

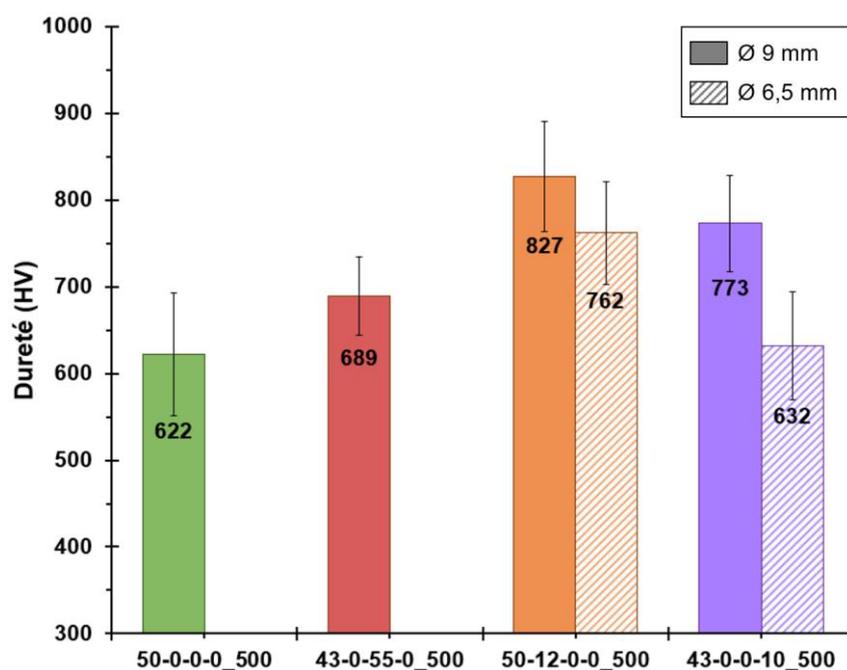


Figure V.10 : Microdureté des quatre compositions plasmagènes du Tableau V-6 pour deux diamètres de tuyère.

Les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ conduisent à une vitesse moyenne de particules d'environ 225 m.s⁻¹, mais leur température moyenne est plus élevée dans le cas du mélange Ar-H₂ (Tableau V-6). En effet, le pic de conductivité thermique à 3 500 K pour le mélange Ar-H₂ favorise les échanges thermiques entre le plasma et les particules. Les particules plus chaudes permettent alors d'obtenir un dépôt plus dense, avec un taux de porosité de 4,5 % et une dureté de 827 HV_{0,2}. L'utilisation de N₂ permet cependant d'obtenir un meilleur rendement de projection (53 contre 46 % pour le mélange Ar-H₂) pour un dépôt avec un taux de porosité de l'ordre de 5,8 % et une dureté de 773 HV_{0,2}.

Il a été montré dans la partie V.2.2 (page 168) qu'une réduction du diamètre de tuyère s'accompagnait d'une accélération des particules et d'une diminution de leur température moyenne du fait d'un temps de séjour plus faible. Le Tableau V-7 montre qu'une réduction du diamètre de tuyère pour les plasmas Ar et Ar-He entraîne une chute du rendement thermique jusqu'à 5 % environ et ne permet pas l'obtention d'un dépôt épais (Figure V.9). En effet, la température moyenne des particules n'est pas suffisante pour un bon empilement des lamelles et il est possible que seules les plus petites particules aient contribué à former le dépôt observé sur la Figure V.9.

Pour le mélange Ar-H₂ dans une tuyère Ø 6,5 mm, la température moyenne des particules est encore élevée (environ 2 600 °C) ce qui permet de conserver un rendement de projection proche de 50 %. Le taux de porosité est alors un peu plus important qu'avec la tuyère Ø 9 mm et atteint les 10,9 %, et la dureté est réduite (762 contre 827 HV_{0,2} avec la tuyère Ø 9 mm).

Les caractéristiques des particules pour le mélange Ar-N₂ dans une tuyère Ø 6,5 mm sont proches de celles du mélange Ar-He dans cette même tuyère, mais un dépôt épais est pourtant obtenu avec cette composition. Ce dépôt est caractérisé par un taux de porosité de 9,0 % et par une dureté de 632 HV_{0,2}. Ces observations montrent l'importance des propriétés du gaz sur l'état thermocinétique des particules. En effet, la conductivité thermique moyenne du plasma Ar-N₂ est probablement plus élevée que celle du mélange Ar-He, conduisant à un nombre de Biot plus élevé, et donc à un indice de fusion des particules lui aussi plus élevé.

❖ Conclusion :

Pour conclure, l'ajout d'un gaz secondaire à l'argon va permettre de réduire le taux de porosité dans le dépôt et d'augmenter sa dureté, en particulier avec de l'hydrogène. La réduction du diamètre de tuyère rend plus difficile l'obtention d'un dépôt pour les conditions Ar et Ar-He étudiées ici. L'accélération du jet de plasma dans une tuyère de diamètre réduit a pour effet de

réduire le temps de séjour des particules dans le jet de plasma, ne leur permettant pas d'atteindre des températures suffisantes à la construction d'un dépôt.

V.3.3. Conditions CEA

Cette partie présente les microstructures obtenues avec les conditions CEA, rappelées dans le Tableau V-8, qui reporte également les caractéristiques des particules en vol pour ces six conditions. Ces conditions opératoires conduisent à des vitesses moyennes de particules importantes, comprises entre 228 et 251 m.s⁻¹, pour des températures moyennes supérieures à 2 557 °C.

Les microstructures obtenues pour ces six conditions sont présentées sur la Figure V.11, et les rendements de projection et taux de porosité associés sont reportés dans le Tableau V-9.

Tableau V-8 : Caractéristiques des particules en vol pour les six conditions CEA.

Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Vitesse moyenne particules (m.s ⁻¹)	Température moyenne particules (°C)	Temps de séjour particules (ms)
35-0-45-0_500	Ø9	228	2 557	0,36
35-1-45-0_500		236	2 692	0,37
40-3-40-0_500		251	2 755	0,38
30-5-40-0_500		232	2 861	0,47
50-7-0-0_500		232	2 789	0,43
30-10-60-0_500		232	2 820	0,49

Tableau V-9 : Rendement de projection et taux de porosité pour les six conditions CEA.

Réf.	Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Rendement de projection (%)	Taux de porosité (%)
1	35-0-45-0_500	Ø9	49	5,3 ± 0,9
2	35-1-45-0_500		49	5,7 ± 0,7
3	40-3-40-0_500		51	3,9 ± 0,8
4	30-5-40-0_500		49	6,3 ± 0,9
5	50-7-0-0_500		49	4,5 ± 0,4
6	30-10-60-0_500		47	11,0 ± 1,4

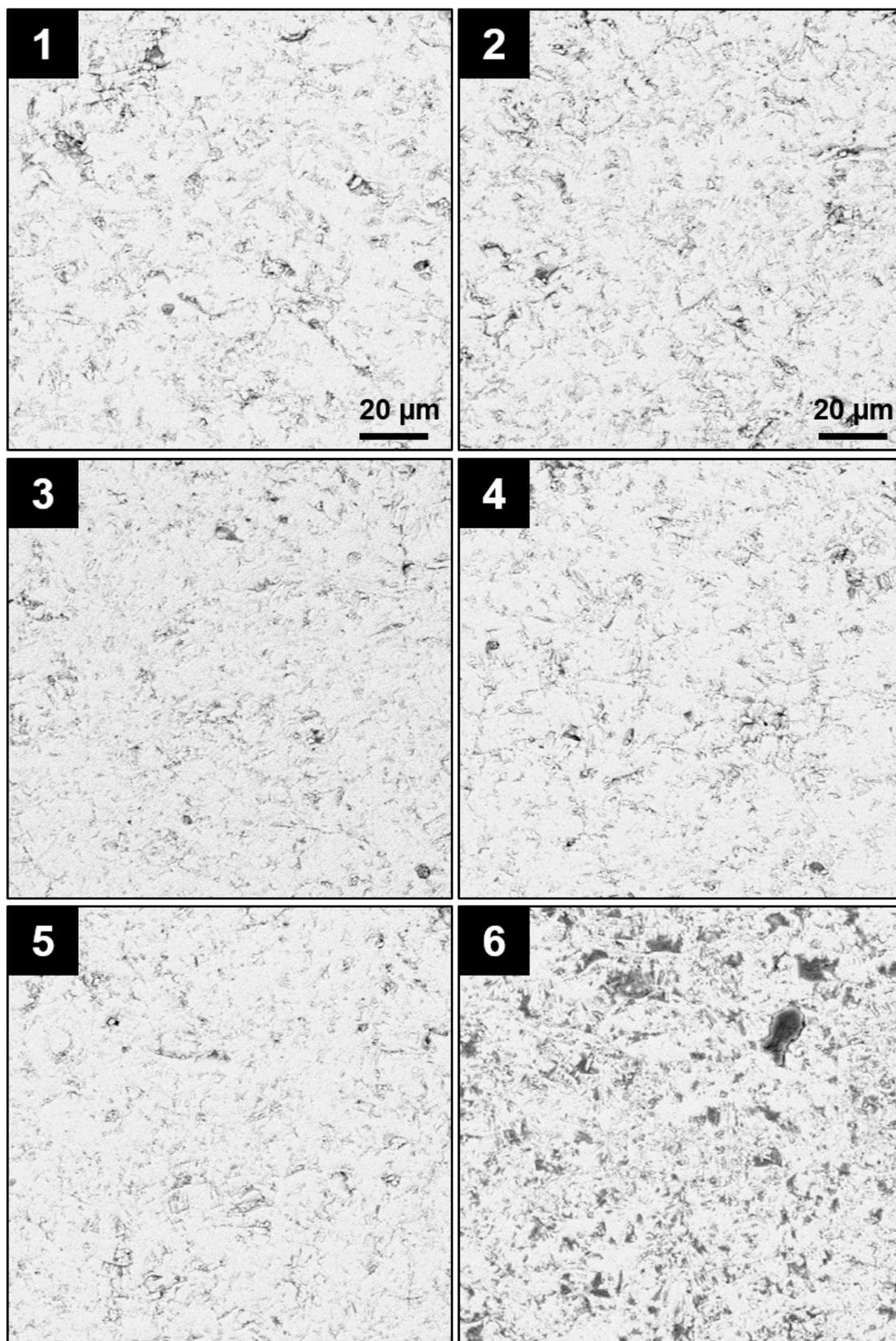


Figure V.11 : Microstructures des dépôts pour les six conditions CEA du Tableau V-8.

À l'exception de la condition 6 (30-10-60-0_500) qui sera étudiée par la suite, les microstructures des dépôts 1 à 5 sont denses et sans espaces inter-lamellaires visibles, témoignant d'un bon empilement des lamelles lors de la construction des dépôts. Les rendements de projection sont de l'ordre de 50 % et les taux de porosité varient entre 3,9 et 6,3 %.

La Figure V.12 montre que la valeur de dureté la plus faible est obtenue pour la condition 1 (35-0-45-0_500), qui se distingue des autres conditions par l'absence d'hydrogène dans la composition du gaz plasmagène, ce qui montre à nouveau l'importance de ce gaz pour un meilleur traitement thermique des particules.

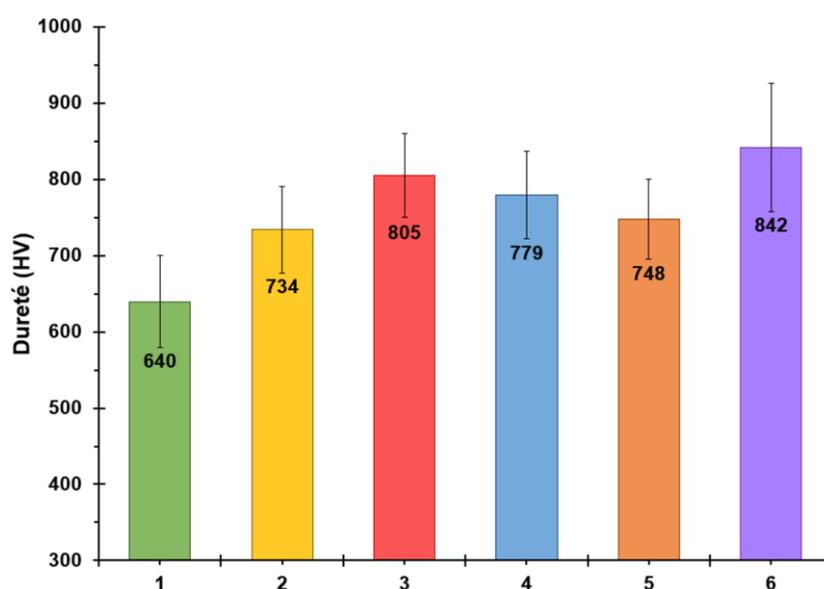


Figure V.12 : Microdureté des six conditions CEA du Tableau V-8.

❖ Résumé :

Ainsi, les dépôts obtenus avec les conditions CEA sont denses et caractérisés par des duretés élevées. En effet, ces conditions conduisent à des vitesses et températures moyennes des particules importantes lors de leur impact sur le substrat, favorisant un bon empilement des lamelles. Pour un taux de porosité similaire, les deux conditions 35-0-45-0_500 et 35-1-45-0_500 qui diffèrent par la nature du gaz plasmagène, et en particulier par la présence ou non d'hydrogène, mettent en évidence une dureté plus élevée pour la condition avec hydrogène. Ce comportement avait déjà été mis en évidence lors de l'étude de l'influence de la nature du gaz plasmagène sur les propriétés des dépôts.

