



**HAL**  
open science

**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.**

Benjamin Ravary

► **To cite this version:**

Benjamin Ravary. 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.. Sciences de l'ingénieur [physics]. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1998. Français. NNT : 1998ENMP0849 . tel-01138155

**HAL Id: tel-01138155**

**<https://pastel.hal.science/tel-01138155v1>**

Submitted on 1 Apr 2015

**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.



Collège doctoral

*N° attribué par la bibliothèque*

□□□□□□□□□□

## **THESE**

pour obtenir le grade de  
**Docteur de l'Ecole des Mines de Paris**  
Spécialité "Energétique"

présentée et soutenue publiquement

par

**Benjamin RAVARY**

Le 17 décembre 1998

***MODELISATION THERMIQUE ET HYDRODYNAMIQUE  
D'UN REACTEUR PLASMA TRIPHASE. CONTRIBUTION A  
LA MISE AU POINT D'UN PROCEDE INDUSTRIEL POUR LA  
FABRICATION DE NOIR DE CARBONE.***

*Directeur de thèse : Laurent FULCHERI*

Jury :

FAUCHAIS Pierre .....Président  
BAKKEN Jon Arne.....Rapporteur  
FLAMANT Gilles .....Rapporteur  
SAZHIN Sergei .....Rapporteur  
DELALONDRE Clarisse ..... Examineur  
FULCHERI Laurent ..... Examineur

## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement mon directeur de thèse, Laurent Fulcheri, qui a dirigé ma thèse avec compétence et sérieux. En outre, il a contribué à l'ambiance sympathique et agréable dans laquelle j'ai eu la chance d'accomplir ce travail.

Toute ma gratitude va également au Professeur Jon Arne Bakken de l'Université de Trondheim, qui a dirigé mes travaux au cours de mon séjour en Norvège. Sa gentillesse et sa connaissance approfondie, en particulier des problèmes liés aux systèmes triphasés, ont rendu cette expérience enrichissante et agréable. Il m'a en outre fait le plaisir d'être rapporteur de mon travail de thèse.

Je tiens à remercier aussi les autres membres de mon jury. Le Professeur Pierre Fauchais de l'Université de Limoges a accepté de présider ce jury. Dr Sergei Sazhin, de l'Université de Brighton et ancien employé de Fluent, qui a développé un modèle de rayonnement dans le code que j'ai utilisé, a fait des remarques très intéressantes concernant mes choix dans ce domaine. Dr Gilles Flamant, qui possédait une connaissance approfondie du projet, a suivi l'ensemble de mon travail et a contribué par des commentaires judicieux à une amélioration significative de mon manuscrit. Enfin, Dr Clarisse Delalondre qui possède une grande expérience de la modélisation des procédés plasma a réalisé un travail très sérieux d'analyse de la partie numérique de ma thèse.

J'exprime aussi ma gratitude à Didier Mayer, directeur-adjoint du Centre d'Energétique de l'Ecole des Mines de Paris (Cenerg), qui m'a accueilli dans son laboratoire.

Ce travail s'est effectué dans le cadre d'une collaboration avec l'IMP du CNRS à Odeillo et je remercie Frédéric Fabry, Jean-Marie Badie et Jean-Yves Péroy pour leur aide et leurs nombreux résultats expérimentaux. De même, Mr Nizzola de Timcal pour les mesures oscilloscopiques et Mr Porquerel pour les films à la caméra rapide ont apporté des matériaux essentiels à la réalisation de ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie les membres permanents du Cenerg, notamment Mr Neirac, qui m'ont assisté pour la résolution de problèmes scientifiques spécifiques. Marie-Jeanne Naert, Christine Gschwind et Roseline Adde-Wald m'ont aidé dans plusieurs démarches administratives et j'ai particulièrement apprécié leur gentillesse et leur disponibilité.

Enfin, « last but not least », j'ai passé d'excellents moments avec les doctorants du Cenerg et de l'Université de Trondheim : David Picot, Christophe Fabron, Thierry Coutier, Sadok Garnit qui ont été mes compagnons de bureau (sur différentes périodes), les footex Jérôme Planet, Arnaud Rigacci, Michel Vandenberg et Olivier Bauer, Gilles Guerassimoff qui m'a très souvent aidé pour des problèmes variés, en particulier informatiques, et qui a joué un rôle clé dans l'impression de ce manuscrit, et Gudrun Saevarsdottir et Fionn Iversen de Trondheim qui ont apporté beaucoup de chaleur à mon séjour boréal.

# TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE	V
<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>I. INFLUENCE MUTUELLE DES ARCS DANS UN SYSTEME TRIPHASE</b>	<b>9</b>
<b>I.1. BUT</b>	<b>9</b>
<b>I.2. HYPOTHÈSES</b>	<b>11</b>
<b>I.3. FORCES DE LORENTZ DANS UN CIRCUIT « ÉTOILE »</b>	<b>13</b>
I.3.1. GÉOMÉTRIE DU PROBLÈME	13
I.3.2. CALCUL DE LA FORCE DE LORENTZ	14
I.3.3. ANALYSE DU RÉSULTAT	16
I.3.4. APPLICATION AU RÉACTEUR	17
<b>I.4. FORCES DE LORENTZ DANS UN CIRCUIT « TRIANGLE »</b>	<b>19</b>
I.4.1. GÉOMÉTRIE DU PROBLÈME	19
I.4.2. CALCUL DE LA FORCE DE LORENTZ	20
I.4.3. INFLUENCE DES PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES	21
I.4.4. APPLICATION AU RÉACTEUR PROTOTYPE	24
I.4.5. ETUDE THÉORIQUE PRÉLIMINAIRE DE LA DÉFORMATION DES ARCS	26
<b>I.5. CONCLUSION</b>	<b>31</b>
<b>II. MODELISATION HYDRODYNAMIQUE DU REACTEUR</b>	<b>33</b>
<b>II.1. ETAT DE L'ART</b>	<b>33</b>
II.1.1. OUVRAGES GÉNÉRAUX SUR LA MHD	33
II.1.2. RÉOLUTION DES ÉQUATIONS MHD	33
II.1.3. MODÈLES SIMPLIFIÉS	36
II.1.4. REMARQUES GÉNÉRALES	36
<b>II.2. HYPOTHÈSES</b>	<b>37</b>
II.2.1. VALIDITÉ DE L'APPROCHE MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE	37
II.2.2. GÉOMÉTRIE DU RÉACTEUR	40
II.2.3. HYPOTHÈSES	40
<b>II.3. REGIME D'ÉCOULEMENT</b>	<b>41</b>
II.3.1. LES PLASMAS ET LA TURBULENCE	41
II.3.2. ÉCOULEMENT LAMINAIRE	42
II.3.3. LES MODÈLES DE TURBULENCE DU LOGICIEL FLUENT	43
<b>II.4. RAYONNEMENT</b>	<b>48</b>
II.4.1. ÉVALUATION DES ORDRES DE GRANDEUR DES FLUX RADIATIFS DANS LE RÉACTEUR	48
II.4.2. MODÈLES DE RAYONNEMENT DANS FLUENT	50
II.4.3. CHOIX DES PARAMÈTRES EN ENTRÉE DU MODÈLE DTRM	52
<b>II.5. CONDITIONS AUX LIMITES</b>	<b>54</b>
II.5.1. CONDITIONS AUX LIMITES DANS FLUENT	54
II.5.2. CONDITIONS AUX LIMITES CHOISIES POUR LE MODÈLE DE RÉACTEUR	56
II.5.3. LA ZONE D'ARC	57
<b>II.6. MÉTHODES NUMÉRIQUES</b>	<b>59</b>
II.6.1. APERÇU SUR LES MÉTHODES NUMÉRIQUES DANS FLUENT	59

II.6.2.	MAILLAGE ET MATÉRIEL INFORMATIQUE	60
<b>II.7.</b>	<b>ETUDES DE SENSIBILITÉ</b>	<b>62</b>
II.7.1.	RAYONNEMENT	62
II.7.2.	CONDUCTIVITÉS THERMIQUES DES PAROIS	68
II.7.3.	COMPOSANTE RADIALE DE LA FORCE DE LORENTZ	72
II.7.4.	INFLUENCE DU RÉGIME D'ÉCOULEMENT ET DU MODÈLE DE TURBULENCE	74
<b>II.8.</b>	<b>ANALYSE QUALITATIVE DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES</b>	<b>77</b>
II.8.1.	INFLUENCE DU GAZ PLASMA	77
II.8.2.	INFLUENCE DU DÉBIT	82
II.8.3.	INFLUENCE DE LA PUISSANCE	84
<b>II.9.</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>87</b>

### **III. ETUDE NUMÉRIQUE DU MÉLANGE ENTRE LE PLASMA ET LE GAZ FROID** **89**

<b>III.1.</b>	<b>ÉTAT DE L'ART</b>	<b>89</b>
III.1.1.	GÉNÉRALITÉS	89
III.1.2.	NOMBRES ADIMENSIONNELS	91
<b>III.2.</b>	<b>EVALUATION DE L'EFFICACITÉ DES TRANSFERTS</b>	<b>91</b>
III.2.1.	MÉLANGE DE DEUX ESPÈCES CHIMIQUES DISTINCTES	92
III.2.2.	EFFICACITÉ DES TRANSFERTS DANS LE RÉACTEUR	93
<b>III.3.</b>	<b>TEST SUR LES CONDITIONS OPÉRATOIRES</b>	<b>95</b>
III.3.1.	PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES DES SIMULATIONS POUR LES TESTS	95
III.3.2.	RÉGIME D'ÉCOULEMENT	95
III.3.3.	ANALYSE QUALITATIVE DES RÉSULTATS	96
III.3.4.	ETUDE DE LA POSITION D'INJECTION DU GAZ FROID	99
III.3.5.	INFLUENCE DU DÉBIT DE GAZ FROID	101
III.3.6.	INFLUENCE DES AUTRES PARAMÈTRES	102
<b>III.4.</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>103</b>

### **IV. PRESENTATION DU REACTEUR** **104**

<b>IV.1.</b>	<b>ANALYSE DES TECHNOLOGIES CONCURRENTES</b>	<b>104</b>
<b>IV.2.</b>	<b>LES CHOIX TECHNOLOGIQUES</b>	<b>105</b>
<b>IV.3.</b>	<b>FONCTIONNEMENT DU RÉACTEUR</b>	<b>106</b>
IV.3.1.	DESCRIPTION GÉNÉRALE	106
IV.3.2.	DESCRIPTION DES PRINCIPAUX COMPOSANTS	108
IV.3.3.	INSTALLATION ÉLECTRIQUE	111
IV.3.4.	ALIMENTATION EN FLUIDES	112
IV.3.5.	DISPOSITIF DE SÉCURITÉ	113
<b>IV.4.</b>	<b>MÉTROLOGIE</b>	<b>114</b>
IV.4.1.	TEMPÉRATURES	115
IV.4.2.	DÉBITS	115
IV.4.3.	PRESSIONS	115
IV.4.4.	GRANDEURS ÉLECTRIQUES	115
IV.4.5.	ACQUISITION DES DONNÉES	116

### **V. ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU RÉACTEUR** **118**

<b>V.1.</b>	<b>PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES</b>	<b>118</b>
V.1.1.	ÉTAT DE L'ART	118
V.1.2.	CIRCUIT ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT	119

V.1.3.	ANALYSE DES GRANDEURS ÉLECTRIQUES EFFICACES	120
V.1.4.	ANALYSE DES OSCILLOGRAMMES	123
V.1.5.	ANALYSE DE FOURIER DES INTENSITÉS ET TENSIONS INSTANTANNÉES	126
<b>V.2.</b>	<b>ANALYSE DES FILMS OBTENUS PAR CAMÉRA RAPIDE</b>	<b>128</b>
V.2.1.	ÉTAT DE L'ART SUR LA VISUALISATION DES ARCS	128
V.2.2.	DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	128
V.2.3.	DESCRIPTION DES FILMS	129
V.2.4.	FONCTIONNEMENT À L'ARGON	130
V.2.5.	INJECTION D'ÉTHYLÈNE	131
V.2.6.	ANALYSE DU MOUVEMENT DES ARCS	131
<b>V.3.</b>	<b>MESURES DE TEMPÉRATURE</b>	<b>133</b>
V.3.1.	TEMPÉRATURES DE L'EAU DE REFROIDISSEMENT	133
V.3.2.	MESURES PAR PYROMÉTRIE ET SPECTROSCOPIE	135

## **VI. CONFRONTATION DES ETUDES THEORIQUES AUX EXPERIMENTATIONS** **136**

<b>VI.1.</b>	<b>COMPARAISON DES FILMS À LA CAMÉRA RAPIDE ET DU CALCUL DES FORCES DE LORENTZ</b>	<b>136</b>
VI.1.1.	RAPPELS	136
VI.1.2.	LIMITATIONS DES ANALYSES THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE	137
VI.1.3.	POINTS D'ACCORD	137
VI.1.4.	ÉCARTS ENTRE LES EXPÉRIMENTATIONS ET LE CALCUL THÉORIQUE	138
<b>VI.2.</b>	<b>VALIDATION DU MODÈLE NUMÉRIQUE D'ÉCOULEMENT</b>	<b>138</b>
VI.2.1.	DESCRIPTION DES CAS TESTS EXPÉRIMENTAUX	139
VI.2.2.	POSITION DE LA ZONE D'ARC	140
VI.2.3.	APPROXIMATION DE LA FORCE DE LORENTZ	141
VI.2.4.	CONDUCTIVITÉS DES PAROIS	142
<b>VI.3.</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>144</b>

## **CONCLUSION** **146**

## **BIBLIOGRAPHIE** **150**



# Nomenclature

Les symboles sont généralement définis quand ils apparaissent dans le texte. La liste ci-dessous contient seulement les symboles, les abbréviations et les indices les plus communément utilisés. Certaines des grandeurs listées ci-dessous peuvent apparaître surmontées d'une flèche dans le corps du texte quand ce sont des vecteurs.

## Lettres latines

$a$	coefficient d'absorption	$(W.m^{-2}.K^{-4})$
$A$	aire	$(m^2)$
$B$	champ magnétique	$(T)$
$c$	célérité de la lumière	$(m/s)$
$c_p$	chaleur spécifique	$(J.K^{-1}.kg^{-1})$
$C_D$	coefficient de traînée	
$C_{\epsilon 1}$	constante de modèles de turbulence	
$C_{\epsilon 2}$	constante de modèles de turbulence	
$C_{\mu}$	constante de modèles de turbulence	
$d$	diamètre du cercle sur lequel sont disposées les électrodes	$(m)$
$D$	diamètre de l'arc	$(m)$
$D$	force de traînée	$(N)$
$e$	charge de l'électron	$(C)$
$f$	fréquence	$(Hz)$
$F$	densité volumique de force	$(N.m^{-3})$
$F$	force	$(N)$
$G_k$	terme de production d'énergie cinétique	$(kg.m^{-1}.s^{-3})$
$h$	enthalpie massique	$(J/kg)$
$i$	intensité instantanée	$(A)$
$I$	intensité maximum	$(A)$
$J$	densité de courant	$(A.m^{-2})$
$k$	constante de Boltzmann	$(J.K^{-1})$
$k$	conductivité thermique	$(W.m^{-1}.K^{-1})$
$k$	énergie cinétique de turbulence	$(m^2.s^{-2})$
$l$	longueur de l'arc	$(m)$
$L$	longueur des électrodes	$(m)$
$L$	luminance	$(W.m^{-2}.sr^{-1})$
$L_0$	luminance à la paroi	$(W.m^{-2}.sr^{-1})$
$m$	masse	$(kg)$
$m_e$	masse de l'électron	$(kg)$
$n$	densité volumique d'électrons	$(m^{-3})$
$N$	paramètre d'interaction magnétique	
$p$	pression statique	$(Pa)$
$P$	puissance	$(W)$
$P_u$	puissance dissipée dans les arcs	$(W)$
$P2$	paramètre d'évaluation des transferts dans le réacteur	
$\vec{q}_{rad}$	éclairage	$(W.m^{-2})$
$q_{rad}^+$	radiosité	$(W.m^{-2})$
$Q$	débit volumique de gaz plasma	$(m^3/s)$
$r$	ordre de grandeur du déplacement de l'arc	$(m)$



$r_{el}$	rayon de l'électrode	(m)
$R$	taux de déformation turbulent	( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-4}$ )
$R_{arc}$	rayon de l'arc	(m)
$Re$	nombre de Reynolds	
$RP$	paramètre d'évaluation de l'isolation du réacteur	
$s$	abscisse curviligne sur un rayon lumineux	(m)
$s_{ij}$	tenseur des vitesses de déformation	( $\text{m.s}^{-2}$ )
$S_h$	source d'enthalpie	( $\text{J.m}^{-3}$ )
$S$	source de quantité de mouvement	( $\text{N.m}^{-3}$ )
$S_{ij}$	tenseur des déformation moyennes	( $\text{s}^{-1}$ )
$t$	temps	(s)
$t_0$	instant choisi dans l'étude des forces de Lorentz	(s)
$T$	température	(K)
$u$	vitesse	(m/s)
$U$	vitesse	(m/s)
$U$	tension	(V)
$U_0$	tension à vide	(V)
$v$	vitesse	(m/s)
$v_\infty$	vitesse relative du gaz environnant par rapport à l'arc	(m/s)
$V$	volume de l'arc	( $\text{m}^3$ )
$x_0$	abscisse choisie dans l'étude des forces de Lorentz	(m)
$z$	cote dans le réacteur ( $z = 0$ surface intérieure du chapeau)	(m)

### Lettres grecques

$\alpha$	angle formé par l'axe d'une électrode avec l'axe vertical du réacteur	(rad)
$\beta$	paramètre de caractérisation de l'arc	
$\beta_e$	paramètre de Hall	
$\delta_{ij}$	symbole de Kronecker	
$\varepsilon$	émissivité	
$\varepsilon$	taux de dissipation turbulente	( $\text{m}^2.\text{s}^{-3}$ )
$\varepsilon_p$	émissivité de la paroi	
$\varepsilon_0$	permittivité électrique du vide	( $\text{F.m}^{-1}$ )
$\lambda_D$	longueur de Debye	(m)
$\lambda$	longueur d'ondes	(m)
$\rho$	masse volumique	( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\mu$	viscosité dynamique	( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ )
$\mu_0$	perméabilité magnétique du vide	( $\text{H.m}^{-1}$ )
$\mu_{eff}$	viscosité effective	( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ )
$\mu_t$	viscosité turbulente	( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\nu$	viscosité cinématique	( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$\bar{\nu}_{eH}$	fréquence de transfert de quantité de mouvement moyenne par collision	( $\text{s}^{-1}$ )
$\sigma$	conductibilité électrique	( $\Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ )
$\sigma$	constante de Stefan Boltzmann	( $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ )
$\sigma_k$	constante de modèles de turbulence	
$\sigma_\varepsilon$	constante de modèles de turbulence	

$\tau_w$	taux de cisaillement à la paroi	$(\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1})$
$\omega$	pulsation du réseau électrique	$(\text{s}^{-1})$
$\omega_e$	fréquence de Larmor	$(\text{s}^{-1})$
$\omega_p$	fréquence du plasma	$(\text{s}^{-1})$
$\Omega$	angle solide hémisphérique	(ster.)

## Indices

0	initial
c	caractéristique
eff	efficace
max	maximum
r	composante radiale
x	composante suivant l'axe des x
y	composante suivant l'axe des y
z	composante suivant l'axe des z
$\theta$	composante orthoradiale

## Abréviations

DTRM	modèle de rayonnement par transfert discret (anglais : Discrete Transfer Radiation Model)
ETL	Equilibre Thermodynamique local
HF	Haute Fréquence
MHD	MagnétoHydroDynamique
RF	Radio Fréquence
RNG	théorie de la renormalisation (anglais : ReNormalisation Group)
RSM	modèle de turbulence des tenseurs de Reynolds (anglais : Reynolds Stress Model)
ZR1	Zone Réactive 1 : premier mètre de réacteur
ZR2	Zone Réactive 2 : deuxième mètre de réacteur



# INTRODUCTION

---

## Contexte environnemental

La Conférence de Kyoto sur les changements climatiques a révélé l'urgence d'intervenir pour limiter le réchauffement de la terre, dont l'activité industrielle est en grande partie responsable. L'accord final prévoit la réduction de 5,2% des émissions des gaz à effet de serre par les pays industrialisés, d'ici à 2012. L'évolution nécessaire des législations nationales pour atteindre les objectifs fixés à Kyoto, inclura une taxation plus forte des industries polluantes. Les industriels concernés devront alors adapter leurs outils de production, voire changer de technologie, pour que leurs procédés restent compétitifs. Tous les procédés basés sur une combustion émettent des quantités importantes de dioxyde de carbone, principal gaz à effet de serre dans les pays développés. L'industrie du noir de carbone utilise principalement un procédé de ce type.

