



Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée à arcs libres associée à un procédé de gazéification de matière organique

Christophe Rehmet

► To cite this version:

Christophe Rehmet. Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée à arcs libres associée à un procédé de gazéification de matière organique. Autre. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2013. Français. NNT : 2013ENMP0041 . pastel-00957380

HAL Id: pastel-00957380

<https://pastel.hal.science/pastel-00957380>

Submitted on 10 Mar 2014

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

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

Ecole doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École nationale supérieure des mines de Paris

Spécialité "Énergétique et procédés"

présentée et soutenue publiquement par

Christophe REHMET

le 24 septembre 2013

**Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée associée à un
procédé de gazéification de matière organique.**

Directeur de thèse : **Laurent FULCHERI**
François CAUNEAU

Co-encadrement de la thèse : **Frédéric FABRY**
Vandad ROHANI

Jury

M. Dominique GOBIN, Directeur de Recherche, ECP-CNRS
M. Alain GLEIZES, Directeur de Recherche, LAPLACE-CNRS
M. Jean-Marie BARONNET, Professeur des Universités, Université de Limoges
M. Jean Jacques GONZALEZ, Directeur de Recherche, LAPLACE-CNRS
M. Juan Pablo TRELLES, Professeur Assistant, University of Massachusetts Lowell
M. François CAUNEAU, Maître de Recherches, MINES ParisTech
M. Laurent FULCHERI, Maître de Recherches, MINES ParisTech

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur

**T
H
È
S
E**

*"Point n'est besoin d'espérer pour entreprendre,
ni de réussir pour persévérer."*

Guillaume Ier d'Orange-Nassau

(Merci Jean Marie Baronnet de m'avoir insufflé cette citation).

Pour mon grand père mineur

Remerciements

Avant tout, je tiens à remercier mes encadrants : Laurent Fulcheri, François Cauneau, Frédéric Fabry, Vandad Rohani de m'avoir offert l'opportunité de faire cette thèse. Avec le recul, je réalise à quel point ces 3 années ont été intenses et parfois difficiles mais aussi très stimulantes et enrichissantes.

Je tiens également à remercier les membres du jury de m'avoir apporté des conseils très avisés afin d'améliorer quelques points de mon manuscrit de thèse. Merci Jean Marie Baronnet, Alain Gleizes, Jean Jacques Gonzalez, Dominique Gobin, Juan Pablo Trelles.

Je remercie également toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu améliorer mon travail. Alexandre Lebouvier qui m'a inculqué son savoir et surtout initié au logiciel Code Saturne ainsi qu'à son utilisation, Clarisse Delalandre et Damien Borel pour leurs aides et leurs apports sur un point délicat de la modélisation : à savoir insérer les électrodes dans le domaine de calcul. Je remercie également Frédéric Fabry et Noël Traisnel pour leurs apports sur le développement et l'utilisation du dispositif expérimental. Enfin, je remercie Sabri Takali qui m'a grandement aidé à améliorer et à corriger mes articles ainsi que Laurent Fulcheri. Laurent et François Cauneau vous avez su me guider et m'apporter la lumière dans les moments critiques tout comme Frédéric Fabry.

Je remercie également toutes les personnes sans lesquelles notre travail de recherche ne pourrait avancer faute de charges administratives et techniques. Merci donc à : Brigitte, Lylianne, Christine, Marie-Jeanne, Roseline, Lucien, Manu et Laurent !

Enfin, je tiens à remercier toute ma famille, Karen, mon chat pour vos encouragements. Merci aussi à mes amis du laboratoire pour nos discussions techniques et spirituelles autour d'un café ou dans notre petit open space : Benjamin, Arthur, Zhipeng, Didier, Pierre-Yves, Neils, Alexis, Massiel, Yassin, Touria, Christophe, Sabri, William, Fiona et bien d'autres trop nombreux pour être tous cités ici !

RÉSUMÉ : Les torches à arcs plasma sont actuellement utilisées dans de nombreuses applications industrielles pour atteindre des températures nettement supérieures ($> 5\,000\text{ K}$) à celle obtenues par la combustion ($3\,000\text{ K max}$). Une technologie plasma triphasée avec des électrodes en graphite est en cours de développement au Centre PERSEE MINES ParisTech. Cette technologie diffère sensiblement des technologies à courant continu traditionnelles et vise à dépasser certaines limites des systèmes actuels en termes de robustesse, de coûts d'équipement et d'exploitation pour des applications liées à la conversion et la valorisation de biomasse et déchets. Dans le but d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques instationnaires intervenant dans les décharges triphasées, une étude menée en parallèle sur le plan théorique et sur le plan expérimental a été conduite en conditions non réactives (azote et gaz de synthèse). Sur un plan expérimental, cette étude s'est appuyée sur des analyses réalisées avec une caméra ultra rapide (100 000 images par seconde) et l'analyse des signaux électriques. Sur un plan théorique, cette étude a consisté à développer un modèle Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD) 3D instationnaire de la zone d'arc dans l'environnement du logiciel Code Saturne[®] et à effectuer une étude paramétrique basée sur le courant, la fréquence et le débit de gaz plasma. Deux configurations : électrodes coplanaires et électrodes parallèles ont été étudiées. Cette étude a permis de mettre en évidence l'influence des phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques sur le déplacement de l'arc. Dans la configuration coplaire, les jets aux électrodes semblent jouer un rôle prépondérant sur le mouvement des arcs, les transferts de chaleur dans l'espace inter-électrodes et l'amorçage des arcs. Dans la configuration parallèle, le mouvement des canaux chauds semble être le paramètre dominant. La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux a montré un très bon accord à la fois au niveau du mouvement des arcs et des signaux électriques.

ABSTRACT : Arc plasma torches are widely used in industrial applications to reach very high temperature ($> 5\,000\text{ K}$). A 3-phase AC plasma technology with consumable graphite electrodes is under development at PERSEE MINES - ParisTech. This technology noticeably differs from the classical DC plasma torches and aims at overcoming a number of limits of plasma systems in terms of reliability, equipment and operating costs. In order to improve the understanding of the unsteady physical phenomena in such plasma systems, a theoretical and experimental study is conducted under non reactive condition (nitrogen, syngas). Experimental study is based on high speed video camera (100 000 frames per second) and electrical signal analyses. Theoretical analysis is based on 3D unsteady Magneto-Hydro-Dynamic (MHD) model of the arc zone using CFD software Code_Saturne[®], by a parametric study based on current, frequency and plasma gas flow rate influence. Two configurations: coplanar and parallel electrodes are studied. These studies highlight the influence of electromagnetic and hydrodynamic phenomena on the arc motion. In coplanar electrode configuration, electrode jets appear to be the dominant parameter on the arc motion, heat transfer and arc ignition. In the parallel electrodes configuration, the motion of the hot channel seems to be the key parameter. Comparison between MHD modeling and experimental results shows a fair correlation, both in accordance with the arc behavior and the electrical waveform.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE	9
I GAZÉIFICATION DE MATIÈRE ORGANIQUE/ DÉCHETS PAR PLASMA	11
I. 1 INTRODUCTION.....	11
I.1.1 La biomasse et les déchets organiques.....	11
I.1.2 Procédés de valorisation énergétique de produits organiques.....	11
I.1.3 La gazéification	13
I. 2. PROCÉDÉS AUTOTHERMIQUES DE GAZÉIFICATION	16
I. 2.1 Généralités	16
I. 2.2 Performances chimiques et thermodynamiques	18
I. 2.3 La problématique des goudrons	21
I. 2.4 Conclusion sur les dispositifs autothermiques de gazéification	24
I. 3. GAZÉIFICATION PAR PLASMA	25
I.3 1 Avantage de la technologie plasma	25
I.3 2 Principales technologies plasma	27
I.3 3 Procédés allothermiques de gazéification par plasma	30
I.3 5 Traitement des goudrons par plasma thermique et modélisation des cinétiques de réaction	36
I.3 6 Conclusion sur les technologies de gazéification par plasma	39
II ETUDE EXPÉRIMENTALE DES ARCS.....	41
II. 1 TECHNOLOGIE PLASMA TRIPHASÉE DÉVELOPPÉE AU CENTRE PERSEE MINES-PARISTECH	41
II. 2 ETUDE EXPÉRIMENTALE DES ARCS	43
II.2. 1 Introduction	43
II.2. 2 Description du dispositif expérimental.....	44
II.2. 3 Comportement théorique de la décharge triphasée.....	46
II.2. 4 Analyse du comportement de l'arc à 150 A _{RMS}	48
II.2. 5 Influence du courant.....	52
II.2. 6 Influence de l'écartement inter-électrodes	55
II.2. 7 Relation entre le mouvement de l'arc et les signaux électriques de courant.....	58
II.2. 8 Conclusion de l'étude expérimentale des arcs	59
III MODÈLE MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE DES ARCS.....	61
III. 1 ETAT DE L'ART SUR LA MODÉLISATION DES TORCHES PLASMA À ARCS	61
III. 2 HYPOTHÈSES DE CALCUL UTILISÉES DANS LE MODÈLE	66
III. 3 EQUATIONS DE CONSERVATION.....	73
III. 4 LOGICIEL DE MÉCANIQUE DES FLUIDES CODE_SATURNE ®	73
III. 5 ETUDE DU SYSTÈME PLASMA À ARCS TRIPHASÉ	75
III.5.1 Géométrie du système d'étude.....	75
III.5.2 Domaine de calcul de la torche plasma triphasée considéré	75
III.5.3 Analyse du maillage	77
III. 6 CONDITIONS AUX LIMITES	78
III. 7 FORME DES SIGNAUX DE COURANT IMPOSÉE DANS LE MODÈLE	80
III. 8 MISE EN ŒUVRE DU MODÈLE	83
IV. RÉSULTATS DU MODÈLE MHD	85
IV. 1 ETUDE GLOBALE DE LA DÉCHARGE TRIPHASÉE	85
IV.1.1 Analyse du champ de température.....	86
IV.1.2 Analyse du champ de vitesse	90
IV.1.3 Analyse du mouvement des arcs dans la configuration triphasée	94
IV.1.4 Analyse magnétohydrodynamique des arcs.....	98
IV.1.5 Signaux électrique	100
IV.1.6 Puissance dissipée.....	101
IV. 2 ETUDE PARAMÉTRIQUE	102
IV.2.1 Influence du courant sur le profil de vitesse.....	103
IV.2.2 Influence du courant sur le profil de température	105
IV.2.3 Influence des conditions imposées sur les électrodes sur le profil de température	106
IV.2.4 Influence du débit sur le profil de température et de vitesse	107

IV.2.5	<i>Influence de l'écartement inter-électrodes</i>	108
IV.2.6	<i>Morphologie de l'écoulement plasma en fonction des conditions imposées</i>	110
IV.2.7	<i>Analyse électrique</i>	111
IV. 3	ETUDE DES PHÉNOMÈNES SPÉCIFIQUES LOCALISÉS.....	112
IV.3.1	<i>Phénomènes aux électrodes</i>	112
IV.3.2	<i>Influence de la fréquence</i>	115
IV.3.3	<i>Influence du rayonnement</i>	116
IV.3.4	<i>Influence de la nature du gaz</i>	117
IV. 4	CONCLUSION SUR LA MODÉLISATION MHD DES ARCS	122
V	COMPARAISON ENTRE LES RÉSULTATS DU MODÈLE MHD ET LES RÉSULTATS	
EXPÉRIMENTAUX		125
V.1	<i>Comparaison pour un cas représentatif</i>	125
V.2	<i>Influence du courant</i>	128
V.3	<i>Influence de l'écartement inter-électrodes</i>	128
V.4	<i>Comparaison des signaux électriques</i>	130
V.5	<i>Conclusion de l'étude comparative</i>	134
VI	MODÈLE MHD EN INTÉGRANT LES ÉLECTRODES DANS LE DOMAINE DE CALCUL..	
		135
VI. 1	INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DE L'EXTRÉMITÉ DES ÉLECTRODES	135
VI. 2	INFLUENCE DE LA CONFIGURATION DES ÉLECTRODES, MODÈLE MHD DE LA CONFIGURATION	
ANGULAIRE		141
VI.2.1	<i>Grille de calcul et conditions aux limites</i>	142
VI.2.2	<i>Résultats du modèle avec les électrodes parallèles</i>	144
VI.2.3	<i>Etude paramétrique</i>	149
VI.2.4	<i>Comparaison des modèles du système plasma triphasé.</i>	150
VI.2.5	<i>Conclusion du modèle MHD avec les électrodes en parallèle</i>	153
	CONCLUSION GÉNÉRALE	155
	BIBLIOGRAPHIE	159
	ANNEXES	171
	<i>Annexe 1 : Comparaison des procédés autothermiques</i>	171
	<i>Annexe 2 : Comparaison des procédés de pyrolyse/ gazéification allothermiques par plasma présentés dans la littérature scientifique</i>	172
	<i>Annexe 3 : Influence de l'interaction magnétique sur les arcs</i>	173
	<i>Annexe 4 : Guide d'utilisation de Salome 6® pour le maillage de la grille de calcul du système à arcs plasma triphasé correspondant au maillage utilisé dans le chapitre III</i>	176
	<i>Annexe 5 : Tutoriel d'utilisation de Code Saturne 2.0-rc2 pour simuler le comportement des arcs dans le système à arcs plasma triphasé</i>	184

Introduction générale

Les torches à arcs plasma sont actuellement utilisées dans de nombreuses applications industrielles telles que le traitement des déchets, la métallurgie, les revêtements céramiques ou le découpage et le soudage de tôles... Ces technologies sont basées en grande majorité sur des torches à courant continu avec des électrodes refroidies par eau. Bien que largement utilisées, elles présentent toutefois de fortes contraintes technico-économiques principalement liées à leurs coûts d'équipement (CAPEX), d'exploitation (OPEX) élevés et leur robustesse limitée (électronique sensible, durée de vie des électrodes...). En effet, la partie redressement du signal électrique peut représenter à elle seule, 30 % du prix de la source électrique ce qui implique une électronique de puissance onéreuse. De plus, la faible autonomie des électrodes métalliques engendre des coûts d'exploitation élevés.

Une technologie plasma triphasée initialement développée au centre d'Odeillo par [Bonet et al. avec des électrodes non refroidies a été améliorée depuis une vingtaine d'année au Centre PERSEE MINES ParisTech par l'équipe de L. FULCHERI [Fulcheri et al.2002, 2000a, 1997, Fulcheri and Schwob 1995]. Cette technologie TAT (Torche à Arc Triphasée) diffère sensiblement des technologies à courant continu notamment en termes de robustesse, de coûts d'équipement et d'exploitation. Les électrodes en graphite, parties consommables de la torche TAT, permettent de maximiser la durée de vie et de s'affranchir de leur refroidissement. Cette caractéristique rend cette technologie plasma moins complexe et plus robuste et par ailleurs, permet d'augmenter les rendements électro-thermiques du système. L'autre avantage de ce dispositif est d'avoir un meilleur contrôle de la vitesse d'écoulement du plasma sans influence notable sur le comportement des arcs, autorisant ainsi des vitesses d'écoulement plus faibles. Ceci implique : (i) une amélioration des mélanges plasma – réactif, (ii) une augmentation des temps de séjours dans le réacteur. D'un point de vue académique, la technologie plasma triphasée génère un mouvement original des arcs, principalement influencé par la rotation des potentiels électriques sur les électrodes, les forces de Laplace et les forces de convection.

Par ailleurs, dans le contexte actuel d'épuisement des ressources fossiles conventionnelles, du réchauffement climatique et d'augmentation des déchets produits, la gazéification de matière organique (biomasse & déchets) apparaît comme une voie alternative intéressante par rapport aux procédés usuels basés sur l'incinération (rendement moyen autour de 20 %). Par décomposition thermochimique de matière organique, la gazéification engendre un gaz de synthèse dans lequel, on peut trouver 80 % de l'énergie chimique contenue initialement dans la matière organique traitée. Sur la base de ce rendement, un réacteur de gazéification associé à une turbine nouvelle génération à cycle combiné permettrait de viser des rendements énergétiques pour la production d'électricité, η_e , de l'ordre de 48 % [Rutberg *et al.* 2011]. En considérant les 30 millions de tonnes de déchets incinérés ou mis en décharge en France, en 2009 [Ademe], on peut estimer que l'énergie contenue dans ces déchets représente de 2,5 à 5 % de l'énergie primaire consommée sur le territoire chaque année. La gazéification peut devenir un procédé prometteur pour la production d'électricité. Par ailleurs, ce gaz de synthèse produit par gazéification, essentiellement composé de CO et H₂ peut également servir comme matière première pour la production de carburants de synthèse dans des procédés tels que le procédé Fischer Tropsch.

Toutefois, les méthodes conventionnelles de gazéification autothermiques souffrent d'un certain nombre de limites qui pourraient être avantageusement dépassées par la voie plasma allothermique notamment en termes de rendements matières, de pureté des gaz produits et de flexibilité opérationnelle. En effet, au niveau thermique, l'enthalpie délivrée par le plasma peut être facilement ajustable par un réglage de la puissance électrique fournie au système, rendant le procédé indépendant

du ratio O/C et du pouvoir calorifique de la matière traitée, contrairement aux dispositifs de gazéification autothermiques. Au niveau chimique, le plasma thermique favorise avantageusement la gazéification en accélérant les cinétiques de réaction et en améliorant la dégradation à haute température des impuretés dans les gaz produits permettant ainsi d'obtenir des gaz de synthèse de haute pureté (taux de goudron inférieurs à $0,1 \text{ mg.m}^{-3}$) et avec un meilleur rendement matière.

A l'heure actuelle, la majeure partie des technologies de gazéification par plasma est basée sur des torches à courant continu. Les systèmes plasmas basés sur des électrodes consommables peu onéreuses, telles que les électrodes en graphite, pourraient être une solution attrayante aux problèmes de coûts d'équipement, d'exploitation ainsi que de fiabilité. Ce qui fait de la technologie TAT (Torche à Arc Triphasée) un système de choix pour le développement à une échelle industrielle de la gazéification des déchets assistée par plasma.

L'objectif de cette thèse consiste donc à poursuivre l'étude et le développement de la technologie plasma triphasée. Ainsi, le comportement des arcs a été analysé dans différentes conditions. Cependant, cette étude reste difficile par expérimentation, il importe de la compléter par une approche numérique. Avec le développement des outils informatiques, la modélisation est devenue un outil incontournable pour étudier l'influence des différents phénomènes physico-chimiques présents dans des systèmes complexes, tels que ceux présents dans la technologie plasma triphasée. Cette thèse est donc en grande partie basée sur la modélisation de ce système, qui a été utilisée comme moyen d'étude du comportement des arcs. Les tendances de fonctionnement de la torche ont été déterminées dans le but de définir la famille de paramètres optimale en fonction de l'application désirée. Sur le plan académique, cette étude contribue à la compréhension des phénomènes physiques jouant sur les champs de température et de vitesse générés par une décharge à arcs plasma triphasée.

Dans le premier chapitre, l'intérêt du dispositif plasma triphasé pour la gazéification est mis en exergue, une première partie montre l'attrait de la gazéification et ses limites technologiques. Une deuxième partie met en évidence l'intérêt de la gazéification par plasma. Sur cette base, un dispositif expérimental a été envisagé. Celui-ci est décrit dans le deuxième chapitre, suivi par l'étude expérimentale du comportement des arcs. Ce comportement a été modélisé par un modèle MHD pour améliorer la compréhension du système. Ce modèle est décrit dans le troisième chapitre et les résultats sont analysés dans le quatrième chapitre. Ces résultats obtenus sont ensuite comparés aux résultats expérimentaux. Des modifications ont été mise en œuvre et la validité de ce modèle a permis d'envisager la modélisation de différentes configurations qui sont étudiées dans le dernier chapitre.

I Gazéification de matière organique/ déchets par plasma

L'essentiel de ce chapitre a fait l'objet d'un article intitulé : 'Waste Gasification by Thermal Plasma: A Review' publié dans Waste and Biomass Valorization.

I. 1 Introduction

I.1.1 La biomasse et les déchets organiques

Jusqu'au XVII^{ème} siècle, les déchets n'étaient en aucun cas collectés mais plutôt abandonnés dans les rues ou jetés dans les cours d'eau voisins. Ce n'est qu'au XVIII^{ème} siècle qu'un réel ramassage d'ordures est organisé et devient officiel en France dès le XIX^{ème} siècle. Au début du XX^{ème} siècle les villes s'équipent de véhicules de collecte et les déchets sont déversés loin des villes créant des problèmes d'hygiène et de nuisances dans les campagnes, c'est pourquoi, dans les années 1910, les villes se penchent sur un réel traitement des ordures ménagères, notamment par l'incinération. Depuis la fin de la Seconde Guerre mondiale, tous les pays développés voient la quantité de déchets municipaux et industriels en forte augmentation. Pour exemple en France, 30 millions de tonnes de déchets ont été incinérés ou mis en décharge, en 2009 [Ademe].

Dans le but de réduire la mise en décharge et de minimiser l'impact environnemental, il serait intéressant d'améliorer le traitement des déchets en valorisant les plastiques, les pneus et la biomasse (partie organique) sous forme d'énergie secondaire. La biomasse est définie par la fraction biodégradable des produits, déchets et résidus provenant de l'agriculture (comprenant les substances végétales et animales), de la sylviculture et des industries connexes ainsi que la fraction organique des déchets industriels et municipaux. On peut estimer que l'énergie contenue dans ces 30 millions de tonnes de déchets représente de 2,5 à 5 % de l'énergie primaire consommée sur le territoire chaque année. Par ailleurs, pour la biomasse lignocellulosique, le potentiel de la ressource française, se situe entre 50 et 75 Mt.an⁻¹ (biomasse sèche) [Hohwiller 2011]. Si l'on exclut 15 à 20 Mt.an⁻¹ utilisées pour des usages non énergétiques (bois d'ouvrage), cette ressource brute est estimée à 13 à 25 Mtep.an⁻¹ soit l'équivalent de 5 à 10 % de l'énergie primaire consommée en France. Ainsi, les déchets et la biomasse sont susceptibles de jouer un rôle majeur dans le mix énergétique. De plus, un scénario établi en 2004 et réitéré en 2010 par l'EREC (European Renewable Energy Council) [EREC 2004] estime que pour atteindre le seuil de 50 % d'énergies renouvelables dans le mix énergétique d'ici 2040, la biomasse (comprenant les déchets organiques) doit garder la première place. Afin d'atteindre cet objectif, différentes solutions sont actuellement envisagées.

I.1.2 Procédés de valorisation énergétique de produits organiques

Depuis vraisemblablement 400 000 ans, l'homme a utilisé la combustion de matière organique (biomasse) comme source d'énergie primaire [Weiner et al.1998]. Néanmoins, la conversion de la biomasse et des déchets organiques sous forme d'énergie secondaire est assez délicate et reste un axe important de recherche. Plusieurs voies ont été envisagées ou sont actuellement utilisées telles que la conversion biochimique, l'hydrolyse, la conversion physico-chimique, la digestion anaérobie et la conversion thermochimique [Gross et al.2003, Iakovou et al.2010] (**Figure 1**). Ces différentes solutions peuvent aboutir à un même produit final (électricité, biocarburant). Un exemple probant est celui de la production de biocarburants qui peuvent être obtenus par estérification, par raffinage ou par le procédé Fischer Tropsch via la gazéification. Toutefois, ces solutions soulèvent des difficultés majeures en termes d'efficacité technique et économique, éthique et environnementale. Pour la voie

biochimique de l'estérification, la concurrence avec la production agricole à destination alimentaire pose de réels problèmes. Il en va de même pour la synthèse de biocarburant à partir d'organismes biologiques génétiquement modifiés qui suscitent des problèmes éthiques et moraux quant à leur impact sur l'environnement [Kirkels and Verbong 2011]. Pour la conversion thermochimique, le raffinage de l'huile de pyrolyse et le procédé Fischer Tropsch sont les deux solutions envisageables pour cette voie. Cependant, les différentes compositions de l'huile en fonction de l'origine de la biomasse induisent quant à elles de nombreux problèmes pour la solution du raffinage [Fernando et al.2006]. La gazéification suivie par un dispositif Fischer Tropsch semble être par conséquent une solution plus attractive pour la synthèse de biocarburants.

En ce qui concerne la production d'électricité, la combustion directe de la biomasse donne des rendements énergétiques assez faibles, compris entre 15 % pour les petites unités et 30 % pour les plus importantes [Bridgewater 2003]. L'intérêt des dispositifs de pyrolyse et de gazéification est de produire un gaz combustible de synthèse. Ce gaz va servir de matière première dans des procédés tels que les turbines à gaz, améliorant ainsi l'extraction de l'énergie chimique contenue dans le produit. On peut ainsi atteindre pour le charbon des rendements de 50 % dans d'importantes centrales de gazéification intégrée à cycle combiné et 35 % pour les plus petites [Bridgewater 2003]. Notons que de nouvelles turbines à gaz pour des centrales à cycle combiné développées au Japon donnent des rendements supérieurs à 60 % [Ishikawa et al.2008].

Seule la voie thermochimique de gazéification sera discutée dans cette thèse. Cependant, la gazéification ne peut être vue comme une voie thermochimique à part entière car elle est à la frontière entre deux processus thermochimiques, la pyrolyse et la combustion.

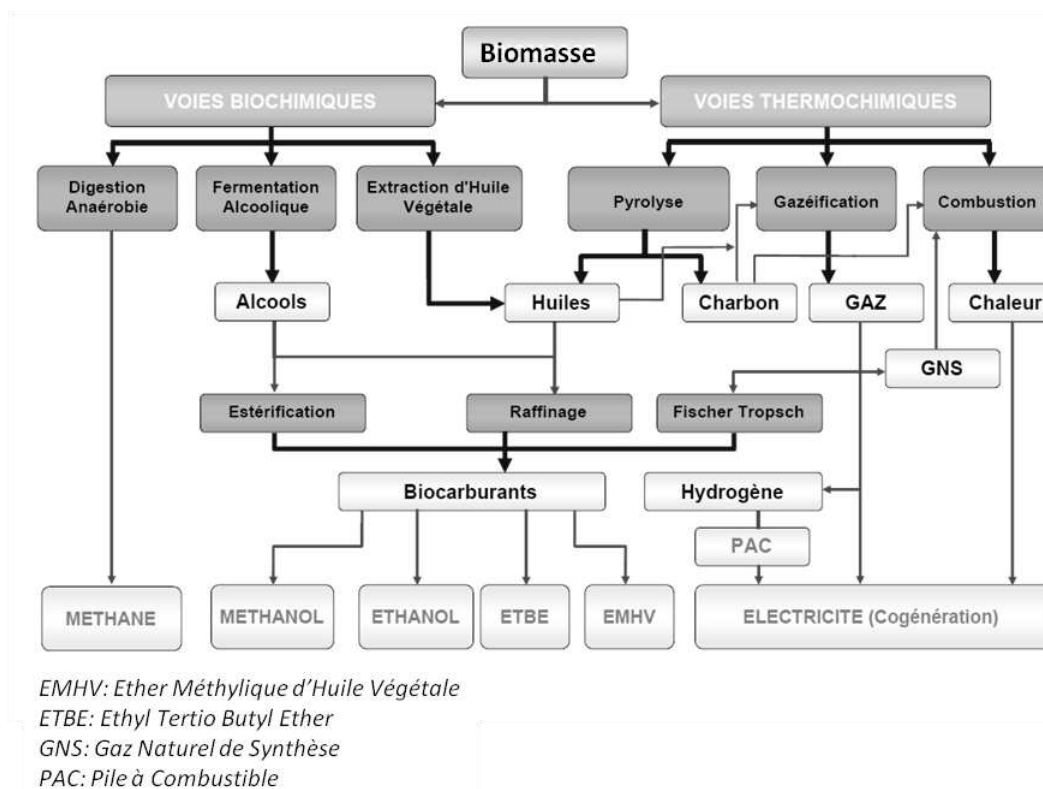


Figure 1 Différentes filières de valorisation de la biomasse [Tagutchou 2008]

I.1.3 La gazéification

Indépendamment du dispositif de gazéification, les mêmes processus thermochimiques interviennent, tels que : le séchage, la pyrolyse, la combustion ainsi que la gazéification (**Figure 2**).

Le séchage :

Dans un premier temps, l'humidité présente dans le produit va s'évaporer. Cette phase endothermique se produit à une température inférieure à 200 °C.

La pyrolyse :

Sous l'effet thermique et en absence d'oxygène, les composés organiques vont se dégrader par un processus de pyrolyse aussi appelé *carbonisation* ou *dévolatilisation*. Cette phase se manifeste par l'apparition de matières volatiles, liquide et laisse le « char », une matrice principalement carbonée et poreuse. Des températures élevées (> 700 °C) favorisent la conversion de la biomasse en gaz, tandis qu'à plus basse température (< 500 °C) du coke est principalement formé. Les matières volatiles regroupent des espèces gazeuses condensables (les goudrons) et incondensables.

La combustion :

Les matières volatiles produites lors de la phase de pyrolyse vont s'oxyder grâce à un apport d'air. Leur combustion permet d'atteindre de hautes températures et d'apporter de l'énergie dans le réacteur.

La gazéification :

Cette phase de gazéification s'initie sous l'effet de hautes températures (< 800 °C) et se différencie de la pyrolyse par l'apport d'un réactif gazeux qui peut être l'oxygène, l'humidité du produit ou les produits de combustions (CO₂, H₂O). La différence avec la combustion est la quantité d'oxygène introduite qui est inférieure à la quantité nécessaire pour l'oxydation totale de la biomasse (ou stœchiométrie de combustion). En injectant un débit optimal d'oxydant, on peut contrôler les réactions entre les gaz réactifs et les matières volatiles et donc la nature des gaz de sortie. La gazéification du char produit un gaz combustible essentiellement composé d'hydrogène et de monoxyde de carbone, dans des proportions variables.

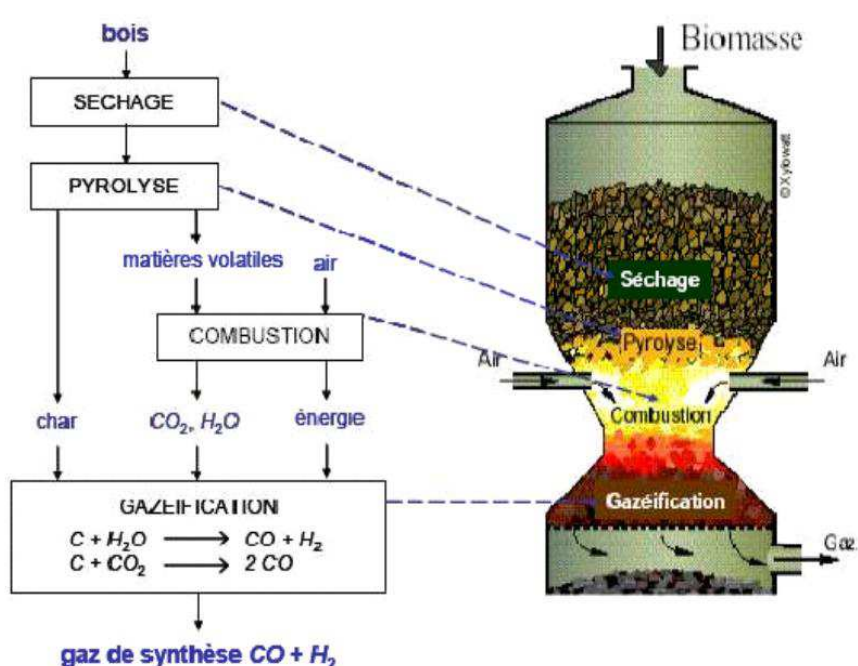


Figure 2 Représentation schématique de la gazéification dans un dispositif en lit fixe [Knoef 2005].

Réactions chimiques

Cette conversion des produits organiques en gaz de synthèse met en jeu un ensemble complexe de réactions chimiques. Un grand nombre de réactions a lieu dans le réacteur, les principales sont données dans le **Tableau 1** [Zhang, L *et al.* 2010, Higgmann and Burght 2003]. Ces réactions peuvent être séparées en deux familles avec les réactions hétérogènes qui interviennent sur la partie carbonée solide par une réaction gaz-solide (réactions 1 à 9) et les réactions homogènes, entre deux milieux gaz-gaz (réactions 10 à 13). Les réactions homogènes sont pratiquement instantanées sous hautes températures contrairement aux réactions hétérogènes qui nécessitent des cinétiques importantes. Pour les réactions hétérogènes qui sont l'hydro-oxydation du carbone (6) et la réaction de Boudouard (7), ces réactions sont respectivement 50 fois et 150 fois plus lente que la combustion [Lorcet 2009]. La composition finale du gaz de synthèse brut est donc déterminée par les cinétiques de réaction et également, par l'effet des catalyseurs plutôt que par l'équilibre thermodynamique [Arena *et al.* 2012, Fabry *et al.* 2013].

Tableau 1 Réactions chimiques intervenant lors de la gazéification

N°	Nom des réactions	Réactions	Enthalpie de réaction ΔH (kJ/mol) ⁽¹⁾
1	$C_nH_mO_k$ oxydation partielle	$C_nH_m + n/2 O_2 \leftrightarrow m/2 H_2 + n CO$	
2	Pyrolyse	$C_nH_mO_p \leftrightarrow CO_2 + H_2O + CH_4 + CO + H_2 + (C_2-C_5)$	
3	Vaporéformage	$C_nH_mO_k + (n-k)H_2O \leftrightarrow (n+m/2-k)H_2 + nCO$	
4	Combustion du carbone	$C + O_2 \rightarrow CO_2$	$\Delta H_{298} = -393,65$ kJ/mole
5	Oxydation partielle du carbone	$C + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow CO$	$\Delta H_{298} = -110,56$ kJ/mole
6	Hydro-oxydation du carbone	$C + H_2O \leftrightarrow CO + H_2$	$\Delta H_{298} = +131,2$ kJ/mole
7	Réaction de Boudouard	$C + CO_2 \rightarrow 2CO$	$\Delta H_{298} = +172,52$ kJ/mole
8	Réaction de formation du méthane	$C + 2H_2 \leftrightarrow CH_4$	$\Delta H_{298} = -74,87$ kJ/mole
9	Réaction du carbone à l'eau	$C + 2H_2O \leftrightarrow CO_2 + 2H_2$	$\Delta H_{298} = +131,34$ kJ/mole
10	Combustion du monoxyde de carbone	$CO + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow CO_2$	$\Delta H_{298} = -283,01$ kJ/mole
11	Combustion de l'hydrogène	$H_2 + \frac{1}{2} O_2 \rightarrow H_2O$	$\Delta H_{298} = -241,09$ kJ/mole
12	Réaction du gaz à l'eau	$CO + H_2O \leftrightarrow CO_2 + H_2$	$\Delta H_{298} = -41,18$ kJ/mole
13	Réaction de méthanisation	$CO + 3H_2 \leftrightarrow CH_4 + H_2O$	$\Delta H_{298} = -206,23$ kJ/mole

⁽¹⁾ T= 298 K, P= 1,013 10⁵ Pa, le carbone (C) est considéré sous sa forme graphite et l'eau (H₂O) sous forme gazeuse.

Pour résumer, la gazéification est une oxydation incomplète de composés organiques après une étape de décomposition par pyrolyse. L'oxygène contenu dans l'agent oxydant utilisé pour la gazéification (air, oxygène, CO₂ ou de la vapeur d'eau) réagit avec le carbone pour obtenir un gaz combustible, appelé gaz de synthèse. Ce gaz est principalement composé de monoxyde de carbone (CO) et d'hydrogène (H₂) et en plus faible quantité de dioxyde de carbone (CO₂), d'eau (H₂O), de méthane (CH₄), de sulfure d'hydrogène (H₂S), d'ammoniac (NH₃) ainsi que sous certaines conditions de carbone solide (C), d'azote (N₂) et des goudrons.

La gazéification : entre attrait et limites technologiques

Ce processus de gazéification a été découvert en 1699 par Dean Clayton et mis en œuvre à partir du XIX^{ème} siècle dans les usines pour produire du gaz de ville (la première fut construite en 1812 à Londres [Knoef 2005]). En 1860, l'ingénieur belge Etienne Lenoir utilise du gaz de synthèse pour faire fonctionner le premier moteur à combustion. Avec la découverte du procédé Fischer Tropsch en 1923 par Hans Fischer et Franz Tropsch, la conversion du charbon en carburant liquide devient possible via la gazéification. Le premier gazogène permettant d'alimenter des moteurs à combustion classique a lui été développé en 1921 par le Français Georges Imbert. Au cours du XX^{ème} siècle, avec l'apparition du pétrole et du gaz naturel moins onéreux et moins dangereux à manipuler que l'hydrogène, les procédés de gazéifications sont alors abandonnés. Un regain d'intérêt pour la production d'essence de synthèse et de produits chimiques a alors resurgi au cours de la seconde guerre mondiale et ce, par des raisons liées aux impératifs militaires allemands visant à pallier au manque de ressources en combustible fossile. On a pu recenser un million de gazéificateurs en Europe utilisant du charbon et du bois pour alimenter voitures, trains, bateaux et générateurs d'électricités [DOE 2004]. La fin de la guerre et le retour des ressources fossiles bon marché stoppèrent l'utilisation de ces procédés, à l'exception de l'Afrique du Sud lors de l'apartheid et du blocus qui s'en suivit.

Par l'augmentation, ces dernières années, du prix des ressources fossiles, la gazéification des produits organiques connaît un regain d'intérêt; intérêt aussi justifié par le bilan carbone favorable de la biomasse, favorisant un faible impact environnemental. Le nombre de projets ainsi lié à la gazéification de la biomasse est en nette progression [Kirkels and Verbong 2011]. En outre, de nombreux produits organiques peuvent être utilisés pour la gazéification. Concernant, les déchets municipaux, ils contiennent une grande variété de produits organiques, tels que des plastiques (PCS 25-45 MJ.kg⁻¹), pneus (PCS 32 MJ.kg⁻¹), peinture (PCS 31 MJ.kg⁻¹) donnant un pouvoir calorifique aux déchets (PCS) autour de 20 MJ.kg⁻¹ proche de celui du bois [Channiwala and Parikh 2002, ECNa].

La gazéification apparaît donc comme une voie alternative intéressante par rapport aux procédés usuels basés sur l'incinération. En effet, pour la production d'électricité, la gazéification par décomposition thermochimique de matières organiques engendre un gaz de synthèse dans lequel, on peut retrouver 80 % de l'énergie chimique contenue initialement dans la matière organique traitée. Sur la base de ce rendement, un réacteur de gazéification associé à une turbine nouvelle génération à cycle combiné permet de viser des rendements énergétiques pour la production d'électricité, η_e , de l'ordre de 48 % [Rutberg *et al.* 2011].

D'un autre côté, pour venir se substituer aux énergies fossiles, le gaz de synthèse doit être purifié en éliminant les goudrons, les suies, les particules fines, les métaux alcalins, les composés soufrés, chlorés et nitrés et nécessite aussi un ratio en H₂/CO déterminé en fonction de l'application. Aussi, les dispositifs de gazéification à hautes pressions sont à privilégier pour relier le gaz de synthèse aux procédés avals tels que : le procédé Fischer Tropsch (pression de fonctionnement d'environ 30 bars), les turbines à gaz et la synthèse de produits chimiques (pression allant au delà de 80 bars). En effet, afin d'améliorer les réactions et de réduire la consommation énergétique dans les étages de compression, il est préférable de compresser les produits à introduire en amont dans le réacteur que de comprimer le gaz produit [Higmann and Burgt 2003, Tijmensen *et al.* 2002]. Néanmoins, les expériences dans ce domaine sont pauvres car il est difficile d'obtenir une balance de pression rigoureuse entre les divers dispositifs et aussi, d'injecter un produit solide sous haute pression [Göransson *et al.* 2011].

Pour limiter les pertes thermiques et donc améliorer les réactions, l'extrapolation vers des dispositifs de grandes capacités est primordiale. En effet, un procédé volumineux aura moins de pertes

thermiques sur ses surfaces qu'un dispositif plus réduit, lié à l'effet d'échelle. Ainsi, une grosse unité à un rapport surface sur volume moins important et sera donc moins onéreuse comparée à deux petites. [Bridgewater 2003] donne un rendement en électricité de 50 % pour de grosses installations de centrale à cycle combiné avec gazéification intégrée et 35 % pour les plus petites.

I. 2. Procédés autothermiques de gazéification

Les dispositifs de gazéification auto-entretenus par combustion sont appelés autothermiques contrairement à une voie plus récente incorporant une source d'énergie externe, dite allothermique. Cette source d'énergie externe peut être l'énergie électrique, l'énergie fossile ou l'énergie rayonnée par le soleil vers l'énergie thermique. Ce thème fera partie intégrante de la section suivante de ce chapitre. Il est à noter que certains dispositifs autothermiques ajoutent une source d'énergie externe, un combustible fossile, afin d'améliorer les performances mais ceux-ci ne seront pas considérés dans ce manuscrit comme allothermiques.

I. 2.1 Généralités

Du fait de l'ancienneté du procédé (première commercialisation 1839 Bischof), il existe actuellement plus d'une quarantaine de procédés de gazéification [Ölofsson et al.2005]. On peut les classer en différentes familles qui se différencient par leurs configurations : dispositifs en lit fixe et à dispositifs à lit fluidisé (**Figure 3**). Ces configurations sont décrites dans de nombreux ouvrages académiques [Ölofsson et al.2005, E4Tech 2009, Bridgewater 2003, Knoef 2005].

Dispositif en lit fixe

Un réacteur en lit fixe est constitué d'un lit dense formé par le combustible. Les agents oxydants et les gaz produits circulent au travers du lit. Cette caractéristique permet de classer les différents réacteurs en lit fixe en fonction du sens de passage ou de sortie du gaz de synthèse. Le gaz produit peut être dirigé dans le même sens que le produit et sortir en dessous (lit fixe à co-courant, **Figure 5**), ou au dessus dans le sens inverse de l'injection du produit (contre courant, **Figure 5**). D'autres dispositifs découlent de ces configurations, notamment les lits fixes à travers (crossdraft) ou à deux étages (two stage gasifier) [Knoef 2005, Zhang J et al.2010]. Cette technique, simple à mettre en œuvre a l'avantage de pouvoir accueillir un produit avec un fort taux d'humidité. Elle donne généralement des temps de séjour du produit importants (de 1 h à 3 h) [Chopra and Jain 2007] et est considérée comme la plus attractive pour de petites unités de 80-500 KWe [Knoef 2005].

Dispositif en lit fluidisé

Dans ces dispositifs, la biomasse, préalablement broyée, est mise en suspension afin d'homogénéiser les réactions de combustion et de gazéification. Ce fonctionnement permet d'optimiser la température dans le réacteur contrairement aux procédés en lit fixe. On obtient ainsi une vitesse de réaction élevée et des temps de séjour courts (5 à 30 min) [Lorcet 2009]. Ces dispositifs sont préférables pour des unités de grandes capacités (> 10 MWth [Knoef 2005]) car l'efficacité de conversion, est plus importante. Plusieurs procédés découlent de cette technique et sont classés en fonction de la configuration, comme on peut le voir sur la **Figure 5** (Lit fluidisé dense, circulant, entraîné, double) [Knoef 2005]. Pour autant, l'accumulation de cendres perturbe les réactions dans les lits fluidisés denses. Les lits fluidisés circulant permettent eux d'éjecter les particules hors du réacteur pour les faire passer dans un cyclone, séparant ainsi la phase solide qui sera redirigée vers le réacteur. Les lits fluidisés double découlent de cette configuration en séparant le dispositif en deux parties, la première permet la combustion du produit avec l'air et les hautes températures sont acheminées à la

seconde partie, via les produits ou du sable, pour la gazéification à la vapeur d'eau. Ce dispositif permet ainsi d'éviter la dilution du gaz de synthèse par l'azote.

Dispositif à flux entraîné

L'injection de combustible finement broyé permet d'augmenter la température, entre 1 200 et 1 500 °C. Cette configuration diffère des dispositifs en lit fluidisé par l'injection du produit dans la zone supérieure du réacteur et par des temps de séjour nettement plus court. Le broyage en grain très fin reste somme toute délicat pour une utilisation massive de ces dispositifs.

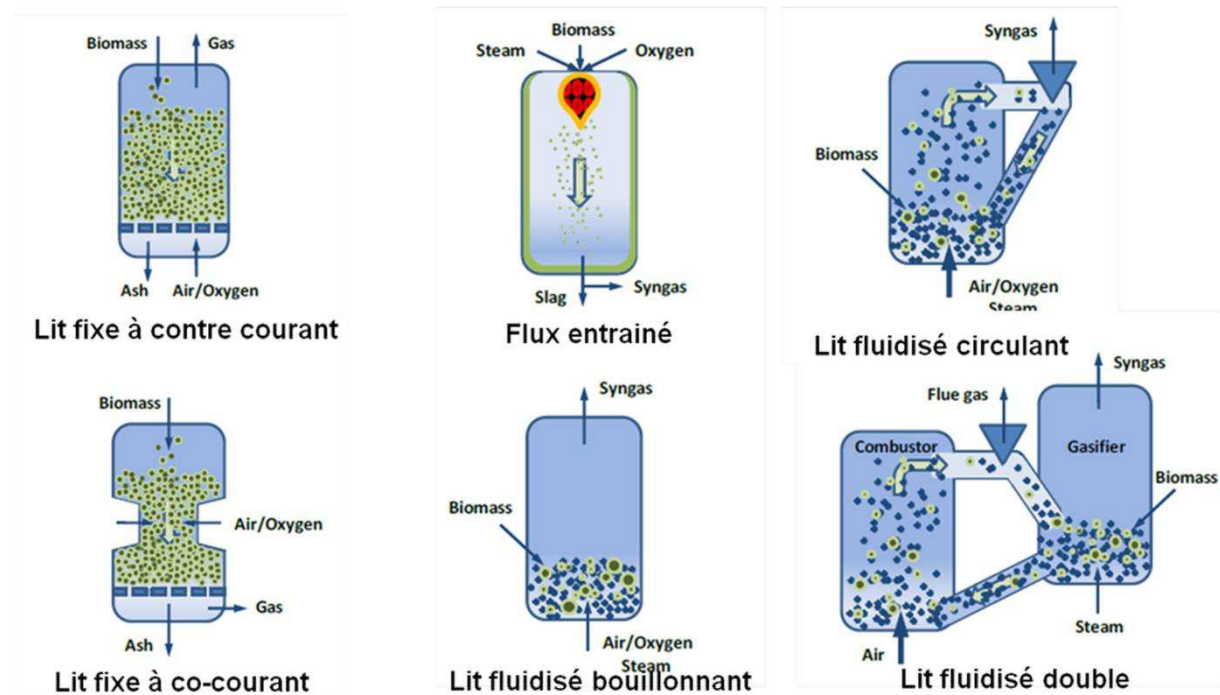


Figure 3 Schéma de différents dispositifs de gazéification autothermiques en lit fixe pour les deux réacteurs de gauche et en lit fluidisé pour les quatre autres de droite [E4Tech 2009].

I. 2.2 Performances chimiques et thermodynamiques

Afin de comparer les différents procédés ou dispositifs, trois rendements représentatifs de l'efficacité ont été définis comme suit : l'efficacité énergétique (appelé aussi efficacité du gaz froid), les rendements matière par les taux de conversions H_2 et CO.

Toutefois, le coût énergétique des processus connexes, comme la séparation de l'oxygène, le broyage préalable, le séchage, l'injection de vapeur, la récupération de chaleur et l'énergie primaire pour produire de l'électricité ne seront pas considérés, puisque les valeurs et les taux sont rarement divulgués.

Production en gaz de synthèse : Cette valeur correspond au débit de gaz de synthèse produit pour un kilogramme de produit inséré dans le réacteur. Cette production est calculée en utilisant un gaz inerte (souvent l'azote) entrant et sortant du réacteur. Lorsque de l'air est utilisé dans le réacteur, on peut utiliser la formule suivante [Zhao Y *et al.*2010] :

$$\text{Production en gaz (Nm}^3\text{.kg}^{-1}\text{)} = \frac{\text{Débit d'air injecté (Nm}^3\text{.s}^{-1}\text{)} \times 0.79}{[1 - (CO_2 + CO + H_2 + CH_4 + C_2H_2)/100] \times \text{débit de produit injecté (kg.s}^{-1}\text{)}}$$

Rendement énergétique : (appelé aussi efficacité du gaz froid) correspond au ratio de l'énergie chimique contenue dans le gaz de synthèse sur l'énergie de combustion du produit inséré, incrémenté par la consommation énergétique ajoutée (électrique ou carburant). Celui-ci est défini par l'expression suivante :

$$\eta(\%) = \frac{PCI \text{ du gaz de synthèse (kJ.Nm}^{-3}\text{)} \times \text{production en gaz (Nm}^3\text{.kg}^{-1}\text{)}}{PCI \text{ du produit injecté (kJ.kg}^{-1}\text{)} + \text{Puissance (kW)} / \text{débit produit (kg.s}^{-1}\text{)}}$$

Taux de conversion H_2 : Il est défini comme le rapport de la masse molaire d'hydrogène contenue dans le gaz de synthèse en sortie du procédé sur la masse molaire d'hydrogène introduite dans le procédé. Il est donné par la formule [Petitpas *et al.*2007] :

$$\text{Taux de conversion } H_2(\%) = \frac{\text{Nombre total d'atomes d'Hydrogène contenus dans } H_2 \text{ produit}}{\text{Nombre total d'atomes d'Hydrogène injectés}}$$

Taux de conversion CO : Il est défini comme le rapport de la masse molaire de carbone contenue dans le gaz de synthèse en sortie du procédé sur la masse de carbone introduite dans le procédé. Celui-ci est donné par la formule [Petitpas *et al.*2007] :

$$\text{Taux de conversion CO}(\%) = \frac{\text{Nombre total d'atomes de Carbone contenus dans CO produit}}{\text{Nombre total d'atomes de carbone injectés}}$$

Il est important de garder à l'esprit que le taux de conversion en H_2 dans le gaz de synthèse brut est fortement lié à l'agent oxydant injecté (vapeur ou air) et du taux d'humidité dans les déchets traités. Comme le rendement H_2 n'est pas représentatif du taux de conversion des processus, seul le rendement de CO peut être utilisé pour fournir de bonnes informations sur le bilan de masse ou rendement matière ainsi que sur les performances des procédés de gazéification.

Les caractéristiques des différentes familles de gazéification autothermique sont exposées dans le **Tableau 2** (avec plus de détails en annexe 1). Pour comparer les performances des familles de procédés, les pouvoirs calorifiques du gaz produit pourrait être comparés. Celui-ci dépend néanmoins de la nature du gaz injecté. Ainsi, en utilisant la vapeur d'eau comme agent réactant (c.f. réacteur en lit fluidisé double), le pouvoir calorifique du gaz est compris entre 12,5 et 21 MJ.m⁻³. En utilisant l'oxygène au lieu de l'air, comme c'est le cas pour le réacteur à flux entraîné et un réacteur à lit fluidisé dense donnés dans le tableau, le pouvoir calorifique obtenu est de 9,5 à 13 MJ.m⁻³. Nettement

supérieur aux valeurs entre 4 à 7 MJ.m⁻³ obtenues en utilisant de l'air. Le pouvoir calorifique n'est donc pas représentatif de la performance des dispositifs car l'oxygène pur a un coût énergétique non négligeable.

Les rendements énergétiques et les rendements en CO devraient être plus représentatifs et ils sont donnés à titre indicatif au vue des incertitudes sur les données recensées. En effet, le gaz de synthèse peut être saisi après une phase de traitement et purification ou à l'inverse collecté brut en sortie du dispositif de gazéification. De plus, peu d'études donnent la concentration du gaz de synthèse dans le gaz de sortie ou la production en gaz et si le gaz en sortie est mesuré dans les conditions normales de pression et de température. Il faut souligner que les valeurs données pour les rendements énergétiques et matières ne tiennent pas compte de la capacité de traitement des dispositifs. Par conséquent, une faible capacité pourra donner des rendements élevés. Néanmoins, la capacité de traitement de ces dispositifs étudiés est dans le même ordre de grandeur.

Ainsi, un réacteur en lit fixe donne des taux de conversion faible en comparaison avec les autres dispositifs. De plus, pour le dispositif en lit fixe à contre courant, la concentration en goudrons (composés volatiles non convertis en gaz de synthèse) dans le gaz produit, est importante. En effet, les goudrons formés lors de la phase de pyrolyse ne sont pas craqués thermiquement en traversant des zones chaudes avant d'être évacués. Dans les procédés à co-courant, la zone d'injection de l'air permet de créer un espace vide favorable à l'oxydation des matières volatiles. Dans un tel procédé, le gaz produit traverse la zone d'oxydation à haute température avant d'être évacué; cette dernière favorise le craquage thermique des goudrons. La teneur en goudrons du gaz produit est donc nettement plus faible que dans le cas d'un procédé à contrecourant. Pour autant, l'effet dit de « channeling » empêche le gaz produit par pyrolyse de rencontrer le gaz réactif oxydant [Mermoud 2006]. Cet effet peut provoquer une forte concentration en goudrons dans le gaz de synthèse provenant des gaz de pyrolyse non oxydés.

Les réacteurs à flux entraîné engendrent aussi des rendements matières assez faibles (< 50 %). Bien que la température soit plus élevée, entre 1 200 et 1 500 °C, la vitesse de fluidisation au dessus de 6 m.s⁻¹ [Mermoud 2006] ne permet pas de traiter une partie du combustible ou des gaz de pyrolyse dû au faible temps de séjour. Pour le réacteur à lit fluidisé, le désavantage des configurations en lit fluidisé est la forte proportion de particules volatiles (goudrons) dans le gaz de sortie, qui reste contraignante comme nous allons le voir dans la section suivante. Néanmoins, il ressort de ce tableau que les procédés autothermiques peuvent donner des taux de conversion et des rendements énergétiques supérieurs à 70 %. Le procédé à double lit fluidisé reste la technologie la plus performante, bien que, le rendement énergétique et le taux de conversion en CO sont donnés que pour un, voire deux, dispositifs [Ciferno and Marano 2002].

Concernant les concentrations en goudrons rapportées dans la littérature pour les deux principales catégories de gazéifieur (lit fixe, lit fluidisé), elles ne sont pas insignifiantes et elles couvrent deux ordres de grandeur. Ainsi, les configurations donnant un rendement matière conséquent (supérieur à 70 %), engendrent une teneur en goudrons supérieure au g.Nm⁻³. Les réacteurs à contre courant à 100 g.Nm⁻³, les lits fluidisés à 10 g.Nm⁻³ et les réacteurs à courant descendant à 1 g.Nm⁻³.

Tableau 2 Comparaison des dispositifs autothermiques [Ciferno and Marano 2002]

Famille de procédé	Lit fixe	Lit fluidisé dense	Lit fluidisé circulant	Lit fluidisé double	Lit à flux entraîné
Capacité (MWth)[Knoef]	< 20	10-100	20-30	1-15	> 100
Humidité (%) [Knoef, E4tech]	12-60	10-55	5-60	5-60	≈ 15
Taille du produit traité (mm)[E4tech]	5-100	50-150	< 20	20-150	< 1
T(°C) dans les réacteurs [Knoef, Olofsson]	700-1 200	< 900	1 200	600-1 000	1 200-1 500
Pression (bar)[Olofsson]	1-30	1-35	1-19	-	20-50
Temps de séjour du produit	1 à 3 h		5 à 30 min		≈ s
H ₂ /CO Ratio [Ciferno]	0.3	0.2-1.6	0.6-1	4.6	0.36
Pouvoir calorifique du gaz (MJ/m ³) [Ciferno]	4,5-5,6	4-13	4,5-7,5	12,5-21	9,5 ⁽⁴⁾
Rendement énergétique*	22,5 % ⁽²⁾ - 80 % ⁽²⁾	20 % - 65 %	20 %-80 %	75 % ⁽¹⁾ - 80 % ⁽⁴⁾	65 % ⁽³⁾
Taux de conversion H ₂ (%)	-	10-30	50-85	15 ⁽¹⁾	-
Taux de conversion CO (%)	-	8-40	50-75	40 ⁽¹⁾	50 ⁽³⁾
Concentration Moyenne en goudrons (g.Nm ⁻³) [Han and Kim 2008]	Contre courant 50 Co courant 0,5	12	8	23,8	-
Intervalle de valeurs (g.Nm ⁻³) [Han and Kim 2008]	10-150 0,01-6	1-23	1-30	0,7-40	-

⁽¹⁾ Ces valeurs ont été obtenues à partir du tableau de Ciferno *et al.*2002 pour un procédé unique, elles ne peuvent donner la valeur de tous les procédés de cette famille.

⁽²⁾ Valeurs obtenues par Knoef 2005

⁽³⁾ Valeurs obtenues par Zhao *et al.*2010

⁽⁴⁾ Valeur obtenue par Zhang J *et al.*2010a

*Le coût énergétique des processus connexes, comme la séparation de l'oxygène contenu dans l'air, ainsi que le broyage préalable et le séchage ne sont pas considérés dans ce tableau.

I. 2.3 La problématique des goudrons

La capacité qu'ont les goudrons (composés volatiles non convertis en gaz de synthèse) à condenser dans les conditions de température et de pressions des dispositifs pose de sérieux problèmes technologiques. Les goudrons sont définis comme tout mélange complexe d'hydrocarbures condensables ou composés organiques ayant un poids moléculaire supérieur à celui du benzène C_6H_6 [Neeft *et al.*1999]. Les seuils de tolérance de la concentration en goudrons dans le gaz de synthèse en fonction de l'application sont recensés ci-dessous [Baumlin 2006] :

- Les compresseurs acceptent une valeur limite de goudrons entre 100 et 500 $mg.Nm^{-3}$
- Les systèmes à combustion interne tolèrent une concentration maximale en goudrons légers de 50 $mg.Nm^{-3}$ et de 5 $mg.Nm^{-3}$ pour les lourds.
- Les turbines à gaz ont une limite maximale de 0,5 $mg.Nm^{-3}$
- Les procédés Fischer Tropsch nécessitent une concentration inférieure à 0,1 $mg.Nm^{-3}$.

Généralement, les concentrations moyennes en sortie d'un gazogène sont supérieures à 1 000 $mg.Nm^{-3}$. Il est nécessaire de purifier le gaz par différentes solutions afin d'éviter l'encrassement des dispositifs aval. Toutefois, les goudrons ne sont pas problématiques tant que ces composés sont présents en phase gazeuse. Le critère principal n'est donc pas la quantité (ou concentration) de goudrons, mais les propriétés et la composition de ces molécules organiques. Des classifications sont donc apparues pour séparer les goudrons en fonction de leurs propriétés physiques et morphologiques (nombre d'anneau de carbone). Deux classifications sont les plus répandues qui sont celle de la **Figure 4** donnée par [Milne and Evans 1998] et celle de [Paasen and Kiel 2004] donnée dans le **Tableau 3**.

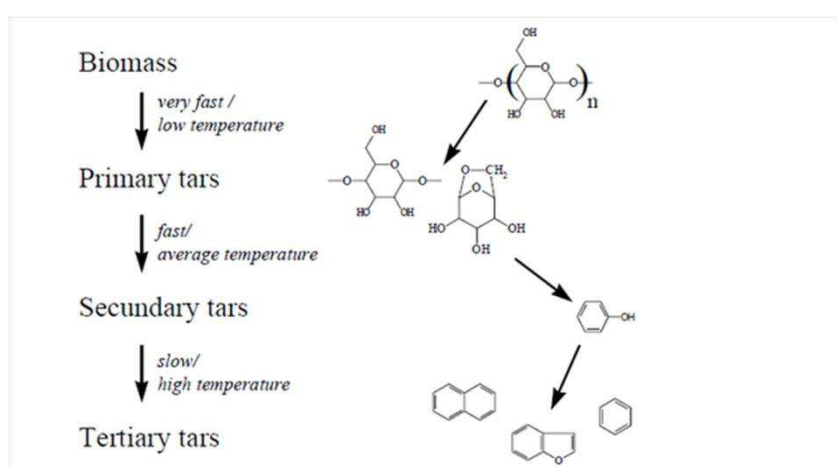


Figure 4 Classification des goudrons donnée par Milnes and Evans 1998. Les goudrons primaires sont les plus simples à détruire tandis que les goudrons tertiaires (hydrocarbures aromatiques polycycliques) sont les plus difficiles.

Tableau 3 Classification des goudrons d'après Paasen and Kiel 2004.

-Classe 1 : composés les plus lourds (indéetectables par chromatographie).
-Classe 2 : composés aromatiques hétérocycliques (pyridine, phénol, crésol, quinoline).
-Classe 3 : composés aromatiques à 1 cycle (xylène, styrène, toluène).
-Classe 4 : composés aromatiques à 2-3 cycles (naphtalène, fluorène, anthracène, phénanthrène).
-Classe 5 : polyaromatiques lourds à 4-7 noyaux (fluoranthène, pyrène, chrysène, perylène,...).

La **Figure 5** met en avant la température de condensation de 5 classes de goudrons de la classification de Paasen and Kiel 2004 [ECN]. Les goudrons de classe 3 condensent à température ambiante uniquement pour de fortes concentrations ($> 10\,000\text{ mg.Nm}^{-3}$), ils ne sont donc pas réellement problématiques. En ce qui concerne les goudrons des classes 2 et 4, ils condensent à température ambiante pour des concentrations supérieures à 10 mg.Nm^{-3} . Pour les goudrons de classe 5, ils condensent même à faible concentration (inférieure à $0,1\text{ mg.Nm}^{-3}$) jusqu'à $120\text{ }^{\circ}\text{C}$. Le point de condensation dépend donc principalement de la concentration des goudrons (HAP) les plus lourds. Pour une application industrielle des dispositifs de gazéification, le principal obstacle est donc la nature et la concentration en goudrons. Celles-ci sont fortement influencées par les paramètres opératoires du réacteur qui sont la pression, la température, l'utilisation de catalyseurs, la nature du produit à traiter.

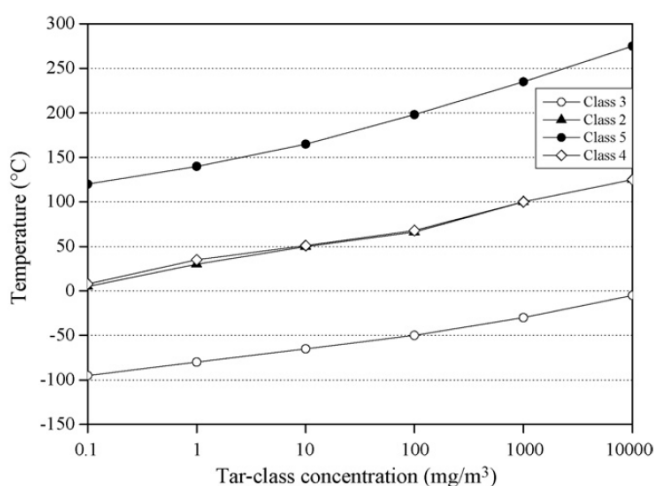


Figure 5 Point de rosée ou de condensation pour les 5 familles de goudrons en fonction de la température et de leurs concentrations sous pression atmosphérique [ECN].

Traitement des goudrons

Les méthodes d'élimination des goudrons peuvent être divisées en deux méthodes: primaires et secondaires.

Méthode primaire

La méthode primaire consiste à dégrader les goudrons directement dans le réacteur. Les principales solutions sont d'améliorer la conception, d'optimiser les paramètres de fonctionnement (température, pression, agent oxydant / déchets ratio temps de séjour ...), et l'ajout de catalyseur. Pour les paramètres de fonctionnement, la température a un effet notable sur la quantité et la composition des goudrons, elle permet de détruire les composés aromatiques sans catalyseurs. Les études sur le craquage des produits issus de la gazéification de la biomasse [Hiblot 2010] montrent qu'à partir de $1\,400\text{ K}$ et principalement pour des températures supérieures à $1\,700\text{ K}$, on obtient un craquage total des résidus sous forme de gaz de synthèse indépendamment du temps de séjour (à partir de $0,5\text{ s}$), de l'agent oxydant injecté et de la pression (entre 1 et 20 atm). Pour le temps de séjour, [Kinoshita *et al.* 2013] a conclu qu'elle a un peu d'influence sur la concentration en goudrons, mais celle-ci a une influence significative sur la composition de goudron. La littérature scientifique contient de nombreuses données sur la conversion, la destruction et la réduction de la concentration en goudron, dans les procédés de gazéification de la biomasse ou des déchets par des processus physiques, thermochimiques et catalytique [Han and Kim 2008, Milne and Evans 1998].

Pour les catalyseurs, la dolomite, le calcaire, le sable d'olivine, de la bauxite, de lanthane, de l'alumine, de l'aluminate de nickel, de cobalt, les minéraux argileux naturels et minéraux de fer sont de bons candidats. Plus de 200 articles ont été référencés par [Shen and Yoshikawa 2013], et ce, uniquement pour le traitement catalytique des goudrons. [El-Rub *et al.* 2008] ont montré l'efficacité de ces matériaux catalytiques à 900 °C pour des réacteurs à double lit fluidisé. Il donne une conversion de 100 % du naphthalène par le nickel et le sable. Bien que cette méthode soit efficace pour la destruction de goudron, elle peut néanmoins être onéreuse en fonction des catalyseurs utilisés et de leurs consommations.

Méthode secondaire

L'élimination des goudrons en aval du réacteur de gazéification est appelé méthode secondaire. Bien que les méthodes primaires soient les plus efficaces, la combinaison avec un dispositif de craquage en aval du dispositif est nécessaire. Il y a principalement trois voies d'élimination des goudrons par la méthode secondaire : le craquage thermique, catalytique et mécanique [Göransson *et al.* 2011].

Le craquage thermique consiste à brûler une partie des gaz produits. Cette méthode est préférentiellement utilisée lorsque la température du réacteur n'est pas suffisante pour les méthodes primaires (< 900 °C). Les méthodes mécaniques et catalytiques sont souvent utilisées ensemble pour éliminer les goudrons. On peut citer quelques exemples comme les réacteurs monolithes. Les monolithes sont des blocs de céramique structurés en nid d'abeilles avec sur les parois une fine couche de matériaux catalytiques [Zwart 2009]. Les laveurs de gaz, en utilisant de l'huile ou tout autre liquide compatible avec la solubilité des goudrons, sont quant à eux plus faciles à mettre en œuvre mais conduisent à d'importantes pertes thermiques et à la production d'un liquide souillé [Rabou *et al.* 2009]. Des filtres peuvent aussi être utilisés mais leur colmatage pose quelques problèmes [Zwart 2009]. D'un autre côté, les dépoussiéreurs électrostatiques sont efficaces pour éliminer les particules solides fines mais se révèle inefficace lorsque les goudrons sont en phase gazeuse. Le craquage des goudrons par plasma froid a aussi été envisagé par plusieurs groupes en utilisant des décharges couronne ou des glid-arcs [Han and Kim 2008]. Les espèces réactives produites par le plasma (O, OH, H) permettent de dégrader les goudrons avec une bonne efficacité [Murphy *et al.* 2002, Han and Kim 2008].

L'élimination des goudrons par les méthodes secondaires reste un domaine de recherche très actif. De nombreuses méthodes présentées comme très efficaces émergent régulièrement de la communauté scientifique, mais celles-ci doivent encore être optimisées pour être économiquement viables et utilisées à un niveau industriel [Milne and Evans 1998, Devi *et al.* 2003]. Une éventuelle solution, le dispositif « OLGA » provoque une perte d'énergie en refroidissant le gaz et un liquide souillé nécessitant un nouveau traitement. D'après [Göransson *et al.* 2011], le nettoyage par séchage du gaz chaud sous haute pression peut donner une très bonne efficacité d'élimination des contaminants. Cette technique nécessite néanmoins de fonctionner sous hautes pressions dans le procédé de gazéification, ceci pour limiter les pertes thermiques dans le compresseur. La meilleure solution reste de convertir les goudrons directement dans le procédé de gazéification par la méthode primaire.

I. 2.4 Conclusion sur les dispositifs autothermiques de gazéification

De cette synthèse, il ressort que les performances des dispositifs autothermiques sont fortement influencées par la configuration du réacteur ainsi que par les paramètres opératoires (pression, température, temps de séjour, capacité de traitement et l'effet d'échelle). Pour venir se substituer aux énergies fossiles, le gaz de synthèse doit être purifié en éliminant les goudrons, les suies, les particules fines, les métaux alcalins, les composés soufrés, chlorés et nitrés, et nécessite aussi de contrôler le ratio en H_2/CO en fonction de l'application. Néanmoins, la principale difficulté pour une application industrielle est la présence dans le gaz de synthèse de goudrons. En effet, la nature et la concentration en goudrons va induire un point de rosé du mélange, ce point de rosé doit être inférieur à 10-20 °C. Pour éviter tout problème d'encrassement des dispositifs placés en aval, le traitement *in situ* par la méthode primaire reste la meilleure méthode à mettre en œuvre. Sachant que la plupart des dispositifs autothermiques sont déjà pourvus de catalyseurs, ces dispositifs ne peuvent répondre aux conditions requises pour alimenter le procédé Fischer Tropsch et les turbines à gaz. La concentration en goudrons doit être inférieure à 0,1 mg.Nm⁻³ pour le procédé Fischer Tropsch et inférieure à 0,5 mg.Nm⁻³ pour les turbines à gaz [Lorcet 2009], valeurs qui ne peuvent être approchées sans un traitement délicat du gaz, couteux énergétiquement [Rabou 2009].

En outre, les applications du gaz de synthèse dépendent aussi de la nature des agents oxydants. Pour l'obtention d'un pouvoir calorifique élevé, la dilution du gaz de synthèse dans l'azote contenu dans l'air doit être évitée [Bridgwater 2003]. Pour remplacer l'air, l'oxygène peut être utilisé mais son coût est très onéreux. La vapeur d'eau est en général privilégiée notamment pour la réaction de vaporéformage. Bien que celle-ci augmente la teneur en H_2 du gaz de synthèse, elle est fortement endothermique et se produit sous haute température (800 °C - 1 400 °C) [Dupont 2006]. L'énergie nécessaire à introduire dans le système pose de réelles difficultés techniques. Une solution consiste à utiliser un réacteur à double lit fluidisé, afin de séparer la zone de combustion de la zone de vaporéformage [Zhang, J *et al.* 2010a]. De nombreux dispositifs découlent de cette configuration avec notamment des conduites de combustion dans le réacteur avec des contraintes sur les matériaux sous hautes températures [Göransson *et al.* 2010]. Toutefois, il est très courant d'ajouter une source d'énergie externe dans l'étage de combustion telle que des combustibles fossiles, principalement du coke, du propane, de l'essence ainsi que du gaz naturel qui diluent le gaz de synthèse dans l'azote et les produits de combustions [Corella *et al.* 2007]. De plus, ces procédés conduisent à des concentrations en goudrons supérieures à 10 g.Nm⁻³ [Göransson *et al.* 2010].

Ainsi, pour le vaporéformage, pour éviter la dilution du gaz de synthèse et pour limiter la concentration en goudrons, de hautes températures sont nécessaires. L'apport d'un carburant n'étant pas une solution efficace pour obtenir ces températures. Seuls les procédés dits « allothermiques » en incorporant une source d'énergie extérieure tels que les fours solaires, encore au stade de recherche [Steinfeld 2005, Meier and Steinfeld 2010], ou la technologie plasma sont envisageables. Pour la technologie, l'électricité est utilisée comme source d'énergie extérieure et elle est convertie en énergie thermique par des arcs électriques. Cette voie des plasmas d'arc n'est cependant pas si nouvelle, car elle a été utilisée et développée durant le XIX^{ème} siècle par l'industrie de la métallurgie pour obtenir de hautes températures dans les fourneaux et durant le début du XX^{ème} siècle par l'industrie chimique pour la fabrication de l'acétylène à partir du gaz naturel [Nema and Ganeshprasad 2002]. Ces technologies plasmas ont notamment été étudiées et utilisées depuis le début des années 80 pour le traitement des déchets solides municipaux [Brown 1979]. Elles sont aussi utilisées dans diverses applications, telles que le traitement des déchets dangereux et nocifs tels que l'amiante, la vitrification de déchets radioactifs et chimiques, montrant la maturité de cette technologie [Heberlein and Murphy 2008].

I. 3. Gazéification par plasma

I.3 1 Avantage de la technologie plasma

Les procédés autothermiques font intervenir des réactions chimiques appelées oxydo-réductrices ou combustion, pour établir de hautes températures dans le réacteur et la température maximale envisageable est de 3 000 K (pour un mélange acétylène-oxygène [Fauchais 2007]) alors qu'elle peut monter au delà de 15 000 K dans un plasma [Hrabovsky 1998, Rutberg *et al.* 2003]. Une telle température dans les plasmas permet de synthétiser ou dégrader des espèces chimiques inatteignables en combustion classique. Les espèces réactives produites par le plasma sont une motivation supplémentaire pour l'utilisation d'un plasma. Ces espèces recensées dans la littérature permettent de fortement dégrader les goudrons avec une meilleure efficacité que les procédés classiques [Murphy *et al.* 2002, Han and Kim 2008]. Toutefois ces études ont été effectuées avec des plasmas non thermiques issus de décharges couronnes ou glid-arcs, alors que la thermique des plasmas d'arc est autant plus bénéfique à la dégradation des goudrons. En effet, la forte vitesse de chauffe du plasma ($> 10^6 \text{ K.s}^{-1}$) permet d'accélérer les cinétiques de réactions. Elle est d'autant plus intéressante pour obtenir des réacteurs de plus faible dimension. De plus, la thermochimie de combustion ne permet pas un contrôle précis de l'enthalpie injectée dans le réacteur alors que l'utilisation d'un plasma permet sa maîtrise. Par exemple, lors de la combustion d'un mélange méthane air avec 140 % d'oxygène par rapport à la stœchiométrie seulement 23 % de l'énergie de la flamme est disponible alors que l'on obtient dans un plasma 91 % d'énergie disponible pour une température supérieure à 1 500 K [Fauchais 2007].

Du point de vue économique, une étude montre l'intérêt de la technologie plasma par rapport aux traitements conventionnels de déchets. Elle établit qu'en valorisant le gaz de sortie d'un incinérateur en gaz de synthèse, à l'aide d'un plasma thermique, on obtient un coût par tonne de déchets inférieur de 30 % par rapport aux techniques traditionnelles [Rutberg *et al.* 2003]. Du point de vue opérationnel, un autre atout de la technologie plasma est sa mise en route et son arrêt quasi instantané [Fauchais 2007]. En effet, ces deux étapes ne nécessitent que quelques secondes alors qu'en combustion ce temps est nettement supérieur et difficilement contrôlable avec précision. Ce paramètre est très important pour insérer le dispositif plasma en co-combustion dans un réseau électrique intelligent.

Les principales contraintes concernant l'utilisation d'une source plasma se situent au niveau de l'utilisation de l'énergie secondaire (électricité) qui peut fortement diminuer le rendement net du dispositif et également augmenter son bilan global d'émission en CO_2 , si la source en est fortement émettrice (centrale à charbon). Une autre contrainte provient de l'injection en gaz plasmagène qui préférentiellement, ne doit pas diluer le gaz de synthèse. Le gaz plasmagène doit participer à la conversion du produit en gaz de synthèse comme par l'utilisation de O_2 , CO_2 , H_2O , CO , H_2 ...

Un dernier point qui semblerait contraignant est la formation de NO_x pour des températures supérieures à 1200 K. Cependant, la gazéification produit des espèces réactives qui limitent ou réduisent la quantité de NO_x en sortie. Des études ont démontrées que l'utilisation du gaz de synthèse comme produit de co-combustion aux combustibles fossiles limite la formation de NO_x en fonctions des applications de 12 à 47 % pour Wu *et al.* 2004 ou de 30 à 50 % pour [Yang *et al.* 2011] et aussi jusqu'à 50 % en co-combustion du méthane dans un moteurs à combustion interne [Ahmar 2007].

Avantage de la technologie plasma pour la production de biocarburant par gazéification au niveau technico économique

La conversion de la biomasse ou des déchets organiques en liquide (Biomass to liquid) pour la synthèse de biocarburant semble actuellement être la voie la plus prometteuse pour produire du gazole de synthèse [Dupont *et al.* 2008]. Celle-ci a été étudiée lors d'une approche technico-économique focalisée sur la France [Seiler *et al.* 2010], montrant que le prix du brut d'essence de synthèse par l'intermédiaire de la gazéification peut s'échelonner entre 0,72 et 1,2 Euros/litre en fonction des technologies et du coût des matières premières.

La voie allothermique par plasma apparaît comme la voie la plus attractive avec des rendements matières supérieurs de 9 % par rapport à la voie autothermique optimisée. Elle peut aussi permettre de stocker l'énergie électrique non consommée la nuit. D'autre part, afin de limiter les rejets de gaz à effet de serre, dans le cas d'une source d'énergie électrique décarbonée, les rejets théoriques en CO₂ sont en dessous de 40 g.kWh⁻¹, largement inférieurs à ceux obtenus dans le cas de l'utilisation du gaz naturel pour augmenter la température du réacteur (200 g.kWh⁻¹).

Enfin, pour alimenter un procédé Fischer Tropsch, il est nécessaire d'avoir un ratio de H₂/CO proche de 2. Il est préférable d'ajouter directement de l'hydrogène dans le réacteur car la réaction du gaz à l'eau (cf réactions chimiques) ne peut donner un contrôle précis de ce ratio. L'ajout d'hydrogène produit par hydrolyse ou par réformage de gaz naturel, amène des gains sur le rendement matière de 7 % et jusqu'à 4 % sur le rendement énergétique. Cependant, une étude théorique indique que l'incorporation de CO₂ ou de H₂O lors de la gazéification par plasma permet de contrôler ce ratio H₂/CO en sortie [Rutberg *et al.* 2011]. L'injection d'hydrogène pourrait donc être obsolète.

Tableau 4 Comparaison technico-économique de différentes voies pour la production d'essence de synthèse à partir de la biomasse. Les prix de référence considérés dans l'étude sont de 20 Euros/MWh ou 100 Euros/tonne pour la biomasse sèche, 45 Euros.MWh⁻¹ pour l'électricité et 30 Euros/MWh pour le gaz naturel (η_e rendement énergétique, $\eta_{e \text{ primaire}}$ rendement tenant compte du rendement de production des énergies entrantes) [Seiler *et al.* 2010].

Technologie de gazéification	Process	$\eta_{\text{matière \% (Diesel/ biomasse)}}$	$\eta_e \%$	$\eta_{e \text{ primaire \%}}$	Consommation en J/J produits			Coût de production Euros/litre diesel	Rejets en CO ₂ g/kWh
					biomasse	Électrique	gaz naturel		
Autothermique	+HT heat exchanger + H ₂ (elec.) + with tail gas recycle	50	51	25	0,85	0,98	0,13	0,95	< 60
	+ HT heat exchanger + H ₂ (nat. gas) + with tail gas recycle	56	58	51	0,76	0,06	0,88	0,72	< 220
Allothermique	Plasma + HT heat exchanger + H ₂ (elec.) + with tail gas recycle	59	52	24	0,72	1,08	0,12	0,89	< 40
	+ HT heat exchanger + H ₂ (nat. gas) + with tail gas recycle	59	56	35	0,73	0,50	0,54	0,80	< 160

Au niveau théorique, la technologie plasma apparaît comme une voie très attractive. Au niveau technique, des limites supplémentaires pourraient provenir des générateurs de plasma. La partie suivante passe en revue les différentes technologies développées.

I.3 2 Principales technologies plasma

On peut classer les plasmas en trois domaines distincts :

Les plasmas de fusion utilisés pour des essais du même nom visant à produire des réacteurs nucléaires par laser ou dans des tokamaks. Ces plasmas se différencient des autres générateurs par des températures atteignant plusieurs millions de Kelvin et des densités en particules chargées de l'ordre de $10\text{-}20\text{ cm}^{-3}$ [Vacqué 2000].

Les plasmas thermiques ou à l'équilibre thermodynamique sont souvent obtenus dans des torches ou des fours à arcs ou par induction, fonctionnant en grande majorité à la pression atmosphérique. Les températures sont de l'ordre de 2 000 K à 30 000 K.

Les plasmas hors équilibre thermodynamique ou plasmas froids sont eux souvent utilisés à basse pression surtout dans l'industrie de la microélectronique ou dans le domaine de l'éclairage. Le gaz reste globalement à la température ambiante et ils peuvent être obtenus par décharge micro ondes, inductive ou en courant continu.

Les plasmas froids ne permettent pas d'apporter suffisamment d'énergie dans le système pour initier les différentes réactions fortement endothermiques. Seuls les plasmas thermiques peuvent répondre aux attentes des technologies de gazéification allothermique. Ceux-ci peuvent être obtenus par diverses décharges électriques, qu'elles soient continues (DC **Figure 6** à droite), alternatives (AC plasma **Figure 6** à gauche), inductives par des fréquences radio (13,56 MHz) ou capacitatives par micro ondes à 2,45 GHz. Les générateurs micro-ondes délivrent des puissances de l'ordre du kilowatt [Kamei *et al.* 1998], ce qui nécessite d'insérer plusieurs générateurs en parallèle dans le réacteur. Les plasmas radio fréquence (RF) ont une efficacité énergétique de l'ordre de 40 % à 70 % (**Tableau 5**) alors que les torches à arcs atteignent des efficacités de 60 % à 90 % [Huang and Tang 2007]. Ces systèmes RF sont principalement utilisés au stade de recherche pour la pyrolyse car ils produisent un échauffement plus homogène du produit et confèrent des températures moins élevées (jusqu'à 8 000K).

Concernant l'analyse du cycle de vie, une étude sur la gazéification des déchets de culture rizière confirme l'attrait de la technologie à arc plasma comparée aux autres générateurs. Elle indique une efficacité supérieure de la technologie plasma à arc avec un ratio net d'énergie produite de 7,86 (5,79 autothermique ; 5,01 plasma RF ; 3,13 plasma micro ondes) et un retour sur investissement en énergie de 8,86 (6,79 autothermique en lit fixe) qui d'après les auteurs sont des termes plus représentatifs que le prix de production qui est influencé par les marchés [Shie *et al.* 2011].

Torches DC

Dans les torches DC à arcs non transférés, l'arc est souvent stabilisé entre l'anode et la cathode pour d'une part (i) minimiser les fluctuations de l'enthalpie transmise au gaz et d'autre part (ii) augmenter la longueur de l'arc. Sur l'exemple de la **Figure 6** à droite, l'arc est stabilisé par un vortex d'eau. L'évaporation par les pertes thermiques va servir à augmenter l'enthalpie en sortie de la torche [Hlina *et al.* 2009] et générer une partie des agents réactifs et des radicaux améliorant la gazéification (O, H ...) sans diluer le gaz de synthèse. Ce fonctionnement donne une enthalpie de 157 MJ.kg⁻¹ pour une puissance de 54 kW (enthalpie de 13,5 MJ.kg⁻¹ pour un mélange Ar/H₂ (65/3 litres par minute) avec une puissance de 44 kW [Hrabovsky *et al.* 1998, Hlina *et al.* 2009]). D'autres technologies

utilisent directement cette évaporation comme débit de gaz plasmagène. Ce dispositif permet d'avoir des vitesses d'écoulement faibles du plasma et une forte enthalpie [Narengerile *et al.* 2010, Nishioka *et al.* 2009, Ni *et al.* 2010, Kezelis *et al.* 1999]. Néanmoins, ces dernières voies sont loin d'être matures et les gaz plasmagènes utilisés dans les autres dispositifs sont en général, pour la gazéification par plasma, l'azote ou l'argon. La recirculation de 15 % du gaz de synthèse comme gaz plasmagène semble être la solution la plus judicieuse pour la gazéification allothermique [Guénadou *et al.* 2008].

Une des principales lacunes de torches plasma DC à fort courant est la courte durée de vie de la cathode. D'après [Matveev and Rosocha 2010], l'absence de torche avec une durée de vie et des coûts d'exploitation abordables est un réel problème pour la gazéification par plasma. Actuellement, les technologies plasma existantes pour l'allumage et l'aide à la gazéification du charbon utilisant des torches DC de 100 à 200 kW sont limitées à environ 200 à 3000 heures de fonctionnement par la durée de vie de la cathode. Il en va de même avec toutes les autres sources de plasma thermique disponibles sur le marché. Tous les progrès envisageables dans cette direction énergétique seront donc principalement liés au développement de nouvelles torches de forte puissance. Des solutions retenues par certaines équipes pour limiter l'érosion des électrodes seraient de mettre en œuvre des torches plasma hybrides (RF + DC). L'efficacité énergétique d'un tel dispositif est entre 80 et 95 % pour une puissance de 150 kW [Matveev and Rosocha 2010]. Cette puissance est encore loin du niveau requis, de l'ordre de 1 MW, ajoutée au coût élevé de la technologie RF empêchant l'exploitation massive des torches plasma à courant continu pour la gazéification.

Torches AC

Pour éviter les problèmes liés à l'érosion des électrodes et s'incorporer directement sur le réseau électrique, des systèmes plasma triphasés ont été développés. En effet, ils permettent de supprimer les pertes électriques produites dans la bobine de Ballast ou le convertisseur alternatif continu comme c'est le cas pour les torches DC. Ils permettent aussi de modifier la vitesse du plasma indépendamment du fonctionnement des arcs afin d'optimiser les temps de séjour dans les zones chaudes. Ces systèmes triphasés sont notamment développés à l'Institut for Electrophysics and Electric Power (IEEP) de St Petersburg en Russie [Rutberg *et al.* 2011a] et au centre PERSEE Mines-Paristech en France. Les électrodes du système développé à l'IEEP sont constituées de tubes de cuivre, pour fonctionner en milieux oxydants, refroidis par eau et le glissement des pieds d'arc généré par ce système minimise l'érosion. Une autre torche plasma triphasée pour la gazéification a récemment été développée et peut fonctionner avec de la vapeur d'eau comme gaz plasma pour des puissances entre 100 à 600 kW [Rutberg *et al.* 2011a].

La technologie développée au centre PERSEE Mines-ParisTech à une échelle semi-industrielle a quelques similitudes avec les technologies utilisées en sidérurgie pour les fours électriques à arc. Contrairement à ces systèmes, les arcs de la torche à arcs triphasés ne sont pas reliés au point neutre. Ainsi, les arcs se déplacent entre les trois électrodes et interagissent entre eux par des forces électromagnétiques. Cette interaction électromagnétique conduit à un mouvement global des arcs vers l'extérieur de la zone inter électrodes [Ravary 1998, Fabry 1999]. Elle engendre de hautes températures dans un volume et est particulièrement adaptée à la gazéification des déchets. De plus, les électrodes sont en graphite avec l'avantage de ne pas contaminer le gaz de sortie par des traces d'éléments entrant dans la composition de l'électrode.

Les générateurs de plasma triphasés pourraient donc être une alternative intéressante afin de réduire les coûts. Ils ont prouvé leur durabilité et leur fiabilité depuis le début du XX^{ème} siècle dans les aciéries pour plusieurs MW (500 MW). En outre, les électrodes en graphite, qui sont des pièces consommables et peu onéreuses, rendent cette technologie de plasma moins complexe et plus fiable pour le développement de la gazéification par plasma à une échelle industrielle.

D'autres systèmes multi phases ont été développés notamment au japon avec un système à 12 électrodes en tungstène afin d'augmenter le volume du plasma pour la fabrication de vitres. Ce système est constitué de deux étages de 6 électrodes avec deux modes de fonctionnement [Liu *et al* 2013].

