

Chapitre III

Modèle numérique de l'écoulement plasma dans la nouvelle torche plasma triphasée

1. Objectif de la modélisation numérique de la torche plasma triphasée

L'objectif de ces travaux de thèse consiste à développer une torche plasma triphasée de 100 kW fonctionnant à l'air. L'étude préliminaire à l'air sur une ancienne torche triphasée conçue initialement pour fonctionner en milieu neutre, nous a permis d'identifier ses limitations, à savoir une puissance limitée à 20 kW à 200 A, un débit d'air maximal de $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, des pertes thermiques supérieures à 55 % et une forte érosion à l'air. Nous avons par la suite identifié les axes d'amélioration et préconisé des solutions technologiques pour la conception d'une nouvelle torche triphasée. Avant de réaliser les tests expérimentaux nécessaires pour la caractérisation de cette torche, nous nous proposons d'étudier cette nouvelle conception moyennant un modèle numérique.

L'objectif de notre recours à la modélisation consiste à : i) vérifier la bonne tenue thermique des différents composants de la torche sous la sollicitation thermique du plasma, ii) vérifier l'efficacité des solutions technologiques proposées et iii) étudier l'écoulement de gaz plasmagène dans la torche pour identifier les axes d'amélioration.

Pour baisser les pertes thermiques au travers des parois, nous évaluons principalement le rôle de la céramique d'isolation thermique et l'effet de l'excentricité de l'entrée d'air et des différents choix géométriques sur l'écoulement du gaz. Pour réduire l'érosion des électrodes, nous évaluons l'efficacité du gainage à l'azote en étudiant l'écoulement du film d'azote sur la surface de l'électrode et l'effet de l'injection de méthane comme gaz de gainage en étudiant le changement de la composition du gaz autour de la surface exposée des électrodes.

Dans le développement du modèle, nous avons commencé par une simplification substantielle de la colonne d'arc en la remplaçant par un domaine source dont la géométrie est inspirée des analyses des vidéos acquises par caméra rapide (analyse détaillée dans le chapitre II) et des simulations magnétohydrodynamiques réalisées dans une étude antérieure [97]. Pour la validation du modèle, la sensibilité aux variations des paramètres du modèle tels que le volume du domaine source et la valeur des forces électromagnétiques sont étudiées. Les effets des variations des paramètres physiques tels que le débit d'air et la puissance de l'arc sont également détaillés.

Dans la suite, nous avons pris en compte le rayonnement du plasma en utilisant une nouvelle base de données pour le coefficient d'absorption spectral. Ces coefficients sont moyennés en coefficients moyens d'absorption sur 6 bandes de longueur d'onde pour permettre leur intégration dans le modèle aux ordonnées discrètes à moindre coût. Cette étape est également suivie d'une étude de sensibilité sur la méthode utilisée pour moyenniser, l'effet du volume du domaine source et l'impact de la discrétisation spatiale. Finalement, pour évaluer le rôle du méthane, le modèle réactionnel de Jones et Lindstedt est pris en compte pour simuler la cinétique chimique de la réaction du méthane avec l'air dans la torche.

2. Les modèles numériques de l'écoulement fluidique dans les torches plasma

Avec l'amélioration des capacités de calcul, les modèles numériques de plasma d'arc, évoluent plus rapidement vers les géométries 3D et intègrent de plus en plus de phénomènes physiques comme les effets électromagnétiques, le rayonnement du plasma et la turbulence fine. Afin d'appréhender le degré de complexité de ces modèles, nous allons citer dans la suite, les principaux travaux de modélisation de décharges électriques dans les domaines DC et AC, par ordre chronologique.

Dans le domaine DC, A. Kaddani et al. [110] a présenté en 1995 un modèle MagnétoHydroDynamique instationnaire pour l'étude d'un arc dans l'argon alimenté par un courant de 200~300 A. L'écoulement étudié dans ce cas comporte un arc de 10 mm de longueur et son environnement, le tout placé dans un domaine de calcul dont les dimensions sont de 10x30x30 mm. Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel OMEGA et les résultats ont montré que l'ajustement de la densité de courant au niveau des électrodes a une influence importante sur la stabilité de l'arc. La cohérence des résultats a été vérifiée en les comparant avec ceux issus de simulations 2D et de travaux expérimentaux.

En 1999, A. Douce et al. [111] a proposé un modèle basé sur une géométrie axisymétrique pour décrire l'interaction entre un arc transféré dans l'argon et un bain métallique liquide. Les simulations ont été réalisées en utilisant le code ESTET pour une longueur d'arc entre 150 et 250 mm et en incluant le bain métallique et la chambre de préchauffage. La hauteur de l'ensemble des domaines modélisés est égale à 800 mm pour un diamètre maximal de 325 mm. Ce modèle a été développé pour la prédiction des champs de vitesse et de température dans le bain métallique ainsi que les paramètres électromagnétiques dans la région d'arc où le rayonnement et la vapeur métallique sont pris en compte. Les résultats de la simulation ont été vérifiés en les comparant avec des mesures expérimentales obtenues sur un four pilote.

Dans la même année et en utilisant le même code de calcul, M. Gonzales [112] a développé un modèle 3D instationnaire pour un arc de SF₆ dans un disjoncteur avec une attention particulière sur l'intégration des phénomènes turbulents par une approche statistique. Un an après, en utilisant le logiciel commercial de CFD FLUENT 5.0, P. Freton et al. [113] a proposé deux modèles 3D décrivant un arc transféré et un arc non-transféré dans l'argon. Tandis que les résultats du modèle de l'arc non transféré montrent une faible différence entre les modèles 2D et 3D, les différences sur les champs de vitesse et de température peuvent atteindre 50 m.s⁻¹ et 5 000 K au niveau de l'électrode.

En 2003, B. Barthelemy et al. [114] a développé un modèle pour un procédé de vitrification utilisant un plasma d'arc transféré. Pour des raisons de complexité du maillage, le réacteur modélisé contient deux électrodes parallèles (en réalité inclinées) de formes cylindriques jouant les rôles de l'anode et de la cathode. Le milieu environnant où la décharge électrique a lieu est également cylindrique avec un diamètre de 600 mm et une hauteur de 250 mm. Chaque électrode est protégée par un film d'argon et entourée de deux conduites concentriques en cuivre et en acier inoxydable avec un diamètre extérieur de 60 mm et une hauteur de 200 mm. La partie contenant le verre fondu est prise en compte dans le domaine de calcul mais découplée de la zone de décharge car il s'agit de deux phases différentes. Le rayonnement dans la zone de décharge est également intégré au modèle. La confrontation avec les mesures expérimentales issues du pilote industriel montre des résultats cohérents, à savoir : des quantités de fonte équivalentes entre le modèle et l'expérience à égale puissance.

A. Blais [115] a présenté un modèle 3D pour un arc transféré dans l'argon, d'une longueur de 10 mm et soumis à un champ magnétique. Le rayonnement est pris en compte via un coefficient

moyen d'absorption avec un rayon de plasma de 5 mm. La géométrie du modèle comprend une électrode à l'extrémité conique placée dans un volume axisymétrique. Le plan de coupe de cette géométrie est de 30x17 mm. Le modèle est implémenté sous FLUENT 5.0. Les simulations ont permis d'investiguer les effets du courant électrique et du débit du gaz sur les dimensions et la température de l'arc et les résultats sont en cohérence avec la littérature.

H-P Li et al. [116], [117] a développé un modèle MHD pour un arc non transféré dans l'argon avec une géométrie axisymétrique. Afin de prédire la position axiale du pied d'arc, le principe du minimum de Steenbeck a été utilisé. Le rayonnement est intégré au modèle et une attention particulière est accordée sur l'estimation des pertes thermiques vers le circuit de refroidissement de l'électrode. Les dimensions de la géométrie modélisée sont 24x60 mm. Les résultats obtenus après l'implémentation avec le code ESTET, ont permis de déterminer les champs de température dans le gaz, sur l'anode et sur la cathode ainsi que les valeurs de courant et de tension de la décharge. L'analyse du bilan énergétique montre que l'efficacité thermique de la torche varie entre 30 % et 40 % car plus de la moitié de la puissance totale est perdue dans le système de refroidissement de la cathode et de l'anode.

En 2011, V. Colombo et al. [118] a présenté les résultats en stationnaire et en instationnaire de deux modèles 3D MHD d'une torche jumelle DC fonctionnant à l'argon et dotée d'une cathode à pointe en tungstène et une anode cylindrique en cuivre. Les deux modèles numériques sont implémentés sous FLUENT : le premier avec l'hypothèse de l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) et le deuxième avec la prise en compte de deux températures (2T). Les dimensions du plan médian du domaine de calcul sont identiques : 30x40 cm. Le modèle 2T donne une tension plus faible entre les électrodes ce qui montre que l'hypothèse de l'ETL peut ne pas être suffisante pour la prédiction de la puissance dans un modèle MHD.

En 2013, J. Mougnot et al. [119] a proposé un modèle 3D d'un arc transféré d'argon pour une application de soudure. Le modèle a été implémenté avec le code SATURN et prend en compte la gravité terrestre, les forces électromagnétiques, la force de Marangoni agissant sur la surface du bain de fusion ainsi que la vapeur de métal en ajustant les propriétés du gaz plasmagène. La géométrie comprend un arc de 5 mm de longueur et une pièce à souder de 5 mm d'épaisseur avec un diamètre total de 30 mm. Les résultats des simulations ont montré la faible influence de la vapeur métallique sur les propriétés de l'arc et du bain de fusion ainsi que l'importance du

choix du coefficient de tension de surface sur la forme du bain de soudage et sur le champ de vitesse.

Dans le domaine AC, moins de travaux ont été entrepris pour étudier des procédés plasma dans des géométries 3D. En 1999, B. Ravary [120] a détaillé un modèle analytique des forces électromagnétiques agissant sur la colonne d'arc pour une décharge triphasée. L'expression de cette force a été moyennée sur une période du courant pour son implémentation dans un modèle 3D d'un réacteur cylindrique où la colonne d'arc est représentée par un volume source de forme torique. Les simulations ont été réalisées avec le code FLUENT 5.0 pour de l'argon, de l'hélium et de l'azote. En ajoutant le rayonnement du gaz via le modèle DTRM, les résultats ont montré l'importante influence du rayonnement sur le champ de température des parois [121]. A notre connaissance, le travail le plus approfondi pour modéliser un système plasma triphasé est celui réalisé par Rehm et al 2013 [97]. Ici, une décharge de courant triphasé entre des électrodes en graphite est simulée sous le logiciel SATURNE dans lequel le modèle MHD a été implémenté. L'objectif de ce modèle était d'apporter une meilleure compréhension du comportement de l'arc dans différents gaz plasmagènes et d'analyser l'influence des paramètres géométriques comme l'angle entre les électrodes et la forme des pointes des électrodes ainsi que les paramètres électriques comme le courant et la fréquence. Les résultats obtenus montrent d'excellentes cohérences avec les observations expérimentales acquises avec une caméra ultrarapide. La robustesse du modèle va jusqu'à prédire les perturbations et les irrégularités de la colonne d'arc sur plusieurs périodes du courant. Néanmoins, ces résultats sont obtenus au détriment d'un temps de calcul conséquent (pouvant nécessiter plusieurs semaines) pour la simulation de quelques dizaines de périodes.

Les modélisations de l'ensemble de la torche plasma se font généralement au détriment de la finesse des résultats dans la zone de décharge et obligent souvent de se passer du modèle MHD. Les travaux d'I. Dème et al. [122], portant sur l'étude des propriétés radiatives des particules de noir de carbone dans un réacteur plasma, font appel à une représentation simplifiée de la colonne d'arc. En effet, l'arc est remplacé par un tore représentant une source de quantités de mouvement et de puissance. Bien que les résultats décrivant l'influence des particules sur les échanges thermiques dans le réacteur soient en cohérence avec les résultats expérimentaux, la caractérisation du plasma à proximité de la source ne peut pas être faite, cette approche reposant justement sur une modélisation très simplifiée de la colonne d'arc.

Notre objectif consiste à étudier l'écoulement du gaz plasmagène dans la torche pour prédire l'impact de la forte température du plasma sur les différents composants qui se trouvent en contact avec l'arc électrique comme les électrodes, à quelques millimètres comme les éléments d'isolation électrique ou à plusieurs centimètres, voire des dizaines de centimètres comme les parois intérieures de la torche et la chambre de combustion en aval. Le modèle choisi doit également nous fournir des informations sur la protection des électrodes moyennant des gainages à partir de gaz neutre ou réactif, dans une géométrie complexe et non axisymétrique. Le compromis que nous allons adopter consiste alors à proposer une forme simplifiée de la colonne d'arc, moyennée dans le temps et dans l'espace, idéalement inspirée d'une simulation MHD réalisée pour la même configuration. Ceci permettra de ne pas utiliser les équations de Maxwell dont le coût d'intégration est non négligeable en termes de temps de calcul. Un maillage hybride de plusieurs niveaux de finesse sera proposé à la suite pour affiner les résultats dans les zones critiques et étroites du modèle.

Tableau 27: Résumé des modèles 3D de plasmas d'arc

Auteur, année	Gaz et courant	Géométrie 3D et dimensions	Logiciel utilisé	Application et modèle	Référence
A. Kaddani (1995)	Argon DC	Arc : 10 mm Domaine de calcul : 10x30x30 mm	OMEGA	MHD, instationnaire, Haute pression	[110]
M. Choudhary (1997)	---	---	FLUENT	Four à arc électrique Rayonnement (modèle DO)	[123]
B. Dussoubs (1998)	DC	---	ESTET	Procédé de projection de poudre Arc soufflé	[124]
A. Douce (1999)	Argon DC	Axisymétrique Arc : longueur de 150 et 250 mm Domaine de calcul : hauteur de 800 mm et diamètre de 325 mm	ESTET	Four à arc électrique Arc transféré Modèle MHD stationnaire	[111]
M. Gonzales (1999)	SF ₆ DC	---	ESTET	Disjoncteur	[112]
B. Ravary (1999)	Argon, Azote, Hélium AC	Axisymétrique Domaine de calcul : hauteur de 2000 mm et diamètre de 500 mm (approximatif)	FLUENT 5.0	Stationnaire Rayonnement du gaz (modèle DTRM)	[121]
P. Freton (2000)	Argon DC	Arc non transféré : géométrie axisymétrique : 13x13 mm Arc transféré : diamètre de 26 mm et hauteur de 20 mm	FLUENT 5.0	Arc transféré et arc non transféré Modèle MHD stationnaire Rayonnement du gaz (CEN)	[113]
HP. Li (2001)	Argon DC	Axisymétrique Domaine de calcul (plan) : 24x60 mm	ESTET	Arc non transféré, MHD,	[116]

I. Dème (2002)	Azote, méthane AC	Axisymétrique Domaine de calcul : hauteur de 2000 mm et diamètre de 500 mm (approximatif)	FLUENT 5.0	Réacteur de production de noir de carbone Modèle stationnaire avec rayonnement des particules	[122]
L. Klinger (2002)	Argon DC	Géométrie axisymétrique hauteur de 10 mm et diamètre de 10 mm	NSMB	Procédé de projection de poudre Modèle MHD stationnaire	[125]
B. Barthelemy (2003)	Oxygène, Argon DC	Domaine de calcul : hauteur de 250 mm et diamètre de 600 mm	ESTET	Vitrification Arc transféré	[114]
A. Blais (2003)	Argon DC	Axisymétrique Arc : longueur de 10 mm Domaine de calcul (plan) : 30x17 mm	FLUENT 5.0	Arc transféré Rayonnement du gaz (CEN)	[115]
C. Baudry (2003)	Argon, hydrogène DC	Géométrie axisymétrique Domaine de calcul : hauteur de 20 mm et diamètre de 8 mm (approximatif)	ESTET	Procédé de projection de poudre Modèle MHD instationnaire Rayonnement du gaz (CEN)	[126]
A. Kiyoumars (2009)	Air AC	Domaine de calcul : 4500x7500x8000 mm	3D-FEM	Four à arc électrique Modèle MHD stationnaire	[127]
V. Coulombo (2011)	Argon DC	Domaine de calcul : 400x300 mm	FLUENT	Torche jumelle Modèles MHD stationnaires et instationnaires à l'ETL et avec un modèle 2T	[118]
J. Mougenot (2013)	Argon DC	Arc : longueur de 5 mm Bain de fusion : hauteur de 5 mm Domaine de calcul : diamètre de 30 mm	SATURNE	Soudure Modèle MHD instationnaire	[119]
K.M. Tang (2010)	Argon DC	Domaine de calcul : 130x130x130 mm	PHOENICS	Torches jumelles pour la production de poudre Modèle MHD stationnaire	[128]
C. Rehmet (2013)	Azote AC	Domaine de calcul : hauteur de 63 mm et diamètre de 60 mm	SATURNE	Gazéification Modèle MHD instationnaire	[97]

3. Modèle numérique

3.1. Modèle Source

« Un arc est une décharge caractérisée par les trois propriétés suivantes : (i) la densité de courant est très élevée, (ii) la plus grande partie du courant de décharge au voisinage de la cathode est transportée par les électrons issus de celle-ci, (iii) la DDP entre les électrodes est plus faible que dans les autres types de décharge » [98]. En effet, l'arc électrique peut être considéré comme une forme de décharge à fort courant dans laquelle le courant peut croître pratiquement sans limites, à l'instar de l'éclair où le courant peut dépasser $3 \cdot 10^5$ A [129]. Un arc est composé principalement de 3 grandes parties : la zone cathodique, la colonne positive et la zone anodique comme représentées dans la Figure 69.

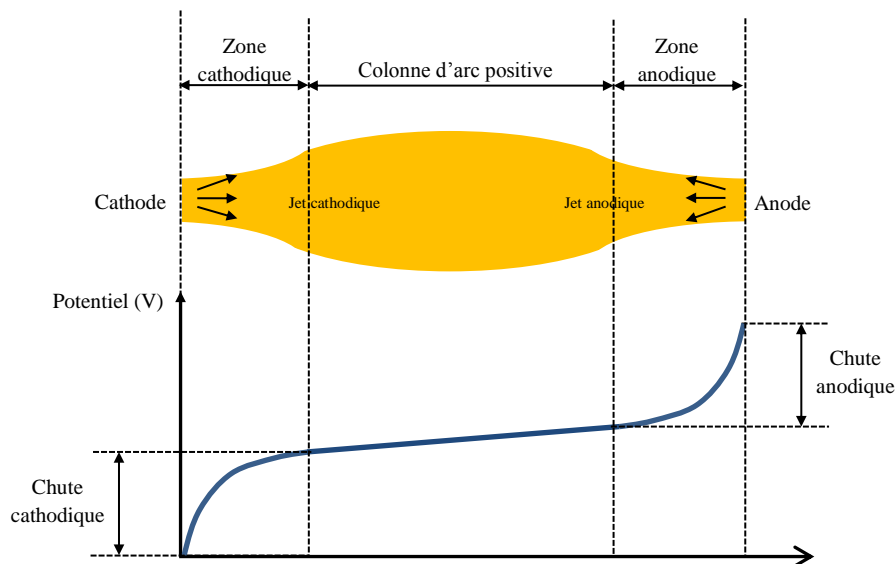


Figure 69 : Représentation schématique des différentes zones d'un arc électrique [98].

Aux bornes de la décharge, la cathode projette des électrons avec un fort courant et l'anode joue le rôle passif d'un collecteur d'électrons. La colonne positive se trouve entre la zone cathodique et la zone anodique et assure la continuité du courant électrique. Ces zones sont divisées en plusieurs sous-zones définies chacune par une longueur et une différence de potentiel caractéristiques. La zone cathodique comporte une zone de relaxation, une zone d'ionisation appelée pré-gaine et une zone de charge d'espace dite gaine, dont les ordres de grandeur des épaisseurs sont respectivement $100 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ et $10^{-2} \mu\text{m}$ pour une décharge à 1 bar abs. La zone cathodique ne peut pas être considérée à l'ETL car la fréquence de collision des électrons émis par la cathode n'est pas suffisante pour transmettre suffisamment d'énergie aux particules lourdes [130]. La zone anodique est également subdivisée en 3 régions ; une

gaine, une région de chute libre et une zone frontière avec dans l'ordre les épaisseurs suivantes: 10^{-2} μm , 1 μm et 200 μm à 1 bar absolu.

Le spot cathodique exécute un mouvement à la fois incessant et aléatoire, principalement dû à la présence de champs électromagnétiques produits par le courant d'arc [98]. La colonne positive de l'arc est proche de l'ETL et peut être considérée en transition entre le régime non-thermique et le régime thermique³. Des modèles dits à deux températures permettent d'évaluer les températures des électrons et des particules lourdes pour identifier l'état thermique de la colonne d'arc. Le passage à l'ETL a lieu pour des courants supérieurs à 1 A à la pression de 1 bar absolu.

La simplification de la colonne d'arc est principalement basée sur l'analyse du comportement de l'arc via des vidéos acquises par caméra rapide (analyse détaillée dans le chapitre II) et sur le travail de Christophe Rehmet [97] portant sur la modélisation MHD de la colonne d'arc dans la configuration d'une torche plasma alimentée en courant triphasé. Les résultats de ce modèle ont été confrontés aux résultats expérimentaux et montrent une bonne cohérence pour la prédiction du mouvement de l'arc, sa géométrie ainsi que les signaux électriques au cours de la décharge triphasée. Les instabilités et le comportement aléatoire de la colonne d'arc ont été également étudiés dans ces travaux.

L'arc est caractérisé par des jets aux électrodes qui font accélérer le plasma dans les zones anodique et cathodique à des vitesses de l'ordre de quelques centaines de m.s^{-1} , ce qui impose à l'arc une direction perpendiculaire à la surface de l'extrémité de l'électrode. L'effet Maecker est à l'origine de cette accélération du gaz qui se produit sous l'effet de la restriction de la section de passage du courant à l'interface arc-électrode. Les jets aux électrodes sont largement influencés par la température des électrodes. Pour un courant imposé de 400 A, la simulation MHD [131] donne une vitesse de jet de l'ordre de 360 m.s^{-1} . Des vitesses plus élevées peuvent être rencontrées pour des courants plus forts et peuvent même donner lieu à des ondes de choc. Le rayon de l'arc dans ces mêmes conditions est compris entre 3 et 4 mm. La température maximale atteinte est autour de 17 500 K et la densité de courant est proche de 5.10^7 A.m^{-2} .

Comme l'hypothèse stationnaire a été adoptée, nous cherchons pour notre modèle simplifié une structure statique moyennée de la colonne d'arc qui nous permettra de retrouver les

³ Régime de la décharge dans lequel toutes les espèces de particule (électrons, ions, atomes, molécules) ont des températures voisines.

conditions de température et de vitesse au voisinage de la colonne d'arc sans le coût de calcul du modèle MHD.

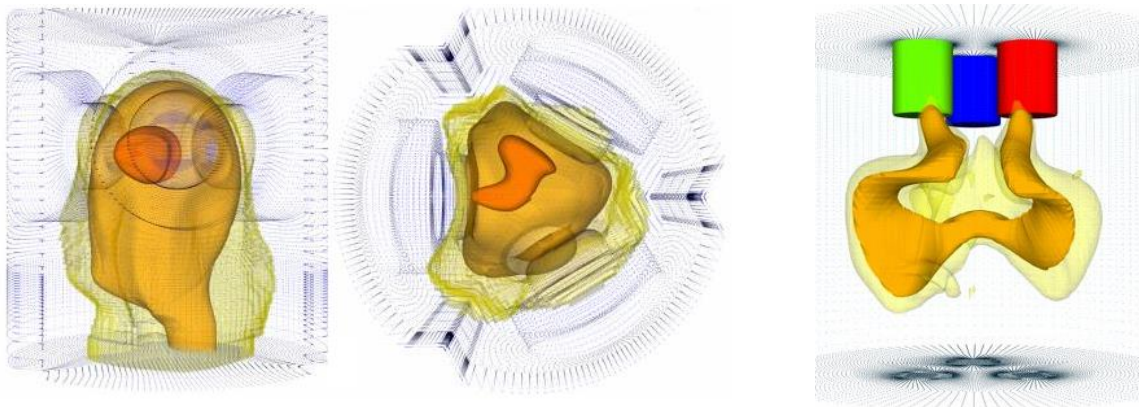


Figure 70 : (Gauche et centre) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 15 000 K, 10 000 K et 5 000 K dans une configuration coplanaire des électrodes, (Droite) Arc représenté par des iso-surfaces de température à 8 000 K et 5 000 K dans une configuration parallèle des électrodes. Résultats issus du modèle MHD de la thèse de Christophe Rehmet [131].

La forme de la colonne d'arc dépend de l'ensemble des forces qui lui sont appliquées. Ce sont principalement la force hydrodynamique provenant du mouvement du gaz et les forces électromagnétiques. Bien que la force hydrodynamique ait une influence sur la stabilité de la colonne d'arc, ce sont principalement les forces électromagnétiques qui définissent la forme de la colonne d'arc. En effet, comme le montre la Figure 70, lorsque les électrodes sont dans une configuration coplanaire, la force de Lorentz a un impact minimal sur la colonne d'arc car la direction imposée par les jets aux électrodes laisse l'arc confiné dans la zone inter-électrodes. Ceci est dû au fait qu'un conducteur de courant rectiligne n'a pas d'effet déviant sur lui-même. Par contre, lorsque les électrodes sont dans une configuration angulaire, la force provenant de l'effet Maecker n'est pas dirigée vers les électrodes et la colonne d'arc s'allonge plus avant d'assurer la fermeture électrique entre l'anode et la cathode. La forme incurvée de l'arc initialement imposée par ces jets, rend la force de Lorentz plus importante, ce qui à son tour induit un mouvement centrifuge à l'arc (Figure 71) [132].