## L'industrie du noir de carbone

Le noir de carbone est du carbone finement divisé, plus ou moins structuré, constitué de particules élémentaires de l'ordre de quelques centaines de nanomètres de diamètre et présentant une importante surface spécifique (20 à 100 mètres carrés par gramme). La principale application de ce produit est le renforcement mécanique des élastomères, en particulier, des pneumatiques. La production mondiale s'élève à 6 millions de tonnes par an, dont 200.000 en France. 95% de cette production provient du procédé *furnace* de combustion incomplète d'hydrocarbures lourds, qui émet des espèces très polluantes telles que l'anhydride sulfureux et des composés organiques volatils. Ce procédé possède en outre un très mauvais rendement de matière, inférieur à 50%. L'essentiel du carbone contenu dans la matière première sert pour la combustion incomplète et induit une émission annuelle d'environ 25 millions de tonnes de dioxyde de carbone.

La production de noirs de carbone devra évoluer pour respecter les normes à venir. En particulier, aux Etats-Unis, une législation en faveur de l'environnement, le Clean Air Act Agreement (C.A.A.A.) est appliquée depuis 1994. Une batterie de mesures contraignantes vont pénaliser directement les producteurs de noirs : installation des dispositifs les plus performants en termes de réduction d'émission (CO, SO<sub>2</sub>, ozone, composés volatils, NO<sub>x</sub>...) sans considération de coûts dans les zones les plus polluées, limitation drastique du SO<sub>2</sub>, permis écologique avec contrôle annuel pour le fonctionnement des installations, taxes sur les émissions polluantes, etc. Toute infraction fera l'objet de poursuites judiciaires. Le plus gros producteur mondial de noir de carbone, Cabot a estimé les coûts de la mise en conformité aux nouvelles lois : \$60 millions sur 3 ans, soit compte tenu de sa production (380 000 tonnes par an), un surcoût d'environ 14 cents/kg, c'est-à-dire 20% du prix de vente. La recherche de solutions de remplacement au procédé *furnace* apparaît d'autant plus urgente, qu'un concurrent du noir de carbone, plus propre, la silice commence à grignoter des parts de marché dans les pneumatiques.

## **Les plasmas thermiques comme solution écologique**

Depuis le procédé « plasma » Birkeland et Eyde, au début du siècle, pour la synthèse des oxydes d'azote, les techniques plasmas ont connu une évolution contrastée. Pour un temps, elles furent partiellement abandonnées pour des raisons économiques. Ce n'est que dans les années soixante, que la mise au point de nouveaux générateurs autorisa une reprise de leurs utilisations (découpage par plasma, soudure, projection, synthèse chimique). Aujourd'hui, le nombre d'applications est important et va croissant, comme en témoigne l'augmentation spectaculaire des équipements de production utilisant les plasmas aux Etats-Unis (représentant 350 millions de dollars en 1984, 10,5 milliards en 1995).

Comme les flammes, les plasmas possèdent une enthalpie très élevée pouvant être utilisée pour le chauffage ou pour des réactions chimiques. En revanche, ils peuvent fonctionner sans oxygène puisque leur énergie n'est pas chimique mais électrique. Si l'électricité utilisée est produite de manière écologique, les procédés peuvent être parfaitement propres. Les plasmas peuvent donc remplir certains des rôles attribués aux flammes, sans les conséquences négatives sur l'environnement. Ils présentent par ailleurs d'autres avantages spécifiques par rapport aux flammes : pas de limites en température, des densités d'énergie très élevées, des réactions spécifiques et des cinétiques plus rapides.

Pour la production de noir de carbone, le craquage thermique d'hydrocarbures par plasma, apparaît comme une voie prometteuse pour, à la fois réduire la pollution, et augmenter les rendements. En effet, le rendement de matière dépend en théorie exclusivement de la quantité d'énergie pouvant être transmise à l'hydrocarbure et peut donc atteindre 100%. Le rendement énergétique, quant à lui, dépend de l'isolation du réacteur et de l'efficacité du transfert énergétique entre le plasma et l'hydrocarbure. L'hydrogène, sous produit de ce procédé, connaît un nombre croissant d'applications, qui le rende valorisable dans un avenir plus ou moins proche. Sa combustion qui ne produit que de l'eau, lui confère le statut de carburant de demain. Le craquage par plasma a fait l'objet de plusieurs dépôts de brevets aux Etats-Unis, en Europe et dans l'ex-URSS. Le Centre d'Energétique de l'Ecole des Mines de Paris, en association avec le CNRS, Electricité de France, Gaz de France, TIMCAL G+T et l'Ademe, a initié en 1994 un important programme de recherche sur la conversion d'hydrocarbures par voie plasma pour l'obtention du noir de carbone. Ce programme a permis la mise au point d'un réacteur pilote original, d'une puissance de 100 kW, très supérieure à la plupart des dispositifs expérimentaux connus. Seul le réacteur développé à l'Université de Trondheim (Norvège), sous l'impulsion de la société Kvaerner est d'une puissance comparable. Les premiers essais avec le réacteur français ont montré la faisabilité du nouveau procédé mais ils ont aussi mis en évidence la nécessité d'en améliorer la connaissance. En particulier, les transferts de masse et de chaleur à l'intérieur du réacteur sont des facteurs déterminants qu'il convient de bien analyser pour assurer la maîtrise du procédé sur les plans quantitatifs et qualitatifs. Cette maîtrise est d'autant plus importante que le projet s'est progressivement orienté vers la fabrication de noirs très structurés comme le graphite, des noirs possédant une haute valeur ajoutée, voire de fullerènes, qui demandent des conditions expérimentales strictes. Elle passe par une bonne compréhension et une modélisation du milieu complexe vecteur de l'énergie dans le pilote : le plasma.

## **Généralités sur les plasmas**

Un plasma est un milieu gazeux partiellement ionisé et globalement neutre. Il est constitué de molécules, d'atomes, d'ions et d'électrons. Tout gaz peut atteindre l'état de plasma pourvu qu'une énergie d'excitation suffisante lui soit transmise. On utilise le terme de plasma aussi bien pour des atmosphères raréfiées (plasma froid :  $p < 0,2$  bars) qu'à haute pression (plasma thermique et thermonucléaire :  $0,2 < p < 100$  bars). La température la plus basse pour laquelle un gaz présente un degré d'ionisation significatif dépend de l'espèce chimique constituant le dit gaz et de la pression. En pratique, à pression atmosphérique, l'ionisation de vapeurs de césium à 1500 K est importante alors que pour atteindre le même degré d'ionisation avec de l'argon, 6000 K sont nécessaires. Au dessus de 20 000 K, presque tous les gaz sont largement ionisés. On peut obtenir un plasma à l'aide d'une source électrique par décharge (d'arc, haute fréquence ou micro-ondes) ou par induction. C'est sa capacité à conduire l'électricité qui distingue en premier lieu un plasma d'un gaz à la température ambiante. Les plasmas ont en outre une masse volumique beaucoup plus faible et une conductivité thermique très grande. Ils présentent souvent des inhomogénéités importantes, en particulier liés à de forts gradients de températures. Enfin, ils présentent une très grande viscosité. C'est cette dernière propriété qui rend difficile leur mélange avec un gaz à température ambiante. Or à cause de la température minimale d'ionisation, le mélange est souvent nécessaire pour balayer des domaines de températures inférieurs à cette valeur et avoir plus de flexibilité dans le procédé.

Néanmoins, plusieurs obstacles d'origine technique s'opposent à une utilisation plus large des plasmas. Tout d'abord, les inhomogénéités des écoulements plasmas rendent le traitement de produits très dépendant de leur trajectoire, qui est difficile à maîtriser. Souvent, les vitesses de l'écoulement sont grandes et limitent beaucoup les temps de séjour dans les zones chaudes. De plus, les générateurs de plasma utilisent, en général, des gaz rares, de l'azote ou de l'hydrogène, qui rendent leur utilisation coûteuse. Les plasmas sont des milieux très complexes d'un point de vue physico-chimique donc leur mise en place requiert d'importants coûts de recherche en développement. D'un point de vue théorique, de nombreux problèmes doivent être approfondis. Citons, les phénomènes aux électrodes, la turbulence, les écarts à l'équilibre thermodynamique local, les transferts de chaleur et de quantité de mouvement plasma/particules, et la cinétique chimique. Enfin, il est difficile de mélanger les plasmas thermiques avec d'autres réactifs froids. La résolution de ce dernier problème pourrait se révéler décisive pour l'émergence de nouveaux procédés plasmas dans l'industrie chimique notamment.

## **Positionnement de la thèse**

Dans le cadre du développement du procédé de craquage par plasma, la recherche en vue d'améliorer la connaissance du fonctionnement du réacteur a suivi simultanément deux axes : une analyse physicochimique et une étude de l'hydrodynamique du pilote. Le premier travail fait l'objet de la thèse de Frédéric Fabry, à l'IMP du CNRS à Odeillo. Il est principalement expérimental. De nombreuses mesures au cours du fonctionnement du réacteur ont été effectuées : pertes de chaleur aux parois par calorimétrie, température des surface intérieures par pyrométrie, analyse de la composition des gaz de sortie par chromatographie ainsi que les températures dans le plasma par spectrométrie d'émission. Les produits ont été ensuite analysés et Frédéric Fabry a tenté de relier conditions opératoires et propriétés des noirs de carbone

obtenus. La thèse de Frédéric Fabry devrait être soutenue au début de 1999. Le second travail, qui a été l'objet de cette thèse, est principalement numérique et est complémentaire du précédent. La modélisation des transferts de masse et de chaleur a en effet pour une part été validée à l'aide des mesures de température ponctuelles. D'autre part, elle a donné des champs de vitesse et de température qui permettent lors de l'analyse physico-chimique d'évaluer les conditions thermodynamiques rencontrées lors de la formation du noir de carbone.

Le modèle permet non seulement de caractériser plus précisément le fonctionnement du pilote, mais il constitue aussi un outil dans la perspective de développements en vue de l'industrialisation. Une étude systématique, commencée durant cette thèse, doit conduire à limiter les pertes de chaleur et à favoriser le mélange entre le plasma et le gaz réactif froid. De cette manière, l'énergie électrique serait utilisée plus efficacement et les rendements seraient meilleurs.

D'un point de vue académique, ce travail aborde principalement trois thématiques :

- les problèmes complexes rencontrés dans les systèmes d'arc triphasés, de manière plus théorique que les études en notre connaissance
- la modélisation de l'ensemble d'un réacteur à plasma d'une puissance inhabituelle dans la littérature scientifique
- le mélange entre un plasma et un gaz froid, avec une perspective immédiate de quantification et d'amélioration d'un procédé existant.

Les principales applications des systèmes triphasés se trouvent dans le domaine des hautes puissances électriques, en particulier la sidérurgie et les procédés de fabrication de FeSi et Si. Compte tenu des températures extrêmement élevées et de la nature chimiquement agressive dans ces fours, les observations directes et les mesures concernant la thermodynamique des arcs sont presque impossibles. Par conséquent, les études concernant ces systèmes se limitent généralement à l'analyse de mesures électriques et à la modélisation. Les mesures électriques sont les principales données accessibles pour un four métallurgique. Elles permettent d'estimer les niveaux de puissance, de détecter des instabilités et de régler le four. De nombreuses études (Celada 1991, Chen & Biringer 1991, Lowke et al. 1975, Köhle et al. 1993) visent principalement à déterminer la réactance des arcs à partir de mesures et de modèles simples, pour des applications pratiques. Pour le pilote comme pour la plupart des systèmes d'arcs triphasés utilisés dans l'industrie, une connaissance précise des phénomènes de la zone d'arc est très importante à double titre. Tout d'abord, c'est par les arcs que l'énergie est introduite dans le système. Ils déterminent l'enthalpie du gaz plasma qui est une entrée principale du modèle hydrodynamique. En outre, les arcs ont une influence électromagnétique mutuelles, qui conduit à des mouvements spécifiques, ayant par entraînement du gaz environnant une influence sur l'hydrodynamique de l'ensemble. Les résultats de notre étude apporteront, nous espérons, un éclairage intéressant sur des problèmes jusqu'alors peu étudiés théoriquement.

Les réacteurs à plasma et les arcs ont fait l'objet de nombreuses modélisations, de type magnétohydrodynamiques pour la plupart. La modélisation du réacteur d'Odeillo, d'une puissance de 100 kW et de 2 mètres de hauteur, est un travail qui en termes de taille et de puissance électrique, est dans une position intermédiaire entre deux mondes. Le premier est celui des études des arcs de laboratoire, quelques kilowatts et de l'ordre de quelques centimètres, dont la littérature est pléthorique. Le

second est celui des fours métallurgiques, dont les électrodes peuvent faire plus d'un mètre de diamètre et les puissances sont de plusieurs de dizaine de mégawatts. Par tradition, la recherche n'a pas constitué l'axe prioritaire des sidérurgistes. A ce fait s'ajoutent des raisons de confidentialité et l'extrême complexité d'études de systèmes de ces dimensions, font que les publications dans ce domaine sont peu nombreuses. La principale spécificité des réacteurs à arc provient de l'existence de termes électromagnétiques, dont l'influence peut difficilement être négligée. Malheureusement, pour des raisons de capacité de calculs, une description magnétohydrodynamique n'est possible que pour une petite zone voisine de l'arc. Dans le cas du réacteur d'Odeillo, il convenait donc de trouver une solution originale permettant de prendre en compte les forces de Lorentz en limitant les temps de calcul à des valeurs raisonnables.

C'est aussi la taille du réacteur et l'aspect applicatif à l'optimisation d'un réacteur qui constitue une spécificité de notre étude sur le mélange entre un plasma et un gaz froid. Nous avons cherché à quantifier la qualité des transferts entre ces deux composantes puis par une étude systématique à donner des recommandations sur l'injection du gaz réactif.

## **Méthodologie**

Cette thèse s'est articulée en trois phases principales : l'étude théorique des principaux phénomènes physiques, la modélisation du pilote sans injection de gaz froid et l'utilisation de ce modèle dans une étude du mélange.

Un premier travail théorique, accompagné d'une analyse bibliographique, a permis d'identifier les principaux problèmes ainsi que les approches possibles pour notre étude. Il a permis de faire un certain nombre d'hypothèses justifiables soit par des travaux antérieurs soit par des considérations théoriques, par exemple, du type analyse dimensionnelle. Ensuite, chaque grande classe de problème identifiée a fait l'objet d'une étude plus approfondie. En particulier, nous nous sommes intéressés à la turbulence dans les arcs, au rayonnement, au mélange et aux forces de Lorentz (ou de Laplace). Pour ce dernier point, nous avons évalué ces forces puis mis en regard les résultats avec les films à la caméra rapide.

Une seconde étape a été la modélisation du réacteur. Nous avons tout d'abord construit en utilisant le code FLUENT un modèle avec des hypothèses très simples. Puis au fur à mesure que notre compréhension théorique progressait, nous avons inclus des phénomènes importants et de plus en plus complexes, jusqu'à ce que la comparaison avec des résultats expérimentaux soit jugée satisfaisante. En outre, il convenait de conserver une certaine simplicité pour que le modèle soit utilisable en pratique. Par exemple, mettre en place un modèle magnétohydrodynamique, 3D et dépendant du temps aurait demandé des capacités de calcul et un temps très supérieur aux ressources dont nous disposions. Nous avons abordé les problèmes suivants :

- choix du modèle de turbulence : nous disposions de quatre modèles principaux (laminaire, turbulence k- $\epsilon$ , RNG k- $\epsilon$  et RSM) et pour la turbulence de trois lois de paroi possibles (standard, hors équilibre, à deux couches). L'analyse bibliographique n'a pas permis de véritablement dégager un modèle idéal, dans la mesure où les auteurs utilisent pour la plupart le modèle laminaire ou k- $\epsilon$ , sans vraiment justifier leur choix. Suivant les conditions expérimentales, nous avons utilisé l'un des modèles précédents mais le plus souvent nous avons utilisé



plusieurs modèles puis fait des comparaisons ainsi que des considérations sur les Reynolds et les intensités de turbulence *a posteriori*.

- choix du modèle de rayonnement : le niveau de température dans notre réacteur est insuffisant pour que les gaz jouent un rôle prépondérant. En revanche les gradients de température aux parois étant très élevés, le rayonnement entre parois devait être pris en considération. Le milieu étant optiquement mince, le modèle le plus adapté était le modèle DTRM (Discrete Transfer Radiation Model), dont le principe est proche du modèle de lanciers de rayons.
- forces de Lorentz : il n'était pas envisageable de construire un modèle MHD dont les temps de calcul auraient été excessifs. Aussi, le travail théorique amont ayant permis d'avoir une évaluation des forces électromagnétiques sur les arcs, nous avons inclus l'influence de ces forces sous la forme d'une source de quantité de mouvement dans une zone précise.

En vue de valider le modèle, des mesures ont été réalisées, essentiellement par un autre doctorant travaillant sur le site d'Odeillo, pour le réacteur en fonctionnement sans injection de gaz réactif. Ces mesures concernent pour l'essentiel des températures : parois intérieures par pyrométrie, gaz par spectrométrie d'émission, sondes de températures dans les zones les plus froides, eau de refroidissement pour faire des bilans calorimétriques. A l'issue de la confrontation avec le modèle numérique, l'accord a été jugé suffisant pour passer à la phase suivante d'étude du mélange.

Enfin pour l'étude du mélange entre un plasma et un gaz froid, nous avons déterminé des paramètres permettant d'évaluer la qualité du mélange et la conservation de l'énergie. Puis nous avons recensé les méthodes utilisées dans d'autres domaines pour accélérer le mélange. Enfin, nous avons effectué des simulations concernant l'introduction d'un gaz non réactif froid de même nature que le gaz plasma. Ces premiers essais systématiques sur la position de l'injection, le débit du gaz, la vitesse, la température et le nombre de points d'injection ont permis de dégager quelques recommandations sur l'injection du gaz réactif pour le pilote.

## **Organisation du manuscrit de thèse**

Le manuscrit de thèse comprend deux grandes parties, une théorique et une expérimentale. La première partie est constituée des chapitres I à III. Elle présente les études théoriques et les hypothèses ayant présidé à l'élaboration du modèle, le modèle numérique lui-même et enfin une application de ce modèle pour tester l'injection de gaz froid. La zone des arcs triphasés est fondamentale et constitue un véritable moteur des écoulements. Pour cette raison, dans le chapitre I, l'influence des forces de Lorentz fait l'objet d'une étude particulière dans les configurations « étoile » et « triangle » du circuit électrique formé par les arcs et les électrodes. Les expressions analytiques proposées pour ces forces font apparaître une dépendance vis-à-vis de données géométriques du système. Une étude paramétrique a permis de caractériser l'influence de ces données. Les forces calculées moyennées dans le temps et sur la longueur des arcs servent alors à la mise en place d'un modèle simplifié des arcs dans le modèle hydrodynamique global, qui est présenté au chapitre II. Après un état de l'art en matière de modélisation des arcs, ce chapitre expose dans un premier temps, les hypothèses utilisées et les techniques numériques dans le modèle hydrodynamique, bâti à partir du code commercial FLUENT. Dans un second temps,

la sensibilité du modèle aux paramètres d'entrée les plus importants est caractérisée. Enfin, l'écoulement et les transferts de chaleur obtenus dans des simulations avec trois gaz plasmagènes, différents niveaux de puissance électrique et différents débits de gaz, sont exposés. Le chapitre II résume donc les enseignements qu'a fournis le modèle sur le fonctionnement avec l'introduction de gaz plasma seul. Dans le réacteur réel en phase de craquage, un hydrocarbure froid est introduit en plus. L'amélioration des transferts entre le plasma et le réactif est un problème clé. Nous l'avons abordé en considérant une injection latérale d'un gaz froid de même nature que le gaz plasma, pour s'affranchir des réactions chimiques. C'est une première étape avant d'introduire une complexité supplémentaire. Dans le chapitre III, des simulations évaluant la qualité du mélange et de l'isolation thermique pour plusieurs modes d'injection de gaz froid a permis de présenter des recommandations préliminaires, qui devront être validés expérimentalement.