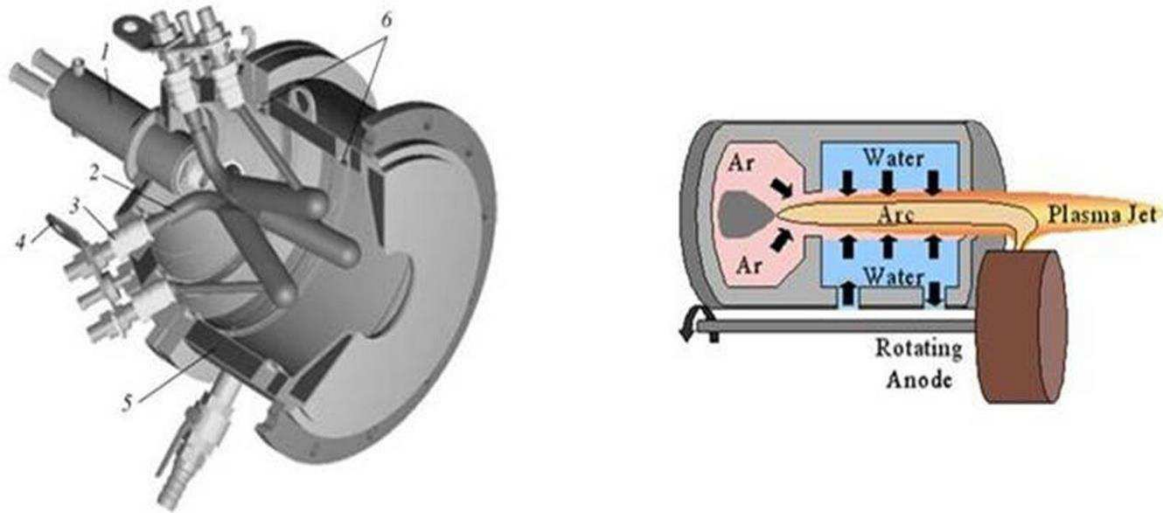


Figure 6 A gauche torche à arcs plasma triphasée développée à saint Petersburg [Popov *et al.*2007] (1) Injecteur, (2) électrodes, (3) isolateur, (4) terminal, (5) flasque, (6) sortie de distribution du gaz de travail. A droite schéma d'une torche Ar/H₂O à arc stabilisé par un vortex d'eau [Hlina *et al.*2009]

Tableau 5 Comparaison des différentes sources de plasma de forte puissance [Huang and Tang 2007, Rutberg *et al.*2003]

	DC arc plasma	3-phase arc plasma	RF plasma
Température	5 000 –15 000 K	2 000 –20 000 K	3 000–8 000 K
Puissance maximale	1.5- 6 MW	3 MW	100 kW- 1 MW
Volume du plasma	Faible	Contracté ou diffus	Moyen
Vitesse du gaz	Haute	Faible à haute	Haute
Position de l'injection de produits solides	Après le plasma	Après le plasma	Avant le plasma
Influence de l'injection de produits solides sur la stabilité du plasma	Non	Non	Oui
Efficacité	60–90 %	70 – 90 %	40–70 %

I.3 3 Procédés allothermiques de gazéification par plasma

I.3.3 1 Configurations des réacteurs de gazéification par plasma

De manière générale, les dispositifs de gazéification allothermiques suivent trois voies principales. Ces voies dépendent essentiellement de la nature des déchets à traiter. Pour la gazéification de produits avec une forte teneur en matière inorganique, il est nécessaire d'apporter une source d'énergie extérieure. Cette énergie va se traduire par de hautes températures faisant fondre la partie inorganique (900 -1000 °C). Cette partie va être en fusion et donner des scories et la partie organique va se transformer en gaz de synthèse. Dans ce cas, les torches à plasma sont placées dans le corps de réacteur, le plus proche du bain en fusion. Les torches sont soit à arc non transféré ou à arc transféré (le bain en fusion jouant le rôle d'anode) [Fabry *et al.* 2013].

Dans le cas de produits à faible proportion en matière inorganique, il n'est pas nécessaire de mettre le bain en fusion et les cendres sont disponibles sèches au fond du réacteur. Dans ce cas, la gazéification des produits peut se faire par les deux voies : allothermique ou autothermique.

La voie allothermique, est en grande partie basée sur les dispositifs de la voie autothermique avec quelques modifications pour incorporer les technologies plasma.

Pour la voie autothermique, la torche plasma est placée en sortie du réacteur de gazéification, avant le refroidissement du gaz, dans le but de traiter les goudrons contenus dans le gaz de synthèse.

I.3.3 2 Traitement du produit dans un bain

Cette configuration n'est pas massivement étudiée au niveau académique mais principalement au niveau industriel pour la gazéification de déchets municipaux. En effet, pour limiter les pertes thermiques, connaissant les effets d'échelles, les procédés nécessitent un dimensionnement conséquent demandant un important coût d'investissement. Ces technologies sont donc majoritairement basées sur des dispositifs existant pour le traitement des déchets inorganique (amiante, vitrification des déchets radioactifs, déchets municipaux [Heberlein and Murphy 2008]). La méthode utilisée est de mettre le bain en fusion par un dispositif plasma allothermique. Les torches DC à arcs soufflés ou à arcs transférés ainsi que les arcs dans le bain en fusion sont les principales technologies plasma utilisées.

Néanmoins pour des bains à forte concentration en biomasse, un dispositif académique dans une coquille d'une capacité de 1 litre a été développé à Taiwan [Shie *et al.* 2010a]. Il a été étudié pour la gazéification de balles de riz ainsi que de grains distillés issus d'une usine de production d'éthanol. La torche DC à arcs non transférés permet de chauffer la partie supérieure du lit fixe. D'autres dispositifs plus élaborés ont été développés, notamment celui de l'équipe de l'IEEP basé sur la technologie plasma triphasée. La torche est située sur la partie centrale du lit (**Figure 7**). Le réacteur a une capacité de 50 - 100 kg.h⁻¹ et a été utilisé pour la gazéification de copeaux de bois, de déchets municipaux et de pneus pour différentes granulométries [Rutberg *et al.* 2004]. Le dispositif développé à Eco Valley par AlterNrg en collaboration avec Westinghouse est relativement proche de cette configuration. Le lit est maintenu à 1 500 - 1 700 °C pour deux torches plasma DC ainsi que pour l'ajout de coke. La zone de gazéification se situe au dessus du bain par un apport en air [Willis *et al.* 2010]. Ce dispositif donne un rendement énergétique proche de 79 %, ou en considérant les rendements nets les plus favorables ou plus défavorables pour produire de l'électricité de 28 à 46 % [Fabry *et al.* 2013].

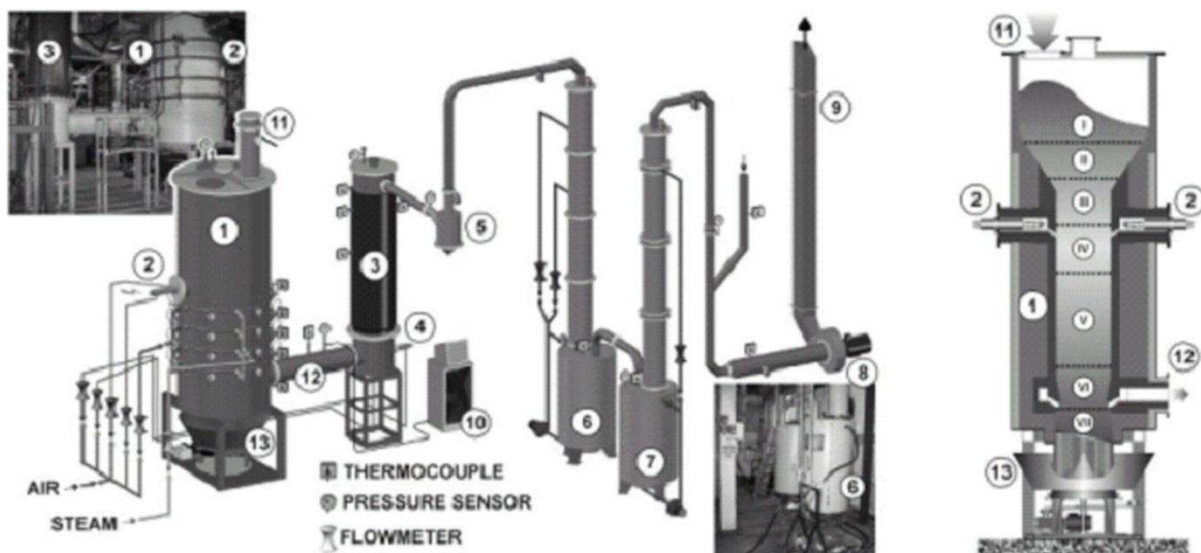


Figure 7 Dispositif développé par IEEP pour la gazéification de déchets [Rutberg et al.2011]: 1 - gazogène; 2 - générateur de plasma; 3 – zone de postcombustion; 4 - torche de sécurité; 5 - cyclone; 6 –laver en spray; 7 - buse laveur; 8 - ventilateur d'extraction; 9 - tuyau de sortie; 10 – analytique des gaz; 11 - système d'alimentation 12 - tube de sortie du gaz de synthèse; 13 – dispositif de trempe pour les scories. I zone d'accumulation, évaporation lente ; II zone d'évaporation intensive ;III zone de pyrolyse ; IV zone de craquage thermique ; V zone de gazéification ; VI refroidissement VII enlèvement du laitier.

Pour les technologies dans un bain en fusion, l'équipe de l'université de Limoges a développé une technologie allothermique de gazéification de la biomasse sur un bain de verre en fusion. Un arc transféré entre deux électrodes en graphite permet de chauffer le bain de verre sur lequel tombent des échantillons de biomasse [Carlesi 2012] (**Figure 8**). Ce bain permet d'une part de stocker l'énergie de l'arc pour la restituer à la biomasse par contact direct et par rayonnement. D'autre part, cela permet d'augmenter la granulométrie des particules par l'augmentation du temps de séjour de la particule dans les zones chaudes du réacteur et la digestion de la charge minérale. L'humidité « naturelle » du bois apporte l'eau nécessaire à la réaction de gazéification. Différentes biomasses ont été testées (granulés de bois, paillettes de hêtre, billes de hêtre) avec un taux de conversion moyen du carbone contenu dans la biomasse supérieur à 70 %.

Le dispositif développé par Integrated Environmental Technologie [Inentech] peut aussi être classifié dans cette catégorie. Il fonctionne avec 4 à 5 électrodes en graphite pour la gazéification ou la valorisation de déchets municipaux dans un bain en fusion. Deux électrodes alimentées en courant continu permettent de former un laitier qui sert de support aux arcs de la torche triphasée immergée en graphite.

L'inconvénient de ce choix technologique est principalement lié au niveau des pertes thermiques dans le bain dans le cas où celui-ci doit être maintenu en fusion (forte présence d'éléments métalliques). Généralement, entre 30 à 35 % de l'énergie est dépensée dans le volume du réacteur et 65 à 70 % est perdue pour maintenir le bain en fusion, diminuant ainsi l'efficacité du procédé. [Rutberg et al.2011]. De plus, une bobine de ballast est insérée dans le circuit électrique pour stabiliser la décharge en raison de la faible stabilité des arcs transférés au bain. Ceci conduit à diminuer l'efficacité énergétique du dispositif auquel s'ajoute la pollution des produits de gazéification par des mélanges de la matière fondue. Pour finir, le mélange entre les hautes températures du plasma, le gaz de pyrolyse et le bain reste délicat. Ces dispositifs ne semblent donc pas réellement efficaces pour le craquage des goudrons.

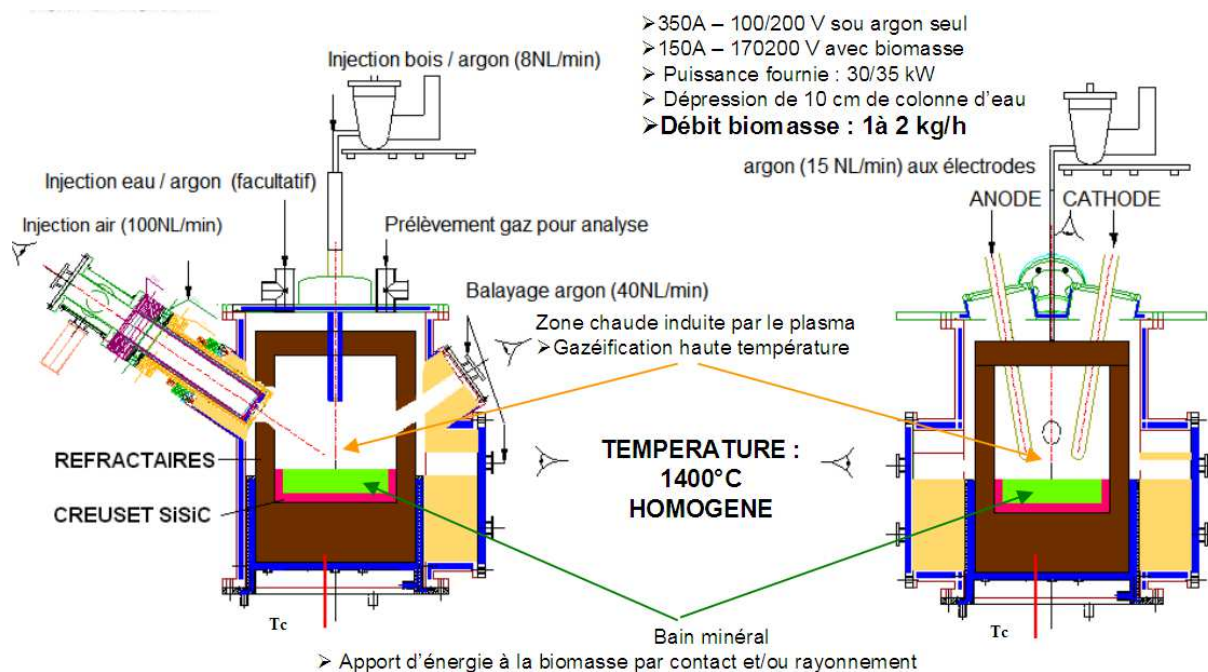


Figure 8 Dispositif allothermique développé à l'université de Limoges. L'arc généré entre deux électrodes en graphite permet de maintenir la température dans le bain de verre [Carlesi et al.2011].

I.3.3 Traitement du produit dans le dard plasma

L'injection du produit dans le dard plasma est la méthode la plus étudiée au niveau académique avec des essais effectués en Chine [Tang et al. 2010, 2009, 2003, Zhao et al.2001], à Taiwan [Shie et al. 2008, 2010], en France [Lorcet 2009], en République Tchèque [Oost et al. 2006, Hrabovsky et al. 2006] et en Russie [Rutberg et al. 2005]. Concernant la configuration du réacteur, les torches plasma sont souvent situées en partie haute du réacteur, avec une zone de récupération des cendres dans la partie basse. L'axe de la torche est parfois incliné ou sur le côté du réacteur pour recevoir le produit qui tombe par gravité dans le réacteur (voir **Figure 9**) [Hrabovsky et al. 2006, Rutberg et al. 2011]. Une zone de *quenching* (refroidissement brutal pour stopper les réactions) est souvent insérée à l'intérieur du réacteur dont l'influence sur le gaz de synthèse est donnée par [Huang et al. 2007]. Le gaz produit est la plupart du temps récupéré dans la partie basse du réacteur pour augmenter le temps de séjour. Pour l'isolement thermique les matériaux utilisés sont souvent du graphite ou une céramique résistante sous haute température. Des dispositifs sont envisagés pour fonctionner sous une pression de 30 bars permettant aux gaz de synthèse d'alimenter directement un procédé Fischer Tropsch fonctionnant à la même pression [brevet WO/2007/042559]. L'inconvénient de cette pression d'utilisation est l'augmentation des pertes thermiques radiatives de l'arc.

Pour l'injection, le produit inséré peut être sous forme liquide [Guenadou et al. 2009, Lorcet 2009], issu d'un cycle de pyrolyse ou préalablement broyé ou solide [Oost et al. 2006]. Néanmoins, le faible nombre de Reynolds du champ de température en sortie de torche rend difficile le mélange entre les produits à traiter et le plasma. En effet, au vu de la faible densité de la biomasse, il reste délicat de conférer aux particules solides la quantité de mouvement nécessaire pour pénétrer au cœur du plasma [Lorcet 2009]. Par cette difficulté de transférer une énergie cinétique élevée aux produits, les liquides pénètrent 30 % plus aisément dans le dard plasma que les produits gazeux ou volatiles [Lorcet 2009]. Il est donc préférable d'utiliser un produit liquide. Cette configuration a notamment été étudiée dans les travaux de thèse de [Lorcet 2009] reposant sur les connaissances du plasma spray. Il ressort de ces travaux que le faible temps de séjour du produit dans les zones les plus chaudes du plasma (20 ms),

limite les transferts de chaleurs du plasma aux gouttelettes bien que la fragmentation du produit en gouttelettes est inférieure à 0,5 μ s. Durant le temps de séjour du produit dans le plasma, entre 30 % et 70 % du produit injecté se transforme en gaz de synthèse en fonction de la pénétration du jet dans la plume plasma. Ainsi, plus on s'approche des zones les plus chaudes du plasma, plus les réactions mèneront vers la synthèse d'un gaz mono ou biatomique purifié en goudron. Dans les zones moins chaudes du plasma (< 850 °C), la production de goudrons sera avantagée. Il reste donc important d'injecter le produit dans le plasma et de maximiser la température dans le réacteur afin d'essayer de traiter les produits volatiles ou solides restants. On peut ainsi émettre certains doutes quant à la capacité de la solution plasma pour traiter les produits et/ou les goudrons sans les incorporer dans le gaz plasma.

Il est à noter qu'il existe des procédés pour la gazéification d'huile de pyrolyse [Lorcet 2009, Rossum *et al.* 2007]. L'avantage de cette huile se situe au niveau de la logistique vers les dispositifs de gazéification. Il est moins onéreux d'acheminer un produit liquide que de la biomasse brute. En outre, l'injection d'un produit liquide est plus aisée dans un réacteur à haute pression. Il est aussi à noter que des études au stade de recherche sont actuellement en cours sur le remplacement du gaz plasmagène par la vapeur produite par l'évaporation d'un liquide souillé. Ce dispositif a la capacité de générer du gaz de synthèse mais donne des rendements énergétiques faibles vu qu'il traite une faible portion de produits organiques [Nishioka *et al.* 2009].

Un dernier point important pour cette configuration est la difficulté de maintenir à chaque instant la stœchiométrie de gazéification lorsque la composition chimique des entrants varie, même faiblement. Il existe deux possibilités, soit on est en dessous de la stœchiométrie de gazéification soit au dessus. Dans la première, les gaz de sortie seront composés partiellement de gaz de pyrolyse, pouvant aller jusqu'à 10 % en volume du gaz produit. Il est donc important de craquer ces goudrons pour éviter des problèmes d'encrassement ou de détérioration des catalyseurs des procédés avals de purification. Une des solutions serait d'ajouter une seconde torche plasma en aval pour le post traitement des goudrons ou de traiter ceux-ci directement par le flux thermique restant dans le réacteur. La deuxième possibilité est un apport en oxygène au delà de la stœchiométrie de gazéification avec une production en CO₂ plus importante. Théoriquement, cette condition ne diminue pas le rendement énergétique du dispositif mais son rendement matière se voit altéré.

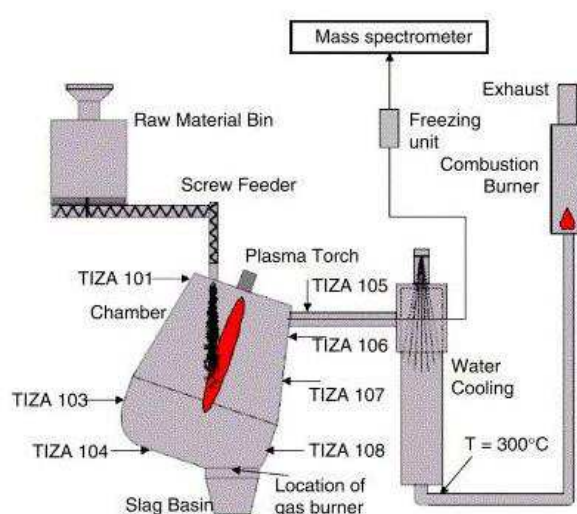


Figure 9 Réacteur de pyrolyse/gazéification et de purification développé par l'Institut of Plasma Physics de Prague avec une torche DC stabilisée par un vortex d'eau (voir torche DC)[Hrabovsky *et al.* 2006]

I.3 4 Comparaison des performances de procédés de pyrolyse et/ou de gazéification par plasma

En raison de l'absence de résultats complets dans la littérature scientifique, seuls quelques procédés de gazéification de plasma ont été comparés. Ces résultats donnent des tendances quant à l'efficacité des procédés allothermique. Les meilleures performances sont supposées être celles obtenues par l'équipe de l'IEEP [Rutberg *et al.* 2011, Popov *et al.* 2007, Tendler *et al.* 2005] pour un dispositif à une échelle de laboratoire en utilisant une torche plasma triphasée avec de l'air comme agent oxydant. Pour 1 kg de résidus de bois avec une humidité de 20 % ($PCI = 13,9 \text{ MJ.kg}^{-1}$) et une consommation d'énergie du plasma de $2,16 \text{ MJ.kg}^{-1}$, le gaz de synthèse engendré a un pouvoir calorifique de $13,5 \text{ MJ}$. L'efficacité énergétique est de 84 % donnant un rendement net de 46,2 %, soit $8,58 \text{ MJ.kg}^{-1}$ d'énergie électrique. Ce rendement net est déterminée par la consommation d'énergie du plasma ($2,16 \text{ MJ.kg}^{-1}$), fournie à partir de l'énergie électrique générée par le procédé la $8,58 \text{ MJ.kg}^{-1}$ [$(8,58-2,16)/13,9 = 0,462$] [Rutberg *et al.* 2011, Fabry *et al.* 2013].

Pour les autres dispositifs, les rendements énergétiques et les taux de conversion varient drastiquement de 5 à 60 %, bien que ces résultats aient été estimés avec de nombreuses incertitudes, en vue de l'absence de données essentielles aux calculs. En effet, les résultats sont donnés en négligeant le taux d'azote et d'humidité inclus dans le gaz. La production de gaz est couramment donnée sans la concentration du gaz de synthèse en son sein, ou la composition du gaz produit est donnée sans la conversion du produit en gaz. De plus, la température du gaz de sortie, la pression, le débit de produit injecté, d'agents réactants comme la vapeur ou l'air sont rarement exprimés avec précision.

Par ailleurs, les procédés les plus aboutis de pyrolyse et de gazéification sont noyés dans une multitude de dispositifs, tel que le séchage, la zone de post combustion et la purification du gaz. Ces dispositifs modifient la composition du gaz principalement au niveau du taux de conversion en H_2 . Il est alors difficile de déterminer avec précision l'influence de la zone plasma sur le gaz de synthèse produit. De plus, il n'existe que très peu de procédés de gazéification au sens strict du terme, mais beaucoup de dispositifs de pyrolyse. Ces dispositifs de pyrolyse ont pour principal but la destruction des déchets en gaz combustible et non l'obtention d'un gaz de synthèse par gazéification. De la vapeur d'eau ou un agent oxydant est néanmoins ajouté afin d'améliorer les réactions.

On ne peut donc conclure sur l'efficacité de la gazéification par plasma car les rendements matière et énergétique obtenus par les différents dispositifs varient drastiquement. En effet, l'efficacité des dispositifs dépend des effets hydrodynamiques, thermiques et chimiques.

Au niveau hydrodynamique, la géométrie de réacteurs et le mode d'injection du produit modifient les temps de séjour et la capacité de traitement. Au niveau thermique, l'effet d'échelle et l'isolation des parois modifie les bilans énergétiques avec des dispositifs à parois refroidies ou non réfractaires. Au niveau chimique, la composition massique en éléments élémentaires (teneur en carbone, hydrogène, oxygène, humidité, éléments minéraux) et le pouvoir calorifique du produit injecté modifie les bilans énergétique et matières. La nature et le débit des gaz plasmagène (souvent de l'azote ou de l'argon) et réactant (air, O_2 , CO_2 , vapeur d'eau) joue aussi un rôle clef. Enfin, la qualité du post traitement et du lavage des gaz en sortie du procédé ou la réaction du gaz à l'eau pour augmenter le taux d'hydrogène modifie les bilans. Il en va de même pour l'influence du pré traitement du produit avant l'injection. Pour finir, il faut rajouter la puissance injectée, les pertes sur les dispositifs d'alimentation électrique.

Néanmoins, la principale conclusion est que la gazéification allothermique (DC ou AC torche) permet de traiter tout type de déchets en réglant l'énergie apportée par le plasma, de façon indépendante du taux d'agent oxydant, du pouvoir calorifique et de l'humidité des déchets. Néanmoins, il apparaît que les rendements énergétiques et les pouvoirs calorifiques du gaz de synthèse sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus par la gazéification autothermique. La différence principale se situe sur le rendement électrique net qui dépend de la teneur en goudron dans le gaz de synthèse. Ainsi, pour la teneur en goudron en sortie d'un étage de gazéification par plasma thermique, [Hlina *et al.* 2006] obtiennent en majorité du Pyrène (classe 5) allant de $0,814 \text{ mg.Nm}^{-3}$ à $2,331 \text{ mg.Nm}^{-3}$ pour une concentration en goudrons totale de $1,5525 \text{ mg.Nm}^{-3}$ à $3,226 \text{ mg.Nm}^{-3}$ soit environ 1 000 fois inférieure à celle obtenue par la voie autothermique en lit fluidisé [Lorcet 2009, Milne and Evans 1998]. Il est donc possible d'alimenter des turbines à gaz, donnant ainsi des rendements électriques nets de 26-49 % pour la voie allothermique comparés aux 15-24 % obtenus pour la voie autothermique en utilisant des turbines à vapeur.

Au vu de l'existence de procédés d'épuration du gaz de synthèse, ces résultats peuvent aussi être très intéressants pour une application du gaz de synthèse en biocarburant de seconde génération (concentration en goudron inférieur à $0,1 \text{ mg.m}^{-3}$). Toutefois, ces procédés de purification nécessitent de refroidir le gaz provoquant une perte d'énergie et/ou un liquide souillé à traiter. D'après [Göransson *et al.* 2011], le nettoyage par séchage du gaz chaud sous haute pression reste la meilleure méthode à mettre en œuvre. Cette technique, très efficace pour l'élimination des contaminants nécessite néanmoins de fonctionner sous hautes pressions du procédé de gazéification pour limiter les pertes thermiques dans le compresseur et son encrassement. La meilleure solution reste donc de convertir les goudrons directement dans le procédé de gazéification.

I.3 5 Traitement des goudrons par plasma thermique et modélisation des cinétiques de réaction

De manière générale, de nombreux dispositifs de gazéification allothermique à une échelle industrielle sont basés sur l'utilisation de torches plasma pour la vitrification des résidus solides en sortie du réacteur et pour le traitement du gaz obtenus après un cycle de gazéification autothermique des déchets. Ces dispositifs peuvent être perçus comme des méthodes secondaires du traitement des goudrons en incorporant la technologie plasma à un dispositif autothermique. Cette technique est notamment utilisée par Europlasma dans sa configuration CHO power, Plasco Energy Group et AlterNRJ. La zone de pyrolyse (zone autothermique) est donc séparée de la zone de réduction (zone plasma) (**Figure 10**). Cette méthode semble cependant être assez défavorable au niveau énergétique, car l'énergie apportée par le plasma n'a pas réellement d'influence sur la concentration en sortie de gaz de synthèse [Fourcault *et al.* 2010]. Cette méthode est tout de même étudiée au niveau académique par plusieurs laboratoires, en utilisant différents systèmes, comme des torches à courant continu à des puissances de l'ordre du MW [Fourcault *et al.* 2010], un plasma triphasé à faible courant (inférieur à 5 A) [Bocanegra *et al.* 2013] ou des plasmas micro-ondes (efficacité de 60 % pour la conversion du toluène) [Tao *et al.* 2013].

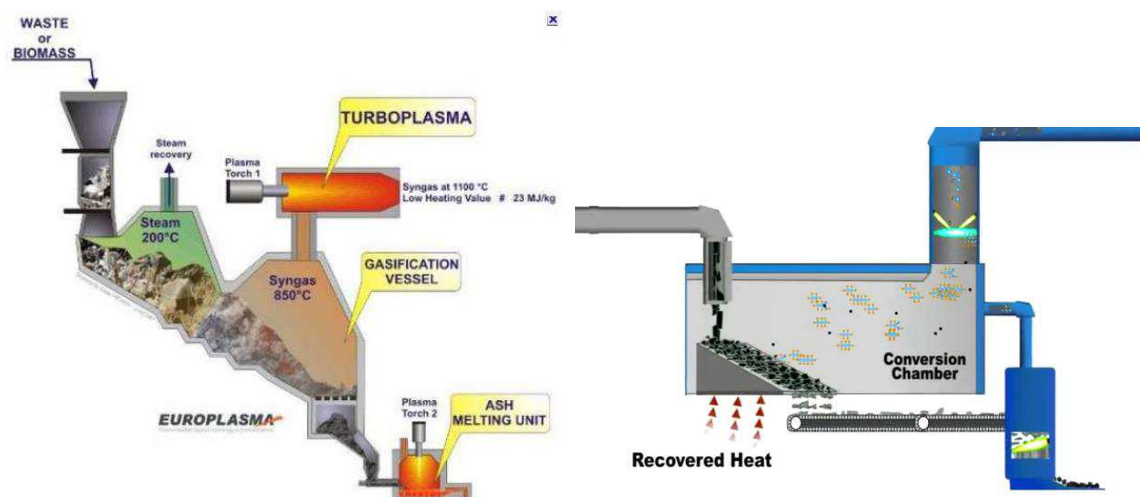


Figure 10 Configuration de réacteur de gazéification développé par la société Europlasma à gauche et Plasco Energy Group à droite.

Afin de maximiser le rendement énergétique global du système, il serait plus intéressant de craquer les goudrons en incorporant la technologie plasma directement dans le réacteur ou en améliorant le design des dispositifs. Seule la modélisation des processus de gazéification permet d'optimiser ce design car elle évite de mettre en place différentes géométries du réacteur.

Une première étape pour la modélisation est de connaître précisément les caractéristiques physiques et chimiques des produits à traiter. On peut considérer les déchets organiques comme un produit complexe reposant sur plus d'une centaine d'espèces [Couhert 2007, Lorcet 2009]. De plus, les propriétés du produit varient en fonction des concentrations du mélange. L'utilisation des mécanismes cinétiques considérant toutes les espèces et leurs concentrations est inenvisageable dans un modèle numérique CFD (*Computational fluid dynamic*). Seule l'utilisation de quelques molécules représentatives peut être envisagée.

Les HAP (Hydrocarbure Aromatique Polycyclique) sont considérés comme les composés les plus difficiles à dégrader thermiquement [Lorcet 2009]. Ils sont aussi les plus susceptibles de conduire à la

formation de suies. L'élévation de la température a deux effets sur ces goudrons. Les plus facilement dégradables vont être craqués en gaz permanents de type CO ou H₂ ou en faible partie en autres gaz comme le CH₄. En revanche, les autres HAP vont grossir jusqu'à conduire à la formation de suies qui vont pouvoir se condenser et l'élévation de la température de la gazéification devrait augmenter la concentration en HAP condensés tels que le pyrène, coronène...[Lorcet 2009]. [Singh *et al.* 2006] ont déterminé le pyrène comme étant un composé particulièrement important dans la formation des suies. [Coll *et al.* 2011] ont étudié la conversion des goudrons les plus représentatifs dans le gaz de synthèse produits par la gazéification de la biomasse. Leurs résultats ont montré la difficulté pour dégrader respectivement le naphthalène, le pyrène, l'anthracène, le toluène et le benzène.

Les modèles doivent donc se baser sur le craquage thermique de ces composés réfractaires sachant qu'ils sont la partie limitante du traitement par leur aptitude à former des suies ou à encrasser les dispositifs en aval à la gazéification. Les études doivent ainsi être ciblées sur la conversion d'un HAP représentatif, et le moins nocif, pour confronter les résultats avec la partie expérimentale. Ainsi les meilleurs candidats sont le naphthalène, le pyrène, le toluène et le benzène. Certains auteurs considèrent le toluène comme la molécule la plus représentative des goudrons HAP [Swierczyński *et al.* 2007]. Le toluène est aussi souvent considéré comme le précurseur à la synthèse de HAP plus complexes. Il est utilisé par différents chercheurs pour l'étude du réformage des goudrons par des catalyseurs [Taralas *et al.* 2003, Świerczyński *et al.* 2007, Bona *et al.* 2003, Mirella *et al.* 2010]. D'autres chercheurs se sont intéressés à la cinétique de dégradation du naphthalène dans une décharge couronne. Nair 2004 a développé un modèle cinétique considérant 20 espèces avec 121 réactions. Pour le toluène, un schéma cinétique complet a été publié mais il comporte 1888 réactions [Metcalf *et al.* 2011, Granata *et al.* 2003] ont développé un modèle cinétique du naphthalène pour la pyrolyse ou l'oxydation comportant 22 réactions. [Serbanescu 2010] a développé un modèle cinétique de 191 réactions des mélanges complexes de composés organiques. [Gerun *et al.* 2008] ont développés un modèle cinétique simplifié des mécanismes de conversion des goudrons de classe 2, tels que le benzène et le naphthalène.

Cependant, la modélisation doit aussi tenir compte de la dévolatilisation des produits, du temps de séjour et des mélanges entre les différentes espèces dans le réacteur. Pour cela différentes solutions ont été mise en œuvre et sont détaillées dans la section suivante.

Etat de l'art sur les modèles CFD de gazéification

Afin de ne pas refaire un inventaire exhaustif sur l'ensemble des modèles de gazéification développés [Wang and Yan 2008], l'état de l'art est limité aux modèles CFD (Computational fluid dynamic) de gazéification en lit fluidisé et à flux entraîné. En effet, ces dispositifs sont basés sur le mélange entre un fluide et le produit à traiter en suspension, proche de l'application plasma ciblée dans cette partie, contrairement aux procédés en lit fixe.

[Fletcher *et al.* 2000] ont développé un modèle 3D d'un réacteur à flux entraîné en déterminant une molécule modèle par la fraction massique des gaz produits par pyrolyse. Celle-ci a été déterminée par des approximations sur les pertes énergétiques de dévolatilisation. Un schéma cinétique du méthane est ensuite utilisé par la dégradation thermochimique des gaz de pyrolyse donnant de bons résultats sur le taux d'hydrogène produit.

Pour la modélisation de dispositifs allothermiques par plasma [Serbin *and* Matveev 2010] ont développé un modèle en deux étapes de la gazéification du charbon. Une première étape d'oxydation partielle du charbon avec l'air et une deuxième de réaction entre l'injection d'un mélange de charbon et de vapeur d'eau et les espèces et flux de chaleur produits par la première partie. L'approche utilisée se base en premier sur la température de dévolatilisation du charbon. Une fois la température de la

particule ayant dépassé ce seuil, débute la phase d'oxydoréduction de la fraction gazeuse produite. Les réactions chimiques sont basées en premier lieu sur la conversion de la molécule modèle en gaz de synthèse et en deuxième lieu, par des réactions simples entre le gaz de synthèse et le CO_2 , le carbone et l'eau sont ensuite considérées. Les résultats obtenus ont permis de démontrer l'intérêt de la seconde zone de gazéification avec une augmentation de 40 % de la concentration massique en CO et de 15 % en H_2 . Cependant, la température bascule de 2 598 K à 1 552 K et le taux de conversion de 99 à 65 %. Afin d'améliorer l'efficacité du procédé, les auteurs ont envisagé de remplacer l'air par de l'oxygène pur. Cette solution a donné un taux de conversion de 98 % avec une augmentation de la concentration en H_2 et CO de l'ordre de 50 %.

[Askarova *et al.* 2007] ont étudié un « *plasma fuel system* » pour le démarrage et l'aide à la combustion du charbon. Ils ont utilisé un schéma cinétique de 116 réactions complété par un schéma de formation des NO_x . Le schéma a été validé en 1D et ensuite par une étude CFD en 3D. Le schéma cinétique a été en partie extrait de la publication de [Kalinenko *et al.* 1993] basé sur un schéma cinétique de 49 réactions pour la gazéification du charbon par une torche dite plasma triphasée. Leurs résultats ont montré que l'assistance à la combustion par plasma augmente l'efficacité du dispositif tout en limitant les émissions de polluants. [Su *et al.* 2011] ont développé un modèle simplifié de dégradation des goudrons dans le cas d'une oxydation partielle comportant 16 réactions. Les composés modèles des goudrons sélectionnés ont été le phénol, le toluène, le benzène, et le naphthalène.

Il semblerait que les modèles cinétiques simplifiés les plus avancés sur l'interaction d'un plasma avec un hydrocarbure sont ceux utilisés pour le reformage allothermique. L'approche utilisée par ces auteurs se base sur des plasmas hors équilibre dans un mélange en amont de gaz plasmagène et d'hydrocarbures, proche des méthodes secondaires du traitement des goudrons. [Lebouvier *et al.* 2011a] ont développé un modèle basé sur le reformage du diesel par plasma avec comme molécule modèle le n-heptane. [Serbin *and* Matveev 2010] ont étudié le reformage du kérosène par plasma de la molécule modèle $\text{C}_{12}\text{H}_{23}$. D'autres modèles CFD couplé à un schéma cinétique ont été développés pour le reformage. [Shi *et al.* 2009] ont utilisé le $\text{C}_{16}\text{H}_{34}$ pour modéliser le reformage du n-hexadecane.

Pour la modélisation de la gazéification par plasma thermique de la biomasse, le schéma cinétique développé dans l'étude de [Fourcault *et al.* 2010] semble être le plus abouti. Le schéma cinétique développé comporte 15 réactions de la dégradation thermique des goudrons avec le naphthalène et le toluène comme composés modèles. L'influence de quatre paramètres de fonctionnement (température du gaz entrant, le débit du gaz entrant, la puissance électrique du plasma et le taux de naphthalène) ont été étudiés. Les résultats montrent que la conversion du toluène est directe et quasi complète (> 99,9 %) et une conversion importante mais plus délicate du naphthalène (96,7 %), avec des niveaux de concentration compatible pour l'utilisation de moteurs à gaz pour la production d'électricité. Cette étude théorique doit cependant être validée.

I.3 6 Conclusion sur les technologies de gazéification par plasma

La présence de goudrons dans le gaz de synthèse reste un obstacle pour une application industrielle des procédés autothermiques. Les concentrations en goudrons en sortie de ces dispositifs sont supérieures à $1\,000\text{ mg.m}^{-3}$ alors que celle-ci est de l'ordre de quelques mg.m^{-3} pour les dispositifs de gazéification par plasma thermique. Ces résultats peuvent être très intéressants pour une application du gaz de synthèse en biocarburant de seconde génération qui nécessite une concentration en goudrons inférieure à $0,1\text{ mg.m}^{-3}$. Ainsi, la gazéification par plasma thermique apparaît comme une technologie attrayante pour la valorisation de déchets en biocarburant de seconde génération ou pour produire de l'électricité dans une centrale à cycle combinée. Celle-ci permet également d'obtenir de bons résultats en termes de rendement matière, de pureté du gaz et de rendement énergétique.

Les autres avantages de la technologie plasma par rapport aux technologies conventionnelles sont sa mise en route rapide, sa flexibilité à s'adapter aux différents produits à traiter, la forte enthalpie et les espèces réactives du plasma qui facilitent le reformage des goudrons en gaz de synthèse et la réduction de la taille du dispositif de gazéification. Néanmoins, cette technologie présente toutefois de fortes contraintes technico-économiques principalement liées à leurs coûts d'équipement et d'exploitation élevés et leur robustesse limitée.

Les générateurs de plasma à arcs triphasés pourraient ainsi être une alternative intéressante pour le développement de la gazéification par plasma à une échelle industrielle. Ils ont prouvé leur durabilité et leur fiabilité depuis le début du XX^{ème} siècle dans les aciéries pour de fortes puissances (jusqu'à 500 MW). En outre, les électrodes en graphite, qui sont des pièces consommables et peu onéreuses, rendent cette technologie plasma moins complexe et plus fiable que les technologies DC traditionnelles. De plus, cette technologie est parfaitement adaptée à la gazéification car la recirculation d'une partie du gaz produit par gazéification (gaz de synthèse) permet d'avoir un gaz plasma neutre vis-à-vis du carbone des électrodes contrairement à l'utilisation de CO_2 , d'air ou de H_2O par exemple.

Néanmoins, la mise en place de modèles numériques sur les phénomènes physiques-chimiques intervenant dans le réacteur reste une solution à privilégier afin d'obtenir un dispositif adapté à la gazéification. D'où la nécessité de développer dans un premier temps un modèle de la torche plasma à arcs triphasée. Notamment pour définir les profils des champs de vitesse et de température du système plasma triphasé et de les insérer dans un modèle CFD du réacteur.

Ainsi, et dans le but d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques instationnaires intervenant dans les décharges triphasées, une étude menée en parallèle sur les plans théorique et expérimental a été conduite en conditions non réactives (azote et gaz de synthèse)

II Etude expérimentale des arcs.

L'essentiel de ce chapitre a fait l'objet d'un article dénommé : '*High Speed Video Camera and Electrical Signal Analyses of Arcs Behavior in a 3-Phase AC Arc Plasma Torch*' publié dans la revue *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, August 2013, Volume 33, Issue 4, pp 779-796.

II. 1 Technologie plasma triphasée développée au centre PERSEE Mines-ParisTech

Le dispositif plasma triphasé installé au centre PERSEE Mines-Paristech de Sophia Antipolis présente quelques similitudes avec les technologies des fours à arcs électriques triphasés utilisées en sidérurgie, où les arcs transitent par le bain de métal en fusion. Cependant, contrairement à ces dispositifs, les arcs ne sont pas transférés au bain, mais ils sont générés dans le courant gazeux entre trois électrodes alimentées par une source électrique triphasée et ces arcs libres interagissent entre eux par des forces électromagnétiques [Ravary 1998, Fabry 1999, Dème 2002].

Ce dispositif résulte de l'évolution d'un procédé initialement développé par [Bonet *et al* 1970]. [Bonet 1973] Celui-ci a notamment été utilisé pour la sphéroïdisation de chamotte [Gold *et al* 1979], pour la cimenterie [Bonet *et al* 1981] ainsi que pour la synthèse de nanoparticules de carbone comme les noirs de carbone, les fullerènes et les nanotubes [Fulcheri *et al.* 2002, 2000a, 1997, Fulcheri and Schwob 1995]. Cette technologie [Badie 1986], a évolué depuis 1993 pour atteindre un haut niveau de fiabilité, unique à cette échelle. L'érosion des électrodes est compensée par un ajustement motorisé de la position des électrodes. La durée de fonctionnement de ce système n'est donc plus liée à la durée de vie des électrodes, car celles-ci peuvent être alimentées en continu.

Au niveau de la géométrie, le dispositif était initialement constitué de trois électrodes concourantes, disposées à 120° selon les génératrices d'un cône de révolution de 20° (**Figure 11**) [Ravary 1998, Dème 2002]. Récemment, une nouvelle géométrie de torche a été développée avec l'axe des électrodes qui sont dans un même plan perpendiculaires à l'axe du réacteur (**Figure 12**). Une deuxième modification a été de séparer la torche plasma de la zone de réaction. Ces évolutions ont permis de supprimer les recirculations des réactifs dans la partie de formation du plasma.

Le gaz plasmagène est introduit dans la partie supérieure et axiale de la torche donnant une force aérodynamique globale au plasma dirigée vers la sortie de la torche. Du gaz est aussi injecté autour des 3 électrodes pour les refroidir et limiter leurs sublimations. Au niveau de cette sortie, la section de la tuyère est réduite afin d'augmenter la vitesse du plasma. Pour ces travaux de thèse, pour une application du système liée à la gazéification, il semble nécessaire d'étendre la nature des gaz plasmagènes aux gaz de synthèse (CO, H₂). En effet, la recirculation d'une partie du gaz produit par gazéification est le meilleur choix à mettre en œuvre pour cette application. Des calculs thermodynamiques effectuées dans la gamme de température de 300 – 5 000 K ont montré que dans le domaine des températures considéré, le CO est parfaitement neutre vis-à-vis des électrodes en graphite], contrairement à l'utilisation de CO₂, d'air ou de H₂O par exemple [Fulcheri *et al.* 2013]. Au vue des problèmes liés au fonctionnement de la décharge d'arc dans l'hydrogène (forte enthalpie nécessitant une puissance trop importante pour notre source électrique afin de maintenir les arcs, dangers au niveau expérimental), le fonctionnement dans l'azote a été étudié dans un premier temps afin de déterminer une configuration et les paramètres nécessaires à cette application.

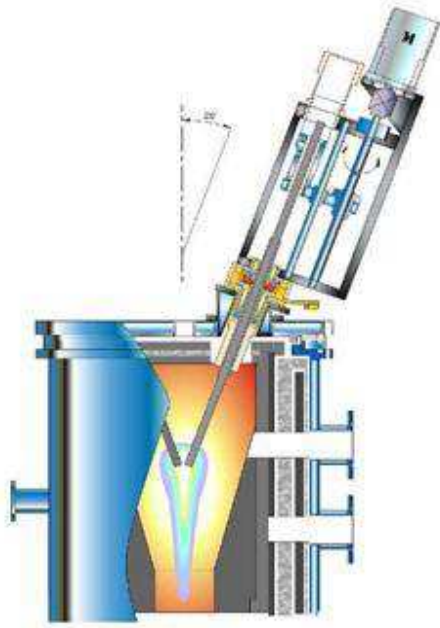


Figure 11 Ancien dispositif plasma triphasé avec une configuration des électrodes angulaire utilisée lors des précédents travaux [Ravary 1998], avec à droite la photo d'un arc obtenu avec cette configuration.

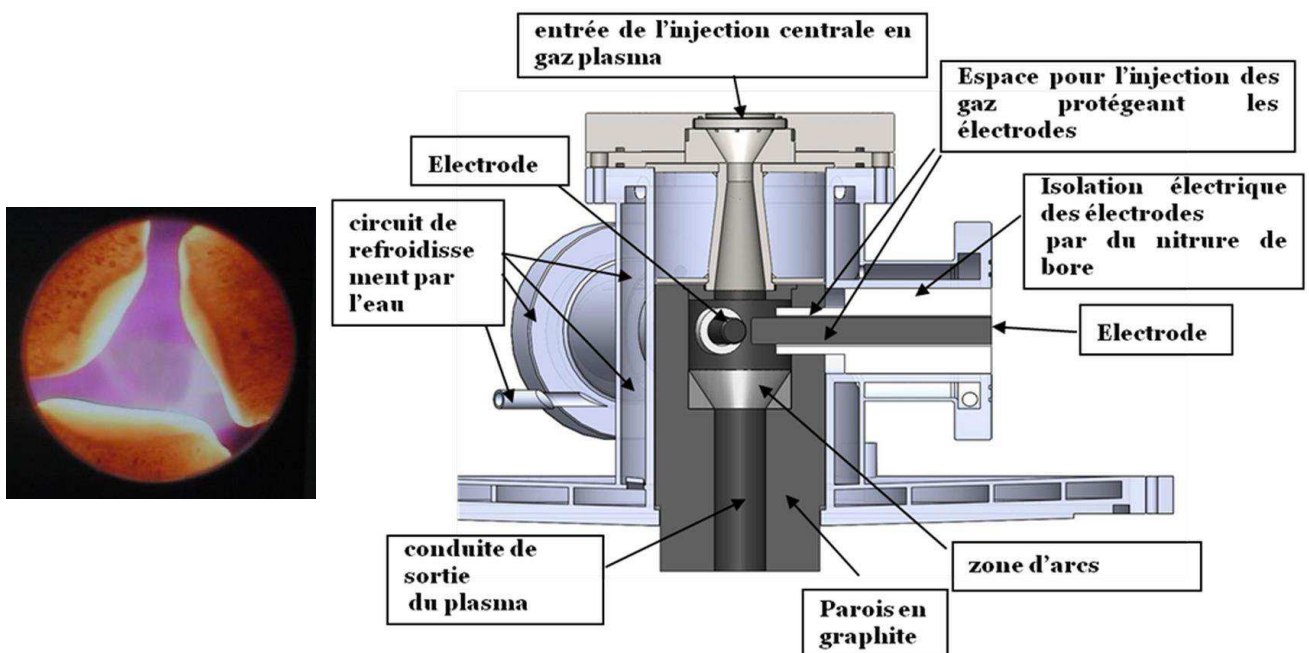


Figure 12 Descriptif de la torche plasma triphasée avec les électrodes coplanaire de diamètre 17 mms, avec à gauche la photo d'un arc obtenu avec cette configuration

II. 2 Etude expérimentale des arcs

II.2. 1 Introduction

Le comportement des arcs dans le système triphasé a déjà fait l'objet de quelques études pour la configuration avec des électrodes angulaire de la torche plasma (**Figure 11**), avec une caméra analogique à moyenne vitesse (7 000 images par seconde) [Ravary *et al.* 1999, Weidong *et al.* 2006]. A partir des séquences d'images obtenues, ces études ont montré que généralement un seul arc existe à la fois et que dans cette géométrie l'interaction des courants circulant dans les électrodes et dans les arcs induit des forces magnétiques répulsives conduisant à un mouvement des arcs centrifuge à l'espace inter-électrodes (**Figure 13**).

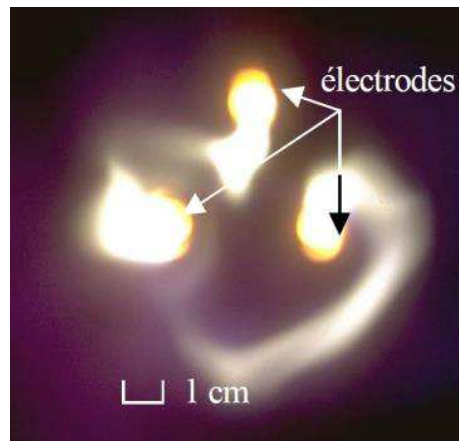


Figure 13 Mouvement centrifuge des arcs obtenu avec la configuration angulaire des électrodes [Ravary 1998].

Pour la configuration étudiée dans ce chapitre, le système plasma est composé de trois électrodes, cylindriques de 17 mm de diamètre, coplanaires et perpendiculaires à l'axe du réacteur (**Figure 12**). Le comportement des arcs dans ce système n'a jamais été étudié et la configuration des électrodes peut avoir une forte influence sur celui-ci. Avec l'évolution des technologies CCD, il est devenu possible d'analyser le comportement des arcs électriques avec une caméra numérique à haute vitesse à plus de 100 000 images par seconde. Des analyses semblables ont déjà fait l'objet de quelques études, notamment pour la découpe de tôles par des arcs à courant continu [Colombo *et al.* 2009, 2010, 2012]. Des séquences vidéo ont donc été entreprises avec une caméra rapide à 100 000 images par seconde complétées par l'analyse des signaux électriques. Le dispositif expérimental est décrit dans un premier temps suivi par le comportement théorique des arcs qu'on peut attendre avec ce système. Ensuite, les résultats obtenus pour à 150 A_{RMS} dans l'azote ont été analysés en profondeur et comparés au comportement théorique. Enfin, une étude paramétrique basée sur l'influence du courant et de l'espace inter-électrodes a été effectuée. Pour finir, la corrélation entre les formes d'onde de courant et le comportement à l'arc est présentée dans la dernière partie de ce chapitre.

II.2.2 Description du dispositif expérimental

La technologie à arcs plasma triphasée est basée sur la génération d'arcs en rotation, entraînés dans un flux de gaz, créés à l'extrémité de trois électrodes en graphite connectées à une alimentation électrique triphasée. Différente fréquence de l'alimentation électrique peuvent être utilisées, celle du réseau électrique, 50 Hz ou 60 Hz, en utilisant un simple transformateur jusqu'à des fréquences de plusieurs kHz en utilisant une alimentation électrique plus sophistiquée. Dans notre dispositif, un redresseur-hacheur-onduleur triphasé de 260 kW est utilisé avec une fréquence réglée à 680 Hz, donnant une période de 1,47 ms, afin d'améliorer la stabilité de la décharge triphasée (**Figure 14**). Cette source permet de contrôler le courant en sortie de l'alimentation avec une boucle d'asservissement sur le hacheur et de régler la fréquence par la commande des transistors sur l'onduleur. Il est aussi à noter que cet onduleur donne des signaux de sortie avec une forme en signal carré modifié. Les harmoniques impairs faibles et divisibles par 3 (3, 9, 27...) sont donc atténués.

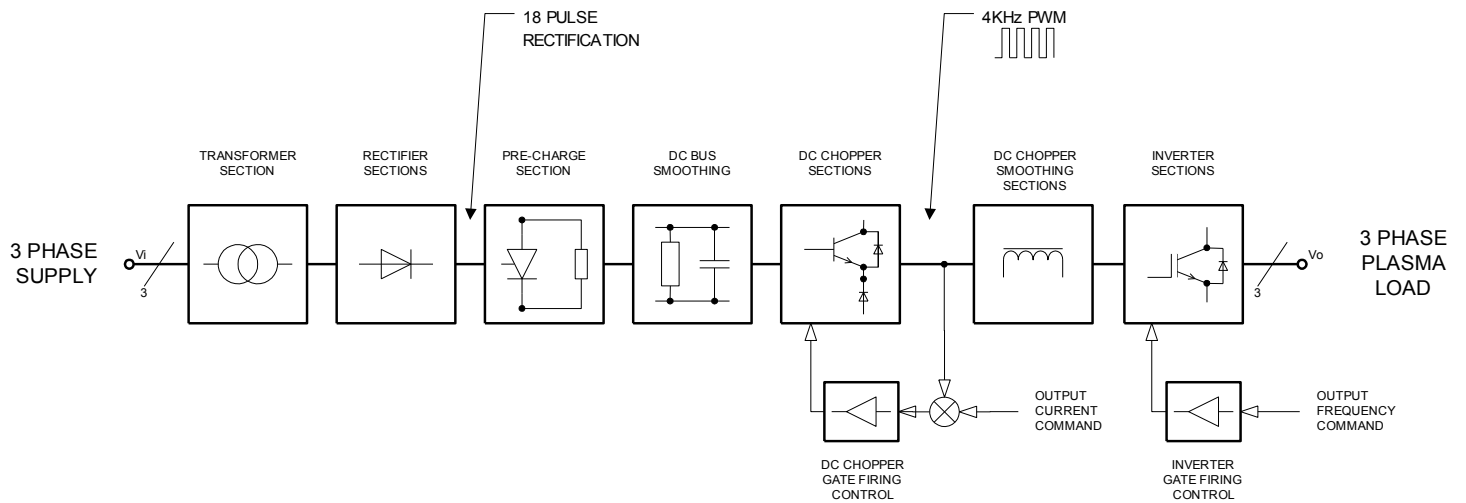


Figure 14 Schéma de principe de l'alimentation électrique utilisée pour modifier la fréquence et contrôler le courant.

Les mesures électriques ont été effectuées avec une sonde différentielle ST 1 000 de la société Française d'instrumentation, comme représenté sur la **Figure 15**. Afin de mesurer le courant de ligne, un transducteur de courant avec un ratio de 1:100 est disposé sur chaque phase. Ce signal de courant est extrait en mesurant la tension aux bornes d'une résistance de $10 \Omega \pm 5 \%$. Ce signal ainsi que celui de la tension de phase, ici sur la phase numéro 3, sont affichés sur un oscilloscope (Agilent DSO1004A).

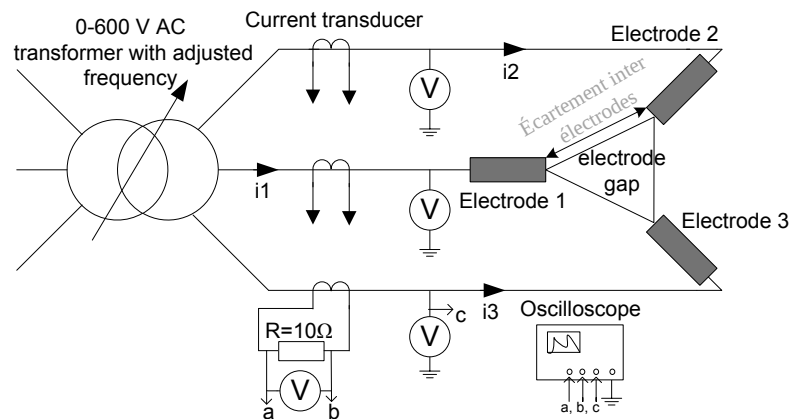


Figure 15 Représentation du circuit électrique simplifié du système plasma triphasé pour les mesures électriques.

L'analyse du mouvement des arcs a été réalisée à l'aide d'une caméra vidéo haute vitesse Olympus iSpeed FS. Cette caméra peut prendre jusqu'à 1 000 000 d'images par seconde, avec une résolution de 24x8 pixels sur les images brutes. En limitant le pas d'échantillonnage à 100 000 images par seconde, nous obtenons une résolution de 136x96 pixels permettant d'observer les trois électrodes avec une largeur de 0,7 mm sur un pixel et donnant 150 images par période de l'alimentation électrique. Un temps d'exposition de 10 μ s a été utilisé. Il est à noter que l'apparition et les phénomènes de propagation d'un arc entre deux électrodes est généralement plus rapide que le temps d'échantillonnage des images de 10 μ s. Néanmoins, des essais effectués à 10⁶ images par seconde ont montré que l'amorçage de l'arc est encore plus rapide que ce temps d'échantillonnage à 1 μ s.

Les prises de vue ont été réalisées en dessous de la sortie de la torche, à une distance optique d'environ 2 m de l'extrémité des électrodes (**Figure 16**). Plusieurs séquences d'une durée de 90 ms ont été enregistrées pour chaque essai, à partir desquelles ont été extrait des séquences représentatives de 3 ms. Afin d'ajuster la luminosité de l'image, différents filtres optiques ont été utilisés lors des acquisitions et un post-traitement des images a été utilisé en modifiant le contraste, la luminosité et un traitement de l'image (filtre gaussien, etc).

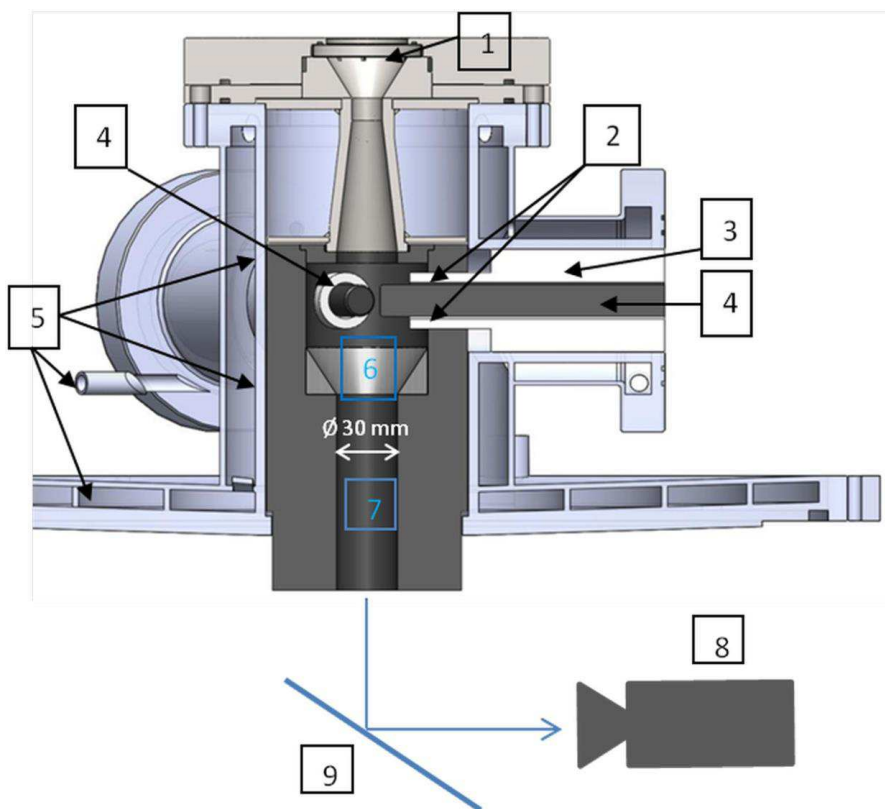


Figure 16 Géométrie du système plasma triphasé dans la configuration avec des électrodes coplanaires. 1 Injection principale des gaz plasmagènes (azote); 2 Injection annulaires des gaz de protection autour des électrodes (azote); 3 Pièce d'isolation électrique en nitrure de bore; 4 Électrodes en graphite de 17 mm de diamètre; 5 Conduite de refroidissement par eau; 6 Zone d'arc; 7 Tuyère de sortie du plasma avec un diamètre de 30 mm; 8 Caméra rapide; 9 Miroir.

Pour cette étude, les différents essais sont synthétisés dans le **Tableau 6**. L'influence du courant a été étudiée en premier suivi par l'influence de l'écartement inter-électrodes et du débit. On définit l'écartement inter-électrodes par la distance minimale entre deux électrodes (**Figure 17**).

Tableau 6 Synthèse des paramètres expérimentaux étudiés. L'écartement inter-électrodes est représenté sur la figure du dessous.

	Courant (A _{RMS})	Débit d'azote (Nm ³ . h ⁻¹)	écartement inter- électrodes (mm)
Cas 1	150	5	5,5
Cas 2	300	5	5,5
Cas 3	50	5	5,5
Cas 4	150	5	13
Cas 5	150	7	5,5

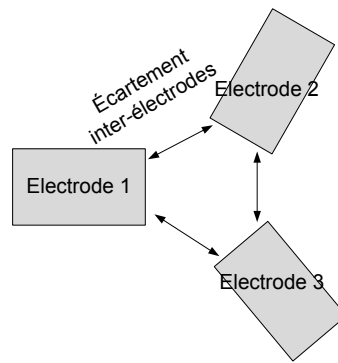


Figure 17 l'écartement inter-électrodes est considéré par la distance minimal entre deux électrodes schématisée par les 3 flèches à double sens.

II.2. 3 Comportement théorique de la décharge triphasée

En supposant qu'un arc existe à la fois, que le système est totalement symétrique, purement résistif et alimenté par un redresseur-hacheur-onduleur triphasé avec un signal carré modifié (passage marqué par zéro entre deux alternances), la décharge d'arc devrait se faire par rotation en suivant le maximum de la différence de potentiel électrique entre les électrodes. Les formes théoriques des signaux de courant (I_3) générées par ce système triphasé ont ainsi été déduites et représentées sur la **Figure 18**. La forme du signal de courant de ligne est alors périodique et suit la tension de ligne. Chaque électrode est donc alternativement neutre, deux fois cathodique, neutre et deux fois anodique durant une période. Comme indiqué par Ravary *et al.* 1999, une période peut donc être décomposée en 6 événements successifs (6 arcs), (**Figure 19**).

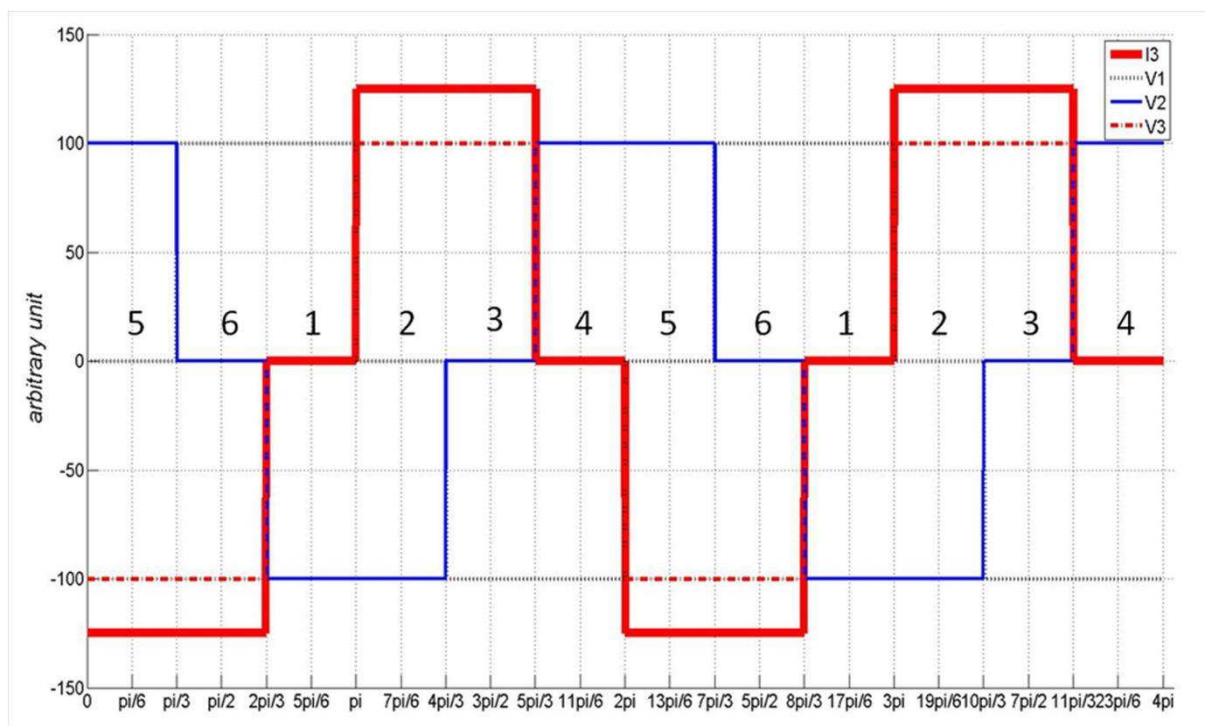


Figure 18 Signal de courant théorique délivré par un redresseur hacheur sur la phase numéro 3 en fonction des tensions théoriques de ligne. Le courant est représenté par une ligne épaisse et les tensions de phase par des lignes minces. Les nombre de 1 à 6 représentent la position des 6 arcs illustrée sur la **Figure 19**.

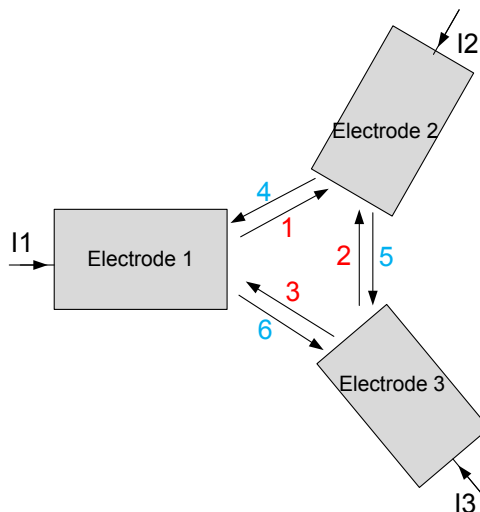


Figure 19 Représentation chronologique de la décharge d'arc sur une période. Les flèches indiquent le sens du courant.

Afin de corrélérer la position des arcs et la tension de ligne, ces tensions et les tensions composées sont représentées sur un diagramme de Fresnel (**Figure 20**). L'arc bifurque théoriquement d'une paire d'électrodes à une autre, lorsque la différence de potentiel est maximale entre deux électrodes. Ainsi de la Figure 20, on voit que lorsque U_{23} (tension entre 2 et 3) devient supérieure à U_{12} ou lorsque potentiel électrique est le même sur deux électrodes (V_1 et V_3) avec la tension composée U_{31} qui passe par zéro, l'arc bifurque de l'électrode 1 à l'électrode 3.

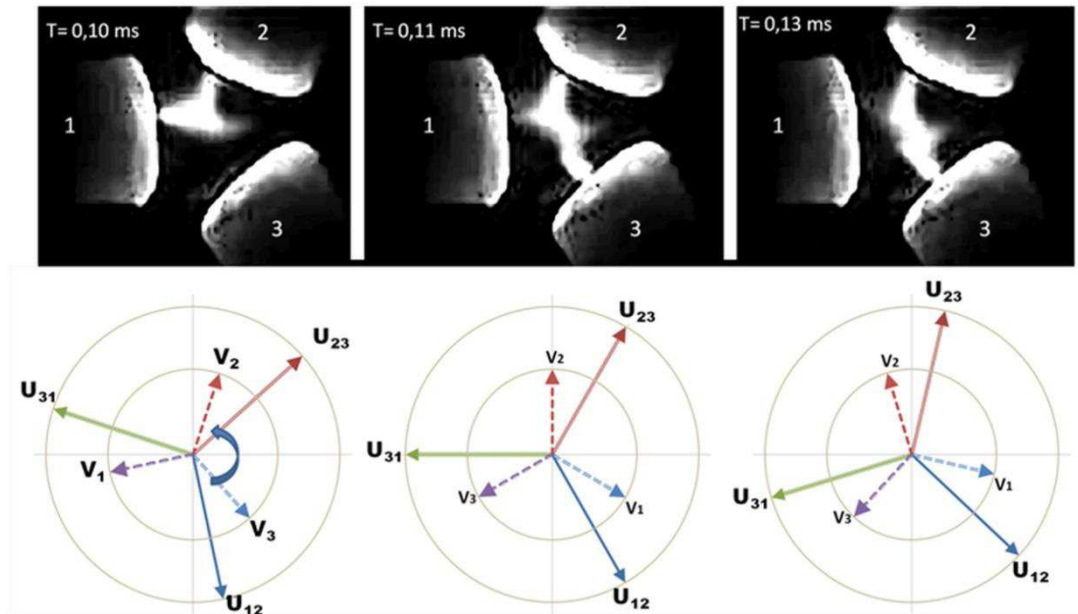


Figure 20 Séquence d'images du comportement de l'arc comparée avec le potentiel électrique représenté sur un diagramme de Fresnel. Le diagramme de Fresnel est représenté pour une tension de phase avec une forme sinusoïdale pour simplifier la description, alors qu'elle est non sinusoïdale dans le dispositif expérimental. Les temps de phase sont également exagérés sur la représentation.

II.2. 4 Analyse du comportement de l'arc à 150 A_{RMS}

La décomposition du comportement des arcs pour un courant efficace de 150 A_{RMS} est représentée sur la **Figure 21**. Cette séquence dure 2,75 ms, soit d'environ deux périodes (2,94 ms). Les images sont corrélées à l'évolution des tensions de phase donnée en bas de cette séquence. Ces tensions sont considérées ici par des signaux pour plus de clarté.

Cette séquence montre l'existence de 12 arcs, ce qui confirme la chronologie attendue de 6 arcs par période comme illustré sur la **Figure 19**. Ces arcs peuvent aussi être classés sous quatre principales formes 'I' (image 7), 'V' (image 2), 'W' (image 19) et 'S' (image 12) Sur les deux premières images de la **Figure 21**, on peut observer que l'arc a une forme en 'V' dirigée vers l'électrode sans arc. Comme on peut le voir sur l'image 3 (à $t = 0,11$ ms) et parfaitement mis en valeur sur l'image 18 (à $t = 1,32$ ms), l'amorçage d'un nouveau pied d'arc s'initie lorsque la chaleur de l'arc s'approche de cette troisième électrode, inactive. Il s'ensuit que pendant une courte période, la décharge se produit entre les trois électrodes, comme illustré sur l'image 3 puis revient à une décharge entre deux électrodes à la suite de l'extinction d'un pied d'arc (image 4). Par la suite, nous notons sur les images 4, 5 et 6 que la colonne d'arc se déplace quelque peu vers l'électrode à vide. Puis, sur l'image 7 ($t = 0,36$ ms) la colonne d'arc atteint l'électrode inactive. A ce moment, un nouveau pied d'arc apparaît. Le nouveau pied d'arc va donner une courbure à l'arc, comme on peut le voir sur l'image 8 ($t = 0,51$ ms). Il s'ensuit qu'un nouveau pied d'arc s'amorce comme décrit précédemment. Ce comportement des arcs est alors quasi périodique. Il est aussi à noter qu'un cas particulier a été observé. Sur les images 12 à 14, la décharge se produit entre les trois électrodes, avec une électrode pouvant jouer le rôle d'un conducteur électrique neutre. D'un point de vue général, l'apparition des arcs se produit

préférentiellement sur une zone chaude de l'électrode, ce qui donne une certaine récurrence sur la position des pieds d'arc.

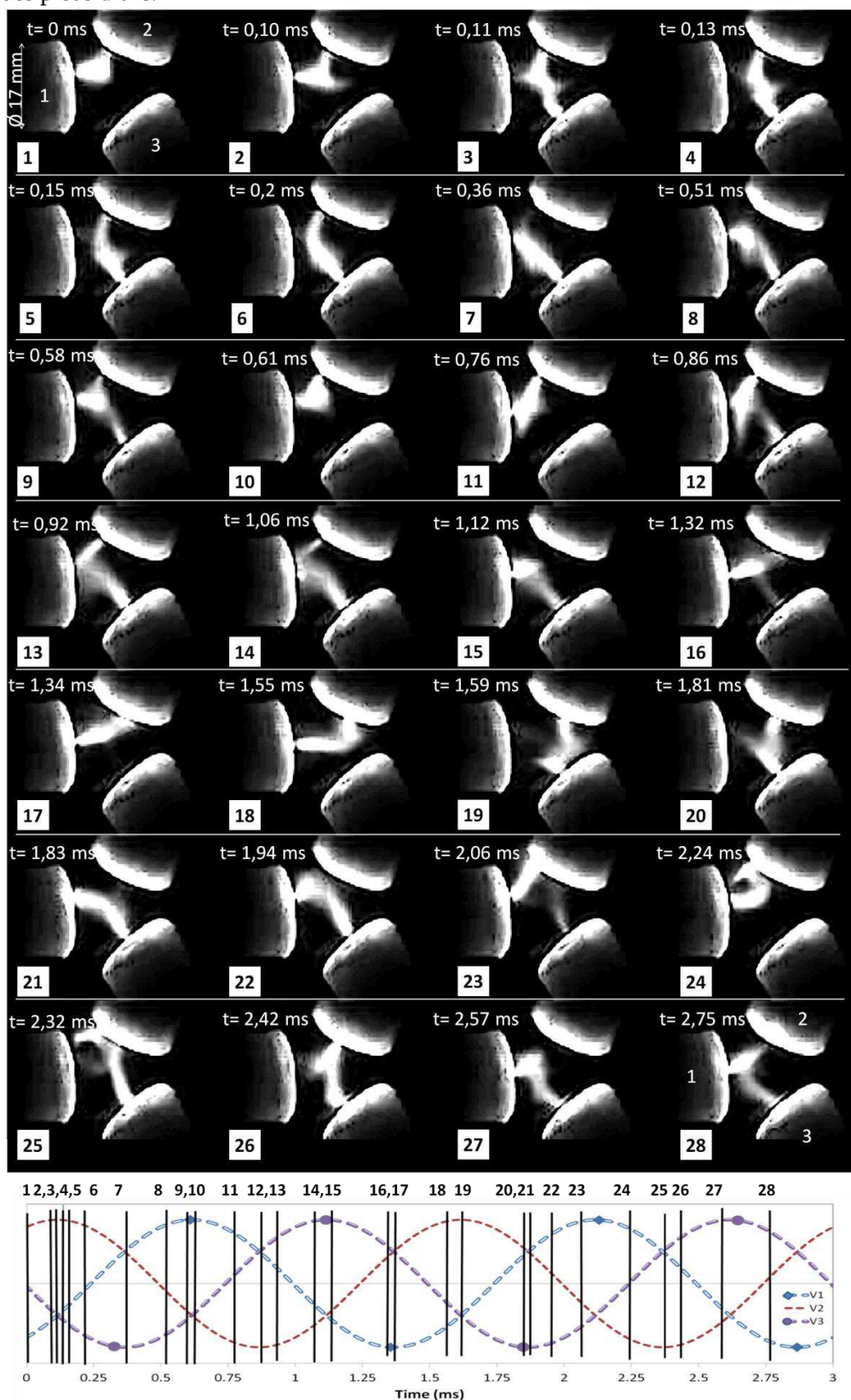


Figure 21 Séquence d'image du comportement des arcs entre les trois électrodes dans l'azote à 150 A_{RMS}. Les images sont corrélées avec les tensions de ligne théorique par des lignes verticales. Pour simplifier la description, les tensions de phase sont considérées avec une forme sinusoïdale ce qui n'est pas le cas dans la réalité.

Un comportement particulier de la décharge d'arc a été recensé. Parfois, les arcs n'apparaissent plus entre deux électrodes, ce qui donne lieu à un déséquilibre des phases (**Figure 22**). Nous avons estimé que ce comportement singulier se produit 30 % du temps. On ne retrouve plus 6 arcs par période mais 4 arcs. Ainsi sur la **Figure 22** les arcs entre les électrodes 1 et 2 sont inexistantes et la décharge d'arc suit la séquence représentée en bas. Il semblerait qu'une petite instabilité sur un arc, déstabilise ou éjecte l'arc suivant par les forces magnétiques hors de l'espace inter-électrodes (Figure 22, 1). Dans ce cas présent, les arcs ne sont plus dirigés vers le centre de la zone inter-électrodes, mais à sa périphérie. La température dans cette zone inter-électrodes diminue et la conductivité électrique devient insuffisante pour amorcer un nouvel arc entre deux électrodes (ici les électrodes 1 et 2). Un arc apparaît sur la position de l'arc précédent, ici entre les électrodes 1 et 3 (Figure 22, 3). Comme illustré sur l'image 4, on peut voir que cette séquence de déséquilibre de la décharge se termine lorsqu'un arc s'approche de l'électrode inactive (1) avec un arc en forme de S entre les électrodes 2 et 3.

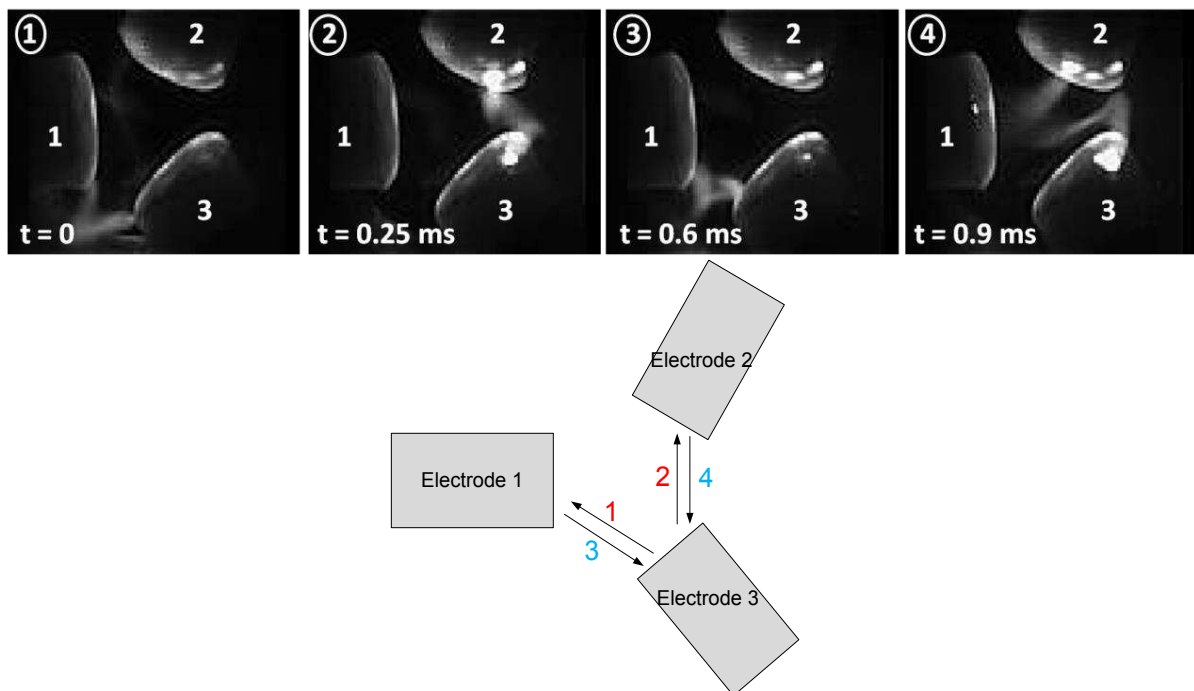


Figure 22. En haut, séquence d'images du comportement de l'arc lorsque le système est déséquilibré, en bas, cette séquence est corrélée avec la représentation chronologique de la décharge d'arc sur une période.

Les formes des signaux de courant et de tension obtenues sur la phase numéro 3 sont exposées sur la **Figure 23**. Le signal de courant se rapproche d'un signal en sortie d'un redresseur-hacheur-onduleur, tel que celui montré sur la **Figure 18**. Entre l'alternance positive et négative du signal de courant, la valeur du courant reste proche de zéro pendant la durée d'existence d'un arc. De plus, une alternance du signal de courant est divisée en son milieu par un pic. Ces pics sont générés par l'apparition des arcs et ils sont séparés par la durée de vie d'un arc, c'est à dire 0,25 ms ($1/6$ de la fréquence). Nous pouvons supposer que pendant ce laps de temps, le courant oscille en raison de l'asservissement de l'alimentation électrique et de la variation de la longueur de l'arc.

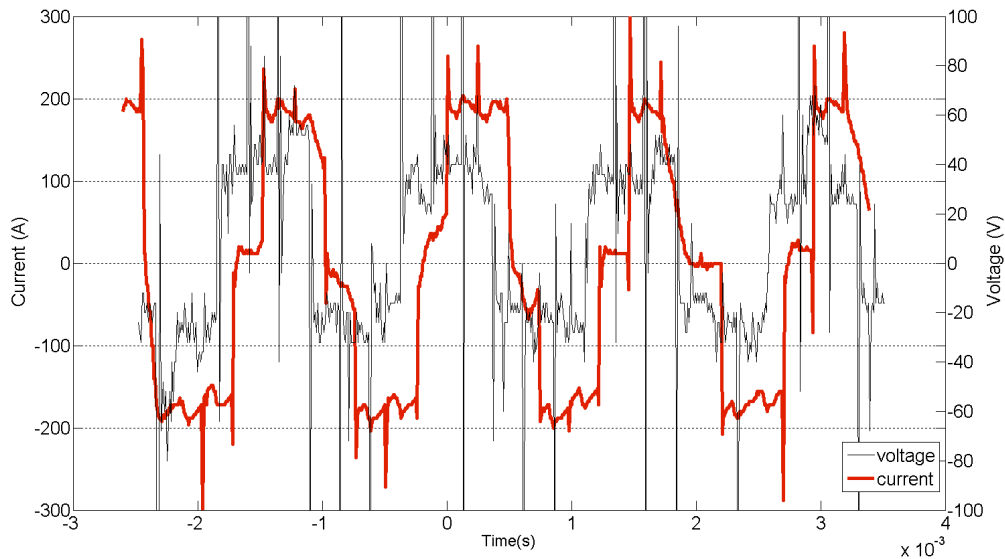


Figure 23 Signaux de courant et tension pour un courant efficace de ligne de 150 A dans l'azote. Le courant est représenté en trait épais et la tension dans la ligne mince.

Comme le montre la **Figure 23**, le signal de tension a une valeur efficace d'environ $35 V_{RMS}$ et une forme proche d'un signal carré. Ce signal ne stagne pas par zéro comme c'est le cas pour le courant, montrant que le potentiel électrique sur les électrodes a toujours une valeur non nulle. On peut aussi observer un retard de phase entre le courant et la tension qui varie généralement entre $\pi/6$ et $\pi/3$, correspondant à un facteur de puissance compris respectivement entre 0,866 et 0,5. Toutefois, les interférences électromagnétiques peuvent influencer les mesures électriques. Nous supposons que les pics de fluctuations observés ne sont pas seulement un artefact dû à ces interférences, mais représentent un véritable phénomène physique lié au fonctionnement des arcs et à l'asservissement des signaux électriques par la commande sur les thyristors de l'alimentation électrique.

Les transformées de Fourier (FFT) sur les signaux de courant et de tension sont présentées sur la **Figure 24**. Les spectres obtenus présentent plusieurs pics dans les mêmes gammes de fréquences pour la tension et le courant. Le pic principal est à 680 Hz et il correspond à la fréquence de l'alimentation électrique suivi de plusieurs harmoniques impairs à environ 3 400 Hz (5^{ème}), 4 760 Hz (7^{ème}) et 8 840 kHz (13^{ème}). La présence de ces harmoniques impairs montre que le signal est symétrique, la présence du 3^{ème} harmonique impair (divisible par 3) montre qu'on n'a pas un signal de courant avec une forme carrée modifiée parfait.

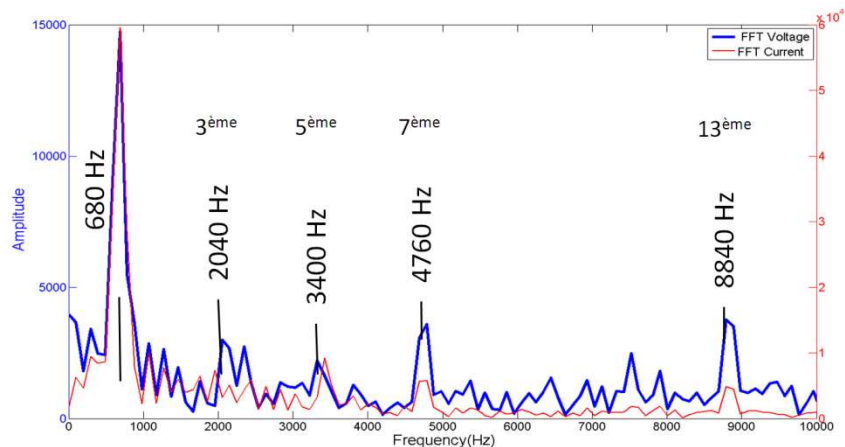


Figure 24 Transformée de Fourier (FFT) des signaux de courant et de tension. La FFT de la tension de ligne est représentée avec une épaisseur et de la FFT du courant dans la ligne mince.

II.2.5 Influence du courant

La **Figure 25** montre la séquence d'images du comportement des arcs pour un courant efficace de ligne de 300 A_{RMS} pendant plus d'une période (2 ms). En augmentant le courant à 300 A_{RMS}, les électrodes apparaissent plus lumineuses sur les images que les arcs. La taille des taches cathodiques et/ou anodiques est également plus grande qu'à 150 A_{RMS}. Afin d'améliorer la visibilité des arcs, la séquence d'images a été filtrée, puis modifiée en changeant la luminosité et le contraste des images.

De la séquence d'images à 300 A_{RMS}, la colonne d'arc apparaît plus déformée ou défléchie que dans la séquence à 150 A_{RMS}. Elle est aussi dominée par un pied d'arc, cathodique ou anodique, comme illustré sur les images à 0,10 ms, 0,64 ms et 1,34 ms. On peut supposer que des forces hydrodynamiques sont produites à l'interface arc électrode (appelé effet Maecker) où les forces de Lorentz contribuent à augmenter la déflexion de la colonne d'arc. La vitesse du jet de matière produite par cet effet à 300 A_{RMS} a été estimée grossièrement, par l'expansion linéaire du jet d'arc, à deux fois la vitesse du jet à 150 A_{RMS}. En ce qui concerne le mouvement du pied d'arc, il se déplace en partie vers le bas, suivant la forme érodée de l'électrode. La colonne d'arc devrait donc être étirée vers la sortie. Cependant, au lieu de se déplacer continuellement vers le bas, l'arc se divise en deux parties par l'apparition d'un nouveau pied d'arc. Concernant la vitesse tangentielle de ce pied d'arc sur l'électrode, celle-ci a été estimée à environ 50 m.s⁻¹, ce qui est supérieur à la valeur de 10 m.s⁻¹ estimée à 150 A_{RMS}. Nous pouvons en déduire que le mouvement du pied d'arc et de la colonne accroît en augmentant la valeur du courant. En effet, l'effet Maecker et les forces de Lorentz dépendent en grande partie du courant imposé.