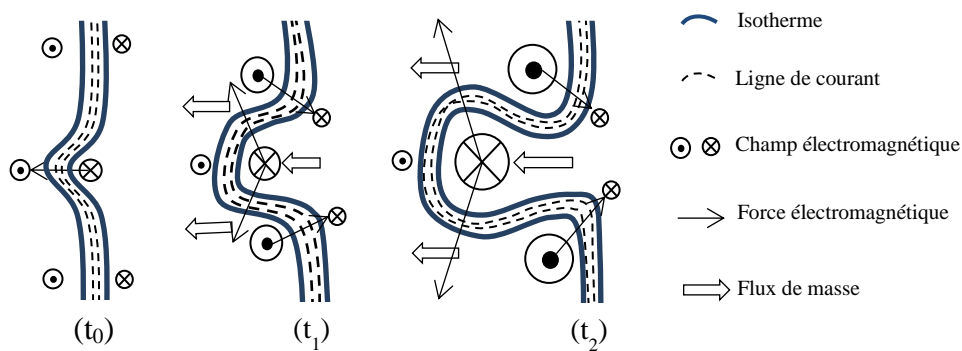


Figure 71: Illustration des mécanismes conduisant à la déformation de l'arc sous l'effet de la force électromagnétique et du flux de masse

Bien que la décharge possède une certaine instabilité sur un laps de temps supérieur à une période de courant, des formes statistiquement prépondérantes caractérisent la colonne d'arc comme celle qu'on observe dans la Figure 70 pour la configuration parallèle. Cette silhouette sera simplifiée par une approximation filaire de la colonne d'arc ayant un rayon unique quelle que soit la position curviligne sur la colonne. En réalité, pour chaque période de courant, 6 arcs ont lieu successivement entre les 3 électrodes qui sont alternativement cathode et anode. Un seul arc existe à la fois. En utilisant l'hypothèse de stationnarité où on néglige la fréquence du courant, on suppose que les arcs coexistent entre les trois électrodes et occupent toujours le même volume. Cette hypothèse est justifiée par les résultats de l'analyse statistique du comportement de l'arc détaillé dans le chapitre II. En effet, les densités de probabilité des principaux paramètres décrivant l'arc (position du centre de l'arc, la direction de mouvement, son rayon de courbure et sa vitesse) montrent des allures gaussiennes. Ceci montre qu'il existe une forme statistiquement probable qu'on peut associer à l'arc dans une approche stationnaire [133]. La forme qui en résulte selon la Figure 72 est proche d'un tore avec des pieds d'arc colinéaires avec les axes des électrodes. Ce volume est défini pour la suite comme étant la source de puissance et de quantité de mouvement et représente la colonne d'arc.

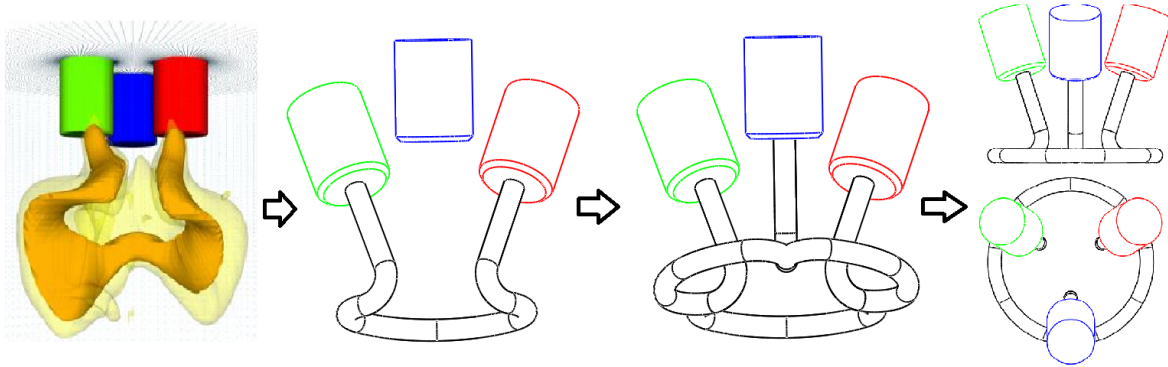


Figure 72 : Illustrations des hypothèses de simplification de la colonne d'arc en un volume torique avec des pieds d'arc linéaires (forme prépondérante issue de la simulation MHD, approximation filaire de la forme de l'arc, hypothèse de stationnarité et vues de face et de dessus de la colonne simplifiée)

3.2. Hypothèses de calcul

L'objectif de cette simulation consiste à prédire le comportement de l'écoulement du plasma, quantifier les pertes thermiques au travers des parois et comprendre l'interaction du gaz plasmagène avec les différents organes de la torche. Afin d'obtenir des résultats fiables mais avec un coût de calcul réduit, les hypothèses et les simplifications suivantes ont été posées.

Pour des raisons de simplification, seulement un tiers de la torche est pris en compte afin de réduire le temps de calcul et le poids du maillage. Cette hypothèse reste discutable car, bien que la géométrie présente une symétrie de rotation de 120° , elle implique que les effets de la force hydrodynamique des deux autres entrées soient pris en compte mais avec une symétrie imposée. La deuxième hypothèse consiste à supposer que l'écoulement de gaz plasmagène tend vers un état stationnaire. En réalité, la périodicité du courant imposé et la nature de la décharge triphasée donnent lieu à des forces hydrodynamiques dues aux jets aux électrodes, à des forces électromagnétiques principalement liées au potentiel électrique et à la force de Lorentz qui ne sont pas constantes et dépendent d'un grand nombre de paramètres, mais qui n'obéissent pas à la périodicité imposée par la source et présentent certains aspects aléatoires. Ainsi, inclure la périodicité dans la simulation ne permettrait pas une représentation plus fidèle de l'écoulement plasma dans la torche. On suppose alors que l'ensemble des phénomènes instationnaires est confiné dans le domaine source qui sera l'origine de la puissance électrique de la décharge et de la quantité de mouvement induite par les différentes forces électromagnétiques. Cette hypothèse sera discutée par la suite et une étude paramétrique a été réalisée pour évaluer la robustesse de cette hypothèse. La troisième hypothèse revient à supposer que l'équilibre thermodynamique local (ETL) est vérifié dans le

plasma, ce qui permet de définir une température unique pour toutes les espèces présentes en chaque point du domaine de calcul. Le gaz est également considéré incompressible car le nombre de Mach est supposé inférieur à 0,3. Dans le paragraphe ci-dessous sont détaillés les différents modèles et équations de transfert.

3.3. Géométrie et maillage

La géométrie à modéliser représente le tiers de la géométrie réelle et contient donc une seule électrode avec son élément d'isolation électrique en Nitrure de Bore comme l'indique la Figure 73. Les éléments restants (corps métallique de la torche, céramique d'isolation thermique, domaine fluidique du gaz, domaine fluidique de l'eau de refroidissement) sont découpés de façon que le plan formé par l'axe principale de la torche et l'axe de l'électrode soit un plan de symétrie. Dans l'optique de gagner du temps de calcul, la géométrie a été simplifiée par rapport à la conception réelle de la torche. En effet, les éléments de jonction sont supprimés et le circuit d'eau ainsi que les entrées de gaz sont simplifiés.

La géométrie a été générée et traitée sous le logiciel de CAO SolidWorks puis transférée vers la plateforme ANSYS pour le maillage. Les Figure 73 montrent les différents sous-domaines pris en compte dans la simulation. Au vu de la complexité du maillage, il est très difficile de choisir un maillage structuré, hexaédrique par exemple, malgré l'avantage qu'il présente en termes d'économies de temps de calcul et de mémoire. Le choix s'est orienté naturellement vers un maillage tétraédrique non-structuré. Les éléments de ce maillage sont générés automatiquement, de façon arbitraire et sans aucune contrainte quant à leur disposition, permettant de mieux suivre les courbures et les singularités de la géométrie. Contrairement à un maillage structuré où la connectivité entre les nœuds est par définition implicite et dont le fichier de maillage se résume à une simple liste de nœuds, le maillage non-structuré présente une information géométrique sur les sous domaines et une information topologique sur la connectivité entre les nœuds. Afin d'optimiser ce maillage, des inflations⁴, au niveau des surfaces de contact entre les domaines fluides et les domaines solides, ont été ajoutées pour une meilleure prédiction fluidique des couches limites et le nombre de nœuds dans la zone de la source volumique a été augmenté afin de réduire le gradient de température entre les nœuds voisins et ainsi réduire les erreurs par diffusion numérique. Le maillage a été suffisamment raffiné et nous nous sommes assuré que l'erreur induite par le maillage choisi est acceptable.

⁴ Une inflation de maillage sur un nombre de couches permet d'avoir une épaisseur croissante des mailles partant de l'interface du volume sélectionné vers l'intérieur de ce volume. Cette méthode est généralement utilisée pour améliorer la résolution au niveau des couches limites ou au niveau des interfaces entre les différents volumes.

La distance maximale entre les nœuds est autour de 0,005 m et le nombre total de nœuds est égal à 375 000.

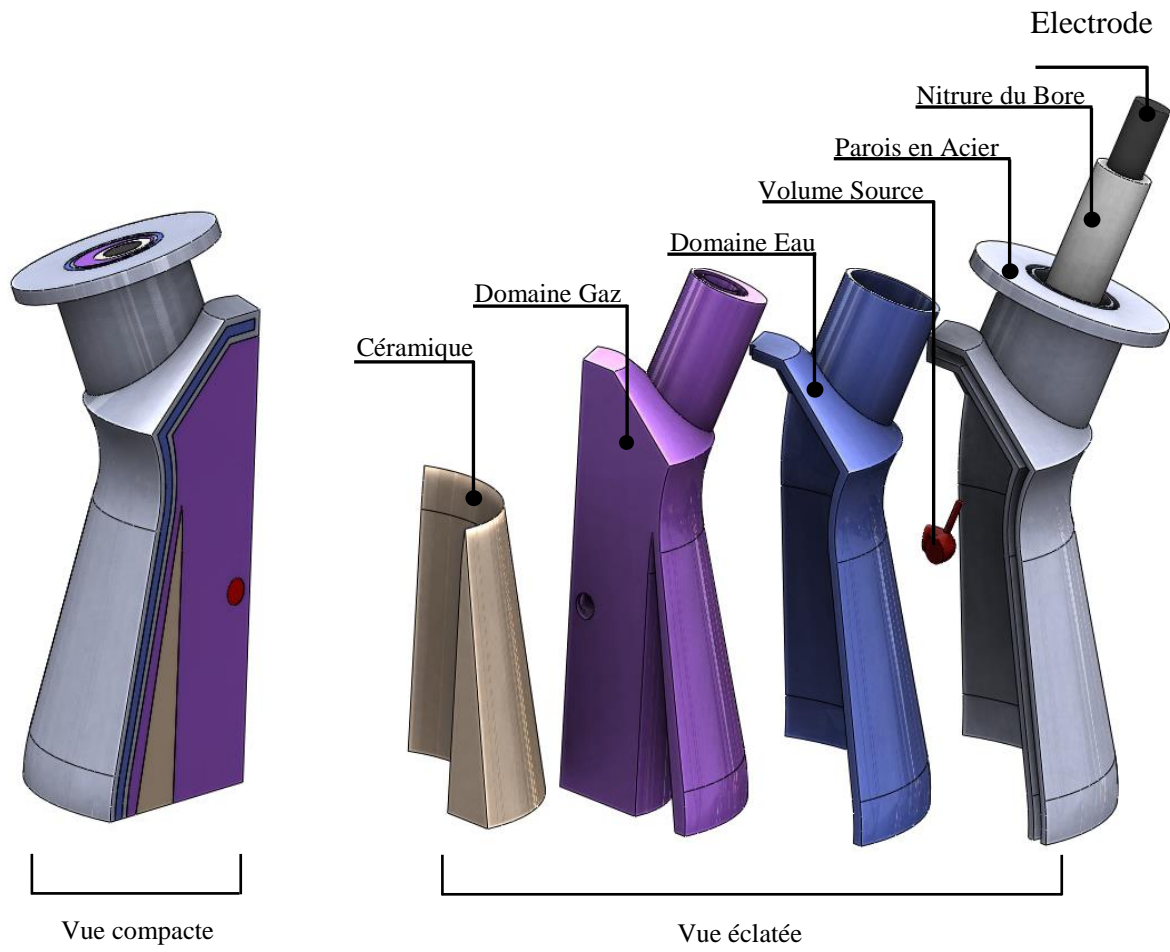


Figure 73 : Géométrie de la torche en vues compacte et éclatée (le tiers modélisé)



Figure 74 : Coupe verticale du domaine de calcul maillé

3.4. Equations de Navier Stokes

En tenant compte des hypothèses énoncées dans la section précédente, les équations de Navier-Stokes pour un mélange de plusieurs espèces sont considérées.

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0 \quad (\text{III.1})$$

ρ , t et \vec{V} sont respectivement la masse volumique, le temps et le vecteur vitesse

Conservation des espèces chimiques (cas de plusieurs gaz)

$$\frac{\partial(\rho u_i m_j)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D_{ei} \frac{\partial m_j}{\partial x_i} \right) + S_i, \quad i \in [1, N - 1] \quad (\text{III.2})$$

$$\rho = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i}} \quad (\text{III.3})$$

où m_i est la masse de l'espèce i et D_{ei} est le coefficient de diffusion totale de l'espèce i .

Conservation de la quantité de mouvement

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, les différents termes représentent respectivement l'accélération instationnaire, l'accélération convective, la dissipation liée au tenseur de contrainte en incluant les effets de la viscosité et de la pression dans le fluide agissant de façon isotrope et finalement, le terme source M^* à définir plus tard pour prendre en compte les forces électromagnétiques dans le gaz.

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} \times \vec{V} + \overrightarrow{\text{grad}} p - \overrightarrow{\text{div}} \bar{\tau} - M^* = 0 \quad (\text{III.4})$$

où p et $\bar{\tau}$ sont respectivement la pression et le tenseur de contrainte.

Conservation de l'énergie

L'équation de bilan de l'enthalpie stipule que la variation temporelle de l'enthalpie est la somme de l'énergie perdue par convection, la dissipation par diffusion, la présence d'un éventuel terme source h^* et la dissipation par rayonnement.

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} h) + \text{div} \left(\frac{\lambda_c}{C_p} \overrightarrow{\text{grad}} h \right) - \text{div}(\bar{\tau} \cdot \vec{V}) - \rho h^* + S_{rad} = 0 \quad (\text{III.5})$$

où h , λ_c et C_p sont respectivement l'enthalpie, la conductivité thermique et la capacité calorifique.

3.5. Modèle de turbulence

« L'écoulement d'un fluide est dit turbulent si son mouvement est tridimensionnel, rotationnel, intermittent, très désordonné, diffusif et dissipatif » [134]. Cette simple définition révèle la complexité de la turbulence et le challenge qu'on rencontre pour prédire avec précision les propriétés d'un écoulement turbulent. En effet, la modélisation de la turbulence est très importante aux échelles industrielle et académique car elle permet de réduire les dépenses en évitant la fabrication de prototypes, et transforme entièrement des technologies en offrant une meilleure appréhension des phénomènes qui régissent la turbulence. Dans l'industrie, l'approche de la turbulence est double, à savoir que l'on cherche à en éviter ou à en limiter les effets lorsqu'ils génèrent des pertes de charge, mais à l'inverse, on profite en général très largement de ses capacités diffusives dès lors qu'il s'agit de phénomènes de transferts dans les fluides (transferts de masse, d'espèces et de chaleur principalement). Afin de répondre à ces besoins, plusieurs approches ont été développées pour fournir les informations nécessaires à la compréhension des processus de la turbulence sans aller jusqu'à la prédiction de chaque tourbillon comme le propose l'approche DNS (Simulation Numérique Directe) qui pousse la finesse du maillage jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. L'approche RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) est développée dans cette optique en partant des équations de Navier-Stokes et en introduisant une décomposition de Reynolds de la vitesse. Pour la fermeture du système d'équations, l'approche RANS contient plusieurs catégories : les modèles algébriques (à zéro équation), à demi-équation, à une équation et les plus répandus et les plus fiables, les modèles à deux équations.

Ces modèles à deux équations utilisent, en plus des équations moyennées de Navier-Stokes, deux équations de transport pour deux propriétés caractérisant la turbulence. La première est principalement l'énergie cinétique de la turbulence (k) et la deuxième est choisie parmi une multitude de paramètres comme le taux de dissipation de l'énergie turbulente (ε), l'échelle de longueur (l), l'échelle de temps (τ), le taux de dissipation spécifique (ω) ... Les modèles à deux équations les plus utilisés pour les calculs CFD sont principalement les modèles k - ε et k - ω . Il n'y a pas de raisons pour cette préférence, mais ces modèles sont si largement testés que leurs comportements pour une large gamme de problèmes physiques sont connus d'avance [135].

Le modèle k - ω , initialement proposé par Kolmogorov en 1942, ayant connu plusieurs améliorations au cours des années dont la dernière est celle de Wilcox en 2006, présente, dans

certaines applications, un meilleur degré de fiabilité que les autres modèles mais souffre de faiblesses dans les cas de simulations de jets aux libres parois, ce qui sera notre cas en prenant en compte l'interaction entre le jet plasma et le mélange primaire du brûleur [136].

D'autre part, le modèle k-ε est recommandé, au moins pour des estimations globales, pour des simulations multiphasiques, de combustion ou des écoulements avec des réactions chimiques. Il montre une robustesse dans la reproduction de l'écoulement dans la zone d'interaction entre le jet de plasma et le gaz qui l'entoure. De plus, bien qu'il ne soit pas en mesure de reproduire très finement le comportement de l'écoulement en présence de chimie rapide, ses résultats restent tout à fait fiables et offrent une prédiction satisfaisante de l'écoulement plasma [137]. Initialement établi pour des gammes de Reynolds élevées, ce modèle a subi plusieurs améliorations comme le « Realizable k-ε » ou encore le RNG k-ε (acronyme anglais : Renormalization Group k-ε). Ce dernier, permet une meilleure prédiction des recirculations entre des écoulements séparés et il est valable pour un large intervalle de nombre de Reynolds [138]. Le modèle RNG k-ε est choisi pour la simulation de l'écoulement plasma considéré comme un écoulement séparé du gaz frais injecté par les entrées, étant données les différences entre les propriétés physiques des deux états.

Ce modèle est sans doute le plus utilisé et testé des modèles de turbulence et se base sur la définition de la viscosité cinématique turbulente :

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.6})$$

où C_μ , k et ε , sont respectivement une constante, l'énergie cinétique de la turbulence et le taux de dissipation turbulente.

Les deux équations de transports sont celle de l'énergie cinétique de la turbulence (k), et celle du taux de dissipation turbulente (ε) [135], obtenues en décomposant la vitesse dans les équations de Navier-Stokes en termes moyennés et fluctuants:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (\text{III.8})$$

Dans ces deux dernières équations, R_ε est un terme correcteur de $C_{2\varepsilon}$. Les termes G_k et G_b représentent la génération de l'énergie cinétique de turbulence respectivement par effet du gradient transversal de vitesse et par flottabilité et peuvent être déduits des relations suivantes :

$$G_k = 2\mu_t S_{ij} S_{ij}, \quad G_b = \beta g_i \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{III.9})$$

La viscosité effective μ_{eff} étant la somme de la viscosité moléculaire μ et de la viscosité turbulente μ_t [139] où $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$. Les termes α_k et α_ε sont les nombres de Prandtl pour k et ε et valent 0,72. Finalement les constantes du modèle RNG k - ε utilisées dans FLUENT sont $C_{1\varepsilon}=1,42$, $C_{2\varepsilon}=1,68$ et $C_\mu=0,0845$.

3.6. Modèle de rayonnement

Le rayonnement d'un gaz atomique à haute température est principalement dû aux changements d'état électronique de l'atome. Ces variations peuvent être séparées en trois catégories : des transitions libre-libre, liée-libre et liée-liée. La première catégorie de transition a lieu lorsqu'un électron libre dans le gaz chaud interagit avec un ion ou un atome neutre. Une raie est alors émise lorsque l'électron libre est freiné à cause de son interaction avec le champ électrique de l'ion ou par collision avec l'atome neutre. La deuxième catégorie de transition électronique concerne le changement d'état d'un électron de deux façons possibles. La première possibilité a lieu lorsqu'un électron libre est capturé par un ion en émettant un photon. Cette situation ressemble à la transition libre-libre puisque l'électron est également freiné par le champ électrostatique de l'ion sauf que dans ce cas il perd suffisamment d'énergie par rayonnement pour se placer dans une orbite stable de l'ion. Ce phénomène est appelé la recombinaison radiative (en anglais « radiative recombination ») [140]. La deuxième possibilité, est l'inverse où un électron attaché à un atome dans un état énergétique élevé, absorbe une énergie qui dépasse la limite d'ionisation, lui permettant de quitter son orbite et de devenir un électron libre. Ce processus est appelé la photo-ionisation. En ce qui concerne la troisième catégorie de transition électronique participant au rayonnement, elle est complètement caractérisée par le changement d'état électronique dans l'atome. Ainsi, les électrons à haut niveau énergétique peuvent passer à un niveau plus bas en émettant un photon et de façon inverse, en absorbant un photon. Comme les électrons ne peuvent occuper que des états énergétiques discrets, l'énergie émise ou absorbée par ces transitions sont similairement discrètes et donne lieu à un rayonnement spectral caractérisé

par des pics élevés en émission ou en absorption. Les transitions électroniques liée-libre et liée-liée participent principalement au continuum de radiation dans l'ultraviolet et le visible tandis que la transition libre-libre est plus dominante dans l'infrarouge [141].

Le processus de rayonnement pour les molécules diffère un peu de celui des atomes à cause de modes de stockage d'énergie supplémentaires. En effet, en plus de son état électronique, l'énergie interne d'une molécule est fonction de ses niveaux d'énergie vibrationnelle et rotationnelle des atomes la constituant. Contrairement aux transitions de type liée-liée, la masse élevée des atomes en déplacement a pour conséquence l'existence d'un large nombre de transitions discrètes résultant de la multiplicité des passages possibles entre des états énergétiques très rapprochés. Pour une molécule diatomique, une transition de vibration est caractérisée par un quantum d'énergie plus important que celui associé à une transition de rotation. Il en découle que, pour un état vibratoire donné, on observe la multiplicité des états rotationnels possibles pour la molécule. Ce qui a pour conséquence un regroupement par paquets des systèmes de raies d'émission/absorption correspondantes. Ainsi, les lignes spectrales liées aux changements de niveaux d'énergie vibrationnelle sont observées dans l'infrarouge tandis que celles liées au changement de niveaux d'énergie rotationnelle sont plutôt observées dans l'infrarouge lointain. Néanmoins, ces différentes transitions de niveaux énergétiques se chevauchent généralement entre elles. Ainsi, les transitions électroniques moléculaire sont généralement accompagnées par des transitions vibrationnelles et rotationnelles [142].

En premier lieu, l'absorption du rayonnement dans le plasma peut être négligée car le plasma est considéré comme un milieu optiquement mince [138] mais l'investigation de l'interaction du plasma avec les différents éléments de la torche plasma comme les parois extérieures et les éléments d'isolation thermique et électrique, nécessite la prise en compte du rayonnement. D'ailleurs, la fraction du rayonnement émise par le plasma peut constituer une part significative de l'énergie injectée, par exemple jusqu'à 38% de la puissance de la source comme le montre T. Iwao et al. pour une torche plasma à l'argon de 4400 W dotée d'une source électrique à 100 A [143].

L'équation de transfert radiatif dite aussi équation de transfert des photons, définit, dans un point de l'espace, la variation de la luminance monochromatique directionnelle L_λ au travers d'une surface élémentaire s et dans la direction angulaire ω pour un milieu qui émet, diffuse et absorbe.

$$\begin{aligned} & \frac{dL_\lambda(s, \vec{\omega})}{ds} + (\kappa_\lambda + \sigma_s)L_\lambda(s, \vec{\omega}) \\ &= \kappa_\lambda n^2 L_\lambda^0 + \frac{\sigma_s}{\pi} \int_0^{4\pi} L_\lambda(s, \vec{\omega}^i) \Phi(\vec{\omega} \rightarrow \vec{\omega}^i) d\Omega' \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

$$L_\lambda^0 = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) - 1} \quad (\text{III.11})$$

Dans l'équation (10), L_λ^0 représente le rayonnement de corps noir défini selon la loi de Planck, κ_λ le coefficient d'absorption spectral, n l'indice de réfraction du milieu et σ_s le coefficient de diffusion. Les termes à gauche représentent dans l'ordre : la variation de la luminance le long de s et les pertes d'intensité par absorption et par diffusion, quant aux termes à droite, ils représentent respectivement l'émissivité telle qu'elle est définie par la loi de Kirchhoff et l'accroissement par diffusion. En d'autres termes, la luminance est augmentée par l'émission et la diffusion est atténuée par l'absorption et la diffusion du volume de gaz contenu entre les deux plans séparés par les positions s et ds . Vu qu'à ce stade nous n'introduisons pas des particules solides pour la combustion, la diffusion peut être négligée.

Le paramètre le plus critique dans l'ETR est le coefficient d'absorption du gaz qui varie en fonction de la longueur d'onde et de la température [144]. Un éventail large de bases de données pour les coefficients d'absorption spectroscopiques de l'air existe actuellement, mais chacune avec ses spécificités.

Les premiers travaux fut développés au « U.S. Weather Bureau » en 1960 par R.E. Meyerott et al. Ils ont permis d'élaborer des tables de coefficient d'absorption pour l'air sec de 1 000 K jusqu'à 12 000 K, pour une densité relative de 10^{-6} à 10^{-4} et dans l'intervalle de longueur d'onde de [0,1167 ; 1.9837] μm sur 41 bandes. Le modèle entrepris prend en compte les radiations discrètes des espèces diatomiques suivantes : NO (beta et gamma), O_2 (Schumann-Runge), N_2 (première et deuxième transitions positives) et N_2^+ (première transition négative) ainsi que les radiations continues des espèces monoatomiques suivantes : O^- (absorption du photo-détachement), N, O (absorption photo-électronique des états excités) et les absorptions électroniques de type libre-libre [145]. La moyenne de Planck du coefficient d'absorption obtenu dans ces travaux est présentée dans le Tableau 28. Ces valeurs ont été compilées jusqu'à 24 000 K [146].