La seconde partie est expérimentale et permet partiellement d'évaluer la validité des calculs de la première partie. Elle commence par une présentation du réacteur au chapitre IV, qui comprend l'analyse de technologies concurrentes, les choix techniques effectués lors de la conception du réacteur et enfin son fonctionnement. L'analyse expérimentale du fonctionnement du réacteur a reposé sur trois types de mesures qui sont décrites au chapitre V. Des mesures électriques instantanées et efficaces ainsi que des mesures de température permettent un premier contrôle du pilote. Des films à la caméra rapide (7000 images/secondes) des arcs ont donné des informations précieuses et uniques sur le comportement de cette zone fondamentale. Pour terminer, le chapitre VI propose une confrontation des résultats théoriques avec les mesures : comparaison qualitative du calcul des forces de Lorentz aux films à la caméra rapide et validation du modèle numérique d'écoulement avec les mesures de température.



## I. INFLUENCE MUTUELLE DES ARCS DANS UN SYSTEME TRIPHASE

### I.1. BUT

La technologie des arcs triphasés est principalement utilisée en sidérurgie (aciers, Fe, FeSi et Si). En général, trois électrodes verticales en graphite sont disposées au-dessus du bain métallique ou y sont immergées (cf. Figure 1). Les arcs sont maintenus, avec la périodicité du courant, entre ces électrodes et le bain. La puissance électrique de tels fours peut atteindre plusieurs dizaines de MW. La plupart des études portant sur les arcs triphasés se rapportent à cette configuration. En particulier, Larsen (1996) a évalué dans cette géométrie les forces magnétiques sur les électrodes.

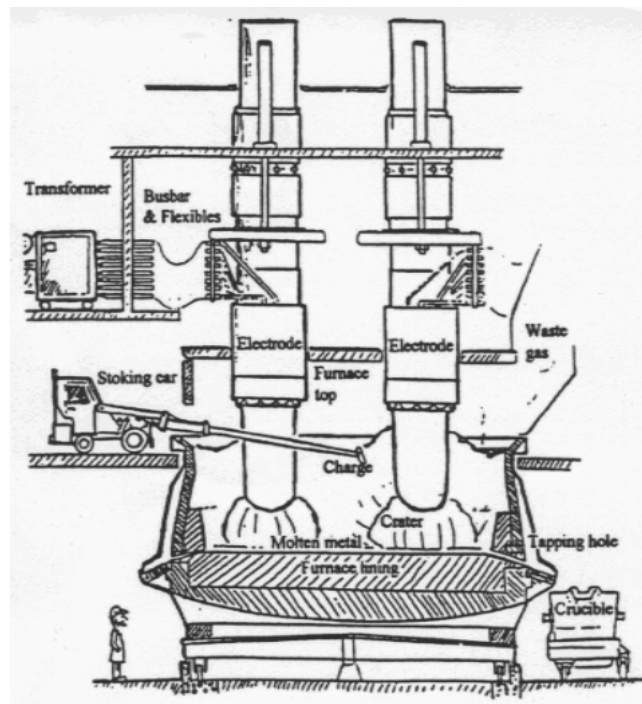


Figure 1 : Four de production de silicium (Larsen 1996).

La géométrie du réacteur triphasé d'Odeillo est différente. La torche est constituée de trois électrodes à axes concourants, disposées à  $120^\circ$  selon les génératrices d'un cône de révolution. Les arcs ne sont donc pas verticaux, de plus, ils s'amorcent entre les électrodes dans l'environnement gazeux et non sur un point neutre fixe (constitué par le bain métallique liquide). Les électrodes sont placées dans des porte-électrodes, refroidies par eau, dont le mouvement d'ensemble par rapport à leur support fixe, permet l'amorçage des arcs par court-circuit. Le gaz alimentant les torches passe dans l'espace annulaire compris entre les électrodes et les porte-électrodes qui sont isolés thermiquement par des fourreaux en graphite. Une description plus détaillée est donnée au chapitre IV. Ci-après, nous présentons le schéma électrique de principe du réacteur.

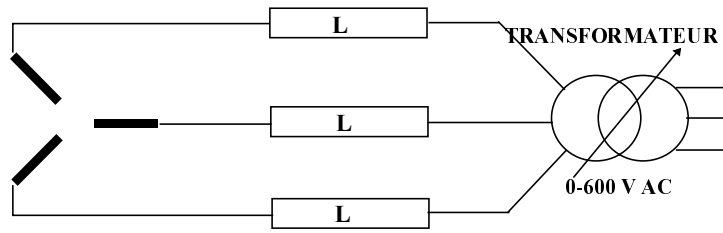


Figure 2 : Schéma électrique du réacteur triphasé d'Odeillo. Les trois traits gras disposés à  $120^\circ$  représentent les électrodes.

Dans les fours sidérurgiques triphasés, les forces électromagnétiques sont centrifuges et soufflent les arcs en direction des parois (Larsen 1996, Gardin et al. 1992). Pour le réacteur d'Odeillo, les expériences ont montré que ces forces agissaient véritablement comme un moteur de l'écoulement (cf. chap. VI). Malgré des intensités très inférieures à celles rencontrées dans la sidérurgie, ces forces sont très importantes du fait de la proximité des arcs entre eux. De plus, contrairement aux bains métalliques qui présentent une importante inertie, les arcs peuvent se déplacer librement et entraîner le gaz environnant très facilement. Sur la Figure 3, qui représente une vue axiale de la zone d'arc depuis le bas du réacteur, le déplacement des arcs en direction des parois apparaît très nettement.

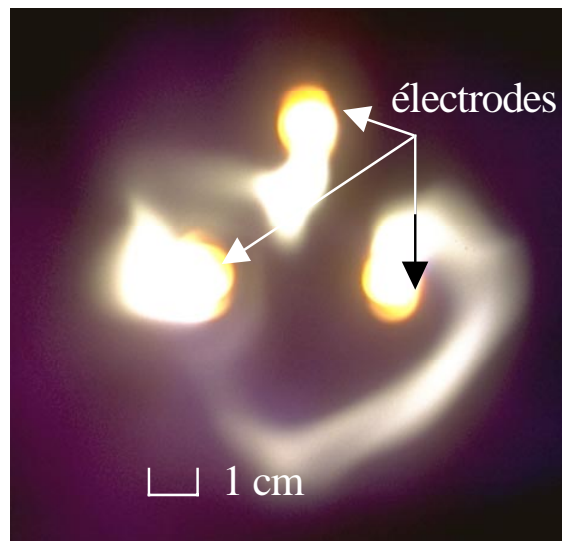


Figure 3 : Vue axiale de la zone d'arc (photographie du bas du réacteur).

Les forces de Lorentz ne peuvent donc pas être négligées dans un modèle numérique. Néanmoins, les équations MHD pour un système triphasé sont tridimensionnelles et dépendent du temps. Aussi, dans ce cas, leur résolution demande des temps de calcul excessifs (Bakken 1994). Il convient par conséquent de trouver un compromis, permettant de prendre en compte les termes électromagnétiques, en évitant de résoudre les équations MHD. Gardin et al. (1992) ont simulé l'influence des forces de Lorentz en inclinant le bout des électrodes vers l'extérieur d'un angle « équivalent ». Dans un premier temps, nous avons utilisé cette méthode. La détermination de l'angle « équivalent » se faisait par une méthode d'identification à partir de la confrontation du modèle avec des mesures expérimentales. Pour lever l'empirisme lié à cette méthode, nous avons évalué les forces de Lorentz à partir de la

formule de Biot et Savart. Ce calcul doit conduire à une condition limite de la zone d'arc, réaliste et qui grâce à son fondement théorique peut être appliqué à une grande variété de cas.

Nous présentons d'abord les principales hypothèses. Puis, deux cas idéaux pour lesquels un calcul des forces de Lorentz est aisément réalisable ont été étudiés. Le premier correspond à trois arcs concourants, dans le prolongement des électrodes. Le second correspond aux arcs suivant le triangle équilatéral reliant les électrodes.

## I.2. HYPOTHESES

### Arcs assimilables à des conducteurs solides

Du point de vue des écoulements, un arc électrique libre peut présenter deux types de comportement (Jones & Fang 1980, Plessl 1980, Uhlenbush 1976). Pour les arcs de courant faible, un écoulement transversal peut traverser l'arc. En revanche, pour des courants forts et des grandes vitesses, le gaz extérieur ne pénètre pas dans l'arc : on observe un point d'arrêt en amont et un autre en aval de l'arc qui équilibre par deux vortex internes. La transition d'un régime de pénétration à un régime de vortex internes à l'arc, qui lui donne un comportement voisin de celui d'un solide conducteur en mouvement, est gouvernée par le paramètre  $\beta$  du rapport de la force magnétique sur le frottement visqueux :

$$\beta = \frac{\mu_0 I_c^2 r}{\rho v v_\infty D^2} \left( \frac{l}{D} \right)^2 \quad (1)$$

où :

- $r$  : ordre de grandeur du déplacement de l'arc (m)
- $D$  : diamètre de l'arc (m)
- $l$  : longueur de l'arc (m)
- $v_\infty$  : vitesse relative du gaz environnant par rapport à l'arc (m/s)
- $\mu_0$  : perméabilité magnétique du vide, voisine de celle du plasma ( $1,2566 \cdot 10^{-6}$  H.m<sup>-1</sup>)
- $I_c$  : intensité caractéristique du problème (A)
- $\rho$  : masse volumique du gaz environnant (kg.m<sup>-3</sup>)
- $\nu$  : viscosité cinématique (m<sup>2</sup>/s)

A partir des valeurs déduites de l'observation visuelle (film caméra rapide), on trouve une valeur de  $\beta$  de l'ordre de  $10^7$ . Dans notre réacteur, l'arc a un comportement assimilable à celui d'un solide conducteur et chaud en mouvement.

### Durée de propagation du champ magnétique négligeable

Si la présence d'un champ magnétique traduit "une déformation de l'espace", il faut admettre que cette déformation se propage à une vitesse finie à partir des sources, dans notre cas, les arcs et les électrodes. Il existe donc un décalage dans le temps entre la variation de la source et celle au point étudié distant de  $r$  de cette source. Ce décalage correspond à la durée de propagation  $r/v$  où  $v$  désigne la vitesse de propagation. Dans notre cas,  $r$  est de l'ordre d'une dizaine de centimètres et la vitesse de propagation est voisine de la célérité de la lumière. Par conséquent, nous négligeons le temps de propagation du champ magnétique.

### Force électrostatique très inférieure à la force magnétique

La force électrique (due à la charge électrique) peut être négligée devant la force résultant des courants. Par conséquent, nous calculerons seulement le champ et la force magnétiques sans nous préoccuper du champ électrique. Cette hypothèse est couramment admise dans tout calcul MHD.

### Courants électriques sinusoïdaux

Les courants dans les électrodes sont sinusoïdaux et déphasés de  $120^\circ$ . Cette hypothèse est en bon accord avec les mesures oscilloscopiques effectuées sur le réacteur; la source électrique se comportant comme un générateur de courant.

### Influence négligeable des câbles d'alimentation

Les câbles d'alimentation des électrodes sont supposés suffisamment éloignés des arcs pour négliger les champs qu'ils induisent sur les arcs, par rapport aux champs induits par les arcs eux-même et les électrodes. Le champ induit par un conducteur à une certaine distance est inversement proportionnel au carré de cette distance. Par conséquent, cette hypothèse est justifiée.

### Petits déplacements des arcs

Nous considérons que le déplacement des arcs est petit, c'est-à-dire, qu'en première approximation, les arcs sont supposés garder leur position initiale. Au vu des films à la caméra rapide, cette hypothèse est sans doute la plus discutable mais elle était nécessaire pour que le calcul reste suffisamment simple.

### Applicabilité de la loi de Biot et Savart

Enfin, nous supposons que la loi de Biot et Savart pour un conducteur filiforme s'applique. L'expression du champ magnétique en un point quelconque de l'espace,  $M$ , induit par un tel conducteur de longueur  $l$  est alors :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_l \frac{i d\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3} \quad (2)$$

où :

$i$  : courant traversant le conducteur (A),

$d\vec{l}$  : vecteur différentiel de l'élément de circuit de longueur  $dl$ ,

$\vec{r}$  : vecteur reliant le point du circuit de l'élément  $dl$  au point  $M$ .

Nous rappelons l'expression de la force de Lorentz (ou de Laplace) :

$$\vec{F}(M) = \vec{J}(M) \wedge \vec{B}(M) \quad (3)$$

où  $\vec{j}(M)$  est la densité de courant en  $M$ .

### Géométries du problème

Deux géométries des arcs ont été étudiées : les arcs concourantes dans le prolongement des électrodes (paragraphe I.3) et les arcs joignant le bord inférieur des électrodes (paragraphe I.4)

## I.3. FORCES DE LORENTZ DANS UN CIRCUIT « ETOILE »

Nous supposons que les arcs sont rectilignes et relient chaque électrode en suivant son axe à un point neutre  $O$ , situé sur l'axe du réacteur (cf. Figure 4). Les arcs seraient disposés de cette façon, si les forces d'inertie engendrées par l'écoulement gazeux le long des électrodes étaient prépondérantes devant les forces électromagnétiques.

### I.3.1. Géométrie du problème

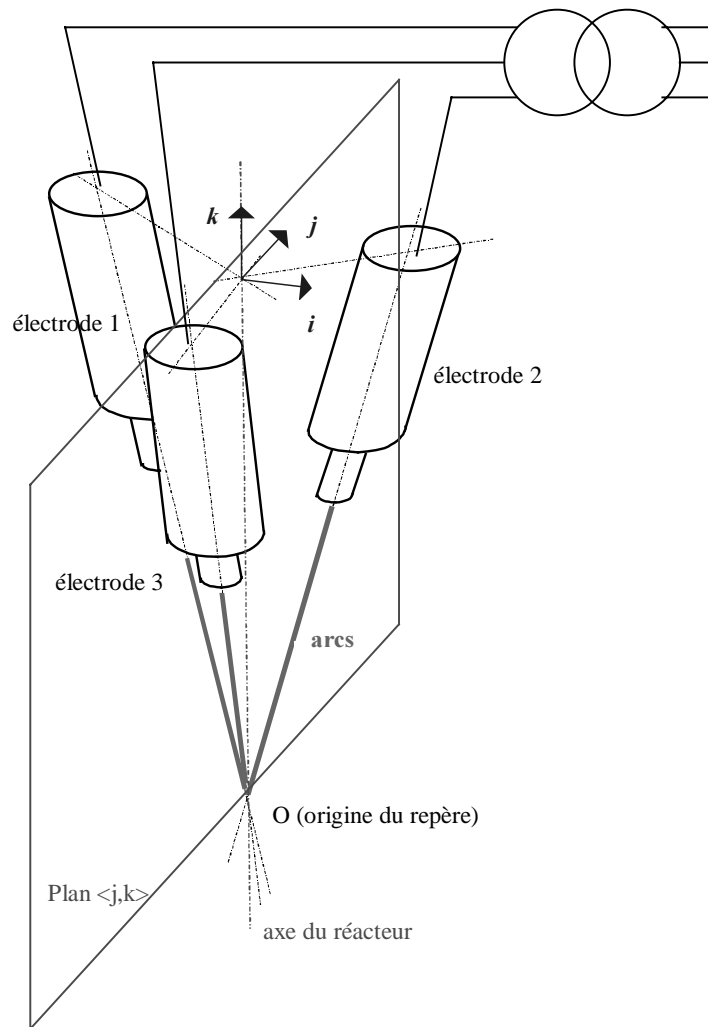


Figure 4 : Géométrie simplifiée du problème pour le circuit « triangle » avec origine du repère  $O$  et le référentiel  $(i, j, k)$ .



Dans cette géométrie et avec les hypothèses précédentes, nous calculons les forces magnétiques en se plaçant dans le repère  $(R) = (O; \mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$  de la Figure 4.  $\mathbf{k}$  est un vecteur unitaire vertical dirigé vers le haut,  $\mathbf{j}$  est un vecteur unitaire perpendiculaire à  $\mathbf{k}$  dans le plan médiateur des électrodes 1 et 2, et  $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$  forme un référentiel orthonormé. On désigne par  $\alpha$  l'angle formé par l'axe d'une électrode avec l'axe vertical du réacteur  $(O, \mathbf{k})$ . Les électrodes sont numérotées sur la Figure 4.

### I.3.2. Calcul de la force de Lorentz

Les courants dans les électrodes sont par hypothèse sinusoïdaux et déphasés de  $120^\circ$ . Soit  $n$  un entier compris entre 1 et 3. L'intensité de ligne  $i_n$ , traversant l'électrode  $n$ , qui pour une configuration « étoile » est égale à l'intensité traversant l'arc  $n$ , peut s'écrire :

$$i_n(t) = I \cos\left(\omega t - \frac{2(n-1)\pi}{3}\right) \quad (4)$$

avec :

$I$  : intensité maximum (A),

$\omega$  : pulsation du réseau électrique ( $s^{-1}$ ),  $\omega = 2\pi f$  ( $f = 50\text{Hz}$ , fréquence du courant alternatif en Europe),

$t$  : temps (s).

L'invariance de notre problème dans une rotation de  $120^\circ$  permet d'effectuer un calcul des forces de Lorentz sur un seul arc. Choisissons l'arc 3. Soit  $P$ , un point quelconque de l'arc 3, repéré par son abscisse curviligne  $p$  le long de l'axe de l'électrode 3. Les coordonnées de  $P$  dans  $(R)$  sont :

$$P \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \alpha \cdot p \\ \cos \alpha \cdot p \end{pmatrix} \quad (5)$$

avec  $\alpha$ , l'angle formé par l'axe du réacteur et l'axe des électrodes.

Soit  $\vec{B}_n(P, t) = \begin{pmatrix} B_{nx}(P, t) \\ B_{ny}(P, t) \\ B_{nz}(P, t) \end{pmatrix}$  le champ magnétique induit par le couple électrode/arc  $n$  au point

$P$  et à l'instant  $t$ .

La formule de Biot et Savart pour un conducteur filiforme (2) fait clairement apparaître que le champ magnétique induit par un conducteur rectiligne sur lui-même est nul. Donc,

$$\vec{B}_3 = \vec{0} \quad (6)$$

En outre, des considérations de symétrie permettent de démontrer facilement les égalités suivantes :

$$\frac{B_{1x}(P,t)}{i_1(t)} = \frac{B_{2x}(P,t)}{i_2(t)} \quad (7)$$

$$\frac{B_{1y}(P,t)}{i_1(t)} = -\frac{B_{2y}(P,t)}{i_2(t)} \quad (8)$$

$$\frac{B_{1z}(P,t)}{i_1(t)} = -\frac{B_{2z}(P,t)}{i_2(t)} \quad (9)$$

Pour calculer le champ induit par le système triphasé sur l'arc 3, il nous suffit donc de calculer le champ  $\vec{B}_1(P,t)$ . Soit  $l$  la somme des longueurs de l'électrode et de l'arc. D'après (2), nous avons :

$$\vec{B}_1(P,t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_l i_1(t) \frac{d\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} i_1(t) \frac{p \sin \alpha \sqrt{3}}{2} \quad (10)$$

$$\int_0^l \frac{du}{(u^2 + (1-3\cos^2 \alpha)pu + p^2)^{\frac{3}{2}}} \begin{pmatrix} \sqrt{3} \cos \alpha \\ \sqrt{3} \cos \alpha \\ -\sin \alpha \end{pmatrix}$$

où  $u$  est l'abscisse curviligne le long de l'arc et de l'électrode 1,  $u = 0$  au point  $O$ .

L'intégrale de l'équation précédente peut se calculer analytiquement (Gradshteyn & Ryzhik 1980) grâce à la primitive :

$$\int \frac{du}{(a+bu+cu^2)} = \frac{2(2cu+b)}{(4ac-b^2)\sqrt{a^2+bu+cu^2}} \quad (11)$$

En utilisant les relations (7) à (11), en substituant les valeurs des courants, on obtient la force de Lorentz totale ( $N.m^{-3}$ ) exercée au point  $P$  :

$$\vec{F}(P,t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I^2}{\pi R_{arc}^2} \frac{\sin \alpha}{p\sqrt{3}(1+2\cos^2 \alpha - 3\cos^4 \alpha)} \quad (12)$$

$$\left( \frac{2l + (1-3\cos^2 \alpha)p}{\sqrt{p^2 + (1-3\cos^2 \alpha)lp + l^2}} + 3\cos^2 \alpha - 1 \right) \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\sqrt{3} \sin^2 \alpha - 3\cos^2 \alpha) \sin 2\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \\ -3\cos^2 \alpha \cos^2\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \\ -3\sin \alpha \cos \alpha \cos^2\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \end{pmatrix}$$

où  $R_{arc}$  est le rayon de l'arc en  $P$ .