La microstructure obtenue avec la condition 6 (30-10-60-0_500) est peu conventionnelle. Le mélange plasmagène 30-10-60-0 est riche en hydrogène (10 vol.% H₂) et permet d'obtenir des

particules chaudes et rapides lors de leur impact sur le substrat. Pourtant, des zones sombres sont observées sur la microstructure (Figure V.11-6). Elles peuvent être dues à un facteur extérieur (poussières, préparation métallographique) mais aussi au procédé (régulation température substrat, érosion électrodes par exemple).

V.3.4. Influence de l'usure des électrodes

L'influence de l'usure des électrodes est étudiée pour quatre compositions sélectionnées à partir de la Figure V.4. Pour rappel, un jeu d'électrodes usé a été fourni par le CEA, qui comptabilise environ 168 heures de fonctionnement et 270 démarrages. Les dépôts obtenus avec ce jeu d'électrodes ont alors été comparés avec ceux obtenus avec un jeu neuf. Les caractéristiques des conditions étudiées dans une tuyère Ø 9 mm neuve sont rappelées dans le Tableau V-10.

Tableau V-10 : Caractéristiques des quatre conditions dans une tuyère Ø 9 mm neuve pour étudier l'influence de l'usure des électrodes sur les microstructures des dépôts.

Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Vitesse moyenne particules (m.s ⁻¹)	Température moyenne particules (°C)	Temps de séjour particules (ms)
40-5,5-0-0_500	Ø9	192	2 756	0,59
43-0-55-0_500		249	2 490	0,34
52-0-65-0_300		194	2 212	0,29
40-3-40-0_500		251	2 755	0,38

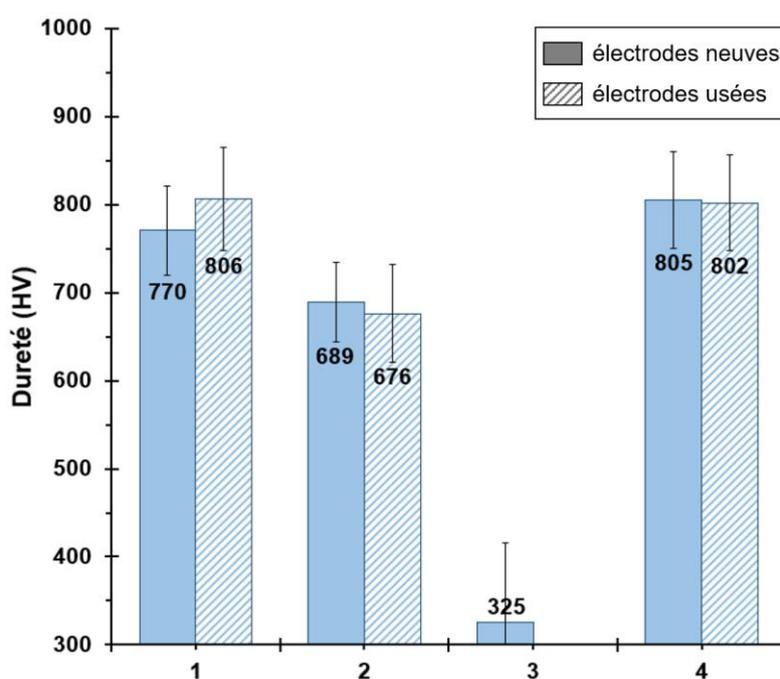
Les microstructures obtenues pour ces quatre compositions avec les électrodes neuves et usées sont présentées sur la Figure V.14 et le Tableau V-11 regroupe les rendements de projection et les taux de porosité associés.

Les rendements de projection obtenus pour les quatre compositions sont légèrement plus élevés avec les électrodes neuves, en particulier pour les deux mélanges binaires Ar-He. Il passe par exemple de 54 à 49 % pour la condition 2 (43-0-55-0_500) et de 11 à 6 % pour la condition 3 (52-0-65-0_300). Il a été vu précédemment que cette condition 52-0-65-0_300 conduisait à une faible température moyenne des particules du fait de leur temps de séjour réduit (0,29 ms) dans un jet de plasma à faible enthalpie (partie V.2.1, page 163).

Tableau V-11 : Rendement de projection et taux de porosité pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-10 avec des tuyères Ø 9 mm neuve et usée.

Référence	Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Rendement de projection (%)	Taux de porosité (%)
1.a	40-5,5-0-0_500	Ø9 neuve	51	5,4 ± 0,7
2.a	43-0-55-0_500		54	4,5 ± 1,2
3.a	52-0-65-0_300		11	19,8 ± 2,2
4.a	40-3-40-0_500		51	3,9 ± 0,8
1.b	40-5,5-0-0_500	Ø9 usée	48	4,5 ± 1,1
2.b	43-0-55-0_500		49	5,2 ± 0,8
3.b	52-0-65-0_300		6	/
4.b	40-3-40-0_500		48	4,4 ± 0,6

Un dépôt de faible épaisseur est néanmoins obtenu dans une tuyère Ø 9 mm neuve (Figure V.14-3.a), caractérisé par un taux de porosité élevé d'environ 20 % et une dureté de 325 HV_{0,2} (Figure V.13). En revanche, avec une tuyère usée, la chute du rendement de projection rend difficile l'obtention d'un dépôt, comme le montre la Figure V.14-3.b. Il n'a alors pas été possible de déterminer le taux de porosité et la dureté de ce dépôt.


Figure V.13 : Microdureté des quatre conditions du Tableau V-10 pour des électrodes neuves et usées.

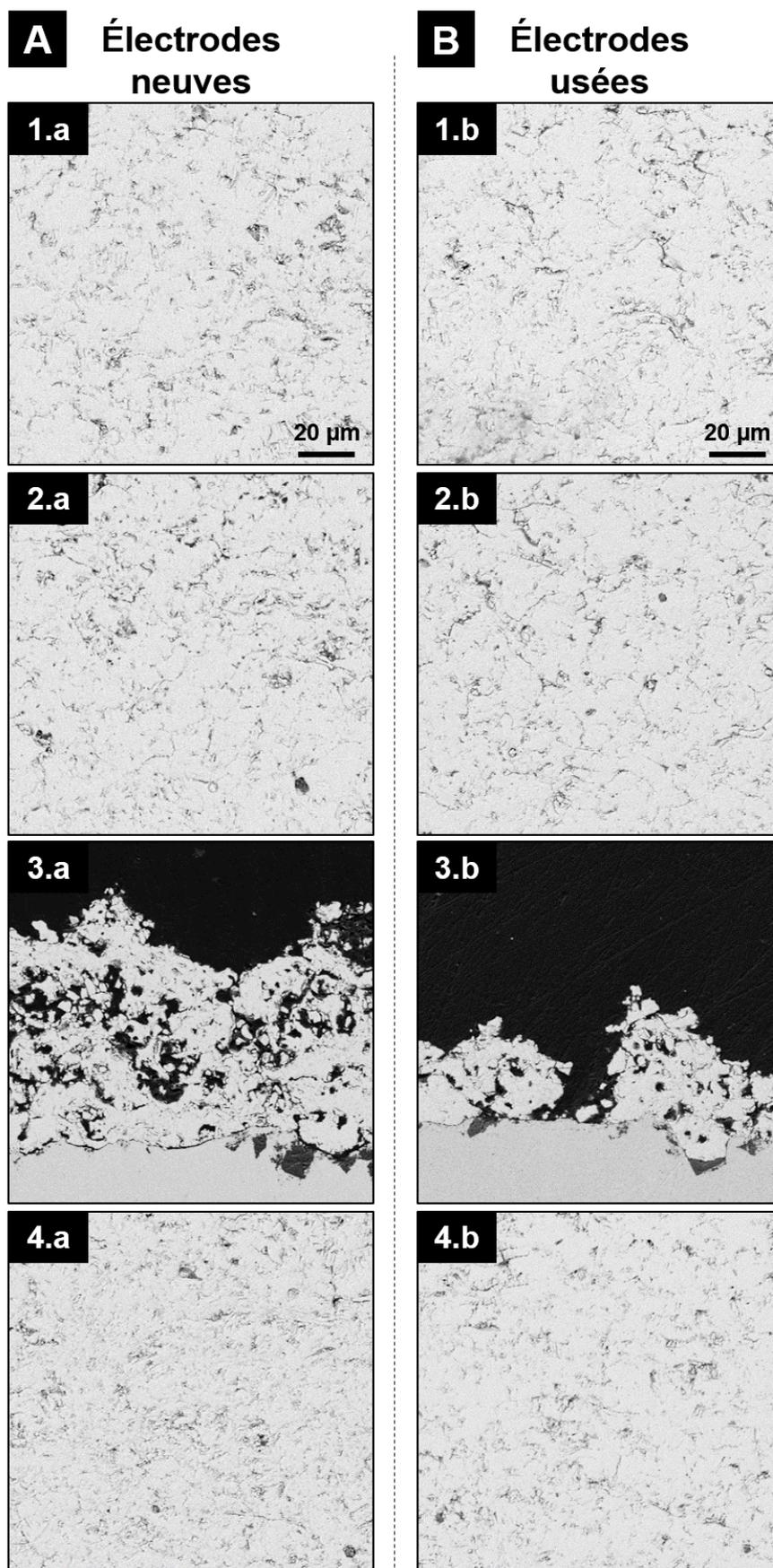


Figure V.14 : Comparaison des microstructures obtenues pour les quatre compositions plasmagènes du Tableau V-10 avec A) des électrodes neuves et B) des électrodes usées.

Pour les trois autres conditions, les propriétés des dépôts entre les deux jeux d'électrodes sont similaires, tant sur les taux de porosité que sur les valeurs de dureté. Par exemple, le dépôt réalisé avec la condition 2 (43-0-55-0_500) et les électrodes neuves présente un taux de porosité de 5,4 % et une dureté de 770 HV_{0,2} contre 4,5 % et 806 HV_{0,2} avec les électrodes usées.

Pour mieux comprendre les propriétés similaires de dépôts obtenues avec les deux jeux d'électrodes, les caractéristiques principales du comportement de la torche (tension d'arc moyenne, pertes thermiques, rendement thermique et enthalpie massique) ont été analysées avec les deux jeux d'électrodes et les quatre conditions opératoires (Tableau V-12). Afin de se rapprocher des conditions industrielles, seules les valeurs issues du système de contrôle de la torche sont présentées.

Tableau V-12 : Comparaison de la tension d'arc moyenne, des pertes thermiques, du rendement thermique et de l'enthalpie massique pour des électrodes neuves et des électrodes usées. Données issues du système de contrôle MultiCoat.

Condition opératoire	Diamètre de tuyère (mm)	Tension d'arc (V)	Pertes thermiques (kW)	Rendement thermique (%)	Enthalpie massique (MJ.kg ⁻¹)
40-5,5-0-0_500	Ø9 neuve	87,3	21,9	50	18,1
43-0-55-0_500		86,4	12,7	71	21,2
52-0-65-0_300		80,0	6,7	83	11,5
40-3-40-0_500		91,4	15,5	66	23,0
40-5,5-0-0_500	Ø9 usée	89,0	22,9	49	18,0
43-0-55-0_500		86,4	12,9	70	21,0
52-0-65-0_300		80,3	7,0	83	11,4
40-3-40-0_500		92,6	16,3	65	22,9

Cette comparaison ne montre pas de différences significatives sur les différentes grandeurs, quel que soit le jeu d'électrodes, ce qui explique les propriétés des dépôts similaires entre les deux jeux d'électrodes pour les conditions 1, 2 et 4. En revanche, une interrogation reste en suspens concernant la condition 3 (52-0-65-0_300) pour laquelle il n'a pas été possible d'obtenir un dépôt avec un jeu d'électrodes usé. Plusieurs études ont montré que, dans le cas de torches conventionnelles, l'usure des électrodes conduit généralement à une diminution de la tension d'arc moyenne et a une influence sur la fréquence et l'amplitude du pic principal des spectres associés aux signaux de tension d'arc [144–146]. Dans sa thèse, D. Rigot [146]

explique notamment que certains travaux ont montré un déplacement vers les hautes fréquences du pic principal, et d'autres un déplacement vers les basses fréquences. On peut émettre l'hypothèse d'un changement de fréquence de la fluctuation principale de l'arc électrique avec les électrodes usées. Si ce déplacement s'effectue vers les basses fréquences, il pourrait avoir un impact sur le jet de plasma et donc sur le traitement des particules, et pourrait expliquer les plus faibles rendements thermiques obtenus avec les électrodes usées. La condition 3 (52-0-65-0_300) ne favorisant pas un bon traitement thermique des particules dans une tuyère neuve (comme l'attestent le taux de porosité du dépôt de près de 20 % et sa dureté de 325 HV_{0,2}), une fluctuation du jet de plasma induite par l'utilisation d'électrodes usées pourrait être à l'origine d'un traitement thermique des particules insuffisant quant à l'obtention d'un dépôt.

❖ Résumé :

L'influence de l'usure des électrodes sur les propriétés des dépôts a été évaluée avec un jeu d'électrodes ayant fonctionné environ 168 heures pour 270 démarrages. Une légère baisse du rendement de projection est observée entre les électrodes neuves et les électrodes usées. Cette diminution du rendement affecte particulièrement la condition 52-0-65-0_300, dont l'enthalpie massique est faible, et les particules pas suffisamment traitées thermiquement pour obtenir un dépôt épais. Pour les trois autres conditions étudiées, les propriétés des dépôts sont similaires, tout comme les grandeurs caractéristiques du comportement de la torche (tension d'arc, enthalpie massique, ...). Les taux de porosité des dépôts varient entre 3,9 et 19,8 % pour des duretés comprises entre 325 et 806 HV_{0,2}. Suite à ces observations, il est intéressant de caractériser la notion d'usure des électrodes, en particulier celle de la tuyère.

Pour ce faire, des micrographies MEB en coupe de la tuyère après cette campagne d'essais ont été réalisées afin de suivre l'évolution du profil de l'insert en tungstène. Le schéma de la Figure V.15 permet d'illustrer comment ces micrographies ont été réalisées.