Tableau 28 : Coefficient d'absorption moyenné de l'air (moyenne de Planck) en fonction de la température et de la densité relative du gaz (par rapport à celle au niveau de la mer) en cm^{-1} [144].

T	κ							
	Densité							
	10^1	10^0	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}
1 000 K	$1,077 \cdot 10^{-10}$	$3,401 \cdot 10^{-12}$	$1,077 \cdot 10^{-13}$	$3,401 \cdot 10^{-15}$	$1,077 \cdot 10^{-16}$	$3,401 \cdot 10^{-18}$	$4,682 \cdot 10^{-20}$	$1,479 \cdot 10^{-21}$
2 000 K	$7,366 \cdot 10^{-9}$	$7,371 \cdot 10^{-10}$	$7,366 \cdot 10^{-11}$	$7,366 \cdot 10^{-12}$	$7,311 \cdot 10^{-13}$	$7,189 \cdot 10^{-14}$	$6,802 \cdot 10^{-15}$	$5,697 \cdot 10^{-18}$
3 000 K	$1,8227 \cdot 10^{-4}$	$1,780 \cdot 10^{-5}$	$1,651 \cdot 10^{-6}$	$1,306 \cdot 10^{-7}$	$6,636 \cdot 10^{-9}$	$1,616 \cdot 10^{-10}$	$3,001 \cdot 10^{-13}$	$6,915 \cdot 10^{-14}$
4 000 K	$1,463 \cdot 10^{-2}$	$1,137 \cdot 10^{-3}$	$5,651 \cdot 10^{-5}$	$1,477 \cdot 10^{-6}$	$3,302 \cdot 10^{-8}$	$9,372 \cdot 10^{-10}$	$3,680 \cdot 10^{-11}$	$2,164 \cdot 10^{-12}$
6 000 K	$2,906 \cdot 10^{-1}$	$9,443 \cdot 10^{-3}$	$2,761 \cdot 10^{-4}$	$1,144 \cdot 10^{-5}$	$9,069 \cdot 10^{-7}$	$6,699 \cdot 10^{-8}$	$2,532 \cdot 10^{-9}$	$8,027 \cdot 10^{-11}$
8 000 K	$5,900 \cdot 10^{-1}$	$2,149 \cdot 10^{-2}$	$1,122 \cdot 10^{-3}$	$6,037 \cdot 10^{-5}$	$2,062 \cdot 10^{-6}$	$6,347 \cdot 10^{-8}$	$1,915 \cdot 10^{-9}$	$2,600 \cdot 10^{-10}$
12 000 K	2,606	$1,315 \cdot 10^{-1}$	$8,283 \cdot 10^{-3}$	$6,267 \cdot 10^{-4}$	$4,584 \cdot 10^{-5}$	$2,051 \cdot 10^{-6}$	$3,799 \cdot 10^{-8}$	$4,230 \cdot 10^{-10}$

En 1967 et dans le cadre des recherches sur la rentrée dans l'atmosphère de véhicules spatiaux, K.H. Wilson et W.E. Nocolet de « Lockheed Missiles and Space Company » ont présenté des tables du coefficient d'absorption spectral pour le carbone, l'azote et l'oxygène pour des températures de 3 000 K jusqu'à 24 000 K avec un pas de 1 000 K. Ce modèle se limite aux atomes neutres et simplement ionisés.

D'autres tabulations ont été développées au laboratoire EM2C par PH. Rivière et A. Soufiani à partir de 1995, dans l'intervalle de longueur d'onde de $[0,035 ; 2] \mu\text{m}$ et pour des températures entre 10 000 K et 40 000 K et dont l'application est principalement orientée vers la zone chaude du plasma, plus précisément, la zone d'arc électrique. Dans cet intervalle de température, les molécules diatomiques ne participent pas au rayonnement. Les espèces prises en compte dans ce calcul sont : N, N⁺, N²⁺, N³⁺, O, O⁺, O²⁺, O³⁺, O⁻ [147]. Ces valeurs ont été également étendues pour un large intervalle de pression allant de 0,1 à 100 bar [148].

Des travaux plus récents ont été réalisés par Bartlova et al. en 2011 [149], pour l'air sec à pression atmosphérique, pour des températures allant jusqu'à 30 000 K et en prenant en compte la présence d'argon et de dioxyde de carbone dans l'air. Cette base de données considère les espèces triplement ionisées pour les atomes et les molécules diatomiques suivantes : N, O, Ar, C, O₂, N₂, N₂⁺, NO, NO⁺, CO, CO⁺ et CN [149]. Dans la Figure 76, la Figure 77 et la Figure 78, sont tracés les coefficients d'absorption moyennés de l'air selon la moyenne de Planck et la moyenne de Rosseland, jusqu'à 12 000 K dans le visible et dans l'infrarouge $[0,402 ; 8,108] \mu\text{m}$ [149].

En 2013, les travaux de T. Billoux sur l'élaboration d'une base de données radiatives pour des plasmas de type C_wH_xO_yN_z et son application au transfert radiatif pour des mélanges air, CO₂, et CO-H₂, ont permis de dresser une base de données complètes sur les caractéristiques radiatives de l'air entre 300 K et 30 000 K et à partir de $0,209 \mu\text{m}$ jusqu'à l'infrarouge

lointain. Pour l'air, ce modèle prend en compte le troisième degré d'ionisation des atomes pour l'azote et l'oxygène. Dans les simulations présentées, les coefficients d'absorption utilisés découlent de ces travaux [14] qui considèrent à la fois les contributions atomiques et moléculaires. Cette base de données est définie pour des températures comprises entre 300 et 30 000 K et des longueurs d'ondes allant de 0,209 μm jusqu'à l'infrarouge lointain. Elle prend en compte le rayonnement provenant du continuum moléculaire (O_2 , N_2 , NO , O_3 , NO_2 , N_2O , NO_3 , N_2O_5), du continuum atomique (O , O^+ , O^{2+} , O^{3+} , N , N^+ , N^{2+} , N^{3+} , O^-), des bandes moléculaires diatomiques (O_2 , N_2 , NO et N_2^+ , soit 20 systèmes moléculaires), et des raies atomiques (6217 pour l'oxygène et 8313 pour l'azote).

D'un point de vue pratique, le Coefficient Moyen d'Absorption (ou CMA) peut être utilisé pour simplifier la résolution de l'ETR. En effet, dans ce cas, le plasma est considéré comme un corps gris sur tout le spectre ou pour un certain nombre de bandes spectrales. Ainsi, à partir du coefficient d'absorption spectral, des coefficients d'absorption moyennés sont calculés sur un nombre d'intervalles de longueur d'onde choisi en fonction des variations des pics d'émission des espèces présentes dans l'air. Ce coefficient moyenné ne permet pas de résoudre directement l'ETR, mais de simplifier sa résolution en simplifiant la description spectrale du rayonnement. Pour obtenir ce coefficient, trois moyennes sont principalement utilisées : La moyenne naturelle, la moyenne stricte de Planck et la moyenne de Rosseland.

$$\text{La moyenne naturelle} \quad \bar{\kappa}_i(T) = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \kappa_\lambda(T) d\lambda}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} \quad (\text{III.12})$$

$$\text{La moyenne stricte de Planck} \quad \bar{\kappa}_i(T) = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_\lambda^0(T) \kappa_\lambda(T) d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_\lambda^0(T) d\lambda} \quad (\text{III.13})$$

$$\text{La moyenne de Rosseland} \quad \frac{1}{\bar{\kappa}_i(T)} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \frac{1}{\kappa_\lambda(T)} \frac{dL_\lambda^0(T)}{dT} d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} \frac{dL_\lambda^0(T)}{dT} d\lambda} \quad (\text{III.14})$$

Contrairement à la moyenne naturelle simplifiée, la moyenne stricte de Planck est une moyenne en émissivité car elle permet d'obtenir un coefficient moyen d'absorption pondéré par l'émission d'un corps noir. Cette moyenne est considérée comme une bonne approximation pour les faibles épaisseurs optiques [142]. La moyenne de Rosseland est plus adaptée pour les valeurs élevées du coefficient d'absorption et elle est utilisée en préférence à

la moyenne de Planck car elle donne des résultats plus précis pour la majorité des applications. L'utilisation de la moyenne de Rosseland se base sur deux hypothèses i) le transport radiatif a lieu loin des parois et ii) le gradient de température sur la longueur optique considérée est faible [150].

La comparaison des CMA issus des travaux de Bartlova et al. [149] et de Cressault et al. [151] sur 3 bandes de longueur d'onde ([5,263 ; 8,108], [1,013 ; 5,263] et [0,402 ; 0,777] μm), montre une similitude entre les deux moyennes (Figure 76, Figure 77 et Figure 78). Sur la deuxième bande, la base de données de Cressault et al. montre un écart plus important avec une différence non négligeable entre les moyennes de Planck et de Rosseland, néanmoins les maxima sont atteints aux mêmes températures.

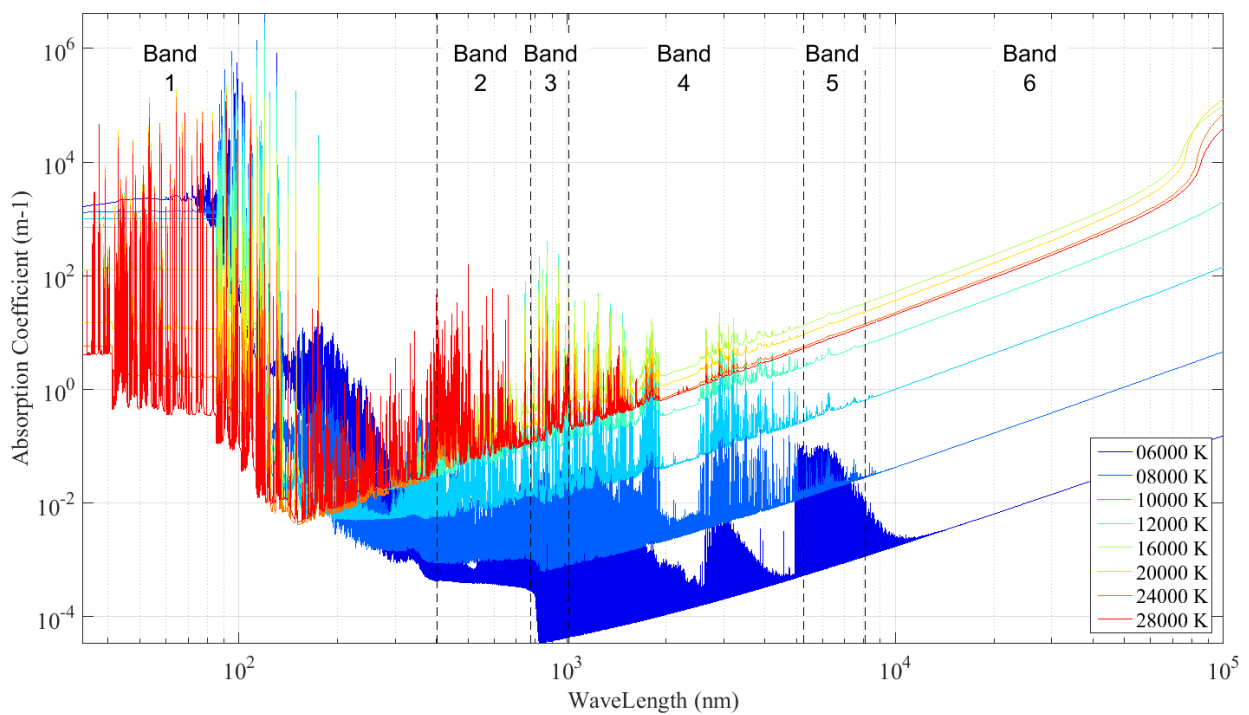


Figure 75 : Coefficient d'absorption spectral à différentes températures (Cressault et al. [151])

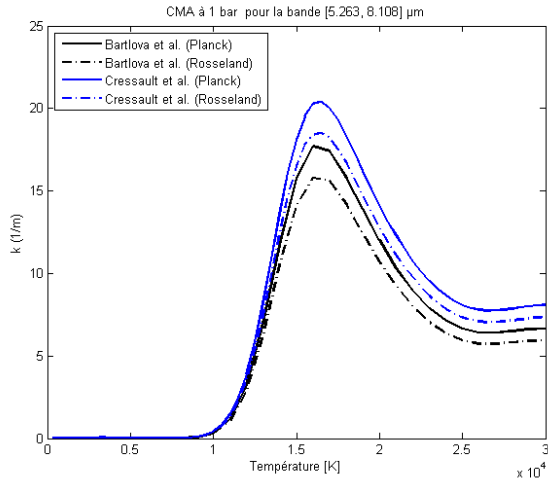


Figure 76 : CMA de l'air à 1 bar absolu en fonction de la température pour la bande [5,263 ; 8,108] μm

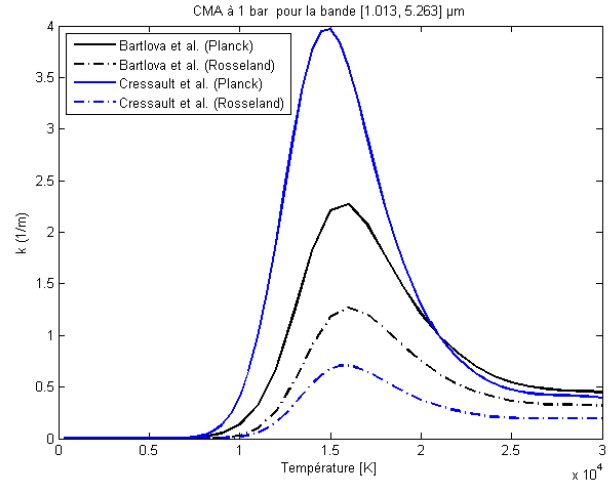


Figure 77 : CMA de l'air à 1 bar absolu en fonction de la température pour la bande [1,013 ; 5,263] μm

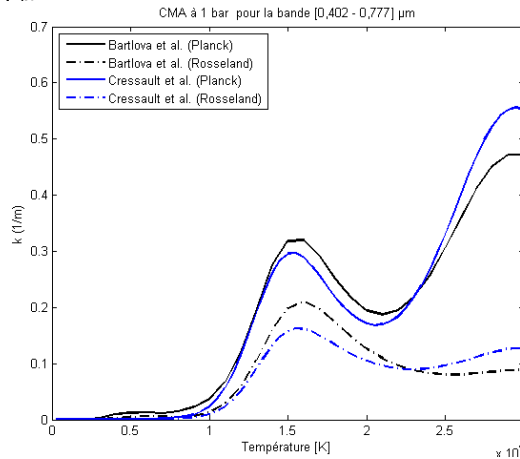


Figure 78 : CMA de l'air à 1 bar absolu en fonction de la température pour la bande [0,402 ; 0,777] μm

Afin de résoudre l'ETR, il faut choisir le modèle de rayonnement qui correspond le mieux aux conditions d'étude. Le plasma est considéré comme un milieu optiquement mince [152]. En effet, l'épaisseur optique définissant l'atténuation d'un faisceau lumineux par diffusion ou par absorption en traversant le milieu est un paramètre déterminant. La loi de Beer-Lambert, connue aussi sous le nom de la loi de Bouguer, postule que l'intensité d'un rayonnement électromagnétique d'une longueur d'onde λ subit le long de sa direction de propagation une diminution exponentielle de I_λ à I_{λ_0} en fonction de l'épaisseur optique τ de la couche de gaz en question [153]:

$$\frac{I_\lambda}{I_{\lambda_0}} = e^{(-\tau_\lambda)} \quad (\text{III.15})$$

Pour les milieux optiquement épais, les méthodes P_N , dites aussi les méthodes aux harmoniques sphériques permettent d'obtenir une approximation du gradient de température

avec un faible coût de calcul. L'intensité rayonnée est dans ce cas divisée en plusieurs séries orthogonales d'harmoniques sphériques. Ces séries sont tronquées après un nombre N de termes afin de simplifier la résolution des équations différentielles qui en découlent. Quand les séries d'harmoniques se limitent au premier terme, la méthode est appelée P_1 et malgré l'ordre de simplification choisi, elle peut être appliquée pour des géométries complexes avec des coordonnées curvilignes. Ce modèle inclut l'effet de la diffusion et considère que le gaz possède les caractéristiques d'un milieu gris *i.e.* l'émissivité du gaz ne dépend pas de la longueur d'onde. Par ailleurs, quand il s'agit d'un milieu optiquement mince, cette méthode a tendance à sous-estimer le flux radiatif lorsqu'on a une source de chaleur localisée et perd en précision, or c'est exactement le cas de notre étude [105][154].

Contrairement au modèle P_N , le modèle aux ordonnées discrètes DO (en anglais Discrete Ordinates) présente une précision relativement bonne dans tout l'intervalle de l'épaisseur optique. Ce modèle résout l'équation de transfert radiatif en la transformant en une équation de transport discrétisée sur un nombre d'angles solides. Le modèle DO permet de prendre en compte des milieux non-gris en considérant plusieurs bandes de longueur d'onde. Son principal inconvénient réside dans l'accroissement du temps de calcul avec la finesse de la discrétisation angulaire.

D'autres modèles existent pour la résolution de l'ETR comme le modèle S2S qui ne prend en compte que les échanges radiatifs entre les parois dans lesquels l'énergie échangée ne dépend que du facteur de forme, le DTRM (Discrete Transfer Radiation Model) où la diffusion n'est pas incluse, ou encore le modèle Rosseland qui ne présente de bons résultats que pour des milieux ayant une épaisseur optique supérieure à 3 [155].

3.7. Propriétés physiques des matériaux

Les matériaux solides utilisés dans ce modèle sont de l'acier inoxydable pour les parois et des céramiques, du dioxyde de zirconium (Rescor 760) pour la protection thermique des parois et du nitrure de bore pour l'isolation électrique entre les électrodes et le corps de la torche. Les caractéristiques de ces matériaux sont résumées dans le Tableau 29 ci-dessous. Concernant les propriétés physiques de l'air, elles sont définies jusqu'à 20 000 K et générées grâce au logiciel de thermodynamique TT-Winner [156].

Tableau 29 : Les caractéristiques des matériaux solides introduites dans ANSYS FLUENT

Matériaux	Unités	Acier 304	Nitrure de Bore	Graphite	Oxyde de zirconium
Formule chimique ou désignation	--	Fe/Cr18/Ni10	BN	C	ZrO ₂
Masse volumique	kg.m ⁻³	7 700	2 000	1 500	877
Capacité calorifique	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	440	1 500	1 660	1 598
Conductivité thermique	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	14	20	90	1
Coefficient d'absorption EM	m ⁻¹	1	1	0,66	1
Indice de réfraction	--	2,5	1,9	2,15	2,17
Température de fusion/sublimation	K	1 700	2 300	3 640	2 480

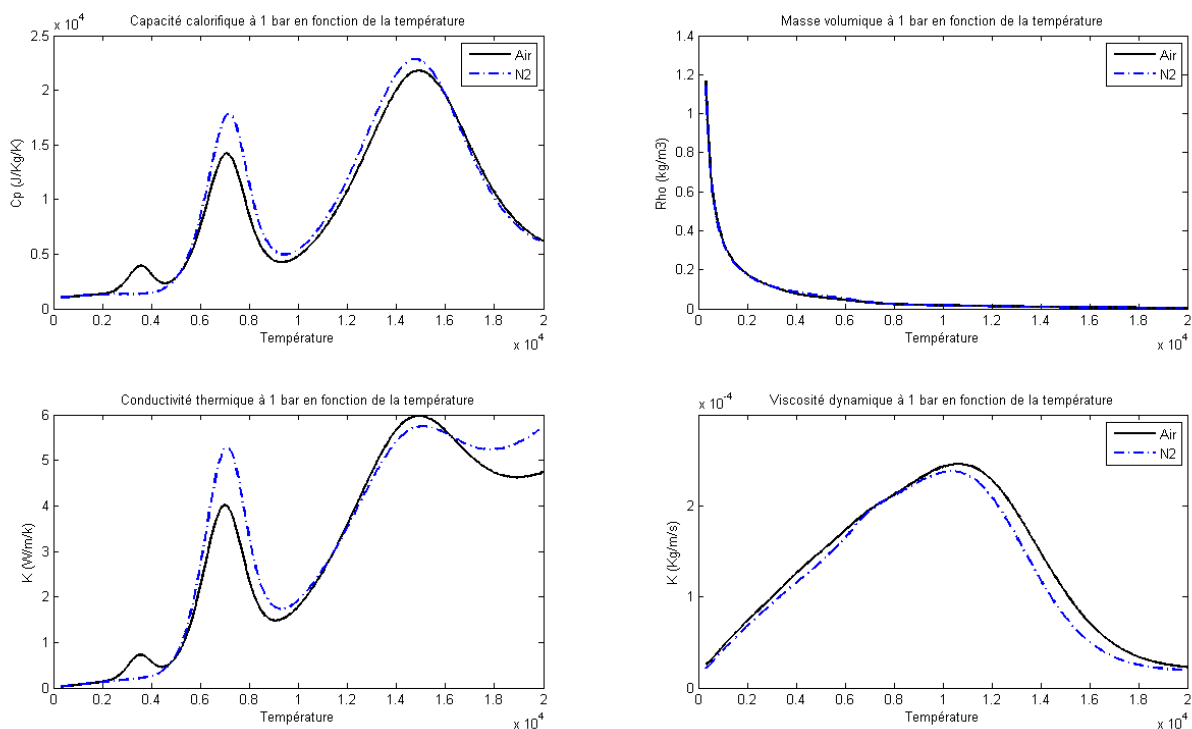


Figure 79 : Propriétés de l'air et de l'azote à 1 bar absolu en fonction de la température de 300 K à 20 000 K (capacité calorifique, masse volumique, conductivité thermique et viscosité dynamique)

3.8. Conditions aux limites

Le circuit d'eau est intégré dans modèle ce qui permet de quantifier l'augmentation de la température d'eau, car à l'échelle du laboratoire, le système de refroidissement a une capacité thermique limitée et la valeur de la température de sortie est une information importante pour la sécurité du banc expérimental. Ainsi l'ajustement des conditions aux limites a un effet minimal et se limite à la définition d'une condition de convection forcée sous air ambiant avec un coefficient de $20 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$. Le débit total d'eau est de $0,88 \text{ kg.s}^{-1}$. Par la suite, le circuit d'eau sera éliminé et les conditions aux limites seront déduites des premières simulations. A

ce stade de l'étude, on s'occupe principalement du mélange de gaz dans le plasma et des conditions d'érosion des électrodes au voisinage de la zone de décharge.

En ce qui concerne les débits de gaz, $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ sont injectés par deux entrées différentes (cf. Figure 80). La puissance totale de la torche est égale à 100 kW, ce qui donne une énergie volumique moyenne de $1,53 \text{ kWh} \cdot \text{Nm}^{-3}$. Ces valeurs correspondent à une température moyenne égale à 3 000 K en sortie de torche, à une vitesse de sortie moyenne de l'ordre de $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et à un nombre de Reynolds de 1 800. Les différents paramètres de calcul sont définis dans le Tableau 30.

En se basant sur les travaux de B. Ravary [157], les forces électromagnétiques induites sont prises en compte en ajoutant une force dans le volume de l'arc. Cette force contient une composante radiale divergente de $4\,000 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3}$ et une composante axiale de $800 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3}$ orienté vers la sortie. L'ordre de grandeur de ces valeurs est vérifié avec le calcul analytique détaillé dans l'annexe 2.

