



HAL
open science

Modélisation et dimensionnement d'un procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique

Khalil Jaafar

► To cite this version:

Khalil Jaafar. Modélisation et dimensionnement d'un procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique. Matériaux. Université de Limoges, 2022. Français. NNT : 2022LIMO0102 . tel-03886371

HAL Id: tel-03886371

<https://theses.hal.science/tel-03886371>

Submitted on 6 Dec 2022

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.

Thèse de doctorat

Université de Limoges

ED 653 - Sciences et Ingénierie

Institut de Recherche sur les Céramiques (IRCER) – UMR CNRS 731

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

Présentée et soutenue par
Khalil JAAFAR

Le 20 octobre 2022

Modélisation et dimensionnement d'un procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique

Thèse dirigée par **Gilles MARIAUX, Christophe CHAZELAS**

JURY :

Rapporteurs

Rija Nirina RAOELISON, Maître de Conférences, Université de Bourgogne Franche Comté

Ludovic HALLO, Directeur de recherches - HDR, CEA Cesta, Le Barp

Examineurs

Jean-Marc BAUCHIRE, Professeur, GREMI, Université d'Orléans

Gilles MARIAUX, Professeur, IRCER, Université de Limoges

Christophe CHAZELAS, Professeur, IRCER, Université de Limoges



Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :

« **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** »

disponible en ligne : <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>



Remerciement

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude mes directeurs de thèse Gilles Mariaux, et Christophe Chazelas pour leurs conseils sans faille, leur soutien continu et leurs encouragements. Je suis particulièrement reconnaissant au professeur Gilles Mariaux d'avoir investi tant de temps et d'efforts dans ce travail. Je tiens également à remercier Simon Goutier pour sa précieuse contribution avec les expériences nécessaires à la validation des travaux de modélisation.

Je tiens à remercier professeur Pascal André du Laboratoire de physique de Clermont, pour les calculs des propriétés des gaz à basse pression.

Et, enfin, je voudrais remercier mes amis les plus chers Dmitrii, Rodion et Olivier pour leurs discussions fructueuses, leur soutien.

Table des matières

Droits d'auteurs	2
Table des matières	3
Table des illustrations	6
Table des tableaux	13
Abréviations, symboles	15
Introduction	18
Chapitre I. Etude bibliographique sur la mise en œuvre de barrière thermique (BT) par projection thermique	24
I.1. Les barrières thermiques obtenues par EB-PVD	24
I.2. Les différentes techniques de dépôt des BT par plasma d'arc soufflé	29
I.3. Dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD conventionnelle)	43
I.4. Présentation du procédé de PS-PVD innovant à 2 étages développé à l'IRCer	53
I.5. Résumé des travaux relatifs à la faisabilité et au dimensionnement du procédé de PS-PVD à 2 étages entrepris à l'IRCer	55
I.6. Conclusion	71
Chapitre II. Revue Bibliographique sur la modélisation de l'injection et des traitements cinématique et thermique des particules	72
II.1. Introduction	72
II.2. Injection des particules	73
II.3. Transfert de quantité de mouvement plasma-particules	77
II.4. Echanges de masse et d'énergie plasma-particule	80
II.5. Prise en compte de phénomènes physiques à l'interface plasma-particule	87
II.6. Conclusion	104
Chapitre III. Modélisation et validation des modèles d'écoulement et de traitement cinématique et thermique des particules	106
III.1. Introduction	106
III.2. Ecoulement : équations du modèle, propriétés et méthodes numériques	106
III.3. Modèle du traitement cinématique et thermique des particules	113
III.4. Expérimentations, domaines de calcul et conditions aux limites	117
III.5. Comportement des modèles sur champs de plasma homogènes	128
III.6. Choix du modèle de transfert de masse et d'énergie et validation par comparaison avec l'expérience	135
III.7. Conclusion	142
Chapitre IV. Conception/optimisation de l'étage haute pression du système de PS-PVD à 2 enceintes	144
IV.1. Introduction	144
IV.2. Paramètres de fonctionnement de la torche et dimensionnement du col et la chambre à haute pression	146
IV.3. Solveur et conditions aux limites	150
IV.4. Torche et tuyère de détente coaxiales (configuration 1)	151
IV.5. Torche unique inclinée par rapport à l'axe de la tuyère (configuration 2)	164
IV.6. Système à deux torches inclinées par rapport à l'axe de la tuyère (configuration 3)	171

IV.7. Conclusion.....	179
Conclusion	181
Références bibliographiques	186
Annexes	196
Annexe 1. Caractéristiques des poudres.....	197
Annexe 2. Taux d'évaporation : Bilan de masse	199
Annexe 3. Taux d'évaporation : bilan d'énergie.....	202

Table des illustrations

Figure 1 Demande mondiale d'électricité et mix de production par scénario [1].....	18
Figure 2 Vue en coupe du moteur d'avion Engine Alliance GP7200, photographie d'une aube de turbine (~10 cm de long) revêtue d'une barrière thermique (TBC) dans la section chaude et haute pression du moteur, et une image au microscope électronique à balayage (SEM) d'une coupe transversale d'un dépôt réalisé par EBPVD de zircone stabilisée à l'yttrine (7%) TBC [2].....	19
Figure 3 (a) Réalisation d'un dépôt sur une aube de turbine par APS, (b) Jet de vapeur généré lors de EB-PVD [3]	19
Figure 4 Images et illustrations des barrières thermiques obtenues par (a) APS et (b) EB-PVD [3].....	20
Figure 5 Principe schématique de procédé PS-PVD [7].....	21
Figure 6 Principe de fonctionnement du procédé PS-PVD développé à l'IRCER [8].....	21
Figure 7 structure d'une barrière thermique.....	25
Figure 8 Schéma de principe d'une enceinte EBPVD.....	26
Figure 9 Barrières thermiques déposée par EB-PVD [11].....	26
Figure 10 Diagramme de microstructure de Thornton [14], [18].....	27
Figure 11 Diagramme de microstructure de Anders [19].....	28
Figure 12 Principe de la projection thermique : Coupe transversale d'une torche [23].....	29
Figure 13 Description d'une torche à plasma d'arc soufflé conventionnelle	30
Figure 14 Schéma de principe de la formation du jet de plasma à l'intérieur de la torche	30
Figure 15 Représentation schématique de l'entraînement du gaz ambiant dans un jet de plasma s'écoulant dans de l'air au repos.....	31
Figure 16 Fluctuations d'un jet de plasma en sortie de tuyère [26].	32
Figure 17 Microstructure lamellaire caractéristique (a) et dépôt verticalement fissuré (b) – clichés MEB issus de [27].....	32
Figure 18 Evolution de la tension d'arc pour ces trois modes de fonctionnement de l'arc [34].	34
Figure 19 Evolution de la conductivité thermique du plasma en fonction de la nature du gaz	35
Figure 20 Représentation schématique de trajectoires de particules de masses différentes. La distribution granulométrique et en vitesse d'injection des particules se traduit par une distribution de flux de particules indiquée sur la figure [25].....	36
Figure 21 Photographies des particules de molybdène (45-63 μm) injectées à différents instants dans un plasmad'Ar-H ₂ (33-10 NI/min, I = 500 A). Temps d'exposition pour la prise d'image = 5 μs [36].....	37
Figure 22 Morphologie et distribution granulométrique des poudres agglomérées [39].....	38

Figure 23 Images obtenues par ombroscopie laser de la fragmentation d'un jet de précurseur liquide injecté radialement dans un jet de plasma d'arc soufflé (Torche conventionnelle PTF4, Ar-H ₂ (33-10 NI/min), I= 600A.	39
Figure 24 Modes de rupture d'une goutte en fonction du nombre de Weber gazeux [40].	40
Figure 25 mécanismes subis par le une goutte de suspension dans le plasma pour aboutir à une lamelle bien étalée.....	41
Figure 26 Principe de développement de structure colonnaire par SPS [67]	42
Figure 27 Dépendance de la microstructure du revêtement SPS sur l'enthalpie spécifique et la vitesse moyenne du plasma. La légende fait référence à Ar-H ₂ -He-I respectivement en NI/min pour les gaz de formation de plasma et en Ampères pour le courant d'arc I [50]	42
Figure 28 Images du jet de plasma à différentes pressions (a) 95 kPa (950 mbar/APS), (b) 5 kPa (50 mbar/VPS/LPPS) et (c) 0,1 kPa (1 mbar/PS-PVD) [11]	43
Figure 29 Evolution de la microstructure de dépôts PS-PVD pour différents paramètres opératoires [52], [53]	44
Figure 30 Photomicrographie SEM de la poudre Metco 6700 poudre séchée par pulvérisation avec d ₅₀ = 10 μm (poudre agglomérée pour permettre une évaporation maximale de ces dernières).....	44
Figure 31 Facteurs influençant les propriétés du revêtement dans le procédé de projection au plasma [25].....	45
Figure 32 Photographies de jets plasma PS-PVD utilisant différentes compositions de gaz : à gauche sans aucune poudre, à droite avec injection de poudre YSZ. Pression et puissance électrique sont maintenues constantes: 200 Pa et 60 kW, les nombres indiquent les débits d'argon, d'hélium et d'hydrogène (NI/min) ainsi que les courants d'arc (A) [56].....	46
Figure 33 Enthalpie calculée transférée aux particules sphériques pour trois conditions plasma en fonction du diamètre des particules (lignes horizontales : enthalpies spécifiques nécessaires pour fondre et évaporer les particules) [55].....	46
Figure 34 Revêtements produits par PS-PVD utilisant différentes compositions de gaz plasmagènes et déposés à différentes vitesses à partir de YSZ ($d_{10} = 5\mu m$, $d_{90} = 20\mu m$) (Mauer et al, 2013 [56])	47
Figure 35 Illustration présentant le dispositif expérimental de W. He et al. 2017 [57]. A) substrat à 1000mm en aval de la tuyère et B) à 400mm. T_1 et T_2 montrent la position des thermocouples.....	48
Figure 36 Images de microscopie électronique, pour les distances de projections 400mm et 1000mm aux positions T_1 et T_2 , (a) des coupes transversales de dépôts et (b) des sommets des microstructures.	48
Figure 37 Représentation schématique CAO de deux anodes-tuyères (gauche - buse d'anode courte, droite - buse d'anode longue avec divergent) [58]	49
Figure 38 Diagramme de microstructure SZM relatif à la PS-PVD [16].....	50
Figure 39 Modèle de distribution spatiale de la structure (SSDM) des revêtements PS-PVD YSZ [15]	51
Figure 40 Principe de fonctionnement du procédé PS-PVD développé à l'IRCER.....	54

Figure 41 Modèles mis en œuvre et leur domaine d'application (N&G désigne le modèle de nucléation-croissance homogène en phase gazeuse)	55
Figure 42 Schéma de l'interaction entre les modèles.....	55
Figure 43 Domaine de calcul mis en œuvre par Ivchenko [8] pour l'estimation de la longueur de chambre (en mm)	58
Figure 44 Répartition des distances parcourues par les particules de poudre avant l'arrêt de leur processus d'évaporation (0 correspond à la sortie de l'injecteur)	59
Figure 45 Tuyère de détente dessinée par Ivchenko [8]	60
Figure 46 Domaine de calcul CFD axisymétrique de la chambre haute pression et tuyère de détente (en mm) et principales conditions aux limites. La zone hachurée correspond à la zone revêtue de zircone.	61
Figure 47 Température de paroi le long de la chambre haute pression (partie verticale, distance <0) et de la tuyère de détente (distance >0) pour une distance torche tuyère de 10 et 8 cm (« 2D CEA 8 »)	62
Figure 48 Schéma du processus de nucléation-croissance homogène par refroidissement de la vapeur, la température diminue de gauche à droite [87].	63
Figure 49 Compositions à l'équilibre de la vapeur de ZrO_2 à 1 atmosphère (gauche) et 100 Pa (à droite) d'après les travaux de P. André [77]	64
Figure 50 Concentration en monomères et nucléis (g-mers) dans la tuyère pour un angle de divergence de $7,4^\circ$ [8] et un débit de poudre de 5g/min.....	64
Figure 51 Taux de dépôt de ZrO_2 sur la paroi de la tuyère de détente (débit de poudre de 5 g/min, 0.150 correspond à l'entrée de la tuyère de détente, de 0,155 à 0,160 à la section du col et au-delà de 0,160 à la partie divergente, lignes de courant émises depuis l'aval vers l'amont.	66
Figure 52 Domaine de calcul 3D utilisé pour la simulation DSMC.....	67
Figure 53 Lignes de courant émises à partir du substrat dans le cas DSMC 3D, angle de divergence de tuyère de $36,1^\circ$ (dimension en m), substrat localisé à 0,3 m de la sortie de tuyère.	68
Figure 54 Concentration en monomères et g-mères obtenues par le modèle de DSMC et nucléation-croissance, angle de divergence de tuyère de $36,1^\circ$ - substrat localisé à 0,3 m ..	69
Figure 55 Taux d'impact moyen des molécules de zircone en fonction du rapport de température T_s/T_m pour les 12 cas évoqués (5 et 20 g/min, position substrat de 0,6, 0,8 et 1 m pour une pression de dépôt de 200 Pa et 0,2, 0,3 et 0,4 m pour 1000 Pa).	70
Figure 56 Trajectoire moyenne de particules de zircone (8%masse Y_2O_3) porter dans l'injecteur par de l'Argon a différents débits dans un jet plasma Ar-H ₂ (75 slm Ar, 15 slm H ₂ , diamètre interne de la tuyère 8mm, $I = 450 A, V = 71, \eta = 60 \%$, poudre $25 \mu m, \phi_{inj} = 1,6 mm$)[91].....	73
Figure 57 Géométries des deux types d'injecteurs utilisés dans l'étude de Vardelle [92]	74
Figure 58 (a) Fraction de des particules de zircons par classes de coordonnée radiale r en sortie d'injecteur. (c) Comparaison des vitesses moyenne en sortie d'injecteur en fonction de la coordonnée radiale r) [92].....	75

Figure 59 (a) Points d'intersections entre trajectoires des particules et un plan perpendiculaire à la direction d'écoulement du gaz plasmagène et localisé 10 cm en aval de la sortie de tuyère (b) Schéma montrant les variables utilisées pour le calcul de la direction d'injection [94].	76
Figure 60 Comparaison de forces agissant sur une particule de zircone dans un écoulement plasma (Ar-25% H_2 , 5000°K, 500m/s), (Dussoubs 1998 [93])	79
Figure 61 Rapport des flux d'énergie par rayonnement et convection en fonction de la température pour un plasma d'argon ou d'azote [106].	82
Figure 62 Schéma de la propagation du front de fusion pour une particule immergée dans un plasma (Bourdin 1983) [84]	86
Figure 63 Comparaison de Pfender (1985)[102] de différents nombres de Nusselt à partir des lois de corrélations de d'après différents auteurs [95], [107], [109], [110], [114] par simulation numérique pour un plasma d'argon à pression atmosphérique.	91
Figure 64 Coefficient de transfert de chaleur pour une particule de 50 μm de diamètre se déplaçant à 50 m/s avec $T_s = 1000$ K dans un plasma Ar- H_2 (17% vol.) calculé par Vardelle (Thèse 1988) et comparés avec d'autres auteurs.	92
Figure 65 Comparaison de sept expressions de (1) à (7) sous différentes formes mathématiques pour des particules de taille avoisinant 1mm [112] : (a) et (b) : $h \times dp = Nuf \times kg$ comparées avec des données expérimentales pour un plasma d'argon et pour $Re_\infty = 1$ et 33,6 respectivement et une température de surface de particule de 300K. (c) : $Nu_\infty (= Nuf(S_\infty - S_s)/(k_\infty(T_\infty - T_s)) = hdp/k_\infty)$ comparées avec des données expérimentales pour un plasma d'argon et pour $Re_\infty = 24$ et une température de surface de 3400K. (d) : de $h \times dp = Nuf \times kg$ comparées avec des données expérimentales pour un plasma d'azote et pour $Re_\infty = 43$ et une température de surface de particule de 330K.	93
Figure 66 Logigramme de la procédure de calcul de k, C_p, λ, Kn *en itérant sur T_g .	98
Figure 67 Comparaison des prédictions théoriques du rapport (Q_o/Q_{oc}) de Chen et Pfender [119] avec les données expérimentales de Takao (1963)) pour de petites différences de température ($a = 0,85, Pr = 0,7, \gamma = 1,4$)	99
Figure 68 Séquence de résolution des équations de conservation pour les deux méthodes « pressure-based » et « density-based » du code Ansys Fluent [136]	112
Figure 69 Dimension est condition limites du modèle de la torche utilisée (dimension en mm),	119
Figure 70 Schéma de l'expérience pour vérifier la prédiction de l'évolution de la taille des particules.	121
Figure 71 Distribution de taille de particules de la poudre 8% $Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF, fraction volumique par intervalle en bleu et fraction volumique cumulée en rouge.	122
Figure 72 Illustration de système de pulvérisation avec la région d'intérêt du dispositif SprayWatch.	123
Figure 73 Images de particules traversant une matrice de pixels (à gauche) qui sert à mesurer la vitesse et un réseau de filtres à double bande (à droite) qui sert mesurer la température	123

Figure 74 Illustration des plans sur lesquels la moyenne des températures et des vitesses sont calculées sur Fluent.....	124
Figure 75 Distribution initiale et distributions après projection en changeant les paramètres de débit et diamètre de buse. Les valeurs des diamètres d_{10} , d_{50} et d_{90} de chaque distribution, sont précisés dans le Tableau 13.	126
Figure 76 Evolutions des vitesses, diamètres, températures et facteur de Knudsen de particules de diamètre initial de $20 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesses 400 m/s et 1000 m/s, et de température 4000 K, 7000 K et 10 000 K, traitées avec le modèle de Lee-Chen-Pfender.....	129
Figure 77 Evolution des vitesses, taux d'évaporation, températures et facteur de Knudsen de particules de taille initiale de $20 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesse 1000 m/s, et de température 7000 K, traitées avec le modèle de Lee-Chen-Pfender.....	130
Figure 78 Evolutions des vitesses, diamètres, températures, facteur de Knudsen et rapport entre les nombres de Nusselt (Nu/Nu_0) de particules de diamètre initial de $20 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesses 400 m/s et 1000 m/s, et de température 4000 K, 7000 K et 10 000 K, traitées avec le modèle d'Abramzon-Sirignano.	131
Figure 79 Evolutions des vitesses, taux d'évaporation, températures, facteur de Knudsen et rapport entre les nombres de Nusselt (Nu/Nu_0) pour des particules de taille initiale de $20 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesse 1000 m/s, et de température 7000 K, traitées avec le modèle d'Abramzon-Sirignano.....	133
Figure 80 Evolution des vitesses, diamètres, températures de particules de taille initiale $5 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesses 400 m/s et 1000 m/s, et de températures 4000 K, 7000 K et 10 000K simulées avec les modèles de Lee-Chen-Pfender (colonne gauche) et d'Abramzon-Sirignano (colonne droite)	134
Figure 81 domaine de calcul et maillage au voisinage de la torche	136
Figure 82 Champs de vitesse (a) et de température (b) sur le plan de symétrie du système. (Les cotes correspondent à la longueur le long de laquelle les allures de vitesse et de température seront montrées sur la Figure 84.).....	137
Figure 83 Champs d'énergie cinétique turbulente (a) et de fraction massique d'air (b) sur le plan de symétrie du système.	138
Figure 84 Profil de vitesse (en bleu) et de température (en rouge) le long de l'axe (trait en pointillé montré dans la Figure 82).....	139
Figure 85 Profils radiaux de vitesse et de température en sortie de torche (+ une de distance de la sortie).	139
Figure 86 Trajectoire de particule de taille moyenne $22.4 \mu\text{m}$ (poudre tamisée). Avec le modèle de Lee-Chen-Pfender (a) et Abramzon et Sirignano (b).	140
Figure 87 Comparaison entre les données expérimentales et les résultats des simulation numériques, des distribution (cumul de fraction volume) de particules.	141
Figure 88 Comparaison des températures et vitesses de particules issues de l'expérience et des simulations avec les modèles de Chen-Lee-Pfender et Abramzon-Sirignano.	142

Figure 89 Configuration où la torche et la tuyère détente sont coaxiales	145
Figure 90 Configuration où la torche est inclinée par rapport à l'axe de révolution de la tuyère de détente	145
Figure 91 Configuration avec deux torches et inclinées par rapport à l'axe de révolution de la tuyère de détente	146
Figure 92 Tuyère de détente dessinée par Ivchenko pour les conditions du Tableau 15 [8]	147
Figure 93 Evolution de la température de l'écoulement (T_0) en entrée de tuyère et du rayon du col de la tuyère de détente en fonction de la distance entre la sortie de la torche et l'entrée de tuyère de détente, calculé par l'équation(136) dans les conditions atmosphériques et pour les paramètres du.....	149
Figure 94 Illustration de la première configuration torche- tuyère coaxiales.....	151
Figure 95 Domaine de calcul et maillage de la configuration 1 où torche et tuyère sont coaxiales	152
Figure 96 Profil de température de la paroi suivant x (pour y=0) pour le cas où la distance sortie de torche-tuyère de détente est minimum $L_{CHP} = 100$ mm et une section au col correspondant à une pression de 100 Pa dans la chambre BP, soit une section au col de la tuyère de détente $\phi = 4$	153
Figure 97 Champs de vitesse (a) et de température (b) et lignes de courant (c) du cas $L_{CHP} = 100$ mm et $\phi = 4$ mm, le trait en pointillés est l'axe sur lequel les profils de la Figure 98 ont été tracés.....	154
Figure 98 Profils de Température, Vitesse, nombre de mach, et pression absolue du gaz le long de l'axe de la torche-tuyère de détente. Les couleurs de l'arrière plans correspondent aux régions : torche (bleu), chambre HP (en blanc) et tuyère de détente (en rouge). Les valeurs aux frontières de ces régions sont listées dans les tableaux 2 et 3.	157
Figure 99 Trajectoires des particules de diamètre initial médian de $33.8 \mu m$ (Oerlikon Metco 204AF) coloriées par leur diamètre.....	159
Figure 100 Trajectoires des particules de poudre tamisée de diamètre initial médian de $22.9 \mu m$ coloriées par leur diamètre	160
Figure 101 Distribution initiale de taille des particules injectées et pénétrant la tuyère (sur le plan de collecte montré dans la Figure 99). Diamètre médian initial de $21,9 \mu m$ à gauche et de $33,8 \mu m$ à droite	161
Figure 102 Trajectoires des particules de diamètres initiaux 1, 2, 3 et 4 μm injectées dans le plan de sortie de torche et coloriées par leur diamètre	162
Figure 103 Distributions de diamètres des particules pénétrant la tuyère de détente, exprimées sous forme de fractions volumiques normalisées par les débits de poudres injectées, pour des distributions de tailles uniformes initiales de 1, 2, 3 et μm	163
Figure 104 Configuration 2 pour laquelle la torche est inclinée par rapport à l'axe de révolution de la tuyère de détente d'un angle $\alpha=32^\circ$	165
Figure 105 Maillage du domaine de la configuration 2, correspondant à un angle d'inclinaison $\alpha = 32^\circ$ et $L_{CHP} = 100$ mm.....	165

Figure 106 Champs de vitesse (a) et de température(b) du cas $\alpha = 32^\circ$, $LCHP = 100\text{ mm}$ et $\phi = 4\text{ mm}$	166
Figure 107 Lignes de courant émises à partir de la sortie de torche et l'encoche d'injection de poudre, colorées par la vitesse.....	167
Figure 108 Champs de vitesse (a) et de température(b) du cas $\alpha = 19^\circ$, $LHPC = 136\text{ mm}$ et $\phi = 4\text{ mm}$	168
Figure 109 Ligne de courant émises à partir de la sortie de torche et l'encoche d'injection de poudre, colorées par la vitesse, du cas $\alpha=19^\circ$, $LHPC = 136\text{ mm}$ et $\phi = 4\text{ mm}$	168
Figure 110 profils de Température, Vitesse, nombre de mach, et pression absolue le long de la ligne en pointillés reliant la sortie de torche à l'entrée de la tuyère de détente. Les couleurs de l'arrière plans correspondent aux régions : torche (bleu), chambre HP (en blanc) et tuyère de détente (en rouge).....	169
Figure 111 Trajectoires des particules de diamètre médian de $33.8\ \mu\text{m}$ (Oerlikon Metco 204AF)	170
Figure 112 Trajectoires des particules de poudre tamisée de diamètre médian de $22.9\ \mu\text{m}$	171
Figure 113 Distribution de taille des particules pénétrant la tuyère de détente (a) diamètre médian de $21,9\ \mu\text{m}$, (b) de diamètre médian de $33,8\ \mu$	171
Figure 114 Configuration à deux torches inclinées. Dimensions principales en mm	172
Figure 115 Maillage de la géométrie de configuration à deux torches (3).....	173
Figure 116 (a) Champ de vitesse (b) champs de température de l'écoulement sur le plan de symétrie de la chambre. Le trait en pointillés est l'axe sur lequel les profils de la Figure 118 ont été tracées.....	174
Figure 117 Lignes de courant émises depuis la section de sortie de torche. (a) et (b) mise en évidence de l'aplatissement de l'écoulement après la rencontre des deux jets ; (c) et (d) tracés des lignes de courant dans les plans tracés dans (a) xy et (b) xz , respectivement. .	175
Figure 118 Evolution de la Température, Vitesse, nombre de mach, et pression absolue de l'écoulement le long de la ligne en pointillés en Figure 116 (b). Les couleurs de l'arrière plans correspondent aux régions : torche (bleu), chambre HP (en blanc) et tuyère de détente (en rouge).....	176
Figure 119 Trajectoires de particules injectées par l'injecteur colorées par leur diamètre. ($8\%Y2O3 - ZrO2$, Oerlikon Metco 204AF) diamètre médian de $33.8\ \mu\text{m}$	177
Figure 120 Champ de Fraction massique de la zircone vapeur dans l'écoulement.....	177
Figure 124 Caractéristiques des poudres, Porosité et forme de particules, en fonction de leur méthode de fabrication (Schwier1986)	197
Figure 125 Caractéristiques des poudres, Porosité et taille des particules, en fonction de leur méthode de fabrication (Schwier1986)	198

Table des tableaux

Tableau 1 Paramètre de projection des tests effectuée par He et al. 2017 [57].	47
Tableau 2 paramètres opératoires pour les procédés APS, EB-PVD et PS-PVD [62]–[65]	52
Tableau 3 Caractéristiques des dépôts pour les procédés APS, EB-PVD et PS-PVD [11], [62]–[73]	52
Tableau 4 Paramètres opératoires utilisés dans l'étude d'Ivchenko [8] et issus des travaux de Fuzet [32]	57
Tableau 5 Cas étudiés par Williamson et al. [94]	76
Tableau 6 Nombre de Biot pour des particules d'alumine, de Fer et de zircone immergé dans un plasma $Ar(75\%), H_2(25\%)$ à 5000K	81
Tableau 7 Coefficients de trainée calculés par différentes méthodes pour un écoulement de plasma d'argon autour d'une sphère lisse [97]	88
Tableau 8 Régimes d'écoulements et leurs descriptions correspondantes en fonction de du nombre de Knudsen	95
Tableau 9 Facteur de correction du coefficient de traînée dû aux effets Knudsen pour de petites particules de zircone de différentes températures (surface) immergées dans un plasma $Ar-H_2$ (25 vol.% H_2) à une température 10000 K [120]	100
Tableau 10 Conditions aux limites au frontières du domaine illustré en Figure 69	119
Tableau 11 Propriétés de la poudre	122
Tableau 12 Paramètres opératoires des torches, pour une intensité électrique de 600 A, en fonction du débit de gaz plasma et du diamètre de tuyère	125
Tableau 13 valeurs des diamètres de granulométrie des distributions de la Figure 75.	126
Tableau 14 Mesures de vitesses et températures en fonction de la distance d'acquisition pour différents débits de gaz plasmagène et diamètres tuyères	127
Tableau 15 Cotes de la tuyère détente relatives aux travaux d'Ivchenko pour les conditions du	147
Tableau 16 Paramètres opératoires relatifs aux travaux d'Ivchenko [8]	148
Tableau 17 Conditions aux limites au frontières des domaines quel que soit la configuration	151
Tableau 18 Valeurs de vitesses et de températures du gaz en sortie de torche (frontière bleu-blanc), en entrée de tuyère (blanc-rouge) et la sortie de la tuyère de détente (l'autre extrémité rouge).	158
Tableau 19 Valeurs du nombre de mach et de pression absolue en sortie de torche (frontière bleu-blanc), en entrée de tuyère (blanc-rouge) et la sortie de la tuyère de détente (l'autre extrémité rouge).	158
Tableau 20 Bilan massique relatif au traitement des particules (traversant l'entrée de la tuyère et s'évaporant) de tailles initiales uniformes de 1, 2, 3 et μm sur la moitié du domaine.	163

Tableau 21 Bilan massique de matière au travers du dispositif pour la configuration actuelle comparée aux résultats de la configuration coaxiale n°1, pour les domaines entiers.....	178
Tableau 22 Caractéristiques des poudres de $ZrO_2 - 8 \text{ wt. \%} Y_2O_3$ en fonction de leur méthode de fabrication (Schwier1986)	197

Abréviations, symboles

Abréviations

APS	Atmospheric plasma spraying
BP/CBP	Chambre basse pression
CCD	Charge-coupled device
CFD	Continuum fluid dynamics
CMAS	Calcium–magnesium–aluminosilicate
DC	Direct current
DPM	Discrete phase model
DSMC	Direct simulation Monte Carlo
EB-PVD	Electron beam - physical vapor deposition
HP/CHP	Chambre haute pression
IATA	The International Air Transport Association
IRCer	Institut de recherche sur les céramiques
IEA	The International Energy Agency
LME	Local Maxwell equilibrium
PS-CVD	Plasma spray - chemical vapor deposition
PS-PVD	Plasma spray - physical vapor deposition
RANS	Reynold-averaged Navier-Stokes
SEM	Scanning electron microscope
SPPS	Solution precursor plasma spray
SPS	Suspension plasma spray
SZM	Structure zone model
TBC	Thermal barrier coating
TGO	Thermally grown oxide
VLPPS	Very low - pressure plasma spray
YZS	Yttria-stabilized zirconia

Symboles

a	Coefficient d'accommodation	
C_p	Chaleur spécifique	J/kg/K
d	Diamètre	m
D	Coefficient de diffusion	m ² /s
E	Energie spécifique totale	J
F	Force	N
g	Accélération de la pesanteur	m/s ²
h	Enthalpie ou coefficient de transfert thermique	J/kg ou W/m ² /K
J	Diffusion de masse	kg/m ² /s
k	Conductivité thermique ou énergie cinétique	W/m/K ou J/kg
k_B	Boltzmann constant	J/K
L	Chaleur latente	J/kg
m	Masse	kg
M	Masse molaire	kg/mol
N_A	Nombre d'Avogadro	mol ⁻¹
p	Pression	Pa
Q	Flux de chaleur	W

R	Constante des gaz parfaits	J/K/mol
S	Terme source	
T	Température	K
t	Temps	s
v	Vitesse	m/s
V	Volume	m ³
X_l	Fraction massique de la phase liquide	
x	Fraction molaire	
Y	Fraction massique	

δ_{ij} ou δ	Symbole de Kronecker	
ε	émissivité ou dissipation turbulente	sans ou $J.kg^{-1}.s^{-1}$
μ	Viscosité	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
π	nombre pi	
φ	Variable générale	
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	constante de Stefan-Boltzmann	$W.m^{-2}.K^{-4}$
τ	tenseur de contraintes	Nm^{-2}
ω	taux de dissipation spécifique	s^{-1}

Nombres sans dimension

Bi	Biot
B	Spalding
Kn	Knudsen
M ou Ma	Mach
Nu	Nusselt
Pe	Péclet
Pr	Prandtl
Re	Reynolds
Sc	Schmidt
Sh	Sherwood
St	Stokes

Indices

atm	atmosphérique
eff	effectif
f	fusion ou film
hom	homogène
i ou j	indice d'espèce
m	massique
p	particule
rad	rayonnement
ref	référence
t	turbulent ou thermique
vap	vapeur
s	surface
∞	au loin

Introduction

Le marché de la projection thermique avait été estimé à 7,6 milliards de dollars en 2020 et devait atteindre 20,7 milliards en 2025 avec une croissance annuelle cumulée de 7%. Cette croissance dépend en très grande part du développement de l'aéronautique, de l'automobile, de la production de l'énergie et des soins de santé. Dans le domaine des matériaux, ce sont les céramiques qui enregistrent la croissance annuelle cumulée la plus élevée et contribuent à l'expansion du marché de la projection thermique. Si la pandémie de la Covid 19 oblige à revoir cette croissance à la baisse, l'industrie aéronautique doit dès maintenant essayer de prévoir le monde d'après et anticiper les changements structurels que peuvent engendrer la crise du coronavirus. Indépendamment de la crise du Covid19, l'industrie aéronautique française est confrontée à des mutations profondes à même de remettre en cause sa pérennité. Elles se traduisent pour la filière française par des enjeux majeurs comme l'accroissement de la performance en coût, qualité et délai, un gain en flexibilité et en agilité pour proposer de nouveaux produits aptes à répondre aux besoins sociétaux immédiats.

L'Association du transport aérien international (IATA) s'attend à ce que 7,2 milliards de passagers voyagent en 2035, soit presque le double des 3,8 milliards de voyageurs aériens en 2016. En outre, l'Agence internationale de l'énergie (AIE) prévoit dans le scénario correspondant aux politiques énoncées, une multiplication par deux de la demande annuelle en électricité entre 2020 et 2050, et dans le cas idéal de zéro émissions nettes, une multiplication par trois [1] (Figure 1). Ces deux augmentations s'accompagneront d'une croissance de la production et de l'utilisation des turbines à gaz pour la propulsion des avions et la production d'électricité. En 2016, les prévisionnistes du marché ont estimé une production de près de 228 000 moteurs à turbine à gaz d'aviation d'une valeur de 1 232 milliards de dollars jusqu'en 2030 et de 5 480 moteurs à turbine à gaz de production d'électricité d'une valeur de 105,3 milliards de dollars au cours de la prochaine décennie [2].

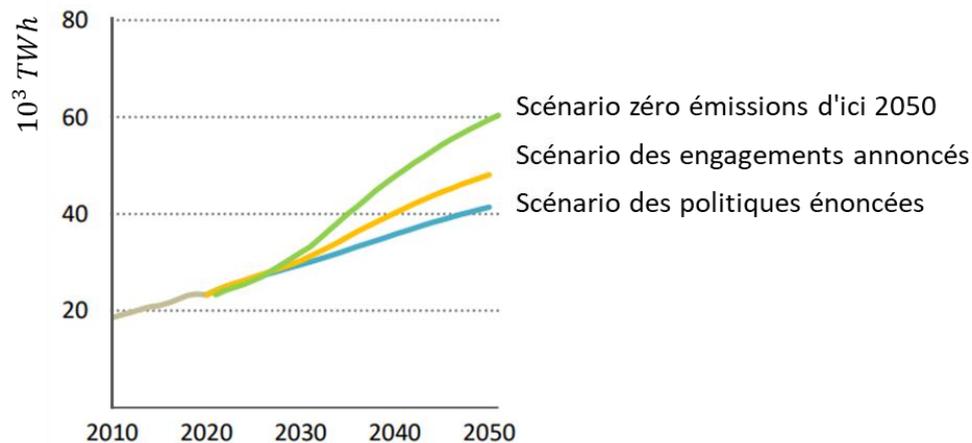


Figure 1 Demande mondiale d'électricité et mix de production par scénario [1]

Pour améliorer les performances des turbines à gaz, l'approche développée depuis les années 1980 pour les turbines d'aviation et plus récemment pour les turbines terrestres est l'application d'une barrière thermique sur les aubes et les aubes directrices. Des barrières thermiques sont également appliquées sur d'autres pièces moins sollicitées mécaniquement telles que les parois des chambres de combustion et les anneaux de turbine. Les barrières thermiques, actuellement utilisées dans les parties chaudes des turbines (Figure 2), sont constituées d'un système multicouche : une couche superficielle céramique « Topcoat », une

couche métallique liante et une couche d'oxyde formé thermiquement « TGO ». Celle-ci, est formée par l'oxydation de la couche liante avant le dépôt de la couche de finition, ou par la diffusion d'oxygène vers l'intérieur à travers les pores de la couche de finition aux températures de fonctionnement des revêtements de barrière thermique (TBC). La fonction principale de la couche de finition en céramique est de fournir une isolation thermique. Elle est généralement déposée par dépôt physique en phase vapeur par faisceau d'électrons (EB-PVD) (Figure 3 (b)) ou par projection plasma atmosphérique (APS) sur les pièces les moins sollicitées mécaniquement (Figure 3 (a)). L'APS utilise des torches à plasma d'arc pour faire fondre le matériau de la couche de finition se présentant sous forme de poudre et le propulser vers le substrat, tandis que l'EB-PVD s'appuie sur le faisceau d'électrons qui diffuse les atomes du matériau à déposer, qui finissent par impacter la surface à revêtir.

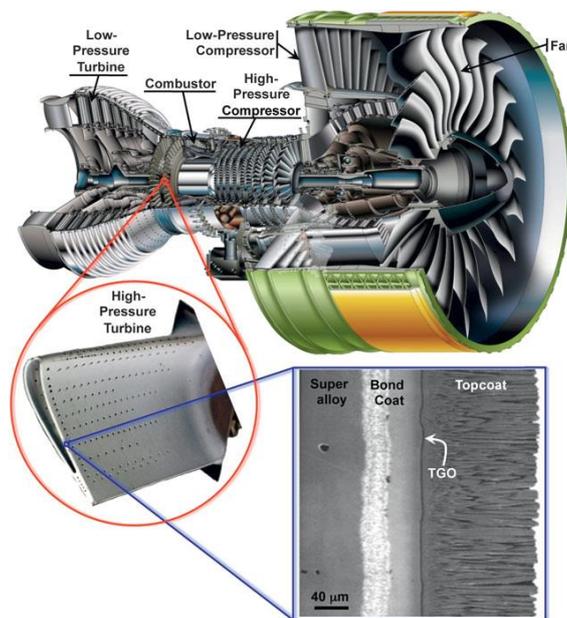


Figure 2 Vue en coupe du moteur d'avion Engine Alliance GP7200, photographie d'une aube de turbine (~10 cm de long) revêtue d'une barrière thermique (TBC) dans la section chaude et haute pression du moteur, et une image au microscope électronique à balayage (SEM) d'une coupe transversale d'un dépôt réalisé par EBPVD de zircone stabilisée à l'yttrine (7%) TBC [2]

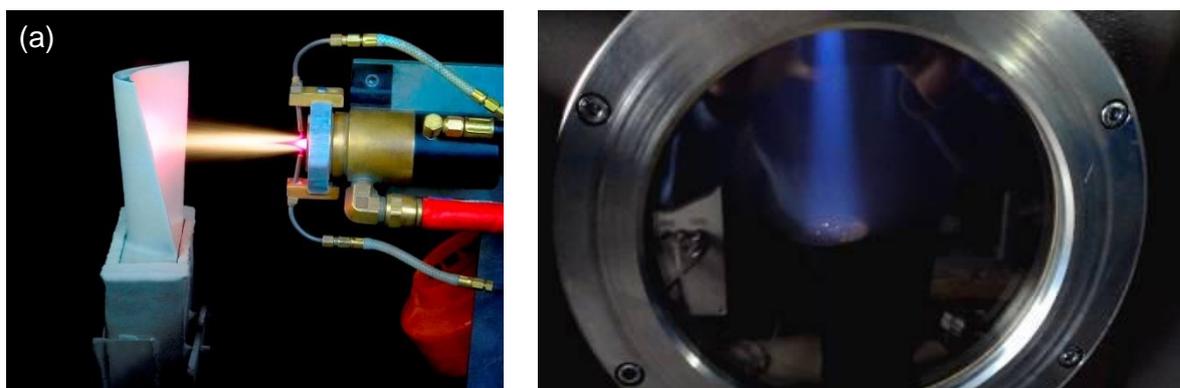


Figure 3 (a) Réalisation d'un dépôt sur une aube de turbine par APS, (b) Jet de vapeur généré lors de EB-PVD [3]

Les deux techniques de dépôt présentent respectivement des avantages et des inconvénients. Les revêtements APS (illustrés sur la Figure 4 (a)) sont plutôt bon marché, avec des taux de dépôt élevés (jusqu'à 250 μm/min) et ont une faible conductivité thermique

(~ 1 W/m/K). Cependant, leur microstructure lamellaire n'est pas résistante aux contraintes thermomécaniques. A contrario, les revêtements colonnaires obtenus par EB-PVD comme illustré sur la Figure 4 (b) offrent une meilleure résistance aux contraintes thermiques, mais offrent l'inconvénient d'un taux de dépôt moins élevé (environ $12 \mu\text{m}/\text{min}$), ont une conductivité thermique plus élevée (~ 2 W/m/K). De plus, ils nécessitent d'opérer dans des conditions à faible pression (~ 1 Pa) et des moyens d'investissement et d'exploitation élevés.

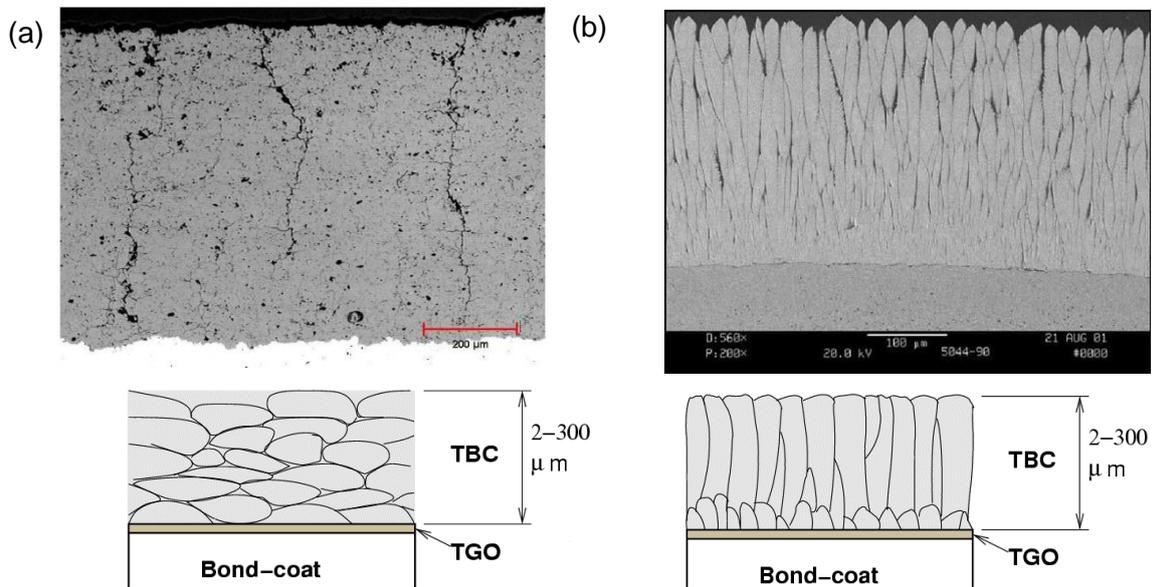


Figure 4 Images et illustrations des barrières thermiques obtenues par (a) APS et (b) EB-PVD [3]

La recherche de technologies ayant les avantages de l'APS et l'EB-PVD a donné naissance à de nouveaux procédés tels que la projection par plasma de suspension (SPS) et de solution (SPPS) et le dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD). Ces nouvelles techniques ont pour objectif de créer des revêtements finement structurés constitués de très petites particules, germes et recondensation de vapeur constituée d'atomes, et ce avec des vitesses de dépôt plus importantes, et des coûts d'exploitation plus faibles.

Le dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique est une technologie en développement permettant de produire des revêtements finement structurés par dépôt de vapeur et de fines particules fondues à des pressions allant de 10 à 200 Pa [4] (Figure 5). Le procédé utilise une torche de projection à plasma thermique adaptée aux conditions de très basse pression pour produire de la vapeur. L'objectif de cette technique est de combiner la vitesse de dépôt élevée de la projection plasma atmosphérique et la structure colonnaire des revêtements déposés par dépôt physique en phase vapeur par faisceau d'électrons [5], [6].

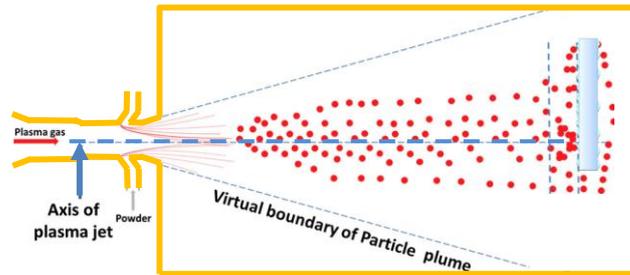


Figure 5 Principe schématique de procédé PS-PVD [7]

Les systèmes PS-PVD actuels sont capables de déposer à des vitesses allant jusqu'à 100 $\mu\text{m}/\text{min}$. Cependant, l'inconvénient majeur du procédé est un faible transfert de chaleur entre le jet de plasma et les particules de poudre en raison des pressions opératoires réduites. Ceci peut être résolu en augmentant le temps de séjour des particules de poudre dans la partie chaude et dense du jet. C'est l'idée principale de la présente étude qui consiste à concevoir un système à deux chambres. Ce dernier est composé d'une chambre haute pression, conçue pour atteindre une évaporation maximale de la poudre, reliée à une chambre de dépôt basse pression par une tuyère de détente (de De Laval), dont la conception est ajustée pour contrôler le flux de gaz de la chambre haute pression et maintenir une faible pression dans la chambre basse pression [8] (Figure 6).

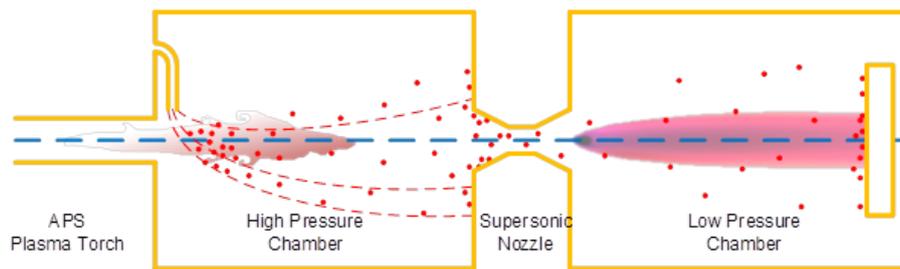


Figure 6 Principe de fonctionnement du procédé PS-PVD développé à l'IRCER [8]

Dmitrii Ivchenko (2015-2018) a réalisé sa thèse à l'IRCER sur la faisabilité et le dimensionnement de ce nouveau procédé [8]. Il a principalement développé les modèles numériques i) de l'écoulement dans la chambre à haute pression et la tuyère par une approche de mécanique des fluides continue classique, ii) du traitement thermique de la poudre, iii) de l'écoulement transitionnel dans la chambre à basse pression par une approche de type Monte-Carlo (DSMC) et iv) de nucléation-croissance homogène nécessaire à la description des processus dans la chambre basse pression. Il a montré que des conditions d'échange de chaleur plasma-particules plus favorables dans le HPC pourraient également permettre d'utiliser des torches à plasma avec une puissance électrique inférieure par rapport aux torches PS-PVD typiques (par exemple 40 kW au lieu de 150 kW) et des particules de poudre plus grosses (10 μm de diamètre à la place de 1 μm). Cependant, une des principales limite et conclusion est que ce procédé, s'il permet bien de travailler à des puissances électriques inférieures et avec des particules plus grosses, peut être compliqué par (i) l'érosion et (ii) le colmatage de la tuyère de détente séparant la chambre haute et basse pression. Il est donc nécessaire de maîtriser finement le traitement thermocinétique entre le jet de plasma et les précurseurs qui y sont introduits afin de contrôler leurs taux d'évaporation et donc leurs pressions partielles en tout point du procédé.

La réponse à ces deux problématiques nécessite d'améliorer la compréhension et la maîtrise des phénomènes physico-chimiques impliqués dans la génération et le transport des espèces réactives à proximité de la surface de la tuyère de détente, du substrat et la construction du dépôt. Cela nécessiterait (i) d'étudier le fonctionnement de (des) source(s) plasma(s) utilisée(s), (ii) de contrôler les interactions mutuelles entre le plasma généré par la source et le(s) précurseur(s) utilisé(s), (iii) de maîtriser l'interaction conjointe des précurseurs et du plasma sur la surface de la tuyère de détente et de la pièce à revêtir et (iv) de contrôler la construction du dépôt sur le substrat.

C'est sur le second point que traitent mes travaux de thèse. L'objectif est de mettre en place un modèle de traitement cinématique et thermique des particules de poudre le plus représentatif possible de l'expérience. Ensuite, par simulation, optimiser la production de vapeur dans la chambre à haute pression et prévenir le colmatage de la tuyère de détente par dépôt direct des particules fondues de la poudre. Plus précisément, l'objectif est de définir les conditions opératoires de torche, la granulométrie de poudre de zircone, son débit, la longueur de la chambre haute pression et l'orientation torche/tuyère de détente qui permettent soit d'évaporer totalement une poudre de granulométrie donnée soit de séparer le jet de plasma-vapeur de zircone des particules non évaporées.

Le premier chapitre est consacré à une revue bibliographique des procédés de projection thermique utilisés pour l'élaboration de barrière thermique : projection plasma conventionnelle, projection plasma de suspension, EB-PVD et PS-PVD conventionnelle. Il résume les principes de fonctionnement et l'effet des paramètres de fonctionnement sur les caractéristiques des revêtements obtenus. Les travaux de modélisation d'Ivchenko [8], [9] relatifs à la faisabilité et au dessin du nouveau procédé de PS-PVD à deux étages développé à l'IrCer par voie de modélisation sont ensuite décrits en terme de modèles numériques développés et de résultats de simulations. Le modèle de traitement cinématique et thermique permettant d'évaluer l'évaporation des poudres dans le plasma qui est un point essentiel du système, présente quelques faiblesses et n'a pas été validé. Aussi la suite de ce manuscrit est dédiée à l'étude approfondie de ce point particulier.

Le deuxième chapitre passe en revue les différents modèles liés à l'injection et au traitement thermocinétique entre un écoulement chaud correspondant à une combustion ou un plasma et des précurseurs sous forme de particules sphériques liquides (carburant) ou solides. Le modèle de la phase porteuse c'est-à-dire de l'écoulement gazeux continu, ne fera pas l'objet d'une étude bibliographique détaillée dans la mesure où celle-ci avait été déjà réalisée par Ivchenko [8]. Le modèle sera donc simplement décrit au chapitre suivant (Chapitre 3).

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation et la simulation du traitement cinématique et thermique des particules sur la base de deux modèles sélectionnés à partir de l'analyse bibliographique précédente. Les modèles de Lee Chen Pfender et de d'Abramzon et Sirignano, sont analysés et comparés sur : des (i) champs de plasmas homogènes puis (ii) réels et (iii) comparés à des mesures expérimentales réalisées dans les mêmes conditions afin de sélectionner le plus approprié à une modélisation « fine » du traitement des particules dans le jet de plasma.

Dans un premier temps nous mettons en place le modèle de l'écoulement (équations, propriétés des gaz, modélisation de la formation du plasma et de la turbulence, ...), puis

décrivons clairement les modèles de traitement thermocinétique des particules qui seront comparés par la suite et leur mise en œuvre.

Les méthodes expérimentales ainsi que des expériences permettant de choisir des conditions opératoires favorables à l'évaporation des poudres et de sélectionner et valider le modèle de phase dispersée sont ensuite décrites : mesure de la distribution en taille de particules collectées en vol, mesure de vitesse et température de particules en vol. Les différentes configurations de simulations décrites précédemment (champs de plasma homogènes, réels) sont ensuite décrites en termes de domaines de calcul, maillages et conditions aux limites, puis mises en œuvre et critiquées. Il en ressort que les deux modèles thermocinétiques proposés donnent des résultats assez fidèles à l'expérience même si l'hypothèse de température homogène des particules devraient être levée pour des matériaux isolants tels que les céramiques. Le modèle de Lee-Chen-Pfender est néanmoins adopté car plus adapté aux conditions plasma.

Le quatrième chapitre concerne la mise en œuvre de ces modèles dans le cadre du procédé PS-PVD développé à l'IRCER afin d'optimiser l'évaporation des poudres et de séparer le flux vapeur des particules non-évaporées dans le cas où des poudres commerciales de grande taille et donc moins chères sont traitées. L'objectif est double : optimiser les rendements matière et éviter l'occlusion de la tuyère de détente. Les conditions opératoires ont été choisies de façon à favoriser au maximum l'évaporation des poudres. L'influence de (i) la granulométrie de la poudre, (ii) de la distance entre la sortie de torche et la tuyère de détente (iii), de l'orientation de la torche par rapport à la tuyère (inclinaison de la torche) et (iv) de la géométrie de la tuyère sont étudiés. Trois configurations seront successivement testées : la configuration étudiée par Ivchenko pour laquelle la torche et tuyère de détente sont coaxiales et qui présente un risque important de colmatage de la tuyère de détente vu son exposition aux particules en phase liquide et qui exige donc d'évaporer entièrement les poudres. Les deux autres configurations qui permettraient la mise en œuvre de poudres moins fines, puisque basées sur une séparation par inertie des particules non-évaporées du jet de plasma-vapeur, en inclinant la torche par rapport à la tuyère de détente.

Chapitre I. Etude bibliographique sur la mise en œuvre de barrière thermique (BT) par projection thermique

L'élaboration de barrières thermiques (TBC) finement structurées et résilientes aux contraintes thermomécaniques fait l'objet de nombreuses études dans la communauté de la projection thermique. Les technologies actuelles, telles que la projection plasma à pression atmosphérique (APS) et le dépôt physique en phase vapeur par faisceau d'électrons (EB-PVD), ne permettent pas de réaliser des dépôts résilients et/ou à faible coût de production. De nouvelles techniques de dépôt telles que la projection plasma de suspension et de solution (SPS et SPPS, respectivement) et le dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD) semble permettre l'obtention de TBC finement structurés avec un taux de production accru et ceci à moindre coût.

Ce chapitre met en évidence l'état de l'art dans le développement en cours des procédés PS-PVD et d'autres procédés de projection plasma associés du point de vue technique appliquée. Il décrit en termes simples la projection par plasma à pression atmosphérique (APS), la projection plasma de suspension SPS, Les dépôts physiques en phase vapeur par faisceaux d'électrons EB-PVD et des dépôts en phase vapeur assisté par plasma thermique PS-PVD. Les revêtements qui peuvent être obtenus au moyen de ces procédés sont présentés et discutés. Une attention particulière est portée sur l'influence des paramètres opératoires sur la morphologie des revêtements obtenus. Les avantages et les inconvénients de chaque technique sont mis en évidence. Un résumé des principaux travaux d'Ivchenko sur la faisabilité, le dessin et le choix des paramètres opératoires du procédé de PS-PVD à 2 enceintes est finalement présenté.

I.1. Les barrières thermiques obtenues par EB-PVD

I.1.1. Structure d'une barrière thermique et principe de la technique

Les revêtements type barrière thermique (TBC) sont des revêtements protecteurs appliqués à la surface des parties métalliques chaudes dans les moteurs à turbine à gaz [10]. Les principales applications des turbines à gaz sont la production d'électricité et la propulsion des avions. L'utilisation de TBC permet d'augmenter la résistance à la chaleur et à la corrosion des pièces de turbine, en particulier celle des chambres de combustion et des aubes de turbine en superalliages. Cela conduit à une augmentation du rendement des turbines, prolonge leur durée de vie et réduit la fréquence de maintenance.

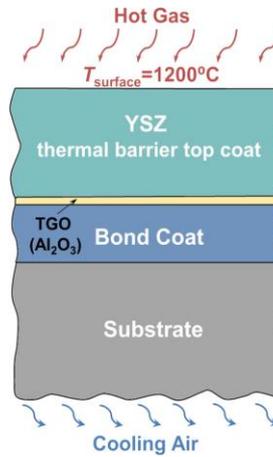


Figure 7 Structure d'une barrière thermique

Les barrières thermiques (TBC) conventionnelles (Figure 7) se composent d'une couche de finition en céramique, d'une couche de liaison métallique et d'une couche d'oxyde à croissance thermique (TGO). À haute température ($>900\text{ °C}$), la couche de liaison forme un film d'oxyde noté TGO (Thermally Grown Oxide) et composée principalement de $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Ce film, formé lors de l'inter-diffusion d'espèces entre la couche de liaison et le superalliage, est essentiel au bon fonctionnement du système. Il permet notamment la protection contre l'oxydation du superalliage à haute température. Le rôle principal de la couche de liaison, généralement composée de matériaux riches en aluminium ((Ni,Co)CrAlY), est de protéger le substrat de l'oxydation. Il compense également la différence de coefficients de dilatation thermique entre le substrat et la couche de finition. Le revêtement céramique, traditionnellement composé de 6-8% de zircone stabilisée à l'yttrine (6YSZ - 8YSZ) [14], assure l'isolation thermique. Le choix du 7YSZ comme matériau de couche de finition se justifie par sa bonne stabilité thermique, sa faible conductivité thermique ($0,7\text{-}2,6\text{ W m}^{-1}\text{ K}^{-1}$) [15, 16], son coefficient de dilatation thermique élevé ($11 \times 10^{-6}\text{ K}^{-1}$) [16], une ténacité élevée et une température de fusion élevée ($2\text{ }700\text{ °C}$).

Le dépôt physique en phase vapeur assisté par faisceau d'électrons est un procédé de dépôt physique en phase vapeur (PVD) [17]. Le procédé EB-PVD utilise un canon à électrons pour vaporiser le matériau constituant le revêtement (figure 8) dans un environnement sous vide poussé ($10^{-2}\text{-}10^{-3}\text{ Pa}$). Les électrons sont accélérés par le champ électrique (avec une tension d'environ 20-25 kV) entre la cathode et l'anode du canon à électron, puis focalisés sur le substrat par des lentilles électrostatiques et électromagnétiques (figure 8). On peut ainsi imposer une importante densité de puissance en focalisant le faisceau d'électrons sur une petite surface pour que les céramiques, disposées dans un creuset, qui peut être refroidi par circulation d'eau, soient éjectées par paquets de matière.

L'énergie cinétique élevée des électrons provoque la fusion et l'évaporation du matériau du lingot. La vapeur, formée au cours de ce processus, se répand dans toute la chambre et est adsorbée sur le substrat situé dans la ligne de visée. Les conditions de vide poussé permettent le libre passage des électrons émis du canon à électrons vers le lingot ; ils permettent également d'éviter l'oxydation du matériau du lingot s'il est en métal. Pour obtenir une fusion uniforme, le faisceau d'électrons doit constamment balayer la surface du matériau céramique à pulvériser. Il faut toutefois que le matériau ne se décompose pas en fondant.

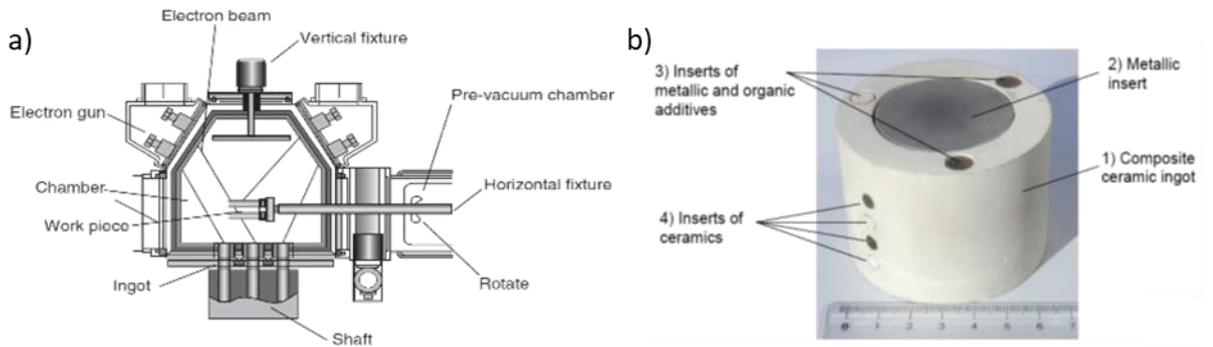


Figure 8 Schéma de principe d'une enceinte EBPVD

La microstructure des dépôts de YPSZ par EB-PVD est présentée sur la Figure 9 (a). Elle montre leur structure en colonnes, ce qui leur confère une excellente complaisance thermomécanique. En effet les contraintes, dues aux différences de coefficients de dilatation du superalliage et du dépôt de YPSZ soit lors du démarrage, soit lors de l'arrêt du moteur fonctionnant à près de 1100°C, sont relaxées par la structure colonnaire du dépôt. Les colonnes peuvent se rapprocher ou s'éloigner les unes des autres lorsqu'elles sont soumises aux contraintes, ce qui n'est pas possible avec un dépôt projeté par projection thermique conventionnelle (APS). En contrepartie, cette structure colonnaire n'arrête pas les gaz chauds fortement oxydants et c'est donc la sous-couche, en aluminure de platine, qui doit résister à l'oxydation et conserver une couche d'oxyde suffisamment mince pour rester ductile. La figure 9b, correspondant une surface fracturée du dépôt, montre une belle profusion de micro-colonnes. De plus, ces colonnes n'ont pas de fissures horizontales (pas de contraintes thermiques) comme en projection plasma, mais alors leur conductivité thermique est plus élevée que celle de ces dépôts plasma.

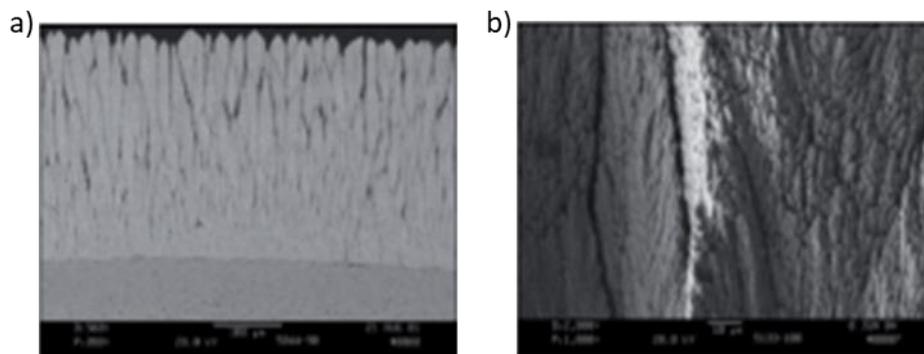


Figure 9 Barrières thermiques déposée par EB-PVD [11]

L'absence de pores dans la direction normale à la surface entraîne des valeurs de conductivité thermique supérieures à celles des TBC obtenues par APS (1,5-2,0 W/m/K) [12], [13]. De plus, la nécessité de maintenir le vide poussé, les faibles taux de dépôt (5 $\mu\text{m}/\text{min}$) et le mode de dépôt en ligne de visée rendent les revêtements EB-PVD plus chers par rapport aux TBC APS. Néanmoins, une adhérence élevée et une bonne résistance au cyclage thermique font des TBC EB-PVD le meilleur procédé pour les pièces de turbine en mouvement [14]–[16].

I.1.2. Diagrammes de microstructure

Des diagrammes ont été développés au fil des années pour illustrer l'évolution de la morphologie des films après les premiers stades de la croissance. Ce type de diagramme est apparu au début des années 1970 pour des revêtements épais, jusqu'à 200 μm , élaborés par PVD, au travers des diagrammes de Movchan et Demchistin. On distingue, en fonction de la température homologuée du substrat (rapport entre la température de surface du substrat T_s et sa température de fusion T_m) et la pression de dépôt, trois zones structurales caractéristiques [14], [17], pour les revêtements produits par EB-PVD. En 1974, Thornton ajoute à ce diagramme l'influence de la pression de la chambre de dépôt pour des films obtenus par pulvérisation cathodique et met ainsi en évidence une zone de transition T (Figure 10) s'ajoutant aux zones définies par ses prédécesseurs [14], [18], [19]. Dans cette zone, une compétition de la croissance des différents grains apparaît, donnant ainsi une structure composée de grains fibreux notamment à cause de la mobilité limitée des adatoms en surface et des effets d'ombrages des grains adjacents. Lorsque la température du substrat augmente, la mobilité des adatoms augmente laissant place en zones 2 et 3 à des microstructures plus denses. Ce modèle reste encore aujourd'hui une référence pour prédire la morphologie des dépôts élaborés notamment par PVD en fonction des conditions expérimentales.

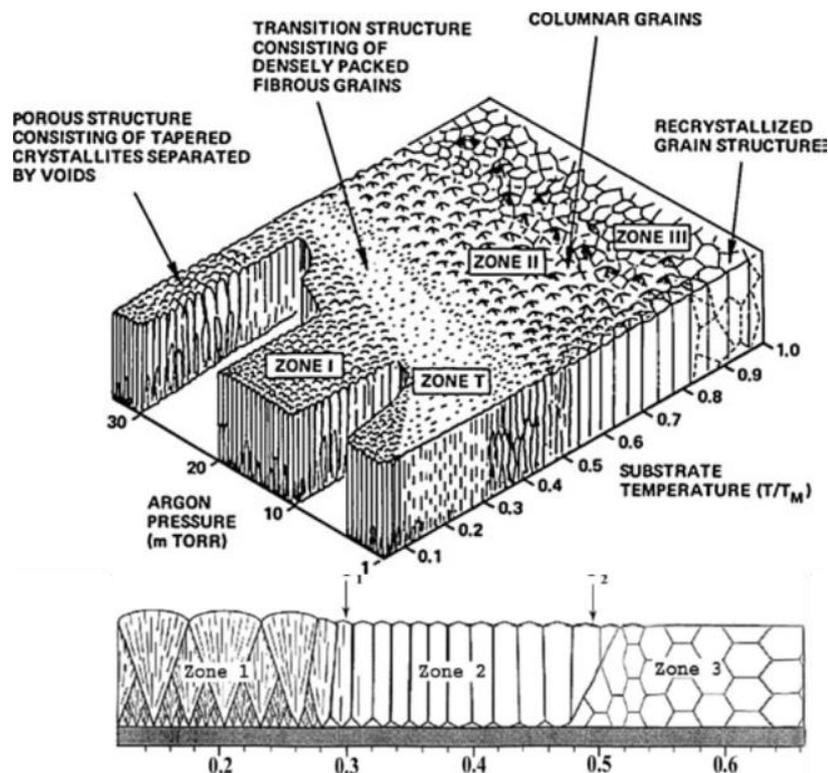


Figure 10 Diagramme de microstructure de Thornton [14], [18]

Plus récemment, Anders [29] a fait suite à d'autres auteurs pour mettre à jour le diagramme développé par Thornton et rendre compte des technologies aujourd'hui utilisées en recherche, mais également en industrie. En effet, les technologies utilisant des canons à électrons et des plasmas se sont démocratisées conduisant à des procédés plus

énergétiques, avec notamment des rendements de production de films minces améliorés. L'objectif principal des modifications apportées au diagramme est de le rendre universel. Selon Anders, les axes de la représentation graphique (Figure 11) doivent rendre compte non pas des paramètres primaires des procédés, comme la pression, la température, la tension appliquée ou encore la distance au substrat, mais bien des grandeurs liées aux phénomènes de croissance des films.

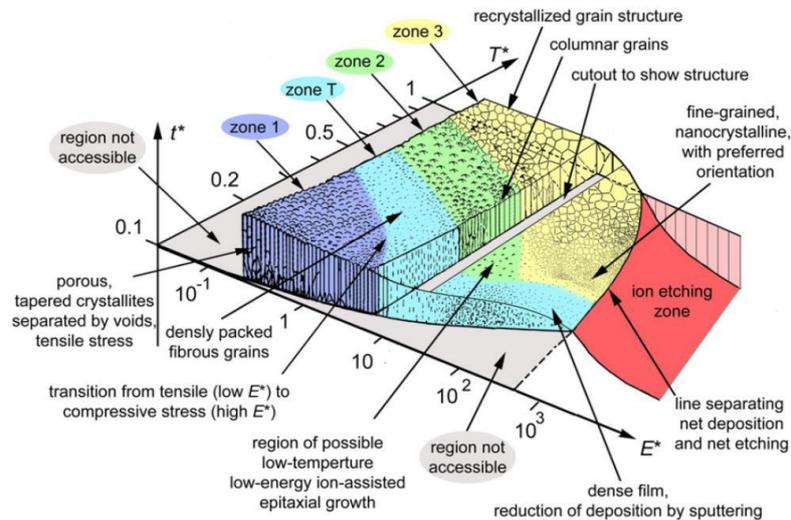


Figure 11 Diagramme de microstructure de Anders [19]

De nouvelles grandeurs sont alors définies pour prendre en compte l'influence de la présence d'un plasma lors de la phase de dépôt, mais également pour introduire l'effet amené par le bombardement ionique de la surface sur la morphologie du dépôt :

- **Axe de température généralisée T^*** : cette température prend en compte la température de dépôt, la température de fusion du matériau déposé et une composante T_{pot} prenant en compte l'énergie potentielle apportée par les particules du milieu et transmise à la surface du substrat.
- **Axe d'énergie normalisée E^*** : cette énergie représente la combinaison des effets de déplacement et de chauffage causés par l'énergie cinétique des particules bombardant la surface du substrat.
- **Axe d'épaisseur t^*** : cet axe rend compte qualitativement de la réduction de l'épaisseur des films due à la densification de la couche mais aussi au bombardement ionique. Le phénomène de gravure ionique peut ainsi être illustré.

Lors de l'interprétation de résultats expérimentaux, l'application directe de ce genre de modèle peut s'avérer compliquée. Ces représentations graphiques sont utiles pour donner une première orientation sur les microstructures qu'il est possible d'obtenir à partir de procédés de dépôts en phase vapeur. En effet, chaque combinaison substrat/film/conditions de dépôt est unique et aura un diagramme de structure propre. Comme avec les modes de croissance aux premiers stades de la construction de dépôt, une adaptation des conditions d'application des modèles est nécessaire mais possible, notamment pour le diagramme d'Anders qui se veut universel.

La suite de ce chapitre a pour objectif de décrire en termes simples, les alternatives au procédé EB-PVD pour l'élaboration de barrière thermique. Seront successivement abordés

la projection par plasma d'arc soufflé conventionnelle à pression atmosphérique (APS), la projection plasma de suspension SPS et les dépôts en phase vapeur assisté par plasma thermique PS-PVD. Les microstructures des revêtements qui peuvent être obtenus au moyen de ces procédés sont présentées et discutés. Une attention particulière est portée sur l'influence des paramètres opératoires sur la morphologie des revêtements obtenus. Les avantages et les inconvénients de chaque technique sont mis en évidence.

I.2. Les différentes techniques de dépôt des BT par plasma d'arc soufflé

Les techniques les plus largement utilisées pour le dépôt de TBC sont la projection plasma à pression atmosphérique (APS) et le dépôt physique en phase vapeur par faisceau d'électrons (EB-PVD). Cependant, ces dernières années, plusieurs nouvelles technologies prometteuses ont vu le jour. Elles comprennent la projection plasma de suspension (SPS) ou de solutions (SPPS), la projection plasma de solution (SPPS) et le procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD). Dans cette section, nous discutons et comparons certaines des techniques de dépôt susmentionnées.

I.2.1. Projection conventionnelle par plasma d'arc à pression atmosphérique (APS)

I.2.1.1. Introduction

La projection thermique [20] regroupe l'ensemble des procédés grâce auxquels un matériau d'apport, sous forme de poudre, de fil ou de baguette, est fondu ou porté à l'état plastique à l'aide d'une source de chaleur, puis projeté sur la pièce à fonctionnaliser ou à protéger. Le revêtement se construit par superposition de lamelles résultant de l'impact, étalement et solidification des particules fondues ou partiellement fondues sur la surface de la pièce (Figure 12).

En projection plasma conventionnelle, le matériau, généralement un matériau réfractaire, est injecté sous forme pulvérulente dans le jet de plasma grâce à un écoulement de gaz porteur. Les diamètres des particules qui constituent la poudre sont compris entre 1 et 100 μm . A l'impact sur la pièce à revêtir, les particules fondues (facteur d'étalement compris entre 2 et 8 [21]), forment des lamelles de 0,5 à 2-3 μm d'épaisseur et de plusieurs centaines de mm de diamètre. Ce procédé permet donc de construire des couches relativement épaisses, typiquement de cinquante à quelques centaines de micromètres [22] avec des vitesses de dépôt élevées sous pression et atmosphère ambiante. Les dépôts sont utilisés notamment comme revêtements anti-usure, revêtements anti-corrosion, barrières thermiques, électrodes et électrolytes de piles à combustible.

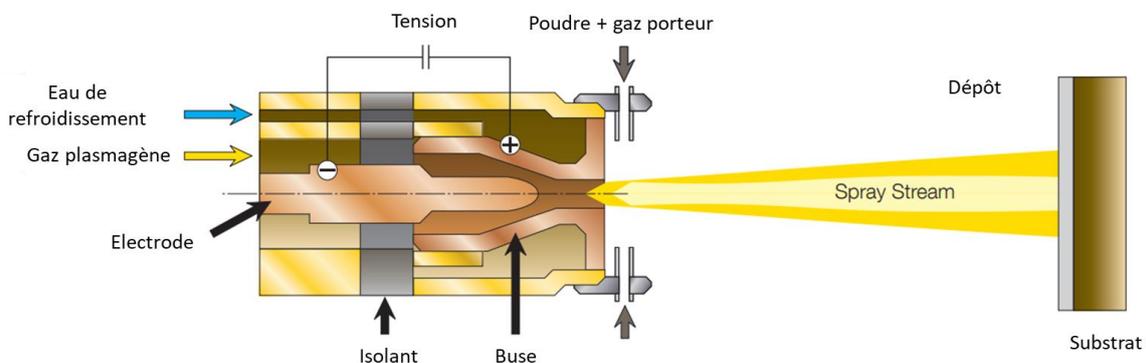


Figure 12 Principe de la projection thermique : Coupe transversale d'une torche [23].

Une torche de projection plasma conventionnelle ou torche à plasma d'arc soufflé est composée essentiellement des éléments suivants : un diffuseur pour injecter les gaz plasmagènes, une cathode barreau cylindrique et une tuyère anode concentrique refroidies par circulation d'eau (Figure 13).

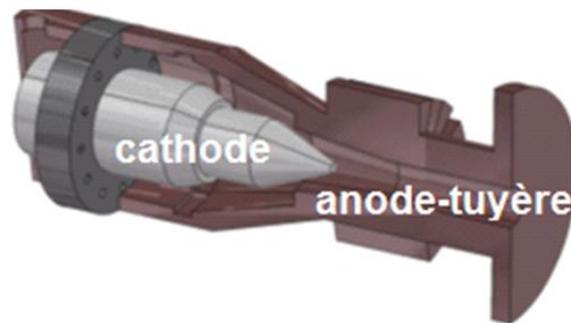


Figure 13 Description d'une torche à plasma d'arc soufflé conventionnelle

L'arc électrique est initié au moyen d'une décharge électrique haute tension et haute fréquence entre la cathode thermo-émissive (en tungstène thorié) et la tuyère en cuivre (anode). L'arc électrique est soufflé par les gaz plasmagènes qui sont injectés en amont de la chambre d'arc entre les deux électrodes. L'énergie fournie par l'arc permet d'élever la température du gaz injecté en amont, de dissocier les molécules et d'ioniser les atomes. La recombinaison exothermique des atomes ou des ions et des électrons permet de maintenir, en aval du pied d'arc, un plasma en extinction qui forme le jet de plasma en sortie de tuyère (Figure 12) dans lequel sont injectées, accélérées et fondues les poudres. La colonne d'arc s'accroche à la paroi de l'anode sous forme d'une boucle plasma au travers de la couche limite froide qui se développe parallèlement à l'écoulement plasma le long de l'anode. La puissance délivrée par ce type de torche utilisée en milieu industrielle varie entre 10 et 100 kW, avec des courants d'arc entre 250 A et 1000 A, des niveaux de tension entre 30 V et 80 V et des débits de gaz compris entre 20 et 150 L/min. Les gaz utilisés sont généralement des mélanges binaires ou ternaires d'argon, d'azote, d'hydrogène et d'hélium. Sous ces conditions opératoires, le rendement thermique de la torche, défini comme le rapport entre la puissance électrique dissipée dans les gaz et celle fournie à la torche est compris entre 40% et 60 %, une partie de la puissance fournie à la torche (entre 60 et 40% environ) étant dissipée dans le circuit de refroidissement des électrodes.

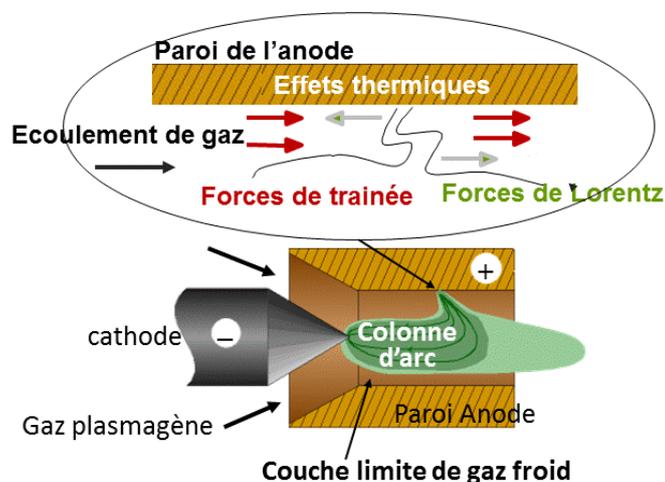


Figure 14 Schéma de principe de la formation du jet de plasma à l'intérieur de la torche

Selon les conditions opératoires, le pied d'arc anodique, sous l'action combinée des forces hydrodynamiques et des forces de Laplace, peut présenter un comportement erratique sur la paroi de la tuyère. Ce dernier induit, pour une intensité de courant d'arc donnée, une variation de la tension d'arc et donc de l'enthalpie dissipée dans le jet de plasma (Figure 14). Si ce déplacement est, en général, nécessaire à la survie de l'anode qui, selon la géométrie du pied d'arc (constricté ou diffus), peut recevoir des flux thermiques de l'ordre de 10^7 - 10^9 W/m², l'interaction arc-anode, en régissant les mécanismes d'érosion et les caractéristiques du jet de plasma (composition chimique, viscosité, densité, vitesse, énergie interne) au lieu d'injection des précurseurs affecte fortement la performance et la reproductibilité du procédé.

De plus, dès que le jet de plasma pénètre dans l'air, les différences de vitesse et de densité avec le gaz environnant froid et au repos, entraîne de fortes contraintes de cisaillement qui, superposées aux fluctuations du jet, sont à l'origine de l'apparition de grosses structures turbulentes. Ces dernières vont se développer, se fractionner et conduire au mélange du jet de plasma avec l'air ambiant comme l'indique la Figure 15 [24].

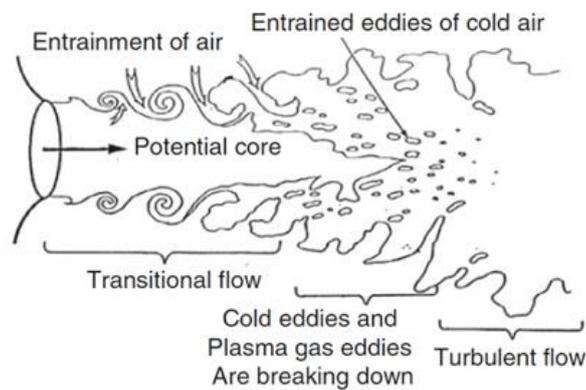


Figure 15 Représentation schématique de l'entraînement du gaz ambiant dans un jet de plasma s'écoulant dans de l'air au repos.

Le principal effet de cet engouffrement d'air sur le jet de plasma est son refroidissement et sa réduction de vitesse par effet de mélange. Ce refroidissement est accentué par la dissociation de l'oxygène et de l'azote à 3500 K et 7000 K, respectivement, dans des conditions normales de pression [25]. Ces fluctuations de l'arc contribuent très fortement au caractère instationnaire des propriétés de l'écoulement plasma (Figure 16).

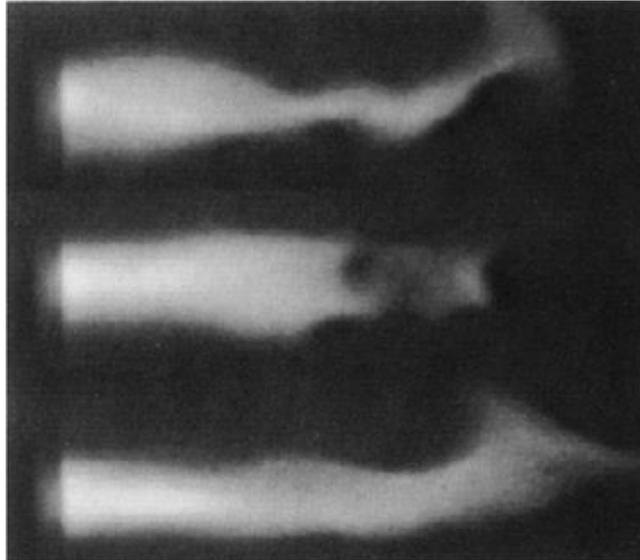


Figure 16 Fluctuations d'un jet de plasma en sortie de tuyère [26].

Dans la plupart des torches utilisées en projection plasma, l'usure de la tuyère est limitée grâce au déplacement naturel rapide du pied d'arc qui combine, en général, un mouvement axial et un mouvement radial, mais au détriment de la stabilité du jet. Une injection des gaz plasmagènes en vortex dans la chambre d'arc est aussi souvent utilisée dans les torches industrielles pour essayer d'augmenter ce mouvement de déplacement naturel du pied d'arc et également allonger la longueur de l'arc.

Les avantages de la projection par plasma d'arc soufflé à pression atmosphérique l'APS résident dans son faible coût d'investissement et des taux de dépôt élevés (125-250 $\mu\text{m}/\text{min}$). La vitesse élevée des particules à l'impact sur le substrat conduit à leur déformation et à la formation de lamelles (splats). Cependant, la solidification rapide des lamelles provoque des contraintes de trempe en traction, entraînant la formation de microfissures [27] (Figure 17), et une faible adhérence du dépôt (19,9 MPa) [28], tandis que les contacts imparfaits entre les lamelles conduisent à des porosités élevées (10-20 vol. %). Les revêtements avec de telles microstructures présentent cependant de faibles conductivités thermiques (0,9-1,1 W/m/K [29]) et des modules d'élasticité (13-24 GPa [30]), qui se traduisent par une isolation thermique satisfaisante et des performances thermomécaniques raisonnables.