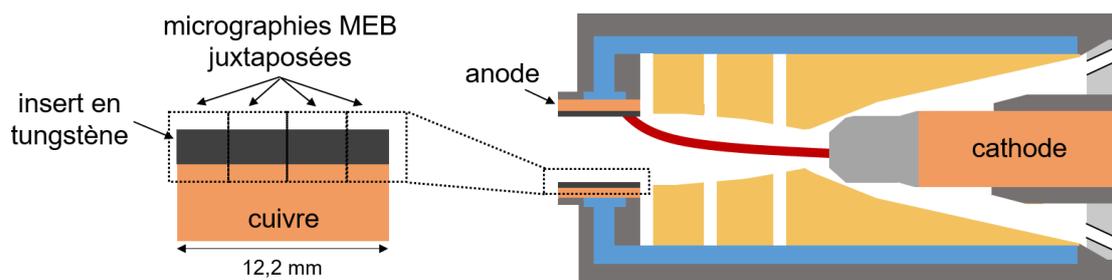


Figure V.15 : Schéma illustrant les micrographies en coupe de l'insert en tungstène.

La Figure V.16-A présente les micrographies de la tuyère Ø 9 mm utilisée lors de la campagne d'essais pour l'ensemble des dépôts présentés dans ce chapitre (à l'exception des dépôts réalisés avec le jeu d'électrodes usé fourni par le CEA). On remarque alors que l'épaisseur de l'insert en tungstène est uniforme sur la quasi-totalité de la longueur de la tuyère, à l'exception de la zone proche de l'empilement des neutrodes. Dans cette zone, on remarque une diminution de l'épaisseur de l'insert en tungstène, puis l'apparition d'un surplus de matière. Ces observations corroborent l'hypothèse faite dans le Chapitre III, celle d'un attachement principalement localisé sur la face arrière de la tuyère Ø 9 mm. Lors de l'accrochage de l'arc électrique sur l'insert tungstène (proche des neutrodes), une ablation de ce dernier est observée, conduisant à sa fusion locale et à l'apparition de gouttes de tungstène. En effet, l'observation à plus fort grossissement de ce surplus de matière montre une densification du tungstène (Figure V.16-B) pouvant avoir pour origine sa fusion et sa resolidification.

Des observations d'une seconde tuyère Ø 9 mm ont été réalisées (Figure V.16-C). Cette tuyère a été utilisée pour d'autres campagnes au cours de la thèse et présente une usure bien plus importante. Ces micrographies montrent alors une usure très marquée de l'insert en tungstène côté neutrodes, et là encore la présence d'un surplus de matière correspondant à des gouttes de tungstène resolidifiées. À la différence de la Figure V.16-A, on retrouve ces gouttes de tungstène proche de la sortie de tuyère (pointées par les flèches rouges). Sous l'effet de l'injection du gaz plasmagène, des gouttes peuvent alors être projetées et se retrouver dans le dépôt en cours de construction. De la même manière, les observations macroscopiques d'une tuyère Ø 6,5 mm après les mesures réalisées dans la partie III.2.2 (page 96) ont montré la présence de gouttes métalliques le long de la tuyère.

L'hypothèse de la présence de gouttes de tungstène dans le jet de plasma est corroborée par le suivi de raie tungstène W à 400,87 nm par spectroscopie d'émission optique. La Figure V.17 compare deux spectres obtenus pour une condition riche en hydrogène (50-12-0-0_500) avec une tuyère Ø 9 mm neuve et une usée. Ces spectres mettent en évidence la présence d'un pic de tungstène lors du fonctionnement de la torche avec la tuyère usée, et pourrait alors être un moyen non intrusif de caractériser de l'usure des électrodes.

La partie suivante a alors pour but de corréler les propriétés des dépôts avec les différents comportements de la torche étudiés dans le Chapitre III, ce qui va permettre de mieux comprendre comment la dynamique de l'arc électrique influe sur les propriétés des dépôts.

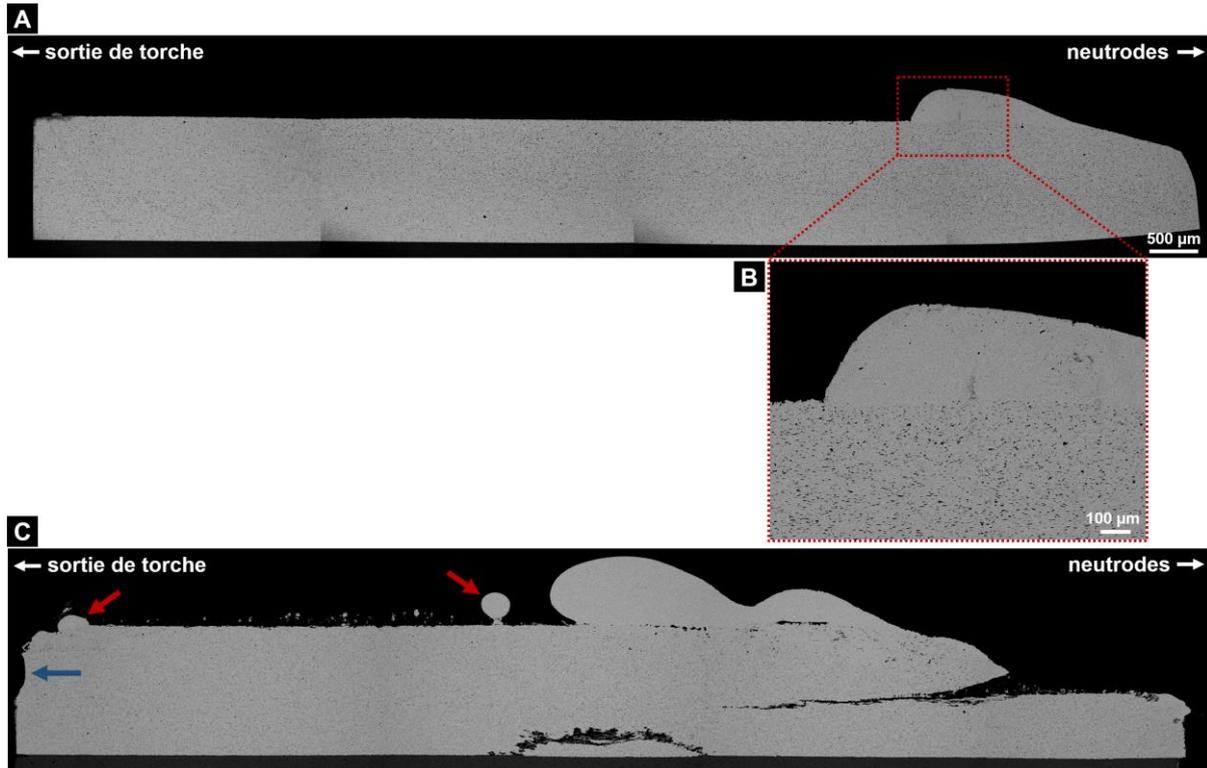


Figure V.16 : Micrographies MEB de l'insert en tungstène pour A) la tuyère utilisée lors de la campagne d'essais pour l'ensemble des dépôts présentés dans ce chapitre, B) observations à plus fort grossissement du tungstène et C) micrographies d'une seconde tuyère présentant une usure importante.

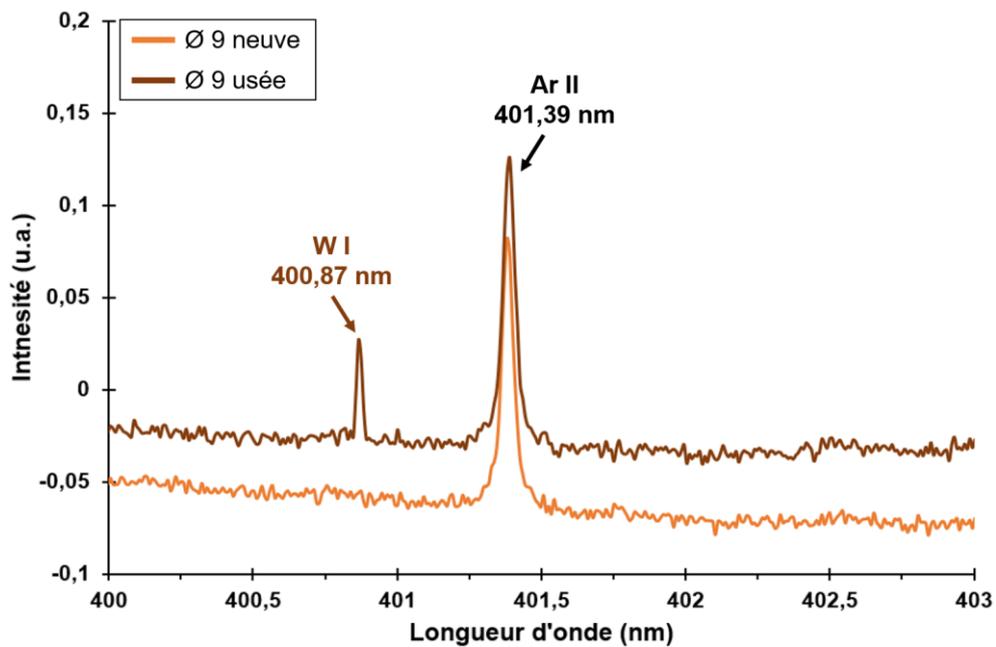


Figure V.17 : Suivi de la raie W I à 400,87 nm pour la condition 50-12-0-0_500 dans une tuyère Ø 9 mm neuve et une usée.

V.4. Discussion : corrélation microstructures – comportement de la torche

Dans cette partie, une attention particulière est portée aux quatre compositions plasmagènes définies pour étudier l'influence de la nature du gaz plasmagène : le plasma Ar 50-0-0-0_500, le mélange Ar-He 43-0-55-0_500, le mélange Ar-H₂ 50-12-0-0_500 et le mélange Ar-N₂ 43-0-0-10_500 pour deux diamètres de tuyère (\varnothing 9 et \varnothing 6,5 mm).

❖ Tuyère \varnothing 9 mm :

Dans une tuyère \varnothing 9 mm, les caractérisations des dépôts pour ces quatre compositions plasmagènes mènent aux observations suivantes :

- le dépôt obtenu avec le plasma Ar est caractérisé par le taux de porosité le plus élevé et la dureté la plus faible ;
- les dépôts des conditions Ar-He et Ar-H₂ ont tous les deux le plus faible taux de porosité, avec la dureté du dépôt Ar-H₂ plus élevée ;
- le dépôt obtenu avec le mélange Ar-N₂ est caractérisé par un taux de porosité inférieur à celui du plasma Ar mais supérieur à ceux des mélanges Ar-He et Ar-H₂, et par une dureté supérieure à celle du dépôt Ar-He. La discussion qui suit s'appuie sur les résultats obtenus dans les Chapitres III et IV.

L'imagerie de l'intérieur de la tuyère a montré une densité d'énergie plus faible pour les mélanges Ar et Ar-He, comparativement aux plasmas Ar-H₂ et Ar-N₂. En particulier, le plasma Ar conduit aux plus faibles tension d'arc et enthalpie massique, et il se distingue des autres compositions plasmagènes par sa plus faible conductivité thermique. L'association de la faible conductivité thermique et d'une température axiale plus faible que pour le mélange Ar-He conduit probablement à un faible indice de fusion et à une faible température de surface des particules. Ces résultats peuvent expliquer le taux de porosité élevé pour le dépôt Ar et la plus faible dureté.

Il a été montré que l'ajout d'hélium à de l'argon permettait d'augmenter la tension d'arc moyenne, la conductivité thermique, le rendement thermique et l'enthalpie massique du jet de plasma. L'imagerie de l'intérieur de la tuyère a montré un rayonnement du plasma plus faible proche de la paroi, et le profil de température suggère une chute de la température en s'éloignant de l'axe. Les pertes thermiques sont alors plus faibles. Ce mélange est également caractérisé par la température axiale la plus élevée. L'étude des signaux de tension d'arc et des spectres associés révèle une fluctuation basse fréquence autour de 3,3 kHz dont l'intensité est importante comparativement aux autres mélanges. Cette fluctuation basse fréquence a également été

identifiée sur les spectres des fluctuations lumineuses du jet de plasma. En faisant le rapport du temps de séjour des particules dans le jet de plasma sur la période de la fluctuation, on peut en déduire un nombre de « bouffées » de plasma que « verront » les particules sachant que, s'il y a un nombre important de bouffées, les transferts thermocinétiques seront moyennés. Cependant, avec cette fluctuation à 3,3 kHz, une seule bouffée de plasma est vue par les particules. Si cette fluctuation cause des variations significatives dans les propriétés du jet de plasma, les particules n'auront donc pas toutes le même traitement thermocinétique. La combinaison de deux phénomènes est alors identifiée pour le mélange Ar-He : d'une part, le jet de plasma est caractérisé par une enthalpie massique, une température axiale et une conductivité thermique toutes les trois élevées, et il confère aux particules une vitesse importante. Cela permet un bon traitement thermocinétique des particules injectées et peut expliquer le faible taux de porosité des dépôts. D'autre part, la fluctuation basse fréquence de l'arc électrique qui affecte la stabilité du jet de plasma peut induire un traitement inhomogène des particules. L'inclusion dans le dépôt de particules ayant subi un traitement thermique moins efficace pourrait alors expliquer la présence d'espaces inter-lamellaires plus marqués, et la plus faible dureté obtenue comparativement au mélange Ar-H₂.