Tableau 30 : Paramètres de calcul

Paramètres	Unités	Valeurs
Débit d'eau du circuit de refroidissement	$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	3,2
Débit de gaz autour des électrodes	$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	10
Débit de gaz par les entrées principales	$\text{Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$	55
Puissance de la source	kW	100
Quantité de mouvement dans la source	$\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$	$4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$
Coefficient de convection sur les parois externes	$\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	20
Température extérieures	K	300
Pression extérieure	Bar abs	1

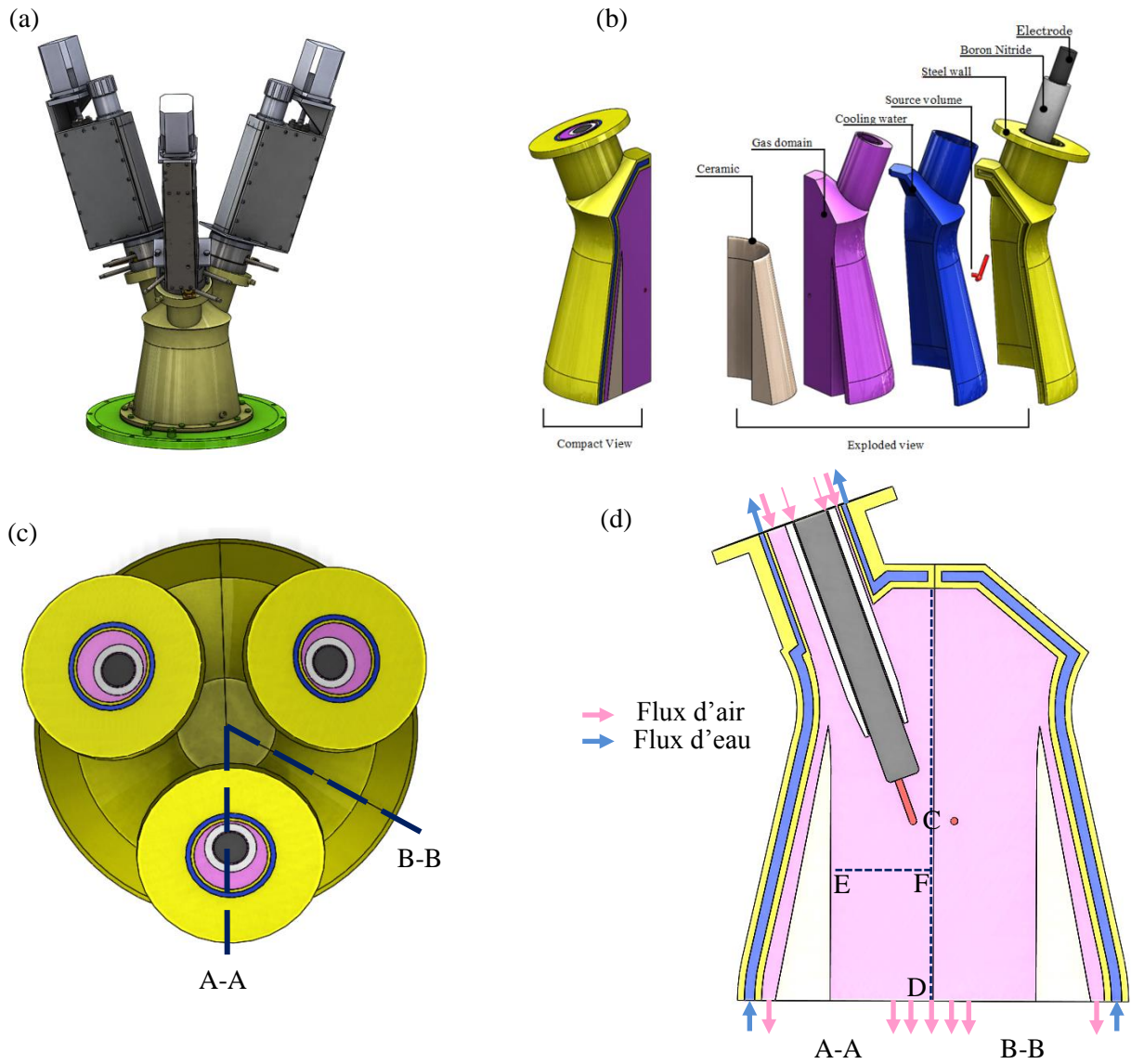


Figure 80 : Vue de face de la torche plasma triphasée (a), vue compact et explosée de la partie modélisée (b), vue de dessus de la partie modélisée (c) et plans de coupe A-A et B-B avec les différentes entrées et sorties (d)

4. Résultats de la simulation en milieu non-réactif

4.1. Simulation sans la prise en compte du rayonnement

Les premières simulations ont pour objectif d'évaluer les ordres de grandeur des champs de température et de vitesse. En premier lieu, le rayonnement n'est pas pris en compte, seules la conduction et la convection thermique sont les phénomènes assurant le transfert thermique. En considérant la forme de l'arc simplifié avec un diamètre de 4 mm pour la colonne d'arc, le volume du domaine source est égal à 4 cm^3 . Ce volume sera notre cas de référence. Dans cette section, le seul gaz injecté est de l'air.

La Figure 81 montre respectivement le champ de vitesse dans une coupe radiale du réacteur (à gauche), ainsi que le champ de température (à droite). On y observe nettement l'expansion du gaz de la source de puissance vers le volume qui l'entoure. La température à l'intérieur de la source de puissance atteint les 19 000 K, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus dans les études antérieures présentées précédemment. Elle décroît ensuite avec un fort gradient. Le gaz accélère en aval de la zone de décharge et atteint une vitesse maximale de 50 m.s^{-1} .

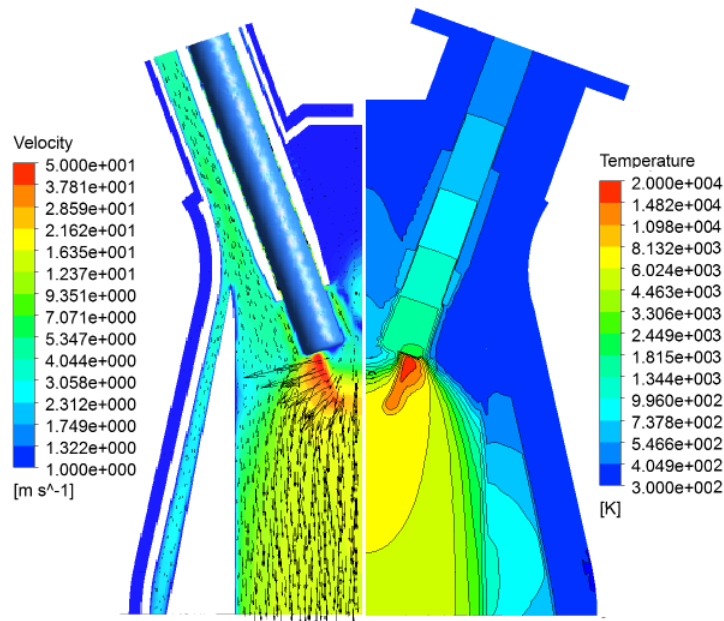


Figure 81 : Champ de vitesse (gauche), champ de température (droite)

En ce qui concerne les composants solides de la torche, le champ de température montre que les températures maximales ne dépassent pas les valeurs maximales permises par le matériau. En effet, l'élément d'isolation thermique en céramique joue son rôle de protection des parois métalliques. La température maximale sur les parois internes de la céramique est proche de 2 000 K (la température de fusion est proche de 2 500 K). Le rôle d'écran que joue la

céramique permet de réduire les pertes thermiques vers le circuit d'eau et stabilise la température moyenne de sortie autour de 4 000 K. On note aussi que le second élément sensible, correspondant à la pièce pour l'isolation électrique, n'atteint pas non plus des températures critiques car elle se trouve en amont de la zone de décharge. Les parois en acier de la torche sont bien refroidies grâce à la présence de l'écran en céramique et du circuit de refroidissement extérieur. Précisons à ce sujet que la céramique n'est pas en contact avec les parois métalliques et qu'un film d'air passe entre les deux pour une meilleure évacuation de la chaleur. La vitesse de ce film d'air est de l'ordre de 5 m.s^{-1} .

L'analyse du champ de vitesse montre qu'il n'y a pas de recirculations au niveau de la sortie. Quelques poches tourbillonnaires se forment à proximité de la zone de décharge, ce qui risque de perturber la décharge électrique. A la sortie, la moyenne pondérée par la masse de la viscosité moléculaire, de la masse volumique et de la vitesse sont respectivement : $11,5.10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$, $0,155 \text{ kg.m}^{-3}$ et $12,2 \text{ m.s}^{-1}$. Sachant que le diamètre de sortie est égal à 0,15 m, le nombre de Reynolds vaut 2 466, ce qui veut dire que l'écoulement est partiellement turbulent.

Au niveau de la frontière, entre le gaz froid venant de l'entrée et le gaz chauffé par l'arc, le gradient de température est élevé et le nombre de Prandtl atteint la valeur de 0,8, ce qui montre que la diffusion visqueuse devient aussi importante que la diffusion thermique, contrairement au reste du domaine fluide où la diffusion thermique est dominante. Ceci veut dire que cette frontière caractérisée par un fort gradient de température et un nombre de Prandtl relativement élevé se comporte comme une barrière. Dans la Figure 82 sont représentées les propriétés physiques de l'air dans la torche. Comme le montre la Figure 79, la viscosité dynamique de l'air possède une allure presque gaussienne avec un maximum autour de 11 000 K ce qui explique la chute de la viscosité dans la source volumique où la température continue à croître. La capacité calorifique de l'air possède, quant à elle, trois maxima locaux autour de 3 500 K, 7 000 K et 15 000 K. Pour cette raison, on note une décroissance de la capacité calorifique en allant de la paroi vers le volume source. La même remarque est valable pour la conductivité thermique.

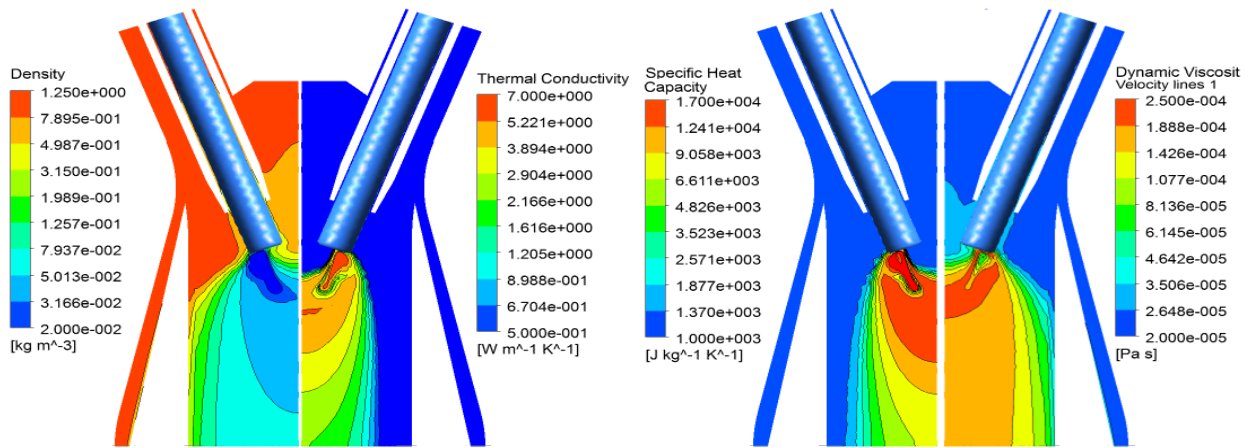


Figure 82 : Champs des différentes propriétés physiques du gaz dans le plan de symétrie du modèle (Densité, conductivité thermique, capacité calorifique et viscosité dynamique).

La Figure 83, qui représente le champ de température sur des plans horizontaux à des hauteurs différentes par rapport à l'extrémité de l'électrode, montre l'expansion du gaz après son passage par le volume source. La température devient de plus en plus homogène en se rapprochant de la sortie de la torche avec une température moyenne dépassant les 4 000 K. Vue la configuration excentrique de l'électrode, la majorité du flux de gaz plasma passe au-dessous de la zone inter-électrodes. Ceci permet de réduire le risque d'extinction de l'arc et augmente la chance d'obtenir une décharge plus stable. Comme le montre la Figure 83, cette dissymétrie de l'écoulement imposée dès l'entrée n'est plus notable au-dessous du deuxième plan (à 4 cm de l'extrémité de l'électrode).

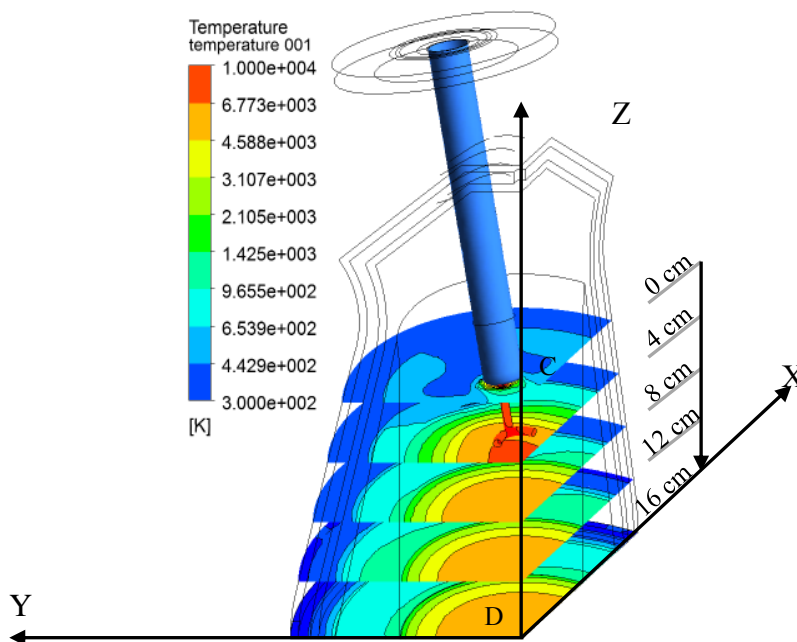


Figure 83 : Champ de température sur des plans à différentes hauteurs par rapport à l'électrode (0, 4, 8, 12 et 16 cm)

4.1.1. Etude de sensibilité aux paramètres du modèle et aux paramètres physiques

Des études de sensibilités sont réalisées pour étudier l'influence des paramètres du modèle : le volume du domaine source (colonne d'arc) et la force électromagnétique (force de Lorentz), et des paramètres physiques : débit d'air et puissance de la source.

4.1.1.1. Influence du volume de la source de puissance

Trois simulations pour des volumes de 2 cm^3 , 4 cm^3 et 6 cm^3 ont été réalisées. Ainsi, à même puissance, nous avons obtenu respectivement les températures moyennes de la source (par pondération massique) suivantes : 14 203 K, 11 934 K et 10 543 K. La Figure 84 montre le profil de température sur le segment vertical [CD] et le segment radial [EF] (cf. Figure 80). Sur le segment [CD], On note que la variation du volume du domaine source a un effet relativement faible sur la température du gaz plasma à l'extérieur de la source. Une différence de l'ordre de 25 % est observée en amont du domaine source sur une distance de 1 cm. Cette différence est principalement due à la recirculation du gaz dans cette région, comme on le verra dans l'étude paramétrique du débit de gaz. En aval de la source, l'écart descend au-dessous de 10%. Sur le segment [EF], on remarque qu'en diminuant le volume de la source, l'énergie devient de plus en plus confinée autour de l'axe de la torche. Plus on s'éloigne de la source, plus la différence s'amplifie mais à proximité des parois de la céramique (à 7 cm de l'axe), on retrouve la même température.

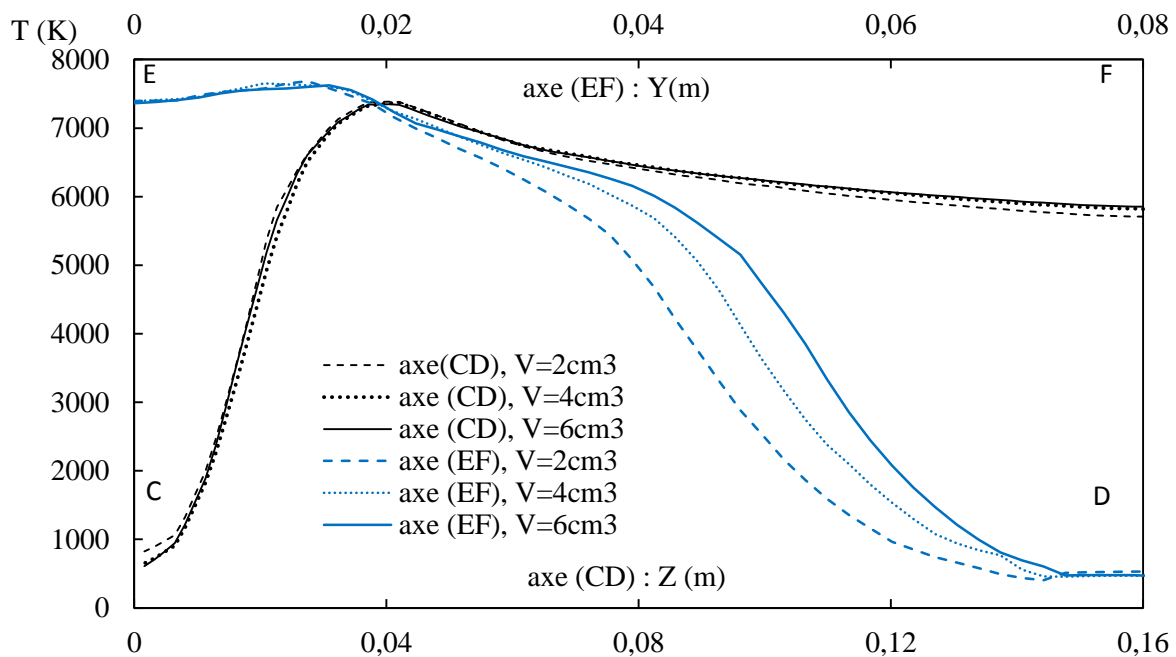


Figure 84 : Températures du gaz plasmagène (Air) sur des axes horizontaux à plusieurs distances à partir de l'extrémité de l'électrode et pour 3 volumes sources différents (cf. Figure 80 pour les positions des axes (CD) et (EF))

La représentation des iso-surfaces de température dans la zone source (Figure 85) permet de voir la dilution de l'énergie dans la source lorsque nous augmentons son volume. En effet, en faisant croître le volume de la source, bien que les enveloppes à 6 000 K restent quasiment identiques, la surface à 10 000 K devient de plus en plus restreinte. On note également que le volume de la source a une grande influence sur la température locale de l'extrémité de l'électrode puisque le domaine source est en contact avec l'électrode. Ainsi, pour un volume de 2 cm^3 , on trouve une température au-dessus de 2 000 K sur une longueur de 2 cm, alors que pour un volume de 6 cm^3 , une température au-dessus de 2 000 K n'est visible que sur quelques millimètres.

En conclusion, dans le cadre où nous souhaitons étudier l'influence des sollicitations thermiques du gaz plasma sur les composants entourant la zone de décharge, le modèle source peut être adopté, sans que son volume n'ait une influence prépondérante sur les résultats. Par contre, si on s'intéresse à l'érosion au niveau des électrodes, le choix du volume devient important car il modifie beaucoup la température de pointe des électrodes. Parmi les volumes sources testés, la source à 4 cm^3 donne les résultats les proches des observations expérimentales.

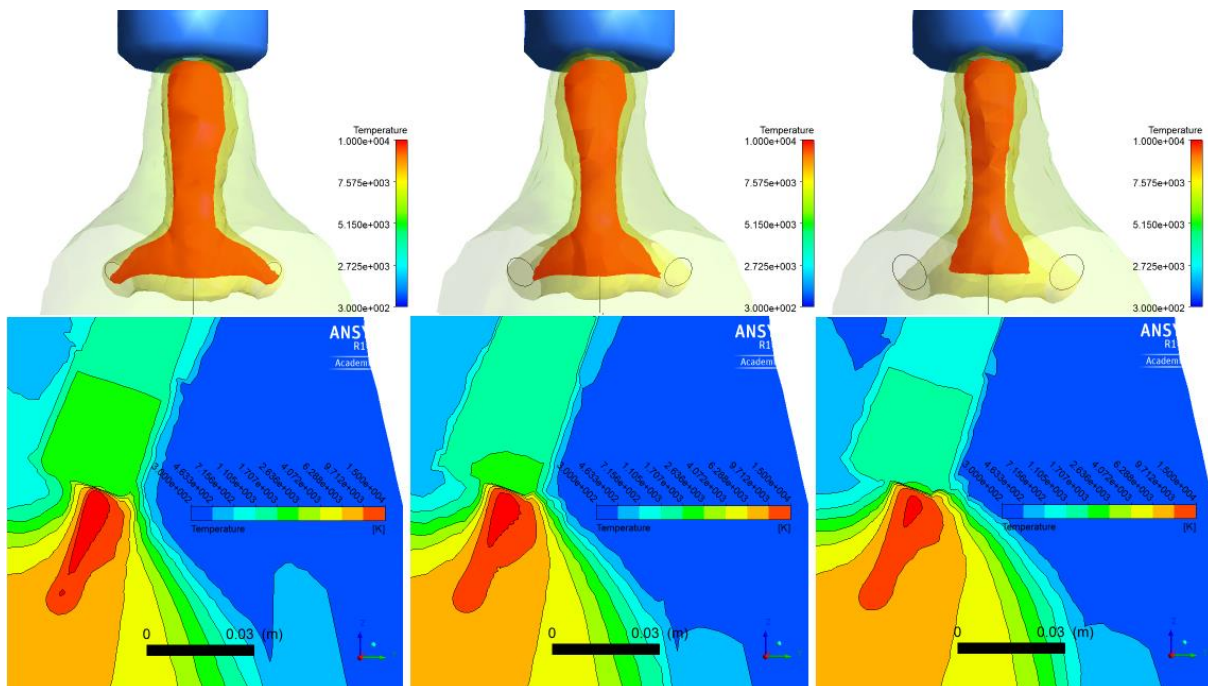


Figure 85 : Iso-surfaces à 10 000 K, 8 000 K et 6 000 K (haut) et iso-lignes de température dans le plan traversant les électrodes (bas)

4.1.1.2. Influence de la force de Lorentz

Plusieurs travaux ont été consacrés à la quantification de la force de Lorentz sur l'arc électrique. Dans une précédente étude, un ordre de grandeur de la force de Lorentz est proposé pour un modèle triangulaire de la colonne d'arc [121]. Dans cette étude analytique, les conditions opératoires sont telles que le courant est égal à 280 A, l'angle entre les électrodes et l'axe principal de la torche est de 15° et la fréquence du courant est celle du réseau et vaut 50 Hz. La colonne d'arc est supposée avoir une section constante avec un rayon de 0,005 m. Ces valeurs sont proches de notre cas d'étude où le courant est autour de 330 A et l'angle en question est de 20° .

Le calcul analytique montre que la force de Lorentz possède deux composantes, l'une axiale (verticale descendante) dont la valeur moyenne est de l'ordre de 800 N.m^{-3} et une deuxième centrifuge perpendiculaire à l'axe du réacteur et dont la moyenne est proche de 4000 N.m^{-3} . Ce calcul suppose alors la coexistence des arcs et leurs interactions électromagnétiques. Afin de vérifier ces ordres de grandeur, la force de Laplace, induite par le courant traversant un arc sur un point d'un deuxième arc dans une configuration filiforme, est détaillée dans l'annexe 2. La valeur maximale de cette force est égale à 4745 N.m^{-3} ce qui est cohérent avec le modèle triangulaire.

Afin d'étudier l'influence de ce paramètre, nous avons fait varier les composantes centrifuge et axiale de la quantité de mouvement de +/- 10 %. La Figure 86 montre que cette variation n'a quasiment pas d'effets sur les valeurs de la température et l'erreur relative ne dépasse pas 1% à proximité de la zone source. La force électromagnétique a un effet prépondérant sur l'écoulement du gaz plasmagène mais une imprécision de quelques pourcents n'induit pas d'erreurs significatives.

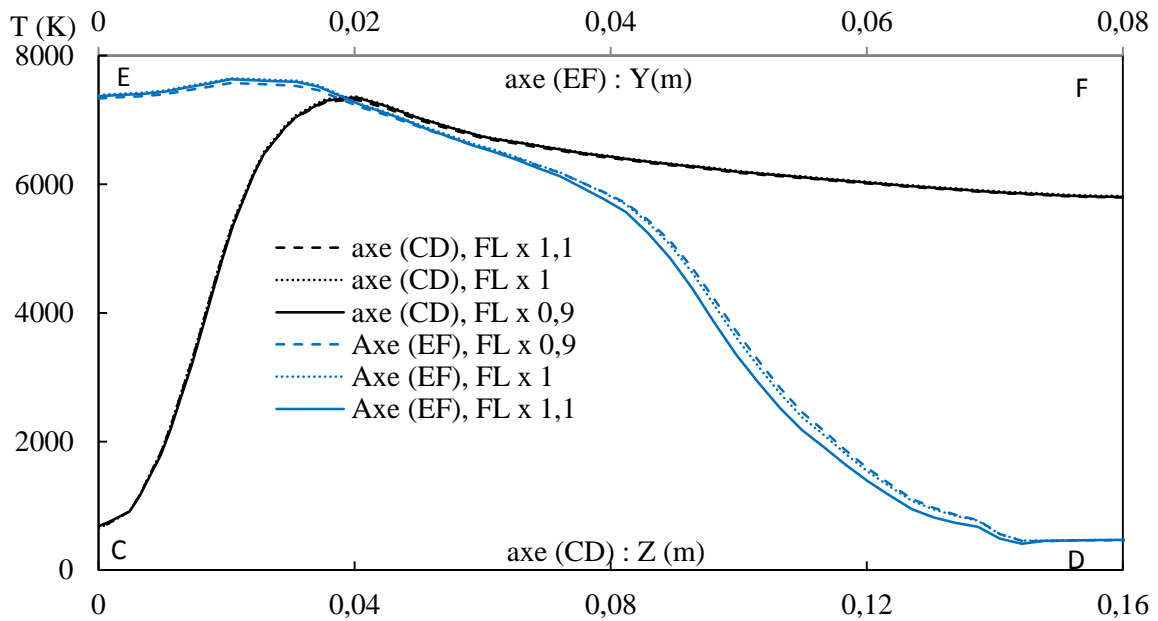


Figure 86 : Variation de la température du gaz en fonction de la force de Lorentz sur les axes (CD) et (EF), $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$
(cf. Figure 80 pour les positions des axes (CD) et (EF))

Sur la Figure 87, lorsqu'on compare les cas (1) et (4) ayant le même volume source, on note que l'introduction de la force de Lorentz fait baisser la température moyenne de la source. En effet, la quantité de mouvement accélère le gaz à l'intérieur de la source et favorise le transfert de chaleur par convection vers l'extérieur. On retrouve des champs de température semblables entre les cas (1) et (2) qui n'ont pas le même volume source, ce qui montre que la dilution de la chaleur en fonction du volume de la source a le même effet que la projection du gaz en dehors de la colonne sous l'effet de l'introduction d'une quantité de mouvement centrifuge.

Le cas (1) met l'accent également sur l'aspiration du gaz froid provenant de la zone centrale en amont de la zone de décharge et son accélération en passant à l'intérieur de la colonne d'arc. Ce phénomène est amplifié par la présence de la force électromagnétique. Bien que la composante centrifuge soit dominante, l'accélération horizontale du gaz chaud rétrécit la section de passage du gaz froid, ce qui réduit la température de l'extrémité de la pièce en céramique.