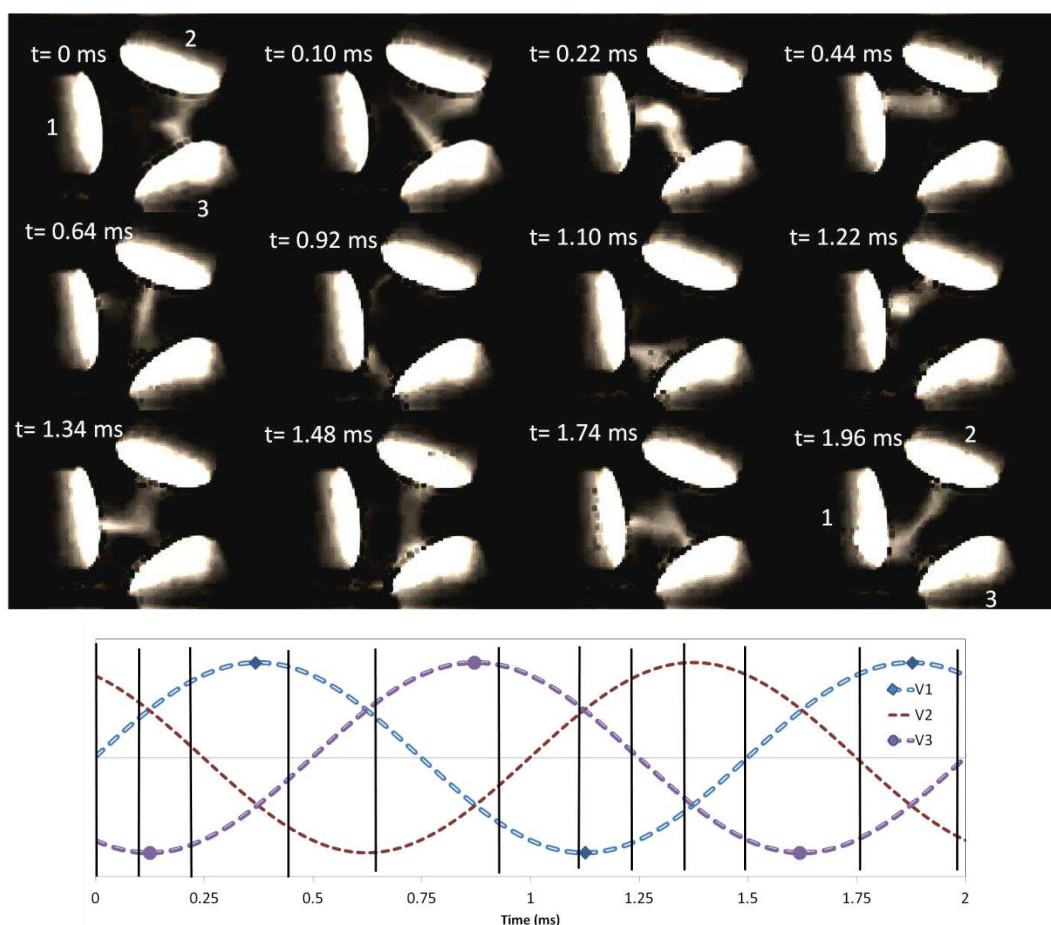


Figure 25 Séquence d'image du comportement des arcs dans l'azote pour un courant efficace de 300 A_{RMS}. Les images sont corrélées avec les tensions théoriques de phases par des lignes verticales.

Pour simplifier la description, les tensions de phase sont considérées sinusoïdales ce qui n'est pas le cas dans la réalité.

Comme dans le cas précédent, un déséquilibre de la décharge triphasée a été observé. Cependant celui-ci a été estimé à environ 10 % du temps enregistré, au lieu des 30 % obtenus précédemment. La température des électrodes et le mouvement des arcs semblent donc améliorer la stabilité de la décharge triphasée.

En ce qui concerne les signaux électriques présentés sur la **Figure 26**, la tension efficace et le retard de phase sont du même ordre de grandeur que dans le cas de référence. Les formes des signaux de courant sont également très similaires.

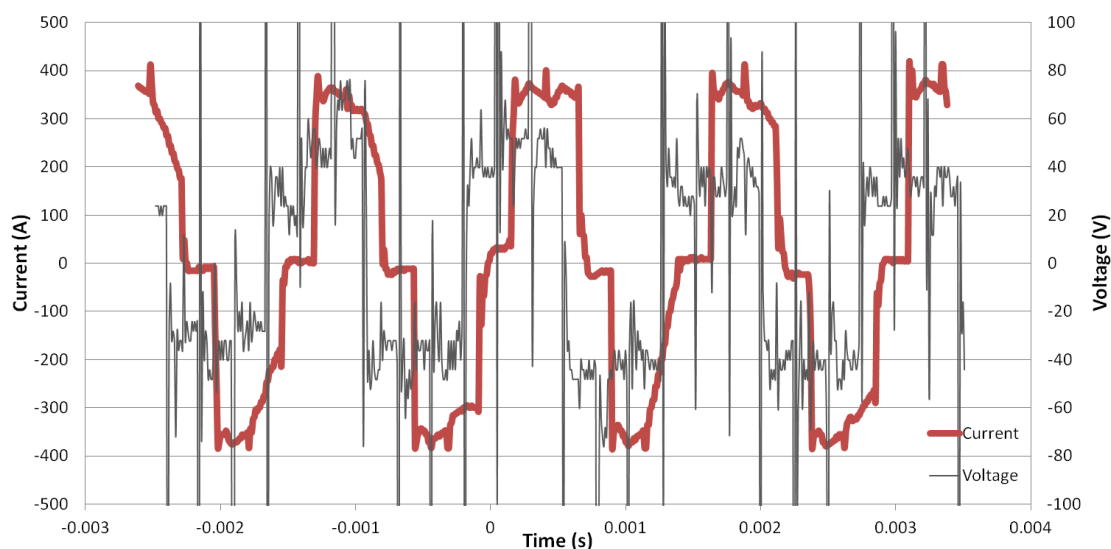


Figure 26 Signaux de courant et tension pour un courant efficace de ligne de 300 A dans l'azote. Le courant est représenté en trait épais et la tension dans la ligne mince.

En diminuant la valeur du courant efficace à 50 A_{RMS} (**Figure 27**), la luminosité des électrodes n'est plus suffisante pour pouvoir les visualiser avec la camera rapide. Néanmoins, nous observons que l'arc semble rester au voisinage du centre de l'espace inter-électrodes et le mouvement de la colonne d'arc n'est pas visible. En outre, la position des pieds d'arc reste quasiment identique comme révélée à différents instants $t = 0,48, 1,36, 1,82, 2,78, 3,28$ ms.

Toutefois durant ces essais, le un déséquilibre de la décharge triphasée a été observé environ 75 % du temps enregistré. Cela confirme que l'augmentation du courant contribue à stabiliser la décharge triphasée comme généralement observé dans les décharges d'arc plasma.

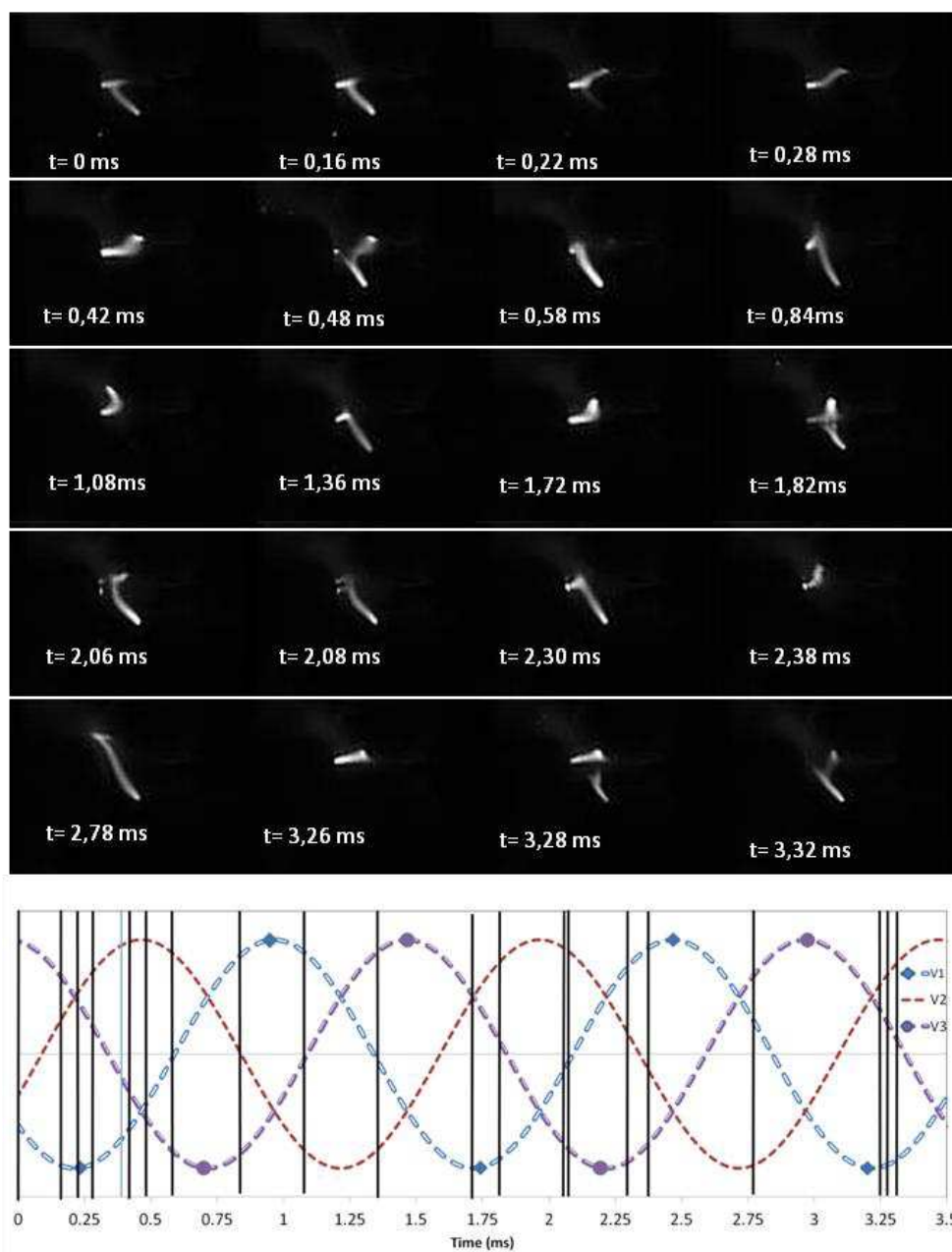


Figure 27 Séquence d'image du comportement des arcs entre les trois électrodes dans l'azote pour un courant efficace de 50 A_{RMS}. Les images sont corrélées avec les tensions théoriques de ligne par des lignes verticales. Pour simplifier la description, les tensions de phase sont considérées sinusoïdales ce qui n'est pas le cas dans la réalité.

La forme du signal de tension ne change pas réellement à $50 A_{RMS}$ tandis que celle du courant diffère nettement de celles obtenues à $150 A_{RMS}$ et $300 A_{RMS}$. En effet, ce signal est parfois triangulaire (**Figure 28**), bien que pour cet oscillogramme la décharge est présumée équilibrée. De plus, ce même signal est en phase avec le signal de tension alors que généralement le retard de phase est entre $\pi/3$ et $\pi/2$ à $50 A_{RMS}$. Le fait de pouvoir éliminer le déphasage entre le courant et la tension laisse supposer que ce retard de phase n'est pas dû à des effets inductifs mais probablement à un retard à l'allumage des arcs. En effet, à la fréquence utilisée les effets inductifs sont négligeables.

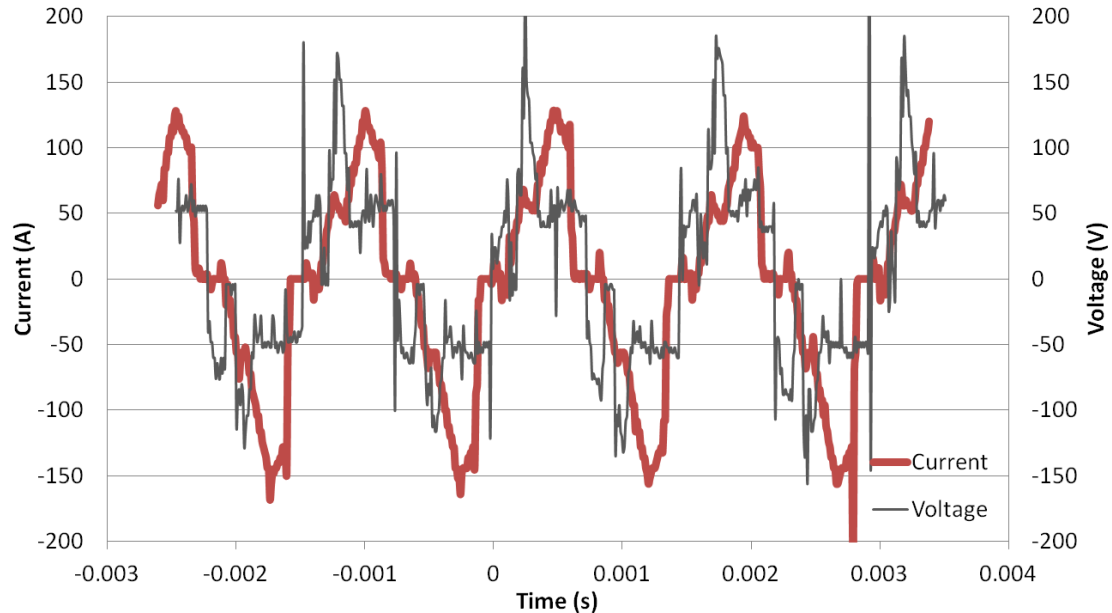


Figure 28 Signaux de courant et tension pour un courant efficace de ligne de $50 A_{RMS}$ dans l'azote. Le courant est représenté en trait épais et la tension en trait fin.

II.2. 6 Influence de l'écartement inter-électrodes

L'influence de la position des électrodes sur le comportement de l'arc a été étudiée en augmentant l'écartement inter-électrodes de 5,5 mm (cas de référence) à 13 mm avec un même courant efficace de $150 A_{RMS}$. Le comportement de l'arc reste globalement similaire à ce qui a été décrit précédemment (**Figure 29**). Cependant, les déflexions de l'arc deviennent plus importantes, notamment à cause de la longueur de la colonne d'arc. Ainsi, des formes particulières des arcs ont ainsi été recensées. Néanmoins, ces fluctuations engendrées semblent avoir peu d'effet sur la forme du signal de courant (**Figure 30**). De plus, l'augmentation de la distance entre les électrodes n'influe pas de manière significative la tension efficace. Quant à la stabilité de la décharge triphasée, on peut estimer que le système est déséquilibré 15 % du temps. Ce dernier point souligne que la stabilité de la décharge dépend de la géométrie de l'espace inter-électrodes. Cette dernière permet de maintenir les arcs à l'intérieur de l'espace inter-électrodes.

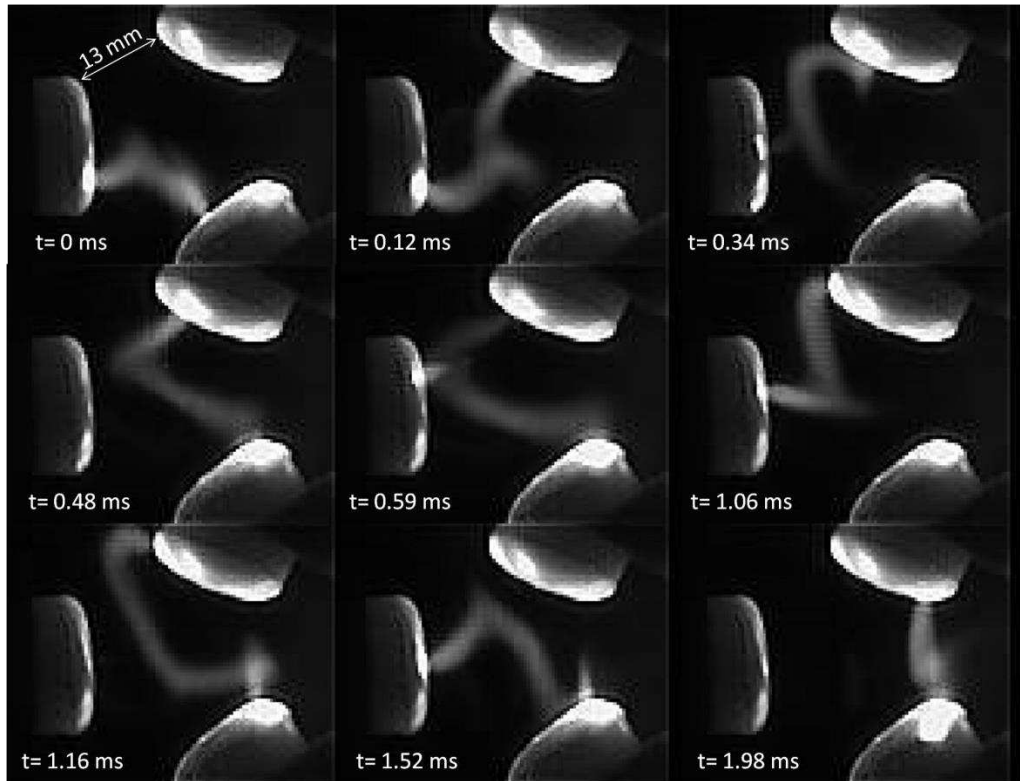


Figure 29 Séquence d'image du comportement de l'arc entre les trois électrodes pour un courant efficace de $150 A_{RMS}$ et un espace inter-électrodes de 13 mm alors qu'il est de 5,5 mm dans les cas précédents.

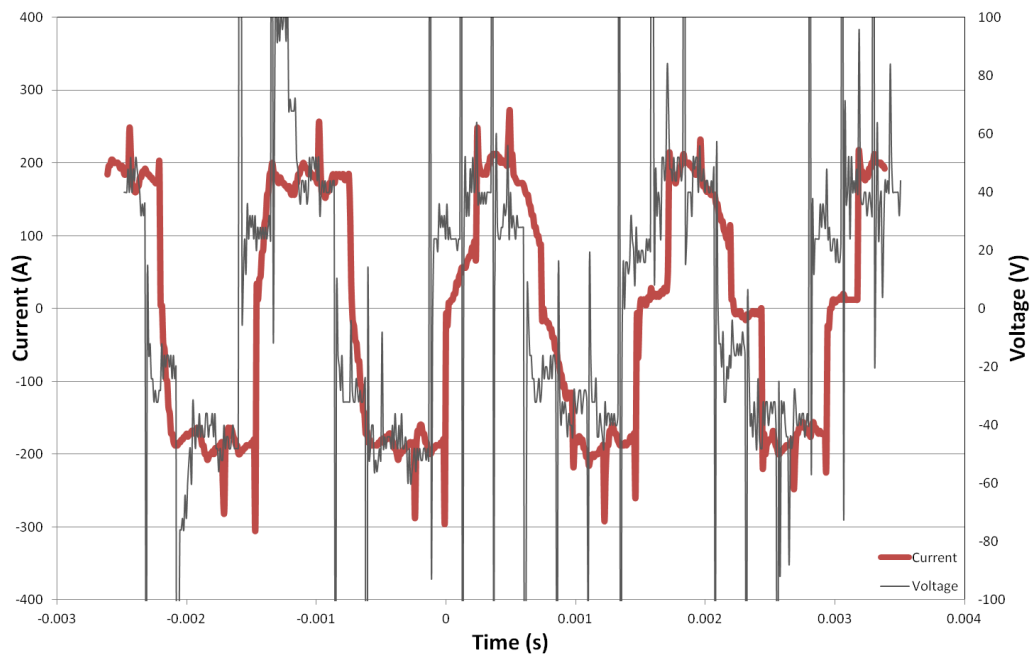


Figure 30 Signaux de tension et de courant pour un espace inter-électrodes de 13 mm et un courant efficace de $150 A_{RMS}$. Le courant est représenté en ligne épaisse et la tension en ligne fine.

Un dernier test a été effectué en augmentant le débit de gaz plasma sur l'injection centrale. Les séquences vidéo obtenues montrent que doubler le débit sur l'injection centrale n'a pas une influence significative sur le comportement des arcs. Pour résumer, l'influence des principaux paramètres opératoires a été estimée à partir de l'analyse des vidéos. Quelques valeurs caractéristiques sont répertoriées dans le **Tableau 7**. Avec l'augmentation du courant et de l'espace inter-électrodes, la stabilité de la décharge augmente. Le mouvement des arcs et l'écart entre les électrodes jouent donc un rôle important sur la stabilité du système plasma à arc triphasé.

De la littérature, il ressort que les forces de Lorentz et les forces hydrodynamiques exercées par l'effet Maecker semblent avoir une forte influence sur le mouvement des arcs. Comme exposé dans le **Tableau 7**, la vitesse moyenne dans les jets d'arc et la vitesse du pied d'arc augmentent avec le courant. Ces vitesses correspondent à une vitesse de projection axiale sur un plan. Elles ont grossièrement été estimées sur une base statistique basée sur l'analyse d'image réalisée pour environ 10 séquences. Par ailleurs, la vitesse des jets aux électrodes a été évaluée en mesurant la propagation du centre de l'extrémité des jets ainsi qu'en supposant que la vitesse dans les jets d'arc est la vitesse de propagation.

L'augmentation de l'espace inter-électrodes et du débit de gaz plasma a peu d'influence sur la colonne d'arc, sur la vitesse du pied d'arc et dans les jets aux électrodes. D'un point de vue qualitatif, le courant modifie la taille des tâches chaude sur les électrodes et la température sur celle-ci avec sûrement une influence significative sur l'amorçage de l'arc.

En ce qui concerne les signaux électriques, l'influence des paramètres étudiés sur la tension efficace n'est pas significative. En effet, la tension efficace reste aux alentours de 35 V_{RMS} (**Tableau 7**), hormis à 50 A_{RMS} , où la tension RMS atteint 40-50 V_{RMS} .

Tableau 7 Valeurs caractéristiques des arcs pour les différents cas étudiés.

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5
Courant	150 A_{RMS}	300 A_{RMS}	50 A_{RMS}	150 A_{RMS}	150 A_{RMS}
Espace inter-électrodes	5,5 mm	5,5 mm	5,5 mm	13 mm	5,5 mm
Débit de gaz plasma ($Nm^3.h^{-1}$)	5	5	5	5	7
Vitesse moyenne dans les jets aux électrodes ($m.s^{-1}$)	40 ± 20	100 ± 30	n.d.	60 ± 20	40 ± 20
Vitesse du pied d'arc ($m.s^{-1}$)	10 ± 10	50 ± 10	n.d.	10 ± 10	10 ± 10
Temps du système déséquilibré	30 %	10 %	75 %	15 %	26 %
Tension moyenne sur une phase (V_{RMS})	32-37	32-37	40-45	32-37	32-38
Ecart type	1,81	3,48	1,81	1,42	1,85
Courant crête moyen ($A_{crête}$)	200	400	50-100	200	200
Puissance (kW)	11-16	22-30	3-9	11-16	11-16

II.2. 7 Relation entre le mouvement de l'arc et les signaux électriques de courant

Cette étude a permis de caractériser la forme des signaux de courant en fonction du comportement de la décharge. Ainsi, il est possible de déterminer le comportement de la décharge en regardant uniquement la forme des signaux de courant. La forme de ces signaux peut être classifiée en quatre différentes formes, comme indiqué sur la **Figure 31** (c-f). Dans le premier cas (c), la décharge est équilibrée et le signal de courant de ligne suit la forme d'un signal parfait de tension en sortie d'un hacheur onduleur triphasé (**Figure 18**). Dans le second cas (d), la forme du signal de courant est liée à un défaut d'arc entre les électrodes 1 et 3. Il est également possible que l'arc précédent ne soit pas éteint, évitant ainsi l'amorçage d'un arc entre ces deux électrodes. Cependant, cette forme du signal de courant est rarement observée. Dans le troisième cas (e), le système est déséquilibré et chaque arc est relié à l'électrode numéro 3, comme illustré sur les images (b). Dans le dernier cas (f), le système est déséquilibré et la décharge d'arcs reste principalement entre les électrodes 1 et 2.

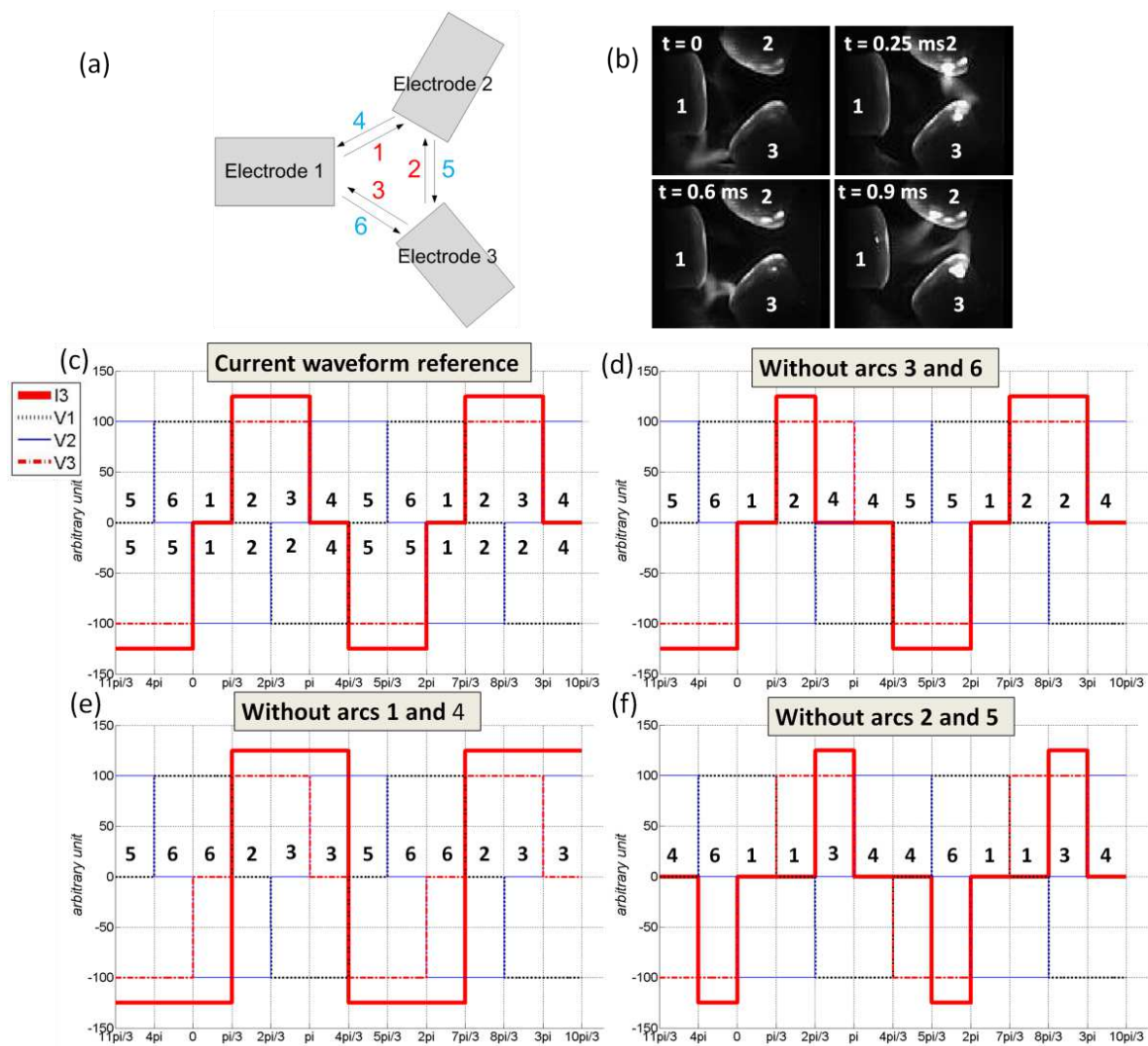


Figure 31 Exemples de signaux de courant sur la phase numéro 3 pour différents comportements de la décharge triphasée. Chaque signal de courant est corrélé à une éventuelle position des arcs. Le courant est représenté en ligne épaisse et la tension en ligne fine. (a) Représentation chronologique de la décharge d'arc parfaite pendant une période. (b) Exemple du système déséquilibré sans les arcs numéro 1 et 4. (c) Forme du signal de courant I_3 pour un système stabilisé tandis que (e-d-f) sont représentatifs d'un système déséquilibré défini par la position des arcs numérotée de 1 à 6.

II.2.8 Conclusion de l'étude expérimentale des arcs

Ce chapitre a été dédié à l'analyse expérimentale du comportement des arcs dans le système plasma triphasé. L'analyse s'est appuyée sur des séquences d'images obtenues avec une caméra ultra rapide (100 000 images par seconde) et sur la forme des signaux électriques. Tout d'abord, une séquence à 150 A_{RMS} a été étudiée, puis l'influence du courant et l'influence de l'écartement inter-électrodes ont été analysées.

L'analyse des séquences d'images a confirmé le cycle prévu de 6 arcs par période. Un seul arc existe à la fois et deux arcs peuvent coexister uniquement pendant un temps très court. Les arcs bifurquent d'une paire d'électrode à une autre en suivant théoriquement la maximal de la différence de potentiel entre les 3 électrodes. Cependant, un comportement particulier de la décharge a parfois été observé et donne lieu à un déséquilibre de la décharge. Dans ce cas, les arcs ne sont plus dirigés vers la zone inter-électrodes mais à sa périphérie. La température entre deux électrodes diminue et la conductivité électrique est insuffisante pour amorcer de nouveaux arcs entre deux électrodes. Ce point souligne le rôle essentiel de la chaleur transmise par les arcs au sein de l'espace inter-électrodes sur la stabilité de la décharge d'arcs triphasée.

Les séquences d'images montrent aussi que les arcs peuvent être classifiés en cinq formes principales : 'I', 'U', 'V', 'W' et 'S'. Ces formes suggèrent que le mouvement des arcs peut être influencé par la vitesse produite dans les arcs par les jets aux électrodes (effet Maecker) et par les forces magnétiques interagissant entre ces deux jets aux électrodes. De plus, la chaleur transmise par les jets de vapeurs dirigés vers la zone inter-électrodes contribue à l'amorçage de nouveaux pieds d'arcs et au mouvement des arcs à l'intérieur de l'écartement inter-électrodes. Ce qui semble améliorer le fonctionnement de la décharge d'arcs triphasée. Globalement, nous pouvons conclure que la décharge à arcs plasma triphasée est fortement influencée par les effets combinés des forces magnétiques et des forces hydrodynamiques des jets aux électrodes, comme illustré sur la **Figure 32**.

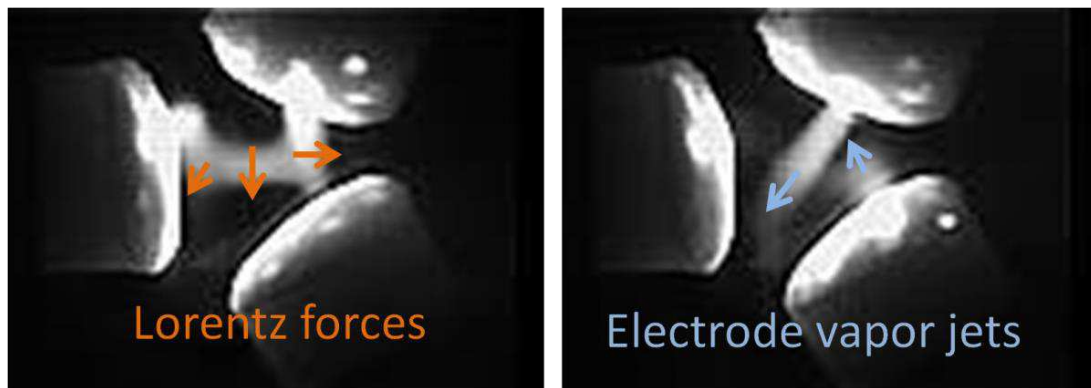


Figure 32 Représentation schématique de l'influence sur le mouvement des arcs des forces de Lorentz (à gauche) et des jets aux électrodes (à droite).

Les pieds d'arcs semblent aussi s'amorcer de préférence sur un point chaud de l'électrode. Ce qui donne une certaine récurrence sur la position de l'apparition des pieds d'arc. Ainsi, la température de l'électrode devrait avoir une influence significative sur l'amorçage des arcs. De plus, d'un point de vue qualitatif, l'augmentation du courant augmente la taille des points chauds, la température de l'électrode, la vitesse des arcs et la vitesse dans les jets aux électrodes, ce qui stabilise la décharge d'arc. Par ailleurs, l'augmentation de l'espace inter-électrodes tend aussi à stabiliser la décharge d'arc triphasée. Le mouvement de l'arc à l'intérieur de l'espace inter-électrodes augmente l'échange thermique et stabilise la décharge triphasée. Pour une application industrielle de la torche à plasma triphasée à fort

courant, la stabilité de la décharge d'arc est un élément essentiel sur la symétrie de l'écoulement plasma généré, comme nous le verrons dans un prochain chapitre.

Néanmoins, il reste délicat à partir de cette étude de statuer concrètement sur l'influence des différents paramètres et principalement celui du courant, du débit, de l'écartement inter-électrodes et de la fréquence sur les profils des champs de température, champs de vitesse et sur le fonctionnement de la décharge triphasée. Cette étude a donc été approfondie sur un plan théorique en développant un modèle Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD) 3D instationnaire de la zone d'arc.

III Modèle Magnétohydrodynamique des arcs

Ce chapitre a fait l'objet d'une publication, dénommé : « 3D Unsteady State MHD Modeling of a 3-Phase AC Hot Graphite Electrodes Plasma Torch » dans le journal *Plasma Chemistry and Plasma Processing* April 2013, Volume 33, Issue 2, pp 491-515.

Un modèle numérique valide, robuste constitue un outil décisif pour la compréhension, le développement et l'optimisation du système plasma triphasé. Un modèle magnétohydrodynamique (MHD) de la zone de génération du plasma a donc été développé. Les équations de la MHD sont résolues à l'aide du logiciel CFD de mécanique des fluides code Saturne®, basés sur des calculs en volume fini co-localisées. Le modèle développé est en 3-D instationnaire et à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL).

Ce modèle permet de mieux caractériser l'influence des différents paramètres opérationnels (courant, débit, fréquence, écartement inter-électrodes) sur les profils de champs de température et de vitesse difficilement accessibles par l'expérimentation. Après une description détaillée du modèle, les résultats sont présentés, analysés et discutés. Afin de tirer les tendances générales du système, l'écoulement et le comportement des arcs sont dans un premier temps analysés dans leurs globalités. Ensuite, l'influence du courant, des conditions aux limites sur les électrodes, du débit d'azote sur les caractéristiques de l'arc sont étudiés en termes de champ de température, champ de vitesse, champ électrique et comportement de l'arc (position et mouvement). Après, afin de déterminer les termes prépondérants dans le contrôle de l'écoulement, une étude des phénomènes physiques localisés est réalisée. Cette étude est limitée à l'influence des jets aux électrodes, l'influence de la fréquence, du rayonnement et de la nature des gaz plasmagènes. La confrontation avec les expériences du mouvement de l'arc fait l'objet du prochain chapitre.

III. 1 Etat de l'art sur la modélisation des torches plasma à arcs

A notre connaissance, aucun modèle magnétohydrodynamique du système triphasé à arcs non transférés n'a été développé auparavant. En effet, ces systèmes ont essentiellement été étudiés au niveau académique par la 'Russian Academy of science' à Saint Petersburg [Rutberg *et al* 2011] ainsi qu'en France au Centre PERSEE Mines-Paristech [Ravary 1998, Weidong *et al.*2006]. Ces études ont principalement porté sur le développement ou l'utilisation de ces générateurs de plasma triphasés. La seule étude numérique ciblée sur ces systèmes est celle de [Ravary *et al.*1999].

[Ravary 1998] a montré que les lois régissant le déplacement des arcs sont liées aux forces de Lorentz induites par le courant circulant dans les électrodes et dans les deux autres arcs. Ces interactions ont été calculées à partir de la formule de Biot Savart avec comme principales hypothèses l'existence de trois arcs en même temps et l'assimilation des arcs à des conducteurs solides avec un faible déplacement. Les forces de Lorentz engendrées ont une composante centrifuge à l'espace inter-électrodes et une autre dirigée vers le bas du réacteur. Les forces avec la composante centrifuge tournent avec pour période la demi-période du courant. La visualisation des arcs avec une caméra rapide a permis de valider ce modèle et de l'introduire, par une approche originale, dans un modèle hydrodynamique du réacteur. Les termes des forces de Lorentz moyennées dans le temps et dans l'espace, sous la forme de termes sources volumétriques de quantités de mouvement ont été introduits dans le modèle.

Les autres études sur les systèmes à arcs triphasés concernent la technologie utilisée en sidérurgie pour le chauffage des fourneaux. Ces systèmes sont composés de trois électrodes verticales en graphite au dessus ou immergées dans un bain métallique avec des puissances électriques pouvant atteindre 10 MW. Pour améliorer la compréhension, notamment pour comprendre l'origine des problèmes inhérents tels que les courants de scintillement et le déséquilibre des phases et optimiser le processus, des modèles électromagnétiques ont été développés. On peut citer entre autres [Dougall 2006, Kiyomarsi *et al.*, 2009, 2010, Bermudez *et al.*, 1999]. Ces études ont été ciblées sur la modélisation électromagnétique des courants induits dans le bain et les effets liés à la proximité des électrodes entre elles. Cet effet de proximité produit de fortes asymétries sur la densité de courants circulant dans les électrodes donnant des arcs dirigés vers les parois et centrifuge à l'espace inter-électrodes comme démontré par [Bermudez *et al.* 1999].

Dans notre système d'étude, il est exclu de simuler les arcs uniquement par une approche électromagnétique ou hydrodynamique de par la forte interaction entre les arcs et l'écoulement. L'état de l'art a donc été focalisé sur les modèles numériques des arcs électriques. L'approche la plus répandue consiste à résoudre les équations de Navier Stokes couplées aux équations de Maxwell dans des modèles dits 'MagnétoHydroDynamique' (MHD). Dans ces modèles les équations de la mécanique des fluides telles que l'équation de la conservation de la quantité de mouvement, de l'énergie sont résolues. Des termes sources spécifiques sont pris en compte pour s'adapter à la physique particulière des arcs électriques par les lois de Maxwell.

Avec l'augmentation de la puissance de calcul, des systèmes d'arcs électriques ont été modélisés dans des conditions proches de la réalité, c'est-à-dire en instationnaires 3D avec une géométrie détaillée. Ces modèles ont permis d'améliorer les connaissances sur les phénomènes physico-chimiques liés aux arcs pour de nombreuses applications, telles que le plasma de découpe [Zhou *et al.* 2009, Nguyen *et al.* 2012], la soudure à l'arc [Murphy 2010], le traitement des déchets, [Heberlein and Murphy 2008], le chauffage à l'arc en bain sidérurgique [Bakken *et al.* 1997], le dépôt de poudre [Li and Pfender 2007, Fauchais *et al.* 2010, Fauchais 2004], la synthèse de nanoparticules par synthèse en phase gazeuse [Gonzalez-Aguilar *et al.* 2007], les arcs de disjonction [Gonzalez *et al.* 2012] et les arcs libres [Chemartin *et al.* 2009]. Généralement, les différences entre les modèles concernent le choix des hypothèses d'études, notamment au niveau de l'influence du modèle de rayonnement [Nordborg and Iordanidis 2008], de la vapeur produite par l'érosion des électrodes [Murphy 2010], de la colonne d'arc soumise à une force magnétique ou convective externe [Gonzalez *et al.* 2005], du comportement de l'arc à faible courant, moins de 1 A [Lebouvier *et al.* 2012, Lebouvier *et al.* 2011] et du régime d'écoulement, en laminaire ou turbulent [Zhou *et al.* 2009]. Le régime d'écoulement laminaire est couramment utilisé pour la zone d'arc [Lebouvier *et al.* 2011, 2012, Selvan *et al.* 2009], la littérature rapporte néanmoins quelques études utilisant le modèle k- ϵ [Li and Pfender 2007, Tang *et al.* 2010, Zhou *et al.* 2009]. Concernant les propriétés de transport, les calculs sont souvent réalisés dans un simple gaz, principalement l'argon [Gonzalez *et al.* 2005, Li and Pfender 2007, Chau *et al.* 2007, Colombo *et al.* 2011] l'azote [Tang *et al.* 2010], l'oxygène pur [Zhou *et al.* 2009], ou un mélange de gaz comme l'argon et l'hélium [Selvan *et al.* 2009], et l'air [Lebouvier *et al.* 2012, Chemartin *et al.* 2009]. Afin de se rapprocher du comportement réel des arcs, quelques chercheurs ont modélisé les arcs dans l'argon pour des conditions hors de l'équilibre thermodynamique local (modèle à 2 températures). Par exemple pour modéliser l'arc généré par des torches jumelles [Colombo *et al.* 2011], ou pour améliorer la simulation du réamorçage et de la position du pied d'arc dans une torche en courant continu [Trelles *et al.* 2007].

En considérant les géométries spécifiques, les configurations les plus proches de la torche plasma triphasée sont celles des torches jumelles avec un arc transféré entre deux électrodes non coaxiales. Dans ces configurations, l'arc a une forme particulière en 'W' lorsque les électrodes sont parallèles et

en 'V' lorsque les électrodes sont convergentes. Cette forme en 'V' a été simulée par [Tang *et al.* 2011] en modélisant un arc entre deux électrodes perpendiculaires. Ils ont mis en avant l'influence de l'angle des électrodes sur la stabilité de l'arc. [Colombo *et al.* 2011] avec un angle de 78° entre la cathode et l'anode ont montré que la répulsion magnétique entre les deux jets était responsable de la déformation de l'arc d'une forme en 'V' vers une forme en 'U'. L'élongation de l'arc produit par cette forme donne une tension supérieure aux mesures expérimentales. En considérant le système hors de l'équilibre thermodynamique local, ils se sont rapprochés de cette forme en 'V' et de la valeur expérimentale par le rattachement de l'arc dans une zone plus proche de la surface des électrodes (**Figure 33** à gauche). [Barthélémy 2003] a modélisé l'arc entre deux électrodes cylindriques parallèles, avec la cathode en tungstène dans un manchon en cuivre et l'anode en cuivre, donnant une forme de l'arc en W (**Figure 33** à droite). Il montre que cette forme est principalement influencée par les jets aux électrodes dirigés suivant la normale à la surface de l'électrode et à la recirculation des gaz autour de cette zone. La forme de l'arc est donc influencée par la vitesse dans les jets aux électrodes et par les forces de Laplace ou Lorentz au niveau de la jonction des deux jets. L'angle entre les électrodes est donc un point important qui va modifier le comportement de l'arc. Le matériau de l'électrode est aussi un point clef, modifiant les propriétés de l'arc. Dans les deux premières études, la cathode est en tungstène et l'anode en cuivre.

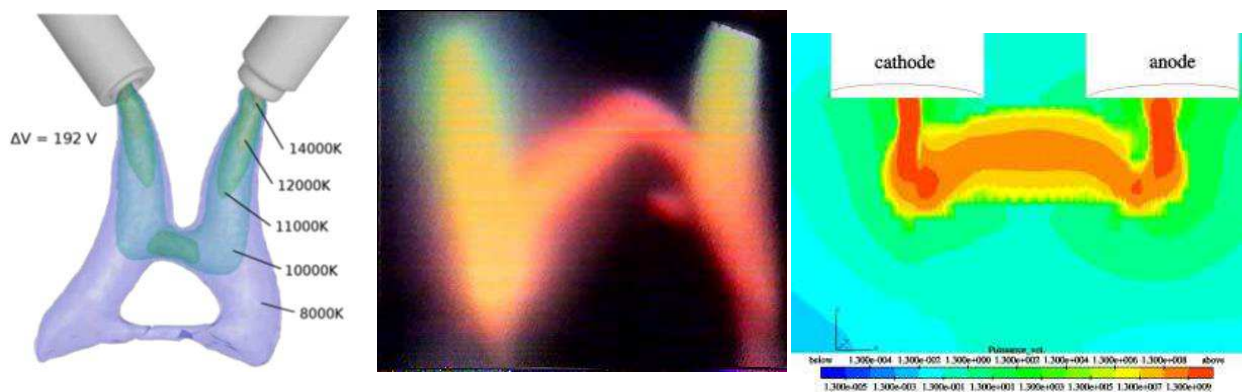


Figure 33 Forme de l'arc pour deux configurations de torches jumelles. A gauche forme obtenue par [Colombo *et al.* 2011] hors de l'équilibre thermodynamique local et les deux figures de droite, forme obtenue par [Barthélémy 2003] pour deux électrodes parallèles.

D'autres comportements spécifiques de l'arc entre deux électrodes ont été recensés dans la littérature scientifique. Un modèle MHD d'arcs transférés pulsés par deux électrodes avec un angle de 15° , a mis en avant l'influence de l'attraction magnétique sur le comportement de deux jets cathodiques parallèles [Schnick *et al.* 2011]. Ce modèle a été mis en place à partir du logiciel ANSYS CFX pour analyser le comportement des arcs tandem pulsés à 450 A pour le soudage. Les résultats montrent l'influence de l'attraction magnétique sur le comportement des arcs (**Figure 34**).

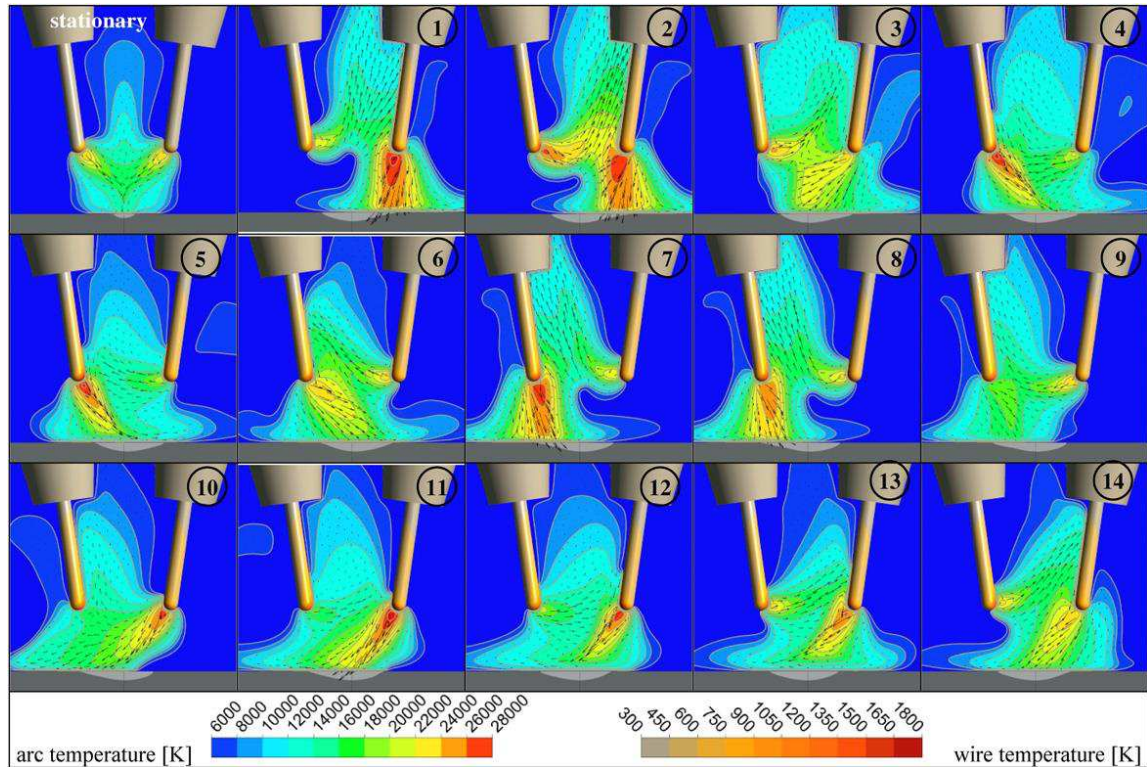


Figure 34 Résultats du modèle MHD d'arcs tandem transférés pour la soudure. L'anode est sur la plaque inférieure et le courant est alternativement pulsé sur les deux cathodes. La vitesse et la température sont représentées pour différents instants sur une période (3,6 ms) du signal de pulsation de 450 A dans l'Argon avec 18 % de CO_2 . Le cas stationnaire correspond à un courant de 200 A imposé sur les deux électrodes [Schnick *et al.* 2011].

Néanmoins, la plupart des travaux de modélisation concernent les décharges en courant continu ou en alternatif sur une période (disjoncteurs) [Trelles *et al.* 2009, Gleizes *et al.* 2005] et rarement en alternatif sur plusieurs périodes ou en triphasé. Les décharges en courant alternatif et en triphasée ont été étudiées par [Bakken *et al.* 1997, Larsen 1996] par des modèles simplifiés dit « channel models » et par une approche magnétohydrodynamique en 2D. Le modèle d'arc de conduction considère la colonne d'arc comme un cylindre homogène et les transferts thermiques sont calculés de façon analytique sans tenir compte des forces aérodynamiques autour de l'arc. Hormis les incertitudes liées aux hypothèses, ces modèles conduisent à des temps de calcul 2.10^4 fois plus rapide qu'un modèle MHD. Un système de four à arc triphasé avec des électrodes en graphite immergées dans un bain métallique ou d'oxyde de silicium a servi de cas d'étude. Ce système a été simplifié en considérant uniquement un arc transféré d'une électrode au bain pour un courant de 500 - 1 500 A_{RMS} dans l'argon et pour un mélange d'oxyde de silicium et de monoxyde de carbone. Les résultats obtenus par les deux modèles sont en bon accord avec les données expérimentales. Les résultats du modèle MHD ont démontré que les conditions aux limites utilisées sur les électrodes sont cruciales sur les

caractéristiques de l'arc. [Saevarsdottir 2002] a donc repris les travaux de [Larsen 1996] en améliorant les conditions aux limites sur les électrodes dans le modèle d'arc de conduction pour notamment tenir compte de la chute de potentiel dans la gaine en fonction de courant et de la polarité de l'électrode. Un modèle de la zone cathodique et anodique a donc été mis en place pour tenir compte de la correction du potentiel dans les gaines en fonction du temps. Ce modèle demande néanmoins d'être implémenté dans le modèle MHD afin de déterminer précisément son influence sur les caractéristiques de l'arc avec l'inconvénient de fortement augmenter le temps de calcul. Ainsi même sans un traitement spécifique et lourd des phénomènes aux électrodes, les résultats restent en bon accord avec les données expérimentales.

En conclusion, de nombreuses études numériques ont été développées sur les arcs électriques mais aucune ne concerne la modélisation numérique du système plasma triphasés à arcs non transférés. L'approche MHD a donc été celle retenue pour cette étude car elle permet de simuler les arcs avec un comportement proche de celui obtenu expérimentalement, notamment au niveau du mouvement et de la position de l'arc. Un modèle MHD consiste à résoudre sous forme numérique les équations de Navier Stokes couplées aux équations de Maxwell. Afin de valider cette approche pour notre cas en régime de fonctionnement alternatif et de simplifier l'approche numérique à adopter, nous avons examiné la plupart des hypothèses nécessaires pour l'appliquer.

III. 2 Hypothèses de calcul utilisées dans le modèle

III.2.1 Hypothèses de calcul pour la partie mécanique

Les hypothèses généralement admises et que l'on considérera pour notre modèle MHD sont les suivantes :

Le plasma est un milieu fluide. Le plasma étant formé de molécules, d'atomes, d'électrons et d'ions, on peut écrire les équations de conservation pour l'ensemble du plasma ou pour une espèce choisie.

L'écoulement peut être considéré comme quasi-incompressible et dilatable lorsque le nombre de Mach, Ma , défini comme le rapport de la vitesse du fluide à la vitesse du son est inférieur à 0,3. Un écoulement est dit incompressible, si la masse volumique du fluide varie parce qu'il y a des sources ou des transferts de chaleur et non du fait des variations de la pression. Sur chaque entrée, la vitesse débitante est aux alentours de 1 m.s^{-1} et l'écoulement peut être considéré comme incompressible $Ma \ll 0,1$.

Toutefois, la vitesse du son varie avec la température de l'écoulement comme on peut le voir sur la formule donnée ci-dessous pour un gaz parfait :

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right) = \frac{\gamma p}{\rho} = \frac{\gamma R T}{M} \quad (\text{Équation 1})$$

avec M la masse molaire du fluide (Diazote : $M = 28,0134 \text{ g.mol}^{-1}$),

R la constante des gaz parfaits ($R = 8,314 472 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$)

et γ le coefficient adiabatique qui dépend néanmoins de la température (**Figure 35**).

La vitesse du son (**Figure 35**) a alors une expression de la forme :

$$c = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M}} \quad (\text{Équation 2})$$

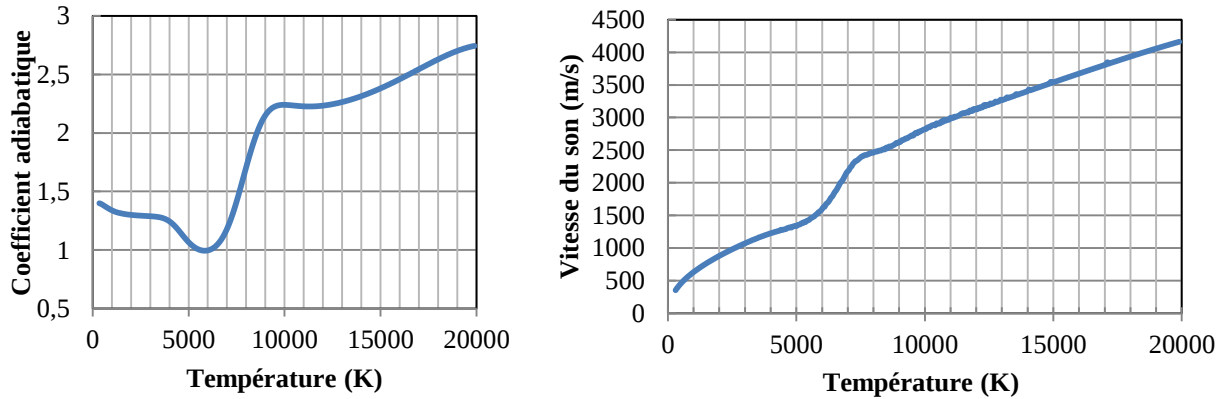


Figure 35 A gauche, coefficient adiabatique en fonction de la température pour l'azote. A droite vitesse du son dans l'azote en fonction de la température [Pateyron].

De la vitesse du son, nous pouvons déduire le nombre de Mach par le ratio de la vitesse du fluide sur celui de la vitesse du son.

$$Ma = \frac{v}{c} = \frac{v}{\sqrt{\frac{\gamma R T}{M}}} \quad (\text{Équation 3})$$

De cette expression, nous pouvons considérer que l'écoulement dans des conditions très défavorables devient compressible si sa température est inférieure à 1 000 K pour une vitesse de 150 m.s^{-1} . Nous verrons que ces conditions ne sont pas réalistes dans notre étude. Ce qui revient à supposer que le gaz est toujours incompressible.

Lorsqu'on soumet ce fluide à une contrainte de cisaillement, il se déforme avec un certain taux de déformation. Les fluides sont dits newtoniens lorsque la relation entre la contrainte et le taux de déformation est linéaire. Leur viscosité dynamique est alors définie comme le rapport de la contrainte de cisaillement au taux de déformation associé au cisaillement. Cette relation est vérifiée pour la plupart des gaz et sera prise comme hypothèse pour décrire le comportement du plasma [Baudry 2003].

L'équilibre thermodynamique local (ETL) est vérifié.

Un milieu gazeux à haute température est dit en équilibre thermodynamique si tous les processus élémentaires (ionisation, recombinaison, excitation, désexcitation, émission, absorption) sont microréversibles et qu'un état d'équilibre est atteint par la température. Cependant, cette notion d'équilibre thermodynamique implique l'absence de gradient de température et de gradient de concentration de particules, ainsi que la réabsorption complète du rayonnement (hypothèse du corps noir). Or, ces conditions ne sont pas réalistes dans les plasmas d'arcs car d'une part, le libre parcours moyen des photons est très grand devant les dimensions du plasma, ce qui implique que les photons émis ne sont que très faiblement réabsorbés. Néanmoins, on postule dans cette zone que l'arc est optiquement mince, c'est-à-dire que le rayonnement émis dans cette zone n'est pas réabsorbé (non réversibilité des processus radiatifs et le rayonnement observé ne suit pas la loi de Planck) et que les transferts collisionnels sont primordiaux dans cette zone. Les critères utilisés supposent alors que la température et la densité électronique soient suffisamment élevées pour que les collisions assurent l'équipartition de l'énergie.

L'écoulement est laminaire :

Un écoulement est laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se fait de façon régulière et ordonnée par couches bien séparées. Il devient turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen du fluide. Le nombre de Reynolds ($Re = \rho \frac{VD}{\nu}$) a été quantifié sur les différentes entrées de la zone d'arc (**Tableau 8**). La valeur maximale a été estimée à 1 527, bien que cette valeur soit caractéristique d'un régime laminaire ($Re < 2\ 000$), on assiste néanmoins à un début de transition vers la turbulence (laminaire instationnaire) à environ 8 mm du jet de plasma arc, nous avons décidé de ne pas prendre en compte ces phénomènes de turbulence dans le domaine en raison des limitations sur le modèle utilisé qu'on a rencontré. Dans tous les cas, ces conditions ne sont vérifiées qu'au niveau de la zone périphérique de l'écoulement plasma post décharge et à l'entrée du domaine où la viscosité cinématique est faible. Au niveau de la zone d'arc, la viscosité augmente et la turbulence n'est plus un phénomène prépondérant. Les mouvements instationnaires sont essentiellement dus aux mouvements de l'arc [Baudry 2003].

Tableau 8 Calcul du nombre de Reynolds au niveau des différentes entrées et sortie.

	Entrée centrale	Entrée autour des électrodes	Sortie	Autour de l'arc
Vitesse ($m.s^{-1}$)	1	1	0,5-8	300
Température (K)	300	300	6 000	10 000
Viscosité (ν ; $kg.m^{-1}.s^{-1}$)	$2,2.10^{-5}$	$2,2.10^{-5}$	$1,85.10^{-4}$	$2,61.10^{-4}$
Densité (ρ ; $kg.m^{-3}$)	1,12	1,12	$4,36.10^{-2}$	$1,70.10^{-2}$
Diamètre hydraulique (m)	0,03	0,0035	0,06	0,01
Nombre de Reynolds	1 527	178	7-113	195

Les hypothèses nécessaires pour la dynamique des fluides et la thermique viennent d'être posées. Il reste maintenant à examiner les hypothèses de la partie électromagnétique.

III.2.2 Hypothèses de calcul pour la partie électromagnétique

La simplification des équations de Maxwell nécessite de considérer une échelle spatiale dans laquelle la neutralité électrique du plasma est respectée sur chaque cellule. La gaine de Debye représente cette échelle à laquelle toute perturbation de la neutralité électrique du plasma est résorbée. La longueur de la gaine de Debye est donnée par la relation :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2}} \quad (\text{Équation 4})$$

Avec ϵ_0 la permittivité du vide ($8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$),

k_B constante de Boltzmann ($1,381054 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$),

T température (K),

e la charge de l'électron ($1,60210 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)

n_e la densité volumique d'électrons (m^{-3})

A partir de la densité électronique déterminée lors des travaux de thèse de Fabry 1999 pour la configuration avec des électrodes convergentes à 15° et à 4 cm en dessous des électrodes de $n_e \approx 2,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, et pour une température de 10 000 K, on obtient une longueur de Debye de l'ordre de :

$$\lambda_D = 4 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

La fréquence moyenne de collision des électrons avec les autres particules est quant à elle obtenue par :

$$v_{e\beta} = \frac{n_e e^2}{m_e \sigma_c} \approx 2,87 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad (\text{Équation 5})$$

Avec m_e la masse d'un électron ($9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$).

σ_c la conductivité électrique à 10 000 K pour l'azote : ($2,64 \cdot 10^3 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$).

n_e la densité volumique d'électrons (m^{-3}) D'après les travaux de thèse de Frédéric Fabry, la densité volumique d'électrons a été calculée à $n_e \approx 2,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ à 4 cm en dessous des électrodes.

Le libre parcours moyen des électrons est lui donné par la relation entre la vitesse moyenne thermique et le taux de collision. Il est donné à partir de l'équation 6.

$$\lambda = \frac{\langle w_{th} \rangle}{v_{e\beta}} \approx 2,37 \cdot 10^{-6} \text{ m} \quad (\text{Équation 6})$$

Avec la température moyenne qui est obtenue à partir de la relation : $\langle w_{th} \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}}$

Le libre parcours moyen obtenu est donc de :

$$\lambda \approx 2,37 \cdot 10^{-6} \text{ m} \gg \lambda_D$$

On peut considérer que même dans la zone où le libre parcours moyen est le plus important, c'est à dire dans la colonne d'arc à $T=12\ 000 \text{ K}$, le libre parcours moyen reste supérieur à la longueur de la gaine de Debye. Par conséquent, chaque cellule de volume du plasma à l'échelle macroscopique est électriquement neutre.

Afin de simplifier l'approche MHD pour la décharge en courant alternatif, il est important de vérifier si la simplification de la loi d'Ohm est applicable dans notre cas.

Simplification de la loi d'Ohm

La loi d'Ohm sous sa forme généralisée peut s'écrire [Chamartin 2008] :

$$\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} = \frac{\vec{J}}{\sigma} - \frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{ne} - \frac{\text{grad } p_e}{ne} + \frac{m_e}{ne^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (\text{Équation 7})$$

Afin de déterminer l'influence de chacun de ces termes, homogène à un champ électrique, on utilise la méthodologie utilisée par [Chamartin 2008], en considérant le terme résistif (J/σ) comme terme de référence.

Le terme de gauche de la loi d'Ohm généralisé inclus en plus du champ électrique (E), un champ électromoteur (induction de Lorentz $\vec{v} \times \vec{B}$). On choisit comme valeurs caractéristiques majorantes un écoulement à 300 m.s^{-1} , une conductivité électrique de $1,19.10^4 \Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$ (20 000 K) et un rayon de l'arc (r_{arc}) de 3 mm :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_{\text{arc}}} = \frac{\mu_0 J r_{\text{arc}}}{2} \quad (\text{Équation 8})$$

$$\left| \frac{\vec{v} \wedge \vec{B}}{J/\sigma} \right| = \frac{vB\sigma}{J} = \frac{v\mu_0 r_{\text{arc}} \sigma}{2} \approx 1,84.10^{-2} \quad (\text{Équation 9})$$

avec μ_0 la perméabilité électrique du vide, voisine de celle du plasma à ($1,2566.10^{-6} \text{ H.m}^{-1}$)

Ce terme est de l'ordre du dixième du champ électrique dans ces conditions très favorables, il sera donc négligé dans l'ensemble des simulations présentées dans ce document. Il représente aussi le nombre de Reynolds magnétique qui indique le rapport entre les termes de convection et de diffusion dans les fluides magnétiques.

Un autre terme en $\vec{J} \times \vec{B}$, souvent appelé terme de Hall (ou effet Hall), donne lieu à des courants transverses. On choisit comme valeurs caractéristiques majorantes un champ magnétique de 0,04 T, une conductivité électrique de $1,19.10^4 \Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$, et une densité électronique de 10^{22} m^{-3} :

$$\left| \frac{\vec{J} \wedge \vec{B}}{ne} \frac{\sigma}{J} \right| = \frac{B\sigma}{ne} \approx 0,297 \quad (\text{Équation 10})$$

Bien que la densité d'électrons soit plus faible sur la périphérie d'un arc, la conductivité électrique et le champ magnétique le sont également. Ce terme pourra donc être également négligé.

Le champ électrique produit par le gradient de pression électronique peut être évalué en introduisant une longueur caractéristique du gradient égale au rayon de l'arc :

Comme $p_e = nk_B T_e$:

$$\left| \frac{\text{grad } p_e}{ne} \frac{\sigma}{J} \right| = \frac{p_e}{ne R_{\text{arc}}} \frac{\sigma}{J} = \frac{k_B T_e}{e R_{\text{arc}}} \frac{\sigma}{J} \approx 0,061 \quad (\text{Équation 11})$$

La température T_e des électrons a été considérée à 12 000 K et la densité de courant de l'ordre de 5.10^7 A.m^{-2} . Ce terme peut donc être négligé.

Le terme de variations temporelles du courant peut être évalué en considérant le pas de temps τ à utiliser dans l'étude pour évaluer la dérivée dans le temps du courant on obtient :

$$\left| \frac{m_e}{ne^2} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \frac{\sigma}{J} \right| = \frac{m_e \sigma \Delta I}{ne^2 I} = \frac{\Delta I}{v_{e\beta} I} \approx 10^{-6} \quad (\text{Équation 12})$$

Avec $\Delta I \approx 5 \text{ A}$ la variation de la valeur du courant sur le pas de temps à considérer dans cette étude (5.10^{-6} s). Dans notre cas, si on néglige l'influence du passage du courant par zéro, l'équation de la loi d'Ohm généralisée pour un plasma peut donc être simplifiée sous la forme :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{Équation 13})$$

Induction de Neumann dans une colonne d'arc en courant alternatif (ou Loi de Faraday)

La simplification de la loi d'Ohm a montré que le terme d'induction de Lorentz pouvait être négligé dans la colonne d'arc. Néanmoins, la variation du champ magnétique dans un autre arc en extinction ou celle créée par le mouvement ou la déformation de l'arc peut engendrer de nouvelles forces électromotrices dites de Neumann. Pour évaluer son influence, on détermine la valeur du rapport du champ électromoteur sur le gradient de potentiel par l'expression donnée par [Chemartin 2008].

$$\left| \frac{\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}}{\text{grad}P_r} \right| = \frac{\frac{\Delta A}{\tau_0}}{\frac{\Delta \varphi}{L_0}} = \frac{\Delta A}{\tau_0} \frac{L_0}{\Delta P_r} \quad (\text{Équation 14})$$

L'induction est négligeable si ce terme est petit devant 1. Pour caractériser l'influence ce terme, on considère le déplacement de l'arc le long de l'extrémité de l'électrode (8 mm) que l'on assimile à l'échelle spatiale L_0 . Le rayon de l'arc a été évalué autour de 2-3 mm par des analyses effectuées avec une caméra rapide. Pour obtenir le temps caractéristique τ_0 , on utilise le temps de résidence d'un arc donné par la fréquence d'alimentation divisé par le nombre d'arc sur une période (6 arcs) soit $\tau_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ s. Le terme ΔA correspond à la valeur maximale de variation du potentiel vecteur entre les deux positions. Pour un arc cylindrique cette valeur peut être déterminée par l'expression [Chemartin 2008] :

$$\|\vec{A}\| = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln \left(\frac{L_0 + R_{\text{arc}}}{R_{\text{arc}}} \right) \approx 10^{-5} \text{ Tm} \quad (\text{Équation 15})$$

Le terme ΔP_r correspond à la variation du potentiel électrique sur la durée d'un arc. La variation de potentiel sur cette distance est au maximum égale à 100 V. On peut donc déduire que le rapport entre le champ induit et le gradient de potentiel est de l'ordre de 10^{-6} .

Cela suggère que la contribution de l'induction de Neumann est négligeable devant le gradient de potentiel électrique dans notre cas.

On peut aussi calculer le paramètre d'écrantage magnétique dans des conditions majorants donné par l'expression :

$$R_\omega = \frac{\sigma \mu_0 R_{\text{arc}}^2}{\tau} \quad (\text{Équation 16})$$

Avec les valeurs du temps caractéristique de $1 \cdot 10^{-6}$ s à $2,5 \cdot 10^{-4}$ s et pour un rayon de l'arc variant de 2 à 10 mm, le paramètre d'écran reste inférieur à 1. On peut considérer que les courants induits par les variations temporelles du champ sont négligeables devant les courants de conduction. Ces propos peuvent être justifiés si la profondeur de pénétration est grande devant L_0 .

$$\delta = \sqrt{2/\omega \sigma \mu_0} \quad (\text{Équation 17})$$

Avec $\omega = 2\pi f$, f la fréquence (Hz).

Ce qui reste valide tant que les fréquences de fluctuation de l'arc sont inférieures au MHz. Cette fréquence reste nettement supérieure aux instabilités des arcs, qui a été estimée par Gonzalez et al. 1999 pour un arc instable dans le SF_6 à 10 kHz. Dans le cas contraire, la profondeur de pénétration du champ magnétique est de l'ordre de 1 cm.

Simplification de la loi d'Ampère

On cherche à vérifier si la variation du champ électrique peut être négligée dans notre cas.

A partir de la loi d'Ampère qui est de la forme :

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Équation 18})$$

Et en tenant compte de la fréquence de collision et de la pulsation plasma par l'expression :

$$\omega_p^2 = \left(\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e} \right) \approx 8,57 \cdot 10^{25} \quad (\text{Équation 19})$$

A partir du rapport entre les deux termes de l'équation d'Ampère on obtient :

$$\frac{\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}}{J} \approx \frac{\varepsilon_0 E_c}{t_c \sigma_c E_c} = \frac{\varepsilon_0}{t_c \sigma_c} = \frac{\varepsilon_0 m_e \nu_{e\beta}}{t_c n_e e^2} = \frac{\nu_{e\beta}}{t_c \omega_p^2} \ll 1 \quad (\text{Équation 20})$$

Donc

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \ll J$$

Ce qui permet de simplifier la loi d'Ampère par $\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$

Cette simplification est appelée hypothèse quasi-stationnaire.

A partir de la loi de Gauss avec $div \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

Comme on considère la neutralité électrique du milieu ($\rho=0$), la loi de Gauss devient :

$$div \vec{E} = 0 \quad (\text{Équation 21})$$

Equations de conservation de la charge

Sous sa forme généralisée, l'équation de conservation de la charge s'écrit :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + div \vec{J} = 0 \quad (\text{Équation 22})$$

En considérant la neutralité électrique du milieu à l'échelle macroscopique ($\frac{\partial q}{\partial t}=0$)

$$div \vec{J} = 0 \quad (\text{Équation 23})$$

Compte tenu des hypothèses discutées précédemment, les équations de l'électromagnétisme s'écrivent maintenant de façon simplifiée :

$$div \vec{J} = 0$$

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

$$\overrightarrow{rot} \vec{E} = \vec{0}$$

$$div \vec{E} = 0$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$

$$div \vec{B} = 0$$

Calcul du champ électrique

A partir de la loi de Faraday simplifiée, donnant le rotationnel de $\vec{E}$ nul, $\overrightarrow{rot} \vec{E} = \vec{0}$

On postule l'existence d'un potentiel électrique permettant de déduire le champ électrique tel que :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad} (P_R) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{Équation 24})$$

Avec P_R le potentiel réel

Comme on l'a démontré précédemment dans la loi de Faraday $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \ll \overrightarrow{grad} (P_R)$ donc

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad} (P_R) \quad (\text{Équation 25})$$

De la loi d'Ohm simplifiée ($\vec{J} = \sigma \vec{E}$) avec $div \vec{J} = 0$

L'équation résolue au pas de temps t_n dans le logiciel Code_Saturne® est donc :

$$div [\sigma^{t(n-1)} \overrightarrow{grad} P_R^{t_n}] = 0 \quad (\text{Équation 26})$$

Calcul du champ magnétique

Le calcul direct du champ magnétique à partir de la loi d'Ampère ne peut être utilisé pour des configurations non axisymétriques telles que les études en 3D. Le champ magnétique est donc calculé à partir de potentiel vecteur $\vec{A}$ par l'expression :

$$\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A} \quad (\text{Équation 27})$$

Le champ magnétique est ainsi calculé à partir du potentiel vecteur qui est lui déterminé de la densité de courant par l'expression :

$$div(\overrightarrow{grad} \vec{A}) = -\mu_0 \vec{J} \quad (\text{Équation 28})$$

Ou

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (\text{Équation 29})$$

La vérification des critères de validité et de simplification de l'approche MHD est réalisée pour des grandeurs caractéristiques concernant la colonne d'arc électrique. Cependant, l'ensemble de l'approche est appliqué dans la totalité du domaine plasma. Ceci est dû au fait qu'en dehors de la colonne d'arc, l'influence des termes électromagnétiques devient négligeable, et donc que les équations de la MHD convergent vers celles de l'hydrodynamique classique.

III. 3 Equations de conservation

Les écoulements relevant de la magnétohydrodynamique sont décrits par un système d'équations constitué par le couplage des équations de l'aérothermodynamique et des équations de Maxwell. Aux équations usuelles de Navier Stokes, on ajoute les forces de Laplace (ou Lorentz) dans l'équation de quantité de mouvement. La force électrique n'apparaît pas dans cette équation car elle est nulle dans un plasma d'arc considéré comme globalement neutre. Néanmoins, le champ électrique apparaît dans l'équation de l'énergie par l'effet joule.

Les équations utilisées dans le modèle sont les suivantes :

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0 \quad (\text{Équation 30})$$

avec ρ la masse volumique et V la vitesse.

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V} \otimes \vec{V}) = -\overrightarrow{\text{grad}}(p) + \text{div}(\vec{\tau}) + \vec{J} \wedge \vec{B} \quad (\text{Équation 31})$$

Avec p la pression et τ le tenseur des contraintes visqueuses et $\vec{J} \wedge \vec{B}$ les forces de Lorentz.

Le terme source d'effet Joule $J.E$ intervient dans l'équation de l'énergie

Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \text{div}(\rho h \cdot \vec{V}) = +\text{div}\left(\frac{\lambda}{c_p} \overrightarrow{\text{grad}} h\right) + \vec{J} \cdot \vec{E} - S_{\text{rad}} \quad (\text{Équation 32})$$

Avec h l'enthalpie du gaz, λ la conductivité thermique, C_p la chaleur spécifique et S_{rad} le terme des pertes radiatives.

III. 4 Logiciel de mécanique des fluides Code_Saturne ®

Le modèle présenté ici a été mis en œuvre à partir du logiciel généraliste de mécanique des fluides développé par EDF : Code-Saturne® dans sa version 2.0. Il permet de calculer des écoulements incompressibles et dilatables, et d'ajouter des variables supplémentaires. Ce logiciel est basé sur la méthode des volumes finis colocalisés [Archambeau *et al.* 2004, Mougenot 2013].

La méthode des volumes finis est la plus couramment utilisée dans le domaine de la mécanique des fluides. Son point de départ est une forme intégrale des équations de conservation. A partir d'un maillage, elle considère chaque maille comme un élément de volume et cherche la valeur de la variable résolue au centre de ces volumes. L'avantage est que la méthode est conservative de manière naturelle et qu'elle permet de traiter des géométries complexes. Le calcul du gradient et du flux au centre d'une cellule est réalisé en supposant la continuité du milieu. En terme numérique, les valeurs au centre de gravité des facettes internes sont données par les moyennes arithmétiques des valeurs aux centres des cellules adjacentes.

Le schéma convectif utilisé est de type SOLU (Second Order Linear Upwind), qui permet aux variables stockées au centre de la cellule d'être interpolées aux faces de la maille. Ce schéma est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage. La particularité des schémas de convection est qu'ils sont liés à la direction de l'écoulement.

L'algorithme de correction de la pression est de type SIMPLEC (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation Consistent). Comme les scalaires sont définis au centre des volumes, un champ de scalaire hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations discrétisées. La solution passe donc par la définition des scalaires sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que 'SIMPLEC' pour résoudre ce lien ou couplage entre les scalaires. La famille des algorithmes 'SIMPLE' ou 'SIMPLEC' est une procédure d'estimation et de correction pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse. Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (ou de correction), ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.

La discrétisation temporelle est de type Euler implicite d'ordre 1. Les calculs ont été réalisés avec un serveur PowerEdge R510 de Dell sur 8 processeurs. Dernièrement, il semblerait que le module arc électrique de ce logiciel soit restreint à des études pour des cas en régime laminaire et avec un maillage en structuré.

Temps caractéristique

Il ressort des hypothèses énumérées précédemment que le pas de temps peut être choisi dans une fourchette assez large. Aucune restriction sur les équations MHD ne permet de fixer sa valeur à part des bornes limites données par l'inverse de la pulsation du plasma et le dI/dt .

Sans considérer la méthode de résolution des équations dans le logiciel, le pas de temps à fixer ne doit plus être perçu comme un paramètre physique du modèle mais comme un outil d'échantillonnage. La fréquence d'alimentation est fixée dans un premier temps à 666 Hz, ce qui donne une fréquence d'apparition des arcs six fois supérieure, donc de 4 000 Hz. En prenant un pas de temps supérieur au double de cette fréquence, on devrait théoriquement respecter le théorème de Nyquist Shannon. Néanmoins, le mouvement de l'arc produit des fluctuations avec des fréquences difficiles à déterminer de façon théorique. Afin de les caractériser de façon numérique, nous avons utilisé un pas de temps de 5.10^{-6} s ce qui correspond à une fréquence de 0,2 MHz.

En outre, le choix du pas de temps dépend aussi de la résolution des équations dans le code de calcul utilisé. D'après [Chemartin 2008], dans le module arc électrique du Code_Saturne, les champs de pression et de vitesse à l'instant t sont calculés à partir des sources de quantité de mouvement (force de Laplace, convection naturelle) déterminées au pas de temps précédent ($t-dt$). De même, la distribution de l'enthalpie est déterminée à partir de la distribution de l'effet Joule obtenue lors de l'itération précédente $t-dt$ et du champ de vitesse de l'instant t . Ces résultats donnent l'ensemble des propriétés thermodynamiques qui permettent de déterminer la répartition du potentiel électrique liée à la distribution de la conductivité électrique à l'instant t . Cette distribution de potentiel électrique va donner la distribution du champ magnétique à partir de la densité de courant et enfin la répartition de la force de Laplace correspondante. Ainsi, comme les propriétés thermodynamique du milieu ne sont pas recalculées à chaque étape, le pas de temps doit être suffisamment faible (inférieur à plusieurs dizaines de micro seconde).

III. 5 Etude du système plasma à arcs triphasé

III.5.1 Géométrie du système d'étude

Pour rappel, le dispositif expérimental est constitué de trois électrodes en graphite dont les axes sont situés sur un même plan et il est caractérisé par 4 entrées de gaz plasma et une sortie (**Figure 36**). L'injection centrale des gaz se fait au niveau de la surface supérieure de 30 mm de diamètre et la sortie des gaz sur la face inférieure de 25 mm de diamètre. Afin de refroidir et limiter la sublimation des électrodes, trois autres injections se font par un interstice annulaire de 3,5 mm entre les cylindres en nitrure de bore et les électrodes de 17 mm. Ces cylindres en nitrure de bore font un diamètre de 30 mm sur 14 mm de long et ils servent à isoler électriquement le support de torche du courant circulant dans les électrodes.

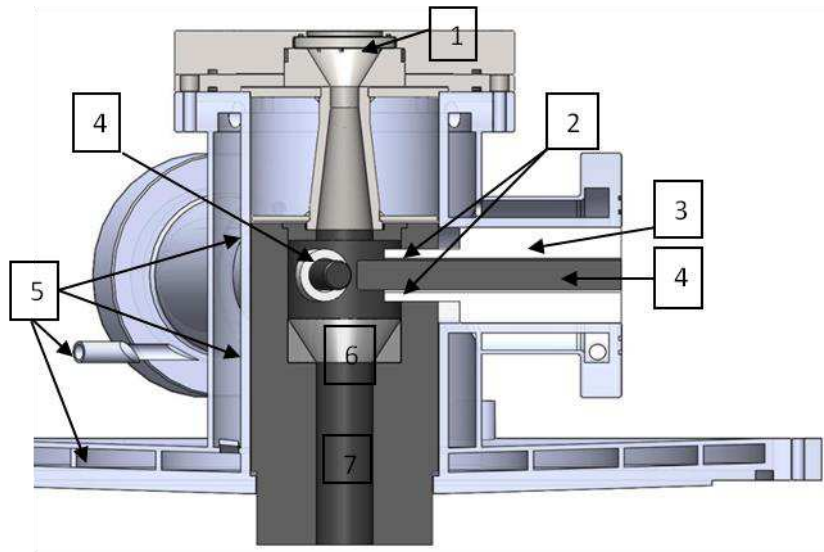


Figure 36 Géométrie du système plasma triphasé. 1 Entrée de l'injection centrale en gaz plasma; 2 Injection annulaire de gaz protégeant les électrodes ; 3 Isolation électrique des électrodes en nitrure de bore ; 4 Electrodes ; 5 Circuit de refroidissement par eau ; 6 Zone d'arcs; 7 Conduite de sortie du plasma.

III.5.2 Domaine de calcul de la torche plasma triphasée considéré

De par la disposition non axisymétrique des 3 électrodes séparées par un angle de 120° (**Figure 37**), l'étude a été considérée en trois dimensions. Compte tenu du côté novateur de cette géométrie, la méthodologie mise en œuvre pour mailler le domaine en structuré n'a pu être inspirée par des maillages préexistants. En effet, dans les configurations usuelles de torche en courant continu, la cathode et l'anode sont coaxiales. Les configurations les plus proches de la torche triphasée avec des électrodes non coaxiales sont celles des torches jumelles. [Tang *et al.* 2011] ont maillé deux électrodes perpendiculaires avec une géométrie précise au niveau de l'anode et de la cathode. Le domaine a été délimité par un cube, ce qui a permis de simplifier le maillage en structuré. [Barthélémy 2003] a maillé deux électrodes cylindriques parallèles en structuré dans un réacteur cylindrique. Pour mailler deux électrodes avec un angle de 78° , [Colombo *et al.* 2011] ont utilisé un maillage non structuré.

Le maillage a été réalisé à partir du logiciel Salome 6[®] développé par EDF R&D et le CEA. Pour entreprendre le maillage de notre géométrie en 3D structuré, un traitement spécifique au niveau du centre des cylindres doit être mis en place pour éviter une partition non hexaédrique dite en 'camembert' de ces formes. La partition de la zone d'intersection entre les axes des 3 électrodes et l'axe central de la torche est cependant particulièrement délicate. La solution retenue a été de mailler 1/3 du domaine de la torche puis de le reproduire deux fois par rotation. 10 plans de partition ont été nécessaires pour séparer la première partie en sous domaines comportant 6 faces, pouvant être discrétisés en mailles structurées. Au niveau des longueurs caractéristiques de la grille de calcul, seule une partie restreinte de la torche a été considérée afin de limiter le nombre de nœud dans le système. Cette dimension a été déterminée par l'observation du déplacement maximal de l'arc simulé qui est d'environ 30 mm. De la **Figure 37**, on peut voir que des parties externes de la torche n'ont pu être séparées en sous domaines hexaédriques. Ces parties sont éloignées de la zone fonctionnelle des arcs et elles constituent 2 % du volume total de la chambre, elles ont donc été négligées.

$$\frac{A_{\text{non représenter}}}{A_{\text{total}}} = 2 \% \quad (\text{Équation 33})$$

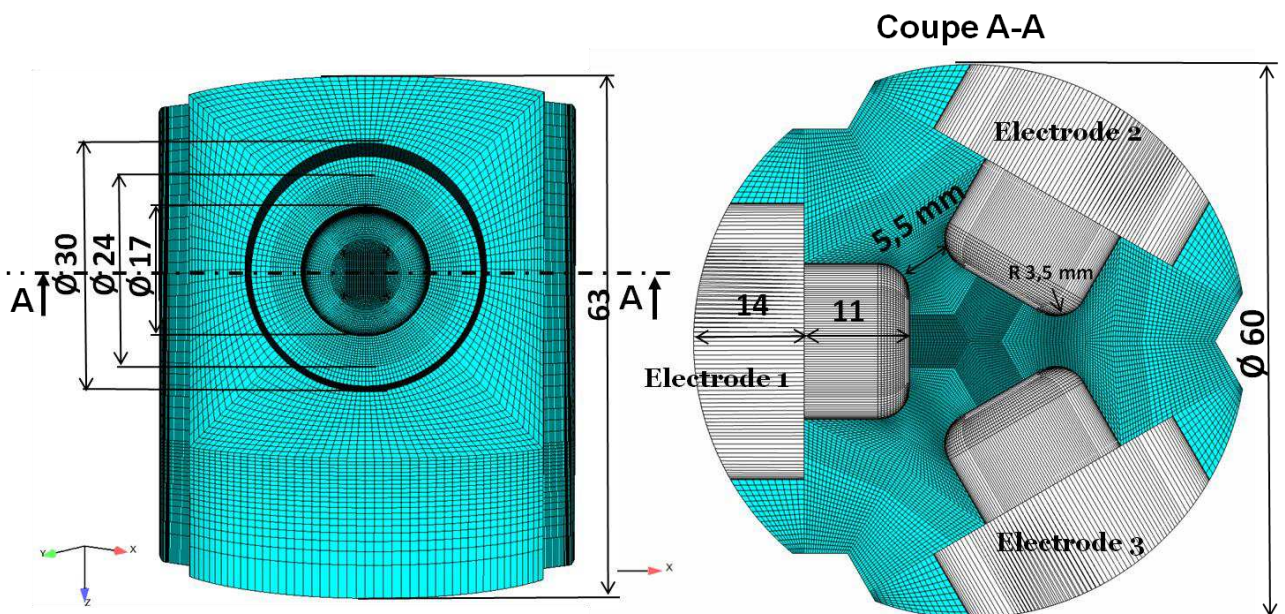


Figure 37 A gauche, vue extérieure en 3D du maillage de la torche utilisé avec 888 840 cellules pour une distance axiale de -0,023 à 0,04 m et à droite Vue en coupe du maillage entre les trois électrodes avec la représentation des parois en perspective.

Plusieurs essais par différentes approches ont néanmoins été menés pour fermer le contour et pour reproduire le cône de sortie. Une approche a été de mailler les parties manquantes par des tétraèdres. Malgré plusieurs tentatives, les résultats n'ont pu être probants car les surfaces de contact entre les deux types de maillages sont considérées comme des parois internes dans le logiciel Code-Saturne[®].

III.5.3 Analyse du maillage

De manière générale, le maillage doit être développé avec une attention toute particulière car il conditionne la qualité des résultats et la convergence des calculs. Ceci est d'autant plus important dans les zones présentant de forts gradients, tels que les surfaces des électrodes. Dans ces zones, le maillage doit être raffiné en resserrant les plans de partitions. Ce raffinement conduit néanmoins à la multiplication des nœuds le long des plans dans des zones éloignées des électrodes, ce qui accroît la durée des calculs. Ce problème provient principalement du fait qu'il n'existe pas dans le code de calcul utilisé de maillage local en mailles structurées monoblocs. Par conséquent, dans notre cas, le raffinement a été élaboré pour limiter le nombre maximal de cellules (inférieur à 10^6).