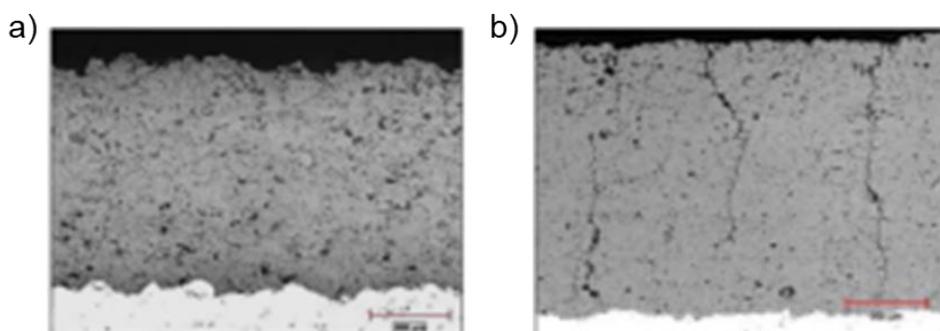


Figure 17 Microstructure lamellaire caractéristique (a) et dépôt verticalement fissuré (b) – clichés MEB issus de [27]

Un des inconvénients des revêtements obtenus par APS concerne leur faible force d'adhérence. De plus, la différence entre les coefficients de dilatation thermique des couches TBC avec le substrat associé à leur structure lamellaire réduit sensiblement la résistance aux cyclages thermiques du revêtement.

I.2.1.2. Effets des paramètres opératoires sur l'écoulement et le traitement des particules

Ce procédé présente une grande sensibilité aux paramètres opératoires, tels que la distance de tir (et en conséquence le flux transféré au substrat), la nature des gaz plasmagènes et par exemple les caractéristiques (forme, distribution granulométrique) des poudres injectées. Les paramètres opératoires doivent donc être choisis de façon à favoriser le chauffage des particules. Comme mentionné précédemment, cela peut être fait par l'ajout de gaz diatomique qui permettent d'augmenter conjointement la conductivité thermique et l'enthalpie spécifique du jet de plasma. Le chauffage des particules peut être favorisé au détriment de leur vitesse (ce qui entraîne une augmentation du temps de séjour de la poudre dans le jet) ou par le procédé de fabrication des poudres (agglomération, frittage). Par exemple, le temps de séjour des particules dans le jet de plasma, de l'ordre de la milliseconde, peut être augmenté respectivement en diminuant la vitesse du jet ou en agissant sur la trajectoire des particules. Le premier peut être obtenu en utilisant des anodes de plus grand diamètre (le diamètre maximal est limité en raison d'éventuelles difficultés d'allumage, de la perte de symétrie du plasma et de l'augmentation de la non-uniformité azimutale des paramètres d'écoulement), et le second en changeant la direction d'injection et la vitesse des particules. Selon une étude numérique menée par de Sousa [31], l'ajout de 25 % en moles d'hydrogène au plasma d'argon entraîne des enthalpies et des vitesses de jet trois fois plus élevées, des vitesses de particules deux fois plus élevées, une fusion complète de la poudre (dans le cas de l'argon pur sous conditions APS typiques, seuls 75 % des particules de 50 μm ont été fondus) et une fraction trois fois plus élevée de poudre vaporisée à 100 mm en aval de la sortie de la torche le long de l'axe de la torche. La variation du courant de 300 A à 600 A, entraîne un doublement de l'enthalpie et de la vitesse du gaz, une augmentation de 50 % de la vitesse des particules et de 75 % de la fraction fondue des particules. Une augmentation du diamètre de la tuyère de la torche de 6 mm à 10 mm entraîne un doublement de la température d'écoulement, de 2000K à 4000K, à l'emplacement du substrat, et une diminution par deux de la vitesse d'écoulement. Il en découle une diminution par 2,5 fois de la vitesse des particules, et une augmentation de la fraction de particules fondues de 25 % à 90 %. Une étude expérimentale de Fuzet [32] confirme les tendances numériques, montrant que les particules de 19,8 μm ne perdent que 2,8 μm de diamètre dans le cas d'une tuyère de 6 mm, alors qu'une réduction de 6,8 μm est observée avec une tuyère de 10 mm, ce qui est attribuée à un temps de vol accru des particules et à des températures de jet de plasma plus élevées

Il vient de cette revue générale que le procédé semble pouvoir fonctionner selon différents régimes en fonction du choix des paramètres opératoire. L'objectif de la section suivante est de rappeler succinctement l'état de l'art sur le fonctionnement d'une torche à plasma d'arc soufflé et de définir les principales instabilités ainsi que leurs origines. Seront également abordés les problématiques liées à l'injection des poudres et l'influence de leur méthode de fabrication sur leur traitement thermocinétique.

I.2.1.3. Mode de fonctionnement de l'arc, fluctuations du jet et paramètres opératoires

L'accrochage de la colonne d'arc à l'anode permet de boucler le circuit électrique. Cette boucle de plasma, à haute température et à faible densité, est soumise aux forces dynamiques liées à l'écoulement du gaz, aux forces électromagnétiques de Lorentz et à des effets thermiques (Figure 14). Selon la résultante de ces forces, l'arc électrique peut présenter un comportement instable. Les différents modes de fonctionnement ont longtemps été analysés et expliqués en termes d'épaisseur de couche limite froide qui se développe sur la paroi de l'anode et qui gaine l'arc. Trois modes de fonctionnement ont été identifiés : le mode stable (« steady » mode), le mode oscillant (take over) et le mode de claquage réamorçage (restrike mode) [33], [34]. Le mode stable est caractérisé par un pied d'arc pratiquement stationnaire et apparaît quand l'épaisseur de la couche limite est très faible. Ce mode de fonctionnement conduit à la destruction rapide (quelques minutes) de l'anode. Le mode oscillant est caractérisé par un pied d'arc présentant une zone de contact relativement large à la paroi de l'anode. La tension d'arc (Figure 18) évolue de manière quasi-sinusoidale au cours du temps, laissant augurer un mouvement de battement du pied d'arc et son faible déplacement dans la direction axiale. Le mode de claquage réamorçage est caractérisé par une tension d'arc qui présente une forme en dents de scie avec des fortes fluctuations.

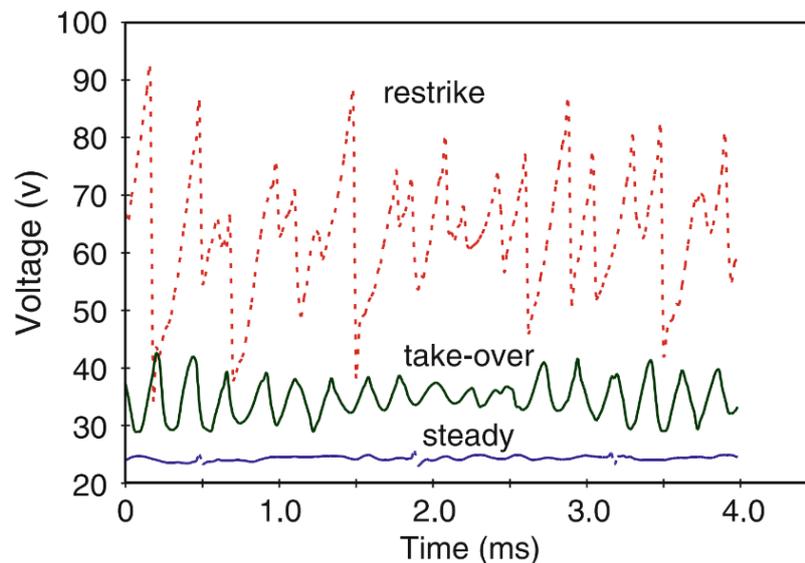


Figure 18 Evolution de la tension d'arc pour ces trois modes de fonctionnement de l'arc [34].

Le mode claquage - réamorçage est le plus fréquemment rencontré dans les torches à plasma d'arc conventionnelles. En général, ce mode est caractérisé par une couche limite froide relativement épaisse ($> 1\text{mm}$) et un pied d'arc constricté. Ce mode de fonctionnement est généralement observé avec des gaz diatomiques (H_2 ; N_2) fréquemment utilisés dans les torches à plasma d'arc soufflé pour accroître l'enthalpie spécifique et la conductivité thermique des gaz plasmagènes (Figure 19). Sous l'effet des forces hydrodynamiques, la longueur de l'arc augmente jusqu'à l'apparition d'un court-circuit qui entraîne le ré-accrochage de l'arc en un autre point de la tuyère. Le signal de tension présente une forme caractéristique en dents de scie avec des fortes fluctuations (Figure 18). La rampe de tension correspond à l'allongement de la colonne de connexion d'arc sous l'effet conjugué des forces hydrodynamiques et des forces électromagnétiques. La vitesse d'allongement de la colonne et du déplacement du pied d'arc est contrôlée en grande partie par la vitesse de l'écoulement qui agit sur le pied d'arc [35]. Lorsque la tension de claquage entre la paroi anodique et la périphérie de la colonne d'arc est atteinte, un nouveau point d'accrochage est

créé en aval de la tuyère. A chaque claquage, la tension chute brutalement et un volume de plasma (bouffée de plasma) se détache de la colonne d'arc. Puis, ce cycle recommence de façon aléatoire. Les fluctuations de tension sont généralement caractérisées par $\Delta V/V > 1$ et les échelles de temps de ces phénomènes sont distribuées sur une échelle de temps de 5 μ s à 200 μ s.

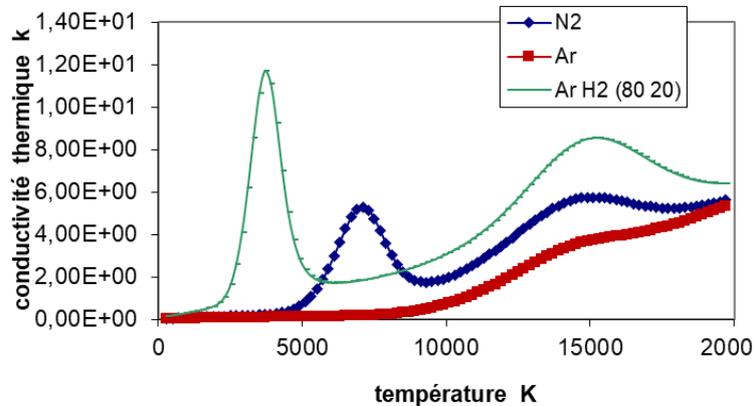


Figure 19 Evolution de la conductivité thermique du plasma en fonction de la nature du gaz

Pour conclure, sous les conditions opératoires classiquement utilisées en projection thermique, le fonctionnement d'une torche à plasma conventionnelle ne présente pas un mode de fonctionnement bien précis et des modes mixtes sont généralement rencontrés, qui peuvent également mettre en jeux des phénomènes acoustiques.

1.2.1.4. Torches non conventionnelles

Pour répondre aux attentes de leurs clients, les équipementiers ont développé des torches qui permettent de travailler avec une large gamme de paramètres (puissance électrique jusqu'à 90 kW), des vitesses de gaz élevées, des débits de poudre importants (supérieurs à 100 g/min) et des courants d'arc plus faibles. Pour augmenter l'enthalpie du plasma, leur conception favorise une augmentation de la tension d'arc plutôt que l'augmentation du courant, l'érosion anodique étant en première approximation proportionnelle au carré du courant. Pour ce faire, ces torches utilisent une anode en cascade composée d'un empilement d'anneaux de cuivre isolés les uns des autres (les « neutrodes ») et se terminant par un anneau sur lequel se fixe l'arc. Cette conception améliore également la stabilité de l'arc car le mouvement de l'arc est limité à l'anneau anodique. Il existe aujourd'hui sur le marché quelques torches utilisant des anodes en cascade (par exemple ; Oerlikon Triplex Pro et Simplex Pro et C + APS de TSD Inc, États-Unis). La torche triplex de Oerlikon combine i) la diminution du flux thermique local sur l'anode par l'utilisation de trois cathodes colinéaires alimentées en plus faible courant pour produire trois arcs électriques et ii) l'étirement et l'ancrage de ces arcs grâce à une anode en cascade. Quelle que soit la conception de la torche, son efficacité thermique est de 60% au max en raison de la nécessité d'un refroidissement efficace des électrodes.

La seconde technique (torche Mettech Axial III de Mettech tri-cathode et tri-anode) est basée sur l'assemblage de trois torches indépendantes et permet l'injection de la poudre dans l'axe de l'écoulement plasma. Elle est constituée de trois cathodes et de trois anodes avec une géométrie conventionnelle et avec le même axe que celui du tube d'injection. Ces trois torches sont alimentées par trois générateurs indépendants. La puissance totale délivrée est de 50 à 100 kW alors qu'elle est en moyenne de 30 kW pour une torche conventionnelle. La

géométrie du nez de la torche permet la convergence des trois jets de plasmas et, leur superposition aléatoire permet de diminuer l'amplitude des fluctuations en sortie de tuyère. L'injection interne de la poudre se situe au point de convergence des trois jets de plasmas. Les particules injectées commencent à être chauffées dans le canal où convergent les trois jets de plasma (environ 20 mm de long), puis le traitement plasma-particules se poursuit en sortie de tuyère. Le transfert thermique est globalement plus élevé permettant ainsi de fondre plus facilement des matériaux de type réfractaire. L'argon ou l'azote peuvent être utilisés comme gaz primaire, l'hydrogène et l'hélium comme gaz secondaire. La torche fonctionne avec des débits volumiques de gaz maximum de 400 NI/min pour l'argon, 200 NI/min pour l'azote, 100 NI/min pour l'hydrogène, et 140 NI/min pour l'hélium. Avec des matériaux réfractaires, le débit massique de poudre peut atteindre 120 g/min avec un rendement de dépôt de 80% contre 35-40 g/min pour une torche conventionnelle avec un rendement de dépôt maximum de 60%.

I.2.1.5. Injection de la poudre

Les paramètres d'injection des poudres ainsi que les fluctuations de puissance dissipées par la torche ont un impact significatif sur la trajectoire de ces dernières et donc sur leur histoire thermique et leur temps de séjour dans le jet de plasma. La trajectoire des particules détermine respectivement leur accélération et leur échauffement et conditionne fortement la qualité du revêtement. Dans les torches à plasma d'arc conventionnelles, les poudres sont injectées radialement dans le plasma (Figure 20) par un flux de gaz porteur, généralement d'argon.

Si une particule est trop petite ($<5 \mu\text{m}$ de diamètre) ou présente une trop faible vitesse d'injection, elle ne peut pas être injectée efficacement dans le cœur du jet de plasma en raison de sa quantité de mouvement réduite. Ces petites particules qui n'ont pas réussi à pénétrer dans le cœur du jet resteront à sa périphérie. Elles peuvent cependant subir une fusion en raison de vitesses relativement faibles et de temps de séjour élevés.

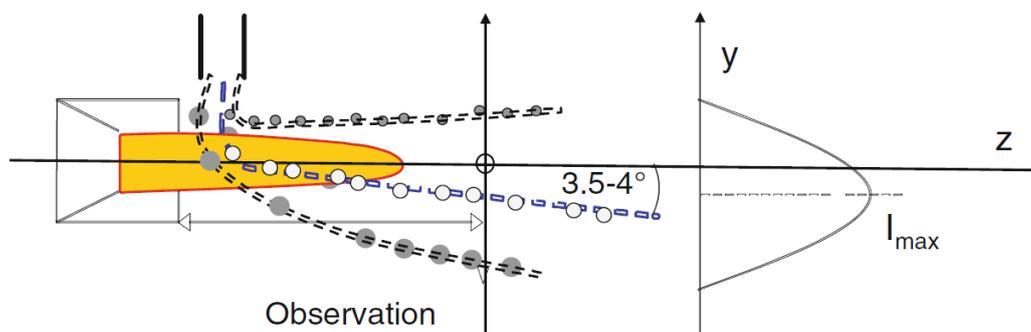


Figure 20 Représentation schématique de trajectoires de particules de masses différentes. La distribution granulométrique et en vitesse d'injection des particules se traduit par une distribution de flux de particules indiquée sur la figure [25]

Les particules lourdes peuvent quant à elles, avoir suffisamment de quantité de mouvement pour traverser le jet de plasma ou son cœur. Celles-ci se déplaceront dans la région périphérique à faible vitesse du jet, mais contrairement aux particules légères, leur plus petite surface spécifique ne leur permettra pas d'atteindre la fusion complète avant impact sur le substrat. La quantité de mouvement des particules doit donc être ajustée via le débit du

gaz vecteur. Pour obtenir une bonne injection, il faut que la quantité de mouvement des particules $m_p v_p$ soit de l'ordre de celle du plasma, soit

$$m_p v_p = m_g v_g \quad (1)$$

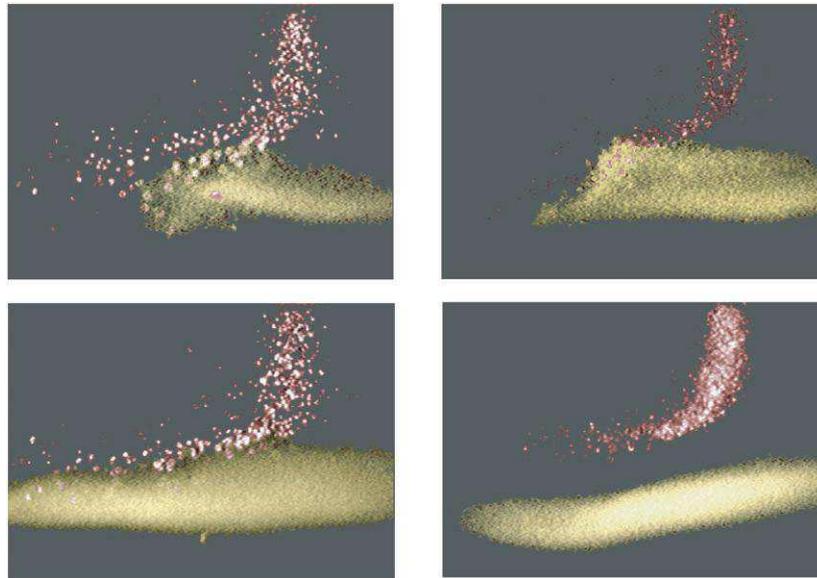


Figure 21 Photographies des particules de molybdène (45-63 μm) injectées à différents instants dans un plasmad'Ar-H₂ (33-10 NI/min, I = 500 A). Temps d'exposition pour la prise d'image = 5 μs [36].

En conclusion, la profondeur de pénétration du matériau injecté dans le jet de plasma sous forme de particules conditionne la trajectoire de ces particules et leurs traitements. Elle dépend de leur quantité de mouvement relative par rapport à celle du jet. Comme cette dernière varie en fonction des fluctuations de vitesse et de température de l'écoulement, l'histoire et donc le traitement des particules dépendent de l'instant auquel elles sont injectées dans l'écoulement plasma (Figure 21). Le problème est encore accentué dans le cas d'un liquide de faible densité, susceptible de subir, en outre, des phénomènes de fragmentation et d'évaporation qui contribuent encore à diminuer l'inertie des gouttes et à augmenter leur dispersion.

Les torches à plasma à injection interne (également appelée injection axiale) assurent un chauffage et une accélération plus uniformes des particules. La conception des torches à plasma classiques ne permet pas l'injection axiale. Ce type d'injection n'est possible que pour les torches multi-électrodes, comme Northwest Mettech Axial III dont le prix et coûts de maintenance sont sensiblement plus élevés, ou des torches à cathodes creuses [37], [38]. Cependant, ces dernières ont été testées avec succès en laboratoire, mais elles ne sont pas disponibles dans le commerce, notamment à cause du problème d'érosion de la pointe de cathode.

1.2.1.6. Fabrication et caractéristiques des poudres projetées

Les poudres utilisées pour la projection thermique sont généralement produites par concassage, broyage ou frittage. Dans de tels procédés, la distribution granulométrique résultante de la poudre est large, ce qui peut conduire aux problèmes d'injection évoqués ci-dessus et à des microstructures inhomogènes formées par défauts d'empilement des lamelles sur le substrat. Pour obtenir une microstructure homogène, il faudrait projeter des particules les plus petites possibles, d'environ un micron de diamètre, présentant une

distribution granulométrique resserrée. Cependant, en raison de leur inertie et de leur plus grande surface spécifique, l'injection est rendue plus compliquée. Les particules fines ont tendance à s'agglomérer dans le système d'alimentation, et de par leur faible masse, le débit de gaz vecteur doit être fortement accru pour conférer à ces particules une quantité de mouvement suffisante afin d'atteindre le cœur du jet de plasma. Un tel débit de gaz porteur refroidit excessivement le plasma, limitant le chauffage des particules injectées. Deux méthodes ont été développées pour surmonter ce problème :

- Utilisation d'un support liquide dense au lieu d'un support gazeux ; cette technique sera détaillée dans la partie suivante.
- Utilisation de particules lourdes ($d_{50}=20-90\ \mu\text{m}$) agglomérées par un liant organique qui peuvent être séparées en particules micrométriques d'origine lorsqu'elles sont exposées au cœur du jet chaud.

Les distributions granulométriques typiques des poudres YZS agglomérées disponibles dans le commerce sont illustrées à la Figure 22. Elles sont produites par la technique de séchage par atomisation : de petites particules d'environ un micron de diamètre sont mélangées avec un liquide à base d'eau avec ajout d'un liant tensioactif stabilisant qui est ensuite atomisée et séchées.

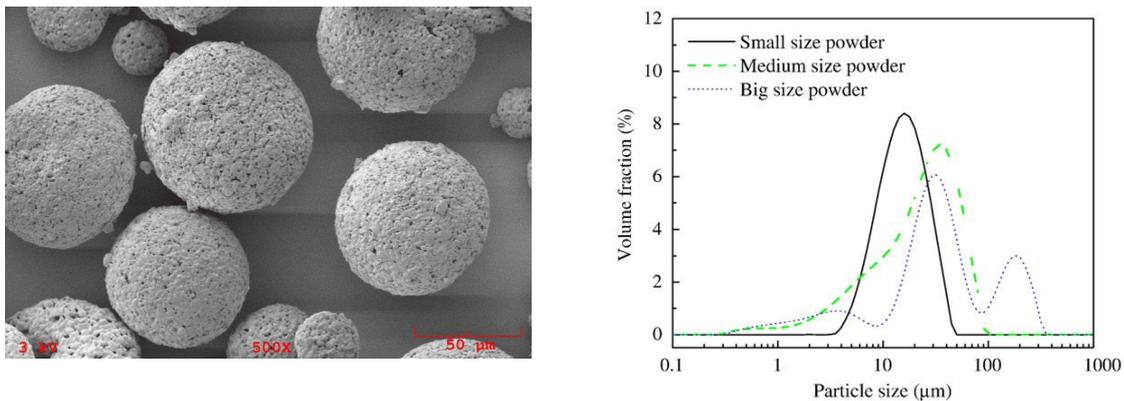


Figure 22 Morphologie et distribution granulométrique des poudres agglomérées [39]

Au cours du processus de dépôt par projection plasma, les particules agglomérées peuvent être fragmentées en particules micrométriques, facilitant le processus de fusion. Cette technique permet donc d'injecter correctement et de façon détournée des particules proches du micromètre et ainsi assurer un transfert thermique efficace entre le précurseur et le jet de plasma.

1.2.2. Projection de suspension par plasma d'arc (SPS)

La projection plasma de suspension (et de solution) est une technologies émergente basée sur la projection thermique à pression atmosphérique. Par rapport à l'APS, la méthode d'injection de la matière diffère : les particules de poudre de taille submicronique sont mises en suspension stabilisée dans un liquide qui remplace le gaz porteur de l'APS, permettant une injection correcte des particules submicroniques dans le cœur du jet de plasma. Le matériel utilisé est sensiblement le même (ex : torches plasma F4 ou Triplex) et fonctionnent dans des conditions assez proches (niveau de puissance électrique, débit de gaz plasmagène...) mais avec des distances de projection fortement réduite de par l'inertie des particules submicroniques injectées. Notons toutefois que l'utilisation de torches à anode segmentée permet de réduire les fluctuations du jet de plasma et assurent une meilleure

reproductibilité du procédé. En effet, ces instabilités sont encore plus préjudiciables dans le cas d'un liquide de faible densité, susceptible de subir, en outre, des phénomènes de fragmentation et d'évaporation qui contribuent encore à diminuer l'inertie des gouttes et à augmenter leur dispersion.

I.2.2.1. Techniques d'injection du précurseur liquide dans le jet de plasma

Le précurseur liquide peut être injecté dans le jet de plasma soit sous la forme d'un jet continu, soit sous la forme de gouttes. Dans ce dernier cas, il se présente sous la forme d'un train de gouttelettes issu du fractionnement naturel d'une nappe liquide sous l'effet des instabilités de Rayleigh ou sous la forme d'un nuage de gouttelettes obtenu par atomisation par un courant gazeux.

L'injection sous forme de jet continu est généralement réalisée par injection mécanique : la solution est introduite dans un conteneur relié, via un tuyau d'alimentation, à l'injecteur disposé près de la sortie de tuyère de la torche à plasma. Cet ensemble est mis sous pression (air, argon, azote, ou hélium) et la solution injectée radialement dans le jet de plasma. Suivant le débit de solution souhaité, le diamètre de l'injecteur varie entre 150 et 300 μm . La pression est adaptée en conséquence pour favoriser la pénétration du jet de liquide dans le plasma. Remarquons que pour un diamètre d'injecteur donné, la pression dans le réservoir conditionne le débit de liquide injecté.

I.2.2.2. Interaction mécanique entre un précurseur liquide et un jet de plasma

Lors de son injection transverse dans le plasma sous forme de jet continu, la déstabilisation du jet par cisaillement avec le jet de plasma crée une première fragmentation en grosses gouttes, dite « fragmentation primaire ». Ainsi, dans les conditions classiquement utilisées, les premières gouttes produites ont un diamètre de 100 μm à 300 μm , c'est à dire proche de celui de l'injecteur (Figure 23).

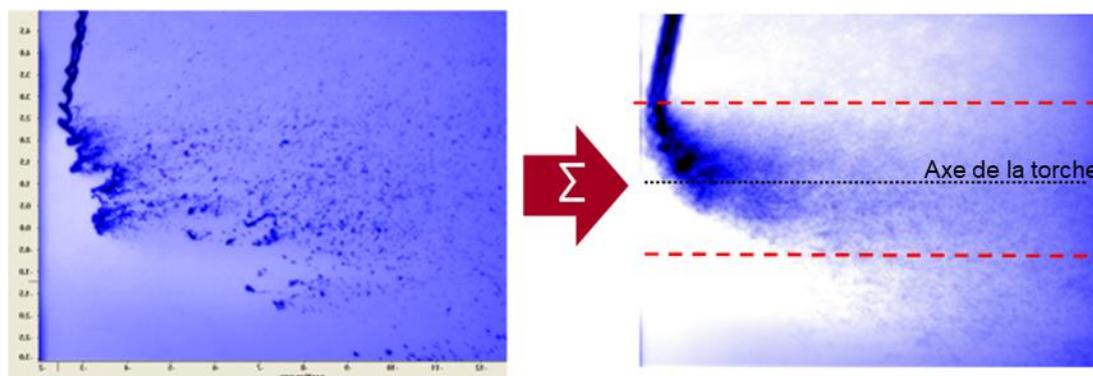


Figure 23 Images obtenues par ombroscopie laser de la fragmentation d'un jet de précurseur liquide injecté radialement dans un jet de plasma d'arc soufflé (Torche conventionnelle PTF4, Ar-H₂ (33-10 NI/min), I= 600A.

Après cette fragmentation primaire, le jet de plasma joue un rôle d'atomiseur et fragmente les grosses gouttes formées. Le comportement des gouttes soumises aux forces de cisaillement dans l'écoulement plasma peut être décrit par le nombre de weber gazeux :

$$We_g = \frac{\rho_p \cdot (v_p - v_g)^2 \cdot d_g}{\sigma_g} \quad (2)$$

avec We_g le nombre de Weber gazeux, ρ_p la masse volumique du plasma, v_p sa vitesse, v_g la vitesse de la gouttelette, d_g son diamètre et σ_g sa tension de surface.

Selon le nombre de weber gazeux différents mécanismes de fragmentation peuvent avoir lieu comme illustré sur la Figure 24.

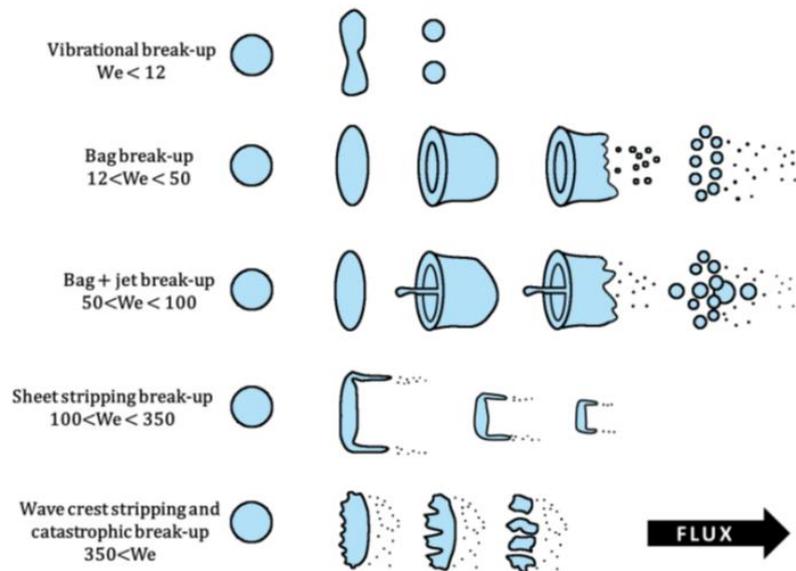


Figure 24 Modes de rupture d'une goutte en fonction du nombre de Weber gazeux [40].

La fragmentation des gouttelettes se poursuit tant que les forces de cisaillement sont suffisamment importantes pour vaincre les effets de tension superficielle. Coudert et al. [60] ont montré que la taille minimale des gouttelettes générées pouvait être estimée au moyen de la relation suivante :

$$d_{min} = \frac{8\sigma_g}{C_D \cdot \rho_p \cdot \Delta v^2} \quad (3)$$

où C_D est le coefficient de trainée plasma goutte.

Leur diamètre minimum sera donc d'autant plus faible que l'écart de vitesse ΔV entre les deux phases sera important et que la tension de surface du liquide sera faible. La fragmentation est donc le processus le plus rapide et influence en grande part les trajectoires suivies par les gouttes dans le jet tandis que l'évaporation devient surtout significative lorsque la surface spécifique des gouttes devient importante du fait des fragmentations successives. Ainsi, les précurseurs liquides subiront des mécanismes de fragmentation différents et donc auront des histoires dynamiques et thermiques différentes selon l'instant où ils sont injectés dans l'écoulement plasma issu d'une torche conventionnelle comme le montre la Figure 24.

I.2.2.3. Processus physico-chimiques entre une suspension et un jet de plasma

Selon leurs trajectoires, les gouttes de suspension subissent tout ou une partie des phénomènes suivants : évaporation du solvant, d'autant plus rapide que les gouttes sont de petites tailles et situées au cœur du plasma, fusion et frittage éventuel des particules synthétisées en vol (Figure 25). Ainsi, la projection plasma de solutions, doit permettre d'obtenir une large gamme de microstructures en raison des mécanismes de traitement en vol [28], [36], [41].

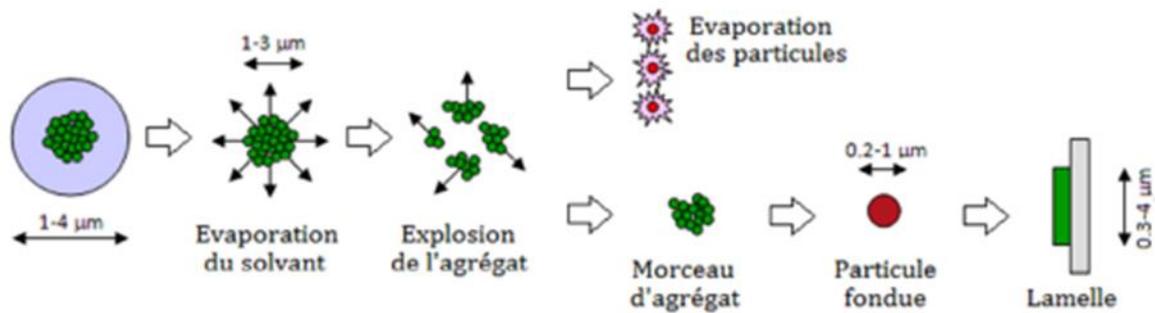


Figure 25 mécanismes subis par le une goutte de suspension dans le plasma pour aboutir à une lamelle bien étalée.

La taille des lamelles est également fortement influencée par la nature du solvant employé. L'utilisation d'eau, de viscosité et de tension de surface plus importantes que l'éthanol par exemple, induit la formation de gouttes de suspension plus larges susceptibles de contenir un plus grand nombre de nanoparticules et donc susceptibles de former de plus grosses lamelles [42]. L'énergie nécessaire pour vaporiser le solvant influe sur la qualité du traitement des particules. Dans le cas de suspensions aqueuses, un plus grand nombre d'agglomérats non fondus est observé comparativement à une suspension alcoolique [43]. Dans le cas de la projection de particules nanométriques, un grand nombre de petites particules sphériques (< 500 nm) sont présentes sur le substrat.

1.2.2.4. Impact des particules sur le substrat et construction du dépôt

Les particules fondues arrivant au voisinage du substrat doivent avoir une inertie suffisante pour traverser la couche-limite d'épaisseur L_{CL} qui se développe sur le substrat et impacter sur ce dernier sans être évacuées par l'écoulement qui le contourne. Comme la masse des gouttes ou des petites particules est faible, leur vitesse doit être suffisante pour que leur trajectoire soit très peu affectée par l'écoulement.

Le nombre de Stokes qui représente le rapport entre l'énergie cinétique de la goutte et l'énergie dissipée par frottement avec le fluide permet d'appréhender le comportement de la goutte/particule au voisinage de l'obstacle qu'est le substrat :

$$St = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot v_p}{\mu_g \cdot L_{CL}}$$

Où ρ_p la masse volumique de la particule, v_p sa vitesse, d_p son diamètre, μ_g la viscosité du plasma et L_{CL} l'épaisseur de la couche-limite. Ce nombre doit être supérieure à 1 pour que la goutte ou la particule impacte le substrat. Il existe deux types de structures en fonction du nombre de Stokes :

- $St > 1$: Microstructure homogène et dense avec une possible fissuration des dépôts pouvant être observée due à une relaxation des contraintes.
- $St < 1$: Microstructure colonnaire car les petites particules vont être déviées et vont venir se coller latéralement aux particules qui ont un $St > 1$, engendrant une segmentation du dépôt.

Ces variations de structures sont illustrées dans la Figure 26, issue de la thèse de B. Bernard [44]. Celle-ci nous montre le principe de développement des structures colonnaires par SPS. Ce type de développement est lié à la déviation des lignes de courant du jet de

plasma à l'approche du substrat entraînant la déviation des petites particules contrairement aux grosses particules, trop lourdes.

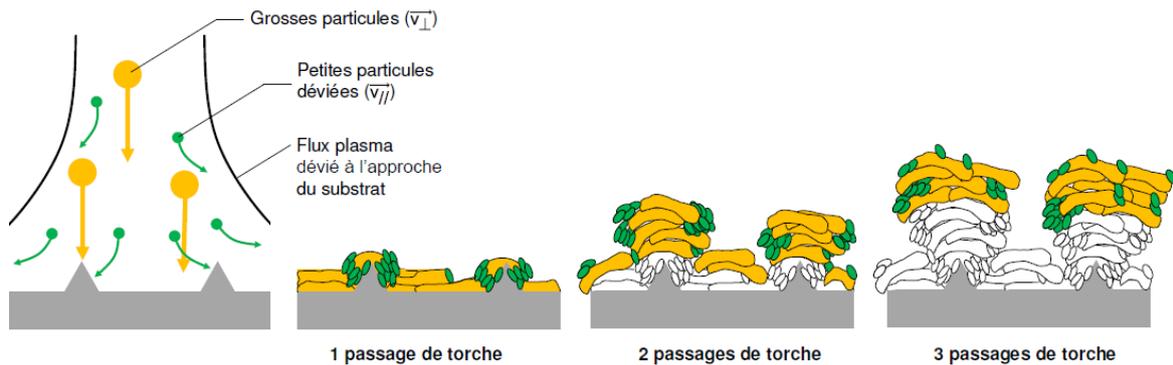


Figure 26 Principe de développement de structure colonnaire par SPS [67]

L'obtention de structures colonnaires est liée à la taille des particules arrivant sur le substrat qui doit être suffisamment petite pour permettre la déviation au voisinage du substrat. Elle dépend aussi de la quantité de matière injectée au sein du plasma. En effet, quand le taux de charge de la suspension augmente, la structure colonnaire tend vers une compaction lorsque la quantité de matière injectée augmente [45]–[47]. Une étude menée par Curry et al. en 2015 [48] montre notamment des structures de plus en plus compactes, voir fissurées, lorsque le taux de charge augmente [49]. La rugosité du substrat est également essentielle à l'obtention de structures colonnaires fournissant des points d'accroche aux particules déviées. Une forte rugosité permet l'obtention de colonnes plus larges [48]. La Figure 27 met en évidence les dépendances microstructurales des revêtements SPS sur l'enthalpie spécifique moyenne et la vitesse moyenne du plasma [50]. La largeur des colonnes comme leur densification augmente à mesure que l'enthalpie spécifique augmente.

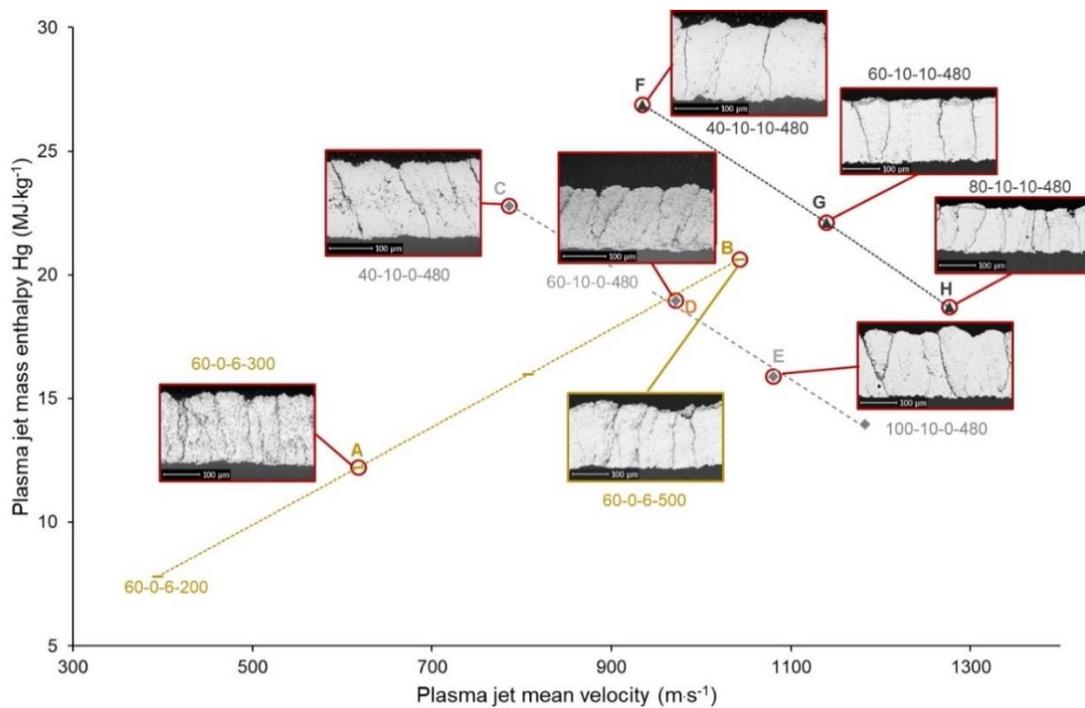


Figure 27 Dépendance de la microstructure du revêtement SPS sur l'enthalpie spécifique et la vitesse moyenne du plasma. La légende fait référence à Ar-H2-He-I respectivement en NI/min pour les gaz de formation de plasma et en Ampères pour le courant d'arc I [50]

La suite de ce premier chapitre bibliographique a pour objectif de présenter la technique de dépôt physique en vapeur assisté par plasma thermique.

I.3. Dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD conventionnelle)

I.3.1. Description du procédé basse pression

Le dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD) est une technique associée à la famille des procédés de projection thermique permettant de produire des revêtements de microstructure type barrière thermique. Il permet d'allier les avantages entre les techniques de projection thermique et celle PVD en utilisant des torches à plasma à haute puissance adaptées aux conditions de très basse pression pour produire des revêtements physiques déposés en phase vapeur [11].

En PS-PVD, le plasma thermique est produit par des torches à plasma conventionnelle type APS, adaptées aux conditions de très basse pression (50-200 Pa, Figure 5). Elles se caractérisent par des courant d'arc très élevés (>2000A) et par une utilisation d'injections internes des poudres dans le col de la tuyère, en raison d'un faible échange de chaleur plasma-particules sous très basse pression. Les tuyères de la torche présentent généralement des géométries convergentes-divergentes. Le jet de plasma se détend à travers la tuyère dans la chambre à basse pression, où cette dernière varie de 50 à 200 Pa. Cette détente rapide génère des ondes de choc et se traduit par une rapide accélération de jet à des vitesses supersoniques ($M > 2$) ainsi que l'augmentation de ses dimensions longitudinales et radiales par rapport à des la projection APS. La plage de puissance électrique atteinte en PS-PVD permet de chauffer le jet jusqu'à 10 000 K, permettant une évaporation presque complète de la poudre céramiques injectée à condition que celle-ci soit suffisamment fine. La puissance nette dissipée par les torches varie par exemple entre 50 kW pour une F4-VB de chez Sultzzer-Metco ou 180kW pour une torche de type 03CP.

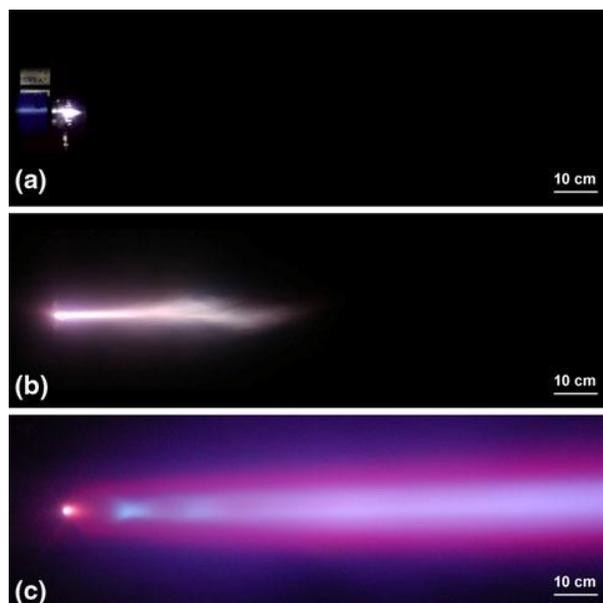


Figure 28 Images du jet de plasma à différentes pressions (a) 95 kPa (950 mbar/APS), (b) 5 kPa (50 mbar/VPS/LPPS) et (c) 0,1 kPa (1 mbar/PS-PVD) [11]

Le fait de travailler en atmosphère contrôlée et à très basse pression permet de limiter l'oxydation du substrat lors de la formation du revêtement [15] et permet d'allonger la

longueur du jet de plasma. En comparaison avec l'APS, où les jets de plasma mesurent environ 50 mm de long et 10 mm de diamètre, les jets de plasma PS-PVD peuvent atteindre jusqu'à 2 m de long et 50 mm de diamètre (Figure 28).

Selon les conditions de fonctionnement et les paramètres de projection, les revêtements PS-PVD peuvent avoir diverses microstructures, allant d'une microstructure lamellaire dense de type APS à une microstructure colonnaire de type EB-PVD, comme illustré sur la Figure 29. Des poudres agglomérées très fines (généralement < 25 μm , composées de particules d'environ 1 μm) et des niveaux de puissance électrique élevés (> 100 kW) sont nécessaires pour assurer une évaporation efficace de la poudre injectée dans le jet. Une poudre PS-PVD typique est présentée en Figure 30. Les systèmes PS-PVD actuels sont capables de déposer à des vitesses allant jusqu'à 240 $\mu\text{m}/\text{min}$ (pistolet à plasma 03CP avec 150 kW de puissance électrique, dépôt sur des substrats de tungstène ou de graphite) [51].

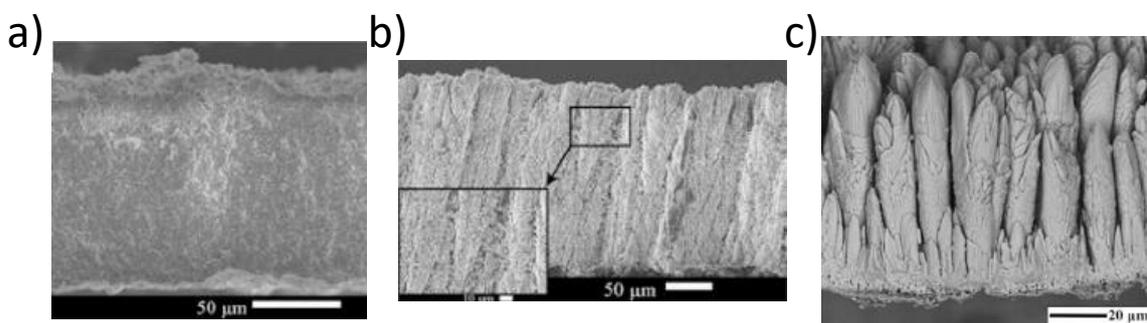


Figure 29 Evolution de la microstructure de dépôts PS-PVD pour différents paramètres opératoires [52], [53]

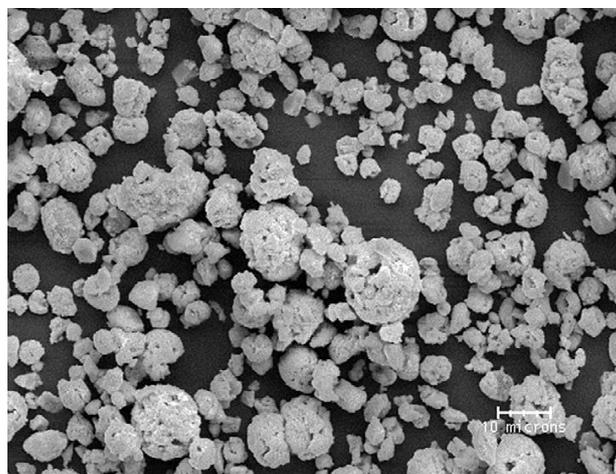


Figure 30 Photomicrographie SEM de la poudre Metco 6700 poudre séchée par pulvérisation avec $d_{50} = 10 \mu\text{m}$ (poudre agglomérée pour permettre une évaporation maximale de ces dernières)

La microstructure du revêtement PS-PVD dépend fortement du chauffage de la poudre et, par conséquent, d'un certain nombre de facteurs, tels que (i) la nature des gaz plasmagènes, (ii) la puissance électrique nette dissipée par la torche, (iii) la distance de projection, (iv) le débit d'alimentation en poudre, (v) la taille et la morphologie des particules de poudre, (vi) la température du substrat et (vii) la géométrie interne de la tuyère de la torche. L'ensemble complet des facteurs est illustré en Figure 31.

	Torch	Plasma jet	Particles	Substrate
Input parameters	<ul style="list-style-type: none"> •Current •Plasma gas composition •Flow rate •Nozzle design, erosion •Cooling water flow 		<ul style="list-style-type: none"> •Size distribution •Morphology •Feed rate •Carrier gas flow rate 	<ul style="list-style-type: none"> •Substrate material •Pretreatment •Motion
Operating Characteristics	<ul style="list-style-type: none"> •Voltage •Voltage fluctuations •Thermal efficiency 	<ul style="list-style-type: none"> •Stability •Geometry •Plasma gas properties •T & V distributions 	<ul style="list-style-type: none"> •Particle trajectory •T_p & V_p distributions •n_p flux distribution 	<ul style="list-style-type: none"> •Coating properties •Porosity •Mechanical properties •Deposition efficiency
	<ul style="list-style-type: none"> •Torch set up 	<ul style="list-style-type: none"> •Atmosphere •Pressure •Humidity 		

Figure 31 Facteurs influençant les propriétés du revêtement dans le procédé de projection au plasma [25]

I.3.2. Influence de la nature des gaz plasmagènes et du débit de poudre

Diverses études montrent l'influence de la nature des gaz plasmagènes sur la microstructure du revêtement. Le gaz plasmagène doit favoriser le transfert de chaleur vers les particules de poudre. Ceci peut être réalisé en utilisant de l'argon dense, capable de pousser la racine de l'arc vers l'aval, d'augmenter la tension de l'arc et de maximiser ainsi la puissance transférée au gaz, alors que l'ajout de gaz à conductivité thermique élevée et/ou enthalpies spécifiques comme N_2 , H_2 ou He permettent d'augmenter le flux de chaleur vers la particule.

Mauer [54], [55] a montré que le transfert de chaleur du jet vers une particule dans des conditions PS-PVD est principalement conféré par les ions. Ainsi des plasmas ayant des degrés d'ionisation plus élevés permettraient d'accroître le taux d'évaporation des poudres : les gaz à faible énergie d'ionisation, tels que l'hydrogène dans le mélange Ar/ H_2 ou l'argon dans le mélange Ar/He, contribuent faiblement à l'augmentation de la conductivité thermique du mélange gazeux plasma. La Figure 33 montre que l'enthalpie transférée aux particules de poudre à partir du mélange Ar/He est suffisante pour évaporer des particules sphériques jusqu'à 1 μm de diamètre, alors que le mélange Ar/ H_2 n'est capable d'évaporer que des particules jusqu'à 0,55 μm . Les photographies correspondantes des jets de plasma sont présentées à la Figure 32.

Pour cette raison, seules des poudres fines agglomérées peuvent être utilisées comme la poudre agglomérée Metco 6700 avec des particules de 10 μm de diamètre. Lorsqu'il est exposé à un plasma chaud, le liant organique s'évapore et les grains se désintègrent en particules plus fines ($\sim 1 \mu m$), pouvant être évaporées en totalité.

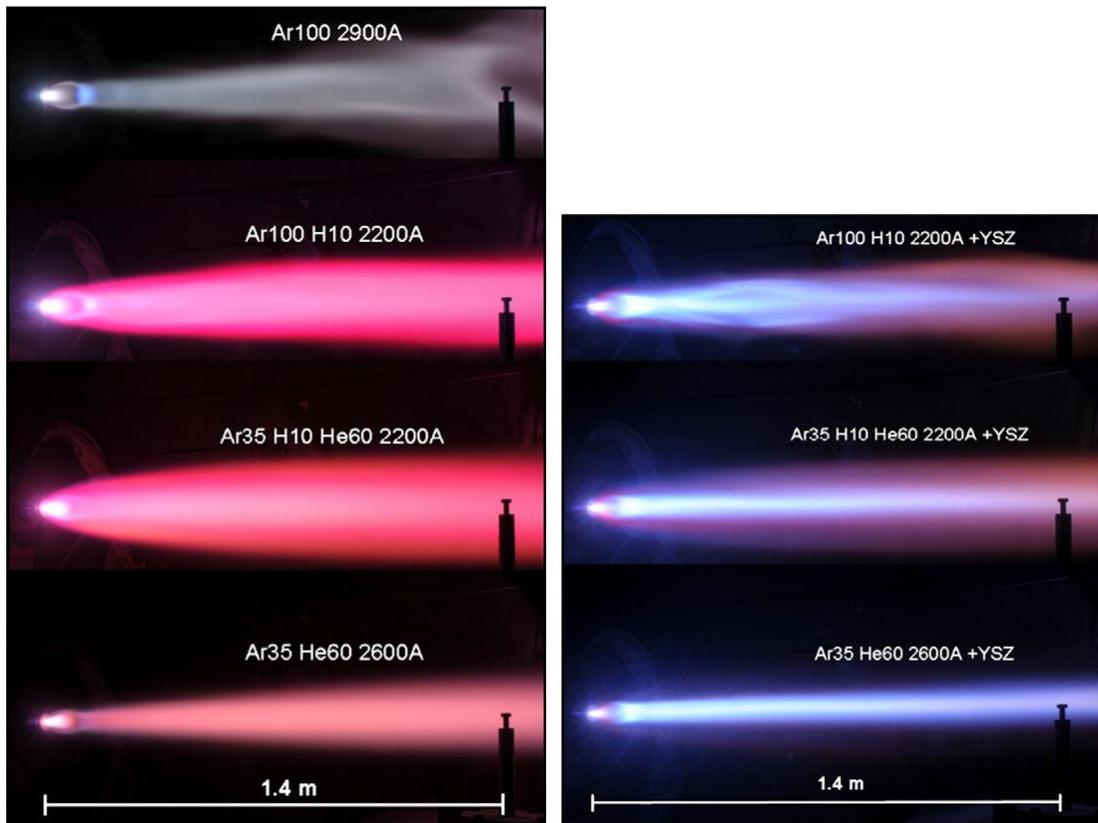


Figure 32 Photographies de jets plasma PS-PVD utilisant différentes compositions de gaz : à gauche sans aucune poudre, à droite avec injection de poudre YSZ. Pression et puissance électrique sont maintenues constantes: 200 Pa et 60 kW, les nombres indiquent les débits d'argon, d'hélium et d'hydrogène (NI/min) ainsi que les courants d'arc (A) [56]

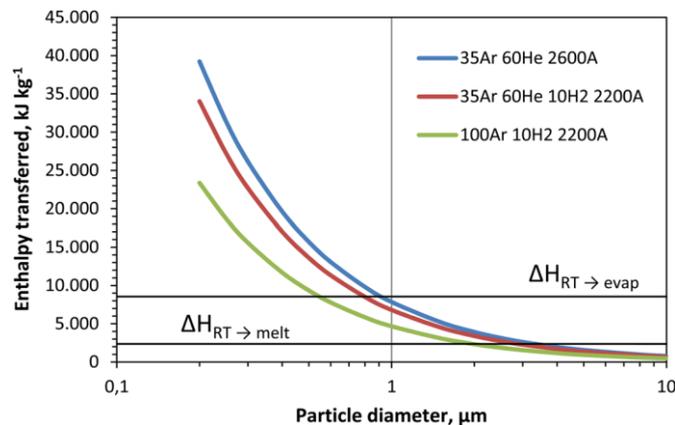


Figure 33 Enthalpie calculée transférée aux particules sphériques pour trois conditions plasma en fonction du diamètre des particules (lignes horizontales : enthalpies spécifiques nécessaires pour fondre et évaporer les particules) [55]

Comme le traitement des poudres consomme une quantité substantielle d'énergie de l'écoulement, dans le cas de la PS-PVD basse pression, l'évaporation peut être contrôlée en réglant la composition du gaz plasmagène et le débit d'alimentation en poudre comme le montre la Figure 34. Une faible évaporation peut être atteinte en utilisant un plasma à faible enthalpie Ar/H₂ associé à un débit de poudre élevé, ce qui permet d'obtenir des revêtements denses produits par dépôt de gouttes/clusters et d'atomes. Une évaporation élevée est

atteinte en utilisant un plasma à haute enthalpie Ar/He associé à une alimentation de poudre élevée, ce qui résulte à obtenir des dépôts uniques caractéristiques au procédés PS-PVD, à taux de dépôt élevé. Une évaporation complète nécessite un plasma à très grande enthalpie (Ar / He) associé à une faible alimentation en poudre, cela permet d'obtenir des dépôts d'atomes semblables aux dépôts produits par les procédés PVD classiques.

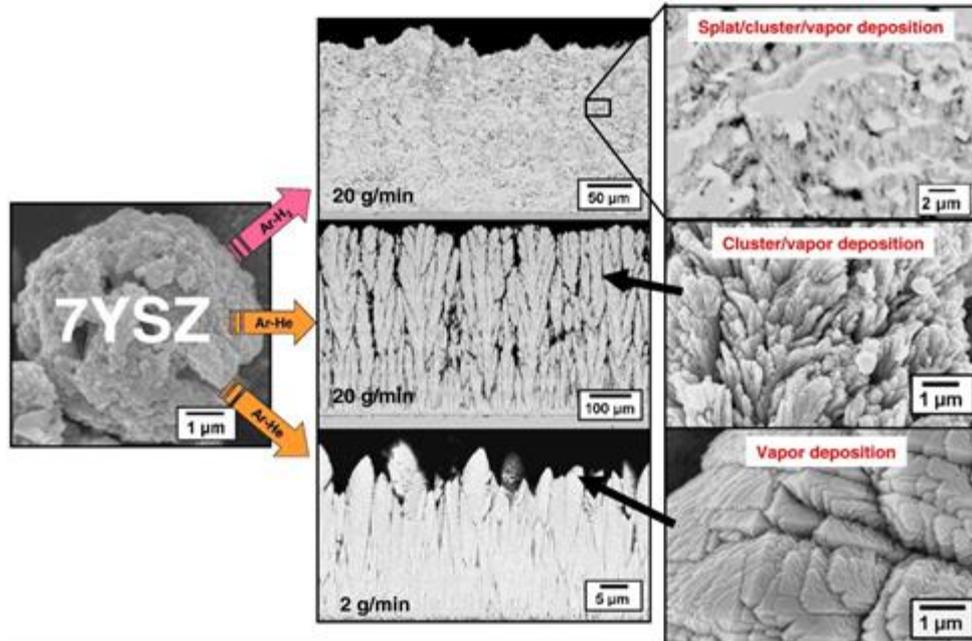


Figure 34 Revêtements produits par PS-PVD utilisant différentes compositions de gaz plasmagènes et déposés à différentes vitesses à partir de YSZ ($d_{10} = 5 \mu\text{m}$, $d_{90} = 20 \mu\text{m}$) (Mauer et al, 2013 [56])

I.3.3. Influence de la nature la distance de projection

W. He et al. (2017) [57] ont étudié la nature des dépôts en PS-PVD projetés à une distance de 400 mm et de 1000 mm. Le Tableau 1 montre les conditions de dépôt de cette étude : le test A a été effectué à une distance de projection de 1000 mm pour une durée de 5min, le test noté B, correspond à une distance de projection de 400mm pour une durée de 2min.

Tableau 1 Paramètre de projection des tests effectuée par He et al. 2017 [57].

Test	A	B
Distance de projection	1000 mm	400 mm
Débit de gaz	(Ar-He) 35-60 NI/min	
Courant	2750 A	
Puissance nette	60 kW	
Débit de poudre	5 g/min	
Gaz porteur	32 NI/m	
Durée de projection	5 min	2 min
Température du substrat	T1 ' 1324°C, T2 ' 1235°C	~ 2000°C

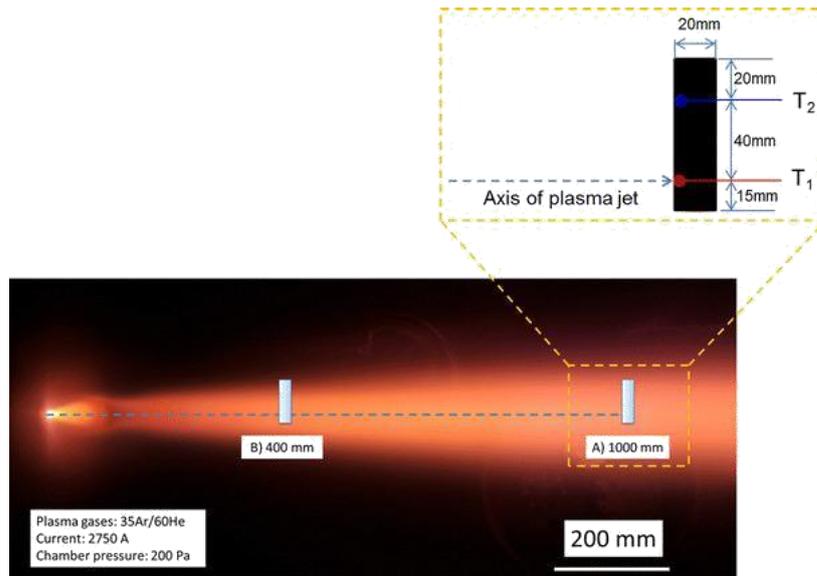


Figure 35 Illustration présentant le dispositif expérimental de W. He et al. 2017 [57]. A) substrat à 1000mm en aval de la tuyère et B) à 400mm. T_1 et T_2 montrent la position des thermocouples.

Dans le test A, la température du substrat a été mesurée sur deux endroits différents à l'aide de thermocouples. La température $T_1 = 1324^\circ\text{C}$ a été mesurée au niveau l'axe du jet de plasma, la température $T_2 = 1235^\circ\text{C}$ à 40mm du centre du jet. Dans le test B, la température du substrat a été estimée à l'aide d'un pyromètre et est de l'ordre de 2000°C . Dans ce cas l'auteur a pu comparer les dépôts sur les mêmes endroits que le test A, même si les températures n'y sont pas précises. La Figure 36 présente les dépôts aux positions T_1 et T_2 . Chaque image est labelisée par la distance de projection et la position sur le substrat où elle est prise (T_1 ou T_2).

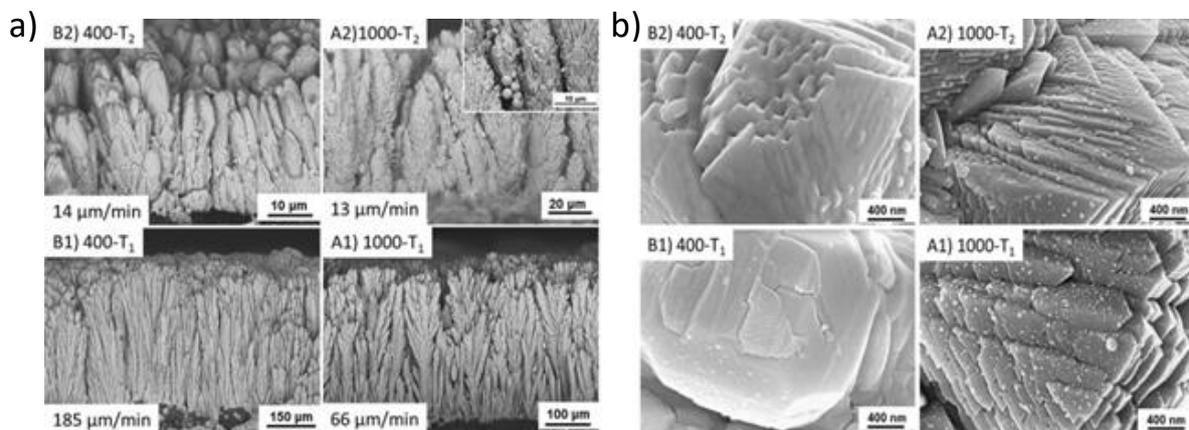


Figure 36 Images de microscopie électronique, pour les distances de projections 400mm et 1000mm aux positions T_1 et T_2 , (a) des coupes transversales de dépôts et (b) des sommets des microstructures.

La concentration d'espèces est plus élevée au centre du jet de plasma. Au niveau du substrat, dans la couche limite, des clusters peuvent être formés à cause de la sursaturation d'espèces en phase vapeur. La taille des clusters dépend donc localement de la concentration d'espèces et la température. En parallèle, des clusters apparaissent sur le substrat par un mécanisme de nucléation hétérogène, pour former ultérieurement, des revêtements dont la structure dépend principalement de la température du substrat.

Lorsque la distance de projection est de 400mm, le rapport T_s/T_M est d'environ 0,73. Une température élevée réduit la possibilité de formation de vapeur sursaturée, ainsi la formation de clusters dans la couche limite est moins probable. En outre, la température extrêmement élevée du substrat, facilite la diffusion de surface et de masse. Pour la distance de projection 1000mm, les dépôts 1000-T₁ ne montrent pas d'orientation de croissance préférée à cause de la formation de clusters dans la couche limite. La diffusion en surface de gros clusters est limitée par rapport à celle de petits clusters ou de dépôts atomiques. Sur la Figure 36 on remarque qu'à une longue distance de projection, les structures colonnaires ont des sommets pyramidaux et des microstructures à faces pointues. Pour les distances plus courtes, les sommets des colonnes sont plats. Cela montre plus clairement l'effet de la diffusion et la recristallisation qui croît avec la température.

I.3.4. Influence de la géométrie de la tuyère utilisée en PS-PVD

Un certain nombre d'études ont porté sur les possibilités d'améliorer la géométrie de la torche à plasma pour favoriser l'évaporation des particules. Boulot et Sokolov ont introduit une tuyère De Laval en forme de cloche comme extension de la tuyère cylindrique de type F4. Ceci a permis d'avoir un jet de plasma plus développé radialement, améliorant l'uniformité du revêtement dans la direction radiale [86]. Soleil et al. [87] ont considérés deux systèmes à injection interne - une tuyère cylindrique à anode courte et une tuyère divergente à anode longue présentées en Figure 37. Dans cette étude, l'utilisation d'une buse plus longue et divergente a entraîné la formation d'un jet plus uniforme, une augmentation de la vitesse des particules et de la température du jet et une diminution de la dispersion du jet de particules. Ces effets ont été attribués à un degré inférieur de sous-expansion qui a conduit à la réduction de la composante radiale de la vitesse du jet après la sortie de la buse. L'angle d'ouverture de la partie divergente était d'environ 26°, mais aucun raisonnement derrière ce choix n'a été précisé.

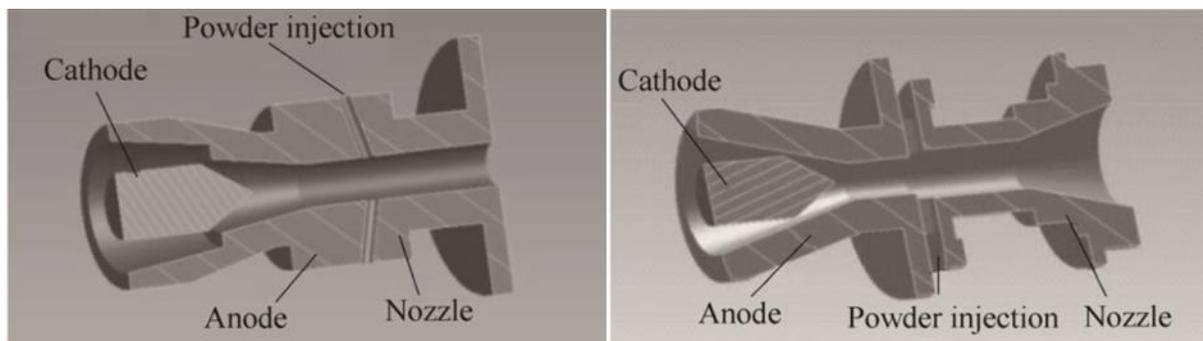


Figure 37 Représentation schématique CAO de deux anodes-tuyères (gauche - buse d'anode courte, droite - buse d'anode longue avec divergent) [58]

Des études récentes ont montré que l'évaporation de la poudre se produit principalement entre son point d'injection dans la torche à plasma et la sortie de la torche où la température et la pression sont maximales. Seules les particules inférieures à 1 µm peuvent être totalement évaporées lors de leur vol à l'intérieur de la buse [55]. Une évaporation supplémentaire peut se produire dans le jet de plasma détendu à l'extérieur de la buse, mais comme le montrent Liu et al [59], même si le flux de chaleur vers la particule dans le jet expansé est 100 fois inférieur à celui à l'intérieur de la buse de la torche à plasma, le temps de séjour est beaucoup plus élevé que dans la buse, et ainsi, les particules fondues d'un diamètre d'environ 0,28 µm à la sortie de la buse peuvent être entièrement évaporées dans le jet ouvert [88] pour une distance de projection d'environ 450 mm.

I.3.5. Diagrammes de microstructures

Le diagramme de microstructure PS-PVD (SZM) développé par Mauer [89] et présenté en Figure 38, décrit la variation de la morphologie du revêtement avec la température du substrat et le débit de poudre. Ce diagramme SZM a deux paramètres : la température de surface du substrat et le flux de particules à l'impact. Les deux affectent directement la mobilité de surface des adatoms. Comme dans le modèle de Thornton, la croissance du revêtement dans la zone 1 est dominée par la lente diffusion en surface. Le manque de mobilité des adatoms entraîne un effet d'ombrage, qui crée des revêtements à structure colonnaire poreux effilés (25 à 30 %) Figure 29 (c).

Ce diagramme illustre également que l'augmentation de la température de surface facilite la diffusion en surface et entraîne la formation de colonnes obliques et plus étroites (zone de transition T) et conduit éventuellement à la croissance de structures colonnaires compactes à surfaces facettées (zone 2). Si la température de surface est suffisamment élevée (zone 3), une diffusion massive a lieu, entraînant la formation d'un revêtement dense avec des structures polyédriques lisses (Figure 29 (a)).

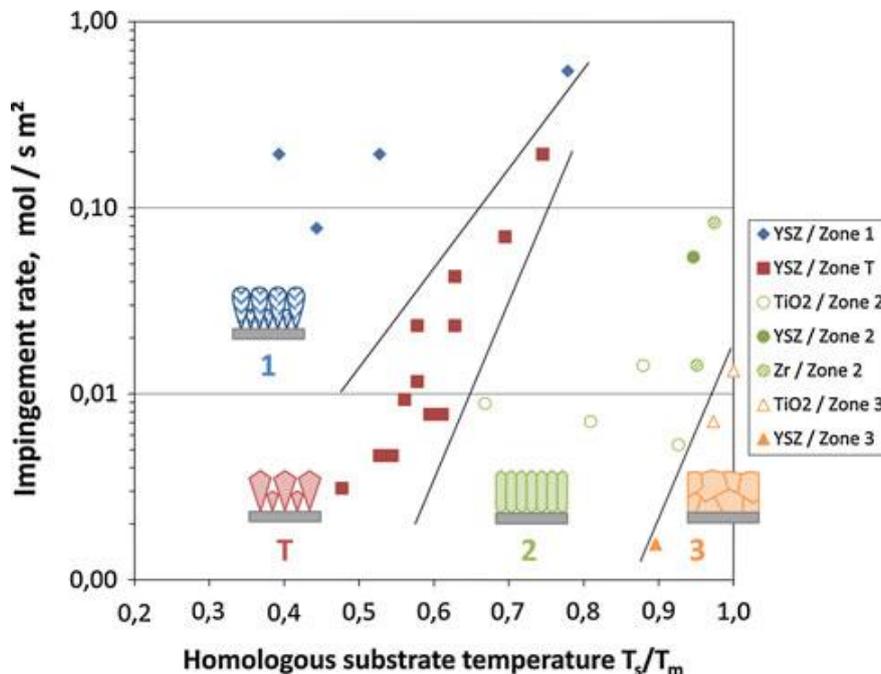


Figure 38 Diagramme de microstructure SZM relatif à la PS-PVD [16]

Enfin, ce diagramme montre que la formation de revêtements colonnaires poreux (les revêtements avec une structure préférentielle de type EB-PVD), nécessite des températures de substrat basses ($< 0,5 T_m$) et des taux de dépôt élevés (le taux d'alimentation en poudre correspondant est d'environ 20 g/min). La microstructure est également très sensible aux conditions d'écoulement du plasma au voisinage du substrat agissant sur la morphologie par effet d'ombrage. Le dépôt de structures colonnaires compactes n'est possible qu'à des températures de substrat élevées ($> 0,5 T_m$) et à des vitesses de dépôt faibles (le débit d'alimentation en poudre correspondant est d'environ 2 g/min).

Lorsque la température du substrat et la vitesse d'alimentation en poudre sont maintenues constantes, comme le montre Li [52], une variation spatiale des structures de revêtement est observée. Le modèle de distribution de structure de Li est illustré sur la Figure 39.

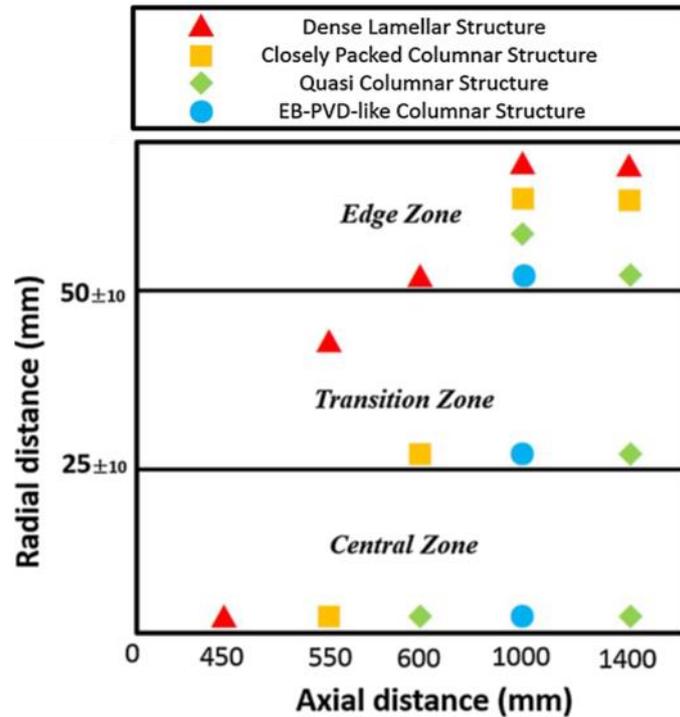


Figure 39 Modèle de distribution spatiale de la structure (SSDM) des revêtements PS-PVD YSZ [15]

Pour des conditions de fonctionnement de la torche données mais des distances de projection différentes, l'évolution radiale de la microstructure du revêtement a été étudiée. Selon leur position radiale dans le jet de plasma, les particules peuvent ne pas subir pas le même traitement thermocinétique, générant ainsi différentes microstructures. Les morphologies du revêtement au centre du substrat peuvent présenter une structure variant de type colonnaire (type EB-PVD) à lamellaire dense (type APS). Ce changement peut être attribué à la variation de la teneur en vapeur et en gouttelettes de liquide dans le jet de plasma. Pour les faibles distances de projection (~450 mm dans la direction axiale), les particules de poudre sont supposées fondues, mais pas complètement évaporées. À mesure que le temps de séjour des gouttelettes dans le cœur du jet de plasma augmente, le degré d'évaporation de la poudre augmente également. Une variation similaire est observée le long de la surface du substrat dans la direction radiale : ici, la croissance du revêtement peut également être entraînée par des particules fondues ou même partiellement fondues qui n'ont pas pu pénétrer dans le cœur du jet de plasma et commencer à se vaporiser.

I.3.6. Comparaison du procédé de PS-PVD par rapport aux procédés conventionnels classiquement utilisés pour la réalisation de TBC

Le Tableau 2 compare les paramètres de fonctionnement et les résultats de dépôt des procédés susmentionnés hormis pour le procédé SPS. Le Tableau 3 compare les résultats de dépôt de l'APS, de l'EB-PVD et de la PS-PVD. Un nombre relatif de cycles thermiques jusqu'à la rupture a été déterminé dans des tests de cyclage du four (FCT), où les échantillons ont été chauffés jusqu'à 1 400 K pendant 6 minutes, maintenus chauds pendant une période de 50 minutes et refroidis à température ambiante pendant 4 minutes [4], [60]. Le nombre de cycles thermiques jusqu'à rupture sous attaque calcium-magnésium-aluminium-silicate (CMAS) a été déterminé dans une installation d'essai de brûleur. Chaque cycle thermique consistait en une phase de chauffage de 5 minutes, au cours de laquelle la

flamme du brûleur était positionnée sur la surface de l'échantillon, et une phase de refroidissement de 2 minutes, au cours de laquelle le brûleur était éloigné et de l'air comprimé à la place était dirigé sur la surface pour une refroidissement [61].

Tableau 2 paramètres opératoires pour les procédés APS, EB-PVD et PS-PVD [62]–[65]

Paramètres	APS	EB-PVD	PS-PVD
Puissance électrique [kW]	50-120	40	50-200
Pression dans l'enceinte [Pa]	10 ⁵	1	50-1,000
Gaz Plasmagène	Ar, H ₂ , He, N ₂	Ar	Ar, H ₂ , He, N ₂
Débit de gaz [NI/min]	<100	-	<200
Distance de dépôt [m]	0.05-0.10	0.25	0.50-2.00
Débit de poudre [g/min]	10-50	-	1-30
Diamètres de particules [µm]	10-100	-	1-20
Régime de l'écoulement	Subsonique	Subsonique	Supersonique
Température du plasma au point d'injection [K]	~10,000	1,000-2,000	~10,000
Température du substrat [K]	600-700	900	~900

Tableau 3 Caractéristiques des dépôts pour les procédés APS, EB-PVD et PS-PVD [11], [62]–[73]

Paramètres	APS	EB-PVD	PS-PVD
Taux de dépôt [µm/min] [72]	125-250	5	<200
Surface de dépôt	Face au jet	Face au jet	Toute la pièce
Etat physique des particules déposées	Gouttelettes liquides	Vapeur	Vapeur et Gouttelettes liquides
Mécanisme de transfert de matière	Advection	Diffusion	Diffusion et advection
Conductivité thermique [W/m/K]	0,9-1,1	1,5-2,0	0,5-1,9
Porosité [vol.%] [72]	10-20	10-15	10-60
Microstructure	Lamellaire	Colonnaire	Lamellaire/Colonnaire
Nombre de cycles thermiques jusqu'à la fatigue [67], [68], [71]	0,5 (100-400)	1,0 (450 cycles)	1,5 (500-700 cycles)
Resistance [MPa] [70], [73]	20-45	>65	36
Resistance à l'érosion [67]	0,3	1,0	0,5
Epaisseur [µm]	200-3000	100-300	100-1000
Contrainte thermique à la température de travail [MPa] [62]	100	30	30
Nombre de cycles thermiques jusqu'à la rupture sous CMAS [69]	150	120	70-175
Cout	faible	élevé	moyen

I.3.7. Conditions opératoires favorables à l'élaboration de barrières thermiques en PS-PVD conventionnelle

Les informations relatives aux paragraphes précédents (I.3.2 à I.3.6) peuvent être utilisées pour déterminer les conditions opératoires permettant la production de revêtements avec des microstructures spécifiques.

Pour obtenir un revêtement de type EB-PVD à usage de barrières thermiques finement structuré avec le procédé PS-PVD conventionnel, une torche à plasma, si possible stable et à haute puissance (par exemple, 03CP), couplée à une injection interne de la poudre et une tuyère divergente doivent être utilisées. Le mélange plasmagène doit contenir de l'hélium ou de l'argon comme gaz principal et un gaz diatomique (hydrogène ou azote) comme gaz secondaire. Une poudre fine agglomérée ($d_{50} = 10 \mu\text{m}$) doit être utilisée comme matière première et injectée à faible débit (20 g/min). La température du substrat doit être maintenue au niveau maximal réalisable (généralement moins de $0,4 T_m$), pour assurer une mobilité réduite des adatoms afin de favoriser la croissance des revêtements colonnaires. Le substrat doit être placé suffisamment loin de la torche, où la quantité de vapeur physique et la concentration de nanoclusters est maximale.

I.4. Présentation du procédé de PS-PVD innovant à 2 étages développé à l'IRCer

Le développement d'un nouveau procédé de PS-PVD à l'IRCer s'inscrit dans le contexte de la réalisation de revêtements en couches épaisses (50-200 μm) permettant la protection de pièces utilisées en conditions extrêmes de température (1300°C), telles que les barrières thermiques (BT) de nouvelle génération pour turbines terrestres et aéronautiques, civiles et militaires en Zircone Yttrée (7-8 % masse).

La projection plasma de suspension (SPS) et le dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD) conventionnel semblent être des alternatives viables aux technologies conventionnelles (APS et PS-PVD) pour cette application. Dans la présente étude, nous nous concentrerons sur le procédé PS-PVD. Ce dernier rend possible le dépôt de revêtement de type EB-PVD avec des taux de dépôt plus élevés et à des prix plus bas, mais il nécessite de torches à plasma puissantes, de l'hélium comme gaz plasmagène et des poudres fines pour fonctionner.

En réponse à ces inconvénients, nous proposons un nouveau système de dépôt, qui combine des éléments d'APS et de PS-PVD. L'idée est d'augmenter la quantité de chaleur reçue par les poudres en les injectant dans un jet de plasma se développant à pression atmosphérique et non sous pression réduite, tout en agissant sur leur temps de séjour dans la région chaude et dense du jet de plasma. C'est donc un procédé en deux étapes qui utilise i) le principe de la projection plasma à pression atmosphérique pour évaporer efficacement dans une chambre à la pression atmosphérique la poudre du matériau à déposer (chambre HP) et ii) celui de la CVD-PVD afin de recondenser la vapeur sur un substrat placé dans une enceinte à plus faible pression (chambre BP), pour obtenir des dépôts céramiques épais avec une architecture contrôlée (Figure 40). La détente de l'écoulement entre les deux enceintes, qui fixe leur pression de fonctionnement, est réalisée par une tuyère de détente de De Laval. L'adaptation des paramètres opératoires, dont dépendent la concentration en vapeur et les pressions de fonctionnement permet d'obtenir des revêtements constitués de vapeur recondensée, d'agrégats formés par nucléation en phase gazeuse, voire de nanoparticules. Ce nouveau système est caractérisé par une enthalpie et une pression de dépôt relativement faibles en comparaison des systèmes de

PS-PVD conventionnels. La torche à plasma pourrait être inclinée par rapport à la tuyère de détente de façon à ce que le jet de plasma/vapeur de faible inertie soit défléchi vers la tuyère de détente et séparé des particules non évaporées qui poursuivraient leur trajectoire du fait de leur inertie, et ce de façon à éviter le colmatage de la tuyère.