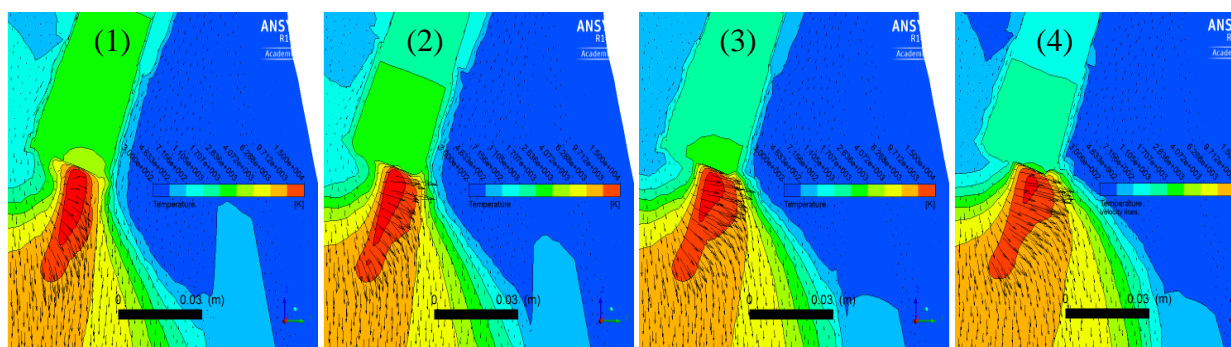


Figure 87 : Champs de température et de vitesse au voisinage de la zone source pour un cas sans force électromagnétique et 3 cas avec force électromagnétique pour des volumes sources différents.

- (1) $V=4 \text{ cm}^3$ et $FL = 0$, (2) $V=2 \text{ cm}^3$, $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$
 (3) $V=4 \text{ cm}^3$, $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$, (4) $V=6 \text{ cm}^3$, $FL = 4\,000 \vec{U}_r - 800 \vec{U}_z$

4.1.1.3. Effet de la variation du débit d'air et de la puissance de la source

Le débit nominal est égal à $65 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Nous faisons varier le débit d'air total de $25 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ à $120 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ pour étudier la réponse du modèle à cette variation. Le débit d'air entre l'électrode et la céramique d'isolation électrique est toujours égal à $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ au total.

En augmentant le débit, la température moyenne pondérée par le débit massique à la sortie passe de $5\,712 \text{ K}$ à $3\,393 \text{ K}$ puis à $2\,264 \text{ K}$. Ces températures sont en cohérences avec celles obtenues en exploitant la courbe Température-Enthalpie de l'air (cf. Figure 91). Comme le montre la Figure 88, le champ de température devient de moins en moins homogène à la sortie. L'accroissement du débit augmente également la température sur l'extrémité de l'électrode ce qui devrait accélérer l'érosion. Il semblerait que cette hypothèse ait été vérifiée expérimentalement lors des essais à fort débit d'air avec l'ancienne torche plasma (cf. paragraphe II.3.3.2). En baissant le débit, la température de la céramique d'isolation thermique dépasse la température permise par le matériau. Les Figure 89 et Figure 90 montrent l'évolution de la température sur deux axes horizontaux (coupant l'axe principal) à 4 cm et à 10 cm au-dessous de l'extrémité de l'électrode. L'augmentation du débit d'air affecte l'homogénéité de la température et tend à confiner la puissance au centre. Quant à la recirculation dans la zone inter-électrodes, elle s'intensifie avec le débit. Le modèle numérique semble avoir une réponse cohérente vis-à-vis de la variation du débit.

Pour étudier l'effet de la variation de la puissance, nous avons réalisé deux simulations supplémentaires à 50 kW et à 150 kW . La Figure 92 montre que l'augmentation de la puissance induit une augmentation de la température des électrodes. Ceci est dû au contact

entre le domaine source et la surface transversale de chaque électrode. La vitesse moyenne de sortie croît également et passe de 6,5 à 10 puis à 12 m.s^{-1} . Naturellement, la température moyenne du gaz plasmagène croît aussi à la sortie de la torche en passant de 2150 K à 3400 K puis à 3950 K. La température de la paroi interne de la céramique croît également mais sans dépasser 2 000 K.

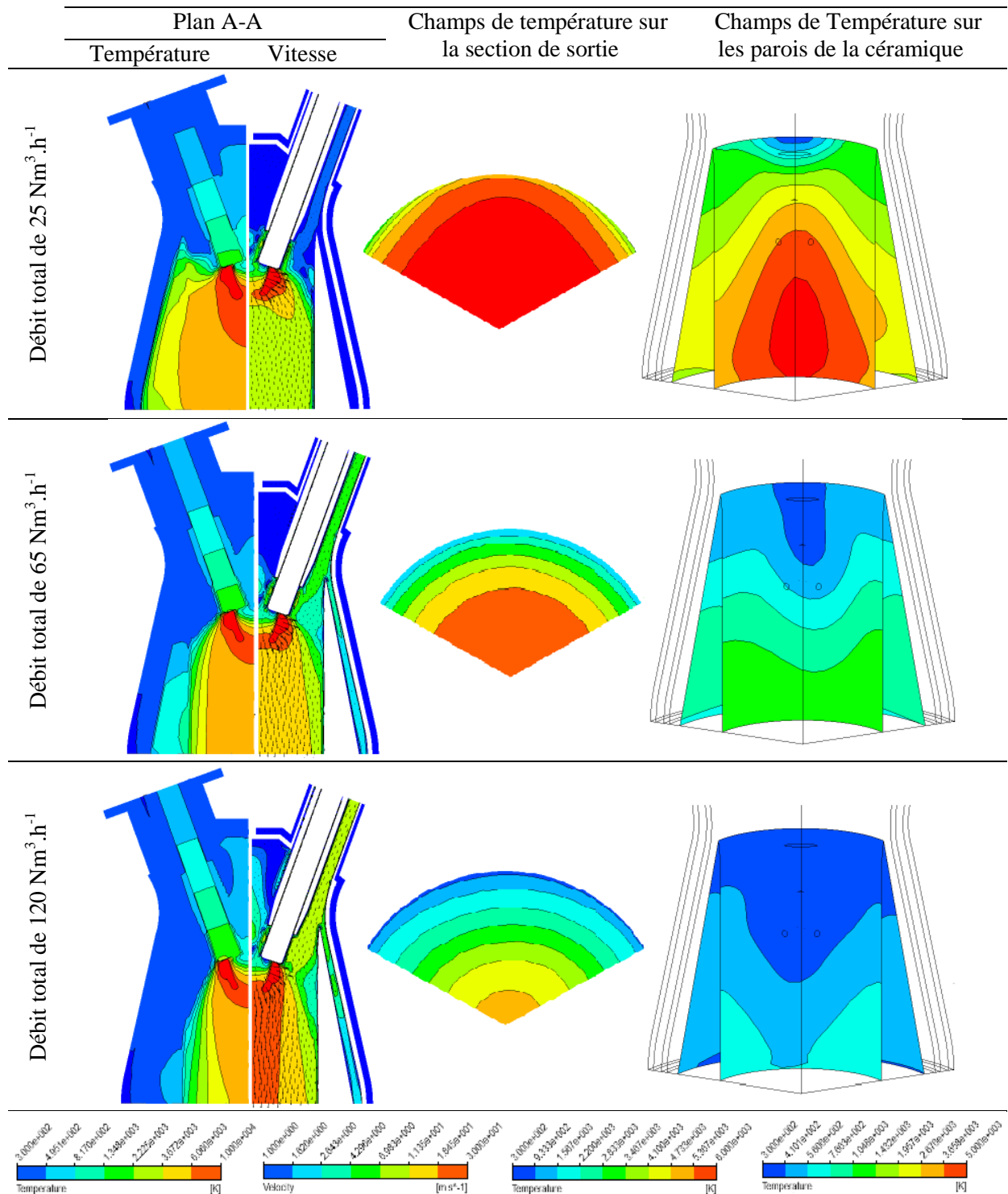


Figure 88: Champs de température et de vitesse sur le plan de symétrie puis champs de température sur la section de sortie et sur la surface de la céramique pour trois débits différents

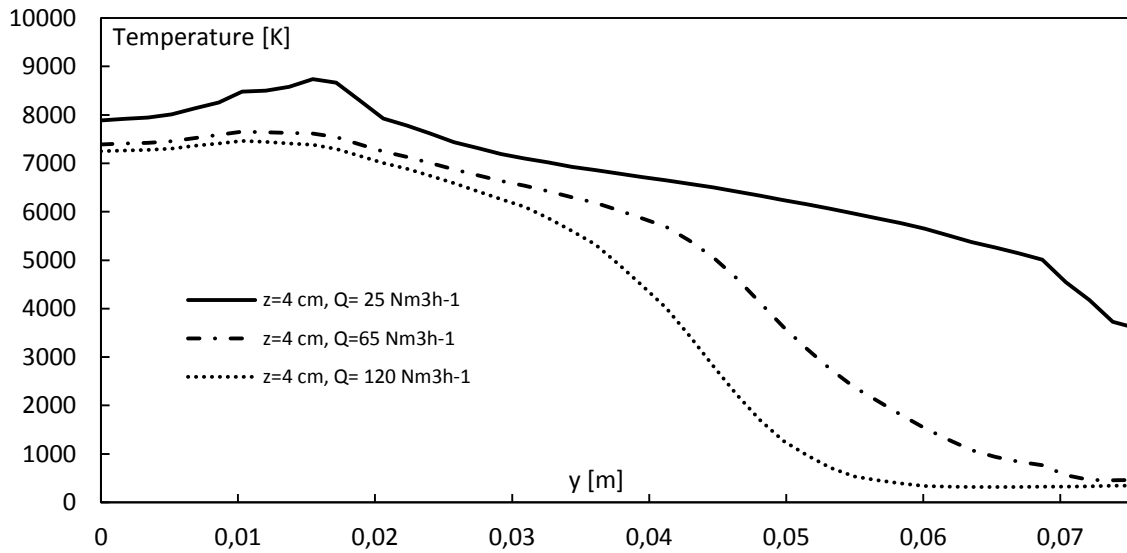


Figure 89 : Profil de température le long d'un axe horizontal du plan A-A et à 4 cm de l'extrémité de l'électrode pour différents débits

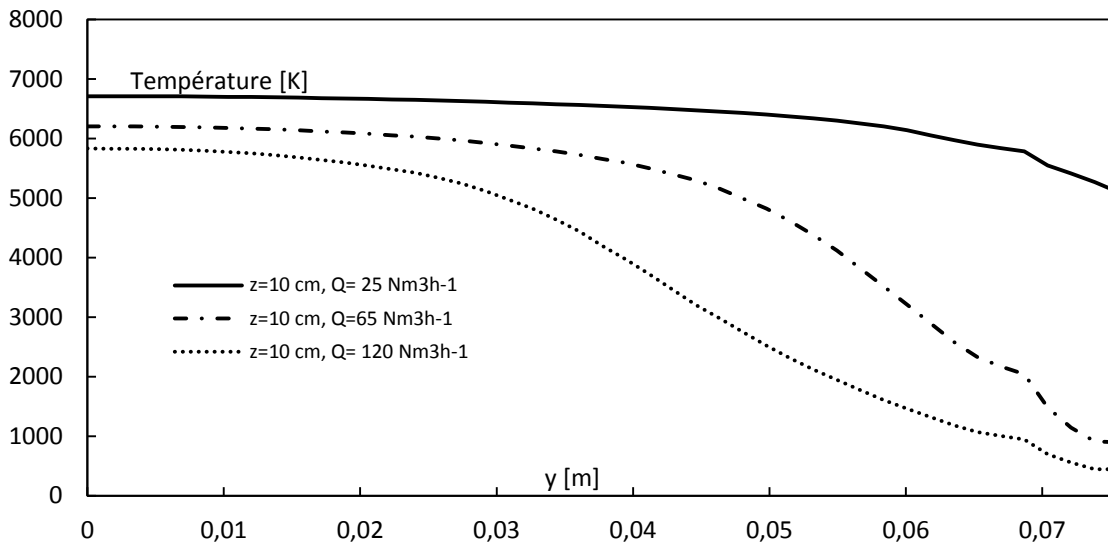


Figure 90 : Profil de température le long d'un axe horizontal du plan A-A et à 10 cm de l'extrémité de l'électrode pour différents débits

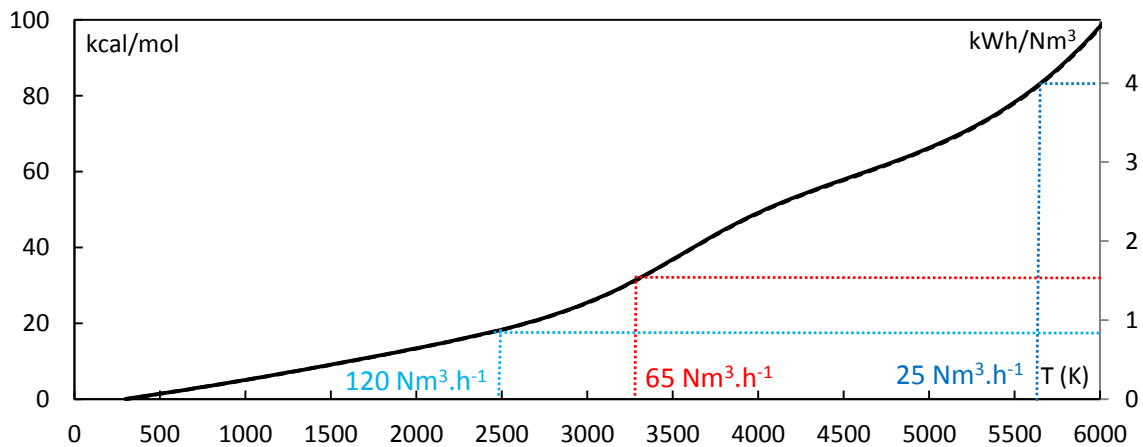


Figure 91 : Courbe enthalpie-température de l'air

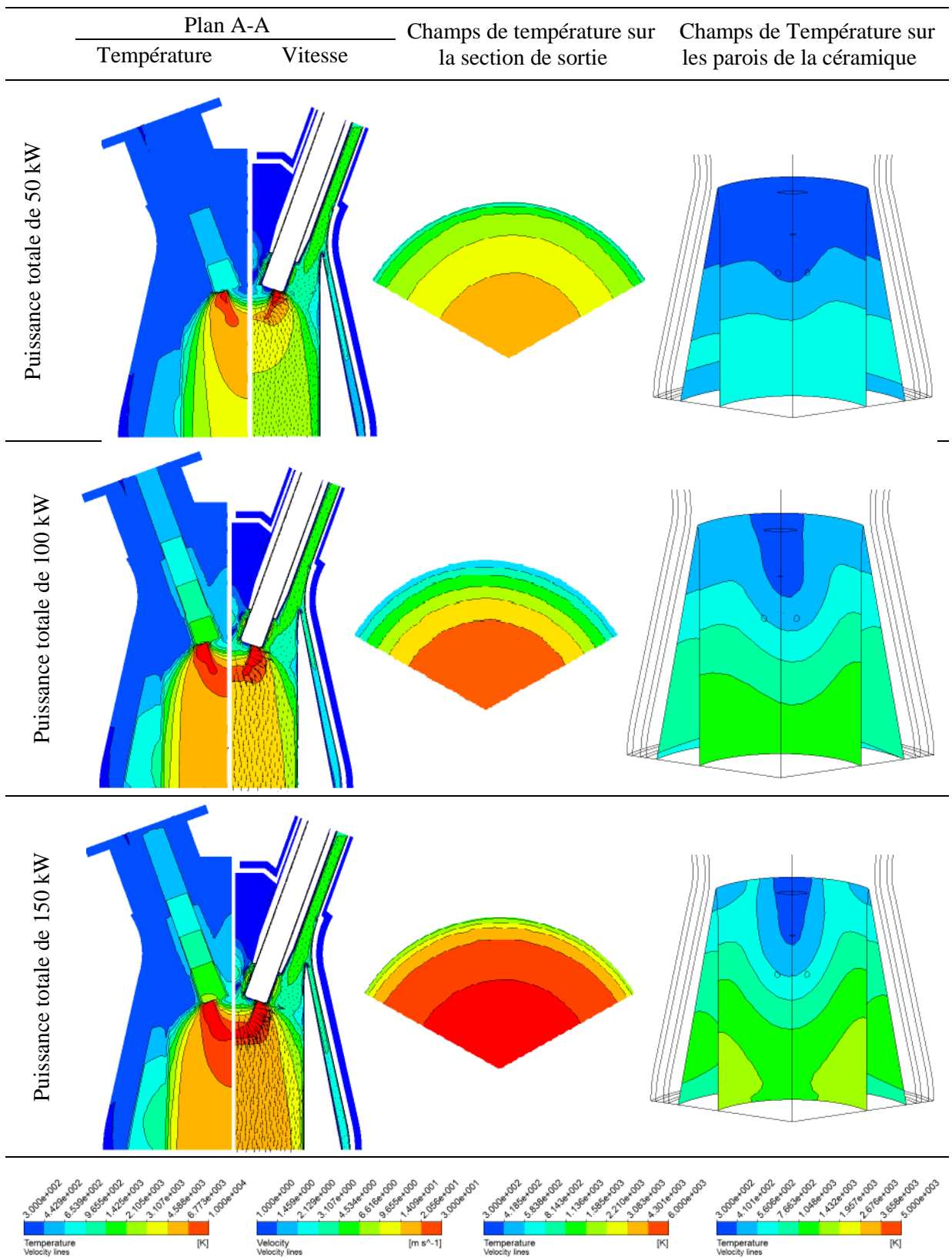


Figure 92 : Champs de température et de vitesse sur le plan de symétrie puis champs de température sur la section de sortie et sur la surface de la céramique pour trois puissances différentes.

4.2. Simulation avec la prise en compte du rayonnement

4.2.1. Comparaison entre les simulations avec et sans rayonnement

Le rayonnement joue un rôle important dans le transfert de chaleur dans le plasma et la quantité d'énergie rayonnée dépend de plusieurs paramètres comme la puissance de la décharge et la nature du gaz plasmagène. Une étude antérieure [158] montre que le pourcentage du rayonnement par rapport à la puissance totale du plasma est de l'ordre de 25 % pour une torche plasma de 10 kW. Les simulations réalisées montrent que la température pondérée à la masse du domaine source passe de 11 241 K à 8 558 K avec la prise en compte du rayonnement. Comme détaillé dans le Tableau 31, les pertes aux parois, initialement égales à 1 % sans rayonnement, atteignent 16,5 % avec la prise en compte du rayonnement. Dans ce cas, la part du rayonnement représente 23,7 % de la puissance totale. La différence est plus notable sur la température maximale du domaine source, elle chute de 19 635 K (sans rayonnement) à 10 509 K (avec rayonnement). Les températures maximales sur les parois des différents composants solides augmentent sauf pour les électrodes, car elles sont en contact avec la colonne d'arc. On peut déduire que le rayonnement a tendance à homogénéiser la distribution d'énergie en refroidissant le gaz et réchauffant les parois.

Tableau 31 : Comparaisons des températures maximales et des pertes thermiques entre les simulations sans et avec rayonnement pour un volume source de 4 cm³. Le modèle de rayonnement prend en compte les CMA générés par la moyenne de Planck et une discrétisation spatiale $N_0 \times N_\phi = 3 \times 3$

	Températures maximales (K)							Pertes thermiques (%)
	Fluides			Solides				
	Volume Source	Gaz	Eau	Electrode	Parois en acier	Oxyde de zircone	Nitrure de bore	
Sans rayonnement	19 635	18 869	301	2 314	310	1 332	605	1
Avec rayonnement	10 509	9 564	344	2 138	474	1 420	1 065	16,5

Le champ de température représenté dans la Figure 93 donne une idée plus claire sur le rôle du rayonnement. Sans rayonnement, la température de la paroi interne de l'acier ne dépasse pas 310 K mais avec la prise en compte du rayonnement, cette température atteint la valeur de 475 K. Malgré le fait que la température maximale sur la paroi interne de la céramique ne change quasiment pas, on note dans la Figure 94, que le champ de température est complètement différent et qu'il est plus homogène lorsque le rayonnement est pris en compte. Les champs de température sur les surfaces de l'électrode et de l'isolant électrique sont aussi différents.

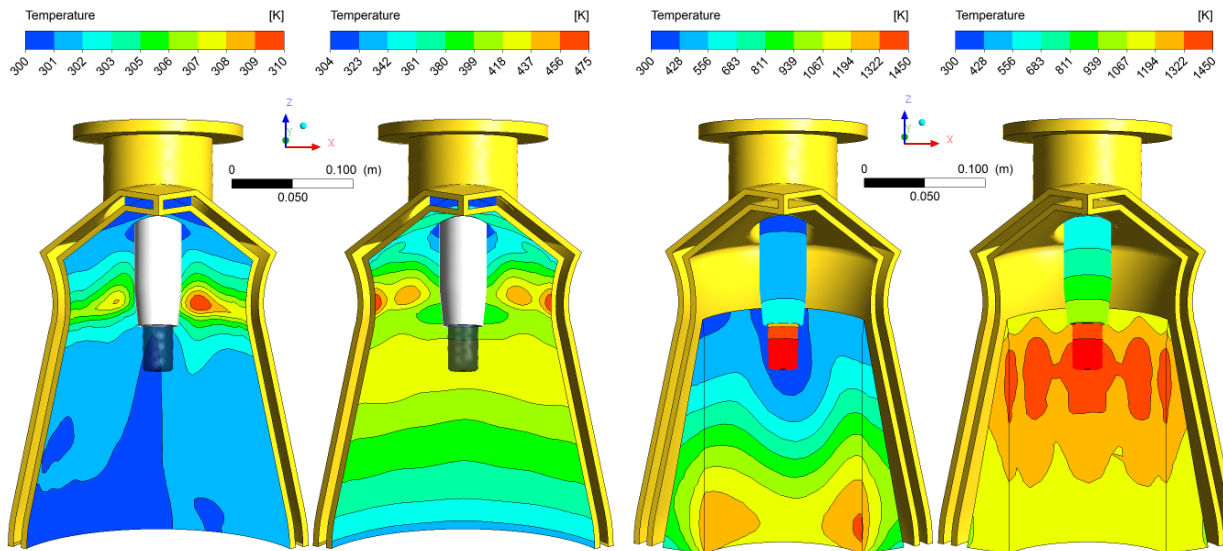


Figure 93: Champs de température sur la surface intérieure des parois en acier: sans rayonnement (gauche) et avec rayonnement (droite).

Figure 94: Champs de température sur la surface des céramiques: sans rayonnement (gauche) et avec rayonnement (droite).

4.2.2. Etude de sensibilité du modèle de rayonnement

Les coefficients moyens d'absorption ont été générés avec les moyennes de Planck et de Rosseland. Dans le Tableau 32, les résultats montrent que la différence entre les températures maximales, en utilisant l'une ou l'autre des moyennes, est autour de 13 % sur les parois en acier et en céramique et elle est inférieure à 1 % dans le gaz. En effet, comme la température de la source est au-dessous de 11 000 K, la différence entre les deux moyennes est relativement faible. Les champs de température sur les parois de l'acier et de la céramique, dans les Figure 95 et Figure 96, montrent mieux l'impact du choix de la moyenne. La moyenne de Rosseland donne des températures plus élevées en haut et au niveau de la source et elle donne des températures plus faibles en bas. Néanmoins, les champs de températures ne sont pas complètement différents.

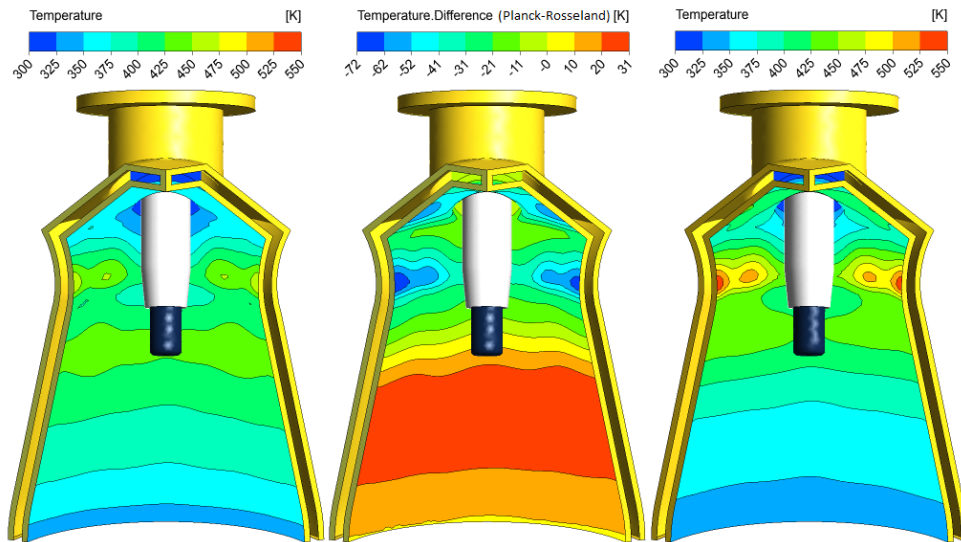


Figure 95 : Influence du choix de la moyenne utilisée pour le calcul du coefficient moyen d'absorption sur les champs de température de la paroi interne en acier : Moyenne de Planck (gauche), Moyenne de Rosseland (droite) et différence entre les deux champs (milieu).