Comme rappelé précédemment, l'imagerie de l'intérieur de la tuyère a montré que le mélange Ar-H₂ conduisait à une densité d'énergie élevée. Le suivi de la dynamique de l'arc électrique montre un grand nombre de réattachements du pied d'arc sur toute la surface de l'anode. Ces réattachements étant à la fois nombreux et rapides, le signal de tension d'arc résultant est stable, et caractérisé par un très faible pourcentage de fluctuation. Le spectre associé présente un pic de fluctuation autour de 2,9 kHz, dont l'intensité est inférieure de deux ordres de grandeur à celle du pic identifié pour le mélange Ar-He. L'étude de la stabilité du jet de plasma montre la présence de ce pic basse fréquence sur les fluctuations lumineuses (intensité cinq fois inférieure à celle du mélange Ar-He), mais également d'un amas de pic autour de 30 kHz. Cette fluctuation haute fréquence du jet correspond à environ 15 bouffées du plasma vues par les particules et n'affecte donc pas le traitement des particules. En revanche, le profil de température du mélange Ar-H₂ montre une température axiale plus faible que pour les plasmas Ar et Ar-He, et suggère une température du plasma élevée proche de la paroi anodique. Les pertes thermiques à la paroi sont en effet importantes pour ce mélange, conduisant à une réduction de l'enthalpie massique. Pourtant, la température moyenne atteinte par les particules est élevée et permet l'obtention de dépôts à la fois denses et durs. Les faibles fluctuations de puissance électrique et du jet de plasma, associées à une conductivité thermique moyenne

importante (dissociation de H_2) permet alors de compenser la plus faible enthalpie massique et d'assurer un traitement thermique des particules efficace.

Enfin, le comportement du mélange Ar- N_2 est proche de celui du mélange Ar- H_2 : densité d'énergie du plasma importante, tension d'arc moyenne élevée, pertes thermiques à la paroi élevées. La différence majeure entre ces deux mélanges réside dans les températures de dissociation des molécules N_2 et H_2 . Cette réaction chimique a lieu à plus haute température pour le mélange Ar- N_2 , conduisant à un pic de conductivité thermique vers 7 000 K, alors qu'il est situé à 3 500 K pour le mélange Ar- H_2 . La conductivité thermique proche de l'isotherme à 3 500 K est alors plus faible pour le mélange Ar- N_2 . Cela conduit à une longueur de zone chaude du plasma plus faible que pour le mélange Ar- H_2 et à un temps de séjour des particules dans le cœur chaud du plasma lui aussi plus faible. Cela peut expliquer la plus faible température moyenne des particules qui résulte en un dépôt avec un taux de porosité plus élevé et une dureté plus faible que le dépôt obtenu avec le mélange Ar- H_2 .

❖ Comparaison tuyères Ø 9 mm et Ø 6,5 mm :

Lors du passage d'une tuyère Ø 9 mm à Ø 6,5 mm, la réduction de la section entraîne une augmentation de la vitesse du jet de plasma et également des particules. Le temps de séjour des particules dans le jet de plasma est alors réduit et conduit à une chute de leur température moyenne. De plus, le suivi de la dynamique de l'arc électrique a mis en évidence un mouvement longitudinal de l'arc le long de la tuyère Ø 6,5 mm. Ce mouvement longitudinal du pied d'arc se traduit par l'apparition d'une fluctuation sur les signaux de tension pouvant atteindre 11 % pour le mélange Ar-He, et conduisant à une fluctuation importante de la puissance électrique au cours du temps. La fréquence de cette fluctuation est comprise entre 2 et 4 kHz pour les quatre compositions et peut donc impacter le traitement des particules, puisqu'elle est également présente sur les spectres associés aux fluctuations lumineuses du jet de plasma. Enfin, les pertes thermiques sont plus importantes dans une tuyère de diamètre réduit, conduisant à une chute de l'enthalpie massique, et les profils de température mettent en évidence des températures axiales plus faibles que dans une tuyère Ø 9 mm. L'association d'un jet de plasma fluctuant à plus faible enthalpie et moins chaud à cœur, avec des temps de séjour des particules réduits n'a alors pas permis d'obtenir un dépôt épais pour les plasmas Ar et Ar-He. En revanche, du fait des températures des particules élevées pour les mélanges Ar- H_2 et Ar- N_2 dans une tuyère Ø 9 mm, la réduction du diamètre de tuyère permet de conserver des caractéristiques de particules en vol propices à la construction d'un dépôt. Les plus faibles

températures moyennes de particules conduisent alors à des taux de porosité plus importants (de l'ordre de 10 %) et à des duretés plus faibles, comparativement à ceux obtenus avec une tuyère Ø 9 mm.

V.5. Conclusions

Ce dernier chapitre était consacré à l'étude du traitement thermocinétique des particules dans le jet de plasma, et à la réalisation et caractérisation des dépôts de zircone yttriée. L'influence de la nature du gaz plasmagène et du diamètre de tuyère sur les caractéristiques des particules en vol a été étudiée. Les propriétés intrinsèques du plasma Ar comparativement aux autres gaz étudiés conduisent aux températures moyennes des particules les plus faibles (faible conductivité thermique, faible enthalpie massique). L'ajout d'un gaz secondaire comme de l'hydrogène va alors conduire à des échanges thermiques entre le jet de plasma et les particules plus efficaces, du fait d'une augmentation de la conductivité thermique du plasma. Les dépôts résultants sont donc plus denses, et caractérisés par des duretés plus élevées.

La réduction du diamètre de tuyère s'accompagne d'une augmentation de la vitesse des particules et d'une chute de leur température. Il est alors plus difficile d'obtenir un dépôt pour des caractéristiques de particules déjà faibles dans une tuyère de diamètre plus important. Les dépôts réalisés dans une tuyère de diamètre réduit présentent des taux de porosité plus élevés et des duretés plus faibles.

La comparaison des microstructures obtenues avec des électrodes neuves et des électrodes ayant fonctionné environ 170 heures ne montre pas de différences significatives sur les conditions étudiées, à l'exception d'une condition déjà peu favorable à la construction d'un dépôt avec des électrodes neuves. De même, les grandeurs caractéristiques moyennes du comportement de la torche (tension d'arc et enthalpie massique par exemple) sont similaires pour toutes les conditions entre les deux jeux d'électrodes. Cependant, les observations microscopiques des tuyères après essais montrent la fusion locale et la resolidification du tungstène, pouvant mener à des inclusions de tungstène dans le dépôt.

Ainsi, en faisant varier la nature du gaz plasmagène et le diamètre de tuyère à différentes intensités du courant d'arc, les dépôts obtenus dans ce chapitre sont caractérisés par des taux de porosité variant de 3,9 à 19,8 % pour des duretés variant de 325 à 842 HV_{0,2}. La torche SinplexPro™ permet donc d'obtenir des dépôts denses et durs de par sa grande stabilité, mais il est également possible de faire varier l'état thermocinétique des particules à l'impact pour obtenir des dépôts plus poreux avec des conditions opératoires judicieusement choisies.

Conclusion générale

L'objectif de ces travaux était d'approfondir la compréhension du fonctionnement de la torche segmentée SinplexPro™, depuis ses caractéristiques statiques jusqu'aux propriétés des dépôts, en passant par l'étude de la dynamique de l'arc électrique, du jet de plasma et de l'état thermocinétique des particules en vol.

L'état de l'art sur le fonctionnement des torches à plasma conventionnelles a permis de connaître l'influence d'un grand nombre de paramètres opératoires sur les grandeurs caractéristiques de la torche et sur la dynamique de l'arc électrique. Le fonctionnement de la torche à plasma segmentée SinplexPro™ étant encore peu caractérisé, une étude similaire est alors nécessaire.

Des outils de diagnostic spécifiques ont été mis en place pour déterminer les grandeurs caractéristiques de la torche directement à ses bornes (tension d'arc et bilans thermiques), et pour étudier la dynamique de l'arc électrique à la surface de la tuyère. Les fluctuations lumineuses du jet de plasma ont été suivies à l'aide d'une fibre optique pour évaluer sa stabilité, et ses propriétés thermiques ont été étudiées (longueur de la zone chaude, profils de température). Le traitement thermocinétique des particules dans le jet de plasma a été quantifié à l'aide du dispositif SprayWatch. Enfin, des conditions de projection ont été sélectionnées pour étudier l'influence de plusieurs paramètres opératoires sur les propriétés des dépôts de zircone yttrée.

La première partie de ces travaux a porté sur l'étude du comportement de la torche segmentée au travers de l'influence de différents paramètres opératoires : nature et débit du gaz plasmagène, diamètre de tuyère, intensité du courant d'arc et pourcentage volumique de gaz secondaire. L'imagerie de l'intérieur de la tuyère a mis en évidence un site préférentiel d'attachement de l'arc sur la surface anodique pour les deux diamètres de tuyère et les quatre compositions plasmagènes étudiées. Des pieds d'arc multiples, coexistant sur des temps très courts (60 ns), ont été identifiés dans une tuyère Ø 9 mm, tandis qu'un accrochage plus diffus semble avoir lieu dans une tuyère Ø 6,5 mm. Tandis que ces attachements sont principalement localisés proche de la face arrière dans la tuyère Ø 9 mm, la présence de stries d'usure le long de la tuyère Ø 6,5 mm témoigne du mouvement longitudinal de l'arc électrique sur la paroi. Les fluctuations de tension d'arc résultantes sont de l'ordre de 10 % dans la tuyère Ø 6,5 mm, et inférieures à 3 % dans la tuyère Ø 9 mm. Ces fluctuations de tension d'arc de faible amplitude affectent la stabilité du jet de plasma.

L'ajout d'un gaz secondaire à l'argon augmente la tension d'arc moyenne et l'enthalpie massique du jet. Les mélanges Ar-He permettent d'atteindre des rendements thermiques élevés en raison des faibles pertes thermiques à la paroi, tandis que les mélanges Ar-H₂ et Ar-N₂ permettent d'augmenter de façon significative la conductivité thermique du plasma. La détermination des profils de température montre une température axiale importante et un profil pointu pour le mélange Ar-He. Le mélange Ar-H₂ conduit à un profil plus plat, et à une température axiale plus faible que celle obtenue avec un plasma Ar.

Une augmentation de l'intensité du courant d'arc s'accompagne d'une augmentation de la tension d'arc. Les pertes thermiques à la paroi sont alors plus importantes, mais compensées par une puissance électrique plus élevée. L'enthalpie massique résultante augmente donc avec l'intensité du courant d'arc. La vitesse du jet de plasma augmente elle aussi avec l'intensité, tout comme la longueur de la zone chaude.

Les paramètres opératoires qui devraient conduire à un traitement thermocinétique des particules favorable à la formation d'un dépôt sont donc les suivants : une intensité du courant d'arc élevée, l'utilisation d'hélium pour de bons rendements thermiques et une température axiale élevée, l'utilisation d'hydrogène pour la conductivité thermique du plasma, le tout dans une tuyère de 9 mm de diamètre pour sa meilleure stabilisation de l'arc électrique.

La seconde partie de ce manuscrit était consacrée au traitement des particules de zircone yttriée dans le jet de plasma et à la réalisation et caractérisation de dépôts. La détermination des caractéristiques des particules en vol pour de nombreuses conditions a permis d'étudier l'influence de la nature du gaz plasmagène et du diamètre de tuyère sur ces caractéristiques. Les vitesses moyennes des particules sont comprises entre 160 et 300 m.s⁻¹ et leur température moyenne entre 2 200 et 2 925 °C pour l'ensemble des conditions de projection (différents diamètres de tuyère et différentes compositions plasmagènes). Une sélection de conditions a été faite pour la réalisation de dépôts selon les critères suivants : 1) des caractéristiques de particules en vol présentant des différences significatives, 2) détermination de l'influence du diamètre de tuyère pour différentes compositions plasmagènes, 3) conditions selon les besoins industriels et 4) étude de l'influence de l'usure des électrodes. Les dépôts ainsi obtenus présentent des taux de porosité compris entre 3,9 et 19,8 % et des duretés variant de 325 à 842 HV_{0,2}, montrant le potentiel de la torche SinplexPro™.

Certains aspects du fonctionnement de la torche SinplexPro™ restent à éclaircir. Un comportement particulier a été identifié pour les mélanges Ar-He avec notamment la fluctuation basse fréquence mise en évidence sur les signaux de tension d'arc et les signaux de fluctuations

lumineuses du jet de plasma. Cette fluctuation basse fréquence semble perturber la mesure de la vitesse axiale du jet de plasma. Une hypothèse a alors été émise sur un possible mouvement vertical du jet de plasma en présence d'hélium. Une perspective serait alors de coupler l'imagerie du jet de plasma avec des mesures synchronisées de signaux de tension d'arc. Cela permettrait d'attester ou non le mouvement vertical du plasma. D'autre part, l'imagerie pourrait également être utile pour mettre en évidence l'accrochage ponctuel de l'arc sur la face avant de la tuyère, et de corrélérer les images avec les signaux de tension d'arc.

Une autre perspective concerne l'étude plus approfondie des caractéristiques des dépôts. Une attaque chimique pourrait être utile pour révéler la microstructure et renseigner sur les conditions d'empilement des lamelles. Des analyses de la répartition de la porosité pourraient également aider à l'interprétation des microstructures des dépôts. Ces résultats seraient à corrélérer avec l'étude du comportement de la torche SimplexPro™.