### I.3.3. Analyse du résultat

Nous pouvons noter que d'après la formule précédente, l'amplitude de la force dépend seulement du point  $P$  et de la géométrie tandis que sa direction ne dépend que du temps et de l'angle  $\alpha$ . Sans modifier la formule (12), posons donc :

$$\vec{F}(P, t) = \begin{pmatrix} F_x(t) \\ F_y(t) \\ F_z(t) \end{pmatrix} = F_0(P) \begin{pmatrix} f_x(t) \\ f_y(t) \\ f_z(t) \end{pmatrix}$$

Pour  $\alpha$  petit, ce qui est le cas dans notre réacteur, et  $p$  étant toujours inférieur à  $l$ , un développement limité en  $\alpha$  indique que  $F_0(P)$  est positif. Il apparaît d'autre part clairement que  $f_y(t)$  et  $f_z(t)$  sont négatifs pour tout  $t$ . Par conséquent, la force de Lorentz est centrifuge et dirigée vers le bas quel que soit l'instant et le point de l'arc considérés (cf. Figure 4). Le rapport  $f_z(t)$  sur  $f_y(t)$  est constant et égal à  $\tan\alpha$  donc la force est perpendiculaire à l'axe des électrodes (Figure 5).

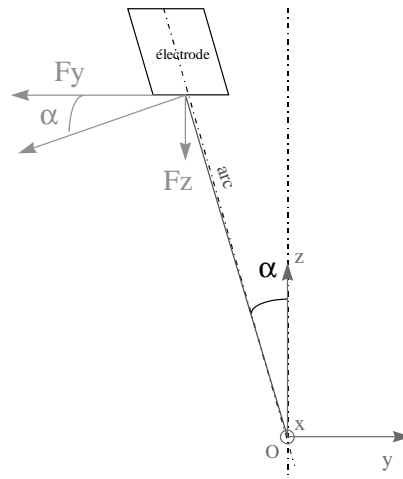


Figure 5 : Représentation schématique de la force de Lorentz dans le plan médian d'une électrode.

Une transformation trigonométrique simple indique que la force de Lorentz est sinusoïdale de pulsation double de celle du courant (cf. Figure 6). La composante  $f_x(t)$  est nulle en moyenne dans le temps, contrairement aux deux autres composantes. La force de Lorentz, moyennée dans le temps est donc centrifuge et dans le plan  $(O; \mathbf{j}, \mathbf{k})$ .

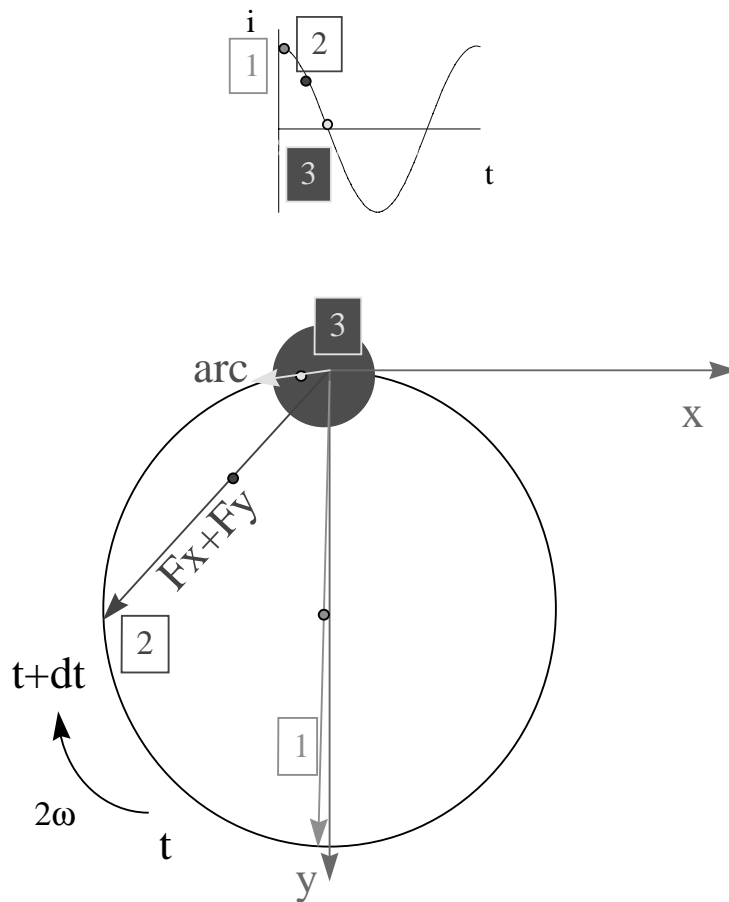


Figure 6 : Description schématique de l'évolution de la force de Lorentz dans un plan horizontal traversant l'arc en fonction du temps ; en haut la sinusoïde du courant permettant de repérer les instants 1,2 et 3 auxquels est tracée cette force.

Enfin, une étude de la fonction  $F(P)$  montre que la force a une amplitude décroissante avec  $p$  et tend vers l'infini quand  $P$  se rapproche de  $O$ . Ce dernier point s'explique par le fait qu'au voisinage de  $O$ , l'approximation filiforme n'est plus applicable. Sans présumer du résultat en  $O$ , nous pouvons toutefois observer qu'au voisinage de ce point la force de Lorentz tendra vers un maximum qui aura tendance à séparer les branches du tétraèdre formés par les arcs. Si ce maximum est très supérieur aux forces d'inertie, l'hypothèse initiale justifiant la géométrie « étoile » devient fausse.

#### I.3.4. Application au réacteur

Avec des valeurs typiques du réacteur d'Odeillo ( $I = 280 \text{ A}$ ,  $l = 9 \text{ cm}$ ,  $R_{arc} = 0,5 \text{ cm}$ ,  $\alpha = 15^\circ$ ), nous avons tracé l'évolution de l'ordonnée  $F_y$  de la force de Lorentz jusqu'à une distance de  $O$  égale au diamètre de l'arc (cf. Figure 7). Le tracé de  $F_z$  aurait donné un résultat similaire puisque  $\frac{F_z}{F_y} = \tan \alpha$ . En revanche, pour  $F_x$ , la sinusoïdale aurait été centrée sur l'axe des abscisses.

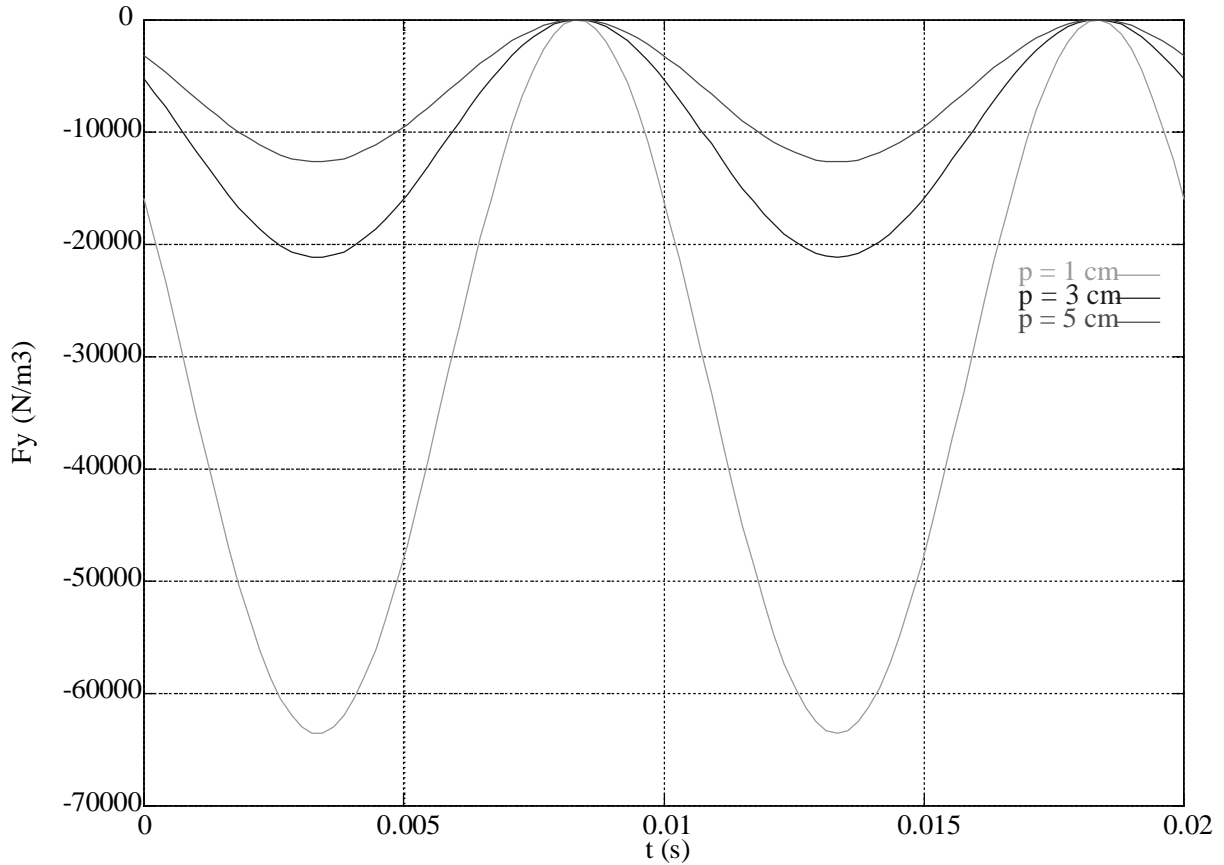


Figure 7 : : Valeur de la composante  $F_y$  de la force de Lorentz (N/m<sup>3</sup>) en fonction du temps (s) pour trois abscisses curvilignes  $p$  : 1cm, 3cm et 5cm.

Afin de déterminer si, en dépit de cette force de Lorentz, le tétraèdre formé par les arcs peut se maintenir, nous évaluons le rapport de la force de Lorentz dans la direction  $y$  sur le terme d'inertie, pour un point placé à un diamètre d'arc de  $O$ , soit :

$$\frac{(Lorentz)_y}{(inertie)} = \frac{\overline{|F_y|} l_c}{\rho_c U_c^2} \quad (13)$$

où,

$\overline{F_y}$  : moyenne dans le temps de la composante  $y$  de la force de Lorentz,

$l_c$ ,  $U_c$  et  $\rho_c$  sont respectivement les longueur, vitesse et masse volumique caractéristiques du problème.

Si nous prenons, pour  $l_c$ , la longueur approximative d'un arc (5 cm), pour  $\rho_c$ , la masse volumique de l'azote vers 7000K (température dans la région de l'arc) et  $U_c$  de l'ordre de 50 m.s<sup>-1</sup>, nous obtenons :

$$\frac{(Lorentz)_y}{(inertie)} \approx 10$$

Donc, l'hypothèse selon laquelle les forces d'inertie dominant n'est pas valable et la géométrie «étoile » est peu probable, pour notre réacteur.

## I.4. FORCES DE LORENTZ DANS UN CIRCUIT « TRIANGLE »

Nous avons vu précédemment que le fonctionnement de notre réacteur avec trois arcs concourants en un point était improbable. Nous allons à présent nous intéresser à la configuration « triangle », qui serait observée si cette fois le flux gazeux avait une influence négligeable devant les forces électromagnétiques, toujours dans l'approximation des petits déplacements des arcs. Comme cette configuration est en meilleur accord avec l'expérience (cf. chapitre V), nous l'étudions plus en détails.

### I.4.1. Géométrie du problème

Nous gardons les principales notations du paragraphe précédent (cf. paragraphe I.3.1). Au lieu d'être concourants au point  $O$  comme dans la Figure 4, les arcs forment maintenant un triangle équilatéral dont les sommets sont les bouts des électrodes. Nous utilisons un nouveau référentiel  $(R') = (O'; i, j, k)$ , dont l'origine  $O'$  se situe au centre du triangle équilatéral précédent.

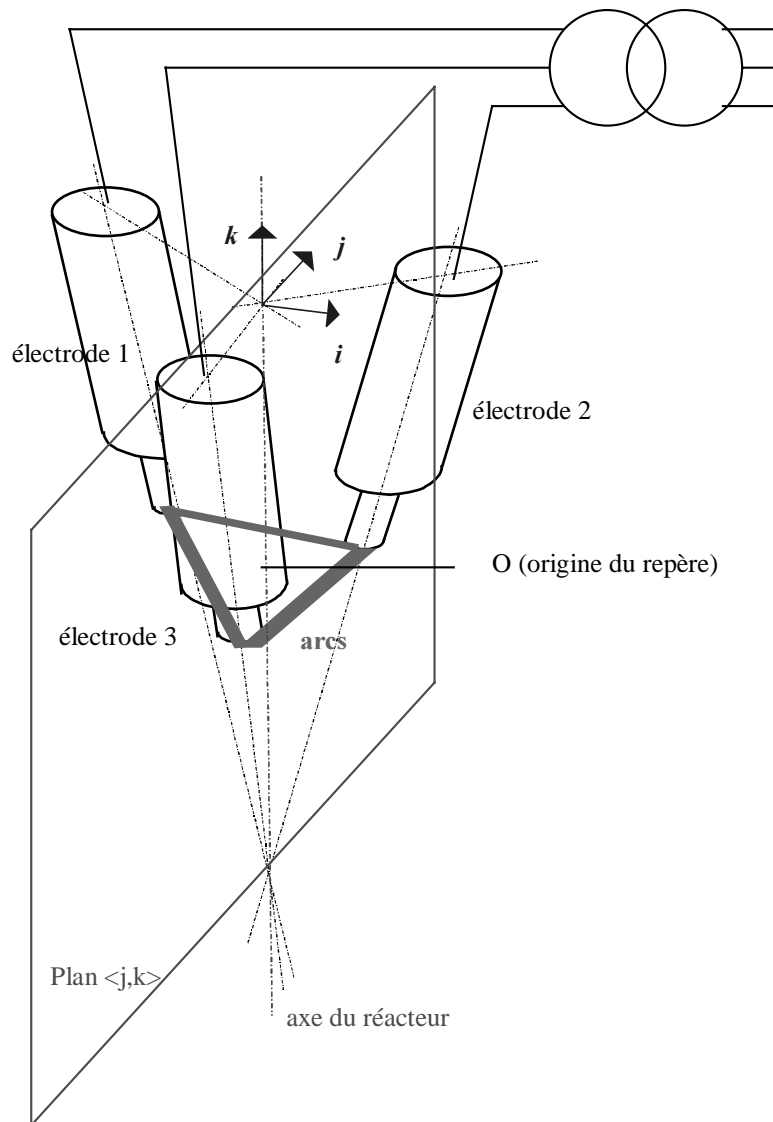


Figure 8 : Géométrie simplifiée du problème pour le circuit « triangle ».

### I.4.2. Calcul de la force de Lorentz

Pour des raisons évidentes de symétrie, le calcul de la répartition des forces de Lorentz pour un arc est valable pour les deux autres, avec un déphasage dans le temps correspondant à + ou -120°. Nous considérons l'arc reliant les électrodes 1 et 2. Soit M un point de cette électrode. Dans le référentiel (R'), ses coordonnées sont :

$$M = \left( x, \frac{d}{4}, 0 \right), \quad -\frac{\sqrt{3}d}{4} + r_{el} \leq x \leq \frac{\sqrt{3}d}{4} - r_{el}$$

où  $d$  désigne le diamètre du cercle sur lequel sont disposés les extrémités des électrodes,  $r_{el}$  est le rayon des électrodes.

Comme dans le paragraphe précédent, nous utilisons la formule de Biot et Savart et l'expression de la force de Lorentz. La force induite sur l'arc 12, arc reliant les électrodes 1 et 2, par les deux autres a seulement une composante, dans la direction y. Le calcul analytique, utilisant la formule (11) conduit à cette composante :

$$F_y(M, arcs) = \frac{i_{21}}{\pi R_{arc}^2} \frac{\mu_0}{4\pi} \left( \frac{i_{13}}{2x - \frac{\sqrt{3}d}{2}} \left( 1 + \frac{4x + 3\sqrt{3}d}{\sqrt{16x^2 + d^2}} \right) - \frac{i_{32}}{2x + \frac{\sqrt{3}d}{2}} \left( 1 + \frac{3\sqrt{3}d - 4x}{\sqrt{16x^2 + d^2}} \right) \right) \quad (14)$$

où  $i_{kl}$  est le courant entre les phases  $k$  et  $l$  et  $R_{arc}$  est le rayon de l'arc en  $M$ .

De même, on détermine les forces de Lorentz,  $\vec{F}(M, E_k)$  exercées en  $M$  par les électrodes  $k$ ,  $k$  étant un entier variant entre 1 et 3 :

$$\vec{F}(M, E_3) = \frac{i_{21}}{\pi R_{arc}^2} \frac{\mu_0}{4\pi} i_3 \frac{2x}{4x^2 + d^2 \cos^2 \alpha} \quad (15)$$

$$\left( \frac{2L - d \sin \alpha}{\sqrt{x^2 + \frac{d^2}{4} - dL \sin \alpha + L^2}} + \frac{d}{\sqrt{x^2 + \frac{d^2}{4}}} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{bmatrix}$$

$$\vec{F}(M, E_2) = \frac{i_{21}}{\pi R_{arc}^2} \frac{\mu_0}{4\pi} i_2 \frac{2 \left( x + \frac{\sqrt{3}d}{4} \right)}{4 \left( x + \frac{\sqrt{3}d}{4} \right)^2 + \frac{d^2}{4} - \sin^2 \alpha \left( \sqrt{3}x + \frac{d}{2} \right)^2} \left( \frac{2L + \sin \alpha \left( \sqrt{3}x + \frac{d}{2} \right)}{\sqrt{\left( x + \frac{\sqrt{3}d}{4} \right)^2 + \left( \frac{d}{4} \right)^2} + \left( \sqrt{3}x + \frac{d}{2} \right) L \sin \alpha + L^2} - \frac{\sin \alpha \left( \sqrt{3}x + \frac{d}{2} \right)}{\sqrt{\left( x + \frac{\sqrt{3}d}{4} \right)^2 + \left( \frac{d}{4} \right)^2}} \right) \begin{bmatrix} 0 \\ \sin \alpha \\ 2 \\ \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (16)$$

pour des raisons de symétrie, on montre :

$$\frac{\vec{F}(M(x), E_1)}{i_1} = - \frac{\vec{F}(M'(-x), E_2)}{i_2} \quad (17)$$

avec  $L$ , la longueur d'une électrode et  $M'(-x)$ , le point sur l'arc d'abscisse  $-x$ .

La force de Lorentz totale exercée au point  $M$  est :

$$\vec{F}(M, t) = \vec{F}(M, arcs) + \sum_{n=1}^3 \vec{F}(M, E_n) \quad (18)$$

Cette force est périodique de pulsation  $2\omega$ .

### I.4.3. Influence des paramètres géométriques

Comme l'arc 12 a  $\vec{i}$  comme vecteur directeur, la force de Lorentz n'a pas ce composante suivant  $x$ . Les formules précédentes indiquent clairement que la force de Lorentz est proportionnelle au carré du courant maximum et à l'inverse du carré du rayon de l'arc. En revanche, bien qu'elles soient analytiques, elles sont trop complexes pour pouvoir évaluer simplement l'influence des paramètres géométriques. Nous avons identifié trois paramètres géométriques indépendants :

- $d$ , le diamètre du cercle sur lequel sont disposés les extrémités des électrodes,
- $L$ , la longueur des électrodes,
- $\alpha$ , l'angle formé par une électrode avec l'axe vertical.

$L$  et  $\alpha$  n'interviennent bien entendu pas dans la formule de la force de Lorentz engendrée par les arcs (cf.(14)). Pour caractériser l'influence de ces trois paramètres, nous avons tracé des composantes de la force de Lorentz en fonction de chacun d'eux. Les autres paramètres



restent constants et égaux aux valeurs du Tableau 1. qui correspondent aux grandeurs caractéristiques dans le réacteur d'Odeillo. On a choisi un point courant  $M_0$  d'abscisse  $x_0$  et un instant  $t_0$ , de telle sorte qu'aucun des termes de la force de Lorentz ne soit nul ou ne soit un extremum.