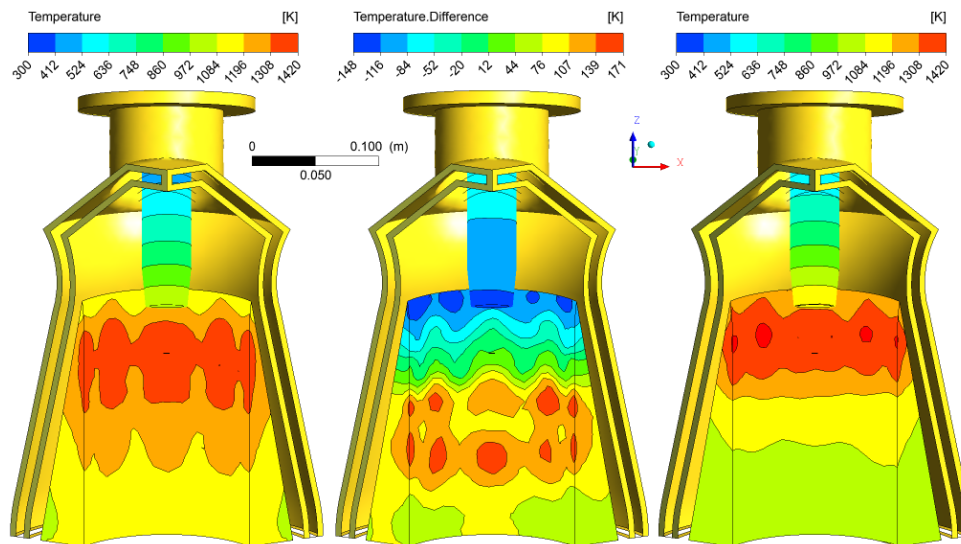


Figure 96: Influence du choix de la moyenne utilisée pour le calcul du coefficient moyen d'absorption sur les champs de température des surfaces de céramiques (nitrure de bore et oxyde de zircon) : Moyenne de Planck (gauche), Moyenne de Rosseland (droite) et différence entre les deux champs (milieu).

Comme le terme de température dans l'équation du rayonnement thermique n'est pas linéaire, et que la température du domaine source dépend de son volume, l'effet du volume de la source sur les champs de température est d'abord étudié. Les résultats montrent que la variation du volume de +/- 50 % implique une variation de 7 % sur la température maximale des fluides et une fluctuation de 22 % sur la température maximale des solides (Tableau 32). En augmentant ce volume de 2 cm³ à 4 cm³ puis à 6 cm³, les pertes aux parois vers le circuit d'eau baissent respectivement de 24,9 % à 16,5 % puis à 11,7 %.

Ensuite, le deuxième paramètre de rayonnement étudié est la discrétisation spatiale (les angles de contrôles, θ et φ) du modèle aux ordonnées discrètes. Afin de réduire le temps de calcul, la discrétisation doit être la plus basse. Le Tableau 32 montre que l'amélioration de la discrétisation de $\theta \times \varphi = 3 \times 3$ à $\theta \times \varphi = 6 \times 6$ n'as qu'un faible effet sur la température maximale des différents éléments du modèle. Le plus grand impact est repéré sur les parois en acier où la température maximale a baissée de 38 K. Les pertes thermiques aux parois ont augmenté de 1,1 %. L'avantage d'une plus grande discrétisation spatiale est l'amélioration du champ de température avec une distribution plus lisse mais le passage de 3×3 à 6×6 multiplie le temps de calcul par 4.

Tableau 32 : Pertes thermiques et températures maximales des différents éléments modélisés (variation du volume du domaine source, de la moyenne du CMA et de la discrétisation spatiale)

	Températures maximales (K)						Pertes thermiques (%)	
	Domaine Source	Gaz	Eau	Electrode	Parois en acier	Oxyde de zircon		Nitride de bore
V = 2 cm ³ , Planck, N _θ ×N _φ =3x3	11 169	9 776	367	2 394	561	1 577	1 302	24,9
V = 4 cm ³ , Planck, N _θ ×N _φ =3x3	10 509	9 564	344	2 138	474	1 420	1 065	16,5
V = 4 cm ³ , Rosseland, N _θ ×N _φ =3x3	10 518	9 569	362	2 311	545	1 464	1 192	17,3
V = 4 cm ³ , Planck, N _θ ×N _φ =6x6	10 509	9 564	343	2 149	436	1 368	1 098	16,4
V = 6 cm ³ , Planck, N _θ ×N _φ =3x3	10 100	9 459	335	2 012	412	1 286	1 099	11,7

4.2.3. Analyse de la distribution spectrale du rayonnement

La Figure 97 et la Figure 98 montrent le champ de rayonnement incident sur les surfaces des parois en acier et en céramique pour les six bandes de longueurs d'onde. Le rayonnement incident maximal sur les parois en acier est observé dans la bande UV [0,033 ; 0,402] μm avec un maximum de 262 kW.m⁻² juste au-dessus de la céramique, et entre le proche et le moyen infrarouge ([1,013 ; 5,263] μm) avec un maximum de 171 kW.m⁻² derrière la céramique. De même, sur la surface de la céramique, deux maxima sont observés dans les mêmes bandes avec des rayonnements incidents de 591 kW.m⁻² et 602 kW.m⁻² respectivement.

La loi de déplacement de Wien pour un corps noir postule que la longueur d'onde à laquelle le corps émet le flux maximal est inversement proportionnelle à sa température :

$$\lambda_{max} \cdot T = 2,8977 \cdot 10^6 \quad (\text{III.16})$$

Les températures correspondantes à la valeur moyenne des bandes où le rayonnement incident est maximal sont égales à 13 324 K et 923 K respectivement. Ces températures sont proches des températures du domaine source et de la céramique. En effet, c'est pour cela que sur les parois en acier, les émissions UV sont localisées dans la zone exposée tandis que les émissions IR sont dans la zone protégée par la céramique. A cause de la forme cylindrique de la surface interne de la céramique, cette dernière est la cible de ses propres émissions IR. Elle reçoit également les émissions UV de la source. On peut dire que la source et la céramique se comportent comme des corps noirs. La bande visible émet un minimum de rayonnement car le gaz ne rayonne qu'à très haute température comme le montre la Figure 97.

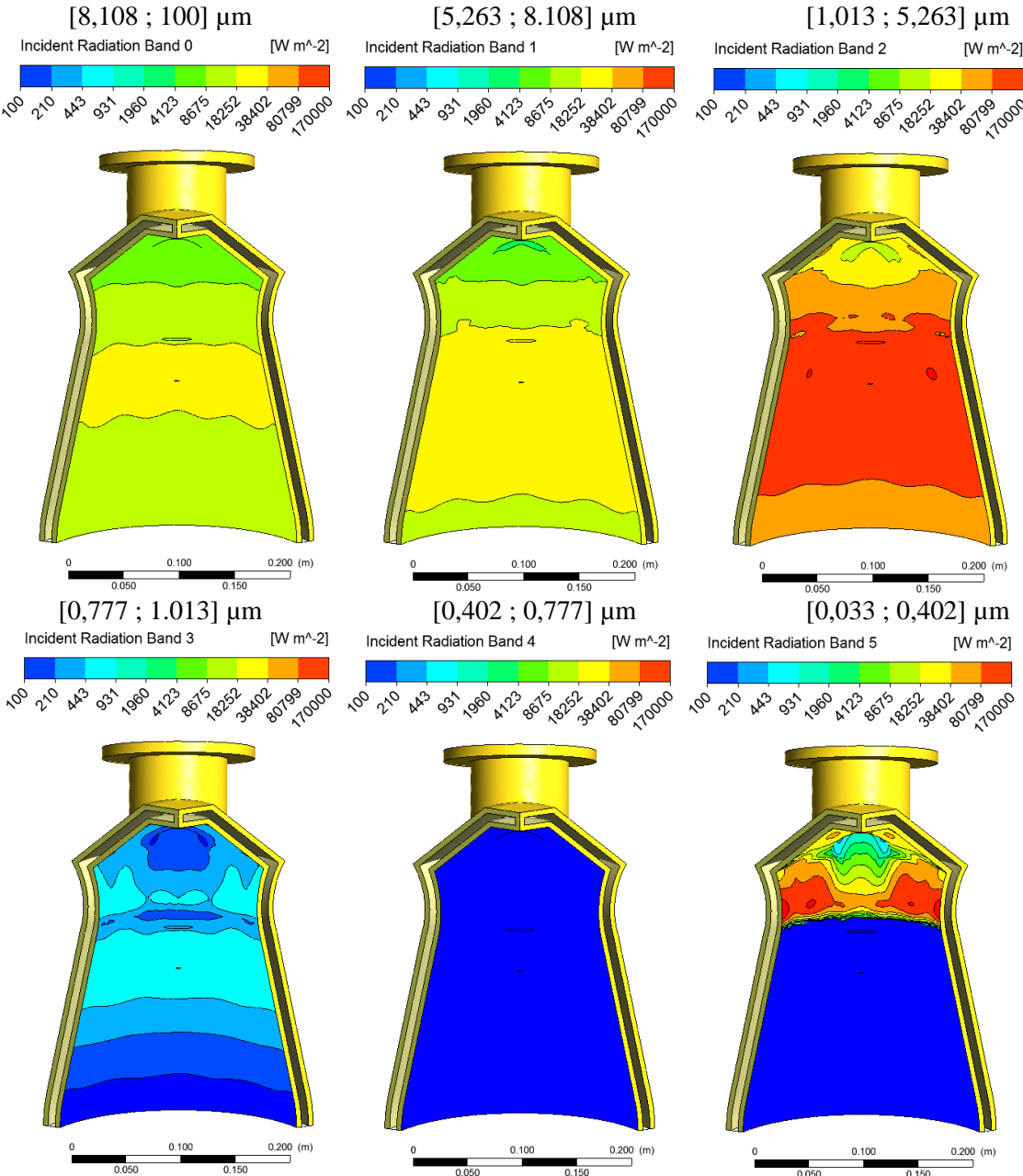


Figure 97: Rayonnement incident sur la surface intérieure des parois en acier dans différentes bandes de longueur d'onde

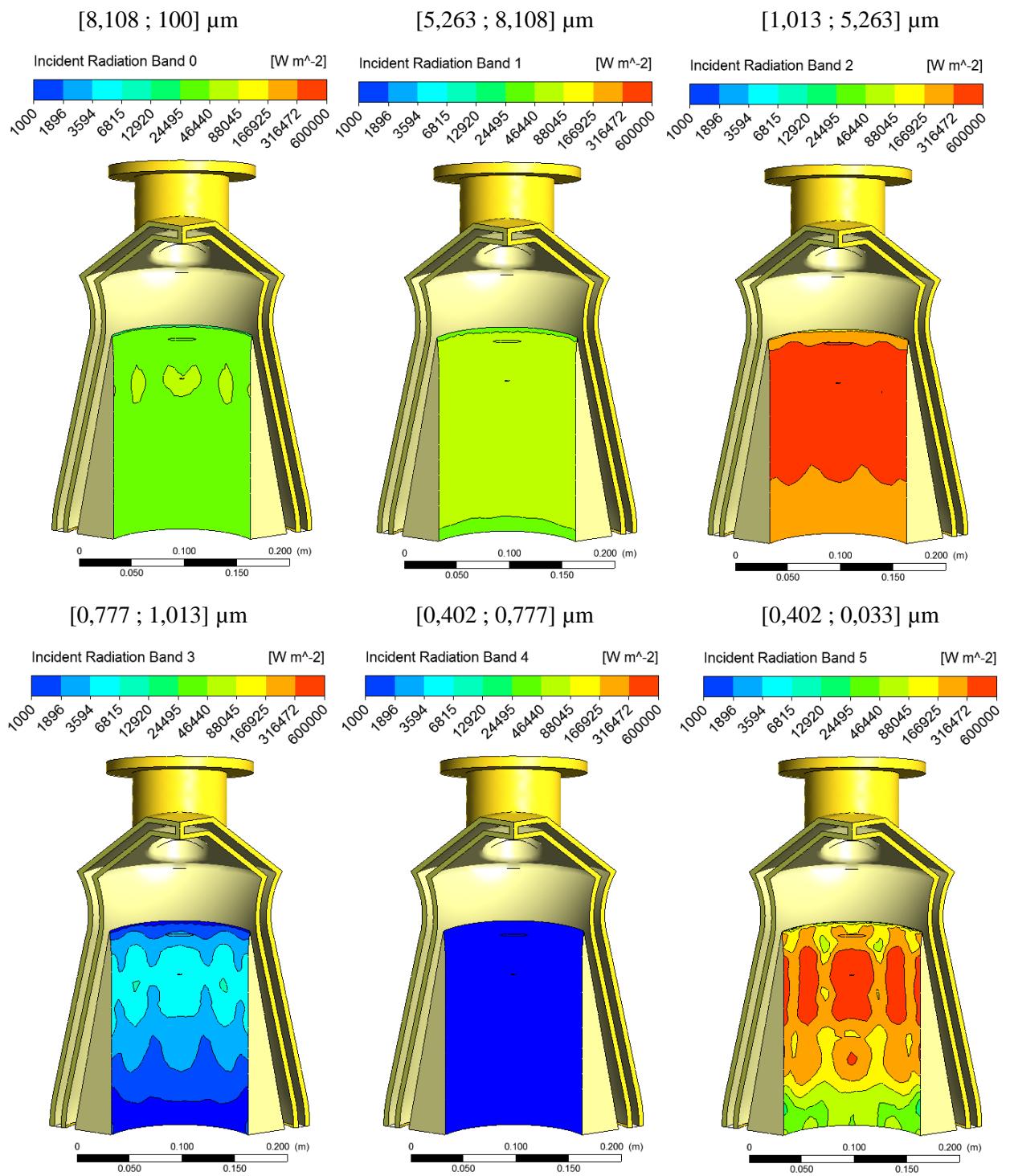


Figure 98: Rayonnement incident sur la surface de la céramique d'isolation thermique selon les différents intervalles de longueur d'ondes (W.m⁻²)

Table 1: Température correspondant à la longueur d'onde moyenne selon la loi de Wien et rayonnement incident maximal sur la surface intérieure des parois en acier et la surface de la céramique d'isolation thermique

Intervalle de longueur d'onde (μm)	8,1-100	5,2- 8,1	1,01- 5,2	0,77- 1,01	0,40- 0,77	0,40-0,033
Température correspondant à la longueur d'onde moyenne de l'intervalle (Loi de Wien) (K)	54	433	924	3 237	4 916	13 324
Rayonnement incident maximal sur la surface intérieure des parois en acier (W.m^{-2})	20 476	29 881	171 094	876	86	262 637
Rayonnement incident maximal sur la surface de la céramique d'isolation (W.m^{-2})	48 007	81 546	602 231	7 620	868	591 985

4.2.4. Caractérisation de l'écoulement

La Figure 99 montre le champ de vitesse au voisinage de la zone inter-électrodes. Sur le plan AA (droite), l'écoulement est quasi-linéaire, l'air est aspiré par l'arc et accéléré en aval de la zone source. La vitesse de l'air, initialement inférieure à 4 m.s^{-1} , atteint une valeur maximale de 65 m.s^{-1} en traversant le domaine source. Elle est de l'ordre de 13 m.s^{-1} au niveau de la sortie. Une petite recirculation est visible dans la zone de rencontre entre le gaz chaud et le flux de gaz froid provenant de l'entrée. Sur le plan B-B, une poche de recirculation plus importante se trouve en amont du domaine source. Les champs de température montrent que, entre la céramique et les parois en acier, le film d'air est plus efficace sur le plan A-A que sur le plan B-B. L'expansion du gaz chaud dans les deux plans est presque semblable, ce qui donne un profil de température bien homogène à la sortie. La recirculation en amont de la zone de décharge peut être éliminée si nous ajoutons un débit central, comme celui prévu pour l'injection de la biomasse. La position excentrique de l'entrée d'air permet de conduire le maximum d'air au-dessous des électrodes, ce qui permet de mieux refroidir la partie haute de la céramique qui reçoit un maximum de rayonnement de la source.

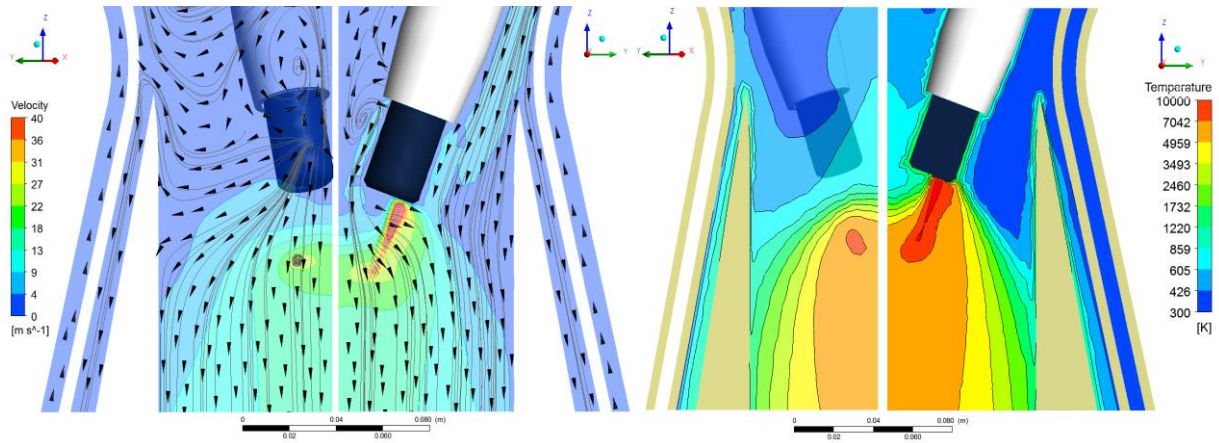


Figure 99: Champs de vitesse et lignes de courant (gauche) et champs de température (droite) sur les plan A-A et B-B (cf. figure 80)

5. Études des solutions de gainage des électrodes

5.1. Simulation du gainage à l'azote

Le taux d'érosion à l'azote des électrodes en graphite est faible comparé à celui à l'oxygène. L'érosion à l'azote est principalement thermomécanique. En présence d'air, un gainage optimisé peut baisser l'érosion chimique due à l'oxygène. Afin d'évaluer cette solution de gainage, nous avons pris en compte la présence de deux gaz dans notre modèle. L'azote est injecté entre l'électrode et la céramique d'isolation électrique et l'air est injecté autour de cette céramique. Les débits d'azote testés sont de 5, 10 et 15 Nm³.h⁻¹.

En traçant les concentrations d'air et d'azote de gainage, nous allons évaluer l'efficacité du gainage pour les trois débits. La Figure 100 montre ces deux concentrations ainsi que les champs de vitesse sur le plan A-A. Pour les trois débits choisis, le gainage est plus efficace du côté de la zone inter-électrodes que du côté des parois. En effet, la vitesse d'air est plus élevée du côté des parois à cause de l'excentricité de l'entrée d'air. Le gainage n'offre une protection complète de l'électrode que sur les premiers millimètres après la sortie de la conduite. De plus, malgré l'augmentation de la vitesse avec le débit d'azote, la fraction massique autour des électrodes reste quasiment identique : sur la surface latérale, la fraction massique de l'azote de gainage est entre 0,55 et 0,65 et sur la surface transversale, elle est entre 0,45 et 0,55.

Ces observations ne sont valides que sur le plan A-A. En effet, Figure 101, où sont représentées les iso-surface de concentration d'azote de gainage, montre que seulement l'iso-surface définie par une fraction massique de 0,5, englobe la surface exposée de l'électrode, même pour le débit le plus élevé. On en déduit que le gainage à l'azote ne protège pas entièrement les électrodes de l'oxygène mais permet de baisser sa concentration de moitié.

En augmentant le débit de gainage, l'iso-surface à 0,6 se rétrécit mais l'iso-surface à 0,4 couvre mieux l'extrémité de l'électrode, tandis que l'iso-surface à 0,5 ne varie quasiment pas. Le meilleur compromis, si on compare les trois débits, est 10 Nm³.h⁻¹. C'est le meilleur compromis entre effet de protection de l'électrode et consommation d'azote de gainage.

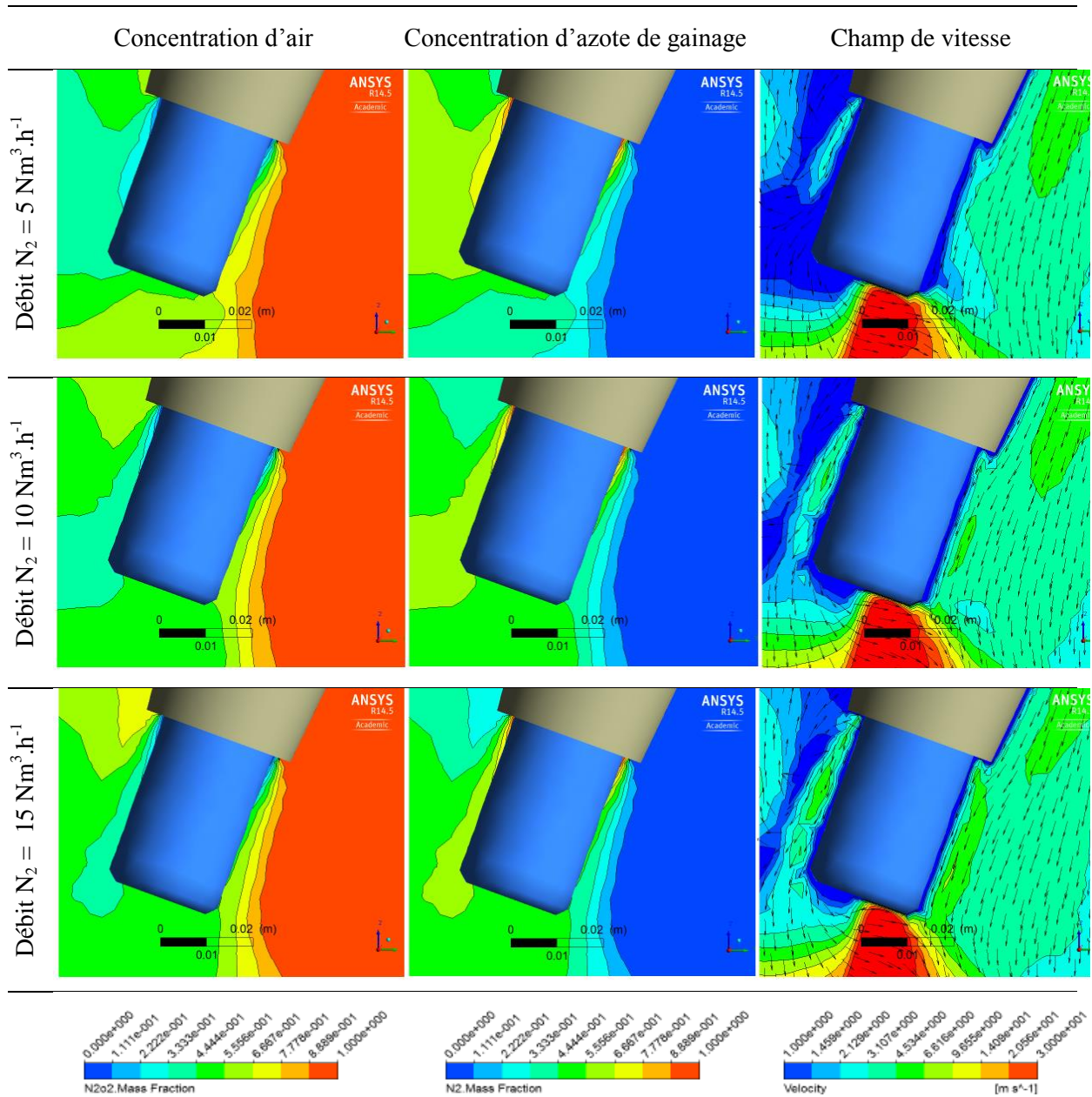


Figure 100 : De Gauche à droite: fraction massique de gaz injecté par l'entrée principale, fraction massique de gaz de gainage et champs de vitesse avec vecteurs normalisés.

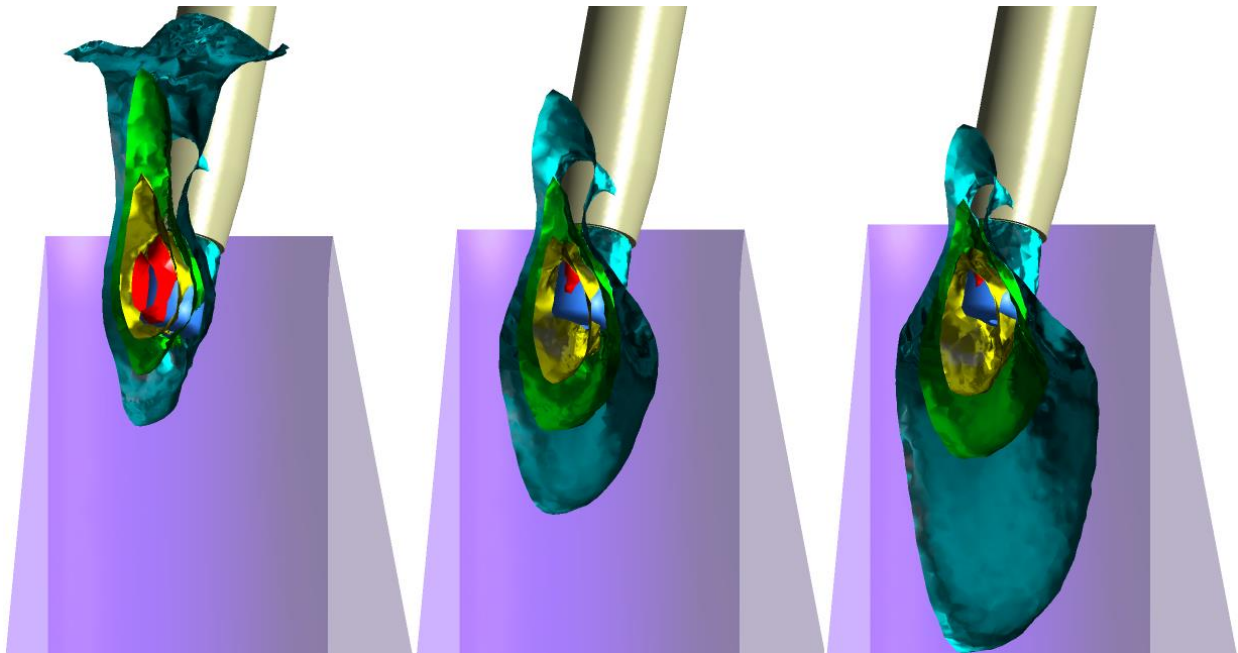


Figure 101 : Iso-surfaces de fraction massique de gaz de gainage à 0,2 (bleu), 0,4 (vert), 0,5 (jaune) et 0,6 (rouge) pour des débits de gaz de gainage de 5, 10 et 15 Nm³.h⁻¹ (de gauche à droite)

5.2. Simulations du gainage au méthane

Afin de réduire l'érosion des électrodes, il est envisageable d'injecter du méthane à la place de l'azote. Sa combustion partielle avec l'air produira du monoxyde de carbone qui peut jouer le rôle d'un gainage neutre autour des électrodes. Une torche plasma de 70 kW fonctionnant avec un mélange de dioxyde de carbone et de méthane a été développée. La présence de méthane a permis le dépôt de carbone sous forme de nanotubes sur la surface des électrodes [159]. Afin d'étudier l'effet de l'injection de méthane dans un plasma d'air, le modèle numérique prend en compte maintenant le transport des espèces et la cinétique chimique. L'objectif de ce paragraphe consiste à étudier la composition chimique de gaz plasmagène autour des surfaces exposées des électrodes. Ceci nous permet d'évaluer la pertinence de cette option. Pour cela, nous allons détailler le modèle de transport pris en compte dans FLUENT ainsi que le choix du mécanisme réactionnel du méthane avec l'oxygène. Afin d'alléger la complexité du modèle et le temps de calcul, notre choix est orienté vers un mécanisme réactionnel réduit.