Références bibliographiques

- [1] C. M. Kay, Thermal Spray Applications in the Steel Industry, *ASM Handbook*, R. C. Tucker Jr. ed., 2013.
- [2] J. F. Bisson, B. Gauthier, and C. Moreau, « Effect of Plasma Fluctuations on In-Flight Particle Parameters: Part I », *Journal of Thermal Spray Technology*, **12** (2003), no. 1, pp. 38–43.
- [3] J. F. Bisson and C. Moreau, « Effect of DC Plasma Fluctuations on In-Flight Particle Parameters: Part II », *Journal of Thermal Spray Technology*, **12** (2003), no. 2, pp. 258–264.
- [4] Y. Cressault, « Propriétés des Plasmas Thermiques dans des Mélanges Argon-Hydrogène-Cuivre », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2001.
- [5] M. I. Boulos, P. L. Fauchais, and E. Pfender, « Handbook of Thermal Plasmas », *Springer International Publishing, Cham*, 2023.
- [6] P. Fauchais, Plasmas Thermiques : Production et Applications, Techniques de l'Ingénieur, D2820 V1, 1990.
- [7] A. Proner, Revêtements par Projection Thermique, Techniques de l'Ingénieur, M1645 V2, 1999.
- [8] P. Fauchais, J.-F. Coudert, and B. Pateyron, « La Production des Plasmas Thermiques », *Revue Générale de Thermique*, **35** (1996), no. 416, pp. 543–560.
- [9] P. Fauchais, J. Heberlein, and M. Boulos, « Thermal Spray Fundamentals », *Springer US, Boston, MA*, 2014.
- [10] M. Alaya, C. Chazelas, G. Mariaux, and A. Vardelle, « Arc-Cathode Coupling in the Modeling of a Conventional DC Plasma Spray Torch », *Journal of Thermal Spray Technology*, **24** (2015), nos. 1–2, pp. 3–10.
- [11] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, « DC Plasma torch Design and Performance », *Springer International Publishing, Cham*, 2016.
- [12] A. A. Sadek, M. Ushio, and F. Matsuda, « Effect of Rare Earth Metal Oxide Additions to Tungsten Electrodes », *Metallurgical Transactions A*, **21** (1990), no. 12, pp. 3221–3236.
- [13] J. Colmenares-Angulo, R. Molz, D. Hawley, and R. C. Seshadri, « Thorium-Free Versus Thoriated Plasma Gun Electrodes: Statistical Evaluation of Coating Properties », *Journal of Thermal Spray Technology*, **25** (2016), no. 4, pp. 622–630.
- [14] R. Zhukovskii, C. Chazelas, A. Vardelle, V. Rat, and B. Distler, « Effect of Electromagnetic Boundary Conditions on Reliability of Plasma Torch Models », *Journal of Thermal Spray Technology*, **29** (2020), no. 5, pp. 894–907.

- [15] R. N. Szente, R. J. Munz, and M. G. Drouet, « Electrode Erosion in Plasma Torches », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **12** (1992), no. 3, pp. 327–343.
- [16] J. Prock, « Time-Dependent Description of Cathode Crater Formation in Vacuum Arcs », *IEEE Transactions on Plasma Science*, **14** (1986), no. 4, pp. 482–491.
- [17] P. Tsantrizos and W. H. Gauvin, « Cathode Erosion Phenomena in a Transferred-Arc Plasma Reactor », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **12** (1992), no. 1, pp. 17–33.
- [18] R. Zhukovskii, « Vers un Modèle Numérique Fiable du Fonctionnement d'une Torche de Projection Plasma à Courant Continu », Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2020.
- [19] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, « Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications », *Springer US, Boston, MA*, 1994.
- [20] V. Rat and J.-F. Coudert, « A Simplified Analytical Model for DC Plasma Spray Torch: Influence of Gas Properties and Experimental Conditions », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **39** (2006), no. 22, pp. 4799–4807.
- [21] V. Rat, J.-F. Coudert, A. Denoirjean, and G. Montavon, « Blown Arc Plasma Source for the Elaboration of Finely Structured Coatings », *The Open Plasma Physics Journal*, **2** (2009), pp. 133–149.
- [22] K. C. Hsu, K. Etemadi, and E. Pfender, « Study of the Free-Burning High-Intensity Argon Arc », *Journal of Applied Physics*, **54** (1983), no. 3, pp. 1293–1301.
- [23] G. Yang and J. Heberlein, « Instabilities in the Anode Region of Atmospheric Pressure Arc Plasmas », *Plasma Sources Science and Technology*, **16** (2007), no. 4, pp. 765–773.
- [24] F. G. Baksht, G. A. Dyuzhev, N. K. Mitrofanov, and S. M. Shkol'nik, « Experimental Investigation of the Anode Region of a Free-Burning Atmospheric-Pressure Inert-Gas Arc: II. Intermediate Current Regime - Multiple Anode Constriction », *Technical Physics*, **42** (1997), no. 1, pp. 35–38.
- [25] G. A. Dyuzhev, N. K. Mitrofanov, and S. M. Shkol'nik, « Experimental Investigation of the Anode Region of a Free-Burning Atmospheric-Pressure Inert-Gas Arc: I. General characteristics of the discharge. Low-current regime », *Technical Physics*, **42** (1997), no. 1, pp. 30–34.
- [26] M. S. Benilov, G. G. Bochkarev, and B. V. Rogov, « Modeling of Diffuse Current Transfer in a Near-Electrode Layer of the High-Pressure Molecular Plasma », *IEEE Transactions on Plasma Science*, **23** (1995), no. 4, pp. 742–749.
- [27] R. M. Hartmann and J. Heberlein, « Quantitative Investigations on Arc-Anode Attachments in Transferred Arcs », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **34** (2001), no. 19, pp. 2972–2978.
- [28] V. Rat, F. Mavier, and J.-F. Coudert, « Electric Arc Fluctuations in DC Plasma Spray Torch », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **37** (2017), no. 3, pp. 549–580.

- [29] E. Nogues, P. Fauchais, M. Vardelle, and P. Granger, « Relation Between the Arc-Root Fluctuations, the Cold Boundary Layer Thickness and the Particle Thermal Treatment », *Journal of Thermal Spray Technology*, **16** (2007), nos. 5–6, pp. 919–926.
- [30] A. Vardelle, C. Moreau, N. J. Themelis, and C. Chazelas, « A Perspective on Plasma Spray Technology », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **35** (2015), no. 3, pp. 491–509.
- [31] M.-P. Planche, J.-F. Coudert, and P. Fauchais, « Velocity Measurements for Arc Jets Produced by a DC Plasma Spray Torch », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **18** (1998), no. 2, pp. 263–283.
- [32] P. Fauchais and A. Vardelle, « Heat, Mass and Momentum Transfer in Coating Formation by Plasma Spraying », *International Journal of Thermal Sciences*, **39** (2000), nos. 9–11, pp. 852–870.
- [33] V. Debout, « Contribution à l'Étude des Propriétés Optiques de Dépôts Plasma de Zircone Yttriée : Influence de leurs Caractéristiques Microstructurales et Physico-Chimiques », Thèse de doctorat, Université de Limoges, France, 2007.
- [34] R. B. Heimann, « Plasma Spray Coating: Principles and Applications », *Wiley VCH*, 1996.
- [35] R. Vert, « Elaboration par Projection Plasma d'un Revêtement Céramique sur un Substrat Métallique Mince et de Faible Rugosité : Usage d'une Sous-Couche d'Adhérence Nano-Structurée », Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2011.
- [36] P. Wang, S. C. M. Yu, and H. W. Ng, « Particle Velocities, Sizes and Flux Distribution in Plasma Spray with Two Powder Injection Ports », *Materials Science and Engineering: A*, **383** (2004), no. 1, pp. 122–136.
- [37] M. Vardelle, A. Vardelle, and P. Fauchais, « Spray Parameters and Particle Behavior Relationships during Plasma Spraying », *Journal of Thermal Spray Technology*, **2** (1993), no. 1, pp. 79–91.
- [38] M.-P. Planche, R. Bolot, and C. Coddet, « In-Flight Characteristics of Plasma Sprayed Alumina Particles: Measurements, Modeling, and Comparison », *Journal of Thermal Spray Technology*, **12** (2003), no. 1, pp. 101–111.
- [39] X. Chen, « Particle Heating in a Thermal Plasma », *Pure and Applied Chemistry*, **60** (1988), no. 5, pp. 651–662.
- [40] Y. P. Wan, J. R. Fincke, S. Sampath, V. Prasad, and H. Herman, « Modeling and Experimental Observation of Evaporation from Oxidizing Molybdenum Particles entrained in a Thermal Plasma Jet », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **45** (2002), no. 5, pp. 1007–1015.
- [41] E. Noguès-Delbos, « Densification de Dépôts de Zircone Yttriée Projetés par Plasma d'Arc Ar-H₂ et N₂-H₂ pour leur Utilisation dans l'Industrie des Semi-Conducteurs », Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2007.

- [42] W. Zhang and S. Sampath, « A Universal Method for Representation of In-Flight Particle Characteristics in Thermal Spray Processes », *Journal of Thermal Spray Technology*, **18** (2009), no. 1, pp. 23–34.
- [43] L. Pawłowski, « The Science and Engineering of Thermal Spray Coatings », Second ed., *John Wiley & Sons, Chichester, England*, 2008.
- [44] A. Vardelle, C. Moreau, and P. Fauchais, « The Dynamic of Deposit Formation in Thermal Spray Processes », *MRS Bulletin*, **25** (2000).
- [45] C. Mundo, M. Sommerfeld, and C. Tropea, « Droplet-Wall Collisions: Experimental Studies of the Deformation and Breakup Process », *International Journal of Multiphase Flow*, **21** (1995), no. 2, pp. 151–173.
- [46] J. Marthe, « Élaboration par Projection Plasma d'un Revêtement Bi-Couche d'Alumine Réfléchissant et Diffusant. Contribution à la Compréhension des Phénomènes Interaction Rayonnement/Matière », Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 2013.
- [47] L. Bianchi, A. C. Leger, M. Vardelle, A. Vardelle, and P. Fauchais, « Splat Formation and Cooling of Plasma-Sprayed Zirconia », *Thin Solid Films*, **305** (1997), nos. 1–2, pp. 35–47.
- [48] V. V. Sobolev, J. M. Guilemany, and A. J. Martin, « Influence of Surface Roughness on the Flattening of Powder Particles during Thermal Spraying », *Journal of Thermal Spray Technology*, **5** (1996), no. 2, pp. 207–214.
- [49] I. Hofinger, K. Raab, J. Möller, and M. Bobeth, « Effect of Substrate Surface Roughness on the Adherence of NiCrAlY Thermal Spray Coatings », *Journal of Thermal Spray Technology*, **11** (2002), no. 3, pp. 387–392.
- [50] S. S. Dhillon, V. Chawla, and G. Singh, « Analysis of Solid Particle Erosion in Plasma Sprayed Alumina based Coatings on SAE-347H Steel », *Materials Today: Proceedings*, **50** (2022), pp. 1210–1220.
- [51] X.-U. Jiang, J. Hu, S.-L. Jiang, X. Wang, L.-B. Zhang, Q. Li, H.-P. Lu, L.-J. Yin, J.-L. Xie, and L.-J. Deng, « Effect of High-Enthalpy Atmospheric Plasma Spraying Parameters on the Mechanical and Wear Resistant Properties of Alumina Ceramic Coatings », *Surface and Coatings Technology*, **418** (2021), p. 127193.
- [52] L. Marcinauskas, J. S. Mathew, M. Milieška, M. Aikas, and M. Kalin, « Influence of Graphite Content on the Tribological Properties of Plasma Sprayed Alumina-Graphite Coatings », *Surfaces and Interfaces*, **38** (2023), p. 102763.
- [53] D. Franco, F. Vargas, E. López, and H. Ageorges, « Tribological Behaviour of Bilayer Alumina and Mullite Plasma-Sprayed Coatings deposited on a Refractory Substrate at High Temperatures », *Ceramics International*, **49** (2023), no. 1, pp. 1250–1260.
- [54] R. Vaßen, M. O. Jarligo, T. Steinke, D. E. Mack, and D. Stöver, « Overview on Advanced Thermal Barrier Coatings », *Surface and Coatings Technology*, **205** (2010), no. 4, pp. 938–942.

- [55] W. P. Parks, E. E. Hoffman, W. Y. Lee, and I. G. Wright, « Thermal Barrier Coatings Issues in Advanced Land-Based Gas Turbines », *Journal of Thermal Spray Technology*, **6** (1997), no. 2, pp. 187–192.
- [56] H. Allu and R. Nallu, « Tribological Wear Properties of Yttrium Stabilized Tetragonal Zirconia Coatings on Ti6Al7Nb using Air Plasma Spraying », *Materials Today: Proceedings*, **57** (2022), pp. 561–568.
- [57] R. A. Miller, « Thermal Barrier Coatings for Aircraft Engines: History and Directions », *Journal of Thermal Spray Technology*, **6** (1997), no. 1, pp. 35–42.
- [58] H. Fang, W. Wang, Z. Yang, T. Yang, Y. Wang, J. Huang, and D. Ye, « Phase Stability, Thermal Thock Behavior and CMAS Corrosion Resistance of Yb₂O₃-Y₂O₃ Co-Stabilized Zirconia Thermal Barrier Coatings prepared by Atmospheric Plasma Spraying », *Surface and Coatings Technology*, **427** (2021), p. 127864.
- [59] B. R. Marple, R. S. Lima, C. Moreau, S. E. Kruger, L. Xie, and M. R. Dorfman, « Ytria-Stabilized Zirconia Thermal Barriers Sprayed Using N₂-H₂ and Ar-H₂ Plasmas: Influence of Processing and Heat Treatment on Coating Properties », *Journal of Thermal Spray Technology*, **16** (2007), nos. 5–6, pp. 791–797.
- [60] A. F. Yetim, H. Tekdir, K. Turalioglu, M. Taftali, and T. Yetim, « Tribological Behavior of Plasma-Sprayed Ytria-stabilized Zirconia Thermal Barrier Coatings on 316L Stainless Steel under High-Temperature Conditions », *Materials Letters*, **336** (2023), p. 133873.
- [61] M. F. Zhukov, « Thermal Plasma Torches: Design, Characteristics, Applications », *Cambridge International Science Publ, Cambridge*, 2007.
- [62] K. Ramachandran, J.-L. Marqués, R. Vaßen, and D. Stöver, « Modelling of Arc Behaviour inside a F4 APS Torch », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **39** (2006), no. 15, pp. 3323–3331.
- [63] M.-P. Planche, « 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, Université de Limoges, France, 1995.
- [64] S. Janisson, « Étude 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, Université de Limoges, France, 1999.
- [65] J.-F. Coudert, M.-P. Planche, and P. Fauchais, « Characterization of DC Plasma Torch Voltage Fluctuations », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **16** (1995), no. S1, pp. S211–S227.
- [66] J. P. Trelles, C. Chazelas, A. Vardelle, and J. Heberlein, « Arc Plasma Torch Modeling », *Journal of Thermal Spray Technology*, **18** (2009), nos. 5–6, pp. 728–752.
- [67] J. Krowka, V. Rat, and J.-F. Coudert, « Investigation and Control of DC Arc Jet Instabilities to obtain a Self-Sustained Pulsed Laminar Arc Jet », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **46** (2013), no. 50, p. 505206.