Tableau 1: Valeurs de référence des différents paramètres géométriques et électriques utilisées pour étudier l'influence de  $L$ ,  $d$  et  $\alpha$ .

$x_0$ (m)	$t_0$ (s)	$I$ (A)	$R_{arc}$ (m)	$\omega$ (Hz)	$L$ (m)	$d$ (m)	$\alpha$ (rad)
0,009	0,001	280	0,005	50	0,08	0,09	$\pi/12$

### a) Influence de la distance inter électrodes

La distance inter-électrode vaut  $\frac{\sqrt{3}}{2}d$ . Nous avons choisi  $d$  pour caractériser cette distance.

L'étude du paramètre  $d$  n'a de sens que pour des valeurs supérieures à  $\frac{4x_0}{\sqrt{3}}$ , de sorte que le point  $M_0$  reste dans l'espace inter-électrodes. L'étude des formules (14) à (18) montre qu'en valeur absolue, la composante  $y$  de la force de Lorentz a une asymptote verticale en  $\frac{4x_0}{\sqrt{3}}$ , est strictement décroissante et tend vers 0 quand  $d$  tend vers l'infini. La valeur absolue de la composante  $z$  a un maximum en  $\frac{4x_0}{\sqrt{3}}$  et a aussi une asymptote horizontale. D'un point de vue physique, la limite nulle en l'infini s'explique simplement : dans l'hypothèse filiforme un arc rectiligne n'a pas d'influence sur lui-même et quand  $d$  devient grand, le champ induit par les autres arcs et les électrodes diminue jusqu'à devenir négligeable. L'évolution des composantes de la force de Lorentz avec  $d$  est illustrée par la Figure 9.

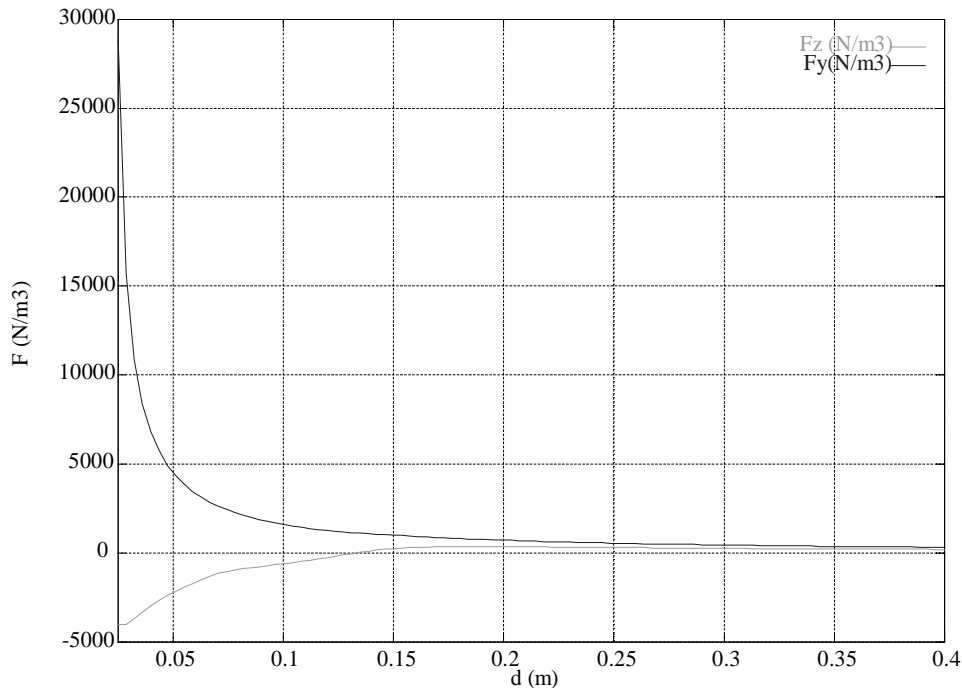


Figure 9 : Evolution de la force de Lorentz au point  $M_0$ , à l'instant  $t_0$  avec les paramètres de référence (Tableau 1) en fonction de la distance  $d$ .

**b) Influence de la longueur des électrodes**

Les évolutions des deux composantes, en  $z$  et en  $y$ , de la force de Lorentz en fonction de la longueur  $L$  de l'électrode sont similaires. D'un point de vue physique, cette étude n'a pas beaucoup de sens dans la mesure où dans un dispositif réel, les électrodes sont toujours reliées à des câbles. Le principal enseignement de la Figure 10 est que la force de Lorentz tend asymptotiquement vers une valeur quand  $L$  devient grand et que pour  $L = 0,08$  (valeur pour le réacteur d'Odeillo), on est relativement proche de la valeur asymptotique. En outre, nous pouvons remarquer que l'influence de ce paramètre est relativement faible.

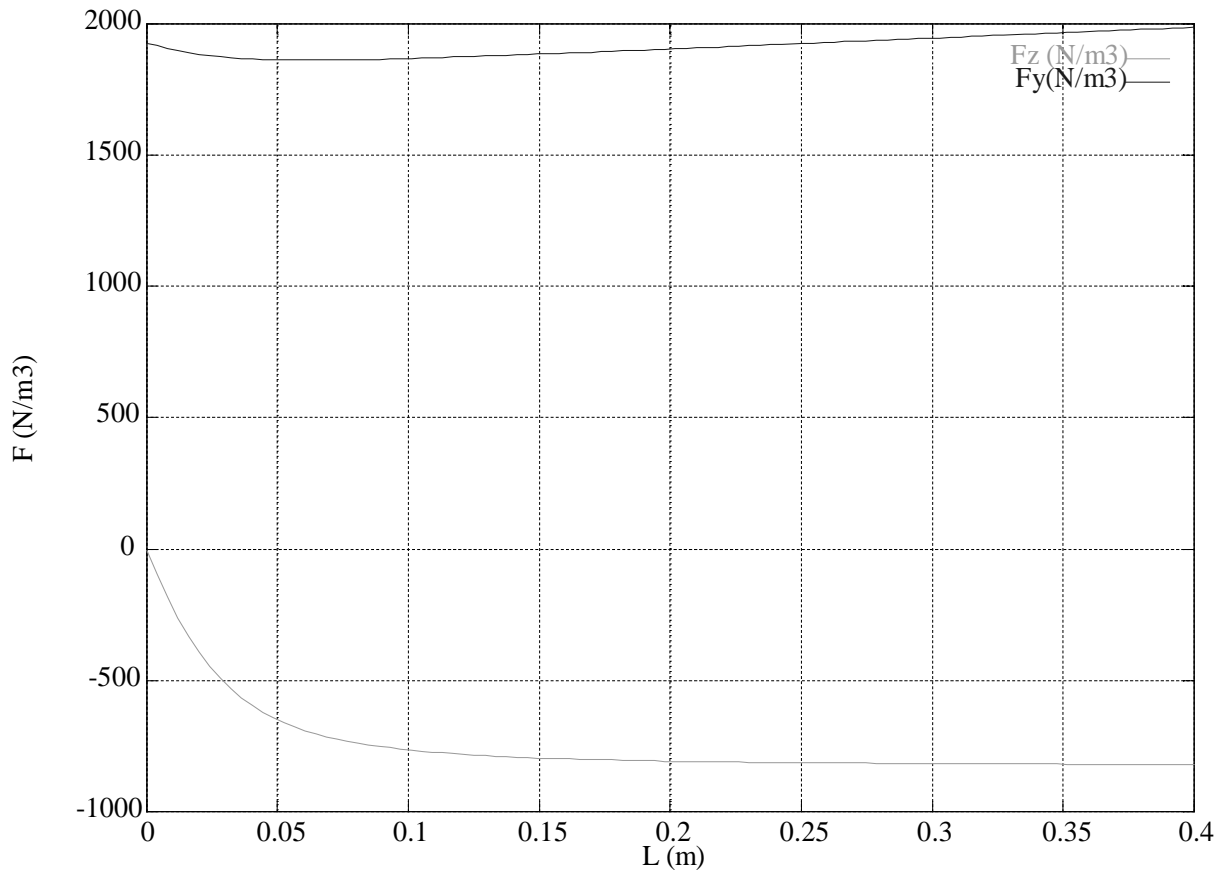


Figure 10 : Evolution de la composante y de la force de Lorentz avec la longueur  $L$  des électrodes, au point  $M_o$ , à l'instant  $t_o$  avec les paramètres de référence (Tableau 1).

**c) Influence de l'angle  $\alpha$**

Une étude théorique de l'influence de l'angle  $\alpha$  serait très complexe compte tenu des formules (14) à (18). Nous pensons toutefois que l'évolution représentée à partir des valeurs de référence (cf. Figure 11) est assez générale. La composante  $y$  de la force atteint un maximum en  $\pi/2$  et a un minimum autour de  $\pi/6$ . Jusqu'à  $\pi/3$ , elle est presque constante. La composante  $z$ , en valeur absolue, est décroissante entre 0 et  $\pi/2$  où elle s'annule. Au voisinage de 0, elle atteint un maximum dont on peut déduire la valeur d'un développement limité de l'expression (17).

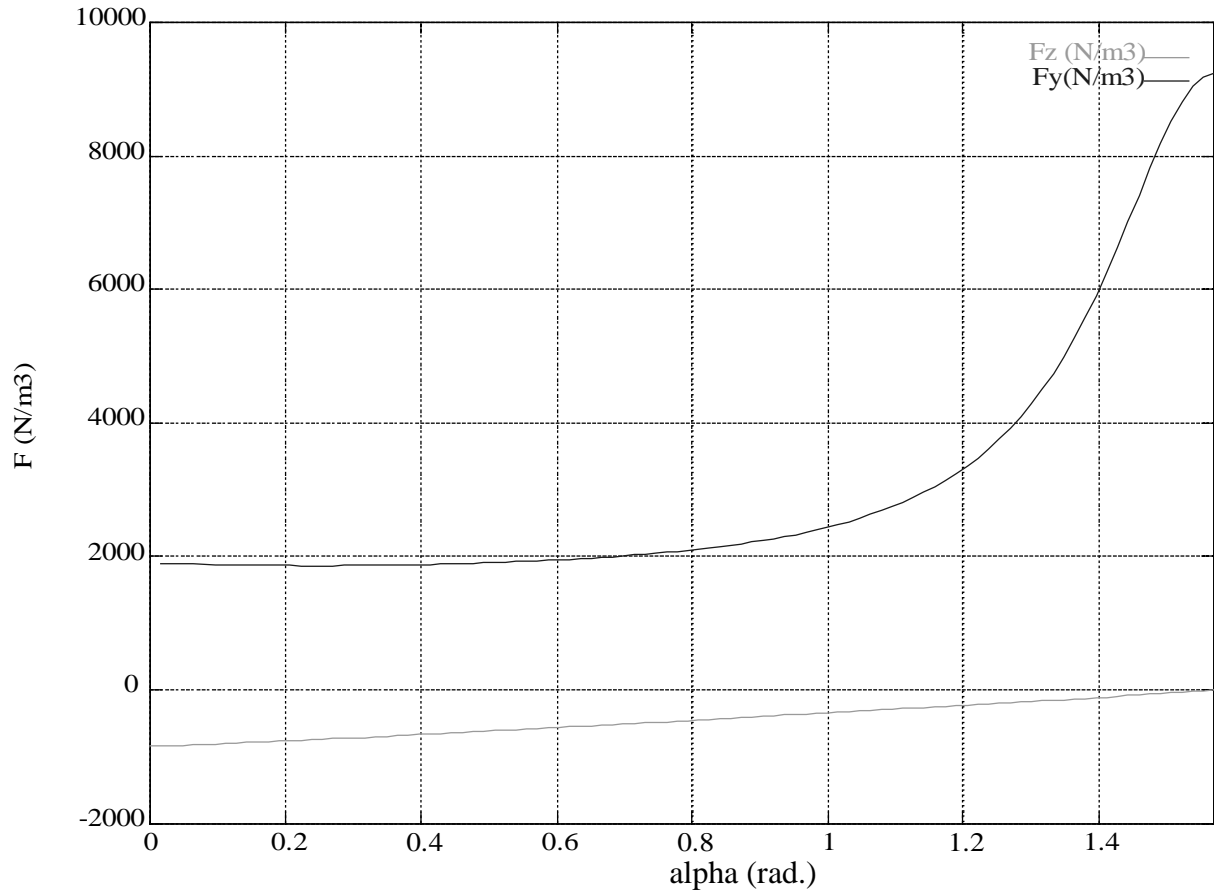


Figure 11 : Evolution de la force de Lorentz au point  $M_0$ , à l'instant  $t_0$  avec les paramètres de référence (Tableau 1) en fonction de l'angle  $\alpha$ . En pointillés : composante z, en trait plein : composante y.

#### I.4.4. Application au réacteur prototype

En utilisant les valeurs des paramètres consignées dans le Tableau 1, qui sont des valeurs typiques pour le réacteur d'Odeillo, nous avons tracé les courbes donnant l'évolution dans l'espace et dans le temps des composantes  $F_y$  et  $F_z$  de la force de Lorentz.

Ces composantes sont sinusoïdales et ont une pulsation double de celle du courant (cf. Figure 12 et Figure 14). Elles s'annulent pour des valeurs de  $t$  correspondant aux zéros du courant de phase  $i_{l2}$ . Leur amplitude et leur phase dépendent de l'abscisse du point considéré. L'amplitude est maximale au voisinage des électrodes, où les portions de l'arc 12 sont les plus proches des autres arcs et des électrodes qui transportent également un courant. Pour une raison analogue, l'amplitude est minimale au centre de l'arc (cf. Figure 13). La dépendance de la phase avec la position du point provient du fait que la force de Lorentz est la somme de contributions d'amplitudes et de phases différentes provenant de conducteurs n'ayant pas nécessairement des positions symétriques par rapport au point considéré. Dans le cas du circuit « étoile », où quel que soit le point de l'arc, cette symétrie était respectée et les contributions avaient des amplitudes égales, la phase était identique tout le long de l'arc.

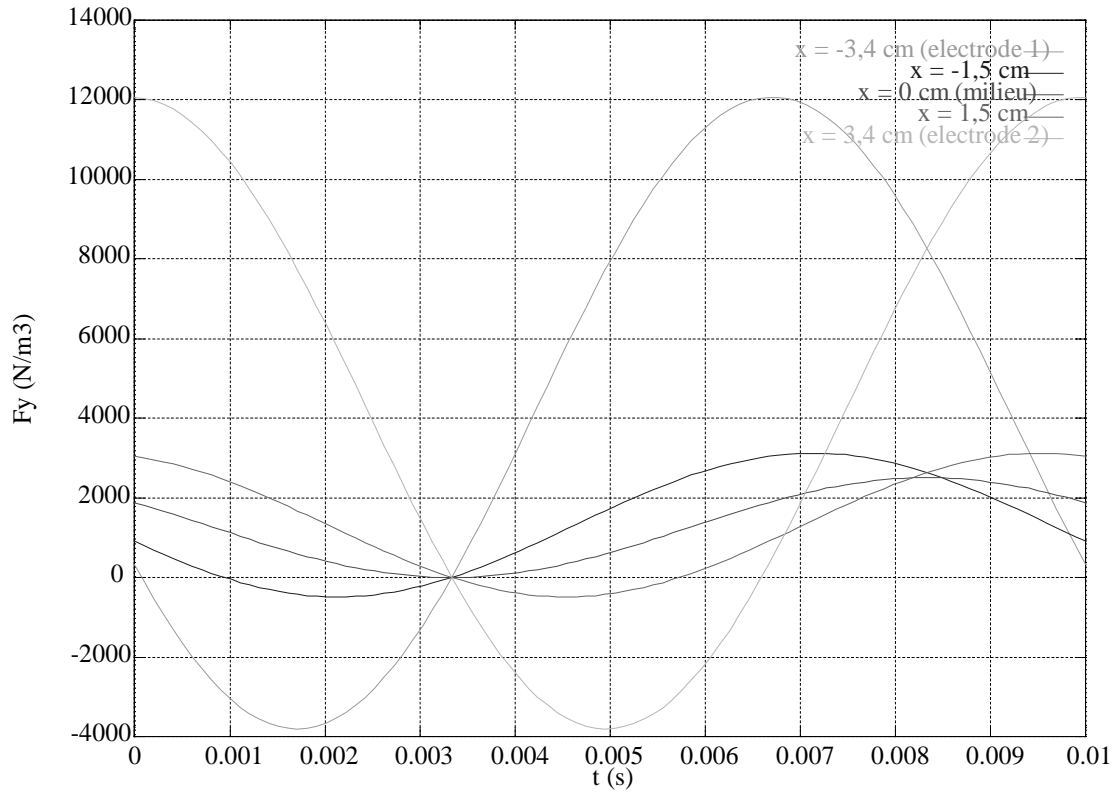


Figure 12 : Composante de la force de Lorentz  $F_y$  (N/m<sup>3</sup>) en fonction du temps  $t$  (s) pour différentes abscisses sur l'arc depuis  $-3,4$ cm (surface de l'électrode 1) à  $+3,4$ cm (surface de l'électrode 2) sur une demi-période du courant.

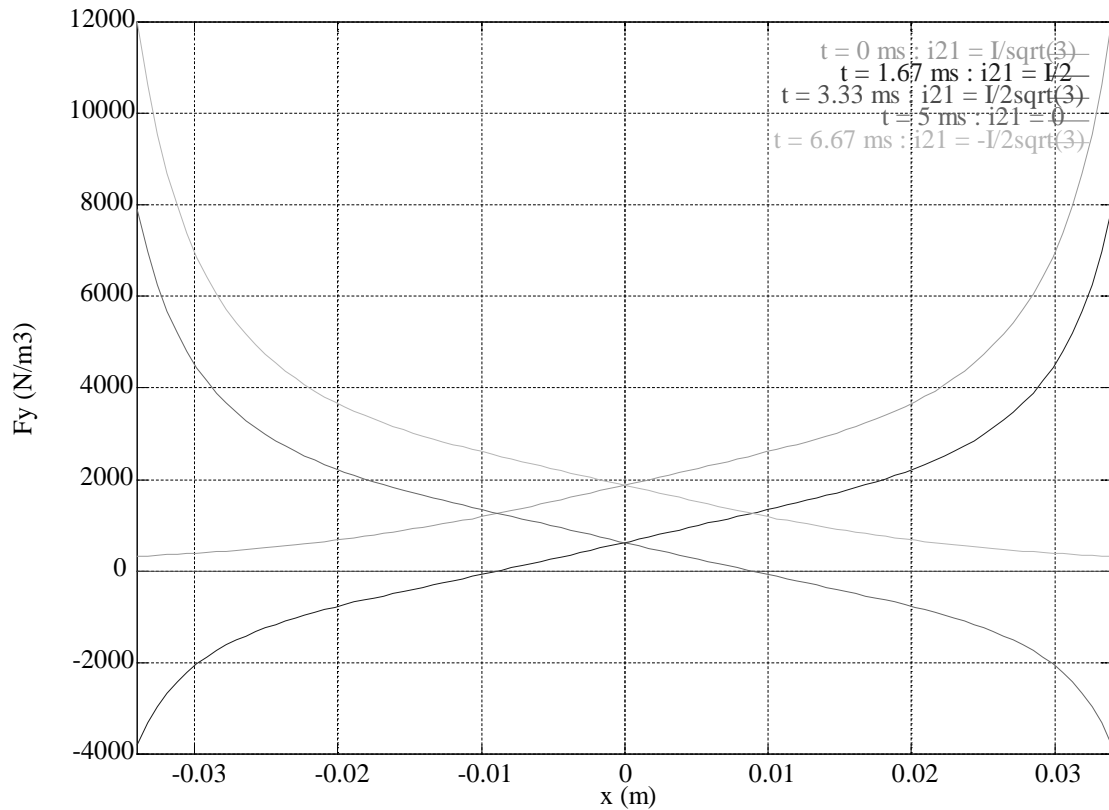


Figure 13 : Composante  $F_y$  (N/m<sup>3</sup>) sur l'arc 12 en fonction de l'abscisse  $x$  (m) pour différents instants (1/6 de période) répartis sur une demi-période du courant à partir de  $t = 0$ .  $x = -3,4$ cm surface de l'électrode 1,  $x = +3,4$  cm surface de l'électrode 2.