5.2.1. Modèle de transport des espèces

Le transport des espèces chimiques est régi par la loi de conservation de la masse pour chaque espèce. Cette loi de conservation découle directement de la loi générique de conservation d'une variable intensive g (équation de continuité) qui s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho g)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} g) + \text{div}(\overrightarrow{\varphi_{DG}}) = \rho g^*$$

Où $\overrightarrow{\varphi_{DG}}$ est le terme diffusif et g^* est le terme source.

Ainsi en définissant la fraction massique Y_k et w_k le taux de production par réaction de l'espèce k

$$Y_k = \frac{m_k}{m}, \quad w_k = \rho \left(\frac{\partial y_k}{\partial t} \right)_{chimie} = \sum_{i=1}^n \nu_{ik} r_i \quad (\text{III.17})$$

Avec m_k la masse de l'espèce k, ν_{ik} le coefficient stœchiométrique de l'espèce k dans la $i^{\text{ème}}$ réaction dont le taux de réaction est r_i ($i=1, 2, \dots, n$).

Selon la définition de Y_k

$$\sum Y_k = 1 \text{ et } \sum w_k = 0$$

En remplaçant la variable intensive g par Y_k dans la loi de conservation, on obtient le bilan de masse local de l'espèce k :

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \text{div}(\rho Y_k \vec{V}) + \text{div}(\rho Y_k \overrightarrow{V_{Dk}}) = w_k \quad (\text{III.18})$$

avec $\overrightarrow{V_{Dk}}$ la vitesse de diffusion de l'espèce k qui peut s'écrire selon la loi de Fick :

$$\overrightarrow{V_{Dk}} = -\frac{D_k}{Y_k} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(Y_k)$$

Avec D_k le coefficient de diffusion de l'espèce k.

On vérifie que la sommation de l'équation (13) nous ramène au bilan global de masse :

$$\begin{aligned} \sum_k \left(\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \text{div}(\rho Y_k \vec{V}) + \text{div}(\rho Y_k \overrightarrow{V_{Dk}}) \right) &= \sum w_k \\ \frac{\partial(\rho \sum_k Y_k)}{\partial t} + \text{div} \left(\rho \sum_k Y_k \vec{V} \right) + \text{div} \left(\rho \sum_k Y_k \overrightarrow{V_{Dk}} \right) &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) - \text{div} \left(\rho D_k \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \left(\sum_k Y_k \right) \right) &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) &= 0 \end{aligned}$$

En intégrant les réactions chimiques, l'équation de conservation de l'énergie globale devient :

$$c_p \frac{\partial \rho T}{\partial t} + c_p \operatorname{div}(\rho \vec{V} T) + \operatorname{div}\left(\frac{\lambda_c}{c_p} \operatorname{grad} h\right) = \sum_k w_k h_k \quad (\text{III.19})$$

5.2.2. Modèle cinétique

La vitesse r_i d'une réaction quelconque s'écrit comme suit :

$$r_i = k_i \prod_{k=1}^{N_{ei}} [k]^{v_{ik}} \quad (\text{III.20})$$

avec k_i la constante de vitesse, $[k]$ la concentration de l'espèce k , N_{ei} le nombre d'espèces dans la réaction i et v_{ik} l'ordre de l'espèce k dans la réaction i . On peut noter $v_i = \sum v_{ik}$ l'ordre de la réaction i .

La loi empirique qui permet de relier les conditions thermodynamiques à la constante de vitesse de la réaction est la loi d'Arrhenius qui s'écrit comme suit :

$$k = A T^\beta \exp\left(-\frac{E_a}{R T}\right) \quad (\text{III.21})$$

Où A , β , E_a et R sont respectivement le facteur pré-exponentiel, l'exposant de température, l'énergie d'activation et la constante des gaz parfaits.

La description détaillée de la cinétique de la réaction du méthane peut faire appel à des centaines d'espèces chimiques et des milliers de réactions intermédiaires. La complexité croissante des modèles utilisés couplée à la géométrie 3D, relativement complexe, empêche l'utilisation d'un schéma cinétique détaillé pour la combustion partielle ou complète du méthane. Il est nécessaire de réduire le nombre d'espèces intermédiaires pour réduire le temps de calcul et la mémoire allouée, tout en gardant les étapes clé du processus réactionnel. De plus, les mécanismes qui sont suffisamment détaillés et réalistes contiennent un nombre très important d'espèces et de réaction chimiques qui ne sont pas seulement couplées de façon non linéaire mais qui possèdent aussi des échelles de temps très différentes, ce qui alourdit encore le calcul. Parfois même, les modèles cinétiques détaillés ayant des mécanismes semblables peuvent prédire qualitativement des résultats différents à cause du changement de la cinétique d'une seule réaction. A titre d'exemple, [160] montre la différence entre l'utilisation de GRI-Mech 2.11 et 3.0 sur le calcul du délai d'allumage d'un mélange méthane-air. La différence est simplement due à un rapport de 1,89 du facteur pré-exponentiel d'une seule réaction entre les deux versions.

Le choix des espèces à prendre en compte dépend principalement des phénomènes mis en jeu mais aussi de l'information que nous souhaitons obtenir de la simulation. Dans ce cas, les distributions spatiales du monoxyde de carbone, du dioxyde de carbone et de l'hydrogène sont une information nécessaire pour vérifier l'efficacité du gainage au méthane.

La Figure 102 montre le nombre de réactions et d'espèces chimiques de plus d'une vingtaine de mécanismes détaillés ou modérément réduit selon la méthode squelettique, de combustion d'hydrocarbures à plusieurs degrés de complexité moléculaire, basée sur une compilation des travaux réalisés entre les années 2000 et 2009 [160]. Le nombre des espèces K et des réactions I augmente avec la taille de la molécule, presque de façon exponentielle. En plus, la taille du mécanisme a tendance à croître avec le temps, grâce aux nouvelles avancées dans la cinétique chimique des hydrocarbures et l'automatisation des outils de génération de mécanismes. L'auteur stipule également qu'il existe une corrélation entre le nombre d'espèces et le nombre de réactions [160].

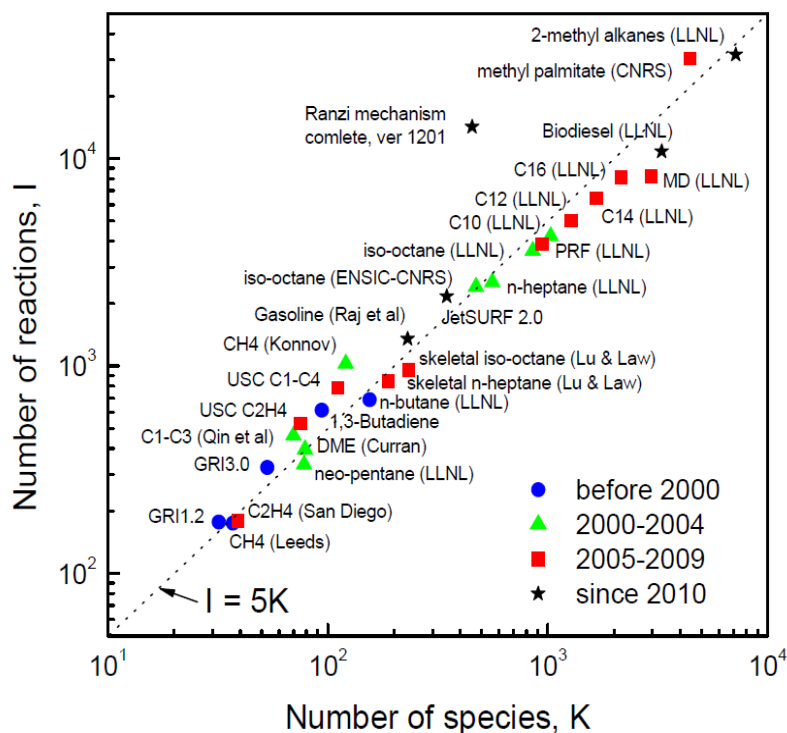


Figure 102 : Evolution du nombre d'espèces des schémas cinétiques des hydrocarbures et corrélation avec le nombre de réaction [160].

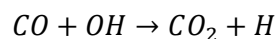
5.2.2.1. Les hypothèses de réduction des mécanismes réactionnels

Il existe plusieurs méthodes de simplification des mécanismes détaillés. Ces méthodes se basent principalement sur deux approximations simplificatrices : l'approximation de l'état

quasi-stationnaire dite aussi l'approximation de Bodenstein [161] (En anglais Quasi-Steady-State Approximation ou QSSA) et l'approximation de l'équilibre partiel (En anglais Partial Equilibrium Approximation ou PEA).

Pour une espèce intermédiaire donnée, si la réaction par laquelle elle est créée est plus lente que la réaction par laquelle elle est consommée alors sa concentration reste toujours négligeable par rapport aux autres espèces. On considère que cette espèce vérifie la QSSA et est à l'état stable, ce qui permet de simplifier les équations différentielles impliquant cette espèce par des équations algébriques plus simples [162].

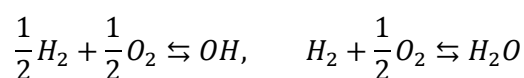
En ce qui concerne la PEA, elle ressemble au QSSA sauf qu'au lieu de se focaliser sur des espèces particulières, elle se concentre sur des réactions particulières. En effet, sous certaines conditions, un ensemble de réactions peut évoluer vers un état de quasi-équilibre avec une ou plusieurs réactions qui évoluent lentement. La PEA intervient lorsque les taux de réaction dans les deux sens sont larges et lorsque la contribution d'une espèce particulière dans une réaction lente peut être compensée, moyennant une faible différence, dans les réactions directe et inverse qui sont dans un état de quasi-équilibre. [163] présente une illustration de la façon avec laquelle la PEA peut simplifier le calcul de la constante de réaction d'une réaction d'oxydation : en considérant un mécanisme réactionnel incluant la réaction d'oxydation du monoxyde de carbone et en mesurant les concentrations de CO et de CO₂, on souhaite obtenir une estimation de la constante de vitesse de cette réaction :



La vitesse de cette réaction s'écrit

$$\frac{d[CO_2]}{dt} = -\frac{d[CO]}{dt} = k[CO][OH]$$

avec $[k]$ la concentration de l'espèce k . Maintenant, la question est comment calculer la constante de vitesse k sans avoir accès à la concentration de l'hydroxyle. Si on suppose qu'un équilibre existe entre les chaînes d'espèces H₂-O₂, on pourrait développer les deux réactions de formation issues du schéma réactionnel complet :



Les constantes d'équilibre dans le sens direct de ces deux réactions $k_{f,OH}$ et k_{f,H_2O} s'écrivent comme suit

$$k_{f,OH}^2 = \frac{[OH]_{eq}^2}{[H_2]_{eq}[O_2]_{eq}}, \quad k_{f,H_2O} = \frac{[H_2O]_{eq}}{[H_2]_{eq}[O_2]_{eq}^{1/2}}$$

En résolvant les deux dernières équations pour la concentration d'hydroxyde $[OH]_{eq}$ et en éliminant la concentration de dihydrogène $[H_2]_{eq}$, on obtient

$$[OH]_{eq} = [H_2O]_{eq}^{1/2} [O_2]_{eq}^{1/4} \left(\frac{k_{f,OH}^2}{k_{f,H_2O}} \right)$$

Ainsi la vitesse de la réaction devient :

$$\frac{d[CO_2]}{dt} = -\frac{d[CO]}{dt} = k ([CO][H_2O]_{eq}^{1/2} [O_2]_{eq}^{1/4}) \left(\frac{k_{f,OH}^2}{k_{f,H_2O}} \right)$$

On peut déduire que la vitesse de la réaction peut s'écrire en fonction des concentrations des espèces mesurables stables. Néanmoins, une grande attention doit être accordée à l'application de cette approximation, car l'équilibre entre les chaînes H_2 - O_2 n'est pas toujours vérifié pendant la combustion d'hydrocarbures. Toutefois, il est intéressant de noter que des mesures expérimentales montrent que le taux de production de CO_2 est proportionnel à la concentration du CO et à la racine quatrième de la concentration de l' O_2 .

Dans la littérature, les deux approximations sont généralement utilisées ensemble. Toutefois, [164] montre que des résultats différents peuvent être obtenus en utilisant chacune de ces approximations. La QSSA est considérée comme plus restrictive et moins robuste que la PEA.

5.2.2.2. Mécanismes cinétiques simplifiés pour l'oxydation du méthane

- Le mécanisme réactionnel de Westbrook et Dryer

Le modèle réactionnel de Westbrook et Dryer [165] est le modèle utilisé par défaut dans FLUENT. Il contient une réaction d'oxydation du méthane par l'oxygène de l'air et une réaction réversible d'oxydation du monoxyde de carbone. Le Tableau 33 montre les constantes des lois d'Arrhenius gouvernant ces réactions. Les valeurs des réactions I.1_d et I.2_d sont issues des travaux de Dryer et Glassman [166] sur l'oxydation du méthane et du CO à haute température dans des conditions de mélange pauvre. Plus tard, la réaction inverse d'oxydation du CO a été ajoutée par Westbrook et Dryer [167], [168] afin de prendre en compte sa chaleur de réaction et la dépendance à la pression d'équilibre du ratio $[CO]/[CO_2]$ [169].

Tableau 33 : Les constantes de la loi d'Arrhenius et les ordres des espèces du mécanisme réactionnel de Westbrook et Dryer.

	Réactions	A	b	E	ν	Réf
I. 1 _d	$CH_4 + 1.5 O_2 \rightarrow CO + 2H_2O$	$1.59 \cdot 10^{13}$	0	$3,97 \cdot 10^8$	$[CH_4]^{0,7} [O_2]^{0,8}$	[169]
I. 2 _d	$CO + 0.5O_2 \rightarrow CO_2$	$3,98 \cdot 10^{14}$	0	$3,38 \cdot 10^8$	$[CO] [O_2]^{0,25} [H_2O]^{0,5}$	[169]
I. 2 _i	$CO_2 \rightarrow CO + 0.5O_2$	$5,0 \cdot 10^8$	0	$3,38 \cdot 10^8$	$[CO_2]$	[169]

- Mécanisme réactionnel de Jones-Lindstedt

Plusieurs mécanismes cinétiques réduits peuvent représenter une alternative intéressante pour la modélisation de la combustion du méthane dans l'air. Parmi les modèles réduits les plus connus, on trouve le mécanisme de Jones-Lindstedt qui fut développé en 1988 pour les hydrocarbure de types alcanes du méthane jusqu'au butane [170]. Le mécanisme réactionnel a été développé pour la combustion dans des flammes de pré-mélange ou de diffusion. Pour ces deux structures de flammes, il a été convenable de diviser la flamme en 4 régions principales, avec la réaction ayant lieu dans deux zones seulement : une zone primaire où le carburant est converti en monoxyde de carbone et hydrogène et une zone secondaire où a lieu la conversion en eau et dioxyde de carbone. Les deux zones restantes sont appelées des régions de pré-flamme et de post-flamme. En se basant sur l'approximation de l'état quasi-stationnaire et l'hypothèse de l'équilibre partiel, le mécanisme réactionnel qui en découle contient deux réactions d'oxydation du combustible avec l'oxygène et avec l'eau ainsi que deux réactions réversibles : la première pour la recombinaison de l'eau et la seconde pour l'oxydation du monoxyde de carbone. Les vitesses de combustion obtenues avec ce modèle réactionnel pour des mélanges d'air riches, stœchiométriques et pauvres en méthane, éthane, propane ou butane ont été comparées avec les résultats expérimentaux issus de Warnatz [171] et un bon accord a été retrouvé. Il a été noté que le modèle a tendance à surestimer le taux de production du H_2 pour un mélange méthane-air riche mais les valeurs maximales sont cohérentes. Ce mécanisme a été également testé par Andersen et al [169] dans des conditions d'oxy-combustion et a pu permettre des estimations de production de CO très cohérentes en comparaison avec des mécanismes plus détaillés.

Tableau 34 : Les constantes de la loi d'Arrhenius et les ordres des espèces du mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt.

	Réactions	A	b	E	ν	Réf
II. 1 _d	$CH_4 + 0.5O_2 \rightarrow CO + 2H_2$	$0,44 \cdot 10^{12}$	0	$2,49 \cdot 10^8$	$[CH_4]^{0,5} [O_2]^{1,25}$	[170]
II. 2 _d	$CH_4 + H_2O \rightarrow CO + 3H_2$	$0,30 \cdot 10^9$	0	$2,49 \cdot 10^8$	$[CH_4] [H_2O]$	[170]
II. 3 _d	$H_2 + 0.5 O_2 \rightarrow H_2O$	$0,68 \cdot 10^{16}$	-1	$3,32 \cdot 10^8$	$[H_2]^{0,25} [O_2]^{1,5}$	[170]
II. 4 _i	$H_2O \rightarrow H_2 + 0.5 O_2$	$7,06 \cdot 10^{17}$	0	$8,06 \cdot 10^9$	$[H_2]^{-0,75} [O_2][H_2O]$	[172]
II. 5 _d	$CO + H_2O \rightarrow CO_2 + H_2$	$0,27 \cdot 10^{10}$	0	$1,66 \cdot 10^8$	$[CO] [H_2O]$	[170]
II. 6 _i	$CO_2 + H_2 \rightarrow CO + H_2O$	$6,71 \cdot 10^{10}$	0	$1,14 \cdot 10^8$	$[CO_2] [H_2]$	[173]

- Le mécanisme réactionnel de N. Peters et R.J. Kee

Le modèle réactionnel de N. Peters et R.J. Kee [174], est développé pour les flammes de diffusion méthane-air. Ce modèle à 4 réactions est obtenu à partir d'une réduction squelettique d'un mécanisme réactionnel plus développé de 18 réactions (cf. Tableau 35). Les différentes espèces intermédiaires sont séparées en deux groupes, le premier groupe contient les espèces suivantes : (OH, O, HO₂, CH₃, CH₂O, CHO) qui sont considérées comme des espèces vérifiant l'approximation de l'état quasi-stationnaire et le deuxième groupe contient les espèces suivantes : (CO, H₂ et H) qui ne vérifient pas la QSSA. L'identification de ces espèces a permis d'éliminer les réactions rapides 3, 4, 7, 11, 12 et 17 où au moins l'un des réactifs vérifie la QSSA. En se basant sur l'équation (13), les taux de production des espèces conservées en fonction des vitesses des réactions restantes sont comme suit :

$$w_H + [w_{OH} + 2w_O + w_{CH_3} + w_{CHO} + w_{HO_2}] \\ = -2r_1 - 2r_2 - 2r_6 - 2r_8 + 2r_{10} - 2r_{14} - 2r_{15} + 2r_{16}$$

$$w_{H_2} + [-w_{OH} - 2w_O + 3w_{CH_3} + w_{CH_2O} + w_{HO_2}] \\ = 4r_1 + 4r_2 + r_6 + r_8 + r_9 - 3r_{10} + r_{14} + r_{15} - 3r_{16}$$

$$w_{H_2O} + [w_{OH} + w_O - w_{CH_3}] = -r_1 - r_2 - r_9 - 2r_{10} + 2r_{16}$$

$$w_{CO} + [w_{CH_3} + w_{CH_2O} + w_{CHO}] = r_1 + r_2 - r_9$$

$$w_{O_2} + [w_{HO_2}] = -r_{10} - r_{16}$$

$$w_{CH_2} = -r_1 - r_2$$

$$w_{CO_2} = r_9$$

Sachant que les taux de production des espèces entre crochets peuvent être négligés, on note que les réactions 5, 13 et 8 n'interviennent pas dans ces équations et peuvent être éliminées. Contrairement aux deux mécanismes présentés dans les paragraphes précédents, les vitesses des quatre réactions du mécanisme réduit, ne découlent pas directement de la loi d'Arrhenius et sont déduites des équations précédentes comme le montre le Tableau 36.

Tableau 35 : Les constantes de la loi d'Arrhenius du mécanisme réactionnel initial réduit pour générer le mécanisme de N. Peters et R.J. Kee.

	Réactions	A	b	E	Réf
1	$CH_4 + H \rightarrow CH_3 + H_2$	$2,20 \cdot 10^4$	3	8750	[174], [175]
2	$CH_4 + OH \rightarrow CH_3 + H_2O$	$1,60 \cdot 10^6$	2,1	2460	[174], [175]
3	$CH_3 + O \rightarrow CH_2O + H$	$6,80 \cdot 10^{13}$	0	0	[175]
4	$CH_2O + H \rightarrow CHO + H_2$	$2,19 \cdot 10^8$	1,77	3000	[175]
5	$CH_2O + OH \rightarrow CHO + H_2O$	$3,43 \cdot 10^9$	1,18	-447	[175]
6	$CHO + H \rightarrow CO + H_2$	$2,00 \cdot 10^{14}$	0	0	[50]
7	$CHO + M \rightarrow CO + H + M$	$7,14 \cdot 10^{14}$	0	16800	[50]
8	$CHO + O_2 \rightarrow CO + HO_2$	$3,00 \cdot 10^{12}$	0	0	[50]
9	$CO + OH \rightleftharpoons CO_2 + H$	$4,40 \cdot 10^6$	1.5	-758	[50]
10	$H + O_2 \rightleftharpoons OH + O$	$1,20 \cdot 10^{17}$	-0,91	16507	[50]
11	$O + H_2 \rightleftharpoons OH + H$	$1,80 \cdot 10^{10}$	1	8826	[175]
12	$OH + H_2 \rightleftharpoons H_2O + H$	$1,70 \cdot 10^9$	1.3	3626	[175]
13	$OH + OH \rightleftharpoons H_2O + O$	$6,00 \cdot 10^8$	1.3	0	[175]
14	$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$	$2,00 \cdot 10^{18}$	-0,8	0	[50]
15	$H + OH + M \rightarrow H_2O + M$	$2,15 \cdot 10^{22}$	-2	0	[50]
16	$H + HO_2 \rightarrow OH + OH$	$1,5 \cdot 10^{14}$	0	1000	[50]
17	$H + HO_2 \rightarrow H_2 + O_2$	$2,5 \cdot 10^{13}$	0	690	[50]
18	$OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$	$2,0 \cdot 10^{13}$	0	0	[50]

Tableau 36 : Mécanisme réactionnel de N. Peters et R.J. Kee.

	Réactions	Vitesse de réaction r_i	Réf
III.1 _d	$CH_4 + H_2O + 2H \rightarrow CO + 4 H_2$	$r_{III.1d} = r_1 + r_2$	[174]
III.2 _{d,i}	$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2$	$r_{III.2d} = r_9$	[174]
III.3 _d	$2H + M \rightarrow H_2 + M$	$r_{III.3d} = r_6 + r_8 + r_{14} + r_{15}$	[174]
III.4 _{d,i}	$3H_2 + O_2 \rightleftharpoons 2H_2O + 2H$	$r_{III.4d} = r_{10} + r_{16}$	[174]

- Le mécanisme réactionnel de 15 réactions de GRI-MECH 3.0

Ce mécanisme réactionnel contient 15 réactions et 19 espèces (cf. Tableau 37) et il a été proposé en 2001 comme un successeur du mécanisme de 12 réactions et 16 espèces basé sur GRI-MECH 1.2. Il est basé sur le modèle détaillé GRI-MECH 3.0 qui représente un mécanisme désigné pour modéliser la combustion du méthane avec la prise en compte de la formation de NO et il contient 325 réactions au total pour 53 espèces. Le mécanisme réduit est obtenu avec la méthode de groupement utilisée de façon automatique avec le code de réduction CARM [176] et fait appel à l'hypothèse de l'état quasi-stationnaire pour l'identification des espèces à simplifier. En comparaison avec d'autres mécanismes réduits, l'introduction des molécules avec deux atomes de carbone donne des meilleurs résultats,

surtout pour la prédiction de CO [177]. En plus, la comparaison des résultats obtenus dans des conditions adiabatiques d'un réacteur parfaitement agité (en anglais Perfectly Stirred reactor PSR) avec ceux du GRI-MECH 3.0 montre une excellente concordance dans les valeurs des températures maximales. Ce modèle a été également testé dans des conditions d'oxy-combustion où les conditions de température sont relativement plus élevées et peuvent atteindre 3 000 K [177]. Dans ces mêmes conditions, les émissions de NO sont surestimées en comparaison avec le modèle GRI-MECH 3.0. Les vitesses de réaction de ce modèle sont calculées en fonction des 325 vitesses de réaction du modèle détaillé.