Les critères de maillage à respecter concernent principalement les variations géométriques des mailles de proches en proches et dans le cas de certains opérateurs différentiels de type Laplacien, les variations du pas d'espace au niveau macroscopique [Baudry 2003]. En général pour les modèles aérothermodynamiques, il est conseillé de limiter ces variations à un ratio de 1,3. Deux autres critères sont sur la distorsion du volume des mailles et une limite sur l'angle de non-orthogonalité entre la surface des mailles et le vecteur reliant le centre des mailles. La distorsion en volume peut conduire à une mauvaise convergence du calcul de pression si le rapport des longueurs des faces sur les mailles est supérieur à 10. Au niveau de la non orthogonalité, l'angle limite à respecter est défini à 75° . Dans le cas du maillage utilisé, des efforts particuliers ont été menés pour que ces critères restent valides dans la zone d'existence des arcs.

Les déformations maximales des mailles se situent au niveau des extrémités du domaine sur les faces de bords. En effet, le maillage est de type curviligne autour des électrodes donc en s'éloignant de l'axe de l'électrode les mailles se trouvent déformées et principalement au niveau de l'interface avec les faces de bords. Au niveau de cette interface, on retrouve une déformation maximale de l'ordre de 1,08. Autour des électrodes, le niveau de non orthogonalité est le plus élevé avec un angle de 65° ce qui reste valable dans cette portion où l'on ne trouve pas d'arc. La variation du pas d'espace est quant à elle de 0,53 pour des zones qu'on peut qualifier de relativement éloignées de l'extrémité des électrodes, à 7 mm en dessous du rayon des électrodes et au centre du domaine. Le coefficient de pondération est maximum de 0,78 autour des plans de partitions du maillage. La grille de calcul développée est donc conforme aux critères de maillage mais reste proche des valeurs limites. Le nombre de cellules générées dans la grille de calcul est de 888 840 sur une longueur de 63 mm et un diamètre de 60 mm. Le volume minimal d'une cellule est de $2,19 \mu\text{m}^3$ à $5,24 \text{ mm}^3$.

A partir de cette grille de calcul, il est maintenant nécessaire de définir les conditions aux limites.

III. 6 Conditions aux limites

Les conditions aux limites peuvent être séparées en trois domaines distincts avec : (i) la partie mécanique ou hydrodynamique, (ii) la partie thermique et enfin (iii) la partie électromagnétique. Ces conditions sont exposées sur une section au niveau de l'axe d'une électrode et sur la moitié du domaine pour simplifier la description.

Au niveau mécanique, dans la partie supérieure de la torche, délimité par la zone AB, se trouve l'injection centrale. La vitesse est incrémentée sur 1 000 itération afin d'initier et de stabiliser la décharge triphasée. Aux entrées de gaz autour des électrodes, dans les zones CD et EF, la vitesse est imposée à $1,05 \text{ m.s}^{-1}$ donnant un débit de $1 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ sur chaque entrée. Sur la sortie aucune condition particulière n'est imposée hormis la pression atmosphérique de fonctionnement et une condition de Neumann nulle sur la vitesse. Sur toutes les autres parois une vitesse nulle a été imposée. Ces conditions sont récapitulées dans le **Tableau 9**.

Tableau 9 Conditions aux limites pour la partie mécanique. Sur la figure de gauche est schématisée une vue en coupe d'une électrode et de la moitié du domaine.

	Injection centrale	Entrée autour de l'électrode 1	Entrée autour de l'électrode 2	Entrée autour de l'électrode 3
$\vec{u} \text{ (m/s)}$	0	1,0526	-0,5263	-0,5263
$\vec{v} \text{ (m/s)}$	0	0	0,91158	-0,91158
$\vec{w} \text{ (m/s)}$	0,01 à 0,43	0	0	0

Pour les résultats présentés dans ce chapitre, nous avons négligé les phénomènes aérodynamiques en amont de la zone d'arc ou plus précisément au niveau de l'injection centrale. Sur cette entrée, la section de passage est brusquement élargie au niveau de la chambre d'arc. Les instabilités sur l'écoulement en particulier l'effet Coandă dans cette chambre devrait normalement déstabiliser l'écoulement en le dirigeant vers les parois et complexifier l'étude du profil du champ de vitesse. Une vitesse constante sur l'intégralité de la surface d'entrée a donc été considérée. Elle a été déterminée pour produire la même vitesse au niveau de la zone inter-électrodes à $0,43 \text{ m.s}^{-1}$ donnant un débit de $4,16 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ alors qu'il est de $2 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ pour le dispositif expérimental. Dans la zone considérée, l'écoulement est considéré en laminaire instationnaires. Des confirmations à posteriori données sur la **Figure 38**, ont montré que cette hypothèse d'un écoulement laminaire le long de l'axe de la torche et surtout sur la zone d'entrée reste valide ($\text{Re} < 2\,400$).

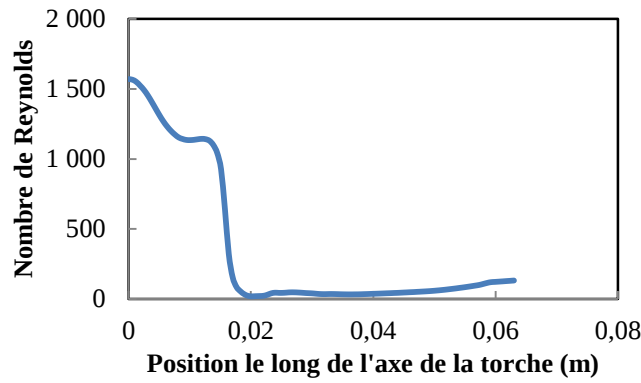


Figure 38 Nombre de Reynolds le long de l'axe de la torche

Sur le plan thermique, toutes les parois sont considérées adiabatiques. Les échanges thermiques et radiatifs ne sont pas pris en compte (**Tableau 11**). A la longueur de l'écoulement considérée, *i.e.* 30 mm en dessous de l'électrode, la diffusion thermique ne devrait pas être assez importante pour échanger de la chaleur avec les parois. Seul le rayonnement devrait augmenter cette température. Pour tenir compte de celui-ci, il est nécessaire d'implémenter un modèle de rayonnement 3D dans un modèle MHD qui peut devenir très lourd au niveau du temps de calcul. Néanmoins l'influence du rayonnement des parois sur l'écoulement est négligeable devant le flux thermique donné par l'effet joule et sa convection. Un modèle de rayonnement pour les parois n'est donc pas en première approche nécessaire pour caractériser l'écoulement plasma.

Sur l'extrémité des électrodes, on impose une température de 4 300 K, proche de la température de sublimation du graphite, donnant une conductivité électrique de $2,64 \cdot 10^3 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$. Cette température est proche de celle vérifiée expérimentalement par des travaux antérieurs, avec une électrode à 4 150 K pour un courant inférieur à 30 A [Larsen 1996]. Pour la modélisation des arcs avec des électrodes en graphite, [Larsen 1996] a imposé une température de 4 200 K et 4 413 K sur l'électrode tandis que [Saevarsdottir 2002] a imposé une température de 4 000 K et 3 640 K. A partir de l'analyse des images prises avec une caméra rapide, les dimensions de la restriction de l'arc ont permis de remonter à la température de l'électrode en utilisant le coefficient de l'équation de Richardson-Dushman donnés par [Larsen 1996]. La température de l'électrode a été déduite entre 4 100 K et 4 300 K (voir Annexe 1). Des essais ont néanmoins été effectués avec une température sur l'électrode de 3 000 K pour voir l'influence de cette condition dans le modèle.

Au niveau électromagnétique, l'étude a été réalisée en introduisant un potentiel scalaire avec une forme sinusoïdal déphasé de $2\pi/3$ entre chaque électrode comme condition aux limites (**Tableau 10**). Cette forme sinusoïdale et non carrée modifiée a été choisie afin d'améliorer la convergence de la variable du potentiel électrique. La valeur du potentiel est ajustée par le modèle grâce à la variable ϕ_r afin d'obtenir le courant de consigne. La fréquence de l'alimentation électrique est de 666 Hz. (t_{ref} correspond au pas de temps utilisé dans le modèle, it le numéro de l'itération)

Tableau 10 Conditions aux limites sur le potentiel électrique

Electrode 1	Electrode 2	Electrode 3
$\phi_r \sin(2\pi f t_{ref} it)$	$\phi_r \sin(2\pi f t_{ref} it - \frac{2\pi}{3})$	$\phi_r \sin(2\pi f t_{ref} it - \frac{4\pi}{3})$

Tableau 11 Conditions aux limites sur 1/3 du domaine.

		Vitesse ($m.s^{-1}$)	Température (K)	Φ_r (V)	P (Pa)	A
AB	Injection centrale	0,01 à 0,43	300	$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
BC, FG	Parois	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
CD; EF	Entrées autour des électrodes	1.0526	300	$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	0
DE	Electrodes	0	4 300 K sur 7 mm sinon $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\phi_r \sin(2\pi f t_{ref} it - \frac{2k\pi}{3})^*$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
GH	Sortie	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = 0$	$1,013 \cdot 10^5$	0

*k désigne le numéro de l'électrode de 0 à 2.

Après avoir défini les conditions sur chaque famille de variables résolues dans le modèle telles que, le potentiel électrique et le potentiel vecteur pour la partie électromagnétique, la pression et la vitesse pour les variables hydrodynamiques, il reste à déterminer le courant à imposer dans le modèle. Cependant, le courant n'est pas une condition aux limites mais un paramètre contrôlé par le modèle.

III. 7 Forme des signaux de courant imposée dans le modèle

Pour simplifier les calculs, les potentiels électriques sur les électrodes sont imposés avec une forme sinusoïdale et non plus avec une forme carrée modifiée comme au niveau expérimental. Une étude toute particulière a donc été menée pour déterminer les formes théoriques du courant devant caractériser le système triphasé avec cette alimentation sinusoïdale.

De manière générale, la décharge triphasée génère un amorçage rotatif des arcs avec le double de la fréquence de l'alimentation électrique entre les électrodes, comme décrit dans le chapitre précédent sur l'étude expérimentale du comportement de l'arc. Ce comportement a aussi été observé par mes prédécesseurs dans l'ancienne configuration de la torche plasma à partir de l'étude vidéo de la zone d'arc au moyen d'une caméra rapide pour une fréquence d'alimentation de 50 Hz dans l'argon [Ravary 1998, Fabry 1999]. En supposant que l'électrode la plus émissive est la cathode, le sens des électrons donné sur la **Figure 39** montre que l'arc tourne et transite d'une électrode à l'autre tout en stagnant sur une électrode.

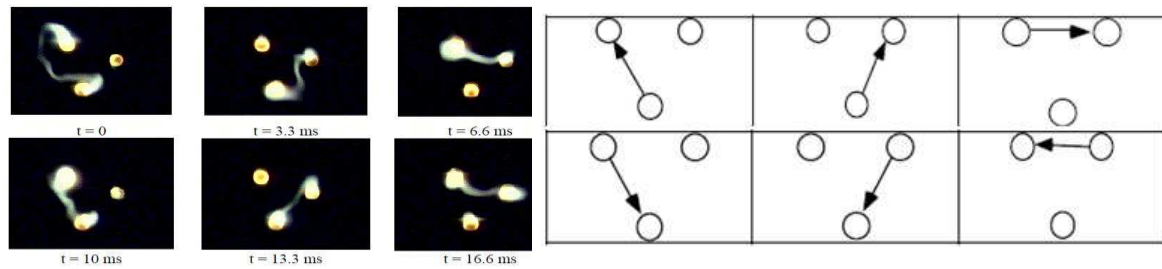


Figure 39 A gauche : décomposition d'une séquence de film des arcs dans l'argon pour une fréquence de 50 Hz avec la configuration des électrodes avec un angle de 15° ; A droite : schéma simplifié de la figure de gauche avec représentation du sens des électrons (flèche de la cathode vers l'anode) [Ravary 1998, Fabry 1999].

En ce qui concerne les signaux électriques, [Ravary 1998, Weidong *et al.* 2006] ont démontré que le système pouvait être assimilé à une configuration triphasée triangle, *i.e.* que les arcs ne sont pas reliés à un même point central. On supposant que le milieu est purement résistif, les arcs devraient donc être soumis à un courant en phase avec le maximum de la valeur absolue des tensions composées (**Figure 40**). Chaque électrode étant alimentée par une tension que nous nommerons par convention V_i les arcs sont donc eux soumis aux tensions composées entre phases que nous nommerons par convention U_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$). De plus, deux arcs ne peuvent coexister que sur un laps de temps très court. Deux causes peuvent en être responsables : d'une part le champ magnétique produit par un nouvel arc va produire une force de Lorentz perturbant l'ancien arc ou d'autre part la différence de potentiel ne va plus être suffisante pour maintenir l'ionisation dans l'autre arc. A partir des 3 maxima des tensions composées pour l'alternance positive et des 3 pour l'alternance négative sur une période, on obtient donc 6 arcs sur une période de l'alimentation électrique (**Figure 40** à droite).

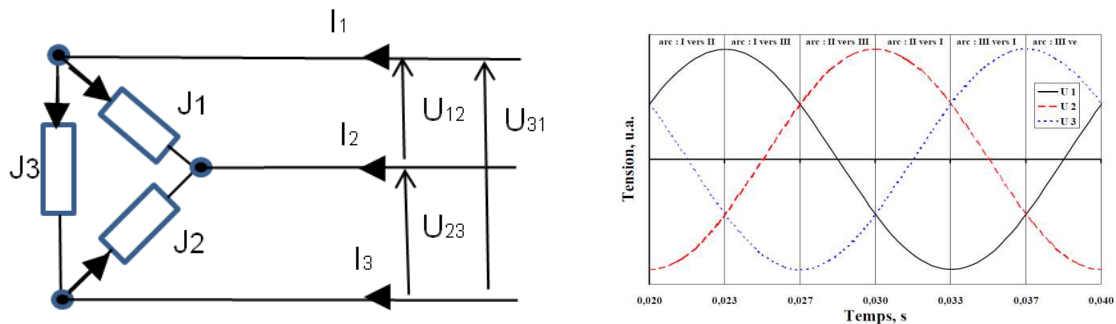


Figure 40 Représentation schématique du fonctionnement des arcs assimilés par des résistances entre les électrodes. A droite : décomposition chronologique de la position des arcs en fonctions des tensions composées sur une période de l'alimentation électrique.

De cette hypothèse d'une configuration triphasée triangle et d'un arc unique à chaque instant, le courant circulant dans les arcs devrait suivre le maximum des tensions composées. En considérant la résistance électrique des arcs constante en fonction du temps, la forme des courants circulant dans les arcs, donnée sur la **Figure 41**, apparaît par alternance en suivant les maxima de la tension composée.

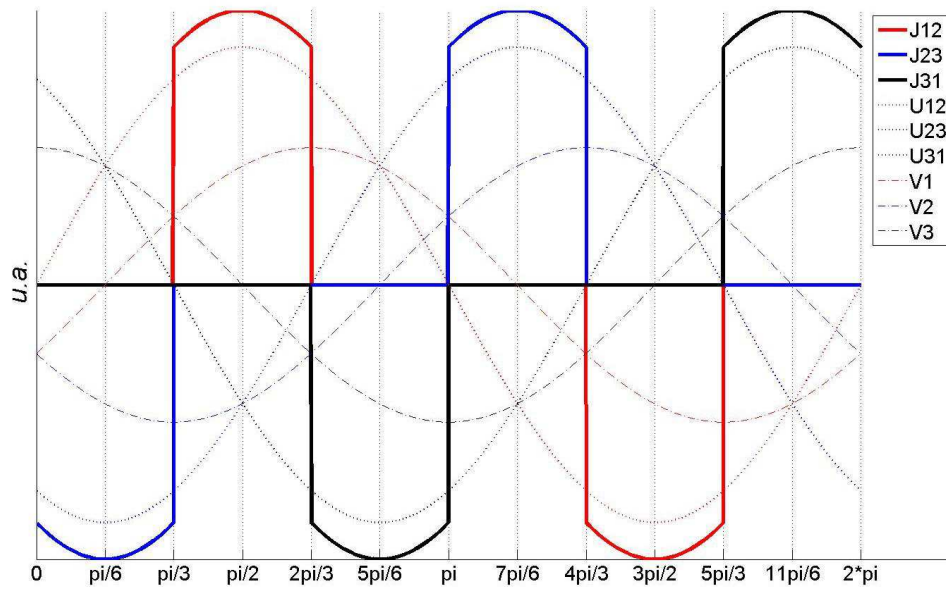


Figure 41 Forme du courant circulant dans les arcs. En arrière plan, la forme des tensions simples (V_1 , V_2 , V_3) respectivement sur chaque phase et la forme des tensions composées U_{12} , U_{23} , U_{31} entre les phases.

L'allure du courant théorique sur une phase peut être déterminée par la somme des courants circulant dans les arcs reliés à cette phase. Dans l'exemple de la **Figure 42**, l'allure du courant sur la phase 1 est représentée par la relation $I_1 = J_{12} - J_{31}$. La forme du signal de courant de ligne obtenue est périodique, en phase avec la tension simple et stagne par zéro pendant la durée d'un arc.

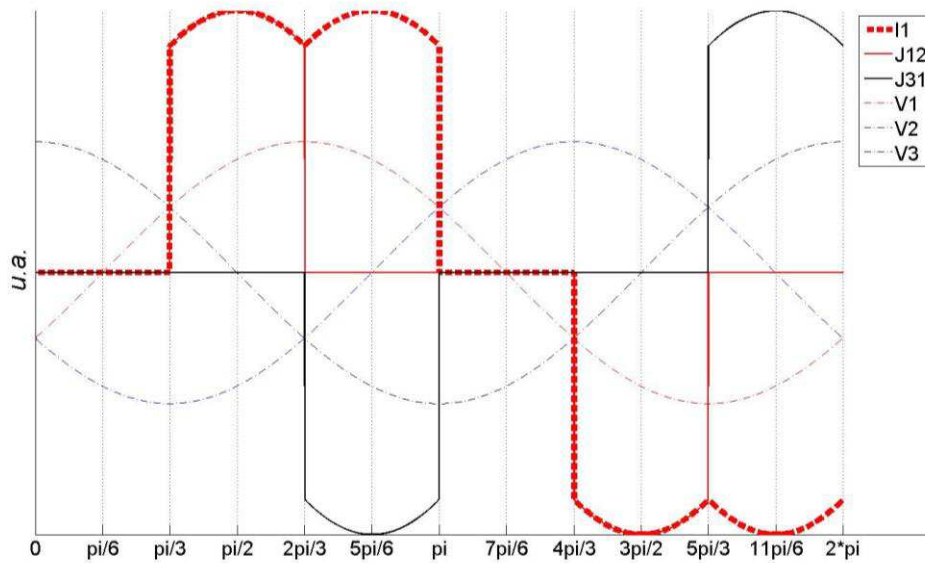


Figure 42 Courant théorique sur la phase 1 en trait épais, en trait fin courant circulant dans les arcs et en traits fins discontinus les tensions de phase.

Le courant de phase est néanmoins lié aux données thermoélectriques du milieu de la décharge. La forme théorique, donnée sur la **Figure 42**, représente l'arc dans un milieu purement résistif, équilibré et avec une conductivité électrique constante. Cette dernière est difficilement accessible de façon analytique car celle-ci dépend de la position des anciens arcs. De plus, l'inductance du plasma peut jouer un rôle sur la forme du courant en lissant la courbe. Cependant, comme nous l'avons vu dans les hypothèses du modèle, les courants induits sont négligeables à la fréquence et à la valeur du courant utilisés.

III. 8 Mise en œuvre du modèle

Afin de contrôler la valeur du courant, plusieurs méthodes peuvent être envisagées. On peut imposer la densité de courant sur les électrodes par une condition de type Dirichlet dans les conditions aux limites. Cependant il reste délicat de définir l'emplacement des pieds d'arc sur les électrodes dans notre système. Une autre méthode consiste à déterminer sur une ou des surfaces la valeur du courant. Cette valeur va permettre au modèle de recalculer le potentiel sur les électrodes pour s'approcher du courant de consigne par l'équation 34 au temps 'n' :

$$V_n = \frac{I_{\text{consigne}}}{I_{\text{mesuré}}} V_{n-1} \quad (\text{Équation 34})$$

Dans le module arc électrique du logiciel Code_Saturne®, le programme a été développé pour contrôler le courant par cette approche. L'emplacement le plus judicieux pour ces plans de contrôle devrait se situer sur les électrodes. A cause, d'une part, de la difficulté d'implémenter l'équation de la forme du courant de ligne et d'autre part pour des problèmes de sélection des mailles composant l'électrode cette solution n'a pu être mise en œuvre. La mesure se fait donc au niveau de trois plans à 120° entre les trois électrodes. Ainsi, le courant crête circulant dans les arcs est imposé. Comme on devrait avoir uniquement un arc à la fois, ceci revient à uniquement imposer la somme des valeurs absolues des courants mesurés dans ces trois plans. Le coefficient de régulation ϕ_r est obtenu par le ratio du courant imposé sur l'intégrale de la densité de courant traversant ces surfaces. Ce coefficient permet ainsi de réguler la différence de potentiel entre les électrodes.

En outre, des incertitudes demeurent sur la valeur du courant crête à imposer dans le modèle. En effet, dans le dispositif expérimental, le courant crête est ajusté en fonction de la forme du signal de courant pour maintenir le courant efficace imposé. En supposant de faibles oscillations sur la différence de potentiel, un courant continu peut être imposé dans les arcs. Cette hypothèse peut également être validée si la température dans l'espace inter-électrodes est stabilisée. Etant donné qu'il existe un arc à la fois, la forme du courant à imposer dans le modèle peut être celle représentée sur la **Figure 43**. Au vu des incertitudes sur la valeur crête du courant à imposer, on a choisi de simuler une alimentation électrique donnant un signal carré. Pour ce faire, on impose un courant constant sur la somme des courants mesurés sur les trois plans. Cette méthode permet de donner plus de degré de liberté aux modèles dans le cas d'un déphasage entre le courant et la tension ou un arc faisant défaut. Cette méthode donne des résultats proches de la forme expérimentale comme nous allons le voir dans un prochain chapitre sur la comparaison des résultats du modèle et des résultats expérimentaux.

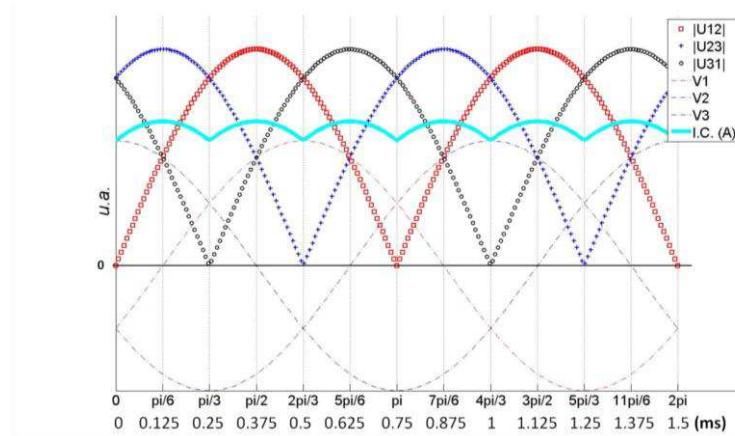


Figure 43 Courant théorique à imposer dans le modèle (IC) représenté avec une ligne épaisse en bleu clair. Cette forme du courant imposé correspond aux maximums des valeurs absolues des tensions composées (U_{ij}) donnée par la différence de potentiel entre phases.

Néanmoins, la régulation du courant au niveau des trois plans entre les 3 électrodes produit des erreurs sur la mesure du courant causées par le déplacement de l'arc (**Figure 44**). Au moment de l'apparition d'un nouvel arc, la totalité de la densité du courant passe par un plan entre deux électrodes. Ensuite l'arc se déplace vers le centre du domaine et une partie de la section de l'arc va être mesuré à deux reprises au niveau des deux autres plans de mesure. L'erreur occasionnée, en comparant la somme des puissances sur les phases à la puissance joule dans le domaine, est au maximum de 10 % et en général autour de 2 à 5 %.

Pour rappel, le logiciel Code_Saturne version 2.0 et son module d'arc électrique, a été utilisé pour le modèle transitoire 3D de la torche à plasma triphasée. Ce code de calcul résout après convergence de la vitesse et de la pression, l'enthalpie et le potentiel scalaire. Les propriétés de transports sont ainsi mise à jour au pas de temps suivant, ce qui impose l'utilisation d'un pas de temps faible pour avoir une convergence correcte. Nous avons utilisé un pas de temps 5.10^{-6} s avec un critère de convergence (epsilo) de 1.10^{-8} pour un maximum de 10 000 sous itérations. En ce qui concerne la puissance de calcul, afin de limiter les ressources numériques nécessaires pour résoudre les équations de la mécanique des fluides couplés avec les équations de Maxwell, l'étude est répartie sur 8 processeurs (Intel Xeon 2,66 GHz). Une itération prend environ 1 min 30 s. Pour initialiser la simulation le courant crête est incrémenté pendant 5 ms de 5 à 400 A_{crête} et une zone chaude à 6 000 K est artificiellement insérée entre les trois électrodes pour amorcer les premiers arcs. Ainsi, nous avons besoin d'environ 1 000 itérations pour achever cette initialisation de 5 ms ou 3,33 périodes simulés, soit 1 jours et 9 heures de calcul.

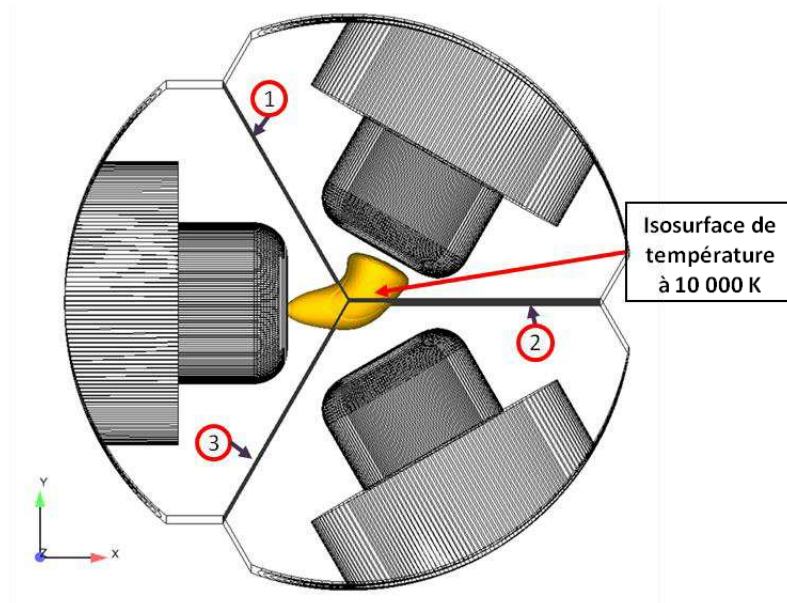


Figure 44 Image de l'arc à travers les trois plans de mesure du courant se trouvant entre les trois électrodes (1, 2, 3). L'arc est représenté par une isosurface de température à 10 000 K.

IV. Résultats du modèle MHD

L'analyse des résultats du modèle est découpée en trois parties. Dans un premier temps, le fonctionnement de la décharge à arcs triphasée est étudié pour quelques cas représentatifs. Ces résultats sont analysés à partir du logiciel Ensignt CFD® et seront comparés aux résultats expérimentaux dans un autre chapitre. Dans une deuxième partie, une analyse paramétrique permet de mettre en avant l'influence des paramètres physiques imposés dans le modèle sur l'écoulement généré à partir du logiciel Paraview®. En dernier lieu, l'analyse fine des phénomènes spécifiques localisés permet de caractériser les tendances du système et de les extrapoler à d'autres configurations. Ce point fera la transition avec la conclusion de ce chapitre ouvrant la voie à l'étude d'autres configurations du système triphasé plus complexe à analyser, *i.e.* avec un écartement des électrodes plus important ou avec des électrodes parallèles. En effet, la configuration triphasée avec les électrodes coplanaires étudiée ici permet d'avoir un mouvement des arcs sur un même plan et qui se reproduit de façon périodique, plus simple à interpréter.

IV. 1 Etude globale de la décharge triphasée

L'analyse du fonctionnement de la torche triphasée pour quelques cas représentatifs est séparée en deux parties, avec la description de l'écoulement thermo-hydrodynamique dans la première et l'analyse des signaux électriques dans la deuxième. Ces résultats ont été obtenus pour des températures de 4 300 K ou 3 000 K imposées sur les électrodes et sont comparés. Etant donné les incertitudes sur cette valeur à imposer, l'influence de la température imposée sur l'électrode sur le comportement des arcs est donc mise en exergue dans cette partie.

Pour l'initialisation du modèle, on peut rappeler ici que le courant crête imposé est incrémenté pendant 5.10^{-3} s de $5 A_{\text{crête}}$ à $400 A_{\text{crête}}$ (soit un courant efficace entre 150 – 200 A_{RMS}) avec une augmentation du débit d'azote de 4 à $7,2 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ pendant 5.10^{-3} s. Soit une augmentation de 0,1 à $4,37 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ sur l'injection centrale et trois débits de $1 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$ autour des trois électrodes. Ces conditions aux limites imposées sur la partie thermo-hydrodynamique et sur le courant sont récapitulées dans le **Tableau 12**.

Tableau 12. Conditions aux limites sur la vitesse et la température imposées dans le modèle pour les résultats présentés dans cette partie.

	Vitesse (m.s^{-1})	Température (K)
Injection centrale	0,01 à 0,43 pendant 5.10^{-3} s	300
Parois	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$
Entrée autour de l'électrode	1,0526	300
Electrode	0	4 300 K sur 7 mm (ou 3 000 K)
Sortie	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$

IV.1.1 Analyse du champ de température

L'évolution de l'écoulement chaud de post décharge est représentée sur la **Figure 45** par un isovolume de température supérieur à 2 500 K. Ces résultats ont été obtenus pour une température de 3 000 K imposée sur l'électrode. L'arc est représenté par une isosurface de température à 10 000 K. Le temps d'existence d'un arc est d'environ $2,5 \cdot 10^{-4}$ s correspondant à 1/6 de la fréquence de l'alimentation électrique. Sur les 0,02 s considérées sur la Figure 45 environ 80 arcs ont été simulés. A partir des 11 % d'arcs représentés, on peut observer les tendances de l'écoulement produit par la décharge triphasée.

Pour amorcer les premiers arcs et initier le modèle, une zone chaude à 6 000 K est insérée entre les 3 électrodes. Cette zone chaude va se déplacer vers la sortie de la torche, poussée par le mouvement des gaz environnant. Les arcs vont suivre son cheminement car en amont le gaz froid est un isolant électrique. Par le mouvement de cette zone chaude, les pieds d'arc vont se positionner sur la partie inférieure de l'électrode. La courbure des arcs va produire des forces de Laplace qui vont augmenter la vitesse de diffusion de la zone chaude suivant l'axe de la torche. L'enthalpie générée par ces arcs va préserver l'amorçage en dessous de la zone inter-électrodes. On observe aussi un déséquilibre radial de l'écoulement de post décharge (parfaitement illustré à $t = 5$ ms), dû à l'amorçage privilégié des arcs dans l'enthalpie restante des deux premiers arcs.

Néanmoins ce comportement semble être dépendant du courant imposé. L'incrémentation du courant va limiter la courbure des arcs et stabiliser les arcs en faisant revenir le système vers l'équilibre, *i.e.* avec les arcs dans le même plan que les électrodes. Cet équilibre est atteint pour un temps de 5 ms, soit 1 000 itérations du modèle avec un pas de temps de $5 \cdot 10^{-6}$ s. Ce temps correspond aussi à la fin de l'incrémentation de la valeur du courant et de la vitesse sur l'injection centrale. On peut donc déduire que la valeur du courant est le terme prépondérant sur le comportement du système triphasé devant les forces aérodynamiques. L'influence du courant sur le comportement de la décharge doit être caractérisée pour comprendre l'origine de cette stabilité de la zone d'arc. Le gradient du potentiel électrique, les forces de Laplaces ou des phénomènes hydrodynamiques peuvent aussi être à l'origine de ce comportement.

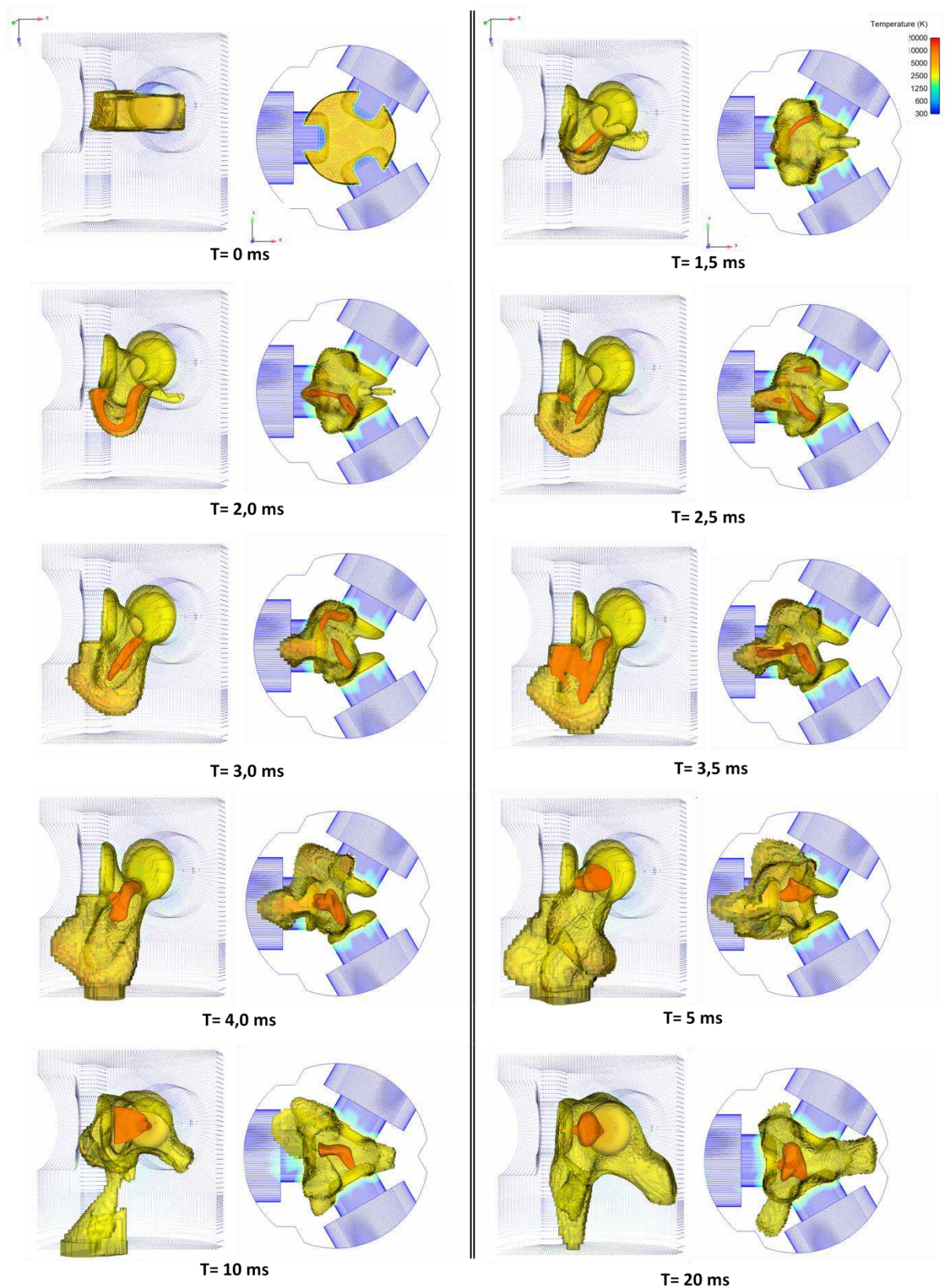


Figure 45 Représentation des arcs et de l'évolution de l'écoulement chaud en fonction du temps pour un courant crête imposé de $400 A_{\text{crête}}$, un débit de $7,2 \text{ Nm}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ d'azote et une température de $3\,000 \text{ K}$ imposée sur le bout des électrodes. En jaune est représenté le volume de l'écoulement chaud supérieur à $2\,500 \text{ K}$, l'arc est représenté par une isosurface de température à $15\,000$ et $10\,000 \text{ K}$ respectivement en rouge et en orange.

D'un autre coté, en modifiant la valeur de la température imposée sur le bout de l'électrode à 4 300 K, la décharge se stabilise pour un temps plus long de 7 ms, comme on peut le voir sur la **Figure 46**. La stabilité de la décharge est donc en partie influencée par la température de l'électrode.

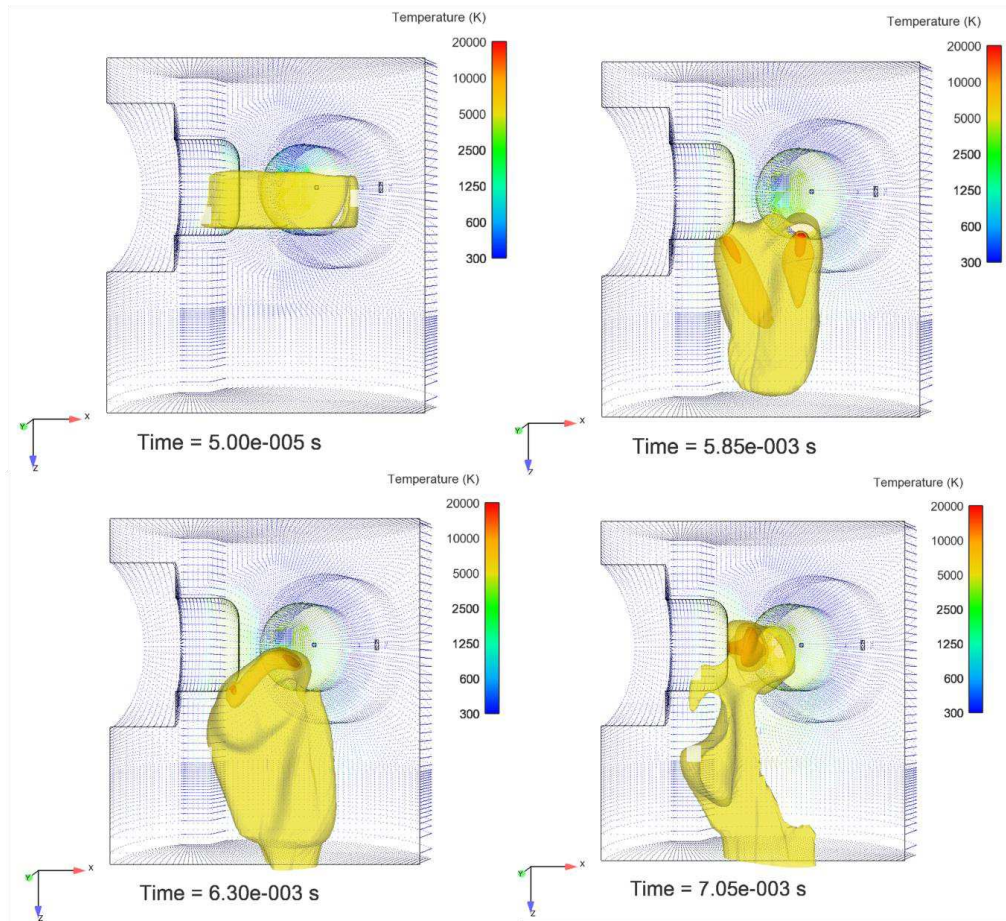


Figure 46 Représentation de l'évolution spatiale des arcs et de l'écoulement chaud à quatre instants ($t = 0,05, 5,85, 6,3$ et $7,05$ ms) pour un courant crête de $400 A_{crête}$ ($150 - 200 A_{RMS}$) et un débit de $7,2 Nm^3.h^{-1}$. Les arcs sont représentés par des isosurfaces de température à 15 000 et 10 000 K (respectivement coloriée en orange et en rouge) et la zone chaude par une isosurface de température de 5 000 K (en jaune).

En considérant maintenant le système lorsque celui-ci est stabilisé, i.e. avec les arcs dans le même plan que les axes des électrodes, on observe que l'écoulement du plasma de post décharge prend une forme de tripode (**Figure 47**). Cette forme spécifique de l'écoulement post décharge semble indiquer que des forces convectives sont produites dans la zone d'arc et qu'elles sont en partie dirigées vers les parois et non en direction de la sortie du domaine de calcul. Cette morphologie de l'écoulement pourrait donc être liée aux trois espaces entre les électrodes dans lesquelles s'évacue en partie l'enthalpie générée dans la zone d'arc. La position ainsi que la direction des arcs apparaît donc comme un paramètre important sur la forme de l'écoulement post décharge. De la **Figure 48**, on peut aussi voir que la température imposée sur les électrodes modifie en partie la morphologie l'écoulement post décharge. Ainsi, il semble important de caractériser le champ de vitesse dans le système triphasé.

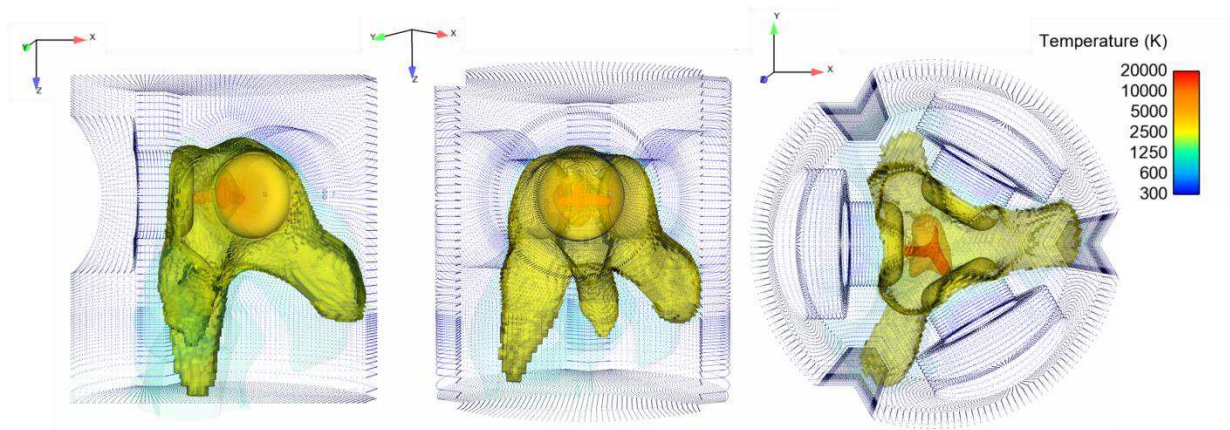


Figure 47 Morphologie de l'écoulement chaud sur 3 vues du système triphasé 1,93 ms après l'initialisation pour une température de 3 000 K imposée sur les électrodes.

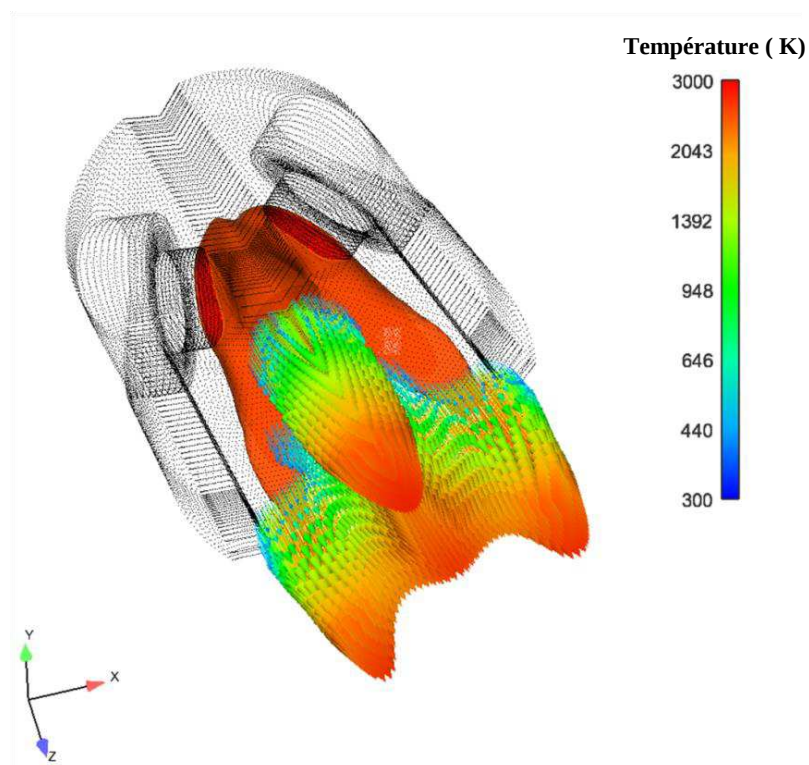


Figure 48 Champ de température en sortie du domaine de calcul représenté par la magnitude de température pour une température de 4 300 K imposée sur les électrodes.

IV.1.2 Analyse du champ de vitesse

Le parcours des particules, sur une coupe en y, colorié par la magnitude de la vitesse sur chaque cellule pendant l'initialisation du modèle, *i.e.* pour différents instants avant 5 ms, est présenté sur la **Figure 49**. Durant l'initialisation, les arcs sont courbés et le flux de gaz traverse l'arc. Le gaz en traversant la zone d'arc va être chauffé et accéléré ce qui va aspirer les gaz environnant. Comme la valeur du courant crête est incrémentée, lorsque celle-ci est supérieure à $200 A_{\text{crête}}$, une partie des gaz environnant suit la direction axiale des arcs et expulse l'autre partie des gaz environnant. Au niveau de la sortie du domaine de calcul, l'évolution de l'écoulement semble garder une direction privilégiée liée à la position des deux premiers arcs.

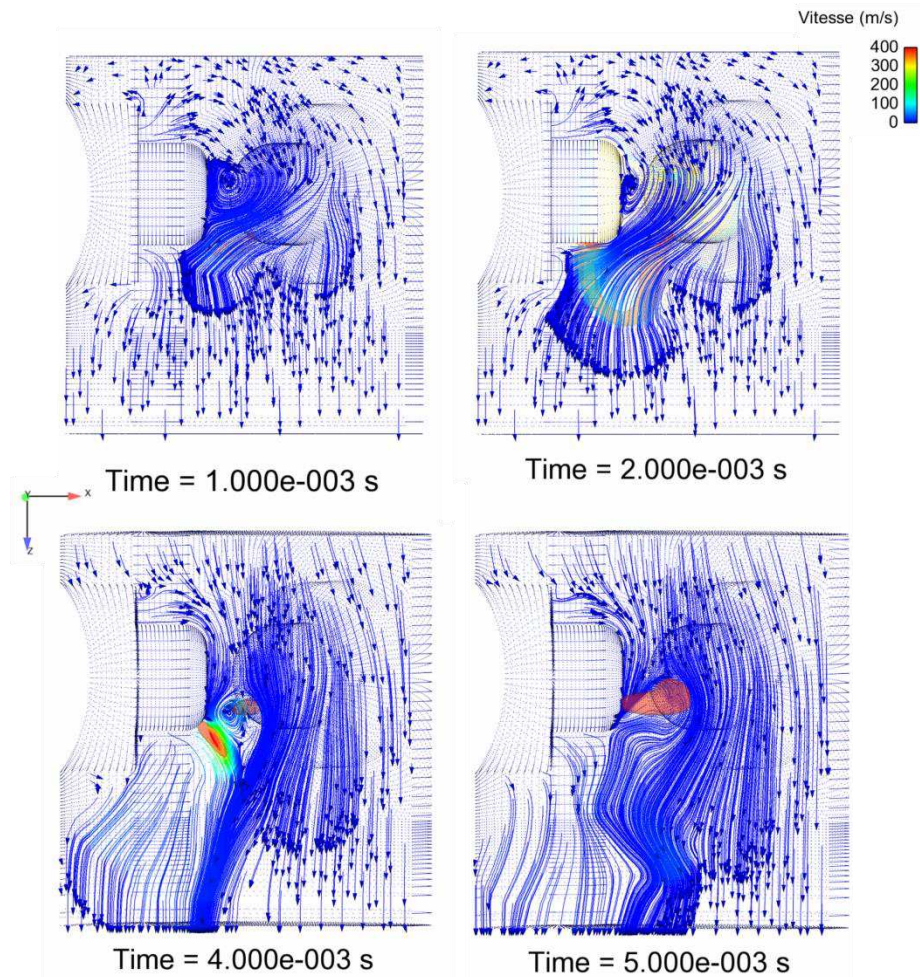


Figure 49 Trajectoire des particules colorée par la norme de la vitesse pour différents instants. L'arc est représenté par une isosurface à 10 000 K.

Lorsque les arcs remontent dans l'espace inter-électrodes, le flux thermique est en partie dirigé vers les électrodes conduisant à une modification de l'écoulement. Sur la **Figure 50**, nous présentons le parcours des particules et la composante et la direction du flux de matière ($\rho \cdot v \cdot ds \cdot \vec{n}$) [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$] après 19 ms de l'initialisation, soit lorsque le système est stabilisé. Le flux de matière dans l'arc va s'opposer au mouvement des gaz environnants en les éjectant vers les parois. La pénétration des gaz dans l'arc est donc liée au courant imposé. Pour la distance inter-électrodes étudiée, l'augmentation du courant produit des jets de matière dans l'arc suffisamment importants pour modifier la forme globale de l'écoulement. De la magnitude du vecteur vitesse, il apparaît que la dilatation thermique ne peut être à l'origine de cette vitesse dans les jets, car l'ordre de grandeur de la vitesse est 3 fois supérieur à

la vitesse du gaz injecté. Des phénomènes magnétohydrodynamique semblent être responsables de cette source de quantité de mouvement.

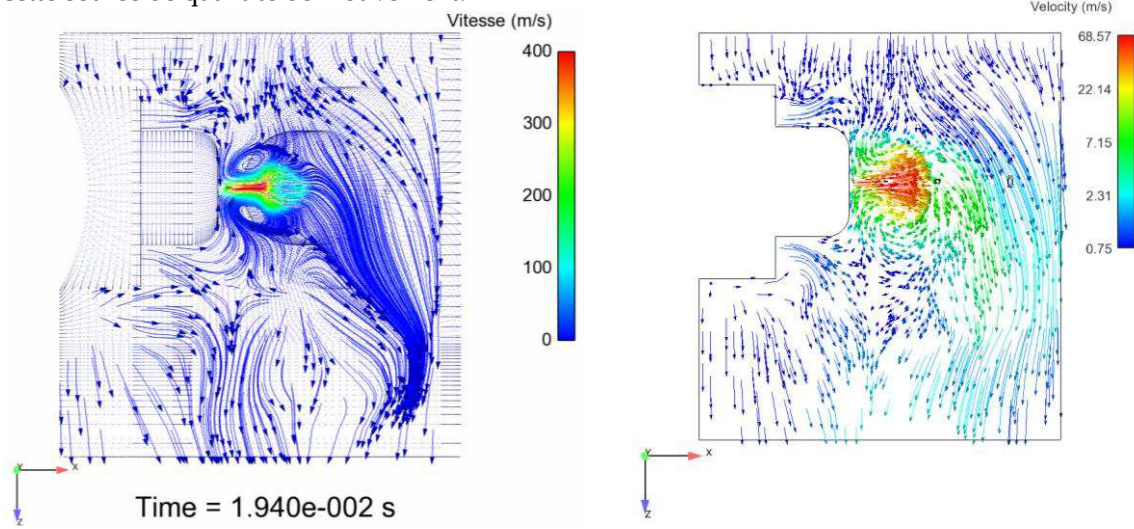


Figure 50 A gauche, représentation du mouvement des particules colorié par la composante du vecteur vitesse sur une coupe en y au niveau de l'axe d'une électrode. A droite, représentation colorée de la composante du vecteur vitesse dans la même section de coupe.

En effet, dans la zone proche des électrodes, des forces d'origines magnétiques produisent un jet de matière suivant la normale à l'électrode, appelé effet Maecker. Cet effet est produit par la restriction du passage du courant à l'interface arc électrode. Cette restriction est en partie influencée par la température de l'électrode. De cette température, il est possible de remonter à la densité de courant à la surface de l'électrode par la relation de Richardson-Dushman's :

$$j_c = AT_c^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{ca}}{k_B T_c}\right) \quad (\text{Équation 35})$$

k_B constante de Boltzmann ($1,381054 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$),

T_c la température de l'électrode (K),

e la charge de l'électron ($1,60210 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)

D'après les travaux de [Larsen 1996], plusieurs coefficients peuvent être trouvés dans la littérature pour le graphite. Ces coefficients varient de $1,5$ à $6 \cdot 10^5 \text{ A.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ pour A et ϕ_{ca} entre $4,39 \text{ V}$ à $4,75 \text{ V}$. D'après la valeur donnée par McKelliget and Szekely 1983 avec $A = 6 \cdot 10^5 \text{ A.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ et $\phi_{ca} = 4,39 \text{ V}$, on tombe sur une densité de courant à la cathode de $5 \cdot 10^7$ à $8 \cdot 10^7 \text{ A.m}^{-2}$ pour une température de l'électrode en graphite entre 4 100 K et 4 300 K , vérifiée lors de travaux antérieurs [Larsen 1996].

A partir de cette densité de courant sur l'électrode, le diamètre du pied d'arc peut être déterminé par la relation $J = \frac{I}{\pi R_{arc}^2}$. Bien que la décharge soit alternative, en considérant le courant efficace autour de $150\text{-}200 \text{ A}_{\text{RMS}}$, le rayon de l'arc devrait se situer aux alentours de 1 mm . Cela est en accord avec la valeur donnée par Larsen autour $4.4 \cdot 10^7 \text{ A.m}^{-2}$, en se basant sur l'observation de la tâche cathodique pour un arc en courant alternatif. Typiquement, pour des torches commerciales en tungstène de projection thermique par plasma fonctionnant entre 100 et $800 \text{ A}_{\text{RMS}}$, $J_{\text{cath_max}}$ est de l'ordre de 10^8 A.m^{-2} et le rayon de l'arc au niveau de la cathode est généralement inférieur à 1 mm [Trelles et al. 2009].

La restriction de la section de passage à l'interface arc électrode va donc resserrer les lignes de courant et augmenter la densité de courant par le ratio $R_{arc}^2/R_{pied\ arc}^2$. Pour un courant de l'ordre de 200 A dans la colonne d'arc, cette densité de courant atteint une valeur de l'ordre de $5.10^7\ A.m^{-2}$ dans la zone de constriction alors qu'elle est de 1.10^6 à $7.10^6\ A.m^{-2}$ dans la colonne d'arc avec un rayon de 3 mm.

Le champ magnétique autour de l'arc induit par la circulation du courant est donné par l'expression suivante :

$$B = \frac{\mu_0 J R_{arc}}{2} \quad (\text{Équation 36})$$

Sur la zone de constriction ce champ magnétique va atteindre une valeur de 0,023 T alors qu'elle est aux alentours de 0,005 T autour de la colonne d'arc. Ce champ magnétique va produire des forces de Lorentz par unité de volume de l'ordre de $1.10^6\ N.m^{-3}$ données par la relation :

$$F = J \times B = \frac{\mu_0 J^2 r_{arc}}{2} \quad (\text{Équation 37})$$

Cette force peut aussi être perçue comme un gradient de pression de $1\ MPa.m^{-1}$ qui par intégration sur le rayon de l'arc donne la pression maximale au centre de l'arc ou la formule donnée par Maecker. L'augmentation de pression ainsi produite est de 0,5 % (550 Pa).

$$\Delta p = \frac{\mu_0 J^2 r_{arc}^2}{4} \left(1 - \left(\frac{r}{r_{arc}} \right)^2 \right) \quad (\text{Équation 38})$$

Ainsi, cette constriction de l'arc va induire une augmentation de la densité de courant dans la zone proche de l'électrode en resserrant les lignes de courant. Le champ magnétique auto induit autour de l'arc va générer des forces de Lorentz plus intense dans la zone de constriction qu'autour de la colonne d'arc (**Figure 51**). Ces forces vont produire un gradient de pression sur la composante axiale de l'arc. De la valeur des caractéristiques géométriques de l'arc, on peut aussi remonter à la vitesse maximale dans les jets aux électrodes par l'équation de Bernoulli en considérant une vitesse nulle sur l'électrode. Une relation donnée par [Larsen 1996] à partir du gradient de pression produit par les forces de Lorentz donne :

$$V_{max} = \frac{I}{\pi R_{arc}} \sqrt{\frac{5}{3} \frac{\mu_0}{2\rho} \left(\frac{R_{arc}^2}{R_{pied\ arc}^2} - 1 \right)} \quad (\text{Équation 39})$$

Ce qui donne théoriquement une vitesse maximale dans les jets de l'ordre de $400\ m.s^{-1}$ pour un courant compris entre 150 et 200 A_{RMS} . Comme on peut le supposer, cette expression de la vitesse du jet dépend exclusivement de la constriction de l'arc et non du potentiel électrique sur l'électrode.

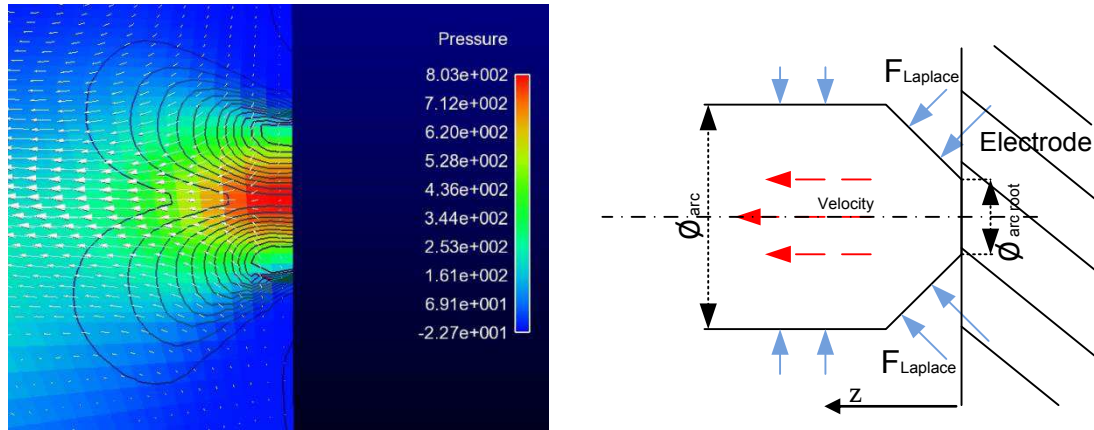


Figure 51. A gauche représentation du gradient des forces de Laplace de 1.10^6 aux centres des courbures à 1.10^4 N.m^{-1} à l'extérieur. En couleur est représentée la pression qui est maximale au niveau du pied d'arc. A droite, représentation schématique de la constriction de l'arc.

Au niveau de la distribution de vitesse axiale (selon z), la vitesse maximale est atteinte au niveau de la fin de la zone de constriction de l'arc et elle est nulle au niveau de l'électrode. Théoriquement, la longueur axiale de constriction de l'arc est donnée par la formule ci-dessous. Celle ci a été estimée entre 2 à 3 mm notamment en utilisant la relation :

$$R_{(z)} = R_c \left(1 - C_a \sqrt{\frac{z}{R_c}} \right) \quad (\text{Équation 40})$$

Avec C_a le coefficient de correction d'expansion de l'arc compris entre 0,9 et 1,2 comme explicité par [Bakken 1997] et R_c le rayon du pied d'arc.

La propagation des jets est difficilement accessible théoriquement car elle est relative aux pertes de charges produites en autres par les instabilités de Rayleigh le long de la colonne d'arc. La longueur d'expansion a donc été analysée à partir des images par caméra rapide. Sans influence de source externe, elle est de l'ordre de quelques centimètres.

L'influence du jet ce fait donc principalement sur les premiers centimètres. Au-delà, elle devient quasiment négligeable. Pour une distance inter-électrodes inférieure à 20 mm, soit deux fois la longueur de propagation d'un jet, le mouvement des arcs devrait normalement être moins influencé par ces jets.

La constriction du courant avec le champ électrique qui est maximum autour des électrodes a aussi une influence sur la puissance joule ($J \times E$) qui est de l'ordre de $1.10^{11} \text{ W.m}^{-3}$ alors que son ordre de grandeur est de 1.10^9 à 5.10^9 W.m^{-3} dans le reste de la colonne. Dans notre cas, cette zone est donc la partie prépondérante au niveau des transferts thermiques car elle peut représenter jusqu'à 50 % de la totalité de la puissance joule injectée pour seulement 5 % du volume de l'arc. Au niveau du rayonnement, cette zone représente environ 50 % du rayonnement de l'arc, en partie lié à la densité de puissance dans cette zone.

En conclusion, dans cette zone à l'interface arc-électrode, les forces magnétiques vont donc jouer le rôle d'une source de quantité de mouvement dans le système en éjectant un flux de matière neutre et ionisé suivant la normale à l'électrode appelé jet cathodique ou anodique. Ces jets vont aspirer une partie du gaz environnant pour compenser le défaut de masse. Il est à noter que l'arc se trouve au niveau de l'axe des électrodes. Il se pourrait que des forces hydrodynamiques autour de l'arc, le stabilise au niveau de cette position. Il reste maintenant à caractériser l'influence de ces jets sur le comportement de la décharge triphasée.

IV.1.3 Analyse du mouvement des arcs dans la configuration triphasée

Cette technologie génère un fonctionnement particulier, car les arcs apparaissent par rotation en suivant le maximum de la différence de potentiel électrique (**Figure 52**). Sur cette figure le fonctionnement sur 1/3 de la période d'alimentation a été représenté lorsque la décharge triphasée est stabilisée, soit la durée d'existence de 2 arcs. L'apparition des arcs se fait donc bien avec une vitesse de rotation qui est le double de la fréquence de l'alimentation électrique, soit 6 arcs par période. Le comportement dans ce laps de temps est représentatif du comportement global de l'arc car il se reproduit de façon périodique. On peut observer que les arcs ont principalement deux formes, 'V' et 'I'. Toutefois, l'arc étant considéré comme électriquement neutre, la forme des arcs ne peut être liée au champ électrique. Par contre, la rotation des arcs ou l'apparition de nouveaux arcs peuvent être liées au gradient du champ électrique, il a été estimé autour de $5 \cdot 10^4 \text{ A.m}^{-1}$.

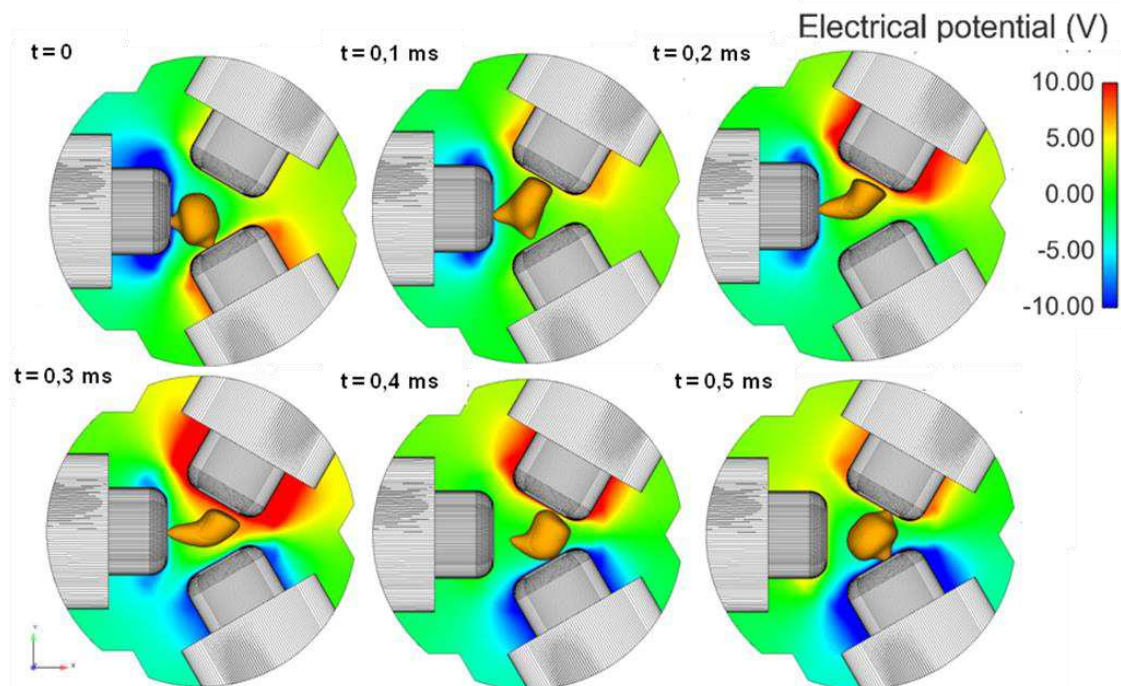


Figure 52 Evolution du champ électrique pendant 1/3 d'une période de l'alimentation sur une coupe en z au niveau de l'axe des électrodes. Les arcs sont représentés par une isosurface de température à 10 000 K.

Du champ de vitesse et de la trajectoire des particules exposés sur la **Figure 53** par une vue au niveau de l'axe des électrodes, il ressort que la vitesse dans l'arc produite par l'effet Maecker joue un rôle prépondérant sur le comportement de la décharge. En effet, dans la première image, l'écoulement est dirigé en direction de l'électrode sans arc. Comme indiqué sur les deux images suivantes, avec l'extinction d'un pied d'arc, le débit massique se déplace vers l'espace entre deux électrodes, puis vers l'électrode inactive. Un nouveau jet va apparaître sur cette électrode et la direction du débit massique va changer. La décharge retourne alors vers la configuration donnée sur la première image avec des jets de matière dirigés vers l'électrode inactive. Ce cycle se reproduit 3 fois par période et il est représentatif du comportement global de la décharge lorsque les arcs sont stabilisés dans l'espace inter-électrodes.

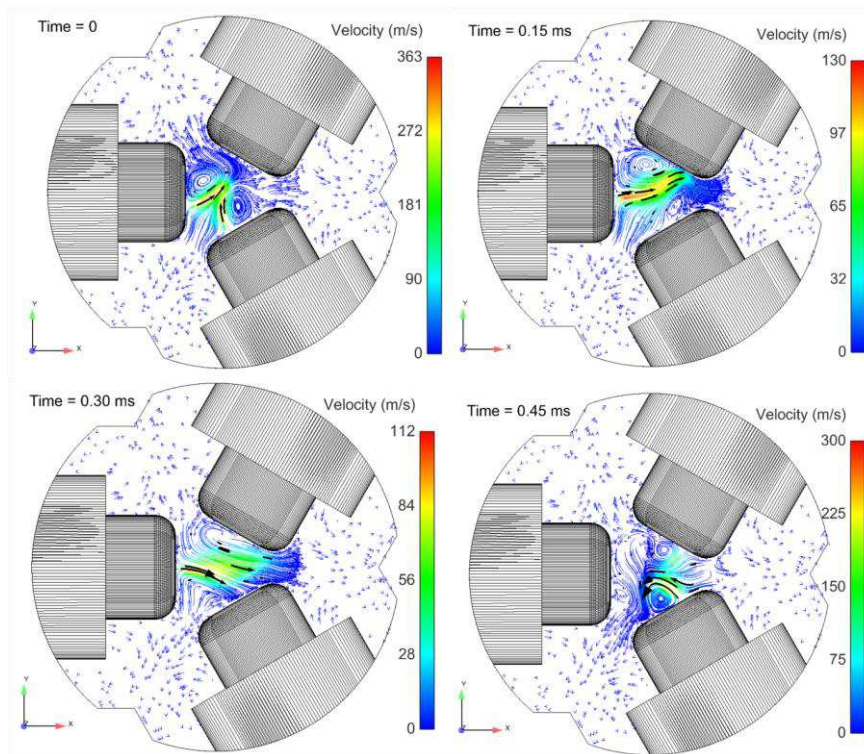


Figure 53 Représentation des vecteurs vitesse et de la trajectoire des particules coloriée par leur composante de vitesse dans une vue en coupe sur z au niveau de l'axe des électrodes.

En analysant le champ de température émanant de l'interaction entre deux jets sur les trois dimensions de l'espace, on observe une expulsion de matière dans toutes les directions radiales à cette zone de confrontation à environ mi-distance de l'espace inter-électrodes (**Figure 54**). Ce point illustre le fait que le potentiel électrique n'est pas à l'origine de la forme en 'V' de l'arc.

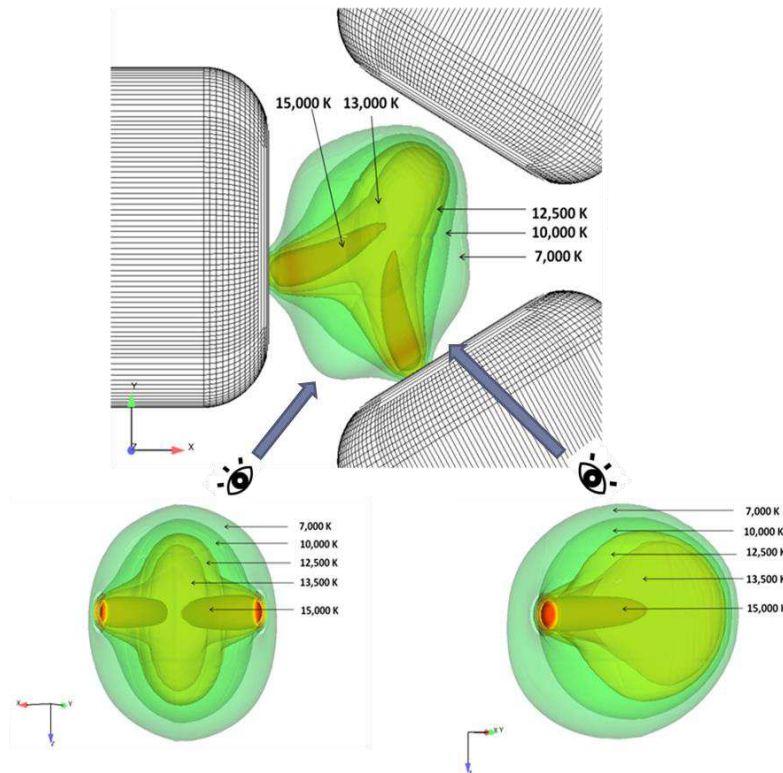


Figure 54 Représentation de l'arc entre deux électrodes par des isosurfaces de température.

Une partie de l'énergie contenue dans ce flux de particules est transférée sur la surface de l'électrode sans arc. La vitesse de chauffe de cette électrode est estimée à 80.10^6 K.s^{-1} et devrait contribuer à l'amorçage de l'arc sur cette électrode. En regardant l'évolution du champ de température dans la zone inter-électrodes donnée sur la **Figure 55**, on s'aperçoit que ce mécanisme semble être à l'origine de l'amorçage de nouveaux arcs, comme indiqué à l'instant $t = 0,1 \text{ ms}$. Toutefois, lorsque la tension entre l'arc et l'électrode devient suffisante, le gradient du potentiel électrique augmente et l'arc se connecte à cette électrode, qui est en général une anode. Ensuite, la colonne d'arc se déplace en direction de la troisième électrode, ou électrode sans arc. L'origine de ce mouvement de l'arc est liée à la combinaison des forces magnétiques et hydrodynamiques, comme nous allons le voir dans la prochaine section.

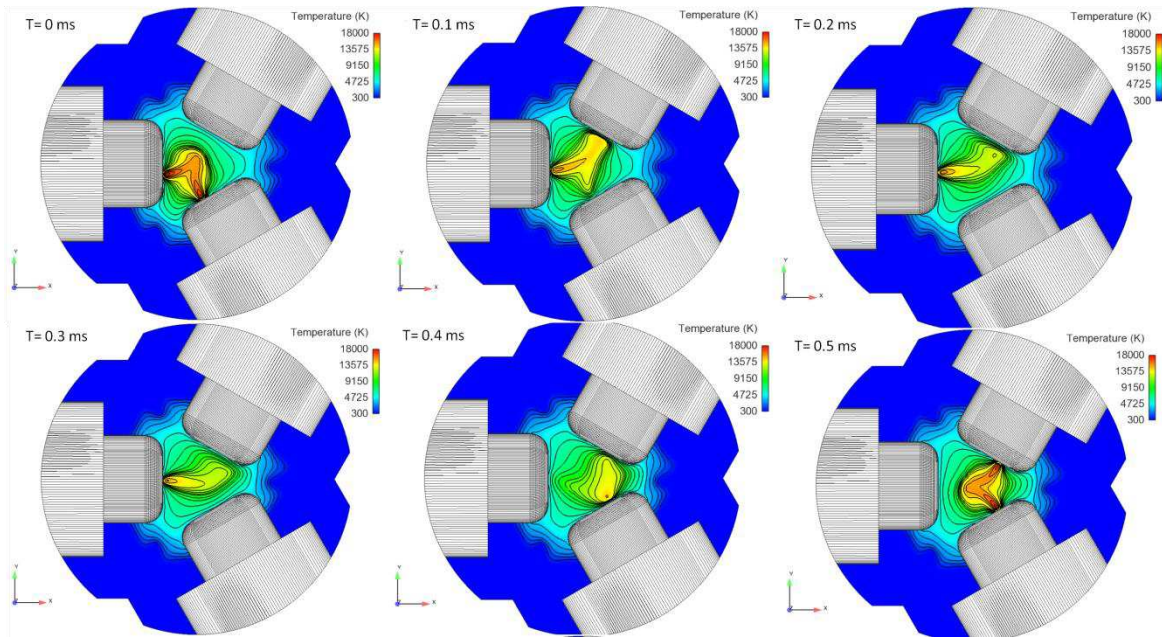


Figure 55 Représentation du champ de température montrant l'évolution de l'arc dans une vue de dessous au niveau de l'axe des électrodes pour une période.

Pour récapituler, les arcs apparaissent par rotation dans le sens trigonométrique en suivant le maximum de la différence de potentiel. Un seul arc existe à la fois et on obtient 6 arcs par période. Chaque électrode est donc neutre, anode, neutre et cathode par période. Dans la zone proche des électrodes, l'effet Maecker produit des jets de matière dans l'arc. Une partie de la chaleur contenue dans le flux de particules est transférée sur la surface de l'électrode sans arc et contribue à l'amorçage d'un nouvel arc sur cette électrode lorsque le gradient du potentiel électrique devient suffisant (**Figure 56**). Le pied d'arc relié à l'électrode au potentiel opposé reste alimenté en courant tandis que l'autre bout de l'arc s'éteint. Ensuite, la colonne d'arc se déplace en direction de la troisième électrode, ou électrode sans arc. L'origine de ce mouvement de l'arc semble être due à la combinaison des forces magnétiques de Laplace et hydrodynamiques par l'effet Maecker. Il reste délicat de déterminer à première vue, le terme prépondérant sur ce mouvement des arcs. Il est donc important de caractériser finement l'influence de ces grandeurs magnétohydrodynamiques sur le comportement de l'arc.

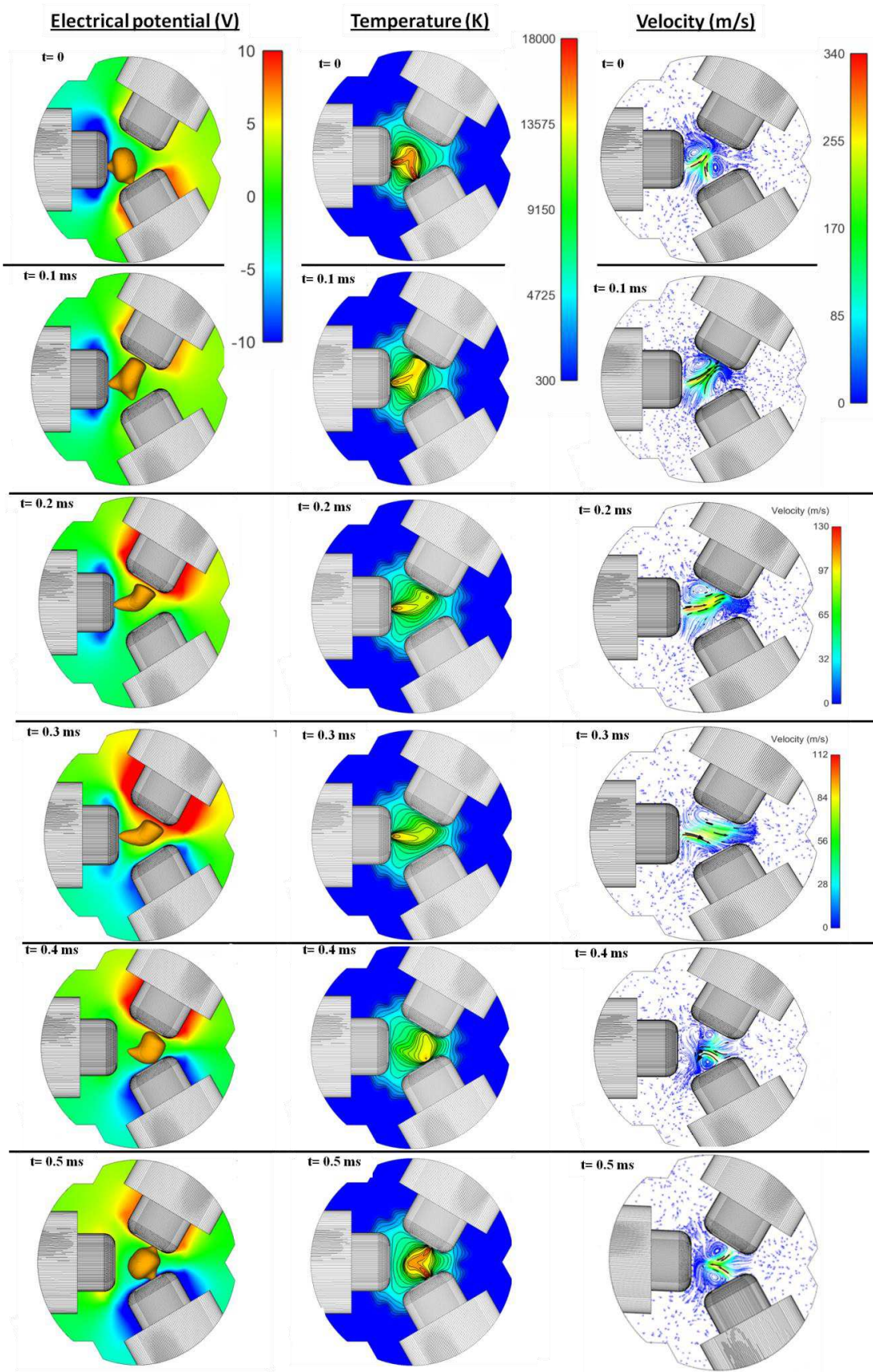


Figure 56 Champ électrique, champ de température, champ de vitesse au niveau de l'axe des électrodes à différents instants pendant 1/3 d'une période de l'alimentation électrique.

IV.1.4 Analyse magnétohydrodynamique des arcs

Sur la **Figure 57** sont représentés la densité de courant par des contours, le champ de pression colorié suivant l'échelle de couleur ainsi que quelques vecteurs vitesses dans l'espace inter-électrodes. A $t = 0$, on observe que la densité de courant est minimisée dans la zone de confrontation des jets par l'élargissement du diamètre de l'arc. De plus, le champ de densité de courant ne suit pas le parcours des jets aux électrodes et la densité de courant est plus importante en dessous de la zone de jonction qu'à l'intérieur.

Autour de la zone de confrontation, la vitesse des jets est conservée et dirigée vers l'extérieur de l'arc à 120° par rapport à sa direction d'origine. En sortie de l'arc, la pression d'origine magnétique devient négligeable et la courbure des jets engendre un gradient de pression ou une dépression autour de cette zone de confrontation.

En regardant le champ de pression de la **Figure 57**, on observe sur cette même image à $t = 0$, une dépression au dessus d'un des deux jets. Un jet est en aval de l'autre, produisant une recirculation de gaz sur ce jet. Cette recirculation va être à l'origine d'un vortex qui va se traduire par une dépression donnée par l'équation 41.

$$\nabla P \approx - \frac{\frac{\rho V_{max}^2}{2}}{R_0} \quad (\text{Équation 41})$$

Avec R_0 le rayon de courbure.

Cette dépression va aspirer le jet qui est en contre bas pour les ramener à la même position. Le vortex va donc s'éloigner peu à peu des arcs car en faisant remonter ce jet dominé, la courbure du champ de vitesse va diminuer. Le flux de matière sortant de l'arc va avoir une expansion linéaire. D'après les résultats donnés par le modèle, le temps de mise à l'équilibre des jets est de l'ordre de 0,15 ms alors que la durée d'un arc est théoriquement de 0,25 ms. A partir du temps nécessaire pour l'enthalpie des deux jets de toucher l'électrode sans arc, on peut déduire que la fréquence d'alimentation doit être inférieure à 100- 200 Hz pour rester dans ce mode de fonctionnement.

Au moment du contact avec la troisième électrode, le pied d'arc relié à l'électrode au potentiel opposé reste alimenté en courant tandis que l'autre extrémité d'arc s'éteint. La pression d'origine magnétique sur le nouveau pied d'arc va augmenter, ce qui va avoir tendance à repousser le flux de matière restant dans l'espace inter-électrodes. En déterminant la pression dynamique du jet et la pression magnétique, on peut définir le rapport entre ces deux forces par l'équation 42 qui doit être inférieure à 1 :

$$\frac{2\rho V^2}{\mu_0 J^2 R_{pied\ d'arc}} < 1 \quad (\text{Équation 42})$$

Cette relation est toujours vraie pour un courant circulant dans les arcs supérieur à $20\ A_{RMS}$. Ce qui tend à faire glisser le nouveau pied d'arc le long de l'électrode. Plus aucune force mécanique ne contraint le jet à garder une forme courbée. La vitesse dans la nouvelle colonne va s'amenuiser et le jet principal dans ce cas à la cathode va reprendre une direction linéaire normale à la surface de l'électrode. Ce temps du retour à l'équilibre est inférieur à 0,15 ms. Lorsque le flux de matière des jets ne devient plus le terme prépondérant sur le mouvement de l'arc, les forces de Laplace pourraient prendre le relais sur le mouvement de l'arc. La courbure de l'arc va maximiser le champ magnétique et les forces de Laplace au centre de la courbure donnant une force centrifuge à l'arc. Cependant, on montre dans l'annexe 3 que cette influence peut ne pas être un terme prédominant sur le mouvement de l'arc lorsque l'angle de convergence des jets est obtus. Le gradient du potentiel électrique entre la colonne d'arc et cette électrode sans arc va générer un nouveau pied d'arc. Le courant va circuler en

partie dans cette électrode et découper l'arc en deux. L'extrémité de l'arc avec la différence de potentiel minimale va s'éteindre et l'effet joule augmenter dans l'autre extrémité. L'extinction d'un arc n'est pas instantanée et la vitesse de l'ancien jet va être la cause du déséquilibre entre les deux nouveaux jets. En effet, le jet va être entrainé par la pression d'origine magnétique du nouveau pied d'arc et produire une forte courbure du champ de vitesse dans cette zone. Par l'effet Coandă, on va assister à une dépression plus importante autour de ce jet qui est la cause du déséquilibre des deux nouveaux jets.

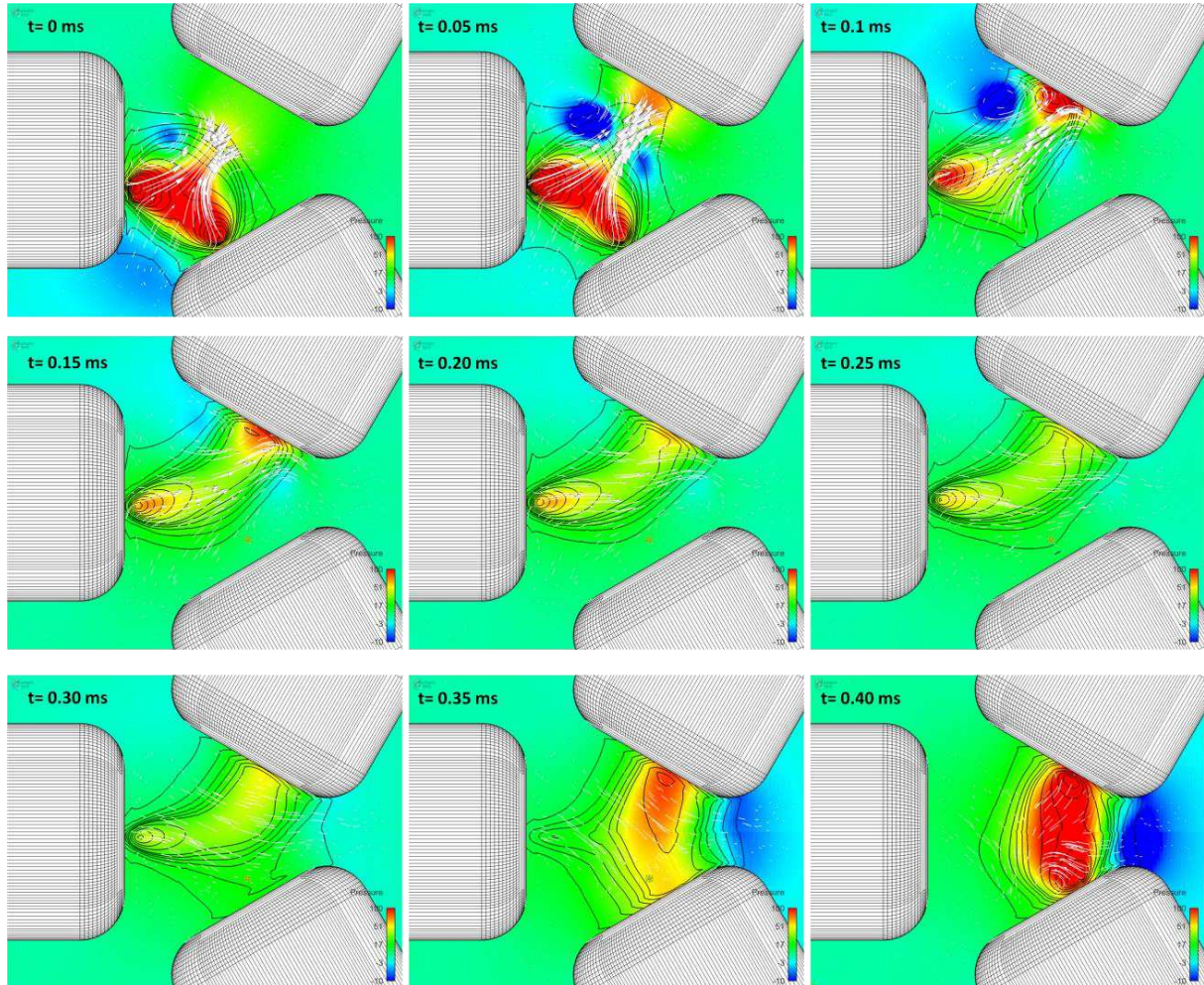


Figure 57 Pression, vitesse et densité de courant dans l'espace inter-électrodes. La vitesse est représentée par des flèches, en échelle quadratique la densité de courant par des contours de 1.10^6 à 5.10^7 A.m^{-2} et le champ de pression en couleur de fond. La pression dynamique minimal est de -25 Pa et elle peut aller jusqu'à 148 Pa (électrode $3\,000 \text{ K}$) mais pour plus de clarté, la valeur minimale considérée est de -10 Pa .