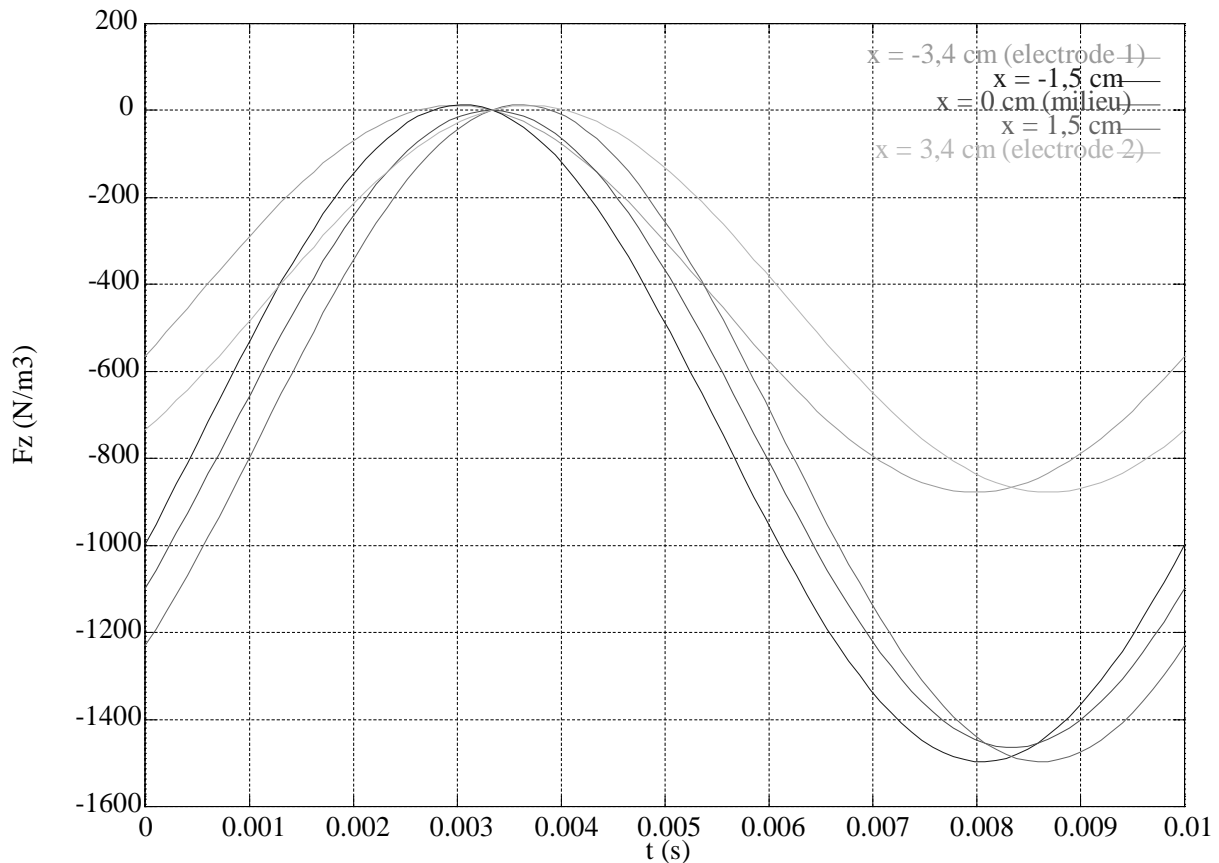


Figure 14 : Composante de la force de Lorentz  $F_z$  ( $N/m^3$ ) en fonction du temps  $t$  (s) pour différentes abscisses sur l'arc depuis  $-3,4$ cm (surface de l'électrode 1) à  $+3,4$ cm (surface de l'électrode 2) sur une demi-période du courant.

Contrairement au circuit « étoile »,  $F_y$  et  $F_z$  changent de signe. Il est possible que l'arc soit attiré vers le centre du côté de l'électrode 1 tandis qu'il est centrifugé à l'électrode 2, par exemple à  $t = 3,3$  ms sur la Figure 13. Remarquons toutefois que ces deux composantes ne sont pas nulles en moyenne dans le temps, la courbe de  $F_y$  étant sensiblement décalée vers le haut et  $F_z$  vers le bas. Ce qui signifie, compte tenu de l'orientation du référentiel ( $R'$ ), que la force de Lorentz est en moyenne centrifuge et dirigée vers le bas. Mais, en opposition avec le circuit « étoile », la direction et le sens de la force de Lorentz dépendent du temps et de la position du point de l'arc.

Les termes d'inertie sont vraisemblablement plus importants près des électrodes, région dans laquelle le gaz plasma est injecté, qu'au centre des arcs. L'estimation du rapport (13) est rendu difficile par sa dépendance avec la position du point de l'arc. Toutefois au voisinage des électrodes, il apparaît très supérieur à 1, ce qui est en bon accord avec l'hypothèse initiale négligeant les termes d'inertie, nécessaire pour justifier la géométrie « triangle ».

#### I.4.5. Etude théorique préliminaire de la déformation des arcs

En utilisant les résultats précédents donnant la force de Lorentz en fonction de la position sur l'arc et du temps, nous nous proposons d'étudier, par une approche simplifiée, quelle serait la déformation d'un arc soumis à de telles forces. La principale hypothèse est que les déplacements sont suffisamment petits pour considérer qu'en dépit de son déplacement et de

celui des autres arcs, un point est toujours soumis à la force de Lorentz qu'il subirait si l'ensemble restait immobile. Comme en réalité, nous savons que la force centrifuge va avoir tendance à écarter les arcs, cette hypothèse conduit à une surestimation de la force de Lorentz.

Pour déterminer le déplacement de chaque portion d'arc, nous supposons que cette portion est soumise à la force de Lorentz et à la force de traînée, toujours en direction opposée à la vitesse instantannée.

Les équations différentielles que nous avons résolues pour des portions d'arc élémentaires résultent directement de l'application de la loi classique de la mécanique de Newton à une portion d'arc :

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F}(M, t) + \vec{D}(M, t) \quad (19)$$

où,

$m$  : masse de la portion d'arc considérée (kg),

$\vec{r}$  : vecteur déplacement de la portion d'arc,

$\vec{F}(M, t)$  : force de Lorentz (cf. (18)) sur la portion d'arc centrée en M,

$\vec{D}(M, t)$  : force de traînée sur la portion d'arc.

Nous supposons que la force de traînée a la forme habituelle :

$$\vec{D}(M, t) = -C_D \rho A \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 \vec{u} \quad (20)$$

avec,

$C_D$  : coefficient de traînée,

$\rho$  : masse volumique du fluide environnant le corps en mouvement ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ),

$A$  : aire apparente du corps en mouvement (aire de la projection du corps perpendiculairement à la direction de l'écoulement,  $\text{m}^2$ ),

$\vec{u}$  : vecteur unitaire ayant la direction et le sens de la vitesse.

Pour déterminer la déplacement de l'arc en utilisant cette méthode, il faut connaître le coefficient de traînée de la portion d'arc. Sharakhovsky et al. (1997) ont proposé une formule empirique, pour une torche avec deux électrodes coaxiales. Ce dispositif est trop éloigné de nôtre pour appliquer leurs résultats. Conraux (1989) avait proposé d'assimiler un arc à un conducteur solide, en supposant que la force aérodynamique et la force de Lorentz s'équilibrait. Cette hypothèse qui induirait un mouvement rectiligne uniforme des arcs n'est pas valide dans notre cas au vu des observations optiques.

Finalement, nous avons choisi un coefficient de traînée pour que les déplacements des arcs soit de l'ordre des déplacements observés expérimentalement. Les résultats sont donc à interpréter plutôt en terme qualitatif pour leur capacité de reproduire la forme des arcs. Pour résoudre les équations différentielles (19) en y et z, nous avons utilisé une méthode de Runge-Kutta classique (Press et al. 1992). Nous présentons seulement les résultats des déformées de l'arc suivant y car ce sont les seules pour lesquelles nous disposons d'images permettant une confrontation à l'expérience.

a) Coefficient de traînée constant

Afin de déterminer le coefficient de frottement le plus adapté, nous avons effectué plusieurs essais dont les résultats en terme de déplacement moyen, sur la longueur de l'arc et maximale dans le temps sont présentés en Figure 15.

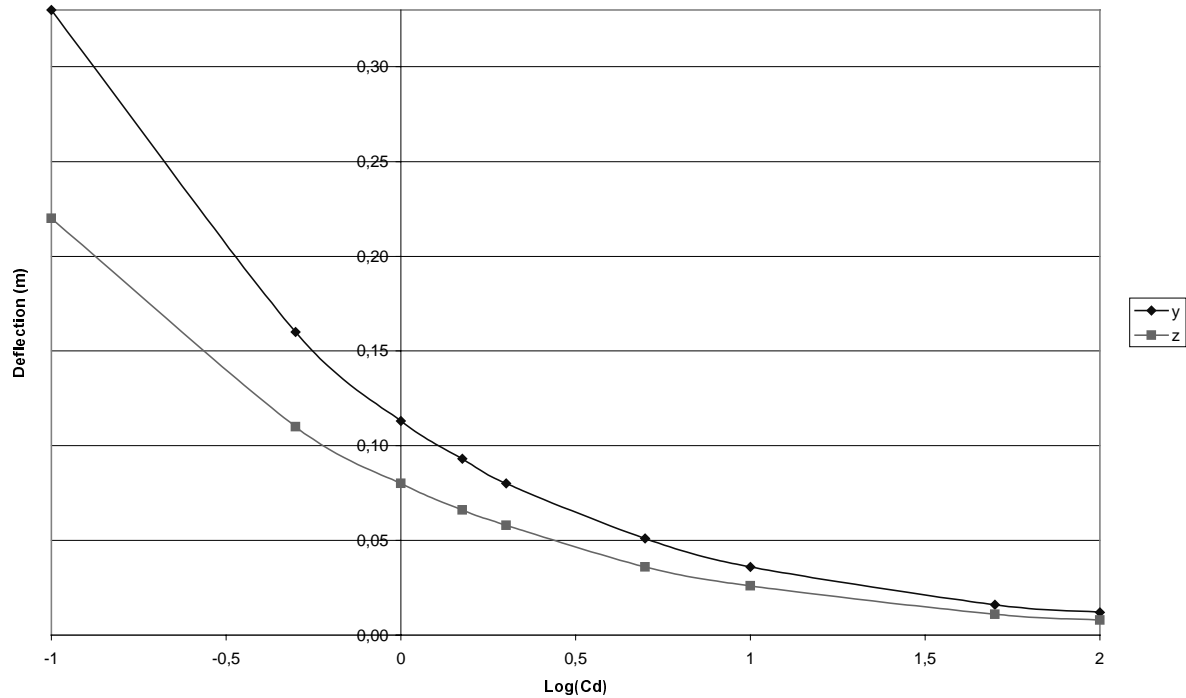


Figure 15 : Déplacement moyen sur la longueur de l'arc, maximale dans le temps (m) en fonction du logarithme du coefficient de traînée. Suivant y : losanges, suivant z : carrés. Pour la force de Lorentz, les principaux paramètres sont ceux du Tableau 1.

Pour obtenir un déplacement moyen maximal d'environ 2,5 cm, il convient de prendre  $C_D = 20$ . Cette valeur, pour un cylindre solide infini, correspond à un nombre de Reynolds très faible de l'ordre de 0,5 (Giles et al. 1994). L'arc n'est pas un cylindre de longueur infini mais cette information permet de supposer qu'un coefficient de traînée ayant cette ordre de grandeur est caractéristique d'un écoulement laminaire dans la région de l'arc. Compte tenu des viscosités très élevées dans cette zone, un tel régime est possible.

Avec un  $C_D$  constant et égal à 20, les résultats de la résolution des équations différentielles (19), avec les paramètres du Tableau 1, sont donnés sous la forme de la déformée des arcs à différents instants (Figure 16).

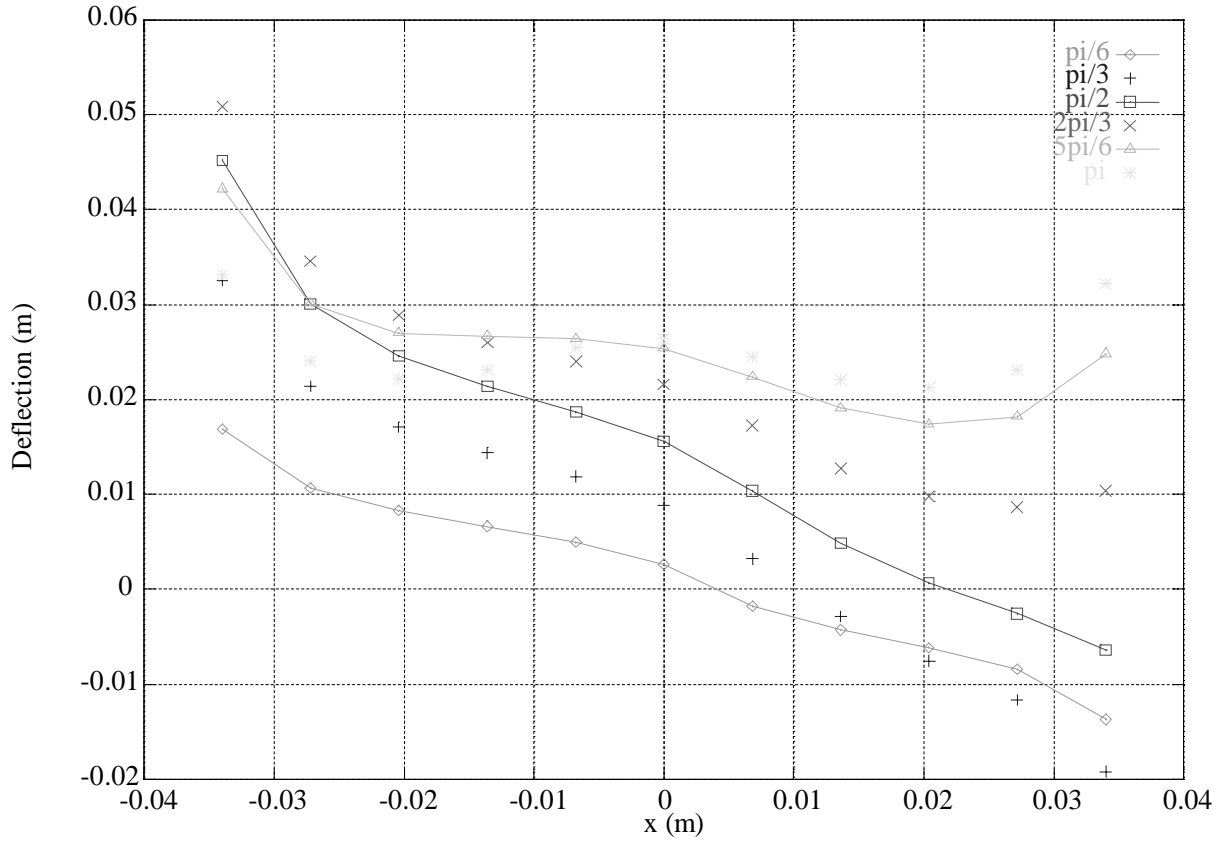


Figure 16 : Déformée des arcs à différents instants  $t$  avec  $C_D$  constant.  $\omega t$  dont la valeur correspondante est indiquée en haut à droite du diagramme est exprimé en multiple de  $\pi/6$  et est la phase du courant  $i_{21}$  traversant l'arc considéré :  $i_{21}(t) = I_{max} \cdot \cos(\omega t)$ . L'axe  $y = 0$  correspond à la position initiale de l'arc.

Comme on pouvait s'y attendre d'après l'allure de la force de Lorentz, les déplacements maximaux sont aux voisinages des électrodes. Or dans la réalité, les arcs ne peuvent se détacher de l'électrode sans disparaître. Pour maintenir l'arc en contact avec l'électrode, plusieurs approches sont possibles. La première consisterait à introduire une force de rappel de type "élastique". Cette force trouve une justification dans l'équation de l'énergie. L'arc maintient la continuité du courant par le contact aux électrodes mais par des phénomènes de nature électrique (succession de court circuit par exemple), mécanique, les deux? Nous nous trouvons face à un certain vide théorique. Un travail de recherche préliminaire apparaît nécessaire pour aboutir à une expression simplifiée pour cette force. L'autre méthode, plus simple et plus artificielle consiste à augmenter le coefficient de traînée aux électrodes, comme nous l'avons fait dans le paragraphe suivant.

### b) Coefficient de traînée dépendant de l'abscisse

Afin de maintenir le bout des arcs en contact avec les électrodes, nous avons utilisé un  $C_D$  qui dépend de  $x$ , et dont la valeur est très grande aux extrémités de l'arc. La fonction définie par morceaux, ci-après, est constante au voisinage du centre de l'arc et augmente en puissance de 4 quand on se rapproche des électrodes :

$$\forall x \text{ tel que } |x| \leq x_1, C_D(x) = C_{D0} + C_0(x - x_1)^4 \quad (21)$$

$$\forall x \text{ tel que } |x| > x_1, C_D(x) = C_{D0}$$

où,



$C_{D0}$  : coefficient de traînée au centre de l'arc,

$x_l$  : valeur de la valeur absolue de l'abscisse  $x$  limite entre la partie constante et la partie en puissance de 4 ( $x_l > 0$ ),

$C_0$  : constante arbitraire.

Cette fonction ne possède aucun fondement théorique mais comme nous pouvons l'observer sur la Figure 17 elle permet de limiter le déplacement de l'arc, près des électrodes.

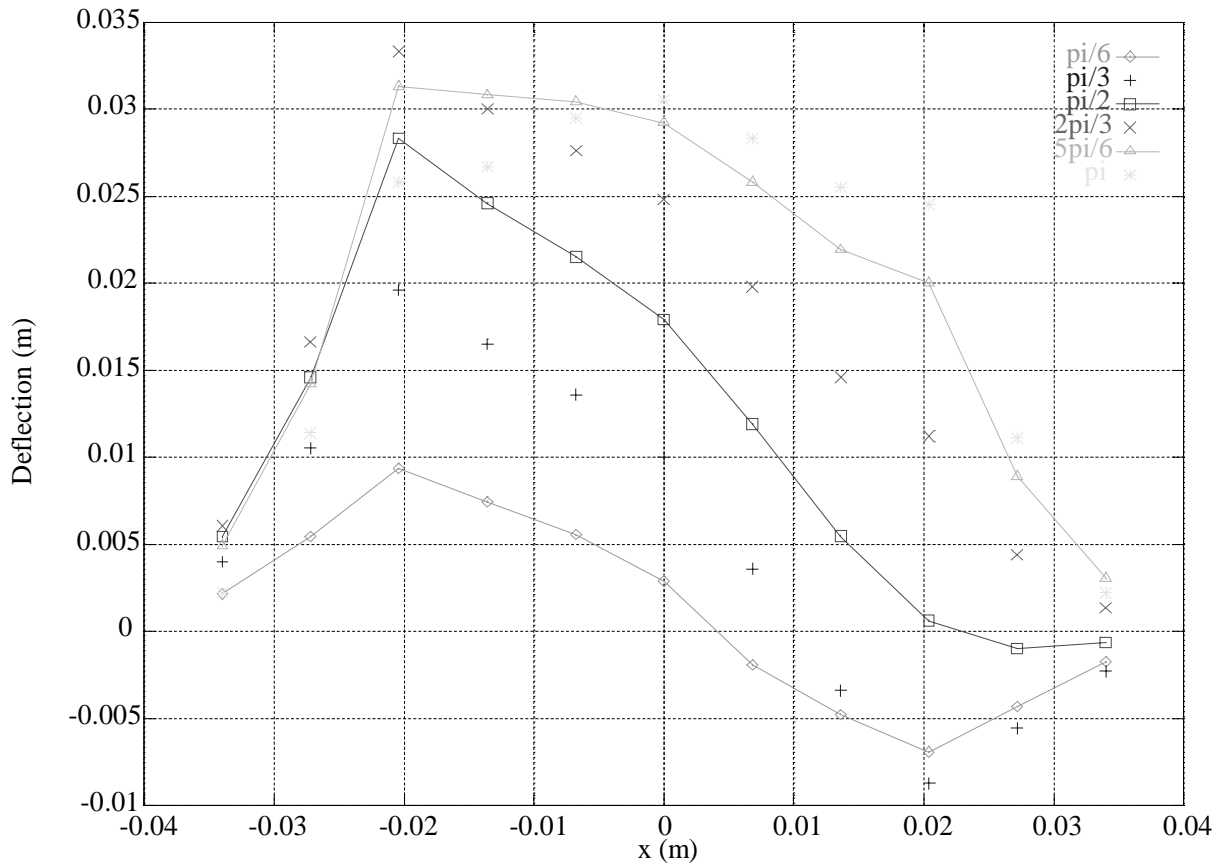


Figure 17 : Déformée des arcs à différents instants  $t$  avec  $C_D(x)$ .  $\omega t$  dont la valeur est correspondante est indiquée en haut à droite du diagramme est exprimé en multiples de  $\pi/6$  et est la phase du courant  $i_{21}$  traversant l'arc considéré :  $i_{21}(t) = I_{max} \cdot \cos(\omega t)$ . L'axe  $y = 0$  correspond à la position initiale de l'arc.  $C_{D0} = 15$ ,  $x_l = 2,1\text{cm}$ ,  $C_0 = 5 \cdot 10^{10}$ .