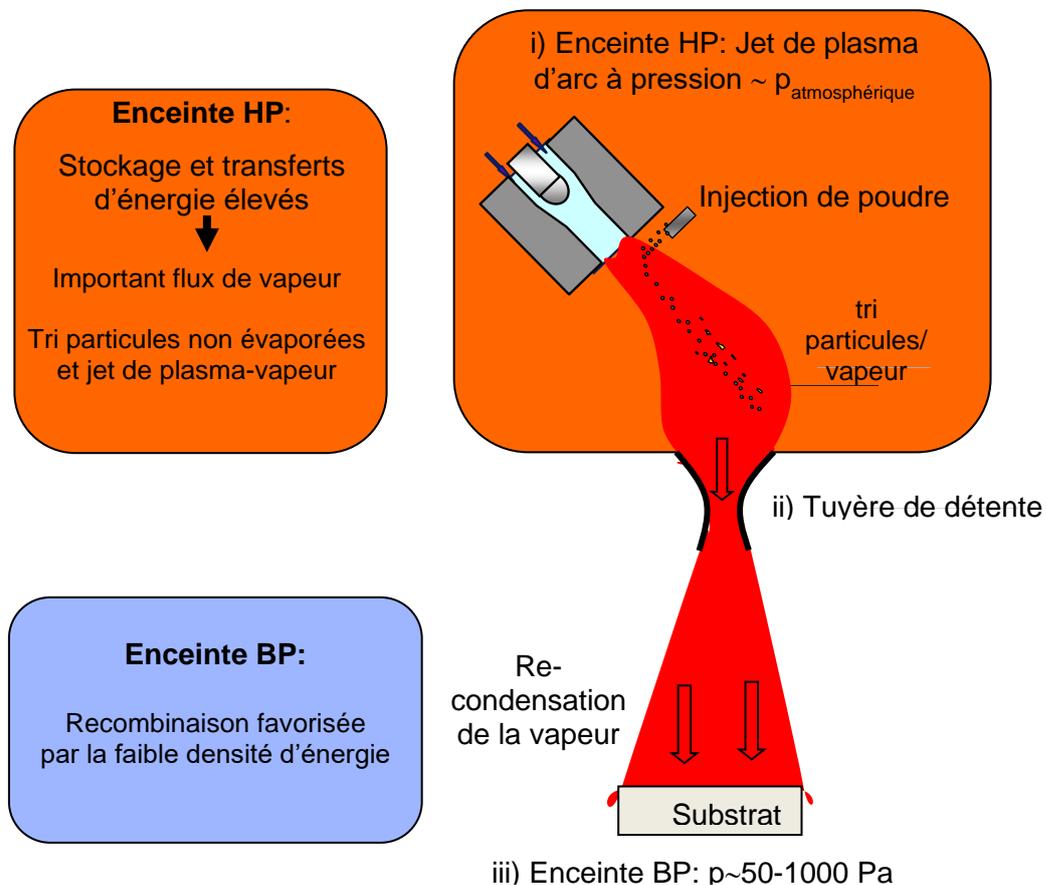


Figure 40 Principe de fonctionnement du procédé PS-PVD développé à l'IRCER

L'IRCer a engagé des travaux de modélisation lors de la thèse de Dimitrii Ivchenko (2015-2018) [8] afin de s'assurer de la faisabilité de ce nouveau procédé et de le dimensionner en vue de la réalisation de barrières thermiques en Zircône-Yttrée. Les problèmes scientifiques et techniques à surmonter étaient et restent pour partie les suivants :

- évaporer entièrement la poudre dans la chambre HP ou séparer le jet de vapeur produit des particules non-évaporées de façon à ne pas obstruer la tuyère de détente. Cette étape passe par i) une sélection réfléchiée des conditions opératoires de torche favorisant l'évaporation des poudres et ii) l'estimation par des modèles du comportement de l'écoulement de plasma continu (CFD) et du comportement cinématique (trajectoires) et thermique (évaporation) d'une poudre de granulométrie donnée injecté au cœur de ce jet ainsi que du flux de vapeur produit ;
- protéger et positionner la tuyère de détente de façon éviter sa fusion par le jet plasma tout en maintenant sa température à un niveau suffisant pour éviter/limiter les phénomènes de nucléation-croissance de zircône vapeur et leur dépôt sur sa paroi qui pourrait causer son occlusion ;

- définir et optimiser la géométrie de la tuyère de détente de façon à éviter/limiter le dépôt de vapeur et cluster sur sa paroi tout en générant un jet de vapeur/cluster le plus uniforme possible radialement dans la chambre BP et retardant la formation de clusters hors de la couche-limite se développant au contact du substrat. Cette étape passe par la mise en place d'un modèle de nucléation croissance en phase gazeuse du matériau vaporisée couplé au modèle CFD d'écoulement continu (chambre HP et tuyère de détente) et à un modèle de l'écoulement discontinu dans la chambre BP (DSMC) ainsi que d'un modèle de dépôt de vapeur/nucléus à la paroi.

Ces travaux, qui ont montré la faisabilité du dispositif et permis un premier dimensionnement, ont été poursuivis par un contrat de 5 mois financé par le CEA Cesta [9] afin d'améliorer les modèles existants et d'étudier l'effet des paramètres du procédé sur le contenu du jet, la microstructure du dépôt et la répétitivité des microstructures produites et ce, à l'aide du diagramme de structure (SZM) de Mauer [56].

I.5. Résumé des travaux relatifs à la faisabilité et au dimensionnement du procédé de PS-PVD à 2 étages entrepris à l'IRCer

Ci-après nous décrivons la méthodologie de chaque étape de faisabilité/dimensionnement du procédé ainsi que les outils de modélisation mis en œuvre par Ivchenko à l'IRCer et ses principaux résultats. Ivchenko a choisi dans un premier temps d'étudier la configuration où l'axe de la torche plasma est aligné avec celui de la tuyère de détente, ce qui nécessite d'évaporer entièrement les poudres. La Figure 41 montre les modèles mis en œuvre dans les différentes parties du procédé et leurs interactions par des couplages mono (flèche unique) ou bidirectionnels (flèches dans les 2 sens) (Figure 42).

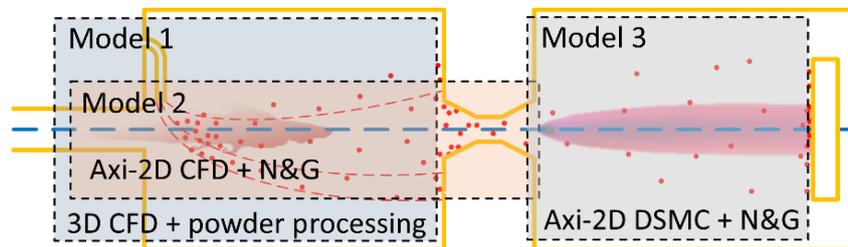


Figure 41 Modèles mis en œuvre et leur domaine d'application (N&G désigne le modèle de nucléation-croissance homogène en phase gazeuse)

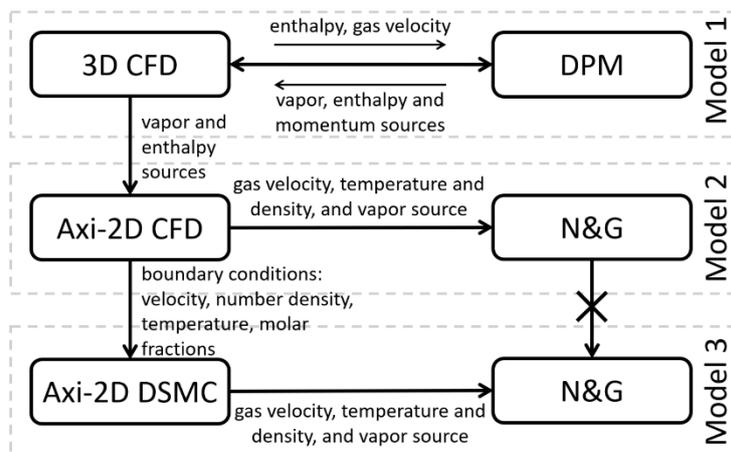


Figure 42 Schéma de l'interaction entre les modèles.

- **Modèle 1** : modèle 3D de mécanique des fluides (CFD) de l'écoulement continu du gaz plasma chargé en vapeur de ZrO_2 dans la chambre à haute pression couplé à un modèle de traitement de la poudre d'approche Lagrangienne (phase dispersée). Le modèle 3D est nécessaire pour capturer les effets 3D causés par l'injection radiale de la poudre. Le modèle a prédit la longueur minimale de la chambre nécessaire pour optimiser l'évaporation des particules d'une taille donnée et estimer la teneur en vapeur dans le flux de plasma. Il a été implémenté dans le logiciel CFD ANSYS Fluent 16.2.
- **Modèle 2** : modèle CFD 2D axisymétrique de la chambre haute pression et de l'écoulement dans la tuyère d'expansion couplé (couplage à sens unique) avec le modèle de nucléation-croissance de la vapeur de zircone et de dépôt (N&G) des espèces (vapeur, germes) sur la paroi de la tuyère de détente. Ce modèle a été utilisé pour concevoir la tuyère de détente en estimant son taux de colmatage. Le modèle de nucléation et de croissance a été développé à partir du modèle de Nemchinsky [74] et couplé au code ANSYS Fluent.
- **Modèle 3** : modèle de dynamique des gaz 2D axisymétrique voire 3D (modèle de simulation directe Monte Carlo, DSMC) de l'écoulement transitoire dans la chambre basse pression, couplé (à sens unique) au modèle de nucléation/croissance de la vapeur (N&G). Ce modèle a été utilisé pour évaluer les caractéristiques du jet de gaz dans la chambre à basse pression et le flux d'espèces (vapeurs, clusters) dans la couche limite du substrat. Ce modèle a été implémenté dans le code DSMC SPARTA [75], [76].

Chaque étape est décrite précisément par une description des modèles mis en œuvre et des principaux résultats.

I.5.1. Choix des conditions de projection favorisant l'évaporation de la poudre et estimation de la longueur de la chambre haute pression

L'objectif était de sélectionner les conditions opératoires favorisant une évaporation la plus complète de poudre à partir d'expérimentations réalisées au laboratoire IRCer à pression ambiante pour ensuite, à partir de modèles du développement du jet de plasma turbulent et du traitement cinématique et thermique de poudre, d'estimer la distance nécessaire à l'évaporation complète de poudres de Zircone-Yttrée de granulométrie la plus élevée possible, en raison de leur moindre coût.

I.5.1.1. Sélection des conditions opératoires plasma

Celles-ci ont été sélectionnées à partir d'essais réalisés au laboratoire avec une torche conventionnelle « labo » de type F4-SMetco fonctionnant à pression atmosphérique et des poudres d'alumine, en essayant de favoriser une forte enthalpie spécifique et un temps de séjour des particules au sein du jet, le plus long possible. Ces conditions sont atteintes par P. Fuzet [32], en utilisant un mélange d'Argon-Hydrogène à faible débit, un fort courant d'arc et un diamètre de tuyère le plus important possible. L'hydrogène, en plus d'augmenter l'enthalpie spécifique du jet, permet d'augmenter les transferts thermique gaz-particules du fait de sa haute conductivité thermique. Les paramètres opératoires sont mentionnés dans le Tableau 4.

Tableau 4 Paramètres opératoires utilisés dans l'étude d'Ivchenko [8] et issus des travaux de Fuzet [32]

Paramètres	Valeurs
Débit de gaz plasmagène, NI/min	40 (Ar)/10 (H ₂)
Diamètre de la torche, mm	10
Intensité électrique (I), A	600
Puissance électrique (P_{elec}), kW	38.1
Rendement thermique de la torche (η), %	45.9
Pression de la torche (ouverte), Pa	101,325
Débit de poudres, g/min	5, 20
Diamètres de poudres (d_p), μm	1, 10

Deux débits de poudre de 5 g/min (0.3 kg/h) et 20 g/min (1.2 kg/h) ont été étudiés car ils correspondent aux débits couramment utilisés en PS-PVD « conventionnelle »

I.5.1.2. Estimation de la distance nécessaire à l'évaporation de la poudre

L'objectif est de déterminer la longueur de l'enceinte HP, objectif atteint grâce à la mise en place :

- d'un modèle Eulérien continu de mécanique des fluides classique permettant de représenter le développement du jet de plasma 3D turbulent supposé stationnaire dans un environnement de même nature à pression atmosphérique. Le modèle, mis en œuvre avec le Code Ansys Fluent v16.2 est un modèle 3D stationnaire, multi-espèce sans démixtion ni réaction chimique entre espèces, compressible, pour lequel la turbulence est modélisée par un modèle $k-\omega$ SST. La formation du plasma est représentée en imposant la température du gaz chauffé en entrée de tuyère (la puissance électrique délivrée par l'arc, $U \times I$ est égale au produit de l'enthalpie correspondante $h(T)$ représentée par sa température T par le débit massique de gaz \dot{m} , $P_{elec} = U.I = h(T). \dot{m}$) puis en ajustant la température de sa paroi (4 100 K) pour représenter les pertes de chaleur dans le circuit de refroidissement et obtenir le rendement thermique expérimental. Les frontières du domaine de calcul sont libres comme le montre la Figure 43. Dans les travaux de thèse d'Ivchenko, la composition de chaque gaz (gaz plasmagène, gaz porteur de poudre : molécules, radicaux, ions, ...) a été calculée par Pascal André [77] pour différentes pressions et températures en utilisant la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs [78] sous hypothèse d'ETL puis leurs propriétés thermodynamiques et de transport ont été calculées par la méthode de Chapman–Enskog en prenant en compte les effets de dissociation, de recombinaison et d'ionisation. Dans la suite de son étude (contrat CEA), Ivchenko a utilisé des propriétés générées avec le code CEA de la NASA [79] qui semble mieux prédire la viscosité et la conductivité thermique. Les propriétés du mélange de gaz sont calculées par des lois de mélange qui dépendent de la fraction massique ou molaire de chaque espèce i composant le mélange [80].

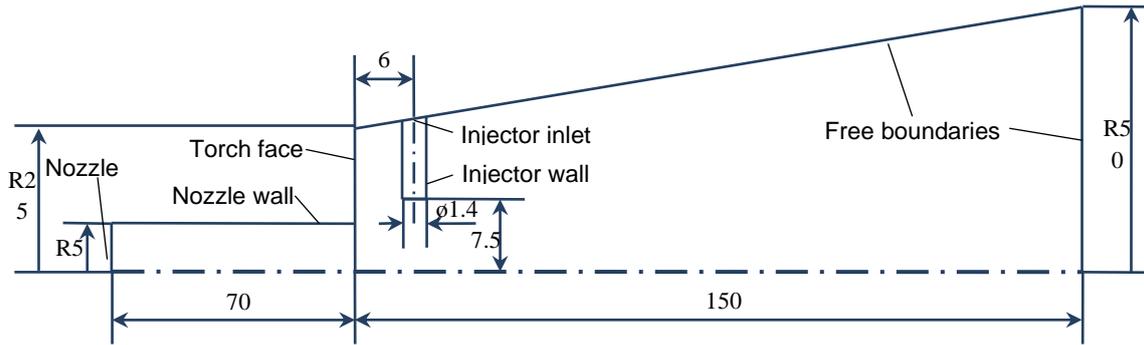


Figure 43 Domaine de calcul mis en œuvre par Ivchenko [8] pour l'estimation de la longueur de chambre (en mm)

- d'un modèle d'approche Lagrangienne implanté au sein du Code Ansys fluent sous la forme de plusieurs fonctions utilisateurs qui permettent de modéliser le comportement cinématique et thermique d'un grand nombre de particules supposée sphériques et de température homogène en prenant en compte le couplage bidirectionnel avec la phase continue (masse, espèces, énergie, ...). Ce modèle permet de prédire la trajectoire, température, fraction massique fondue et diamètre des particules ainsi que la fraction massique de vapeur de zircone au sein de l'écoulement gazeux. La cinématique des particules est liée principalement à la force de trainée de l'écoulement gazeux tandis que les transferts d'énergie opèrent par convection (représentés par le nombre de Nusselt) et rayonnement (chauffage solide, fusion, chauffage liquide et ébullition avec évaporation) et que les transferts de masse sont modélisés via le coefficient de diffusion de la vapeur dans le gaz plasma suivant la théorie cinétique des gaz. Le modèle d'Ivchenko est basé principalement sur les travaux d'Abramzon et Sirignano [81] qui s'attachent à prévoir le comportement de gouttelettes de carburant plus volatils que des céramiques ou métaux dans des environnements de combustion à plus faible température en prenant notamment en compte : (i) l'effet de soufflage ou écoulement de Stefan qui représente l'effet de réduction du flux thermique reçu par la particule du fait de la vapeur abondamment produite par son évaporation et (ii) l'effet des gradients de température dans les couches limites thermiques qui se développent autour des particules par une température moyenne de film suivant la règle des 2/3-1/3 ($T_{film} = 2/3 T_p + 1/3 T_g$, où T_p est la température de particule et T_g celle du gaz environnant). Au chapitre III, nous verrons que le comportement de ce modèle dans sa version de base est relativement proche de celui développé par Lee et Pfender [82], [83] pour des matériaux solides en environnement plasma, modèle qui sera étudié dans les chapitres suivants. Ivchenko, l'a cependant modifié en moyennant par intégration les propriétés du gaz au travers de la couche-limite thermique par l'approche de Bourdin et al.(1983) [84], ce qui est redondant avec l'utilisation d'une température de film. Il a également inclus les effets de raréfaction souvent présents en milieu plasma par la correction de Chen [85], [86] sur le coefficient de trainée et de transfert de chaleur mais non pris en compte dans le domaine d'application d'origine du modèle. Les particules non vaporisées sont supprimées du domaine considérant que la vapeur peut être séparée du jet de particules de plus grande inertie.

Un grand nombre de particules de 1 puis 10 μm de diamètre a été injecté par un injecteur radial de façon à obtenir des statistiques stables sur les paramètres de particules dans différents plans d'observation perpendiculaires à l'axe de la torche. La Figure 44 montre que pour les plus petite particules (1 μm), le processus d'évaporation s'arrête pour 95 % des particules de poudre après qu'elles ont parcouru environ 10,8 cm (11,9 cm pour les particules de diamètre initial de 10 μm) correspondant à une évaporation massique de 99 %. A une distance de 5 cm, cette dernière reste de 88% (40 % pour les particules 10 μm).

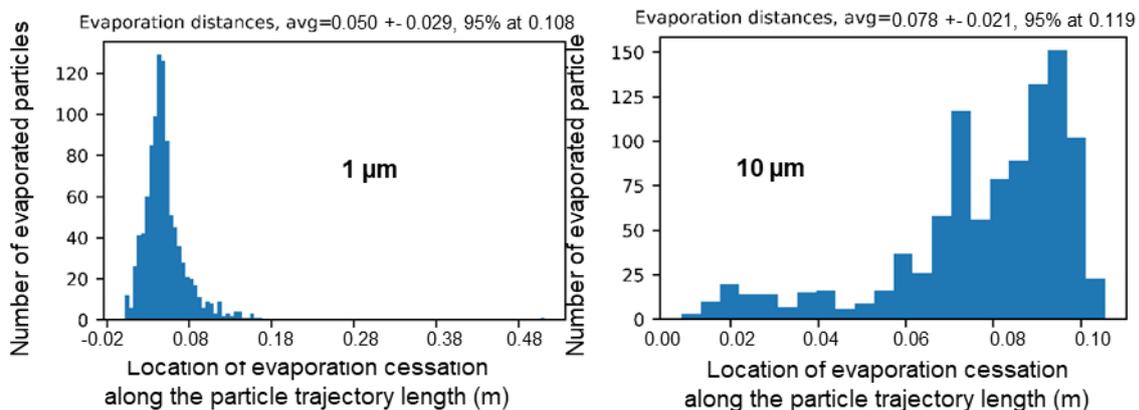


Figure 44 Répartition des distances parcourues par les particules de poudre avant l'arrêt de leur processus d'évaporation (0 correspond à la sortie de l'injecteur)

La longueur de la chambre haute pression dépendra donc de la granulométrie de la poudre et d'un équilibre entre la distance nécessaire à l'évaporation de la poudre, d'une température de paroi de la tuyère de détente suffisamment élevée pour éviter les phénomènes de nucléation croissance de vapeur de zircon mais raisonnable pour éviter la fusion de son revêtement. Elle pourrait être comprise dans ce cas entre 8 et 10 cm. Pour les particules de 10 μm , la fraction massique évaporée ne dépasse pas 40% même en allongeant la distance parcourue si bien qu'une solution technique doit permettre d'éliminer les particules résiduelles du jet de vapeur.

En conclusion, ceci montre que pour ce nouveau procédé de PS-PVD pour lequel le matériau est évaporé à pression atmosphérique, les échanges de chaleur plasma-particules sont plus favorables qu'en PS-PVD conventionnelle où le matériau est principalement évaporé dans la tuyère de la torche où règne une pression élevée et se poursuit de façon moins intense dans le jet en cours de détente. Ainsi ce nouveau dispositif permettrait d'utiliser des torches à plasma avec une puissance électrique inférieure par rapport aux torches utilisées en PS-PVD conventionnelle (par exemple 40 kW au lieu de 150 kW) et des particules de poudre plus grosses (10 μm au lieu de 1 μm). Malgré tout, ce modèle de traitement des particules n'a pas été validé sérieusement par comparaison avec l'expérience ce qui justifie la démarche de comparaison et validation de différents modèles mis à jour à l'issu d'une bibliographie exhaustive aux chapitres suivants.

I.5.2. Définition de la géométrie de la tuyère de détente et calcul du diamètre du col

Afin d'éviter au maximum la re condensation de la vapeur de zircon sur la tuyère de détente, sa température doit être la plus élevée possible sans dépasser la température de

fusion du matériau. Ainsi Ivchenko a considéré une tuyère de Laval convergente-divergente en cuivre ($T_{fusion,Cu} = 1358 K$) refroidie sur sa périphérie extérieure, la plus courte possible et revêtue d'un dépôt isolant de zircone de $200 \mu m$ d'épaisseur pour augmenter la température de surface en contact avec les gaz chauds. Ce dépôt est représenté dans le modèle par une paroi mince correspondant à un modèle 1D de diffusion de la chaleur et avec une température de la paroi en cuivre imposée égale à la température de fusion du cuivre diminuée de $100 K$.

La longueur totale de la tuyère a été limitée à $20 mm$ ce qui constitue le minimum pour usiner les canaux de refroidissement internes. La partie divergente est plus longue que les parties convergentes et du col puisque critique vis-à-vis de la détente de l'écoulement et des phénomènes de nucléation croissance qui peuvent en découler au même titre que la section du col conditionne le point de fonctionnement du système (pression dans la chambre HP, débit).

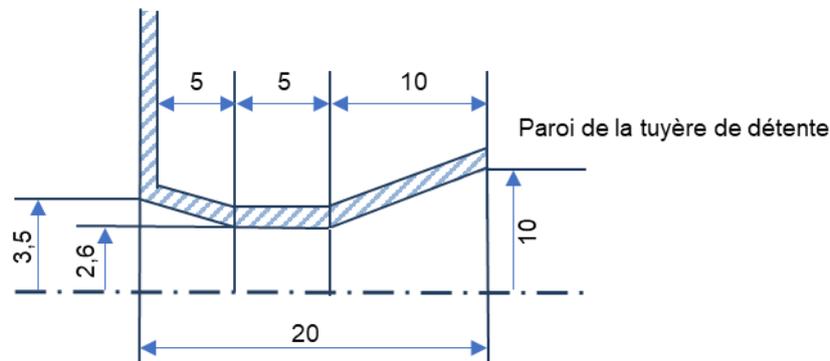


Figure 45 Tuyère de détente dessinée par Ivchenko [8]

La valeur de la température en surface du revêtement par rapport à la température de fusion de la zircone conditionne en grande partie la position de la tuyère de détente par rapport au jet de plasma. De plus, la température (T_0) en amont de la tuyère est au même titre que la pression (p_0 , pression amont dans la chambre HP) un paramètre qui conditionne la valeur de la section du col A^* pour une tuyère amorcée ($M=1$) à débit donné gaz \dot{m} comme le montre l'équation suivante établie pour un écoulement isentropique :

$$\dot{m} = P_0 S_c \sqrt{\frac{Ma \gamma}{RT_0} \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma+1)}}} \quad (4)$$

L'objectif est d'obtenir une pression voisine de la pression atmosphérique dans la chambre HP alors que la pression dans la chambre basse pression est maintenue à $100 Pa$. Si la section du col est trop importante, la pression dans la chambre HP diminue, le jet de plasma accélère et ces deux effets conjugués diminuent les transferts de chaleur gaz-particules et l'effet d'évaporation. Le diamètre initial correspondant à la section S_c doit intégrer le débit de vapeur produit, ce qui amène pour les paramètres opératoires sélectionnés (Tableau 4, débit de poudre de $5 g/min$) et une distance torche-tuyère de détente de $100 mm$ à un diamètre du col de $2,6 mm$. Ce diamètre doit par la suite être affiné par un calcul d'écoulement 2D-axisymétrique prenant en compte la viscosité du gaz avec le modèle CFD mis en place.

Le choix de l'angle de convergence et de la longueur de la partie convergente n'est pas critique pour la faisabilité du système. La seule limitation est causée par la séparation possible de la couche limite du gaz et l'apparition de la zone de recirculation dans la région

cylindrique en raison de l'inertie du gaz. Ainsi un angle de 10° a été adopté et le tracé de lignes de courant confirme qu'il ne crée pas de décollements ni recirculation en aval.

I.5.3. Finalisation du dessin de la tuyère

Les objectifs de cette étape sont multiples :

- par une simulation de l'écoulement en fluide visqueux (CFD) sur le domaine fluide 2D axisymétrique de la Figure 46 comprenant la chambre HP, la tuyère de détente et une petite portion du domaine aval où l'écoulement est toujours continu :
 - i) affiner la détermination de la section du col de la tuyère en écoulement visqueux ; le matériau évaporé étant représenté par des termes sources dans les équations de conservation des espèce et d'énergie localisés au niveau de la zone d'évaporation maximum déterminée en écoulement 3D en sortie de torche. La simulation, pour une distance de torche-tuyère de détente de 80 mm et un débit de poudre de 5g/min de particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre, impose un rayon de 2,7 mm au lieu de 2,6 par calcul isentropique, ce qui est logique en prenant en compte la viscosité du fluide
 - ii) Vérifier que la distance torche-tuyère de détente déterminée précédemment et correspondant à l'évaporation maximum de la poudre permet d'obtenir la température de surface de la tuyère de détente la plus élevée possible de façon à éviter les phénomènes de nucléation-croissance sans fondre le dépôt de zircon
- Par une simulation des concentrations en monomères et nucléis et de leur taille résultant des phénomènes de nucléation croissance de la vapeur de zircon et de leurs dépôts sur la paroi de la tuyère de détente, évaluer la durée de fonctionnement du procédé dans des conditions acceptables (colmatage raisonnable de la tuyère).

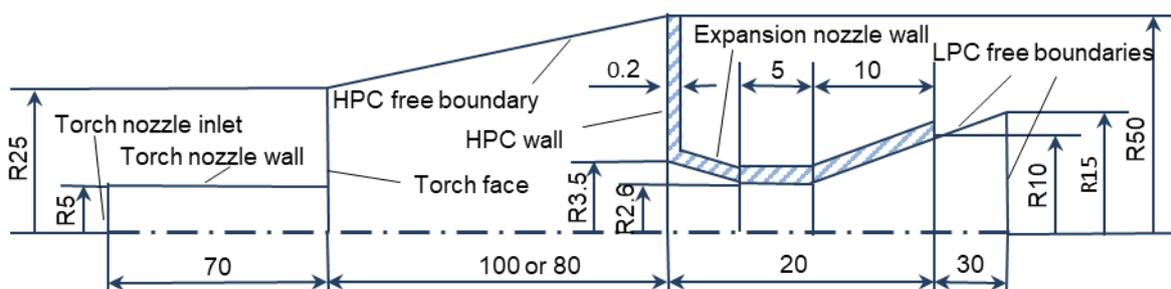


Figure 46 Domaines de calcul CFD axisymétrique de la chambre haute pression et tuyère de détente (en mm) et principales conditions aux limites. La zone hachurée correspond à la zone revêtue de zircon [8].

Le maillage est assez fin pour pouvoir simuler des lignes de courant en très proche parois qui seront utilisées pour modéliser les phénomènes de nucléation croissance.

I.5.3.1. Vérification de la distance torche tuyère de détente

Les configurations correspondant à deux distances torche-tuyère de détente ont été testées : la distance prévue de 100 mm et une distance de 80 mm afin de voir s'il est possible d'augmenter la température de fonctionnement de la tuyère afin de retarder les phénomènes de nucléation-croissance. La Figure 47 montre que même pour la distance de 80 mm (2D

CEA 8), l'évolution de la température de surface de la paroi reste inférieure à la température de fusion ($T_{fusion_ZrO2} = 2953 K$) de la zircone. Il est donc nécessaire de faire un compromis entre granulométrie de la poudre, distance d'évaporation et température de tuyère de détente.

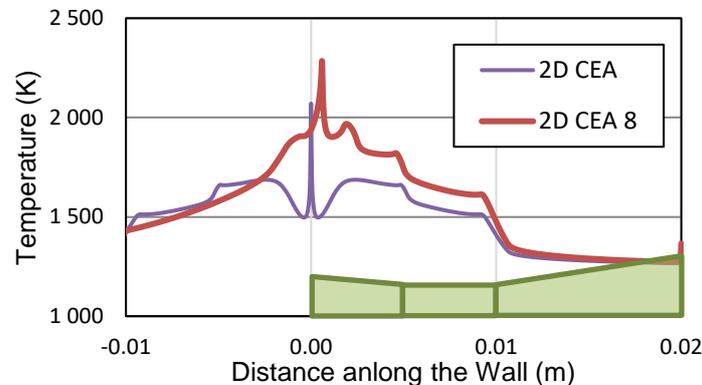


Figure 47 Température de paroi le long de la chambre haute pression (partie verticale, distance <0) et de la tuyère de détente (distance >0) pour une distance torche tuyère de 10 et 8 cm (« 2D CEA 8 »)

I.5.3.2. Estimations des phénomènes de nucléation croissance en phase gaz et du taux de dépôt sur la paroi de la tuyère de détente

Lorsque le mélange de vapeur, nucléis et de particules liquides atteint une surface quelconque, plusieurs mécanismes de dépôt peuvent être impliqués : (i) dépôt de particules de poudre entièrement ou partiellement liquéfiées de taille micrométrique, (ii) dépôt de nanoclusters formés via un processus de nucléation homogène à partir de vapeur et (iii) dépôt par nucléation hétérogène directement à partir de la phase vapeur.

Ces deux derniers processus ont plus de chance de se produire lors du refroidissement de l'écoulement, c'est-à-dire lors de la détente de l'écoulement ou à proximité du substrat. Les contributions de ces mécanismes dépendent de nombreux paramètres, tels que la concentration et composition du jet en vapeur et germes, la pression, la température et rugosité de la surface, ... etc. La conception du procédé et les conditions de opératoires de la torche doivent donc être ajustées pour éviter le dépôt sur une autre paroi que le substrat pour notamment éviter l'obstruction éventuelle de la tuyère de détente tout en minimisant les pertes de matière première. De plus pour atteindre la microstructure de barrières thermiques, nous verrons qu'il convient de retarder au maximum l'apparition des germes avant le substrat.

a) Nucléation en phase homogène

Les différentes étapes de formation de nucléis par nucléation-croissance homogène (N&G) en phase gaz sont décrites par la Figure 48 : (i) nucléation homogène par agglomération de monomères (condensation avec possible évaporation) lorsque la vapeur (monomères) en sursaturation conduit à un taux de collisions suffisant (condensation) pour former des germes de taille stable (g-mer) pour lesquels le processus d'évaporation équilibre le processus de condensation ; ces nucléis sont stables, car cet état correspond à l'équilibre entre la phase liquide et la phase vapeur représenté par le maximum de l'énergie libre de Gibbs, également appelée énergie de formation du germe critique ; (ii) lorsque ces germes de taille critique sont formés, le processus de croissance démarre pour former des particules

secondaires par addition de monomères (condensation,) et coagulation entre g-mer (coalescence ou agglomération si les formes initiales sont conservées).

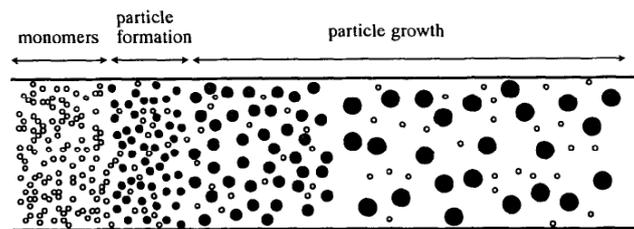


Figure 48 Schéma du processus de nucléation-croissance homogène par refroidissement de la vapeur, la température diminue de gauche à droite [87].

Ivchenko a modélisé ces phénomènes de nucléation-croissance à partir du modèle original d'approximation mono-disperse du processus de croissance introduit par Nemchinsky et Shigeta [74] pour des gaz au repos à pression et température constante sur la base de la théorie cinétique de la nucléation (KNT) de Girshick [88]. L'aérosol, formé lors du processus de nucléation, est alors composé d'espèces de taille uniforme, la taille correspondant à la valeur la plus probable.

Ce modèle permet de prédire la taille moyenne des germes (g-mer) et leur densité par intégration dans le temps des équations de conservation de monomères, de nombre de monomères constituant un g-mer et de leur volume total (qui dépendent des taux de collisions) dans des volumes infinitésimaux se déplaçant suivant des lignes de courant. Pour tenir compte de la dilatabilité et de la compressibilité de l'écoulement, Ivchenko reformule les équations de conservation des espèces en densité d'espèces par unité de masse. Enfin, afin de recréer les gradients de concentration en germes notamment à proximité des parois de façon à pouvoir par la suite estimer les vitesses de dépôt sur celles-ci, il transforme l'intégration temporelle des équations de conservation se présentant sous forme de dérivée particulière sous forme spatiale Eulérienne par l'hypothèse d'écoulement stationnaire et génère des lignes de courant très proches à partir d'un maillage raffiné.

Ce modèle n'est couplé que dans un sens avec le modèle de l'écoulement gazeux (gaz → nucléis). Ivchenko vérifie cependant que la concentration en nucléis est faible qu'ils restent petits, suivent l'écoulement, et que leur formation ne change pour ainsi dire pas la concentration initiale en vapeur de l'écoulement (monomères).

Dans les conditions de l'étude, Ivchenko suppose que les nucléis sont formés uniquement à partir d'atomes de ZrO_2 en négligeant la présence d'atomes de ZrO , Zr et O sur la base du calcul de composition chimique à l'équilibre réalisé par André par minimisation de l'énergie de Gibbs pour différentes pressions et températures et présentée sur la Figure 49 à 1 atmosphère et 100 Pa. Cette hypothèse est à peu près valable pour des températures inférieures à 4000 K à la pression atmosphérique ou 3 000 K à 100 Pa.

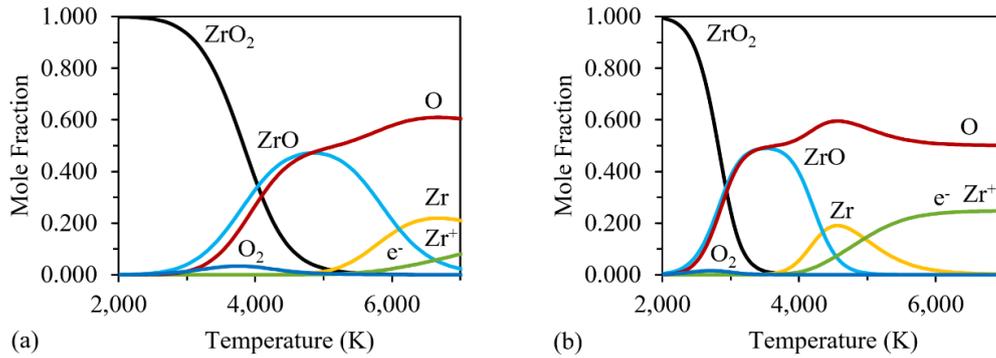


Figure 49 Compositions à l'équilibre de la vapeur de ZrO₂ à 1 atmosphère (gauche) et 100 Pa (à droite) d'après les travaux de P. André [77]

La Figure 50 qui représente la concentration en monomères et g-mers pour une tuyère d'angle de divergence de 7,4° (non encore optimisé) montre que la nucléation-croissance est maximum en proche paroi et dans la zone de détente de l'écoulement (divergent) du fait du refroidissement de l'écoulement qui engendre la sursaturation en vapeur à partir de la moitié de la distance de la région du col. L'adsorption de vapeur et g-mer à la paroi de la tuyère de détente affecte essentiellement leur concentration dans l'écoulement en proche paroi, en deçà de 0,5 mm et très peu plus loin. Ivchenko estime qu'en proche paroi, les nucléis (g-mers) sont composés d'une centaine de molécules de ZrO₂, ce qui leur confère une taille d'environ 5 fois la taille de la molécule initiale et qu'en sortie de tuyère environ 25% de la vapeur a été convertie en nucléis et qu'en moyenne ceux-ci sont composés d'environ 35 molécules de Zircon.

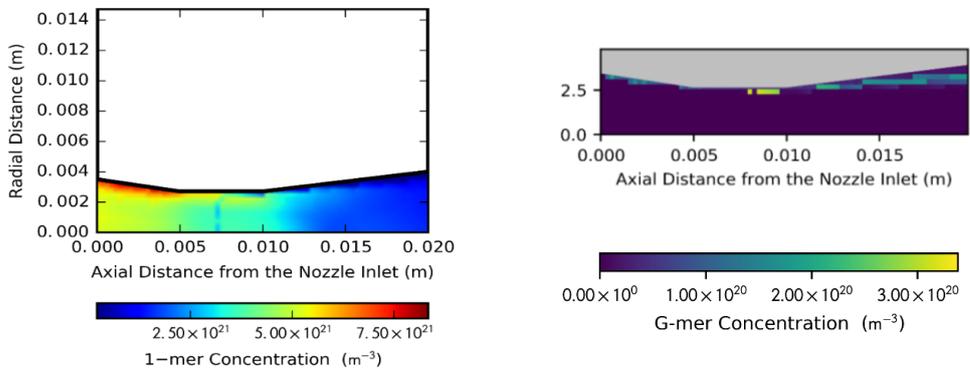


Figure 50 Concentration en monomères et nucléis (g-mers) dans la tuyère pour un angle de divergence de 7,4° [8] et un débit de poudre de 5g/min.

L'objectif de son étude étant d'étudier d'optimiser le choix de l'angle de divergence de la tuyère en minimisant le taux de dépôt de matériau sur la paroi de la tuyère de détente, Ivchenko a mis en œuvre un modèle de nucléation en phase hétérogène.

b) Nucléation en phase hétérogène : dépôt de matière aux parois

Les dépôts sur la paroi de la tuyère de détente doivent être minimisés. Par ailleurs, les revêtements de type EB-PVD obtenus par PS-PVD sont principalement formés par nucléation hétérogène directement à partir de la vapeur et par dépôt de particules non entièrement vaporisées tandis que la contribution de la nucléation homogène (dépôt de germes) à la croissance totale du revêtement peut atteindre 10% [89]. Cela signifie que les

conditions de PS-PVD doivent favoriser la nucléation hétérogène sur le substrat et modérer la nucléation homogène dans la couche limite du substrat [90].

Dès lors que la concentration en monomères et g-mer est connue près d'une paroi le flux de matière qui s'y dépose peut être déterminé. Il est lié à deux phénomènes, la diffusion de Fick lié aux collisions avec les molécules de gaz (flux de diffusion liés aux gradients de concentration) et les forces de thermophorèse liées aux gradients de température qui correspondent à des pressions plus importantes pour de fortes températures et donc à des forces dirigées vers les parois. Pour Ivchenko, 100% des particules (monomères, g-mers) arrivant à proximité de la paroi sont considérées comme adsorbées. La désorption est considérée comme improbable en raison du fait de l'importance de la barrière énergétique correspondante, ce qui surestime le taux de dépôt de matière aux parois et notamment sur la tuyère de détente. Dans ses simulations les particules de poudres non évaporées sont supposées éliminées de l'écoulement incident de plasma/vapeur.

La Figure 51 [9] montre l'évolution du taux de dépôt sur la paroi de la tuyère en fonction de l'angle de son angle de divergence (16, 36 et 68°) pour un débit de poudre de 5 g/min (un taux négatif correspond à un flux d'espèce dirigé vers de la paroi vers l'axe) et sans prise en compte de l'effet de la vapeur consommée sur l'écoulement. Les courbes sont assez bruitées dans la mesure où elles sont basées sur des calculs de gradients et diffèrent suivant que les lignes de courant sont émises de l'amont vers l'aval ou l'inverse, ce qui change leur disposition suivant l'angle de divergence. Aussi même dans la partie la partie amont de la tuyère les taux de dépôt peuvent varier suivant l'angle de divergence de la tuyère. Néanmoins de façon générale le taux de dépôt :

- est faible (inférieur à $0,5 \cdot 10^{-6}$ m/s dans la partie convergente (de 0,150 à 0,155 m) et lié à de la recondensation de vapeur, les premiers germes n'étant pas encore formés
- augmente dès l'entrée dans la section du col (entre 0,155 et 0,160) du fait de l'apparition des premiers germes liée au refroidissement causé par la proximité de la paroi et ce, au détriment de la recondensation de la vapeur qui est consommée par leur apparition. Du fait des variations de concentration, la vapeur est alors diffusée vers la paroi tandis que les nucléis, poussés vers l'axe par les forces de diffusion sont entraînés vers la paroi par les forces de thermophorèse. Le taux de dépôt est maximum et de l'ordre de $1,25 \cdot 10^{-6}$ m/s
- diminue dans la partie divergente ($> 0,160$ m) du fait du refroidissement important lié à la détente du gaz qui amoindrit les forces de thermophorèse et de la consommation en monomères dans l'ensemble de l'écoulement.

Pour l'angle de 68°, le calcul des lignes de courant est délicat et les résultats sont à prendre avec précaution. Malgré tout, la détente étant plus rapide, le taux de nucléation dans le jet est plus important et la concentration en nucléis augmente de la paroi vers l'axe du jet.

Ivchenko considère qu'en admettant une réduction du rayon du col de 1 mm lié au dépôt de matériau, ce qui est une valeur élevée, le système peut fonctionner pendant environ 2000 s (10^{-3} m / $0,5 \cdot 10^{-6}$ m/s). Cette valeur est cependant surestimée par le fait qu'il considère toutes les espèces comme étant adsorbées à la paroi. Cependant la température de la paroi de tuyère doit être augmentée autant que possible. Augmenter le débit de poudre de 5 à 20 g/min conduit également à une multiplication par deux du taux de dépôt du fait de concentration plus élevé en monomères et à une diminution de température de l'écoulement liée à son chauffage-évaporation

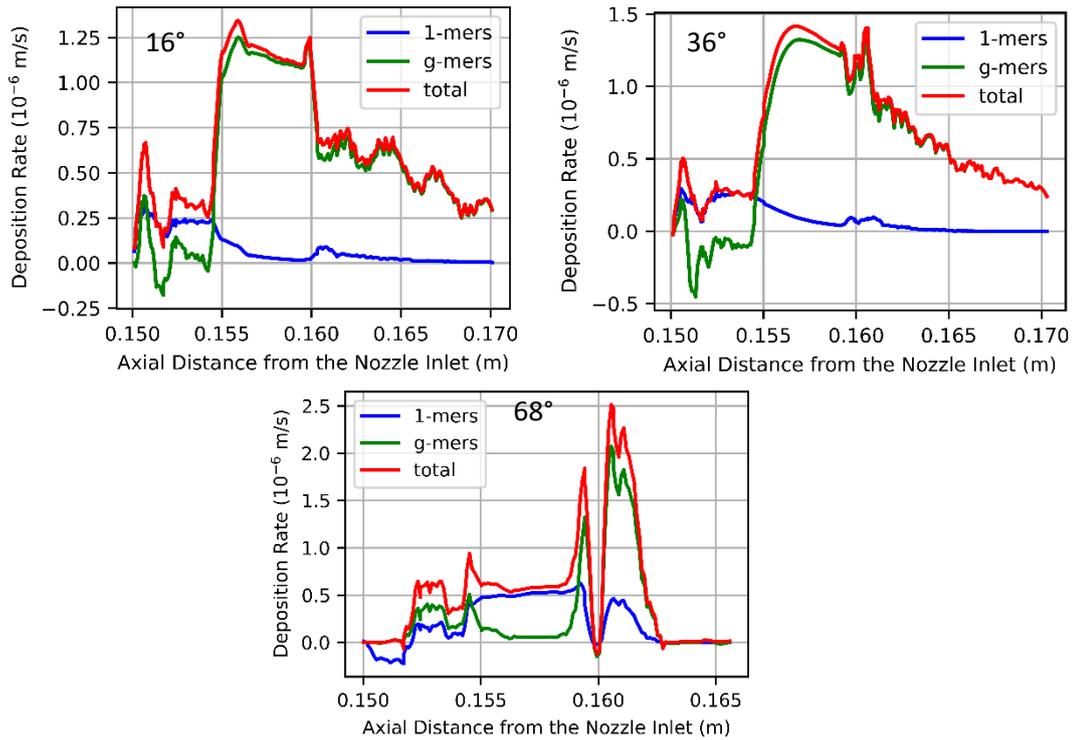


Figure 51 Taux de dépôt de ZrO_2 sur la paroi de la tuyère de détente (débit de poudre de 5 g/min, 0.150 correspond à l'entrée de la tuyère de détente, de 0,155 à 0,160 à la section du col et au-delà de 0,160 à la partie divergente, lignes de courant émises depuis l'aval vers l'amont [8].

Ainsi Ivchenko conclue :

- qu'un faible débit de vapeur limite le dépôt sur la paroi de la tuyère de détente et qu'il faut augmenter autant que possible sa température de paroi,
- que le dépôt se produit essentiellement à partir de la zone du col et que la vitesse de dépôt dépend assez peu de l'angle divergence pour les angles les plus faibles mais augmente considérablement pour un angle de divergence élevé pour lequel le refroidissement de l'écoulement est brutal.

La suite de l'étude, qui consiste à modéliser la détente de l'écoulement transitoire en aval de la tuyère et les phénomènes de nucléation croissance correspondants, montre qu'un angle d'environ 36° est optimal pour le débit de poudre de 5g/min car il correspond en même temps à une vitesse de colmatage limité et à un jet d'espèces large et uniforme au niveau du substrat.

Le but ultime de cette étude est de prédire la microstructure du revêtement en fonction des conditions opératoires. Ainsi, il est nécessaire de prédire avec précision les champs relatifs à la détente de l'écoulement transitoire dans la chambre BP et autour du substrat par un modèle d'approche non continue et de le coupler au modèle de nucléation-croissance décrit précédemment pour connaître le flux d'espèces (monomères, germes) au niveau du substrat afin de pouvoir en estimer sa position.

I.5.3.3. Modélisation de l'écoulement transitoire dans l'enceinte basse pression et phénomènes de nucléation-croissance

Pour la modélisation de l'écoulement dans l'enceinte basse pression, Ivchenko met en œuvre une méthode de Simulation Directe de Monte-Carlo (DSMC) qui consiste à la simuler le mouvement et interactions d'un nombre statistiquement représentatif de molécules de gaz permettant ainsi de simuler le comportement du gaz régit par l'équation de Boltzmann. Il adopte le code parallélisé Sparta [75] qu'il valide au préalable sur un cas de PS-PVD conventionnelle. Il considère les réactions de dissociation et de recombinaison de l'hydrogène ainsi que les réactions entre les espèces ZrO et O ($ZrO + O \rightarrow ZrO_2$) mises en évidence par le calcul de composition de ZrO présenté sur la Figure 49 pour une température inférieure à 4500K (pas de recombinaison de ZrO_2 du fait d'un manque de données). En revanche il ne prend pas en compte les réactions chimiques entre les espèces plasmagènes et le matériau évaporé du fait du manque de données expérimentales. Ivchenko utilise le modèle de collision dit de sphère dure Variable (VHS) pour les espèces relatives à ZrO_2 correspondant à un diamètre de molécules variable permettant d'ajuster le diamètre des molécules pour se rapprocher de la viscosité moléculaire expérimentale des gaz à molécules polyatomiques tandis qu'il utilise le modèle de sphère molle variable (VSS) plus évolué pour les espèces du gaz plasma pour tenir compte de l'anisotropie de leur diffusion. Les premières simulations 2D-axisymétrique avec substrat étant irréaliste du fait de problèmes de génération de lignes de courant utilisés pour le modèle de nucléation-croissance au voisinage du substrat, des simulations 3D plus consommatrices de ressources informatiques sont mises en œuvre, passant ainsi d'environ 10 à 100 millions de particules simulées pour le domaine de calcul représenté sur la Figure 52 avec une taille de mailles de l'ordre du millimètre de coté, de façon à simuler une vingtaine de molécules par maille et un pas de temps de 10^{-7} s pour une durée de collision est estimée 10 fois supérieure.

L'écoulement dans la chambre BP étant supersonique, les conditions d'écoulement en sortie de tuyère du calcul CFD sont utilisées comme données d'entrée du modèle DSMC, sans couplage retour (DSMC \rightarrow CFD) : température, vitesses moyennes et densité moléculaire recalculées à partir de la pression et la température. Pour les simulations de nucléation-croissance supposées liées uniquement à l'espèce ZrO_2 , les lignes de courant préalablement simulées sur les champs d'écoulement CFD, sont étendues au domaine DSMC et la concentration de ZrO_2 est recalculée en fonction des densités de molécules ZrO et O (Figure 49).

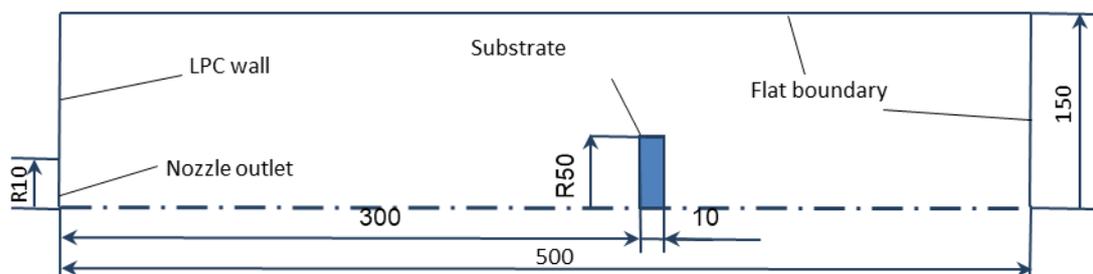


Figure 52 Domaine de calcul 3D utilisé pour la simulation DSMC [8].

Les champs de détente de l'écoulement supersonique sous-détendu présentent environ 4 chocs avec des températures allant de 300 à 4000 K comme le montre la Figure 53 et un substrat qui peut être positionné plus proche de la source de vapeur (0,3m) qu'en PS-PVD

conventionnelle (env. 1m). Le nombre de Mach peut atteindre 10 (env. 4000 m/s). Pour un débit de poudre de 5g/min, la concentration massique de vapeur dans l'écoulement en détente ne dépasse pas 5%.

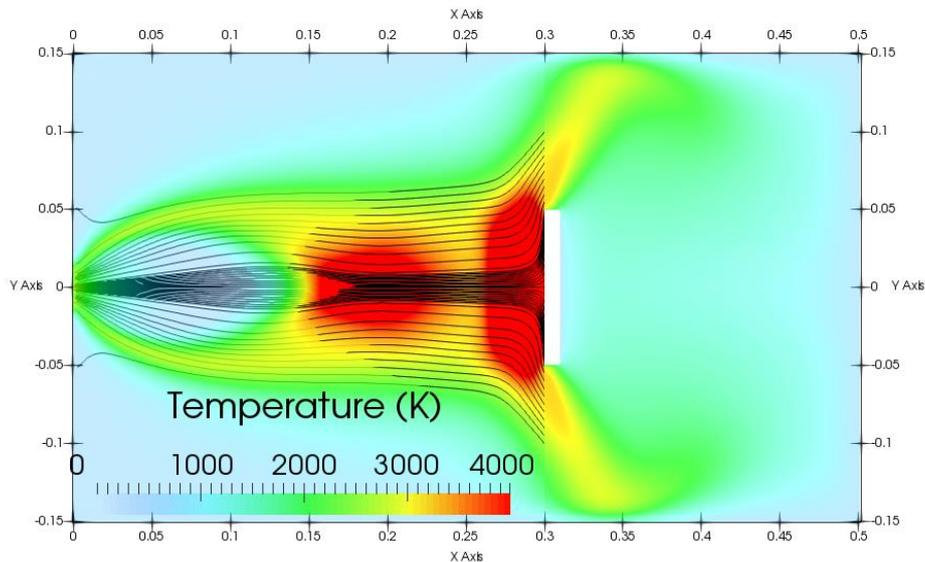


Figure 53 Lignes de courant émises à partir du substrat dans le cas DSMC 3D, angle de divergence de tuyère de $36,1^\circ$ (dimension en m), substrat localisé à 0,3 m de la sortie de tuyère [8].

La simulation des taux de nucléation suivant les lignes de courant présentée par Ivchenko doit selon lui être prise avec précaution du fait qu'une partie des hypothèses de travail deviennent non valides, telles que celles de nucléation instantanée, de nucléis sphériques et d'équilibres continus Maxwellien et Boltzmannien, du fait des effets de raréfaction. Le temps nécessaire pour que l'écoulement parcoure 30 cm dans le cas considéré serait d'environ 10^{-4} s, alors que le temps moyen de nucléation serait de $0,6 \times 10^{-4}$ s, le processus de nucléation commence donc à peine sur de si petites distances.

D'autre part, malgré la nucléation-croissance initiale intense lors de la détente de l'écoulement dans la tuyère liée à une sursaturation importante consécutive à la chute de température, l'écoulement étant raréfié plus en aval, le taux de collision entre molécules est faible et limiterait les effets de nucléation croissance. Ainsi, ce taux demeurerait relativement constant puisque lors des ondes de détente la sursaturation en vapeur augmente et le degré de raréfaction augmente et inversement dans les ondes de compression. Lorsqu'on s'écarte de l'axe du jet, même si la température du jet diminue, la concentration en vapeur est plus faible si bien que ce taux reste du même ordre qu'au voisinage l'axe du jet. D'un autre côté les nucléis s'évaporent plus vite qu'ils ne grossissent conduisant à un flux d'espèces essentiellement constitué de vapeur au niveau du substrat comme le montre la Figure 54.

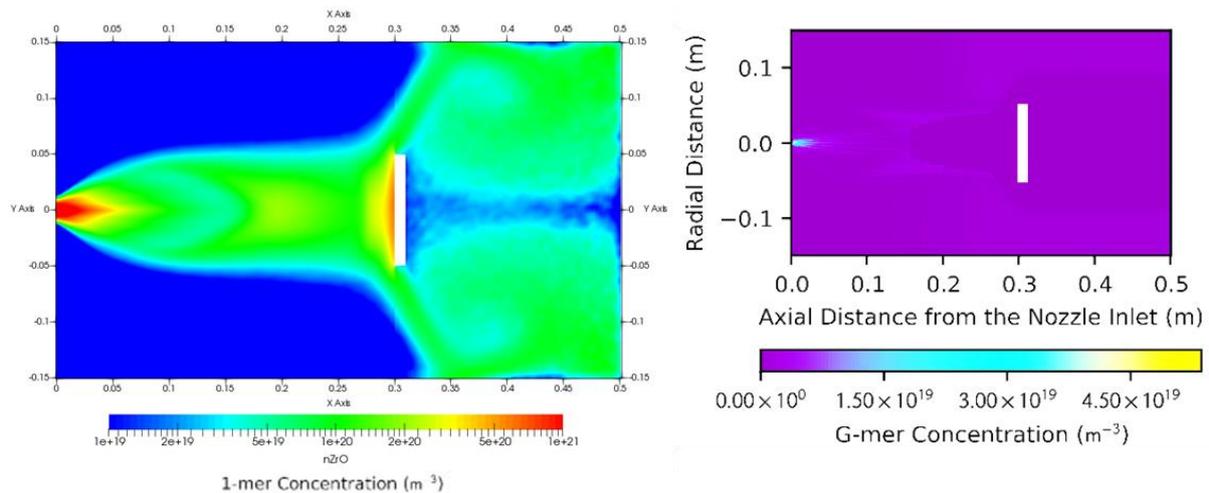


Figure 54 Concentration en monomères et g-mères obtenues par le modèle de DSMC et nucléation-croissance, angle de divergence de tuyère de $36,1^\circ$ - substrat localisé à 0,3 m [8].

Dans de la couche limite du substrat, Ivchenko estime que les germes sont composés de l'ordre de 3 monomères dans les meilleures conditions étudiées par la suite et que leur concentration est 5 à 10 fois plus faible que celle des monomères et jusqu'à 700 monomères dans les conditions les plus défavorables, équivalant à un rayon de 1.4 nm

Ses simulations permettent de montrer, que pour deux pressions différentes de dépôt, 100 et 1000 Pa (qui correspond à un débit de pompage plus faible), la tuyère d'angle de divergence de 36° correspond au taux de dépôt le plus faible sur sa paroi et à un jet d'espèce le plus uniforme et le plus limité en termes de densité et taille de germes.

Cette optimisation géométrique devrait cependant être poursuivie en améliorant la prédiction des phénomènes de nucléation-croissance en levant les hypothèses sur la continuité de l'écoulement évoquée ci-dessus, et en adoptant une approche Eulérienne indépendante de la génération de lignes de courant depuis l'amont ou l'aval du système, et permettant de prendre en compte la consommation de la vapeur de l'écoulement gazeux.

I.5.3.4. Estimation de la microstructure du dépôt en fonction des paramètres opératoires et détermination de position de la cible

Dans cette dernière étape de son étude, Ivchenko [9] tente de relier les paramètres du procédé PS-PVD aux microstructures du revêtement résultant en utilisant le modèle empirique structure-zone de Mauer [16] présenté Figure 38. Pour rappel, ce diagramme SZM fait apparaître deux paramètres : en abscisse, le rapport de la température du substrat sur celle de fusion du matériau qui représente les possibilités de diffusion des espèces et en ordonnée le taux d'impact des espèces (molécules/s/m^2). Les études de Mauer ont montré qu'en PS-PVD conventionnelle, les revêtements sont principalement composés de vapeur ($\sim 90\%$ en masse) et d'un petit taux de nanoclusters formés pendant le processus de nucléation-croissance dans la couche limite froide du substrat. La présence de ces germes ne semble pas avoir d'effet sur les microstructures et orientations cristallographiques dans la mesure où ils ne dépassent pas quelques nanomètres.

Ivchenko étudie trois paramètres : le débit de poudre (5 et 20 g/min), la pression de dépôt (200 et 1000 Pa) et l'emplacement du substrat (0,6, 0,8 et 1 m pour 200 Pa et 0,2, 0,3 et 0,4 m pour 1000 Pa) de façon à déterminer les conditions favorables à la croissance des colonnes souhaitées pour les barrières thermiques. Le modèle de structure de Mauer a été

créé pour les revêtements formés à partir de vapeur et de nanoclusters. Ainsi Ivchenko précise que si les conditions d'écoulement favorisent la nucléation-croissance vapeur en amont de la couche limite, il faudrait s'attendre à une croissance plus importante des clusters et les revêtements résultants n'auraient plus de structures colonnaires.

Le modèle DSMC ne permettant pas de prévoir la température du substrat circulaire en acier inoxydable (de 50 mm de rayon, 1 cm d'épaisseur) et revêtu d'un dépôt de zircone de 200 μm , celle-ci a été estimée à l'aide d'un modèle de mécanique des fluides continu appliqué à l'écoulement BP incluant les phénomènes de conduction dans le solide et de rayonnement, avec des conditions aux limites d'entrée très proches du substrat issues du calcul DSMC. Le taux d'impact moléculaire sur le substrat à quant à lui été déduit des simulations de pression partielle de zircone et température (p_{ZrO_2} , T) avec le code DSMC dont a été déduite la consommation d'espèce par nucléation-croissance, à l'aide de l'expression issue de la théorie cinétique des gaz :

$$\Gamma_m = \frac{p_{\text{ZrO}_2}}{N_A \sqrt{2\pi M_{\text{ZrO}_2} k_B T}} \quad (5)$$

où M_{ZrO_2} est la masse moléculaire de la zircone. Les douze combinaisons de paramètres précitées sont reportées sur le diagramme SZM de la Figure 55 et correspondent à la zone 1 des dépôts colonnaires poreux visés pour l'application barrière thermique (obtenue par EB-PVD). Les barres d'«erreur» correspondent, pour chaque cas, aux écarts sur les deux paramètres d'entrée du diagramme liées aux variations radiales. Pour plus grande partie des conditions opératoires, le choix de l'angle de divergence de la tuyère de dépôt et la position du substrat ont été bien choisies de façon à conduire à une température de substrat et un taux d'impact d'espèces assez uniformes. Pour le plus haut débit de poudre et la plus haute pression qui conduisent à la plus forte concentration en vapeur et refroidissement du jet, la vapeur est entièrement convertie en nanoclusters constitués de 700 monomères pour un rayon de 1,4 nm. Ivchenko note qu'il est possible que dans la réalité ces nanoclusters coalescent sans que le modèle en rende compte. Le taux d'impact est peu dépendant de la position de la cible dans la mesure où la consommation de vapeur pour former ces nanoclusters reste faible.

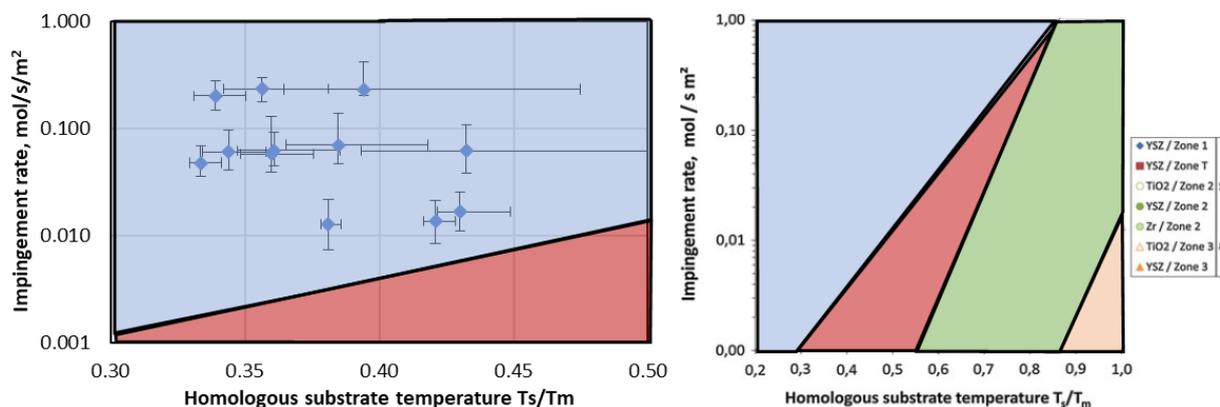


Figure 55 Taux d'impact moyen des molécules de zircone en fonction du rapport de température T_s/T_m pour les 12 cas évoqués (5 et 20 g/min, position substrat de 0,6, 0,8 et 1 m pour une pression de dépôt de 200 Pa et 0,2, 0,3 et 0,4 m pour 1000 Pa) [8].

La vitesse de dépôt la plus élevée est observée lorsque le débit en poudre maximal est combiné avec la pression la plus élevée et la distance de dépôt la plus grande, atteignant 4,2 $\mu\text{m}/\text{min}$, ce qui est compatible avec les résultats obtenus par Mauer pour des vitesses

d'alimentation en poudre similaires (environ 3 $\mu\text{m}/\text{min}$ pour une vitesse d'alimentation de 7 g/min, et environ 30 $\mu\text{m}/\text{min}$ pour une vitesse d'alimentation de 20 g/min à 200 Pa et à une distance de projection de 1.0 m en utilisant une torche O3CP de haute puissance) [89]). Ces conditions correspondent en revanche au rendement le plus faible.

Pour produire les structures des zones T, 2 et 3 du diagramme SZM soit le substrat doit être déplacé vers l'amont pour augmenter sa température soit le débit de poudre doit être diminué.

I.6. Conclusion

Ce premier chapitre consacré en premier lieu à une revue bibliographique des procédés de projection thermique utilisés pour l'élaboration de barrière thermique (projection plasma conventionnelle, projection plasma de suspension, EB-PVD et PS-PVD conventionnelle) a permis de i) résumer les principes de fonctionnement, ii) l'effet des paramètres de fonctionnement sur les caractéristiques des revêtements obtenus et iii) de comparer leurs performances entre elles.

Une seconde partie, dédiée à un résumé des travaux d'Ivchenko sur la faisabilité d'un nouveau procédé de PS-PVD à deux pressions, développé à l'IRCer montre que le procédé est techniquement réalisable et peut permettre de réaliser des dépôts à colonnes poreuses souhaitées pour les barrières thermiques. Ce procédé repose sur les avantages de l'APS pour évaporer efficacement un matériau et sur celui de la PVD pour construire des dépôts finement structurés à pression relativement réduite (50 à 1000 Pa). Les deux enceintes correspondant à la chambre d'évaporation à pression atmosphérique et à la chambre de dépôt à basse pression sont séparées par une tuyère de détente de Laval qui est le point critique du système (résistance à la température de plasma et non occlusion par dépôt du matériau évaporé.

Ivchenko dresse un premier dessin du procédé qu'il faudrait affiner en améliorant certains modèles et leur couplage avec les autres. C'est le cas : (i) du modèle de nucléation-croissance qui repose sur l'émission de ligne de courant complexes à gérer, à de nombreuses hypothèses restrictives par exemple liées à la continuité de l'écoulement et à son couplage avec les codes d'écoulements CFD et DSMC, (ii) au modèle de traitement cinématique et thermique de la poudre qui doit être amélioré et validé et mis en œuvre pour séparer le flux de vapeur produit des particules non-évaporées afin de ne pas colmater la tuyère. L'augmentation de la température de travail au niveau de la tuyère de détente sans arrivée de particules non-évaporées mais limitée par le matériau utilisé reste un point clé du système. Il montre également qu'il est possible pour une puissance électrique d'environ 38 kW d'obtenir la vitesse de dépôt obtenue par Mauer en PS-PVD conventionnelle avec une torche O3CP de 130 kW.

La maîtrise des microstructures obtenues passe premièrement par l'analyse poussée de l'interaction thermocinétique entre le précurseur et le jet de plasma, afin de contrôler le taux d'évaporation des particules injectées dans le jet de plasma. Un tel travail est un prérequis indispensable pour pouvoir élaborer des revêtements présentant une large gamme de structures et microstructures et donc permettant de répondre à un cahier des charges donné. Ce manuscrit se poursuit donc par une analyse bibliographique sur la formation et l'écoulement du jet plasma, le traitement dynamique et thermique des particules.

Chapitre II. Revue Bibliographique sur la modélisation de l'injection et des traitements cinématique et thermique des particules

II.1. Introduction

Dans les procédés de traitement des matériaux assistés par plasma thermique tels que la sphéroïdisation ou la densification de particules ou encore dans le cadre de la projection thermique de revêtements par plasma, la maîtrise des trajectoires des particules et leur traitement thermique dans le plasma représente l'un des aspects dont dépend la qualité du traitement et/ou la qualité et la reproductibilité de la microstructure du dépôt.

Ce chapitre est principalement consacré : (i) à une revue des différents phénomènes fondamentaux rencontrés lors du traitement cinématique et thermique de poudre (ou gouttes) en milieu plasma ou flamme et qui doivent être pris en compte pour construire un modèle représentatif du procédé puis (ii) à la présentation des différents modèles de la littérature mis en œuvre pour simuler l'injection de particules, leur traitement cinématique (trajectoire) et thermique (chauffage, fusion, évaporation) en milieu plasma. Le modèle relatif à la modélisation de l'écoulement du jet plasma turbulent dans un gaz ambiant à pression proche de la pression atmosphérique est supposé acquis suite aux travaux de thèse d'Ivchenko [8], ainsi la revue bibliographique relative à ce modèle ne sera pas abordée dans ce chapitre.

Les modèles relatifs à la phase dispersée, suivant une approche lagrangienne et pour lesquels les particules sont assimilées à des sphères de diamètres généralement compris entre en 1 et 100 μm , doivent représenter correctement :

- L'injection des particules dans le jet plasma. Deux approches sont possibles : modéliser le comportement des particules au sein du système pneumatique d'injection ou représenter les caractéristiques des particules en sortie d'injecteur par des distributions en taille, positions, ..., et vitesse (norme et direction). ;
- La trajectoire des particules au sein du jet de plasma par un bilan des forces s'appliquant à ces particules, en sélectionnant les forces prépondérantes. La question de la modélisation de la force de traînée sera particulièrement développée ;
- Le traitement thermique des particules généralement supposées à température homogène et prenant en compte les phénomènes de chauffage, fusion et évaporation sous l'effet de la convection avec le gaz et incluant des phénomènes radiatifs. Ici la question du calcul de coefficient d'échange par convection (h) via le coefficient de Nusselt sera également largement abordée.

Ces modèles, reposent sur des relations de corrélations permettant de calculer les coefficients de traînée et de Nusselt en fonction de nombres sans dimensions tels que le nombre de Reynolds pour des sphères solides voire liquide dans des écoulements de température largement plus faible que celle des plasmas, essentiellement sur la base de simulations numériques d'écoulement autour de sphères. Ces lois doivent être adaptées, par des corrections, aux conditions plasma dans lesquels on rencontre les phénomènes suivants :

- L'effet du gradient de température dans la couche limite gazeuse entourant la particule sur les propriétés thermodynamique et de transport correspondantes et les nombre sans dimensions évoqués ;

- Les effets de raréfaction liés à la pression, à la température du plasma et à la taille de la particule qui réduisent notamment les transferts thermiques gaz-particules ;
- L'effet de soufflage lié à l'évaporation intense de la particule qui réduit le transfert de chaleur convectif gaz-particule, le transfert de chaleur est donc affecté par les transferts de masse entre les deux phases.

Les relations de corrélations évoquées doivent ainsi être corrigées par des corrections établies sur la base de simulations numériques d'écoulement autour de sphères, voire d'expériences, mises en œuvre pour des particules solides traitées par des écoulements de gaz à plus faible température que des plasmas, des plasmas ou pour des gouttes liquides (carburant) dans des gaz à plus faible température dans le cadre de combustion, donc pour des niveaux de température et pressions de vapeur saturantes largement différents. Ces corrections issues de la littérature seront donc largement discutées dans ce chapitre.

II.2. Injection des particules

En projection plasma, les poudres sont généralement injectées dans l'écoulement à l'aide d'un injecteur perpendiculaire à l'axe de la torche ou incliné par rapport à ce dernier. Les particules sont transportées du distributeur de poudre à l'injecteur par un gaz porteur neutre, généralement de l'argon. Le débit de gaz porteur contrôle la quantité de mouvement des particules en sortie de l'injecteur et donc leur pénétration et distribution dans l'écoulement. Ce débit doit être fixé en fonction de la densité de la poudre, de la taille des particules, du diamètre de l'injecteur et de sa localisation en amont ou en aval de la sortie de tuyère en relation avec la quantité de mouvement du jet de plasma qui peut par ailleurs fluctuer dans le temps. En effet, lorsque la quantité de mouvement d'une particule est faible par rapport à celle du jet, elle ne pénètre pas dans le jet, et dans le cas contraire elle traverse le jet [91]. Ce résultat est illustré par la Figure 56 qui montre différentes trajectoires moyennes de particules de zircone de taille moyenne de $25 \mu m$ en fonction du débit du gaz porteur (l'argon dans le cas de cette étude).

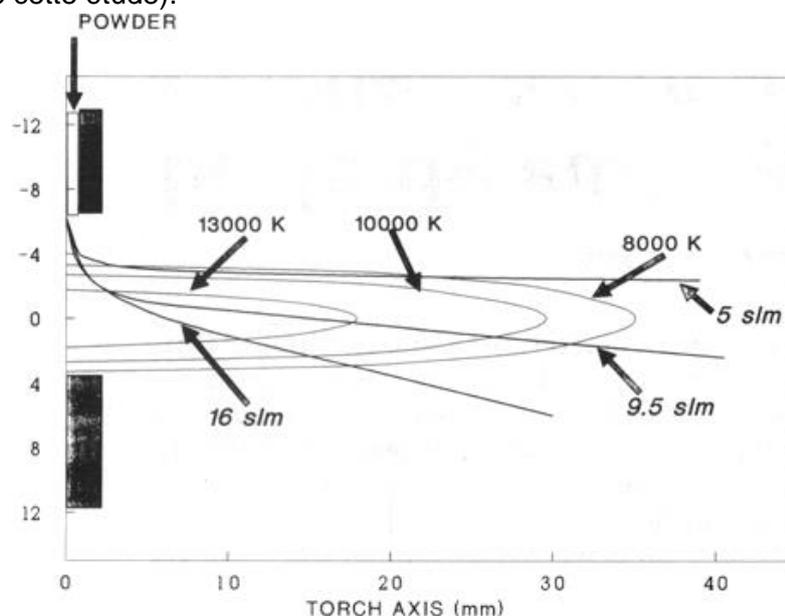


Figure 56 Trajectoire moyenne de particules de zircone (8%masse Y_2O_3) portées dans l'injecteur par de l'Argon à différents débits dans un jet plasma Ar-H₂ (75 slm Ar, 15 slm H₂, diamètre interne de la tuyère 8mm, $I = 450 A$, $V = 71$, $\eta = 60 \%$, poudre $25 \mu m$, $\phi_{inj} = 1,6 mm$)[91]

La littérature montre deux approches afin de modéliser l'injection des particules dans un jet plasma :

- Approche « modélisation de l'injecteur » : en modélisant l'écoulement dans l'injecteur et les phénomènes relatifs au transport des particules et à leurs interactions avec cet écoulement, avec les parois de l'injecteur et entre elles.
- Approche « distributions » en sortie d'injecteur : par des distributions en tailles, positions et vitesses des particules en sortie d'injecteur représentant de façon plus ou moins réaliste les phénomènes se produisant dans le système pneumatique d'injection (profil d'écoulement, chocs inter-particulaires ...) ;

Ces deux approches sont décrites et discutées.

II.2.1. Approche « modélisation injecteur » :

Vardelle et al [92] et Dussoubs [93] sont des études numériques sur l'écoulement du gaz porteur et le transport de particules dans différentes géométries du système d'injection de poudre. Les injecteurs sont constitués d'un tube à parois droit ou d'un tube courbe à 90° avec différents rayons de courbure (R), suivi d'un segment droit et lisse de longueur L dont la valeur varie entre 35 et 200 mm de diamètre interne de 1,75 mm.

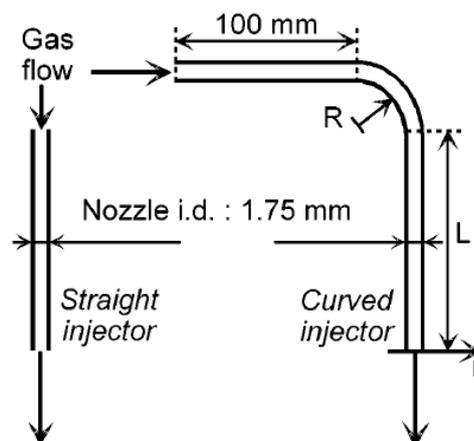


Figure 57 Géométries des deux types d'injecteurs utilisés dans l'étude de Vardelle [92]

Les simulations réalisées consistent à prédire la distribution de vitesse des particules et leur répartition en sortie de l'injecteur en prenant en compte, l'entraînement des particules par la force de trainée et les collisions des particules avec les parois de l'injecteur et leur distribution de taille mais sans prendre en compte les interactions particule-particule et l'effet de charge de la poudre sur l'écoulement. Le débit de poudre dans ces simulations a été limité à 1 kg/h , ce qui permet de négliger les effets de charge sur le jet plasma [92].

La Figure 58 (a) montre le nombre relatif de particules de zircone en fonction de leur position radiale dans la section de sortie de différentes géométries d'injecteur avec un débit de gaz vecteur de 4 NL/min . La Figure 58 (b) compare la distribution radiale de la vitesse moyenne des particules à la sortie d'un injecteur droit et d'un injecteur courbe ($R = 12,7\text{ mm}$). Les auteurs (Dussoubs [93] et Vardelle [92]) constatent que plus de 90 % des particules sont concentrées dans la partie externe de la courbure du fait de l'inertie des particules, tandis

que dans l'injecteur droit, les particules ont une distribution plus uniforme similaire au profil relativement uniforme de vitesse d'un écoulement de gaz turbulent.

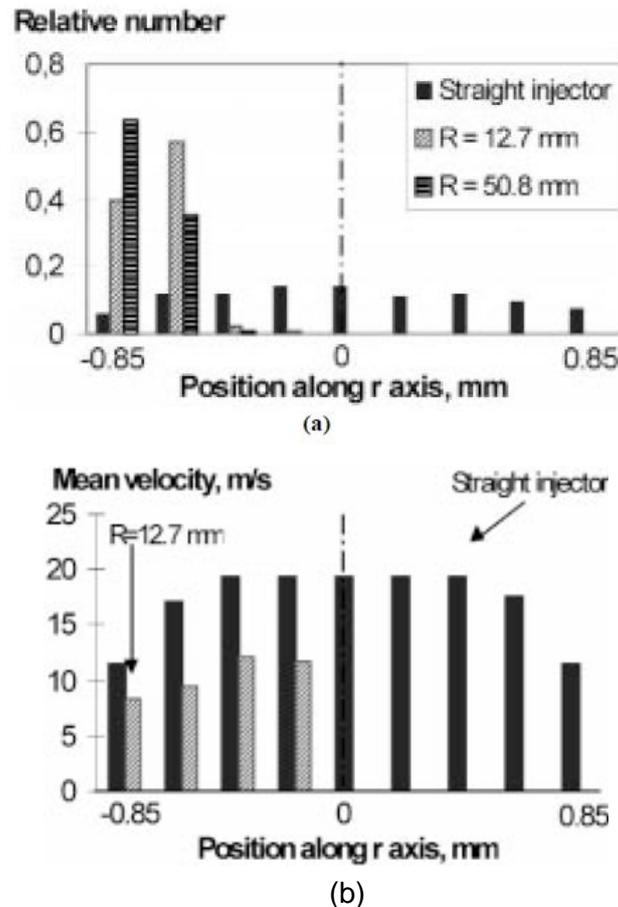


Figure 58 (a) Fraction de des particules de zircones par classes de coordonnée radiale r en sortie d'injecteur. (c) Comparaison des vitesses moyenne en sortie d'injecteur en fonction de la coordonnée radiale r) [92]

II.2.2. Approche « distributions » :

Afin de bien modéliser l'injection de la poudre dans le jet de plasma, il est nécessaire de bien représenter les phénomènes se produisant dans l'injecteur (conduit pneumatique et injecteur) au travers d'un certain nombre de paramètres comme l'ont montré Williamson et al. (2000) [4]. Ils ont simulé l'injection et le traitement de particules de zircon dans un jet plasma Ar-H₂ (40-12 NL/min, 600 A, 70 V) sous air à pression atmosphérique sans modéliser l'injecteur en introduisant ou non l'effet de la distribution :

- i. de taille des particules (distribution granulométrique),
- ii. de la vitesse d'injection liée au profil d'écoulement du gaz dans l'injecteur (couche limite),
- iii. de la direction d'injection (Figure 59 (b)) liée aux collisions entre particules et avec les parois de l'injecteur et en prenant en compte la dispersion turbulente des particules par l'écoulement.

Le Tableau 1 définit différents cas où l'effet de chaque distribution est testé individuellement, le cas 1 étant le cas de référence ou « de base », sans distribution ni dispersion turbulente.

Tableau 5 Cas étudiés par Williamson et al. [94]

Cas	Dispersion turbulente	Vitesse d'injection (m/s)	Angle de cône (°)	Diamètre de particules (μm)	Densité de particules (g/cm^3)
1	Non	14.6	0	50	5.89
2	Oui	14.6	0	50	5.89
3	Non	Distribution	0	50	5.89
4	Non	14.6	Distribution	50	5.89
5	Non	14.6	0	Distribution	5.89
8	Oui	Distribution	Distribution	Distribution	Distribution

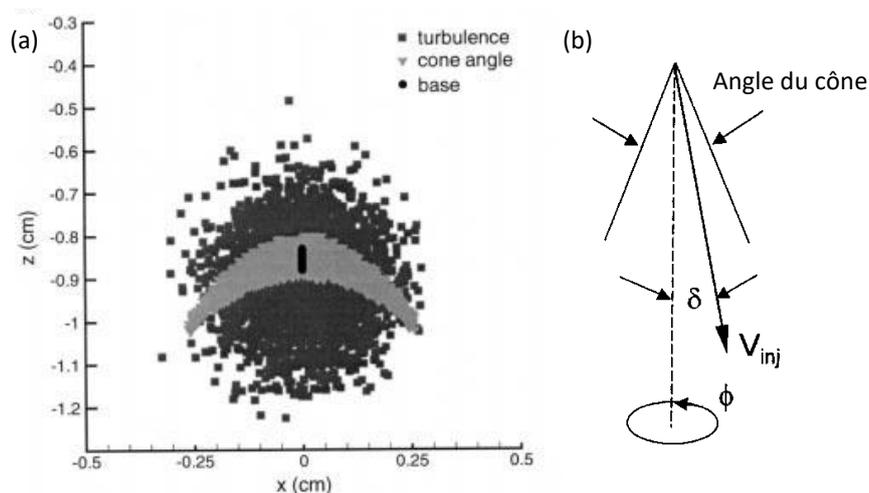


Figure 59 (a) Points d'intersections entre trajectoires des particules et un plan perpendiculaire à la direction d'écoulement du gaz plasmagène et localisé 10 cm en aval de la sortie de tuyère (b) Schéma montrant les variables utilisées pour le calcul de la direction d'injection [94].

La Figure 59 (a) montre les points d'intersection, entre les trajectoires des particules et un plan perpendiculaire à l'axe de la torche situé à 10 cm en aval de sa sortie, pour le cas de base (cas1) sans distribution et sans dispersion turbulente, le cas 2 avec dispersion turbulente et le cas 4 qui tient compte d'une dispersion des orientations des vitesses d'injection par collision avec la paroi de l'injecteur et entre particules à travers un angle aléatoire borné par un cône limite de 20 degrés. On observe évidemment qu'il est essentiel de prendre en compte ces distributions à l'injection ainsi que la dispersion turbulente qui ont pour effet de disperser les impacts au niveau du substrat, ce qui correspond mieux à la réalité, c'est-à-dire à la distribution gaussienne des particules dans l'écoulement observé en projection thermique.

II.2.3. Conclusion

Des études expérimentales [91], [92], [95] montrent que les échanges massiques et thermiques plasma-particules sont très sensibles aux paramètres d'injection. En pratique, les poudres présentent une distribution granulométrique qui ajoutée à la non-uniformité radiale de l'écoulement gazeux dans le système d'injection et aux collisions particule-particule et paroi-particule conduisent à une distribution de position de, taille ainsi que de norme et d'intensité de la vitesse des particules en sortie de l'injecteur. La modélisation de ces phénomènes à l'injection est donc primordiale afin de modéliser correctement les trajectoires et donc les échanges énergétique et massique avec le plasma.

Dans la suite de l'étude il a été choisi de modéliser les derniers centimètres de l'injecteur qui sont rectilignes et au cours desquels le comportement des particules s'homogénéise.

II.3. Transfert de quantité de mouvement plasma-particules

Les particules injectées dans un plasma thermique rencontreront un environnement hétérogène avec de forts gradients de température et de vitesse. Outre le transfert de chaleur et de quantité de mouvement entre les particules et le plasma environnant, le transfert de masse dû à l'évaporation des particules (voire aux réactions chimiques) doit bien sûr être modélisé correctement. Ces trois processus de transport sont liés les uns aux autres et ne peuvent être séparés.

Les modèles d'approche lagrangienne, pour lesquels les particules sont assimilées à des sphères de diamètres généralement compris entre 1 et 100 μm , doivent représenter correctement ces trois processus de transport tout en prenant en compte les spécificités du plasma au travers de la prise en compte du gradient de température dans la couche limite entourant la particule, de l'effet de raréfaction et de l'effet de soufflage lié à l'évaporation intense de la particule.

II.3.1. Mouvement des particules dans les plasmas thermiques

La trajectoire des particules peut être calculée en intégrant l'équation de mouvement écrite en description Lagrangienne et correspondant à la relation fondamentale de la dynamique. L'équation de mouvement s'écrit sous forme d'un bilan de forces exercées sur la particule :

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = \sum_i \vec{f}_i \quad (6)$$

De nombreuses forces liées à différents phénomènes peuvent entrer en jeu dans le cas du mouvement d'une particule portée par un plasma thermique où \vec{f}_i est la i -ème force par unité de masse de particule exercées sur cette dernière.