IV.1.5 Signaux électrique

Sur la **Figure 58** sont représentés les signaux de courant et de tension sur une phase, ici sur la phase numéro 3. Le signal de courant est obtenu par la somme des courants circulant dans les arcs reliés à cette phase. Dans les premières itérations, la tension est déphasée par rapport au courant de ligne. Le déséquilibre des phases pourrait expliquer ce déphasage. En effet, comme il a été explicité dans la section précédente, la position des deux premiers arcs va être une zone favorable pour l'existence des arcs car la conductivité électrique γ est plus importante. Une zone entre deux électrodes sera donc moins favorable à l'apparition d'un arc, en l'occurrence avec la phase considérée ici. Ce déséquilibre des phases et le déphasage diminue avec l'augmentation du courant. De la courbe de la tension en fonction du courant, exposée sur la **Figure 59**, un cycle d'hystérésis représentatif d'un déphasage est néanmoins observable. En regardant la forme des signaux, la tension suit une tendance sinusoïdale avec une valeur crête autour de $17 \text{ V}_{\text{crête}}$ alors que le signal du courant est plus rectiligne dû au signal carré imposée. La valeur du courant diffère aussi du signal imposé à $400 \text{ A}_{\text{crête}}$. En effet, une partie de l'arc est mesurée sur les plans entre les autres électrodes donnant une erreur maximale de l'ordre de 10 % sur la puissance comme préalablement montré sur la Figure 44. Le courant efficace est quant à lui entre $150 - 200 \text{ A}_{\text{RMS}}$.

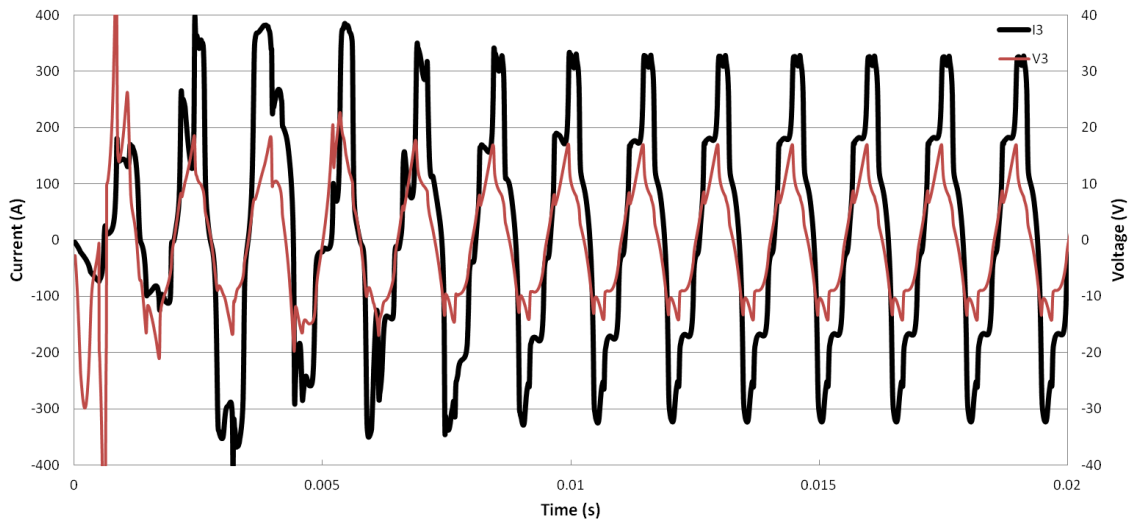


Figure 58 Evolution des signaux de courant et de tension U et I en fonction du temps sur une phase, ici la phase 3.

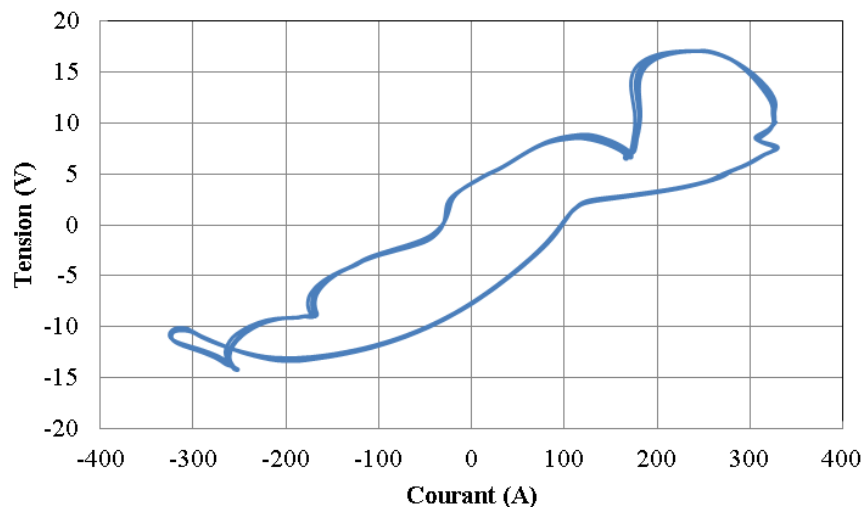


Figure 59 Caractéristiques V, I pour un courant crête imposé de $400 \text{ A}_{\text{crête}}$ ($150 - 200 \text{ A}_{\text{RMS}}$)

IV.1.6 Puissance dissipée

L'évolution de la puissance dissipée dans le système est donnée sur la **Figure 60**. Dans les 5 premières millisecondes, l'augmentation de la puissance est liée à l'incrémentement du courant. A partir de ce temps, la puissance reste relativement constante autour de 6 kW avec des fluctuations périodiques d'une amplitude de 4 kW. Il est difficile d'interpréter les causes de ces fluctuations, celles-ci semblent néanmoins liées à la forme des arcs. Lorsque l'arc a une forme en 'V', la puissance dissipée augmente et lorsque l'arc a une forme en 'I', la puissance dissipée diminue. Ce phénomène pourrait être dû à un artefact du modèle par la méthodologie utilisé pour contrôler le courant sur trois plans de mesures.

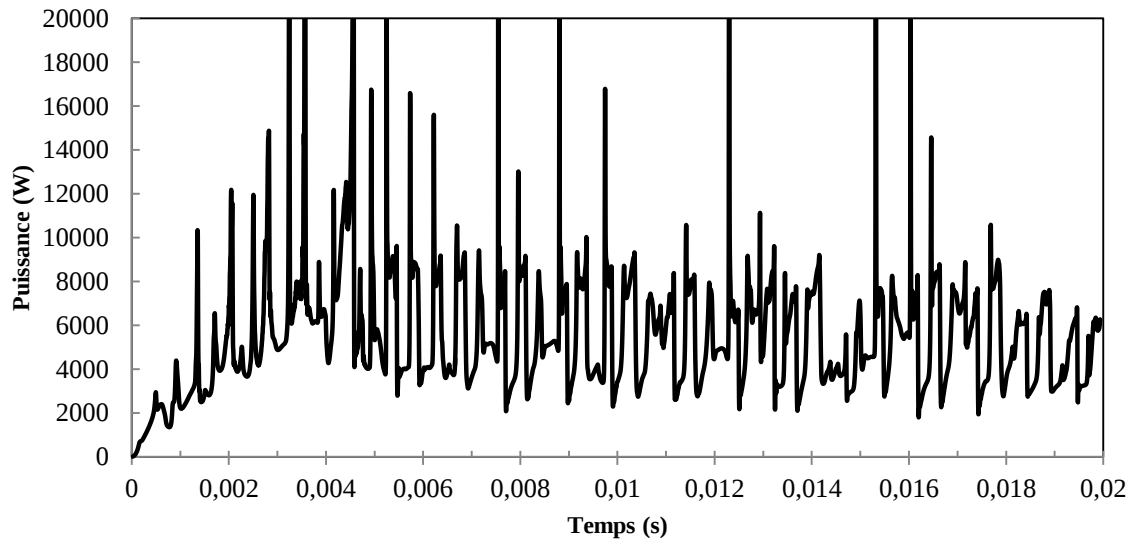


Figure 60 Puissance électrique dissipée par les arcs en fonction du temps dans le système triphasé pour un courant efficace de 150- 200 A_{RMS} .

Cette étude a mis en évidence l'influence des jets aux électrodes sur le comportement de la décharge triphasée. Afin de mieux caractériser l'influence du courant et des conditions imposées aux électrodes sur le fonctionnement du système plasma triphasé, une étude paramétrique est présentée dans la section suivante.

IV. 2 Etude paramétrique

Dans la zone inter-électrodes, l'amorçage rotatif des arcs induit des champs de température et de vitesse variables dans le temps. Afin de caractériser l'influence du courant sur l'écoulement plasma de post décharge, il a été important de définir un plan de coupe à une distance axiale suffisamment éloignée des électrodes pour avoir un effet de foisonnement de la rotation des arcs. Pour une distance axiale correspondant à environ deux fois le diamètre de l'arc, on retrouve des champs de vitesse et température assez stables en fonction du temps pour les conditions étudiées. Bien que l'écoulement ne soit pas réellement axisymétrique à ce niveau, nous avons tout de même considéré qu'il l'est d'un point de vue pratique. Plusieurs relevés ont été effectués le long de l'axe pour le profil axial et le long du diamètre d'un plan de coupe et les valeurs ont été moyennées.

Néanmoins, au niveau de l'écoulement, des turbulences pourraient modifier les profils des champs de vitesse et de température lorsque l'on s'éloigne de la zone de formation des arcs. En raison de la longueur du volume considéré, l'hypothèse d'un écoulement laminaire dans tout le domaine reste valide. Cependant, de la **Figure 61**, on voit que l'on assiste à un début de transition vers la turbulence à environ 8 mm autour de l'écoulement et au niveau des parois. Pourtant, il faudrait un nombre de Reynolds mille fois supérieur pour réellement passer à un régime d'écoulement turbulent. L'énergie dissipée par la turbulence est donc négligeable. Au niveau du sillage, produit par les électrodes perpendiculaires au flux de matière, l'écoulement reste laminaire dans cette zone mais produit un profil du plasma post décharge non axisymétrique (**Figure 61** à droite).

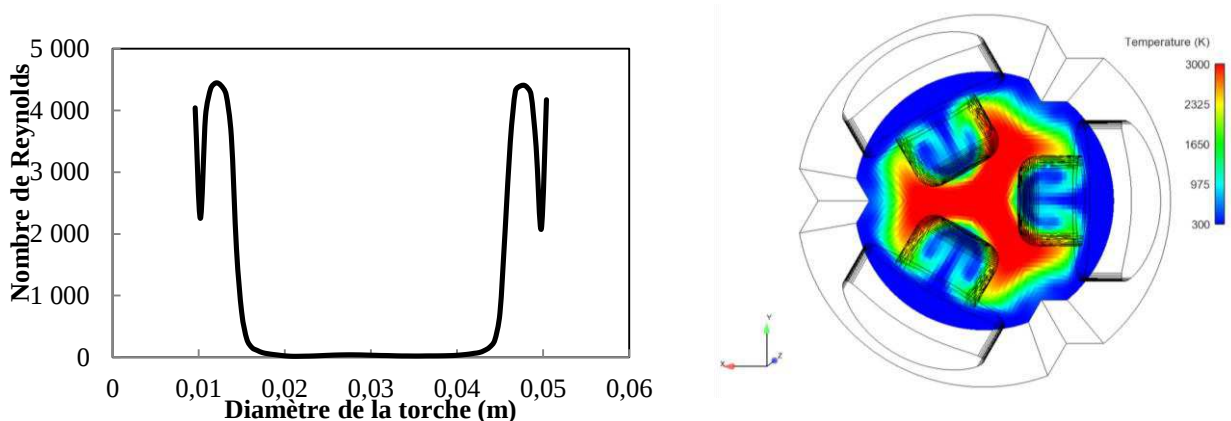


Figure 61 A droite, nombre de Reynolds le long de l'écoulement plasma à 8,8 mm suivant z de l'axe des électrodes. A gauche, champ de température en sortie du modèle sur une section perpendiculaire à l'écoulement à 40 mm de l'axe des électrodes. Les électrodes ne sont pas représentées dans le contour en perspective car elles n'ont pas d'arêtes franches.

Au niveau temporel, l'influence des conditions imposées pour initier le modèle ne doit pas biaiser la mesure. En effet, on impose une zone chaude à 6 000 K entre les électrodes dans les premières itérations pour initier les arcs et on incrémente la vitesse d'injection centrale pendant 5 ms. A partir des résultats obtenus à 8,8 mm de l'axe des électrodes, on trouve des conditions stationnaires de l'écoulement post décharge entre 5 ms et 10 ms. Sur le profil axial, ce temps est nettement plus long. De par le temps de calcul nécessaire pour obtenir cette condition sur le profil axial, seuls quelques calculs ont pu être menés à terme, sur plus de 4 000 itérations soit plus de 5 jours de calcul.

IV.2.1 Influence du courant sur le profil de vitesse

En analysant les profils des champs de vitesse (**Figure 62**), ceux-ci semblent influencés par des phénomènes hydrodynamiques engendrés dans la zone d'arc. En effet, dans cette zone inter-électrodes et principalement sur l'axe de l'électrode, la vitesse est plus élevée de deux ordres de grandeur et elle est dirigée en direction des parois (**Figure 63**). Cette vitesse transverse est due à la pression d'origine magnétique dans les arcs qui est directement reliée à la valeur du courant circulant dans l'arc. Elle contraint une partie du fluide environnant à contourner la zone d'arc. Donc, juste en dessous et au dessus des électrodes, la vitesse au niveau de l'axe de la torche diminue avec l'augmentation du courant imposé. Ainsi pour $220 A_{\text{crête}}$ ($100 A_{\text{RMS}}$), il n'y a pas de minima du profil de vitesse en aval de la zone d'arc car la vitesse dans les arcs est en partie dirigée vers la sortie du domaine de calcul.

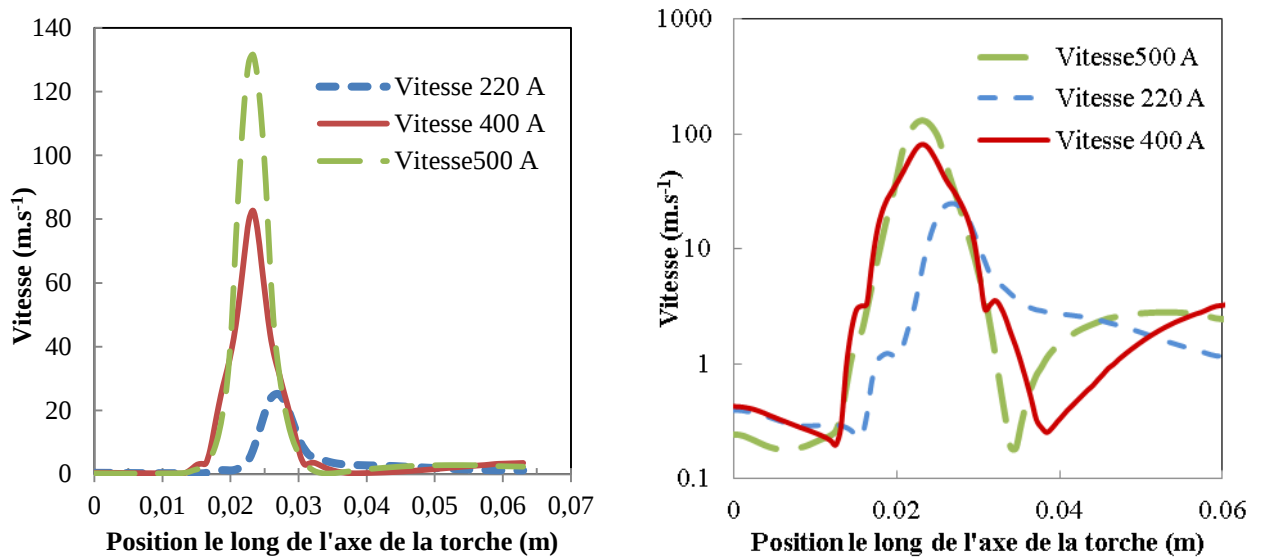


Figure 62 Profil du champ de vitesse en fonction de la position sur l'axe de la torche pour une température de 4 300 K imposée sur les électrodes

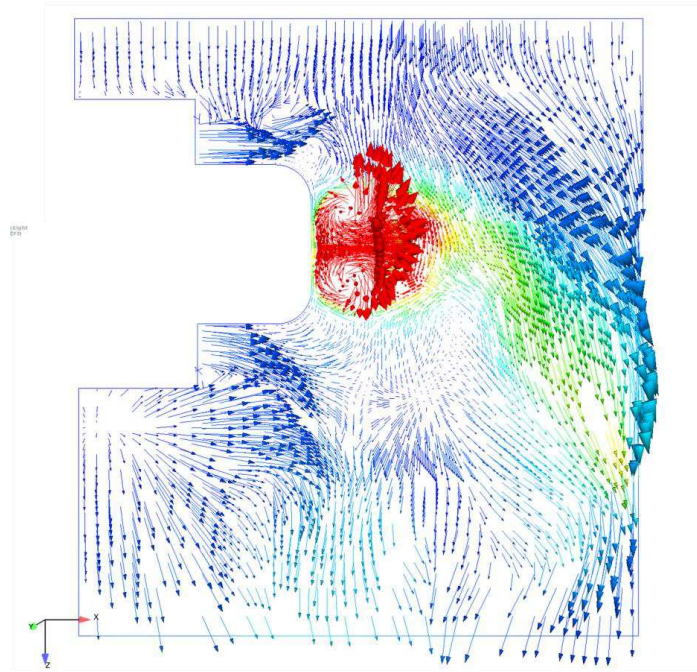


Figure 63 Champ de vitesse au niveau d'une coupe suivant y sur l'axe d'une électrode représenté par des flèches du débit massique par unité de surface ($\rho \cdot v \cdot ds \cdot \vec{n}$). La vitesse produite par les arcs est globalement dirigée le long de l'axe de l'électrode. Néanmoins cette vitesse dépend du courant imposé. Ici le courant crête imposé est de $400 A_{crête}$ ($150 - 200 A_{RMS}$). Les vecteurs sont coloriés par la valeur de la vitesse de $13 m.s^{-1}$ en rouge à 0 en bleu. Il est à noter que la vitesse réelle dans la zone en rouge est supérieure à $100 m.s^{-1}$ mais dans un souci de clarté l'étendue de l'échelle représentée a été limitée.

Dans le plan de coupe et à l'échelle locale, la vitesse et la direction de l'écoulement post décharge sont fluctuantes (**Figure 64**). Elles varient en fonction du temps et dans l'espace de $0,1$ à $8 m.s^{-1}$. Pour que l'écoulement redevienne stable, il faut se positionner en sortie du domaine où la forme de l'écoulement est non axisymétrique

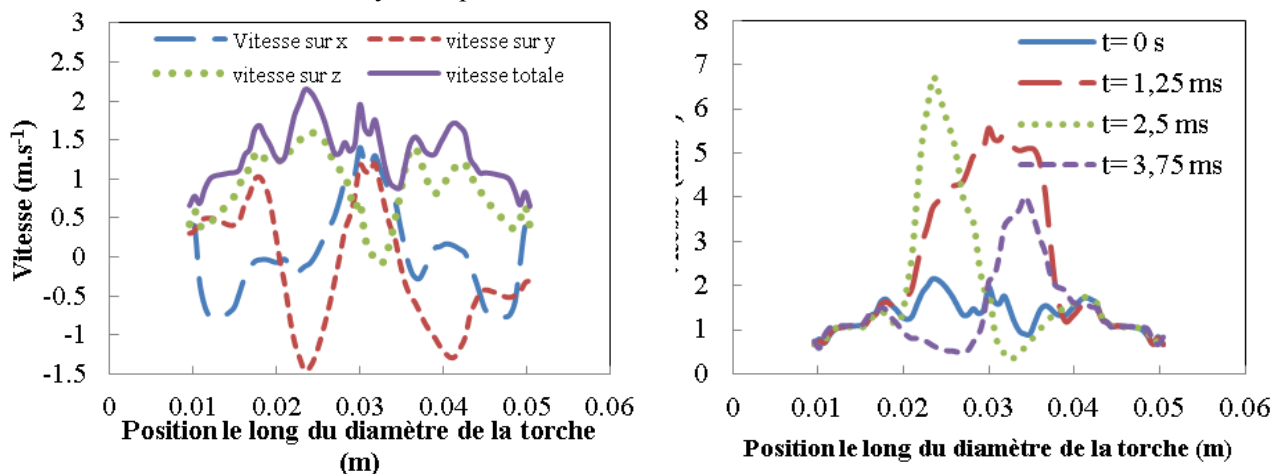


Figure 64 Vitesse sur les 3 composantes (x,y,z) pour 500 A à 8,8 mm de l'axe des électrodes.

Pour conclure, l'augmentation du courant imposé va accroître la vitesse dans les arcs, créant un flux de matière dirigé vers les parois. Cet effet n'est a priori pas à privilégier dans le dispositif coplanaire car il tend à augmenter les transferts thermiques en direction des parois au détriment du mélange avec les gaz. Il semblerait que le courant doit être limité pour augmenter le champ de température en sortie de la torche.

IV.2.2 Influence du courant sur le profil de température

De manière générale, le profil axial du champ de température est maximal au niveau des électrodes (**Figure 65** à gauche). Cette zone correspond à la zone d'arc. Dans cette zone, l'extremum est situé au centre des électrodes et le profil est centré et parabolique. Au niveau de la zone post décharge, le profil de température diminue de façon quasi linéaire jusqu'à la sortie du domaine.

En comparant les profils obtenus pour différentes valeurs de courant crête imposé, une divergence apparaît pour le modèle à plus faible courant imposé ($220 A_{crête}$). La position des arcs est en aval à l'axe des électrodes, ce qui décale le profil de température et augmente la température en sortie. Les résultats des modèles convergent néanmoins au niveau de la valeur de transition du profil de la forme parabolique à la forme linéaire. Les différences obtenues en modifiant le courant semblent être prédominantes au niveau de la température maximale de l'arc. Le courant imposé peut aussi avoir une influence non négligeable sur la composante radiale de l'écoulement.

Le profil radial peut être découpé en trois zones (**Figure 65**, à droite). Dans la première, correspondant à la partie de gauche du centre de l'écoulement, les profils sont quasiment identiques aux niveaux de la position et de la forme. On retrouve ici l'influence de la paroi de l'extrémité de l'électrode sur l'écoulement. Dans la partie opposée, l'expansion de la température est plus importante pour le profil à $500 A_{crête}$ ($250 A_{RMS}$) avec une différence assez nette sur les 5 derniers millimètres. Dans la deuxième partie au centre, pour un courant crête de $220 A_{crête}$ ($100 A_{RMS}$), la forme du profil passe d'une forme parabolique à une forme plate et donne une valeur de température maximale aux alentours de $8\ 000\ K$.

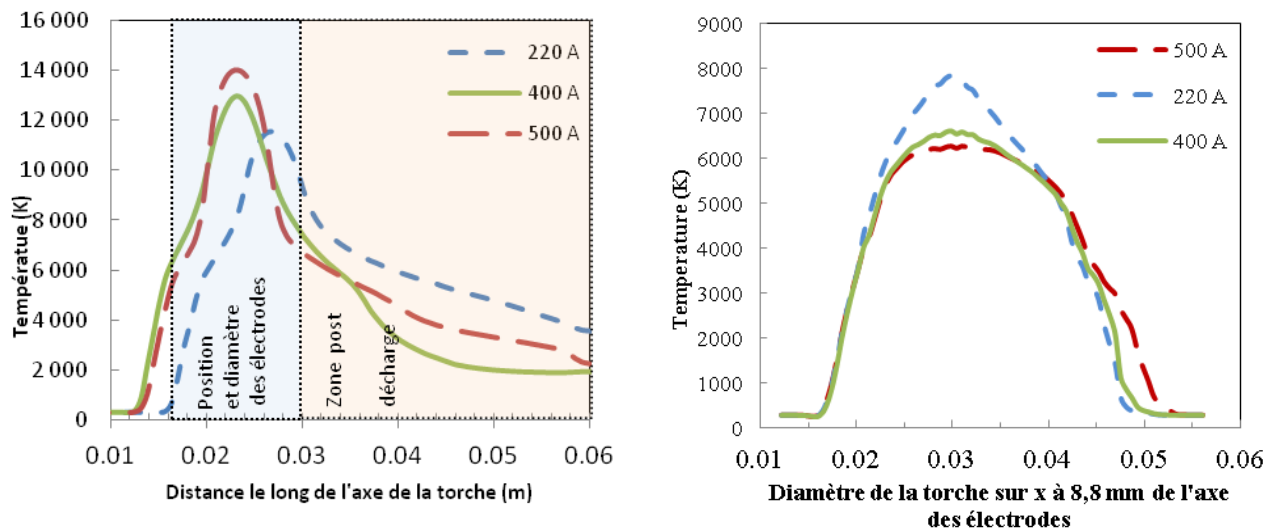


Figure 65 A gauche, température moyennée le long de l'axe de la torche en fonction du courant crête imposé (respectivement 100, 150-200, $250 A_{RMS}$). A droite, profil moyen du champ de température sur x, à $8,8\ mm$ du centre des électrodes ($0,088\ m$ sur z).

A partir de l'analyse des profils des champs de températures, on peut déduire que l'augmentation de la valeur du courant modifie la diffusion thermique radiale, diminuant ainsi la valeur maximale de la température de sortie. Cette caractéristique est donc principalement liée au champ de vitesse. Deux régimes de fonctionnement ont ainsi pu être observés. Pour $220 A_{crête}$, le champ de vitesse au niveau de la zone d'arc est autour de $40\ m.s^{-1}$ maximum et les arcs sont en aval de l'axe des électrodes. La diffusion thermique radiale est aussi plus faible ce qui augmente la température de sortie. *A contrario*, l'augmentation du courant accroît cette diffusion radiale. Les résultats d'une simulation pour un courant crête de $1\ 000 A_{crête}$ ont montré que l'écoulement est entièrement dirigé vers les parois suivant

uniquement la direction radiale du domaine de calcul. Comme les parois de la torche sont refroidies, cette diffusion est reliée aux pertes thermiques dans la torche. Pour l'instant, les parois sont considérées adiabatiques dans le modèle ne permettant pas de caractériser ces pertes. Afin de mieux caractériser les paramètres jouant sur le champ de vitesse, une étude paramétrique sur l'influence des conditions aux limites aux électrodes a été menée.

IV.2.3 Influence des conditions imposées sur les électrodes sur le profil de température

Pour un même courant imposé ($400 A_{crête}$), en diminuant la température imposée sur l'extrémité des électrodes, la section de l'arc va être réduite au niveau du pied d'arc par les pertes thermiques. La section de passage du courant est ainsi restreinte dans cette zone. Cette constriction va modifier les propriétés de l'arc, notamment (i) au niveau de la vitesse des jets aux électrodes et (ii) la répartition de la puissance joule dans l'arc (cf section IV.3.1). Afin de caractériser l'influence de ce phénomène localisé sur les transferts thermiques, trois profils pour trois conditions aux parois ont été analysés (Figure 66).

En observant les profils suivant l'axe de la torche, en diminuant la température imposée sur les électrodes, le champ de température au niveau de l'axe des électrodes augmente. Cette augmentation à un niveau très localisée, va produire de fortes variations de l'enthalpie dans l'espace inter-électrodes et sur l'écoulement plasma. Celles-ci ont été moyennées sur la Figure 66, elles varient dans la fourchette de 10 000 K à 17 000 K. Pour une condition de Neumann nulle sur les électrodes, la diffusion thermique radiale autour des arcs augmente et notamment en amont de la zone d'arc. Au niveau de la température sur l'axe et en sortie, les conditions imposées sur les électrodes semblent, à première vue, ne pas avoir une influence significative sur celle-ci.

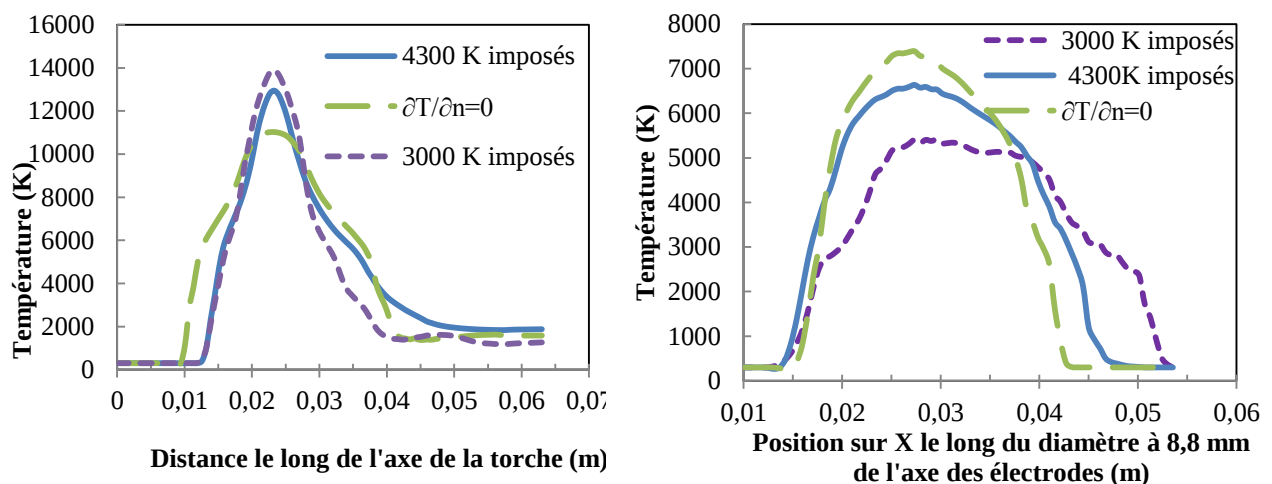


Figure 66 Température moyennée le long de l'axe de la torche, à gauche et suivant le diamètre de la torche sur x à droite en fonction de la température imposée sur le bout des électrodes pour un courant crête de $400 A_{crête}$

Sur les profils des champs de vitesse axiaux (Figure 67), l'influence de cette condition sur la vitesse de sortie est quasiment négligeable alors que son influence est prédominante dans l'espace inter-électrodes. En regardant les profils avec une échelle logarithmique, on remarque des minima du champ de vitesse autour des électrodes. Ces minima sont situés à la même distance de l'axe des électrodes et ceci indépendamment de la condition imposée. Ce qui laisse supposer que les positions des zones de dépression ou des centres des zones de recirculation autour des arcs soient directement liées au courant imposé.

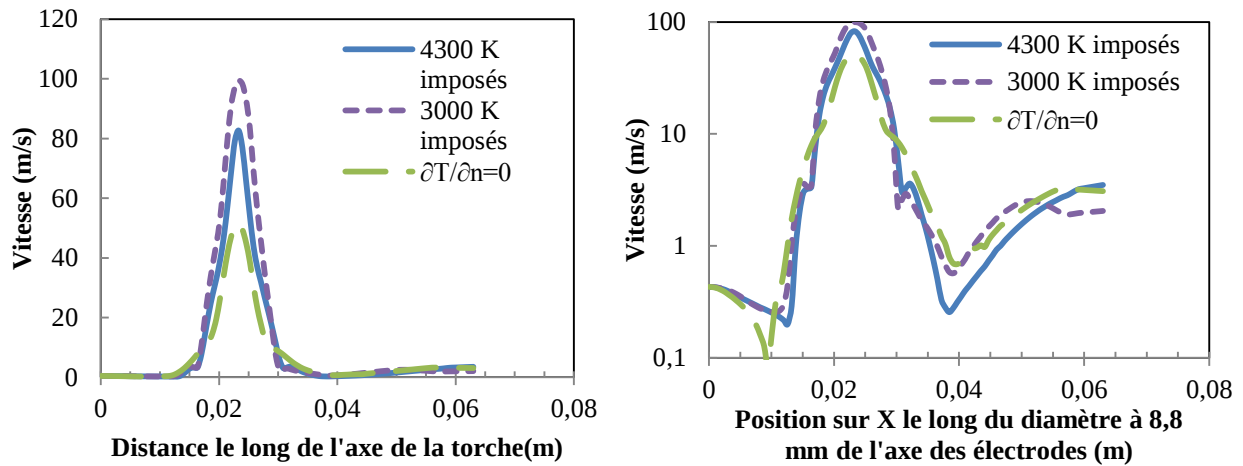


Figure 67 Profil du champ de vitesse en fonction de la position sur l'axe de la torche pour différentes conditions imposées sur les électrodes avec à gauche l'axe de la vitesse en échelle linéaire et à droite en logarithmique.

Bien que l'influence du courant semble prédominante, la température de l'électrode a une influence sur le comportement de la décharge triphasée. Il est donc important d'analyser en profondeur les phénomènes physiques qui jouent sur les propriétés des jets aux électrodes.

IV.2.4 Influence du débit sur le profil de température et de vitesse

En doublant la vitesse sur l'injection centrale de 0,43 à 0,86 m.s⁻¹, les résultats sur la **Figure 68** montrent que la position des arcs est quelque peu modifiée par l'augmentation du débit. Les arcs sont légèrement en dessous de l'axe des électrode et les champs de température et de vitesse dans l'espace inter-électrodes diffèrent. L'augmentation du débit diminue l'enthalpie et augmente la courbure des jets. Ainsi, les arcs sont en partie soufflés, en augmentant encore le débit, les arcs vont impacter les parois à l'initialisation et faire diverger le modèle.

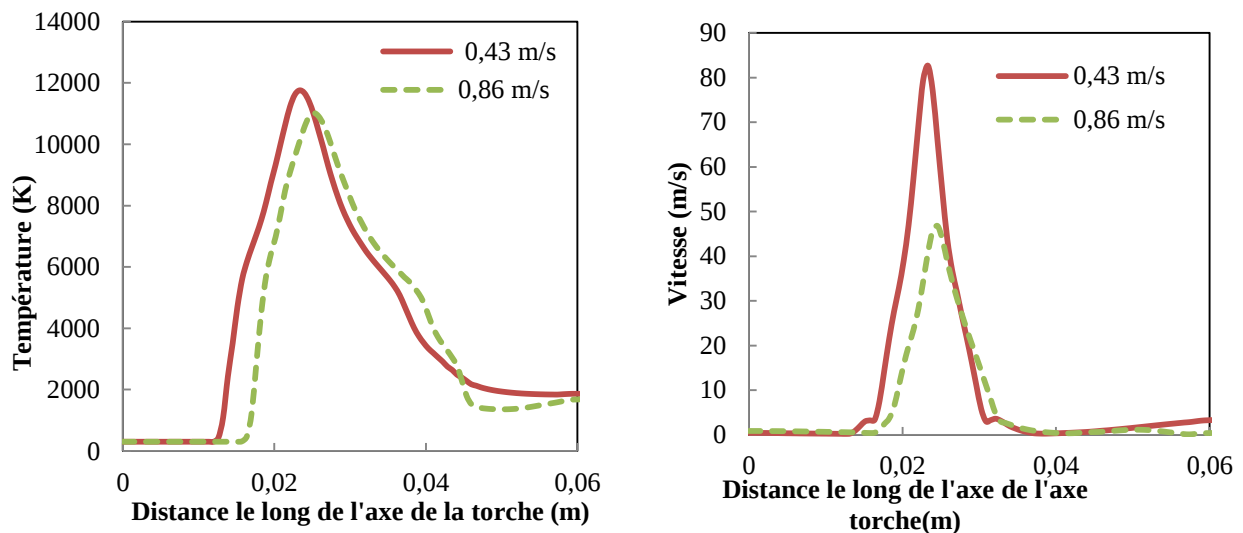


Figure 68 Champ de température et de vitesse en fonction de la vitesse imposée sur l'injection centrale, avec une température sur l'électrode de 4 300 K et un courant crête de 400 A_{crête} (150 – 200 A_{RMS}).

IV.2.5 Influence de l'écartement inter-électrodes

Afin de quantifier l'influence de l'écartement inter-électrodes sur le comportement des arcs, des essais ont été réalisés en augmentant cet écartement à 13,5 mm alors qu'il était de 5,5 mm précédemment. Le courant crête imposé est toujours de $400\text{ A}_{\text{crête}}$, donnant un courant efficace de $200\text{ A}_{\text{RMS}}$. Les résultats montrent que le fonctionnement des arcs reste globalement similaire à ce qui a été décrit précédemment (**Figure 69**). Néanmoins, l'influence du potentiel sur l'électrode inactive devient non négligeable. Ce potentiel va augmenter le gradient du potentiel électrique entre l'extrémité de l'arc et l'électrode inactive, produisant ainsi par effet joule un nouveau canal chaud entre ces deux points. Ce canal chaud va être à l'origine d'un nouvel arc. Le gradient du potentiel électrique est compris entre $5\,000$ et $10\,000\text{ V.m}^{-1}$ entre la colonne d'arc et l'électrode inactive avant l'apparition d'un nouveau pied d'arc, alors que les cas précédents, il était aux alentours de $1\,500$ à $5\,000\text{ V.m}^{-1}$. D'un autre côté, la colonne d'arc est plus instable, notamment à cause de sa longueur. De plus, l'influence des forces hydrodynamiques reste somme toute importante bien que l'équilibre entre les jets soit rompu. Ainsi, l'amorçage de nouveaux jets déstabilise la colonne. Des formes particulières des arcs ont ainsi été recensées. Néanmoins, ces fluctuations engendrées semblent avoir peu d'effet sur la forme des signaux de courant et de tension. La tension de phase est maintenant aux alentours de 16 V_{RMS} alors qu'elle était autour de 10 V_{RMS} précédemment et la puissance est maintenant autour de $7,7\text{ kW}$.

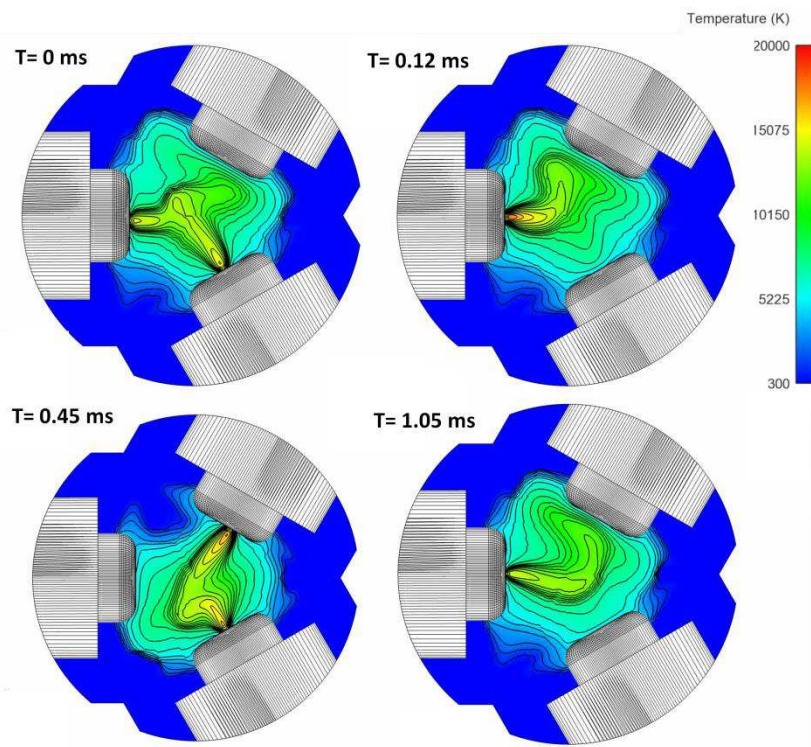


Figure 69 Séquence d'images du comportement des arcs avec l'espace entre les électrodes de 13,5 mm.

En analysant les profils du champ de température obtenus avec ce modèle (**Figure 70**), il ressort que le profil du champ de température augmente en sortie et principalement au niveau du profil radial en partie lié à l'augmentation de la puissance. La morphologie des arcs et plus précisément la confrontation des jets est néanmoins un paramètre important sur l'écoulement généré.

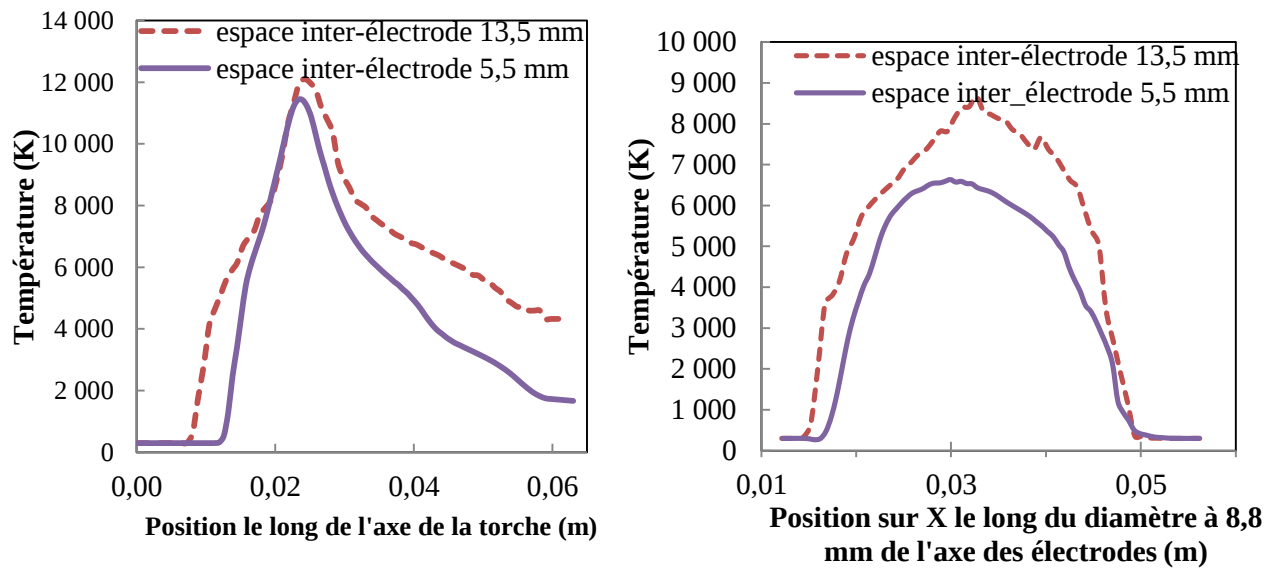


Figure 70 Profils des champs de température en fonction de l'écartement inter-électrodes pour un courant crête de $400 A_{crête}$ ($200 A_{RMS}$).

Du profil du champ de vitesse (**Figure 70**), il ressort que la magnitude des vecteurs vitesse n'est pas significativement influencée par l'écartement inter-électrodes. Il semblerait que les jets soient principalement influencés par la valeur du courant imposée. Ainsi, l'écartement inter-électrodes n'est pas suffisant pour contrecarrer l'influence des jets sur l'axe du système. Il sera question dans une autre section d'augmenter cet écartement inter-électrodes afin de déterminer la distance d'influence des jets dans le modèle.

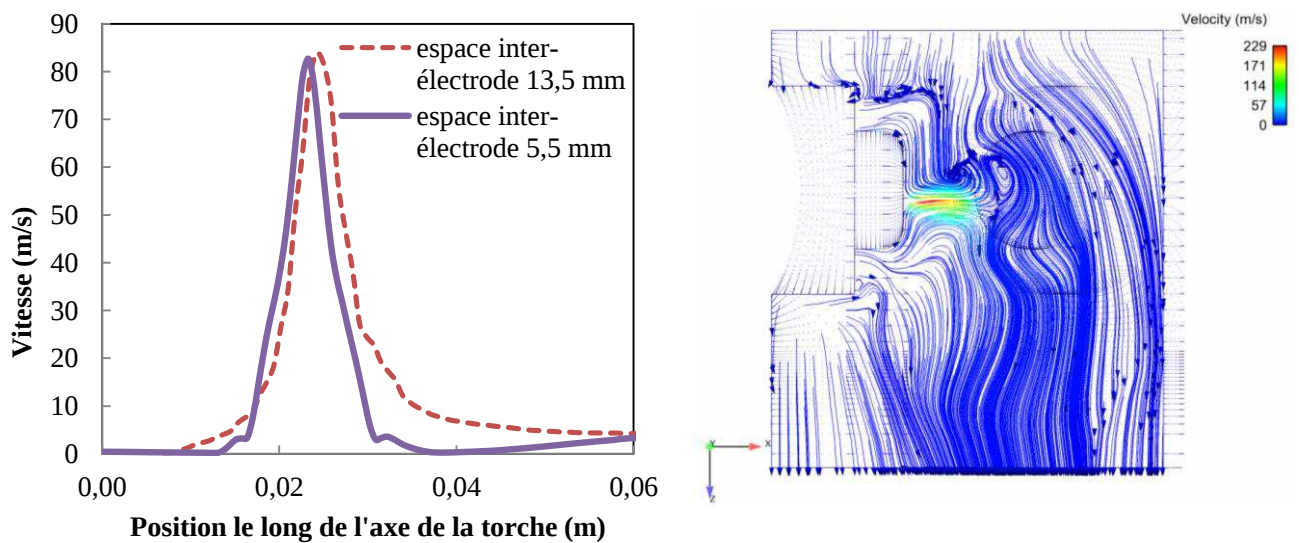


Figure 71 Profil du champ de vitesse en fonction de l'espacement inter-électrodes à droite. A gauche trajectoires des particules su un plan de coupe en y sur l'axe d'une électrode.

IV.2.6 Morphologie de l'écoulement plasma en fonction des conditions imposées

En regardant la morphologie de l'écoulement en 3D (**Figure 72**), il ressort que les jets aux électrodes ont une forte influence sur cette morphologie. Ainsi, en augmentant la valeur du courant ou en diminuant la température imposée sur les électrodes, l'écoulement à une forme de tripode plus accentuée. Par contre, en diminuant le courant, le flux en sortie est lié à l'écoulement des gaz autour des électrodes et de leurs supports. Celui-ci va produire une dépression en contrebas des électrodes, laissant s'engouffrer le gaz froid environnant dans le flux thermique. La géométrie de la zone d'arc et la direction des jets ont donc une forte influence sur l'écoulement qu'on ne retrouve moins en augmentant l'écartement inter-électrode. Comme on peut le voir, il reste délicat d'utiliser ces résultats pour définir des profils de vitesse et de température en entrée d'un modèle hydrodynamique. Afin d'utiliser ces résultats, il semblerait plus judicieux d'insérer un terme source de quantité de mouvement dans la zone proche des électrodes afin de simuler les jets. L'influence des différents paramètres sur les caractéristiques de ces jets doit donc être finement caractérisée. Il reste néanmoins important de définir l'influence de ces différentes conditions sur les caractéristiques électriques du système triphasé.

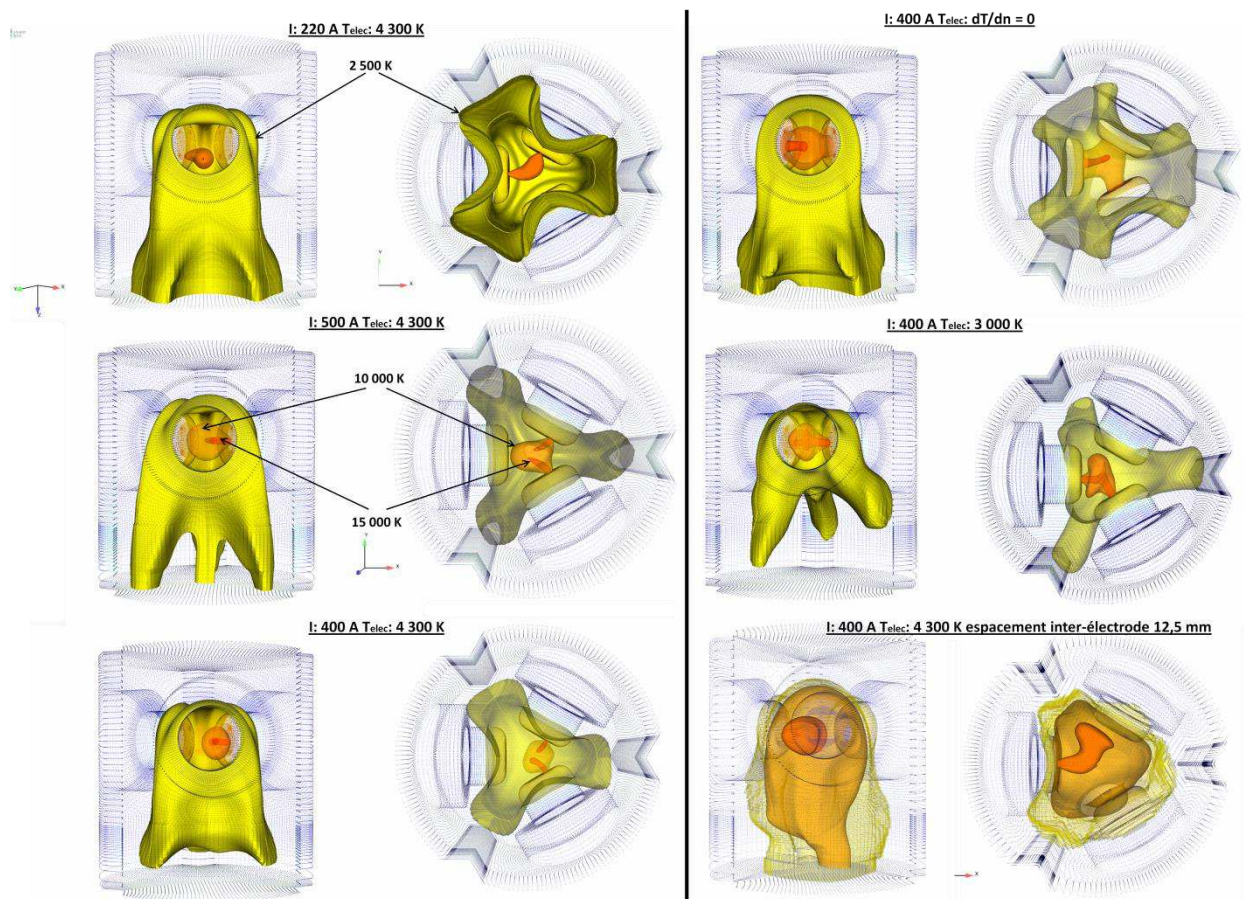


Figure 72 Morphologie de l'écoulement représenté par une isosurface à 2 500 K en jaune, 10 000 K en orange et 15 000 K en rouge; dans la torche triphasée en fonction des conditions imposées. Une isosurface à 5 000 K a été ajoutée pour les résultats du modèle avec un écartement inter-électrodes de 12,5 mm afin de mieux caractériser son influence.

IV.2.7 Analyse électrique

La comparaison des résultats obtenus avec le modèle et avec le dispositif expérimental fera partie intégrante d'un prochain chapitre. Dans le cas qui nous intéresse ici, on essaye d'évaluer dans un premier temps l'influence de la valeur du courant crête imposée sur le courant efficace de ligne. En effet, celui-ci est difficile à caractériser de façon analytique car il dépend de la forme du signal de courant obtenu. Seule la comparaison des résultats de différents modèles permet de définir le courant crête à imposer pour se rapprocher du courant efficace imposé dans le dispositif expérimental (**Figure 73**). Pour un courant crête de $400 \text{ A}_{\text{crête}}$, le courant efficace de phase est aux alentours de $150 - 200 \text{ A}_{\text{RMS}}$. Dans ces conditions, la puissance est d'environ $5\,000 \text{ W}$ et la tension efficace de ligne est de $11,5 \text{ V}_{\text{RMS}}$. Il est à noter que la valeur de la tension reste quasi stable en fonction du courant imposé. En modifiant la température imposée sur les électrodes (**Figure 74**), la tension diminue pour une condition de Neumann nulle sur les électrodes, faisant baisser la puissance transmise au fluide aux alentours de $2\,700 \text{ W}$. Ces écarts peuvent provenir du flux thermique perdu dans les électrodes ou du comportement de la décharge. En effet, pour $4\,300 \text{ K}$, la puissance dissipée est autour de $5\,000 \text{ W}$ et pour $3\,000 \text{ K}$, elle est autour de $5\,500 \text{ W}$.

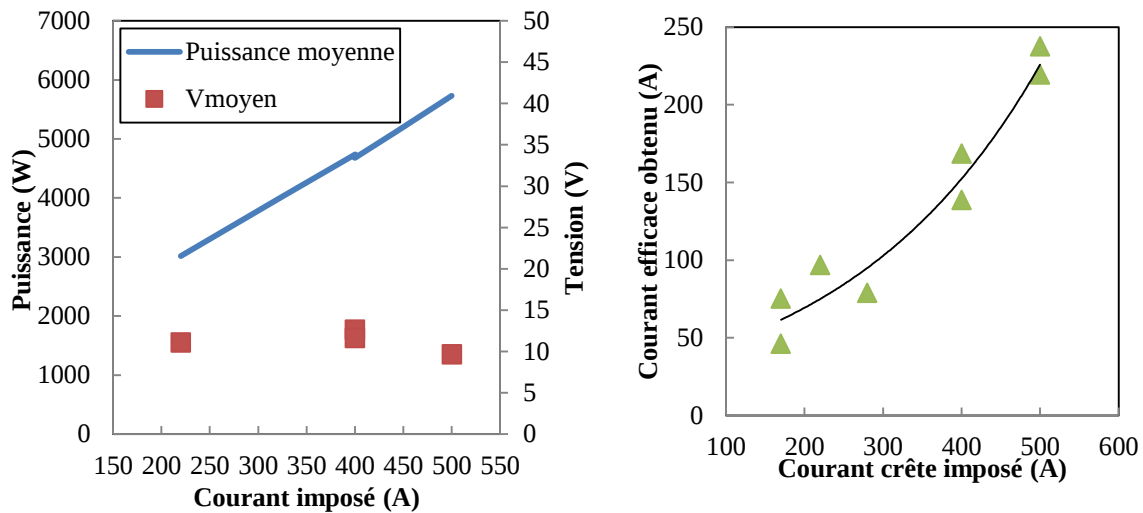


Figure 73 Puissance, tension et courant efficace de ligne obtenus en fonction de la valeur du courant crête imposée.

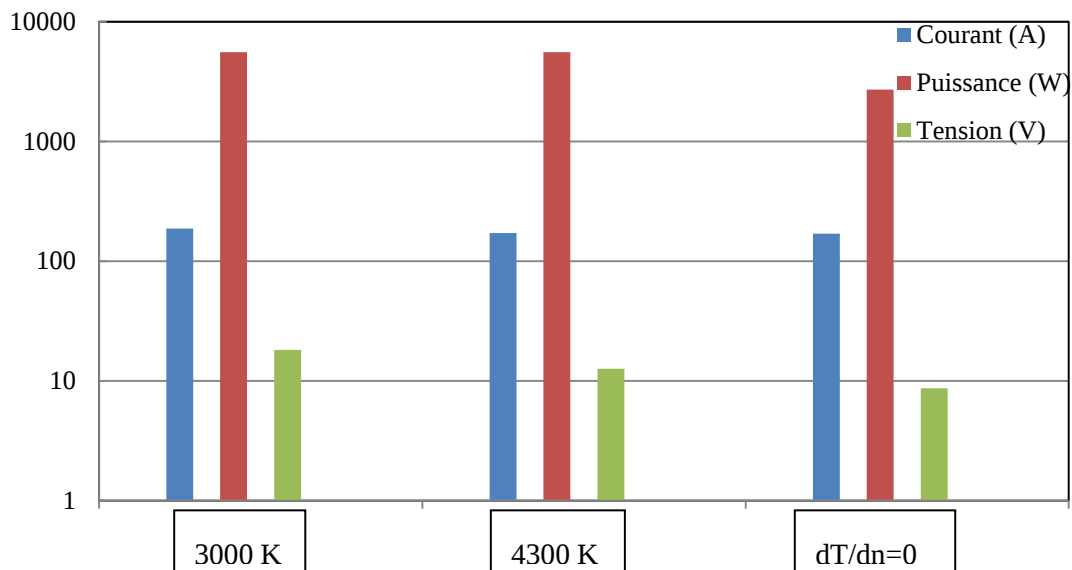


Figure 74 Résultats des caractéristiques électriques en fonction de la température imposée sur les électrodes.

IV. 3 Etude des phénomènes spécifiques localisés

Afin d'extrapoler cette étude pour d'autres conditions, il reste à caractériser l'influence des différents phénomènes spécifiques localisés sur le comportement du système triphasé, notamment l'influence de la fréquence, du rayonnement et de la nature du gaz. Les phénomènes spécifiques ont été étudiés. Dans un premier temps, les phénomènes aux électrodes sont finement caractérisés suivi par l'influence de la fréquence et ensuite des pertes thermiques radiatives. Enfin, l'influence des propriétés thermodynamiques et de transport des gaz sur le comportement de la décharge est estimée.

IV.3.1 Phénomènes aux électrodes

Comme nous l'avons vu, au niveau de l'interface entre l'arc et l'électrode, la section de l'arc est réduite dû à la restriction de la section de passage du courant dans cette zone. Ainsi, cette constriction de l'arc va induire une augmentation de la densité de courant dans la zone proche de l'électrode en resserrant les lignes de courant. Le champ magnétique auto induit autour de l'arc va générer des forces de Lorentz plus intense dans la zone de constriction qu'autour de la colonne d'arc. Ces forces vont produire un gradient de pression sur la composante axiale de l'arc et produire un flux de matière. Les phénomènes responsables de cette constriction sont encore assez mal connus dans leurs globalités bien que de nombreuses approches aient été développées. Ils sont en partie dus à l'influence de la gaine autour du plasma, à la sublimation de l'électrode et aux transferts thermiques entre le milieu plasma et solide. Néanmoins, l'influence du matériau composant l'électrode et du gaz utilisé sont les points prépondérants des caractéristiques de cette zone de constriction. Du point de vue de la modélisation, plusieurs approches ont été développées pour simuler cette zone, notamment la gaine. On peut citer les travaux de [Delalandre 1990], [Lago 2004] et de [Chemartin 2009] spécifiques à cette étude.

Dans notre étude, les électrodes sont en alternance cathode puis anode et passent aussi de faible à fort courant ($400 A_{crête}$). Le traitement spécifique aux électrodes est lourd à mettre en place et demande des ressources importantes de calculs. De plus, la sublimation de l'électrode pourrait aussi modifier les propriétés de transports dans cette zone proche des électrodes. Ces phénomènes n'étant pas le point central de cette étude basée sur le comportement des arcs dans le système triphasé, nous avons simplement simulé cette zone par une condition de Dirichlet sur l'enthalpie avec une température de $4\ 300\ K$. Ainsi dans le modèle utilisé, les effets à l'interface arc électrode sont obtenus à partir du gradient de l'enthalpie sur l'électrode, diminuant le diamètre du pied d'arc.

Les conditions aux limites imposées sur les électrodes ont donc une importance capitale sur le fonctionnement des arcs dans les zones proches des électrodes. Une étude paramétrique a été menée pour évaluer l'influence de la température imposée sur l'électrode. Les résultats obtenus au niveau de la constriction de l'arc sont synthétisés dans le **Tableau 13**. Ces valeurs correspondent aux valeurs maximales moyennées.

Tableau 13 Synthèse des résultats obtenus au niveau de la zone de constriction de l'arc pour différentes température imposées aux électrodes.

Valeurs maximales	Condition imposée sur l'extrémité des électrodes		
	3 000 K	4 300 K	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$
Densité de Courant (A.m ⁻²)	6.10 ⁷ -1.10 ⁸ (7.10 ⁷)	5.10 ⁷	5.10 ⁶
Champ magnétique (T)	3,5.10 ⁻²	2,5.10 ⁻²	1,1.10 ⁻²
Forces de Laplace (N.m ⁻³)	2.10 ⁶	1.10 ⁶	35.10 ³
Pression (Pa)	1 100	600	65
Vitesse (m.s ⁻¹)	540	360	50
Puissance joule (W.m ⁻³)	7.10 ¹¹	4.10 ¹¹	3.10 ⁹
Diamètre du pied d'arc (mm)	1-1,5	1,25-2	4,5
Diamètre de l'arc (mm)	3-4	3-4	4,5-7
Température (K)	19 900	17 500	12 500
Puissance totale dissipée dans le gaz (W)	5 500	5 000	2 700

La vitesse des jets à 520 m.s⁻¹ peut sembler être dans des conditions supersoniques, néanmoins à la température du jet et du milieu environnant le nombre de Mach est de 0,15. Pour une condition de type Neumann nulle imposée sur l'électrode, la constriction de l'arc au niveau des électrodes semble inexistante. Ces valeurs pour cette condition imposée permettent de caractériser l'influence de la température imposée. En diminuant la température de 1 000 K, on double les valeurs au niveau de la zone de constriction. En modifiant la valeur du courant crête imposée dans le modèle (**Tableau 14**), la densité de courant au niveau de l'électrode varie faiblement et reste aux alentours de 5.10⁷ A.m⁻². *A contrario*, les autres grandeurs semblent plus influencées par cette valeur. Les variations obtenues entre 400 et 500 A_{crête} sont proportionnelles au ratio de la variation du courant. Pour 220 A_{crête}, les valeurs ne suivent pas cette variation, ce qui démontre que les caractéristiques de la colonne d'arc ont aussi une influence sur les caractéristiques des jets aux électrodes.

Tableau 14 Synthèse des résultats obtenus au niveau de la zone de constriction de l'arc pour différents courants imposés sur les arcs avec une température de 4 300 K sur l'extrémité des électrodes.

Valeurs maximales	Courant imposé		
	220 A (100 A _{RMS})	400 A (200 A _{RMS})	500 A (250 A _{RMS})
Densité de Courant (A.m ⁻²)	4.10 ⁷ -5.10 ⁷	5.10 ⁷	5,8.10 ⁷ -6,9.10 ⁷
Champ magnétique (T)	1,3.10 ⁻² -1,4.10 ⁻²	2,5.10 ⁻²	2,7.10 ⁻²
Forces de Laplace (N.m ⁻³)	450.10 ³	1.10 ⁶	1,2.10 ⁶
Pression (Pa)	130-150	600	650-690
Puissance joule (W.m ⁻³)	3.10 ¹¹ -3,45.10 ¹¹	4.10 ¹¹	4,36.10 ¹¹
Vitesse (m.s ⁻¹)	60-80	360	100- 400
Rayon du pied d'arc (mm)	1	1,25- 2	1,8
Rayon de l'arc (mm)	2	3-4	4
Température (K)	15 000	17 500	19 900
Puissance totale (W)	3 000	5 000	6 000

Pour récapituler, pour cette géométrie du système triphasée l'aspect hydrodynamique des jets aux électrodes semble être le mécanisme prépondérant sur le comportement de l'arc. En déduisant la valeur moyenne de la vitesse dans les jets à partir de la valeur de la vitesse maximale des jets par l'expression donnée par [Larsen 1996] ($V_{moyen} = \frac{2}{3} V_{max}$), on peut grossièrement estimer la fréquence d'alimentation afin que l'enthalpie transmise par les jets atteigne l'électrode inactive au moment où la différence de potentiel est maximal sur cette électrode. En effet, cette vitesse moyenne se produit pour 3 arcs sur 6. On peut ainsi estimer la vitesse maximale sur le profil de vitesse le long de l'axe de la torche pour $V = V_{moyen}/2$. A partir de la distance inter-électrodes, ce fonctionnement peut être généralisé ou extrapolé pour cette géométrie à un courant supérieur à 400 A_{crête} (150- 200 A_{RMS} sur la courbe suivante) et, un espace inter-électrodes minimal inférieur à 10 mm (**Figure 75**). Cette courbe n'est cependant pas valide pour un courant inférieur à 300 A_{crête} dans les arcs (100 A_{RMS} sur la courbe) et pour une condition de Neumann nulle sur l'électrode.

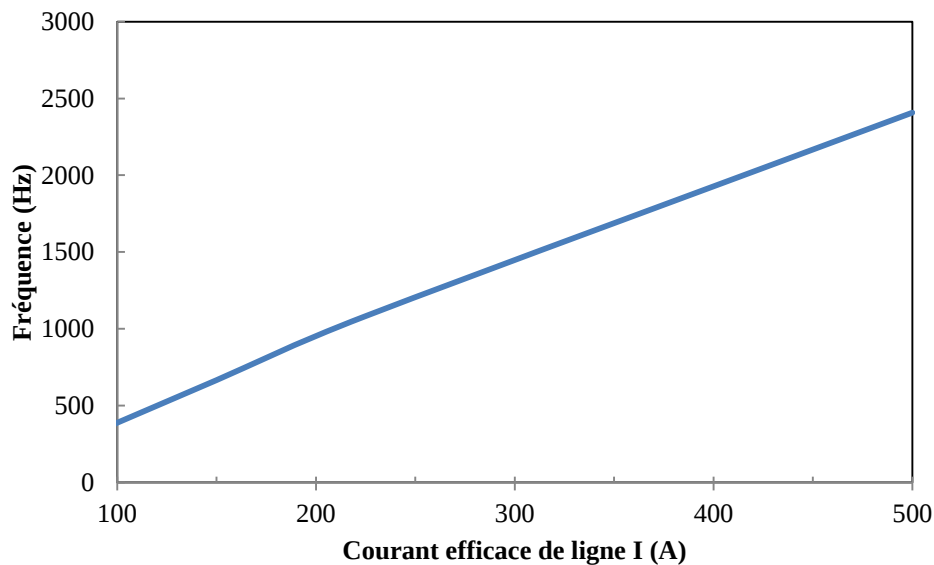


Figure 75 Estimation grossière de la fréquence optimale de fonctionnement de la torche triphasée en fonction du courant de ligne imposé (I) et non sur les arcs (J), pour une distance entre les électrodes inférieure à 10 mm et supérieure à 5 mm.

L'analyse des résultats a permis de déduire que la fréquence d'alimentation électrique doit être comprise entre 600 Hz et 1 200 Hz pour un courant imposé dans les arcs de 400 A_{crête}. Cette fréquence peut directement être déterminée à partir de la vitesse moyenne dans l'espace inter-électrodes. Cette vitesse qui est la vitesse moyenne dans les jets va donner le temps de transition de l'arc d'une électrode à l'autre. Si ce temps de transition est inférieur au sixième de la période de l'alimentation électrique (durée d'un arc), les arcs vont se stabiliser au centre de l'espace inter-électrodes et il est possible qu'ils soient soufflés. Dans le cas contraire, en augmentant ce temps de transition ou en diminuant la fréquence, les arcs vont toucher l'électrode inactive avant la rotation du maximum de la différence de potentiel et déstabiliser la décharge. L'écartement inter-électrodes limite a été déterminé à 20 mm. En augmentant cet écartement, les jets aux électrodes ne devraient plus être le phénomène physique le plus influent sur le mouvement des arcs.

IV.3.2 Influence de la fréquence

Afin de caractériser l'influence de la fréquence sur le comportement des arcs et afin de valider la courbe donnée précédemment, des essais ont été effectués à 50, 1 333, 2 000 Hz. Un même courant crête de 400 A_{crête} a été utilisé pour ces différents essais, donnant un courant efficace aux alentours de 150- 200 A_{RMS}.

En diminuant la fréquence à 50 Hz, le déplacement des arcs est plus rapide que la rotation des potentiels électrique sur les 3 électrodes, comme suggéré précédemment. L'arc va toucher l'électrode inactive avant que le potentiel électrique sur celle-ci soit élevé. L'apparition du nouveau pied d'arc sur cette électrode va soit (i) poursuivre la décharge d'arc dans une partie de l'ancienne colonne ou (ii) repousser l'arc sur l'autre électrode et faire stagner l'arc dans l'espace entre deux électrodes, comme on peut le voir sur la **Figure 76**. Nous pouvons estimer que pour stabiliser la décharge à 50 Hz, l'écartement inter-électrodes doit être augmenté au delà de la distance d'expansion des jets.

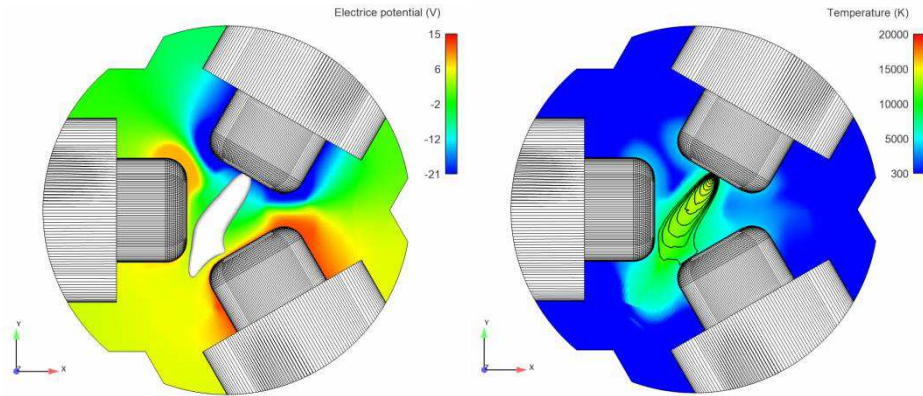


Figure 76 Comportement d'un arc pour une fréquence de 50 Hz représenté à gauche par une isosurface de température à 10 000 K dans l'espace inter-électrodes colorié par la valeur du champ électrique et à droite par la température avec des contour de température de 8 000 à 20 000 K.

En augmentant la fréquence, les résultats mettent en évidence une forme particulière de la décharge triphasée avec des pieds d'arc qui apparaissent par rotation dans le sens horaire. La position des arcs suit une forme en 'Y' (**Figure 77**), ce qui est proche du comportement des arcs observé pour un courant efficace inférieur à 100 A_{RMS}. La décharge d'arc avec une forme en 'Y' confirme qu'en augmentant la fréquence, la vitesse de propagation des jets n'est plus suffisante pour donner un mouvement aux arcs. Ainsi, la fréquence est bien un élément clef sur le comportement de la décharge à arcs triphasée.

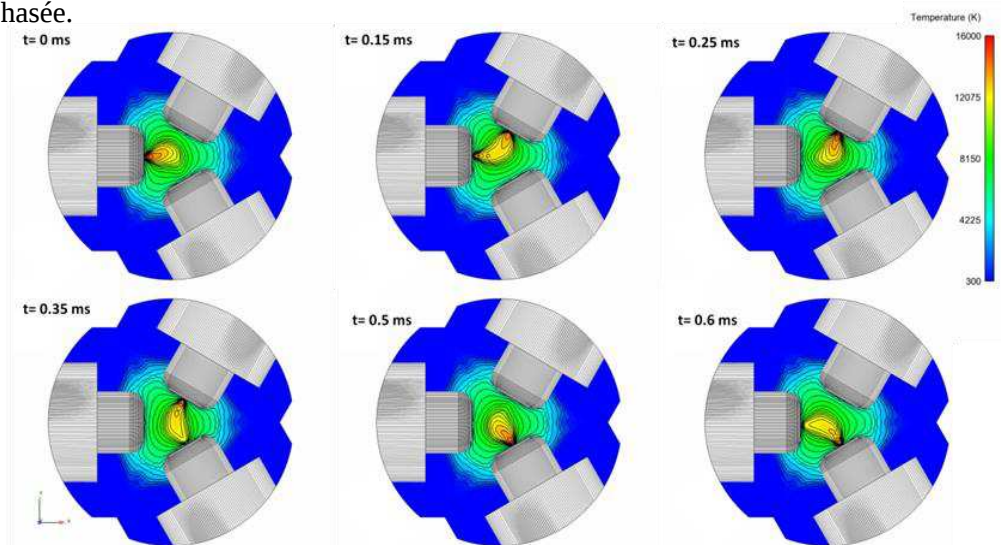


Figure 77 Comportement de la décharge d'arc triphasée avec une forme en 'Y' pour une fréquence de 2 000 Hz courant efficace de 150 - 200 A_{RMS}.

IV.3.3 Influence du rayonnement

Afin d'étudier l'influence des propriétés thermiques et de transport de différents gaz sur les profils des champs de température et de vitesse, il est important d'estimer dans un premier temps l'influence des pertes thermiques radiatives. En effet, les propriétés radiatives de plusieurs gaz ne sont pas connues. Dans cette partie, les résultats obtenus en utilisant l'azote comme gaz plasmagène avec et sans considérer les pertes thermiques par rayonnement sont comparés. Le coefficient net d'émission à était pris pour l'air de l'étude de [Naghizadeh-Kashani *et al.* 2002].

Pour un courant crête de $400 A_{crête}$, les résultats ont montré qu'en tenant compte du rayonnement, la température au centre de l'arc est de 16 400 K alors que cette température est de 18 000 K sans tenir compte des pertes radiatives. Le courant étant imposé dans le modèle, la diminution de la conductivité électrique résultant des pertes par rayonnement est compensée par une augmentation du champ électrique. En outre, les profils de densité de courant sont modifiés de façon substantielle et n'affectent pas de manière significative le comportement global des arcs (**Figure 78**). En ce qui concerne le bilan global de puissance dans la zone de post-décharge, les pertes par rayonnement (20 à 30 % de la puissance joule) sont compensées par une augmentation de la puissance. Celle-ci résulte de l'augmentation de la tension moyenne entre 1 et 3 V. La puissance disponible dans le flux de plasma de décharge poste n'est donc pas significativement affectée par les pertes par rayonnement. En regardant les profils du champ de température et vitesse suivant l'axe de la torche, on constate aucune différence hormis un artefact de la zone chaude de l'initialisation sur le profil de température sans rayonnement. Pour cette configuration du système triphasé avec un écart assez faible entre les électrodes, les pertes thermiques par rayonnement peuvent être négligées sans influence notable sur le comportement des arcs et de l'écoulement.

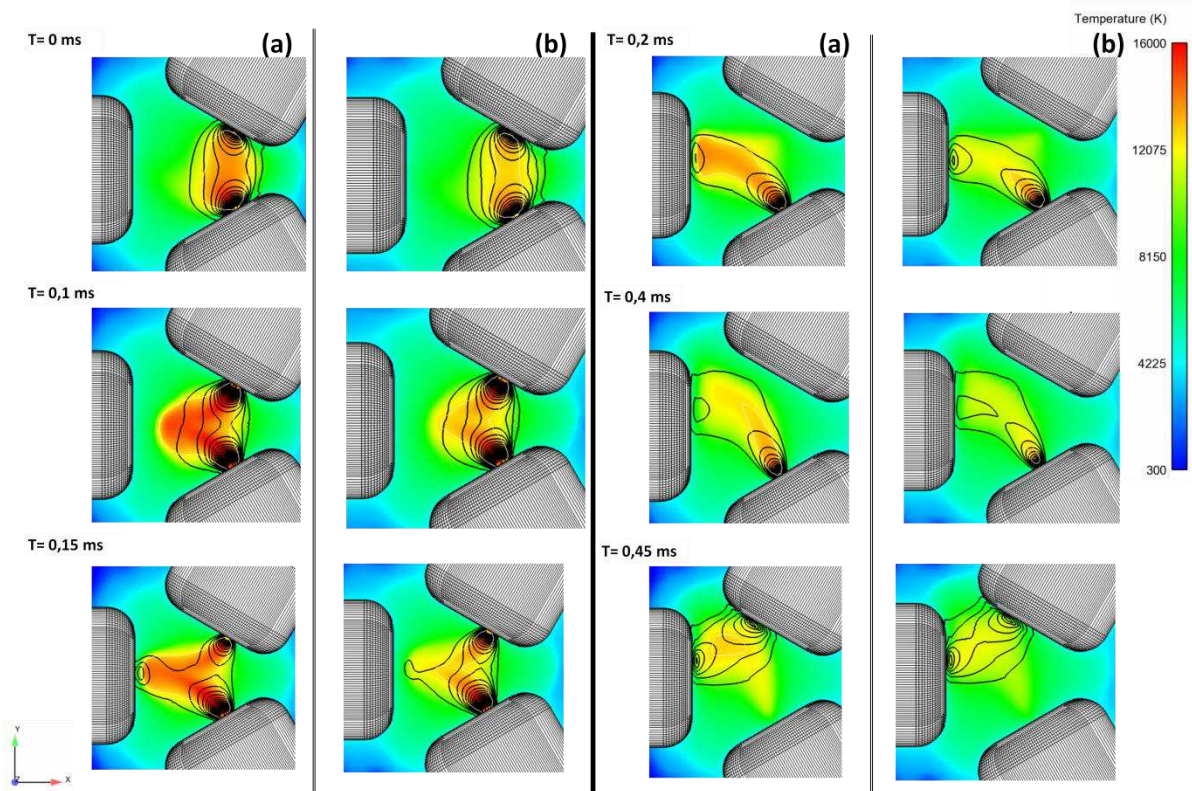


Figure 78 Comparaison du comportement des arcs dans l'azote, (a) sans considérer les pertes radiatives et (b) en considérant les pertes radiatives.

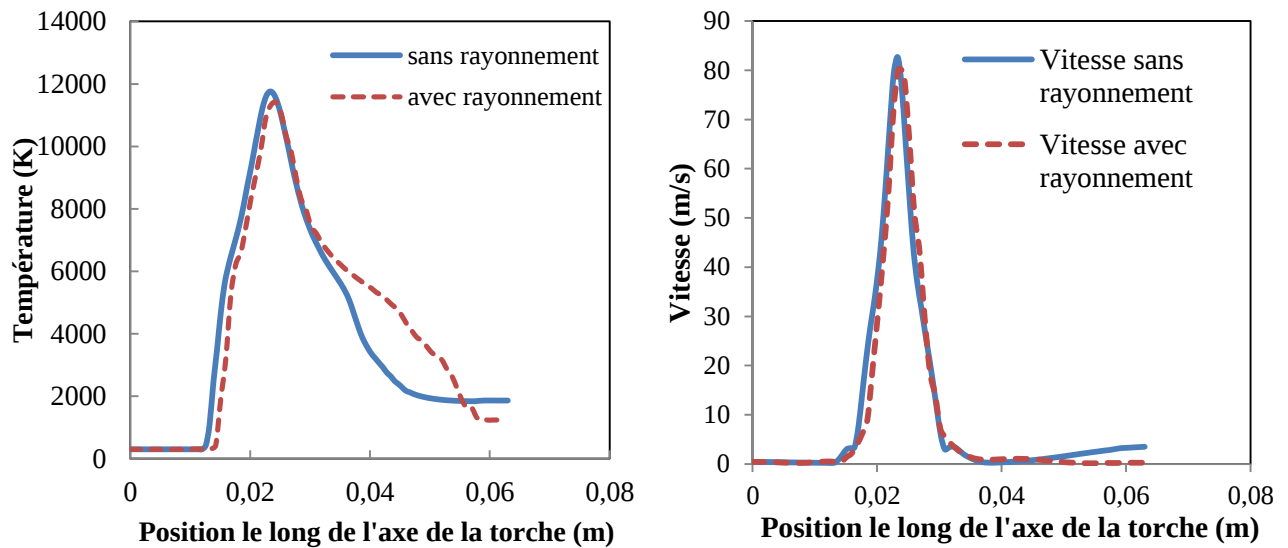


Figure 79 Profils des champs de température et de vitesse au niveau de l'axe de la torche avec et sans prise en compte du rayonnement.

IV.3.4 Influence de la nature du gaz

Afin d'extrapoler cette étude pour différent gaz, l'influence des propriétés de transport sur le comportement de la décharge est étudiée. Les résultats obtenus en prenant l'azote, l'air, l'argon et le gaz de synthèse (syngas) sont comparés. Le gaz de synthèse est considéré avec un ratio molaire de deux moles de dihydrogène pour une mole de monoxyde de carbone ($[H_2]:[CO] = 2:1$). Ces propriétés ont été obtenues à partir du logiciel T&T winner pour l'azote et le gaz de synthèse [Pateyron] et de la base de données de Code_Saturne[®] pour l'argon et l'air.

En comparant les propriétés thermodynamique et de transport de ces gaz (**Figure 80**), on s'aperçoit que la conductivité électrique ou l'ionisation débute autour de 5 000 K hormis pour l'air qui débute vers 4 000 K. L'augmentation de la conductivité électrique de chacun de ces gaz devient moins accentuée aux alentours de 12 000 K. Au niveau de la viscosité, elle est deux fois plus faible pour le gaz de synthèse que pour les autres gaz à 10 000 K. Pour l'argon, sa densité est plus importante que celle de l'air, elle même plus importante que celle du gaz de synthèse. La principale différence entre ces gaz se situe au niveau de la conductivité thermique, celle du gaz de synthèse est nettement plus élevée que celle des autres gaz. Celle-ci est en partie liée à la chaleur massique ou à l'enthalpie et donc de la dissociation des molécules. Ainsi, comme la dissociation du dihydrogène se fait à une température plus basse que les autres molécules considérées ici (vers 3 000 K), la chaleur massique du gaz de synthèse est plus importante que celle des autres gaz.

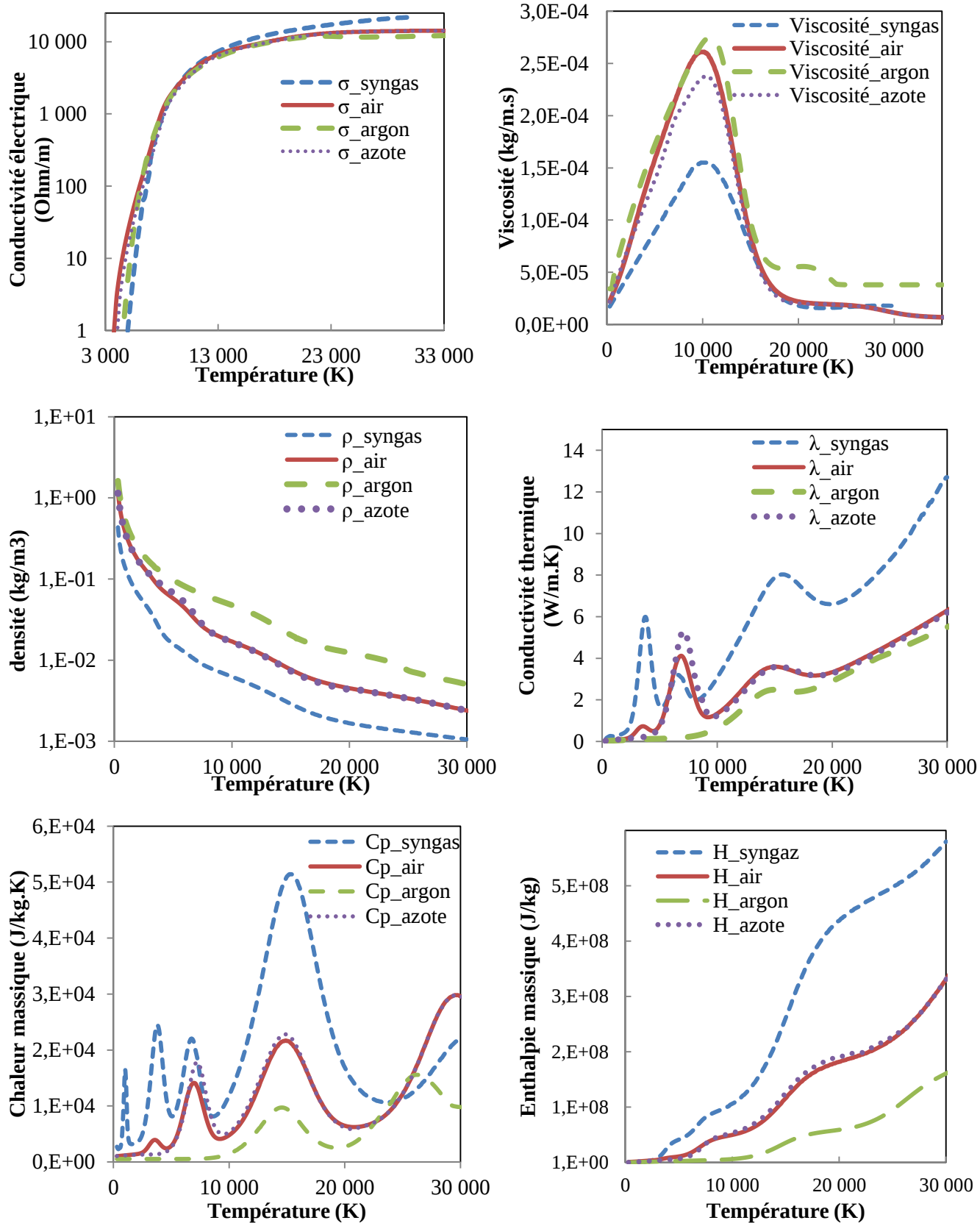


Figure 80 Comparaison des propriétés thermodynamique et de transport de l'air, l'azote, l'argon et le gaz de synthèse (syngas : CO, 2H₂) [Pateyron]

La comparaison des profils des champs de température et de vitesse obtenus avec ces différents gaz à 400 A crête montre clairement de fortes disparités sur ces profils (**Figure 81**). La moyenne du maximum du champ de température sur l'axe de la torche est autour de 12 000 K (11 000 à 14 000 K) pour ces différents gaz étudiés ici. Il semblerait donc que la température dans la colonne d'arc au centre de l'espace inter-électrodes reste relativement constante. Néanmoins, la forme des profils de température diffère nettement. Le profil axial du champ de température est assez diffus pour l'argon alors que celui du gaz de synthèse est plus abrupt. Ces formes sont en partie liées au champ de vitesse. Plus le profil est abrupt et plus la magnitude moyenne du vecteur vitesse sur l'axe est importante (**Tableau 15**). Paradoxalement, il semblerait que plus la conductivité thermique du gaz soit élevée et plus la diffusion thermique diminue. Des phénomènes convectifs sont donc responsables de ce mécanisme. En effet, sans considérer le rayonnement, les transferts thermiques au niveau de l'interface arc électrode se font majoritairement par conduction. Ainsi, comme le gradient de température entre le centre de l'espace inter-électrodes et les électrodes est normalement constant, le paramètre qui modifie les profils est la conductivité thermique. Lorsque celle-ci est importante, les pertes thermiques dans les électrodes augmentent et la constriction de l'arc devient plus importante à l'interface arc électrode.

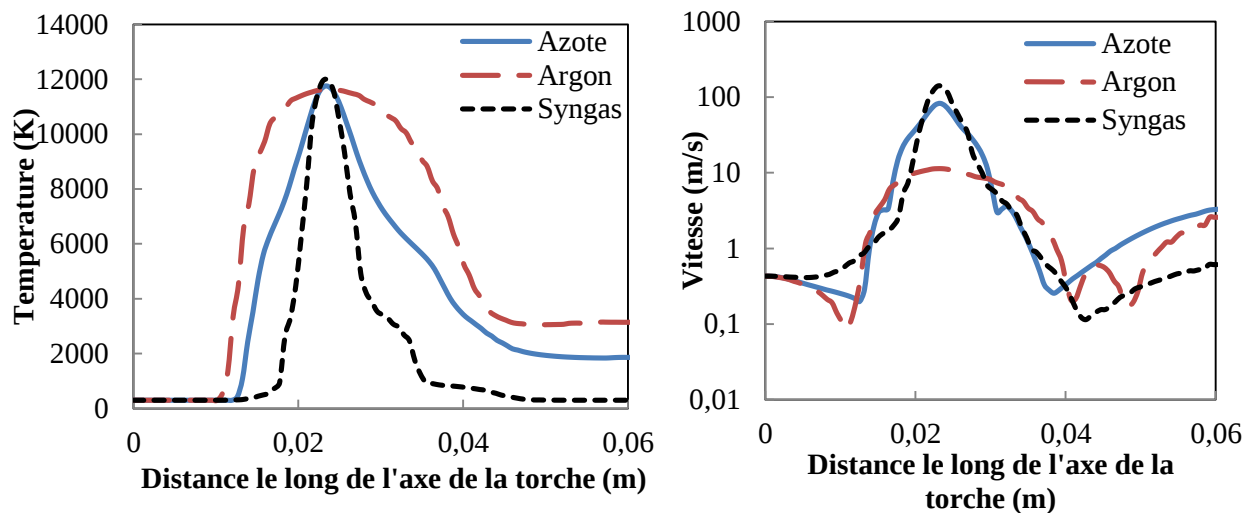


Figure 81 Profils des champs de température et de vitesse le long de l'axe de la torche en fonction de la nature des gaz utilisée.