Nous rappelons que cette étude de la déformée ne constitue qu'un travail préliminaire. Notre objectif n'était pas de prédire les déplacements de l'arc mais plutôt de voir qualitativement quelle pourrait être la forme d'un arc soumis à la force de Lorentz calculée pour le générateur triphasé et à la résistance du fluide ambiant. Toutefois, l'impossibilité de connaître le coefficient de traînée de l'arc nous a conduit à introduire une fonction pour ce coefficient permettant de respecter la continuité de l'arc au voisinage de l'électrode. Nous verrons que les formes obtenues, en dépit de la faiblesse de leur fondement théorique, sont comparables à celles observées avec une caméra rapide.

Comme nous l'avons vu précédemment, le calcul ci-dessus, qui constitue une première approche, a été établi dans le cas des petits déplacements. Une méthode plus précise consisterait à prendre en compte les déplacements dans le calcul des forces de Lorentz. Nous

proposons ci-après les grands traits d'un algorithme itératif pouvant servir de base à ce travail essentiellement numérique :

- (1) Discrétisation du système des trois arcs en  $i$  bâtonnets de longueur  $dx_i$ , à  $t_0 = 0$  (par exemple arcs en triangle),  $k = 0$ . Discrétisation temporelle  $t_k$ .
- (2) Calcul numérique basé sur la loi de Biot et Savart, des forces de Lorentz compte tenu de la géométrie définie par les  $dx_i(t_k)$ .
- (3) Résolution de l'équation différentielle (19) pour chaque  $dx_i(t_k)$ .
- (4) Déplacements pour chaque  $dx_i(t_k) : dx'_i$ .
- (5) Actualisation de la forme du système  $dx_i(t_{k+1}) = dx_i(t_k) + dx'_i$ .
- (6)  $k = k + 1$  retour à (2)

## I.5. CONCLUSION

En basant principalement nos calculs sur l'hypothèse des petits déplacements et sur l'approximation des arcs par des conducteurs filiformes, nous avons déterminé le champ des forces de Lorentz sur un arc, pour les circuits « étoile » et « triangle ». Il apparaît que la géométrie « triangle » est en meilleur accord avec l'expérience et nous avons donc approfondi davantage l'analyse des résultats de ce calcul. Nous avons mis en évidence l'influence des principaux paramètres géométriques du système triphasé sur la force de Lorentz. Les caractéristiques de cette force pour un jeu de paramètres typique du réacteur d'Odeillo ont alors été présentés. Dans une dernière partie, nous avons proposé une étude préliminaire de la déformée des arcs soumis aux forces de Lorentz et de traînée. Les résultats sont en accord qualitatifs avec les films de la zone d'arc, obtenus avec une caméra rapide (cf. Chapitre V). Enfin, le résultat du calcul des forces de Lorentz sera utilisé dans le modèle hydrodynamique pour prendre en compte les termes électromagnétiques dans la zone d'arc.



## **II. MODELISATION HYDRODYNAMIQUE DU REACTEUR**

---

Un modèle hydrodynamique valide, robuste et général constitue un outil décisif pour le développement, la mise au point et l'optimisation d'un réacteur. C'est la raison pour laquelle ce type de modèle connaît un succès grandissant dans la recherche et dans l'industrie.

Un code de calcul en volumes finis a servi de base à notre modèle, pour lequel un caractère aussi général que possible a été préservé, en limitant au maximum tout empirisme. En particulier, pour la zone d'arc, nous avons utilisé le résultat du calcul théorique des forces de Lorentz établi au chapitre précédent. Les principales caractéristiques du modèle, ainsi que des études de sensibilité, sont décrites ci-après. La confrontation avec l'expérience se fera dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

### **II.1. ETAT DE L'ART**

Les publications sur les plasmas thermiques se limitent, pour la plupart, à l'étude des écoulements en extinction de l'arc et de son voisinage immédiat. Elles concernent plus rarement la torche dans son ensemble. En revanche, la modélisation d'un réacteur ayant une taille de l'ordre du mètre, n'est abordé, à notre connaissance, que dans un nombre très réduit de travaux. Nous décrivons tout d'abord les études utilisant des modèles Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD). Nous recensons ensuite quelques modèles simplifiés d'arc susceptibles d'être utilisés en entrée de notre modèle hydrodynamique global.

#### **II.1.1. Ouvrages généraux sur la MHD**

Ces ouvrages présentent la MHD en utilisant un plan quasiment identique (Berton 1991)(Mitchner & Kruger 1973)(Kalikhman 1967)(Bershafer & Landshoff 1961) :

- hypothèses pour la validité du modèle MHD
- système d'équations
- critères de similarité et nombres adimensionnels
- exemples, applications et dynamique des plasmas

Mitchner & Kruger (1973) constituent une référence importante pour les plasmas. En plus de la MHD, l'ensemble des sujets liés au milieu partiellement ionisés est abordé avec clarté : processus radiatifs et collisionnels, théorie cinétique, etc...

#### **II.1.2. Résolution des équations MHD**

L'approche retenue dans les publications consultées consiste à résoudre, pour un plasma dans une zone voisine de l'arc, le système d'équations MHD. En général, les auteurs résolvent les équations pour une géométrie axisymétrique en utilisant des coordonnées cylindriques. Les principales différences entre les publications concernent les hypothèses : régime d'écoulement laminaire ou turbulent, rayonnement, équilibre thermodynamique local...

## Chapitre II : Modélisation hydrodynamique du réacteur

Nous avons classé ces publications en fonction des équipes de recherche, ou plus généralement d'une approche ou de thèmes communs (cf. Tableau 2). En tête de chaque groupe d'articles, nous avons disposé le nom du chercheur responsable des équipes concernées.

Tableau 2 : Classification des principaux articles de modélisation MHD d'arcs ou utilisant le code de modélisation numérique des fluides FLUENT.

Articles	Principales hypothèses	Thèmes d'études	Principales conclusions
<b>Fauchais</b>			
(Fauchais 1983)	Revue de travaux de modélisation.	Arcs et RF.	Progrès significatifs en rapport avec les projections plasma. Points à améliorer.
(Fauchais & al. 1985)	Revue de travaux de modélisation sur la projection plasma.	Modélisation, mesures et corrélations.	Développement de la projection plasma conditionné à une meilleure compréhension / modélisation.
<b>Pfender</b>			
(Chen et al. 1980)	Laminaire, arc stable, géométrie axisymétrique; Champ magnétique induit; Plasma neutre et optiquement mince; Equilibre thermodynamique local (ETL).	Influence de l'injection radiale d'un gaz froid sur une colonne plasma.	Constriction de la colonne d'arc au niveau de l'injection; Pénétration faible du gaz froid; Remise en question de l'ETL.
(Chen et al. 1981)	Idem sauf pour l'ETL : modèle à deux températures.	Idem; Validité de l'ETL, modèle à deux températures.	Idem; Ecart entre températures des électrons et des lourds, surtout sur les bords du plasma.
(Hsu et al. 1983a)	Laminaire, arc stable, géométrie axisymétrique; Champ magnétique induit; Plasma neutre et optiquement mince; ETL.	Modélisation complète d'un arc d'argon; Etude de la condition limite de densité de courant à la cathode.	Densité de courant à la cathode déterminée par l'expérience : paramètre très sensible.
(Hsu & Pfender 1983b)	Idem sauf pour l'ETL : modèle à deux températures.	Idem; Validité de l'ETL, modèle à deux températures.	Meilleur accord avec l'expérience du modèle à deux températures; Ecart entre températures des électrons et des lourds, sur les bords du plasma.
(Fan & Shi 1996)	Laminaire, arc stable, géométrie axisymétrique; Champ magnétique induit; Plasma neutre et optiquement mince; ETL.	Distribution de pression dans un arc de soudage à l'électrode de tungstène.	Augmentation des pressions dans l'arc avec la densité de courant; Répartition de température peu sensible à la condition limite de température d'anode.
<b>Szekely</b>			
(McKelliget & Szekely 1983)	ETL; Plasma neutre; Géométrie axisymétrique; Chaleur spécifique, densité, viscosité : constantes; Turbulent : modèle k-ε; Rayon d'arc et densité de	Modélisation numérique de la zone cathodique; Comparaison avec des relations semi-empiriques; Etude de sensibilité : courant, densité, chaleur spécifique,	Vitesses inférieures à celles résultant des modèles semi-empiriques; Modèle beaucoup plus élaboré que les relations asymptotiques.

*Chapitre II : Modélisation hydrodynamique du réacteur*

(Westhoff & Szekely 1991)	courant : corrélations. Géométrie axisymétrique; Laminaire; Plasma optiquement mince.	rayon de l'arc. Modèle de l'intérieur d'une torche à plasma et influence sur le jet plasma résultant; Influence du tourbillon.	Modification du champ de vitesses due à la force électromagnétique; Tourbillon dépendant du courant et du débit de plasma.
<b>Kovitya</b>			
(Scott et al. 1989)	Géométrie axisymétrique; Turbulent : modèle k-ε; ETL; Vecteur tourbillon.	Modèle complet d'une torche à plasma; Comparaison à des mesures spectroscopiques.	Mise en exergue de la difficulté à modéliser les phénomènes aux électrodes.
(Lowke et al. 1992)	Géométrie axisymétrique; Turbulent : modèle k-ε; Arc optiquement mince; ETL.	Profils de température d'un arc électrique dans une atmosphère libre incluant la cathode; Etude de sensibilité.	Influence de la forme de la forme de la cathode sur la distribution de courant dans cette région; Influence du rayonnement (arc de 200A) faible.
<b>Delalondre</b>			
(Simonin et al. 1992)	Géométrie axisymétrique; Etude de modèles de turbulence; Etude de l'ETL.	Etude du non-équilibre aux électrodes; Laminarisation.	Description du non-équilibre : bonne condition limite aux électrodes; Modèle K-ε à haut Reynolds : pas la laminarisation observée expérimentalement.
(Msika et al. 1992)	Laminaire; Phénomènes aux électrodes négligés;	Etude d'un arc électrique transféré dans l'azote.	Augmentation de l'intensité totale implique une augmentation des température, vitesse et potentiels.
(Delalondre et al. 1994)	2D ou 3D; Turbulent.	Comparaison de différents modèles pour simuler la turbulence dans les arcs.	Modèles à bas Reynolds plus appropriés pour la laminarisation; Déclenchement de la turbulence par les forces de Lorentz.
(Zahrai et al. 1996)	3D;	Modèle 3D d'un arc de disjoncteur.	Premiers résultats en quête de validation expérimentale.
<b>Bakken</b>	code : FLUENT		
(Holt et al. 1993)	Turbulent : modèle k-ε; 3D; Rayonnement de l'arc aux parois et entre les parois.	Modèle de réacteur à plasma complet; Comparaison avec des mesures calorimétriques.	Bon accord du modèle avec les mesures expérimentales.
(Larsen & Bakken 1994) (Larsen 1996)	Courant alternatif; 2D; ETL; Etude des effets de compressibilité; Densité de courant à la cathode supposé.	Comparaison du modèle avec des mesures électriques.	Bonne caractéristique courant tension du modèle.
<b>Sazhin</b>	code : FLUENT		
(Sazhin et al. 1995a) (Sazhin 1995b)	Hypothèses de la MHD.	Adaptation de FLUENT à la MHD; Application de ce code à des cas tests.	Résultats des simulations proches des résultats analytiques.

Dans ce tableau récapitulatif, nous avons aussi inclus quelques travaux de modélisation MHD n'ayant pas de rapport direct avec les plasmas thermiques, de Sazhin et al., dans la mesure où nous avons utilisé le même code de calcul, FLUENT. Seuls les articles de Bakken et al. concernent la modélisation d'un réacteur ou d'un four de grande taille (Holt et al. 1993).

### **II.1.3. Modèles simplifiés**

Ces modèles sont moins complets, souvent moins précis mais ils nécessitent des temps de calcul qui les rendent très compétitifs, en particulier dans l'optique d'une utilisation industrielle. Nous avons rencontré trois types d'approche qui évitent la résolution du système MHD :

1. Conraux et al. (1988 et 1989) ont concentré leur modélisation sur les phénomènes électromagnétiques. Par la résolution des équations de Maxwell, ils ont déterminé les contributions des différentes parties d'une torche à plasma pour le calcul du champ magnétique total de cet appareil. A l'équilibre, la force aérodynamique doit compenser la force magnétique et les auteurs évaluent le coefficient de traînée : cette dernière approche avait déjà été reportée dans un article de synthèse (Jones & Fang 1980).
2. Le modèle de canal est basé sur une équation globale de l'énergie sur l'ensemble de l'arc. L'arc est considéré comme un conducteur chauffant qui échange avec le reste du milieu par les mécanismes habituels de conduction, convection et rayonnement (Sakulin 1981, 1982a & 1982b, Pfeiffer et al. 1989, Bakken 1994, Raizer 1972 & 1978, Khat 1979). Beilis & Seval'nikov (1991) et Wu et al. (1994) proposent des modèles qui résolvent les équations en MHD mais ils s'apparentent aux modèles de canaux dans leurs hypothèses et le découpage de l'arc en zones distinctes. L'équipe de Bakken a effectué une extension intéressante du modèle de canal aux courants alternatifs (Larsen 1993 & 1996 et Larsen & Bakken 1994).
3. Gardin et al. (1992) prennent en compte l'influence des termes électromagnétiques dans la zone d'arc d'un four métallurgique en inclinant la vitesse d'entrée du gaz plasma, en direction des parois.

### **II.1.4. Remarques générales**

Nous avons regroupé ci-après un certain nombre de remarques sur l'ensemble de nos références afin de mieux situer le contexte général de notre étude et les difficultés rencontrées par les scientifiques confrontés à une recherche similaire à la nôtre.

1. Les modèles résolvant l'ensemble des équations MHD étudient une zone de l'ordre du centimètre autour de l'arc. C'est une démarche cohérente : seules les zones ionisées (voisines de l'arc) sont soumises aux forces de Lorentz.
2. Les modèles présentés dans la littérature sont le plus souvent fondamentaux. Ils concernent une géométrie assez simple (souvent identique : axisymétrique, cathode conique et anode plane). Les articles concernant la simulation numérique d'un réacteur réel sont relativement peu nombreux.
3. Les modèles hydrodynamiques sont basés sur des hypothèses de régime laminaire ou turbulent. Le choix du régime d'écoulement est généralement peu, voire pas justifié. D'ailleurs, le problème de la limite laminaire/turbulent pour les milieux ionisés fait encore l'objet d'études théoriques (Podenok 1994). Une étude comparative de différents modèles de turbulence suggère que les modèles les plus adaptés aux plasmas sont ceux permettant la relaminarisation, en particulier le modèle k- $\epsilon$  à bas Reynolds (Delalandre et al. 1994).

4. Larsen (1996) résume les différences entre modèles de canal et MHD.

Les modèles MHD sont généraux dans la mesure où ils ont des bases théoriques solides. Ils permettent d'obtenir des distributions de propriétés physiques à l'intérieur de l'arc. En revanche, ils demandent un travail important de programmation, puis les temps de calcul sont généralement longs.

Les modèles de canal sont plus empiriques et donnent des informations globales sur l'arc. Leur avantage est une mise en œuvre simple et rapide ; ils permettent d'obtenir des résultats satisfaisants compte tenu de leur simplicité.

Ces deux types de modèles sont complémentaires : la MHD est plus orientée vers la recherche et permet d'avancer dans la compréhension de phénomènes fondamentaux, les modèles de canal sont plus facilement utilisables dans des applications industrielles.

5. Dans le cas d'un four triphasé, l'influence des forces de Lorentz peut être traitée comme une impulsion (Gardin et al. 1992).

## II.2. HYPOTHESES

### II.2.1. Validité de l'approche magnétohydrodynamique

Avant tout, il convient de vérifier que les équations classiques de l'hydrodynamique sont bien applicables à notre problème. Nous avons donc examiné la plupart des hypothèses nécessaires pour appliquer l'approche MHD (Mitchner & Kruger 1973).

La longueur de Debye, échelle au-dessus de laquelle toute perturbation de la neutralité électrique du plasma est résorbée, a pour valeur :

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 kT}{ne^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

où :

$\epsilon_0$  : permittivité électrique du vide, voisine de celle du milieu plasma ( $8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ )

$k$  : constante de Boltzmann ( $1.38054 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ )

$T$  : température (K)

$n$  : densité volumique d'électrons ( $\text{m}^{-3}$ )

$e$  : charge de l'électron ( $1.60210 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ )

La densité volumique d'électrons calculée dans un cas typique de fonctionnement du réacteur a été évaluée par spectroscopie d'émission en mesurant l'élargissement par effet Stark de la raie  $H_\beta$  de l'hydrogène atomique (Fabry 1996) :

$$n \approx 2,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$$

Cette mesure effectuée à 4 cm en dessous des électrodes, une zone représentative de notre plasma dans la région voisine de l'arc (seule région où la vérification de l'approche MHD a un sens). En prenant une température de plasma de l'ordre de  $10^4 \text{ K}$  :

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



Dans notre réacteur, la transformée de Fourier des signaux électriques indiquent que les fréquences caractéristiques sont inférieures à  $10^4$  Hz. On a donc des longueurs d'onde des champs électriques dans le réacteur de l'ordre d'au minimum :

$$\lambda = \frac{c}{f} \approx \frac{3 \cdot 10^8}{10^4} = 3 \cdot 10^4 \text{ m}$$

On vérifie la condition de quasi-neutralité du plasma (Chen 1984) :  $\lambda_D \ll \lambda$

Nous devons à présent vérifier les conditions nécessaires sur le paramètre de Hall.

Une valeur caractéristique du champ magnétique dans notre réacteur est donnée par :

$$B_c = \frac{\mu_0 I_c}{2\pi L_c} \quad (23)$$

avec :

$\mu_0$  : perméabilité magnétique du vide, voisine de celle du plasma ( $1.2566 \cdot 10^{-6} \text{ H.m}^{-1}$ ),  
 $I_c$  et  $L_c$  : respectivement intensité et longueur caractéristique du problème.

Les valeurs caractéristiques pour notre réacteur sont la valeur efficace du courant (voisine de 200A) et la taille de la zone plasma de l'ordre de grandeur d'une dizaine de cm. Avec ces valeurs,  $B_c \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ . On en déduit la valeur de la fréquence de Larmor des électrons, en désignant par  $m_e$  la masse de l'électron ( $9.1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ) :

$$\omega_e = \frac{eB_c}{m_e} \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$$

Une valeur typique de la fréquence de transfert de quantité de mouvement moyenne par collision, pour les plasmas thermiques est  $\bar{v}_{eH} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ . D'où, la valeur du paramètre de

Hall  $\beta_e = \frac{\omega_e}{\bar{v}_{eH}} \approx 10^{-3}$  dont nous vérifions bien qu'elle est très petite devant 1.

La fréquence du plasma a pour valeur :  $\omega_p = \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 10^{11} \text{ s}^{-1}$ . Par conséquent, en prenant,

comme temps caractéristique de l'écoulement, l'inverse de la fréquence du courant ( $t_c = 0,02 \text{ s}$ ), on a bien :

$$t_c \gg \bar{v}_{eH}^{-1}$$

$$t_c \gg \omega_p^{-1}$$

Ayant vérifié l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma ainsi que les conditions sur le paramètre de Hall et le temps caractéristique de l'écoulement, nous en déduisons que **l'approximation MHD est applicable** à notre étude.

Dès lors, il est possible d'évaluer l'importance relative des différents termes, en particulier les termes électromagnétiques, en se basant sur les nombres adimensionnels.