Les forces appliquées sur une particule isolée et supposée sphérique de diamètre d_p dans son mouvement, sont :

- Force de traînée

$$F_D = -\frac{1}{2} C_D \pi d_p^2 \rho_\infty |v_\infty - v_p| (v_\infty - v_p) \quad (7)$$

où C_D est le coefficient de traînée défini comme le rapport de la force de traînée par unité de surface (aire de la section de coupe de la particule) à l'énergie cinétique de l'écoulement du mélange gazeux autour de la particule :

$$C_D = \frac{F_D / \pi d_p^2}{\frac{1}{2} \rho_\infty |v_\infty - v_p| (v_\infty - v_p)} \quad (8)$$

où v_∞ et v_p sont respectivement les vitesses du gaz et de la particule. Le coefficient de traînée est souvent modifié par des facteurs de correction pour intégrer les effets des phénomènes accompagnant la particule le long de sa trajectoire comme les gradients

thermiques au niveau de la couche limite, les effets de Knudsen et de soufflage lié à l'évaporation (gradient de concentration et écoulement de Stefan).

- Force de Basset : force apparente exercée sur un objet accéléré/décéléré dans un écoulement lui-même fortement accéléré/décéléré. Le terme **apparent** est lié au fait que l'on remplace le résultat de l'écoulement instationnaire autour de l'objet par une propriété relative à un écoulement stationnaire. Pour cette raison on parle d'effet d'histoire : l'écoulement autour de l'objet dépend de l'histoire de la particule. Pour un écoulement de plasma ce terme s'écrit :

$$F_B = K_B \sqrt{\pi} \int_0^t d_p^2 (\rho_\infty \mu_\infty)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{dv_\infty}{dt} - \frac{dv_p}{dt} \right) \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \quad (9)$$

où $K_B \simeq 6$ est une constante fonction du rapport des accélérations plasma particule. t' est la variable d'intégration.

- Force de thermophorèse : force liée au gradient de température du gaz ∇T et qui s'applique dans la direction opposée à celui-ci. L'expression basée sur les travaux de Talbot et Brock [96], tient compte du degré de raréfaction du milieu en fonction exprimé en fonction du libre parcours moyen λ des particules constituant la phase porteuse (gaz) :

$$F_{th} = - \frac{12 \pi \mu_\infty^2 r_p C_s \left(\frac{k_\infty}{k_p} + C_t \frac{\lambda}{r_p} \right)}{\rho_\infty \left(1 + 3C_m \frac{\lambda}{r_p} \right) \left(1 + 2 \frac{k_\infty}{k_p} + 2C_t \frac{\lambda}{r_p} \right)} \frac{\nabla T}{T_g} \quad (10)$$

où C_s , C_m et C_t sont des constantes, λ ici est le libre parcours moyen, k_∞ et k_p sont les conductivités du gaz et de la particule respectivement.

- Force de masse ajoutée : force exercée par le volume de fluide déplacé par la particule :

$$F_{ma} = - \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_\infty \frac{dv_\infty}{dt} \quad (11)$$

- Les forces dérivant de potentiels telles que la gravité, les gradients de pression, forces électriques, magnétiques, ... etc. sont en général très faibles [93].

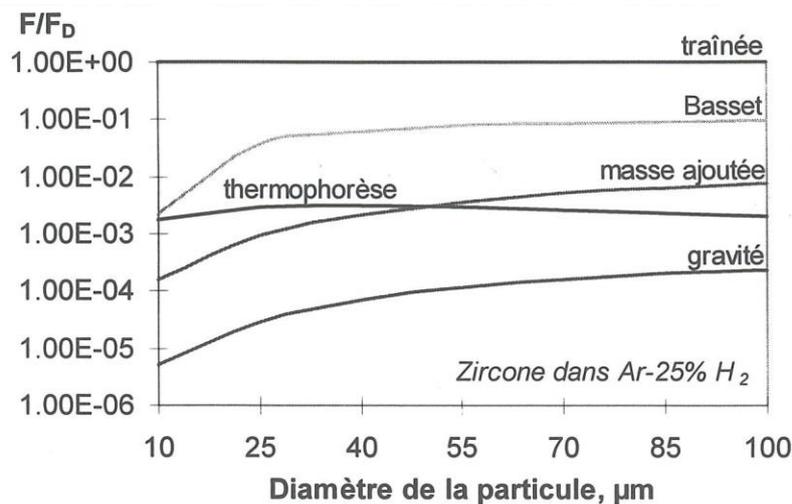


Figure 60 Comparaison de forces agissant sur une particule de zircone dans un écoulement plasma (Ar-25% H_2 , 5000K, 500m/s), (Dussoubs 1998 [93])

Dans un écoulement de plasma thermique, la densité du plasma est plutôt faible par rapport à la densité des particules. Par conséquent, tous les termes y compris ceux relatifs aux forces dérivant d'un potentiel peuvent être négligés à l'exception de la traînée visqueuse. Le terme d'histoire Basset, cependant, peut jouer un rôle significatif s'il s'agit d'écoulements fortement accélérés/décélérés et de particules d'inertie élevée, de diamètres supérieurs à $25\mu m$ [97]. En effet, la Figure 60 montre que l'évolution des différentes forces appliquées à une particule de Zircone en vol rapportée à la force de trainée en fonction du diamètre de la particule (dans un plasma Ar-25% vol. H_2 à 5000K et pour une vitesse relative de 500m/s), la force de trainée est nettement la plus dominante. Aussi dans la suite de l'étude, comme le diamètre des particules injectées sera relativement faible puisqu'il s'agit de les évaporer ($< 25\mu m$), seule la force de trainée sera prise en compte.

II.3.2. Coefficient de traînée

L'étude de l'évolution du coefficient de traînée C_D , en fonction du nombre de Reynolds autour de la particule Re_p , est principalement basées sur des études de modélisation d'écoulement et des données expérimentales dans des conditions normales de températures et pressions ambiantes. Pour le cas d'une sphère solide se déplaçant dans un fluide à un nombre de Reynolds inférieur à l'unité, connu sous le nom de régime d'écoulement de Stokes (1845), la traînée sur la sphère est régie exclusivement par des forces visqueuses, avec le coefficient de traînée inversement proportionnel au nombre de Reynolds ($C_D = 24 / Re_p$). À un nombre de Reynolds plus élevé ($Re_p > 1$), les augmentations des forces d'inertie donnent progressivement lieu à ce qu'on appelle la traînée de forme, qui est responsable des écarts du coefficient de traînée par rapport à la relation d'écoulement de Stokes. Au-delà de $Re \approx 100$, le coefficient de traînée reste essentiellement constant autour de 0,44 qui est

principalement régi par la traînée de forme. Lors de la projection par plasma d'une poudre, en raison du diamètre de particule relativement petit normalement considéré, la plage du nombre de Reynolds est rarement supérieur à 100. Une corrélation du coefficient de traînée en fonctions du nombre Reynold peut s'écrire :

$$C_{D_0} = \frac{24}{Re_p} f(Re_p)$$

$$f(Re_p) = \begin{cases} 1, & Re_p \leq 0,2 \\ 1 + \frac{3Re_p}{16}, & 0,2 \leq Re_p \leq 2 \\ 1 + 0,11 Re_p^{0,81}, & 2 \leq Re_p \leq 20 \\ 1 + 0,189 Re_p^{0,632}, & 20 \leq Re_p \leq 200 \\ 0,44, & Re_p \geq 200 \end{cases} \quad (12)$$

Le coefficient de traînée pour $0,2 \leq Re_p \leq 2$ est celui de Oseen (1927). Pour $Re_p > 2$ le coefficient de traînée est basé sur les résultats expérimentaux de Pruppacher et Steinberger (1968). Les calculs de Beard et Pruppacher (1969) ont amélioré cette approximation pour les $0,2 \leq Re_p \leq 2$ tel que :

$$f(Re_p) = 1 + 0,1Re_p^{0,99} \quad (13)$$

Ce coefficient a été utilisé dans les travaux de Lewis et al. (1973) [98] Zhang et al. (2000) [15] et même récemment par Bobzin et al. (2018-2020) [100], [101] pour le transport de particules par des écoulements plasma. Pfender (1985,1989) [102], [103] a adopté une forme plus simple mais moins précise qui n'est valable que pour des nombre de Reynolds inférieur à 100 :

$$C_{D_0} = \frac{24}{Re_p} + \frac{6}{1 + \sqrt{Re_p}} + 0,4 \quad (14)$$

En conclusion, la corrélation qui sera utilisée par la suite est issue de l'expression (12) et l'expression (8) pour $0,2 \leq Re_p \leq 2$, celles-ci ayant été établies dans les conditions les plus proches de celles que nous mettrons en œuvre par la suite.

II.4. Echanges de masse et d'énergie plasma-particule

Les premiers travaux de simulations sur les transferts thermiques plasma-particule considéraient un milieu plasma infini [102], [104], [105], caractérisé par une température constante et uniforme et où la particule sphérique était supposée immobile avec une température uniforme et égale à sa température de surface.

Pfender (1985) [102] a étudié les effets de la composition du plasma, de son enthalpie et de sa vitesse sur le mouvement et le transfert de chaleur et de masse d'une particule sphérique injectée dans un plasma thermique par simulation numérique de l'écoulement gazeux autour de la particule. Il a recensé les actions mécaniques qui s'exercent sur une particule en milieu plasma ainsi que les phénomènes qui entrent en jeu lors des échanges thermiques et massiques, cette revue a été l'une des premières qui présente un modèle de température de particule non uniforme. En effet, lorsque le flux thermique reçu par une particule est trop élevé par rapport au flux qu'elle peut absorber, des gradients de température internes peuvent se développer.

Par simulation numérique, Bourdin et al. [84] ont étudié l'influence, sur la conduction interne de la chaleur dans une particule sphérique immergée dans un plasma infini, de la nature du gaz plasmagène, du matériau constitutif de la particule et de sa taille. Ils ont montré que l'influence de la conduction interne sur les possibles gradients thermiques au sein de la particule peut être évaluée par le nombre de Biot. Il représente le rapport du flux de chaleur transmis par convection à la surface de la particule sur le flux conductif à l'intérieur de la particule:

$$Bi = \frac{hd_p}{k_p} = \frac{Nu \bar{k}_g}{k_p} \quad (15)$$

où \bar{k}_g est la conductivité thermique moyenne intégrée du gaz dans la couche limite entourant la particule (W/m/K) et k_p est la conductivité thermique du matériau. Si $Bi < 0,03$, la conductivité thermique interne de la particule est élevée et sa température peut être considérée uniforme.

Le

Tableau 6 présente le calcul du nombre de Biot pour des particules de matériaux et de températures différentes, portées par un plasma Ar-H₂ (75-25% vol.) à 5000 K et de vitesse relative nulle ($Re_p = 0 \Rightarrow Nu = 2$) ce qui correspond au nombre de Biot minimum.

Tableau 6 Nombre de Biot pour des particules d'alumine, de Fer et de zircone immergé dans un plasma Ar(75%), H₂(25%) à 5000K

		Température de surface (K)	300	1500	3000
		\bar{k}_∞ (W/K/m)	1,14	1,31	2,02
		k_p (W/K/m)			
Al_2O_3	6,3		0,32	0,42	0,64
Fe	35		0,06	0,08	0,12
ZrO_2	2,5		0,92	1,04	1,62

Si l'hypothèse de température de particule homogène est justifiée dans le cas d'un métal, elle est plus critiquable pour un matériau céramique tel que la Zircone ou le nombre de Biot dépasse largement 0,1. *Cependant par la suite nous considérerons la température de particule comme homogène même si à terme la prise en compte de son gradient devra être modélisée comme cela a déjà été fait par d'autres auteurs.*

II.4.1. Convection

Les échanges de chaleur entre la particule et l'écoulement gazeux qui l'entoure se caractérisent par un flux thermique d'origine convective qui s'écrit :

$$Q_{cv} = A_p h (T_\infty - T_s) \quad (16)$$

où h et le coefficient de transfert convectif, $T_s = T_p(r_p)$ est la température de la surface de la particule et A_p sa surface d'échange.

II.4.2. Rayonnement

Les échanges de chaleur par rayonnement du plasma vers la particule sont souvent ignorés dans le bilan d'énergie sur les particules, sans que cela soit justifié. Le rapport flux de chaleur par rayonnement sur celui par convection s'écrit d'après Chen [106] :

$$\frac{q_r}{q_c} = \varepsilon r_p U_r \frac{R - r_p}{S_\infty - S_s} \quad (17)$$

où U_r est la puissance rayonnée par le gaz par unité de volume et S_s est le potentiel de conduction du gaz évalué hors de la couche limite et à la surface de la particule ($S = \int_{T_r}^T k dT$), R le rayon du jet plasma et donc « rayonnant » significativement et ε_p est l'émissivité du matériau de la particule, k la conductivité thermique du gaz.

Le rapport (q_r/q_c) est proportionnel au rayon de la particule r_p , au rayon du jet plasma R qui entoure la particule et bien sûr de la température du plasma comme le montre la Figure 61 [106] qui montre l'évolution de ce rapport en fonction de la température d'un plasma d'argon ou d'azote avec les dimensions $r_s = 50 \mu m$ and $R = 1 \text{ cm}$.

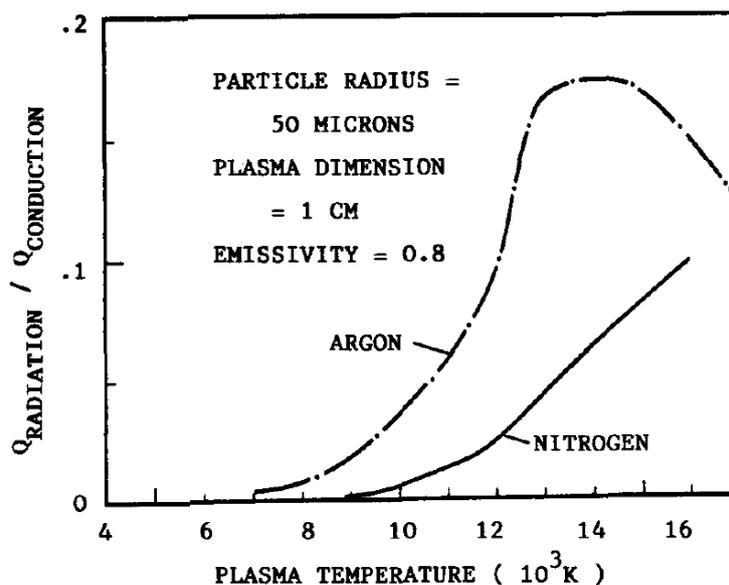


Figure 61 Rapport des flux d'énergie par rayonnement et convection en fonction de la température pour un plasma d'argon ou d'azote [106]

Le transfert de chaleur par rayonnement atteint 10% du flux conductif à 12 000 K pour un plasma d'argon et chute très rapidement pour des températures plus faibles même s'il serait probablement supérieur pour un mélange Ar-H₂ plus émissif. Aussi, par simplification, cet apport radiatif de l'écoulement vers la particule est généralement négligé ce qui sera le cas dans la suite de cette étude.

Le rayonnement de la surface des particules vers un environnement froid (ou une paroi) se calcule facilement par l'équation de Stefan-Boltzmann (19) et n'est négligeable que lorsque la température de surface de la particule est basse, aussi il est généralement pris en compte [106] par l'expression suivante pour la suite de l'étude :

$$Q_{ray} = A_p \varepsilon_p \sigma (T_s^4 - T_{atm}^4) \quad (18)$$

Où σ est la constante de Stephan-Boltzmann qui vaut environ $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$, ε_p est l'émissivité de la particule et A_p est la surface de la particule, pour une particule sphérique $A_p = \pi d_p^2$.

Rayonnement de particule à particules : le rapport de la somme des aires des surfaces apparentes des autres particules vues par la particule étudiée sur la surface englobant le volume du plasma (rayon R longueur L), est défini par [106] :

$$\frac{\pi r_p^2 n_p R^2 H}{2\pi R H + 2\pi R^2} = \frac{3 \dot{m}_p \rho_\infty R}{8 \dot{m}_\infty \rho_p r_p} \frac{RH}{RH + R^2} \quad (19)$$

où \dot{m}_p/\dot{m}_∞ est le rapport du débit masse de particules sur celui du gaz plasma, ρ_p/ρ_∞ est le rapport des masse volumiques entre le matériau des particules et celle du plasma, r_p and n_p sont le diamètre moyen et la densité de nombre par unité de volume des particules injectées respectivement. *Étant donné que ce rapport est généralement très inférieur à 1 compte tenu du relativement faible taux de charge de l'écoulement en particules et que le plasma ne peut en toute rigueur être considéré comme optiquement mince, les échanges de chaleur par rayonnement entre la particule étudiée et les autres particules peuvent être négligés* [106].

II.4.3. Evaporation

Le flux d'énergie par évaporation à la surface de la particule s'écrit :

$$Q_{vap} = \dot{m}_{vap} L_{vap} \quad (20)$$

où L_{vap} est chaleur latente de vaporisation (en J/kg) et \dot{m}_{vap} le flux massique évaporé (kg/s).

II.4.4. Bilan thermique

Le flux de chaleur global échangé par une particule avec le milieu extérieur s'écrit :

$$Q_n = Q_{cv} - Q_{ray} - Q_{vap} = h A_p (T_\infty - T_s) - A_p \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_a^4) - \dot{m}_{vap} L_{vap} \quad (21)$$

Le paramètre clé dans les échanges d'énergie plasma-particule est le coefficient de transfert thermique par convection h , qui est fonction de la vitesse relative entre le plasma et la particule, et des propriétés thermodynamiques et de transport du mélange de gaz (plasma, air ambiant ...).

Le coefficient de transfert de chaleur h , entre le plasma et la particule, peut être exprimé en fonction du nombre de Nusselt par :

$$Nu = \frac{h d_p}{k_f} \quad (22)$$

Pour une particule sphérique immergée dans un gaz de température uniforme et pression normales, en l'absence de tout effet de convection, on peut démontrer que $Nu = 2$. En présence d'un mouvement relatif entre la particule et le gaz, une couche limite thermique se développe autour de la sphère donnant lieu à l'augmentation progressive du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl [107], [108] de la particule. Ranz et Marshall [108] ont amélioré la corrélation empirique développé

analytiquement par Froessling dont les constantes ont été déterminées expérimentalement. Cette corrélation est valable pour $Re_p < 200$ et $0,5 < Pr < 1$ dans des conditions de température et pression normales et s'écrit :

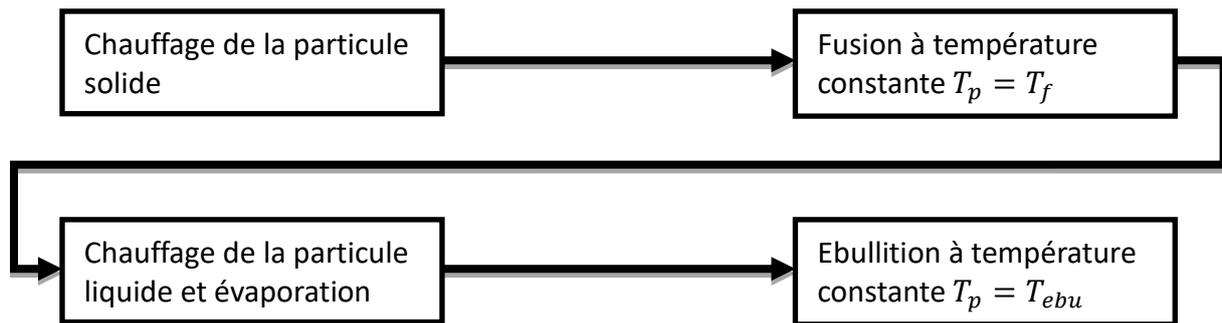
$$Nu_0 = A + B Re_p^n Pr^m \quad (23)$$

où A , B , n et m sont des constantes. Les données expérimentales de Ranz et Marshall(1952)[108] leur ont permis de déterminer ces constantes comme suit : $A = 2$, $B = 0.6$, $n = 1/2$ et $m = 1/3$.

Pour les gaz autres que l'air et en présence de gradients de température abrupts dans la couche limite entourant la particule, des corrections ont été proposées à l'équation de Ranz-Marshall [108] selon les phénomènes physique pris en compte (effets de couche limite thermique, raréfaction et effet de soufflage).

II.4.5. Modèle de chauffage homogène

Quand le nombre de Biot présenté dans l'équation (15), est suffisamment faible ($Bi < 0,03$) on peut considérer que le transfert de chaleur à l'intérieur de la particule est plus rapide que les mécanismes de transfert de chaleur entre la surface de la particule et le milieu extérieur, ainsi on peut considérer la température de la particule comme homogène. En se plaçant dans ce cas, le traitement thermique des particules est supposé se dérouler selon quatre étapes séquentielles :



- **Chauffage/refroidissement de la particule solide**

La température est calculée à partir d'un bilan thermique dans la couche limite entourant la particule :

$$m_p C_{p_p} \frac{dT_p}{dt} = h\pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon_p \sigma \pi d_p^2 (T_p^4 - T_a^4) = Q_n \quad (24)$$

où Q_n , est le flux thermique reçu par la particule, h le coefficient de transfert de chaleur et T_a la température ambiante. L'équation d'évolution de la température au cours du temps peut s'écrire :

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{6Q_n}{\pi d_p^3 C_{p_p} \rho_p} \quad (25)$$

où C_{p_p} est la chaleur spécifique du matériau de la particule.

- **Fusion/solidification**

Lorsque la température de la particule atteint sa température de fusion ($T_p = T_f$), on considère que la chaleur reçue par la particule est entièrement convertie en chaleur latente de fusion L_{fus} . La fraction massique fondue X_p évolue selon l'équation :

$$L_{fus}m_p \frac{dX_p}{dt} = Q_n \Rightarrow \frac{dX_p}{dt} = \frac{6Q_n}{\pi d_p^3 L_{fus} \rho_p} \quad (26)$$

La fraction fondue est égale à 0 lorsque la particule est entièrement solide, et à 1 lorsqu'elle est totalement fondue.

- **Chauffage (refroidissement) avec évaporation de la particule liquide**

Le bilan thermique dans la couche limite s'écrit :

$$m_p C_{pp} \frac{dT_p}{dt} = h\pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon\sigma\pi d_p^2 (T_p^4 - T_a^4) - \dot{m}_{vap} L_{vap} = Q'_n \quad (27)$$

L'expression de \dot{m}_{vap} est établie dans l'annexe A, à partir d'un bilan de masse et d'espèces en surface de particule en prenant en compte la diffusion de la vapeur suivant la loi de Fick :

$$\dot{m}_{vap} = -\frac{dm_p}{dt} = -2\pi r_p \rho_g D Sh B_m$$

La diminution du diamètre est liée à l'équation par l'expression :

$$\frac{dd_p^3}{dt} = -\frac{6}{\pi\rho_p} \dot{m}_{vap} \quad (28)$$

- **Quatrième étape : ébullition**

Lorsque la température de la particule atteint sa température d'ébullition ($T_p = T_{ebu}$), on considère que la chaleur reçue par les particules est entièrement convertie en chaleur latente d'ébullition. L'évolution du diamètre de la particule peut alors être calculé par (car $\frac{dT_p}{dt} = 0$ dans l'équation (22)) :

$$\frac{dd_p}{dt} = \frac{6Q_n}{\pi d_p^2 L_{vap} \rho_p} \quad (29)$$

II.4.6. Modèle de chauffage de particule non-homogène

Lorsque le nombre de Biot de la particule dépasse 0.1, par exemple pour des matériaux céramiques immergés dans un plasma les gradients de température et la position du front de fusion en leur sein doivent être modélisés. Pour une particule sphérique dont la température ne dépendrait que la direction radiale ($T_p = T_p(r)$), le transfert thermique dans la particule est régi par l'équation de conduction suivante :

$$\rho_{p(s,l)} C_{p(s,l)} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_{p(s,l)} \nabla T) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_{p(s,l)} r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (30)$$

où r est la composante radiale dans le système des coordonnées sphériques. Les indices s (solide) et l (liquide) désignent les propriétés associées à l'états physique du matériau. Le front de fusion et d'évaporation sont repérés respectivement par r_m et r sur la Figure 62.

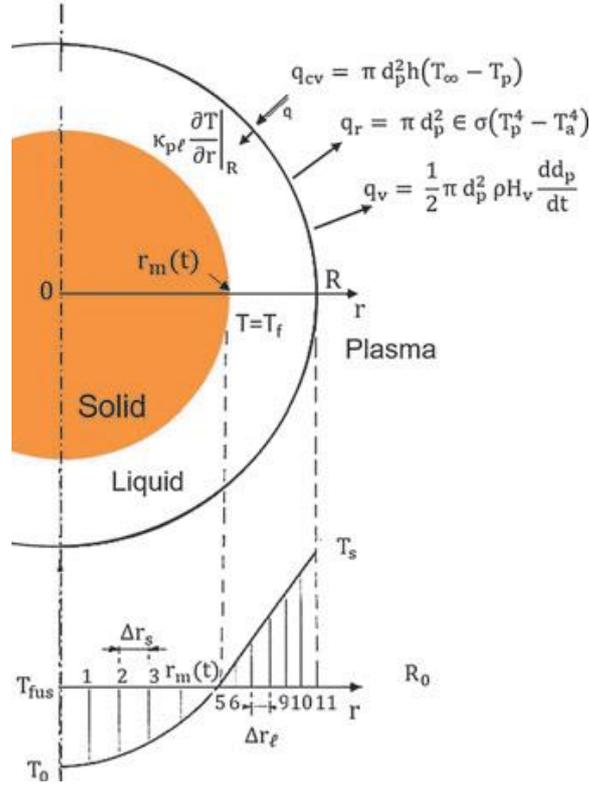


Figure 62 Schéma de la propagation du front de fusion pour une particule immergée dans un plasma (Bourdin 1983) [84]

Tenant compte de la symétrie sphérique de la particule, la valeur de température au centre est régie par la condition :

$$\frac{\partial T}{\partial r}(r = 0, t) = 0 \quad (31)$$

A la surface de la particule, on a :

$$k_p \frac{\partial T}{\partial r}(r = r_p) = h(T_g - T_{ps}) - \varepsilon \sigma (T_p^4 - T_{atm}^4) - \frac{\dot{m}_{vap} L_{vap}}{\pi d_p^2} \quad (32)$$

Le dernier terme de la partie droite de cette équation représente l'énergie absorbée par le flux d'évaporation. L'expression de \dot{m}_{vap} est par la suite établie à partir de masse et d'énergie au niveau de la couche limite autour de la particule (annexe A) :

$$\dot{m}_{vap} = -2\pi r_p \rho_g D Sh B_m \quad (33)$$

L'expression suivante permet de suivre le front d'évaporation :

$$\dot{m}_{vap} = \pi d_p^2 \rho_p \frac{dd_p}{dt} \quad (34)$$

Au cours de la fusion de la particule, le déplacement de l'interface entre la phase liquide et la phase solide, dont la position radiale est notée r_{fus} (ou r_m sur la Figure 62), est régie par :

$$k_p \frac{\partial T}{\partial r}(r = r_{fus}^-, t) - k_p \frac{\partial T}{\partial r}(r = r_{fus}^+, t) = L_{fus} \rho_p \frac{dr_{fus}}{dt}$$

où L_{fus} est chaleur latente de fusion.

II.5. Prise en compte de phénomènes physiques à l'interface plasma-particule

Dans les écoulements de plasma, des corrections ou reformulation des expressions du coefficient de trainée et du nombre de Nusselt doivent être effectuées pour tenir compte de certains phénomènes liés notamment aux conditions plasma, tels que les fortes variations des propriétés thermo-physiques à travers les couches limites thermiques entourant les particules, le saut de température à la surface de la particule dû à l'effet de raréfaction ou effet Knudsen et l'effet de soufflage lié à une évaporation intense, sur le chauffage et le mouvement de la particule.

Remarque : Les corrections du coefficient de trainée et nombre de Nusselt issues de différents modèles ne peuvent être utilisées dans un même modèle.

II.5.1. Gradients de températures dans la couche limite

La température du plasma à l'extérieur de la couche limite entourant une particule peut dépasser $10^4 K$, tandis que la température de surface de la particule ne peut pas dépasser sa température d'ébullition. Une telle condition donne lieu à de très forts gradients de température à travers la couche limite sur quelques centaines de micromètres d'épaisseur, provoquant de fortes variations non linéaires des propriétés thermodynamiques et de transport [109]. Pour modéliser cet effet, plusieurs auteurs ont proposé d'évaluer les coefficients de trainée et le nombre de Nusselt à une température calculée à partir de l'expression :

$$T_\xi = T_s + \xi(T_\infty - T_s) \quad (35)$$

ξ est un indice est le paramètre de moyenne de la température T_ξ dite « de référence ». Si $\xi = 1/2$, la moyenne arithmétique donne la température de film : $T_{\xi=1/2} = T_f = (T_\infty + T_s)/2$.

II.5.1.1. Coefficient de trainée

Sayegh et Gauvin (1979) [107] ont effectué des simulations numériques de l'écoulement autour d'une particule sphérique se déplaçant dans un plasma d'argon à un nombre de Reynolds de 50, en utilisant dans un cas des propriétés de fluide constantes à travers la couche limite et dans un autre, des propriétés variables. Ils ont recommandé l'estimation des propriétés du fluide à une température de référence $T_{0,19}$ tel que :

$$T_{0,19} = T_s + 0,19(T_\infty - T_s) \quad (36)$$

De nombreuses autres corrections de l'effet des gradients de température à travers la couche limite sur la traînée et les coefficients de transfert de chaleur (Nu) ont également été proposées et largement acceptées dans la littérature [102] sur la base de simulations d'écoulements plasma. Celles-ci impliquaient l'utilisation de la température moyenne du film T_f , pour l'estimation des propriétés thermodynamiques et de transport du plasma, suivie d'une correction supplémentaire de la traînée ou du coefficient de transfert thermique obtenu qui sont décrites ci-dessous.

Sur la base de simulation numériques, **Lewis et Gauvin (1973)** [110] ont proposé d'évaluer les propriétés thermodynamiques et de transport utilisées pour le calcul des coefficients de traînée et de transfert de chaleur basés sur la température moyenne arithmétique du film T_f , à travers la couche limite entourant la sphère.

$$T_f = \frac{1}{2}(T_s + T_\infty) \quad (37)$$

Le rapport de la viscosité cinématique estimée à la température moyenne du film ν_f , à celle estimée à la température du gaz loin de la surface ν_∞ à la puissance 0,15 a été utilisé pour corriger le coefficient de traînée suivant l'expression :

$$C_D = C_{D_f} \left(\frac{\nu_f}{\nu_\infty} \right)^{0,15} \quad (38)$$

où C_{D_f} le coefficient de traînée calculé avec les propriétés évaluées à la température du film.

Lee et al. (1981) [109] ont proposé un facteur de correction différent par simulation numérique de l'écoulement, principalement avec de l'argon:

$$C_D = C_{D_f} \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_s \mu_s} \right)^{0,45} \quad (39)$$

Les résultats obtenus avec différentes expressions utilisées pour la correction du coefficient de traînée dans un jet de plasma ont été résumés dans le Tableau 7 par Pfender et Lee (1985) [97]. On peut remarquer d'après ces résultats que pour un nombre de Reynolds donné, le coefficient de traînée calculé par différentes méthodes peut varier jusqu'à 50% entre les différentes approches (avec les propriétés évaluées à la température du film, et les corrections citées). Ils montrent également une forte dépendance vis-à-vis des températures des particules et du plasma loin de la particule.

Tableau 7 Coefficients de traînée calculés par différentes méthodes pour un écoulement de plasma d'argon autour d'une sphère lisse [97]

$T_s [K]$	$T_\infty [K]$	Reference	Nombre de Reynolds				
			0,1	1	10	20	50
1000	4000	Simulations de Lee et al. (1985) [111]	100,8	15,4	2,9	1,8	1
		Propriétés évaluées à la température du film	100,6	12,3	2,4	1,6	1,1
		Lee al. (1981) [109] (eq. (39))	115,6	14,2	2,7	1,9	1,2
		Lewis et Gauvin (1973) [110]	146,1	17,9	3,4	2,4	1,6
2500	10000	Simulations de Lee et al. (1985) [111]	151,9	17,6	3,3	2,1	1,2
		Propriétés évaluées à la température du film	112,9	13,7	2,5	1,7	1,1
		Lee al. (1981) [109] (eq. (39))	136,9	16,6	3,1	2,1	1,4
		Lewis et Gauvin (1973) [110]	164,5	19,9	3,7	2,5	1,7
3000	12000	Simulations de Lee et al. (1985) [111]	199,9	22,4	4,2	2,6	1,4
		Propriétés évaluées à la température du film	137,6	16,2	2,9	1,9	1,2
		Lee al. (1981) [109] (eq. (39))	202,3	23,9	4,2	2,8	1,8
		Lewis et Gauvin (1973) [110]	226,8	26,8	4,7	3,2	2

La principale conclusion de Young et al. [112] à l'issue de cette étude est que la formulation de Lee et al. (1981) [109] (équation (39)) est la plus en accord avec les données expérimentale tout en étant justifiée théoriquement. C'est donc celle qui sera adoptée par la suite.

II.5.1.2. Coefficient de transfert/Nombre de Nusselt :

Lewis et Gauvin (1973) [110] ont utilisé le nombre de Nusselt de Ranz et Marshall avec un nombre de Prandtl estimé à la température du film $T_f = (T_\infty + T_s)/2$ pour inclure l'effet de la variation de température à travers la couche limite thermique:

$$Nu_0 = \left(2 + 0,515 Re_f^{1/2} \right) \left(\frac{\nu_f}{\nu_\infty} \right)^{0,15} \quad (40)$$

Le coefficient de correction est apparu dans les travaux expérimentaux de Ahmed (1967) [113] dans le but de déterminer une corrélation générale pour les coefficients de transfert de chaleur par convection forcée pour des cylindres circulaires subissant un écoulement transversal. Les mesures de transfert de chaleur ont été obtenues dans des conditions d'un jet de plasma. Les mesures ont été effectuées au moyen de capteurs à film cylindrique à température constante, refroidis intérieurement, dans la plage de nombres de Reynolds 5-75 pour divers ratios de températures paroi-fluide, le maximum étant $T_\infty/T_s = 4$, et pour des écoulements composés de He , N_2 et CO_2 .

Fiszdon (1978) [114] a proposé une corrélation numérique qui a été corrigée par Young et Pfender(1987) [112].

$$Nu_0 = \left(2 + 0,6Re_f^{1/2}Pr_f^{1/3}\right) \left(\frac{\rho_\infty\mu_\infty}{\rho_s\mu_s}\right)^{0,6} \quad (41)$$

Sayegh et Gauvin (1979) [107] ont effectué des simulations numériques d'écoulement à propriétés constantes autour de sphères et d'autres avec des propriétés variables (plasma). Le nombre de Reynolds a été varié de 0,1 à 50, quant au nombre de Prandtl, une seule valeur a été prise ($Pr = 0,67$) et le ratio température de surface et température d'écoulement loin de la surface de 1 à 4.

$$Nu_0 = 2f_0 + 0,0473 Pr^m Re_{0,19}^{0,552} \quad (42)$$

où

$$m = 0,78Re_{0,19}^{-0,145}$$

$$f_0 = \frac{1 - \left(\frac{T_s}{T_\infty}\right)^{1+x}}{(1+x) \left(1 - \frac{T_s}{T_\infty}\right) \frac{T_s}{T_\infty}} \quad (43)$$

$$Re_{0,19} = \frac{\rho_{0,19}d_p |v_p - v_g|}{\mu_{0,19}}$$

où x est l'exposant sur le terme de la température dans l'expression de la viscosité cinématique, pour de l'argon $x = 0,8$. Les propriétés avec un indice 0,19 sont évaluées à $T_{0,19} = T_s + 0,19(T_\infty - T_s)$.

Lee et al.(1981) [109] estiment que les suggestions de Lewis et Gauvin, Fiszdon et Sayegh et Gauvin sont pertinentes pour des températures de plasma inférieures à 5000 K mais qu'au-delà, l'écart par rapport à leurs calculs, augmente rapidement du fait de l'évolution rapide des propriétés physiques du gaz liées à l'ionisation. Ils ont effectué des simulations numériques avec des Reynolds qui vont de 0,1 à 50, des températures du gaz autour de la sphère qui varient de 4000 à 12000 K, et des températures de surface de la sphère variant de 1000 à 3000 K. La corrélation des données donne le résultat suivant :

$$Nu_0 = \left(2 + 0,6Re_f^{1/2}Pr_f^{1/3}\right) \left(\frac{\rho_\infty\mu_\infty}{\rho_s\mu_s}\right)^{0,6} \left(\frac{C_{p_\infty}}{C_{p_s}}\right)^{0,38} \quad (44)$$

Chen et al. [105] (7th ISPC1985) présentent une relation plus complexe et présentée succinctement dans un acte de congrès qui n'a pas été à ma connaissance pas été publié par la suite :

$$Nu_0 = 2 \left[1 + 0,63 Re_\infty Pr_\infty^{0,8} \left(\frac{Pr_s}{Pr_\infty} \right)^{0,48} \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_s \mu_s} \right)^{0,52} \left(\frac{1 - \left(\frac{h_s}{h_\infty} \right)^{1,14}}{1 - \left(\frac{h_s}{h_\infty} \right)^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (45)$$

où h est l'enthalpie spécifique du gaz.

Vardelle et al. (1983) [95] ont utilisé l'équation de Ranz et Marshall avec un nombre Prandtl constant ($\approx 0,51$) mais avec des propriétés du gaz intégrées à travers la couche limite thermique:

$$Nu_0 = 2 + 0,514 Re_{avg}^{1/2} \quad (46)$$

Le nombre de Reynolds avec des propriétés moyennées s'écrit :

$$Re_{avg} = \frac{\bar{\rho} d_p |v_p - v_g|}{\bar{\mu}} \quad (47)$$

Les propriétés utilisées dans cette relation ont été moyennées de la manière suivante :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T_\infty - T_s} \int_{T_s}^{T_\infty} \varphi dT \quad (48)$$

où φ est une propriété du gaz. Cette méthode a été proposée la première fois par Bourdin et al. (1983)[84].

Abramzon et al. (1989) [115] préconisent, à partir des résultats expérimentaux de Yuen et Chen (1976) [116] relatifs à l'échange de chaleur de gouttelettes avec un gaz de faible température et un faible nombre de Spalding ($B_T \leq 3$), l'utilisation d'une température et d'une fraction massique de références suivant la règle des 1/3. En effet, ils proposent de calculer les propriétés du gaz et la fraction massique de vapeur dans le mélange par :

$$\bar{T} = T_s + \frac{1}{3} (T_\infty - T_s) \quad (49)$$

et

$$\bar{Y} = Y_s + \frac{1}{3} (Y_\infty - Y_s) \quad (50)$$

Bobzin et al. (2018) [117] ont proposé une méthode de calcul des propriétés physiques moyennées suivant les expressions :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{5} \sum_1^5 \varphi(T_n) \quad (51)$$

$$T_n = T_s + \left(\frac{1-n}{4} \right) (T_\infty - T_s)$$

Bilan : Les corrélations du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour une particule immergée dans plasma d'argon à pression atmosphérique obtenues par simulations numériques et présentées précédemment par différents auteurs sont comparées sur la Figure 63 (Pfender 1985)[102] pour des couples de température du plasma (T_∞) et

température de particule (T_w), successivement de (4000, 1000), (10000,2500) et (12000,3000). On distingue deux faisceaux de courbes :

- Un réseau de courbes assez groupées correspondant à des nombres de Nusselt « plus faibles » (Lewis et Gauvin, Fizdon, Sayegh et Gauvin).
- Les courbes correspondant aux travaux de Lee et al. et Vardelle (basés sur la corrélation de Bourdin et al. (1983)[84], moyenne de température par intégration) qui correspondent à des nombres de Nusselt « plus élevés » notamment lorsque le couple de température plasma-particule ou le nombre de Reynolds de la particule augmente.

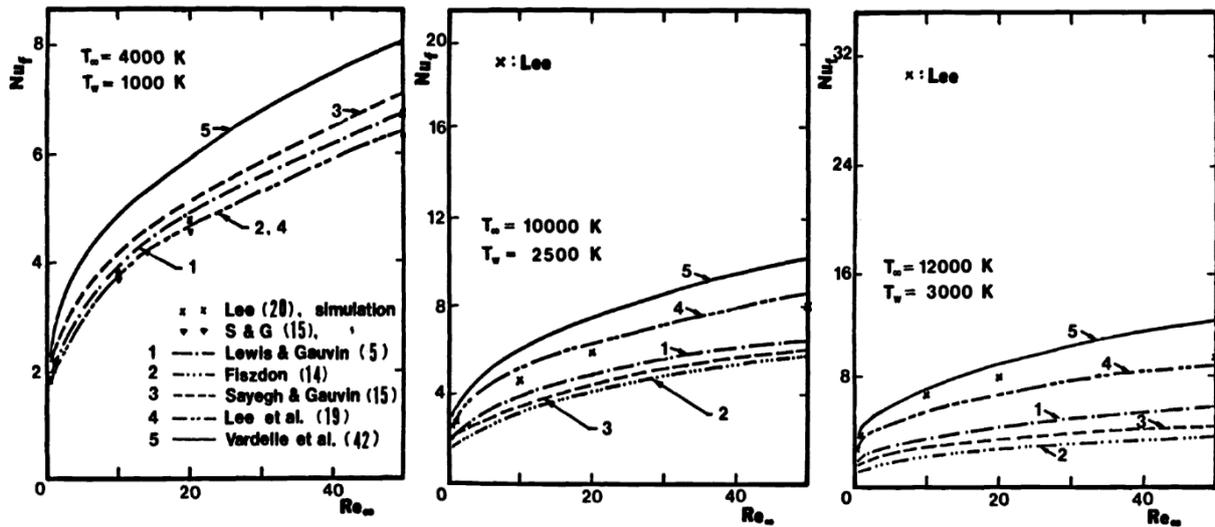


Figure 63 Comparaison de Pfender (1985)[102] de différents nombres de Nusselt à partir des lois de corrélations de d'après différents auteurs [95], [107], [109], [110], [114] par simulation numérique pour un plasma d'argon à pression atmosphérique.

Le coefficient d'échange par convection calculé par Vardelle (1988) en fonction de la température du plasma pour une particule de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre à 1000K se déplaçant à $50\ \text{m/s}$ dans un plasma Ar- H_2 (17% vol.) est comparé sur la Figure 64 avec les corrélations proposées par d'autres auteurs. Les résultats montrent des différences significatives, en particulier dans la plage de températures plasma de 5000 à 7000 K en raison des effets de dissociation (H_2) et au-delà de 9000 K du fait de phénomènes d'ionisation du gaz plasma.

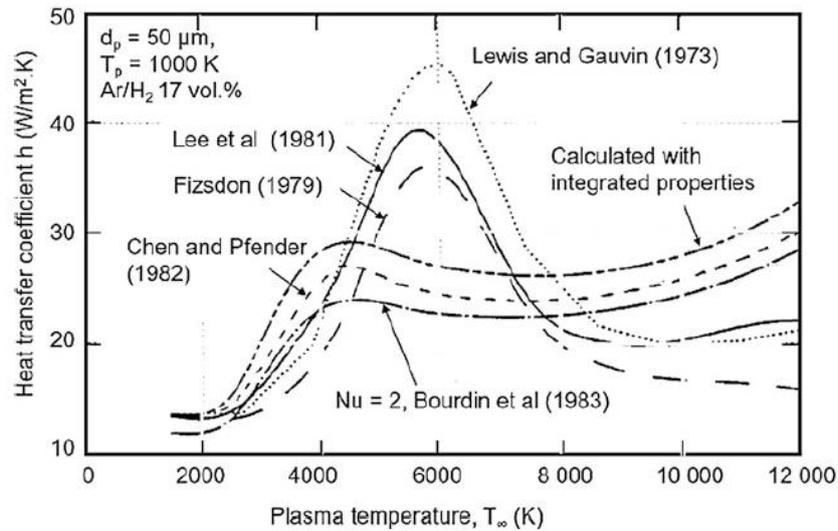
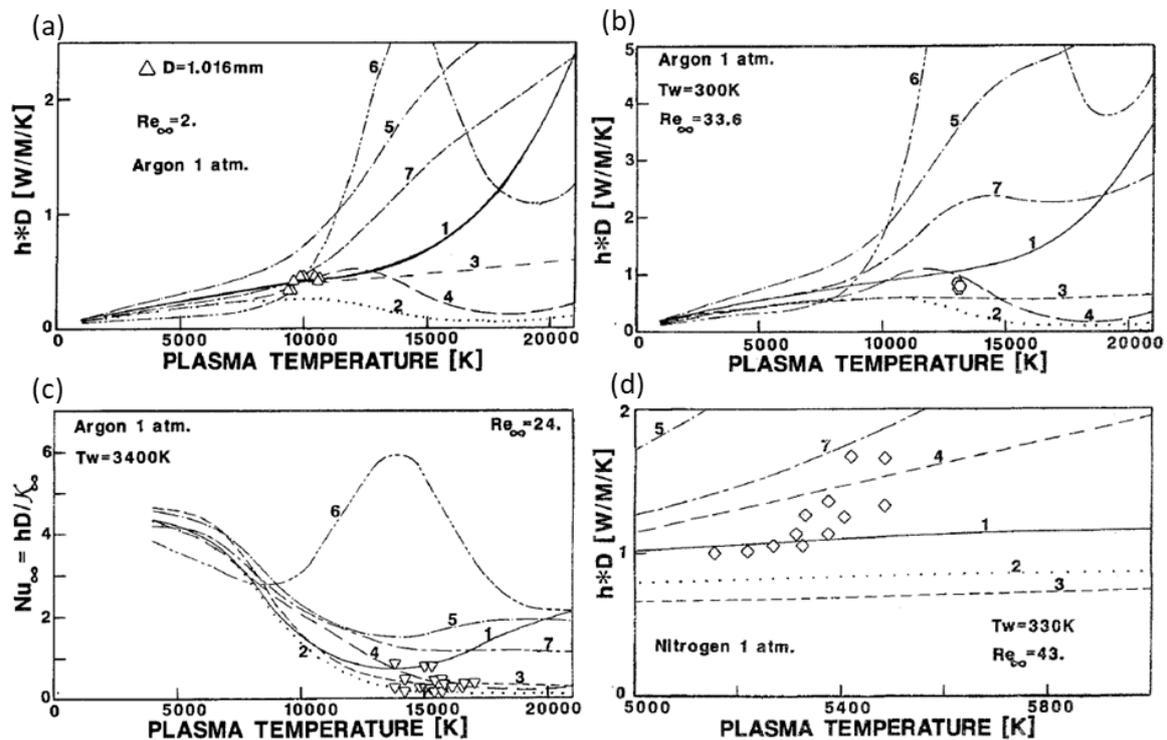


Figure 64 Coefficient de transfert de chaleur pour une particule de $50 \mu\text{m}$ de diamètre se déplaçant à 50 m/s avec $T_s = 1000 \text{ K}$ dans un plasma $\text{Ar}-\text{H}_2$ (17% vol.) calculé par Vardelle (Thèse 1988) et comparés avec d'autres auteurs.

Les résultats de Lewis et Gauvin (1973) [110], Fizsdon (1979) [114] et Lee et al. (1981) [109] ont été évalués à la température du film et ils présentent une évolution similaire avec un pic proche de 6000 K correspondant à $T_f = 3500 \text{ K}$, qui peut être expliqué par dissociation de l'hydrogène pour laquelle la conductivité et la chaleurs spécifique présentent des valeurs élevées. On voit que la différence, entre les valeurs du coefficient de transfert de chaleur, pour la conduction pure ($Nu = 2$, Bourdin et al. (1983) [84]) et calculé avec les propriétés intégrées, est faible.

En raison des gradients de température élevés et de fortes variations non linéaires de la conductivité thermique vis-à-vis de la température dans les milieux plasma du fait des phénomènes de dissociation et d'ionisation (notamment pour les gaz diatomiques pour lesquels un fort pic est observé à la température de dissociation du gaz [112]), le coefficient h dépend donc fortement du mode de calcul de la température de film ou de la méthode employée pour évaluer ces propriétés.



- (1) Lewis et Gauvin
- (2) Fiszdon
- (3) Sayegh et Gauvin
- (4) Lee et al.
- (5) Vardelle et al.
- (6) Kalganova et Klubnikin
- (7) Chen et Lin

Données expérimentales :

- Chludzinski et al. (1965) ▲
- Kanzawa (1973) ◻
- Petrie et Pfender (1970) ▼
- Rother et al. (1969) ◆

Figure 65 Comparaison de sept expressions de (1) à (7) sous différentes formes mathématiques pour des particules de taille avoisinant 1mm [112] :

(a) et (b) : $h \times d_p = Nu_f \times k_g$ comparées avec des données expérimentales pour un plasma d'argon et pour $Re_\infty = 1$ et 33,6 respectivement et une température de surface de particule de 300K.

(c) : $Nu_\infty (= Nu_f (S_\infty - S_s) / (k_\infty (T_\infty - T_s)) = hd_p / k_\infty)$ comparées avec des données expérimentales pour un plasma d'argon et pour $Re_\infty = 24$ et une température de surface de 3400K.

(d) : de $h \times d_p = Nu_f \times k_g$ comparées avec des données expérimentales pour un plasma d'azote et pour $Re_\infty = 43$ et une température de surface de particule de 330K.

Young et al. [112] ont comparé sept expressions différentes du nombre de Nusselt pour de petites sphères portées par des écoulements de plasma d'argon et d'azote à des températures de 300 à 21 000 K à pression atmosphérique. Les calculs ont été réalisés à partir de simulations d'écoulement autour de sphères de diamètres avoisinant 1mm (Figure 65). Pour les graphes (a) et (b) le paramètre $h \times d_p = Nu_f \times k_g$ est comparé avec des données expérimentales (triangles et hexagones) pour un plasma d'argon et pour $Re_\infty = 1$ et 33,6 respectivement et une température de surface de particule de 300K. Pour le graphe (c), le nombre $Nu_\infty (= Nu_f (S_\infty - S_s) / (k_\infty (T_\infty - T_s)) = hd_p / k_\infty)$ issu de différents modèles (de (1) à (7)) sont comparées avec des données expérimentales pour un plasma d'argon et pour $Re_\infty = 24$ et une température de surface de 3400K. Pour le graphe (d), l'expression $h \times d_p = Nu_f \times k_g$, issue de différents modèles, sont comparées avec des

données expérimentales pour un plasma d'azote et pour $Re_\infty = 43$ et une température de surface de particule de 330K.

Pour cas de l'argon (Figure 65 (a), (b) et (c)), ils ont constaté un consensus général jusqu'à 9000 K, et au-delà de cette température les différentes expressions se différencient. Les corrélations (1) (2) (3) et (4) sont les plus proches des résultats expérimentaux. Pour l'azote, les sept corrélations sont en bon accord jusqu'à 4000 K, mais montrent des écarts importants au-delà de cette valeur probablement du fait de la dissociation du gaz, les quelques données expérimentales ne dépassant pas 5 500 K mais suffisent pour avoir une idée sur lesquelles des corrélations sont les meilleurs en changeant les gaz plasmagènes. Dans ce cas, comme le montre la Figure 65 (d), les corrélations (1) et (4) sont les plus proches des données expérimentales.

La principale conclusion à l'issue de cette étude est que la formulation de Lee et al.(1981) [109] (équation (44)) est la plus en accord avec les données expérimentales tout en étant justifiée théoriquement comme le montre l'ensemble des résultats précédents.

II.5.2. Effet Knudsen (Raréfaction)

L'effet de raréfaction (Knudsen) sur le transfert de chaleur par conduction-convection entre une particule et un plasma thermique est important pour de nombreuses situations pratiques relative au traitement physicochimique des matériaux en milieu plasma. Cet effet est plus marqué dans les conditions physiques de faible pression et/ou des températures élevées. Il peut être évalué à travers le nombre de Knudsen qui est un nombre sans dimension qui permet de définir le régime dans lequel la particule évolue à partir du rapport du libre parcours moyen λ des particules constituant le gaz à une longueur caractéristique, ici le diamètre de la particule d_p :

$$Kn = \lambda/d_p \quad (52)$$

Physiquement il caractérise la densité des chocs des particules gazeuses sur la particule solide. Pour un fluide, les différentes plages de valeurs du nombre de Knudsen correspondent aux régimes suivant [118] :

- Régime continu ($Kn < 0,001$) : les équations de continuité comme Navier-Stokes et la loi de Fourier avec des conditions limites continues sont valides, ainsi que l'utilisation de conditions limites continues.
- Régime de saut de température ($0,001 < Kn < 0,1$) : ce régime induit une perturbation dans l'utilisation des conditions limites continues qui doivent être corrigé par des facteurs dans les expressions du terme de flux de chaleur et la force de traînée.
- Régime transitoire ($0,1 < Kn < 10$).
- Régime moléculaire libre ($10 < Kn$) : les lois de continuité ne sont plus applicables dans ce régime.

Tableau 8 Régimes d'écoulements et leurs descriptions correspondantes en fonction de du nombre de Knudsen

	$Kn \approx 10$	$Kn \approx 0.1$	$Kn \approx 0.001$	$Kn \rightarrow 0$
Régime moléculaire Libre <i>Free molecular regime</i>	Régime de transition <i>Transition regime</i>	Régime de glissement (saut de température) <i>Slip-flow regime</i>	Régime continu <i>Continuum regime</i>	
			Visqueux	Fluide parfait
Equation de Boltzmann sans collisions	Equation de Boltzmann	Navier stokes + CL de glissement	Navier-Stokes Loi de fourrier	-----

L'effet Knudsen est plus marqué pour les petites particules, les particules de températures de surface très élevées et les plasmas d'enthalpies élevées et en particulier pour un plasma Ar-H₂ par rapport aux plasmas d'argon et d'azote à la même température [118].

Les expressions analytiques du coefficient de transfert de chaleur prenant en compte l'effet Knudsen reposent sur l'approche du saut de potentiel de conduction thermique. La plage des nombres de Knudsen pour laquelle cette analyse est applicable se situe dans la plage $0,001 < Kn < 0,1$. Cela est souvent le cas dans les milieux plasma qui sont caractérisés par des températures plutôt élevées.

Pour établir le modèle de saut de température, la particule est considérée comme immergée et immobile dans un plasma uniforme à pression atmosphérique avec un transfert de chaleur conductif plasma-particule stationnaire. Les effets de convection sont négligés ainsi que les transferts d'énergie par rayonnement.

La température du plasma en dehors de la couche limite thermique de la particule est $T = T_\infty (r \rightarrow \infty)$, T_g est la température du plasma au voisinage de la particule qui est comprise entre la température précédente et la température réelle de paroi T_s en raison de la présence de l'effet Knudsen. La différence $T_g - T_s$ représente le saut de température à la surface des particules. Le gradient de température sur la couche de saut de température s'écrit :

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_s = \frac{T_g - T_s}{z} \quad (53)$$

Les conditions limites entre la surface et loin de la particule s'écrivent :

$$\begin{aligned} r \rightarrow \infty & \quad T = T_\infty \\ r \rightarrow (r_s = d_p/2) & \quad T = T_g \neq T_s \end{aligned} \quad (54)$$

La première condition correspond au cas limite pour lequel l'approche de continuité est toujours valable, mais la deuxième contient l'effet de saut de température à la surface de la particule. D'après Kennard (1938), le saut de température ne serait valide que pour de faibles différences de températures ($(T_\infty - T_s) < 50K$).

Pour étudier le transfert de chaleur vers une particule dans des conditions de plasma, il est plus opportun d'utiliser le potentiel de conduction thermique plutôt que la température. Le potentiel de conduction S est défini par :

$$S = \int_{T_r}^T k dT = \int_{h_r}^h \frac{k}{C_p} dh \quad (55)$$

où T_r et h_r sont respectivement la température et l'enthalpie de référence du plasma à cette même température. Le flux surfacique transféré à la particule par conduction, peut s'écrire en fonction de S :

$$q_0 = \left(\frac{dS}{dr} \right)_s \quad (56)$$

où l'indice s désigne la surface de la particule. En utilisant le potentiel de conduction thermique, des solutions exactes du transfert de chaleur gaz/particule sans et avec évaporation ont été obtenues pour les cas limites pour lesquels l'approche de continuité est valable. En introduisant le potentiel de conduction thermique, nous pouvons transformer l'équation du saut de température en :

$$\left(\frac{dS}{dr} \right)_s = \frac{S_g - S_s}{z^*} \quad (57)$$

z^* est la distance sur laquelle se produit le saut du potentiel de conduction. De même que pour la température, les conditions limites du potentiel de conduction s'écrivent :

$$\begin{aligned} r \rightarrow \infty & \quad S = S_\infty \\ r \rightarrow r_s & \quad S = S_g \neq S_s \end{aligned} \quad (58)$$

Le flux conductif en régime de saut s'écrit :

$$Q_0 = 4\pi r_s^2 \left(\frac{dS}{dr} \right)_s = 4\pi r_s^2 \frac{S_\infty - S_s}{r_s + z^*} \quad (59)$$

En régime continu, le flux conductif à la surface s'écrit :

$$Q_{0c} = 4\pi r_s (S_\infty - S_s) \quad (60)$$

Le résultat du rapport des deux flux est :

$$\frac{Q_0}{Q_{0c}} = \frac{1}{1 + \frac{z^*}{r_s}} \quad (61)$$

Une expression pour z^* , peut être établie en utilisant une procédure similaire à celle donnée par Kennard (1938) :

$$z^* = r_s \left(\frac{2-a}{a} \right) \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \left(\frac{4}{Pr_s} \right) Kn^* \quad (62)$$

où a représente le coefficient d'accommodation thermique mesurant le degré auquel l'échange d'énergie a lieu lorsqu'une molécule de plasma impacte la surface de la particule ; Pr_s et γ désignent respectivement le nombre de Prandtl et l'indice adiabatique en surface de particules (aux conditions à la surface). Le Nombre de Knudsen effectif Kn^* relatif au milieu plasma et le libre parcours moyen effectif λ^* correspondant s'écrivent :

$$Kn^* = \frac{\lambda^*}{d_p} \quad (63)$$

Le libre parcours moyen s'écrit :

$$\lambda^* = \frac{2\bar{k}}{\rho_s \overline{v_{gs}} \overline{C_p}} Pr_s \quad (64)$$

où la vitesse moléculaire $\overline{v_{gs}}$ s'exprime comme la moyenne massique des vitesses moléculaires :

$$\overline{v_{gs}} = \sqrt{\frac{3RT_s}{M_g}} \quad (65)$$

M_g est la masse molaire du mélange. Les valeurs moyennes de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique peuvent être facilement calculées par :

$$\begin{aligned} \bar{k} &= \int_{T_s}^{T_g} \frac{k dT}{T_g - T_s} = \frac{S_g - S_s}{T_g - T_s} \\ \overline{C_p} &= \int_{T_s}^{T_g} \frac{C_p dT}{T_g - T_s} = \frac{h_g - h_s}{T_g - T_s} \end{aligned} \quad (66)$$

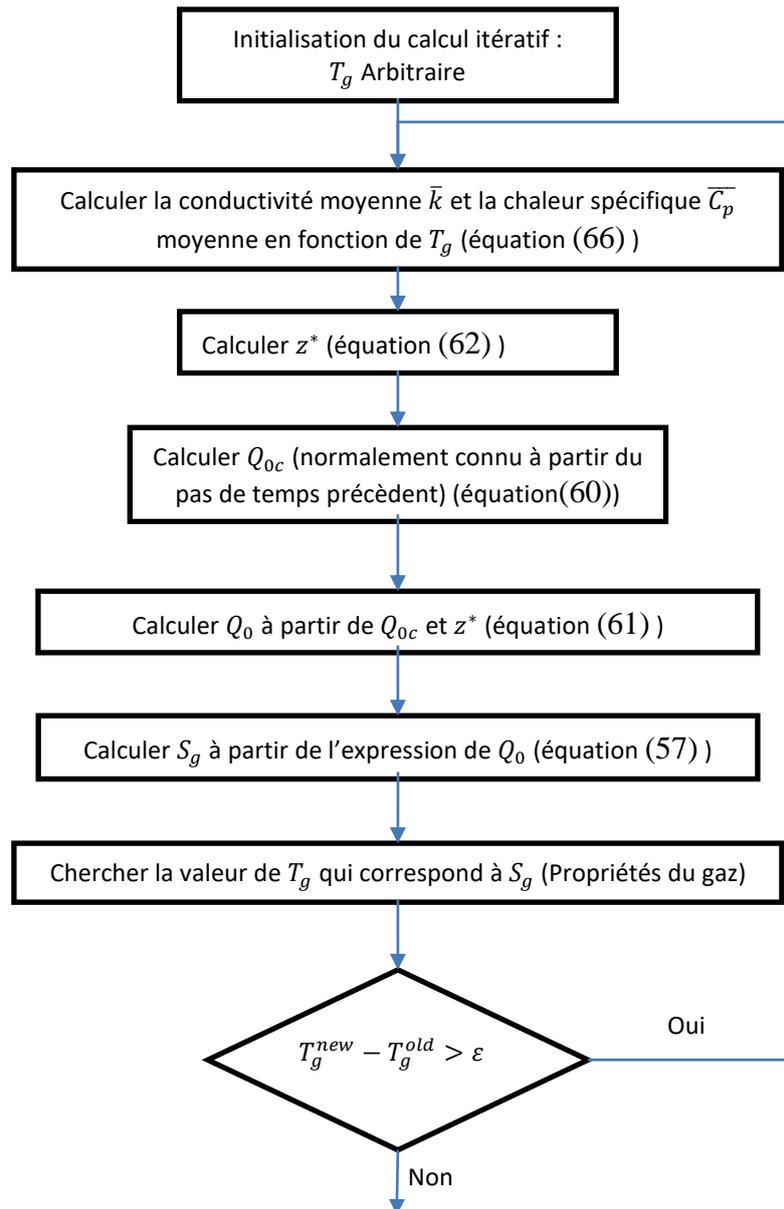


Figure 66 Logigramme de la procédure de calcul de \bar{k} , \bar{C}_p , λ^* , Kn^* en itérant sur T_g

Afin de calculer ces intégrales, il est nécessaire de déterminer la valeur des températures de saut T_g . Cela n'est possible qu'à l'aide d'un calcul itératif. La Figure 66 correspond à la procédure de calcul proposée par Chen et Pfender (1983) [23] [27] pour déterminer les valeurs de \bar{k} , \bar{C}_p , λ^* et Kn^* . ε est la tolérance utilisée dans le critère d'arrêt des itérations.

Aucune donnée expérimentale sur le transfert de chaleur de particules exposées à des plasmas thermiques n'est disponible pour un contrôle direct des résultats théoriques donnés ci-dessus. Cependant, Chen et Pfender [118] ont utilisé les résultats expérimentaux rapportés par Takao (1963) pour comparer les prédictions théoriques pour le cas limite des petites différences de température : la Figure 67 montre l'évolution du rapport du flux transmis en prenant en compte le saut Q_0 , sur le flux transmis en régime continu (Q_{0c}) en fonction du nombre de Knudsen.

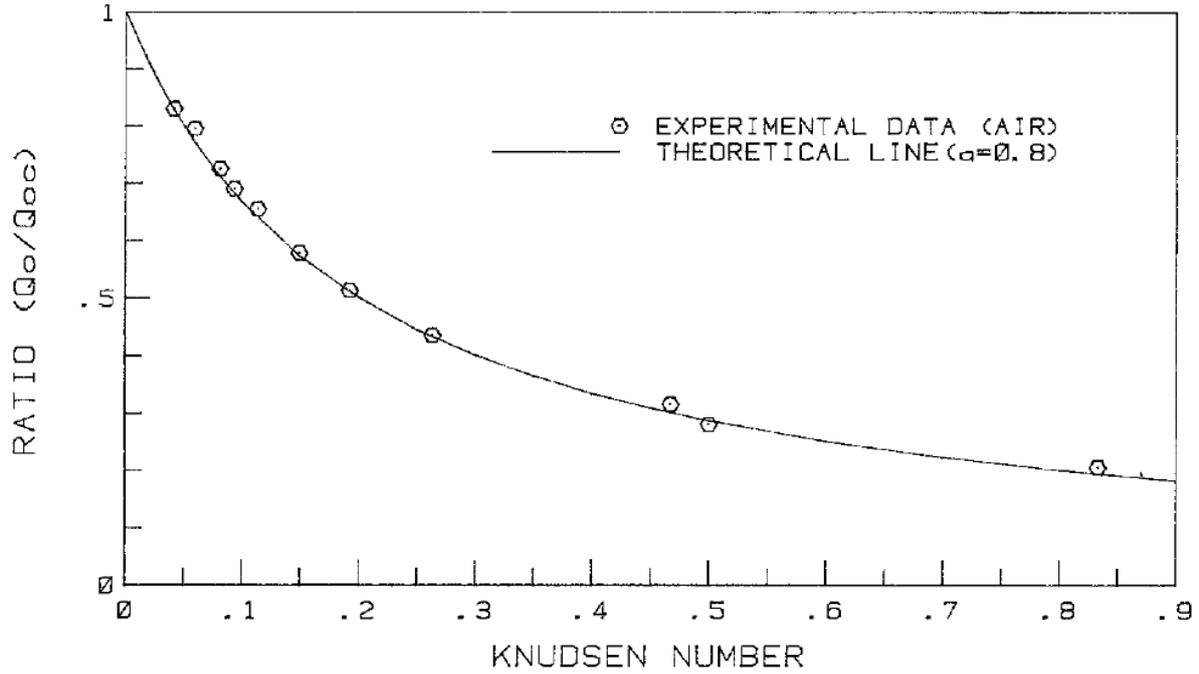


Figure 67 Comparaison des prédictions théoriques du rapport (Q_o/Q_{oc}) de Chen et Pfender [118] avec les données expérimentales de Takao (1963)) pour de petites différences de température ($a = 0,85$, $Pr = 0,7$, $\gamma = 1,4$)

La concordance, entre les données expérimentales de Takao (1963) avec les calculs théoriques de Chen et Pfender [118], est excellente. La valeur $a = 0,85$ est une valeur raisonnable pour le coefficient d'accommodation thermique.

L'effet de raréfaction sur le transfert de chaleur peut donc être pris en compte à travers le facteur de correction :

$$f_{Kn} = \frac{Q_o}{Q_{oc}} = \left[1 + \frac{2-a}{a} \frac{\gamma}{1+\gamma} \frac{4}{Pr_s} Kn^* \right]^{-1} \quad (67)$$

Ce facteur de correction tend vers des valeurs de l'ordre de 0.6-0.7 pour un nombre de Knudsen d'environ 0,1.

Le même type de correction doit être mise en œuvre lorsque le libre parcours moyen du plasma λ , est du même ordre de grandeur que le diamètre des particules d_p pour le transport des particules que celui qui vient d'être décrit pour le transfert de chaleur. Chen et Pfender (1983) [118] ont proposé la correction suivante du coefficient de traînée continu (indice « cont ») afin de prendre en compte l'effet Knudsen, dans la gamme ($0,01 < Kn < 1,0$) :

$$C_D = (C_D)_{cont} \left[1 + \frac{2-a}{a} \frac{\gamma}{1+\gamma} \frac{4}{Pr_s} Kn^* \right]^{-0.45} = (C_D)_{cont} \times f_{Kn}^{0.45} \quad (68)$$

La correction du coefficient de traînée peut être importante lorsque l'on considère des particules de l'ordre de 0,1 à $5 \mu m$ comme illustré par le tableau 5 relatif aux travaux de Fazilleau (2003) pour des particules de zircone immergées dans un plasma infini $Ar-H_2$ (25 vol.% H_2) à 10000 K.

Tableau 9 Facteur de correction du coefficient de traînée dû aux effets Knudsen pour de petites particules de zircone de différentes températures (surface) immergées dans un plasma Ar-H₂ (25 vol.% H₂) à une température 10000 K [119]

T_p [K]	d_p [μm]		
	5	1	0,1
1000	0,33	0,17	0,06
2000	0,28	0,14	0,05
3000	0,26	0,13	0,046

Pour les petites particules (par exemple 0,1 à 5 μm), cette correction sur le coefficient de traînée est encore plus importante que celle appliquée au coefficient de transfert de chaleur.

II.5.3. Effet d'évaporation (soufflage)

Au voisinage de la surface de la particule, à l'interface entre les phases liquide à la surface de la particule et le mélange de gaz, un équilibre thermique s'établit alors qu'un flux de matière traverse l'interface sous forme de vapeur. Pour un taux de transfert de masse élevé, le flux de vapeur « repousse/limite » le flux de chaleur provenant de la phase gazeuse vers la particule, réduisant le coefficient de transfert de chaleur qui devient une fonction non-linéaire de ce taux de transfert de masse. D'un autre côté, le flux thermique reçu par la particule est réduit du fait de l'absorption de chaleur par la vapeur [120] à l'interface liquide/gaz. Plusieurs auteurs ont préconisé une simple utilisation de coefficient de correction des coefficients de transferts de chaleur, d'autres ont suggéré de nouvelles expressions.

II.5.3.1. Modèle semi-théorique

L'équation de transfert de chaleur à l'interface liquide/gaz plasma est établie comme base permettant d'explicitier les différentes expressions du coefficient de correction lié à l'effet de soufflage proposées par la littérature. L'équation d'énergie en enthalpie massique et sous forme locale de l'écoulement autour de la particule s'exprime par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} h) = \nabla \cdot \left(k \nabla T - \sum_j h_j \vec{j}_j \right) + S_h \quad (69)$$

avec :

$$h = \sum_j Y_j h_j \quad (70)$$

Le terme $\sum_j h_j \vec{j}_j$ correspond à la diffusion d'espèces (dans le cas où la surface s'évapore, le gaz qui se diffuse au niveau de cette dernière est la vapeur). h est l'enthalpie, \vec{j}_i est la diffusion S_h est un terme source et Y_j est la fraction massique du gaz j du mélange de gaz.

On considère que l'écoulement à la surface de la particule est quasi stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) et que sa vitesse est nulle, ce qui équivaut à dire que le nombre de Reynolds est nul ($Re = 0$) et que les transferts de chaleur sont principalement dominés par la conduction (diffusion). En effet l'équation de transfert d'énergie devient :

$$\nabla \cdot \left(k\nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + \vec{\sigma}_h \right) = 0 \quad (71)$$

avec $S_h = \nabla \cdot \vec{\sigma}_h$, où $\vec{\sigma}_h$ est un potentiel vecteur du terme source :

$$k\nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + \vec{\sigma}_h = \vec{q}_p \quad (72)$$

$\|\vec{q}_p\| = Q_p/4\pi r_s^2$ est une constante d'intégration qui correspond au flux moyen surfacique d'énergie échangée avec la particule. En intégrant cette équation entre la surface de la particule et une surface sphérique située à un certain rayon r , et en prenant en compte que la seule espèce à diffuser dans ce volume de contrôle est la vapeur :

$$\int_{S_s}^{S(r)} \left(k\nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + \vec{\sigma}_h \right) \cdot \vec{dS} = \int_{S_s}^{S(r)} \vec{q}_p \cdot \vec{dS} \quad (73)$$

Les différents termes peuvent s'exprimer par :

$$\begin{aligned} \int_{S_s}^{S(r)} (k\nabla T) \cdot \vec{dS} &= 4\pi r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \\ \int_{S_s}^{S(r)} \left(\sum_j h_j \vec{J}_j \right) \cdot \vec{dS} &= \dot{m}_p C_{pv} (T - T_s) \\ \int_{S_s}^{S(r)} \vec{\sigma}_h \cdot \vec{dS} &= -\dot{m}_p L_v \end{aligned} \quad (74)$$

On en déduit :

$$4\pi r^2 k \frac{\partial T}{\partial r} - \dot{m}_p C_{pv} (T - T_s) - \dot{m}_p L_v = Q_p \quad (75)$$

L'indice « v » correspond à l'espèce vapeur.

Cependant Xiong et al. [121] et Wan et al. [122] ont utilisé la chaleur spécifique du film entourant la particule (mélange de vapeur et de gaz environnant).

II.5.3.2. Approche de Faeth (1983)

Faeth1983 [123] est une étude très citée dans la littérature récente grâce au calcul du nombre de Nusselt exprimé à partir de l'équation (75). Faith a, par contre, pris la chaleur spécifique du mélange de gaz autour de la particule et pas seulement de la vapeur (Faeth 1983).

Après l'intégration de l'équation différentielle (75) entre r_p et ∞ :

$$\frac{\dot{m} C_{pv} (T_\infty - T_s)}{\dot{m} L_v + Q_p} = \exp\left(\frac{\dot{m} C_{pv}}{2\pi r_p k_f}\right) - 1 \quad (76)$$

On y injecte le l'expression du nombre de Nusselt qui s'écrit :

$$Nu = -\frac{2r_p}{T_s - T_\infty} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \quad (77)$$

D'où :

$$\frac{\dot{m}Cp_v d_p}{\dot{m}L_v + Q_v} \frac{1}{Nu_{Re=0}} \left(\frac{dT}{dr} \right)_s = \exp \left(\frac{\dot{m}Cp_v}{2\pi r_p k_f} \right) - 1 \quad (78)$$

Alors :

$$Nu_{Re=0} = \frac{\dot{m}Cp_v}{\pi r_p k_f} \left[\exp \left(\frac{\dot{m}Cp_v}{2\pi r_p k_f} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (79)$$

L'équation (79) est l'expression du nombre de Nusselt pour une particule en évaporation sans aucun écoulement autour. Cette expression a été établie par Faeth (1983) [124]. Wan et al. [122] Xiong et al. [121] ont cité le rapport de Faeth (1983) en lui attribuant le facteur de correction du nombre de Nusselt suivant :

$$f_v = \frac{\dot{m}Cp_f}{2\pi r_p k_f} \left[\exp \left(\frac{\dot{m}Cp_f}{2\pi r_p k_f} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (80)$$

Cette expression est la même que celle de l'équation (79) mais divisée par 2 artisanalement, parce que :

$$\lim_{\dot{m} \rightarrow 0} Nu_{Re=0} = 2 \quad (81)$$

Alors que le facteur f_v doit être égal à l'unité en l'absence d'évaporation ($\dot{m} = 0$). Ce facteur f_v de l'équation (80) a été utilisé dans de nombreuses études, en prenant la chaleur spécifique du mélange gaz-vapeur (d'où l'indice « f » pour film), telles que Xiong et al. [121] et Wan et al. [122] et d'autres thèses de doctorat. Il corrige le nombre de Nusselt ou le flux de chaleur par convection, pour prendre en compte l'effet l'évaporation. Cette méthode n'a pas de fondement mathématique ni physique. En outre, le fait de multiplier de nombreux facteurs pour corriger le coefficient de transfert thermique (nombre de Nusselt) sans prendre en compte l'interaction entre les phénomènes n'est pas justifié.

II.5.3.3. Approche d'Abramzon et Sirignano

Pour prendre en compte l'effet de soufflage lié à l'effet du flux de vapeur (écoulement de Stephan) sur le transfert de chaleur ente du milieu extérieur (gaz) et la surface de la particule, le modèle d'Abramzon et Sirignano (1989) propose la théorie dite du film (couche d'échange). Cette théorie suppose que la résistance à l'échange de chaleur ou de masse entre la particule le milieu extérieur due au flux de vapeur issu de la particule, peut être modélisée en introduisant le concept de film d'épaisseurs constantes δ_t et δ_m . Ces deux grandeurs représentent une couche limite thermique modifiée par l'effet d'un écoulement perpendiculaire à la surface de la particule pour δ_t , et couche limite de concentration de l'espèce évaporée pour δ_m . Elle a été notamment mise en œuvre dans le cadre de particule de carburant (matériau à faible pression de vapeur). Pour une particule sphérique sans évaporation, les épaisseurs des films thermiques et de diffusion de masse s'écrivent :

$$\begin{aligned}\delta_{t0} &= \frac{d_p}{Nu_0 - 2} \\ \delta_{m0} &= \frac{d_p}{Sh_0 - 2}\end{aligned}\quad (82)$$

où Nu_0 et Sh_0 sont respectivement les nombres de Nusselt et Sherwood (rapports entre les transferts par convection et les transferts par diffusion/conduction) donnés par les expressions de corrélation de Ranz et Marshall(1952)[108] :

$$\text{Ranz et Marshal : } \begin{cases} Nu_0 = 2 + 0,6Re^{1/2}Pr^{1/3} \\ Sh_0 = 2 + 0,6Re^{1/2}Sc^{1/3} \end{cases} \quad (83)$$

Ces expressions correspondent à une configuration où les transferts de chaleur par convection ne sont pas affectés par la variation de la concentration de vapeur sur le film entourant la gouttelette. Le modèle de couche limite classique utilise les mêmes expressions pour une gouttelette qui s'évapore. Cependant, la présence des écoulements de Stefan influence les valeurs de δ_t et δ_m en épaississant la couche limite laminaire. Pour prendre en compte cet effet, des facteurs de corrections sont introduits et notés :

$$\begin{aligned}F_t &= \delta_t / \delta_{t0} \\ F_m &= \delta_m / \delta_{m0}\end{aligned}\quad (84)$$

En fait, ces facteurs représentent le changement relatif de l'épaisseur de la couche limite dû aux écoulements de Stefan.

L'expression des facteurs de correction F_t et F_m a été déterminée expérimentalement en mesurant l'épaisseur de la couche d'échange en variant les nombres de Schmidt, de Prandtl et de Spalding du liquide s'évaporant. Il s'est avéré que l'épaisseur ne dépend que des nombres de Spalding (B). En effet les facteurs s'expriment comme suit :

$$F(B) = (1 + B)^{0,7} \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (85)$$

Les termes B_m et B_t sont les nombres de Spalding caractérisant les transferts de masse et d'énergie respectivement dont l'expression est établie dans les annexes A et B :

$$\begin{aligned}B_m &= \frac{Y_s - Y_\infty}{1 - Y_s} \\ B_T &= \frac{C_{p,vap}(T_\infty - T_s)}{L_v + Q_l / \dot{m}_p}\end{aligned}\quad (86)$$

où Y_s est la fraction massique de la vapeur au niveau de la surface de la particule, Y_∞ est la fraction de la vapeur loin de la surface de la particule. Q_l est la chaleur transférée à la particule par gaz environnant.

Cet épaississement des couches limites sous l'effet des phénomènes d'évaporation se traduit par une modification des nombres de Nusselt et Sherwood qui s'écrivent :

$$\begin{aligned}
Nu &= -\frac{2r_p}{T_s - T_\infty} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s = Nu^* \frac{\ln(1 + B_t)}{B_t} \\
Sh &= -\frac{2r_p}{Y_s - Y_\infty} \left(\frac{\partial Y_f}{\partial r} \right)_s = Sh^* \frac{\ln(1 + B_m)}{B_m}
\end{aligned} \tag{87}$$

Les paramètres Nu et Sh sont les véritables nombres de Nusselt et de Sherwood. Tandis que Nu^* et Sh^* sont les nombres de Nusselt et Sherwood modifiés. Le coefficient de transfert par convection s'écrit en fonction du nombre de Nusselt par :

$$h = \frac{Nu k_f}{d_p} \tag{88}$$

Le taux d'évaporation par diffusion calculé par le bilan de masse et d'énergie donne l'équation suivante (voir annexe A et B) :

$$\begin{aligned}
\dot{m}_{vap} &= \pi d_p \rho_f D_{vap,f} Sh^* \ln(1 + B_m) \\
\dot{m}_{vap} &= \pi \frac{k_f}{C_{p,vap}} d_p Nu^* \ln(1 + B_t)
\end{aligned} \tag{89}$$

où ρ_f et k_f sont respectivement la densité et la conductivité du gaz du film définie par : $T_f = T_s + 1/3 (T_\infty - T_s)$, $C_{p,vap}$ est la chaleur spécifique de la couche d'échange. $D_{vap,f}$ est le coefficient de diffusion de masse.

Pour calculer le nombre de Nusselt il serait nécessaire de connaître B_t et d'utiliser la deuxième expression de l'équation (87) par exemple. Pour ce faire, les deux expressions de l'équation (89), établies à partir de l'équation de diffusion d'espèces et celle d'énergie à Reynolds nul autour de la particule en évaporation, sont mises relation. Il en découle :

$$\begin{aligned}
B_t &= (1 + B_m)^\phi - 1 \\
\text{avec } \phi &= \frac{C_{p,vap} Sh^* \rho_f D_{vap,f} C_{p,f}}{C_{p,f} Nu^* k_f}
\end{aligned} \tag{90}$$

Cette équation est à résoudre par la méthode du point fixe dont la procédure est détaillée par Abramzon et al. (1989) [115]. Le flux de masse évaporée \dot{m}_{vap} peut ainsi être calculé à partir des équations (89).

II.6. Conclusion

Dans ce chapitre, une revue générale et la plus exhaustive possible des approches et méthodes de modélisation du mouvement et traitement thermique de particules sphériques en milieu plasma été menée. Le modèle qui ressort des nombreux modèles de transferts thermiques est celui de Lee et al. (1981) [111] car il est établi dans des conditions plasma, est justifié théoriquement et est le plus en accord avec les données expérimentales. Il prend bien sûr en compte l'effet de la couche limite thermique qui se développe autour des particules sur les propriétés thermodynamiques et de transport du gaz par une correction et une température dite de film pour calculer les propriétés thermo-physiques du fluide. Pour tenir compte des effets de raréfaction du gaz sur la cinématique et le transferts thermiques gaz-particule, l'approche de Chen et Pfender [118] est la plus communément adoptée pour les travaux conduits en milieu plasma. L'effet de soufflage lié à l'évaporation du matériau

traité et qui est assez limité dans ces conditions, n'est communément pas modélisé dans le cas des milieu plasma avec des particules de matériau à très haute température d'ébullition. Une approche pertinente développée par Abramzon et Sirignano [115] pour modéliser le traitement de gouttes liquides de haute pression de vapeur dans des écoulements de température plus modérée puisque correspondant à de la combustion, sera utilisée pour évaluer l'importance de la prise en compte de l'effet de soufflage. Ce modèle a été très souvent confronté à l'expérience.

Au chapitre suivant, ces approches vont d'abord être comparées sur des champs dits « figés », c'est-à-dire, sur des champs à vitesse d'écoulement de plasma et température constantes afin d'en estimer les comportements et les différences. Des résultats expérimentaux portant sur le traitement de poudre de zircon dans un jet de plasma d'Ar-H₂ seront ensuite présentés puis rapprochés des résultats issus des simulations menées dans les conditions opératoires équivalentes avec les deux modèles cités précédemment intégrés au modèle de l'écoulement du jet de plasma et ce, afin de sélectionner le modèle le plus réaliste.

Chapitre III. Modélisation et validation des modèles d'écoulement et de traitement cinématique et thermique des particules

III.1. Introduction

Les modèles relatifs au traitement cinématique et thermique de particules présentés dans la littérature et notamment les modèle de Lee-Pfender-Chen et Abramzon-Sirignano présentent certaines différences qu'il convient d'évaluer. Le modèle de Lee-Pfender-Chen est plutôt adapté aux conditions plasma même si les corrélations sur lesquelles il repose sont basées sur des considérations théoriques et simulations d'écoulement plasma autour de sphères de matériaux initialement solides, validées par quelques rares résultats expérimentaux.

Le modèle d'Abramzon et Sirignano est quant à lui établi dans des conditions différentes, puisqu'il s'agit d'un modèle correspondant au transport et traitement thermique de gouttelettes de carburant plus volatils dans un environnement de plus basse température mais pour lequel il est plus facile de mener des expériences, même s'il a déjà été utilisé pour modéliser la phase d'évaporation du solvant de gouttes de suspension en projection plasma.