Du **Tableau 15**, on voit clairement l'influence du gaz sur les caractéristiques des jets aux électrodes. L'écart sur les puissances transmises au fluide est en partie dû aux pertes thermiques sur les électrodes mais provient aussi du débit massique produit par les jets. En effet, le nombre de Prandtl se situe autour de 0,7 pour ces différents gaz dans la gamme de température qui nous intéresse ici, *i.e.* 5 000 à 15 000 K.

Tableau 15 Synthèse des résultats obtenus au niveau de la zone de constriction de l'arc pour différentes natures de gaz.

Valeurs maximales	Gaz Argon	Azote	Gaz de synthèse
Densité de Courant ($A.m^{-2}$)	5.10^6	5.10^7	1.10^8
Champ magnétique (T)	$1,1.10^{-2}$	$2,5.10^{-2}$	$4,4.10^{-2}$
Forces de Laplace ($N.m^{-3}$)	$4,5.10^4$	1.10^6	$2,93.10^6$
Pression (Pa)	50	600	1 000
Vitesse ($m.s^{-1}$)	20	360	775
Puissance joule ($W.m^{-3}$)	2.10^{10}	4.10^{11}	8.10^{11}
Diamètre du pied d'arc (mm)	-	1,25-2	1
Diamètre de l'arc (mm)	4,5-7	3-4	3-4
Température (K)	12 000	17 500	22 100
Puissance (W)	2 000	5 000	6 000

En regardant la morphologie des écoulements obtenus avec ces différents gaz, on constate que l'écoulement au dessus de 2 500 K est conservé dans l'espace inter-électrodes pour l'argon. Bien que 15 ms ont été simulées, soit 10 périodes électriques, il faudrait simuler 40 ms pour que cet écoulement atteigne la sortie du domaine de calcul. Concernant la zone inter-électrodes, les dimensions de la colonne d'arc, représentée par une isosurface à 10 000 K sur la **Figure 82**, diffère de celles obtenues précédemment. Cette forme de la colonne est relativement proche de celle obtenue expérimentalement (**Figure 83**). Pour l'argon, il semblerait que les forces électromagnétiques ne soient pas prédominantes et le comportement de l'arc pourrait s'approcher d'un système que l'on pourrait considérer comme électro-hydrodynamique. Au niveau expérimental, ce système est cependant parfois déstabilisé comme observé sur la **Figure 83**. Ce point confirme l'influence prédominante des jets aux électrodes sur le comportement de la décharge à arcs plasma triphasée.

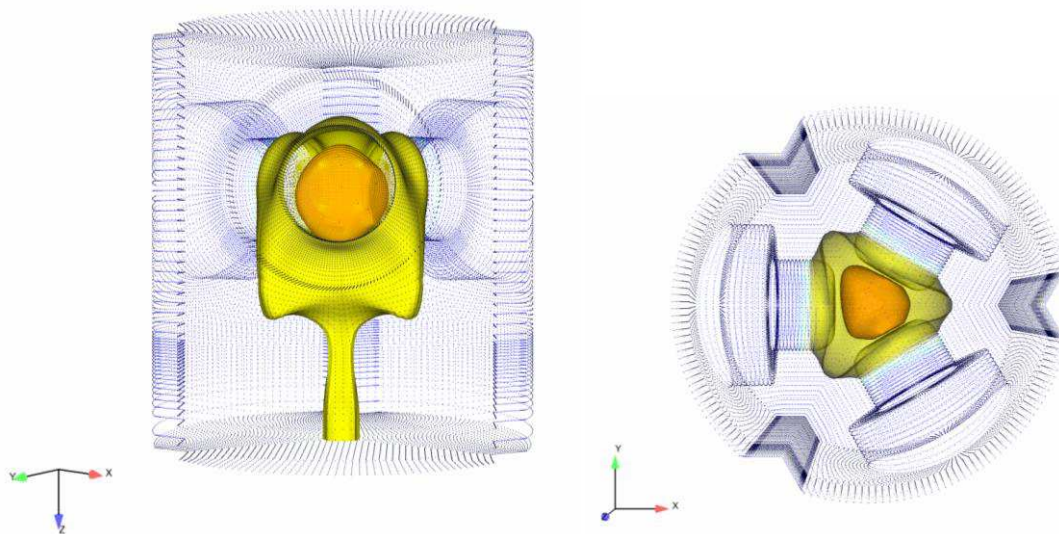


Figure 82 Morphologie de l'écoulement post décharge représenté par une isosurface de température à 2 500 K (en jaune) et de la zone chaude dans l'espace inter-électrodes donnée par une isosurface à 10 000 K en orange.

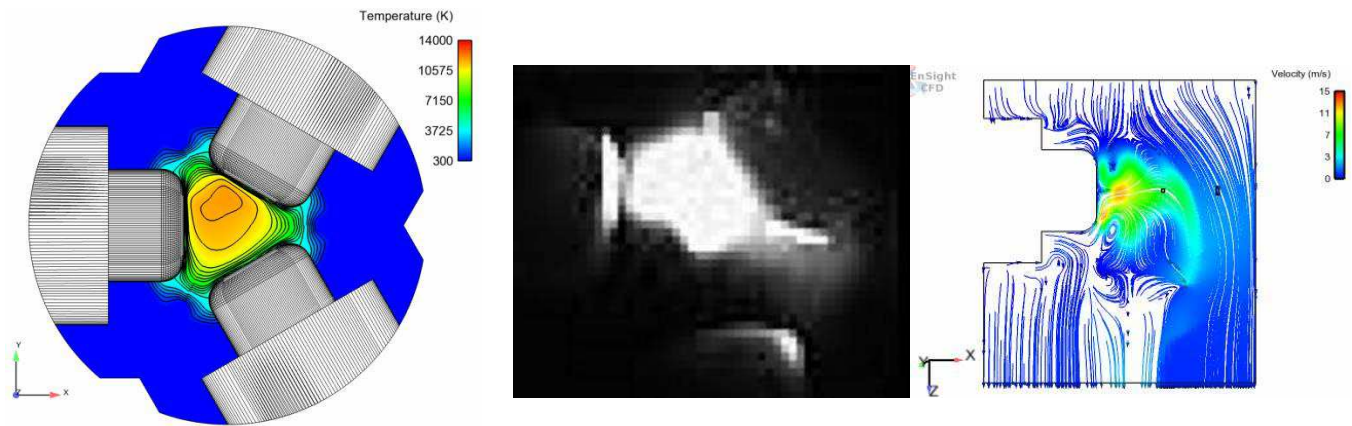


Figure 83 Comparaison du champ de température dans la zone inter-électrodes pour l'argon comparé à un arc observé expérimentalement dans l'argon.

Concernant le gaz de synthèse, la majorité du flux de chaleur part directement sur les parois (**Figure 84**). En effet, l'écoulement à 2 500 K est entièrement dirigé vers les bords donnant cette forme caractéristique en tripode mentionnée précédemment lorsque le courant crête est supérieur à 400 A_{crête}.

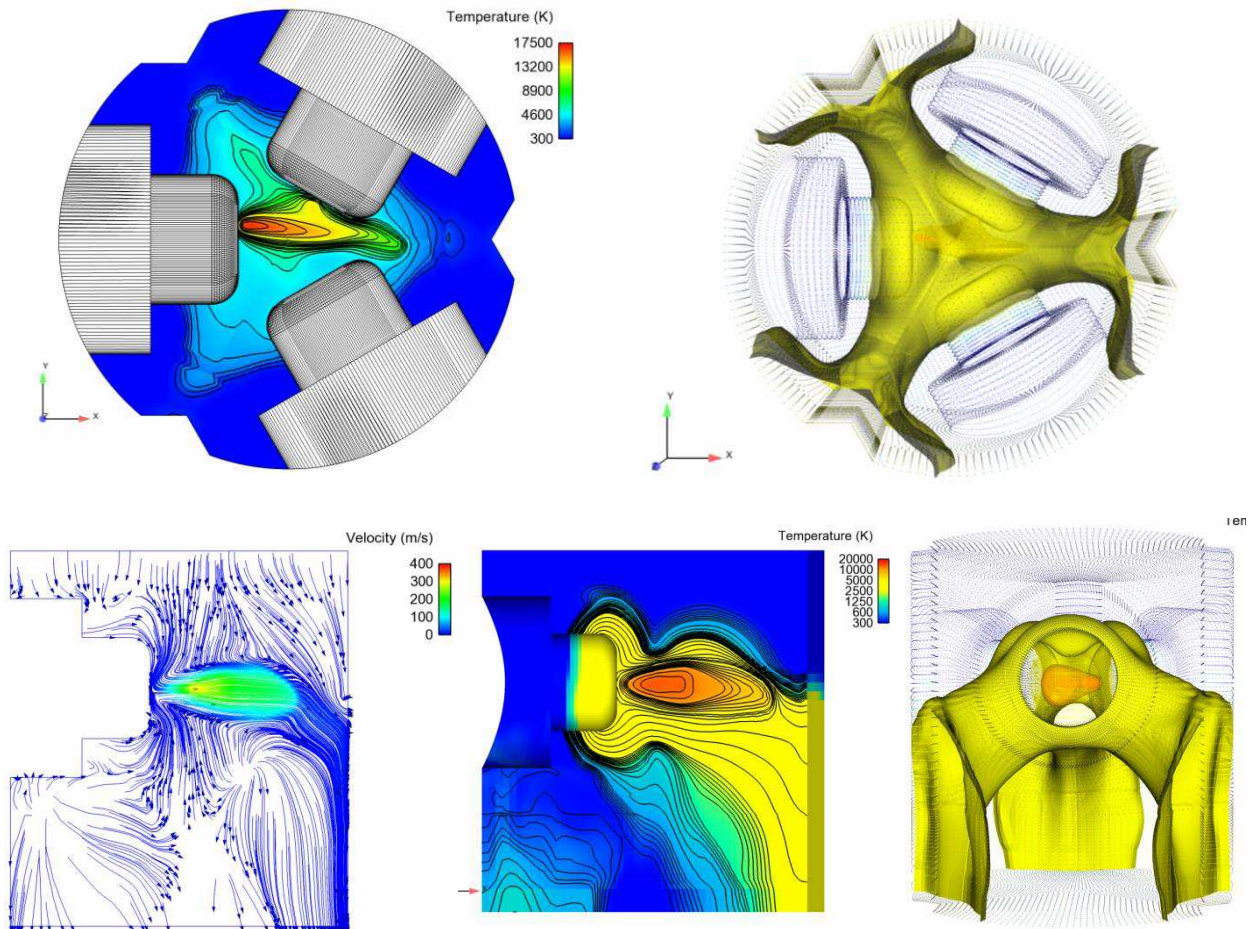


Figure 84 Profils des champs de température et de vitesse obtenus avec le gaz de synthèse utilisé comme gaz plasmagène.

La géométrie de la zone post décharge ne semble pas réellement adaptée à l'utilisation du gaz de synthèse comme gaz plasmagène. Pour la gazéification, la recirculation d'une partie du gaz de synthèse produit reste la meilleure solution à mettre en œuvre. Ce gaz a l'avantage d'être stable au niveau de la thermodynamique pour des températures supérieures à 10 000 K et d'être neutre vis à vis du carbone contrairement aux autres gaz. Il reste néanmoins à déterminer la validité de cette étude en comparant les différents résultats obtenus dans cette partie au comportement de l'arc obtenu expérimentalement.

IV. 4 Conclusion sur la modélisation MHD des arcs

Le comportement des arcs dans le système plasma triphasé a été étudié à l'aide d'un modèle MHD en instationnaire 3D en utilisant le logiciel Code_Saturne®. Le potentiel électrique est imposé avec une forme sinusoïdale de fréquence 666 Hz sur chaque électrode et il est déphasé de $2\pi/3$ entre les trois électrodes. Afin de contrôler le courant crête, sa valeur est ajustée par le modèle. La modélisation MHD a été appliquée avec succès et le modèle simule automatiquement l'allumage, l'extinction ainsi que le mouvement des arcs entre les trois électrodes. Un seul arc existe à la fois et ces arcs s'amorcent en suivant le maximum de la différence de potentiel. Des informations difficilement accessibles expérimentalement ont été obtenues avec cette modélisation.

Des travaux antérieurs [Ravary 1998] ont suggéré que les forces de Lorentz ont une forte influence sur le comportement de la décharge. Les résultats obtenus avec ce modèle ont montré que pour la configuration avec des électrodes coplanaires, l'effet Maecker a une influence bien plus significative. En effet, les jets aux électrodes produits par cet effet sont dirigés suivant la normale de l'extrémité des électrodes et donnent un mouvement aux arcs en direction de l'électrode inactive. Ce mouvement ainsi que l'enthalpie transmise par ces jets proche de l'électrode inactive contribue à l'amorçage de nouveaux arcs. En outre, ces jets dévient une partie des gaz injectés le long des parois latérales de la zone d'arc, ce qui permet de préserver une forte enthalpie dans la zone inter-électrodes. La morphologie de l'écoulement du plasma de post-décharge est aussi affectée par ces jets.

L'augmentation du courant accroît la vitesse dans les jets aux électrodes et stabilise les arcs dans l'espace inter-électrodes, ce qui modifie la morphologie de l'écoulement post-décharge. De plus, la température imposée sur les électrodes a également une influence sur cette vitesse. En changeant la nature du gaz, il ressort que la conductivité thermique et la chaleur massique ont une forte influence sur le comportement de la décharge triphasée. Ainsi, pour le gaz de synthèse, la vitesse dans les jets aux électrodes est bien plus importante que dans l'azote. Un traitement spécifique des transferts thermiques sur les électrodes doit néanmoins être implémenté dans le modèle pour améliorer cette simulation du système plasma triphasé.

D'un autre coté, l'étude de ce système a montré qu'en contrôlant la direction des jets aux électrodes, on devrait normalement maîtriser l'écoulement plasma. En effet, dans notre cas, jusqu'à la moitié de l'a puissance joule et du rayonnement se produit dans ces jets. Afin de contrôler leurs directions, la seule solution est de limiter la valeur du courant afin de diminuer la vitesse dans les jets et diriger le flux thermique vers la sortie. Une autre solution serait de modifier la configuration des électrodes qui devrait modifier le comportement de la décharge comme montré par [Ravary 1998].

Cette étude a ainsi permis de mettre en avant l'influence des phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques sur le déplacement de l'arc. En comparaison avec les modèles d'arc en courant continu, nous avons des paramètres supplémentaires qui sont l'extinction et l'amorçage des arcs et le champ électrique sur l'électrode à vide. Au niveau global, les arcs générés entre les trois électrodes en graphite induisent des transferts de chaleur et de masse spécifiques qui élargissent le profil de

température radial du dard plasma et homogénéisent la température de l'écoulement. En comparaison avec des résultats expérimentaux filmés par caméra rapide, il semblerait que cette modélisation ait permis de reproduire un comportement similaire des arcs au mouvement expérimental. Ces résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

V Comparaison entre les résultats du modèle MHD et les résultats expérimentaux.

L'essentiel de ce chapitre a fait l'objet d'un article soumis dans « *Plasma chemistry and Plasma Processing* » portant le nom : “ *A comparison between MHD modelling and experimental results in a 3-Phase AC arc plasma torch. Influence of the electrode tip geometry*”.

V.1 Comparaison pour un cas représentatif

Dans ce chapitre, les résultats obtenus par la modélisation MHD sont comparés aux comportements des arcs observés avec la caméra rapide et dans la deuxième partie aux oscillogrammes de courant et de tension sur une phase. Cependant, les incertitudes liées à la représentativité de la surface visualisée de l'arc peuvent poser quelques problèmes. En effet, la mise au point de l'image est faite sur les zones les plus émissives limitant la visibilité des autres zones, telles que les électrodes et la bordure de l'arc. En outre, les capteurs CCD de la caméra peuvent être saturés et l'utilisation de filtres modifie le diamètre visualisé de l'arc. Ce diamètre visualisé ne peut donc servir de base de comparaison pour la modélisation. Il serait donc important de mesurer par spectroscopie la température de la zone d'arc pour la comparer aux résultats de simulation mais cette mesure est difficilement réalisable. En effet, l'amorçage rotatif des arcs entre les électrodes avec une fréquence de 1 333 Hz et du mouvement des arcs, on a statiquement 33 % de chance de mesurer l'arc entre deux électrodes et environ 5 % de faire la mesure au centre de l'arc. L'étude s'est donc cantonnée à la visualisation du comportement global des arcs.

Dans un premier temps, il est à noter qu'afin de corrélérer la séquence d'images aux résultats du modèle MHD, on suppose dans ce chapitre que l'arc peut être superposé au champ de température. En général, le rayon de l'arc est défini par la distance radiale à partir du centre de la ligne, au point où la densité de courant est de deux ordres de grandeur plus faible que le maximum de la densité de courant, comme supposé par [Selvan *et al.* 2009] et [Lebouvier *et al.* 2011]. Les résultats du modèle MHD montrent que le champ de la densité de courant n'est pas exactement en ligne avec le champ de température lorsque l'arc a une forme en 'V', comme le montre la **Figure 85**. De cette figure, on voit que la zone à haute température est partiellement à l'extérieur de la zone principale de la densité de courant lorsque l'arc a une forme en 'V'. Ce point a déjà été mis en évidence par [Hui *et al.* 2000] pour les torches jumelles.

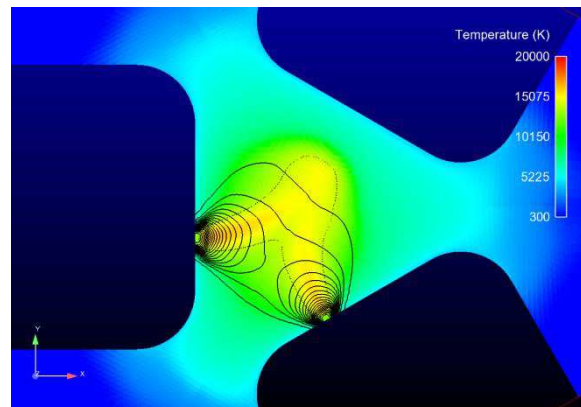


Figure 85 Champs de la densité de courant de $5 \cdot 10^5$ à $5 \cdot 10^7 \text{ A.m}^{-2}$ et champ de température dans une section transversale située dans le plan contenant les 3 axes des électrodes.

Les résultats obtenus avec la caméra rapide et ceux obtenus par le modèle MHD sont comparés sur la **Figure 86**. Cette figure montre la décomposition du mouvement des arcs, dans une vue de projection en dessous de l'axe des électrodes. La séquence représente environ une période électrique (1,35 ms) avec un pas de temps de 0,125 ms. Les images sont corrélées en bas aux signaux de tension de ligne, représentée par un signal sinusoïdal triphasé. Les résultats numériques ont été obtenus pour un courant crête imposé de $400 A_{\text{crête}}$, donnant un courant efficace de $203 A_{\text{RMS}}$ et une forme du signal de tension sinusoïdale. Au niveau expérimental, un courant efficace de $150 A_{\text{RMS}}$ est utilisé et la forme du signal de tension a une forme non sinusoïdale (forme d'un signal triphasé en sortie d'un hacheur onduleur). Cependant, cette forme a une influence négligeable sur la forme du signal de courant comme explicité dans une prochaine section.

La séquence exposée sur la **Figure 86** montre la formation de 6 arcs sur chaque période et un comportement similaire observé expérimentalement et numériquement. La position des pieds d'arc et la forme de la colonne d'arc sont relativement proches. Cette bonne corrélation sur le comportement des arcs obtenues expérimentalement et par le modèle MHD confirme la forte influence des jets aux électrodes sur le mouvement de l'arc. Cela confirme également l'influence de la chaleur transmise par le jet aux électrodes dans l'espace inter-électrodes pour l'amorçage de nouveaux pieds d'arc. Néanmoins, les arcs ont seulement deux principale formes avec la modélisation MHD, en 'I' (par exemple à $t = 0,125$ ms) ou en 'V' (par exemple à l'instant $t = 0$). Au niveau expérimental les arcs peuvent être classés selon quatre principales formes 'I', 'V', 'W' ou 'S'. Comme nous l'avons vu, ces formes ont déjà été répertoriées dans la littérature pour les systèmes plasmas et suggèrent que le mouvement des arcs devrait être influencé par la vitesse des jets aux électrodes et par les forces magnétiques répulsives entre ces deux jets. La géométrie de l'extrémité des électrodes et/ou de la position des pieds d'arcs qui diffère quelque peu entre la modélisation et les expérimentations semblent conduire aux formes en 'W' ou 'S' des arcs observées expérimentalement et non numériquement.

Toutefois, la modélisation MHD conduit à un mouvement périodique et reproductible des arcs alors qu'il est plus probabiliste au niveau expérimental. Nous pouvons supposer que la position du pied d'arc, la forme et la rugosité de l'électrode, ou l'influence d'autres arcs modifient la position et le mouvement des arcs et la stabilité de la décharge.

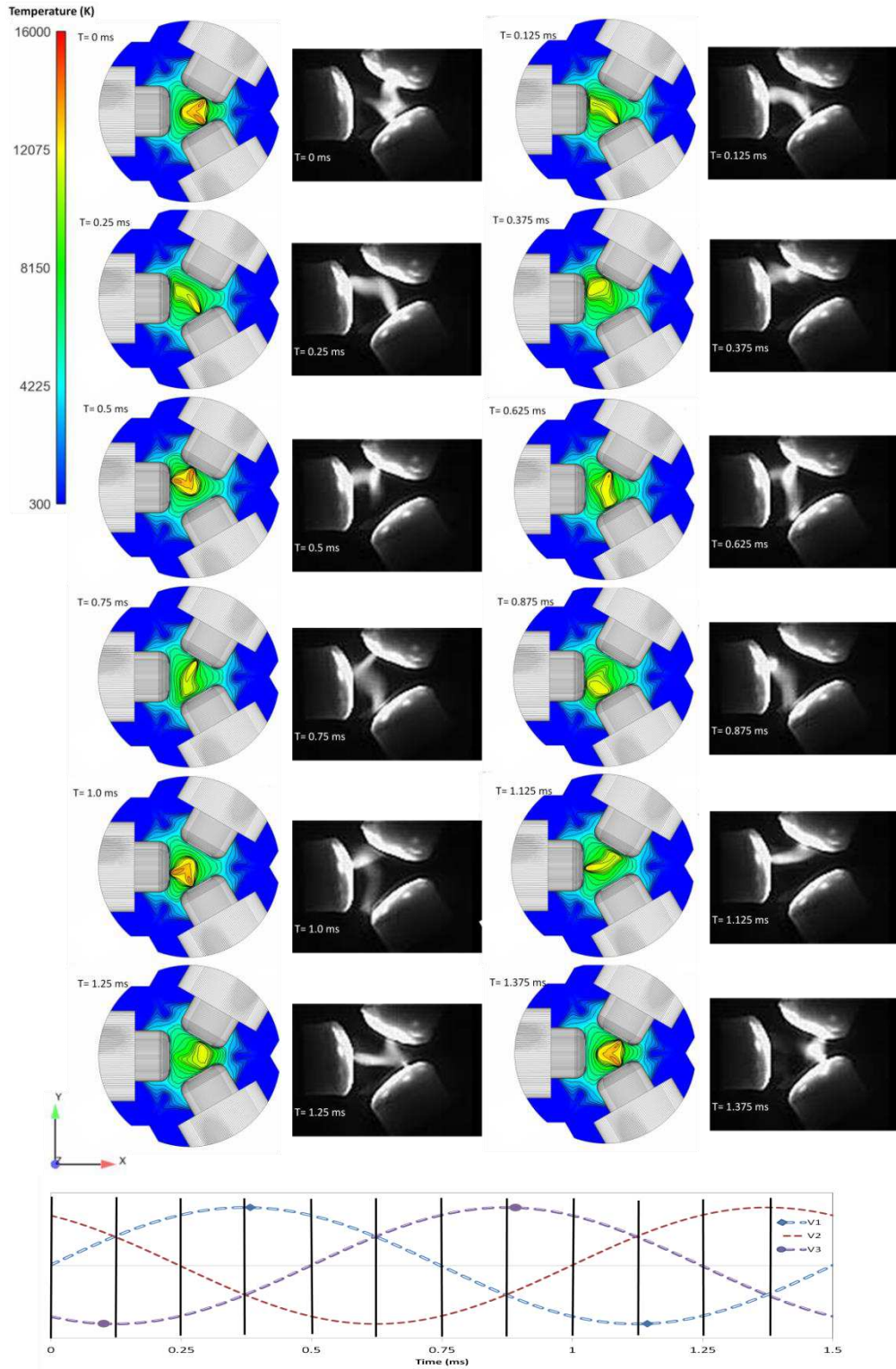


Figure 86 Comparaison des champs de température obtenus avec le modèle MHD dans une section transversale située dans un plan contenant les axes des 3 électrodes (à gauche) avec la séquence des arcs filmée avec la caméra rapide (à droite). Les images sont corrélées avec des tensions théoriques de ligne par des lignes verticales. Pour simplifier la description, les tensions de phase sont représentées avec une forme sinusoïdale alors que la forme est non sinusoïdale dans le dispositif expérimental.

Afin d'estimer le domaine de validité du modèle, la comparaison entre les résultats numériques et le mouvement des arcs obtenus avec la caméra haute vitesse pour différents cas ont été comparés.

V.2 Influence du courant

Les résultats du modèle avec un courant efficace de $100 A_{RMS}$ ont mis en évidence une forme particulière de la décharge triphasée. La position des arcs suit une forme en ‘Y’, ce qui est proche du comportement des arcs observé avec la caméra rapide lorsque le système triphasé est équilibré à $50 A_{RMS}$. Ce comportement a été observé mais non enregistré. La décharge d’arc avec une forme en ‘Y’ montre que pour un courant inférieur à $100 A_{RMS}$, l’interaction des arcs n’a plus une influence significative sur le comportement de la décharge. En outre, avec la modélisation, les résultats obtenus montrent que la position des arcs est située en aval de l’axe de l’électrode, ce qui ne peut être visualisée expérimentalement.

En augmentant le courant efficace à $250 A_{RMS}$, la forme des arcs en ‘V’ est amplifiée. Le modèle MHD reproduit cette tendance comme l’atteste la **Figure 87**. Ce point met en évidence que la vitesse des jets aux électrodes et/ou des forces de Lorentz sont bien simulées par le modèle. En comparant la vitesse de l’arc à $300 A_{RMS}$ avec celle obtenue à $250 A_{RMS}$ par le modèle, la vitesse du pied d’arc est quasiment similaire. Elle a été estimée à environ $50 m.s^{-1}$ avec la caméra rapide et $40 m.s^{-1}$ dans le modèle. En somme, l’augmentation du courant dans le dispositif expérimental augmente la taille des points chauds sur les électrodes (spots) ainsi que la température de l’électrode et les vitesses dans l’arc et des jets aux électrodes.

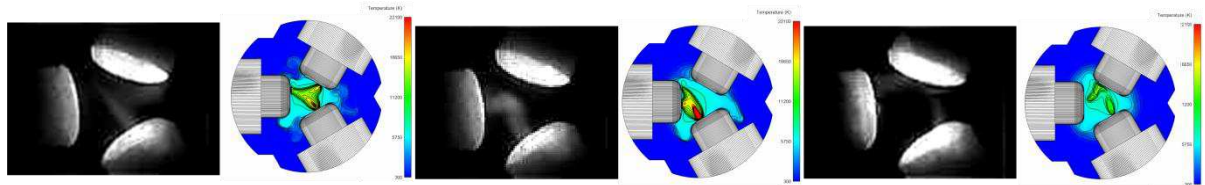


Figure 87 Représentation du champ de température au niveau du centre de l’espace inter-électrodes pour un courant efficace de $50 A_{RMS}$ pendant une période de l’alimentation électrique.

V.3 Influence de l'écartement inter-électrodes

En augmentant l’écartement inter-électrodes de 5,5 mm à 13 mm (voir section II. 2. 1), le modèle MHD reproduit les grandes tendances observées expérimentalement, comme le montre la **Figure 88**. Cependant, l’arc apparaît plus défléchi dans le dispositif expérimental que dans la modélisation. L’influence de la position du pied d’arc contribue à ces différences. Contrairement à la modélisation, le pied d’arc est souvent situé à l’extrémité inférieure ou au niveau de la position d’un point chaud des électrodes. Les jets aux électrodes et les forces de répulsion magnétiques sur la colonne d’arc vont donc avoir tendance à augmenter le mouvement des arcs.

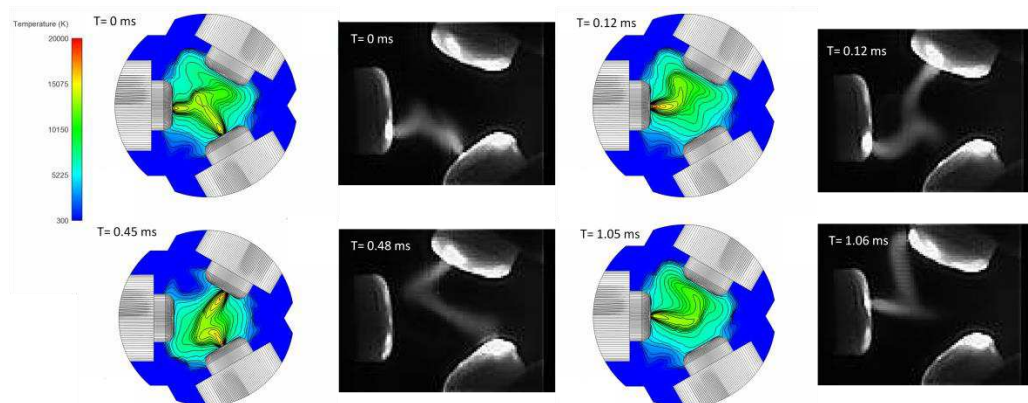


Figure 88 Comparaison du champ de température pour un espace inter-électrodes de 13,5 mm à gauche avec la séquence d’image vidéo pour une distance de 13 mm, à droite.

Pour synthétiser, le modèle MHD reproduit le comportement des arcs obtenu avec la caméra rapide pour les différents cas analysés. A $50 A_{RMS}$, la décharge triphasée avec une forme en ‘Y’ a été mise en évidence. Pour $150 A_{RMS}$, le comportement des arcs est en partie reproduit et en augmentant le courant, la forme de l’arc en ‘V’ est amplifiée et elle est reproduite par le modèle. Concernant l’écartement inter-électrodes, les tendances sur le comportement des arcs sont confirmées par le modèle. Un dernier test a été effectué en augmentant le débit de gaz et en le doublant sur l’injection centrale. Les résultats numériques et expérimentaux montrent peu d’influence sur le comportement des arcs dans les deux cas. Enfin, une température de 4 300 K est imposée sur l’électrode dans le modèle. Il a été montré que cette température de l’électrode a une influence significative sur le comportement des arcs et principalement sur la vitesse dans les jets aux électrodes. En diminuant la température la vitesse de l’arc augmente. La température utilisée de 4 300 K semble donc être cohérente. Néanmoins, de légères différences ont été observées sur la position des pieds d’arcs. Pour améliorer la simulation et tenir compte des points chauds, un modèle des transferts thermiques fluide/solide sur les électrodes doit être développé.

Pour résumer, l’analyse des images montre que les forces issues des jets aux électrodes et les forces de Lorentz ont une forte influence sur le mouvement des arcs. Ces forces sont assez bien reproduites par la modélisation MHD comme le montre la **Figure 89**. La modélisation MHD de la torche triphasée peut donc être utilisée pour l’étude de nouvelles géométries ou d’autres modes de fonctionnement non accessibles expérimentalement (augmentation de la fréquence, du courant, ...)

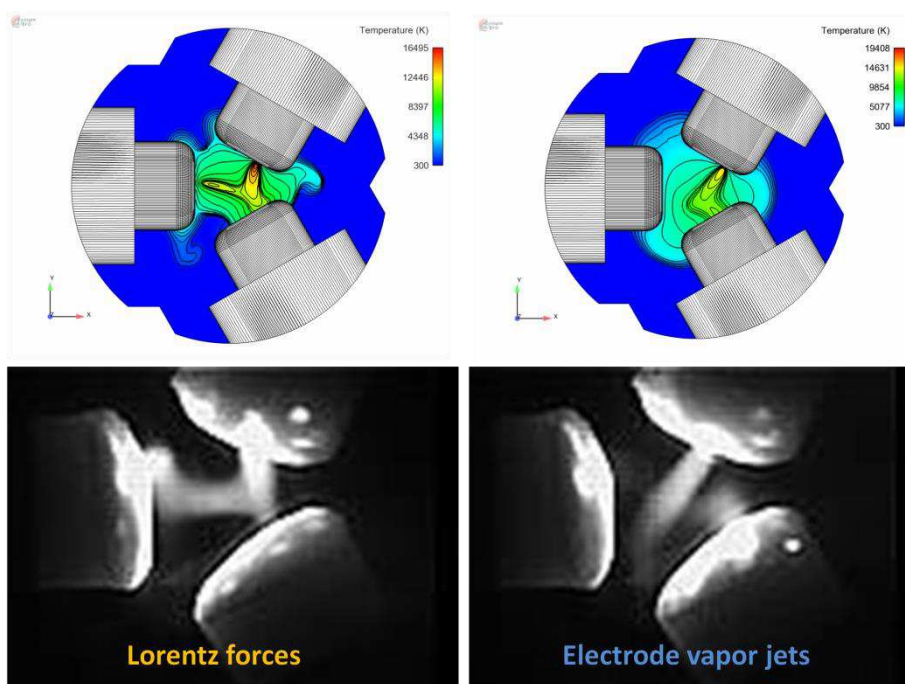


Figure 89 Représentation schématique illustrée par des flèches de l’influence des forces de Lorentz sur le mouvement de l’arc (à gauche) et des jets aux électrodes (à droite).

V.4 Comparaison des signaux électriques

Dans la modélisation MHD, la tension est imposée avec un signal sinusoïdal alors que le signal réel a une forme carrée modifiée qui diffère sensiblement d'un signal sinusoïdal. Les signaux de courant théorique obtenus pour ces deux formes sur les signaux de tension sont comparés sur la **Figure 90**. La forme du signal de courant théorique du signal expérimental est identique à celle de la tension. Avec un signal de tension de phase sinusoïdal et en supposant de faibles amplitudes du signal de tension, les signaux de courant obtenus sont similaires. Les valeurs efficaces de ces signaux peuvent donc être comparées sans tenir compte de l'influence de la forme du signal de tension.

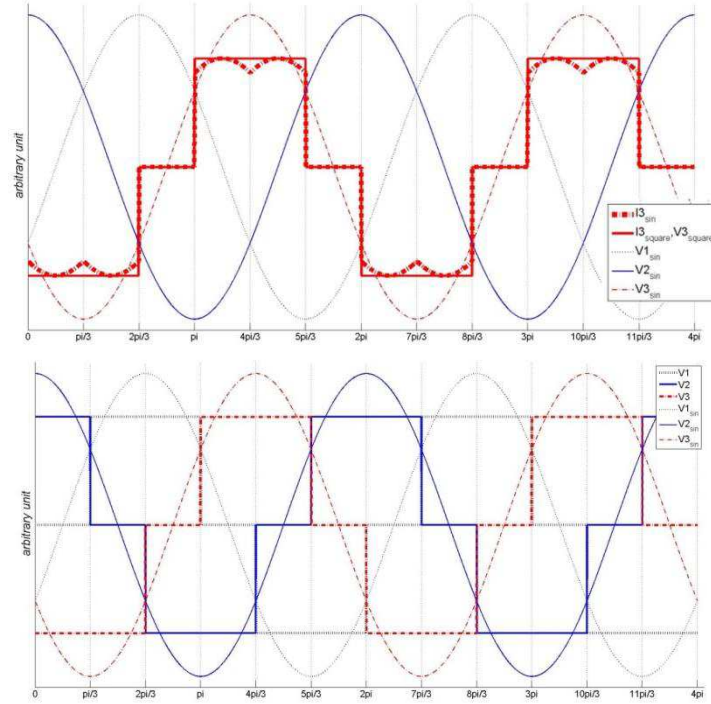


Figure 90 En haut, comparaison du signal théorique de courant avec un signal de tension de phase sinusoïdale et carrée modifiée. En bas, comparaison des formes des signaux de phases sinusoïdaux et carrées modifiées.

La forme du signal de courant obtenue par le modèle sur une phase (c'est à dire la phase numéro 3) a été comparée à des oscillogrammes expérimentaux sur cette même phase (**Figure 91**). Comme indiqué sur cette figure, les formes des signaux ne sont pas parfaitement semblables. Au niveau expérimental, la valeur crête est aux alentours de $200 A_{\text{crête}}$, alors qu'elle est de l'ordre de $200-300 A_{\text{crête}}$ dans le modèle, en partie en raison de la forme des arcs. En effet, comme décrit précédemment, lorsque l'arc a une forme en 'V', le courant augmente alors qu'il diminue lorsque l'arc a une forme en 'T'. Les raisons sont doubles : (i) avant l'amorçage d'un arc, la tension entre les deux électrodes précédentes reliées à l'arc augmente pour maintenir le courant de consigne. Lorsqu'un nouvel arc s'allume, la différence de potentiel électrique est élevée, produisant un courant plus important. (ii) Étant donné qu'une partie des flux de courant passe entre les deux autres électrodes, le courant instantané diffère. Les oscillogrammes du courant montrent que sa valeur ne stagne pas à zéro pendant la durée d'un arc entre l'alternance positive et négative.

Concernant le signal de tension expérimental, la tension efficace est de $35 V_{\text{RMS}}$ et le signal a quasiment une forme carrée. La tension passe brusquement de l'alternance négative à positive et inversement sans stagner par zéro comme c'est le cas pour le courant. Ce point montre que le potentiel des électrodes a toujours une valeur non nulle. Il a également été observé que le retard de phase entre le courant et la tension varie généralement entre $\pi/6$ et $\pi/3$ correspond à un facteur de puissance

compris respectivement entre 0,866 et 0,5. L'origine de ce retard de phase sera discutée dans la section suivante car à la fréquence utilisée (660-680 Hz), les effets inductifs devraient être négligeables.

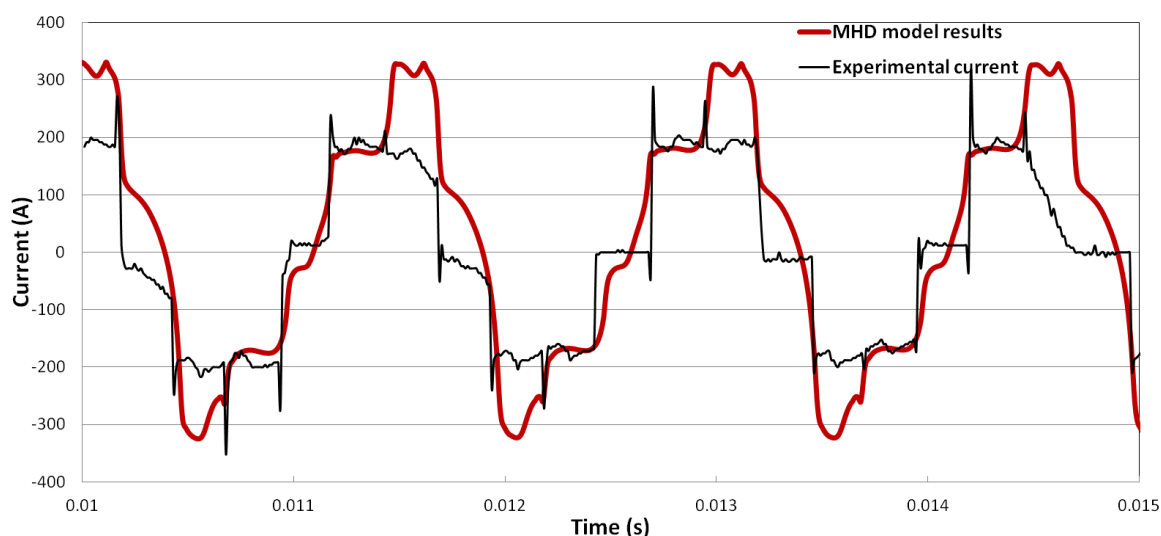


Figure 91 Comparaison du signal de courant obtenu avec le modèle MHD pour un courant crête imposé de $400 A_{crête}$ et le signal obtenu expérimentalement pour un courant de $150 A_{RMS}$.

Sur le dispositif expérimental, la forme du courant est une donnée imposée au modèle et elle ne permet pas de servir de base de comparaison avec les résultats expérimentaux. La tension sur les phases est quant à elle la variable déterminée par le calcul. Celle-ci est obtenue par l'ajustement de la différence de potentiel pour obtenir le courant de consigne. L'influence des paramètres étudiés sur la tension efficace expérimentale n'est pas significative et reste aux alentours de $35 V_{RMS}$ (**Tableau 16**), hormis à $50 A_{RMS}$, où la tension efficace atteint $40-50 V_{RMS}$. En ce qui concerne les formes des signaux numériques, la valeur de la tension efficace est presque d'un tiers de la valeur expérimentale et reste aux alentours de $10 V$, comme également pour un courant efficace inférieur à $100 A_{RMS}$. Toutefois, en augmentant l'écartement inter-électrodes, la tension augmente. Néanmoins, dans le modèle la chute de tension dans la gaine n'est pas prise en compte, car celle-ci est difficile à estimer pour le système plasma triphasé. Cette chute de tension est généralement comprise entre 3 et $10 V$ pour des arcs à fort courant [Saevarsdottir 2002, Lebouvier *et al.* 2012]. Il serait donc intéressant de mettre au point un modèle nLTE à deux températures et un traitement spécifique du transfert thermique sur les électrodes ainsi qu'une zone de gaine sur les électrodes afin d'améliorer le modèle. Le déphasage entre le courant et la tension pourrait aussi expliquer ces écarts. Ainsi, seule la comparaison des puissances utiles a un sens au niveau physique. Néanmoins, la puissance dissipée diffère aussi entre les deux.

Tableau 16 Courant et tension moyens pour les différents cas étudiés.

			Cas a	Cas b	Cas c	Cas d	Cas e
Valeur du courant efficace (A_{RMS})	Exp		$150 A_{RMS}$	$300 A_{RMS}$	$50 A_{RMS}$	$150 A_{RMS}$	$150 A_{RMS}$
	Num		$203 A_{RMS}$	$250 A_{RMS}$	$85 A_{RMS}$	$187 A_{RMS}$	$192 A_{RMS}$
Ecartement inter-électrodes			5,5 mm	5,5 mm	5,5 mm	13 mm	5,5 mm
Débit d'azote ($Nm^3.h^{-1}$)			5	5	5	5	7
Potentiel électrique moyen (V_{RMS})	Exp		35	35	42	37	36
	Num		10	9,6	11	16	9,7
Puissance (kW)	Exp		11-16	22-30	3-9	11-16	11-16
	Num		4,9	5,7	3,0	7,75	4,7

Pour terminer, sur le dispositif expérimental l'érosion de l'extrémité de l'électrode induit progressivement un angle de 10° à 20° avec la composante radiale des électrodes (**Figure 92**). Cette forme pourrait avoir une influence sur le comportement de l'arc. En raison de problèmes géométriques sur la forme du maillage, des électrodes avec une forme conique ont été considérées.

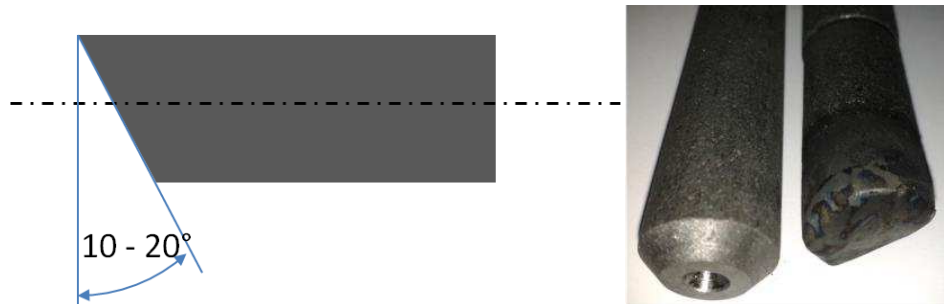


Figure 92 A gauche, forme schématique de la sublimation des électrodes avec un angle de 10 à 20° après un essai sur le système plasma triphasé. A droite forme des électrodes avant et après un essai sur le dispositif.

L'étude du comportement des arcs dans cette configuration a montré que la chaleur transmise par les jets aux électrodes dans la zone inter-électrodes assiste à l'apparition de nouveaux arcs. Avec la forme conique sur les électrodes, les arcs ne sont plus dirigés vers la zone centrale de l'espace inter-électrodes comme indiqué sur la **Figure 93**. L'amorçage des arcs ne suit plus le maximum de la différence de potentiel. Par la rotation du potentiel électrique sur les électrodes, l'arc s'éteint lorsque la différence de potentiel est mineure, proche de zéro. A ce moment, un nouvel arc apparaît avec une autre électrode, ce qui conduit à un retard sur l'allumage des arcs, comme montré sur la Figure 93. Les formes des signaux électriques deviennent proches des oscillogrammes obtenus expérimentalement (**Figure 94**). Le retard de phase modélisé se situe aux alentours de $\pi/3$, proche des résultats expérimentaux alors qu'il était d'environ $\pi/6$ dans les résultats précédents, comme le montre la **Figure 95**.

On peut alors supposer que, dans le dispositif expérimental, les arcs ne suivent pas le maximum de la différence de potentiel. Il se pourrait aussi que les arcs soit soufflés ou de légères différences sur la position du pied d'arc, sur l'extinction de l'arc, ou l'existence d'un spot chaud intensif sur les électrodes, perturbent le système et les arcs peuvent s'amorcer à la périphérie de l'espace inter-électrodes. Cette position va empêcher le transfert de l'enthalpie contenue dans les arcs sur l'électrode inactive et produire ce retard de phase.

Avec des électrodes à extrémités coniques, le retard sur l'amorçage des arcs fait augmenter le potentiel électrique sur les électrodes pour maintenir la tension d'arc lié à la diminution de la différence de potentiel engendrée. La tension de crête est d'environ $40 \text{ V}_{\text{crête}}$, ce qui pourrait expliquer les différences obtenues sur la valeur du potentiel électrique entre les résultats expérimentaux et ceux du modèle MHD.

Toutefois, la valeur de la puissance utile expérimentale est nettement supérieure à celle simulée. Il se pourrait qu'au niveau expérimental, les arcs ont aussi ce mouvement axial que nous n'avons pu visualiser avec la caméra rapide.

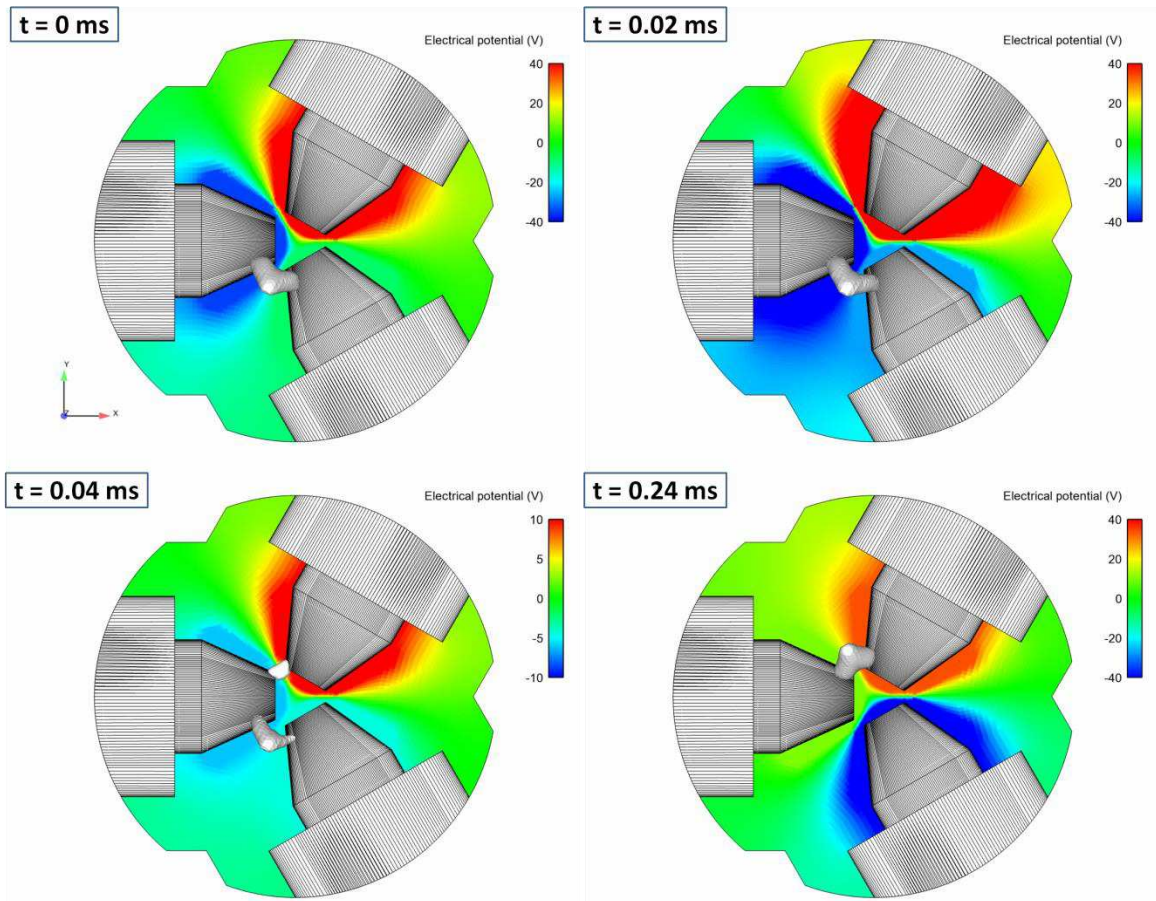


Figure 93 Evolution du champ de potentiel électrique (colorié par la valeur donnée dans la carte de couleur) sur une section au niveau de l'axe des électrodes et comportement des arcs représenté par une isosurface de température à 12 000 K (en blanc) entre trois électrodes à extrémités coniques par une vue de dessous.

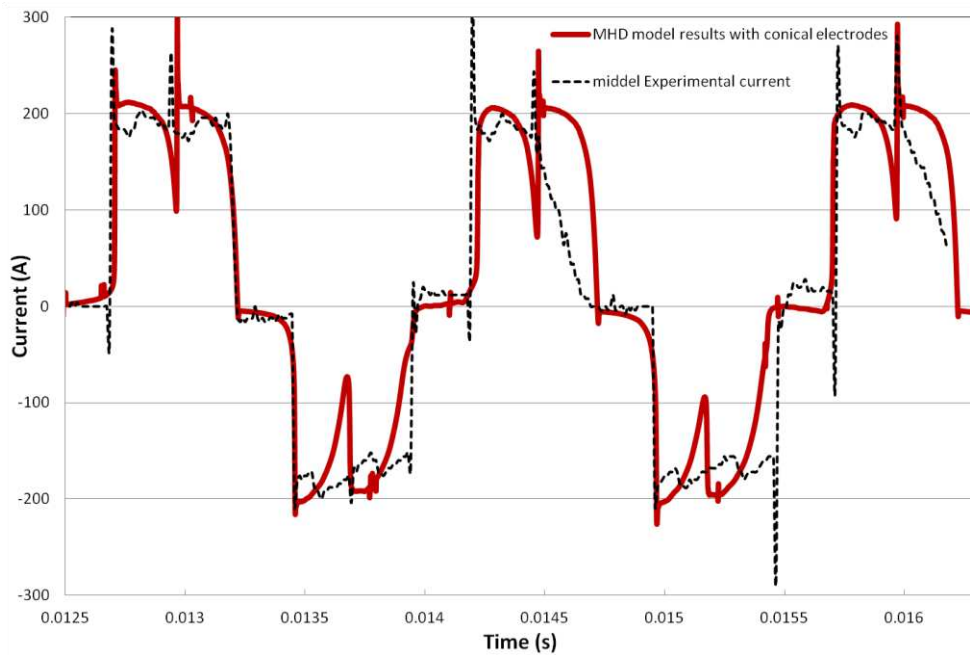


Figure 94 Comparaison des signaux de courant obtenus avec le modèle MHD pour des électrodes à extrémités coniques et ceux obtenus expérimentalement. Le courant modélisé est représenté par une ligne épaisse et le courant expérimental par une ligne fine en pointillée.

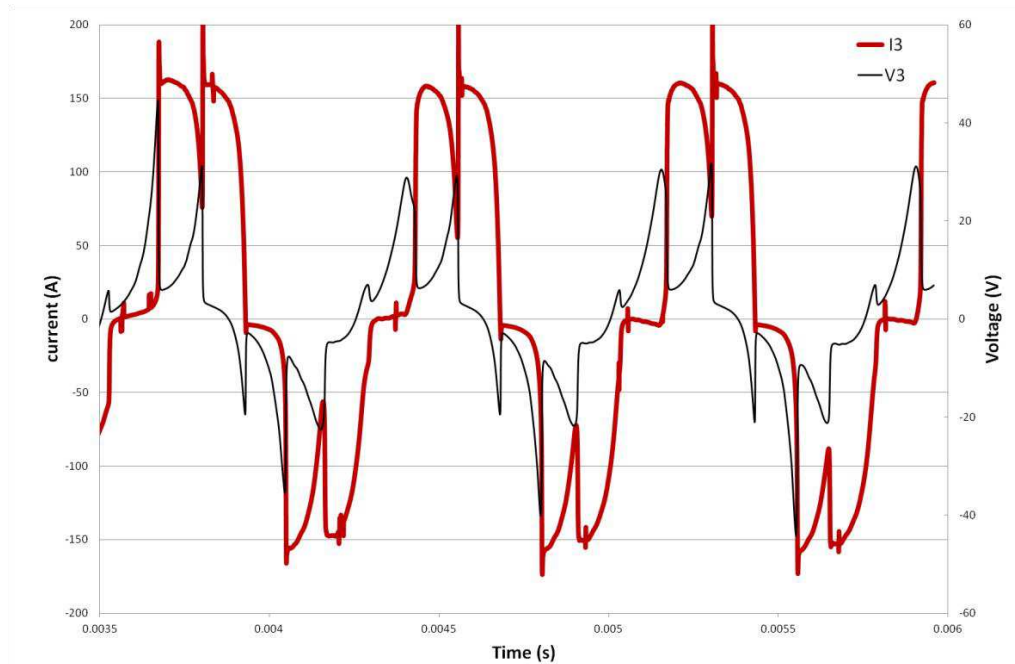


Figure 95 Signaux de courant et de tension obtenus avec des électrodes à extrémités coniques avec un courant efficace de ligne à 150 A_{RMS} . Le courant est représenté par une ligne épaisse et la tension pour une ligne mince.

V.5 Conclusion de l'étude comparative

Dans ce chapitre, la comparaison des résultats expérimentaux et numériques a été présentée. Cette comparaison montre que le comportement des arcs est en bon accord avec les résultats obtenus par le modèle dans le domaine étudié avec un courant efficace de 100-300 A_{RMS} et pour différent espace inter-électrodes. Concernant les formes des signaux électriques, les résultats du modèle MHD reproduisent en partie les oscillogrammes expérimentaux. Cependant, cette étude montre que la forme de l'extrémité des électrodes a une influence certaine sur le comportement des arcs et sur les signaux électriques.

Dans le dispositif expérimental en raison de la sublimation de l'électrode, l'extrémité de l'électrode a un angle radial de 10° à 20°. En modifiant la forme de l'électrode, les signaux électriques deviennent similaires et le retard de phase entre le courant et la tension est reproduit. Ceci montre que ce retard de phase est dû à un retard sur l'apparition des arcs. En effet, les résultats de cette étude confirment l'influence des jets aux électrodes et du transfert thermique produit par les arcs sur le comportement de la décharge d'arcs triphasée. Ce système triphasé est parfois déséquilibré et de légères différences sur la position des pieds d'arcs, sur l'extinction des arcs, ou l'existence d'une tache chaude intensive sur les électrodes, perturbent le système et initient les arcs à la périphérie de l'espace inter-électrodes. L'amorçage de nouveaux arcs sur l'électrode inactive n'est plus lié à l'enthalpie transmise par les jets. Avec la rotation du potentiel électrique entre les 3 électrodes, l'arc s'éteint lorsque la différence de potentiel devient faible et un nouvel arc apparaît entre deux autres électrodes. Ce qui produit un retard sur l'allumage des arcs et augmente le retard de phase et également le potentiel électrique. Néanmoins la puissance utile n'est pas reproduite par le modèle. Il semblerait donc que les arcs ont aussi un mouvement axial qui n'a pu être visualisé avec la caméra rapide.

Pour conclure, les résultats montrent une assez bonne corrélation entre la modélisation MHD et les expériences, à la fois en ce qui concerne le comportement global de l'arc et la forme des signaux électriques en modifiant la géométrie de l'extrémité des électrodes. La sublimation des électrodes a donc une influence significative sur le comportement de la décharge. Il serait donc intéressant de mettre au point un modèle tenant compte de la géométrie réel des électrodes, ainsi qu'un traitement spécifique du transfert thermique sur les électrodes afin d'améliorer ce modèle.

VI Modèle MHD en intégrant les électrodes dans le domaine de calcul

VI. 1 Influence de la géométrie de l'extrémité des électrodes

Comme il a été vu dans le chapitre précédent, en modifiant la forme de l'extrémité de l'électrode les arcs sont courbés et dirigés vers la sortie de la torche. On retrouve ainsi des valeurs de tension de phase et de déphasage entre le courant et la tension proche de celles obtenues expérimentalement. Cependant, en modifiant la forme de l'extrémité des électrodes, l'influence des forces électromagnétiques produites par la courbure des porteurs de charge à l'intérieur des électrodes peut avoir une influence non négligeable au niveau du mouvement des pieds d'arcs. [Chemartin 2008] a développé un modèle en couplant la zone solide des électrodes à la zone fluide permettant d'améliorer la simulation des transferts thermiques entre ces deux milieux et surtout l'influence du courant circulant dans les électrodes sur le comportement des arcs. Il a ainsi amélioré l'approche développée par [Delalondre 1990] et [Douce 1999] qui consistait à coupler des domaines de calcul distincts.

Le modèle a été modifié en tenant compte des électrodes dans le domaine de calcul. La méthodologie mise en œuvre pour intégrer ce domaine solide dans un modèle de mécanique des fluides a été entièrement basée et issue des travaux de [Borel 2013]. Cette étape est non triviale, elle consiste à insérer un terme source de pénalisation dans la zone solide pour annuler la vitesse dans cette zone ou de supprimer la diffusivité sur les facettes matériau/fluide. La reconstruction des gradients à l'interface fluide solide doit aussi être supprimée et la continuité des propriétés thermophysiques est calculée à partir d'interpolations harmoniques.

Pour nos travaux nous avons utilisé son approche en considérant les propriétés du graphite. Ces propriétés sont issues de différentes bases de données. Pour la capacité thermique massique, nous avons pris la relation suivante donnée par la base de données [NIST] :

$$C_p = -1,43668.10^9 T^{-4} + 1,59309.10^7 T^{-3} - 4,34493.10^4 T^{-2} - 9,03725.10^1 T^{-1} \\ + 9,11129.10^{-6} T + 2253,74$$

Et si $C_p < 721 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ on impose $C_p = 721 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Pour la conductivité thermique, nous avons pris la relation suivante :

$$\lambda = 470 - \frac{T}{10} \text{ si } \lambda > 100 \text{ sinon } \lambda = 100$$

Pour la conductivité électrique nous avons considéré une valeur constante à $1.10^5 \Omega.\text{m}^{-1}$, ainsi que pour la masse volumique à 1700 kg.m^{-3} [Coulon *et al.* 1994].

Il est donc question dans cette section d'analyser les résultats avec la zone solide des électrodes dans le domaine de calcul (**Figure 96**), tenant compte des transferts thermiques gaz solide. Cependant, pour parfaitement simuler ces transferts thermiques entre l'arc et l'électrode, il est nécessaire de simuler environ 1 seconde, soit 20 000 itérations. En effet, nous avons déterminé qu'il faut environ 1 s pour qu'un point de l'électrode à 10 mm du pied d'arc soit à 4 300 K, donnant environ 30 jours de calcul. Afin de limiter ce temps de calcul, une partie de la zone chaude pour initier les arcs est imposée sur le bout des électrodes. D'autre part, le courant est maintenant contrôlé dans les électrodes. Pour ne pas imposer une forme sur le signal de courant, on impose la valeur crête sur la somme des courants mesurés dans les 3 électrodes. Ainsi, la valeur crête du courant de ligne est la moitié de celle imposée.

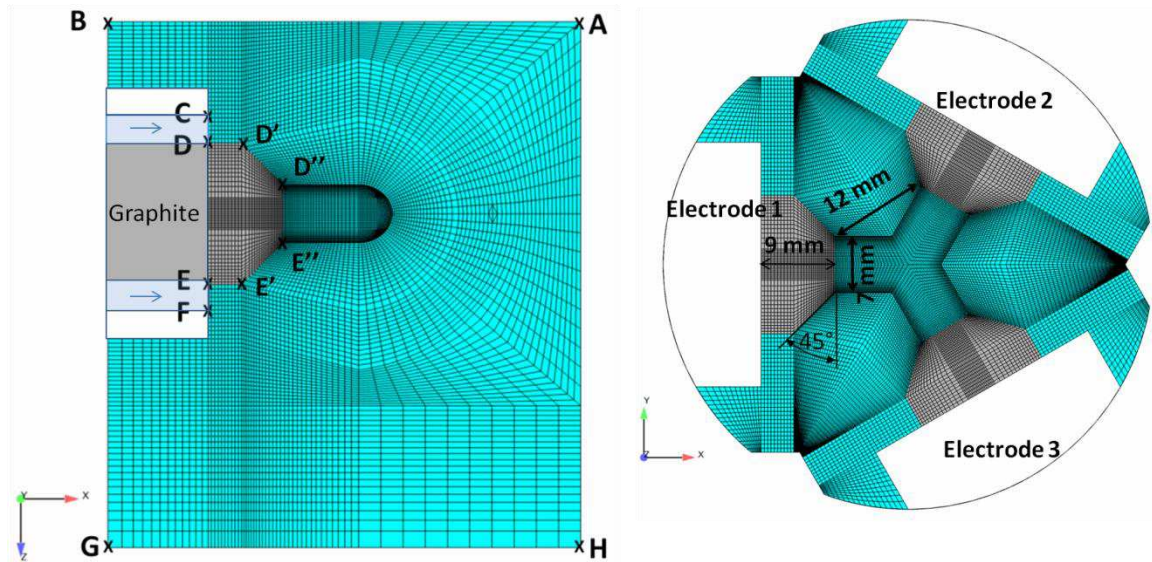


Figure 96 Maillage avec les électrodes dans le domaine de calcul.

Les conditions aux limites correspondant à la zone représentée sur la **Figure 96** sont exposées dans le **Tableau 17**.

Tableau 17 Conditions aux limites

		Vitesse ($m.s^{-1}$)	Température	Φr (V)	P (Pa)	A
AB	Injection centrale	0,01 à 0,43	300 K	$\frac{\partial \phi r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
BC, FG	Parois	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \phi r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
CD; EF	Entrées autour des électrodes	1,0526	300 K	$\frac{\partial \phi r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
DE	Electrodes	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\phi_r \sin(2\pi f t_{refit} - \frac{2k\pi}{3})^*$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
GH	Sortie	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \phi r}{\partial n} = 0$	$1,013 \cdot 10^5$	0

*k désigne le numéro de l'électrode de 0 à 2.

Il ressort des résultats de ce modèle exposés sur la **Figure 97**, que les formes observées expérimentalement ('I', 'V', 'U', 'W', 'S') sont reproduites par ce modèle. La forme des arcs diffère des résultats précédents et elle s'approche manifestement du comportement observé avec la caméra rapide. Dans cette configuration, l'enthalpie transmise par les jets aux électrodes ne semble plus être le mécanisme prépondérant sur l'apparition de nouveaux arcs et la position des arcs reste relativement constante. L'effet de mémoire du milieu joue donc un rôle majeur dans cette configuration. La position des anciens arcs va enduire un canal chaud dans lequel opère la décharge. Le mouvement donné sur la colonne chaude par chaque arc circulant dans celle-ci va donc être cruciale sur le comportement de la décharge. On peut néanmoins observer l'influence des jets aux électrodes sur l'apparition de nouveau pied d'arc dans une nouvelle zone de l'électrode.

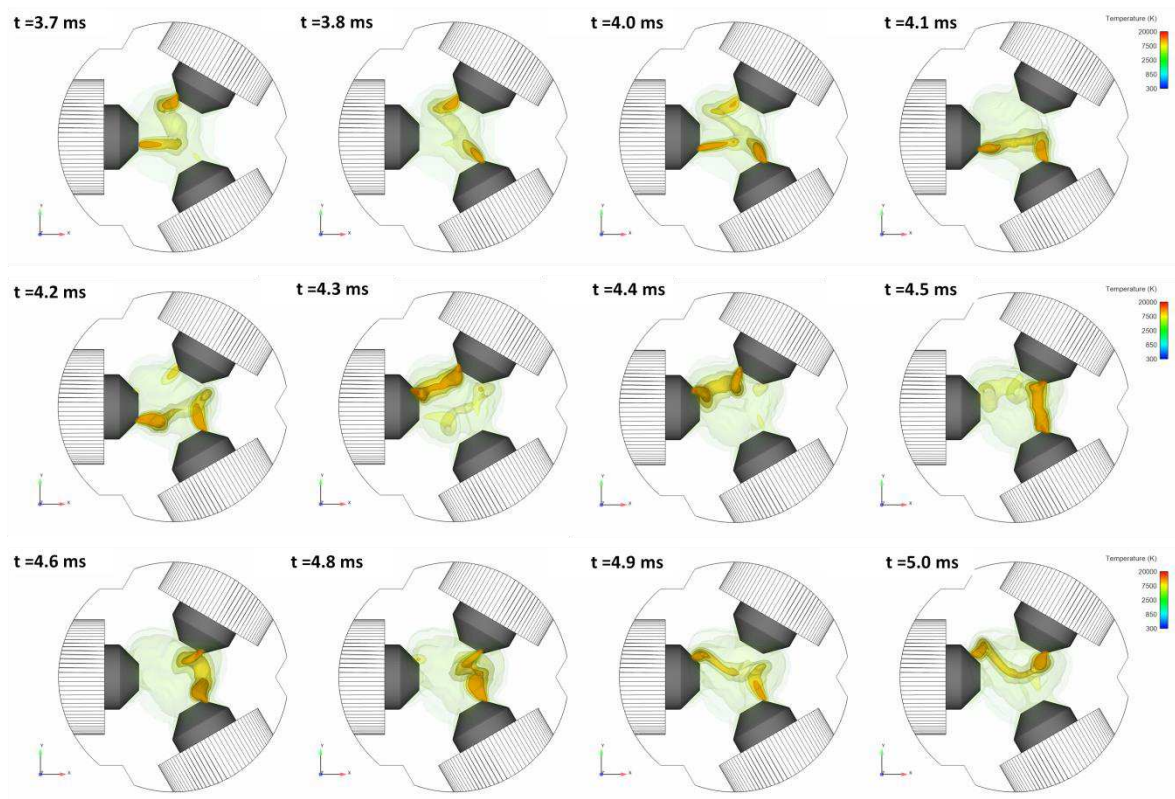


Figure 97 Comportement de l'arc entre les 3 électrodes, en insérant celles-ci dans le domaine de calcul et en modifiant leurs géométries. L'arc et le flux de chaleur sont représentés par des isosurfaces de température à 15 000, 10 000, 7 500, 5 000 et 2 500 K. Les électrodes sont coloriées en noir.

Le mouvement axial des arcs est représenté sur la **Figure 98** par une vue de face de la zone inter-électrodes. Ce mouvement de l'arc explique les formes en 'W' ou en 'S' obtenues expérimentalement. Dans les premiers instants d'existence de l'arc, la colonne n'est pas influencée par les jets aux électrodes. Avec l'expansion des jets, la colonne d'arc va se trouver en arrière de jets et former cette forme en 'W'. Concernant la forme en 'S', la direction des jets étant reliée à la normal de l'extrémité de l'électrode, lorsque l'angle est obtus entre les deux jets, les forces d'attraction les rapprocher. Au contraire lorsqu'il est aigu, la répulsion magnétique les sépare. Le champ magnétique dans les jets est d'un ordre de grandeur supérieur à celui autour de la colonne donc plus influent.

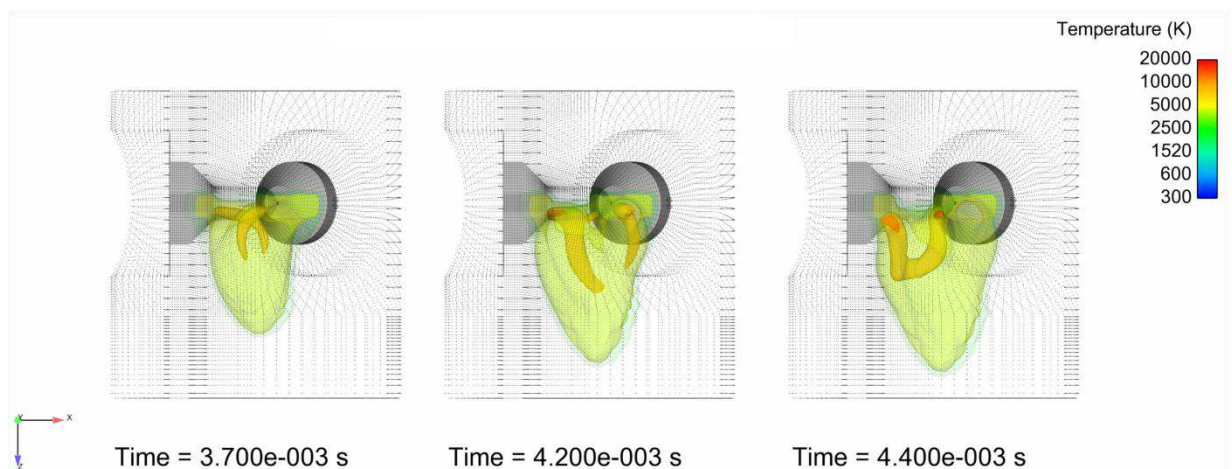


Figure 98 Comportement des arcs entre les 3 électrodes par une vue de face.

Néanmoins, avec ce modèle les résultats montrent que la décharge triphasée est fortement déséquilibrée comme on peut le voir sur la **Figure 99**. Le déséquilibre de la décharge modifie drastiquement les profils de température en sortie. Ainsi, une grande majorité du flux de chaleur est directement expulsé sur les parois. La stabilité de la décharge est donc un point crucial pour avoir un écoulement axisymétrique.

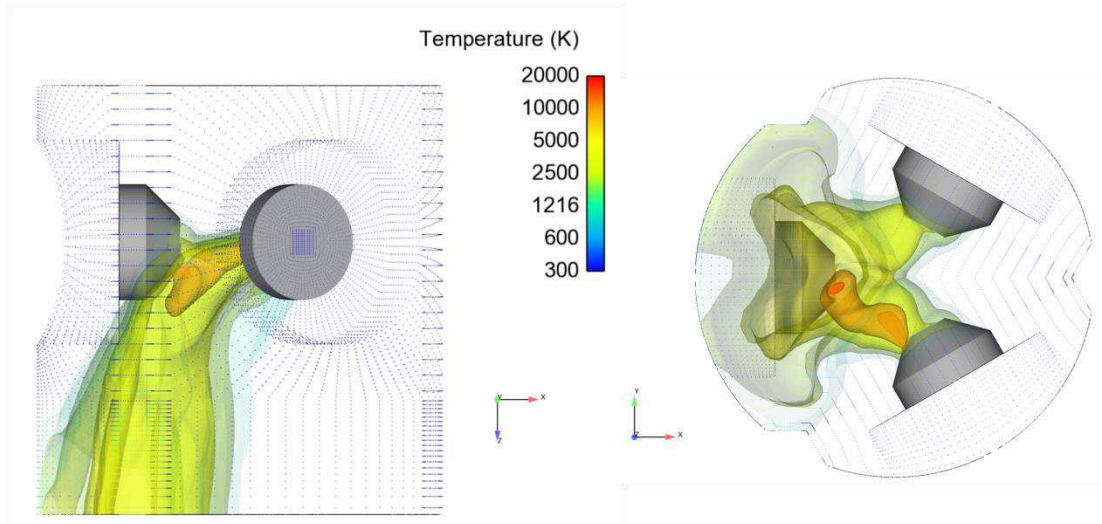


Figure 99 Représentation du flux de température généré par la décharge triphasée par une vue de face et de dessous lorsque celle-ci est déséquilibrée.

En ce qui concerne la tension de ligne obtenue avec ce modèle, celle-ci s'échelonne de 40 $V_{\text{crête}}$ jusqu'à 70 $V_{\text{crête}}$ maximum (**Figure 100** et **Figure 101**). En effet, l'élongation de l'arc accroît sa résistance électrique, augmentant ainsi la différence de potentiel entre les électrodes. Expérimentalement cette tension sur une phase est aux alentours de 35 V_{RMS} à 85 V_{RMS} (**Figure 102**). Les résultats obtenus sont donc relativement proche des valeurs expérimentales. D'autre part, en imposant le courant sur les électrodes, la forme du courant est très proche de celle obtenue expérimentalement. Néanmoins, ces valeurs crêtes ne tiennent pas compte du déphasage. Comme on peut le voir sur les caractéristiques V I , le déphasage produit un cycle d'hystérésis sur les caractéristiques électriques. Celui-ci modifie la valeur de la puissance transmise au fluide. Seule la comparaison des puissances utiles ($P = \sqrt{3}UI \cos \varphi$ ou $P = 3VI \cos \varphi$) a un sens physique et permet de valider le modèle. Au niveau numérique, la puissance est entre 10 à 15 kW en fonction de l'élongation de l'arc (**Figure 100**). Cette dernière valeur est proche des valeurs obtenues expérimentalement entre 12 et 20 kW (**Figure 102**). Ces résultats suggèrent que les arcs ont un mouvement axial qu'on n'a pu observer avec la caméra rapide. Ce modèle est donc le plus représentatif du comportement réel des arcs

En ce qui concerne le déphasage entre le courant et la tension, dans les premières millisecondes le courant I semble être en phase avec la tension V . Avec l'incrément du courant, l'arc se déplace vers la sortie de la torche. Il se produit alors un retard sur l'extinction de l'arc. Le déphasage entre V et I ainsi obtenu est entre $\pi/3$ et $\pi/6$ (**Figure 102**) comme celui obtenu. Cependant, l'inductance du milieu gazeux n'est pas modélisée, elle devrait théoriquement augmenter ce déphasage. Pour un plasma d'azote, l'inductance est faible et donnerait un déphasage supplémentaire de $\pi/15$ [Fabry 1999].

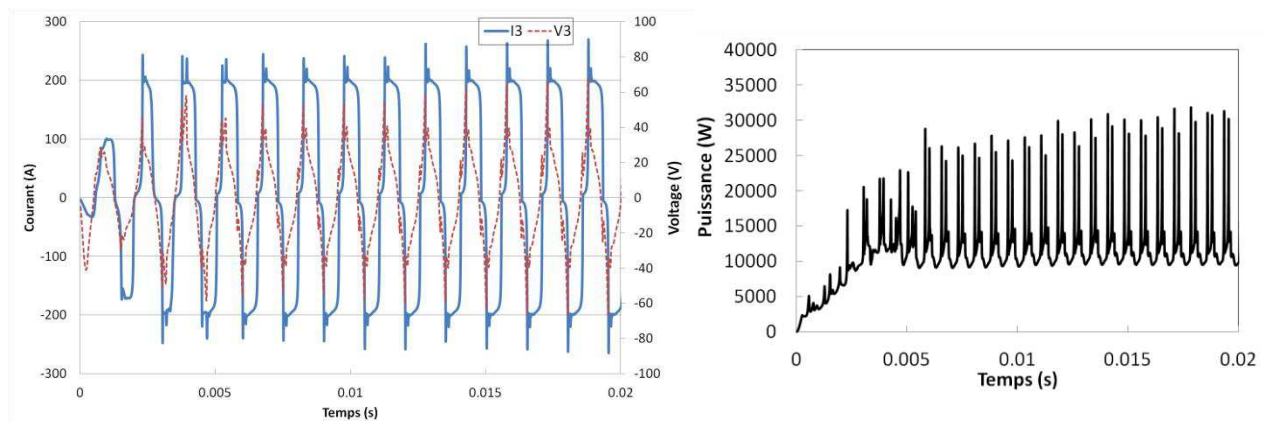


Figure 100 Forme des signaux électriques à gauche en fonction du temps sur la phase 3 et puissance dissipée à droite obtenus avec le modèle.

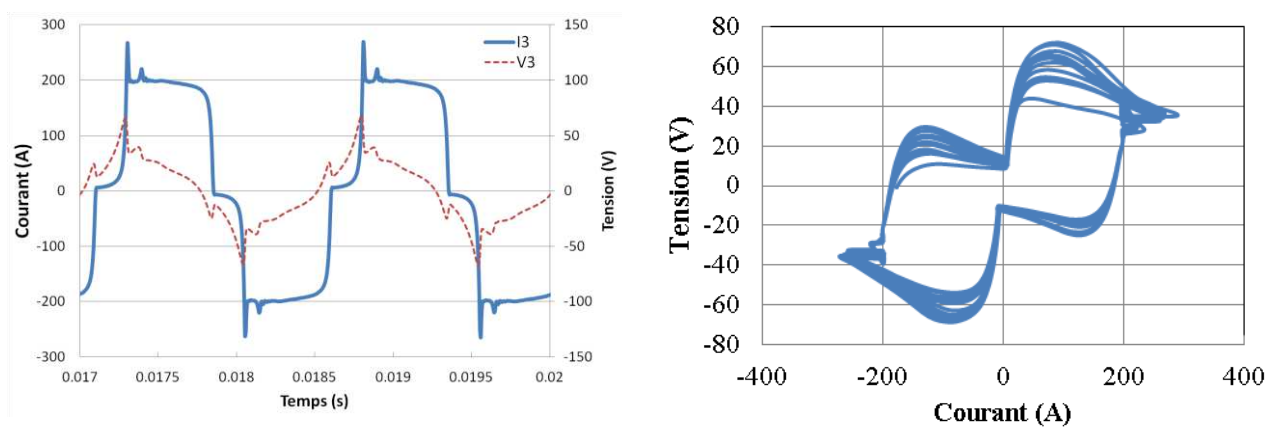


Figure 101 Evolution des signaux de courant et de tension (I et U) sur la phase 3 sur une période et demi et caractéristiques U, I représentées sur la figure de droite.

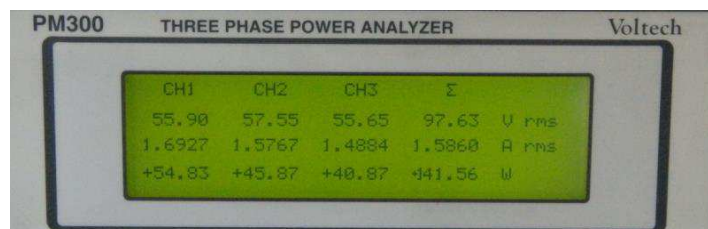


Figure 102 Mesures électriques expérimentales de la torche triphasée pour un débit total de 5 Nm³/h d'azote, les trois colonnes de gauche sont respectivement la tension simple sur chacune des phases (V), le courant (I)x100 et la puissance(W)x100 et sur la 4^{ème} colonne la tension composée (U), le courant (I)x100 et la puissance utilise (W)x100.

D'autres essais ont été menés en diminuant la fréquence à 50 Hz, donnant un système déséquilibré avec uniquement un arc. Un dernier essai a été mené en doublant le diamètre de la zone d'arc ($\varnothing = 120$ mm). L'écart minimal entre les électrodes est maintenant de 61,5 mm (**Figure 103**), avec le bout des électrodes à 37 mm de l'axe. Les résultats obtenus montrent que l'interaction des jets aux électrodes n'a plus d'influence sur le comportement de la décharge. Ainsi, la décharge devient équilibrée et on retrouve une décharge avec une forme en 'Y'. Celle-ci a déjà été obtenue avec le modèle en diminuant le courant ou en augmentant la fréquence mais avec des électrodes de forme cylindrique. Ainsi, cette configuration semble être la solution pour stabiliser la décharge. L'inconvénient provient du fait que pour initier la décharge, les électrodes doivent être en contact. En écartant les électrodes, le système va plus vraisemblablement être déséquilibré avant d'arriver à la configuration voulue. Une

solution serait d'installer un autre système plasma en amont pour que cette configuration fonctionne comme le dispositif envisagé par [Bonet *et al* 1970]. Il est important de noter que l'augmentation de l'espace inter-électrodes ne semble pas modifier significativement la puissance dissipée dans le système. Ainsi, celle ci est de l'ordre de 20 kW dans ce cas, avec une tension de phase aux alentours de 60 V_{RMS}.

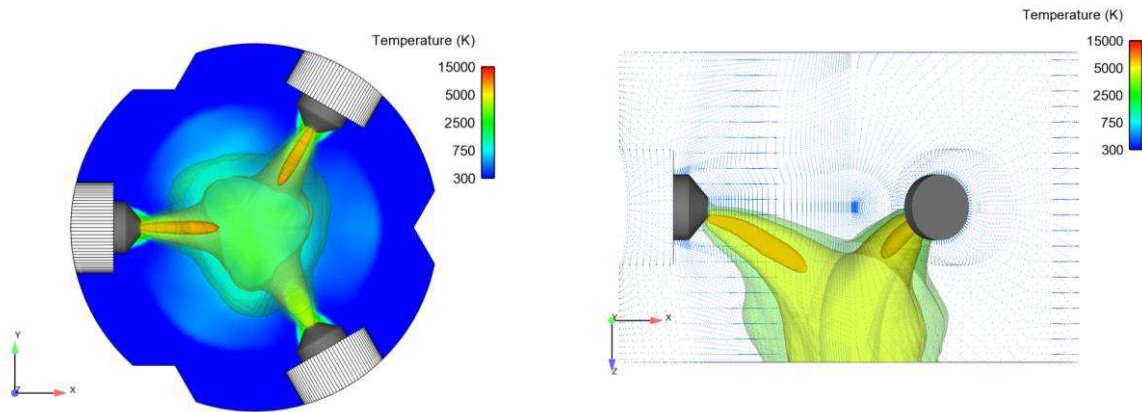


Figure 103 Résultats obtenus en doublant le diamètre interne de la troche plasma triphasée avec des électrodes espacées de 61,5 mm minimum.

Les résultats obtenus avec ce modèle, en modifiant la forme de l'extrémité des électrodes et en les considérant dans le domaine de calcul, ont montré que les arcs ont un mouvement suivant l'axe du domaine de calcul. Ce mouvement est principalement généré par la forme de l'extrémité de l'électrode et non par l'influence des électrodes dans le domaine de calcul. Par ce mouvement axial, les valeurs de la puissance et des tensions de phase obtenues se rapprochent de celles obtenues expérimentalement. Il semblerait donc qu'au niveau expérimental, les arcs ont un mouvement suivant l'axe du système qui n'a pu être observé avec la caméra rapide. Ainsi, la forme de l'extrémité des électrodes permet d'augmenter l'élongation de l'arc et ainsi la puissance transmise au fluide. En modifiant l'angle de convergence des électrodes (électrodes non coplanaires), la puissance transmise au fluide devrait augmenter. L'influence de l'angle sur le comportement des arcs est analysée dans le chapitre suivant.

D'autre part, ces résultats ont aussi permis de mettre en évidence la morphologie de l'écoulement lorsque la décharge est déstabilisée. L'écoulement n'est plus axisymétrique et est en majeure partie dirigé vers les parois, ce qui augmente les pertes thermiques.

VI. 2 Influence de la configuration des électrodes, modèle MHD de la configuration angulaire

Afin de caractériser l'influence de la configuration des électrodes, les résultats d'un modèle MHD avec des électrodes parallèles ont été comparés aux résultats précédents avec des électrodes coplanaires (180°). Des études proches pour des torches jumelles en courant continu ont déjà été menées. [Tang *et al.* 2010] ont montré que pour un angle de convergence faible entre les électrodes, la force de répulsion entre les deux colonnes d'arc avec un est si forte que la forme et la taille de la zone de couplage présente des fluctuations rapides. Lorsque l'angle augmente, les forces répulsives tendent à s'affaiblir et la zone de couplage devient plus stable. Des vidéos à haute vitesse obtenues pour un système à une échelle industrielle ont montré que le corps principal de la zone de couplage, avec un angle de 110° , reste à peu près dans un espace stable

L'influence de l'angle entre les électrodes dans les torches jumelles a également été étudiée par [Megy *et al.* 1995]. Leurs résultats exposés sur la **Figure 104** pour une distance entre les électrodes en cuivre et tungstène de 76 mm dans l'argon montrent que l'augmentation de l'angle entre les électrodes augmente drastiquement la tension. Ainsi, pour une même valeur du courant imposée, en modifiant l'angle de convergence des électrodes la puissance devrait fortement augmenter. Il est communément admis que la valeur du courant a une influence non négligeable sur l'érosion des électrodes. Ainsi, en diminuant le courant, l'érosion produit par les phénomènes physiques devrait être limitée. Il reste donc crucial d'étudier l'influence de cet angle de convergence dans le système plasma triphasé pour augmenter la puissance tout en limitant le courant.

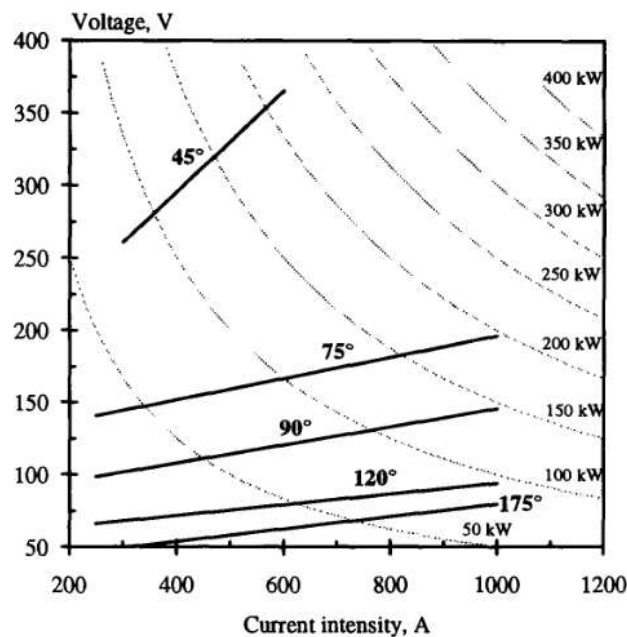


Figure 104 Caractéristiques courant tension dans une torche jumelle avec un arc transféré pour différents angles α entre les électrodes pour une distance entre les électrodes en cuivre et tungstène de 76 mm dans l'argon [Megy *et al.* 1995].

VI.2.1 Grille de calcul et conditions aux limites

Par des ajustements du domaine de calcul, une zone adaptée à l'évolution des arcs a été considérée en doublant la section interne de la torche ($\varnothing$ 120 mm) (**Figure 105**). Le maillage est hexaédrique et non uniforme. Il comporte environ 800 000 cellules et il est affiné au voisinage des électrodes.