Tableau 37 : Mécanisme réactionnel réduit de 15 réactions issues de GRI-MECH 3.0.

	Réactions	Réf
IV.1	$CH_4 + H \rightarrow CH_3 + H_2$	
IV.2	$CH_3 + OH \rightarrow CH_2O + H_2$	
IV.3	$CH_2O \rightarrow CO + H_2$	
IV.4	$C_2H_6 \rightarrow C_2H_4 + H_2$	
IV.5	$C_2H_4 + OH \rightarrow CH_3 + CO + H_2$	
IV.6	$C_2H_4 + O_2 \rightarrow 2CO + H_2$	
IV.7	$CO + OH + H \rightarrow CO_2 + H_2$	
IV.8	$H + OH \rightarrow H_2O$	[177]
IV.9	$2H_2 + O_2 \rightarrow 2H + 2OH$	
IV.10	$2H \rightarrow H_2$	
IV.11	$HO_2 + H \rightarrow H_2 + O_2$	
IV.12	$H_2O_2 + H \rightarrow H_2 + HO_2$	
IV.13	$N_2 + O_2 \rightarrow 2NO$	
IV.14	$HCN + H + O_2 \rightarrow H_2 + CO + NO$	
IV.15	$NH_3 + 3H + H_2O \rightarrow 4H_2 + NO$	

5.2.2.3. Simulations et résultats

Les 4 mécanismes présentés dans le paragraphe précédent sont d'une complexité croissante, en termes de nombre de réactions mais aussi dans la manière dont ils sont implémentés sous FLUENT. En effet, les deux derniers modèles font appel au logiciel CHEMKIN pour les données thermodynamiques et pour l'initialisation du calcul. Le modèle de Jones et Lindstedt est d'une complexité relativement moyenne et sa validité a été démontrée pour différentes richesses. Il peut être utilisé pour une flamme de pré-mélange ou de diffusion et il a été testé dans des conditions d'oxy-combustion, c'est-à-dire pour des températures relativement élevées [169]. Nous avons choisi ce dernier mécanisme pour la prise en compte de la cinétique chimique de l'oxydation du méthane dans la torche plasma, car il est relativement précis pour le suivi du CO et du H₂ à moindre coût de calcul. Les propriétés de transport des espèces utilisées dans ce modèle sont présentées dans la Figure 103.

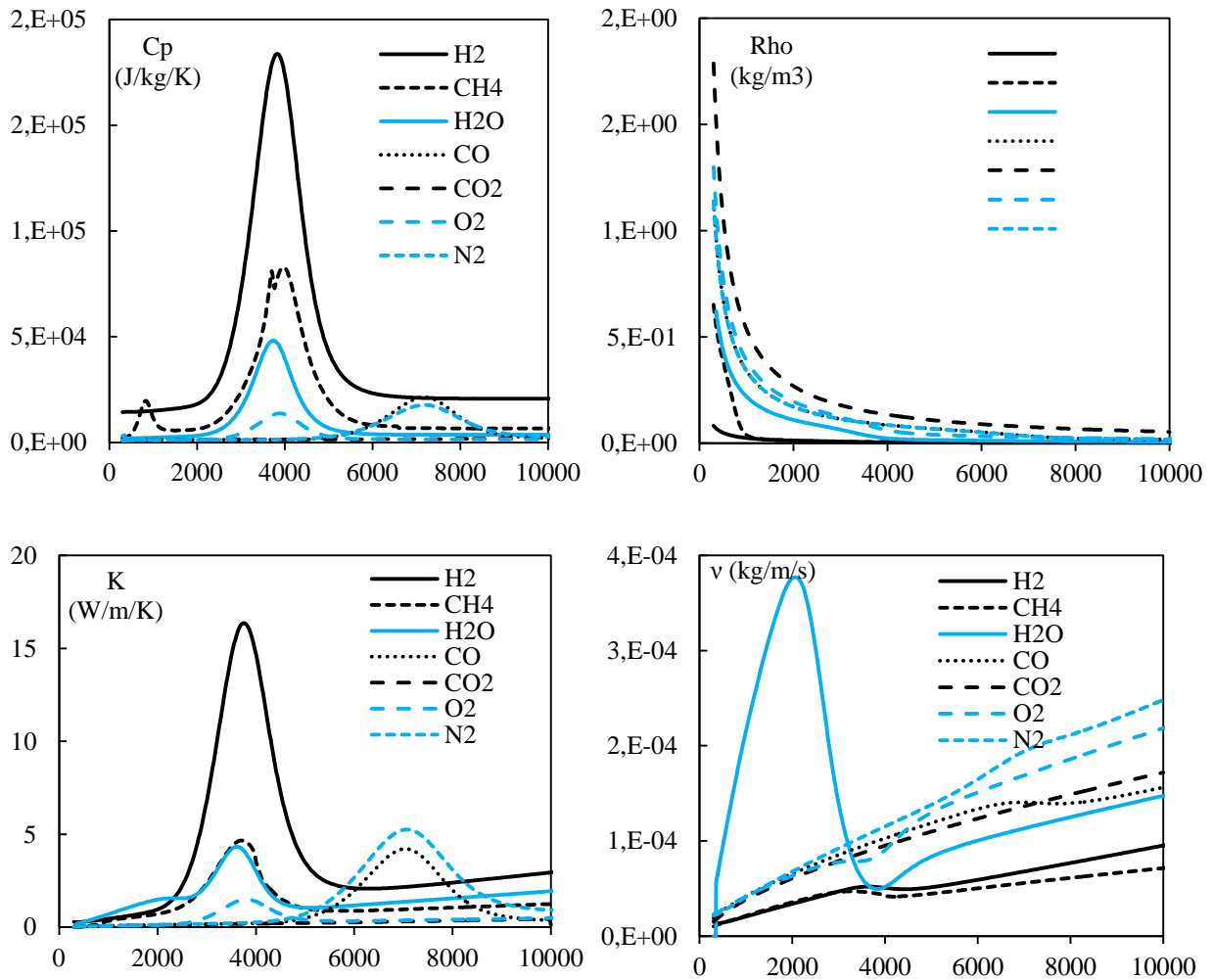


Figure 103 : Propriétés de transport des différentes espèces utilisées dans le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt en fonction de la température [156]

Les différentes réactions ainsi que les paramètres des lois d'Arrhenius correspondants sont intégrés dans FLUENT sous le modèle « Laminar finite-rate ». Nous avons testé 3 débits de méthane : $1,5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ et $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Le méthane est injecté autour des électrodes à la place de l'azote et réagit avec l'air injecté par les entrées principales. Comme le propose le mécanisme de Jones et Lindstedt, le méthane commence par s'oxyder avec l'oxygène de l'air pour donner du monoxyde de carbone et de l'hydrogène puis l'hydrogène réagit avec l'oxygène pour se transformer en eau. Ensuite, la deuxième réaction d'oxydation du méthane et du monoxyde de carbone ont lieu avec l'eau. Les deux réactions restantes sont des réactions réversibles. De cet ordre chronologique, on peut prévoir que le monoxyde de carbone et l'hydrogène seront localisés au même endroit car produits par la même réaction. Dans ce modèle, la transformation du monoxyde de carbone en dioxyde de carbone se fait seulement par réaction avec la vapeur d'eau. En effet, cette réaction est prépondérante par rapport à la

réaction avec l'oxygène, car cette dernière possède une constante de réaction plus faible jusqu'à 3 700 K (Figure 104).

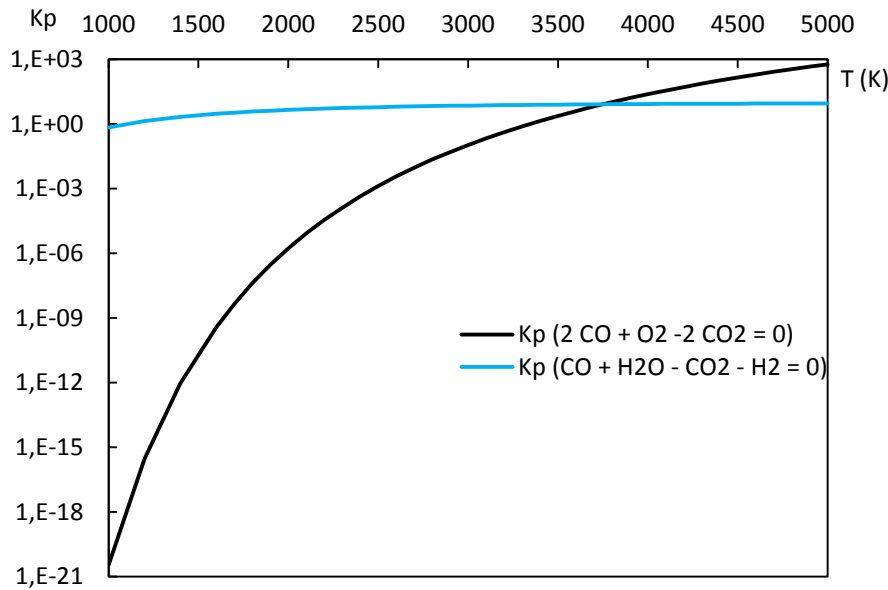


Figure 104 : Constantes de réaction d'oxydation du monoxyde de carbone avec l'oxygène et avec l'eau

La variation du débit de méthane montre un changement drastique de la distribution spatiale des gaz de combustion. Avec le débit le plus élevé, le méthane est soufflé vers la zone de décharge, le mélange avec l'oxygène se fait alors au-dessous des électrodes. Pour cette raison, les zones de concentrations élevées en CO et en H₂ sont localisées en bas des électrodes. En baissant le débit de méthane à 3 Nm³.h⁻¹, le CO et le H₂ sont produits sur la surface transversale de l'électrode. En effet, la vitesse du méthane a baissé, ce qui lui donne un temps de séjour plus long pour réagir plus haut. Par contre, en passant à un débit encore plus faible de 1,5 Nm³.h⁻¹, la vitesse du méthane devient insuffisante pour gagner les électrodes et la production de CO et de H₂ devient très faible. On peut déduire de cette étude paramétrique sur le débit de méthane que la vitesse d'injection (et donc le temps de séjour) des molécule de combustible a un effet direct sur le taux de production de CO et de H₂ et sur la zone où cette production a lieu. Dans notre cas, le débit optimal est d'environ de 3 Nm³.h⁻¹. Les émissions de dioxyde de carbone et de vapeur d'eau croissent en réduisant le débit de méthane. Dans l'annexe 3, les distributions spatiales des fractions massiques de chacune des espèces sont présentées, ce qui permet une meilleur compréhension du rôle des recirculations du gaz au-dessus de la zone de décharge.

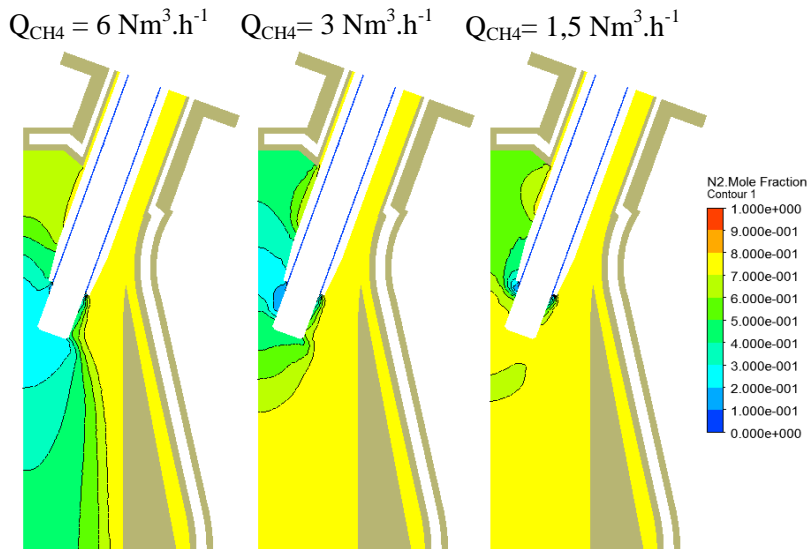


Figure 105 : Fraction molaire de N_2 , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) et pour un débit d'air de $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

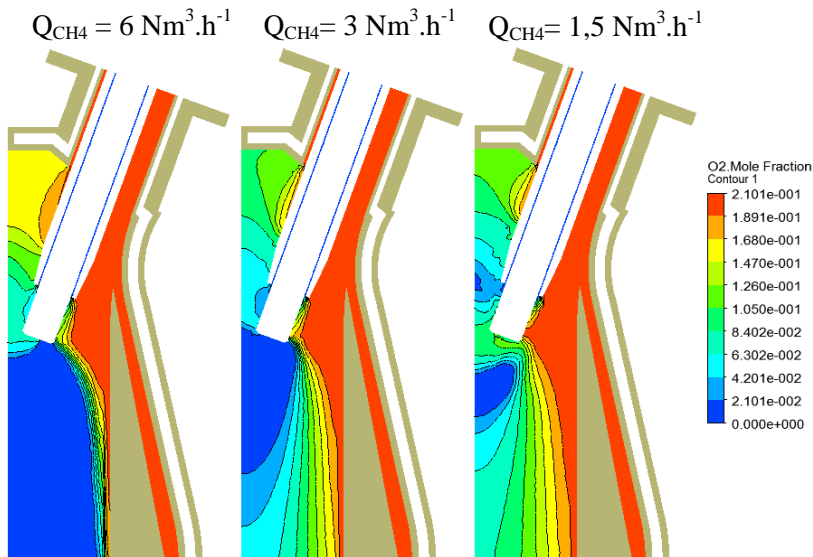


Figure 106 : Fraction molaire d' O_2 , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) et pour un débit d'air de $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

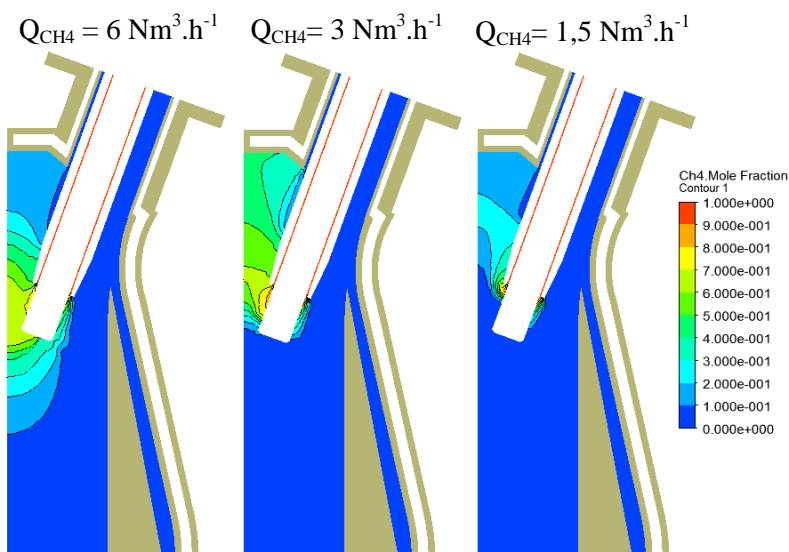


Figure 107 : Fraction molaire de CH_4 , sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) et pour un débit d'air de $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

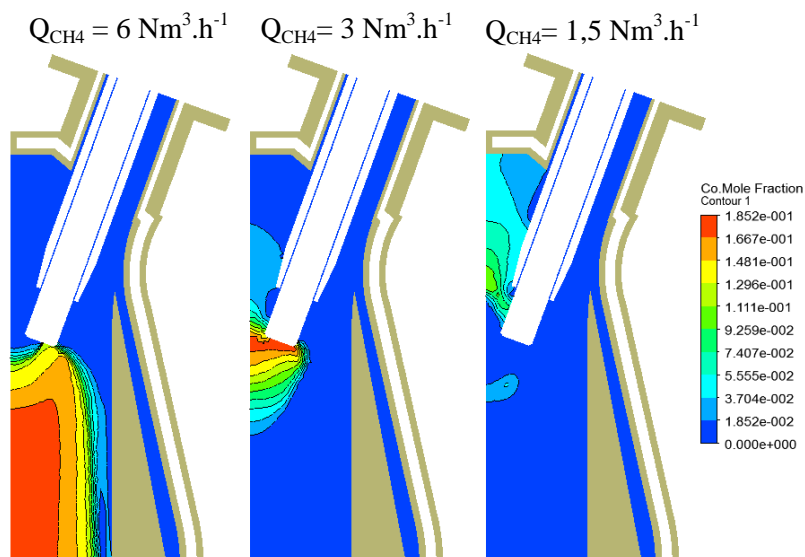


Figure 108 : Fraction molaire de CO, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm³.h⁻¹) et pour un débit d'air de 55 Nm³.h⁻¹

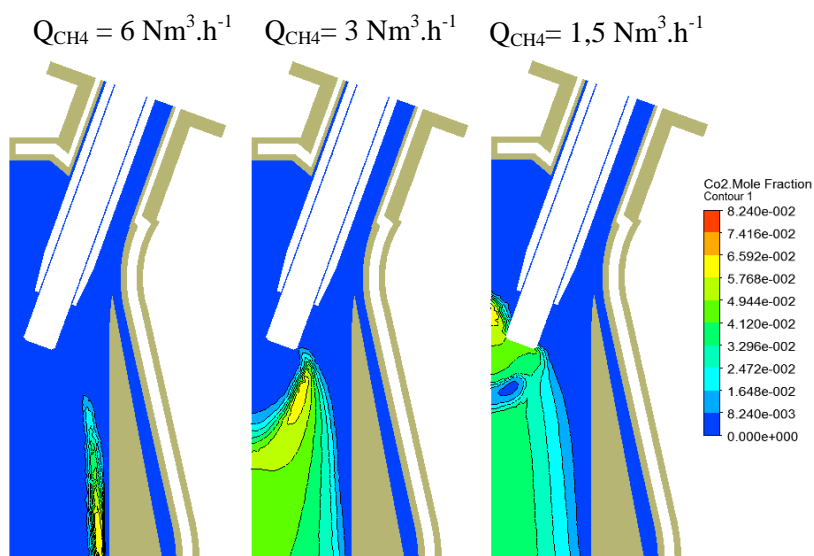


Figure 109 : Fraction molaire de CO₂, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm³.h⁻¹) et pour un débit d'air de 55 Nm³.h⁻¹

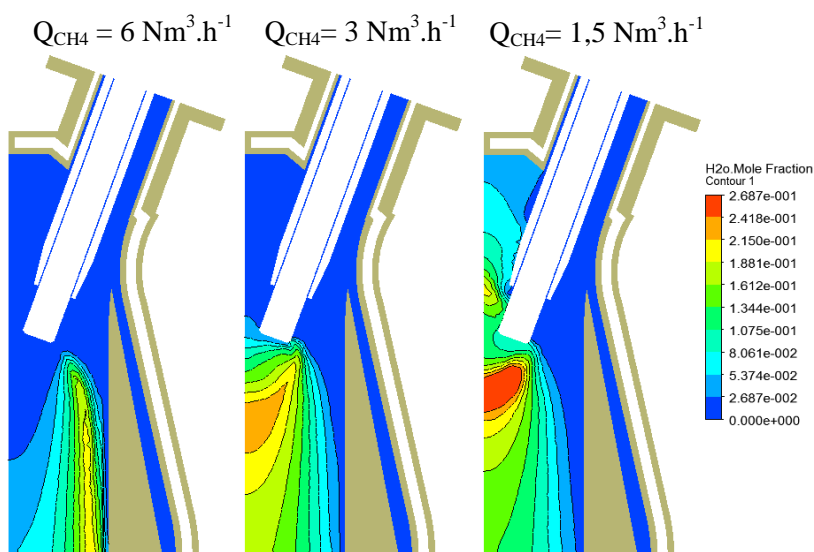


Figure 110 : Fraction molaire de H₂O, sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et 6 Nm³.h⁻¹) et pour un débit d'air de 55 Nm³.h⁻¹

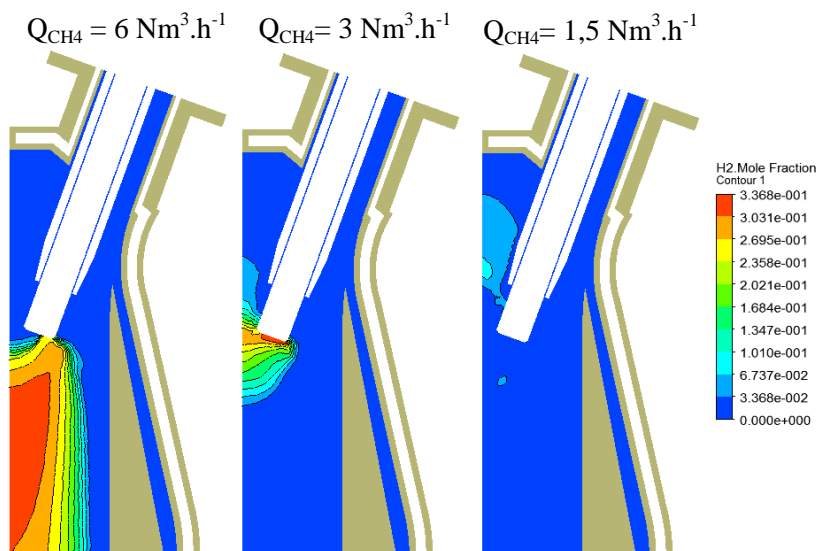


Figure 111 : Fraction molaire de H_2 sur le plan A-A, simulation avec le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour trois débits différents de méthane (1, 3 et $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) et pour un débit d'air de $55 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$

6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé le développement d'un modèle numérique 3D stationnaire pour la simulation de l'écoulement du gaz plasmagène dans la nouvelle conception et nous avons présenté les principaux résultats permettant d'évaluer les différents choix technologiques dans la conception de cette nouvelle torche.

Pour la modélisation de l'arc, un modèle source à géométrie simplifiée a été proposé, basé sur les observations expérimentales et sur les simulations MHD de la littérature. L'étude paramétrique sur le volume du domaine source montre une grande influence sur la température moyenne de la source et sur la pointe de l'électrode sans toutefois induire un grand effet sur les champs de température et de vitesse en aval de la zone d'arc. La réponse du modèle à la variation des paramètres physiques a été également étudiée et a montré une cohérence vis-à-vis de la variation du débit d'air et de la puissance du domaine source. Ces premiers résultats ont été obtenus sans prise en compte du rayonnement.

Dans une deuxième phase, le rayonnement est intégré via le modèle aux ordonnées discrètes avec un coefficient d'absorption moyen sur plusieurs bandes issu d'une nouvelle base de données de coefficient d'absorption spectral. Une deuxième étude paramétrique sur l'effet de la méthode utilisée pour moyenner ces coefficients (moyenne de Rosseland et moyenne de Planck), montre une faible différence sur les champs de température dans des parois solides. La moyenne de Planck étant recommandée dans la littérature, nous l'avons gardée pour la suite de l'étude. L'amélioration de la discrétisation spatiale n'a pas d'effets notables sur les températures maximales des parois. Contrairement au cas sans rayonnement, la variation du volume du domaine source a un impact direct sur les pertes thermiques. En variant le volume de 2 cm^3 à 4 cm^3 et à 6 cm^3 , les pertes dans le circuit d'eau sont respectivement de 25 %, 16,5 % et 12 %. Finalement la comparaison entre les simulations faites sans et avec la prise en compte du rayonnement, montre un changement substantiel des champs de température. En effet, le rayonnement a tendance à homogénéiser la distribution de l'énergie : la température dans le domaine source baisse et la température des parois augmente.

L'analyse des températures des différents composants de la torche montre que leurs températures maximales sont dans les intervalles opératoires, avec 474 K pour les parois en acier, 1 065 K pour la céramique d'isolation électrique, 1 420 K pour la céramique d'isolation thermique et 2 138 K pour les électrodes en graphite. Compte tenu des résultats obtenus, la tenue thermique des différents composants de la nouvelle torche est validée. L'analyse de

l'écoulement du gaz plasmagène montre, que les choix technologiques intégrés dans la conception sont efficaces : i) la position excentrique de l'entrée d'air permet de conduire le maximum de débit en dessous des électrodes, ce qui permet de refroidir la partie haute de la céramique recevant le maximum de rayonnement de la source, ii) l'espacement entre la céramique et les parois en acier permet le passage d'un film d'air refroidissant ces parois et iii) la forme de la torche permet de réduire les pertes thermiques par rapport à la torche initiale.

Deux solutions de gainage ont également été étudiées par modélisation : à l'azote et au méthane. Afin d'évaluer l'efficacité du gainage à l'azote, les équations de transport des espèces ont été rajoutées dans le modèle et résolues pour avoir les champs de fraction massique. La principale remarque est que l'injection d'azote ne permet d'avoir une protection à 100 % de la surface exposée des électrodes que sur quelques millimètres. Sur le reste de la surface, elle ne permet de baisser la fraction d'oxygène que de moitié. Nous avons remarqué que l'augmentation du débit d'azote n'implique nécessairement pas une amélioration du gainage et un débit de $10 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ semble être un bon compromis. Pour vérifier l'option de gainage au méthane, nous avons utilisé le mécanisme réactionnel de Jones et Lindstedt pour la prise en compte de la cinétique chimique dans le modèle. La variation du débit de méthane de $1,5 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ à $6 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ montre un changement substantiel dans les concentrations des espèces produites. Le débit optimal semble être autour de $3 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ avec une concentration d'oxygène au-dessous de 6 % sur la surface latérale des électrodes.