Aussi, dans ce chapitre nous allons présenter ces modèles et évaluer leurs différences en termes de vitesse, température et diamètre des particules en vol dans différentes configurations d'écoulement plasma. Dans un premier temps nous mettons en place le modèle de l'écoulement, puis décrivons clairement les modèles de traitement cinématique et thermique des particules qui seront comparés par la suite ainsi que les hypothèses de travail.

Ensuite, des champs de plasma (Ar-H₂ 80-20% en vol.) de vitesse et température uniformes mais prenant différentes valeurs seront mis en œuvre afin de vérifier le réalisme du comportement de ces modèles, d'en tester la sensibilité aux paramètres du champs plasma (ainsi qu'à la valeur du diamètre initial de la particule injectée) et de les comparer entre eux.

Une expérimentation consistant à injecter et traiter une poudre de ZrO₂ de granulométrie donnée dans un jet plasma, à mesurer les température et vitesse des particules et à les collecter en vol pour quantifier leur évaporation est présentée. Cette expérience sera alors reproduite numériquement de façon à estimer quel modèle de traitement des particules permet de mieux simuler l'expérience, notamment on comparera la granulométrie des poudres à la même distance de collecte. Ceci permettra d'estimer quel modèle amène les résultats les plus réalistes.

III.2. Ecoulement : équations du modèle, propriétés et méthodes numériques

Les hypothèses généralement utilisées pour modéliser l'écoulement dans le cas de la projection plasma sont les suivantes :

- Le plasma est un milieu continu, il peut être décrit par une température, pression, enthalpie et vitesse uniques ($Kn < 0.01$) ;
- Le gaz est à l'équilibre thermodynamique local (ETL), ce qui implique que les gradients de température, masse volumique, concentration d'espèces ... doivent être modérées et suffisamment faibles pour que les molécules du gaz aient suffisamment de temps pour se mettre à la température de leur environnement proche durant leur diffusion et convection, ce qui est généralement le cas sauf à la périphérie du jet au voisinage de la sortie de tuyère.

- La démixtion et les réactions chimiques entre les différents gaz composant le mélange de gaz (gaz plasmagène, porteur de poudre, ambiant et issu de l'évaporation du matériau injecté) ne sont pas modélisées ;
- Le degré d'ionisation est faible, est estimée à 2.5% par Ivchenko [8] dans des conditions opératoires similaires aux nôtres au voisinage de la sortie de tuyère ;
- Le gaz est un fluide Newtonien caractérisé par une relation linéaire entre le tenseur des contraintes et les gradients de vitesse ;
- Le gaz est assimilé à un milieu transparent et le rayonnement du gaz vers les particules est supposé négligeable comme cela a été justifié au chapitre II ;
- L'écoulement est supposé stationnaire

Ces hypothèses ont été validées expérimentalement dans les conditions de projection atmosphérique classique [24], [125].

III.2.1. Equations de conservation

L'écoulement du jet de plasma et son mélange avec les gaz ambiants repose sur la résolution des équations de conservation de la masse, quantité de mouvement, énergie, conservation d'espèces pour un écoulement multi-espèces. Ces équations s'expriment par :

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = S_m \quad (91)$$

où ρ est la masse volumique du mélange de gaz, \vec{v} sa vitesse et S_m un terme source de masse qui pourra représenter la production de vapeur par évaporation des particules fondues.

Equation de conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} \quad (92)$$

où p est la pression statique, $\bar{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses et \vec{g} l'accélération de la pesanteur. Pour un fluide newtonien, le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\bar{\tau} = \mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^t) - \frac{2}{3} \nabla \vec{v} I \right] \quad (93)$$

où μ est la viscosité moléculaire, I est le tenseur unité.

Equation de conservation de l'énergie spécifique totale E (J/kg) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} (\rho E + p)) = \nabla \cdot \left(k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + (\bar{\tau}_{eff} \cdot \vec{v}) \right) + S_h \quad (94)$$

L'énergie totale E s'exprime en fonction de l'enthalpie de chaque espèce composant le mélange de gaz h_j pondérée par sa fraction massique Y_j

$$E = \sum_j Y_j h_j - \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \quad (95)$$

où k_{eff} est la conductivité thermique effective du mélange de gaz, somme des conductivités thermique moléculaire du gaz k et de sa conductivité turbulente k_t : $k_{eff} = (k + k_t)$. k_t

dépend du modèle de turbulence adopté par la suite, $\bar{\bar{v}}_{eff}$ est le tenseur des contraintes effectives, \vec{J}_j est le flux de diffusion de l'espèce j dans le mélange de gaz, S_h est une source d'enthalpie, qui peut correspondre par exemple à l'énergie absorbée par l'évaporation des particules de poudre évaporées par l'écoulement.

L'enthalpie de l'espèce j est calculée par intégration de son énergie spécifique $C_{p,j}$ sur l'intervalle de température considérée, où T_{ref} est une température de référence :

$$h_j = \int_{T_{ref}}^T C_{p,j} dT \quad (96)$$

Equation de conservation des espèces :

Chaque fraction massique d'espèce j est régie par l'équation de convection-diffusion de suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_j) + \nabla(\rho \vec{v} Y_j) = -\nabla \cdot \vec{J}_j + S_j \quad (97)$$

où S_j est le terme source de l'espèce j due par exemple à l'évaporation des particules de poudre. Les phénomènes de diffusion pour les écoulements turbulents peuvent être décrits par :

$$\vec{J}_j = -\left(\rho D_{j,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right) \nabla Y_j - D_{T,j} \frac{\nabla T}{T} \quad (98)$$

où $D_{j,m}$ et $D_{j,T}$ sont respectivement les coefficients de diffusion de masse et de diffusion thermique de l'espèce j et Sc_t est le nombre de Schmidt turbulent ($Sc_t = \mu_t / \rho D_t$ où μ_t est la viscosité turbulente et D_t la diffusivité turbulente).

III.2.2. Modèle de turbulence

Si le nombre de Reynolds est faible dans la torche et dans le cœur du jet plasma comme le constatent Mariaux et Shigeta ($Re \sim 1,000$) [126], [127], la turbulence se développe rapidement sur la périphérie du jet ($Re \sim 9,000$) du fait de la différence de vitesse et de masse volumique entre le jet et le gaz ambiant, et les fluctuations temporelles et spatiales du jet liées aux fluctuations d'arc favorisent l'apparition de tourbillons d'échelles assez variées. Même si d'après Shigeta, Meillot et Mariaux [126]–[128], les modèles de turbulence aux grandes échelles (LES) couplés à des conditions aux limites instationnaires en sortie de torche sont les plus réalistes en représentant mieux la diversité des échelles turbulentes et le mélange du jet avec le gaz ambiant, compte tenu du raffinement des maillages nécessaires et des temps des ressources de calculs qui en découlent, les modèles moyennés (RANS, Reynolds Averaged Navier-Stokes) sont plus généralement utilisés.

Ces modèles RANS renvoient des grandeurs moyennées puisque chaque variable instantanée (comme les composantes de la vitesse, la pression, l'énergie, concentration d'espèces...) est décomposée en une partie moyenne temporelle et une partie fluctuante telle que $\varphi = \bar{\varphi} + \varphi'$. Cette décomposition est introduite pour chaque variable d'écoulement dans les équations de conservation instantanées, qui sont ensuite moyennées. Afin de simplifier l'écriture, la barre de moyenne est omise, en supprimant les barres. Toutes les

équations de conservation restent alors inchangées excepté les équations de quantité de mouvement qui s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i v_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{v'_i v'_j}) \quad (99)$$

Les tensions de Reynolds $-\rho \overline{v'_i v'_j}$ qui représentent l'effet de la turbulence sont ensuite modélisées à l'aide d'un modèle de fermeture dit au premier ordre suivant l'hypothèse de Boussinesq qui relie ce terme est lié aux gradients de vitesses moyennes suivant la relation :

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \delta_{ij} \quad (100)$$

Où $k = 1/2 \overline{(u'_i u'_i)}$ est l'énergie cinétique turbulente qui doit être calculée par le modèle de fermeture. La viscosité turbulent μ_t repose sur l'hypothèse d'isotropie. Sa détermination repose sur 2 équations de transport supplémentaires. Pour modéliser la turbulence en proche parois ces modèles nécessitent des maillages très raffinés du fait de l'importance des gradients qu'on substitue généralement par des lois de parois à leur proximité (profils de vitesse empiriques).

Le plus utilisé pour la simulation de la projection plasma du fait de son faible cout de calcul est le modèle $k-\varepsilon$ [129]–[131], modèle de fermeture du premier ordre qui suppose la turbulence isotrope et entièrement développée.

L'étude de Pierre Fuzet (2014) [132] et Shigeta (2016) [127] montre que le modèle $k-\omega$ (SST, Shear-Stress Transport) turbulence model est un bon compromis pour modéliser de la turbulence non totalement développée en représentant correctement la transition laminaire-turbulent et sans faire appel aux lois de parois y compris dans le cas de forts gradients de vitesses, telle que celui qui correspond à l'émergence du jet plasma dans le gaz ambiant au repos.

De Sousa [125] montre qu'en conditions classique de projection plasma sous air, ce modèle est le plus proche des modèles moyennés à fermeture du premier ordre testés par rapport aux mesure expérimentales de vitesse et température

Les équations de fermeture pour modèle $k-\omega$ SST modèle du premier ordre sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k v_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega v_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \end{cases} \quad (101)$$

où ω est le taux de dissipation spécifique, G_ω est la source de ω , Γ_k et Γ_ω ($\Gamma_i = \mu + \mu_i/\sigma_i$, $i = \omega, k$) sont les diffusivités effectives de k et ω , σ_ω est le nombre de Prandtl turbulent pour ω , Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω , et D_ω est le terme de diffusion. La viscosité turbulente pour ce modèle $k - \omega$ est définie par :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \max^{-1} \left(\frac{1}{\alpha^*}; \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right) \quad (102)$$

où le coefficient α^* sert à corriger la viscosité turbulente dans le cas de faible Reynolds et donc la production et la dissipation d'énergie cinétique turbulente notamment dans la sous-couche visqueuse de la région de proche paroi $\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + Re_t/Re_k}{1 + Re_t/Re_k} \right)$, $Re_t = \rho k/\mu\omega$, $Re_k = 6$,

$\alpha_0^* = \beta_i/3$, $\beta_i = 0.072$, $\alpha_\infty^* = 1$, S correspond à l'intensité du taux de déformation, $F_2 = \tanh\left(\max^2\left(2\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\mu}{\rho y^2\omega}\right)\right)$, où y est la distance à la paroi.

III.2.3. Propriétés thermodynamiques et de transport du mélange de gaz

L'écoulement est considéré comme multi-espèces sans réactions chimiques entre les différentes espèces : le gaz plasmagène Ar-H₂ (80 mol% Ar + 20 mol% H₂), le gaz porteur de poudre (Ar), l'air ambiant dans certains cas et la vapeur de Zircône liée à l'évaporation des particules traitées.

La composition de chacun de ces gaz (molécules, radicaux, ions, ...) a été calculée par Pascal André [77] pour des pressions allant de 1 à $2 \cdot 10^5$ Pa et des températures de 100 à 30 000 K en utilisant la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs [78] sous hypothèse d'ETL. Leurs propriétés thermodynamiques et de transport ont été calculées par la méthode de Chapman–Enskog en prenant en compte les effets de dissociation, de recombinaison et d'ionisation.

Les propriétés du mélange de gaz sont calculées par des lois de mélange qui dépendent de la fraction massique ou molaire de chaque espèce i composant le mélange. Pour la masse volumique on a :

$$\frac{1}{\rho} = \sum_i \frac{Y_i}{\rho_i} \quad (103)$$

Où Y_i est la fraction massique du gaz i . D'après Gleizes [80], les lois suivantes malgré leur simplicité sont assez représentatives de la réalité :

- La fraction molaire x_i est donnée par :

$$x_i = \frac{Y_i M}{M_i} \quad (104)$$

- La chaleur et l'enthalpie spécifique sont données par :

$$\varphi = \sum_i Y_i \varphi_i \quad (105)$$

- La vitesse du son, la viscosité dynamique et la conductivité thermique du mélange sont données par :

$$\varphi = \sum_i x_i \varphi_i \quad (106)$$

A partir des fichiers de données tabulées en température de 100 en 100K pour différentes pressions de chaque gaz i composant le mélange, un algorithme rapide permet de calculer chaque propriété du mélange à une pression p et une température T donnée par les lois de mélange décrites ci-dessus en déterminant rapidement les données qui encadrent les valeurs de pressions et températures d'intérêt (p, T) puis de réaliser des interpolations linéaires en température et pression.

Une étude de Murphy (1996)[133], sur le traitement de la diffusion de masse, a comparé quatre approximations avec la méthode de coefficients de diffusion combinée qui est la méthode la plus précise pour modéliser la diffusion de masse en plasma. Dans notre cas, les deux approximations utilisables en raison de leur simplicité, du coefficient de diffusion d'un gaz A dans gaz B , sont :

- Première approximation par la viscosité moléculaire (Park et Hong 1995) :

$$D_{AB} = \frac{\mu}{\rho Sc} \quad (107)$$

La valeur du nombre de Schmidt Sc est indépendante de sa définition ($\mu/\rho D$) (généralement $Sc = 0.7$).

- Deuxième approximation par la viscosité moléculaire (Wilke 1950) :

$$D_{AB} = \frac{4}{\sqrt{2}} \frac{\left(\frac{1}{m_A} + \frac{1}{m_B}\right)^{1/2}}{\left[\left(\frac{\rho_A^2}{\bar{\beta}_A^2 \mu_A^2 m_A}\right)^{1/4} + \left(\frac{\rho_B^2}{\bar{\beta}_B^2 \mu_B^2 m_B}\right)^{1/4}\right]^2} \quad (108)$$

Ici m_i est la masse moléculaire de l'espèce i . Cette approximation est qualifiée par Murphy [133] de plus raisonnable pour prendre en compte les dissociations à basses températures. Les constantes $\bar{\beta} = \bar{\beta}_A = \bar{\beta}_B = 1.385$ sont suggérées par Wilke sur la base d'estimation de données de collisions entre gaz à charges neutres.

III.2.4. Méthodes numériques

Forme générale des équations de conservation

Les équations de conservation du fluide et de la turbulence sous la forme générique :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \varphi dV + \int_A \rho \varphi \vec{v} dA = \int_A \Gamma_\phi \nabla \varphi dA + \int_V S_\phi dV \quad (109)$$

sont résolues par la méthode des volumes finies qui a l'avantage d'être conservative avec le code Ansys Fluent 17.1 [134]. V et A sont respectivement le volume et la surface du volume de contrôle défini par le maillage du domaine. On repère successivement de gauche à droite : le terme variation de la variable φ au sein de du volume V , le terme de convection, de diffusion et le terme source.

Solveurs

Deux solveurs sont disponibles sous fluent, « pressure-based » et « density-based ». L'approche « pressure-based » a été initialement développée pour les écoulements incompressibles à faibles vitesses, tandis que l'approche « density-based » a été principalement utilisée pour les écoulements compressibles à grande vitesse. Cependant, les deux méthodes ont été développées et étendues pour résoudre une large gamme de conditions d'écoulement allant au-delà de leurs limites d'origine.

L'approche « density-based » est plutôt dédiée aux écoulements fortement compressibles de type supersonique du fait du fort couplage entre l'équation de conservation de la quantité de mouvement et la pression. En effet, les champs de vitesses sont alors obtenus par résolution des équations de quantité de mouvement puis utilisés pour obtenir la masse volumique tandis que la pression est déterminée par l'équation d'état et ce, de façon simultanée comme le montre la Figure 68.

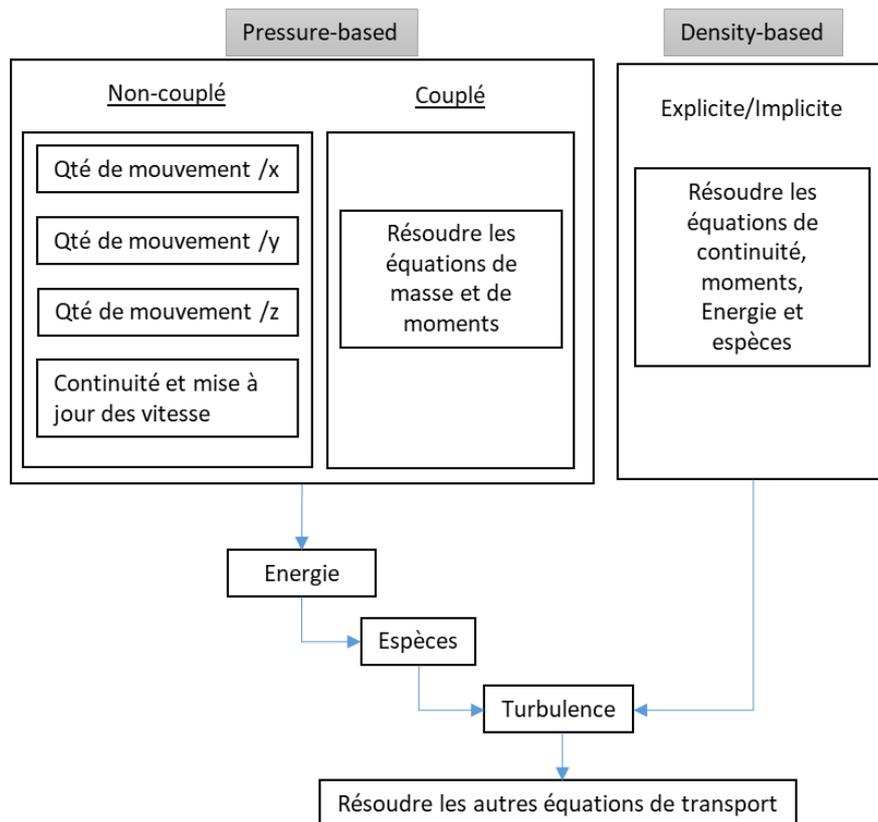


Figure 68 Séquence de résolution des équations de conservation pour les deux méthodes « pressure-based » et « density-based » du code Ansys Fluent [135]

Le couplage vitesse-pression est nettement moins fort par la méthode « pressure based » dans la mesure où les équations de conservation sont résolues de façon séquentielle et en particulier la pression est corrigée par une équation provenant d'un arrangement des équations de continuité et de quantité de mouvement [135] qui la dédie aux écoulements faiblement compressible basse vitesse.

L'écoulement dans les conditions APS peut être considéré comme faiblement compressible. Ainsi, dans la suite de l'étude, l'écoulement du jet plasma dilatable mais faiblement compressible dans l'enceinte haute-pression ou dans l'air, sera résolu à l'aide du solveur « pressure-based ».

Pour la discrétisation en espace les schémas du second ordre ont été utilisés pour la pression, la densité, la quantité de mouvement, espèces, énergie et énergie cinétique et taux de dissipation turbulentes. Les facteurs de sous relaxation ont été légèrement adaptés entre des valeurs de 0,3 à 0,7 selon la convergence. Tous les calculs dans cette étude sont stationnaires.

Compte tenu des forts gradients radiaux rencontrés dans les écoulements plasma il est préférable d'utiliser des maillages hexaédriques structurés dont les faces des cellules sont alignées ou orthogonales à l'écoulement afin d'éviter les problèmes de convergence dus au bruit numérique relatifs aux calculs des gradients dans des maillages type tétraédriques plus faciles à générer mais pour lesquels l'orientation des faces est aléatoire par rapport à l'écoulement.

III.3. Modèle du traitement cinématique et thermique des particules

La modélisation des particules suit une approche lagrangienne. Ces particules (ou phase dispersée) échangent masse, moment et énergie avec le mélange de gaz (phase continue) Cette modélisation repose sur les hypothèses suivantes :

- Les particules sont sphériques, isotropes et homogènes
- Les interactions particule-particule ne sont pas prises en compte car la fraction volumique faible de phase discrète ne dépasse pas 10% [135]
- Le mouvement de particules ne dépend que la force de trainée et est de plus soumis à la dispersion turbulente pour les simulations réalisées en conditions réelles (et non pour les simulations en « champs homogènes »)
- La convection et le rayonnement sont les modes principaux d'échange de chaleur mais seul le rayonnement perdu par les particules est pris en compte suite aux conclusions du chapitre II
- Le champ température dans les particules est uniforme malgré que le nombre de Biot de la Zircône dépasse 0.1. Cette hypothèse sera largement discutée et remise en cause dans ce mémoire.
- L'écoulement gazeux est supposé stationnaire.

III.3.1. Mouvement des particules

L'équation de mouvement des particules dans le plasma s'écrit :

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = -\frac{1}{2}C_D\pi d_p^2\rho_\infty|v_\infty - v_p|(v_\infty - v_p) \quad (110)$$

où l'indice ∞ fait référence à la propriété du gaz entourant la particule hors de la couche limite thermique qui l'entoure et l'indice p à la particule.

III.3.2. Chauffage/refroidissement de la particule solide

La température de la particule est calculée à partir d'un bilan thermique dans la couche limite entourant la particule, les transferts ayant lieu par convection en prenant en compte une perte par rayonnement:

$$m_p C_{p_p} \frac{dT_p}{dt} = h\pi d_p^2(T_\infty - T_p) - \varepsilon_p \sigma \pi d_p^2(T_p^4 - T_{atm}^4) = Q_l \quad (111)$$

où Q_l est le flux thermique reçu/perdu par la particule, h est le coefficient de transfert thermique par convection, ε_p est l'émissivité de la particule, σ la constante de stefan-boltzman et T_{atm} est la température ambiante. L'expression du coefficient de convection en fonction du nombre de Nusselt de la particule sera donnée par la suite.

III.3.3. Fusion/solidification

Lorsque la température de la particule atteint sa température de fusion, on considère que la chaleur reçue par la particule est convertie en chaleur latente de fusion avec de la dissipation par rayonnement. La fraction massique fondue X_p évolue selon l'équation:

$$m_p \Delta H_f \frac{dX_p}{dt} = h\pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon_p \sigma \pi d_p^2 (T_p^4 - T_{atm}^4) \quad (112)$$

où ΔH_f est la chaleur latente de fusion. La fraction massique est égale à 0 quand la particule est entièrement solide, et égale à 1 lorsqu'elle est totalement fondue.

III.3.4. Chauffage/refroidissement et évaporation de la particule liquide

Le bilan thermique des échanges d'énergie et de masse au niveau de la surface de la particule doit prendre en compte la perte d'énergie par évaporation et s'écrit:

$$m_p c_{pp} \frac{dT_p}{dt} = h\pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon_p \sigma \pi d_p^2 (T_p^4 - T_{atm}^4) - \dot{m}_{vap} L_{vap} = Q_f \quad (113)$$

où L_{vap} est la chaleur latente d'évaporation et \dot{m}_{vap} est le taux d'évaporation de la particule qui est donné par :

$$\dot{m}_{vap} = -\frac{dm_p}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \right) = -2\pi r_p \rho_g DShB_m$$

La résolution de cette équation permet d'obtenir l'évolution de la masse de la particule puis de son diamètre. L'expression de B_m est donnée par les équations (86).

III.3.5. Ébullition

Au de-là de la température d'ébullition, la température de la particule n'évolue plus et l'énergie qu'elle reçoit est totalement convertie en chaleur latente d'ébullition car :

$$m_p c_{pp} \frac{dT_p}{dt} = h\pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon \sigma \pi d_p^2 (T_p^4 - T_{atm}^4) - \dot{m}_{vap} L_{vap} = 0 \quad (114)$$

Dans ce cas particulier, une expression de \dot{m}_{vap} , le taux d'évaporation pour le cas d'ébullition, peut être déduite de cette équation et ensuite injectée dans la relation entre la masse et le volume de la particule pour en déduire le diamètre de la particule qui s'écrit :

$$\frac{dm_p}{dt} = -\dot{m}_{vap} = [-h\pi d_p^2 (T_\infty - T_{p,ebu}) + \varepsilon_p \sigma \pi d_p^2 (T_{p,ebu}^4 - T_{atm}^4)] / L_{vap} \quad (115)$$

Le diamètre d'une particule en évaporation évolue en fonction du taux d'évaporation tel que :

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \right) = -\dot{m}_{vap} \quad (116)$$

Pour fermer ses équations il est nécessaire de définir les coefficients de transfert h (nombre de Nusselt) et le coefficient de traînée (C_d). Ces coefficients vont dépendre du modèle choisi à partir de l'étude bibliographique faite au chapitre précédent. Les modèles régissant l'expression de ces coefficients sont le modèle de Lee-Chen-Pfender et le modèle d'Abramzon et Sirignano.

III.3.6. Modèle de Lee-Pfender-Chen

Les différents éléments de ce modèle ont été réunis par Pfender [102] pour prendre en compte les différents phénomènes accompagnant l'évolution d'une particule initialement

solide dans un milieu plasma par le biais de facteurs de correction portant sur le coefficient de transfert de chaleur (Nusselt) et le coefficient de trainée. Pour prendre en compte les effets de variations de propriétés du gaz au travers de la couche limite thermique entourant la particule, il utilise le modèle de Lee et al. [109] qu'il juge le plus pertinent lors d'une publication antérieure (Young et Pfender 1987 [112]). L'effet de raréfaction (Knudsen) est aussi pris en compte, en corrigeant le flux de chaleur par convection par la prise en compte du saut de température (Chen et Pfender 1983 [118]).

Dans ce modèle, le nombre de Nusselt s'écrira :

$$Nu = \left(2 + 0,6Re_f^{1/2}Pr_f^{1/3}\right) f_{Nu_{pr}} f_{Kn} \quad (117)$$

où f_{prop} , f_{Kn} sont des facteurs de correction du nombre de nusselt pour prendre en compte les effets de variations de propriétés et l'effet Knudsen. L'indice f fait référence à l'évaluation des propriétés du gaz à la température de film :

$$T_f = \frac{T_\infty + T_s}{2} \quad (118)$$

Les deux facteurs de correction s'écrivent [102] :

$$f_{Nu_{pr}} = \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_s \mu_s}\right)^{0,6} \left(\frac{C_{p_\infty}}{C_{p_s}}\right)^{0,38} \quad (119)$$

$$f_{Kn} = \left[1 + \frac{2 - \alpha}{\alpha} \frac{\gamma}{1 + \gamma} \frac{4}{Pr_p} Kn_{dp}\right]^{-1} \quad (120)$$

Le coefficient de trainée avec le facteur de correction de Lee et al. [111] prenant en compte la variation de propriétés du gaz du gaz à travers la couche limite et l'effet Knudsen s'écrit :

$$C_D = C_{D_0} \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_s \mu_s}\right)^{-0,45} (f_{Kn})^{0,45} \quad (121)$$

Où C_{D_0} est évaluée à la température du film, ainsi que les propriétés avec un indice « f ». L'expression de C_{D_0} est celle défini par l'équation (12).

III.3.7. Modèle d'Abramzon et Sirignano

Ce modèle a été établi pour des gouttelettes de liquide dans des environnements tels que des moteurs à combustion interne et donc pour des matériaux s'évaporant plus facilement et soumis à des températures modérées. Le taux d'évaporation massique pour la particule liquide en dessous de la température d'ébullition s'exprime comme suit (Annexes A et B) :

$$\dot{m}_{vap} = \pi d_p \rho_f D_{vap,f} Sh^* \ln(1 + B_m) = \pi \frac{k_f}{C_{p,vap}} d_p Nu^* \ln(1 + B_t) \quad (122)$$

où ρ_f et k_f sont respectivement la densité et la conductivité du gaz évaluées à la température du film particule, $C_{p,vap}$ est la chaleur spécifique de la vapeur. D_{vap} est coefficient de diffusion de masse donné par l'équation (108).

Les nombre de Nusselt et de Sherwood s'expriment par :

$$\begin{aligned} Nu &= Nu^* \frac{\ln(1 + B_t)}{B_t} \\ Sh &= Sh^* \frac{\ln(1 + B_m)}{B_m} \end{aligned} \quad (123)$$

Sh^* et Nu^* sont des nombres sans dimension qui s'expriment :

$$\begin{aligned} Sh^* &= 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_m} \\ Nu^* &= 2 + \frac{Nu_0 - 2}{F_t} \end{aligned} \quad (124)$$

avec

$$\begin{cases} Nu_0 = 2 + 0,6Re^{1/2}Pr^{1/3} \\ Sh_0 = 2 + 0,6Re^{1/2}Sc^{1/3} \end{cases}$$

Les termes B_m et B_t sont les nombres de Spalding de transfert masse et d'énergie respectivement.

$$\begin{aligned} B_m &= \frac{Y_s - Y_\infty}{1 - Y_s} \\ B_T &= \frac{C_{p,vap}(T_\infty - T_s)}{L_v + Q_l/\dot{m}_p} \end{aligned} \quad (125)$$

où Y_s est la fraction massique de la vapeur au niveau de la surface de la particule, Y_∞ est la fraction de la vapeur loin de la surface de la particule. Q_l est le flux de chaleur vers la particule. Les coefficient F_m et F_t s'écrivent :

$$F(B) = (1 + B)^{0,7} \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (126)$$

Pour calculer le nombre de Nusselt, il serait nécessaire de connaître B_t à partir de l'équation (122) qui peut se réduire à :

$$B_t = (1 + B_m)^\phi - 1 \quad (127)$$

avec :

$$\phi = \frac{C_{p,vap}}{C_{pf}} \frac{Sh^*}{Nu^*} \frac{\rho_f D_{vap,f} C_{p,f}}{k_f} \quad (128)$$

Le coefficient de transfert par convection s'écrit :

$$h = \frac{Nu k_f}{d_p} f_{kn} \quad (129)$$

Le facteur de correction de Knudsen est le même que celui présenté précédemment. Le coefficient de trainée avec le facteur de correction correspondant à la variation de propriétés s'écrit :

$$C_D = C_{D_0} (f_{kn})^{0.45} \quad (130)$$

où C_{D_0} suit la même expression que le modèle de Lee-Chen-Pfender et est évaluée à la température du film.

Les propriétés avec un indice « f » dans ce modèle sont évaluées à :

$$T_f = T_s + \frac{T_\infty - T_s}{3} \quad (131)$$

III.3.8. Couplage phase continue-phase dispersée et effet de la turbulence

Le modèle particulaire ou "Discrete Phase Model" du code Fluent est implémenté sous la forme d'une approche Lagrangienne dans le code d'écoulement d'approche Eulérienne, les deux phases peuvent être couplées par des termes sources de masse, espèces, quantité de mouvement et chaleur. Dans ce chapitre on considérera un couplage à sens One-way. En effets, l'énergie transférée à la phase discrète et la vapeur transférée à la phase continue ne seront pas pris en compte vis à vis de l'écoulement mais le couplage à Two-way sera pris en compte dans le chapitre suivant.

La dispersion des particules, due à la turbulence dans la phase continue, peut être calculée dans le code fluent à l'aide du modèle stochastique ou du modèle de nuage de particules [134]. Le modèle de suivi stochastique inclut l'effet des fluctuations de la vitesse turbulente instantanée sur les trajectoires des particules en reconstruisant ces fluctuations à partir de l'énergie cinétique prédite par le modèle de turbulence. Le modèle de nuage de particules suit l'évolution statistique d'un nuage de particules autour d'une trajectoire moyenne. La concentration de particules dans le nuage est représentée par une fonction de densité de probabilité gaussienne (PDF) sur la trajectoire moyenne.

L'approche stochastique qui sera adoptée dans le cadre de cette étude, peut prédire la dispersion turbulente des particules en intégrant les équations de mouvement pour chaque particule suivie, en utilisant la vitesse instantanée du fluide, $\bar{u} + u'(t)$ le long des trajectoires des particules pendant l'intégration. En calculant la trajectoire de cette manière pour un nombre suffisant de particules représentatives (nombre d'essais), les effets aléatoires de la turbulence sur la dispersion des particules peuvent être inclus [135].

III.4. Expérimentations, domaines de calcul et conditions aux limites

III.4.1. Cas « Champs de plasma homogènes »

Une particule de Zircône d'un diamètre initial d_{p0} est injectée à vitesse nulle ($\vec{v}_p(t=0) = \vec{0}$) et température initiale de 300K dans un écoulement plasma (Ar-H₂, 80%-20% vol.) unidirectionnel de vitesse et température uniforme ($\vec{V} = Cste \cdot \vec{e}_x$). Cette composition de gaz plasmagène favorise l'évaporation des poudres comme démontré dans les études

antérieures d'Ivchenko et Fuzet [8], [132]. En effet, l'argon est un gaz suffisamment dense et visqueux pour d'entraîner la poudre en lui transmettant de la quantité de mouvement et l'hydrogène augmente l'enthalpie du mélange de plasma et optimise le transfert de chaleur aux particules de la poudre injectée grâce à sa haute conductivité thermique.

Cette situation revient théoriquement à placer la particule sur une ligne de courant rectiligne de vitesse \vec{V} . L'écoulement accélère alors la particule du fait de la force de traînée. Le couplage (quantité de mouvement, masse, énergie) entre les deux phases n'a lieu que dans le sens gaz vers particule (couplage à sens unique). Plusieurs conditions de température et vitesse de gaz plasma et de diamètres de particules seront testées afin d'évaluer et comparer le comportement des modèles décrits précédemment en fonction des conditions d'écoulement.

III.4.2. Simulation du cas expérimental

Une expérimentation, conçue et réalisée au sein du laboratoire IRCer, consistant à injecter et traiter une poudre de ZrO_2 de granulométrie donnée dans un jet plasma, à mesurer les température et vitesses moyennes des particules et à les collecter en vol pour quantifier leur évaporation sera présentée par la suite. Cette expérience doit alors reproduite numériquement de façon à estimer quel modèle de traitement des particules parmi ceux décrits précédemment permet le mieux de simuler l'expérience. Cette section vise à décrire la mise en place du modèle relatif à ce cas réel.

Une torche plasma conventionnelle conçue à l'IRCer a été mise en œuvre avec un gaz plasmagène composé d'argon (80%*vl.*) et d'hydrogène (20%*vl.*) afin de favoriser l'évaporation de la poudre. L'injecteur de poudre est radial, d'un diamètre de 1,8 mm et débouche dans la tuyère au niveau d'une cavité représentée dans la Figure 69. Son axe est situé à 3,9 mm en amont de la sortie de tuyère. La poudre est injectée par un écoulement d'argon pur dont le débit est ajusté pour permettre l'injection de la plus grande partie des particules au cœur du jet de plasma suivant la granulométrie de la poudre utilisée.

La Figure 69 et le

Tableau 10 représentent respectivement le domaine de calcul et les conditions aux limites relatives à ce domaine. Quatre gaz ont été pris en compte lors du calcul : le mélange Ar/H_2 en tant que gaz plasmagène injecté à l'entrée de la tuyère, Ar en tant que gaz porteur injecté à l'entrée de l'injecteur, la vapeur de ZrO_2 produite par évaporation de la poudre (par terme source si couplage à deux sens) et l'air ambiant à pression atmosphérique.

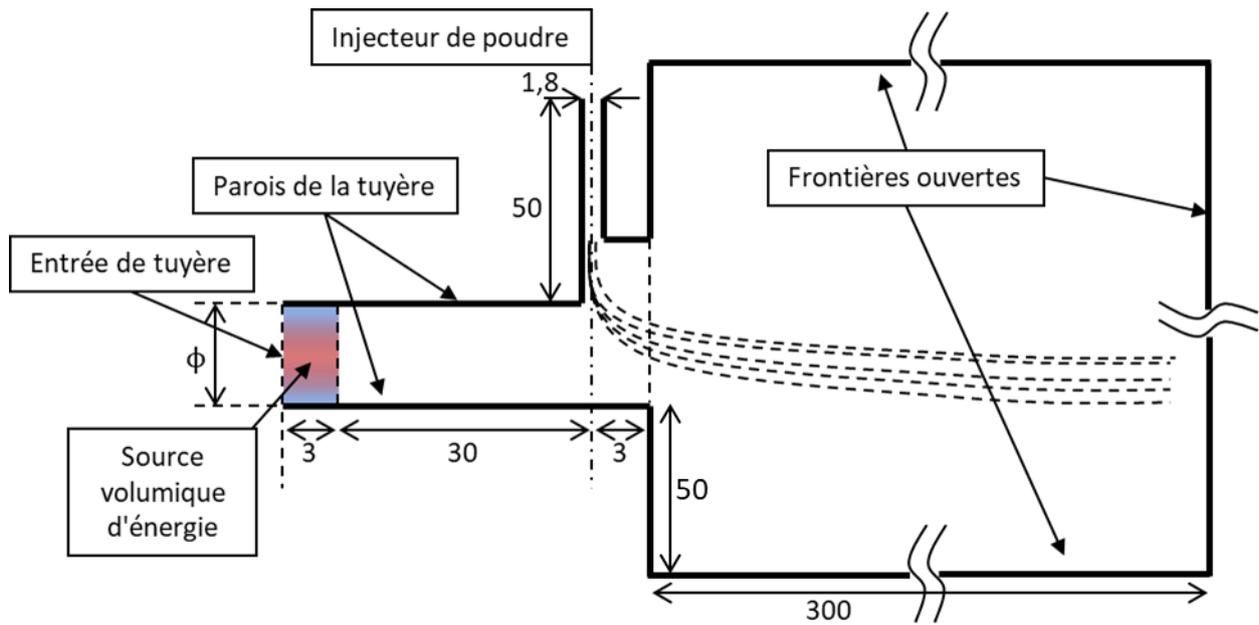


Figure 69 Dimension est condition limites du modèle de la torche utilisée (dimension en mm),

Tableau 10 Conditions aux limites au frontières du domaine illustré en Figure 69

Frontière	Pression	v_τ (Tangente)	v_n (Normale)	Température	Y_i	I_t	L
Entrée de tuyère	Débit imposé → Recalculée	$v_\tau = 0$	\dot{m}_{gp}	$T = 300 K$	$Y_{Ar/H_2} = 1$	$I_t(\phi)$	$D_H = \phi$
Entrée d'injecteur	Débit imposé → Recalculée	$v_\tau = 0$	\dot{m}_{Ar}	$T = 300 K$	$Y_{Ar} = 1$	$I_t = 3.0\%$	$D_H = 1,6 mm$
Frontières ouvertes	1 atm	$\frac{\partial v_\tau}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial v_n}{\partial n} = 0$	$T = 300 si \frac{\partial v_n}{\partial n} \leq 0$	$Y_{air} = 1 si \frac{\partial v_n}{\partial n} \leq 0$	-	-
Parois de la tuyère	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$v_\tau = 0$	$v_n = 0$	$T = 400 K$	$\frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0$	-	-
Parois de l'injecteur	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$v_\tau = 0$	$v_n = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0$	-	-

Formation du plasma :

En ce qui concerne, la simulation de la formation du plasma, le gaz plasmagène est injecté dans la tuyère sous la forme d'une entrée à débit masse imposée et température ambiante. La formation du plasma par l'arc électrique est réalisée comme décrit par Meillot [128] à l'aide d'un terme source S_E dans l'équation d'énergie au niveau du cylindre localisé juste à l'entrée de la tuyère comme indiqué sur Figure 69 (les proportions ne sont pas respectées). L'intensité de la source dépend du rayon suivant :

$$S_E(r) = S_{max} \left(1 - \left(\frac{2r}{\phi} \right)^2 \right)$$

ϕ est le diamètre de la torche, S_{max} est l'intensité de la source au centre ($r = 0$). La valeur de S_{max} est calculée en intégrant cette puissance sur le volume de la source de façon à ce que sa valeur soit égale à la puissance électrique fournie par l'arc ($P_{elec} = U.I$ courant I , tension V donnés par l'expérience).

Une température est imposée sur les parois de la tuyère de façon à modéliser les pertes de chaleur dans le circuit de refroidissement de l'anode (P_{perdu}). Cette température, qui doit être inférieure à la température de fusion du cuivre, est adaptée de façon à retrouver le rendement thermique effectif de la torche ($\eta = \frac{P_{elec} - P_{perdu}}{P_{elec}}$), la puissance perdue (P_{perdu}) étant donnée par l'expérience. La température de l'anode est ainsi fixée par la suite à un niveau d'environ 400 K. Ce modèle à l'avantage de reproduire aisément différentes conditions expérimentales sans mesures complexes des profils de vitesse et température en sortie de torche même si les profils obtenus ne sont pas exactement fidèles aux profils expérimentaux.

Les conditions limites pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique ω sont calculées par ANSYS Fluent, à partir des de l'intensité turbulente I_t et l'échelle de longueur l , par les relations suivantes :

$$k = \frac{3}{2}(\vec{v}I_t)^2 \quad (132)$$

$$\omega = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{C_\mu l}$$

L'échelle de longueur de turbulence l d'un écoulement établi en conduite cylindrique s'écrit en fonction de la longueur caractéristique L de la frontière et d'une constante empirique $C_\mu = 0,07$:

$$l = \frac{0,07L}{C_\mu} \quad (133)$$

L'intensité de turbulence sur les entrées du domaine est fixée à partir de relation de corrélation permettant d'estimer le niveau de turbulence d'un écoulement établi en conduite cylindrique pour laquelle la distance caractéristique L est généralement son diamètre hydraulique :

$$I_t = 0.16(Re)^{-1/8} = 0,16 \left(\frac{\rho v |\vec{v}| D_H}{\mu} \right)^{-1/8} \quad (134)$$

Injection de la poudre : les grains de poudre sont injectés aléatoirement à travers la surface de l'entrée de l'injecteur en respectant la distribution granulométrique et le débit expérimental de la poudre, avec une vitesse nulle et un angle aléatoire (par rapport à l'axe de l'injecteur) compris entre 0 et 5° [136] pour simuler les interactions entre particules et entre particules et paroi de l'injecteur. Le tube est suffisamment long ($50 \times 1,8 \text{ mm}$) pour que le régime d'écoulement s'établisse et que les particules atteignent un régime de vitesse permanent. Cette distribution en taille, nombre et composantes de vitesse est implémentée au travers d'un fichier de donnée lu par le code fluent. Les collisions entre

particules ne sont pas prises en compte par contre les collisions entre particules et parois de l'injecteur sont considérées comme élastiques.

III.4.3. Techniques expérimentales

Les expériences réalisées par la suite ont pour but de déterminer les conditions opératoires de torche permettant une évaporation maximum de la poudre de zirconium injecté en estimant leur effet sur :

- La température et la vitesse (temps de séjour) moyennes des particules en vol,
 - La distribution granulométrique de la poudre collectée en vol après traitement dans le jet
- mais aussi de permettre la validation du modèle d'écoulement et particulaire mis en œuvre dans ces mêmes conditions.

III.4.3.1. Poudre utilisée et collecte en vol

Afin de quantifier l'évaporation de la poudre de Zirconium et valider le modèle numérique mis en place, un système de collecte en vol des particules en projection plasma sous atmosphère d'air a été mis en place et est illustré par la Figure 70. La torche à plasma a été dirigée vers un volume rempli d'eau suffisamment large par rapport au diamètre de dispersion de la poudre projetée, afin de la capturer à l'issue de son interaction avec le jet de plasma sur une distance de 50 cm.

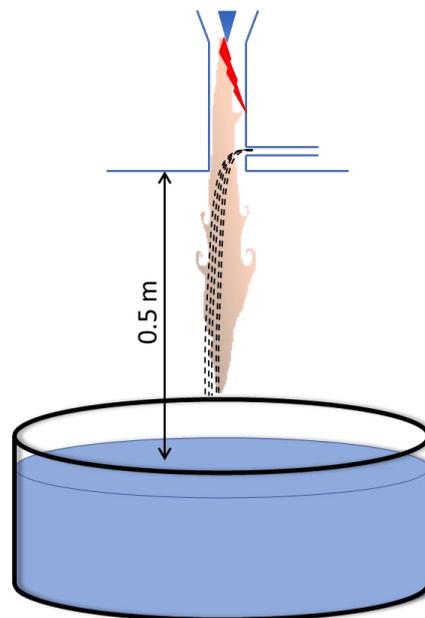


Figure 70 Schéma de l'expérience pour vérifier la prédiction de l'évolution de la taille des particules.

La poudre utilisée est un agglomérat de zirconium stabilisée à l'yttrine ($8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF) fabriquées par le procédé HOSP (Sphères creuses) c'est-à-dire poudre agglomérées et densifiées par fusion. Les caractéristiques de cette poudre données par le fabricant sont $d_{10} = 10 - 20$, $d_{50} = 20 - 30$, $d_{90} = 36 - 45$. Les propriétés de la poudre annoncées par le fabricant sont définies dans le Tableau 11.

Les distributions granulométriques, initiales et résultantes après projection, ont été obtenues par spectroscopie de diffraction laser à l'aide du granulomètre Partica LA-950V2 de chez Horiba. La distribution de la poudre de $8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF est présentée

en Figure 71 en fraction volumique par intervalle (en bleu) et fraction volumique cumulée (en rouge).

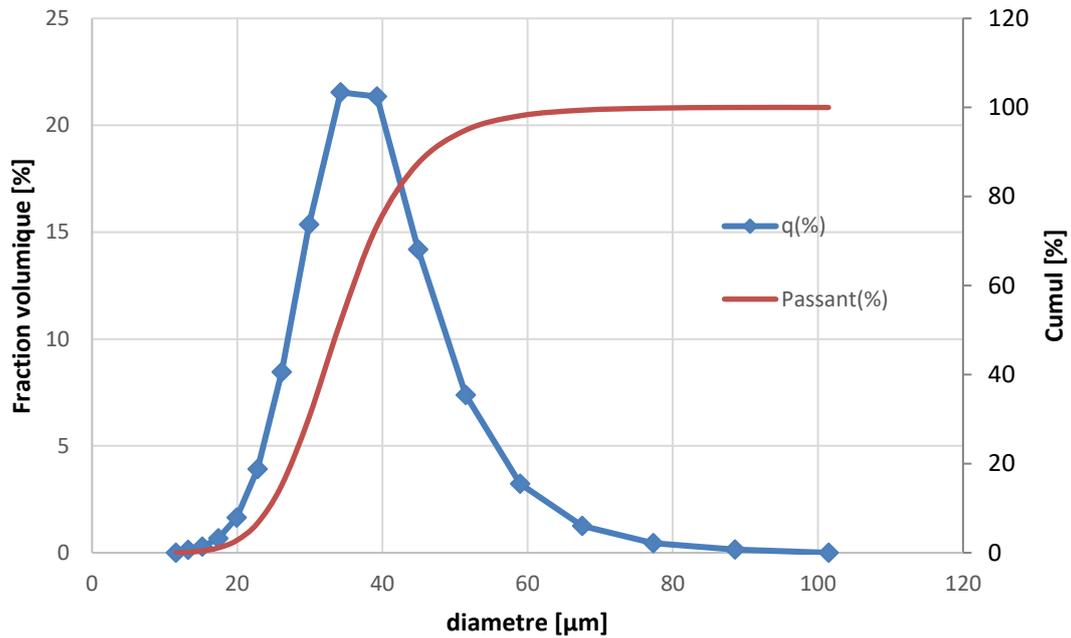


Figure 71 Distribution de taille de particules de la poudre $8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF, fraction volumique par intervalle en bleu et fraction volumique cumulée en rouge.

Tableau 11 Propriétés de la poudre

Propriété	Valeur
Densité (/densité H ₂ O)	2,3 ± 0,2
Conductivité thermique (W/m/K)	0,8-1,3
Chaleur spécifique (J/kg/K)	450 ± 20
Température de fusion (K)	2953
Température d'ébullition (K)	4548
Émissivité	0,8
Masse molaire (kg/mol)	0,123
Chaleur latente de fusion (kJ/kg)	706
Chaleur Latente d'évaporation (kJ/kg)	5066

III.4.3.2. Mesure de la vitesse et température moyenne en vol par dispositif SprayWatch Oseir

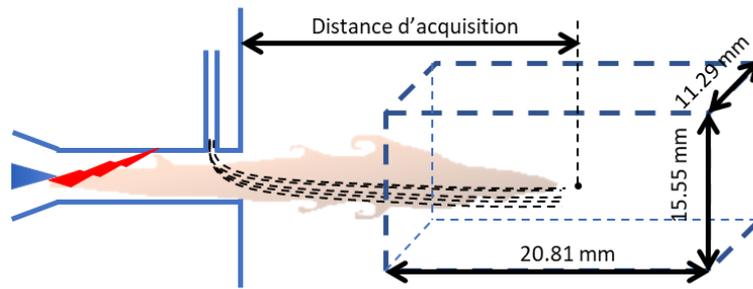


Figure 72 Illustration de système de pulvérisation avec la région d'intérêt du dispositif SprayWatch

Pour le système de diagnostic SprayWatch, l'image des particules en vol et rayonnantes du fait de leur température est capturée par un système de caméra CCD (Charged Coupled Device) constitué de deux matrices. Les images obtenues à partir du volume de mesure présenté sur la Figure 72 de dimensions $20,81 \times 15,55 \times 11,29$ sont ensuite traitées afin d'obtenir :

- Le nombre de particules par image
- La vitesse des particules calculée à partir des traces lumineuses enregistrées sur les images
- La température des particules par pyrométrie bichromatique

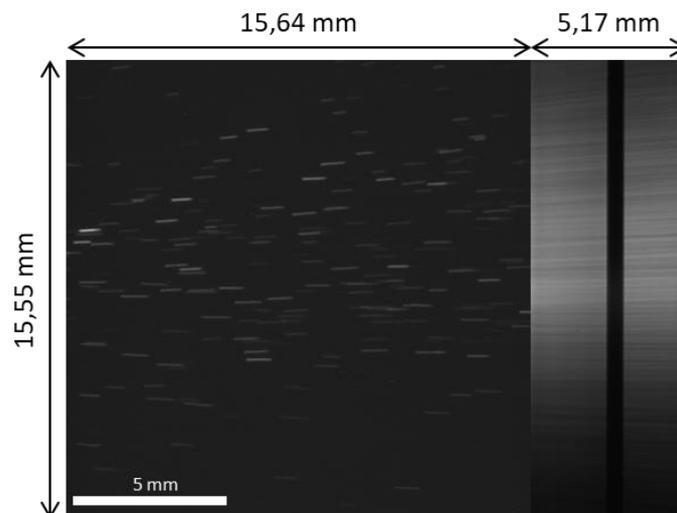


Figure 73 Images de particules traversant une matrice de pixels (à gauche) qui sert à mesurer la vitesse et un réseau de filtres à double bande (à droite) qui sert mesurer la température

Le capteur CCD de la caméra est divisé en deux matrices permettant d'obtenir des images telles que celle présentée dans la Figure 73:

- La partie de gauche de dimension $15,55 \times 15,64 \text{ mm}$ permet de mesurer la vitesse par mesure de la longueur de la trace lumineuse (nombre de pixels) laissée par chaque particule pendant le temps d'acquisition (minimum de $10 \mu\text{s}$, voire son orientation par mesure de l'angle d'inclinaison) ainsi que leur nombre. La vitesse est déduite à partir du temps de vol et la longueur de chaque trace.

- La partie droite de dimensions $15,55 \times 5,17 \text{ mm}$ qui sert à mesurer la température par un pyromètre bichromatique (un filtre optique à double bande recouvre une partie du détecteur CCD).

L'incertitude sur la mesure de vitesse est estimée à $\pm 25 \text{ m/s}$ et à $\pm 50\text{C}$ pour la température [132].

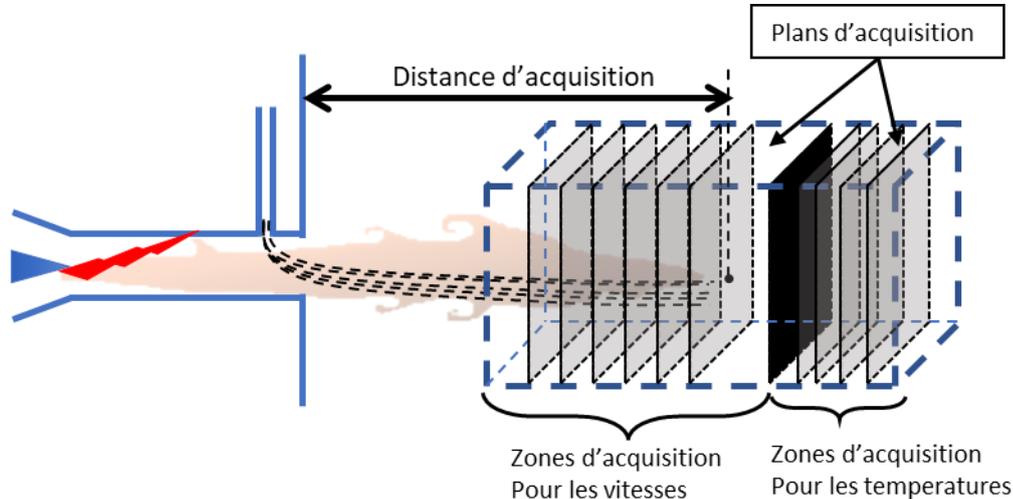


Figure 74 Illustration des plans sur lesquels la moyenne des températures de de vitesses sont calculées sur Fluent.

Afin que les résultats de la simulation soient comparables avec ceux des résultats expérimentaux, le calcul de la température moyenne doit se faire dans le cas des simulations de la manière la plus proche de celle utilisée dans le dispositif expérimental. Comme montré sur la Figure 74, les mesures de vitesses et de température sont réalisées dans deux volumes différents de la zone d'intérêt qui peuvent être déplacés suivant l'axe de la torche. Avec le code Fluent, le volume de mesure est discrétisé en différents plans orthogonaux à l'axe de la torche et situés à intervalles réguliers. La moyenne des vitesses et températures des particules situées dans chacun de ces plans est ensuite réalisée, puis une moyenne est enfin réalisée pour tous les plans et peut ainsi être comparée avec l'expérience. La Figure 74 montre un exemple des plans de calcul des températures est de vitesse sur chaque partie de la zone d'intérêt. Avec le code Fluent, 20 plans sur chaque volume de mesure ont été créés pour permettre d'obtenir des valeurs consistantes.

III.4.4. Sélection des conditions de projection par l'expérience

L'objectif de ce paragraphe est de sélectionner des conditions opératoires de torche favorisant des écoulements plasma, fortement enthalpiques, de faible vitesse (temps de séjour) et conduisant à des débits de gaz plasmagènes les plus faibles possibles afin d'évaporer au maximum la poudre et à limiter les moyens de pompage sur l'étage basse pression du procédé de PS-PVD étudié. Le gaz plasmagène retenue à partir d'études antérieures [8], [132] est un mélange Ar-H₂ (80-20% vol). Cette sélection est réalisée sur la base de mesure et comparaison de la distribution granulométrique de la poudre collectée en vol avec la distribution initiale de la poudre, ce qui permet de quantifier l'évaporation. Les paramètres d'études sont le débit de gaz plasmagène et le diamètre de la tuyère.

Ces conditions expérimentales conduisant à l'évaporation maximum de la poudre seront alors sélectionnées pour être reproduites numériquement par la suite de façon à estimer quel

modèle de traitement des particules permet de mieux simuler l'expérience, par comparaison des vitesse et température des particules en vol et surtout par comparaison de la granulométrie des poudres à la même distance de collecte. Cette démarche permettra d'estimer quel modèle amène aux résultats les plus réalistes mais aussi d'avoir les conditions de projection optimums pour le chapitre suivant qui portera sur l'optimisation de l'évaporation des poudres dans l'enceinte HP du procédé de PS-PVD ainsi que sur le tri particules non-évaporées/jet de vapeur.

Ainsi, en conservant toujours les mêmes proportions du mélange plasmagène 80%(Ar)/20% H_2 , on diminue progressivement son débit et/ou on augmente le diamètre de la tuyère de façon à ralentir le jet tout en s'assurant que l'arc électrique à un comportement normal qui ne conduit pas à la détérioration rapide des électrodes. L'intensité du courant électrique a été fixée pour toutes les conditions à 600A pour favoriser des écoulements fortement enthalpiques. Le débit de poudre et aussi le même dans toutes les conditions (4 g/min) mais le débit du gaz porteur a été adapté selon la quantité de mouvement du jet plasma, pour permettre aux particules de pénétrer au cœur du jet de plasma.

La torche dite « de laboratoire » avec injection interne à l'argon a été dirigée vers le volume rempli d'eau pour capturer la poudre résiduelle après son interaction avec le jet de plasma à 50 mm en aval de la sortie de tuyère dans une ambiance d'air à pression atmosphérique comme décrit précédemment. La poudre de 8% $Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF, a été préalablement tamisée pour en extraire une poudre plus fine et de distribution granulométrique resserrée afin de mieux évaluer l'effet d'évaporation. Pour cela, la poudre est triée à l'aide de tamis de maille différentes de façon à éliminer les particules de tailles inférieure à 20 μm et supérieures à 25 μm .

Tableau 12 Paramètres opératoires des torches, pour une intensité électrique de 600 A, en fonction du débit de gaz plasma et du diamètre de tuyère.

Ar (NI/min)	H ₂ (NI/min)	Diamètre de la tuyère (mm)	Tension (V)	Puissance électrique (kW)	Puissance nette (kW)	Enthalpie (MJ/Kg)	Débit de gaz porteur (NI/min)
44	11	6	57	35	17	13	3,5
		8	58	35	14	12	3,5
24	6	6	46	28	11	16	3
		8	50	30	13	18	3

Le

Tableau 12 précise les conditions opératoires de la torche dont le débit de gaz plasmagène et le diamètre de tuyère varient. La puissance nette est calculée à partir de la mesure de la tension moyenne et du courant d'arc et des pertes de chaleur dans le circuit de refroidissement des électrodes. L'enthalpie du jet de plasma s'exprime quant à elle par la formule :

$$h_{net} = \frac{P_{net}}{\dot{m}} = \frac{P_{elec} - P_{perdue}}{\dot{m}}$$

Les distributions granulométriques de la poudre traitées dans les différentes conditions opératoires du Tableau 12 sont comparées par rapport à la distribution initiale sur la Figure 75 et dans le Tableau 13. On observe que plus le diamètre de tuyère est important et le débit

de gaz plasmagène est faible plus l'évaporation des poudres est importante puisque la puissance nette, l'enthalpie du jet de plasma augmentent en même temps que sa vitesse doit logiquement diminuer, conduisant à des temps de séjour plus importants.

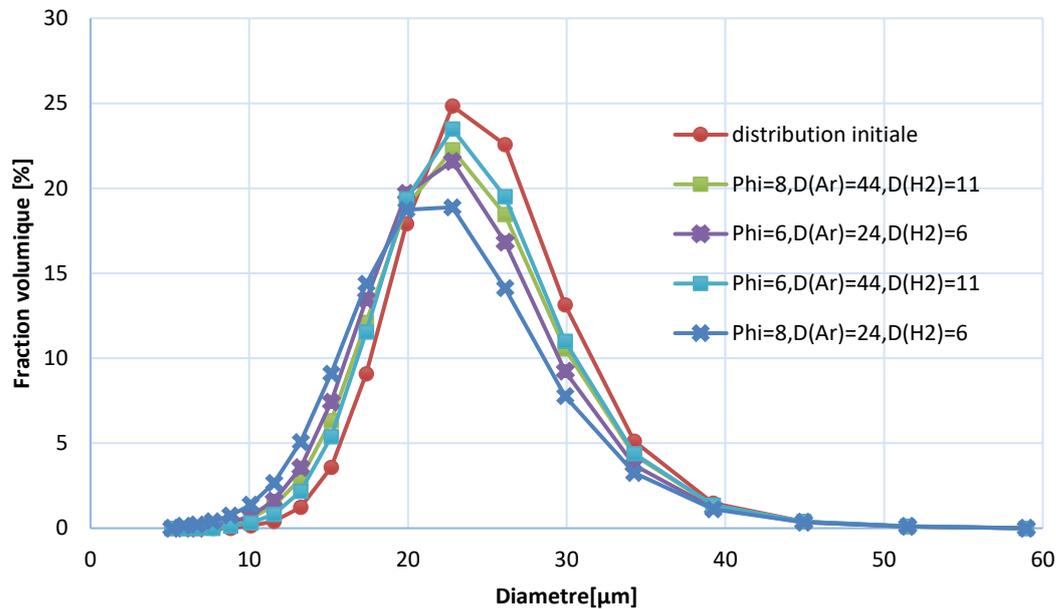


Figure 75 Distribution initiale et distributions après projection en changeant les paramètres de débit et diamètre de buse. Les valeurs des diamètres d_{10} , d_{50} et d_{90} , de chaque distribution, sont précisés dans le Tableau 13.

Tableau 13 valeurs des diamètres de granulométrie des distributions de la Figure 75.

	Puissance net (kW)	Diamètres (µm)				
		D10	D90	D50	Écart type	Moyen
Initiale	-----	16,3	29	21,9	5,1	22,4
Phi=8, D(Ar)=24,D(H2)=6	13,4	12,5	27,3	19,3	6,2	19,6
Phi=8, D(Ar)=44,D(H2)=11	14,2	14,7	28,4	20,8	5,5	21,2
Phi=6, D(Ar)=24,D(H2)=6	11,7	14,1	27,9	20,2	5,5	20,7
Phi=6, D(Ar)=44,D(H2)=11	17	15,4	28,6	21,1	5,3	21,6

Les mesures de vitesse et température sont réalisées avec le dispositif SprayWatch à différentes distances d'acquisition. Pour le cas avec le diamètre de tuyère le plus élevé et le débit de gaz plasmagène le plus faible qui correspond à l'évaporation la plus importante et qui nous intéresse le plus ($\phi = 8 \text{ mm}$, $Ar - H2 \left(24 - 6 \frac{NI}{min} \right)$, $I = 600A$), l'acquisition a été réalisée à différentes distances pour permettre la validation du modèle. Pour ces mesures, la poudre avec sa granulométrie initiale non tamisée a été utilisée dans la mesure où ces manipulations nécessitent des temps d'acquisition assez longs pour avoir des valeurs de

vitesses et de températures assez proche d'un état stationnaire et donc nécessitent une quantité de poudre importante, laborieuse à obtenir par tamisage. Les résultats de ces mesures de vitesses et températures sont donnés dans le Tableau 14.

Tableau 14 Mesures de vitesses et températures en fonction de la distance d'acquisition pour différents débits de gaz plasmagène et diamètres tuyères

Ar	H2	Diamètre de la tuyère (mm)	Débit de gaz porteur (L/min)	Résultats d'acquisition		
				Distance d'acquisition (mm)	Température (K)	Vitesse (m/s)
44	11	6	3,5	80	2525	262
		8	3,5	80	3046	216
24	6	6	3	80	2852	244
		8	3	80	2989	160
			3	90	2955	162
			3	101	2920	155
			3	110	2887	156
			3	120	2821	151
			3	130	2773	155

La Figure 75 compare les distributions granulométriques des poudres collectées à 50 cm de la sortie de tuyère dans ces conditions avec la distribution initiale. On observe que :

- L'enthalpie du jet est d'autant plus importante que le débit de gaz plasmagène est faible mais dépend peu voire pas du diamètre de tuyère ;
- La vitesse des particules diminue lorsqu'on augmente le diamètre de tuyère et qu'on diminue le débit de gaz plasmagène et la température des particules augmente par allongement de leur temps de séjour ;
- Ainsi de façon presque générale, leur température augmente lors de l'allongement du temps de séjour voire reste constante (aux erreurs de mesure près) dans un plasma plus enthalpique ;
- La distribution granulométrique de la poudre traitée (Figure 75) montre que l'évaporation est plus importante pour les faibles vitesses de particules, fortes enthalpies et donc pour le débit de gaz plasmagène minimum et le diamètre de tuyère maximum, qui seront les conditions adoptées par la suite ($\phi = 8 \text{ mm}$, Ar - H2 ($24 - 6 \frac{NL}{min}$), $I = 600 \text{ A}$).
- Aux erreurs de mesure de température près, dès 80 mm de la sortie de tuyère, la température des particules serait déjà inférieure à la température de fusion (2953 K) et donc leur évaporation relativement faible.

Conclusion : les conditions opératoires retenues pour valider le code de calcul sont celles qui correspondent à l'évaporation la plus marquée, c'est-à-dire à la plus faible vitesse d'écoulement, la plus forte enthalpie spécifique et donc au plus faible débit de gaz plasmagène et plus grand diamètre de tuyère soit ($\phi = 8 \text{ mm}$, Ar - H2 ($24 - 6 \frac{NL}{min}$), $I = 600 \text{ A}$).

III.5. Comportement des modèles sur champs de plasma homogènes

Dans cette première partie, les modèles présentés précédemment seront comparés dans le cas d'une particule portée par un écoulement de gaz plasma Ar-H₂ (80%-20% vol.) de température et vitesse uniformes dans tout le domaine. L'objectif sera d'évaluer l'influence de la vitesse et de la température du gaz sur la réponse dynamique et thermique de la particule. La particule de Zirconium sera injectée à une vitesse initiale nulle et une température de 300 K. Plusieurs conditions de température et vitesse de gaz plasma et de diamètres de particules seront testées afin de comparer le comportement des modèles.

Dans un premier temps, les résultats issus du modèle de Chen et Pfender sont présentés. Les résultats issus du modèle d'Abramzon et Sirignano, qui sont assez proches des précédents en termes de tendance vis-à-vis des paramètres étudiés, sont ensuite rapidement présentés. Enfin une comparaison plus quantitative entre les deux des modèles est réalisée.

La comparaison des simulations réalisées sur des champs d'écoulement réels avec les 2 modèles et l'expérience réalisée au paragraphe suivant va permettre de départager ces modèles pour déterminer lequel amène aux simulations les plus réalistes.

III.5.1. Modèle de Lee-Pfender-Chen

Dans un premier temps l'objectif sera d'évaluer l'influence de la vitesse et de la température du gaz plasma sur la réponse dynamique et thermique de la particule et dans un deuxième temps l'effet de son diamètre.

Influence de la vitesse et la température d'écoulement

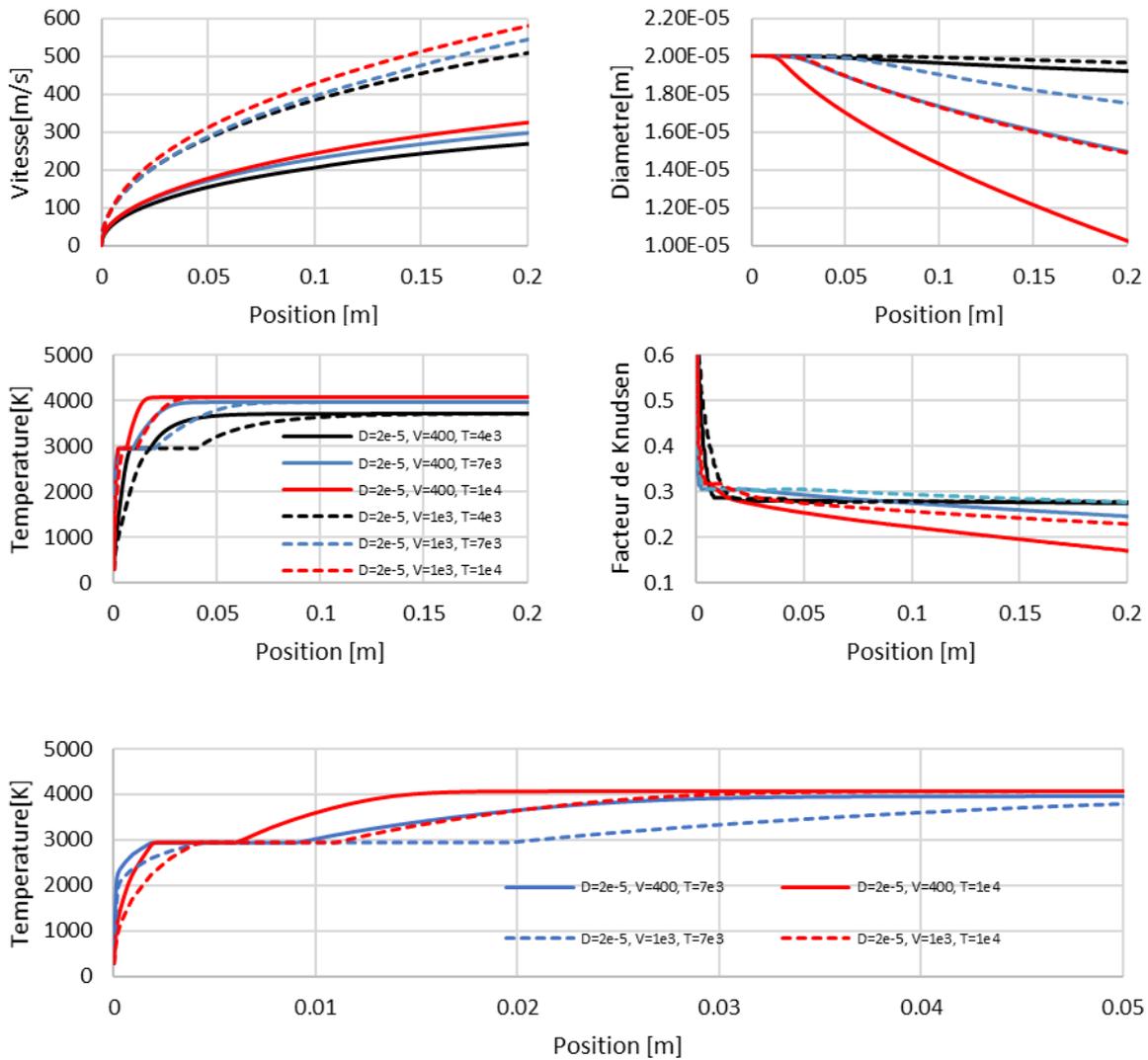


Figure 76 Evolutions des vitesses, diamètres, températures et facteur de Knudsen de particules de diamètre initial de $20 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesses 400 m/s et 1000 m/s, et de température 4000 K, 7000 K et 10 000 K, traitées avec le modèle de Lee-Chen-Pfender.

La Figure 76 montre l'évolution des vitesses de particules de zircone de diamètre $20 \mu\text{m}$ injectées dans un gaz plasma de vitesse uniforme de 400 m/s pour les tracés continus et 1000 m/s pour les lignes en pointillé, en fonction de la distance parcourue. La température du gaz est de 4000 K pour les lignes orange, 7000 K pour les lignes bleus et 10000 K pour les lignes noires. Les courbes de vitesse sont rangées en deux faisceaux. De façon logique, le faisceau inférieur correspond à la vitesse de gaz la plus faible (800 m/s) et le faisceau supérieur au gaz de vitesse 1000 m/s . Pour chacun des deux faisceaux, on observe que plus la température est élevée plus la particule est rapide. Cela s'explique par le fait que le taux d'évaporation de la particule augmente avec la température du plasma et donc conduit à des particules plus petites d'inertie plus faible qui tendent plus rapidement vers la vitesse de l'écoulement.

L'évolution de la température et de la taille de la particule en fonction de température du gaz montre aussi une dépendance logique, plus le gaz est chaud et plus la température de la particule augmente rapidement et son diamètre diminue rapidement. De même les particules

les plus lentes voient leur température augmenter plus rapidement et leur diamètre diminuer plus rapidement du fait d'un temps de séjour plus important dans l'écoulement. Les courbes de température montrent une petite contradiction quant au chauffage avant la fusion.

La particule immergée dans un gaz de température 7000 K chauffe plus rapidement que celle immergée dans le gaz à 10000 K. Cela s'explique par la manière dont les propriétés dans ce modèle sont calculées et surtout la conductivité thermique. Cette dernière est calculée à la température du film, c'est-à-dire :

$$k_f = k(T_f), \quad \text{avec } T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2} \quad (135)$$

Plaçons-nous dans le cas où $T_s = 1000 \text{ K}$ et $T_\infty = 7000 \text{ K}$, alors $T_f = 4000 \text{ K}$. La conductivité à cette température est plus élevée qu'à $T_f = 5500 \text{ K}$ qui correspond à $T_\infty = 10000$ pour la même température à la surface (T_s).

Après la fusion la température de la particule tend vers une valeur asymptotique inférieure à la température d'ébullition de la zircone de 4548 K, d'autant plus élevée que la température du plasma est importante jusqu'à 7000 K puis qui évolue peu au-delà.

Plus la particule est chaude ou son diamètre est faible, plus le facteur de correction de Knudsen s'éloigne de l'unité signe que le flux de chaleur transféré du gaz à la particule est diminué par l'effet de raréfaction.

Influence de la taille de la particule :

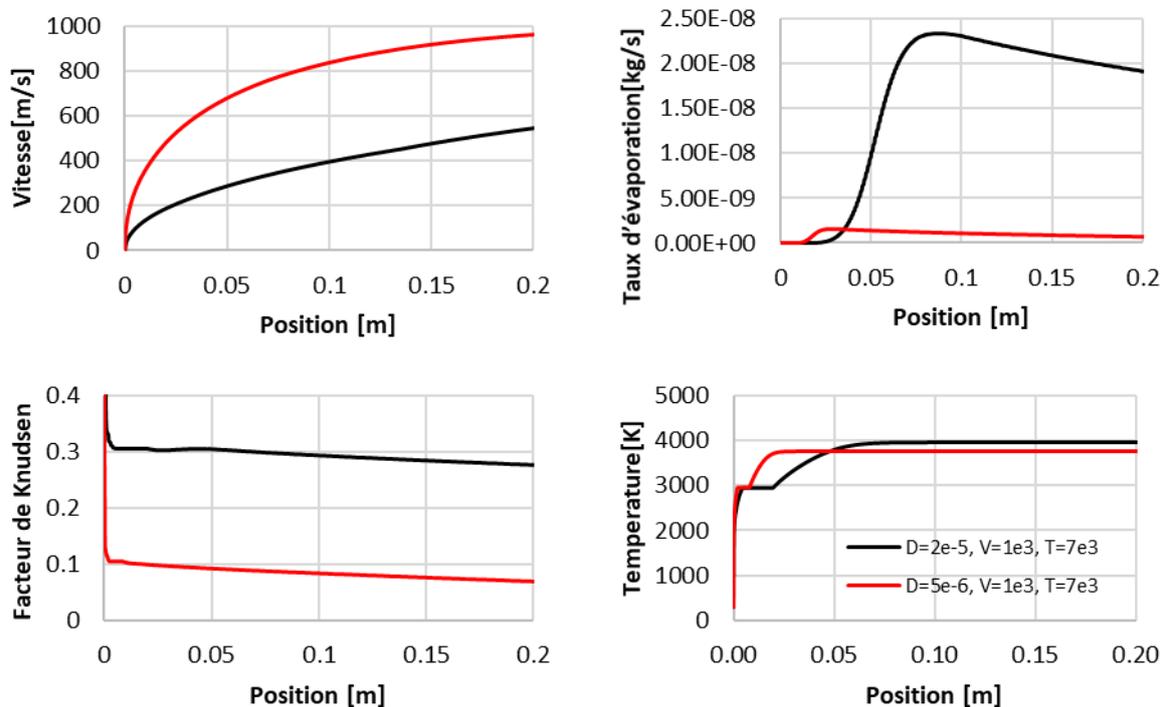


Figure 77 Evolution des vitesses, taux d'évaporation, températures et facteur de Knudsen de particules de taille initiale de 20 μm et 5 μm le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesse 1000 m/s, et de température 7000 K, traitées avec le modèle de Lee-Chen-Pfender.

La taille de la particule est le premier facteur qui détermine le comportement dynamique de la particule. Plus la particule est petite plus son inertie est faible et son accélération est importante et son temps de séjour dans l'écoulement est faible.

La Figure 77 montre les résultats du calcul pour deux particules de diamètres différents $5 \mu m$ et $20 \mu m$, portées par un écoulement de vitesse $1000 m/s$ et de température $7000 K$. Les particules les plus petites, de plus faible inertie cinématique et thermique, chauffent et accélèrent plus rapidement. En revanche, le taux d'évaporation est plus élevé pour les particules les plus grosses du fait de leur grande surface d'échange, leur temps de séjour important dans l'écoulement et du facteur de correction de Knudsen plus proche de l'unité. En effet ce dernier est d'environ 0,3 pour la particule de $20 \mu m$ contre 0,1 pour la plus petite particule, ce qui montre à quel point le flux de chaleur transféré peut être réduit par cet effet de raréfaction.

III.5.2. Modèles d'Abramzon et Sirignano

Dans un premier temps l'objectif est d'évaluer l'influence de la vitesse et de la température du gaz plasma sur la réponse dynamique et thermique de la particule et dans un deuxième temps l'effet de son diamètre.

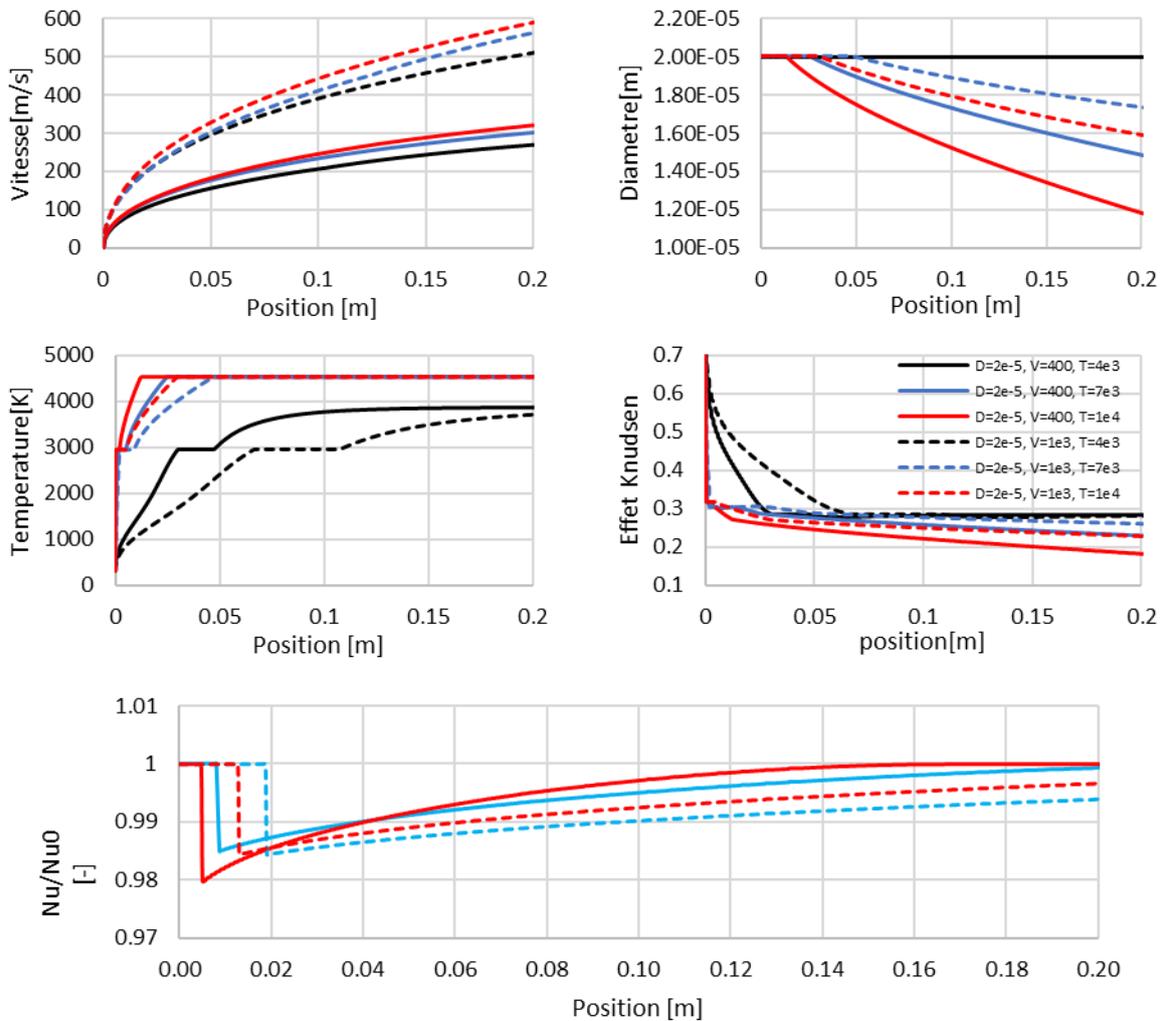


Figure 78 Evolutions des vitesses, diamètres, températures, facteur de Knudsen et rapport entre les nombres de Nusselt (Nu/Nu_0) de particules de diamètre initial de $20 \mu m$ le long de leurs trajectoires,

immergées dans un gaz plasma de vitesses 400 m/s et 1000 m/s, et de température 4000 K, 7000 K et 10 000 K, traitées avec le modèle d'Abramzon-Sirignano.

Les résultats obtenus par le modèle d'Abramzon et Sirignano sur des champs figés montrent les mêmes dépendances par rapport aux paramètres d'écoulement (vitesse et température) que le modèle de Lee-Pfender-Chen.

La Figure 78 présente l'évolution de la vitesse, température, diamètre, facteur de Knudsen et le rapport entre le nombre de Nusselt corrigé et celui de Ranz et Marshall (Nu/Nu_0) (équations (123) et (124)) le long des trajectoires des particules de taille $20 \mu m$ pour différentes vitesses et températures de plasma.

L'évaporation, obtenue par ce modèle, est très faible avant que la particule atteigne la température d'ébullition. Une fois qu'elle atteint la température d'ébullition, le taux d'évaporation est très important et diminue au fur et à mesure que sa masse réduit. Pour, la température d'écoulement plasma de 4000 K, la température d'ébullition de particule n'est pas atteinte et l'évaporation est négligeable. Contrairement au modèle de Lee-Chen-Pfender, la température d'ébullition est atteinte pour les températures de plasma les plus élevées mais l'évaporation n'est que très légèrement plus limitée par la prise en compte de l'effet de soufflage dans ce modèle (Nu/Nu_0), dédié initialement à la modélisation de l'évaporation de liquides volatils.