- [68] Z. Duan and J. Heberlein, « Arc Instabilities in a Plasma Spray Torch », *Journal of Thermal Spray Technology*, **11** (2002), no. 1, pp. 44–51.
- [69] E. Moreau, C. Chazelas, G. Mariaux, and A. Vardelle, « Modeling the Restrike Mode Operation of a DC Plasma Spray Torch », *Journal of Thermal Spray Technology*, **15** (2006), no. 4, pp. 524–530.
- [70] B. Selvan, K. Ramachandran, K. P. Sreekumar, T. K. Thiyagarajan, and P. V. Ananthapadmanabhan, « Numerical and Experimental Studies on DC Plasma Spray Torch », *Vacuum*, **84** (2009), no. 4, pp. 444–452.
- [71] C. Moreau, J.-F. Bisson, R. S. Lima, and B. R. Marple, « Diagnostics for Advanced Materials Processing by Plasma Spraying », *Pure and Applied Chemistry*, **77** (2005), no. 2, pp. 443–462.
- [72] R. K. Mohanta, D. Kumawat, and G. Ravi, « Effect of Chamber Pressure on the Output Characteristics of a Low-Pressure DC Plasma Torch », *Journal of Applied Physics*, **134** (2023), no. 15, p. 153302.
- [73] S. Vacquié, *Arc Électrique, Techniques de l'Ingénieur*, D2870 V1, 1995.
- [74] E. Nogues, M. Vardelle, P. Fauchais, and P. Granger, « Arc voltage fluctuations: comparison between two plasma torch types », *Surface and Coatings Technology*, **202** (2008), no. 18, pp. 4387–4393.
- [75] V. E. Kuznetsov, A. A. Safronov, V. N. Shiryaev, O. B. Vasilieva, and Yu. D. Dudnik, « Investigation of Electrode Erosion Parameters in Direct and Alternating Current Plasma Torches », *Plasma Physics Reports*, **46** (2020), no. 1, pp. 115–118.
- [76] P. Roumilhac, J.-F. Coudert, and P. Fauchais, « Influence of the Arc Chamber Design and of the Surrounding Atmosphere on the Characteristics and Temperature Distributions of Ar-H₂ and Ar-He Spraying Plasma Jets », *MRS Online Proceedings Library*, **190** (1990), pp. 227–238.
- [77] X. Tu, J. H. Yan, B. G. Chéron, and K. F. Cen, « Fluctuations of DC Atmospheric Double Arc Argon Plasma Jet », *Vacuum*, **82** (2008), no. 5, pp. 468–475.
- [78] C. Wu and W. Pan, « Unsteadiness in Non-Transferred DC Arc Plasma Generators », *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, **1** (2011), no. 2, p. 024001.
- [79] Y. Gao, « Characteristics and Electrode Erosion Rates of a D.C. Plasma Torch Operating with TiCl₄ Plasma Gas », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **14** (1994), no. 1.
- [80] X. Sun and J. Heberlein, « Fluid Dynamic Effects on Plasma Torch Anode Erosion », *Journal of Thermal Spray Technology*, **14** (2005), no. 1, pp. 39–44.
- [81] S. A. Wutzke, E. Pfender, and E. R. G. Eckert, « Study of Electric Arc Behavior with Superimposed Flow », *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, **5** (1967), no. 4, pp. 707–714.
- [82] S. A. Wutzke, E. Pfender, and E. R. G. Eckert, « Symptomatic Behavior of an Electric Arc with a Superimposed Flow », *AIAA Journal*, **6** (1968), no. 8, pp. 1474–1482.

- [83] J.-F. Coudert, V. Rat, and D. Rigot, « Influence of Helmholtz Oscillations on Arc Voltage Fluctuations in a DC Plasma Spraying Torch », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **40** (2007), no. 23, pp. 7357–7366.
- [84] J. F. Coudert and V. Rat, « Influence of configuration and operating conditions on the electric arc instabilities of a plasma spray torch: role of acoustic resonance », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41** (2008), no. 20, p. 205208.
- [85] V. Rat and J.-F. Coudert, *Instabilités de l’Arc Électrique dans une Torche de Projection : Origines et Incidences sur les Précurseurs Injectés*, 2009.
- [86] V. Rat and J.-F. Coudert, « Improvement of Plasma Spray Torch Stability by Controlling Pressure and Voltage Dynamic Coupling », *Journal of Thermal Spray Technology*, **20** (2011), nos. 1–2, pp. 28–38.
- [87] V. Rat and J.-F. Coudert, « Pressure and Arc Voltage Coupling in DC Plasma Torches: Identification and Extraction of Oscillatio Modes », *Journal of Applied Physics*, **108** (2010), no. 4, p. 043304.
- [88] H. Huang, W. Pan, and C.-K. Wu, « Arc Root Motion in an Argon-Hydrogen DC Plasma Torch », *IEEE Transactions on Plasma Science*, **36** (2008), no. 4, pp. 1050–1051.
- [89] W.-X. Pan, T. Li, X. Meng, X. Chen, and C.-K. Wu, « Arc Root Attachment on the Anode Surface of Arc Plasma Torch Observed with a Novel Method », *Chinese Physics Letters*, **22** (2005), no. 11, pp. 2895–2898.
- [90] J.-L. Dorier, M. Gindrat, C. Hollenstein, A. Salito, M. Loch, and G. Barbezat, « Time-Resolved Imaging of Anodic Arc Root Behavior during Fluctuations of a DC Plasma Spraying Torch », *IEEE Transactions on Plasma Science*, **29** (2001), no. 3, pp. 494–501.
- [91] P. Ondac, A. Maslani, and M. Hrabovsky, « Experimental Investigation of Anode Arc Attachment Area in DC Arc Plasma Torch at Low Pressures », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **52** (2019), no. 40, p. 405201.
- [92] S. Goutier, E. Noguès-Delbos, M. Vardelle, and P. Fauchais, « Particle Temperature Fluctuations in Plasma Spraying », *Journal of Thermal Spray Technology*, **17** (2008), nos. 5–6, pp. 895–901.
- [93] A. Dolmaire, E. Hartikainen, S. Goutier, E. Béchade, M. Vardelle, P.-M. Geffroy, and A. Joulia, « Benefits of Hydrogen in a Segmented-Anode Plasma Torch in Suspension Plasma Spraying », *Journal of Thermal Spray Technology*, **30** (2021), nos. 1–2, pp. 236–250.
- [94] J. Schein, M. Richter, K. D. Landes, G. Forster, J. Zierhut, and M. Dzulko, « Tomographic Investigation of Plasma Jets Produced by Multielectrode Plasma Torches », *Journal of Thermal Spray Technology*, **17** (2008), no. 3, pp. 338–343.
- [95] G. Mauer, F. Kurze, K.-H. Rauwald, and R. Vaßen, « Condition Monitoring of a Three-Cathode Cascaded Plasma Spray Torch Regarding Process Reliability », *Materials*, **15** (2022), no. 18, p. 6203.

- [96] J. Schein, J. Zierhut, M. Dzulko, G. Forster, and K. D. Landes, « Improved Plasma Spray Torch Stability Through Multi-Electrode Design », *Contributions to Plasma Physics*, **47** (2007), no. 7, pp. 498–504.
- [97] J.-L. Marqués, G. Forster, and J. Schein, « Multi-Electrode Plasma Torches: Motivation for Development and Current State-of-the-Art », *The Open Plasma Physics Journal*, **2** (2009), pp. 89–98.
- [98] G. Darut, M.-P. Planche, H. Liao, C. Adam, A. Salito, and M. Rösli, Study of the In-Flight Characteristics of Particles for Different Configurations of the DebyeTM-LarmorTM Cascade Plasma Torches, Conférence ITSC2021, 2021, pp. 499–507.
- [99] X. Cao, D. Yu, M. Xiao, J. Miao, Y. Xiang, and J. Yao, « Design and Characteristics of a Laminar Plasma Torch for Materials Processing », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **36** (2016), no. 2, pp. 693–710.
- [100] X. Cao and L. Chen, « Design and Characteristics of a New Type Laminar Plasma Torch for Materials Processing », *Plasma Science and Technology*, **22** (2020), no. 1, p. 015402.
- [101] Arzell Inc., Plasma Spray System, <https://www.arzell.com/plasma-spray-system/>.
- [102] R. Zhukovskii, C. Chazelas, V. Rat, A. Vardelle, and R. Molz, « Predicted Anode Arc Attachment by LTE (Local Thermodynamic Equilibrium) and 2-T (Two-Temperature) Arc Models in a Cascaded-Anode DC Plasma Spray Torch », *Journal of Thermal Spray Technology*, **31** (2022), nos. 1–2, pp. 28–45.
- [103] R. Zhukovskii, C. Chazelas, A. Vardelle, and V. Rat, « Control of the Arc Motion in DC Plasma Spray Torch with a Cascaded Anode », *Journal of Thermal Spray Technology*, **29** (2020), nos. 1–2, pp. 3–12.
- [104] X. Cao, D. Yu, Y. Xiang, and J. Yao, « Influence of the Gas Injection Angle on the Jet Characteristics of a Non-transferred DC Plasma Torch », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **36** (2016), no. 3, pp. 881–889.
- [105] R. C. Seshadri and S. Sampath, « Characteristics of Conventional and Cascaded Arc Plasma Spray-Deposited Ceramic Under Standard and High-Throughput Conditions », *Journal of Thermal Spray Technology*, **28** (2019), no. 4, pp. 690–705.
- [106] Oerlikon Metco, SinplexProTM Plasma Spray Gun Product Manual, 2018.
- [107] R. Zhukovskii, C. Chazelas, V. Rat, A. Vardelle, and R. Molz, « Model of a non-transferred arc cascaded-anode plasma torch: the two-temperature formulation », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **55** (2022), no. 6, p. 065202.
- [108] A. Erraki, « Etude du Transfert Radiatif dans les Plasmas Thermiques : Application au SF₆ et au Mélange Argon-Fer », Thèse de doctorat, Université Toulouse III, France, 1999.
- [109] S. Kim, J. Heberlein, J. Lindsay, and J. Peters, « Methods to Evaluate Arc Stability in Plasma Arc Cutting Torches », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **43** (2010), no. 50, p. 505202.

- [110] National Institute of Standards and Technology, <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectroscopy-databases>.
- [111] S. Bansard, « Étude de l'Ablation d'un Composite Fibres de Carbone-Résine Phénolique par Impact de Gouttes d'Alumine : Conception d'un Banc d'Expériences », Thèse de doctorat, Université de Limoges, France, 2004.
- [112] H. R. Griem, « Principles of Plasma Spectroscopy », 1st ed., *Cambridge University Press*, 1997.
- [113] G. Mauer, R. Vaßen, and D. Stöver, « Plasma and Particle Temperature Measurements in Thermal Spray: Approaches and Applications », *Journal of Thermal Spray Technology*, **20** (2011), no. 3, pp. 391–406.
- [114] U. Fantz, « Basics of Plasma Spectroscopy », *Plasma Sources Science and Technology*, **15** (2006), no. 4, pp. S137–S147.
- [115] S. Semenov and B. Cetegen, « Spectroscopic Temperature Measurements in Direct Current Arc Plasma Jets Used in Thermal Spray Processing of Materials », *Journal of Thermal Spray Technology*, **10** (2001), no. 2, pp. 326–336.
- [116] H. Guo, P. Li, H.-P. Li, N. Ge, and C.-Y. Bao, « *In situ* Measurement of the Two-Dimensional Temperature Field of a Dual-Jet DC Arc Plasma », *Review of Scientific Instruments*, **87** (2016), no. 3, p. 033502.
- [117] P. Fauchais and J. F. Coudert, « Mesures de Température dans les Plasmas Thermiques », *Revue Générale de Thermique*, **35** (1996), no. 413, pp. 324–337.
- [118] W. Demtröder, « Laser Spectroscopy », *Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg*, 1996.
- [119] A. F. Souguez, « Spectroscopie Optique d'Émission et Spectroscopie Laser pour le Diagnostic des Plasmas Induits par Laser », Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2015.
- [120] C. Douat, MOOC Spectroscopie - GREMI - Polytech Orléans - Université d'Orléans, 2020.
- [121] Princeton Instruments, Calcul de la dispersion de réseaux, <https://www.princetoninstruments.com/learn/calculators/grating-dispersion>.
- [122] M.-É. Rouffet, « Nouvelle méthode de diagnostic optique des plasmas thermiques : application au mélange argon-hydrogène-hélium », Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2008.
- [123] J. F. Coudert, M. P. Planch, and P. Fauchais, « Velocity Measurement of DC Plasma Jets based on Arc Root Fluctuations », *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **15** (1995), no. 1, pp. 47–70.
- [124] G. Pinson, Théorème de Shannon, Cours de Physique Appliquée.