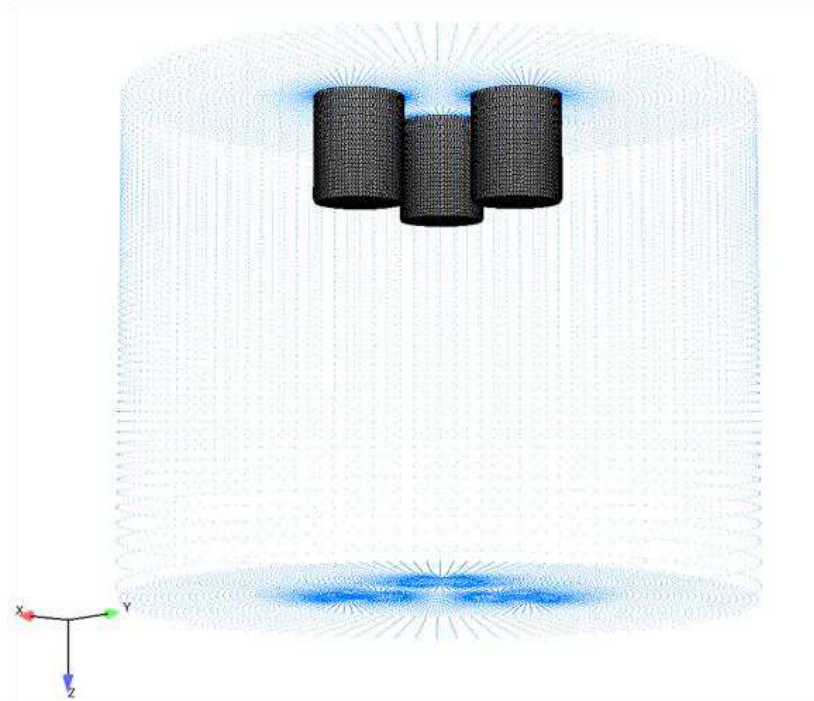
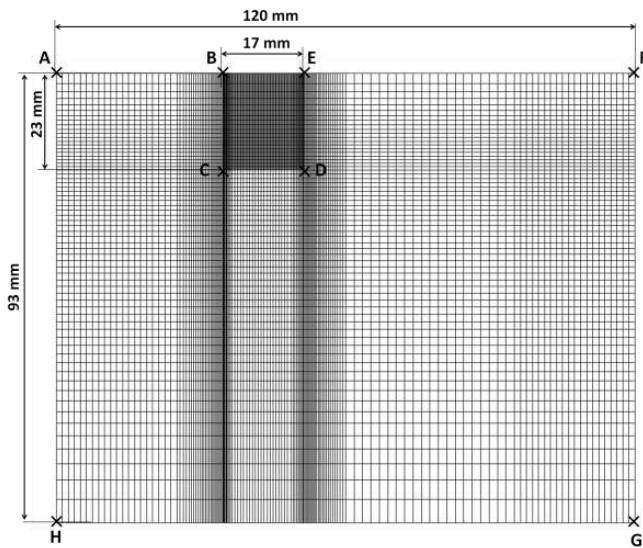


Figure 105 *Domaine de calcul utilisé pour des électrodes parallèles.*

Les conditions aux limites sont détaillées et exposées sur une vue en coupe transversale sur la **Figure 106**. Les conditions aux limites peuvent être séparées en trois catégories distinctes : (1) les conditions hydrodynamiques, (2) les conditions thermiques et (3) les conditions électromagnétiques. Concernant les conditions hydrodynamiques, l'injection centrale de gaz de plasma est située dans les zones AB et EF. La vitesse est de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui donne un débit de $4 \text{ Nm}^3.\text{h}^{-1}$. La sortie du gaz se fait dans la zone GH. Pour les conditions thermiques sur les parois dans les zones AH et IG, ces zones sont dans un premier temps considérées adiabatiques au vu des incertitudes sur la conductivité thermique des parois.

Pour les conditions thermiques et électromagnétiques à imposer sur les électrodes, les hypothèses sur un profil de densité de courant, de potentiel vecteur et de température ne sont pas adaptées pour bien simuler le comportement de l'arc dans ce système. En effet, la position des pieds d'arc va modifier la distribution et l'évolution spatiale de ces grandeurs. Pour s'affranchir de ces calculs délicats, les électrodes sont intégrées dans le domaine de calcul (zone BCDE). L'objectif est donc de finement caractériser les interactions magnétiques entre les 3 électrodes et les arcs. Concernant les conditions électromagnétiques, le potentiel électrique est imposé sur chaque électrode avec une forme sinusoïdale de fréquence 680 Hz. Cette forme du potentiel électrique est déphasée de $2\pi/3$ entre les trois électrodes et il est ajusté par le modèle à l'aide d'une variable nommée ϕ_r afin de contrôler le courant mesuré.



		Vitesse (m.s ⁻¹)	Température (K)	Φ_r (V)	P (Pa)	A
AB, EF	Entrée	0,01	300	$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
AH, FG	Parois	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
DE	Condition sur les électrodes	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\phi_r \sin(2\pi f t_{ref} it - \frac{2k\pi}{3}) *$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial n} = 0$
GH	Sortie	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial \phi_r}{\partial n} = 0$	$1,013 \cdot 10^5$	0
BCDE	Electrode	-	-	-	-	-

Figure 106 Maillage de la grille de calcul exposé sur une coupe transversale montrant une électrode et conditions aux limites appliquées sur cette partie du domaine de calcul, avec f , t_{ref} et it respectivement la fréquence, le pas de temps du modèle et le nombre d'itération.

Un pas de temps de 2 ms a été utilisé dans ce modèle pour améliorer la convergence des calculs. Au niveau des temps de calcul, une itération prend environ 1 min 20 s. Pour simuler une période (1,5 ms), 750 itérations sont nécessaires soit environ 16 h de calcul. Pour amorcer les premiers arcs à l'initialisation, une zone chaude à 6 000 K est insérée entre les trois électrodes. Le courant crête est incrémenté de 5 à 400 A_{crête} durant une moitié de période (0,75 ms). Une valeur constante du courant sur la somme des courants mesurés sur les trois plans entre les 3 électrodes est imposée. Comme nous l'avons vu précédemment, dans le cas d'un retard de phase entre le courant et la tension ou d'un défaut d'arc, cette méthode donne plus de degrés de liberté au modèle que d'imposer une forme sur le signal de courant.

VI.2.2 Résultats du modèle avec les électrodes parallèles

Le modèle MHD a été mis en œuvre avec succès et simule automatiquement l'allumage, l'extinction et le mouvement des arcs autour des trois électrodes. L'arc tourne en passant d'une paire d'électrodes à une autre, trois fois par période, donc avec une fréquence qui est le double de celle de l'alimentation électrique. Les résultats montrent néanmoins un comportement différent des arcs que dans les cas analysés précédemment (**Figure 107**). Dans ce cas, les arcs sont dirigés vers la sortie de l'écoulement et sont en dehors de l'espace inter-électrodes. L'allongement des arcs est donc nettement plus important que dans le cas coplanaire. Ainsi, le mouvement des arcs est fortement influencé par (i) les forces hydrodynamiques des jets aux électrodes en périphérie des électrodes et (ii) par les forces magnétiques (forces de Lorentz) dans la colonne d'arc qui relie les deux jets. On observe par ailleurs que plusieurs arcs peuvent subsister en même temps.

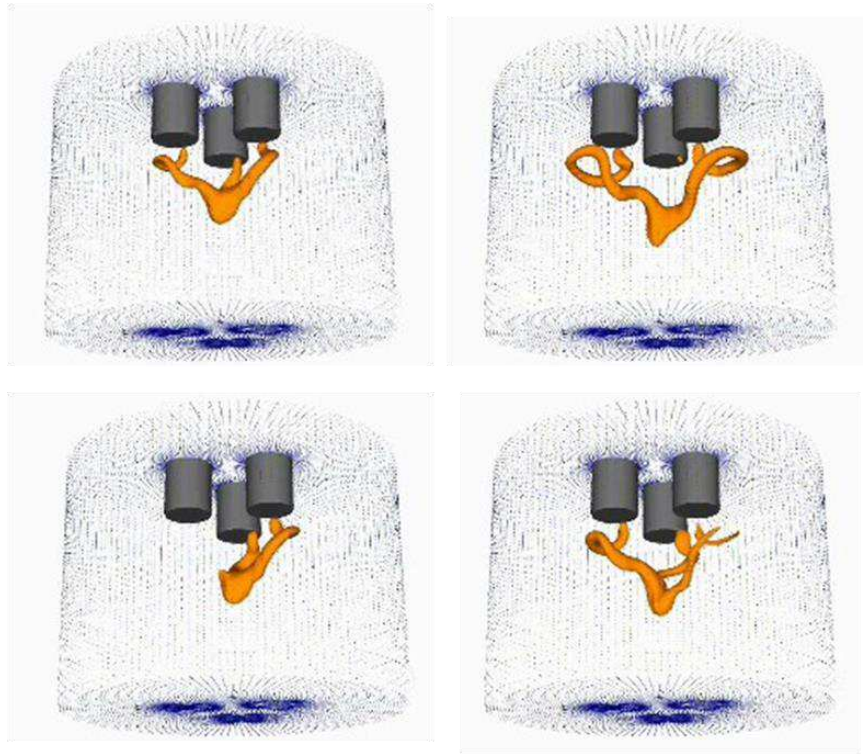


Figure 107 Arcs représentés par une isosurface de température à 10 00 K (en orange) obtenus avec la configuration avec des électrodes parallèles

Afin de déterminer la validité de ce modèle, des comparaisons du comportement des arcs obtenu avec la modélisation et le comportement de l'arc observé à la caméra rapide ont été effectuées. L'analyse expérimentale a été réalisée à l'aide de la caméra vidéo iSpeed Olympus FS à haute vitesse. La vitesse d'acquisition est maintenant de 50 000 images par seconde et 20 μ s de temps d'exposition afin d'augmenter la résolution de l'image vu que le déplacement des arcs se fait sur une plus grande distance. La résolution est maintenant de 180x132 pixels sur les images brutes enregistrées avec la caméra. Cette caméra est située à une distance optique d'environ 2 m de l'axe des électrodes. Des expériences ont été réalisées pour un courant efficace de ligne entre 150 à 200 A et un débit d'azote de 3,82 Nm³.h⁻¹. Plusieurs filtres optiques ont été utilisés afin d'ajuster la luminosité de l'image.

Les séquences vidéo obtenues avec la caméra à haute vitesse montrent que la décharge triphasée est fortement erratique (**Figure 108**). Visuellement, on observe la normale à la surface des pieds d'arcs dans cette configuration donnant des électrodes plus émissives que les études précédentes. Les arcs sortent de l'espace inter-électrodes sur une distance radiale d'environ 25 mm. La formation de 6 arcs par période est en partie vérifiée bien que le système soit parfois déséquilibré.

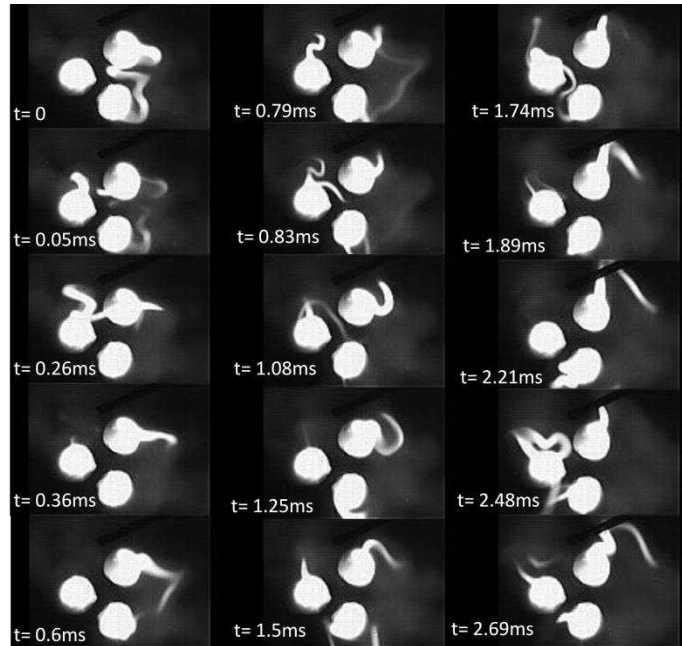


Figure 108 Images extraites de séquences de film à 50 000 images par secondes sur plus d'une période de la tension sur une phase (1,5 ms) pour la configuration avec des électrodes inclinées de 15° par rapport à l'axe du réacteur.

Les résultats du modèle mettent en évidence ce comportement. Le domaine de calcul de ce modèle se réfère néanmoins à une géométrie légèrement différente de celle expérimentale avec des électrodes convergentes d'un angle de 20° avec l'axe central de la torche. En raison de problème sur le maillage de cette configuration des électrodes, nous avons considéré trois électrodes parallèles (**Figure 105**). Nous supposons que cette modification n'a pas une influence significative sur le comportement de la décharge d'arc. Cependant, le comportement chaotique de la décharge ne peut pas être entièrement reproduit par la simulation. Celui-ci est néanmoins en partie simulé et a donc été analysé. De plus, le mouvement des arcs observés avec la caméra rapide se fait par une vue de dessous de l'espace inter-électrodes. Les résultats numériques montrent des formes similaires des arcs mais avec une vue en 3D dans toutes les directions de l'espace.

La comparaison des résultats obtenus avec la caméra à haute vitesse et les résultats obtenus avec le modèle MHD est exposée sur la **Figure 109**. Cette figure montre la décomposition des arcs dans une vue en projection de l'espace inter-électrodes. Les images ont été corrélées avec les résultats numériques. Ces résultats numériques ont été obtenus avec une forme sinusoïdale sur la tension et un courant crête imposé à $400 A_{\text{crête}}$, ce qui donne une valeur efficace du courant aux alentours de $200 A_{\text{RMS}}$. Dans le dispositif expérimental, le courant efficace est autour de $150\text{--}200 A_{\text{RMS}}$ et la forme du signal de tension est alternative et continue par morceaux (signal de sortie d'un redresseur hacheur redresseur triphasé). Comme démontré précédemment, la forme du signal de tension n'a pas une influence significative sur la forme du courant.

Pour rappel afin d'initialiser la simulation, une zone chaude à $6\,000\text{ K}$ est insérée entre les trois électrodes et le courant crête est incrémenté pendant $0,75\text{ ms}$ de 5 à $400 A_{\text{crête}}$. Avec l'augmentation du courant imposé, la zone chaude se déplace vers la sortie de la torche. En effet, la vitesse de la zone chaude est plus rapide que la vitesse de l'écoulement du gaz environnant. La température dans cette zone chaude reste au-dessus de $5\,000\text{ K}$, ce qui est une zone privilégiée pour la décharge d'arc. Une fois que les pieds d'arc et la zone chaude atteignent le bout des électrodes, la courbure des arcs augmente. Cette courbure est en partie provoquée par la direction des jets aux électrodes. Ceux-ci vont suivre la direction normale au bout de l'électrode. La répulsion magnétique entre les jets aux

électrodes va aussi contribuer à écarter les pieds d'arc. Ce comportement particulier des arcs a déjà été suggéré et estimé par Ravary et al. L'interaction des 3 courants circulant dans les électrodes et dans les arcs induit une répulsion magnétique avec une rotation des pieds d'arc menant à un mouvement global centrifuge de l'arc (**Figure 112**). En outre, ce mouvement global de l'arc avec une direction centrifuge a également été suggéré et estimé dans d'autres études pour les fours à arcs électriques [Bermudez et al. 1999, Larsen 1996]. Bien que les arcs de la torche plasma triphasée ne soient pas transférés sur une zone mise au neutre, ce système a quelques similitudes avec ces fours à arcs.

Ainsi, l'arc va avoir un mouvement centrifuge à l'espace inter-électrodes, comme indiqué sur la **Figure 109** à $t = 1,46$ ms. Cette forme des arcs est atteinte à environ 1-1,5 ms, ce qui correspond à la fin de l'incrément du courant ou une période. La forme des arcs est donc principalement influencée par l'équilibre des forces magnétiques autour des colonnes d'arc plutôt que par les forces aérodynamiques des gaz plasma. Les arcs sont ensuite, à $t = 1,98$ ms, caractérisés par une forme particulière en 'U' avec deux jets de vapeur aux électrodes. Le débit massique émanant de chaque jet est dirigé suivant la sortie et suivant la normale de la surface de l'extrémité de son électrode associée. Avec l'élongation de la colonne d'arc, la tension de phase augmente. Le gradient du potentiel électrique entre les deux jets va augmenter, amorçant ainsi une nouvelle colonne d'arc entre ces deux jets, ce qui diminue la tension de phase, comme illustré à $t = 2,02$ ms et sur la **Figure 110**.

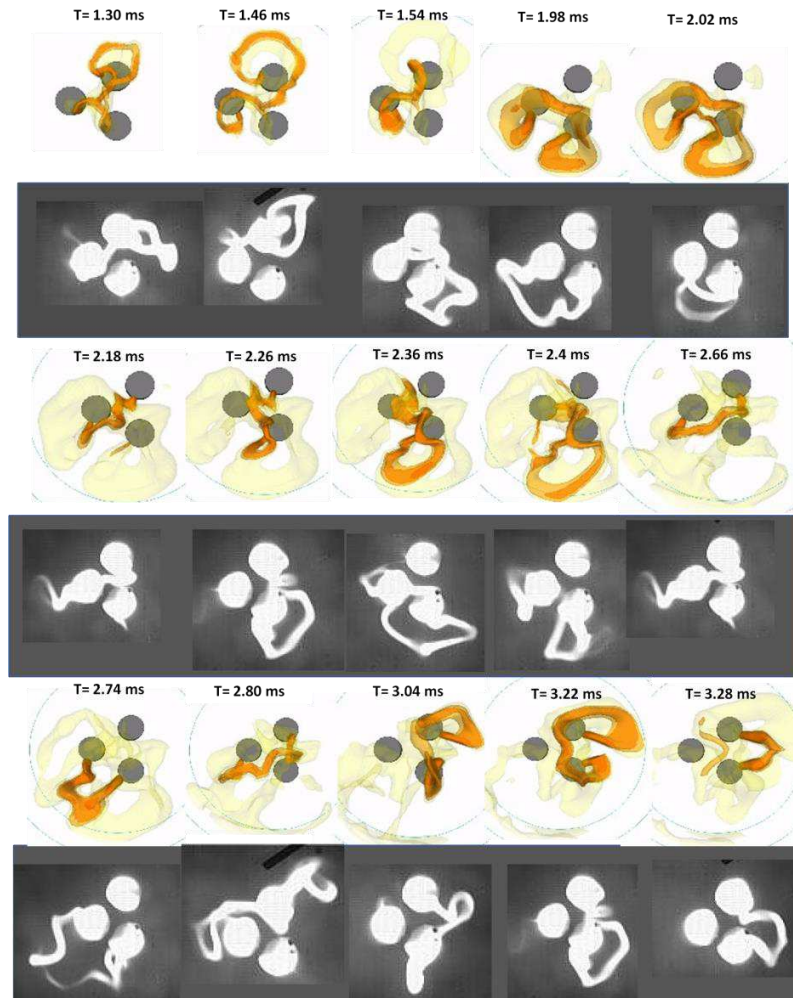


Figure 109 Comparaison des formes d'arc, affiché par une isosurface de température de 10 000 K et les canaux chauds sont affichés par une isosurface de température à 5 000 K, avec la séquence vidéo des arcs obtenue avec la caméra rapide par une vue de dessous de l'espace inter-électrodes à 200A RMS.

Avec la rotation du champ électrique entre les 3 électrodes, la tension de ligne augmente afin de maintenir l'arc. Le gradient du potentiel électrique avec l'électrode inactive va ainsi augmenter. Un nouvel arc s'amorce dans un canal chaud, lié à la position d'un ancien arc. Dans ce canal chaud, la conductivité électrique est plus importante donnant un gradient du potentiel électrique plus élevé. Par une vue de face de l'arc montré sur la **Figure 110**, une partie de l'ancienne colonne d'arc s'éteint et la décharge d'arc reste majoritairement dans l'autre partie de cette colonne. Par la suite, une partie de la colonne d'arc traverse un ancien canal chaud et les arcs s'amorcent sur ce canal. Donc, le mouvement de l'arc autour de l'électrode à vide améliore la décharge d'arc triphasée. La position des nouveaux pieds d'arc modifie la forme des arcs. Différentes formes ont ainsi été observées, comme le montre la **Figure 109** et par une vue de face sur la **Figure 110**. Ces formes modifient la position des canaux chauds qui contribue à produire ces formes erratiques des arcs.

La tension sur chaque phase est représentée sur la **Figure 110** par des couleurs liées à l'échelle de couleur des tensions. Des différences de phase entre le courant et la tension de ligne sont observées. Bien que la séquence exposée ne soit pas réellement représentative de l'intégrité de la décharge. Ce retard sur l'amorçage des arcs fait que l'arc ne suit pas réellement le maximum des tensions composées. Le gradient du potentiel électrique entre la colonne d'arc et l'électrode à vide est alors un paramètre clef sur le comportement de la décharge d'arc triphasée. Ce gradient a été estimé autour de 1.10^6 à 1.10^7 V.m^{-1} lorsque l'allongement des arcs est conséquent alors qu'il était autour de 1.10^5 - 1.10^6 V.m^{-1} au moment de l'initialisation ($< 1,5 \text{ ms}$)

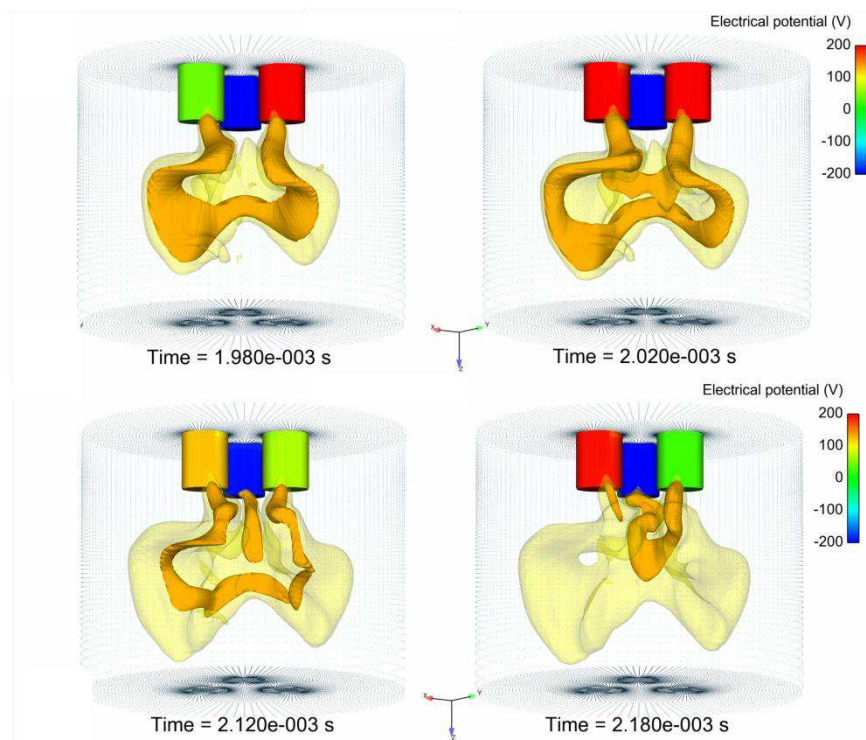


Figure 110 Formes des arcs obtenue avec la modélisation MHD, affichée sur une vue de face par une isosurface de température à 8 000 K et les canaux chauds sont représentés par une isosurface de température à 5 000 K. Les électrodes sont coloriées par la valeur du potentiel électrique, ce potentiel représentée a été limité à +200 V pour avoir une meilleur visibilité du fonctionnement de la décharge.

Par ailleurs, un comportement asymétrique de la décharge triphasée a parfois été observée avec la caméra rapide. Dans ce cas, la colonne d'arc ne traverse pas la zone périphérique à l'électrode sans arc. Ce comportement a été reproduit par la simulation comme représenté sur l'image à l'instant $t = 3,28 \text{ ms}$ ou sur la **Figure 111**. L'arc est dirigé vers les parois de la torche. La température au niveau de l'espace inter-électrodes diminue. La conductivité électrique devient insuffisante pour déclencher un nouvel arc avec l'autre électrode. Ce point justifie et met en évidence la caractéristique essentielle du mouvement des canaux chauds à proximité de l'espace inter-électrodes sur la stabilité de la décharge d'arc triphasée.

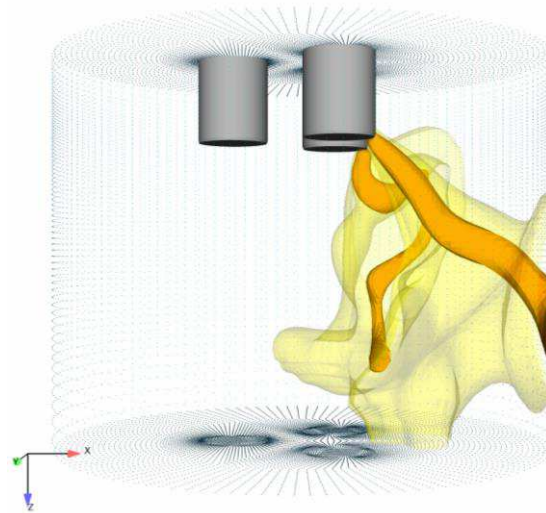


Figure 111 Formes de l'arc lorsque le système triphasé est déséquilibré, l'arc est représenté par une isosurface de température à 8 000 K et les canaux chauds sont représentés par une isosurface de température à 5 000 K.

Pour résumer, les résultats expérimentaux obtenus avec la caméra haute vitesse montrent une assez bonne corrélation entre le comportement des arcs expérimental et celui simulé. Ces résultats mettent en évidence la forte influence du mouvement des arcs et des canaux chauds sur le fonctionnement du système triphasé. La chaleur contenue dans ces canaux à proximité de l'espace inter-électrodes contribue à l'apparition de nouveaux pieds d'arc en augmentant le gradient du potentiel électrique dans la zone proche de l'électrode sans arc. L'allumage de l'arc est alors principalement lié à ce mécanisme. Le mouvement de l'arc est quant à lui essentiellement influencé par les forces hydrodynamiques des jets aux électrodes ainsi que par les forces de Lorentz. Ces forces modifient la chaleur échangée dans le système. Dans la section suivante, l'influence du courant, du débit de gaz plasmagène et la configuration et la géométrie des électrodes sur le comportement de la décharge triphasée sont discutées.

VI.2.3 Etude paramétrique

A partir de l'étude paramétrique basée sur l'influence du courant, il semble que celui-ci modifie significativement le comportement de la décharge triphasée. En diminuant le courant efficace de ligne à 50 A_{RMS}, les pieds d'arc restent à l'intérieur de l'espace inter-électrodes. Inversement, en augmentant sa valeur, les pieds d'arc se déplacent le long de la surface des électrodes et terminent leurs courses à l'extrémité des électrodes. Les forces de Lorentz produite dans l'électrode ont donc une forte influence sur le mouvement des pieds d'arcs. Un modèle précédent, sans les électrodes incorporées dans le domaine de calcul, a montré que les arcs restaient dans l'espace inter-électrodes comme dans la configuration des électrodes coplanaires.

Par conséquent, en augmentant le courant au-dessus de 150 A_{RMS}, le mouvement de l'arc vers la sortie du domaine de calcul va fortement augmenter. Le parcours de l'arc produit un canal thermique, dans lequel opèrent les décharges d'arc postérieures. L'augmentation du courant va donc augmenter les forces de Lorentz et le mouvement de ces canaux. Ce mouvement peut déstabiliser la décharge. En effet, le champ de température dans les autres canaux chauds peut diminuer en dessous de 5 000 K. La décharge d'arc au sein des ces canaux est alors évitée puisque la conductivité électrique n'est plus suffisante. Par conséquent, l'évolution de la température dans les canaux chauds est un élément clef sur la stabilité de la décharge d'arc triphasée. Cette évolution semble liée à la fréquence imposée. Celle-ci influe aussi sur le mouvement des arcs et donc sur la stabilité de la décharge. À 50 Hz, le mouvement des arcs augmente, ce qui stabilise quelque peu la décharge. Le système triphasé devient déséquilibré et un seul arc reste après environ 15 ms alors qu'il est déstabilisé en 8 ms à 680 Hz. En augmentant la fréquence, le mouvement des canaux chauds diminue et la décharge triphasée est plus stable que précédemment (**Figure 112**). L'augmentation de la fréquence engendre ce comportement typique des fours à arcs avec des jets aux électrodes centrifuges. A 2 720 Hz, les forces de Lorentz s'équilibrent et les arcs se stabilisent au niveau de la position radiale. Au niveau axial, les arcs se déplacent vers la sortie. L'élongation de l'arc va augmenter le gradient du potentiel électrique dans la zone proche des électrodes. Une nouvelle colonne d'arc va se former ce qui va déstabiliser la décharge et faire ensuite diverger le calcul après 23 ms simulées. Afin de contraindre les arcs dans une position, il serait intéressant d'étudier l'influence de la gravité sur ce système ou de modifier la position du flux d'injection de gaz plasma. La différence de densité entre l'arc et les gaz environnant pourrait maintenir l'arc dans une position axiale.

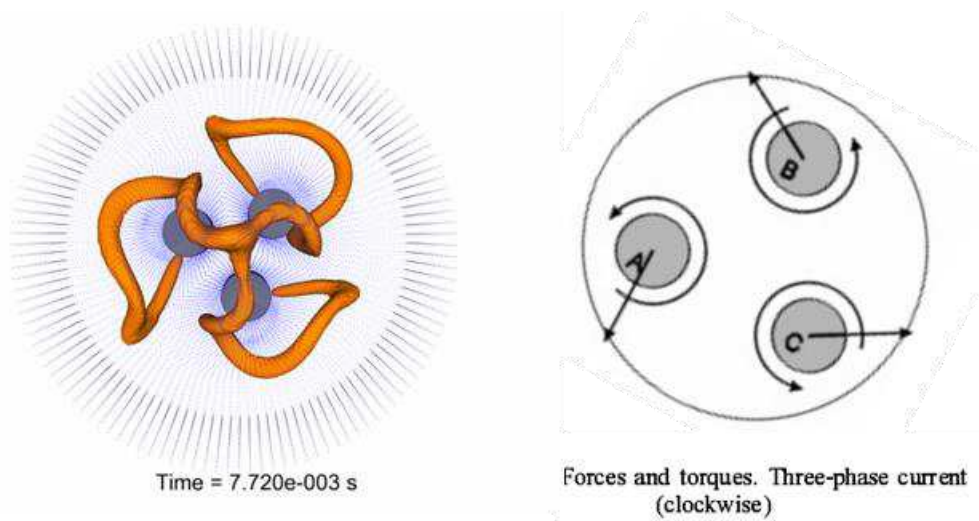


Figure 112 Comportement de l'arc dans la configuration avec des électrodes parallèles corrélée à la forme théorique de l'arc dans le système de four à arc démontrée par [Bermudez et al. 1999].

VI.2.4 Comparaison des modèles du système plasma triphasé.

Les résultats de la modélisation MHD des configurations coplanaire et angulaire des électrodes sont comparés dans cette section (**Figure 113**). Nous supposons que cette modification n'a pas une influence significative sur le comportement de l'arc. Bien que cette hypothèse puisse sembler forte, nous avons vu que les résultats obtenus entre la modélisation et le modèle sont assez similaire.

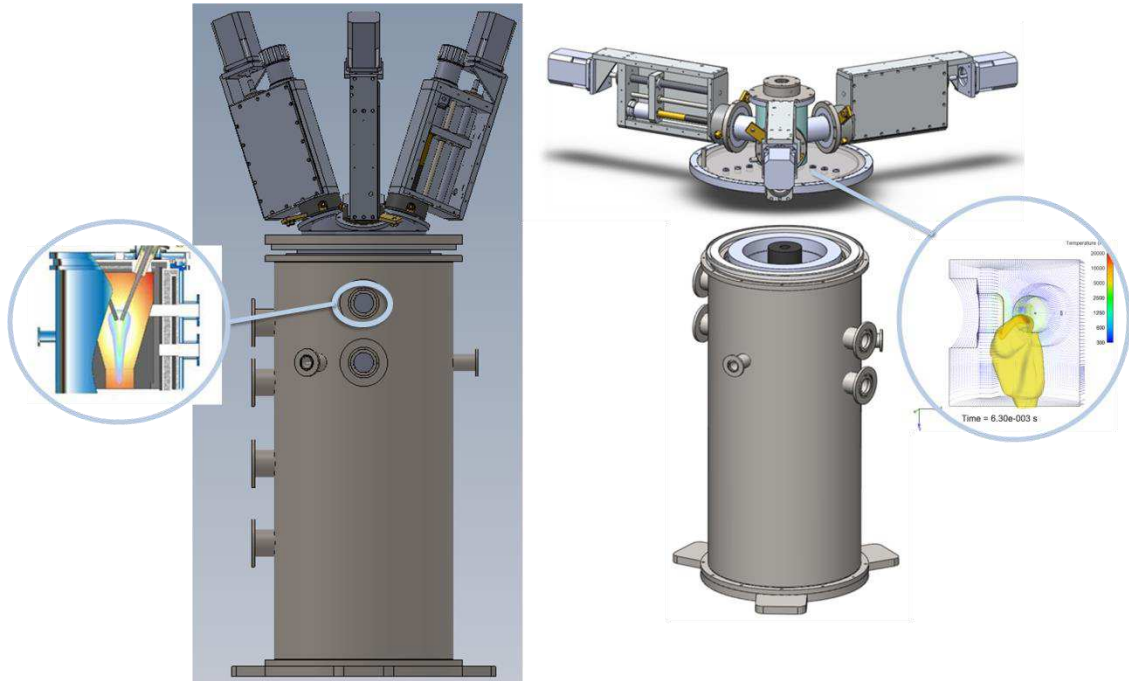


Figure 113 Systèmes plasma triphasés développées au Centre PERSEE Mines-ParisTech avec des électrodes (à gauche) et coplanaires (à droite).

Ainsi, dans ces deux configurations, le comportement des arcs est nettement différent. Dans une configuration les arcs restent dans l'espace inter-électrodes (**Figure 114**) alors que dans l'autre configuration, les arcs sont en dehors et dirigés vers la sortie de l'écoulement (**Figure 115**). Une nette différence entre ces deux configurations se situe sur les flux de matière au niveau de l'arc. Dans un cas, il traverse l'arc alors que dans l'autre cas un flux circule dans l'arc évitant la traversé du flux transverse. Les différences produites sont comparées dans cette section.

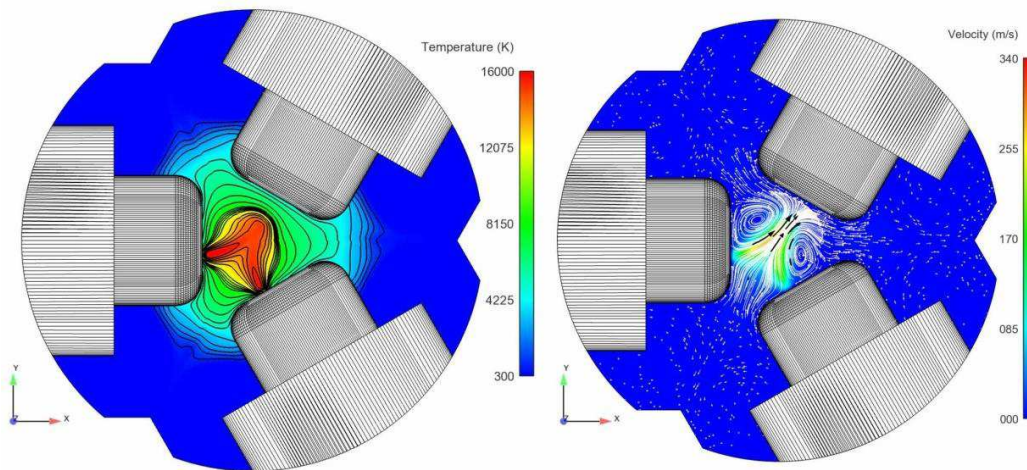


Figure 114 Comportement de l'arc pour la configuration avec des électrodes coplanaires avec le champ de température (à gauche), le champ de vitesses et le suivi des particules (à droite) dans une section transversale située dans un plan contenant les trois axes des électrodes.

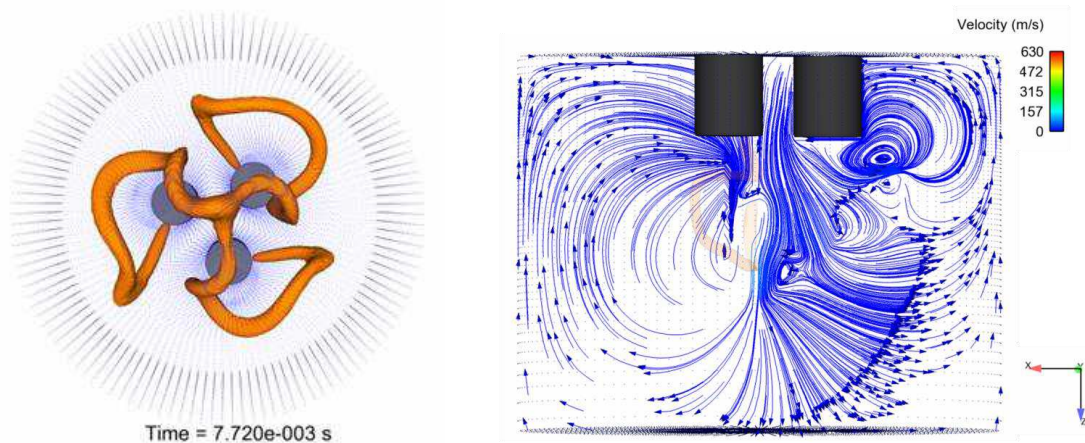


Figure 115 Comportement des arcs dans la configuration avec des électrodes parallèles, (à gauche) par une vue de dessous et (à droite) par une vue de face avec la trajectoire des particules sur une section suivant Y au centre du domaine.

Concernant les valeurs électriques, la puissance augmente de façon significative avec les électrodes parallèles (**Tableau 18**). En effet, dans la configuration coplanaire, la chaleur transmise par les jets aux électrodes à l'intérieur de l'espace inter-électrodes permet de stabiliser la tension de ligne autour de 35 V. En revanche, dans la configuration avec des électrodes parallèles, les arcs ne sont pas stabilisés dans cet espace inter-électrodes. L'augmentation du courant augmente le mouvement des canaux chauds et la vitesse de la colonne d'arc est plus rapide que la vitesse du gaz injecté. L'allongement de l'arc induit une tension de ligne jusqu'à 100 V_{RMS}. La puissance augmente alors considérablement autour de 70-50 kW alors qu'elle était d'environ 8-20 kW en configuration coplanaires.

En admettant que le comportement des arcs dans le premier modèle soit valide, le modèle sans considérer les électrodes dans le domaine de calcul, donne des résultats satisfaisant au niveau des caractéristiques dans la zone des jets aux électrodes. En imposant une température de 3 000 K sur les électrodes, les valeurs se rapprochent du modèle avec les électrodes dans le domaine de calcul. Pour la configuration avec les électrodes parallèles, des différences apparaissent sur la pression, la température et la puissance joule. La zone des jets aux électrodes peut représenter au niveau des transferts

thermiques jusqu'à 50 % de la totalité de la puissance joule injecté pour seulement 5 % du volume de l'arc pour la configuration coplanaire et 15 à 25 % pour la configuration avec des électrodes parallèles. Pour la configuration coplanaire, les forces électromagnétiques semblent empêcher l'apparition de nouveaux arcs. En effet, la disposition des électrodes engendre une proximité des jets contrairement à l'autre configuration. Dans celle-ci, du courant circule souvent dans les trois électrodes se qui suggère que les arcs ne s'éteignent jamais réellement. L'influence des forces de Lorentz produit par ces différents arcs reste difficile à déterminer de façon analytique car le courant et la position des arcs varient drastiquement. En fonction du temps. Toutefois, pour ces trois modèles, le gradient du potentiel électrique joue aussi un rôle essentiel sur le comportement de la décharge (**Figure 116**).

Tableau 18 Synthèse des résultats obtenus au niveau de la zone de constriction de l'arc pour différentes modèles.

Valeurs maximales	Modèles		
	Electrodes coplanaires pleine	Electrodes coplanaires	Electrodes parallèles
Densité de Courant ($A.m^{-2}$)	$7.10^7 - 1,2.10^8$	5.10^7	$7.10^7 - 1,1.10^8$
Champ magnétique (T)	$2,5.10^{-2} - 3,5.10^{-2}$	$2,5.10^{-2}$	$3,5.10^{-2} - 4,1.10^{-2}$
Forces de Laplace ($N.m^{-3}$)	$2.10^6 - 3,5.10^6$	1.10^6	$1,9.10^6 - 3.10^6$
Pression (Pa)	550- 650	600	900- 1 300
Vitesse ($m.s^{-1}$)	400-450	360	380- 450
Puissance joule ($W.m^{-3}$)	$7.10^{11} - 1,3.10^{12}$	4.10^{11}	$1.10^{11} - 4.10^{11}$
Température (K)	20 000	17 500	23 000
Puissance (kW)	12 -13	5	50

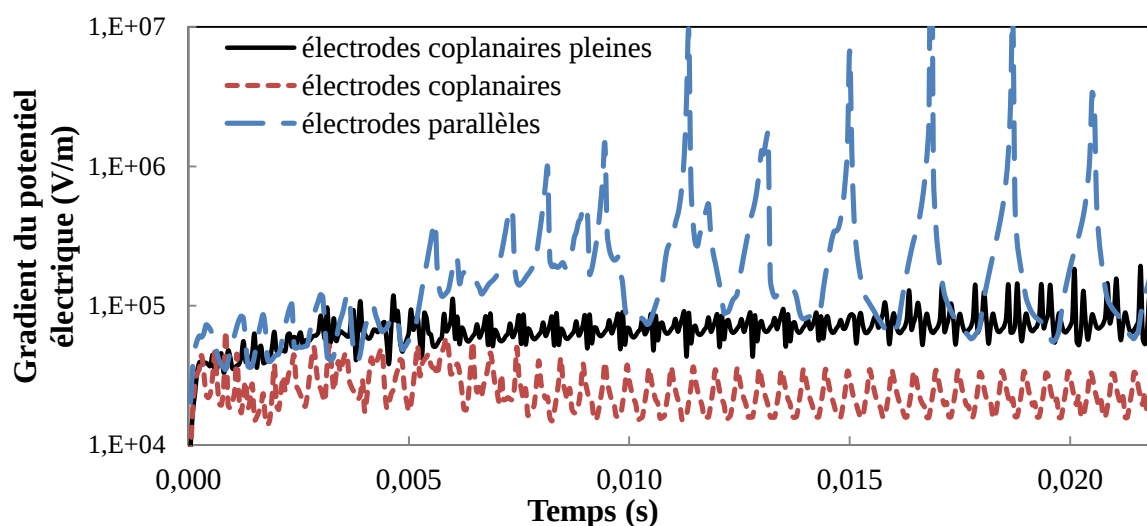


Figure 116 Evolution du gradient du potentiel électrique en fonction du modèle.

En conclusion, l'angle de convergence des électrodes peut sembler être le point prédominant pour régler la puissance. Néanmoins en augmentant le courant, le mouvement des arcs va augmenter ce qui peut devenir contraignant lorsque l'on change la nature du gaz. En effet, les premiers résultats en utilisant le gaz de synthèse comme gaz plasmagène montrent que l'amorçage par rotation des arcs n'est plus vérifié. Dans un premier temps la décharge entre deux électrodes ne se fait plus, puis uniquement un arc subsiste. L'influence des jets aux électrodes sur l'amorçage des arcs dans la configuration des électrodes coplanaires est donc cruciale pour l'utilisation d'hydrogène ou de gaz de synthèse.

VI.2.5 Conclusion du modèle MHD avec les électrodes en parallèle

Afin d'étudier l'influence de l'angle de convergence des électrodes, un modèle MHD 3D fluide solide instationnaire du système plasma à arc triphasé avec des électrodes parallèles en graphite a été développé. Les résultats montrent un comportement des arcs différent de celui décrit précédemment. Dans ce cas, les arcs sont dirigés vers la sortie de l'écoulement et sont en dehors de l'espace inter-électrodes. Le fonctionnement du système plasma triphasé est maintenant lié à la position des canaux chauds dans lesquels opère la décharge d'arc.

Le mouvement des canaux vers l'électrode inactive permet d'amorcer de nouveaux pieds d'arc en augmentant le gradient du potentiel électrique. L'apparition des arcs est donc essentiellement liée à l'évolution spatiale des canaux donnée par le mouvement de l'arc. Ce mouvement est influencé par (i) les forces hydrodynamiques des jets aux électrodes en périphérie des électrodes et (ii) par les forces magnétiques (forces de Lorentz) au niveau de la colonne d'arc qui relie les deux jets. Ces forces sont essentiellement influencées par le courant et par la fréquence. La fréquence est alors un élément clef dans le mouvement de l'arc électrique, car celle-ci modifie la stabilité de la décharge triphasée. Ce point, révélée par cette étude est intéressante pour diverses applications d'arc, tels que les fours à arc par exemple.

Les résultats expérimentaux obtenus avec la caméra haute vitesse montrent une assez bonne corrélation entre le comportement expérimentale et numérique, les formes des arcs et la puissance. Néanmoins, sur le dispositif expérimental, l'angle de convergence des électrodes est de 20° avec l'axe du réacteur. Cet angle de 20° ne semble pas avoir une influence significative sur le comportement des arcs comparé à celui obtenu avec des électrodes parallèles. Concernant cet angle de convergence, dans la configuration avec des électrodes parallèles, l'allongement des arcs est nettement plus important augmentant la puissance délivrée. Ainsi, l'angle de convergence pourrait avantageusement servir pour contrôler la puissance délivré et pour améliorer le fonctionnement de la décharge dans des cas particulier tels que pour l'utilisation de gaz de synthèse comme gaz plasma.

Conclusion générale

Une technologie plasma triphasée originale à électrodes en graphite est en cours de développement. Dans ce système l'érosion des électrodes est compensée par un ajustement motorisé de la position des électrodes. Ainsi, la durée de fonctionnement peut être prolongée à l'infini par une alimentation en continu de barres d'électrodes. Concernant la partie de redressement du signal électrique, ce système peut être avantageusement utilisé à la fréquence du réseau permettant de supprimer la partie de redressement.

Au niveau de l'application, la présence de goudrons dans le gaz de synthèse reste un obstacle pour une application industrielle des procédés de gazéification. Les concentrations en goudrons en sortie de ces dispositifs sont supérieures à $1\,000\text{ mg.m}^{-3}$ alors que celle-ci est de l'ordre de quelques mg.m^{-3} pour les dispositifs de gazéification par plasma thermique. Ces résultats peuvent être très intéressants pour une application du gaz de synthèse en biocarburant de seconde génération qui nécessite une concentration en goudrons inférieure à $0,1\text{ mg.m}^{-3}$. Ainsi, la gazéification par plasma thermique apparaît comme une technologie attrayante pour la valorisation de déchets en biocarburant de seconde génération ou pour produire de l'électricité dans une centrale à cycle combinée. Ceux-ci permettent également d'obtenir de bons résultats en termes de rendement matière, de pureté du gaz et de rendement énergétique.

Les autres avantages de la technologie plasma par rapport aux technologies conventionnelles sont sa mise en route rapide, sa flexibilité à s'adapter aux différents produits à traiter, la forte enthalpie et les espèces réactives du plasma qui facilitent le reformage des goudrons en gaz de synthèse et la réduction de la taille du dispositif de gazéification. Néanmoins, cette technologie présente toutefois de fortes contraintes technico-économiques principalement liées à leurs coûts d'équipement et d'exploitation élevés et leur robustesse limitée.

Les générateurs de plasma à arcs triphasés pourraient être une alternative intéressante pour le développement de la gazéification par plasma à une échelle industrielle. Ils ont prouvé leur durabilité et leur fiabilité depuis le début du XX^{ème} siècle dans les aciéries pour de fortes puissances (500 MW). En outre, les électrodes en graphite, qui sont des pièces consommables et peu onéreuses, rendent cette technologie plasma moins complexe et plus fiable. De plus, cette technologie est adaptée à la gazéification car la recirculation d'une partie du gaz produit par gazéification (gaz de synthèse) permet d'avoir un gaz plasma neutre vis-à-vis du carbone des électrodes contrairement à l'utilisation par exemple de CO_2 , d'air ou de H_2O .

Néanmoins, la mise en place de modèles numériques sur les phénomènes physiques-chimiques intervenant dans le réacteur reste une solution à privilégier afin d'obtenir un dispositif adapté à la gazéification. D'où la nécessité de développer dans un premier temps un modèle de la torche plasma à arcs triphasée. Notamment pour définir les profils des champs de vitesse et de température du système plasma triphasé et de les insérer dans un modèle CFD du réacteur.

Ainsi, et dans le but d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques instationnaires intervenant dans les décharges triphasées, une étude menée en parallèle sur les plans théorique et expérimental a été conduite en conditions non réactives (azote et gaz de synthèse). Sur un plan expérimental cette étude s'est appuyée sur des analyses réalisées avec une caméra ultra rapide (100 000 images par seconde) et l'analyse des signaux électriques.

L'analyse des séquences d'images a confirmé le cycle prévu de 6 arcs par période. Un seul arc existe à la fois et il tourne en passant d'une paire d'électrode à une autre, suivant théoriquement l'écart maximal du potentiel électrique. Cependant, un comportement particulier de la décharge a parfois été observé et donne lieu à un déséquilibre des phases. Dans ce cas, les arcs ne sont plus dirigés vers la zone inter-électrodes mais à sa périphérie. La température entre deux électrodes diminue et la conductivité électrique est insuffisante pour amorcer de nouveaux arcs dans la zone inter-électrodes. Ce point souligne la caractéristique essentielle de la chaleur transmise par les arcs au sein de l'espace inter-électrodes sur la stabilité de la décharge d'arcs triphasée.

Les séquences d'images montrent aussi que les arcs ont cinq formes principales : 'I', 'U', 'V', 'W' et 'S'. Ces formes suggèrent que le mouvement des arcs peut être influencé par la vitesse produite dans les arcs par les jets aux électrodes (effet Maecker) et par les forces magnétiques interagissant entre ces deux jets aux électrodes. De plus, la chaleur transmise par les jets dirigés vers la zone inter-électrodes semble contribuer à l'amorçage de nouveaux pieds d'arcs et au mouvement des arcs à l'intérieur de l'écartement inter-électrodes. Ce qui semble améliorer le fonctionnement de la décharge d'arcs triphasée.

On peut aussi observer à partir des séquences vidéo que les pieds d'arcs s'amorcent de préférence sur un point chaud de l'électrode. Ce qui donne une certaine récurrence sur la position de l'apparition des pieds d'arc. Cela montre aussi que la température de l'électrode devrait avoir une influence significative sur l'amorçage des arcs. De plus, l'étude paramétrique montre que d'un point de vue qualitatif, l'augmentation du courant augmente la taille des points chauds sur les électrodes, la température de l'électrode et les vitesses des jets d'arc, ce qui stabilise la décharge d'arc. Par ailleurs, l'augmentation de l'espace inter-électrodes tend aussi à stabiliser la décharge d'arc triphasée. Le mouvement de l'arc à l'intérieur de l'espace inter-électrodes augmente l'échange thermique et stabilise la décharge triphasée.

Néanmoins, il reste délicat à partir de cette étude de définir concrètement l'influence des différents paramètres et principalement celui du courant, du débit, de l'écartement inter-électrodes et de la fréquence sur les profils des champs de température et vitesse sur le fonctionnement de la décharge triphasée et principalement sur les champs de vitesse et de température générés.

Sur un plan théorique cette étude a consisté à développer un modèle Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD) 3D instationnaire de la zone d'arc dans l'environnement du logiciel Code Saturne® et à effectuer une étude paramétrique basée sur le courant, la fréquence et le débit de gaz plasma. Deux configurations : électrodes coplanaires et parallèles ont été étudiées.

En raison de la complexité de ce système, l'hypothèse de l'ETL a été prise en compte. Le potentiel électrique est imposé avec une forme sinusoïdale de fréquence 666 Hz sur chaque électrode et il est décalé de $2\pi/3$ entre les trois électrodes. Afin de contrôler le courant crête, sa valeur est ajustée par le modèle. La modélisation MHD a été appliquée avec succès et le modèle simule automatiquement l'allumage, l'extinction ainsi que le mouvement des arcs entre les trois électrodes. Des informations difficilement accessibles expérimentalement ont été obtenues avec cette modélisation. Dans un premier temps, cette étude a permis de démontrer le régime continu glissant des arcs soumis à une décharge électrique alternative en considérant un pas de temps de 5 μ s. Les phénomènes à l'interface arc/électrode ont été simulés en imposant une température de 3 000 K et 4 300 K sur la surface des électrodes. Ces résultats montrent que le débit massique émanant des jets électrodes influence le mouvement des arcs et la forme de l'écoulement du plasma de post-décharge. Ce débit massique est dirigé suivant la normale de l'extrémité des électrodes et dévie une partie des gaz le long des parois latérales de la zone d'arc. En outre, l'enthalpie transmise par ces jets de l'électrode inactive contribue à

l'amorçage de nouveaux arcs. En effet, jusqu'à la moitié de la puissance joule et du rayonnement peuvent se produire dans ces jets. En ce qui concerne les phénomènes électromagnétiques, l'augmentation du courant accroît la vitesse dans les jets aux électrodes et stabilise les arcs dans l'espace inter-électrodes, ce qui modifie la morphologie de l'écoulement post-décharge. De plus, la température imposée sur les extrémités des électrodes a également une influence significative sur les jets aux électrodes et donc sur le comportement des arcs et de l'écoulement. En changeant la nature du gaz, il ressort que la conductivité thermique et la chaleur massique sont influant sur le comportement de la décharge triphasée. Ainsi pour le gaz de synthèse, la vitesse dans les jets aux électrodes est bien plus importante que dans l'azote. Un traitement spécifique des transferts thermiques sur les électrodes doit néanmoins être implémenté dans le modèle pour améliorer cette simulation du système plasma triphasé.

La comparaison de ces résultats avec le comportement des arcs filmés par caméra rapide sont en bon accord pour le domaine étudié, avec un courant efficace de 100-300 A_{RMS} et pour différents espaces inter-électrodes. Concernant les formes des signaux électriques, les résultats du modèle MHD ne reproduisent pas parfaitement les valeurs des oscillogrammes expérimentaux. Cependant, cette étude montre que la forme de l'extrémité des électrodes a une influence sur le comportement des arcs et sur les signaux électriques. Dans le dispositif expérimental en raison de la sublimation de l'électrode, le bout de l'électrode a un angle radial de 10° à 20° . En modifiant la forme de l'électrode, les signaux électriques deviennent similaires et le retard de phase entre le courant et la tension est reproduit. Ceci montre que le retard de phase est dû à un retard sur l'apparition des arcs. L'amorçage de nouveaux arcs sur l'électrode inactive n'est plus lié à l'enthalpie transmise par les jets. Avec la rotation du champ électrique entre les 3 électrodes, l'arc s'éteint lorsque la différence de potentiel électrique devient mineure et un nouvel arc apparaît avec une autre électrode. Ce qui produit un retard sur l'allumage des arcs et augmente le retard de phase et également le potentiel électrique.

Pour résumer, les résultats montrent une assez bonne corrélation entre la modélisation MHD et les expériences, à la fois en ce qui concerne le comportement global de l'arc et la forme des signaux électrique en modifiant la géométrie de l'extrémité des électrodes. La sublimation des électrodes a donc une influence significative sur le comportement de la décharge. Il serait donc intéressant de mettre au point un modèle tenant compte de la géométrie réelle des électrodes avec un traitement spécifique du transfert thermique et des vapeurs de carbone. On peut aussi éventuellement mettre en place un modèle à deux températures avec la gaine sur les électrodes afin d'améliorer ce modèle.

Un modèle a donc été développé en considérant les électrodes dans le domaine de calcul. Ce modèle a permis de reproduire une puissance similaire que celle obtenue au niveau expérimental. Les arcs ont donc un mouvement suivant l'axe du domaine de calcul qui n'a pu être observé avec la caméra rapide. Les résultats ont aussi permis de voir l'influence de la décharge déstabilisé sur l'écoulement produit. L'écoulement est en majeure partie dirigé vers les parois, ce qui augmente les pertes thermiques.

Afin d'étudier l'influence de l'angle de convergence des électrodes, un modèle MHD 3D fluide solide stationnaire du système plasma à arc triphasé avec des électrodes parallèles en graphite a été développé. Les résultats montrent un comportement des arcs différent de celui décrit précédemment. Dans ce cas, les arcs sont dirigés vers la sortie de l'écoulement et sont en dehors de l'espace inter-électrodes. L'amorçage de nouveaux pieds d'arc est maintenant lié au gradient du potentiel électrique entre les canaux chaud, dans lesquels la décharge d'arc opère, et l'électrode inactive. Le mouvement de ce canal est influencé par (i) les forces hydrodynamiques des jets aux électrodes en périphérie des électrodes et (ii) par les forces magnétiques (forces de Lorentz) dans le reste de la colonne d'arc. Ces forces sont essentiellement influencées par le courant et par la fréquence. La fréquence est alors un

élément clef dans le mouvement de l'arc électrique, car celle-ci modifie la stabilité de la décharge triphasée. Ce point, révélé par cette étude est intéressant pour diverses applications d'arc, tels que les fours à arc par exemple.

Concernant l'angle de convergence des électrodes, en comparant les résultats obtenus avec la configuration des électrodes parallèles et coplanaires, il ressort que cet angle pourrait avantageusement servir pour contrôler la puissance délivrée. En effet, l'allongement des arcs semble être lié à cet angle avec un allongement nettement plus important dans la configuration parallèle.

Cette étude a permis de mettre en avant l'influence des phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques sur le déplacement de l'arc. En comparaison avec les modèles d'arc en courant continu, nous avons des paramètres supplémentaires qui sont l'extinction et l'amorçage des arcs et le champ électrique sur l'électrode inactive. Dans le cas coplanaire les jets aux électrodes semblent jouer un rôle prépondérant sur le mouvement des arcs, les transferts de chaleur dans l'espace inter-électrodes et l'amorçage des arcs. Dans le cas parallèle le mouvement des canaux chauds semble être le paramètre dominant. La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux a montré un très bon accord à la fois au niveau du mouvement des arcs et des signaux électriques. Au niveau de l'écoulement plasma, les arcs générés entre les trois électrodes en graphite induisent des transferts de chaleur et de masse spécifiques qui élargissent le profil de température radial du dard plasma et homogénéisent la température de l'écoulement.

Bibliographie

- Ademe <http://www2.ademe.fr/servlet/KBaseShow?sort=-1&cid=96&m=3&catid=12614>.
- Ahmar El E., 2007. "Combustion assistée par hydrogène et radicaux générés par plasmas non thermiques." Doctorat de l'Université d'Orléans, discipline "Génie des Procédés Plasma". Thèse soutenue le 27 Octobre 2007.
- Archambeau F., N. Mechtoua, M. Sakiz. 2004. "Code Saturne: A finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows industrial applications." *Int. J. Finite Volumes* vol. 1, no. 1 Feb 2004:pp. 1–62.
- Arena U., L. Zaccariello, M. L. Mastellone. 2010. "Fluidized bed gasification of waste-derived fuels." *Waste Management* 30:1212-1219. IWWG Task Group on "Thermal Treatments" Special Thematic Issue "Thermal Treatment of Solid Waste".
- Askarova A.S., E.I. Karpenko, Y.I. Lavrishcheva, V.E. Messerle, A.B. Ustimenko. 2007. "Plasma-Supported Coal Combustion in Boiler Furnace." *Plasma Science, IEEE Transactions on* 35:1607-1616.
- Aubreton J., M.-F. Elchinger, A. Hacala, U. Michon. 2009. "Transport coefficients of typical biomass equimolar CO-H₂ plasma." *Journal of Physics D: Applied Physics* 42:095206.
- Badie J.M. 1986 "La torche triphasée d'odeillo : Historique - Principe de fonctionnement et résultats" et "L'électrobrûleur triphasé à électrodes en graphite" Société Française des Thermiciens, *Journée d'études du 30 octobre 1986 sur les électrobrûleurs*.
- Bakken J., L. Gu, H. Larsen, V. Sevastyanenko. 1997. "Numerical modeling of electric arcs." *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 70(4):530-543. 10.1007/BF02663569.
- Barthelemy B. 2003. "Combustion-Vitrification de déchets radioactifs par plasma d'arc : Modélisation de la thermique et de la dynamique; Thèse de l'Université de Limoges, soutenue le 12 juin 2003."
- Baudry C. 2003. "Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma." Thèse de doctorat. Université de Limoges. Disponible sur .
- Baudry C., A. Vardelle, G. Mariaux. 2005. "Numerical modeling of a DC non-transferred plasma torch: Movement of the arc anode attachment and resulting anode erosion." *HIGH TEMPERATURE MATERIAL PROCESSES* 9:1-15.
- Baumlin S. 2006. "Craquage thermique des vapeurs de pyrolyse-gazéification de la biomasse en réacteur parfaitement auto-agité par jets gazeux"; Thèse doctorale de l'Institut National Polytechnique de Lorraine soutenue le 4 octobre 2006.
- Bermúdez A., M.C. Muñoz, F. Pena, J. Bullón. 1999. "Numerical computation of the electromagnetic field in the electrodes of a three-phase arc furnace." *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 46:649-658.
- Bocanegra P.E., A. Khacef, J. M. Cormier. 2013. "Caractérisation d'un dispositif "Glidarc" triphasé à recirculation couplé à un gazéifieur." *CAE XI - Colloque sur les Arcs Electriques, Toulouse : France (2013)*".
- Borel D. 2013 "Étude numérique et expérimentale des transferts thermiques dans un plasma d'arc Application au soudage à l'arc TIG"; Thèse doctorale de l'université de Rouen soutenue le 26 septembre 2013.
- Bona S., P. Guillén, J. G. Alcalde, Lucía García, Rafael Bilbao. 2008. "Toluene steam reforming using coprecipitated Ni/Al catalysts modified with lanthanum or cobalt." *Chemical Engineering Journal* 137:587-597.
- Bonet C., J.F. Lamos, M. Foex. 1970. "Écoulement permanents de plasma de grande puissance." *Entropie* N°34 35:36-48.
- Bonet C 1973. "Contribution à l'étude théorique de l'évaporation d'une particule sphérique d'un matériau réfractaire dans un plasma thermique. Application à l'étude du traitement thermique de réfractaires dans un lit fluidisé par un écoulement de plasma." Thèse doctorale de l'Université de Perpignan soutenue le 28 avril 1973
- Bonet C, D. Gold, G. Chauvin, R. Delmas, A. Petit, J. Moisset 1981 "A three phase rotating plasma furnace for processing of hydraulic materials" *ISPC 5 Edinburgh*
- Boudet N. 2009. "Gazéification du charbon; Technique de l'ingénieur J 5200."
- Boulos M.I., P. Fauchais, E. Pfender. 1994. *"Thermal Plasmas Fundamentals and applications"*. Springer book.

- Bratsev A.N., V. E. Popov, A.F. Rutberg, S.V. Shtengel. 2006. "A facility for plasma gasification of waste of various types." *High Temperature* 44:823-828.
- Bridgwater A.V. 1995. "The technical and economic feasibility of biomass gasification for power generation." *Fuel* 74:631-653.
- Bridgwater A. V. 2003. "Renewable fuels and chemicals by thermal processing of biomass." *Chemical Engineering Journal* 91:87-102.
- Brothier M., P. Gramondi, C. Poletiko, U. Michon, M. Labrot, A. Hacala. 2007. "Biofuel and hydrogen production from biomass gasification by use of thermal plasma." *High temperature material processes* 11:231-244.
- Brown D.S. 1979. "Plasma arc reduction of biomass for production of synthetic fuel gas." *Conference: 177. national meeting of the American Chemical Society, Honolulu, HI, USA, 24:2.*
- Byun Y.I, W. Namkung, M. Cho, J. W. Chung, Y.-S. Kim, J.-H. Lee, C.-R. Lee, S.-M. Hwang. 2010. "Demonstration of Thermal Plasma Gasification/Vitrification for Municipal Solid Waste Treatment." *Environmental Science & Technology* 44:6680-6684.
- Carlesi I. 2012. " Etude d'un procédé de gazéification de biomasse en ambiance plasma sur bain de verre; thèse doctorale de l'Université de Limoges, Mars 2012".
- Carlesi I. 2001. <http://plasmasfroids.cnrs.fr/IMG/pdf/Carlesi.pdf>.
- Channiwala S.A. and P.P. Parikh. 2002. "A unified correlation for estimating HHV of solid, liquid and gaseous fuels." *Fuel* 81:1051-1063.
- Chau S.W., K.L. Hsu, D. L. Lin, J. S. Chen, C. C. Tzeng. 2007. "Modeling and experimental validation of a 1.2 MW DC transferred well-type plasma torch." *Computer Physics Communications* 177:114-117.
- Chau S.W., S.Y. Lu, P.J. Wang. 2011. "Modeling of axis-symmetric steam plasma flow in a non-transferred torch." *Computer Physics Communications* 182:152-154.
- Chazelas C., E. Moreau, G. Mariaux, A. Vardelle. 2006. "Numerical modeling of arc behavior in a DC plasma torch." *High temperature material processes* 10:393-405.
- Chemartin L. 2008. "Modélisation des arcs électriques dans le contexte du foudroiement des avions; thèse doctorale de l'Université de Rouen Décembre, 2009".
- Chemartin L., P Lalande, C Delalandre, B Cheron, F Lago. 2011. "Modelling and simulation of unsteady dc electric arcs and their interactions with electrodes." *Journal of Physics D: Applied Physics* 44:194003.
- Chemartin L., P. Lalande, E. Montreuil, C. Delalandre, B.G. Chéron, F. Lago. 2009. "Three dimensional simulation of a DC free burning arc. Application to lightning physics." *Atmospheric Research* 91:371-380. 13th International Conference on Atmospheric Electricity ICAE 2007.
- Chopra S. and A. Jain. 2007. "A review of Fixed Bed Gasification Systems for Biomass." *International Commission of Agricultural Engineering (CIGR, Commission Internationale du Génie Rural) E-Journal Volume 9 (2007). Invited Overview. Vol. IX. April, 2007.*
- Christen T. and E Peinke. 2012. "Bifurcation theory of ac electric arcing." *Journal of Physics D: Applied Physics* 45:065202.
- Ciferno P. and J. Marano. Juin 2002. "Benchmarking Biomass Gasification Technologies for Fuels, Chemicals and Hydrogen Production." Prepared for U.S. Department of Energy National Energy Technology Laboratory.
- Coll R., J. Salvadó, X. Farriol, D.Montané. 2001. "Steam reforming model compounds of biomass gasification tars: conversion at different operating conditions and tendency towards coke formation." *Fuel Processing Technology* 74:19-31.
- Colombo V., A. Concetti, E. Ghedini, S. Dallavalle, M. Vancini. 2009. "High-speed imaging in plasma arc cutting: a review and new developments." *Plasma Sources Science and Technology* 18:023001.
- Colombo V., A. Concetti, E. Ghedini, V. Nemchinsky. 2010. "High-speed imaging investigation of transition phenomena in the pilot arc phase in Hf cathodes for plasma arc cutting." *Plasma Sources Science and Technology* 19:065025.

Colombo V., A. Concetti, E. Ghedini, F. Rotundo, P. Sanibondi, M. Boselli, S. Dallavalle, M. Gherardi, V. Nemchinsky, M. Vancini. 2012. "Advances in Plasma Arc Cutting Technology: The Experimental Part of an Integrated Approach." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 32:411-426.

Colombo V, E Ghedini, M Boselli, P Sanibondi, A Concetti. 2011. "3D static and time-dependent modelling of a dc transferred arc twin torch system." *Journal of Physics D: Applied Physics* 44:194005.

Comte J. 2008. "Mise au point d'une méthodologie d'échantillonnage utilisant la micro-extraction sur phase solide pour la quantification de goudrons sur des procédés de thermolyse de la biomasse; Thèse de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I; soutenue le 31 octobre 2008."

Corella J., J.M. Toledo, G. Molina. 2007. "A Review on Dual Fluidized-Bed Biomass Gasifiers." *Industrial & Engineering Chemistry Research* 46:6831-6839.

Coulon M., C. Reyvaan, J. Maire 1994. "Le carbone en électrotechnique, Technique de l'ingénieur, Référence D2660." in *Le carbone en électrotechnique, Technique de l'ingénieur, Référence D2660*.

Delalandre C. 1990. "Modélisation aérothermodynamique d'arcs électriques à forte intensité avec prise en compte du déséquilibre thermodynamique local et du transfert thermique à la cathode. Thèse doctorale de l'université de Rouen, soutenue le 13 février 1990."

Deme I. 2002. "Contribution à la modélisation de l'écoulement dans un réacteur plasma pour la fabrication de noirs de carbone. Influence du rayonnement des particules de carbone; Ecole des Mines de Paris. Thèse soutenue le 13 Juin 2002."

Demirbas A. 2007. "Progress and recent trends in biofuels." *Progress in Energy and Combustion Science* 33:1-18.

Demirbas A. 2011. "Competitive liquid biofuels from biomass." *Applied Energy* 88:17-28.

Devi L., K. J. Ptasiński, F. J. J. G. Janssen. 2003. "A review of the primary measures for tar elimination in biomass gasification processes." *Biomass and Bioenergy* 24:125-140.

DOE, Rapport. 2004. "Current industry perspective: Gasification, Robust growth forecast." United States Department of Energy; National Energy Technology Laboratory; available from http://www.netl.doe.gov/publications/brochures/pdfs/Gasification_Brochure.pdf.

Douce A. 1999. "Modélisation 3D du chauffage d'un bain métallique par plasma d'arc transféré. Application à un réacteur axisymétrique" Thèse doctorale de l'Ecole Centrale Paris, 1999."

Douce A., C. Delalandre, H. Biausser, J.B. Guillot. 2003. "Numerical modelling of an anodic metal bath heated with an argon transferred arc." *ISIJ International* 43:1128-1135.

Dougall, I. 2006. "Finite element modelling of electric currents in AC submerged arc furnaces 2006; available from <http://www.pyrometallurgy.co.za/InfaxonXI/060.pdf>."

Dupont C. 2006. "Vapogazéification de la biomasse: contribution à l'étude de la phénoménologie entre 800 et 1000°C; thèse doctorale de l'université Claude Bernard Lyon 1."

Dupont C., T. Chataing, S. Rouge. 2008. "Thermoconversion of carbonaceous materials to produce synthetic fuels: the biomass case." *Journal de la Société de biologie* 202 issue 3:167-75.

E4Tech 2009. "Review of Technologies for Gasification of Biomass and Wastes; NNFCC 09-008 12 Juin 2009." <http://www.nnfcc.co.uk/tools/review-of-technologies-for-gasification-of-biomass-and-wastes-nnfcc-09-008>.

ECN n.d. "Energie research Center of the Netherland; available from <http://www.thersites.nl/classification.aspx>.

ECNa n.d. "available from <http://www.ecn.nl/phyllis/DataTable.asp>."

El-Rub Z.A., E.A. Bramer, G. Brem. 2008. "Experimental comparison of biomass chars with other catalysts for tar reduction." *Fuel* 87:2243-2252.

EREC 2004. "European Renewable Energy Council 50% global energy from renewables by 2040, news release (2004)."

Fabry F. 1999. "Etude d'un procédé plasma pour la synthèse de noirs de carbone structurés par pyrolyse d'hydrocarbures à haute température et caractérisation des produits." Thèse de doctorat, Université de Perpignan, soutenue en 1999.

- Fabry F., G. Flamant, L. Fulcheri. 2001. "Carbon black processing by thermal plasma. Analysis of the particle formation mechanism." *Chemical Engineering Science* 56:2123-2132.
- Fabry F., C. Rehmet, V. Rohani, L. Fulcheri. 2013. "Waste Gasification by Thermal Plasma: A Review." *Waste and Biomass Valorization* 1-19.
- FAO. 2009. "La situation des marchés des produits agricoles. Flambée des prix et crise alimentaire – expériences et enseignements en 2009." Organisation des Nations Unies pour l'alimentation et l'agriculture.
- Fauchais P. 2004. "Understanding plasma spraying." *JOURNAL OF PHYSICS D-APPLIED PHYSICS* 37:R86-R108.
- Fauchais P. 2007. "Technologies plasma : applications au traitement des déchets; techniques de l'ingénieur Référence G2055."
- Fauchais P., G. Montavon, G. Bertrand. 2010. "From Powders to Thermally Sprayed Coatings." *Journal of Thermal Spray Technology* 19(1):56-80. 10.1007/s11666-009-9435-x.
- Fernando S., S. Adhikari, C. Chandrapal, N. Murali. 2006. "Biorefineries: Current Status, Challenges, and Future Direction." *Energy & Fuels* 20:1727-1737.
- Finkle J.R., C.H. Chang, W.D. Swank, D.C. Haggard. 1994. "Entrainment and demixing in subsonic thermal plasma jets: comparison of measurements and predictions." *International Journal of Heat Transfer* 37:1673-1682.
- Fletcher D.F., B.S. Haynes, F.C. Christo, S.D. Joseph. 2000. "A CFD based combustion model of an entrained flow biomass gasifier." *Applied Mathematical Modelling* 24:165-182.
- Fourcault A., F. Marias, U. Michon. 2010. "Modelling of thermal removal of tars in a high temperature stage fed by a plasma torch." *Biomass and Bioenergy* 34:1363-1374.
- Freton P., J.J. Gonzalez, A. Gleizes. 2000. "Comparison between a two- and a three-dimensional arc plasma configuration." *Journal of Physics D: Applied Physics* 33:2442.
- Fulcheri L., N. Probst, G. Flamant, F. Fabry, E. Grivei, X. Bourrat. 2002. "Plasma processing: a step towards the production of new grades of carbon black." *Third International Conference on Carbon Black* 40, Issue 2:pp 169–176.
- Fulcheri L., V. Rohani, F. Fabry. 2013. "Plasma-Assisted Coal Combustion (PACC)." Centre for Energy and Processes, Mines ParisTech, rapport interne.
- Fulcheri L. and Y. Schwob. 1995. "From methane to hydrogen, carbon black and water." *International Journal of Hydrogen Energy* 20:197-202.
- Fulcheri L, Y Schwob, F Fabry, G Flamant, LFP Chibante, D Laplaze. 2000. "Fullerene production in a 3-phase AC plasma process." *CARBON* 38:797-803.
- Fulcheri L, Y Schwob, G Flamant. 1997. "Comparison between new carbon nanostructures produced by plasma with industrial carbon black grades." *Journal de Physique III* 7:491-503. Workshop NANOS 96 - Odeillo Font Romeu, France, Apr 01-03, 1996.
- Ganesh S., A. Rajabooshanam, S.K. Dhali. 1992. "Numerical studies of streamer to arc transition." *Journal of Applied Physics* 72:3957-3965.
- Gerun L., M. Paraschiv, R. Vije, J. Bellettre, M. Tazerout, B. Gøbel, U. Henriksen. 2008. "Numerical investigation of the partial oxidation in a two-stage downdraft gasifier." *Fuel* 87:1383-1393.
- Girard R. 2000. "Modélisation bi-dimensionnelle d'un arc de SF6 en extinction, en déséquilibre thermique et chimique; Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, soutenue le 2 mai 2000."
- Gleizes A, J J. Gonzalez, P Freton. 2005. "Thermal plasma modelling." *Journal of Physics D: Applied Physics* 38:R153.
- Gold D, C. Bonet, G. Chauvin, A.C. Mathieu 1979. "Spheroidisation of Alumino-Silicate Particles in a Three phase AC Plasma Furnace" *ISPC 4 Zurich*
- Gómez-Barea A. and B. Leckner. 2010. "Modeling of biomass gasification in fluidized bed." *Progress in Energy and Combustion Science* 36:444-509.

- Gonzalez-Aguilar J., I. Dème, L. Fulcheri, G. Flamant, T. M. Gruenberger, B. Ravary. 2004. "Comparison of Simple Particle-Radiation Coupling Models Applied on a Plasma Black Process." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 24(4):603-623. 10.1007/s11090-004-7935-5.
- Gonzalez-Aguilar J., M. Moreno, L. Fulcheri. 2007. "Carbon nanostructures production by gas-phase plasma processes at atmospheric pressure." *Journal of Physics D - Applied Physics* 40:2361-2374.
- Gonzalez J.J., P. Freton, F. Reichert, D. Randrianarivao. 2012. "Turbulence and Magnetic Field Calculations in High-Voltage Circuit Breakers." *Plasma Science, IEEE Transactions on* 40:936-945.
- Gonzalez J.J., F. Lago, P. Freton, M. Masquère, X. Franceries. 2005. "Numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode: part II. The three-dimensional model-influence of external forces on the arc column." *Journal of Physics D: Applied Physics* 38:306.
- Goos E. and A. Burcat n.d. "Third millenium ideal gas and condensed phase thermochemical database for combustion with updates from active thermochemical tables." in *Third millenium ideal gas and condensed phase thermochemical database for combustion with updates from active thermochemical tables*.
- Göransson K., U.Söderlind, J. He, W. Zhang. 2011. "Review of syngas production via biomass DFBGs." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 15:482-492.
- Granata S., T. Faravelli, E. Ranzi. 2003. "A wide range kinetic modeling study of the pyrolysis and combustion of naphthenes." *Combustion and Flame* 132:533-544.
- Graves C., S.D. Ebbesen, M. Mogensen, K. S. Lackner. 2011. "Sustainable hydrocarbon fuels by recycling CO₂ and H₂O with renewable or nuclear energy." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 15:1-23.
- Gross R., M. Leach, A. Bauen. 2003. "Progress in renewable energy." *Environment International* 29:105-122.
- Gruenberger T.M., J. Gonzalez-Aguilar, F. Fabry, L. Fulcheri, E. Grivei, N. Probst, G. Flamant, H. Okuno, J.C. Charlier. 2004. "Production of carbon nanotubes and other nanostructures via continuous 3-phase AC plasma processing." *Fullerenes Nanotubes and Carbon Nanostructures* 12:571-581.
- Grzyb B., J. Gonzalez-Aguilar, L. Fulcheri, N. Probst. 2011. "Oxidative Treatment and Characterization of Plasma Carbon Blacks." *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures* 19:210-224.
- Guenadou D., H. Lorcet, S. Poulain, J. Peybernes 2009. "Optimisation of the Working Parameters for Gasification of a Bio-Oil in a Thermal Plasma; Presented at 19th International Symposium on Plasma Chemistry, Bochum."
- Han J. and H. Kim. 2008. "The reduction and control technology of tar during biomass gasification/pyrolysis: An overview." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 12:397-416.
- Heberlein J. and A.B Murphy. 2008. "Thermal plasma waste treatment." *Journal of Physics D: Applied Physics* 41:053001.
- Hiblot H. 2010. "Etude cinétique du reformage thermique des produits issus de la gazéification de la biomasse." Institut national polytechnique de Lorraine ENSIC.
- Higmann C. and M.V.D. Burgt. 2003. *Gasification*. Elsevier Science Book.
- Hlina M., V. Brozek, J. Domlatil, Hrabovsky M. 2009. "Gerdien Arc as a Tool for Decomposition of Water-soluble Organic Compounds; ISPC19 - 2009, Bochum, Germany."
- Hlína M., M. Hrabovský, V. Kopecký, M. Konrád, T. Kavka, S. Skoblja. 2006. "Plasma gasification of wood and production of gas with low content of tar." *Czechoslovak Journal of Physics* 56(0):1179-1184. 10.1007/s10582-006-0347-4.
- Hohwiller C. 2011. "La production de carburants liquides par thermoconversion de biomasse lignocellulosique : évaluation pour le système énergétique français futur." Thèse de l'Ecole des Mines ParisTech.
- Hrabovsky M. 1998. "Water-stabilized plasma generators." *Pure and Applied Chemistry* 70:1157-1162.
- Hrabovsky M., M. Konrad, V. Kopecky, M. Hlina, T. Kavka, G. v. Oost, E. Beeckman, B. Defoort. 2006. "Gasification of biomass in water/gas-stabilized plasma for syngas production." *Czechoslovak Journal of Physics* 56(0):1199-1206. 10.1007/s10582-006-0350-9.
- Huang H. and L. Tang. 2007. "Treatment of organic waste using thermal plasma pyrolysis technology." *Energy Conversion and Management* 48:1331-1337.

Huang H., L. Tang, C.Z. Wu. 2003. "Characterization of Gaseous and Solid Product from Thermal Plasma Pyrolysis of Waste Rubber." *Environmental Science & Technology* 37:4463-4467.

Hui Y., Y. W. zi, W. C. kang. 2000. "Numerical Investigation of Flow Field of a Dual-Jet Plasma Generator." *Plasma Science and Technology* 2:141.

Iakovou E., A. Karagiannidis, D. Vlachos, A. Toka, A. Malamakis. 2010. "Waste biomass-to-energy supply chain management: A critical synthesis." *Waste Management* 30:1860-1870. Anaerobic Digestion (AD) of Solid Waste - Anaerobic Digestion.

Inayat A., M.M. Ahmad, S. Yusup, M.I.A. Mutalib. 2010. "Biomass steam gasification with in-situ CO₂ capture for enriched hydrogen gas production: a reaction kinetics modelling approach." *Energies* 3:1472-1484.

Inentech n.d. "InEnTec.com – PEM™ technology – Process Details <http://www.inentec.com/pemtm-technology/process-details.html>."

Ishikawa M., M. Terauchi, T. Komori, J. Yasuraoka. 2008. "Development of High Efficiency Gas Turbine Combined Cycle Power Plant." *Mitsubishi Heavy Industries, Ltd. Technical Review Vol. 45 No. 1*.

Kalinenko R.A., A.P. Kuznetsov, A.A. Levitsky, V. E. Messerle, Y. A. Mirokhin, L.S. Polak, Z.B. Sakipov, A.B. Ustimenko. 1993. "Pulverized coal plasma gasification." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 13(1):141-167. 10.1007/BF01447176.

Kamei O., K. Onoe, W. Marushima, T. Yamaguchi. 1998. "Brown coal conversion by microwave plasma reactions under successive supply of methane." *Fuel* 77:1503-1506.

Kezelis R., R. Juskevicius, V. Mecius. 1999. "Water vapour Plasma Torch for Hazardous Waste Treatment." *Annals of the New York Academy of Sciences* 891:43-48.

Kinoshita C.M., Y. Wang, J. Zhou. 1994. "Tar formation under different biomass gasification conditions." *Journal of Analytical and Applied Pyrolysis* 29:169-181.

Kirkels A.F. and G.P.J. Verbong. 2011. "Biomass gasification: Still promising? A 30-year global overview." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 15:471-481.

Kiyomarsi A., A. Nazari, M. Ataei, H. K. Beheshti, R.-A. Hooshmand. 2010. "Electromagnetic analysis of an AC electric arc furnace including the modeling of an AC arc." *Compel-the international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering* 29:667-685.

Kiyomarsi A., A. Nazari, M. Ataei, H.K. Beheshti, H. Karimi. 2009. "Three Dimensional Analysis of an AC Electric Arc Furnace." *iecon: 2009 35th annual conference of IEEE industrial electronics* 1-6:3514-3519.

Knoef H. 2005. *Handbook Biomass Gasification*. BTG biomass technology group.

Larsen H.L. 1996. "AC Electric Arc Models For a Laboratory Set-up and a Silicon Metal Furnace." NTH, University of Trondheim, Department of metallurgy, Norway..

Lebouvier A., F. Cauneau, L. Fulcheri. 2011. "2D Axisymmetric Coupled Computational Fluid Dynamics Kinetics Modeling of a Nonthermal Arc Plasma Torch for Diesel Fuel Reforming." *Energy & Fuels* 25:2833-2840.

Lebouvier A., C. Delalondre, F. Fresnet, V. Boch, V. Rohani, F. Cauneau, L. Fulcheri. 2011. "Three-Dimensional Unsteady MHD Modeling of a Low-Current High-Voltage Nontransferred DC Plasma Torch Operating With Air." *Plasma Science, IEEE Transactions on* 39:1889-1899.

Lebouvier A., C. Delalondre, F. Fresnet, F. Cauneau, L. Fulcheri. 2012. "3D MHD modelling of low current high voltage dc plasma torch under restrike mode." *Journal of Physics D: Applied Physics* 45:025204.

Li H.P. and E. Pfender. 2007. "Three dimensional modeling of the plasma spray process." *Journal of Thermal Spray Technology* 16:245-260.

Lorcet H. 2009. "Contribution à l'étude et à la modélisation de la pyrogazéification de biomasse par plasma thermique; thèse doctorale de l'Université de Limoges Décembre, 2009."

Liu Y., M. Tanaka, S. Choi, T. Watanabe 2013. "Investigation of Spatial Characteristics of Multi-Phase AC Arc Combined with In-Situ Particle Measurement" 21st International Symposium on Plasma Chemistry (ISPC 21) August 2013 Cairns Australia

- Manovic V. and E.J. Anthony. 2010. "Lime-Based Sorbents for High-Temperature CO₂ Capture - A Review of Sorbent Modification Methods." *International Journal of Environmental Research and Public Health* 7:3129-3140.
- Mariaux G. and A. Vardelle. 2005. "3-D time-dependent modelling of the plasma spray process. Part 1: flow modelling." *International Journal of Thermal Sciences* 44:357-366.
- Matveev I.B. and L.A. Rosocha. 2010. "Guest Editorial Classification of Plasma Systems for Plasma-Assisted Combustion." *Plasma Science, IEEE Transactions on* 38:3257-3264.
- Matveev I.B. and S.I. Serbin. 2010. "Theoretical and Experimental Investigations of the Plasma-Assisted Combustion and Reformation System." *Plasma Science, IEEE Transactions on* 38:3306-3312.
- Megy S., S. Bousrih, J.M. Baronnet, E.A. Ershov-Pavlov, J.K. Williams, and D.M. Iddles. 1995. "Characterization of a twin-torch transferred dc arc." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 15:309-331.
- Meier A. and A. Steinfeld. 2010. "Solar Thermochemical Production of Fuels." *Advances in Science and Technology, 5th FORUM ON NEW MATERIALS PART C* 74:303-312.
- Meijden C.M.V.D., H.J. Veringa, and L. P. L. M. Rabou. 2010. "The production of synthetic natural gas (SNG): A comparison of three wood gasification systems for energy balance and overall efficiency." *Biomass and Bioenergy* 34:302-311.
- Mermoud F. 2006. "Gazéification de charbon de bois à la vapeur d'eau : de la particule isolée au lit fixe continu; Thèse de doctorat, de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, juin 2006."
- Metcalfe W.K., S. Dooley, and F.L. Dryer. 2011. "Comprehensive Detailed Chemical Kinetic Modeling Study of Toluene Oxidation." *Energy & Fuels* 25:4915-4936.
- Milne T.A. and R.J. Evans. 1998. "Biomass Gasifier "Tars": Their Nature, Formation, and Conversion, National Renewable Energy Laboratory Colorado November."
- Mirella V., C. Courson, and A. Kiennemann. 2010. "Toluene steam reforming as tar model molecule produced during biomass gasification with an iron/olivine catalyst." *COMPTES RENDUS CHIMIE* 13:1319-1325.
- Moreau E., C. Chazelas, G. Mariaux, and A. Vardelle. 2006. "Modeling the restrike mode operation of a DC plasma spray torch." *Journal of Thermal Spray Technology* 15(4):524-530. 10.1361/105996306X147306.
- Mougenot J. Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et un matériau : application au soudage TIG. thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse III, ED GEET, soutenue le 13 Novembre 2013
- Moustakas K., G. Xydis, S. Malamis, K.-J. Haralambous, and M. Loizidou. 2008. "Analysis of results from the operation of a pilot plasma gasification/vitrification unit for optimizing its performance." *Journal of Hazardous Materials* 151:473-480.
- Murphy A.B. 2010. "The effects of metal vapour in arc welding." *Journal of Physics D: Applied Physics* 43:434001.
- Murphy A.B., A.J.D. Farmer, E.C. Horrigan, and T. McAllister. 2002. "Plasma Destruction of Ozone Depleting Substances." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 22(3):371-385. 10.1023/A:1015365032020.
- Murphy E.L. and R.H. Good. 1956. "Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region." *Phys. Rev.* 102(6):1464-1473.
- Naghizadeh-Kashani Y., Y. Cressault, and A. Gleizes. 2002. "Net emission coefficient of air thermal plasmas." *Journal of Physics D: Applied Physics* 35:2925.
- Nair S.A. 2004. "Corona plasma for tar removal." Technische Universiteit Eindhoven.
- Narengerile, Saito H., Watanabe T. 2010. "Decomposition Mechanism of Fluorinated Compounds in Water Plasmas Generated Under Atmospheric Pressure." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 30(6):813-829. 10.1007/s11090-010-9259-y.
- Neeft J.P.A., Knoef H.A.M., Onaji P. 1999. "Behaviour of tar in biomass gasification systems. Tar related problems and their solutions; Novembre Report No. 9919. *Energy from Waste and Biomass (EWAB)*, The Netherlands."
- Nema S.K. and K.S. Ganeshprasad. 2002. "Plasma pyrolysis of medical waste." *Current Science* 83:271-278.