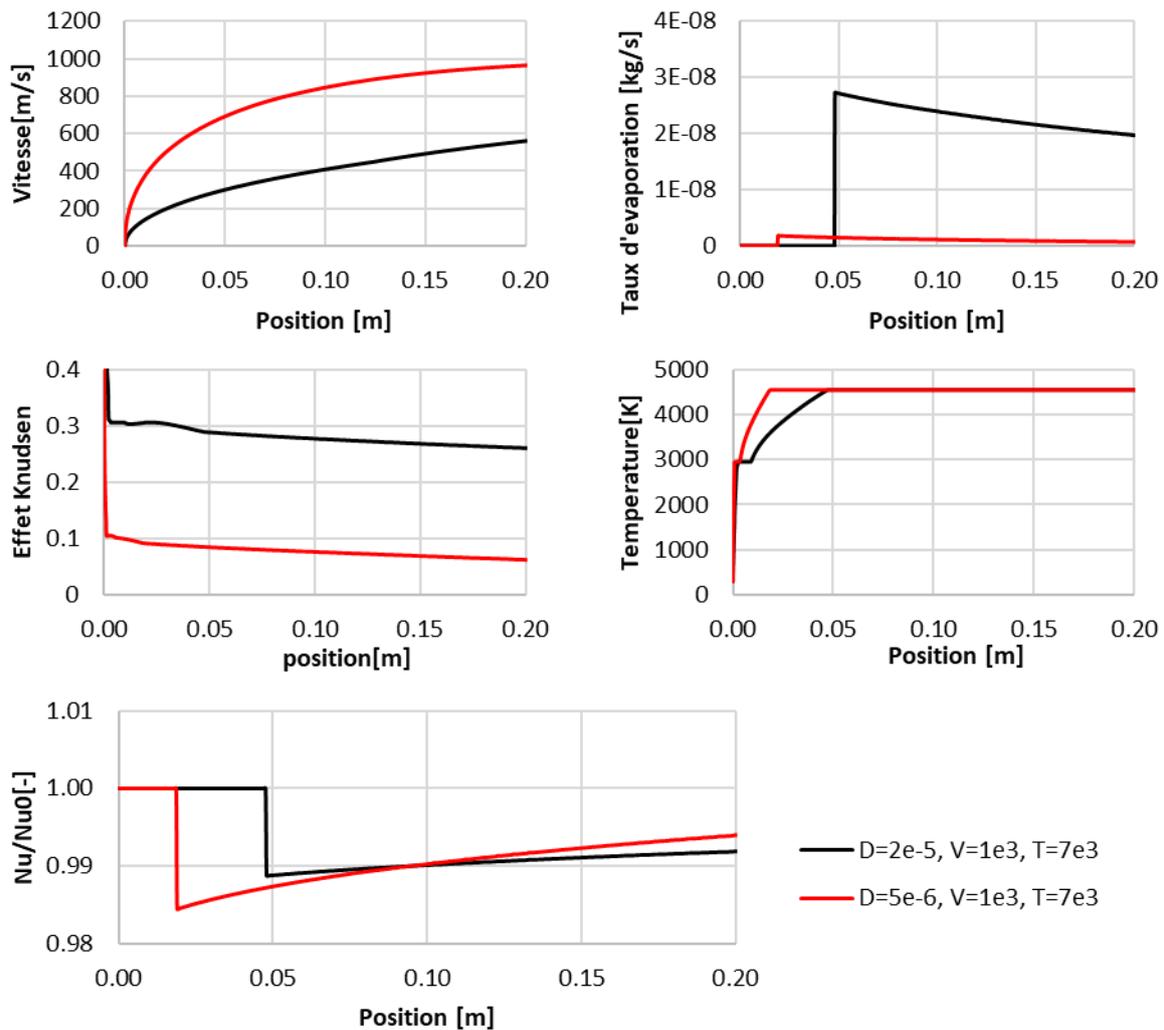


Figure 79 Evolutions des vitesses, taux d'évaporation, températures, facteur de Knudsen et rapport entre les nombres de Nusselt (Nu/Nu_0) pour des particules de taille initiale de $20 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesse 1000 m/s , et de température 7000 K , traitées avec le modèle d'Abramzon-Sirignano.

La Figure 79 montre les évolutions de la vitesse, température, taux d'évaporation et facteur de Knudsen le long des trajectoires des particules de tailles $5 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$ dans un écoulement plasma à 7000 K et 1000 m/s . Contrairement au modèle de Lee-Chen-Pfender, on n'observe pas l'échauffement plus rapide de la particule portée par l'écoulement de température 7000 K par rapport à celle portée par l'écoulement de température $10\,000 \text{ K}$. Le facteur de Knudsen montre les mêmes évolutions que pour le modèle de Lee-Pfender-Chen et l'effet de soufflage est très modéré même si légèrement plus élevé pour les petites particules de surface spécifique plus élevée que celle des plus grosses.

Hormis cette petite différence, en termes de tendances vis-à-vis de la température de l'écoulement du plasma et en termes qualitatifs, les évolutions de la vitesse, température et diamètre des particules le long de leur trajectoire sont assez similaire entre les 2 modèles.

III.5.3. Comparaison des deux modèles sur champs figés

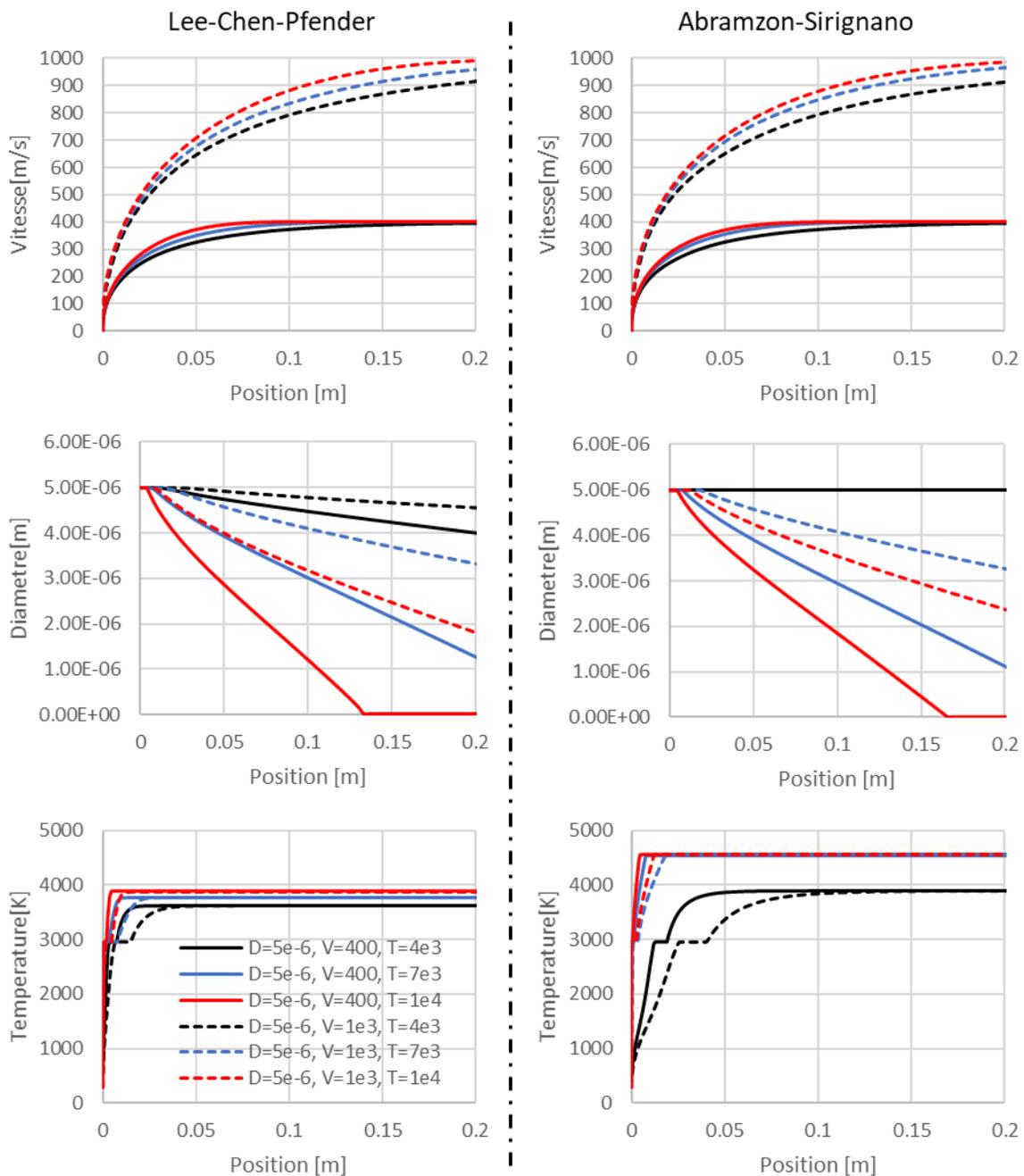


Figure 80 Evolution des vitesses, diamètres, températures de particules de taille initiale $5 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesses 400 m/s et 1000 m/s, et de températures 4000 K, 7000 K et 10 000K simulées avec les modèles de Lee-Chen-Pfender (colonne gauche) et d'Abramzon-Sirignano (colonne droite)

La Figure 80 montre l'évolution des vitesses, diamètres, températures de particules de diamètre initiale $5 \mu\text{m}$ le long de leurs trajectoires, immergées dans un gaz plasma de vitesses 400 m/s et 1000 m/s, et de températures 4000 K, 7000 K et 10 000K simulées avec les modèles de Lee-Chen-Pfender (colonne gauche) et d'Abramzon-Sirignano (colonne droite).

Les vitesses obtenues par les deux modèles présentent les mêmes tendances pour toutes les vitesses et les températures d'écoulement. Les particules simulées avec le modèle d'Abramzon et Sirignano atteignent la température d'ébullition pour les températures de 7000 K et $10\,000\text{ K}$. Leur évaporation est légèrement moins importante surtout à basse et haute température en comparaison des résultats issus du modèle de Lee-Chen-Pfender pour lequel les particules n'atteignent jamais la température d'ébullition du fait de la forte évaporation avant ébullition.

Par le modèle Lee-Chen-Pfender, la particule voyageant dans un gaz de vitesse 400 m/s et d'une température de $10\,000\text{ K}$ disparaît (diamètre nul) avant de parcourir $0,13\text{ m}$. Dans le cas d'Abramzon et Sirignano, il faut environ $0,16\text{ m}$ pour qu'elle disparaisse. Cette différence est due principalement aux expressions des nombres de Nusselt et de Sherwood qui prennent en compte l'effet de soufflage en réduisant très légèrement flux de chaleur transmis à la particule du fait de la diffusion de vapeur dans la couche limite dans le cas du modèle d'Abramzon et Sirignano, effet qui n'est pas pris en compte dans le modèle de Lee-Chen-Pfender. Pour des températures de gaz de 4000 K les particules traitées avec le modèle de Lee-Chen-Pfender présentent une évaporation plus importante.

Dans le modèle de Lee-Chen-Pfender la particule n'atteint jamais la température d'ébullition, car le flux de chaleur dissipée par évaporation est tellement important que température de la particule se stabilise à une valeur asymptotique inférieure à la température d'ébullition (4548 K). En revanche, dans le modèle d'Abramzon et Sirignano, la particule s'évapore par ébullition. L'expression du nombre de Sherwood, qui prend en compte l'effet de soufflage, limite l'évaporation avant le point d'ébullition.

III.5.4. Conclusion

Dans cette partie les deux modèles de Abramzon-Sirignano et Chen-Pfender ont été exploités dans le cas d'une particule portée un gaz plasmagène Ar/H_2 (80%-20% vol) de température et vitesse constante. Les deux modèles présentent des comportements physiquement réalistes.

La différence entre les deux modèles est très faible en termes de perte de masse même si les résultats diffèrent par une évaporation plus ou moins importante avant ébullition : par le modèle de Lee-Chen-Pfender pour lequel celle-ci est élevée, la température d'ébullition n'est jamais atteinte contrairement au modèle d'Abramzon et Sirignano pour lequel l'évaporation a lieu principalement par ébullition même si celle-ci est légèrement limitée par la prise en compte de l'effet de soufflage.

Une comparaison entre les deux modèles sur champs réel et avec les données expérimentales est nécessaire pour déterminer l'importance de cet effet de soufflage apporté par le modèle d'Abramzon et Sirignano ainsi que le l'effet de la méthode de calcul de la température de film. Sinon, le modèle destiné aux plasmas, sera adopté.

III.6. Choix du modèle de transfert de masse et d'énergie et validation par comparaison avec l'expérience

Les conditions expérimentales conduisant à l'évaporation maximum de la poudre ont été sélectionnées au paragraphe III.4.4 ($\phi = 8\text{ mm}$, $\text{Ar}-\text{H}_2$ ($24-6\text{ NL}/\text{min}$), $I = 600\text{ A}$) et vont être reproduites numériquement de façon à estimer quel modèle de traitement des particules permet de mieux simuler l'expérience, par comparaison des vitesse et température des

particules en vol et surtout par comparaison des distributions granulométriques de la poudre collectée en vol.

Comme le montre la Figure 81, le domaine de calcul est tri-dimensionnel afin de représenter correctement l'injection de la poudre mais, compte tenu de la symétrie du système par rapport au plan défini par l'axe de la torche et l'axe de l'injecteur, seule une moitié du domaine de calcul a été représentée avec imposition d'une condition de symétrie sur ce plan. Le domaine de calcul externe à la torche mesure 300 mm de long et s'élargit d'un diamètre initial de 50 mm en sortie de torche à 70 mm en aval.

Le domaine de calcul a été maillé de « manière » structurée et se compose d'environ 11 400 cellules hexaédriques avec une taille minimale de 0,25 mm ($1,55 \cdot 10^{-11} \text{ mm}^3$ en volume). Un effort a été porté à la réalisation d'une interface conforme à la jonction entre l'injecteur et le canal de la tuyère. Le maillage a été affiné dans les régions à fort gradient comme l'intérieur de la tuyère et surtout proche des parois ainsi que dans les régions de faibles dimensions comme l'injecteur comme le montre la Figure 81. Loin de la zone du jet plasma, le maillage est grossier et sa qualité est moins importante. Le maillage a été affiné jusqu'à ce que la solution n'évolue plus et le bilan global de masse et d'énergie sur tout le domaine a été vérifié et montre la bonne conservation de ces deux grandeurs. Le calcul est jugé convergé lorsque les résidus atteignent une valeur de 10^{-3} pour la continuité, la quantité de mouvement et les espèces et 10^{-6} pour l'énergie, et que la somme des débits aux frontières du domaine est faible (proche de 0) et stable.

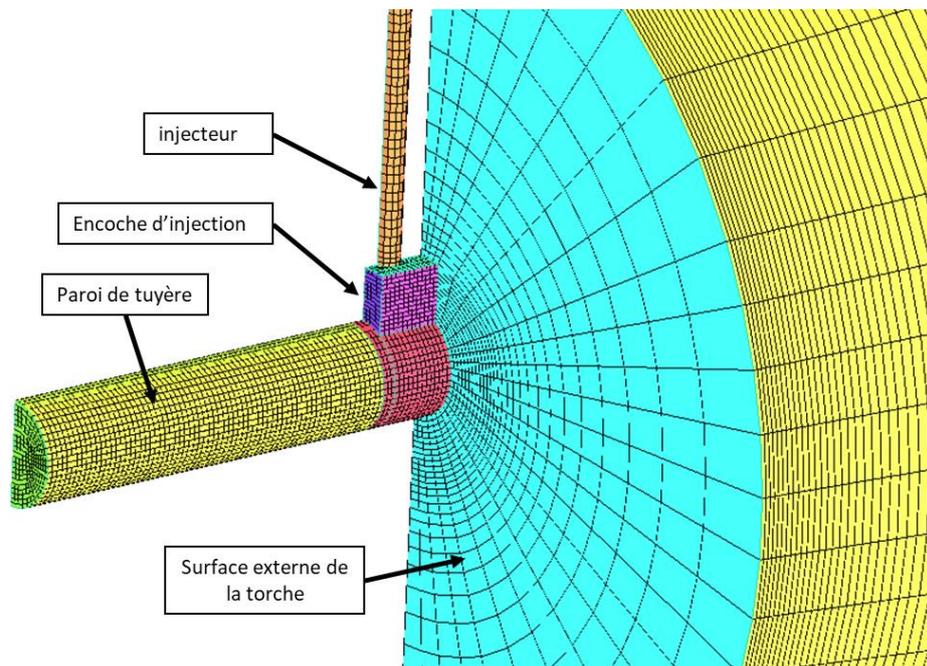


Figure 81 domaine de calcul et maillage au voisinage de la torche

III.6.1. Champs d'écoulement

La Figure 82 et la Figure 83 mettent en évidence le développement du jet plasma hors de la torche et les gradients importants qui en résultent. Les champs de vitesse et température montrent que la longueur du jet de plasma est comprise entre 7 cm et 10 cm. Cela est la

conséquence du mélange du plasma et du gaz ambiant (l'air) (Figure 83 (b)) du fait de la transition à la turbulence (Figure 83 (b)).

La vitesse et température atteignent leurs valeurs maximales juste après la zone où la source d'énergie est imposée (à 3 mm de l'entrée) comme le montrent les profils axiaux de vitesse et de température de la Figure 84. La Figure 85 montre les profils radiaux de la vitesse et la température de l'écoulement en sortie de tuyère et à des distances de 4, 5, 7, 10 cm de la sortie de torche. La vitesse du jet et sa température atteignent 1070 m/s et 16 000 K en sortie de tuyère. Entre l'entrée de tuyère et 10 cm en aval, la vitesse du jet perd un ordre de grandeur et passe de 1070 m/s à 118 m/s. De même, la température passe de 16 000 K à 3700 K. Les profils de vitesse présentent une tendance à s'aplatir en fonction de la distance par rapport à la sortie de torche. Les champs, d'énergie cinétique turbulente et de la fraction massique d'air de l'écoulement, montrent que la transition turbulente s'effectue rapidement, environ 2 cm en aval de la sortie de torche ce qui conduit par la suite à un élargissement du jet cependant assez modéré.

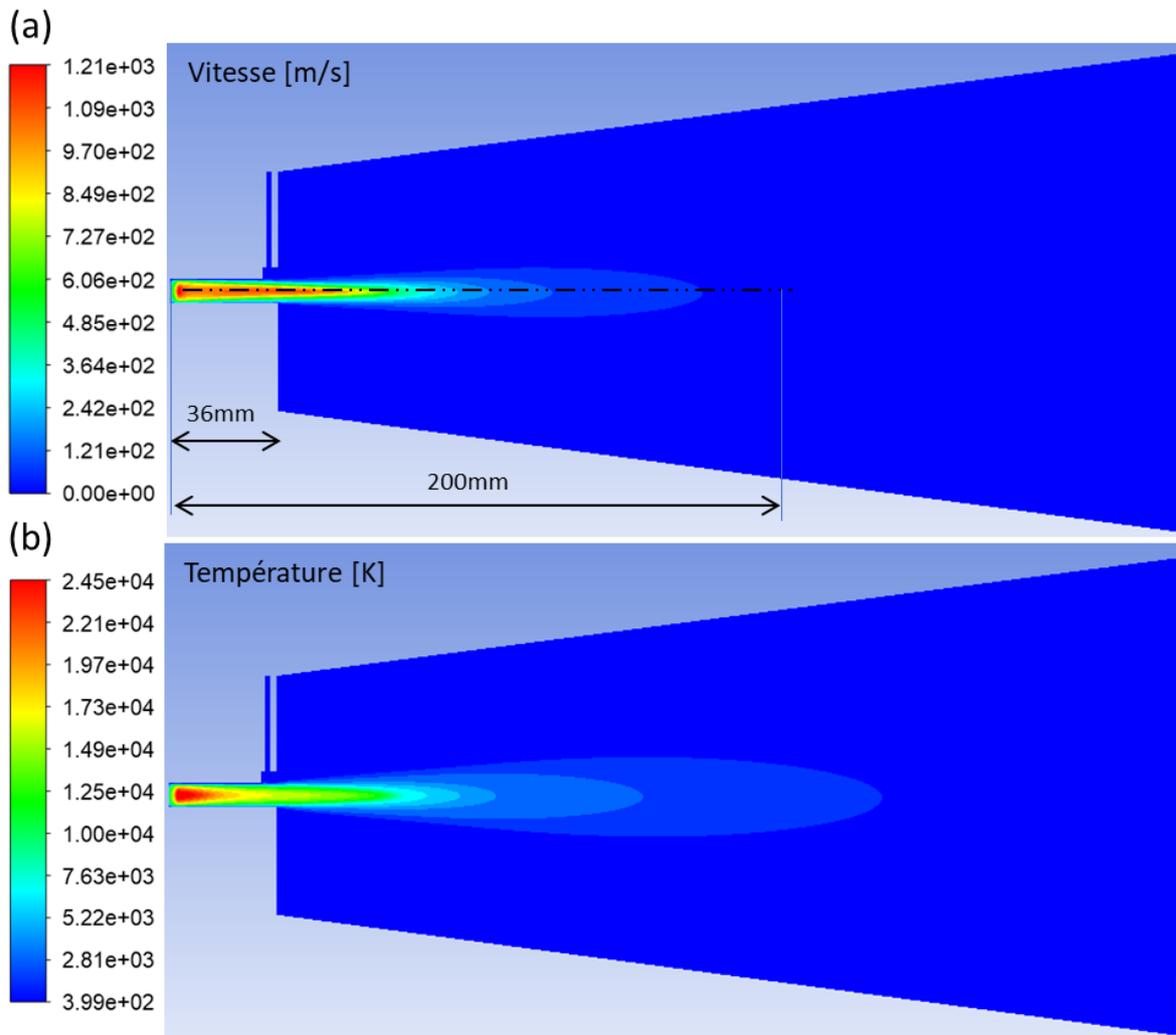


Figure 82 Champs de vitesse (a) et de température (b) sur le plan de symétrie du système. (Les cotes correspondent à la longueur le long de laquelle les allures de vitesse et de température seront montrées sur la Figure 84.)

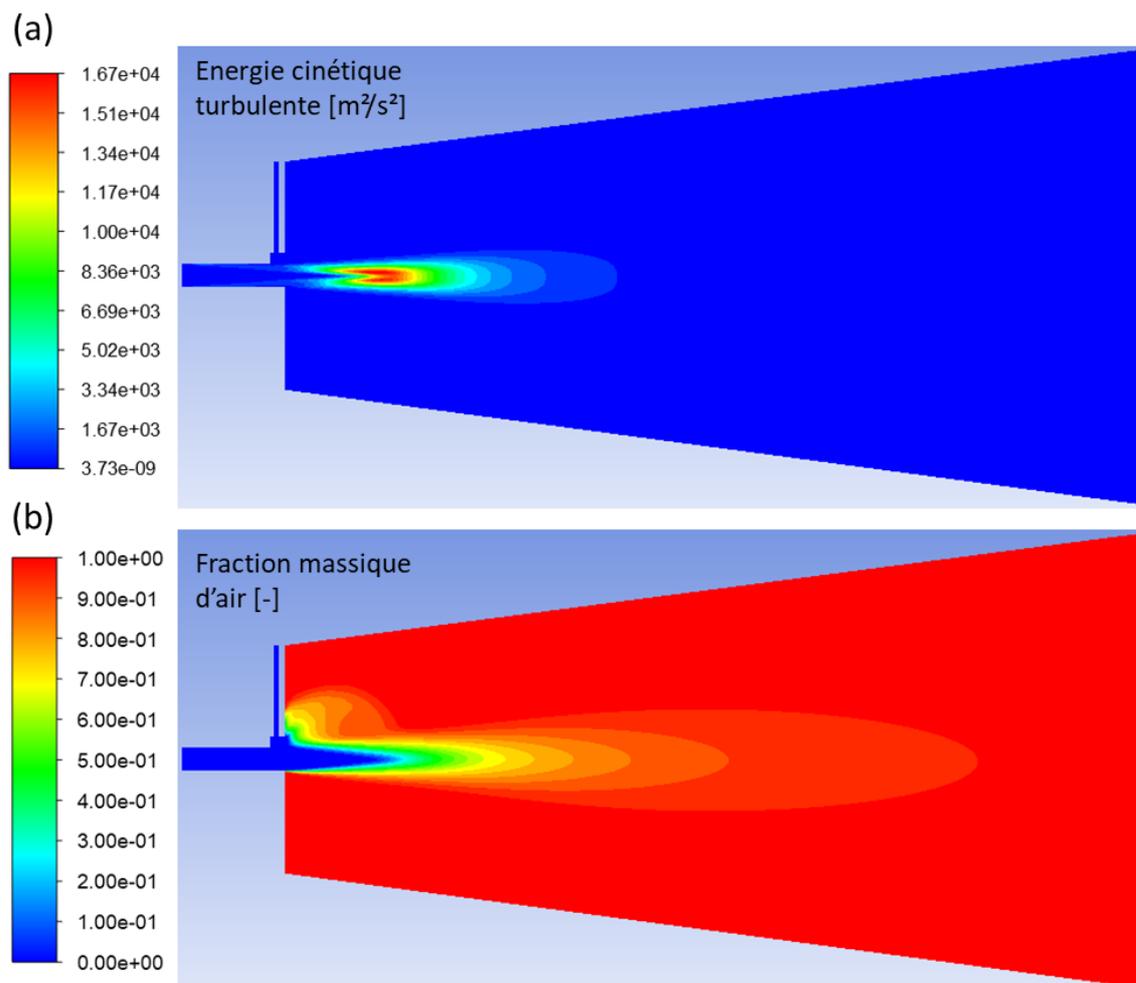


Figure 83 Champs d'énergie cinétique turbulente (a) et de fraction massique d'air (b) sur le plan de symétrie du système.

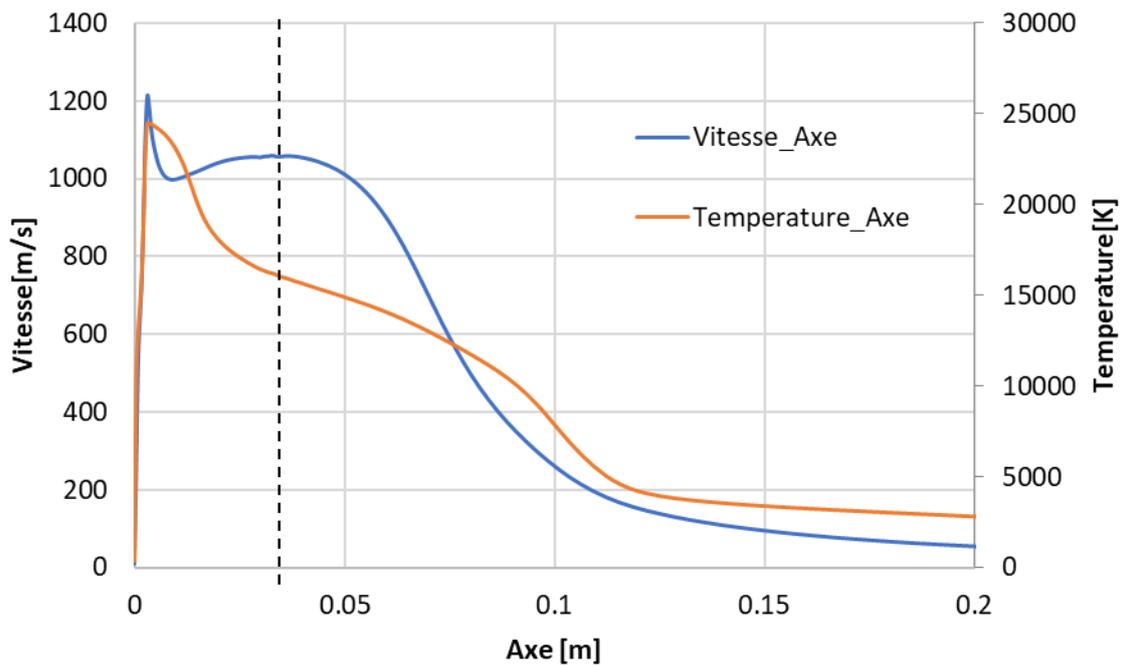


Figure 84 Profil de vitesse (en bleu) et de température (en rouge) le long de l'axe (trait en pointillé montré dans la Figure 82)

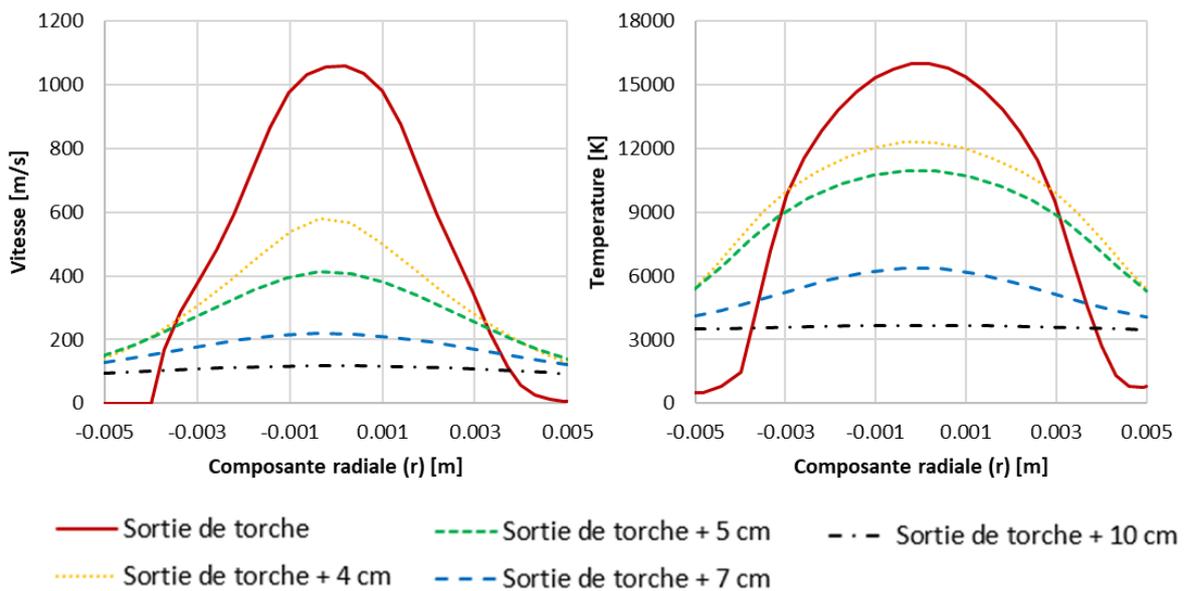


Figure 85 Profils radiaux de vitesse et de température en sortie de torche (+ une de distance de la sortie).

III.6.2. Traitement des particules

Le débit de poudre injectée dans cet écoulement est de 4 g/min ce qui est assez faible et permet d'après Vardelle et al. (1983) [95] de ne pas prendre en compte les couplages retour

(Two-way) de masse-espèce, quantité de mouvement et énergie sur l'écoulement. Le débit de gaz porteur de poudre (argon) obtenu expérimentalement pour injecter la poudre au cœur du jet de plasma est adopté pour les simulations de $3\text{Nl}/\text{min}$ et permet également l'injection dans les conditions favorables comme le montre les trajectoires des particules obtenues par les deux modèles sur la Figure 86. Le code couleur correspond aux tailles des particules.

On constate dans les deux cas que les petites particules de faible quantité de mouvement pénètrent juste à cœur tandis que les plus grosses de plus grande inertie traversent partiellement le jet. Dans l'ensemble, comme dans l'expérience, la majorité des particule (c'est-à-dire de diamètres inférieurs à $30\ \mu\text{m}$) pénètrent au cœur du jet de plasma tandis que les plus grosses mais peu nombreuses se retrouvent à la périphérie du jet. L'injection n'est pas forcément identique dans les deux cas de simulation du fait de l'angle d'injection aléatoire imposé aux particules et des chocs consécutifs avec les parois de l'injecteur. Par conséquent deux calculs différents ne donnent pas des trajectoires identiques. On peut donc considérer que l'injection de la poudre est réalisée dans des conditions favorables à son traitement.

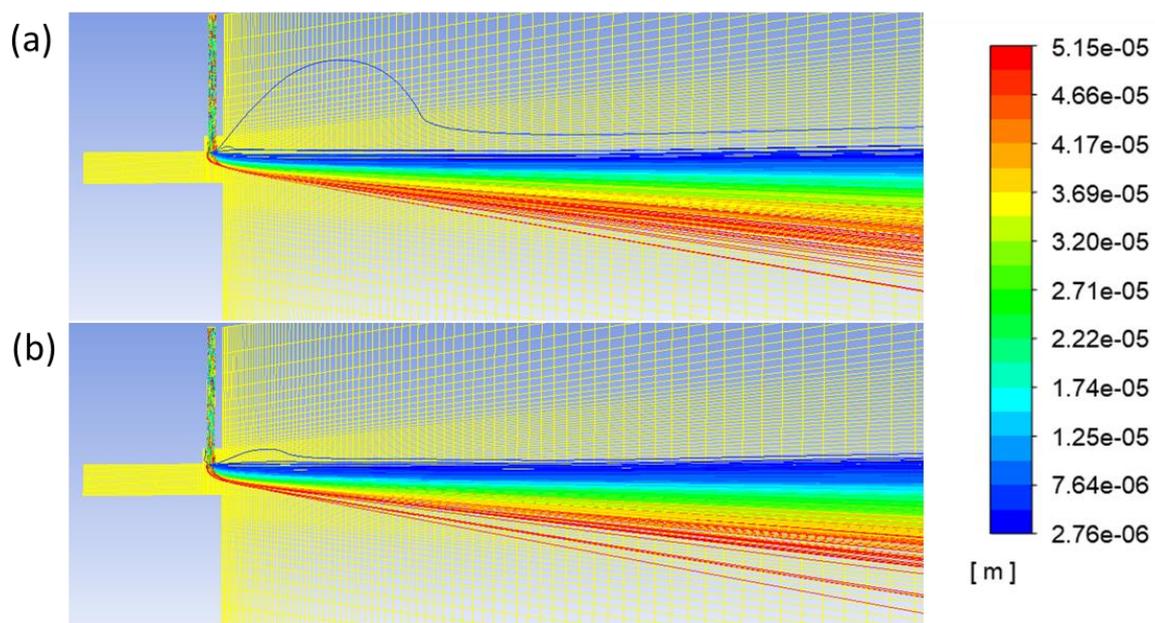


Figure 86 Trajectoire de particule de taille moyenne $22.4\ \mu\text{m}$ (poudre tamisée). Avec le modèle de Lee-Chen-Pfender (a) et Abramzon et Sirignano (b).

III.6.3. Récolte en vol

La Figure 87 montre la distribution en taille expérimentale initiale de la poudre tamisée (% cumulé en volume) qui a également été utilisée pour les simulations. Cette distribution est comparée avec celle des particules récoltées en vol lors de l'expérience et des simulations réalisées dans les mêmes conditions et assez loin de la sortie torche, de telle sorte à ce qu'il n'y ait plus d'évaporation. Cette distante correspond à la longueur du domaine constituant l'extérieur de la torche qui a pour longueur 30cm .

On observe que l'évaporation prédite par les deux modèles est quasiment identique mais sous-évaluée par rapport à l'expérience. Le modèle de Lee-Chen-Pfender est très légèrement plus proche de la distribution expérimentale. Quantitativement, on observe que pour un % cumulé entre 20 et 60% l'écart est maximum : les particules simulées ont perdu environ $2\ \mu\text{m}$

($1,11 \cdot 10^4 \mu\text{m}^3$ de volume) en valeur médiane alors que dans la réalité elles ont perdu environ $4 \mu\text{m}$ ($2,02 \cdot 10^4 \mu\text{m}^3$ de volume). Ces écarts seront discutés par la suite.

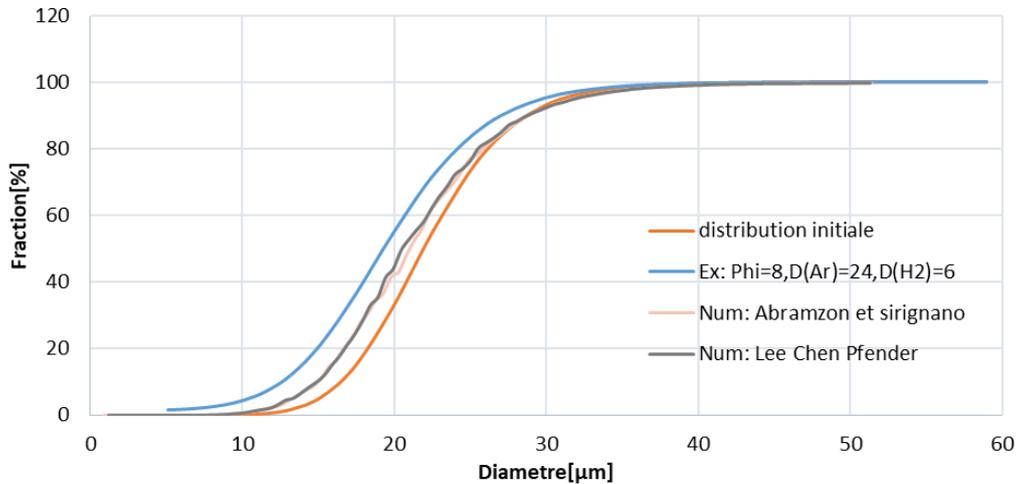


Figure 87 Comparaison entre les données expérimentales et les résultats des simulation numériques, des distribution (cumul de fraction volume) de particules.

III.6.4. Vitesses et températures des particules

Pour la mesure en vol des vitesses et températures des particules, la poudre non tamisée a été utilisée aussi bien pour l'expérience que pour les simulations.

La comparaison des résultats expérimentaux avec la simulation est présentée en Figure 88. Globalement les températures et les vitesses montrent une évolution logique en fonction de la distance à la sortie de tuyère puisque les températures et vitesses diminuent en fonction de la distance de mesure en suivant le ralentissement et le refroidissement du jet.

Les vitesses expérimentales fluctuent en fonction de la distance d'acquisition, ce qui peut s'expliquer par les fluctuations de l'arc électrique qui engendrent une fluctuation de la tension et donc de l'enthalpie du jet et de sa vitesse. Les vitesses simulées sont très légèrement supérieures aux vitesses expérimentales d'environ 5 m/s, ce qui est très faible compte tenu de l'incertitudes des mesures de ± 25 m/s. Les vitesses simulées par le modèle d'Abramzon et Sirignano ont tendance à être légèrement plus proches de la réalité que celles du Modèle de Lee-Chen-Pfender. Ces différences peuvent être attribuées aux corrections effectuées sur le coefficient de traînée pour ce second modèle pour prendre en compte les gradients de température autour des particules et au calcul de la température de film qui est différent ainsi qu'aux différences d'injection entre deux simulations.

En ce qui concerne les températures, les évolutions simulées par les deux modèles sont très proches l'une de l'autre avec une différence maximale d'environ 50 K. Les deux courbes évoluent quasi-parallèlement à la courbe expérimentale avec un écart maximum de 210 K. Les modèles surestiment donc a priori, d'environ 200 K en moyenne, la température des particules. Cependant il faut garder à l'esprit que les mesures sont sujettes à des incertitudes d'environ ± 50 K et les particules peuvent ne pas être détectées du fait de leur faible taille. On aurait pu malgré tout s'attendre à ce que la température expérimentale soit plus élevée que les températures simulées dans la mesure où ces particules céramiques ont une diffusivité faible (également liée à un peu de porosité résiduelle) qui conduit dans la réalité à des

gradients de températures au sein des particules qui ne sont pas représentés par les modèles.

Ces mesures montrent donc que les modèles proposés permettent une bonne prédiction des vitesses et température en vol mais une sous-estimation de l'évaporation et qu'il est difficile de préférer un modèle à un autre.

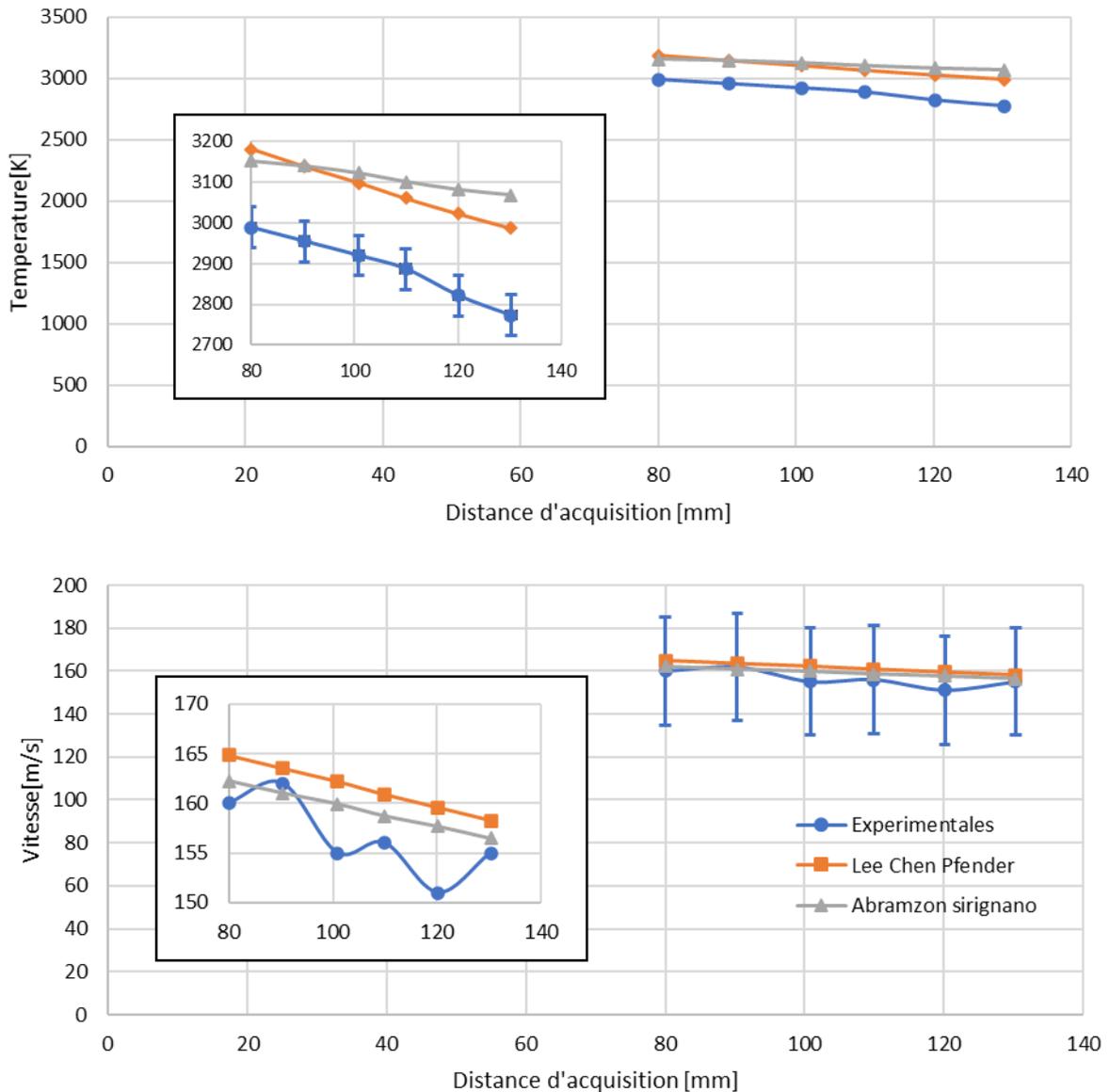


Figure 88 Comparaison des températures et vitesses de particules issues de l'expérience et des simulations avec les modèles de Chen-Lee-Pfender et Abramzon-Sirignano.

III.7. Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de comparer et valider deux modèles différents de traitement cinématique et thermique de particules. Pour cela des conditions opératoires favorisant l'évaporation des poudres ont été déterminées par l'expérience en comparant la distribution granulométrique initiale d'une poudre de Zircône avec la distribution à l'issue d'une collecte en vol ainsi qu'à des mesures de vitesse et températures des particules en vol à l'aide du dispositif SprayWatch. Les mesures ont montré que l'écoulement plasma correspondant au

débit de gaz plasmagène la plus bas et le diamètre de buse de tuyère le plus élevé, permet l'évaporation la plus importante puisque favorisant les temps de séjour élevés dans un écoulement fortement enthalpique.

Ces conditions expérimentales ont alors été reproduites numériquement afin de comparer l'approche Lee-Chen-Pfender dédiée aux conditions plasma avec celle d'Abramzon et Sirignano utilisée dans le cadre d'injection de gouttelettes de carburant volatils et milieu de combustion.

La comparaison montre que :

- Les prédictions des vitesses moyennes des particules en vol obtenues par les deux modèles sont très semblables et très proches de l'expérience ;
- Les prédictions des températures données par les deux modèles sont également très proches mais surestiment d'environ 200 K la température mesurée des particules. Malgré que ces mesures soient sujettes à des incertitudes d'environ ± 50 K et que les petites particules peuvent ne pas être détectées, on aurait pu malgré tout s'attendre à ce que la température expérimentale soit plus élevée que les températures simulées dans la mesure où ces particules céramiques ont une diffusivité faible (également liée à un peu de porosité résiduelle) qui conduit dans la réalité à des gradients de températures au sein des particules qui ne sont pas représentés par les modèles.
- L'évaluation de l'évaporation est malgré tout sous-estimée par les deux modèles qui donnent sensiblement le même résultat par rapport à l'expérience alors même que la température de surface est surestimée.

Le choix de la poudre peut aussi être mis en cause. En effet la poudre Oerlikon Metco 204AF est constituée de particules agglomérées creuses, ce qui réduit considérablement la densité du matériau et sa conductivité thermique et doit donc favoriser une évaporation plus élevée pour un même flux de chaleur fourni par l'écoulement.

Les comparaisons entre les modèles d'Abramzon-Sirignano et Lee-Chen-Pfender ne permettent pas de trancher entre les deux modèles. Cependant la prise en compte de l'effet de soufflage apporté par l'approche d'Abramzon-Sirignano ne montre pas de plus-value par rapport à l'autre approche et est plus coûteuse à cause du calcul itératif qui permet de déduire le nombre de Nusselt pour prendre en compte les effets de soufflage. Aussi c'est l'approche de Lee-Chen-Pfender qui sera adoptée par la suite. L'approche d'Abramzon et Sirignano pourrait par contre être adoptée dans le cas de la simulation du traitement de gouttelettes de suspension dans un milieu plasma, ce qui permettrait de traiter avec un même modèle et séquentiellement la phase d'évaporation du solvant et le traitement du matériau.

Dans le chapitre suivant nous allons mener des simulations numériques avec le modèle de traitement particulaire et les conditions opératoires sélectionnés et optimum vis-à-vis de l'évaporation des poudres. Cela permettra d'étudier quelle granulométrie de poudre et quelle configuration géométrique torche-tuyère de détente peut être utilisée de façon à obtenir une évaporation optimum tout en étant capable de séparer le jet de mélange plasma-vapeur dirigé vers la tuyère de détente du jet de particules non évaporées dans la chambre à haute pression du procédé de PS-PVD.

Chapitre IV. Conception/optimisation de l'étage haute pression du système de PS-PVD à 2 enceintes

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre, les modèles de l'écoulement gazeux et du traitement des particules de Lee-Chen-Pfender sélectionné à partir de comparaisons avec l'expérience vont être mis en œuvre pour concevoir et optimiser l'étage haute pression du procédé de PS-PVD décrit au chapitre I. L'objectif est d'optimiser l'évaporation de la poudre de zirconium injectée tout en évitant le colmatage de la tuyère de détente séparant les 2 chambres par des particules non-évaporées ou par la recondensation de vapeur de zirconium et ce, tout en évitant sa fusion. Ces objectifs peuvent être atteints soit en évaporant totalement la poudre soit en séparant le flux de vapeur de zirconium des particules non totalement évaporées. La température de l'écoulement en amont de la tuyère de détente doit être maintenue aussi haute que possible pour éviter la recondensation de la vapeur de zirconium sans atteindre la température de fusion du matériau dont elle est constituée ou revêtue.

Les travaux de D. Ivchenko [8], [9] basés sur des calculs d'écoulement par CFD et DSMC et modélisation du traitement de la poudre et de la nucléation croissance en phase gaz dans la tuyère et la chambre BP ont permis de définir une forme optimum de tuyère de détente permettant :

- de limiter au maximum la recondensation de la vapeur en restreignant au maximum sa surface d'échange avec l'écoulement, ce qui est obtenu par une longueur de tuyère la plus faible possible et un revêtement de zirconium qui permet d'augmenter au maximum sa température de fonctionnement en la rapprochant de la sortie de la torche plasma ;
- d'obtenir un écoulement en aval de la tuyère permettant de limiter la nucléation-croissance de particules dans l'écoulement et en essayant d'obtenir une densité d'espèces (vapeur/cluster) la plus homogène possible radialement à l'écoulement.

La tuyère, en cuivre, est refroidie par un circuit d'eau et protégée des gaz chauds par un revêtement de zirconium de $200 \mu m$ d'épaisseur. La valeur de la température en surface du revêtement par rapport à la température de fusion de la zirconium va conditionner en grande partie la position de la tuyère de détente par rapport au jet de plasma. De plus, la température en amont de la tuyère est au même titre que la pression un paramètre qui conditionne la valeur de la section du col pour une tuyère amorcée à débit donné et conditionne donc la position de la tuyère de détente par rapport au jet plasma. L'objectif est d'obtenir une pression voisine de la pression atmosphérique dans la chambre HP alors que la pression dans la chambre basse pression est maintenue à 100 Pa.

Au chapitre III, des conditions opératoires de la torche plasma ont été déterminées de façon à favoriser l'évaporation des poudres et à limiter les débits de gaz à pomper dans la chambre à basse pression (CBP). Ces conditions sont différentes de celles de D. Ivchenko. Le dessin de la tuyère devra donc, être pour partie, modifié notamment par le recalcul de la section du col de la tuyère. Ces modifications seront expliquées par la suite.

Afin de répondre à ces objectifs trois configurations vont être étudiées successivement :

- **Configuration 1** : la torche à plasma et la tuyère de détente sont coaxiales (Figure 89) : cette configuration nécessite d'évaporer entièrement la poudre, puisque les particules possiblement non évaporées sont intimement mélangées au jet de vapeur.

Ainsi, dans cette configuration, il sera nécessaire d'adapter la distance sortie de torche plasma – tuyère de détente (temps de séjour des particules et conditions de température permettant l'amorçage de la tuyère) et la granulométrie de la poudre pour aboutir à une évaporation complète à l'entrée de la tuyère de détente. Cette configuration est contraignante dans la mesure où elle nécessite d'utiliser des poudres plus fines et donc plus chères

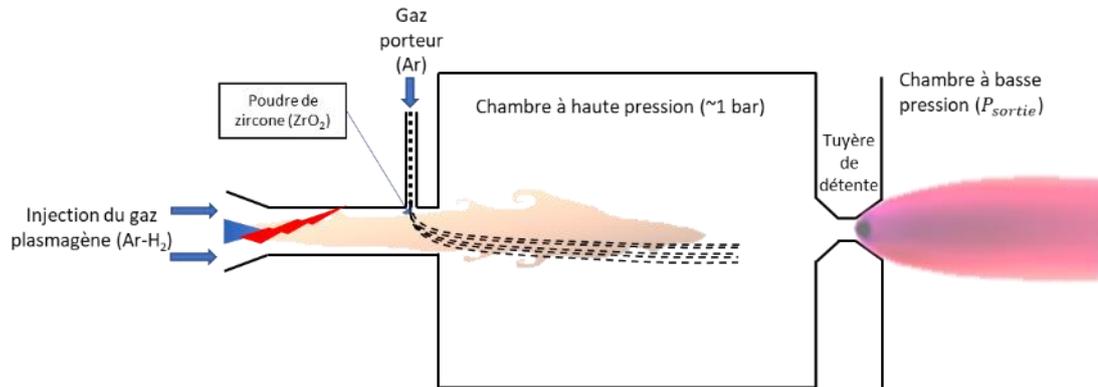


Figure 89 Configuration où la torche et la tuyère détente sont coaxiales

- **Configuration 2** : l'axe de la torche plasma est incliné par rapport à celui de la tuyère de détente (Figure 90). Ainsi le jet de plasma peu dense serait dévié vers la tuyère de détente alors que les particules non évaporées poursuivraient une trajectoire quasi rectiligne du fait de leur inertie, ce qui permettrait de mettre en œuvre des poudres commerciales moins fines et donc moins chères. Les résultats présentés montrent en fait que cette solution ne fonctionne pas, contrairement à ce qui était attendu. En effet, même en diminuant l'angle entre les deux axes et en rapprochant la torche de la tuyère de détente, le jet de plasma n'est pas dévié et le faible niveau de température juste en amont la tuyère de détente n'est pas favorable à son amorçage

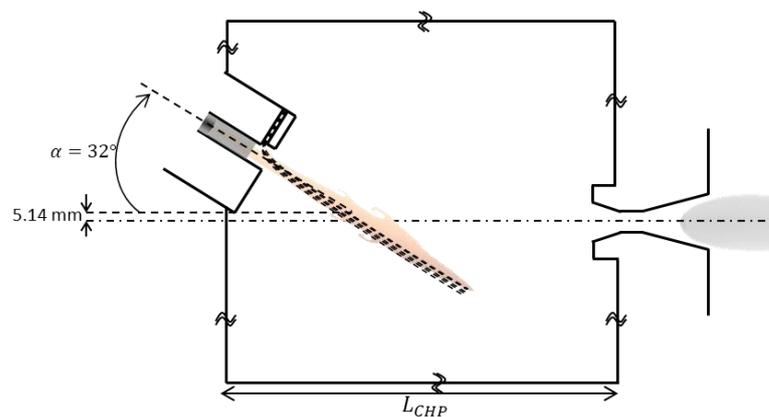


Figure 90 Configuration où la torche est inclinée par rapport à l'axe de révolution de la tuyère de détente

- **Configuration 3** : suivant le brevet [137] déposé par l'IRCer et Snecma pour réaliser des dépôts en phase vapeur, deux torches identiques sont inclinées symétriquement avec un angle compris entre 20 et 60° par rapport à l'axe de la tuyère comme le montre la figure 3. Du fait de la symétrie, cette solution permet de générer un jet de vapeur de zirconium suivant l'axe de la tuyère de détente tout en séparant les particules non évaporées du jet de vapeur et donc d'utiliser des poudres de plus grosse taille. A

l'origine cette solution avait été imaginée pour réaliser le dépôt dans la même enceinte que celle où a lieu l'évaporation du matériau contrairement au procédé étudié ici. Le flux de vapeur produit est doublé mais, en revanche, cette solution nécessite deux torches et leurs servitudes et multiplie par deux le débit à pomper dans la chambre BP et donc la capacité de la pompe. Ici, seule la distance entre les torches et la tuyère de détente sera modifiée.

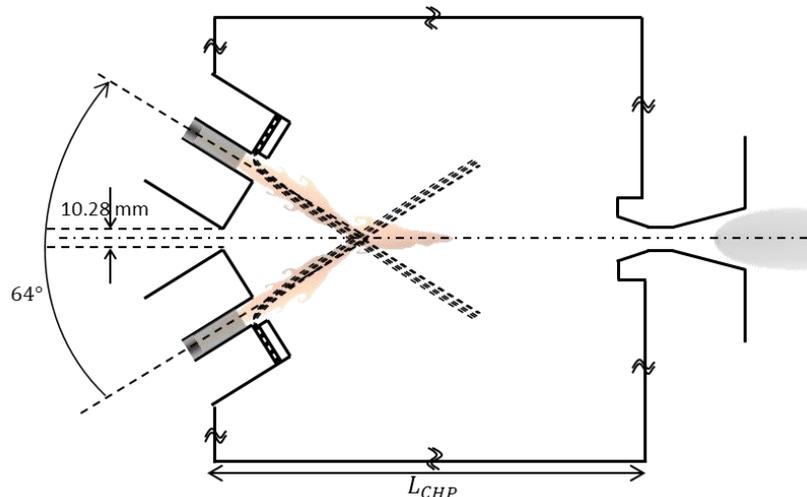


Figure 91 Configuration avec deux torches et inclinées par rapport à l'axe de révolution de la tuyère de détente

Après avoir présenté la démarche de dimensionnement de la chambre haute pression et du col de la tuyère de détente, les conditions opératoires de torche, les maillages et conditions aux limites communes à toutes les configurations sont décrites. Pour chaque configuration et chaque paramètre, le diamètre du col de la tuyère de détente sera recalculé de manière à obtenir une pression dans la chambre à haute pression voisine de la pression atmosphérique puisque celle-ci dépend des conditions de température amont.

Le comportement de l'écoulement est d'abord étudié puis différentes distributions en taille de particules sont injectées en entrée d'injecteur. L'objectif est d'évaluer leur comportement cinématique et thermique, et notamment d'estimer le flux évaporé et le taux de particules non-évaporées risquant de se déposer sur la paroi de la tuyère de détente. Le débit de gaz porteur est bien sur adapté afin d'optimiser la pénétration de chaque poudre dans le jet de plasma

IV.2. Paramètres de fonctionnement de la torche et dimensionnement du col et la chambre à haute pression

Les travaux de modélisation de D. Ivchenko [8], [9] de l'écoulement par CFD (chambre HP + tuyère de détente) et DSMC (chambre BP), du traitement de la poudre par un modèle Lagrangien non totalement validé (chambre HP) ainsi que de la nucléation croissance en phase gaz (tuyère + chambre BP) ont permis de définir une forme optimum de tuyère de détente permettant :

- de limiter au maximum la recondensation de la vapeur notamment en restreignant au maximum sa surface d'échange avec l'écoulement, ce qui est obtenu par une longueur de tuyère la plus faible possible et un revêtement de zircone qui permet d'augmenter au maximum sa température de fonctionnement en la rapprochant de la sortie de la

torche plasma. Sa longueur totale a été limitée à 20 mm ce qui représente un minimum du fait des limitations d'usinage du système de refroidissement interne à la tuyère ;

- d'obtenir un écoulement en aval de la tuyère permettant de limiter la nucléation-croissance de particules dans l'écoulement et en essayant d'obtenir une densité d'espèces (vapeur/cluster) la plus homogène possible radialement à l'écoulement.

Ces travaux menés avec des conditions opératoires de torche favorisant l'évaporation des poudres (faible vitesse d'écoulement, haute enthalpie spécifique), présentées dans le Tableau 16, ont conduit au dessin de la tuyère de détente présentée en Figure 92 avec les cotes définies en Tableau 15 « Paramètres Ivchenko ». Le gaz plasmagène était constitué d'argon et d'hydrogène et ne contenait pas d'hélium pour diminuer les coûts de fonctionnement du procédé. La distance torche plasma-tuyère de détente était de 100 mm permettant d'évaporer des poudres de 1, 5 et 10 μm de diamètre.

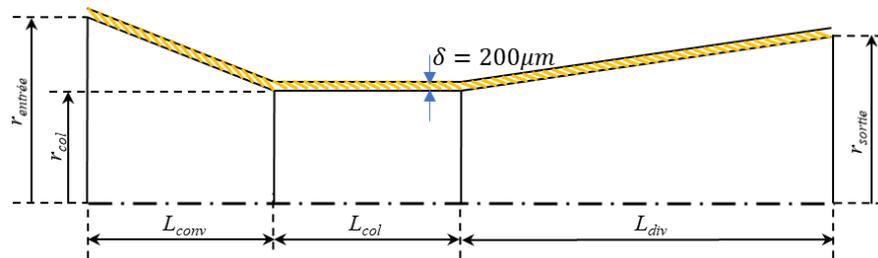


Figure 92 Tuyère de détente dessinée par Ivchenko pour les conditions du Tableau 15 [8]

Tableau 15 Cotes de la tuyère détente relatives aux travaux d'Ivchenko pour les conditions du Tableau 16 [8] et actualisés pour cette étude (en mm).

	$r_{entrée}$	r_{col}	r_{sortie}	L_{conv}	L_{col}	L_{div}
Paramètres Ivchenko [8]	3,5	2,6	5	5	5	10
Paramètres de cette étude	3,4	2	4	5	5	10

Tableau 16 Paramètres opératoires relatifs aux travaux d'Ivchenko [8]

Paramètres	Valeurs
Débit de gaz plasmagène [Nl/min]	40 (Ar)/10 (H ₂)
Diamètre de la torche [mm]	10
Intensité électrique (I), [A]	600
Puissance électrique (P_{elec}), [kW]	38.1
Rendement thermique de la torche (η), [%]	45.9
Pression de la torche (ouverte), [Pa]	101 325
Débit de poudres, [g/min]	5, 20
Diamètres de poudres (d_p), [μ m]	1, 10

La tuyère, en cuivre, est refroidie par un circuit d'eau et protégée des gaz chauds par un revêtement de zircone de 200 μ m d'épaisseur. La valeur de la température en surface du revêtement par rapport à la température de fusion de la zircone conditionne en grande partie la position de la tuyère de détente par rapport au jet de plasma. De plus, la température en amont de la tuyère est au même titre que la pression un paramètre qui conditionne la valeur de la section du col pour une tuyère amorcée à débit donné et conditionne donc aussi la position de la tuyère de détente par rapport au jet plasma comme le montre l'équation 1. L'objectif est d'obtenir une pression voisine de la pression atmosphérique dans la chambre HP alors que la pression dans la chambre basse pression est maintenue à 100 Pa puisque le diamètre du col contrôle la pression de la chambre à haute pression et en conséquence assure les bonnes conditions opératoires assurant l'évaporation efficace des poudres. Un col trop large augmentera la perméabilité de la tuyère et entrainera une baisse de la pression dans la chambre à haute pression et des donc des transferts d'énergie vers les particules mais également une augmentation la vitesse du jet de plasma qui réduira leur temps de séjour dans la région la plus chaude du jet et donc leur évaporation.

Pour une tuyère amorcée ($Ma = 1$ au col), de section au col S_c traversée par un écoulement adiabatique et isentropique, le débit massique \dot{m} dépend de la pression et température amont p_0 et T_0 par l'expression :

$$\dot{m} = P_0 S_c \sqrt{\frac{Ma \gamma}{RT_0} \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{-2(\gamma+1)}}} \quad (136)$$

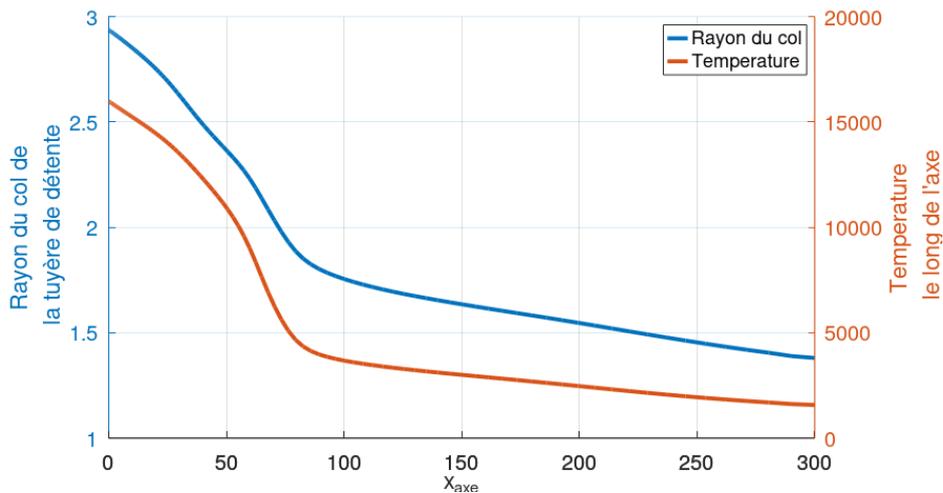


Figure 93 Evolution de la température de l'écoulement (T_0) en entrée de tuyère et du rayon du col de la tuyère de détente en fonction de la distance entre la sortie de de torche et l'entrée de tuyère de détente, calculé par l'équation(136) dans les conditions atmosphériques et pour les paramètres du Tableau 16.

La Figure 93 représente l'évolution de la température de l'écoulement, à l'entrée de tuyère (T_0) et de celle rayon du col, calculée par l'équation (136) en fonction de la distance entre la sortie de torche et l'entrée de la tuyère pour assurer une pression $p_0 = 10^5$ Pa dans les conditions du tableau 2. Ces courbes montrent que le diamètre diminue au fur et à mesure que la température génératrice diminue et donc que la distance torche-tuyère augmente. Pour une distance de 10 cm le rayon du col est, par exemple $R_c = 1.75$. Ce calcul doit cependant, être affiné par un calcul d'écoulement prenant en compte la viscosité du gaz par l'effet de la couche limite, avec le modèle CFD mis en place.

Le choix de l'angle de convergence et de la longueur de la partie convergente ne sera pas discuté dans cette étude dans la mesure où il doit juste être limité pour éviter la séparation de la couche limite de gaz et l'apparition de la zone de recirculation au niveau du col. Ainsi, il sera par la suite maintenu à la valeur obtenue dans les travaux d'Ivchenko.

Le dimensionnement de la partie divergente n'intervenant pas sur la partie amont qui nous intéresse ici puisque la tuyère est amorcée, sa géométrie n'a pas été réactualisée. Ainsi, l'angle de divergence d'environ 32° qui correspondait aux conditions de nucléation croissance les plus limitées et homogènes radialement pour les conditions mises en œuvre dans cette précédente étude ont été reconduit. Les autres paramètres seront à réactualiser plus tard pour améliorer le procédé.

Au chapitre précédent, les conditions de projection conduisant à l'évaporation maximum de la poudre ont été déterminées expérimentalement ($\phi = 8$ mm, $Ar-H2 \left(24/6 \frac{Nl}{min} \right)$, $I = 600$ A, $P_{elec} = 30,3$ kW,) en favorisant une haute enthalpie spécifique, en diminuant autant que possible le débit de gaz à pomper dans la chambre BP et en favorisant en même temps les longs temps de séjour. Ces conditions seront utilisées dans cette étude. Quant aux paramètres de la tuyère, ils sont fixés tels qu'indiqué dans le Tableau 15. Ces conditions, adoptées pour la suite, nécessitent de recalculer la section du col de la tuyère de détente en fonction des conditions de température amont et du débit massique de gaz plasmagène par l'équation (136) puis affiné par un calcul en fluide réel avec le code fluent. Les autres

paramètres resteront fixes et tels qu'indiqués dans le Tableau 15 « Paramètres de cette étude ».

IV.3. Solveur et conditions aux limites

Les calculs de l'écoulement ont été réalisés avec un schéma « pressure-based » couplé pour lequel les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont résolues simultanément avant résolution des autres équations. Les équations de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces sont discrétisées au second ordre. Les gradients sont calculés par la méthode des moindres carrés basés sur la cellule « least square cell-based ». Le maillage a été affiné jusqu'à convergence des résultats. Le calcul est jugé convergé lorsque les résidus atteignent une valeur de 10^{-3} pour la continuité, la quantité de mouvement et les espèces et 10^{-6} pour l'énergie, et que la somme des débits aux frontières du domaine est faible (proche de 0) et stable.

Les conditions aux limites sont généralement similaires pour les différentes configurations étudiées et précédemment décrites et sont recensées dans le Tableau 17. Le gaz plasmagène, constitué du mélange Argon-Hydrogène (Ar(80%vol.) et H₂(20%vol.)), est injecté à l'entrée de la tuyère de la torche en tant qu'une seule espèce, en imposant un débit massique. La formation du plasma dans la tuyère par l'arc électrique a été modélisée par l'approche de source d'énergie volumique présentée dans le chapitre précédent sous la forme d'une portion cylindrique de la tuyère de longueur 3mm et suivant une distribution parabolique de puissance suivant le rayon. À l'entrée de l'injecteur de poudre, le débit massique du gaz porteur est représenté par une deuxième espèce. L'évaporation des particules génère la vapeur de zircone qui représente une troisième espèce dans le cas où il y a un couplage bidirectionnel entre la phase continue et la phase discrète. Sachant que, pour N espèces le code fluent résout N-1 équations d'espèces, dans notre cas d'étude le code fluent résoudra 2 deux équations d'espèces correspondant aux espèces minoritaires.

Au niveau de la tuyère de détente, comme nous nous imposons de garder la température de sa paroi la plus élevée possible tout en protégeant la tuyère, une condition aux limites de paroi mince a été imposée à sa paroi pour tenir compte de la présence du revêtement de zircone d'épaisseur $\delta = 200 \mu m$, comme montré sur la Figure 92 (il faut montrer où c'est sur cette figure). La température de la paroi en cuivre revêtue a été imposées à quelque degré en-dessous la température de fusion du cuivre (1250 K). Cette approche consiste à résoudre l'équation de diffusion de la chaleur en 1D dans la paroi du revêtement et à imposer la température de la paroi en cuivre sous-jacente à quelque degré en-dessous de sa température de fusion (1250 K). Pour s'assurer que la zircone ne risque pas de fondre côté écoulement, nous vérifions que sa température reste en deçà de la limite ; et ce pour la configuration où la température est la plus élevée en entrée de tuyère de détente parmi les différentes configurations d'études citées, en l'occurrence la configuration 1 (torche-tuyère coaxiale) : distance torche-tuyère minimale, L=100 mm et diamètre au col $\phi = 4 mm$ correspondant à une pression de $10^5 Pa$ dans l'enceinte à haute pression.

Tableau 17 Conditions aux limites au frontières des domaines quel que soit la configuration

Frontière	Pression	v_τ (Tangente)	v_n (Normale)	Température	Y_i	I_t	L
Entrée de tuyère	Débit imposé → Recalculée	$v_\tau = 0$	\dot{m}_{gp}	$T = 300 K$	$Y_{Ar/H_2} = 1$	$I_t(\phi)$	$D_H = \phi$
Entrée d'injecteur	Débit imposé → Recalculée	$v_\tau = 0$	\dot{m}_{Ar}	$T = 300 K$	$Y_{Ar} = 1$	$I_t = 3.0\%$	$D_H = 1,6 mm$
Parois de l'injecteur	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$v_\tau = 0$	$v_n = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0$	-	-
Parois de la CHP	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$v_\tau = 0$	$v_n = 0$	$T = 400 K$	$\frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0$	-	-
Parois de la tuyère de détente	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$v_\tau = 0$	$v_n = 0$	$T(\delta = 0,2mm) = 1250 K$	$\frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0$	-	-
Sortie de la tuyère de détente	$100 Pa \rightarrow$ Recalculée	$\frac{\partial v_\tau}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial v_n}{\partial n} = 0$	$T = 400 si \frac{\partial v_n}{\partial n} \leq 0$	$Y_{Ar} = 1 si \frac{\partial v_n}{\partial n} \leq 0$	-	-
Plans de symétrie	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial v_\tau}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial v_n}{\partial n} = 0, v_n = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0$	-	-

IV.4. Torche et tuyère de détente coaxiales (configuration 1)

Cette configuration qui a été étudiée par Dmitrii Ivchenko (2018) [8] à l'avantage de diriger le mélange de plasma et de la vapeur directement sur la tuyère et de permettre un amorçage aisé de la tuyère dans la mesure où la condition de température en amont est favorable. En revanche, elle présente un inconvénient qui réside dans le fait que les poudres non-évaporées entièrement, présentent un risque de colmatage élevée pour la tuyère de détente.

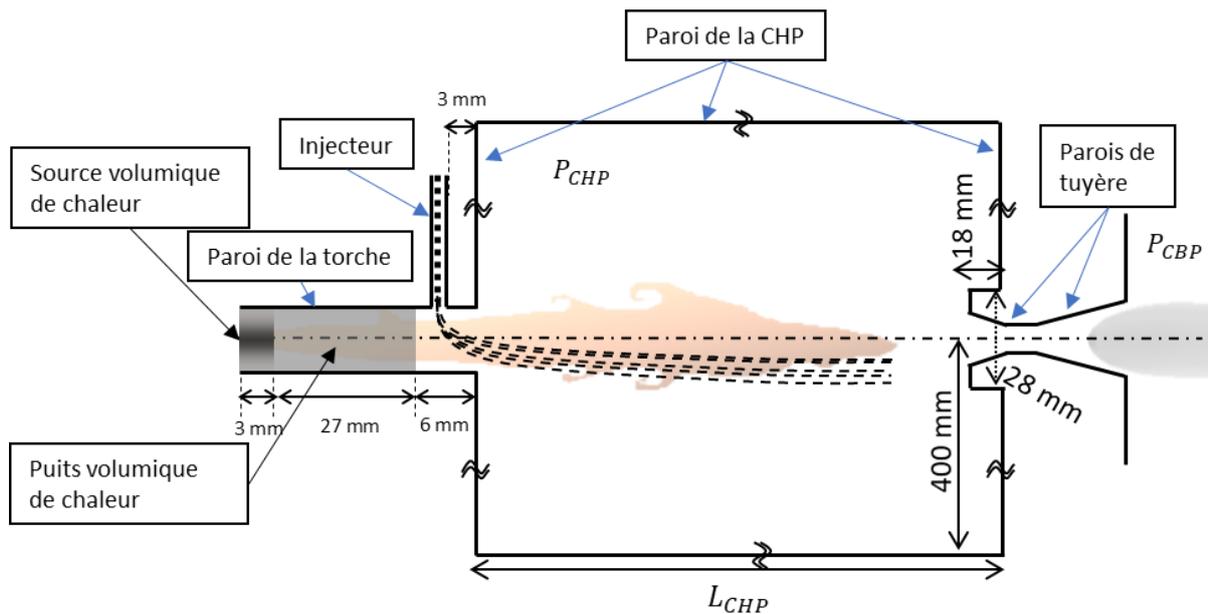


Figure 94 Illustration de la première configuration torche- tuyère coaxiales

Dans les travaux de D. Ivchenko (2018) [8], la simulation de ce procédé a été scindée en plusieurs parties couplées. Ivchenko a commencé par une simulation tri dimensionnelle à frontières ouvertes dans l'air (équivalente au domaine torche + chambre HP), avec l'objectif d'évaluer l'évaporation des poudres et de déterminer la distance judicieuse torche-tuyère de détente. Cette simulation lui a permis de d'évaluer la quantité de vapeur produite qu'il a ensuite introduite sous forme d'une source d'espèce (Zircone) et un puit d'énergie dans un modèle 2D axisymétrique sur un domaine étendu jusqu'à la sortie de tuyère de détente et incluant les parois de la chambre BP. Son objectif consistait alors à évaluer le comportement du mélange plasma-vapeur passant à travers la tuyère de détente de façon à optimiser ses dimensions en limitant les phénomènes de nucléation-croissance et de dépôt de vapeur et germes sur sa paroi.

Dans cette étude, cette configuration sera modélisée en une seule étape comprenant la modélisation 3D du jet plasma, l'injection de la poudre, son évaporation et le passage de particules non évaporées à travers la tuyère de détente, comme le montre la Figure 94. Le couplage entre la phase discrète et la phase continue est un couplage bidirectionnel relatif à la quantité de mouvement, l'énergie et les espèces. Les simulations de ce procédé sont réalisées en trois dimensions avec une coupe au niveau du plan de symétrie défini par l'axe de l'injecteur et celui de la torche. La Figure 95 montre le maillage de la géométrie où la face jaune est la surface de symétrie. Les conditions aux limites correspondantes sur sont présentés dans le Figure 17. Le domaine de calcul est maillé de manière structurée (mappée) se composant de 270 000 cellules hexaédriques. Le maillage est raffiné au niveau des zones à forts gradients et aux voisinages des parois et est déraffiné progressivement dans la direction radiale de la chambre à haute pression.

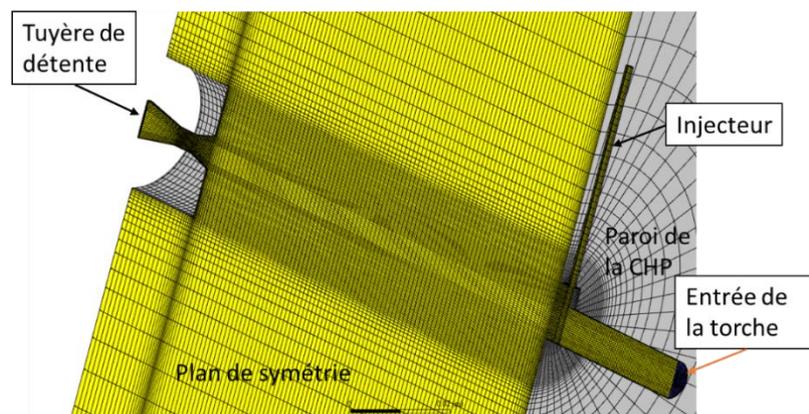


Figure 95 Domaine de calcul et maillage de la configuration 1 où torche et tuyère sont coaxiales

IV.4.1. Paramètres étudiés

La distance entre la torche et l'entrée de la tuyère de détente est un paramètre important dont le choix doit être justifié avant de calculer le diamètre du col de la tuyère de détente. En effet, cette distance doit répondre à deux conditions : une condition de rapprochement minimum et une condition d'éloignement maximum. La distance à laquelle l'évaporation des particules s'arrête et la distance à laquelle le revêtement de la tuyère de détente est à l'abri de toute surchauffe menant à sa fusion, sont des conditions qui nécessitent d'éloigner la tuyère de détente de la torche. En revanche, il sera important de rapprocher suffisamment la tuyère de la sortie de torche de façon à ce que la température génératrice (T_0) en entrée de tuyère de détente soit suffisante pour limiter les phénomènes de nucléation-croissance et ne pas nécessiter de trop rétrécir le col pour amorcer la tuyère.

Par la suite, nous allons étudier l'effet du diamètre du col et de la distance torche-tuyère sur le comportement de l'écoulement et sa pression dans la chambre haute pression en comparant les cas $L_{CHP} = 100\text{mm}$ et $L_{CHP} = 150\text{mm}$ et les diamètres de col correspondants. Les diamètres du col prédits par l'équation (136) ou la figure 5 correspondant à ces distances sont respectivement $3,51\text{ mm}$ et $3,27\text{ mm}$. Des simulations à l'aide du code Fluent ont été ensuite effectuées pour affiner ces valeurs de diamètre en prenant en compte la viscosité du gaz et obtenir une pression proche de la pression atmosphérique dans la chambre HP. Pour $L_{CHP} = 100\text{ mm}$, le diamètre obtenu est de 4 mm . Pour $L_{CHP} = 150\text{ mm}$ le calcul la valeur a été maintenue à 4mm car en dessous de cette valeur le col devient très sujet au colmatage.

Avant de présenter ces résultats, il est nécessaire de s'assurer que le revêtement de zircone ne risque pas de fondre dans les conditions proposées. Parmi les trois configurations et les paramètres proposés ci-dessus, la configuration 1 ici étudiée (torche et tuyère coaxiales), la distance $L_{CHP} = 100\text{ mm}$ et un diamètre au col $\phi = 4\text{ mm}$ correspondent aux conditions les plus contraignantes en termes d'échauffement de la paroi de tuyère. La Figure 96 montre que l'évolution de la température de surface du dépôt de Zircone en fonction des coordonnées x le long de la paroi de la tuyère ne dépasse pas 2455 K , valeur inférieure à la valeur de la température de fusion de la zircone (2958 K).

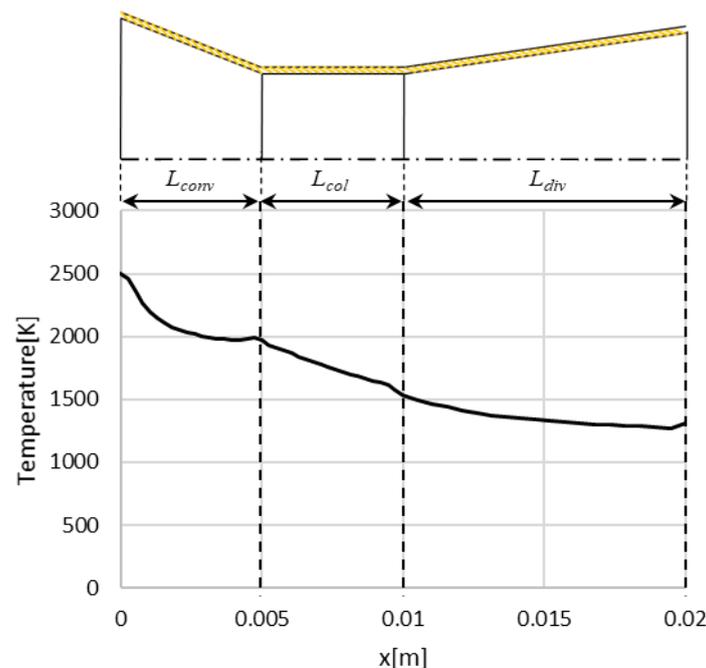


Figure 96 Profil de température de la paroi suivant x (pour $y=0$) pour le cas où la distance sortie de torche-tuyère de détente est minimum $L_{CHP} = 100\text{ mm}$ et une section au col correspondant à une pression de 100 Pa dans la chambre BP, soit une section au col de la tuyère de détente $\phi = 4$

Dans ce qui suit, on présente une étude de l'écoulement en fonction des paramètres d'étude que sont la distance L_{CHP} et le diamètre du col de la tuyère de détente (ϕ) puis une étude sur l'évaporation de différents types ou tailles de poudres : des poudres commerciales d'environ $20\text{--}30\ \mu\text{m}$ de diamètre moyen qui s'avèrent difficiles à évaporer totalement puis des poudres de tailles uniformes micrométriques beaucoup plus facilement évaporables et adapté à cette configuration.

IV.4.2. Etude paramétrique de l'écoulement

La Figure 97 montre les champs de vitesse et de température de l'écoulement et des lignes de courant émises depuis la section de sortie de la torche à plasma pour les conditions $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ et $\phi = 4 \text{ mm}$. Ces champs montrent que la température et la vitesse, initialement de 1123 m/s et $15\,464 \text{ K}$ sur l'axe en sortie de torche diminuent rapidement du fait de la transition à la turbulence pour une distance à la torche de l'ordre de 70 mm . La pression dans la chambre vaut en moyenne $8,4 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ et le tracé des lignes de courant montrent que l'essentiel de l'écoulement plasma issu de la torche passe directement à travers la tuyère de détente. Le trait en pointillés représente l'axe de symétrie de la chambre à haute pression (HP).

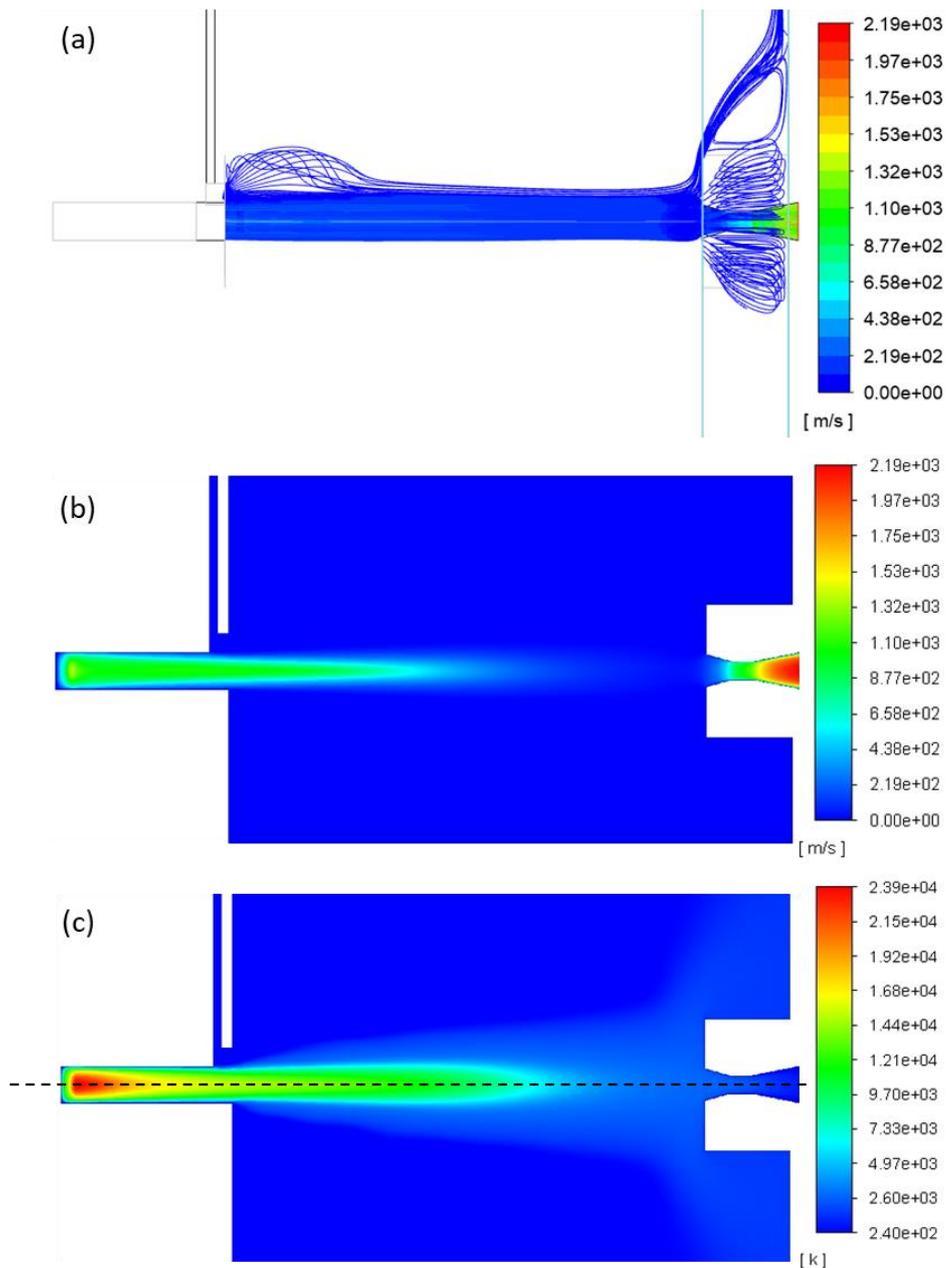


Figure 97 Lignes de courant (a) et Champs de vitesse (b) et de température (c) du cas $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ et $\phi = 4 \text{ mm}$, le trait en pointillés est l'axe sur lequel les profils de la Figure 98 ont été tracés

Ces conditions opératoires paraissent correctes car elles permettent à la fois :

- de maintenir la pression dans la chambre HP voisine de la pression atmosphérique et de limiter la détente et donc la vitesse du jet de plasma favorisant ainsi l'allongement du temps de séjour et l'intensification de l'évaporation des poudres sur une distance suffisante ;
- d'obtenir une température du gaz au niveau de la tuyère suffisante pour limiter les effets de nucléation croissance sans pour autant causer la fusion de revêtement de zircone.