- [125] L. Pawłowski, « The Science and Engineering of Thermal Spray Coatings », 2nd ed ed., Wiley, Chichester, England ; Hoboken, NJ, 2008.
- [126] H. G. Scott, « Phase Relationships in the Zirconia-Yttria System », *Journal of Materials Science*, **10** (1975), no. 9, pp. 1527–1535.
- [127] C. W. Kang, H. W. Ng, and S. C. M. Yu, « Imaging Diagnostics Study on Obliquely Impacting Plasma-Sprayed Particles Near to the Substrate », *Journal of Thermal Spray Technology*, **15** (2006), no. 1, pp. 118–130.
- [128] F. Guimberteau and F. Calderon Leal, « Granulometrie des Émulsions de Bitume », *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, **222** (1999), pp. 13–22.
- [129] Y. Cressault, M. E. Rouffet, A. Gleizes, and E. Meillot, « Net Emission of Ar–H₂–He Thermal Plasmas at Atmospheric Pressure », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **43** (2010), no. 33, p. 335204.
- [130] V. Rat and J. F. Coudert, « Acoustic Stabilization of Electric Arc Instabilities in Non-Transferred Plasma Torches », *Applied Physics Letters*, **96** (2010), no. 10, p. 101503.
- [131] R. Zhukovskii, C. Chazelas, V. Rat, A. Vardelle, and R. J. Molz, « Effect of Cathode-Plasma Coupling on Plasma Torch Operation Predicted by a 3D Two-Temperature Electric Arc Model », *Journal of Thermal Spray Technology*, **32** (2023), nos. 2–3, pp. 532–547.
- [132] C.-H. Popenoe and J.-B. Shumaker, « Arc Measurement of Some Argon Transition Probabilities », *Journal of Research of the National Bureau of Standards Section A: Physics and Chemistry*, **69A** (1965), no. 6, p. 495.
- [133] J. Chapelle, A. Sy, F. Cabannes, and J. Blandin, « Etude de Largeurs et de Probabilités de Transition de Raies de l'Argon a l'aide d'un Chalumeau à Plasma », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **8** (1968), no. 5, pp. 1201–1216.
- [134] K. Dzierżęga, Ł. Bratasz, S. Pellerin, B. Pokrzywka, and K. Musioł, « Stark Width and Shift Measurements for the 696.543 nm Ar I Line using Degenerate Four-Wave Mixing (DFWM) Spectroscopy », *Physica Scripta*, **67** (2003), no. 1, pp. 52–58.
- [135] K. Dzierzega, B. Pokrzywka, and S. Pellerin, « Investigations of the Cathode Region of an Argon Arc Plasma by Degenerate Four-Wave Mixing Laser Spectroscopy and Optical Emission Spectroscopy », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37** (2004), no. 13, pp. 1742–1749.
- [136] K. Dzierżęga, W. Zawadzki, F. Sobczuk, M.-L. Sankhe, S. Pellerin, M. Wartel, W. Olchawa, A. Baćławski, and A. Bartecka, « Experimental and Theoretical Studies of Stark Profiles of Ar I 696.5 nm Spectral Line in Laser-Induced Plasma », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **237** (2019), p. 106635.
- [137] W. Bussière, D. Vacher, S. Menecier, and P. André, « Comparative Study of an Argon Plasma and an Argon Copper Plasma produced by an ICP Torch at Atmospheric Pressure based on Spectroscopic Methods », *Plasma Sources Science and Technology*, **20** (2011), no. 4, p. 045004.

- [138] S. Ma, H. Gao, and L. Wu, « Modified Fowler–Milne Method for the Spectroscopic Determination of Thermal Plasma Temperature without the Measurement of Continuum Radiation », *Review of Scientific Instruments*, **82** (2011), no. 1, p. 013104.
- [139] PyAbel’s documentation, <https://pyabel.readthedocs.io/en/latest/index.html>no date.
- [140] S. Pellerin, K. Musiol, B. Pokrzywka, and J. Chapelle, « Investigation of a Cathode Region of an Electric Arc », *Journal of Physics D: Applied Physics*, **27** (1994), no. 3, pp. 522–528.
- [141] A. B. Murphy, « Modified Fowler–Milne Method for the Spectroscopic Measurement of Temperature and Composition of Multi-Element Thermal Plasmas », *Review of Scientific Instruments*, **65** (1994), no. 11, pp. 3423–3427.
- [142] A. B. Murphy, « Demixing in Free-Burning Arcs », *Physical Review E*, **55** (1997), no. 6, pp. 7473–7494.
- [143] M. Mathanbabu, D. Thirumalaikumarasamy, M. Tamilselvi, and S. kumar, « Optimization of Plasma Spray Process Variables to Attain the Minimum Porosity and Maximum Hardness of the LZ/YSZ Thermal Barrier Coatings Utilizing the Response Surface Approach », *Materials Research Express*, **9** (2022), no. 9, p. 096505.
- [144] J.-L. Dorier, Ch. Hollenstein, A. Salito, M. Loch, and G. Barbezat, « Characterisation and Origin of Arc Fluctuations in a F4 DC Plasma Torch used for Thermal Spraying », *High Temperature Material Processes (An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes)*, **5** (2001), no. 4, p. 13.
- [145] L. Leblanc and C. Moreau, « The Long-Term Stability of Plasma Spraying », *Journal of Thermal Spray Technology*, **11** (2002), no. 3, pp. 380–386.
- [146] D. Rigot, « 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, Université de Limoges, 2003.

Annexes

Annexe 1 : Préparation métallographique des échantillons

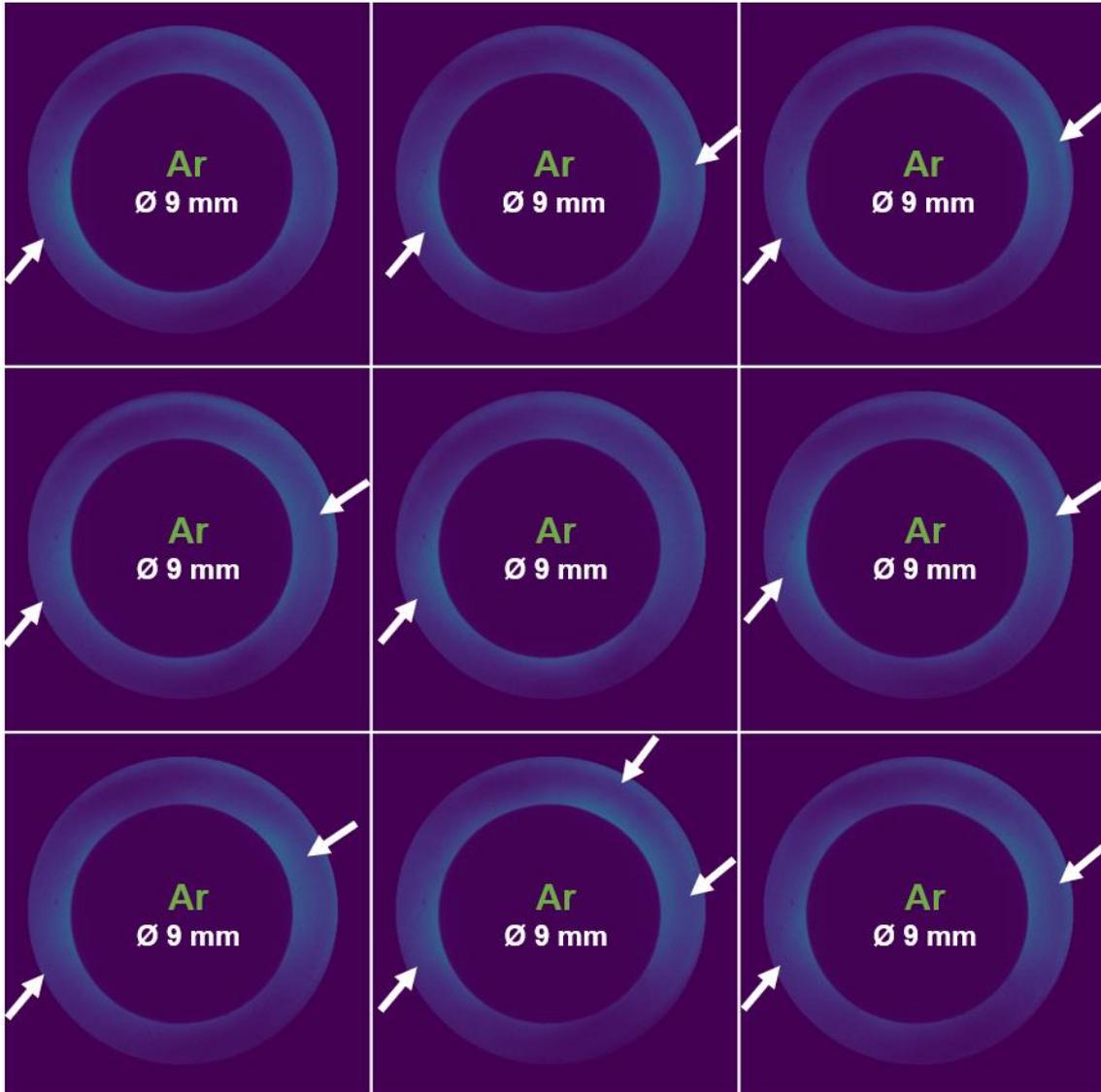
Afin d'observer les échantillons revêtus au MEB, une préparation métallographique est nécessaire. La première étape consiste à les enrober à froid dans une résine époxy (EpoKwick™ FC 20-3453-128, Buehler). Une fois la résine solidifiée, une découpe est réalisée afin d'observer les dépôts en coupe. Une microtrancheuse (IsoMet High Speed Pro, Buehler) équipée de disques SiC (MetAbrase™ 11-4207-010, Buehler) a alors été utilisée. La vitesse de rotation du disque a été fixée à 1600 tr.min⁻¹ et la vitesse d'avance à 1 mm.min⁻¹ afin de limiter le risque de décollement du dépôt. Les échantillons sont ensuite polis suivant la gamme de polissage présentée dans le tableau ci-dessous. Enfin, la dernière étape consiste à déposer une fine couche de platine sur la face polie de l'échantillon pour éviter les effets de charges lors des observations au MEB. Pour cela, un métalliseur (Sputter Coater BF7340, Agar Scientific) a été utilisé. Le procédé de métallisation repose sur le principe de pulvérisation cathodique. Une enceinte est maintenue à 0,05 mbar de pression sous argon dans laquelle l'échantillon va être posé sur un porte échantillon, qui joue le rôle d'anode. Une haute tension va être appliquée entre l'anode et la cible de pulvérisation (cathode), ce qui va amorcer les phénomènes d'ionisation. Les ions chargés positivement sont accélérés vers la cible et vont alors éjecter des atomes du métal de la cible (platine ici). Un nuage diffus d'atomes du métal se forme, et va alors se déposer sur toutes les surfaces de l'enceinte, dont la surface de l'échantillon.

Gamme de polissage

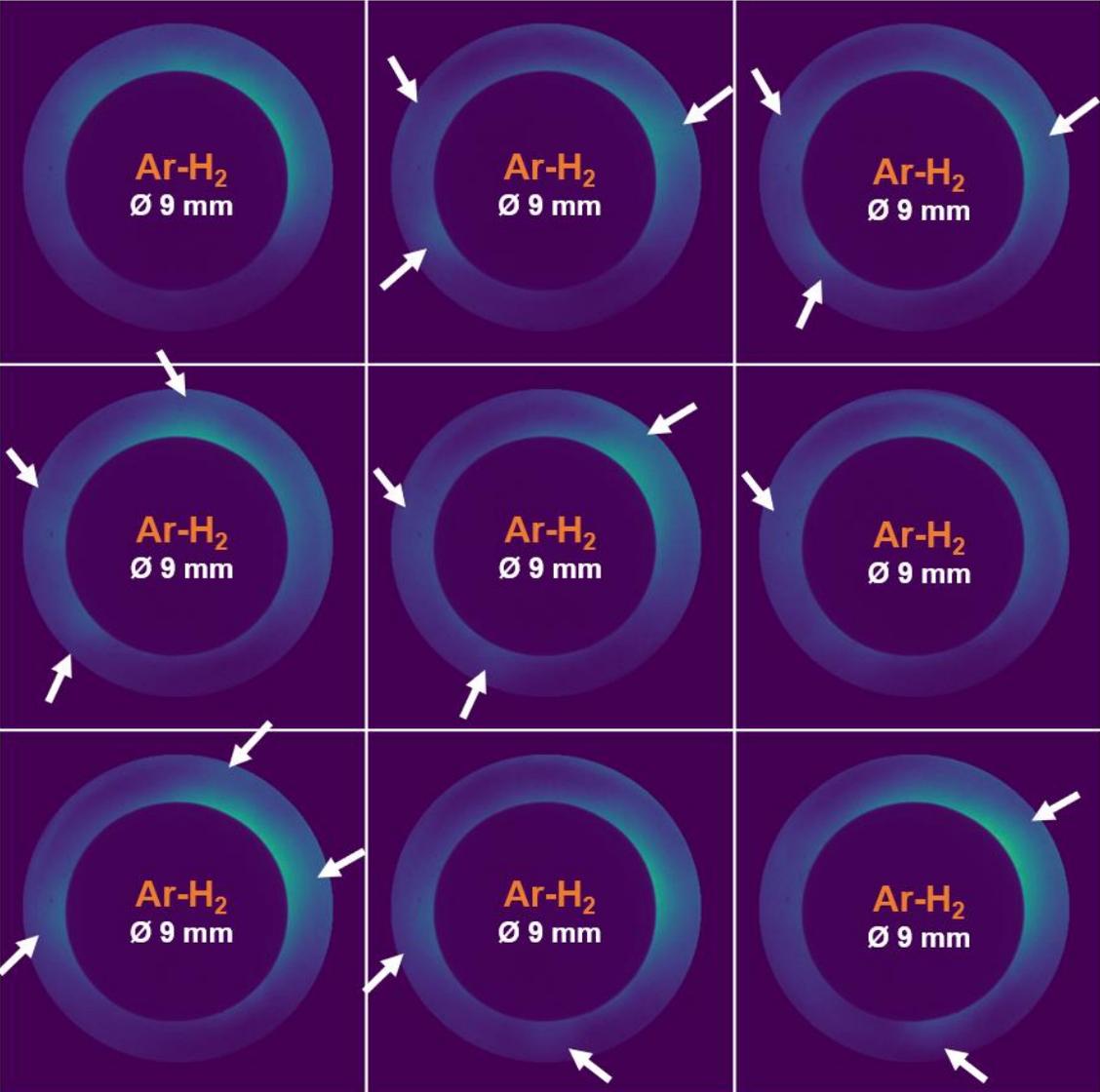
Papier de polissage	Force appliquée par échantillon (N)	Durée de polissage (min)	Vitesse de rotation du plateau (tr.min ⁻¹)	Vitesse de la tête de polissage (tr.min ⁻¹)
SiC P240				
SiC P600				
SiC P1200		3		
SiC P2500	0,1		150	100
SiC P4000				
Feutre diamant 9 et 3 μm		2		