Nguyen P.L., Y. Tanaka, Y. Uesugi. 2012. "Numerical Investigation of the Swirl Gas Angle and Arc Current Dependence on Evaporation of Hafnium Cathode in a Plasma Cutting Arc." *Plasma Science, IEEE Transactions on* 40:497-504.

Nishioka H., H. Saito, T. Watanabe. 2009. "Decomposition mechanism of organic compounds by DC water plasmas at atmospheric pressure." *Thin Solid Films* 518:924-928. Proceedings of the 21st Symposium on Plasma Science for Materials.

NIST n.d. "NIST Database <http://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7782425&Mask=2>."

Ni G.H., Meng Y.D., Cheng C., Lan Y. 2010. "Characteristics of a Novel Water Plasma Torch." *Chinese Physics Letters* 27:055203.

Nordborg H. and A.A. Iordanidis. 2008. "Self-consistent radiation based modelling of electric arcs: I. Efficient radiation approximations." *Journal of Physics D: Applied Physics* 41:135205.

Olofsson I., A. Nordin, U. Söderlind. 2005. "Initial Review and Evaluation of Process Technologies and Systems Suitable for Cost-Efficient Medium-Scale Gasification for Biomass to Liquid Fuels." Umeå University and Mid Swedish University 2005-03-24 ISSN 1653-0551 ETPC Report 05-02.

Omarov O. and A. Rukhadze. 2009. "On the theory of plasma streamer development." *Bulletin of the Lebedev Physics Institute* 36(10):310-315. 10.3103/S1068335609100078.

Oost G.V., M. Hrabovsky, V. Kopecky, M. Konrad, M. Hlina, T. Kavka. 2008. "Pyrolysis/gasification of biomass for synthetic fuel production using a hybrid gas-water stabilized plasma torch." *Vacuum* 83:209-212.

Oost G. V., M. Hrabovsky, V. Kopecky, M. Konrad, M. Hlina, T. Kavka, A. Chumak, E. Beeckman, and J. Verstraeten. 2006. "Pyrolysis of waste using a hybrid argon-water stabilized torch." *Vacuum* 80:1132-1137. The 5th International Symposium on Applied Plasma Science, 26-30 September 2005, Hawaii, USA.

Paasen V.S.V.B. and J.H.A. Kiel. 2004. "Tar formation in fluidised-bed gasification - impact of gasifier operating conditions; ECN <http://www.ecn.nl/docs/library/report/2004/c04013.pdf>."

Parikh J., S.A. Channiwal, G.K. Ghosal. 2005. "A correlation for calculating HHV from proximate analysis of solid fuels." *Fuel* 84:487-494.

Park J., J. Heberlein, E. Pfender, G. Candler, C. Chang. 2008. "Two-Dimensional Numerical Modeling of Direct-Current Electric Arcs in Nonequilibrium." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 28(2):213-231. 10.1007/s11090-008-9120-8.

Pateyron B. n.d. "T&TWinner" free download from <<http://www.unilim.fr/spcts>> or <<http://ttwinner.free.fr>>

Petitpas G., J.D. Rollier, A. Darmon, J. Gonzalez-Aguilar, R. Metkemeijer, L. Fulcheri. 2007. "A comparative study of non-thermal plasma assisted reforming technologies." *International Journal of Hydrogen Energy* 32:2848-2867. International Conference on Materials for Hydrogen Energy: Solar Hydrogen (ICMHE 2004).

Piqueras L., D. Henry, D. Jeandel, J. Scott, J. Wild. 2008. "Three-dimensional modelling of electric-arc development in a low-voltage circuit-breaker." *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51:4973-4984.

Plasma2Energy n.d. "www.plasma2energy.com/."

Popov S., A. Rutberg, A. Safronov. 2007. "The use of AC plasma generators for operation as a part of plasma reactor: Special features." *High Temperature* 45(1):1-6. 10.1134/S0018151X07010014.

Ptasinski K.J. 2008. "Thermodynamic efficiency of biomass gasification and biofuels conversion." *Biofuels, Bioproducts and Biorefining* 2:239-253.

Hartmann R.M. and J.V. Heberlein 2001. "Quantitative investigations on arc-anode attachments in transferred arcs." *Journal of Physics D: Applied Physics, Volume , Number 19, 2001 , pp. 2972-2978(7)*.

Rabou L.P.L.M., R.W.R. Zwart, B J. Vreugdenhil, L. Bos. 2009. "Tar in Biomass Producer Gas, the Energy research Centre of The Netherlands (ECN) Experience: An Enduring Challenge." *Energy & Fuels* 23:6189-6198.

Ravary B. 1998. "Modélisation thermique et hydrodynamique d'un réacteur plasma triphasé. Contribution à la mise au point d'un procédé industriel pour la fabrication de noir de carbone; Thèse Doctorale de l'école des Mines de Paris décembre 1998."

Ravary B., L. Fulcheri, J.A. Bakken, G. Flamant, F. Fabry. 1999. "Influence of the Electromagnetic Forces on Momentum and Heat Transfer in a 3-Phase ac Plasma Reactor." *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 19(1):69-89. 10.1023/A:1021855916566.

Rehmet C., V. Rohani, F. Cauneau, L. Fulcheri, 3D unsteady state MHD modeling of a 3-phase AC hot graphite electrodes plasma torch, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, (2013) 33:491-515 .doi: 10.1007/s11090-013-9438-8

Rehmet C., F. Fabry, V. Rohani, F. Cauneau, L. Fulcheri, High speed video camera and electrical signal analyses of arcs behavior in a 3-Phase AC arc plasma torch, *Plasma Chemistry and Plasma processing* (2013) 33:779-796 DOI 10.1007/s11090-013-9458-4

Rossum G.V., S.R.A. Kersten, and W.P.M. v. Swaaij. 2007. "Catalytic and Noncatalytic Gasification of Pyrolysis Oil." *Industrial & Engineering Chemistry Research* 46:3959-3967.

Rutberg Ph.G. 2003. "Plasma pyrolysis of toxic waste." *Plasma Physics and Controlled Fusion* 45:957.

Rutberg Ph.G., A.N. Bratsev, V.A. Kuznetsov, V.E. Popov, A.A. Ufimtsev, and S.V. Shtengel'. 2011. "On efficiency of plasma gasification of wood residues." *Biomass and Bioenergy* 35:495-504.

Rutberg Ph.G., A.N. Bratsev, and A.A. Ufimtsev. 2004. "Plasmochemical technologies for processing of hydrocarbonic raw material with syngas production." *High Technolgy Plasma Processes* 8:433-445.

Rutberg Ph.G., S.A. Lukyanov, A.A. Kiselev, S.A.Kuschev, Gh.V. Nakonechny, A.V. Nikonov, S.D. Popov, E.O. Serba, V.A.Spodobin, and A.V. Surov. 2011a. "Investigation of parameters of the three phase high-voltage alternating current plasma generator with power up to 100 kW working on steam." *Journal of Physics: Conference Series* 275:012006.

Rutberg Ph.G., A.A. Safronov, S.D. Popov, A.V. Surov, and Gh.V. Nakonechny. 2005. "Multiphase stationary plasma generators working on oxidizing media." *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47:1681.

Saearsdottir G.A., J.A. Bakken, V.G. Sevastyanenko, and L.P. Gu. 2001. "High-power AC arcs in metallurgical furnaces." *High Temperature Material Processes* 5:21-43.

Saevardsdottir G.A. 2002. "High current AC arcs in silicon and ferrosilicon furnaces." NTU Trondheim.

Salome n.d. <http://www.salome-platform.org/>

Sarrailh P., L. Garrigues, J.P Boeuf, and G.J.M. Hagelaar. 2010. "Modeling of breakdown during the post-arc phase of a vacuum circuit breaker." *Plasma Sources Science and Technology* 19:065020.

Schnick M., G. Wilhelm, M. Lohse, U. Füssel, and A.B. Murphy. 2011. "Three-dimensional modelling of arc behaviour and gas shield quality in tandem gasâ€metal arc welding using anti-phase pulse synchronization." *Journal of Physics D: Applied Physics* 44:185205.

Seiler J.M., C. Hohwiller, J. Imbach, and J.F. Luciani. 2010. "Technical and economical evaluation of enhanced biomass to liquid fuel processes." *Energy* 35:3587-3592.

Selvan B., K. Ramachandran, K.P. Sreekumar, T.K. Thiagarajan, and P.V. Ananthapadmanabhan. 2009. "Three-Dimensional Numerical Modeling of an Ar-N₂ Plasma Arc Inside a Non-Transferred Torch." *Plasma Science and Technology* 11:679.

Selvan B., K. Ramachandran, T.K.Thiagarajan, K.P. Sreekumar, and P. V. Ananthapadmanabhan. 2010. "Modelling of non- transferred argon-nitrogen plasma arc and plasma jet." *Journal of Physics: Conference Series* 208:012047.

Serbanescu C. 2010. "Étude et modélisation de la dégradation pyrolytique des mélanges complexes de composés organiques." Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse).

Serbin S.I. and I.B. Matveev. 2010. "Theoretical Investigations of the Working Processes in a Plasma Coal Gasification System." *Plasma Science, IEEE Transactions on* 38:3300-3305.

Shen Y. and K. Yoshikawa. 2013. "Recent progresses in catalytic tar elimination during biomass gasification or pyrolysis—A review." *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 21:371-392.

Shi L., D.J. Bayless, and M.E. Prudich. 2009. "A CFD model of autothermal reforming." *International Journal of Hydrogen Energy* 34:7666-7675.

Shie J.L., C.Y. Chang, C.S. Chen, D.G. Shaw, Y.H. Chen, W.H. Kuan, and H.K. Ma. 2011. "Energy life cycle assessment of rice straw bio-energy derived from potential gasification technologies." *Bioresource Technology* 102:6735-6741.

Shie J.L., C.Y. Chang, W.K. Tu, Y.C. Yang, J.K. Liao, C.C. Tzeng, H.Y. Li, Y.J. Yu, C.H. Kuo, and L.C. Chang. 2008. "Major Products Obtained from Plasma Torch Pyrolysis of Sunflower-Oil Cake ." *Energy & Fuels* 22:75-82.

Shie J.L., F.J. Tsou, K.L. Lin. 2010. "Steam plasmatron gasification of distillers grains residue from ethanol production." *Bioresource Technology* 101:5571-5577.

Shie, J.L., F.J. Tsou, K.L. Lin, C.Y. Chang. 2010. "Bioenergy and products from thermal pyrolysis of rice straw using plasma torch." *Bioresource Technology* 101:761-768.

Singh J., R.I.A. Patterson, M. Kraft, H. Wang. 2006. "Numerical simulation and sensitivity analysis of detailed soot particle size distribution in laminar premixed ethylene flames." *Combustion and Flame* 145:117-127.

Steinfeld A. 2005. "Solar thermochemical production of hydrogen--a review." *Solar Energy* 78:603-615. Solar Hydrogen.

Stiegel G.J. and M.Ramezan. 2006. "Hydrogen from coal gasification: An economical pathway to a sustainable energy future." *International Journal of Coal Geology* 65:173-190. Hydrogen from Coal.

Su Y., Y. Luo, Y. Chen, W. Wu, Y. Zhang. 2011. "Experimental and numerical investigation of tar destruction under partial oxidation environment." *Fuel Processing Technology* 92:1513-1524.

Swierczynski B., J.J. Gonzalez, P. Teulet, P. Freton, and A. Gleizes. 2004. "Advances in low-voltage circuit breaker modelling." *Journal of Physics D: Applied Physics* 37:595.

Swierczynski D., S. Libs, C. Courson, A. Kiennemann. 2007. "Steam reforming of tar from a biomass gasification process over Ni/olivine catalyst using toluene as a model compound." *Applied Catalysis B: Environmental* 74:211-222.

Tagutchou J.P. 2008. "Gazéification du charbon de plaquettes forestières : particules isolées et lit fixe continu; Thèse de doctorat de l'université de Perpignan Décembre 2008."

Tang L., H. Huang, H. Haiqing, W. Huan, W. Yunhe, Z. Chihui, Q. Li 2009. "Waste Tires Disposal by Thermal Plasma for Power Generation and Carbon Black Recovery." 1-4.

Tang L., H. Huang, Z. Zhao, C.Z. Wu, and Y. Chen. 2003. "Pyrolysis of Polypropylene in a Nitrogen Plasma Reactor." *Industrial & Engineering Chemistry Research* 42:1145-1150.

Tang K.M., J.D. Yan, C. Chapman, M.T.C. Fang. 2010. "Three-dimensional modelling of a dc arc plasma in a twin-torch system." *Journal of Physics D - Applied Physics* 43.

Tao K. N. Ohta, G. Liu, Y. Yoneyama, T. Wang, N. Tsubaki. 2013. "Plasma enhanced catalytic reforming of biomass tar model compound to syngas." *Fuel* 104:53-57. 10th Japan/China Symposium on Coal and Chemistry

Taralas G., M.G. Kontominas, X. Kakatsios. 2003. "Modeling the Thermal Destruction of Toluene (C₇H₈) as Tar-Related Species for Fuel Gas Cleanup." *Energy & Fuels* 17:329-337.

Tendler M., P. Rutberg, and G. v. Oost. 2005. "Plasma based waste treatment and energy production." *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47:A219.

Tijmensen M.J.A., A.P.C. Faaij, C.N. Hamelinck, and M.R.M. v. Hardeveld. 2002. "Exploration of the possibilities for production of Fischer Tropsch liquids and power via biomass gasification." *Biomass and Bioenergy* 23:129-152.

Trelles J., C. Chazelas, A. Vardelle, and J. Heberlein. 2009. "Arc Plasma Torch Modeling." *Journal of Thermal Spray Technology* 18(5):728-752. 10.1007/s11666-009-9342-1.

Trelles J.P, E. Pfender, and J.V.R. Heberlein. 2007. "Modelling of the arc reattachment process in plasma torches." *Journal of Physics D: Applied Physics* 40:5635.

Tu W.K., J.L. Shie, C.Y. Chang, C.F Chang, C.F. Lin, S.Y. Yang, J.T Kuo, D.G. Shaw, and D.J. Lee. 2008. "Pyrolysis of Rice Straw Using Radio-Frequency Plasma." *Energy & Fuels* 22:24-30.

Umeki K., T. Namioka, and K. Yoshikawa. 2012. "Analysis of an updraft biomass gasifier with high temperature steam using a numerical model." *Applied Energy* 90:38-45. Energy Solutions for a Sustainable World, Special Issue of International Conference of Applied Energy, ICA2010, April 21-23, 2010, Singapore.

Vacquié S. 2000. *L'arc électrique*. Livre Eyrolles CNRS Edition.

Virginie M., C. Courson, and A. Kiennemann. 2010. "Toluene steam reforming as tar model molecule produced during biomass gasification with an iron/olivine catalyst." *Comptes Rendus Chimie* 13:1319-1325.

Wallace B. 2008. "Thermochemical technology Overview; available from <http://downloads.cas.psu.edu/RenewableEnergy/presentations/BobWallaceThermochem0808.pdf>."

Wang Y. and L. Yan. 2008. "CFD Studies on Biomass Thermochemical Conversion." *International Journal of Molecular Sciences* 9:1108-1130.

Weiner S., Q. Xu, P. Goldberg, J. Liu, and O. Bar-Yosef. 1998. "Evidence for the Use of Fire at Zhoukoudian, China." *Science* 281:251-253.

Willis K.P., S. Osada, and K.L. Willerton. 2010. "Plasma Gasification: Lessons Learned at Eco-Valley WTE Facility." *ASME Conference Proceedings* 133-140.

Wu K.T., H.T. Lee, C.I. Juch, H.P. Wan, H.S. Shim, B.R. Adams, and S.L. Chen. 2004. "Study of syngas co-firing and reburning in a coal fired boiler." *Fuel* 83:1991-2000. East Meets West on Heavy Oil Technology Symposium.

Weidong X., J.F. L.and, L. Hui, T.M. Gruenberger. 2006. "Characterization of a 3-phase a.c. free burning arc plasma." *Plasma Science & technology* 8:156-163.

Xiong H.B., L.L. Zheng, S. Sampath, R.L. Williamson, and J.R. Fincke. 2004. "Three-dimensional simulation of plasma spray: effects of carrier gas flow and particle injection on plasma jet and entrained particle behavior." *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47:5189-5200.

Xiu S., N. Wang, W. Yi, B. Li, and G. Shahbazi. 2008. "Validation of kinetic parameter values for prediction of pyrolysis behaviour of corn stalks in a horizontal entrained-flow reactor." *BIOSYSTEMS ENGINEERING* 100:79-85.

Yang W., D.J. Yang, S.Y. Choi, J.S. Kim. 2011. "Experimental Study on Co-Firing of Syngas as a Reburn/Alternative Fuel in a Commercial Water-Tube Boiler and a Pilot-Scale Vertical Furnace." *Energy & Fuels* 25:2460-2468.

Zhang J., Y. Wang, L. Dong, S. Gao, G. Xu. 2010. "Decoupling Gasification: Approach Principle and Technology Justification." *Energy & Fuels* 24:6223-6232.

Zhang L., C. Xu, and P. Champagne. 2010. "Overview of recent advances in thermo-chemical conversion of biomass." *Energy Conversion and Management* 51:969-982.

Zhao Z., H. Huang, C. Wu, H. Li, and Y. Chen. 2001. "Biomass Pyrolysis in an Argon/Hydrogen Plasma Reactor." *Engineering in Life Sciences* 1:197-199.

Zhao Y., S. Sun, H. Zhou, R. Sun, H. Tian, J. Luan, J. Qian. 2010. "Experimental study on sawdust air gasification in an entrained-flow reactor." *Fuel Processing Technology* 91:910-914. Gasification: Fundamentals and application.

Zhou Q., H. Li, X. Xu, F. Liu, S. Guo, X. Chang, W. Guo, and P. Xu. 2009. "Comparative study of turbulence models on highly constricted plasma cutting arc." *Journal of Physics D: Applied Physics* 42:015210.

Zwart R.W.R. 2009. "Gas cleaning downstream biomass gasification, status report; Energy Research Centre of the Netherlands (ECN), Report Number ECN-E--08-078."

Annexes

Annexe 1 : Comparaison des procédés autothermiques

Pour obtenir le PCS lorsqu'il n'est pas stipulé dans une publication ou dans la base Phyllis «database for biomass and waste » [ECNa], on peut se fier à la formule donnée par la loi de Dulong qui permet d'obtenir une valeur théorique proche de la valeur réelle. Différentes formules d'estimation du pouvoir calorifique peuvent être trouvées dans l'article de Channiwala and Parikh 2005.

		EPI	Stein	Tampella	ISU	GTI	SEI	Purox	Sofresid	Shell
Technologie		Lit fluidisé dense						Lit fixe		flux entrainé
Primary	Feedstock	Wood	Wood	Wood	Corn	Wood	Wood	MSW	MSW	Coal
PCI	(MJ/kg)	18.4	18.4	18.4		18.4	18.4	19	19	33.8
Throughput	(tonne/day)	100	60	45	4.5	12	181	181	195	2155
Pressure	(bar)	1	15	20-23	1	35	1	1	1	30
Temperature	(oC)	650	700-750	850-950	730	816	650-815	-	1300-1400	1400
Reactant 1		Air	O ₂	Air	Air	O ₂	Air	O ₂	Air	O ₂
Input	(kg/kg feed)	2	0.6	0.4	-	0.27	1.45	-	-	0.98
Reactant 2		-	Steam	Steam	-	Steam	-	-	-	Steam
Input	(kg/kg feed)	-	0.4	0.5	-	0.64	-	-	-	0
Gas Output (m³/h)		8793	2900	-	-	335	4845	9.43	33,960	1.48.10 ⁶
Exit Temperature (°C)		621	-	300-350	-	816	800	-	-	240
Heating	Value (MJ/m³)	5.6	5.52	4-6	4.5	13	5.7	-	7.92	9.51
RE à partir PCI donné (%)		64.23	34.80			47.34	19.90			0.46
RE à partir concentration en syngas (%)		48.12	32.13			23.35	17.50	0.04		0.5
rendement H2 (%)		15.6	29.4			12.64	10.4	0.08		0.84
Rendement CO (%)		39.16	32.2			8.31	10.56	0.13		0.97
		TPS	Aerimp-ianti		Foster Wheeler	Lurgi		Sydskraft	BCL/ FERCO	MTCI
Technologie		Lit fluidisé circulant							(1)	(1)
Primary	Feedstock	Wood	RDF		Wood	Bark	Bark	Wood	Wood	Pulp
PCI	(MJ/kg)	16	14.78	14.78	18.4	15.5	15.5		18.4	11
Throughput	(tonne/day)	9	45	100	14.5	84	108	-	24	7
Pressure	(bar)	1	1		1	1		18	1	1
Temperature	(oC)	700-950	850-900		900	800		950-1000	600-1000	790-815
Reactant	1	Air	Air		Air	Air		Air	Air	-
Input	(kg/kg feed)	-	1.7		1.7	1.25		-	0.08	-
Reactant	2	-	-		-	-		-	Steam	Steam
Input	(kg/kg feed)	-	-		-	-		-	0.31	2.2
Gas Output (m3/h)			1500	3500	1181	9700	12500	-	800	-
Exit	Temperature °C)	-	800-900		700	600		-	820	-
Heating	Value (MJ/m3)	4,5	4.5	5.5	7.5	5.8		5	18	16.7
RE à partir PCI donné (%)			24.36	31.26	79.68	103.71	103.94		78.26	
RE à partir concentration en syngas (%)			43.91	11.42	65.12	77.76	77.94		56.12	
rendement H2 (%)			20.11	4.65	51.14	86.45	71.55		15.2	
Rendement CO (%)			22.61	5.88	57.88	72.57	57.72		39.4	
(1)	avec chambre de combustion séparé									
	RE: rendement énergétique									

Tableau 19 Comparaison des procédés autothermiques [Ciferno et al.2002]

**Annexe 2 : Comparaison des procédés de pyrolyse/ gazéification
allothermiques par plasma présentés dans la littérature scientifique**

Procédé	technologie	Auteur	Technologie, année	Produits traités	PCI (MJ/kg)	Composition (wt%)					ID number ECN (1)	Débit produit (g/min)	Injection de vapeur (g/min)	Puissance (kW)	fuel gas prod. (Nm ³ /kg)	Gaz produit (vol%)					η énergétique du gaz froid (%)	Bilan H2 (%)	Bilan CO (%)	Pouvoir calorifique gaz (MJ/m3)	
						C	H	O	Humidité	Azote						H2	CO	CH4	C2H2	C2H4					
pyrolyse	Torche DC	van Oost 2006	Torche Ar/H2O pyrolyse gasification	run 1-A (wood chip)	19.06	50.1	6.12	41.9	7	0.5	197	333.33	12	95	1.09	46.8	44.7				9.71	30.00	47.42	10.17	
				run 2-A (wood chip)	19.03	50.1	6.12	41.9	7	0.5	197	333.33	15	138	1.5	41.3	43.1				8.98	36.42	62.92	9.41	
		Nema 2002		medical waste 60% Coton 30% Plastic	22.39	55.08	7.146	21.06	negligé		1186-382	4		40.5		22.63	26.65	1.507	0.4511				5.52		
				wood A (daf)	16.84	44.38	6.93	45.33		3.25 N	Dulong +	133.33		40.5	10.8	58.11	31.6	2.78	5.47		52.37	17.75	46.79	9.76	
		wood B (daf)	18.01	45.24	7.77	47.18			128.33	1.638		40.5	5.74	57.14	32.75	2.96	4.88		24.97	8.30	22.47	9.79			
				rice husk	17.96	45.25	7.9	48.47		0.49 N		153.33		40.5	6.27	83.26	13.35	1.13	1.36		34.10	12.99	32.19	10.15	
		Huang 2003		tyres	37.33	80.5	7.33	10.27	0.93	1,57 S	918	100	173.04	60	77	24.1	14.2	1.1	0.4	0.5	3.99	0.35	12.88	8.96	
		Tang 2009		tyres	28.70	82.7	0.42	13.9		2.57 S		75	NC	32.5	77	24.12	14.17	0.98	1.75	0.41	7.13	-	13.36	8.96	
		Tang 2003		polypropylene	44.16	85.6	28.865				1186	100	100	35.2	2.167	80.85	4.48	8.52		5.77	4.09	1.15	5.53	8.84	
		Shie	2005	sunflower-oil cake	18.31	54.18	8.14	33.99		3,42		47.33		22		48.65	51.17				-	-	-	11.13	
			2010	Distillers grains from ethanol industrie	28.05	55.56	6.41			6.45	PCS Dulong			2.258	4	49	53.32	42.56	1.5			16.95	9.74	45.04	10.58
			2010 a	rice straw	21.50	41.41	5.19		35	0.95				35% wet	5.16	39.2	49.03	44.84	1.55			16.08	-	50.94	10.41
					21.50	41.41	5.19		35	0.95				55% wet		46.73	48.26	43.59	1.12			22.95	-	59.03	10.18
gazéification	Torche AC	Popov 2007		wood	19.00	50	6	42				60- 420	104	4.97	2.13	36.2	44.5				80.40	2.12	92.44	9.05	
				methane	50.00	77.77	22.22						1123	8.86	6.81	41	20.5				77.16	1.58	87.53	6.67	
					50.00	77.77	22.22						1123	22.8	5.58	75	25				82.04	2.37	87.47	10.70	
		Tendler 2005		wood	16.00	51.4	5.88	42.2			184			3.6	2.48	24.5	31.4				79.43	2.03	73.88	6.28	
				RDF	15.00	39.7	5.78	27.2			849			3.82	2.46	26.3	27.5				78.37	2.20	83.09	6.00	
				car tires	33.00	80.3	7.43	3.2			1,58 S	1495			1330	6.66	5.03	30.6	24				76.33	1.36	73.31
Légende			Puissance en MJ et injection de vapeur en g						(1)	fournir par la base de donnée du site http://www.ecn.nl/phyllis/single.html															
			Rendement en gaz produit donné en pourcentage massique (wt%)						+	PCS Calculé à partir de la formule de Dulong 0.3383xC+1.443x(H-O/8)															
			Estimation pour comparaison																						
			Rendement en gaz donnée en Nm ³ /h																						

Annexe 3 : Influence de l'interaction magnétique sur les arcs

Calcul du champ magnétique :

Afin de caractériser l'influence des forces magnétiques sur le mouvement de l'arc, quelques calculs de champ magnétique ont été entrepris. Le champ magnétique auto induit autour d'un arc parfaitement cylindrique, infini et en régime permanent est généralement exprimé à partir de l'expression de Maxwell Ampère sous la forme [Chemartin 2008] :

$$\mu_0 J = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \vec{z} \quad (\text{Équation 43})$$

Pour $r < r_{\text{arc}}$

En intégrant l'équation 44 et en considérant en $r=0$, $B=0$, on tombe sur l'expression :

$$B_\theta = \frac{\mu_0 J r}{2} \quad (\text{Équation 44})$$

Qu'on peut réécrire en fonction de I par :

$$B_\theta = \frac{\mu_0 I r}{2 \pi r_{\text{arc}}^2} \quad (\text{Équation 45})$$

Pour $r > r_{\text{arc}}$

A partir de l'équation 46 et en considérant que la densité de courant est nulle ($J=0$) en dehors de l'arc :

$$0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \vec{z} \quad (\text{Équation 46})$$

En intégrant cette expression et pour $r = r_{\text{arc}}$, on peut déterminer la constante d'intégration par l'expression : $B_\theta = \frac{\mu_0 J r}{2}$, ce qui permet d'écrire pour $r > r_{\text{arc}}$:

$$B_\theta = \frac{\mu_0 J r_{\text{arc}}^2}{2r} = \frac{\mu_0 I}{2 \pi r} \quad (\text{Équation 47})$$

Pour un courant efficace de 150 - 200 A avec un rayon de l'arc de 1,5mm, l'influence du champ magnétique se fait principalement ressentir à 1,5 mm de l'arc mais aussi dans tout le domaine (**Figure 117**). L'influence de ce champ pourrait être non négligeable sur le comportement des arcs dans le système triphasé. Ce point sera repris et détaillé dans le paragraphe suivant.

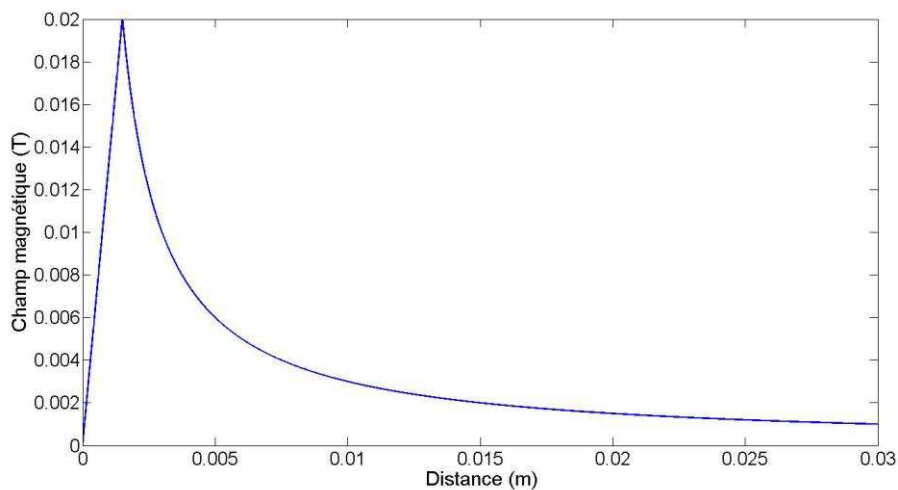


Figure 117 Champ magnétique radial autour de l'arc

La courbure de l'arc engendre une composante magnétique transversale supplémentaire. Elle peut être déterminée à partir de la loi de Biot Savard, elle est donnée par l'expression suivante :

$$B_r = \frac{\mu_0 I \theta}{4\pi R_{courbure}} \quad (\text{Équation 48})$$

Avec θ l'angle de courbure de l'arc. A partir de cette expression et en considérant le champ auto induit autour de l'arc, on peut déterminer le champ magnétique modifié au niveau de la bordure intérieure de l'arc par l'expression :

$$B_{modifié_int} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left(\frac{1}{r_{arc}} + \frac{\theta}{2R_{courbure}} \right) \quad (\text{Équation 49})$$

En considérant l'arc dans ces premiers instants, la courbure de l'arc est liée à la normale des surfaces aux électrodes donnant des jets avec un angle de $2\pi/3$ entre eux. En considérant comme première approximation que le parcours de l'arc est entièrement incurvé d'une électrode à l'autre, le centre de courbure se situe donc au niveau de l'intersection des plans tangents aux surfaces de l'électrode (à 11,5 mm de l'axe des électrodes). Dans ces conditions, l'augmentation du champ magnétique est de 5 à 10 % liée au ratio : $\frac{r_{arc}\theta}{2R_{courbure}}$. Le champ magnétique produit par les électrodes donne sa contribution maximale au niveau du centre de courbure puis dans les zones inférieures. Celui-ci peut être déterminé par l'expression :

$$B_l = \frac{2\mu_0 I}{\pi l} \quad (\text{Équation 50})$$

Les expressions précédentes ne sont vraies que lorsque l'angle de courbure de l'arc est supérieur à $\pi/2$. Dans le cas contraire, l'interaction magnétique au niveau de la zone de contact va suivre le double de la composante radiale du champ magnétique d'un l'arc. Cette augmentation va être liée au ratio $\frac{4D_{inter\ arc}}{R_{arc}}$ donné pour deux arcs en parallèles (**Figure 118**).

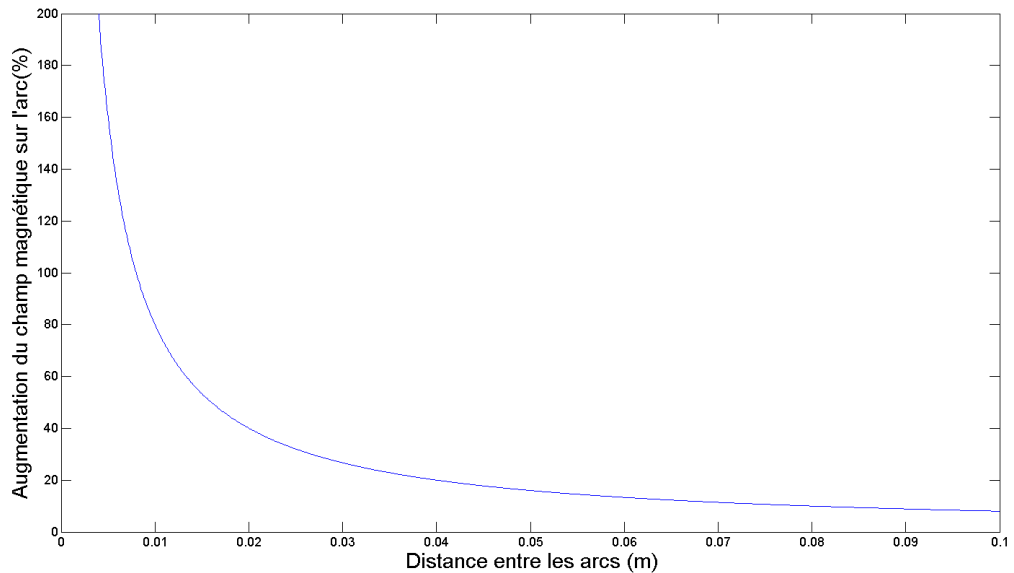


Figure 118 Augmentation en pourcentage du champ magnétique local autour de l'arc pour différentes distances entre deux arcs parallèles.

Influence des forces électromagnétiques sur le mouvement de l'arc :

Dans le modèle MHD, l'influence du champ magnétique se situe uniquement au niveau de l'équation de quantité de mouvement par les forces de Laplace. Celles-ci sont données par l'expression $\overrightarrow{F_{Laplace}} = \vec{j} \times \vec{B}$ et elles sont donc liées à la densité de courant dans le domaine. L'augmentation du champ magnétique produite par l'angle entre les jets aux électrodes est de l'ordre de 5 à 10 % comme démontré précédemment, soit l'équivalent d'une interaction entre deux arcs séparés de plus de 10 cm. Le déséquilibre des forces de Laplace sur la colonne d'arc entre la partie interne et externe va être assimilé à une force de Laplace équivalente dirigée vers l'extérieure de la courbure. Toutefois, le déplacement de l'arc dépend aussi du temps et de la densité de puissance dans l'arc afin de chauffer la zone en amont au déplacement de cet arc. Ce déséquilibre des forces de Laplace autour de l'arc est donc assez faible avec cette courbure.

Annexe 4 : Guide d'utilisation de Salome 6® pour le maillage de la grille de calcul du système à arcs plasma triphasé correspondant au maillage utilisé dans le chapitre III

Prérequis :

- Avoir installé Salome6.
- Ouvrir un éditeur de texte en .py

Le maillage de la géométrie sur Salome 6 peut être envisagé par différentes approches. Il est cependant recommandé de faire le maillage en structuré afin d'affiner l'intérieur de la géométrie. L'ennui d'un maillage structuré c'est qu'il peut devenir un exercice très complexe si la géométrie n'est pas axisymétrique. Il faut donc choisir judicieusement les parties à mailler. Nous avons choisi de mailler un tiers du domaine du volume qu'on reproduit deux fois par rotation avec les groupes de face qu'on définit. Pour mailler la première partie, nous avons choisi de considérer différentes formes que nous agençons les unes dans les autres. En effet, pour mailler une partie cylindrique en hexaédral (l'électrode), il est important d'insérer une forme carrée ou rectangulaire qui suit l'axe du cylindre. Il est aussi nécessaire de découper le volume en sous partie de 6 faces ou dont toutes les surfaces ont 4 cotés. Attention, si un point, plan ou ligne croise une surface, la surface est automatiquement séparée en deux. Une fois le maillage effectué, il est important de définir les noms des différentes bordures pour définir les conditions aux limites dans Code_Saturne.

1. Copier le code dans un fichier .py

```
import math
import geompy
import smesh
import SMESH
geo = geompy

origin = geo.MakeVertex(0, 0, 0)

# Vector
Vector_Z = geompy.MakeVectorDXDYDZ(0, 0, 0.1)
Vector_X = geompy.MakeVectorDXDYDZ(0.1, 0, 0)
Vector_Y = geompy.MakeVectorDXDYDZ(0, 0.1, 0)

#Définition du contour
cote_h = 0.023
cote_b = 0.040
cote_2 = 0.023
ext_volume = 0.032
profondeur_elec = 0.0255
profondeur_bore = 0.014

Vertex_1 = geompy.MakeVertex(0, 0, -cote_h)
Vertex_2 = geompy.MakeVertex(0, 0, cote_b)
Vertex_3 = geompy.MakeVertex(-ext_volume, 0, 0)
Vertex_4 = geompy.MakeVertex(ext_volume, 0, 0)

base = geo.MakeVertex(-ext_volume + profondeur_elec, 0, 0)
base_2 = geo.MakeVertex(-ext_volume + profondeur_elec-0.0035, 0, 0)
base_3 = geo.MakeVertex(-ext_volume + profondeur_bore +0.0040 , 0, 0)

point_1 = geo.MakeVertex(-ext_volume +profondeur_bore, 0, 0)
point_2 = geo.MakeVertex(0, cote_2, 0)
point_3 = geo.MakeVertex(0,-cote_2, 0)
```

```

point_4 = geo.MakeVertex( 0, 0, cote_2)

plane_trim = 2
####plans médians
plane_a = geo.MakePlane(origin, geo.MakeVectorDXDYDZ(0, 1, 0), plane_trim)#deux plans pour coupe
plane_b = geo.MakePlane(origin, geo.MakeVectorDXDYDZ(0, 0, 1), plane_trim)
plane_c = geo.MakePlane(origin, geo.MakeVectorDXDYDZ(0, 1, 1), plane_trim)#plan coupe
plane_d = geo.MakePlane(origin, geo.MakeVectorDXDYDZ(0, -1, 1), plane_trim)
plane_e = geo.MakePlane(point_1, geo.MakeVectorDXDYDZ(1, 0, 0), plane_trim)
plane_f = geo.MakePlane(base_3, geo.MakeVectorDXDYDZ(1, 0, 0), plane_trim)#plan fin cone
plane_g = geo.MakePlane(point_4, geo.MakeVectorDXDYDZ(0, 0, 0.01), plane_trim)

#Définition du contour
boite_2 = geo.MakeBox(-ext_volume , -cote_2, -cote_h, +ext_volume, +cote_2, +cote_b)
Cercle_contour = geompy.MakeCylinder(origin, Vector_Z, 0.03,(cote_2+0.02)*2)
geompy.TranslateDXDYDZ(Cercle_contour,0, 0, -cote_2)
boite = geompy.MakeCommon(boite_2, Cercle_contour)

geompy.addToStudy(Cercle_contour , "Cercle_contour" )
geompy.addToStudy(boite_2 , "boite_2" )
geompy.addToStudy(boite , "boite" )

Cercle_maillage = geompy.MakeCone(base_2, Vector_X, 0.0085, 0.014, 0.012)
geompy.addToStudy(Cercle_maillage , "Cercle_maillage" )

Cercle_maillage_1= geompy.MakeCone(base, Vector_X, 0.005, 0.012, 0.015)
geompy.addToStudy(Cercle_maillage_1, " Cercle_maillage_1" )

Cercle_maillage_2 = geompy.MakeCone(base_3, Vector_X, 0.0085, 0.019, ext_volume -profondeur_bore +0.003)
Cercle_maillage_3 = geompy.MakeCone(point_1, Vector_X, 0.0125, 0.021, 0.0205)
Cercle_maillage_4 = geompy.MakeCone(point_1, Vector_X, 0.015, 0.022,0.0205)

#Electrode

Support_Nitruore_1 = geompy.MakeCylinder(Vertex_3, Vector_X, 0.015, +0.014)
geompy.addToStudy( Support_Nitruore_1, "Support_Nitruore_1" )

Epaisseur_Nitruore_1 = geompy.MakeCylinder(Vertex_3, Vector_X, 0.0125, +0.014)
geompy.addToStudy( Epaisseur_Nitruore_1, "Epaisseur_Nitruore_1" )

Support_1= geompy.MakeFuse(Support_Nitruore_1,Epaisseur_Nitruore_1)
Cut_1 = geompy.MakeCut(boite, Support_1)

Electrodes_1 = geompy.MakeCylinder(Vertex_3, Vector_X, 0.0085, profondeur_elec)
Fillet_1 = geompy.MakeFilletAll(Electrodes_1 , 0.0035)

Cut_3 = geompy.MakeCut(Cut_1, Fillet_1 )

box_coupe = geo.MakeBox(0, -0.1, -0.1 , +0.1, +0.1, +0.1)
box_coupe_2 = geo.MakeRotation(box_coupe, Vector_Z, math.pi/6)
box_coupe_3 = geo.MakeRotation(box_coupe, Vector_Z, -math.pi/6)

Cut_4 = geompy.MakeCut(Cut_3, box_coupe_2)
Cut_5 = geompy.MakeCut(Cut_4, box_coupe_3)
geompy.addToStudy(Cut_5, "Cut_5" )

taille = 0.0032

box_rot = geo.MakeBox(-(ext_volume - profondeur_elec), -taille, -taille , 0, +taille, +taille)

Cut_8 = geompy.MakeCut(box_rot, box_coupe_3)

box = geompy.MakeCut(Cut_8 , box_coupe_2)

hole_4 = geo.MakeCut(Cut_5 , box)

```

```

blocks_part1 = geo.MakePartition([hole_4], [Cercle_maillage, Cercle_maillage_1, Cercle_maillage_2, Cercle_maillage_3,
Cercle_maillage_4, plane_a, plane_b, plane_c, plane_d, plane_e, plane_g, plane_f], [], [], geo.ShapeType["SOLID"])

blocks_part3 = geo.MakePartition([box], [plane_a, plane_b], [], [], geo.ShapeType["SOLID"])

blocks_list = geo.SubShapeAll(blocks_part1, geo.ShapeType["SOLID"])+ geo.SubShapeAll(blocks_part3, geo.ShapeType["SOLID"])

blocks_all = geo.MakeCompound(blocks_list)
blocks = geo.MakeGlueFaces(blocks_all, 0.0001)

geo.addToStudy(blocks, "blocks")

##Build geometric groups
#-----
def group(name, shape, type, base=None, direction=None):
    t = geo.ShapeType[type]
    g = geo.CreateGroup(shape, t)

    geo.addToStudyInFather(blocks, g, name)
    g.SetName(name)

    if base!=None:
        l = geo.GetShapesOnPlaneWithLocationIDs(shape, t, direction, base, geo.GEOM.ST_ON)
        geo.UnionIDs(g, l)

    return g

Outlet = group("Outlet", blocks, "FACE", Vertex_2, Vector_Z)
Bord_2 = group("Bord_2", blocks, "FACE", point_1, Vector_X)
Inlet_elect_1 = geo.CreateGroup(blocks, geompy.ShapeType["FACE"])
geo.UnionIDs(Inlet_elect_1, [1339, 1356, 1368, 1380, 1392, 1404, 1416, 1428])
geo.addToStudyInFather(blocks, Inlet_elect_1, "Inlet_elect_1")

Inlet = group("Inlet", blocks, "FACE", Vertex_1, Vector_Z)
bout_Electrode_2 = group("bout_Electrode_2", blocks, "FACE", base, Vector_X)
bords_2 = geo.CreateGroup(blocks, geompy.ShapeType["FACE"])
geo.UnionIDs(bords_2, [531, 555, 572, 589, 606, 623, 640, 662])
geo.addToStudyInFather(blocks, bords_2, "bords_2")
paroi_1 = group("paroi_1", blocks, "FACE", point_2, Vector_Y)
paroi_2 = group("paroi_2", blocks, "FACE", point_3, Vector_Y)

radius1 = 0.0035
radius2= 0.007
radius3= 0.0125
radius4= 0.015
radius5= 0.02

aa= (radius2+radius1)/2
segm_1 =geo.MakeVertex (0.005 , aa/2 , aa)
segm_2 =geo.MakeVertex (0.005 , aa/2 , -aa)
segm_3 =geo.MakeVertex (0.005 , -aa/2 , -aa)
segm_4 =geo.MakeVertex (0.005 , -aa/2 , aa)
segm_42 =geo.MakeVertex (0.005 , -aa , -0.001)
segm_43 =geo.MakeVertex (0.005 , -aa , +0.001 )
segm_44 =geo.MakeVertex (0.005 , aa , -0.001)
segm_45 =geo.MakeVertex (0.005 , aa , +0.001 )

segm_11 =geo.MakeVertex (-0.005 , aa/2 , aa)
segm_92 =geo.MakeVertex (-0.005 , aa/2 , -aa)
segm_31 =geo.MakeVertex (-0.005 , -aa/2 , -aa)
segm_41 =geo.MakeVertex (-0.005 , -aa/2 , aa)
segm_421 =geo.MakeVertex (-0.005 , -aa , -0.001)
segm_431 =geo.MakeVertex (-0.005 , -aa , +0.001)
segm_441 =geo.MakeVertex (-0.005 , aa , -0.001)
segm_451 =geo.MakeVertex (-0.005 , aa , +0.001 )

```

```

ab= radius2
#attrape l'électrode
segm_5 =geo.MakeVertex (-0.013 , ab/2 , ab)
segm_6 =geo.MakeVertex (-0.013 , ab/2 , -ab)
segm_7 =geo.MakeVertex (-0.013 , -ab/2 , -ab)
segm_8 =geo.MakeVertex (-0.013 , -ab/2 , ab)
segm_82 =geo.MakeVertex (-0.013 , -ab , -0.0015)
segm_83 =geo.MakeVertex (-0.013 , +ab , +0.0015)
segm_84 =geo.MakeVertex (-0.013 , -ab , +0.0015)
segm_85 =geo.MakeVertex (-0.013 , +ab , -0.0015)

segm_51 =geo.MakeVertex (-0.017 , ab/2 , ab)
segm_61 =geo.MakeVertex (-0.017 , ab/2 , -ab)
segm_71 =geo.MakeVertex (-0.017 , -ab/2 , -ab)
segm_81 =geo.MakeVertex (-0.017 , -ab/2 , ab)
segm_821 =geo.MakeVertex (-0.017 , -ab , -0.0015)
segm_831 =geo.MakeVertex (-0.017 , +ab , +0.0015)
segm_841 =geo.MakeVertex (-0.017 , -ab , +0.0015)
segm_851 =geo.MakeVertex (-0.017 , +ab , -0.0015)

segm_512 =geo.MakeVertex (-0.008, ab/2 , ab)
segm_612 =geo.MakeVertex (-0.008, ab/2 , -ab)
segm_712 =geo.MakeVertex (-0.008, -ab/2 , -ab)
segm_812 =geo.MakeVertex (-0.008, -ab/2 , ab)
segm_8212 =geo.MakeVertex (-0.008, -ab , -0.0015)
segm_8312 =geo.MakeVertex (-0.008, +ab , +0.0015)
segm_8412 =geo.MakeVertex (-0.008, -ab , +0.0015)
segm_8512 =geo.MakeVertex (-0.008, +ab , -0.0015)

ad= radius4+0.001

segm_171 =geo.MakeVertex (-0.025, ad/2 , ad)
segm_181 =geo.MakeVertex (-0.025, ad/2 , -ad)
segm_191 =geo.MakeVertex (-0.025, -ad/2 , -ad)
segm_201 =geo.MakeVertex (-0.025, -ad/2 , ad)

segm_311 =geo.MakeVertex (-0.03,-ad/6, -ad-0.002 )
segm_321 =geo.MakeVertex (-0.03,+ad/6, -ad-0.002 )
segm_331 =geo.MakeVertex (-0.03,-ad/6, ad +0.002 )
segm_341 =geo.MakeVertex (-0.03,+ad/6, ad +0.002 )

segm_211 =geo.MakeVertex (-0.025, -ad , -ad/2)
segm_221 =geo.MakeVertex (-0.025, -ad , ad/2)
segm_231 =geo.MakeVertex (-0.025, ad , -ad/2)
segm_241 =geo.MakeVertex (-0.025, ad , ad/2)

segm_511 =geo.MakeVertex (-0.021, radius4, -0.004)
segm_521 =geo.MakeVertex (-0.021, -radius4, -0.004)
segm_531 =geo.MakeVertex (-0.021, -radius4, 0.004)
segm_541 =geo.MakeVertex (-0.021, ad-0.004, 0.004)

group_1_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_1)
group_2_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_2)
group_3_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_3)
group_4_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_4)
group_11_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_11)
group_92_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_92)
group_31_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_31)
group_41_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_41)
group_42_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_42)
group_43_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_43)
group_421_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_421)
group_431_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_431)
group_44_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_44)
group_45_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_45)
group_441_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_441)

```

```
group_451_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_451)
```

```
group_5_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_5)
group_6_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_6)
group_7_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_7)
group_8_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_8)
group_51_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_51)
group_61_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_61)
group_71_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_71)
group_81_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_81)
group_82_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_82)
group_83_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_83)
group_821_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_821)
group_831_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_831)
group_84_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_84)
group_85_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_85)
group_841_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_841)
group_851_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_851)
```

```
group_512_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_512)
group_612_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_612)
group_712_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_712)
group_812_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_812)
group_8212_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_8212)
group_8312_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_8312)
group_8412_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_8412)
group_8512_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_8512)
```

```
group_171_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_171)
group_181_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_181)
group_191_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_191)
group_201_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_201)
group_211_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_211)
group_221_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_221)
group_231_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_231)
group_241_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_241)
```

```
group_511_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_511)
group_521_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_521)
group_531_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_531)
group_541_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_541)
```

```
group_311_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_311)
group_321_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_321)
group_331_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_331)
group_341_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_341)
```

```
segm_1001 = geo.MakeVertex (-0.03, +0.001, 0.025)
```

```
segm_1002 = geo.MakeVertex (-0.03, -0.001, 0.025)
```

```
group_1001_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_1001)
```

```
group_1002_b = geo.GetFaceNearPoint(blocks, segm_1002)
```

```
#!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```
Compound_1 = geompy.MakeCompound([ group_171_b, group_181_b, group_191_b, group_201_b, group_211_b, group_221_b,
group_231_b, group_241_b, group_311_b, group_321_b, group_331_b, group_341_b, group_511_b, group_521_b, group_531_b,
group_541_b, paroi_1, paroi_2, bords_2, group_1001_b, group_1002_b])
geo.addToStudyInFather(blocks, Compound_1, "Compound_1 ")
```

```
Compound_3 = geompy.MakeCompound([group_51_b, group_61_b, group_71_b, group_81_b, group_821_b, group_831_b,
group_841_b, group_851_b, bout_Electrode_2, group_512_b, group_612_b, group_712_b, group_812_b, group_8212_b, group_8312_b,
group_8412_b, group_8512_b, group_5_b, group_6_b, group_7_b, group_8_b, group_82_b, group_83_b, group_84_b, group_85_b,])
geo.addToStudyInFather(blocks, Compound_3, "Compound_3 ")
```

```
#!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```

Wall = group("Wall", Compound_1, "FACE")
Wall_all = geo.SubShapeAllIDs(Compound_1, geo.ShapeType["FACE"])
geo.UnionIDs(Wall, Wall_all)

Electrode_1 = group("Electrode_1", Compound_3, "FACE")
Electrode_1_all = geo.SubShapeAllIDs(Compound_3, geo.ShapeType["FACE"])
geo.UnionIDs(Electrode_1, Electrode_1_all)

print " "
print "GEOM computed"

#####
def discretize(x, y, z, n, s=blocks): #Definition de la fonction discretize pour les segments
    p = geo.MakeVertex(x, y, z)
    e = geo.GetEdgeNearPoint(s, p)
    a = hexa.Segment(e)
    a.NumberOfSegments(n)
    a.Propagation()

hexa = smesh.Mesh(blocks)
hexa_1d = hexa.Segment()
hexa_1d.NumberOfSegments(1)

##pour rappel
#radius1 = 0.0035
#radius2= 0.007
#radius3= 0.0125
#radius4= 0.015
#radius5= 0.02

radius2_bis= 0.0085

#discretize le long de la boite
point = geo.MakeVertex(-0.001, 0, 0) #Localisation du segment à mailler
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(18)
Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 1, 0.85, 0.5, 1, 0.2 ] ) #Fonction pour le relachement du
a.Propagation()

discretize( 0, 0, +taille +0.001, 6) #Nb mailles entre la boite et le cercle 1
discretize( 0, radius3, 0, 14) #Nb mailles suivant entre le cercle 1 et 2
discretize( 0, +0.014, 0, 6) # entre cercle 2 et 3
discretize(-0.032, +radius4, +radius4, 10) #Nb mailles carrées entre radius 3 et 4
discretize(-ext_volume + profondeur_bore, 0, (radius3+radius4)/2, 3) #entre le cercle 4 et 5

#####
#discetisation de la face supérieur

#petite partie centrale
point = geo.MakeVertex(-ext_volume + profondeur_bore+0.001, radius2_bis, 0)
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(10)
Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 0.2, 0.25, 0.5, 1, 1 ] )
a.Propagation()

# discretize la pointe
point = geo.MakeVertex(-ext_volume + profondeur_bore, 0, +0.0085+0.002)
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(10)

```

```

Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 0.85, 0.25, 0.5, 1, 0.3] )
a.Propagation()

#Nb mailles de la partie arriere
discretize( -0.023, 0, +radius5, 10)

#####
#Maillage le long du support en nitrure de bore partie 1
#maillage des 4 faces arriere en rayons,

point = geo.MakeVertex( -0.0320, -0.01, -radius4)
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(9)
Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 0.3, 0.25, 0.5, 1, 0.85 ] )
a.Propagation()

point = geo.MakeVertex( -0.0320, -0.001, -radius4)
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(13)
Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 0.4, 0.25, 0.5, 1, 0.85] )
a.Propagation()

point = geo.MakeVertex( -0.0320, -0.01, +radius4)
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(22)
Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 0.85, 0.75, 0.5, 1, 0.3] )
a.Propagation()

point = geo.MakeVertex( -0.0320, +0.01, +radius4)
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(22) #Nb mailles suivant z TUYERE
Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 0.3, 0.25, 0.5, 1, 0.85] )
a.Propagation()

#Problème avec l'appription d'un point sur une face, nécessite d'adapter le maillage

discretize( -0.0320, +radius4, +0.01, 10)
discretize( -0.0320, -radius4, +0.01, 10)
discretize( -0.0320, -radius4, -0.01, 10)
#####

#nbr de maille suivant la sortie du domaine de calcul
point = geo.MakeVertex(0, 0, +0.024) #Localisation du segment à mailler
e = geo.GetEdgeNearPoint(blocks, point)
a = hexa.Segment(e)
Nb_Segments_1 = a.NumberOfSegments(20)
Nb_Segments_1.SetDistrType( 2 )
Nb_Segments_1.SetConversionMode( 1 )
Nb_Segments_1.SetTableFunction( [ 0, 0.1, 0.25, 0.25, 1, 0.90] )
a.Propagation()
#####
hexa.Quadrangle()

```

```

hexa.Hexahedron()
hexa.Compute()
hexa.Group(Outlet)
hexa.Group(Inlet)
hexa.Group(Wall)
hexa.Group(Electrode_1)
hexa.Group(Inlet_elect_1)

print " "
print "3D Mesh computed"

```

Dans Salome 6, cliquer dans l'onglet:

-Fichier/Nouveau

Ensuite

-Fichier/ Exécuter un Script

Appeler le fichier python

Lorsque le fichier est chargé, appuyer dans l'arborescence sur Mesh, puis sur blocks. Cliquez droit, activer module mesh.

Dans l'onglet :

-Modification/Transformation/Rotation

Une fenêtre s'ouvre, cocher la case : choisir un maillage, un groupe.

Cliquer sur blocks dans l'arborescence.

Dans axe et dans la case dz, écrire 1

Choisir un angle de -120°, cocher copier les éléments et cocher : générer les groupes.

Appliquer sans fermer recommencer en mettant +120° pour fermer la géométrie. Appliquer et fermer.

-Dans l'onglet : Modification/Transformation/Fusionner les nœuds (*Merge Nodes*), prendre les valeurs par défauts

- puis dans l'onglet : Modification/Transformation/Fusionner les éléments (*Merge Elements*), idem.

Dans l'arborescence renommer les groupes comme suit '**Inlet, Inlet_2, Inlet_3, Inlet_elect_1, Inlet_elect_2, Inlet_elect_3, 'Outlet , Outlet_2, Outlet_3, 'Electrode_1, 'Electrode_2, 'Electrode_3, Wall, Wall_2, Wall_3'** et supprimer les groupes restants.

Puis cliquer sur blocks, dans l'onglet Fichier/exporter/(choisir l'extension .unv). Dans ce tutoriel, le fichier sera nommé 'maillage_systeme_triphas.unv'

Annexe 5 : Tutoriel d'utilisation de Code Saturne 2.0-rc2 pour simuler le comportement des arcs dans le système à arcs plasma triphasé

Intro : Le module de physique particulière « Arc électrique » qui traite les équations MHD pour les plasmas n'est pas encore implémenté dans le GUI (Graphical User Interface). Les fichiers fortran doivent donc être modifiés avec un éditeur de texte.

Prérequis :

- Avoir modifié son .bashrc en comme indiqué dans la procédure d'installation.
- Créer un répertoire 'tmp_Saturne' (Attention à la syntaxe).
- Créer un répertoire où tous les cas seront créés également dans '/b1/user_name/'. Dans cette procédure, nous le nommerons 'CAS'.
- Avoir installé Enight CFD ou Paraview sous Windows pour le post-processing.

CAS configuration électrodes coplanaires

1. Ouvrir une console.
2. Rentrer dans le répertoire CAS par la commande : `cd /b1/user_name/CAS/`
3. Créer une étude (PLASMA) et un cas (CAS1) avec la commande :
`code_saturne create --study PLASMA --cas CAS1 --nogui`
4. Rentrer dans le répertoire qui vient d'être créé. Dans le dossier MESH, copier le maillage créé précédemment. Le maillage peut être en extension « .unv », « .med » ou « .des » par exemple. Nous utiliserons le fichier « **maillage_systeme_triphas.unv** ». Pour optimiser l'espace disque et la mémoire, réaliser une compression du fichier de maillage par la commande dans le répertoire MESH :
`gzip maillage_systeme_triphas.unv`
5. Il est possible de vérifier le maillage et sa qualité par, une fois dans le dossier MESH, la commande dans une console :
`[MESH]$ code_saturne check_mesh -m maillage_systeme_triphas.unv.gz`
Vérifier dans la console que tout s'est bien passé. Un dossier `check_mesh.ensight` est créé dans le dossier MESH qu'il est possible de consulter avec Enight ou Paraview pour voir la qualité du maillage.
6. Sortir du dossier MESH, dans le répertoire CAS1/DATA/THCH du cas, copier le fichier `dp_ELE` contenant les propriétés thermochimiques du cas (attention c'est les propriétés thermochimiques de l'air) dans le dossier DATA.
7. Dans le répertoire PLASMA/CAS1/SRC/REFERENCE/base, copier les fichiers :
 - `usini1.f90` : caractéristiques du cas
 - `usiniv.f90` dans le répertoire /PLASMA/CAS1/SRC
8. Dans le répertoire PLASMA/CAS1/SRC/REFERENCE/pprt, copier le fichier :
 - `usppmo.f90` : pour définir la physique particulière (ici arc électrique) dans le répertoire /PLASMA/CAS1/SRC
9. Dans le répertoire PLASMA/CAS1/SRC/REFERENCE/elec, copier les fichiers :
 - `uselcl.f90` : conditions aux limites
 - `uselen.f90`

- useli1.f90
- useliv.f90 : Définition de la colonne chaude initiale
- uselph.f90
- uselrc.f90 : routines de recalage du courant

dans le répertoire /PLASMA/CAS1/SRC

10. Il n'y a rien à faire dans les fichiers, usiniv.f90, uselph.f90 et uselen.f90.

11. usini1.f90

Choisir un modèle de turbulence laminaire, en remplaçant L157 : 'iturb(iphase) = 20' par 'iturb(iphase) = 0'.

L748, modifier : 'dtref = 0.01d0' par 'dtref = 5.d-5'. dtref est le pas de temps de référence. Ici, un pas de temps sera égal à 5 μ s. En physique MHD, les temps caractéristiques de la physique sont plus courts qu'en hydrodynamique seule, de l'ordre de 10^{-5} voire 10^{-6} s.

L966, il est possible de tenir compte de la gravité en modifiant : 'gz = 0.d0' par 'gz = -9.81d0'. Faire attention au signe, ici la gravité est orientée suivant '-z'.

La température et la pression initiale appliquées à tout le domaine avant le premier pas de temps peut être modifiée L1100 et L1101. Remplacer : 't0(iphase) = 1000.d0 + 273.15d0' par 't0(iphase) = 300.d0 + 273.15d0' pour avoir le domaine à 300 K.

L1459, modifier 'ntchr = -1' par 'ntchr = 10' pour avoir une sortie tous les 10 pas de temps.

Modifier L741 'ntmabs = 10' par 'ntmabs = 10 000'. pour faire la simulation sur 10 000 itérations

12. usppmo.f90

L188 : ippmod(ielarc) = 2 Choix du module arc électrique

13. useli1.f90

L224 : ielcor = 1

L234 : dpot = 7.d1 → potentiel électrique initial = 70 V

Si des problèmes d'amorçage de l'arc arrivent au début, il est possible de faire varier dpot. Il sera ensuite recalculer dans les pas de temps suivants.

14. useliv.f90

Dans cette routine, on va créer une zone chaude entre les trois électrodes au premier pas de temps. Celle-ci a une température de 6000 K soit une enthalpie de 16.2d6 Son rayon est de 15 mm.

Dans l'entête ou les lignes de définition des variables (vers la ligne 227) du fichier, rajouter : **'double precision rayo'** pour définir la variable rayo correspondante au rayon de la colonne chaude.

L280, remplacer :

```
! -- Entahlp value

do iel = 1, ncel
  rtp(iel,isca(ihm)) = hinit
enddo
```

par :

```

! -- Entahlp value

do iel = 1, ncel
  rtp(iel,isca(ihm)) = hinit

rayo = sqrt((xyzcen(1,iel)**2+(xyzcen(2,iel)**2)

if(rayo .le. 1.5d-2 .and. xyzcen(3,iel).lt.0.3d-2           &
  .and. xyzcen(3,iel).gt.-0.2.d2) rtp(iel,isca(ihm)) = 16.2d06

enddo

```

xyzcen(1,iel), xyzcen(2,iel), xyzcen(3,iel) correspondent aux centres des cellules dans les directions x, y et z respectivement.

15. uselcl.f90 Définition des conditions aux limites

inlet

L280 : call getfbr('Inlet or Inlet_2 or Inlet_3',nlelt,lstelt)

L295, on définit une rampe de montée progressive de la vitesse pour laisser à l'arc le temps de s'établir et ne pas le souffler dès le début. Nous imposons une vitesse de $0,01 \text{ m.s}^{-1}$ pendant 500 itérations, ensuite une rampe entre l'itération 500 et 1000 et enfin 100% du débit à partir de 1000 itérations (il est possible de réduire le nombre d'itérations):

```

rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 0.d0
rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = 0.d0
!   Rampe de montee progressive de la vitesse
!   d'entree apres 50 iterations
if (ntcabs .lt. 400) then
  rcodcl(ifac,iw(iphas),1) = 1.d-2
else if (ntcabs .ge. 500 .and. ntcabs .lt.1000) then
  rcodcl(ifac,iw(iphas),1) = 1.d-2           &
  + (0.43d0 - 1.d-2)*(ntcabs-500)/(1000-500)
else if (ntcabs .ge. 1000) then
  rcodcl(ifac,iw(iphas),1) = 0.43d0
endif
L319, on définit l'enthalpie donc la température d'entrée des gaz à 300 K :
ii = ihm
icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 7.68d5
L333,
ii = ipotr
icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!!!!Entrée sur l'électrode 1
call getfbr('Inlet_elect_1', nlelt, lstelt)
!=====
do ilelt = 1, nlelt
  ifac = lstelt(ilelt)
itypfb(ifac,iphas) = ientre
!   - Zone Number (from 1 to n)
izone = 2
!   - Zone localization for a given face
izfppp(ifac) = izone
!on incrémente la vitesse pour stabiliser plus rapidement le modèle
itypfb(ifac,iphas) = ientre
rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 0.d0
if (ntcabs .ge.500 .and. ntcabs .lt.1000) then
  rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 0.d0           &
  + (1.052612057d0)*(ntcabs-500)/(1000-500)
else if (ntcabs .ge. 1000) then
  rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 1.052612057d0
endif

```

```

rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = 0.d0
rcodcl(ifac,iw(iphas),1) = 0.d0

ii = ihm
icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
!le gaz rentre à 300 K : enthalpie de 7.68d5
rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 7.68d5
ii = ipotr
icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0

if ( ippmod(ielarc).ge.1 ) then
do idim= 1,ndimve
ii = ipotva(idim)
icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 0.d0
enddo
endif
enddo
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!!!Entrée sur l'électrode 2
call getfbr('Inlet_elect_2', nlelt, lstelt)
!=====
do ilelt = 1, nlelt
ifac = lstelt(ilelt)
itypfb(ifac,iphas) = ientre
! - Zone Number (from 1 to n)
izone = 3
! - Zone localization for a given face
izfppp(ifac) = izone
rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 0.d0
if (ntcabs .ge.400 .and. ntcabs .lt.1000) then
rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 0.d0 &
+ (-0.5263060285d0)* (ntcabs-500)/ (1000-500)
else if (ntcabs .ge. 1000) then
rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = -0.5263060285d0
endif

rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = 0.d0
if (ntcabs .ge.500 .and. ntcabs .lt.1000) then
rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = 0.d0 &
+ (-0.9115887817d0)* (ntcabs-500)/ (1000-500)
else if (ntcabs .ge. 1000) then
rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = -0.9115887817d0
endif
rcodcl(ifac,iw(iphas),1) = 0.d0

ii = ihm
icodcl(ifac,isca(ii)) = 1

rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 7.68d5

if ( ippmod(ielarc).ge.1 ) then
do idim= 1,ndimve
ii = ipotva(idim)
icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 0.d0
enddo
endif

ii = ipotr
icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0
enddo

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

```

```

!!!!Entrée sur l'électrode 3
call getfbr('Inlet_elect_3', nlelt, lstelt)
!=====
do ilelt = 1, nlelt
  ifac = lstelt(ilelt)
  itypfb(ifac,iphas) = ientre
  ! - Zone Number (from 1 to n)
  ize = 4
  izfppp(ifac) = ize

  rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 0.d0
  if (ntcabs .ge.400 .and. ntcabs .lt.1000) then
    rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = 0.d0 &
      + (-0.5263060285d0)* (ntcabs-500)/ (1000-500)
  else if (ntcabs .ge. 1000) then
    rcodcl(ifac,iu(iphas),1) = -0.5263060285d0
  endif

  rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = 0.d0
  if (ntcabs .ge.500 .and. ntcabs .lt.1000) then
    rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = 0.d0 &
      + (0.9115887817d0)* (ntcabs-500)/ (1000-500)
  else if (ntcabs .ge. 1000) then
    rcodcl(ifac,iv(iphas),1) = 0.9115887817d0
  endif

  rcodcl(ifac,iw(iphas),1) = 0.d0
  ii = ihm
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
  rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 7.68d5

  if ( ipppmod(ielarc).ge.1 ) then
    do idim= 1,ndimve
      ii = ipotva(idim)
      icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
      rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 0.d0
    enddo
  endif
  ii = ipotr
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
  rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0
enddo

```

outlet

```

! =====
call getfbr('Outlet or Outlet_2 or Outlet_3',nlelt,lstelt)
!=====
do ilelt = 1, nlelt
  ifac = lstelt(ilelt)
  itypfb(ifac,iphas) = isolib
  ! - Zone Number (from 1 to n)
  ize = 5
  ! - Zone localization for a given face
  izfppp(ifac) = ize
  ii = ipotr
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
  rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0

  iel = ifabor(ifac)
  do idim = 1, ndimve
    ii = ipotva(idim)
    icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
    rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 0.d0
  enddo

```

```
enddo
```

Electrodes

Avant d'insérer le code donné ci-dessous rajouter dans les lignes de définition des variables :

double precision freq

```
! =====
call getfbr('Electrode_1',nlelt,lstelt)
!=====
do ilelt = 1, nlelt
  ifac = lstelt(ilelt)
  itypfb(ifac,iphas) = iparoi
!   - Zone number (from 1 to n)
  izon = 6
!   - Zone localization for a given face
  izfppp(ifac) = izon
freq = 680.d0
!!!!!! Insertion du potentiel électrique sur les électrodes
  ii = ipotr
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
  if (ielcor .eq.1) then !recalage automatique est demandé
    rcodcl(ifac,isca(ii),1) = dpot*sin(2.d0*pi*freq*dtref*ntcabs)
  else
    rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 0.d0 !potentiel zro
  endif

! Pour imposer une température sur le bout de l'électrode
if (cdgfb(1,ifac) .gt. -10.d-3) then
  ii = ihm
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
  rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 8.99d6
else
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
  rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0
endif

if (ippmod(ielarc).ge.1) then
do idim= 1,ndimve
  ii = ipotva(idim)
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
  rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0
enddo
endif

enddo

! =====
call getfbr('Electrode_2',nlelt,lstelt)
!=====
do ilelt = 1, nlelt
  ifac = lstelt(ilelt)
  itypfb(ifac,iphas) = iparoi

!   - Zone number (from 1 to n)
  izon = 8
  izfppp(ifac) = izon

  ii = ipotr
  icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
  rcodcl(ifac,isca(ii),1) = dpot*sin(2*pi*freq*dtref*ntcabs-(4.d0*pi/3.d0))

  if (-cdgfb(1,ifac)*1/2 - cdgfb(2,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
    .gt. -10.d-3) then
```

```

        ii = ihm
        icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
        rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 8.99d6
    else
        icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
        rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0
    endif

enddo
! =====
call getfbr('Electrode_3',nlelt,lstelt)
!=====

do ilelt = 1, nlelt
    ifac = lstelt(ilelt)
    itypfb(ifac,iphas) = iparoi
    ! - Zone number (from 1 to n)
    ize = 7
    ! - Zone localization for a given face
    izfppp(ifac) = ize

    ii = ipotr
    icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
    rcodcl(ifac,isca(ii),1) = dpot*sin(2*pi*freq*dtref*ntcabs-(2.d0*pi/3.d0))

    if (-cdgfb(1,ifac)*1/2 + cdgfb(2,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
        .gt. -10.d-3) then
        ii = ihm
        icodcl(ifac,isca(ii)) = 1
        rcodcl(ifac,isca(ii),1) = 8.99d6
    else
        icodcl(ifac,isca(ii)) = 3
        rcodcl(ifac,isca(ii),3) = 0.d0
    endif

enddo

```

walls

```

call getfbr('Wall or Wall_2 or Wall_3', nlelt, lstelt)
!=====
do ilelt = 1, nlelt
    ifac = lstelt(ilelt)

    !      paroi : debit nul (flux nul pour la pression)
    !      frottement pour les vitesses (+grandeurs turb)
    !      flux nul sur les scalaires
    !
    itypfb(ifac,iphas) = iparoi

    ! - Zone number (from 1 to n)
    ize = 9

    ! - Zone localization for a given face
    izfppp(ifac) = ize

enddo

```

16. uselrc.f90

Le maillage a été mis en œuvre avec des plans entre les électrodes pour contrôler la valeur du courant. On définit ces plans dans cette sous routine

Tout effacer de la ligne :

```
!=====
! 2. ARC ELECTRIQUE
!=====
jusqu'à la ligne :
!-----
! FORMATS
!-----
```

Modifier le test de reclaquage comme suit :

```
iutile = 1
if ( iutile .eq. 1) then

! =====
!!    Utilisation d'une rampe d'incrémentation du courant crête
    dtimes = ntcabs
    if( ntcabs .lt. 500 ) then
        couimp = 5.d0                &
        + (400.d0 - 5.d0)*(ntcabs)/(500)
    else
        couimp = 400.d0
    endif

!    Calcul de l'integrale sur le Volume de J.E
!    -----
!    (c'est forcément positif ou nul)

    ipcefj = ipproc(iefjou)
    somme = 0.d0
    do iel = 1, ncel
        somme = somme+propce(iel,ipcefj)*volume(iel)
    enddo

    if(irangp.ge.0) then
        call parsom (somme)
    endif

    if (somme .ne. 0) then
        coepot = couimp*dpot/max(somme,epzero)
    endif
    write(nfecra,1001) couimp,dpot,somme

!    Calcul de l'intensite du courant d'arc
!    -----
!    Calcul de l'integrale de J sur une surface plane
!    perpendiculaire a l'axe de l'arc

!    ATTENTION : changer la valeur des tests sur CDGFAC(3,IFAC)
!    en fonction du maillage
    ipcdc1 = ipproc(idjr(1))
    ipcdc2 = ipproc(idjr(2))
    elcou = 0.d0
    elcou_1 = 0.d0
    elcou_2 = 0.d0
```

```

elcou_3 = 0.d0

!! courant entre les électrode 1 et 3
do ifac = 1, nfac
  if( - surfac(1,ifac)*1.d0/2.d0 &
      - surfac(2,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
      .lt. 1d-8 .and. &
      - surfac(1,ifac)*1.d0/2.d0 &
      - surfac(2,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
      .gt. -1d-8 .and. &
      + cdgfac(1,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
      - cdgfac(2,ifac)*1.d0/2.d0 &
      .lt. 5d-5 .and. &
      + cdgfac(1,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
      - cdgfac(2,ifac)*1.d0/2.d0 &
      .gt. -5d-5 .and. &
      surfac(3,ifac) .lt. 1.d-8 &
      .and. surfac(3,ifac) .gt. -1.d-8) then &
    iel = ifacel(1,ifac)
    elcou_1 = elcou_1 + propce(iel,ipcdc1) * surfac(1,ifac) &
      +propce(iel,ipcdc2) * surfac(2,ifac)
  endif
enddo

!! courant entre 1 et 2
do ifac = 1, nfac
  if ( - surfac(1,ifac)*1.d0/2.d0 &
      + surfac(2,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0)&
      .lt. 1d-8 .and. &
      - surfac(1,ifac)*1.d0/2.d0 &
      + surfac(2,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0)&
      .gt. -1d-8 .and. &
      - cdgfac(1,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
      - cdgfac(2,ifac)*1.d0/2.d0 &
      .lt. 5d-5 .and. &
      - cdgfac(1,ifac)*(sqrt(3.d0)/2.d0) &
      - cdgfac(2,ifac)*1.d0/2.d0 &
      .gt. -5d-5 .and. &
      surfac(3,ifac) .lt. 1.d-8 &
      .and. surfac(3,ifac) .gt. -1.d-8) then &
    iel = ifacel(1,ifac)
    elcou_2 = elcou_2 + propce(iel,ipcdc1)*surfac(1,ifac) &
      +propce(iel,ipcdc2) * surfac(2,ifac)
  endif
enddo

!! courant entre 2 et 3
do ifac = 1, nfac
  if (cdgfac(2,ifac) .lt. 5d-5 &
      .and. cdgfac(2,ifac) .gt. -5d-5 &
      .and. surfac(1,ifac) .lt. 1d-8 &
      .and. surfac(1,ifac) .gt. -1d-8 &
      .and. surfac(3,ifac) .lt. 1d-8 &
      .and. surfac(3,ifac) .gt. -1d-8) then &
    iel = ifacel(1,ifac)
    elcou_3 = elcou_3 +propce(iel,ipcdc2) * surfac(2,ifac)
  endif
enddo

elcou = abs(elcou_1) + abs(elcou_2) + abs(elcou_3)

if(irangp.ge.0) then
  call parsom (elcou_1)
endif

```

```

if(irangp.ge.0) then
  call parsom (elcou_2)
endif

if(irangp.ge.0) then
  call parsom (elcou_3)
endif

if(irangp.ge.0) then
  call parsom (elcou)
endif

if ( abs(elcou).ge.1.d-06 ) then
  elcou=abs(elcou)
else
  elcou=0.d0
endif
if(elcou.ne.0.d0) coepoa = couimp/elcou
coepot = coepoa

WRITE(NFECRA,*) ' ELCOU = ',ELCOU ,elcou_1 , elcou_2, elcou_3, dtimes

dtj = 1.d15
dtjm =dtj
delhsh = 0.d0
cdtj= 2.0d2

do iel = 1, ncel
  if(propce(iel,ipproc(irom(1))).ne.0.d0)      &
    delhsh = propce(iel,ipcefj) * dt(iel)      &
    /propce(iel,ipproc(irom(1)))

  if(delhsh.ne.0.d0) then
    dtjm= rtp(iel,isca(iscalt(1)))/delhsh
  else
    dtjm= dtj
  endif
  dtjm=abs(dtjm)
  dtj =min(dtj,dtjm)
enddo

if(irangp.ge.0) then
  call parmin (dtj)
endif

cpmx= sqrt(cdtj*dtj)
coepot=cpmx
if(ntcabs.gt.1) then
  if(coepoa.ge.1.05d0 .and. coepot.gt.cpmx) then
    coepot=cpmx
  else
    coepot=coepoa
  endif
endif
write(nfecra,*)'cpmx,coepoa,coepot',cpmx,coepoa,coepot,somme
write(nfecra,1008)cpmx,coepoa,coepot,somme
write(nfecra,1009)elcou,dpot*coepot

!   RECALAGE DES VARIABLES ELECTRIQUES
!   -----
!   Valeur de DPOT
!   -----
dpot = dpot*coepot
write(nfecra,*)'dpot',dpot, dtimes
!   Potentiel Electrique (on pourrait eviter ; c'est pour le post)
!   -----

```

```

do iel = 1, ncel
  rtp(iel,isca(ipotr)) = rtp(iel,isca(ipotr))*coepot
enddo

!   Densite de courant (sert pour A et pour jXB)
!   -----
if(ippmod(ielarc).ge.1 ) then
  do idimve = 1, ndimve
    do iel = 1, ncel
      ipdcrp = ipproc(idjr(idimve))
      propce(iel,ipdcrp) = propce(iel,ipdcrp) * coepot
    enddo
  enddo
endif

!   Effet Joule (sert pour H au pas de temps suivant)
!   -----

ipcefj = ipproc(iefjou)
do iel = 1, ncel
  propce(iel,ipcefj) = propce(iel,ipcefj)*coepot**2
enddo

else
  write(nfecra,5000) iutile
  call csexit(1)
endif
endif

```

17. Le cas est maintenant prêt à être lancé dans une console. Ouvrir le fichier runcase du répertoire ./CAS1/SCRIPTS/. dans un éditeur de texte (clic droit). Un fichier d'aide est aussi présent dans ce répertoire (runcase.help).

18. Dans le répertoire CAS1/SCRIPTS du cas, modifier la ligne L142 :
THERMOCHEMISTRY_DATA=dp_ELE

Modifier L161 pour la faire correspondre à 'CS_TMP_PREFIX=/b1/user_name' pour définir où les fichiers temporaires traitant le cas seront déposés.

Modifier L137 pour la faire correspondre à « MESH='maillage_systeme_triphas.unv.gz' ». Les guillemets sont importants.

Pour faire tourner le cas en multiprocesseurs, mettre à la ligne 152 :
'NUMBER_OF_PROCESSORS=8'. (ici pour faire les calculs sur 8 processeurs)

Le cas est maintenant implémenté et prêt à être lancé. Dans une console, rentrer dans le répertoire SCRIPTS et lancer la commande : ./runcase

Si tout se passe bien, la console doit afficher :

```
[ ]$ ./runcase
```

Single processor Code_Saturne simulation

Code_Saturne is running

Kernel version: /usr/local/saturne/cs-2.0-rc2

Preprocessor: /usr/local/saturne/cs-2.0-rc2/bin

Compilation of user subroutines and linking of Code_Saturne

Preparing calculation

Starting calculation

Sinon consulter le fichier 'error' et 'listpre' ou 'listing' pour le détail de l'erreur. Ils seront présent dans le répertoire RESU du cas considéré.

En cours de calcul, il est possible de consulter le fichier 'listing' du dossier temporaire ./tmp_Saturne/CAS1.DATE/) pour voir où en est le calcul et le temps nécessaire au calcul de chaque pas de temps.

Il est aussi recommander de taper les lignes de code suivantes dans une autre console :

cd ./tmp_Saturne/CAS1.DATE pour rentrer dans le fichier résultats

et de taper: **grep ELCOU listing** (pour voir le courant calculé à chaque pas de temps entre les 3 plans)

grep dpot listing (pour voir le coefficient du potentiel électrique Φ_r calculé à chaque pas de temps)

grep 'cpmx,coepoa,coepot' listing, (pour voir le ratio du courant mesuré sur le courant de consigne et la puissance dissipée à chaque pas de temps)

Pour extraire les valeurs du courant entre les trois plans, il suffit de taper **grep ELCOU listing>courant.txt**

Le courant de phase peut ainsi être obtenu en additionnant le courant calculé sur deux plans.

Pour la tension de ligne, il faut taper la commande suivante : **grep dpot listing>tension.txt**

Ce coefficient doit ensuite être multiplié par $\sin(2\pi f t_{it} - 2\pi k/3)$ avec f la fréquence (680 Hz), τ la pas de temps ($5 \cdot 10^{-6}$ s), i le numéro de l'itération et k de 0 à 2 en fonction de l'électrode.

Les fichiers de résultats sont automatiquement copiés du dossier temporaire au répertoire RESU du CAS1 de PLASMA. Penser à purger très régulièrement le dossier temporaire, les résultats peuvent rapidement prendre plusieurs Go.

Les résultats sont maintenant consultables avec par exemple Paraview ou Ensignt CFD dans windows à condition d'avoir monté au préalable un lecteur réseau (dans n'importe quel dossier Windows, Outils > Connecter un lecteur réseau) qui pointe directement sur /b1/user_name). Le Fichier chr.case du dossier CHR.CAS1.DATE est à ouvrir pour observer les résultats.

Afin de poursuivre un cas, copier le contenu du dossier RESTART.DATE (suiava et suivx) dans le dossier DATA/RESTART/. Les 2 fichiers suiava et suivx possèdent les caractéristiques du dernier pas de temps permettant de reprendre le calcul là ou il s'était arrêté.

Étude théorique et expérimentale d'une torche plasma triphasée associée à un procédé de gazéification de matière organique.

RÉSUMÉ : Les torches à arcs plasma sont actuellement utilisées dans de nombreuses applications industrielles. Une technologie plasma triphasée à électrodes en graphite est en cours de développement au Centre PERSEE MINES ParisTech. Cette technologie diffère sensiblement des technologies à courant continu traditionnelles et vise à dépasser certaines limites des systèmes actuels en termes de robustesse, de coûts d'équipement et d'exploitation pour des applications liées à conversion et la valorisation de biomasse et déchets. Dans le but d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques instationnaires intervenant dans les décharges triphasées, une étude menée en parallèle sur les plans théorique et expérimental a été conduite en conditions non réactives (azote et gaz de synthèse). Sur un plan expérimental cette étude s'est appuyée sur des analyses réalisées avec une caméra ultra rapide (100 000 images par seconde) et l'analyse des signaux électriques. Sur un plan théorique cette étude a consisté à développer un modèle Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD) 3D instationnaire de la zone d'arc dans l'environnement du logiciel Code Saturne[®] et à effectuer une étude paramétrique basée sur le courant, la fréquence et le débit de gaz plasma. Deux configurations : électrodes coplanaires et parallèles ont été étudiées. Cette étude a permis de mettre en avant l'influence des phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques sur le déplacement de l'arc. Dans le cas coplanaire les jets aux électrodes semblent jouer un rôle prépondérant sur le mouvement des arcs, les transferts de chaleur dans l'espace inter-électrodes et l'amorçage des arcs. Dans le cas parallèle le mouvement des canaux chauds semble être le paramètre dominant. La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux a montré un très bon accord à la fois au niveau du mouvement des arcs et des signaux électriques.

Mots clés : Plasma triphasé, MHD, arc électrique instationnaire, camera rapide

Theoretical and experimental studies of arcs in a three phase plasma torch coupled to a gasification process of organic matter.

ABSTRACT : Arc plasma torches are widely used in industrial applications. A 3-phase AC plasma technology with consumable graphite electrodes is under development at PERSEE MINES - ParisTech. This technology noticeably differs from the classical DC plasma torches and aims at overcoming a number of limits of plasma systems in terms of reliability, equipment and operating costs. In order to improve the understanding of the unsteady physical phenomena in such plasma systems, a theoretical and experimental study is conducted under non reactive condition (nitrogen, syngas). Experimental study is based on high speed video camera (100 000 frames per second) and electrical signal analyses. Theoretical analysis is based on 3D unsteady Magneto-Hydro-Dynamic (MHD) model of the arc zone using CFD software Code_Saturne[®], by a parametric study based on current, frequency and plasma gas flow rate influence. Two configurations: coplanar and parallel electrodes are studied. These studies highlight the influence of electromagnetic and hydrodynamic phenomena on the arc motion. In coplanar electrode configuration, electrode jets appear to be the dominant parameter on the arc motion, heat transfer and arc ignition. In the parallel electrodes configuration, the motion of the hot channel seems to be the key parameter. Comparison between MHD modeling and experimental results shows a fair correlation, both in accordance with the arc behavior and the electrical waveform.

Keywords : 3-phase Ac plasma torch, MHD, electrical arc behavior, high speed video camera