La question est maintenant de savoir comment évoluent les champs de l'écoulement en fonction de la distance L et du diamètre au col de la tuyère.

La Figure 98 montre les profils de vitesse, température, nombre de Mach et pression suivant l'axe de la torche pour deux longueurs de chambre haute pression, $L_{CHP} = 150 \text{ mm}$ tracés en première colonne et $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ dans la deuxième colonne. Pour chaque longueur de chambre, deux calculs ont été réalisés pour deux diamètres de tuyères différents, le diamètre de 4 mm calculé précédemment pour $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ et un diamètre plus important ($\phi = 5.4 \text{ mm}$) car il semble difficile de descendre, pour des raisons pratiques, au-dessous de cette valeur. La zone de la torche est colorée en bleu, celui de la chambre HP en blanc la et la zone de la tuyère de détente en rouge. Les Tableau 18 et Tableau 19 présentent les valeurs numériques des grandeurs dont les profils sont présentés en Figure 98 aux frontières entre les couleurs. Il est primordial que la tuyère soit amorcée ($Ma = 1$ au col) pour atteindre le fonctionnement normal de ce procédé et ceci, de façon à maintenir la différence de pression entre les deux enceintes, ce qui est vérifié pour toutes les combinaisons des paramètres L et ϕ .

La pression est la grandeur la plus importante de cette analyse car nous cherchons à obtenir la pression la plus proche de la pression de fonctionnement normal de la torche en changeant les paramètres du système (L_{CHP} et ϕ). De plus, comme la vitesse, c'est la grandeur qui évolue le plus fortement en fonction des paramètres opératoires étudiés. De façon logique, la pression diminue fortement lors de l'accélération du gaz lié au chauffage par l'arc électrique, puis reste constante dans la chambre HP avant de chuter à travers la tuyère de détente alors que l'écoulement accélère. On observe que plus le diamètre au col est important ou la distance L_{CHP} est importante plus la pression dans la chambre HP est faible, car le passage du fluide est plus aisé du fait de l'augmentation de section du col ou de la diminution de vitesse liée au refroidissement du jet à son entrée dans la tuyère. Consécutivement à cette diminution de pression :

- le jet se détend de façon très visible avec une augmentation de vitesse assez marquée et un peu moins marquée de la température du fait du stockage d'énergie sous forme de dissociation voire d'ionisation des espèces, le jet s'allonge ;
- cette différence de comportement est moins marquée par rapport à la distance L_{CHP} que par rapport au diamètre du col : (i) en sortie de torche, les valeurs de vitesse varient du simple au double en changeant le diamètre de la tuyère de détente. Par exemple, dans le cas où $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$, la vitesse en sortie de torche est de 1123 ms^{-1} (251 m/s en entrée de tuyère) pour un diamètre de $\phi = 4 \text{ mm}$ et de 2072 ms^{-1} pour le diamètre de $5,4 \text{ mm}$ (451 m/s en entrée de tuyère). Tandis que pour un diamètre de tuyère de $\phi = 4 \text{ mm}$ la vitesse passe de 1123 m/s à 1330 m/s en sortie de torche lorsqu'on augmente la distance L_{CHP} .

En termes de comparaison des longueurs des jets :

- Si on se base sur l'abscisse à partir de laquelle le jet passe en dessous de 5000 K, la longueur des jets reste approximativement voisine de 7,7 cm entre les différentes valeurs de paramètres. Le niveau de température change peu en entrée de tuyère lorsqu'on change le diamètre du col (de 3791 K à 3757 K) pour $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$, par contre la chute est plus importante lorsqu'on augmente L_{CHP} de 100 à 150 mm (3791 à 2623 K) pour $\phi = 4 \text{ mm}$.
- Si on se base sur l'abscisse à partir de laquelle le jet passe en dessous de 500 m/s, la longueur des jets est voisine de 4,4 cm avec un allongement net (+ 2 cm) lorsque le diamètre du col est plus grand ou la distance L_{CHP} est plus faible. Le niveau des vitesses en entrée de tuyère passe de 251 à 451 m/s lorsqu'on augmente la section du col pour $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ et de 202 à 251 m/s lorsque passe de $L_{CHP} = 150$ à 100 mm à $\phi = 4 \text{ mm}$.

En résumé, la distance L_{CHP} doit être suffisante pour permettre l'évaporation des poudres mais pas trop élevée pour conserver une température suffisante en entrée de tuyère de détente (T_0) :

- qui mène à un diamètre de col suffisamment important risquant moins de s'obstruer ;
- qui limite les phénomènes de nucléation croissance de la vapeur de Zircone.

Le diamètre du col doit être suffisant pour limiter l'occlusion de la tuyère de détente mais pas trop élevé pour :

- amorcer la tuyère de détente ;
- maintenir la pression dans la chambre HP à un niveau suffisant pour assurer de bons transferts thermiques gaz-particules tout en limitant la détente du gaz qui réduirait le temps de séjour des particules, dans le but de favoriser l'évaporation des poudres.

La configuration qui répond le mieux à ces contraintes et pour laquelle la pression dans la chambre HP est la plus proche de la pression atmosphérique est celle du cas dont on a présenté les champs, soit une longueur $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ et un diamètre au col $\phi = 4 \text{ mm}$, avec une valeur de pression de 0,84 bar. Ces conditions sont sélectionnées pour évaluer le comportement des poudres.

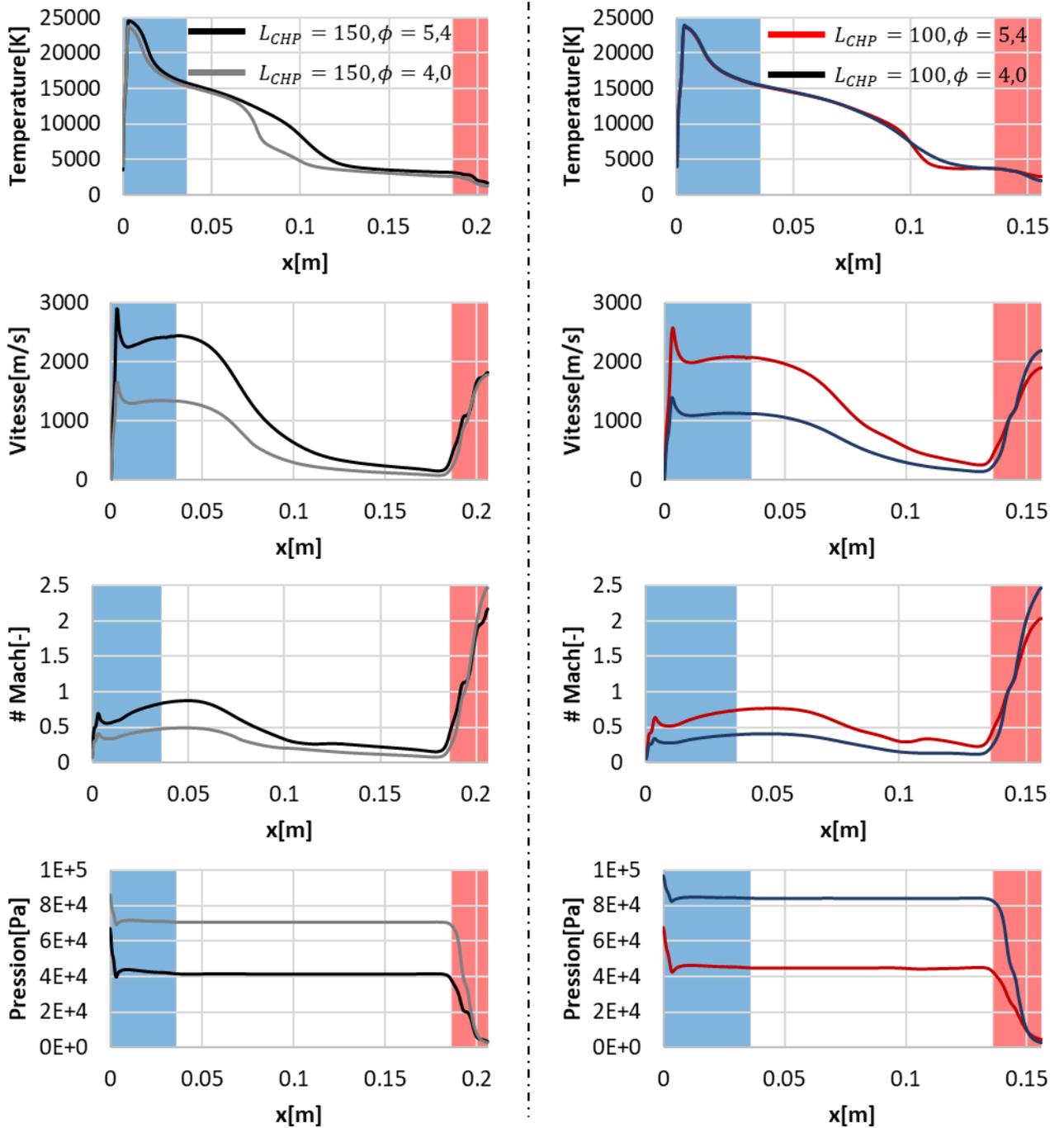


Figure 98 Profils de Température, Vitesse, nombre de mach, et pression absolue du gaz le long de l'axe de la torche-tuyère de détente. Les couleurs de l'arrière plans correspondent aux régions : torche (bleu), chambre HP (en blanc) et tuyère de détente (en rouge). Les valeurs aux frontières de ces régions sont listées dans les tableaux 2 et 3.

Tableau 18 Valeurs de vitesses et de températures du gaz en sortie de torche (frontière bleu-blanc), en entrée de tuyère (blanc-rouge) et la sortie de la tuyère de détente (l'autre extrémité rouge).

L [mm]	ϕ [mm]	V[m/s]			T[K]		
		S_{torche}	$E_{tuyère}$	$S_{tuyère}$	S_{torche}	$E_{tuyère}$	$S_{tuyère}$
150	5,4	2434	391	1814	15854	3229	1768
	4	1330	202	1773	15422	2623	1264
100	5,4	2072	451	1897	15399	3757	2643
	4	1123	251	2191	15464	3791	2068

Tableau 19 Valeurs du nombre de mach et de pression absolue en sortie de torche (frontière bleu-blanc), en entrée de tuyère (blanc-rouge) et la sortie de la tuyère de détente (l'autre extrémité rouge).

L[mm]	ϕ [mm]	Ma [-]			P[Pa]		
		S_{torche}	$E_{tuyère}$	$S_{tuyère}$	S_{torche}	$E_{tuyère}$	$S_{tuyère}$
150	5,4	0,83	0,39	2,17	$4,16 \cdot 10^4$	$3,84 \cdot 10^4$	$3,42 \cdot 10^3$
	4	0,47	0,20	2,46	$7,08 \cdot 10^4$	$6,91 \cdot 10^4$	$2,81 \cdot 10^3$
100	5,4	0,74	0,41	2,03	$4,48 \cdot 10^4$	$4,22 \cdot 10^4$	$4,63 \cdot 10^3$
	4	0,40	0,22	2,46	$8,40 \cdot 10^4$	$8,23 \cdot 10^4$	$3,06 \cdot 10^3$

IV.4.3. Traitement de poudres de différentes granulométries

Dans cette partie, nous nous intéressons aux trajectoires et à l'évaporation de poudres de différentes granulométries dans l'écoulement correspondant aux paramètres sélectionnés à l'étape précédente, $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ et $\phi = 4 \text{ mm}$. L'objectif est d'évaluer, pour différentes distributions granulométriques de poudres de Zircone de tailles décroissantes, la fraction de cette distribution qui est non évaporée à l'issue de son parcours dans la chambre HP, pénètre dans la tuyère de détente et risque de la colmater. Pour cela, les deux poudres commerciales de Zircone-Yttrée mises en œuvre au chapitre précédent, de diamètres médians de l'ordre de 34 et 22 μm , sont d'abord traitées. Compte tenu de leur taille, le nombre de particules non évaporées et pénétrant la tuyère de détente s'avère trop élevé si bien qu'on recherche ensuite le diamètre maximum des particules qui peuvent être totalement évaporées avant leur arrivée dans la tuyère de détente.

IV.4.3.1. Poudres mises en œuvre

La poudre commerciale utilisée est un agglomérat densifié de zircone stabilisée à l'yttrine ($8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF). La première distribution est celle de la poudre brute de diamètre médian de 33,8 μm et la deuxième correspond à un tamisage de cette première et correspond à un diamètre médian 21,9 μm . Les propriétés de la poudre annoncées par le fabricant sont définies dans le Tableau 11. Les deux poudres seront injectées en entrée d'injecteur suivant les distributions décrites au chapitre III et en adaptant le débit de gaz porteur à leur taille afin de les injecter à cœur du jet.

Pour la suite de l'étude, n'ayant pu évaporer les deux poudres précédentes du fait de leurs tailles et comme il est difficile de faire pénétrer radialement dans le jet de plasma des particules de diamètre inférieur à 10 μm de faible inertie, des particules correspondant à des poudres agglomérées sont injectées. Ces agglomérats de particules sont liés par un liant organique qui au contact du plasma s'évapore, libérant ainsi les petites particules au cœur

du jet plasma, comme cela est fait dans les procédés PS-PVD conventionnels. L'injection et la fragmentation des agglomérats ne seront pas étudiées. Les particules constituant les agglomérats, considérées de taille unique seront injectées directement au niveau de la section de sortie de la torche suivant une répartition spatiale uniforme.

Dans la littérature, la poudre de zircone stabilisée par l'yttrium la plus communément utilisée pour la PS-PVD est la Metco M6700 de distribution de taille $d_{10} = 2\mu\text{m}$, $d_{50} = 8\mu\text{m}$, $d_{90} = 18\mu\text{m}$, constituée de particules de tailles moyennes de $0,5\text{--}5\mu\text{m}$. Malgré tout, le diamètre des particules sera progressivement diminué, jusqu'à obtenir leur évaporation quasi-totale et variera de $4\text{ à }1\mu\text{m}$. La poudre est dense de densité $\rho = 5680\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et de chaleur spécifique $C_p = 750\text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$. Le débit de poudre injectée est de 4 g/min soit 2 g/min pour le demi-domaine considéré du fait de la symétrie.

IV.4.3.2. Traitement des poudres « commerciales »

Les Figure 99 et Figure 100 montrent respectivement les trajectoires des poudres commerciales de diamètres médians $33,8\mu\text{m}$ et $21,9\mu\text{m}$ dans le jet de plasma, coloriées par leur diamètre. On observe que les particules de plus grand diamètre, et donc de plus forte inertie, traversent le jet et ne pénètrent pas dans la tuyère de détente alors que les plus petites de plus faible inertie passent bien au cœur du jet de plasma. Une partie d'entre elles pénètre dans la tuyère sans avoir été totalement évaporée, avec un diamètre final de l'ordre de la dizaine de microns. Notons, que le débit de gaz porteur de poudre a été choisi de façon à ce que les trajectoires des plus grandes particules susceptibles de ne pas être évaporées n'aboutissent pas dans la tuyère de détente.

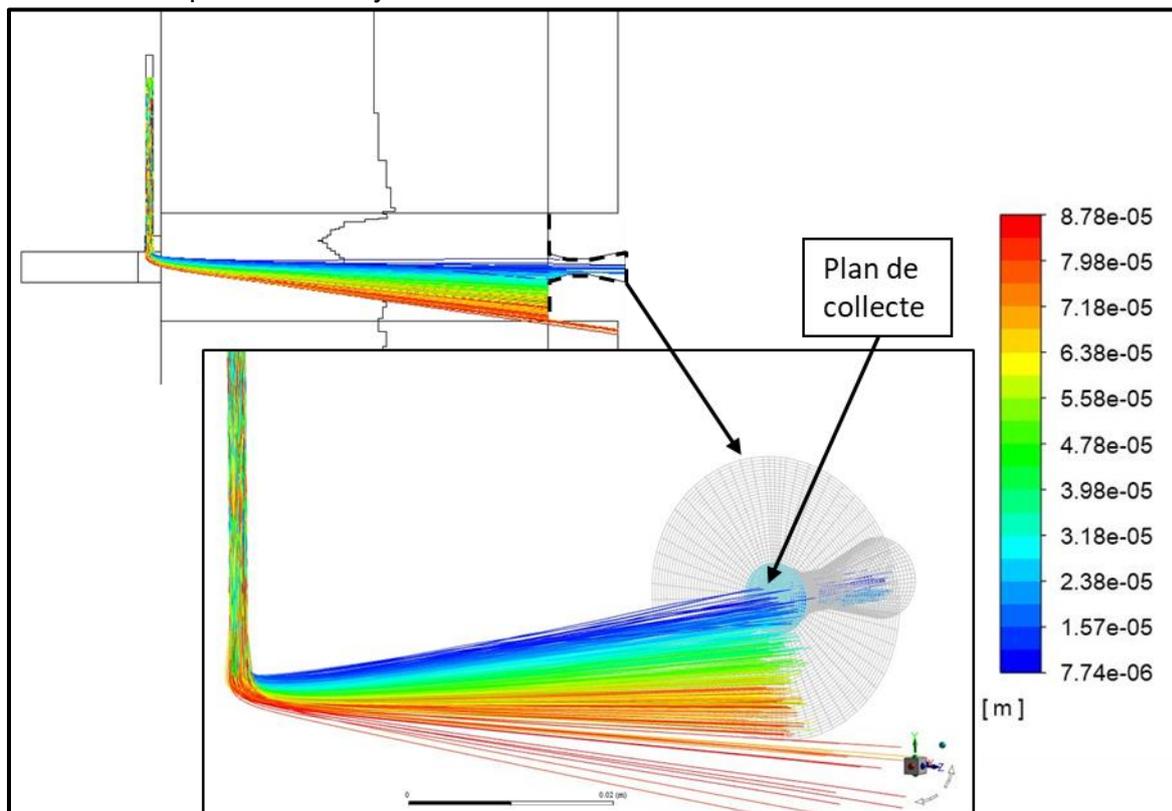


Figure 99 Trajectoires des particules de diamètre initial médian de $33,8\mu\text{m}$ (Oerlikon Metco 204AF) coloriées par leur diamètre

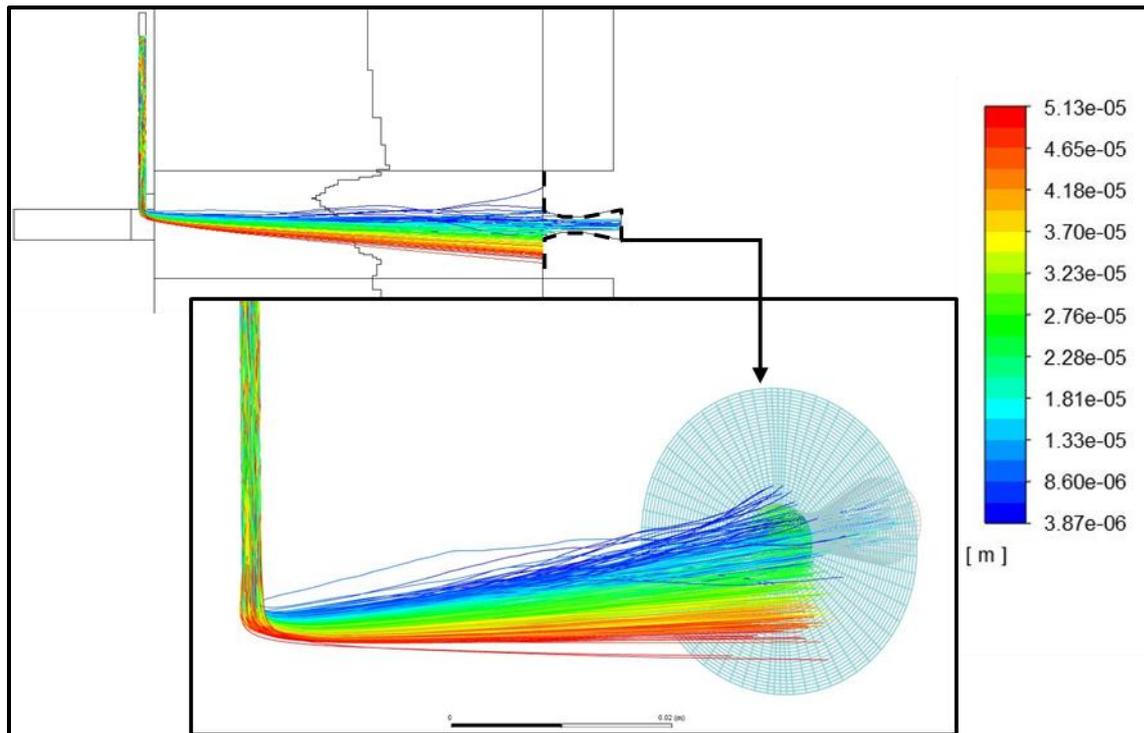


Figure 100 Trajectoires des particules de poudre tamisée de diamètre initial médian de $22.9 \mu m$ coloriées par leur diamètre

Il est essentiel d'évaluer la distribution en taille des particules qui pénètrent la tuyère de détente. La figure 8 montre la distribution de taille des particules initialement injectées et la distribution de taille de particules qui pénètrent la section d'entrée de la tuyère de détente (diamètre de $21,91 \mu m$ à gauche et de $33,8 \mu m$ à droite). On observe que la fraction volumique de particules qui pénètre la tuyère est :

- nettement diminuée par rapport à sa valeur initiale mais que cette diminution est surtout très significative dans le cas de la poudre la plus fine,
- Ne concerne que les plus faibles diamètres comme observé précédemment sur les trajectoires.

Les particules les plus petites étant initialement présentes en nombre important puis se retrouvant néanmoins en proportion non négligeable à l'entrée de la tuyère, le risque de colmatage est très élevé.

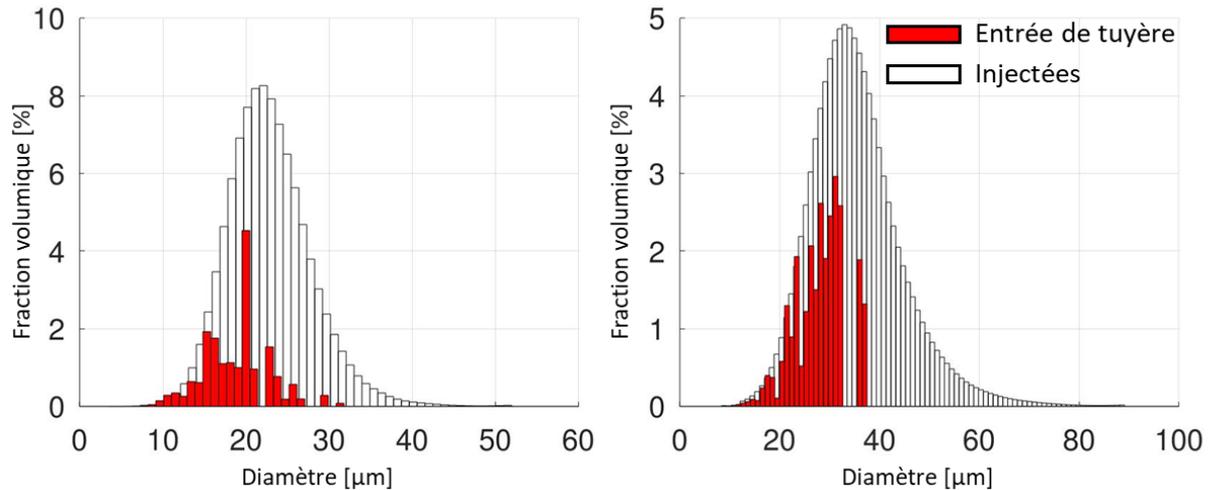


Figure 101 Distribution initiale de taille des particules injectées et pénétrant la tuyère (sur le plan de collecte montré dans la Figure 99). Diamètre médian initial de $21,9 \mu\text{m}$ à gauche et de $33,8 \mu\text{m}$ à droite

Cette configuration, torche et tuyère coaxiales, est intéressante quand il s'agit de comprendre le procédé en fonction des différentes dimensions du procédé. Néanmoins, elle pose problème quant au traitement de poudres commerciales classiques de diamètres importants non totalement évaporables. C'est pour cette raison que l'idée d'un angle d'inclinaison entre la torche et la tuyère de détente est étudié par la suite pour tenter de séparer le flux de vapeur produit des particules non évaporées issues de poudres commerciales classiques (configuration 2 et 3).

IV.4.3.3. Traitement des poudres agglomérées

Même si l'effet de raréfaction affecte plus les transferts de chaleur gaz-particule relatifs aux petites particules, celles-ci ont une surface spécifique importante qui favorise leur évaporation par rapport aux plus grosses. Aussi, la Figure 102 présente les trajectoires de particules, de diamètres initiaux et unique $1, 2, 3$ et $4 \mu\text{m}$, injectées uniformément dans la section de sortie de la torche et coloriées par leur diamètre.

La majorité des particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre initial s'évaporent intégralement et de façon très rapide. Celles qui sont injectées proche du cœur du jet s'évaporent complètement tandis que celles injectées en périphérie du jet sont portées hors du jet par la dispersion turbulente et finissent soit par s'évaporer soit vont de déposer sur les parois de l'enceinte.

Les particules de $2 \mu\text{m}$ de diamètre initial s'évaporent moins rapidement, dans une moindre proportion et rarement complètement. La plupart d'entre elles s'évaporent pour atteindre environ $1 \mu\text{m}$ voire moins dans certains cas ce qui les rend sensibles à la dispersion turbulente à cause de leur faible inertie. Par conséquent, elles subissent les recirculations de l'écoulement provoquées par le jet plasma dans la chambre.

Les particules de 3 et $4 \mu\text{m}$ de diamètre initial sont moins sujettes à la dispersion turbulente à cause de leur inertie puisque leur diamètre descend rarement en dessous de $1,5 \mu\text{m}$. Ainsi, les trajectoires des particules non évaporées sont dirigées directement vers la tuyère de détente qu'elles vont possiblement obstruer si elles entrent en contact avec sa paroi.

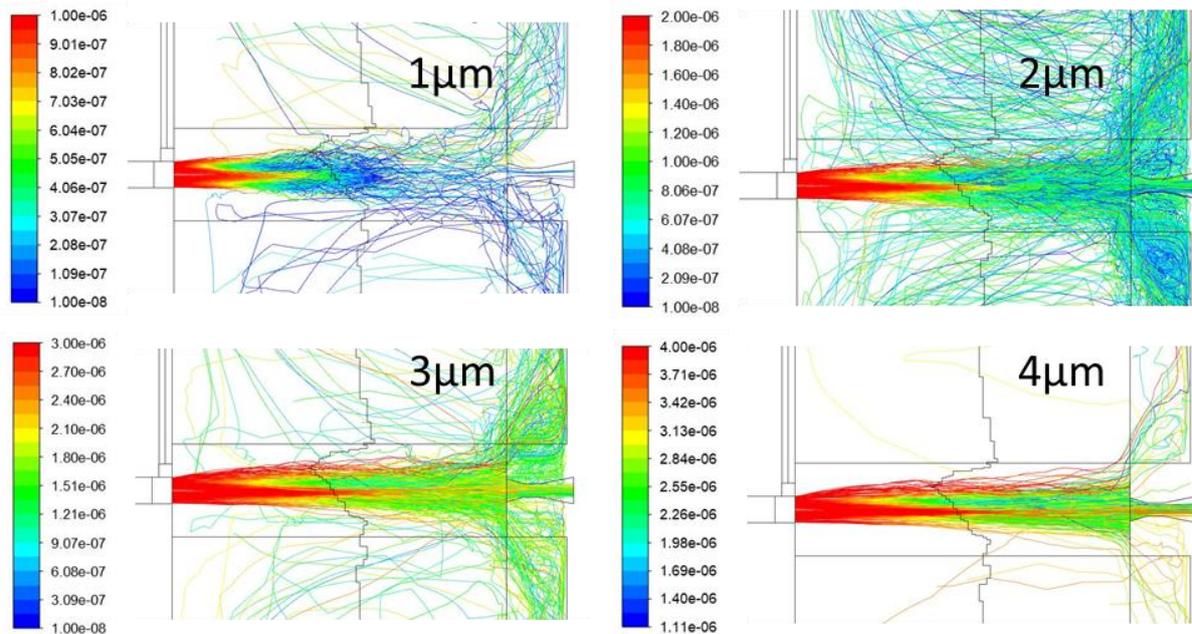


Figure 102 Trajectoires des particules de diamètres initiaux 1, 2, 3 et 4 μm injectées dans le plan de sortie de torche et coloriées par leur diamètre

Les particules injectées connaissent donc trois sorts : évaporation complète, collision avec les parois de l'enceinte HP ou passage à travers la tuyère de détente avec possibilité de s'y déposer et de provoquer son colmatage.

La Figure 103 montre les distributions de tailles des particules pénétrant l'entrée de la tuyère pour les quatre diamètres de particules de taille unique injectés. Ces histogrammes, exprimés en fraction volumique de la quantité injectée (débit massique dans l'intervalle/débit massique injectée) confirment que plus la taille des particules injectées est faible plus le taux d'évaporation est important et plus faible est la quantité de poudre résiduelle qui pénètre la tuyère de détente. Ces histogrammes sont résumés dans le Tableau 20 qui présente un bilan de masse des particules au niveau de la tuyère de détente sous forme liquide ou gazeuse, selon leur traitement en vol dans l'enceinte haute pression, et pour les quatre différentes tailles de particules injectées : débit massique de particules de zircone liquide pénétrant la tuyère et valeur rapportée au débit de poudre injectée, débit de vapeur pénétrant la tuyère et sa valeur rapportée au débit de poudre injectée ainsi que la température moyenne des particules pondérée par la masse.

On observe par exemple sur la Figure 103 qu'environ 0,026 % en volume seulement des particules de 1 μm injectées pénètrent dans la tuyère de détente et sont caractérisées par un diamètre résiduel de 0,75 μm . Lorsque la taille des particules injectées augmente, ce taux augmente légèrement ainsi que la taille des particules résiduelles en même temps que sa distribution en taille s'élargit. Cet élargissement est lié à la dispersion turbulente qui augmente, conduit à la dispersion des particules dans le jet et induit des traitements thermiques différents qui à leur tour affectent l'évolution du diamètre.

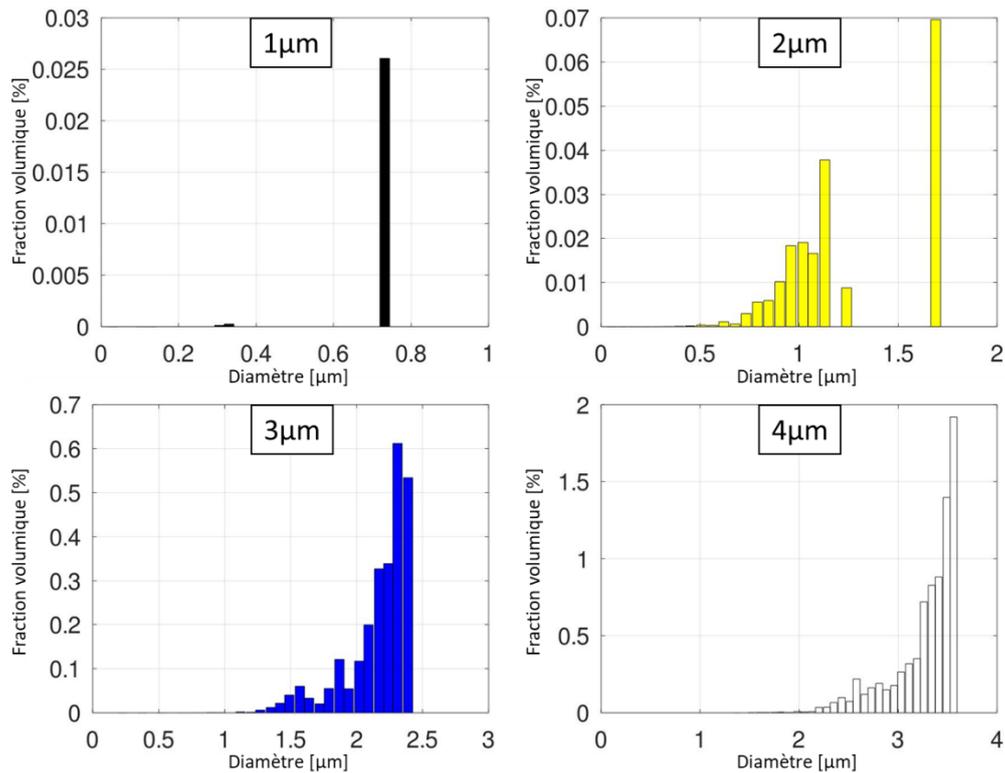


Figure 103 Distributions de diamètres des particules pénétrant la tuyère de détente, exprimées sous forme de fractions volumiques normalisées par les débits de poudres injectées, pour des distributions de tailles uniformes initiales de 1, 2, 3 et μm .

Tableau 20 Bilan massique relatif au traitement des particules (traversant l'entrée de la tuyère et s'évaporant) de tailles initiales uniformes de 1, 2, 3 et μm sur la moitié du domaine.

Diamètre initial [μm]	1	2	3	4
Débit massique de poudre injectée	$3,33 \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$ (2g/min)			
Débit massique total de particules en entrée de tuyère [kg/s]	$8,81 \cdot 10^{-9}$	$6,58 \cdot 10^{-8}$	$8,54 \cdot 10^{-7}$	$2,68 \cdot 10^{-6}$
Rapport massique du flux de particules pénétrant la tuyère / débit de particules injectée	0,03%	0,20%	2,6%	8,1%
Débit de vapeur en sortie de tuyère [kg/s]	$3,23 \cdot 10^{-5}$	$3,22 \cdot 10^{-5}$	$3,05 \cdot 10^{-5}$	$2,79 \cdot 10^{-5}$
Rapport massique du flux de vapeur dans la tuyère / débit de particules injectée	97,0 %	96,7 %	91,4 %	83,7 %
Température moyenne, de particules non-éaporées en entrée de tuyère, pondérée à la masse [K]	3300	3600	3650	3700

Le Tableau 20 montre que plus les particules sont grandes et plus le flux massique de particules non évaporées entrant dans la tuyère est important, tandis que le flux massique de vapeur entrant dans la tuyère diminue assez légèrement. Le rapport massique du flux de particules pénétrant la tuyère sur les le flux de particules injectées prend respectivement les valeurs de 0,03, 0,2, 2,56 et 8,05 % pour les tailles de 1, 2, 3 et 4 μm tandis que le rapport massique du flux de vapeur entrant dans la tuyère sur le débit de de poudre injectée diminue en prenant respectivement les valeurs de 97, 97, 91 et 84%.

Le débit de vapeur produite par l'évaporation des particules et pénétrant dans la tuyère est très proche du débit de poudre injectée pour les tailles 1, 2 et 3 μm conduisant à des rendements d'évaporation compris entre 97% et 91%. Aussi, l'utilisation d'une poudre agglomérée constituées de particules de taille inférieure à 3 μm présente une bonne alternative pour remédier au risque de colmatage de la tuyère de détente.

IV.5. Torche unique inclinée par rapport à l'axe de la tuyère (configuration 2)

Dans cette configuration, l'axe de la torche plasma est incliné d'un angle α par rapport à celui de la tuyère de détente (Figure 104). L'objectif est de ne permettre qu'au mélange plasma-vapeur peu dense d'être dévié vers la tuyère de détente tandis que les particules non évaporées d'inertie plus importantes seront éliminées en poursuivant leur trajectoire. Cette configuration devrait permettre de mettre en œuvre des poudres commerciales moins fines et donc moins chères que les poudres agglomérées testées en fin du paragraphe précédent.

Au même titre que l'angle α et parce qu'elle conditionne la température T_0 en amont de la tuyère de détente, la distance L_{CHP} entre la paroi supportant la torche et celle supportant la tuyère de détente est un paramètre essentiel pour prédire le diamètre du col de tuyère de détente permettant son amorçage. Les paramètres α et L_{HPC} seront donc variés pour trouver les conditions d'amorçage de la tuyère correspondant à une valeur la pression dans l'enceinte à haute pression voisine de la pression atmosphérique. Le point de rotation de la torche est le point indiqué en rouge à la périphérie inférieure de la torche.

Un angle initial de α de 32° a été prévu sur le dispositif expérimental en cours de développement au laboratoire conformément au brevet [137] et les travaux de Fuzet [32] qui, par contre, mettent en œuvre simultanément deux torches. Cette configuration est donc choisie comme point de départ. La Figure 105 montre le maillage de la géométrie dans le cas où $\alpha = 32^\circ$ et $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$. La face jaune est la surface de symétrie. Les conditions aux limites correspondantes sont présentées dans le Tableau 15. Le domaine de calcul est maillé de manière structurée (mappée) se composant de 184 771 cellules hexaédriques dont la taille minimale de mailles est de $1,65 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^3$.

Après avoir montré qu'il n'est pas possible de diriger l'écoulement vers la tuyère de détente pour la configuration initiale de 32° , on présente une configuration avec un angle de 19° pour laquelle la torche est alignée avec l'entrée de la tuyère. L'étude de l'évaporation des deux poudres « commerciales » mentionnées précédemment est ensuite réalisée : poudre de zircone stabilisée à l'yttrine ($8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF). La première distribution est celle de la poudre brute qui est de diamètre médian de $33.8 \mu m$ et la deuxième est tamisée issue de cette même poudre qui est de diamètre médian $21.9 \mu m$.

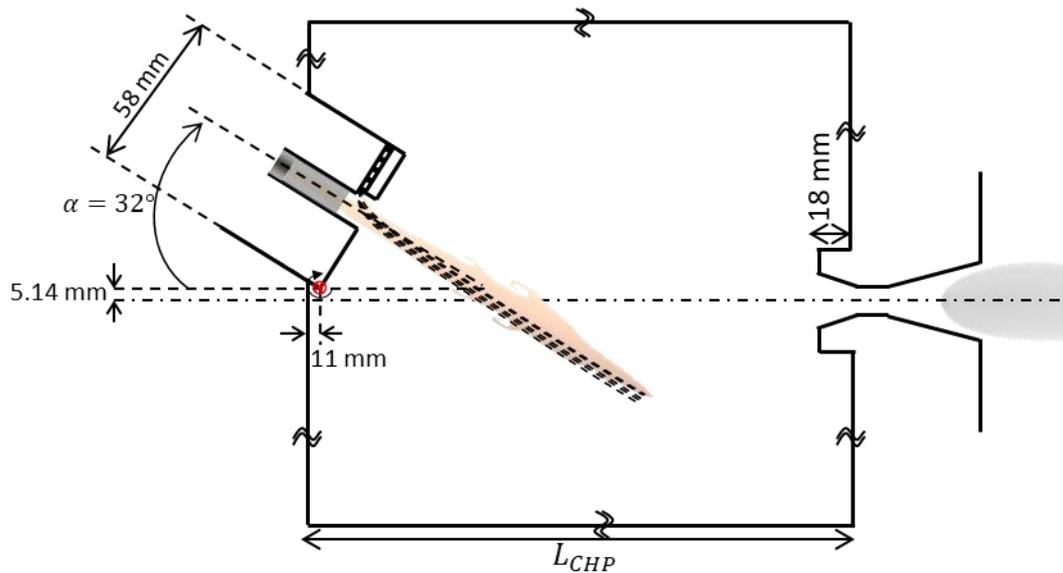


Figure 104 Configuration 2 pour laquelle la torche est inclinée par rapport à l'axe de révolution de la tuyère de détente d'un angle $\alpha=32^\circ$

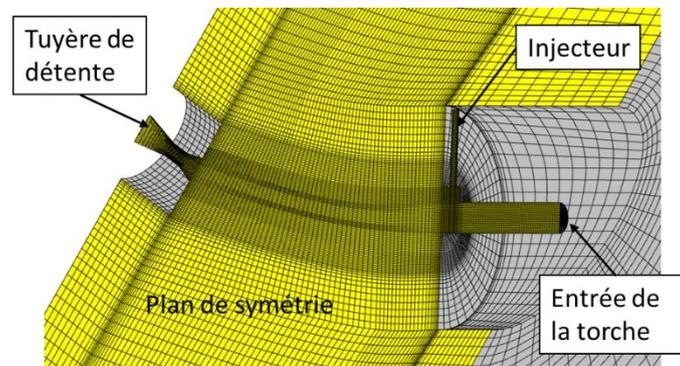


Figure 105 Millage du domaine de la configuration 2, correspondant à un angle d'inclinaison $\alpha = 32^\circ$ et $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$

IV.5.1. Etude de l'écoulement en fonction de α et L_{CHP}

Dans cette étude préliminaire, nous allons observer l'effet de l'angle α sur le comportement de l'écoulement de plasma vis-à-vis de la tuyère de détente et notamment sur le tracé de lignes de courant émises depuis la torche à plasma.

IV.5.1.1. Angle d'inclinaison initial $\alpha = 32^\circ$

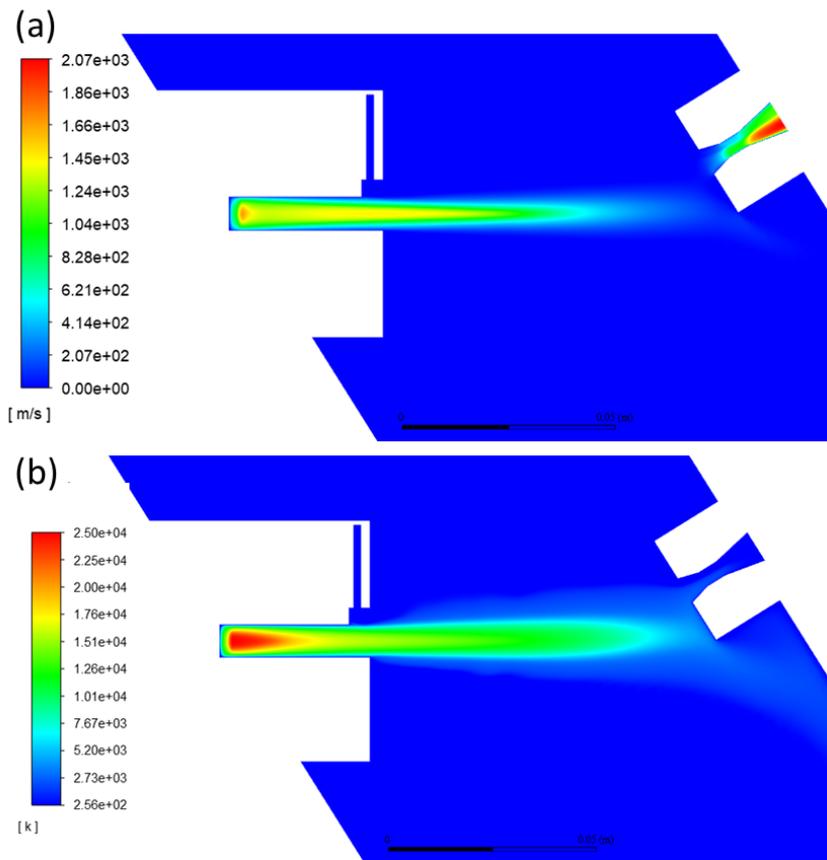


Figure 106 Champs de vitesse (a) et de température(b) du cas $\alpha = 32^\circ$, $L_{CHP} = 100 \text{ mm}$ et $\phi = 4 \text{ m}$

La Figure 106 montre les champs de vitesse et de température de l'écoulement pour la configuration initiale pour laquelle $\alpha = 32^\circ$. La longueur de la chambre L_{CHP} a été fixée à 100 mm , ce qui correspond à une distance entre la sortie de la torche et l'entrée de la tuyère de détente de 76 mm . La section du col ϕ a été fixée à 4 mm . La tuyère est amorcée mais malgré tout, la pression dans cette configuration, n'atteint que $40\,000 \text{ Pa}$ dans l'enceinte haute pression. Cette faible valeur de pression est due au fait que la température T_0 en entrée de tuyère est faible (2900 K) par rapport à la section du col évaluée dans la configuration coaxiale correspondant à une température T_0 plus élevée. En effet, dans le cas présent, le jet de plasma n'est pas dévié vers l'entrée de la tuyère de détente comme le montre la Figure 107 représentant les lignes de courant émises depuis la sortie de la torche. Celles-ci poursuivent en effet leur trajectoire avant d'être déviées par la paroi supportant la tuyère.

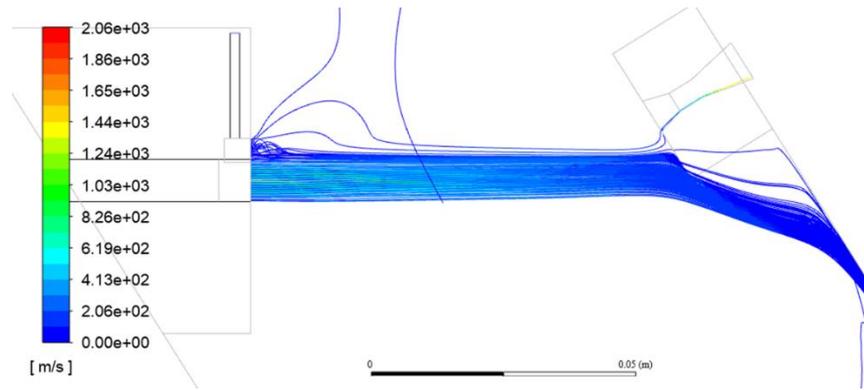


Figure 107 Lignes de courant émises à partir de la sortie de torche et l'encoche d'injection de poudre, colorées par la vitesse

Pour cet angle de 32° , le jet de plasma n'est pas dévié vers la tuyère de détente comme escompté. Ce phénomène est très probablement lié au fait que la tuyère de détente étant amorcée, les conditions de pression en aval de celle-ci n'ont pas d'effet sur l'écoulement amont. Avant d'abandonner cette configuration, un angle de 19° a été testé. Il apparaît que même si les conditions de vitesse et température en entrée de tuyère de détente sont légèrement plus élevées, la plupart des lignes de courant émises en sortie de torche ne pénètrent pas dans la tuyère puisque celle-ci est amorcée. Ainsi, la pression en aval de la tuyère n'influence pas l'écoulement dans l'enceinte haute pression et ne défléchit pas le jet issu de la torche.

IV.5.1.2. Angle d'inclinaison $\alpha = 19^\circ$

La nouvelle valeur de l'angle $\alpha = 19^\circ$ a été choisie, de façon à ce que l'axe de la torche soit aligné avec l'entrée de tuyère de détente, afin d'assurer une température amont T_0 suffisamment élevée (ou à ce que l'entrée de la tuyère de détente reste face à la torche). Afin de protéger la tuyère, la distance entre la sortie de torche et l'entrée de tuyère a été maintenue à 100 mm (soit $L_{CHP} = 136$ mm) et le diamètre du col vaut, d'après l'étude sur la configuration coaxiale, $\phi = 4$ mm. La Figure 108 montre les champs de vitesse et de température de l'écoulement. Les lignes de courant émises depuis la sortie de torche colorées par la vitesse du gaz sont représentées sur la Figure 109.

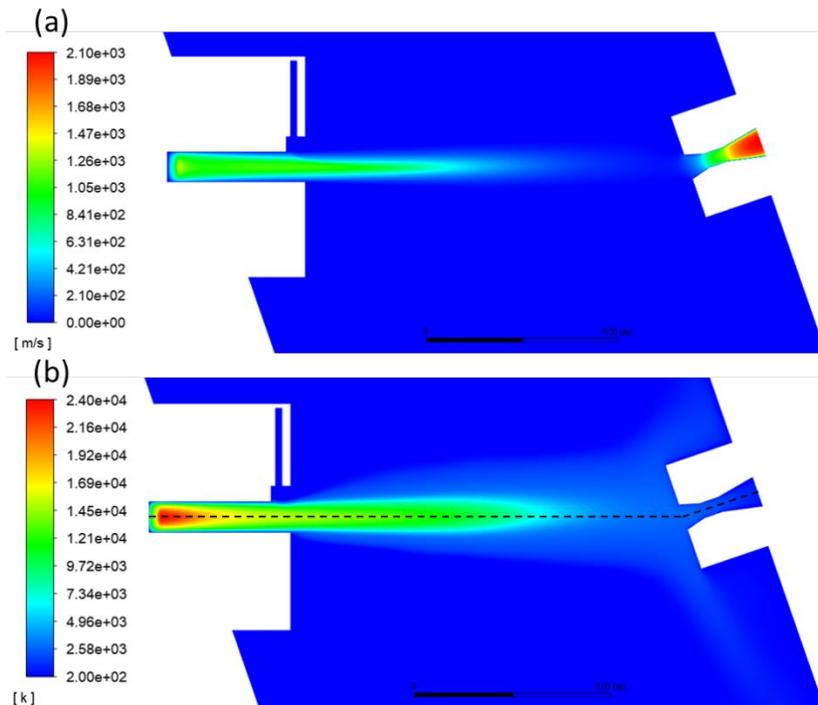


Figure 108 Champs de vitesse (a) et de température(b) du cas $\alpha = 19^\circ$, $L_{CHP} = 136 \text{ mm}$ et $\phi = 4 \text{ mm}$

L'écoulement plasma est bien dirigé vers la tuyère de détente contrairement à l'angle d'inclinaison de 32° ; ce qui est confirmé par le fait que la plupart des lignes de courant y pénètrent. La température en entrée de tuyère est de 4000 K , c'est à dire largement supérieure à ce qu'elle était pour l'inclinaison de 32° (2900 K) et la pression dans l'enceinte HP est de 93 kPa , et donc proche de la pression atmosphérique comme escompté.

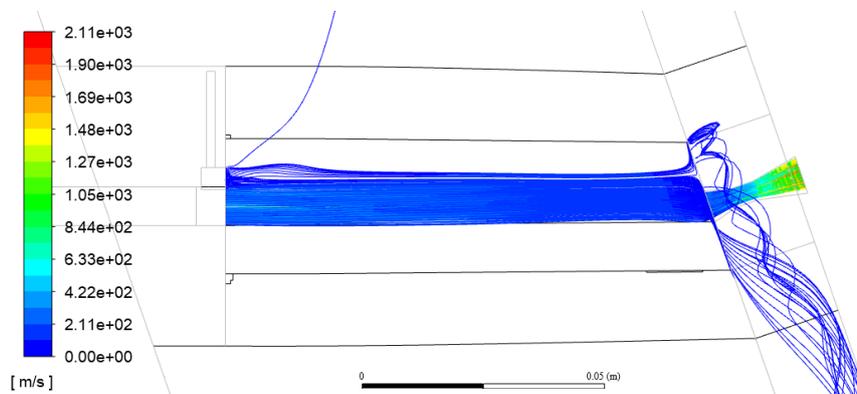


Figure 109 Ligne de courant émises à partir de la sortie de torche et l'encoche d'injection de poudre, colorées par la vitesse, du cas $\alpha=19^\circ$, $L_{HPC} = 136 \text{ mm}$ et $\phi = 4 \text{ mm}$

Les profils de température, vitesse, nombre de mach et pression, le long de la ligne en pointillés (Figure 108) qui relie l'entrée de torche à la tuyère de détente, sont présentés Figure 110. La température en sortie de torche atteint une valeur de $15\,500 \text{ K}$ en sortie de torche et puis chute à 4000 K en entrée de tuyère de détente. La tuyère est amorcée puisque le nombre de Mach dépasse l'unité dans la tuyère de détente. La pression dans l'enceinte atteint une valeur de l'ordre de 93 kPa , valeur nettement plus élevée que pour l'inclinaison de 32° (38 kPa) pour laquelle la température en entrée de tuyère T_0 était largement plus faible. Ainsi la vitesse de l'écoulement en sortie de torche qui est de 1100 m/s reste raisonnable et favorise de longs temps de séjour pour les particules.

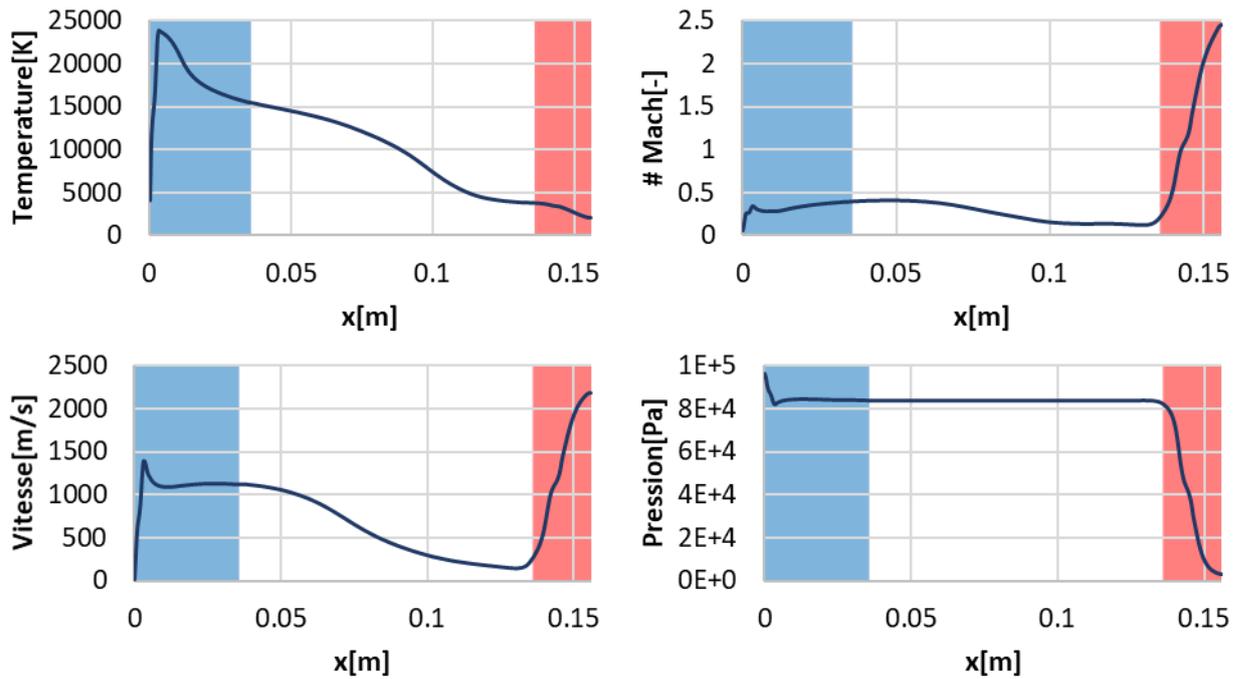


Figure 110 profils de Température, Vitesse, nombre de mach, et pression absolue le long de la ligne en pointillés reliant la sortie de torche à l'entrée de la tuyère de détente. Les couleurs de l'arrière plans correspondent aux régions : torche (bleu), chambre HP (en blanc) et tuyère de détente (en rouge)

Ces valeurs de paramètres α et L_{CHP} permettent d'avoir un alignement entre la torche et l'entrée de tuyère de détente. Ainsi, comme le montrent les lignes de courant, la majorité des particules fluides émises à la sortie de torche, pénètrent dans la tuyère de détente. C'est la condition essentielle pour transporter la vapeur de zirconium produite directement vers l'enceinte à basse pression et assurer la condition de température amont permettant l'amorçage de la tuyère de détente, cet amorçage étant essentiel pour maintenir les deux enceintes à des pressions différentes. Même si cette configuration est très similaire à la configuration coaxiale (1) puisque la torche vise directement l'entrée de la tuyère, nous allons maintenant nous intéresser au comportement d'une poudre commerciale injectée dans cette configuration.

IV.5.2. Traitement de poudres « commerciales »

Pour cette dernière configuration ($\alpha = 19^\circ$, $L_{CHP} = 136 \text{ mm}$ et $\phi = 4 \text{ mm}$), nous nous intéressons au comportement des deux poudres commerciales zirconium stabilisée à l'yttrium ($8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF) déjà étudiée : poudre brute de diamètre médian de $33.82 \mu\text{m}$ et poudre tamisée diamètre médian $21.91 \mu\text{m}$. Le débit de poudre injectée en entrée d'injecteur est toujours de 4g/s .

La Figure 111 et Figure 112 montrent les trajectoires des particules injectées respectivement pour les deux poudres précitées, 33.82 et $21.91 \mu\text{m}$ et coloriées par leur diamètre courant. On remarque que même si les plus grosses particules de plus forte inertie traversent le jet et ne pénètrent pas dans la tuyère, des particules d'une trentaine de microns en moyenne pour la poudre la plus grosse et d'une vingtaine pour la plus fine pénètrent dans la tuyère. Une partie d'entre elles rentrent en collision avec sa paroi, ce qui indique un risque de colmatage plus important dans cette configuration par rapport à la configuration coaxiale pour laquelle les trajectoires des particules longeaient la paroi de la tuyère.

La Figure 113 montre la distribution des particules de zircone injectées (en blanc) et la distribution de taille des particules pénétrant l'entrée de tuyère (en rouge). En comparaison avec la Figure 101 relative à la configuration coaxiale n°1, ni la taille, ni le pourcentage de particules pénétrant la tuyère n'ont diminués pour cette configuration. Compte tenu de ces éléments et du risque plus élevé de collision entre particules et paroi de la tuyère, cette configuration est donc à écarter pour traiter des poudres commerciales et c'est pourquoi une 3^{ème} configuration à deux torches est mise en œuvre.

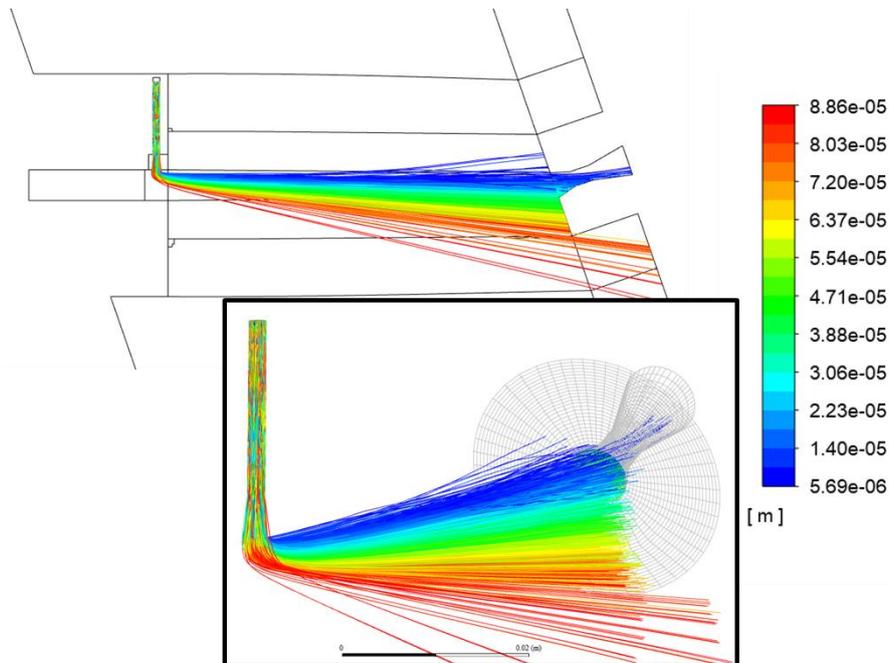


Figure 111 Trajectoires des particules de diamètre médian de $33.8 \mu m$ (Oerlikon Metco 204AF)

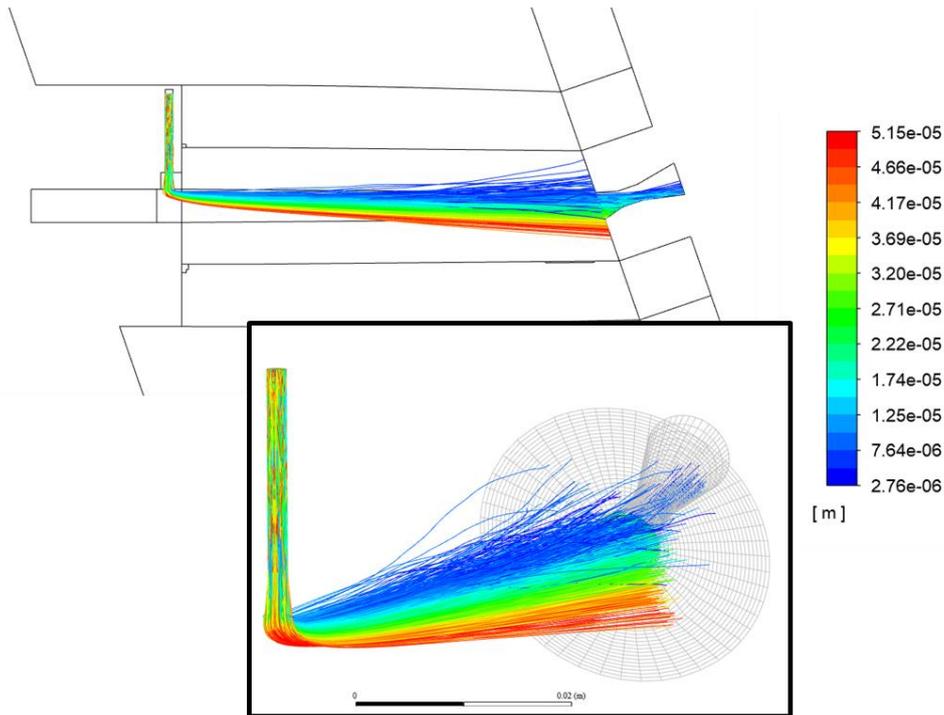


Figure 112 Trajectoires des particules de poudre tamisée de diamètre médian de $22.9 \mu m$

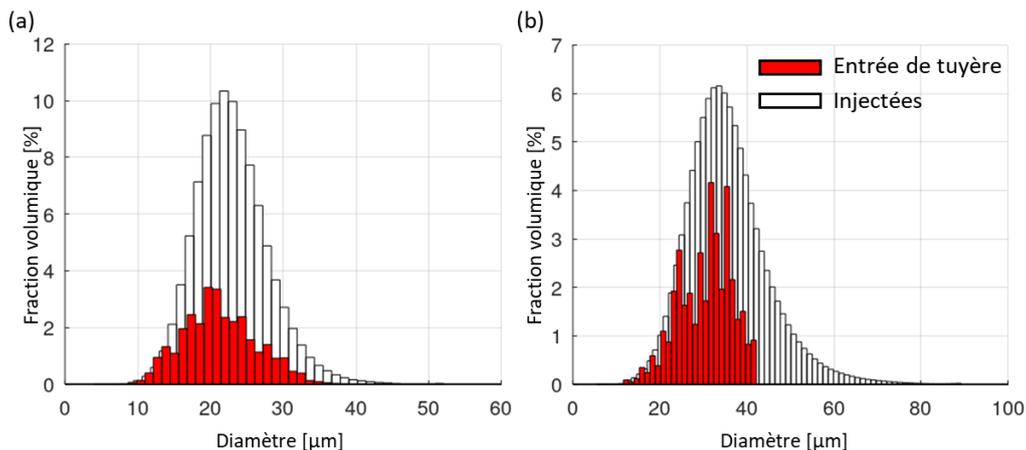


Figure 113 Distribution de taille des particules pénétrant la tuyère de détente (a) diamètre médian de $21,9 \mu m$, (b) de diamètre médian de $33,8 \mu$

IV.6. Système à deux torches inclinées par rapport à l'axe de la tuyère (configuration 3)

L'inclinaison de la torche étudiée précédemment n'ayant pas apporté d'amélioration par rapport à la configuration 1 coaxiale puisqu'elle ne permet pas de séparer les particules non évaporées issues du traitement de poudres « commerciales » du jet de vapeur, une nouvelle configuration à deux torches inclinées et proposée (Figure 114). L'intérêt de cette nouvelle configuration est de recentrer les jets de plasma issus des 2 torches en les fusionnant afin que le jet de plasma-vapeur résultant soit bien dirigé vers la tuyère de détente et permette son amorçage tout en éliminant les particules non évaporées. En plus de permettre de traiter des poudres commerciales moins chères du fait du tri vapeur/particules, cette configuration permet de doubler le débit de poudre traitée mais multiplie par deux le nombre de torches et leurs servitudes ainsi que le débit de gaz à pomper dans la chambre BP. Suivant le brevet

[137] et pour les conditions opératoires utilisées par Fuzet [32] ($I = 600 A$; $Q_v(Ar) = 45 \text{ Nl/min}$; $25 \%H_2$), les torches sont inclinées par rapport à l'axe de la tuyère de détente de 32° . Les injecteurs de poudre sont situés à l'extérieur de façon à garder le maximum de poudre dans le jet. Les conditions opératoires des deux torches sont identiques et les mêmes que pour les configurations précédentes. La chambre HP a pour longueur $L_{CHP} = 168 \text{ mm}$, cela correspond à une distance de 122 mm entre le centre de sortie de chaque torche et le centre de l'entrée de la tuyère de détente.

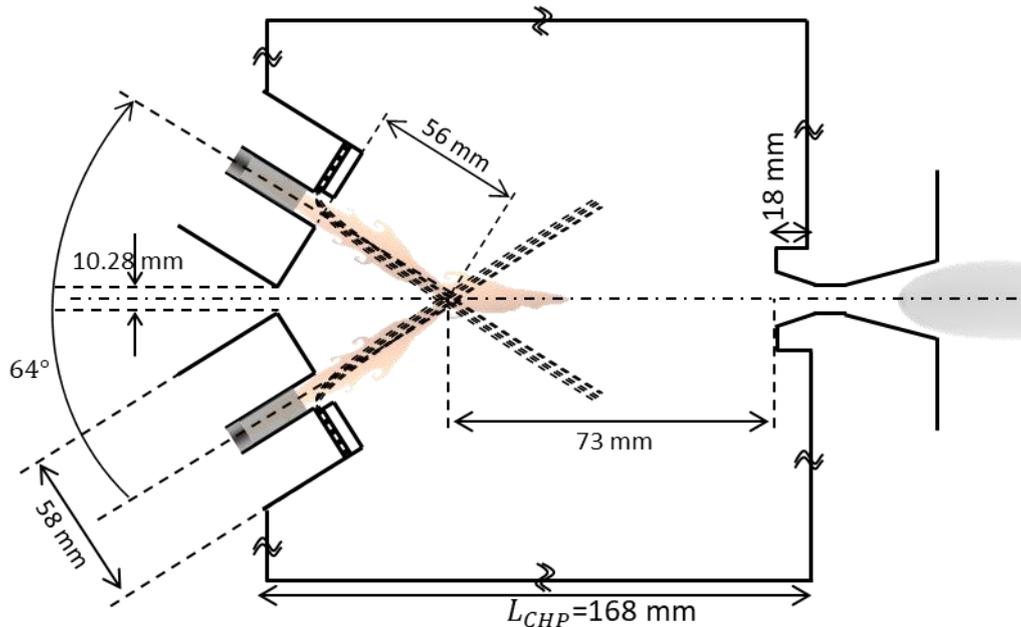


Figure 114 Configuration à deux torches inclinées. Dimensions principales en mm

La géométrie présente deux plans de symétrie qui permettent de n'en simuler qu'un quart puisque les torches et leurs conditions opératoires sont elles aussi identiques. La Figure 115 montre le maillage en éléments tétraèdres. Ce choix vient du fait que la topologie de la géométrie est très difficile à mailler avec un maillage de type hexaédrique. Le maillage a été affiné jusqu'à ce que les résultats soient indépendants de la taille des mailles. Le maillage final contient 62 356 cellules dont la dimension minimum est de $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^3$.

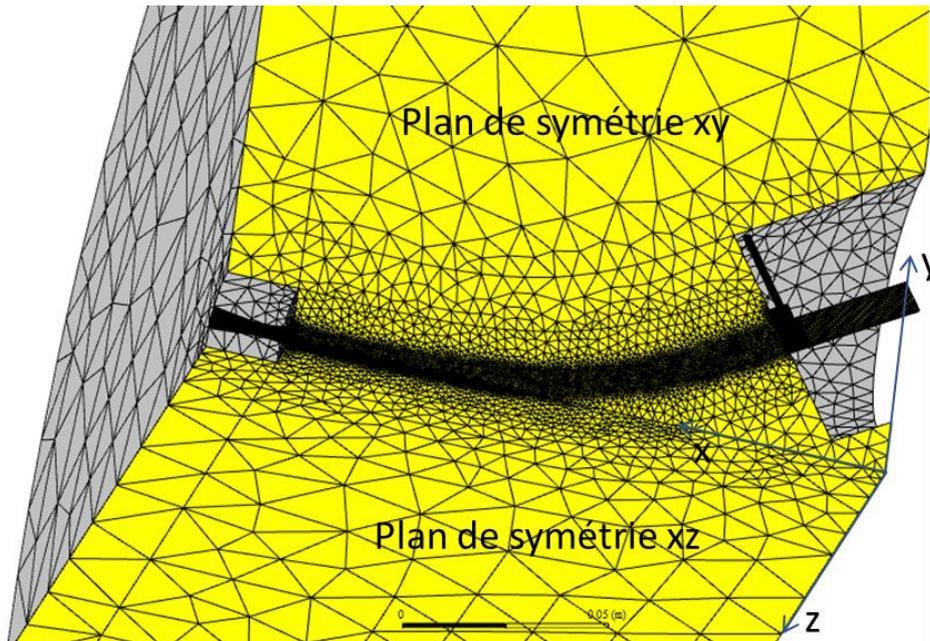


Figure 115 Maillage de la géométrie de configuration à deux torches (3)

Pour cette configuration, l'équation (136) ne permet de prédire la section du col car nous ne disposons pas de la température génératrice T_0 à l'entrée de tuyère de détente. Aussi, des calculs itératifs ont été réalisés jusqu'à l'obtention d'une pression voisine de la pression atmosphérique dans l'enceinte haute pression : un diamètre au col de la tuyère de détente de $\phi = 4.4 \text{ mm}$ permet d'obtenir une pression dans la chambre de 101418 Pa .

Pour cette configuration, nous n'allons pas faire d'étude paramétrique mais juste vérifier que la configuration proposée répond à nos objectifs en étudiant d'abord le comportement de l'écoulement puis le traitement d'une poudre commerciale classique.

IV.6.1. Etude de l'écoulement

La Figure 116 montre les champs de vitesse et de température de l'écoulement sur le plan de symétrie xy avec une reconstitution « miroir » faisant apparaître les deux torches. Les jets plasma produits par les deux torches se croisent au niveau de l'axe de la tuyère de détente ce qui cause leur déviation partielle vers celle-ci. La vitesse et la température maximum en entrée de tuyère de détente valent respectivement 320 m/s et 3200 K . Comme le montre les lignes de courant émises depuis la sortie de torche et de zone d'injection et tracées en Figure 117 (a-d), celles-ci se dirigent en grande partie (c) vers la tuyère de détente mais pas totalement (a, b et d). En particulier, on remarque que plus les lignes de courant sont émises proches du plan (xy), plus elles pénètrent dans la tuyère (Figure 117 c et d) du fait de la convergence des torches qui force l'écoulement vers l'entrée de tuyère. En revanche, les lignes de courant émises plus loin du plan de symétrie xy (a, b et d) ont moins de chance de la pénétrer puisque bénéficiant moins de cet effet de convergence des jets de plasma. Ces observations montrent que la position azimutale des axes des injecteurs de poudre par rapport au plan défini par les deux torches est importante pour porter directement la vapeur vers l'entrée de la tuyère et optimiser la transmission de la vapeur vers l'enceinte à basse pression. Les lignes de courant déviées continuent leur recirculation dans l'enceinte haute pression. Le tracé du champ de fraction volumique de vapeur de zircon et le bilan masse de

zirconium au sein du système présentés par la suite montrent que la vapeur est malgré tout bien dirigée vers la tuyère dans cette configuration géométrique.

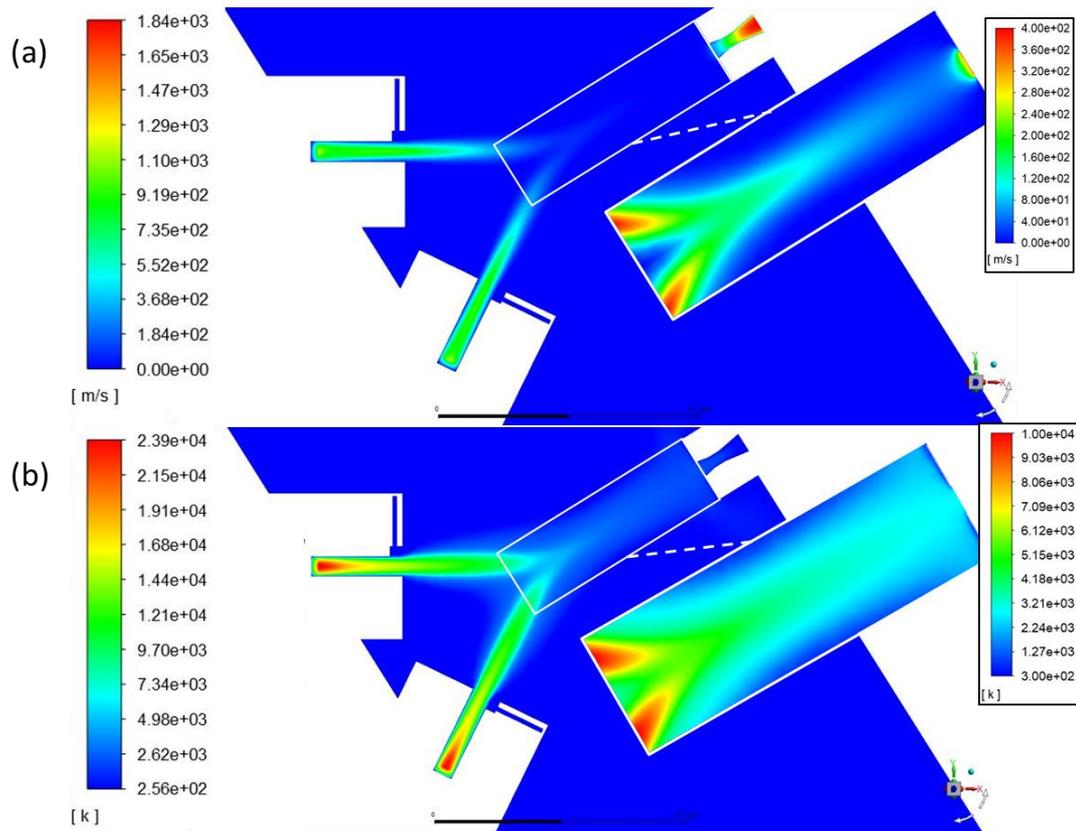


Figure 116 (a) Champ de vitesse (b) champs de température de l'écoulement sur le plan de symétrie de la chambre. Le trait en pointillés est l'axe sur lequel les profils de la Figure 118 ont été tracés.

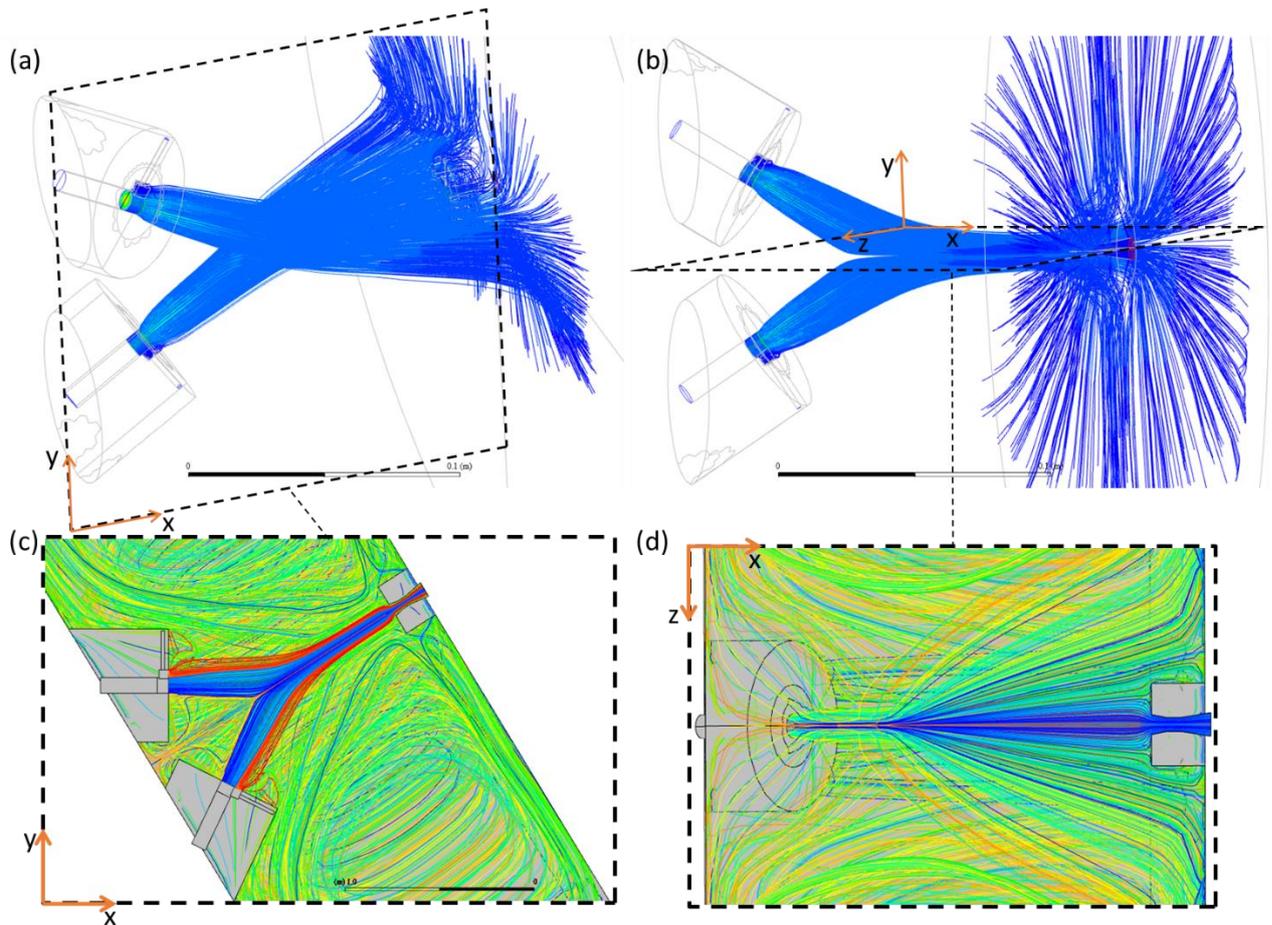


Figure 117 Lignes de courant émises depuis la section de sortie de torche. (a) et (b) mise en évidence de l'aplatissement de l'écoulement après la rencontre des deux jets ; (c) et (d) tracés des lignes de courant dans les plans tracés dans (a) xy et (b) xz , respectivement.

La Figure 118 montre l'évolution de la vitesse, température, pression absolue et nombre de Mach de l'écoulement suivant l'axe représenté sur la Figure 116 (b). On constate que la tuyère de détente est bien amorcée puisque l'écoulement devient supersonique en aval du col. La température de l'écoulement en amont de la tuyère est de 3200 K ce qui permet à la fois d'assurer sa survie puisque sa température de paroi est alors au maximum de 2530 K (température de fusion de zircon 2953 K) et de limiter les phénomènes de nucléation-croissance de zircon.

La vitesse d'écoulement est raisonnable et atteint 952 m/s en sortie de tuyère puis chute rapidement vers 167 m/s lors de rencontre des deux jets pour une abscisse voisine de 9 cm et vaut 320 m/s en entrée de tuyère.

La comparaison entre cette configuration et la configuration coaxiale aurait pu être intéressante notamment pour estimer l'effet bénéfique de l'allongement du trajet des très petites particules sur leur évaporation mais n'est pas vraiment possible, puisque les pressions et donc les vitesses d'écoulement sont légèrement différentes.

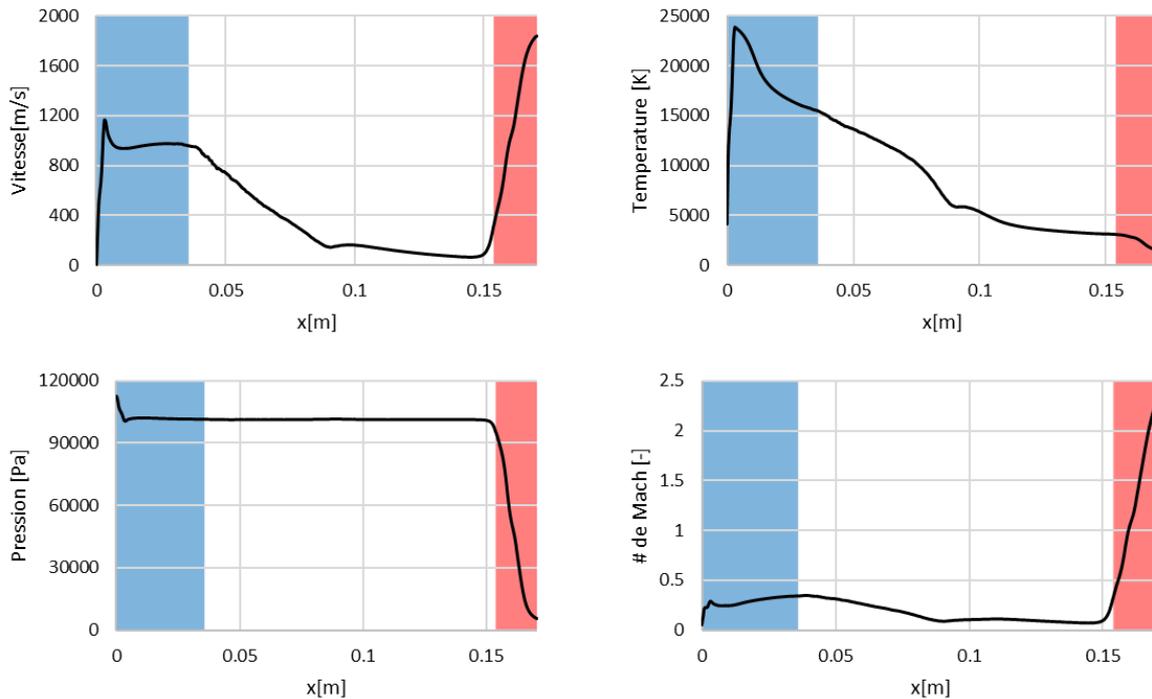


Figure 118 Evolution de la Température, Vitesse, nombre de mach, et pression absolue de l'écoulement le long de la ligne en pointillés en Figure 116 (b). Les couleurs de l'arrière plans correspondent aux régions : torche (bleu), chambre HP (en blanc) et tuyère de détente (en rouge).