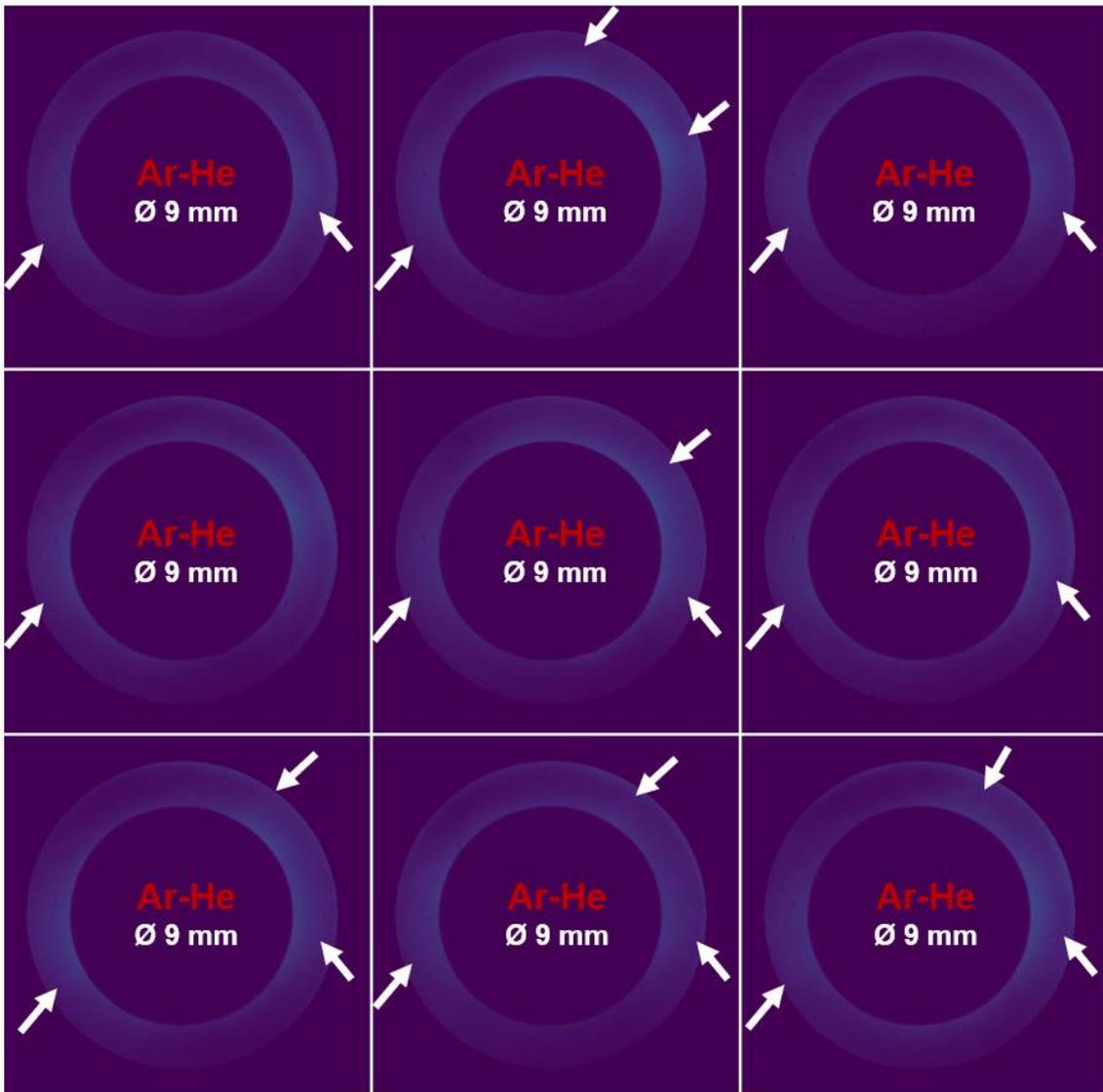
Annexe 2 : Successions d'images enregistrées pour les plasmas Ar, Ar-H₂, Ar-He et Ar-N₂ à 500 A dans une tuyère Ø 9 mm (Tableau III-1 (page 92)). Vitesse d'acquisition de 120 ips et temps d'exposition de 60 ns.

❖ Argon :

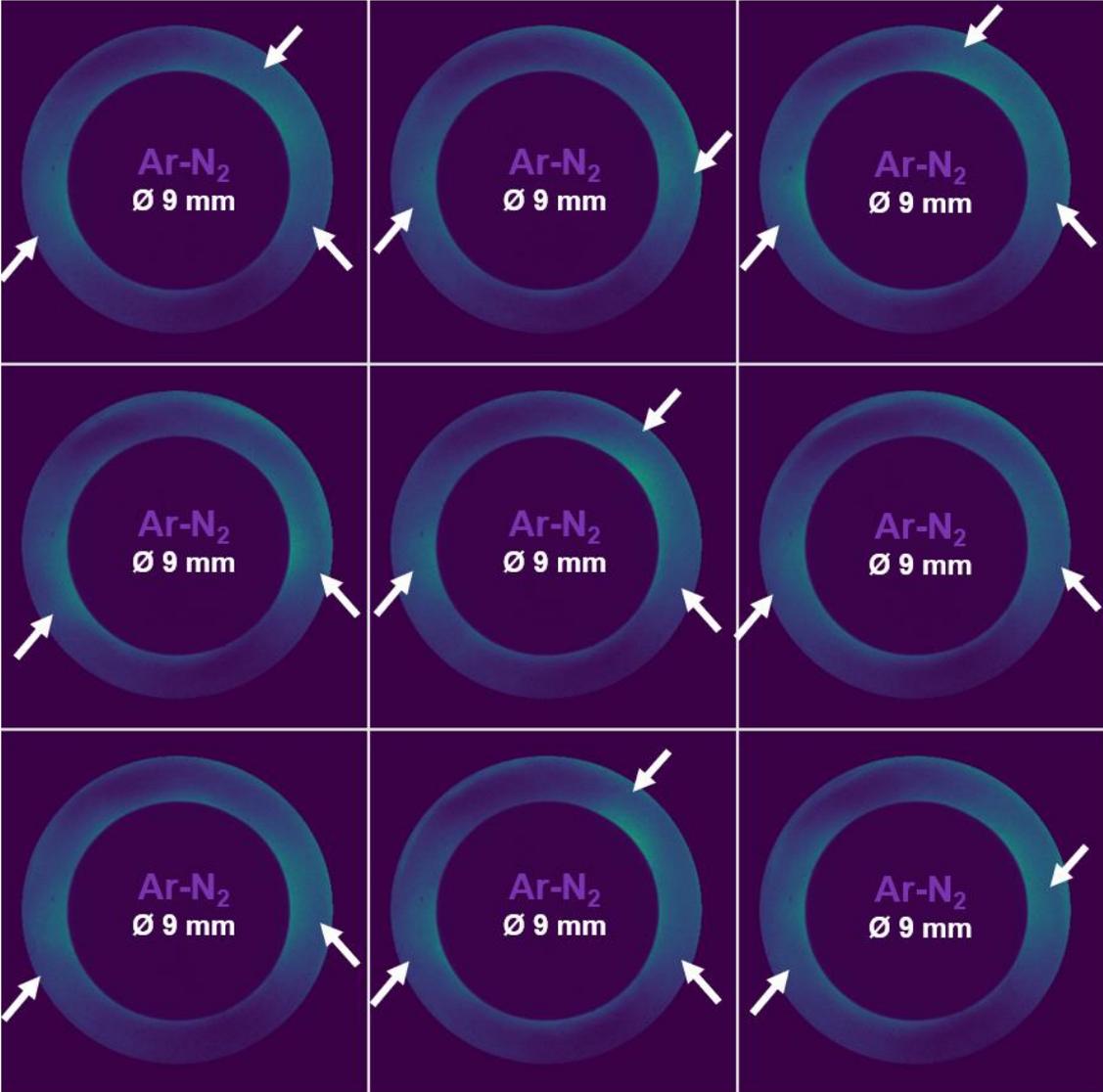


❖ Ar-H₂:



❖ Ar-He :

❖ Ar-N₂:



Liste des publications et des communications

Articles

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, Érick MEILLOT, « Study of the electric arc dynamics in a cascaded-anode plasma torch », *Surface & Coatings Technology*, vol. 462 (2023).

<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2023.129493>

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Geoffroy RIVAUD, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, Érick MEILLOT, « Influence of nozzle diameter on electric arc dynamics and coating properties in a cascaded-anode plasma torch », *Journal of Thermal Spray Technology*, vol 33, issue 2-3 ITSC23.

<https://doi.org/10.1007/s11666-023-01706-y>

Communications

❖ Présentations orales :

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Érick MEILLOT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, « Experimental study of a cascaded-anode plasma torch », 10^{ème} Rencontres Internationales de la Projection Thermique, Jülich (Allemagne), Juin 2022.

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Érick MEILLOT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, « Experimental study of a new generation plasma torch », Journée des Doctorants, IRCER, Université de Limoges, Novembre 2022.

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Geoffroy RIVAUD, Érick MEILLOT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, « Influence of nozzle diameter on electric arc dynamics in a cascaded-anode plasma torch », International Thermal Spray Conference, Québec (Canada), Mai 2023.

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Geoffroy RIVAUD, Érick MEILLOT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, « Étude de la dynamique de l'arc électrique dans une torche à plasma d'arc segmentée : influence de la nature du gaz et du diamètre de tuyère », 16^{ème} Colloque sur les Arcs Électriques, Mines, Sophia-Antipolis, Juin 2023.

❖ Posters :

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Érick MEILLOT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, « Étude expérimentale d'une torche à plasma d'arc segmentée », 15^{ème} Colloque sur les Arcs Électriques, Coria, Université de Rouen, Juin 2021 (prix du meilleur poster).

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Érick MEILLOT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, « Comparaison du fonctionnement de deux types de torche à plasma d'arc », GDR Étude des Milieux Ionisés, École Polytechnique, Octobre 2021.

Céline RUELLE, Simon GOUTIER, Vincent RAT, Érick MEILLOT, Alan KEROMNES, Christophe CHAZELAS, « Étude de la dynamique de l'arc électrique dans une torche segmentée », GFC Projection Thermique, Tours, Septembre 2022.

Relations entre les caractéristiques d'un jet de plasma généré par une torche à plasma d'arc segmentée et les microstructures des dépôts associés

Mots-clés : projection plasma, torche à anode segmentée, diagnostic, arc électrique, propriétés plasma, dépôt zircone yttrée.

La projection plasma consiste à faire fondre un matériau dans un jet de plasma et à le projeter à grande vitesse en direction d'un substrat pour y former un revêtement. Ce jet de plasma est généré par une torche à plasma d'arc suite à la formation d'un arc électrique entre deux électrodes. Les torches à plasma dites conventionnelles sont largement utilisées, mais leur design conduit à des instabilités de l'arc électrique et du jet de plasma pouvant affecter le traitement thermocinétique des particules. Des torches à plasma dites segmentées ont alors été développées : grâce à la présence d'un étage supplémentaire entre les deux électrodes, elles sont plus stables et plus puissantes. Cependant, certains aspects du fonctionnement d'une torche segmentée restent peu explorés. L'objectif de ces travaux est d'approfondir l'étude sur le comportement de la torche à plasma segmentée SinplexProTM, depuis ses caractéristiques statiques jusqu'aux propriétés des dépôts, en passant par l'étude de la dynamique de l'arc électrique, du jet de plasma et de l'état thermocinétique des particules en vol.

Relationships between the arc plasma jet features generated by a cascaded-anode plasma torch and the coatings microstructures

Key words: plasma spaying, cascaded-anode plasma torch, diagnostic, electric arc, plasma properties, zirconia yttria coatings.

Plasma spraying consists in melting a material in a plasma jet and to spray it at high speed towards a substrate to form a coating. The plasma jet is generated by a plasma torch following the formation of an electric arc between two electrodes. Conventional plasma torches are widely used, but their design leads to electric arc and plasma jet instabilities and may affect the thermokinetic treatment of the injected particles. Then, cascaded-anode plasma torches were developed: thanks to the presence of an additional stage between the two electrodes, they are more stable and more powerful. However, some aspects of the operating of a cascaded-anode plasma torch remain unexplored. The aim of this work is to deepen the understanding of the cascaded-anode plasma torch SinplexProTM behavior, from static operation to coating properties, including electric arc dynamics, plasma jet properties and in-flight particles.