IV.6.2. Injection d'une poudre « commerciale »

La Figure 119 montre les trajectoires des particules (coloriées par leur diamètre) correspondant à la poudre de zircone ytriée précédemment utilisée et non tamisée de diamètre médian de $33.8 \mu m$ ($8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF) injectée par l'injecteur de chaque torche avec un débit de 4g/s.

La plupart des trajectoires des particules injectées et non totalement évaporées poursuivent leur trajectoire initiale du fait de leur forte inertie et viennent impacter de part et d'autre de la tuyère détente. Seules quelques particules de diamètres inférieurs à 10 microns et donc de faible inertie sont portées par l'écoulement des gaz et peuvent soit pénétrer dans la tuyère de détente ou recirculer dans la chambre haute pression : sur les 744 trajectoires tracées, seules 2 particules pénètrent dans la tuyère car leur diamètre est de $5.3 \mu m$ et donc leur débit initial est très faible compte tenu de la distribution en taille quasi gaussienne de la poudre autour du diamètre médian de $33.8 \mu m$.

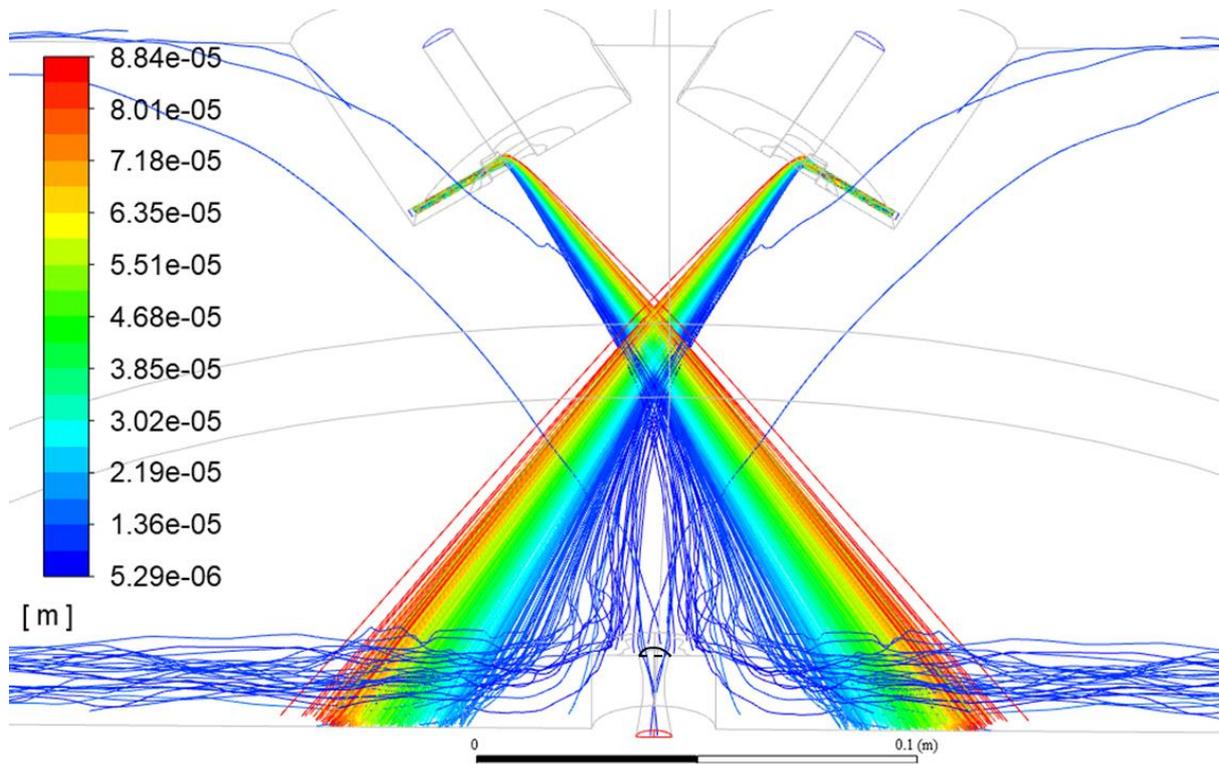


Figure 119 Trajectoires de particules injectées par l'injecteur coloriées par leur diamètre. ($8\%Y_2O_3 - ZrO_2$, Oerlikon Metco 204AF) diamètre médian de $33.8 \mu m$.

La Figure 120 montre le champ de la fraction massique de la zircone vapeur produit par l'évaporation de la poudre. On observe que le flux de vapeur est maximum à l'entrée de la tuyère de détente.

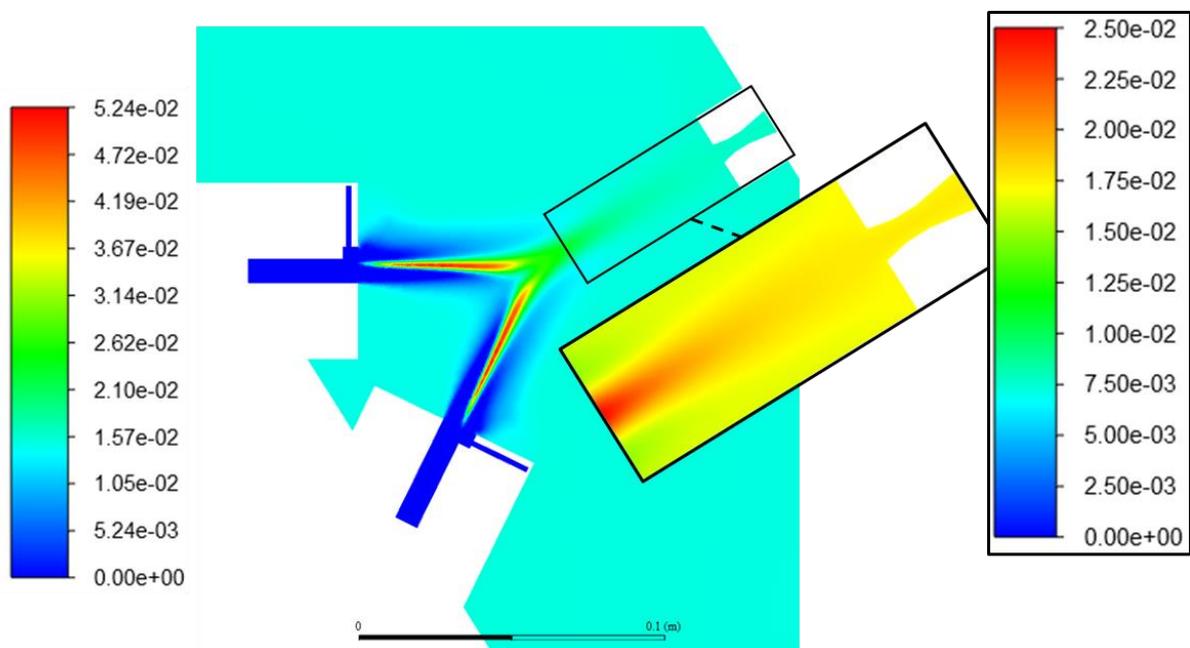


Figure 120 Champ de Fraction massique de la zircone vapeur dans l'écoulement

Tableau 21 Bilan massique de matière au travers du dispositif pour la configuration actuelle comparée aux résultats de la configuration coaxiale n°1, pour les domaines entiers.

	Configuration 3	Configuration 1 coaxiale (pour rappel) (Poudres mono-disperses)			
Diamètre initial [μm]	Distribution de valeur médiane 33.8	1	2	3	4
Débit massique injecté [kg/s]	$1,32 \cdot 10^{-4}$ kg/s (8g/min)	$6,66 \cdot 10^{-5}$ kg/s (4g/min)			
Débit massique total de particules en entrée de tuyère [kg/s]	0	$1,76 \cdot 10^{-8}$	$1,32 \cdot 10^{-7}$	$1,71 \cdot 10^{-6}$	$5,36 \cdot 10^{-6}$
Rapport massique du flux de particules pénétrant la tuyère/ débit de poudre injectée [kg/s]	0%	0,03%	0,20%	2,56%	8,05%
Débit de vapeur en entrée de tuyère [kg/s]	$2,61 \cdot 10^{-5}$	$6,46 \cdot 10^{-5}$	$6,44 \cdot 10^{-5}$	$6,10 \cdot 10^{-5}$	$5,58 \cdot 10^{-5}$
Rapport massique du flux de vapeur entrant dans la tuyère/ débit de poudre injectée [-]	19,6%	97,0%	96,7%	91,5%	83,7%

Le Tableau 21, qui présente le bilan massique de la zircone traitée au sein de cette troisième configuration et rappelle les résultats de la configuration coaxiale (1) pour les poudres mono-tailles de 1 à 4 μm de diamètres, confirme les observations précédentes. En effet, on observe que le pourcentage, de poudre non évaporée pénétrant la tuyère, rapporté au flux injecté, est nul. En ce qui concerne le taux d'évaporation massique des poudres, on observe qu'il est de l'ordre de 20 % avec la poudre commerciale utilisée dans cette configuration alors qu'il est compris entre 83 et 97% pour les poudres mono-tailles. Rappelons que le modèle sous-estime malgré tout l'évaporation des poudres par rapport à l'expérience. Ainsi, malgré que débit de poudre soit multiplié par 2 dans la configuration actuelle par rapport à la configuration coaxiale, le débit évaporé ne vaut que 40% de celui correspondant à la configuration initiale. De même l'énergie investie étant doublée, le flux de vapeur produit (représentatif de la vitesse de dépôt) rapporté à l'énergie investie (hormis celle relative à la production de chaque type de poudre) vaut environ 20% des meilleurs des cas relatif à la configuration 1 (mono-tailles 1 et 2 μm).

La prise en compte des collisions particule-particule dans cette configuration pourrait changer le comportement de certaines d'entre elles mais dans ce cas, toute la géométrie devrait être résolue pour éviter les symétries qui ferait que systématiquement une particule collisionnerait avec son symétrique.

Cette configuration devrait néanmoins être étudiée plus précisément suivant un plan d'expérience qui étudierait par exemple l'influence de l'angle d'inclinaison entre les deux torches et l'effet de la distance point de rencontre des jets-entrée de tuyère de détente. En effet, les paramètres utilisés et notamment l'angle de 32° correspond aux travaux de Fuzet [132] et donc à des conditions opératoires de torches et poudre spécifiques qu'il conviendrait d'adapter à nos conditions.

IV.7. Conclusion

Dans ce chapitre, les modèles de l'écoulement et du comportement thermocinétique des particules mis au point et validés au chapitre III ont été mis en œuvre afin i) d'optimiser l'évaporation de différents types de poudres de zircone-yttrée et/ou ii) séparer les particules non évaporées du flux de plasma-vapeur et ce pour 3 configurations différentes de l'étage haute pression de notre procédé de PS-PVD à 2 étages. L'objectif est d'utiliser si possible des poudres commerciales classiques car moins chères, sans obstruer la tuyère de détente.

Pour fonctionner correctement l'étage haute pression doit mettre en œuvre un écoulement fortement enthalpique à pression voisine de la pression atmosphérique et de vitesse modérée de façon à favoriser un long temps de séjour et intensifier l'évaporation des poudres traitées.

Aussi, hormis le choix des conditions de projection effectué au chapitre précédent, le paramètre essentiel qui conditionne ce bon fonctionnement est la section au col de la tuyère de détente qui doit être amorcée, de façon à obtenir les bonnes pressions dans les deux enceintes HP et BP. La valeur de cette section de col dépend de la température d'entrée de tuyère (T_0) qui elle-même dépend notamment de l'orientation du jet plasma par rapport à celle-ci mais aussi de son éloignement à la torche. La distance torche-tuyère doit à la fois être suffisante pour évaporer correctement les poudres et ne pas fondre le revêtement protecteur de la tuyère mais pas trop importante pour ne pas trop diminuer la température T_0 qui : (i) favoriserait les phénomènes de nucléation-croissance à partir de vapeur de zircone et qui (ii) aboutirait à des sections de col trop faible afin d'atteindre la pression atmosphérique dans l'étage HP. C'est donc ce compromis qui a dû être géré au travers des 3 configurations géométriques testées en faisant varier la distance torche-tuyère, l'angle entre leurs axes et le diamètre au col et ce, pour différents types de poudres, standard commerciales ou micrométriques agglomérées par un liant organique.

La configuration 1, qui correspond aux travaux d'Ivchenko et pour laquelle torche à plasma et tuyère de détente sont coaxiales, ne permet donc pas la séparation du flux de vapeur de zircone du flux de particules non évaporées. Cette configuration montre l'importance des conditions d'amorçage de tuyère notamment par la température T_0 qui dépend fortement de la distance torche-tuyère et du diamètre du col puisque ce dernier conditionne aussi largement la pression dans la chambre et donc la longueur du jet plasma. Une poudre commerciale standard de diamètre médian $34 \mu\text{m}$ et une version tamisée de $22 \mu\text{m}$ ont successivement été injectées. On a montré qu'il n'est pas possible de les évaporer entièrement sans risquer de colmater la tuyère. L'alternative a consisté à injecter des particules de tailles micrométriques sous forme d'agglomérats formés par un liant organique facilement injectable et qui se décompose au contact du plasma. Des particules de diamètres inférieurs à $3 \mu\text{m}$ ont pu être traitées avec un taux d'évaporation supérieur à 90%.

La configuration 1 coaxiale ne permettant pas de séparer le flux de particules non évaporées du flux de vapeur et de traiter des poudres commerciales classiques, la torche a été inclinée par rapport à la tuyère. Cette configuration 2 a tout de suite montré plusieurs problèmes dès lors que l'angle est significatif :

- un problème d'amorçage de la tuyère : le jet plasma n'étant pas directement dirigé sur la tuyère, la température T_0 est trop faible pour amorcer la tuyère avec une section au col raisonnable ne risquant de s'obstruer et permettant aussi de maintenir la pression au voisinage de la pression atmosphérique dans l'étage HP. D'autre part, le faible niveau de

température risque de favoriser les phénomènes de nucléation-croissance de vapeur de zircon ;

- dès que la tuyère de détente est amorcée, l'écoulement dans celle-ci est supersonique et les conditions de pression dans l'enceinte aval n'ont plus d'effet sur les conditions amont, si bien que l'écoulement plasma amont, malgré tout peu dense, ne peut être aspiré et dévié vers la tuyère

Ainsi cette configuration ne pourrait être viable qu'en diminuant l'angle torche-tuyère ce qui revient finalement à la configuration coaxiale qui ne permet que d'évaporer des poudres agglomérées de tailles micrométriques

La dernière configuration met en œuvre deux torches identiques inclinées symétriquement d'un angle de 32° par rapport à l'axe de la tuyère, suivant les travaux de Fuzet [132] et le brevet [137]. Du fait de la symétrie, cette solution permet de générer un jet de vapeur de zircon orienté suivant l'axe de la tuyère de détente dont les conditions sont favorables au fonctionnement de la tuyère tout en séparant les particules non évaporées du jet de vapeur. Le flux de vapeur produit est doublé mais, en revanche, cette solution nécessite deux torches et leurs servitudes et multiplie par deux le débit à pomper dans la chambre BP et donc la capacité de la pompe. Les simulations réalisées sur 1/4 du domaine du fait des symétries montrent qu'il est possible de traiter des poudres commerciales classique en séparant le flux de vapeur du flux de particules résiduel : pour la poudre de diamètre médian étudiée ($33.8 \mu m$), le flux de matière non évaporée pénétrant la tuyère est négligeable puisqu'il correspond à des particules d'environ $5 \mu m$ dont le nombre est très faible. Le taux d'évaporation massique de cette poudre est de l'ordre de 20% alors qu'il avoisine 97% pour les poudres mono-tailles de 1 et $2 \mu m$ en diamètre injectées dans la configuration coaxiale. Malgré que la quantité de matière injectée soit doublée dans cette dernière configuration, la puissance électrique l'est aussi et le flux de vapeur produit (représentatif de la vitesse de dépôt) rapporté à l'énergie investie (hormis celle relative à la production de chaque type de poudre) vaut environ 20% des meilleurs des cas relatif à la configuration 1 (mono-tailles 1 et $2 \mu m$).

Notons que ce rendement dépend du mode de production des poudres (commerciales classiques ou agglomérées) qui n'a pas été pris en compte dans cette étude et pourrait être améliorée en traitant des poudres de taille plus faible et que le modèle sous-estime l'évaporation des poudres par rapport à l'expérience.

De plus cette configuration géométrique « figée » a été établie dans des conditions opératoires (torche et poudre) différentes de nos conditions et devrait donc être plus amplement explorée pour être pleinement optimisée, par exemple par l'étude de l'angle entre les torches, la distance inter-torche, la distance torche-tuyère ou le mode d'injection des poudres (intérieur ou extérieur).

Conclusion

Cette étude portait sur le développement d'un procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique à deux étages alliant les avantages de la projection plasma (APS) et du procédé EB-PVD classiquement utilisées pour produire des barrières thermiques en zircone yttrée. Les avantages relatifs à ces deux procédés sont respectivement vitesse de dépôt/couts et microstructure colonnaire accommodant les contraintes d'origines thermomécaniques. L'avantage de ce nouveau procédé dit de « PS-PVD » par rapport au procédé de PS-PVD conventionnel, est qu'il permet d'évaporer efficacement le matériau sous forme de poudre dans un jet de plasma à pression atmosphérique puis de redéposer la vapeur sur le substrat dans une enceinte à plus basse pression (50-1000 Pa) après détente dans une tuyère de De Laval. La puissance plasma investie est donc inférieure à celle investie dans le procédé de PS-PVD conventionnel pour lequel les transferts de chaleur plasma-particules sont faibles du fait de la pression et du temps de séjour réduit puisque l'évaporation et le dépôt se font sous pression réduite. Ce nouveau procédé doit également permettre de traiter des poudres moins fines et donc moins couteuses avec des gaz plasmagènes moins nobles que l'hélium, à des pressions réduites raisonnables, diminuant ainsi les couts d'exploitation.

Une revue bibliographique des procédés de projection thermique utilisés pour l'élaboration de barrières thermiques (projection plasma conventionnelle, projection plasma de suspension, EB-PVD et PS-PVD conventionnelle) a permis de dessiner le contexte de l'étude en résumant les principes de fonctionnement de ces procédés et l'effet des paramètres opératoires sur les caractéristiques des revêtements obtenus, les modes de dépôts ainsi que de comparer leurs performances.

Pour produire des barrières thermiques en PS-PVD conventionnelle, la poudre doit être injectée de façon interne dans une torche de haute puissance type O3CP (130 kW) adaptée au fonctionnement basse pression, un mélange plasmagène contenant de l'hélium ou de l'argon comme gaz principal et un gaz diatomique (hydrogène ou azote) comme gaz secondaire et un faible débit de fine poudre agglomérée ($d_{50} = 10 \mu\text{m}$, 20 g/min) en maintenant la température du substrat au niveau maximal réalisable (généralement moins de $0,4 T_{fusion}$), pour assurer une mobilité réduite des adatoms afin de favoriser la croissance des revêtements colonnaires. Le substrat doit être placé suffisamment loin de la torche, où la quantité de vapeur et la concentration de nanoclusters est maximale.

Les travaux de thèse d'Ivchenko à l'IRCer ont permis de montrer la faisabilité du nouveau procédé de PS-PVD à deux pressions et d'en faire un premier dessin par voie de simulation numérique. Le point critique est la tuyère de détente de De Laval qui sépare les deux enceintes d'évaporation et de dépôt. En effet, elle doit à la fois résister au flux thermique du plasma et limiter les phénomènes de nucléation-croissance en phase gazeuse et les dépôts de zircone sur sa paroi afin de ne pas s'obstruer tout en favorisant les conditions de dépôts correspondant à la microstructure de dépôt colonnaire des barrières thermiques produites habituellement par procédé EB-PVD. Elle doit être protégée par un revêtement, refroidie, positionnée correctement par rapport au jet de plasma pour être exempte de particules résiduelles et l'angle du divergent bien calculé.

A partir de diagramme de structure de Mauer [51] établi pour la PS-PVD, il montre qu'il est possible, pour une puissance électrique d'environ 38 kW, un gaz plasmagène d'argon-

hydrogène sans hélium, une pression dans l'enceinte BP de 1000 Pa et en utilisant un débit de 20g/min de poudre fine agglomérée et une distance tuyère-cible de 0,4 m, d'obtenir une vitesse de dépôt de 4,2 $\mu\text{m}/\text{min}$ équivalente à celle obtenue par Mauer en PS-PVD conventionnelle avec une torche O3CP de 130 kW. La durée de fonctionnement est estimée à 2000 s, valeurs qui est sous-estimée compte tenu des hypothèses restrictives et pessimistes de modélisation et devrait donc être estimée expérimentalement.

La prédictibilité des simulations d'Ivchenko pourrait être améliorée en développant :

- i) le modèle de traitement cinématique et thermique de la poudre qui doit être amélioré et surtout validé pour être mis en œuvre afin de séparer le flux de vapeur produit des particules non-évaporées et ne pas colmater la tuyère de détente. En effet, dans son étude, il étudie la configuration ou torche à plasma et tuyère de détentes sont alignées ce qui suppose l'évaporation complète des poudres et ce qui l'amène à ignorer les particules résiduelles pouvant pénétrer dans la tuyère de détente.
- ii) le modèle de nucléation-croissance qui repose sur l'émission de ligne de courant complexes à gérer, à des hypothèses restrictives et à son couplage avec les codes d'écoulements CFD et DSMC qui devrait être à deux sens, ce qui permettrait notamment d'optimiser l'angle de divergence de la tuyère, le contenu du jet (vapeur, germes) et l'estimation de sa vitesse de colmatage de la tuyère.

Ainsi ce travail de thèse s'est focalisé sur le premier point et a concerné le développement d'un modèle fiable et validé du traitement des poudres et son application au traitement de poudres commerciales classiques de plus grande taille et à la séparation du flux de vapeur des particules résiduelles.

Deux modèles relatifs au traitement thermocinétique de particules ressortent de la bibliographie :

- L'approche de Lee et al. (1981) [111] établi dans des conditions plasma pour traiter des particules métalliques ou céramiques et comparé dans quelques cas avec des données expérimentales. Il prend en compte l'effet de la couche limite thermique qui se développe autour des particules sur les propriétés thermodynamiques et de transport du gaz par une correction et une température dite de film. Les effets de raréfaction du gaz sont pris en compte par l'approche de Chen et Pfender [118].
- L'approche d'Abramzon et Sirignano [115] développé pour le traitement de gouttes carburants volatils en milieu de combustion intégrant un fort effet de soufflage non pris en compte dans le modèle précédent du fait de flux de vapeur beaucoup plus limité. Ce modèle a été en revanche souvent confronté à l'expérience.

L'hypothèse de température homogène, discutable pour le traitement des céramiques en milieu plasma, a été adoptée pour des raisons de simplicité et de temps de calcul.

La comparaison de simulations issues de ces deux modèles et leur confrontation avec des mesures de température et vitesses de particules en vol ainsi que de distributions granulométriques de poudres collectées en vol dans des conditions de projection favorisant une forte évaporation, a permis de situer ces modèles. Les vitesses et les températures de particules obtenues par les deux modèles sont quasi-identiques et très proches de l'expérience pour ce qui concerne la vitesse. En revanche, les températures simulées sont supérieures d'environ 170 à 220 K aux températures mesurées. Malgré les incertitudes de mesures, les possibles écarts de conditions d'injection entre simulation et expérience et le

fait que les petites particules peuvent ne pas être détectées par le système de mesure, on aurait pu malgré tout s'attendre à ce que la température expérimentale soit plus élevée que les températures simulées dans la mesure où ces particules céramiques ont une diffusivité faible (également liée à un peu de porosité résiduelle) qui conduit dans la réalité à des gradients de températures qui ne sont pas représentés par les modèles à température homogène mis en œuvre. L'évaluation de l'évaporation est malgré tout sous-estimée par les deux modèles qui donnent sensiblement le même résultat par rapport à l'expérience alors même que la température de surface est surestimée. Le diamètre médian initial étant de $22\mu\text{m}$, celui donné par l'expérience et de $18\mu\text{m}$ quand celui prédit par la simulation avec les deux modèles est de $20\mu\text{m}$. Cette sous-estimation pourrait être liée au choix de la poudre. En effet la poudre Oerlikon Metco 204AF est constituée de particules agglomérées creuses, ce qui réduit considérablement la densité du matériau et sa conductivité thermique et doit donc favoriser une évaporation plus élevée pour un même flux de chaleur fourni par l'écoulement.

Les comparaisons entre les deux modèles ne permettent pas de sélectionner un modèle plus réaliste qu'un autre. Cependant la prise en compte de l'effet de soufflage apporté par l'approche d'Abramzon-Sirignano ne montre pas de plus-value par rapport à l'autre approche et est plus coûteuse à cause du calcul itératif qui permet de déduire le nombre de Nusselt pour prendre en compte les effets de soufflage. Aussi c'est l'approche de Lee-Chen-Pfender qui a été adoptée par la suite. L'approche d'Abramzon et Sirignano pourrait par contre être adoptée dans le cas de la simulation du traitement de gouttelettes de suspension dans un milieu plasma, ce qui permettrait de traiter avec un même modèle et séquentiellement la phase d'évaporation du solvant et le traitement du matériau.

Le modèle de l'écoulement et du comportement thermocinétique des particules mis au point et validé au chapitre III ont enfin été mis en œuvre afin :

- i) d'optimiser l'évaporation de différents types de poudres de zircone-yltrée et/ou
- ii) séparer les particules non évaporées du flux de plasma-vapeur et ce pour 3 configurations différentes de l'étage haute pression de notre procédé de PS-PVD à 2 étages. L'objectif était d'utiliser si possible des poudres commerciales classiques car moins chères, sans obstruer la tuyère de détente.

Des conditions de projection favorisant l'évaporation des poudres à pression atmosphérique (forte enthalpie et conductivité thermique du gaz et faible vitesse d'écoulement) et permettant de diminuer au maximum les gaz à pomper dans l'étage BP ont été déterminées par l'expérience, ($\phi = 8\text{ mm}$, $Ar-H_2$ ($24/6 \frac{NL}{min}$), $I = 600\text{ A}$, $P_{elec} = 30,3\text{ kW}$).

Aussi, hormis ce choix de conditions de projection, le paramètre essentiel qui conditionne ce bon fonctionnement est la section au col de la tuyère de détente qui doit être amorcée, de façon à obtenir les bonnes pressions dans les deux enceintes HP et BP. La valeur de cette section de col dépend de la température à l'entrée de la tuyère de détente (T_0) qui elle-même dépend notamment de l'orientation du jet plasma par rapport à celle-ci mais aussi de son éloignement de la torche. La distance torche-tuyère de détente doit à la fois être suffisante pour évaporer correctement les poudres et ne pas fondre le revêtement protecteur de la tuyère mais pas trop importante pour ne pas trop diminuer la température amont T_0 qui :

- (i) favoriserait les phénomènes de nucléation-croissance à partir de vapeur de zircone et qui

- (ii) aboutirait à des sections de col trop faible afin d'atteindre la pression atmosphérique dans l'étage HP. C'est donc ce compromis qui a dû être géré au travers des 3 configurations géométriques testées en faisant varier la distance torche-tuyère de détente, l'angle entre leurs axes et le diamètre au col et ce, pour différents types de poudres, standards commerciales ou micrométriques agglomérées par un liant organique.

La configuration 1, qui correspond aux travaux d'Ivchenko et pour laquelle torche à plasma et tuyère de détente sont coaxiales et ne permet donc pas la séparation du flux de vapeur de zircane du flux de particules non évaporées. Cette configuration a montré l'importance des conditions d'amorçage de tuyère notamment par la température T_0 qui dépend fortement de la distance torche-tuyère et du diamètre du col puisque ce dernier conditionne aussi largement la pression dans la chambre HP et donc la longueur du jet plasma. Les simulations utilisant, une poudre commerciale standard de diamètre médian $34 \mu\text{m}$ et une version tamisée de $22 \mu\text{m}$ ont successivement été injectées, montrent qu'il n'est pas possible de les évaporer entièrement ce qui présente un risque de colmatage de la tuyère. L'alternative a consisté à injecter des particules de tailles micrométriques sous forme d'agglomérats formés par un liant organique facilement injectable et qui se décompose au contact du plasma. Des particules de diamètres inférieurs à $3 \mu\text{m}$ ont pu être traitées avec un taux d'évaporation supérieur à 90%.

La configuration 1 coaxiale ne permettant pas de séparer le flux de particules non évaporées du flux de vapeur et de traiter des poudres commerciales classiques, la torche a été inclinée par rapport à la tuyère. Cette configuration 2 a tout de suite montré plusieurs problèmes dès lors que l'angle est significatif car dès que la tuyère de détente est amorcée, l'écoulement dans celle-ci est supersonique et les conditions de pression dans l'enceinte aval n'ont plus d'effet sur les conditions amont, si bien que l'écoulement plasma amont, malgré tout peu dense, ne peut être aspiré et dévié vers la tuyère. Ainsi, la température en amont de la tuyère est faible et conduit à une section trop faible de tuyère de détente, des recirculations du fluide et de potentiels phénomènes de nucléation-croissance trop limitants.

Ainsi cette configuration ne pourrait être viable qu'en diminuant l'angle torche-tuyère ce qui revient finalement à la configuration coaxiale qui ne permet que d'évaporer des poudres agglomérées de tailles micrométriques

La dernière configuration met en œuvre deux torches identiques inclinées symétriquement par rapport à l'axe de la tuyère. Du fait de la symétrie, cette solution permet de générer un jet de vapeur de zircane orienté suivant l'axe de la tuyère de détente dont les conditions sont favorables au fonctionnement de la tuyère tout en séparant les particules non évaporées du jet de vapeur. Le flux de vapeur produit est doublé, mais cette solution nécessite deux torches et leurs servitudes et multiplie par deux le débit à pomper dans la chambre BP et donc la capacité de la pompe. Les simulations ont montré qu'il est possible de traiter des poudres commerciales classique en séparant le flux de vapeur du flux de particules résiduel : pour la poudre de diamètre médian étudiée ($33.8 \mu\text{m}$), le flux de matière non évaporée pénétrant la tuyère est négligeable puisqu'il correspond à des particules d'environ $5 \mu\text{m}$ dont le nombre est très faible. Le taux d'évaporation massique de cette poudre est de l'ordre de 20% alors qu'il était voisin de 97% pour les poudres mono-tailles de 1 et $2 \mu\text{m}$ en diamètre dans la configuration 1. La puissance étant doublée dans cette dernière configuration, le flux de vapeur produit (représentatif de la vitesse de dépôt) rapporté à l'énergie investie vaut environ 20% des meilleurs des cas relatif à la configuration 1 (mono-tailles 1 et $2 \mu\text{m}$).Ce

rendement dépend néanmoins du mode de production des poudres (commerciales classiques ou agglomérées) qui n'a pas été pris en compte dans cette étude et pourrait être amélioré en traitant des poudres de taille plus faible. Notons que le modèle sous-estime malgré tout l'évaporation des poudres par rapport à l'expérience.

De plus, cette configuration géométrique « figée », a été établie dans des conditions opératoires (torche et poudre) différentes de nos conditions et devrait donc être plus amplement explorée pour être pleinement optimisée, par exemple par l'étude de l'angle entre les torches, la distance inter-torche, la distance torche-tuyère ou le mode d'injection des poudres (intérieur ou extérieur)

Perspectives

Le modèle de phase discrète devrait être développé pour tenir compte des gradients de température à l'intérieur des particules de poudre (notamment céramiques), de leur possible coagulation/coalescence et du rayonnement du gaz plasma vers les particules de façon à prédire plus précisément leur taux d'évaporation. Cela n'est possible qu'à travers de simulations instationnaires de la phase continue.

Le modèle de nucléation-croissance qui repose, dans les travaux d'Ivchenko, sur l'émission de ligne de courant complexes à gérer, à des hypothèses restrictives et à un couplage à sens unique avec les codes d'écoulements CFD et DSMC devrait être également être amélioré afin de mieux prédire le taux de dépôt de matière sur la tuyère de détente et le contenu du jet en espèces (vapeur, clusters). Ceci passe par l'implémentation d'un modèle de nucléation et croissance dans l'enceinte haute pression et la tuyère de détente couplé dans les deux sens avec le modèle d'écoulement en :

- créant un scalaire à l'aide de l'outil Fluent (UDS : scalaire défini par l'utilisateur) pour y implémenter l'approche de Nemchinsky implémentée dans les travaux d'Ivchenko ;
- ou en utilisation le modèle de bilan de population et le modèle multiphasique du code fluent

D'autre part, une double approche modélisation-expérience est essentielle pour :

- valider les modèles en prenant en compte à la fois le traitement la phase dispersée (le choix de la poudre pour cette validation est essentiel : poudre dense et sphérique) et la nucléation-croissance ;
- mener une étude paramétrique du procédé, notamment pour optimiser l'angle entre les torches, la distance torche-tuyère de détente pour différents types de poudres ainsi que le dessin de la tuyère de détente.

Références bibliographiques

- [1] « World Energy Outlook 2021 », p. 386.
- [2] D. R. Clarke, M. Oechsner, et N. P. Padture, « Thermal-barrier coatings for more efficient gas-turbine engines », *MRS Bull.*, vol. 37, n° 10, p. 891-898, oct. 2012, doi: 10.1557/mrs.2012.232.
- [3] K. Ratkovská, J. Čerňan, M. Cúttová, et K. Semrád, « The Analyses for the Casing Improvements of the MPM-20 Engine », in *Volume 8: Microturbines, Turbochargers and Small Turbomachines; Steam Turbines*, Montreal, Quebec, Canada, juin 2015, p. V008T23A002. doi: 10.1115/GT2015-42374.
- [4] K. von Niessen, M. Gindrat, et A. Refke, « Vapor Phase Deposition Using Plasma Spray-PVDTM », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 19, n° 1-2, p. 502-509, janv. 2010, doi: 10.1007/s11666-009-9428-9.
- [5] A. Vardelle *et al.*, « The 2016 Thermal Spray Roadmap », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 25, n° 8, p. 1376-1440, déc. 2016, doi: 10.1007/s11666-016-0473-x.
- [6] B. J. Harder, D. Zhu, M. P. Schmitt, et D. E. Wolfe, « Microstructural Effects and Properties of Non-line-of-Sight Coating Processing via Plasma Spray-Physical Vapor Deposition », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 26, n° 6, p. 1052-1061, mai 2017, doi: 10.1007/s11666-017-0570-5.
- [7] W. He, G. Mauer, M. Gindrat, R. Wäger, et R. Vaßen, « Investigations on the Nature of Ceramic Deposits in Plasma Spray-Physical Vapor Deposition », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 26, n° 1-2, p. 83-92, déc. 2016, doi: 10.1007/s11666-016-0513-6.
- [8] D. Ivchenko, « Modélisation et dimensionnement d'un procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique », Limoges, 2018.
- [9] D. Ivchenko, G. Mariaux, et A. Vardelle, « Effets des paramètres du procédé PS-PVD sur la microstructure d'un dépôt de zircone, Rapport d'avancement intermédiaire: amélioration des modèles existants », *Contrat N° DEV19-75201*, vol. Rapport d'étude final CITRA-IRCER-CEA Cesta, oct. 2019.
- [10] E. Bakan et R. Vaßen, « Ceramic Top Coats of Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coatings: Materials, Processes, and Properties », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 26, n° 6, p. 992-1010, juill. 2017, doi: 10.1007/s11666-017-0597-7.
- [11] K. von Niessen et M. Gindrat, « Plasma Spray-PVD: A New Thermal Spray Process to Deposit Out of the Vapor Phase », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 20, n° 4, p. 736-743, avr. 2011, doi: 10.1007/s11666-011-9654-9.
- [12] T. R. Kakuda, A. M. Limarga, T. D. Bennett, et D. R. Clarke, « Evolution of thermal properties of EB-PVD 7YSZ thermal barrier coatings with thermal cycling », *Acta Mater.*, vol. 57, n° 8, p. 2583-2591, mai 2009, doi: 10.1016/j.actamat.2009.02.019.
- [13] U. Schulz, B. Saruhan, K. Fritscher, et C. Leyens, « Review on Advanced EB-PVD Ceramic Topcoats for TBC Applications », *Int. J. Appl. Ceram. Technol.*, vol. 1, n° 4, p. 302-315, janv. 2005, doi: 10.1111/j.1744-7402.2004.tb00182.x.
- [14] J. A. Thornton, « Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings », *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 11, n° 4, p. 666-670, juill. 1974, doi: 10.1116/1.1312732.

- [15] M. Gindrat, A. Refke, et R. Schmid, « Process Characterization of LPPS Thin Film Processes with Optical Diagnostics », in *Thermal Spray 2007: Global Coating Solutions*, Beijing, China, mai 2007.
- [16] G. Mauer, A. Hospach, N. Zotov, et R. Vaßen, « Process Conditions and Microstructures of Ceramic Coatings by Gas Phase Deposition Based on Plasma Spraying », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 22, n° 2-3, p. 83-89, mars 2013, doi: 10.1007/s11666-012-9838-y.
- [17] B. A. Movchan et K. Y. Yakovchuk, « High-Temperature Protective Coatings Produced by EB-PVD », *J. Coat. Sci. Technol.*, vol. 1, p. 96-110, oct. 2014.
- [18] E. Alfonso, J. Olaya, et G. Cubillos, « Thin Film Growth Through Sputtering Technique and Its Applications », in *Crystallization - Science and Technology*, M. Andreetta, Éd. InTech, 2012. doi: 10.5772/35844.
- [19] A. Anders, « A structure zone diagram including plasma-based deposition and ion etching », *Thin Solid Films*, vol. 518, n° 15, p. 4087-4090, mai 2010, doi: 10.1016/j.tsf.2009.10.145.
- [20] P. Fauchais, « Understanding plasma spraying », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 37, n° 9, p. R86-R108, mai 2004, doi: 10.1088/0022-3727/37/9/R02.
- [21] P. Fauchais, M. Vardelle, A. Vardelle, L. Bianchi, et A. C. Léger, « Parameters controlling the generation and properties of plasma sprayed zirconia coatings », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 16, n° S1, p. S99-S125, mars 1995, doi: 10.1007/BF01512630.
- [22] J. Zierhut, P. Haslbeck, K. D. Landes, G. Barbezat, M. Muller, et M. Schutz, « Triplex – An Innovative Three-Cathode Plasma Torch », présenté à ITSC 1998, mai 1998, p. 1375-1379. doi: 10.31399/asm.cp.itsc1998p1375.
- [23] Oerlikon Metco, « Atmospheric Plasma Spray Solutions », juin 2022.
- [24] E. Pfender, J. Fincke, et R. Spores, « Entrainment of cold gas into thermal plasma jets », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 11, n° 4, p. 529-543, déc. 1991, doi: 10.1007/BF01447164.
- [25] P. L. Fauchais, J. V. R. Heberlein, et M. I. Boulos, *Thermal Spray Fundamentals*. Boston, MA: Springer US, 2014. doi: 10.1007/978-0-387-68991-3.
- [26] V. Rat, F. Mavier, et J. F. Coudert, « Electric Arc Fluctuations in DC Plasma Spray Torch », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 37, n° 3, p. 549-580, mai 2017, doi: 10.1007/s11090-017-9797-7.
- [27] A. Feuerstein, J. Knapp, T. Taylor, A. Ashary, A. Bolcavage, et N. Hitchman, « Technical and Economical Aspects of Current Thermal Barrier Coating Systems for Gas Turbine Engines by Thermal Spray and EBPVD: A Review », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 17, n° 2, p. 199-213, févr. 2008, doi: 10.1007/s11666-007-9148-y.
- [28] M. Gell *et al.*, « Thermal Barrier Coatings Made by the Solution Precursor Plasma Spray Process », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 17, n° 1, p. 124-135, mars 2008, doi: 10.1007/s11666-007-9141-5.
- [29] C. U. Hardwicke et Y.-C. Lau, « Advances in Thermal Spray Coatings for Gas Turbines and Energy Generation: A Review », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 22, n° 5, p. 564-576, juin 2013, doi: 10.1007/s11666-013-9904-0.
- [30] N. Tassini, K. Lambrinou, I. Mircea, M. Bartsch, S. Patsias, et O. V. Biest, « Study of the amplitude-dependent mechanical behaviour of yttria-stabilised zirconia thermal

- barrier coatings », *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 27, n° 2-3, p. 1487-1491, janv. 2007, doi: 10.1016/j.jeurceramsoc.2006.05.041.
- [31] M. De Sousa, « Contribution à la purification de déchets de silicium solaire oxydé à l'aide d'un procédé assisté par plasma thermique », PhD thesis, Université de Limoges, 2014.
- [32] P. Fuzet, « Etude expérimentale de l'ablation de matériaux thermo-ablatifs sous impacts d'alumine liquide, modélisation et développement d'un moyen d'essai », PhD thesis, Université de Limoges, France, 2014.
- [33] Z. Duan et J. Heberlein, « Anode Boundary Layer Effects in Plasma Spray Torches », présenté à ITSC 2000, mai 2000, p. 1-7. doi: 10.31399/asm.cp.itsc2000p0001.
- [34] Z. Duan, « Investigations of plasma instabilities in a spray torch (Ph.D. dissertation). University of Minnesota, Minneapolis and Saint Paul, Minnesota, United States. », 2000.
- [35] V. Rat et J. F. Coudert, « Improvement of Plasma Spray Torch Stability by Controlling Pressure and Voltage Dynamic Coupling », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 20, n° 1-2, p. 28-38, oct. 2010, doi: 10.1007/s11666-010-9555-3.
- [36] P. Fauchais, « Plasmas thermiques aux puissances inférieures à 400 kW : applications », p. 17, 2008.
- [37] A. Vardelle, C. Moreau, N. J. Themelis, et C. Chazelas, « A Perspective on Plasma Spray Technology », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 35, n° 3, p. 491-509, mai 2015, doi: 10.1007/s11090-014-9600-y.
- [38] J. Mostaghimi et M. I. Boulos, « Thermal Plasma Sources: How Well are They Adopted to Process Needs? », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 35, n° 3, p. 421-436, mai 2015, doi: 10.1007/s11090-015-9616-y.
- [39] Oerlikon Metco, « Material Product Data Sheet 8% Yttria Stabilized Zirconia Agglomerated and Sintered Thermal Spray Powders ».
- [40] R. D. Reitz et C. S. Lee, « EFFECT OF LIQUID PROPERTIES ON THE BREAKUP MECHANISM OF HIGH-SPEED LIQUID DROPS », vol. 11, n° 1. Begell House, p. 1-19, 2001.
- [41] G. L. Messing, S.-C. Zhang, et G. V. Jayanthi, « Ceramic Powder Synthesis by Spray Pyrolysis », *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 76, n° 11, p. 2707-2726, nov. 1993, doi: 10.1111/j.1151-2916.1993.tb04007.x.
- [42] R. Rampon, O. Marchand, C. Filiatre, et G. Bertrand, « Influence of suspension characteristics on coatings microstructure obtained by suspension plasma spraying », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 202, n° 18, p. 4337-4342, juin 2008, doi: 10.1016/j.surfcoat.2008.04.006.
- [43] A. Joulia *et al.*, « Comparing the deposition mechanisms in suspension plasma spray (SPS) and solution precursor plasma spray (SPPS) deposition of yttria-stabilised zirconia (YSZ) », *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 34, n° 15, p. 3925-3940, déc. 2014, doi: 10.1016/j.jeurceramsoc.2014.05.024.
- [44] B. Bernard, « Barrières thermiques par projection plasma de suspensions : développement et caractérisation de microstructures à faible conductivité thermique », 2016.
- [45] D. Chen, E. H. Jordan, et M. Gell, « Effect of solution concentration on splat formation and coating microstructure using the solution precursor plasma spray process », *Surf.*

Coat. Technol., vol. 202, n° 10, p. 2132-2138, févr. 2008, doi: 10.1016/j.surfcoat.2007.08.077.

- [46] K. VanEvery *et al.*, « Column Formation in Suspension Plasma-Sprayed Coatings and Resultant Thermal Properties », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 20, n° 4, p. 817-828, juin 2011, doi: 10.1007/s11666-011-9632-2.
- [47] P. Sokołowski, S. Kozerski, L. Pawłowski, et A. Ambroziak, « The key process parameters influencing formation of columnar microstructure in suspension plasma sprayed zirconia coatings », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 260, p. 97-106, déc. 2014, doi: 10.1016/j.surfcoat.2014.08.078.
- [48] N. Curry, Z. Tang, N. Markocsan, et P. Nylén, « Influence of bond coat surface roughness on the structure of axial suspension plasma spray thermal barrier coatings — Thermal and lifetime performance », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 268, p. 15-23, avr. 2015, doi: 10.1016/j.surfcoat.2014.08.067.
- [49] A. Ganvir, N. Curry, N. Markocsan, P. Nylén, et F.-L. Toma, « Comparative study of suspension plasma sprayed and suspension high velocity oxy-fuel sprayed YSZ thermal barrier coatings », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 268, p. 70-76, avr. 2015, doi: 10.1016/j.surfcoat.2014.11.054.
- [50] A. Dolmaire *et al.*, « Benefits of Hydrogen in a Segmented-Anode Plasma Torch in Suspension Plasma Spraying », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 30, n° 1-2, p. 236-250, janv. 2021, doi: 10.1007/s11666-020-01134-2.
- [51] A. Hospach, G. Mauer, R. Vaßen, et D. Stöver, « Columnar-Structured Thermal Barrier Coatings (TBCs) by Thin Film Low-Pressure Plasma Spraying (LPPS-TF) », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 20, n° 1-2, p. 116-120, janv. 2011, doi: 10.1007/s11666-010-9549-1.
- [52] C. Li, H. Guo, L. Gao, L. Wei, S. Gong, et H. Xu, « Microstructures of Ytria-Stabilized Zirconia Coatings by Plasma Spray-Physical Vapor Deposition », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 24, n° 3, p. 534-541, déc. 2014, doi: 10.1007/s11666-014-0215-x.
- [53] B. Zhang, L. Wei, L. Gao, H. Guo, et H. Xu, « Microstructural characterization of PS-PVD ceramic thermal barrier coatings with quasi-columnar structures », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 311, p. 199-205, févr. 2017, doi: 10.1016/j.surfcoat.2016.12.117.
- [54] G. Mauer, M. O. Jarligo, S. Rezanka, A. Hospach, et R. Vaßen, « Novel opportunities for thermal spray by PS-PVD », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 268, p. 52-57, avr. 2015, doi: 10.1016/j.surfcoat.2014.06.002.
- [55] G. Mauer, « Plasma Characteristics and Plasma-Feedstock Interaction Under PS-PVD Process Conditions », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 34, n° 5, p. 1171-1186, sept. 2014, doi: 10.1007/s11090-014-9563-z.
- [56] G. Mauer, A. Hospach, et R. Vaßen, « Process development and coating characteristics of plasma spray-PVD », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 220, p. 219-224, avr. 2013, doi: 10.1016/j.surfcoat.2012.08.067.
- [57] W. He, *Deposition mechanisms of thermal barrier coatings (TBCs) manufactured by plasma spray-physical vapor deposition (PS-PVD)*. Jülich: Forschungszentrum Jülich GmbH, Zentralbibliothek, 2017.
- [58] C. Sun, Y. Gao, D. Yang, et Y. Fu, « Effects of the nozzle design on the properties of plasma jet and formation of YSZ coatings under low pressure conditions », *Chin. J. Mech. Eng.*, vol. 29, n° 5, p. 954-961, juin 2016, doi: 10.3901/cjme.2016.0503.064.

- [59] M.-J. Liu, M. Zhang, Q. Zhang, G.-J. Yang, C.-X. Li, et C.-J. Li, « Evaporation of Droplets in Plasma Spray–Physical Vapor Deposition Based on Energy Compensation Between Self-Cooling and Plasma Heat Transfer », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 26, n° 7, p. 1641-1650, oct. 2017, doi: 10.1007/s11666-017-0610-1.
- [60] N. M. Yanar, M. Helminiak, G. H. Meier, et F. S. Pettit, « Comparison of the Failures during Cyclic Oxidation of Yttria-Stabilized (7 to 8 Weight Percent) Zirconia Thermal Barrier Coatings Fabricated via Electron Beam Physical Vapor Deposition and Air Plasma Spray », *Metall. Mater. Trans. A*, vol. 42, n° 4, p. 905-921, nov. 2010, doi: 10.1007/s11661-010-0436-7.
- [61] S. Rezanka, D. E. Mack, G. Mauer, D. Sebold, O. Guillon, et R. Vaßen, « Investigation of the resistance of open-column-structured PS-PVD TBCs to erosive and high-temperature corrosive attack », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 324, p. 222-235, sept. 2017, doi: 10.1016/j.surfcoat.2017.05.003.
- [62] E. Bakan et R. Vaßen, « Ceramic Top Coats of Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coatings: Materials, Processes, and Properties », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 26, n° 6, p. 992-1010, juill. 2017, doi: 10.1007/s11666-017-0597-7.
- [63] ASM International, *ASM Handbook: Surface Engineering (Vol 5)*. 1999. [En ligne]. Disponible sur: <https://doi.org/10.1016%2Fs0301-679x%2800%2900006-2>
- [64] D. Zhang, « Thermal barrier coatings prepared by electron beam physical vapor deposition (EB–PVD) », in *Thermal Barrier Coatings*, Elsevier, 2011, p. 3-24. doi: 10.1533/9780857090829.1.3.
- [65] B. Vautherin, « Elaboration par projection plasma réactive sous très basse pression de dépôts de matériaux dans le système Aluminium-Titane-Azote », PhD thesis, Belfort-Montbéliard, 2014. Consulté le: 28 octobre 2018. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2014BELF0239>
- [66] M. Peters, K. Fritscher, G. Staniek, W. A. Kaysser, et U. Schulz, « Design and Properties of Thermal Barrier Coatings for advanced turbine engines », *Mater. Werkst.*, vol. 28, n° 8, p. 357-362, août 1997, doi: 10.1002/mawe.19970280807.
- [67] K. von Niessen, M. Gindrat, et A. Refke, « Vapor Phase Deposition Using Plasma Spray-PVDTM », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 19, n° 1-2, p. 502-509, nov. 2009, doi: 10.1007/s11666-009-9428-9.
- [68] N. M. Yanar, M. Helminiak, G. H. Meier, et F. S. Pettit, « Comparison of the Failures during Cyclic Oxidation of Yttria-Stabilized (7 to 8 Weight Percent) Zirconia Thermal Barrier Coatings Fabricated via Electron Beam Physical Vapor Deposition and Air Plasma Spray », *Metall. Mater. Trans. A*, vol. 42, n° 4, p. 905-921, nov. 2010, doi: 10.1007/s11661-010-0436-7.
- [69] S. Rezanka, D. E. Mack, G. Mauer, D. Sebold, O. Guillon, et R. Vaßen, « Investigation of the resistance of open-column-structured PS-PVD TBCs to erosive and high-temperature corrosive attack », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 324, p. 222-235, sept. 2017, doi: 10.1016/j.surfcoat.2017.05.003.
- [70] V. Teixeira, M. Andritschky, H. Gruhn, W. Malléner, H. P. Buchkremer, et D. Stöver, « Failure of Physical Vapor Deposition/Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coatings during Thermal Cycling », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 9, n° 2, p. 191-197, juin 2000, doi: 10.1361/105996300770349917.

- [71] K. S. Fancey et A. Matthews, « Ionization assisted physical vapor deposition of zirconia thermal barrier coatings », *J. Vac. Sci. Technol. Vac. Surf. Films*, vol. 4, n° 6, p. 2656-2660, nov. 1986, doi: 10.1116/1.573699.
- [72] A. Shinozawa, K. Eguchi, M. Kambara, et T. Yoshida, « Feather-like Structured YSZ Coatings at Fast Rates by Plasma Spray Physical Vapor Deposition », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 19, n° 1-2, p. 190-197, oct. 2009, doi: 10.1007/s11666-009-9410-6.
- [73] X. F. Zhang *et al.*, « Mechanisms governing the thermal shock and tensile fracture of PS-PVD 7YSZ TBC », *Ceram. Int.*, vol. 44, n° 4, p. 3973-3980, mars 2018, doi: 10.1016/j.ceramint.2017.11.190.
- [74] V. A. Nemchinsky et M. Shigeta, « Simple equations to describe aerosol growth », *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, vol. 20, n° 4, p. 045017, juin 2012, doi: 10.1088/0965-0393/20/4/045017.
- [75] « SPARTA Direct Simulation Monte Carlo Simulator ». <https://sparta.sandia.gov/> (consulté le 7 août 2018).
- [76] « SPARTA Users Manual », p. 368.
- [77] P. André *et al.*, « Transport coefficients in thermal plasma. Applications to Mars and Titan atmospheres », *Eur. Phys. J. D*, vol. 57, n° 2, p. 227-234, févr. 2010, doi: 10.1140/epjd/e2010-00036-5.
- [78] R. Johnson, Éd., *Handbook of Fluid Dynamics, Second Edition*. CRC Press, 2016. doi: 10.1201/b19031.
- [79] NASA, « <https://cearun.grc.nasa.gov/> ».
- [80] A. Gleizes, Y. Cressault, et P. Teulet, « Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours », *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 19, n° 5, p. 055013, sept. 2010, doi: 10.1088/0963-0252/19/5/055013.
- [81] B. Abramzon et W. A. Sirignano, « Droplet vaporization model for spray combustion calculations », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 32, n° 9, p. 1605-1618, sept. 1989, doi: 10.1016/0017-9310(89)90043-4.
- [82] E. Pfender et Y. C. Lee, « Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Part I. The motion of a single particle without thermal effects », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 5, n° 3, p. 211-237, sept. 1985, doi: 10.1007/BF00615122.
- [83] X. Chen et E. Pfender, « Behavior of small particles in a thermal plasma flow », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 3, n° 3, p. 351-366, sept. 1983, doi: 10.1007/bf00564633.
- [84] E. Bourdin, P. Fauchais, et M. Boulos, « Transient heat conduction under plasma conditions », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 26, n° 4, p. 567-582, avr. 1983, doi: 10.1016/0017-9310(83)90008-X.
- [85] X. Chen et E. Pfender, « Effect of the Knudsen number on heat transfer to a particle immersed into a thermal plasma », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 3, n° 1, p. 97-113, mars 1983, doi: 10.1007/BF00566030.
- [86] X. Chen, « Heat and momentum transfer between a thermal plasma and suspended particles for different Knudsen numbers », *Thin Solid Films*, vol. 345, n° 1, p. 140-145, mai 1999, doi: 10.1016/S0040-6090(99)00101-7.

- [87] S. Panda et S. E. Pratsinis, « Modeling the synthesis of aluminum particles by evaporation-condensation in an aerosol flow reactor », *Nanostructured Mater.*, vol. 5, n° 7-8, p. 755-767, sept. 1995, doi: 10.1016/0965-9773(95)00292-m.
- [88] S. L. Girshick, C.-P. Chiu, et P. H. McMurry, « Time-Dependent Aerosol Models and Homogeneous Nucleation Rates », *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 13, n° 4, p. 465-477, janv. 1990, doi: 10.1080/02786829008959461.
- [89] G. Mauer et R. Vaßen, « Conditions for nucleation and growth in the substrate boundary layer at plasma spray-physical vapor deposition (PS-PVD) », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 371, p. 417-427, août 2019, doi: 10.1016/j.surfcoat.2018.06.086.
- [90] X. F. Zhang *et al.*, « Gas-deposition mechanisms of 7YSZ coating based on plasma spray-physical vapor deposition », *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 36, n° 3, p. 697-703, févr. 2016, doi: 10.1016/j.jeurceramsoc.2015.10.041.
- [91] M. Vardelle, A. Vardelle, et P. Fauchais, « Spray parameters and particle behavior relationships during plasma spraying », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 2, n° 1, p. 79-91, mars 1993, doi: 10.1007/BF02647426.
- [92] M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, K.-I. Li, B. Dussoubs, et N. J. Themelis, « Controlling Particle Injection in Plasma Spraying », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 10, n° 2, p. 267-284, juin 2001, doi: 10.1361/105996301770349367.
- [93] B. Dussoubs, « Modélisation tri-dimensionnelle du procédé de projection plasma : influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement ». 1998.
- [94] R. L. Williamson, J. R. Fincke, et C. H. Chang, « A Computational Examination of the Sources of Statistical Variance in Particle Parameters During Thermal Plasma Spraying », p. 26, 2000.
- [95] M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, et M. I. Boulos, « Plasma—particle momentum and heat transfer: Modelling and measurements », *AIChE J.*, vol. 29, n° 2, p. 236-243, mars 1983, doi: 10.1002/aic.690290210.
- [96] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer, et D. R. Willis, « Thermophoresis of particles in a heated boundary layer », *J. Fluid Mech.*, vol. 101, n° 4, p. 737-758, déc. 1980, doi: 10.1017/S0022112080001905.
- [97] E. Pfender et Y. C. Lee, « Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Part I. The motion of a single particle without thermal effects », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 5, n° 3, p. 211-237, sept. 1985, doi: 10.1007/BF00615122.
- [98] J. A. Lewis et W. H. Gauvin, « Motion of particles entrained in a plasma jet », *AIChE J.*, vol. 19, n° 5, p. 982-990, sept. 1973, doi: 10.1002/aic.690190515.
- [99] T. Zhang, D. T. Gawne, et B. Liu, « Computer modelling of the influence of process parameters on the heating and acceleration of particles during plasma spraying », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 132, n° 2-3, p. 233-243, oct. 2000, doi: 10.1016/S0257-8972(00)00847-1.
- [100] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, et H. Heinemann, « Influence of the Injector Head Geometry on the Particle Injection in Plasma Spraying », *J. Therm. Spray Technol.*, vol. 29, n° 4, p. 534-545, avr. 2020, doi: 10.1007/s11666-020-01009-6.

- [101] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, et I. Alkhasli, « Macroscopic particle modeling in air plasma spraying », *Surf. Coat. Technol.*, vol. 364, p. 449-456, avr. 2019, doi: 10.1016/j.surfcoat.2018.07.056.
- [102] E. Pfender, « Heat and momentum transfer to particles in thermal plasma flows », *Pure Appl. Chem.*, vol. 57, n° 9, p. 1179-1195, janv. 1985, doi: 10.1351/pac198557091179.
- [103] E. Pfender, « Particle behavior in thermal plasmas », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 9, n° S1, p. 167S-194S, mars 1989, doi: 10.1007/BF01015878.
- [104] X. Chen et E. Pfender, « Heat transfer to a single particle exposed to a thermal plasma », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 2, n° 2, p. 185-212, juin 1982, doi: 10.1007/BF00633133.
- [105] X. Chen et B. Lin, « ON COUPLING EFFECTS BETWEEN A THERMAL PLASMA FLOW AND INJECTED PARTICLES », vol. 3, n° 886, 1985.
- [106] X. Chen, « Particle heating in a thermal plasma », *Pure Appl. Chem.*, vol. 60, n° 5, p. 651-662, janv. 1988, doi: 10.1351/pac198860050651.
- [107] N. N. Sayegh et W. H. Gauvin, « Numerical analysis of variable property heat transfer to a single sphere in high temperature surroundings », *AIChE J.*, vol. 25, n° 3, p. 522-534, mai 1979, doi: 10.1002/aic.690250319.
- [108] W. E. Ranz et W. R. Marshall, « Evaporation from drops », 1952.
- [109] Y. C. Lee, K. C. Hsu, et E. Pfender, « Modeling Of Particles Injected Into A DC Plasma Jet », 1981.
- [110] J. A. Lewis et W. H. Gauvin, « Motion of particles entrained in a plasma jet », *AIChE J.*, vol. 19, n° 5, p. 982-990, sept. 1973, doi: 10.1002/aic.690190515.
- [111] Y. C. Lee, Y. P. Chyou, et E. Pfender, « Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. Part II. Particle heat and mass transfer in thermal plasmas », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 5, n° 4, p. 391-414, déc. 1985, doi: 10.1007/BF00566011.
- [112] R. M. Young et E. Pfender, « Nusselt number correlations for heat transfer to small spheres in thermal plasma flows », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 7, n° 2, p. 211-229, juin 1987, doi: 10.1007/BF01019179.
- [113] A. M. Ahmed, « Forced Convective Heat Transfer to Cooled Cylinders at Low Reynolds Numbers and With Large Temperature Difference », p. 62, 1967.
- [114] J. K. Fiszdon, « Melting of powder grains in a plasma flame », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 22, n° 5, p. 749-761, mai 1979, doi: 10.1016/0017-9310(79)90122-4.
- [115] B. Abramzon et W.A. Sirignano, « Droplet vaporization model for spray combustion calculations », vol. Volume 32, Issue 9, p. Pages 1605-1618, 1989.
- [116] M. C. Yuen et L. W. Chen, « On Drag of Evaporating Liquid Droplets », *Combust. Sci. Technol.*, vol. 14, n° 4-6, p. 147-154, oct. 1976, doi: 10.1080/00102207608547524.
- [117] K. Bobzin, « Numerical Study on Plasma Jet and Particle Behavior in Multi-arc Plasma Spraying », p. 20, 2017.
- [118] X. Chen et E. Pfender, « Effect of the Knudsen number on heat transfer to a particle immersed into a thermal plasma », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 3, n° 1, p. 97-113, mars 1983, doi: 10.1007/BF00566030.

- [119] J. Fazilleau, « Contribution à la compréhension des phénomènes impliqués dans la réalisation de dépôts finement structurés d'oxydes par projection de suspensions par plasma », p. 170.
- [120] X. Chen et E. Pfender, « Heat transfer to a single particle exposed to a thermal plasma », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 2, n° 2, p. 185-212, juin 1982, doi: 10.1007/BF00633133.
- [121] H.-B. Xiong, L.-L. Zheng, et T. Streibl, « A Critical Assessment of Particle Temperature Distributions During Plasma Spraying: Numerical Studies for YSZ », *Plasma Chem. Plasma Process.*, vol. 26, n° 1, p. 53-72, févr. 2006, doi: 10.1007/s11090-005-8726-3.
- [122] Y. P. Wan, J. R. Fincke, S. Sampath, V. Prasad, et H. Herman, « Modeling and experimental observation of evaporation from oxidizing molybdenum particles entrained in a thermal plasma jet », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, n° 5, p. 1007-1015, févr. 2002, doi: 10.1016/S0017-9310(01)00214-9.
- [123] G. M. Faeth, « Evaporation and combustion of sprays », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 9, n° 1-2, p. 1-76, janv. 1983, doi: 10.1016/0360-1285(83)90005-9.
- [124] G. M. Faeth, « Evaporation and combustion of sprays », *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 9, n° 1-2, p. 1-76, janv. 1983, doi: 10.1016/0360-1285(83)90005-9.
- [125] M. D. Sousa, « Contribution à la purification de déchets de silicium solaire oxydé à l'aide d'un procédé assisté par plasma thermique », p. 242.
- [126] G. Mariaux, « Modélisation des écoulements instationnaires et génie des procédés, Habilitation à Diriger des Recherches », Université de Limoges, 2012.
- [127] M. Shigeta, « Turbulence modelling of thermal plasma flows », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 49, n° 49, p. 493001, nov. 2016, doi: 10.1088/0022-3727/49/49/493001.
- [128] E. Meillot, « Énergie et matériaux : les plasmas thermiques au cœur des procédés industriels - Habilitation à diriger des recherches ». décembre 2014.
- [129] K. Ramachandran, « Numerical modelling of plasma spray process », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 208, p. 012052, févr. 2010, doi: 10.1088/1742-6596/208/1/012052.
- [130] N. El-Kaddah, J. McKelliget, et J. Szekely, « Heat transfer and fluid flow in plasma spraying », *Metall. Trans. B*, vol. 15, n° 1, p. 59-70, janv. 1984, doi: 10.1007/BF02661063.
- [131] H.-P. Li et X. Chen, « Three-dimensional simulation of a plasma jet with transverse particle and carrier gas injection », *Thin Solid Films*, vol. 390, n° 1-2, p. 175-180, juin 2001, doi: 10.1016/S0040-6090(01)00915-4.
- [132] P. Fuzet, « Etude expérimentale de l'ablation de matériaux thermo-ablatifs sous impacts d'alumine liquide, modélisation et développement d'un moyen d'essai. », Limoges, 2014.
- [133] A. B. Murphy, « A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 29, n° 7, p. 1922-1932, juill. 1996, doi: 10.1088/0022-3727/29/7/029.
- [134] ANSYS, Inc., *ANSYS Fluent User's Guide*. 2016.
- [135] ANSYS, Inc., *ANSYS Fluent Theory Guide*. 2016.

- [136] É. Legros, « Contribution à la modélisation tridimensionnelle du procédé de projection par plasma et application à un dispositif à deux torches », Limoges, 2003.
- [137] « Brevet Européen ,Procédé de dépôt de barrière thermique par torche à plasma, 23.12.2009, Numéro de dépôt: 07290212.5 ».

Annexes

Annexe 1. Caractéristiques des poudres.....	197
Annexe 2. Taux d'évaporation : Bilan de masse	199
Annexe 3. Taux d'évaporation : bilan d'énergie.....	202

Annexe 1. Caractéristiques des poudres

Tableau 22 Caractéristiques des poudres de $ZrO_2 - 8 \text{ wt. } \%Y_2O_3$ en fonction de leur méthode de fabrication (Schwier1986)

Méthode de fabrication de la poudre	Fusionné et broyé	Frittée et broyée	Agglomérée et frittée	Sphéroïdisée	Atomisée
Forme de particule	Bloc à bords fins	Bloc à bords fins	sphérique	sphérique	Sphérique irrégulier
Porosité	Dense	Dense-poreux	Poreux	Dense-creux	Poreux-creux
Taille des cristaux	Grossière-fine	Grossière-fine	Moyenne-fine	Moyenne-fine	Fine
Homogénéité	Alliage	Alliage	Alliage-hétérogène	Alliage-hétérogène	Alliage

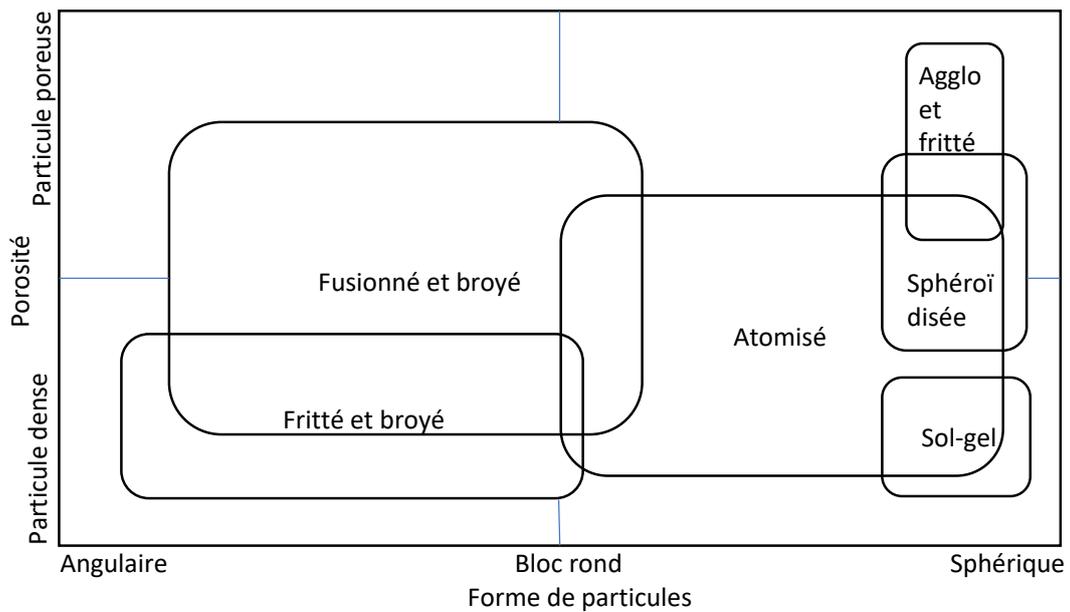


Figure 121 Caractéristiques des poudres, Porosité et forme de particules, en fonction de leur méthode de fabrication (Schwier1986)

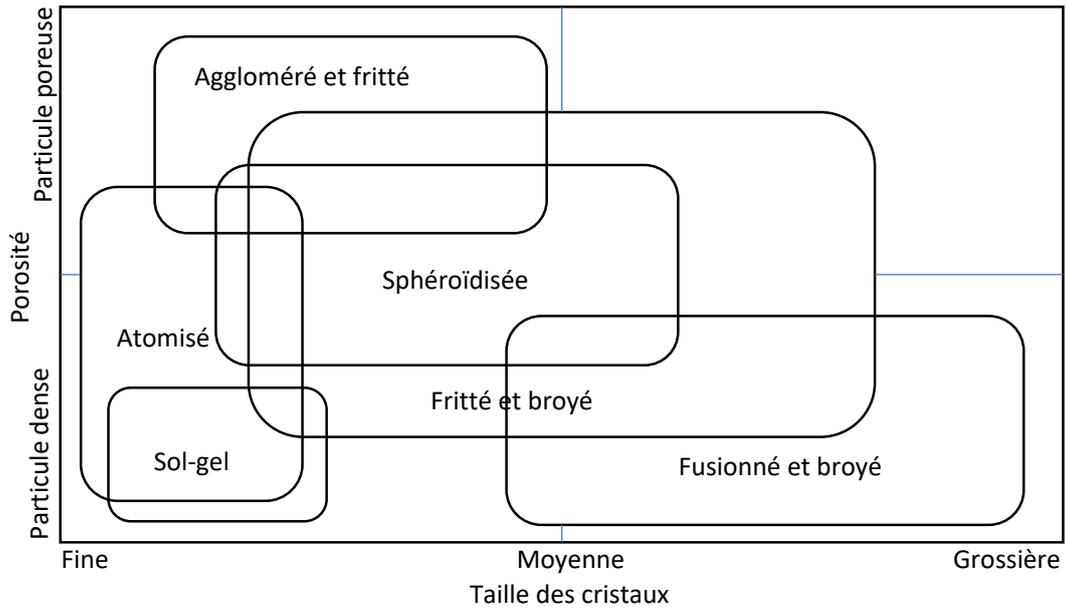


Figure 122 Caractéristiques des poudres, Porosité et taille des particules, en fonction de leur méthode de fabrication (Schwier1986)

Annexe 2. Taux d'évaporation : Bilan de masse

Cette annexe est dédiée au calcul du flux massique d'évaporation qui quitte la particule par diffusion d'espèce lorsque la particule est fondue et sa température inférieure à la température d'ébullition. Elle est établie à partir d'un bilan de masse et d'espèces en surface de particule.

L'écoulement du mélange, de gaz entourant une particule et de la vapeur du matériau de la particule, est considéré incompressible :

$$\frac{d\rho_g}{dt} = 0 \quad (137)$$

Après développement de la dérivée particulaire, cette équation s'écrit sous la forme suivante:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \text{div}(\rho_g \vec{v}) = 0 \quad (138)$$

On considère que l'écoulement est radial et ne dépend que de la direction radiale, en effet $\vec{v} = dr/dt = v(r)\vec{e}_r$, le développement de l'opérateur divergence en système de coordonnées cylindriques donne:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \rho_g v}{\partial r} = 0 \quad (139)$$

dans un état quasi-statique, le terme instationnaire peut être annulé ($\partial \rho_g / \partial t = 0$), En effet:

$$r^2 \rho_g v(r) = Cte = r_p^2 \rho_g v(r_p) = d_p^2 \rho_g v_s / 4 \quad (140)$$

L'équation de conservation des espèces chimiques pour l'espèce i s'écrit:

$$\frac{d\rho_g Y_i}{dt} = -\nabla \cdot \vec{J}_i + R_i \quad (141)$$

avec Y_i est la fraction massique de l'espèce i , R_i est le taux de réaction ou de production de l'espèce i . J est le flux de diffusion de l'espace i par diffusion de masse. La diffusion de masse suit la loi de Fick qui s'exprime comme suit:

$$\vec{J}_{Fick} = -\rho_g D \nabla Y_f \quad (142)$$

en absence de réaction (R_i), l'équation de conservation de l'espèce s'écrit:

$$\frac{\partial \rho_g Y_f}{\partial t} + \nabla \vec{j}_f = 0 \quad (143)$$

en développant la dérivée particulaire et en introduisant l'expression du flux massique:

$$\frac{\partial \rho_g Y_f}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_g \vec{v} Y_f) - \vec{\nabla} \cdot (\rho_g D \vec{\nabla} Y_f) = 0 \quad (144)$$

cette équation peut s'écrire en système de coordonnées sphériques:

$$\frac{\partial \rho_g Y_f}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho_g v Y_f)}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \rho_g D \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) = 0 \quad (145)$$

Tenant compte de l'équation (140) :

$$\frac{\partial \rho_g Y_f}{\partial t} + \rho_g v \frac{\partial Y_f}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \rho_g D \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) = 0 \quad (146)$$

En intégrant entre la surface de la particule et un rayon r quelconque:

$$\int_{r_s}^r \left[r^2 \rho_g v \frac{\partial Y_f}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \rho_g D \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) \right] dr = 0 \quad (147)$$

cela est équivalent à:

$$r^2 \rho_g v Y_f(r) - r^2 \rho_g D \frac{\partial Y_f}{\partial r}(r) = r_p^2 \rho_g v_s Y_s - r_p^2 \rho_g D \left(\frac{\partial Y_f}{\partial r} \right)_s \quad (148)$$

Pour $r \rightarrow r_p + 0^-$ on retrouve l'équation qui régit la conservation du débit totale:

$$\rho_g v_s = \rho_g v_s Y_s - \rho_g D \left(\frac{\partial Y_f}{\partial r} \right)_s \quad (149)$$

on injecte cette équation dans l'équation (128) :

$$\begin{aligned} \underbrace{r^2 \rho_g v Y_f(r)}_{=cte} - r^2 \rho_g D \frac{\partial Y_f}{\partial r}(r) &= r_p^2 \rho_g v_s \\ \Leftrightarrow r_p^2 \rho_g v_s (1 - Y_f(r)) - r^2 \rho_g D \frac{\partial Y_f}{\partial r}(r) &= 0 \end{aligned} \quad (150)$$

après séparation des variables cette équation devient:

$$-\frac{D}{r_p^2 v_s} \frac{1}{1 - Y_f(r)} \frac{\partial Y_f}{\partial r}(r) = \frac{1}{r^2} \quad (151)$$

en intégrant entre la surface de la particule et un rayon r quelconque:

$$\int_{r_s}^{\infty} -\frac{D}{r_p^2 v_s} \frac{1}{1 - Y_f(r)} \frac{\partial Y_f}{\partial r}(r) dr = \int_{r_s}^{\infty} \frac{dr}{r^2}$$

$$\Rightarrow \ln\left(\frac{1 - Y_{\infty}}{1 - Y_s}\right) = -\frac{r_p v_s}{D} \quad (152)$$

Sachant que le volume de gaz s'échappant de la particule remplit le volume $\Omega_g(r) = 4\pi(r^3 - r_p^3)/3$, la variation de la masse de la particule s'écrit:

$$\frac{dm_p}{dt} = -\frac{dm}{dt} = -\frac{d(4\pi\rho_g(r^3 - r_p^3)/3)}{dt} = -4\pi r^2 \rho_g \frac{dr}{dt} = -4\pi r_p^2 \rho_g v_s \quad (153)$$

On injecte l'équation (153) dans l'équation (152) :

$$\frac{dm_p}{dt} = 4\pi r_p \rho_g D \ln\left(\frac{1 - Y_{\infty}}{1 - Y_s}\right) = 4\pi r_p \rho_g D \ln(1 + B_m) \quad (154)$$

avec $B_m = (Y_s - Y_{\infty})/(1 - Y_s)$ le nombre de spalding qui caractérise le transfert de masse à la surface de la particule. Si l'on utilise la définition du nombre de Sherwood qui s'exprime dans sa forme réelle:

$$Sh = -\frac{2r_p}{Y_s - Y_{\infty}} \left(\frac{\partial Y_f}{\partial r}\right)_s \quad (155)$$

on injecte cette expression dans l'équation (149) et on obtient:

$$v_s(1 - Y_s) = -D \frac{Y_s - Y_{\infty}}{2r_p} Sh \quad (156)$$

alors

$$\frac{dm_p}{dt} = 2\pi r_p \rho_g D Sh B_m \quad (157)$$

Annexe 3. Taux d'évaporation : bilan d'énergie

Cette annexe est dédiée au calcul du flux massique d'évaporation qui quitte la particule par écriture d'un bilan d'énergie dans la couche limite entourant la particule lorsque celle-ci est fondue et sa température inférieure à la température d'ébullition.

Le flux de chaleur transféré à la particule s'écrit:

$$Q_l = 4\pi r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} - \dot{m}_p (C_{pf}(T - T_s) + L_v) \quad (158)$$

Le premier terme du membre de droite représente le flux réellement transmis par conduction à la particule tandis que les autres termes correspondent l'énergie prélevée pour évaporer et chauffer la vapeur.

Après séparation des variables, cette équation devient:

$$1 + \frac{C_{pf}(T - T_s)}{L_v + Q_l/\dot{m}_p} = \frac{4\pi r^2 \lambda}{\dot{m}_p} \frac{1}{L_v + Q_l/\dot{m}_p} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (159)$$

on intègre entre la surface et un rayon lointain:

$$\int_{r_s}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \int_{r_s}^{\infty} \frac{4\pi\lambda}{\dot{m}_p C_{pf}} \left(\frac{1}{1 + \frac{C_{pf}(T - T_s)}{L_v + Q_l/\dot{m}_p}} \right) \frac{C_{pf}}{L_v + Q_l/\dot{m}_p} \frac{\partial T}{\partial r} dr \quad (160)$$

on obtient l'expression suivante:

$$\frac{1}{r_p} = \frac{4\pi\lambda}{\dot{m}_p C_{pf}} \ln \left(1 + \frac{C_{pf}(T_{\infty} - T_s)}{L_v + Q_l/\dot{m}_p} \right) \quad (161)$$

donc l'expression du taux d'évaporation/variation du diamètre de la goutte s'écrit:

$$\dot{m}_p = \frac{4\pi\lambda r_p}{C_{pf}} \ln \left(1 + \frac{C_{pf}(T_{\infty} - T_s)}{L_v + Q_l/\dot{m}_p} \right) = \frac{4\pi\lambda r_p}{C_{pf}} \ln(1 + B_T) \quad (162)$$

avec $B_T = (C_{pf}(T_{\infty} - T_s))/(L_v + Q_l/\dot{m}_p)$ le nombre de transfère de chaleur. On peut aussi exprimer ce taux en fonction du nombre de Nusselt qui s'écrit:

$$Nu = - \frac{2r_p}{T_s - T_{\infty}} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_s \quad (163)$$

d'où:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_s = -Nu \frac{T_s - T_\infty}{2r_p} \quad (164)$$

pour $r = r_p$, l'équation (162) devient:

$$\frac{4\pi r_p^2 \lambda}{\dot{m}_p C_{pf} L_v + Q_l / \dot{m}_p} \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_s = 1 \quad (165)$$

On injecte l'équation (164) dans l'équation (165):

$$\dot{m}_p = \frac{2\pi r_p \lambda}{C_{pf}} Nu \frac{C_{pf}(T_\infty - T_s)}{L_v + Q_l / \dot{m}_p} = \frac{2\pi r_p \lambda}{C_{pf}} Nu B_T \quad (166)$$

Modélisation et dimensionnement d'un procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique

Le procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique (PS-PVD) consiste à évaporer le matériau sous forme de poudre à l'aide d'un jet de plasma d'arc soufflé pour produire des dépôts de structures variées obtenus par condensation de la vapeur et/ou dépôt des nano-agrégats. Dans le procédé de PS-PVD classique, l'intégralité du traitement du matériau est réalisée dans une enceinte sous faible pression, ce qui limite les phénomènes d'évaporation ou nécessite d'utiliser des torches de puissance importante. Dans ce travail, initié par D. Ivchenko (2018), une extension du procédé de PS-PVD conventionnel à un procédé à deux enceintes est proposée puis explorée par voie de modélisation et de simulation numérique : la poudre est évaporée dans une enceinte haute pression (10^5 Pa) reliée par une tuyère de détente à une enceinte de dépôt basse pression (100 ou 1 000 Pa), permettant une évaporation énergétiquement plus efficace de poudre de Zircône Yttrée de granulométrie élevée, tout en utilisant des torches de puissance raisonnable. Ces travaux se sont focalisés sur l'optimisation de l'évaporation de la poudre par un modèle validé. A l'issue d'une bibliographie approfondie, un modèle du traitement thermocinétique des particules par l'écoulement plasma, a été sélectionné par comparaison avec les résultats expérimentaux. L'exploitation de ce modèle dans des simulations de la chambre haute pression a permis d'optimiser l'évaporation de la poudre et d'étudier différentes configurations géométriques qui permettraient de séparer le flux de vapeur des particules non totalement évaporées, et ce, afin d'éviter le colmatage de la tuyère.

Mots-clés : PS-PVD, plasma, dépôt, barrières thermiques,

Modeling and design of a physical vapor deposition process assisted by thermal plasma (PS-PVD)

The process of plasma spray-physical vapor deposition (PS-PVD) consists in evaporating the material in powder form using a DC plasma jet to produce coatings by condensation or deposition of nanoaggregates. In the conventional PS-PVD process, all the material treatment takes place in a medium-vacuum atmosphere, which limits the evaporation and requires the use of high-power torches. In this work, an extension of the conventional PS-PVD process to a two-chamber process is proposed and then explored by means of numerical modeling and simulation. The powder is evaporated in a high-pressure chamber (10^5 Pa) connected by an expansion nozzle to a low-pressure deposition chamber (100 or 1 000 Pa), enabling more energy-efficient evaporation of YSZ powder of high particle-size, while using torches of reasonable power. The operating conditions favoring the evaporation of the powders were obtained from experiments. A discrete-phase model, which takes in account the powder-plasma interactions, was selected with respect to the experimental results. This model allowed to i) optimize the evaporation of the powder and ii) study different geometry configurations in order separate the flow of vapor from the not fully evaporated particles and avoid nozzle clogging.

Keywords: PS-PVD, CFD, DPM, coating, thermal barrier coatings (TBC)