En utilisant les grandeurs caractéristiques, repérées par un indice c, on obtient les équations de quantité de mouvement avec des grandeurs adimensionnelles, repérées par une étoile :

$$\frac{L_c^2}{t_c \nu} \frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + \frac{U_c L_c}{\nu} (\vec{u}^* \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}^* = \frac{-p_c L_c}{\rho U_c \nu} \vec{\nabla} p^* + \nabla^2 \vec{u}^* + \frac{J_c B_c L_c^2}{\rho U_c \nu} \vec{J}^* \wedge \vec{B}^* \quad (24)$$

avec,

- $t_c$  : temps caractéristique (s),
- $t$  : temps (s),
- $\vec{u}$  : vecteur vitesse,
- $U_c$  : vitesse caractéristique (m/s),
- $\rho$  : masse volumique (kg/m<sup>3</sup>),
- $\vec{J}$  : vecteur densité de courant,
- $J_c$  : densité volumique de courant caractéristique (A/m<sup>2</sup>),
- $\vec{B}$  : vecteur champ magnétique,
- $B_c$  : champ magnétique caractéristique (H),
- $\nu$  : viscosité cinématique (m<sup>2</sup>/s),
- $p$  : pression statique (Pa),

Pour évaluer l'importance de la force de Lorentz, on calcule le paramètre d'interaction magnétique, rapport de cette force sur le terme inertiel :

$$N = \frac{\sigma B_c^2 L_c}{\rho U_c} \quad (25)$$

avec  $\sigma$ , la conductibilité électrique ( $\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ ).

Pour estimer la taille de la région d'influence de la force de Lorentz, nous avons déterminé la valeur de  $L_c$  pour avoir un paramètre d'interaction magnétique de l'ordre de 1. La distance caractéristique trouvée est de l'ordre du millimètre : les forces magnétiques n'ont une influence notable que sur l'arc même.

En ce qui concerne l'équation de l'énergie, il est clair que le terme source par effet Joule est prépondérant dans l'arc et quasiment nul ailleurs où la densité de courant est faible.

Il ressort donc de cette étude qualitative que les termes électromagnétiques ont une influence confinées au niveau de l'arc. Pour cette raison, dans la littérature, les études prenant en compte ces termes concernent des zones très voisines de l'arc. Mais pour la modélisation d'un réacteur de 2 mètres de haut, comme celui d'Odeillo, considérer que **la zone dans laquelle les termes électromagnétiques sont importants est petite** semble tout à fait justifiée. Par conséquent, la zone d'arc sera traitée séparément, à la lumière des calculs du chapitre précédent, tandis que dans la grande majorité du réacteur, les équations de l'hydrodynamique, sans contributions supplémentaires d'origine électromagnétique, seront utilisées.

### II.2.2. Géométrie du réacteur

Le réacteur d'Odeillo comprend principalement deux éléments (cf. Figure 18). Dans la zone réactive, un cylindre de 2 mètres de haut, le plasma et l'hydrocarbure sont introduits. Le plasma est entretenu par une source électrique triphasée. Les produits de la réaction sont conduits dans le deuxième élément, un filtre séparant l'hydrogène et le noir de carbone. Des détails supplémentaires sont donnés dans le chapitre IV.

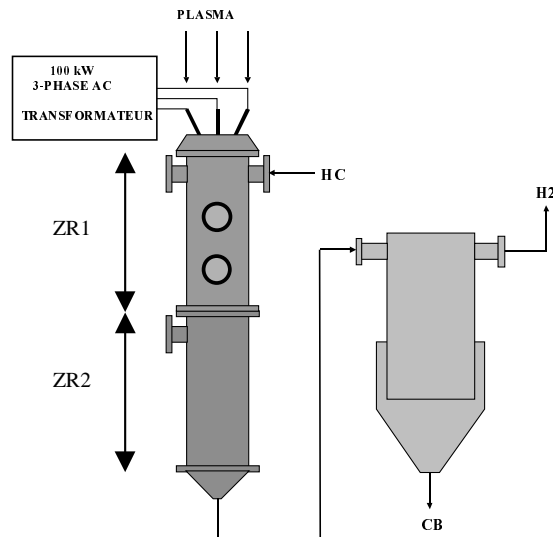


Figure 18 : Schéma du réacteur d'Odeillo. ZR1 et ZR2 sont respectivement le premier et deuxième mètre de la zone réactive.

### II.2.3. Hypothèses

Dans une première approche, le réacteur fonctionne **sans injection d'hydrocarbures**. Le gaz froid injecté est de même nature que la gaz plasma afin de s'affranchir des problèmes liés aux réactions chimiques. Précisons bien, que cette hypothèse correspond à la première étape du développement du modèle et que dans des travaux futurs, l'aspect chimique devra aussi être pris en compte.

Notre travail a porté sur la modélisation de la zone réactive qui est cylindrique. Nous avons supposé l'écoulement **axisymétrique**. Nous avons fait des simulations préliminaires en utilisant une géométrie 3D, avec un sixième du réacteur, représentatif grâce à des conditions limites de symétrie. Mais les résultats du calcul 3D ne s'écartaient pas de façon significative du calcul bidimensionnel, alors que les temps de calcul étaient très supérieurs. De plus, la principale source du caractère tridimensionnel de l'écoulement se trouve dans la zone de l'arc ou dans l'injection ponctuelle du gaz froid. En ce qui concerne la zone d'arc, le calcul des forces de Lorentz a été fait en 3D (chapitre précédent), puis moyenné pour être utilisé en 2D. Nous pensons que dans la majorité du réacteur cet écart est atténué, notamment pour les zones les plus éloignées des zones singulières. Par conséquent, un système de coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  a été utilisé et les variations dans la direction  $\theta$  ont été négligées. Une moitié de section verticale du réacteur a été modélisée et dans ces conditions l'injection de gaz plasma devient annulaire tout comme l'injection d'un éventuel gaz froid.

L'écoulement est supposé **stationnaire** : la périodicité provenant du courant affecte la zone limitée des arcs et a principalement des conséquences tridimensionnelles qui sont négligées par ailleurs. En outre, nos mesures calorimétriques sur le réacteur d'Odeillo devant servir à la validation ont une résolution temporelle insuffisante pour observer les éventuelles variations ayant la fréquence du courant. De ce point de vue, après une période transitoire, le réacteur atteint un régime thermique stationnaire et c'est ce fonctionnement que nous nous appliquons à modéliser.

L'ensemble du réacteur est en **équilibre thermodynamique local** (ETL) : toutes les espèces du plasma (électrons, ions, atomes, molécules) ont la même énergie et donc, il est possible de définir une température unique. Cette hypothèse est mise en défaut près des électrodes, sur les frontières des arcs et au passage du courant à zéro.

L'écoulement est incompressible et la pression ambiante est de 1 atm. Les propriétés thermodynamiques (chaleur spécifique, densité) et de transport (viscosité, conductivité thermique) sont des fonctions de la température uniquement. La valeur du nombre de Richardson, rapport de la poussée d'Archimède sur les forces d'inertie, est telle que les effets de gravité sont négligés.

### II.3. REGIME D'ÉCOULEMENT

En plus des hypothèses ci-dessus, nous devons déterminer le régime d'écoulement gouvernant les échanges dans notre réacteur, laminaire ou turbulent, ainsi qu'éventuellement, le modèle de turbulence à utiliser.

#### II.3.1. Les plasmas et la turbulence

La turbulence dans les arcs est un problème très complexe. Comme généralement dans l'étude des plasmas, les moyens d'investigation expérimentaux sont limités par les hautes températures. La transition à la turbulence fait encore l'objet d'études théoriques. Ramakrishnan et al. (1978) ont estimé que la turbulence se déclenchait dans les arcs libres pour des courants supérieurs à 500 A. Des variations de la force de Lorentz peuvent engendrer des instabilités (Delalandre et al. 1994). Podenok et al. (1994) ont montré que des instabilités thermiques alimentées par les pertes Joule, ainsi que des phénomènes purement électriques d'ionisation peuvent induire de la turbulence. Ces exemples montrent que le nombre de Reynolds n'est pas un critère suffisant pour déterminer la transition laminaire/turbulent dans les arcs.

Dans un plasma à arcs, l'écoulement se divise en deux zones de nature différente : une zone chaude, constituée principalement des arcs, et le gaz environnant, à une température très inférieure. Le nombre de Reynolds est différent dans les deux zones, du fait de la dépendance entre la viscosité et la température. Il est souvent admis que des zones turbulentes et laminaires peuvent alors coexister, tout comme des phénomènes dits de « relaminarisation » (Delalandre et al. 1994). Selon l'analyse présentée par Podenok et al., deux écoles se distinguent pour traiter ce problème. La première estime que la zone froide devient turbulente après un attachement sur la colonne d'arc, conduisant à la déformation de l'arc, à des pulsations qui favorisent les transferts de chaleur et entraînent une hausse du champ électrique. Bien qu'il n'y ait pas de preuves formelles indiquant que la turbulence externe induit une turbulence à l'intérieur de la colonne, il existe des modèles théoriques permettant de justifier la turbulence y compris dans les zones de forte viscosité. Ces théories conduisent à l'utilisation du modèle k-ε. La seconde école suppose que la zone chaude reste laminaire, ce

qui permet de simplifier le problème. Une consultation du Tableau 2 met bien en évidence cette division entre les partisans du modèle turbulent et du modèle laminaire. D'ailleurs dans la plupart de ces publications, le choix du modèle d'écoulement est peu, voire pas justifié. Il est probable que les modèles existant soient insuffisants pour prendre en compte toute la complexité du problème. Delalondre et al. (1994), ont montré, que dans leur configuration d'étude, les meilleurs résultats étaient obtenus avec un modèle k-ε à bas Reynolds, seul apte à rendre compte d'éventuelles zones laminaires. Nous n'avons pas pour ambition de trancher cette épineuse question. Par conséquent, nous avons, autant que possible, effectué nos simulations, en laminaire et en turbulent, la turbulence ayant été modélisée avec différents modèles.

### II.3.2. Ecoulement laminaire

Ce régime d'écoulement a été choisi pour un grand nombre de simulations du fait de sa facilité d'utilisation et de son accord généralement bon avec l'expérience.

#### a) Equations

Nous rappelons brièvement les équations de la dynamique des fluides, en coordonnées cylindriques, avec les hypothèses du paragraphe II.2. Ces équations sont valables pour l'ensemble de la zone fluide du domaine de calcul, à l'exception de la zone d'arc où elles sont modifiées par l'addition de termes sources d'origine électromagnétiques.

Conservation de la masse :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (26)$$

où,

- $r$  : coordonnée radiale,
- $z$  : coordonnée axiale,
- $v_r$  : vitesse radiale,
- $v_z$  : vitesse axiale.

Quantité de mouvement radiale :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_r) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2r \mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right) - \frac{2\mu v_r}{r^2} \end{aligned} \quad (27)$$

où  $\mu$  désigne la viscosité dynamique du fluide ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ).

Quantité de mouvement axiale :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_z) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right) \quad (28)$$

Enthalpie :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \quad (29)$$

Les variables définies par les équations (26) à (29) sont la pression  $p$ , la vitesse radiale  $v_r$ , la vitesse axiale  $v_z$  et la température  $T$ , qui se déduit de l'enthalpie  $h$ . Les propriétés physiques du gaz sont la masse volumique  $\rho$ , la viscosité  $\mu$ , la chaleur spécifique  $c_p$  et la conductivité thermique  $k$ .

### II.3.3. Les modèles de turbulence du logiciel FLUENT

Rappelons brièvement que les modèles de turbulence sont rendus nécessaires par les échelles de longueur extrêmement petites (échelles de Kolmogorov, typiquement de l'ordre de  $10^{-4}$  m), qui rendent impossibles des simulations directes dans la plupart des applications, compte tenu des capacités actuelles des ordinateurs. Afin de contourner ce problème, des grandeurs moyennes sont utilisées.

En turbulent, toute grandeur est supposée pouvoir s'écrire comme la somme d'une valeur moyenne (surlignée) et d'une fluctuation (repérée par une apostrophe) de moyenne nulle :

$$\Phi = \overline{\Phi} + \Phi' \quad (30)$$

En introduisant ces quantités dans l'équation de Navier Stokes, on obtient l'équation utilisée par FLUENT V4.4 pour modéliser les écoulements turbulents (compte tenu des hypothèses retenues) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i' u_j'}) \quad (31)$$

où  $\mu$  désigne la viscosité dynamique ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) du fluide. Pour une meilleure lisibilité, les barres surmontant les valeurs moyennes ont été ôtées pour l'ensemble des équations de la turbulence.

L'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen est constitué par le dernier terme, la dérivée du tenseur de Reynolds. Afin de "fermer" le nouveau système d'équation ainsi créé (qui possède plus d'inconnues que d'équations), le logiciel FLUENT propose trois modèles de turbulence :

- le modèle k- $\epsilon$ ,

- le modèle RNG k-ε, acronyme de l'anglais ReNormalisation Group,
- le modèle des tenseurs de Reynolds, que nous désignerons comme modèle RSM

### a) Choix du modèle de turbulence

Les modèles RNG k-ε et k-ε utilisent une fermeture à deux équations, qui impliquent l'isotropie. RSM, en revanche, possède une fermeture à sept équations, qui permet de relâcher l'hypothèse d'isotropie. RSM est un modèle plus lourd et plus général. Toutefois, il nécessite plus de données en entrée et ces données supplémentaires ne sont pas nécessairement connues. Le modèle RSM est souvent mieux adapté pour des écoulement tourbillonnants.

Le modèle k-ε permet une description de la turbulence à haut Reynolds. Il a été utilisé depuis de nombreuses années. Il combine économie, robustesse et large domaine d'application.

Le RNG k-ε possède un domaine d'application encore plus vaste. En particulier, il conduit à de meilleurs résultats pour : les écoulements avec des déformations et des courbures importantes, les écoulements instationnaires, les écoulements à faible Reynolds.

### b) Le modèle k-ε

Dans ce modèle, l'hypothèse de Boussinesq permet de relier le tenseur de Reynolds aux grandeurs moyennes de l'écoulement (pour lesquelles on a supprimé la notation des barres) :

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = \rho \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (32)$$

avec :

$\mu_t$  : viscosité turbulente, une fonction de l'échelle de vitesse,

$\delta_{ij}$  : symbole de Kronecker,

$k$  : énergie cinétique de turbulence.

Par définition,  $k$  vaut la moitié de la trace du tenseur de Reynolds (en utilisant la notation de Einstein) :

$$k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} \quad (33)$$

Nous rappelons l'expression de la dissipation visqueuse turbulente :

$$\varepsilon = 2\nu \overline{s_{ij}' s_{ij}'} \quad (34)$$

où  $s_{ij}$  est le tenseur des vitesses de déformation i.e. :

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (35)$$

Dans le modèle k-ε, la viscosité turbulente a pour expression :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (36)$$

où  $C_\mu$  est une constante (cf. Tableau 3).

Si on néglige la gravité et en régime stationnaire, les valeurs de k et ε sont déterminées en tout point par la résolution des équations de transport :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k - \rho \varepsilon \quad (37)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{\varepsilon 1} G_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (38)$$

où  $G_k$  est le terme de production de k :

$$G_k = \mu_t \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (39)$$

Les constantes empiriques  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$ ,  $\sigma_k$  et  $\sigma_\varepsilon$  sont données dans le Tableau 3.

Tableau 3 : Valeurs par défaut des constantes empiriques utilisées pour le modèle k-ε (FLUENT 1997).

$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
1,44	1,92	0,09	1,0	1,3

En entrée du modèle, deux conditions initiales doivent être données, l'intensité de turbulence et une longueur caractéristique. Dans des conditions d'entrée simple, sans parois rugueuses, sans changement de direction brusque ou de mélange immédiatement après l'entrée, l'intensité de turbulence est de l'ordre de 2%. La longueur caractéristique est utilisée pour



calculer la longueur de mélange des tourbillons de petite échelle. En général, on prend le rayon hydraulique de l'entrée. Le modèle ne sera sensible à ce paramètre que si des phénomènes de mélange se présentent immédiatement en aval de l'entrée.

### c) Le modèle RNG k-ε

Dans ce modèle, les constantes sont évaluées par des calculs théoriques et non empiriquement. Ce modèle est donc applicable beaucoup plus largement que k-ε. En particulier les effets liés aux bas Reynolds sont pris en compte et des comportements de type laminaire peuvent également être prédits (FLUENT 1997).

Les modèles RNG sont un cadre général de construction de modèle dans lequel la dynamique complexe de problèmes physiques est décrite en termes d'équations 'calibrées', du mouvement gouvernant les grandes échelles, et le comportement sur des longues durées du système physique. Par exemple, une mole de gaz contient  $6.10^{23}$  atomes pouvant être décrits par 3 fois ce nombre d'équations de Newton. La théorie cinétique des milieux dilués conduisant aux équations de Boltzman constitue un premier calibrage. Un calibrage supérieur conduit à décrire le comportement moyen d'un ensemble d'atomes sur des échelles spatio-temporelles grandes, à l'aide des équations de la dynamique des fluides. Les mathématiques de la théorie RNG permettent d'effectuer de tels calibrages et ont été appliquées à de nombreux phénomènes physiques, notamment en dynamique des fluides, à la modélisation de la turbulence.

Les écoulement turbulents ont des tourbillons de taille variant entre l'échelle intégrale  $L$  et des vortex de taille  $L/Re^{3/4}$  (échelles de Kolmogorov). Il existe d'autres tourbillons de taille inférieure mais leur énergie est faible. La méthode RNG supprime une bande étroite voisine des tourbillons les plus faibles en les remplaçant par d'autres modes. Une fois débarrassé de cette bande étroite, ce qui permet de réduire notablement les besoins de stockage, on dispose d'un système d'équations de Navier Stokes avec une viscosité effective, des forces et un couplage non linéaire modifiés. En enlevant les tourbillons de petites échelles, le Reynolds effectif est diminué tandis que la viscosité est augmentée. La théorie RNG conduit à une relation différentielle entre la viscosité cinématique effective  $\mu_{eff}$  et,  $k$  et  $\varepsilon$ . Cette relation est utilisée pour déterminer de manière plus précise la viscosité effective et permet une meilleure description des variations des propriétés de transport turbulent avec le Reynolds effectif.

Par rapport au k-ε standard, la détermination de la viscosité effective est plus élaborée mais RNG utilise aussi les équations de Navier Stokes moyennées :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu_{eff} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (40)$$

Les équations de transport pour  $k$  et  $\varepsilon$  sont :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \mu_i S^2 - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \alpha \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (41)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t S^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \alpha \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) \quad (42)$$

où  $\alpha$  est l'inverse du nombre de Prandtl turbulent, tiré de l'expression ci-dessous, qui permet d'inclure les variations de ce nombre avec le nombre de Reynolds :

$$\left| \frac{\alpha - 1,3929}{\alpha_0 - 1,3929} \right|^{0,6321} \left| \frac{\alpha + 2,3929}{\alpha_0 + 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\mu}{\mu_{eff}} \quad (43)$$

avec  $\alpha_0 = 1$ . Ce résultat issu de la théorie RNG permet d'appliquer les équations de transport dans les régions à bas-Reynolds, sans avoir recours à des fonctions de paroi. Puisque  $\mu_t$  et  $\alpha$  varient continûment avec le nombre de Reynolds turbulent des valeurs moléculaires aux valeurs pleinement turbulentes, les équations de  $k$  et  $\varepsilon$  incluent une atténuation naturelle dans les zones voisines des parois.

Le taux de déformation  $R$  est donné par :

$$R = 2 \mu S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (44)$$

où  $S_{ij}$  est le tenseur des déformations moyennes. Dans le modèle RNG, le taux de déformation prend pour expression :

$$R = \frac{C_\mu \eta^3 \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (45)$$

où  $\eta = Sk/\varepsilon$ ,  $\eta_0 = 4,38$ ,  $\beta = 0,012$  et  $S^2 = 2S_{ij}S_{ij}$ .

La principale amélioration par rapport au k- $\varepsilon$  standard provient de  $R$ , qui permet une prise en compte plus exacte de certaines anisotropies liées aux variations du Reynolds local. Grâce à une base théorique plus solide que le modèle k- $\varepsilon$  classique qui conduit notamment à des valeurs typiques un peu différente des coefficients empiriques (cf. Tableau 4), le modèle RNG k- $\varepsilon$  donne de meilleurs résultats dans une grande variété de cas.

Tableau 4 : Valeurs typiques de coefficients du modèle RNG k- $\varepsilon$  pour des valeurs élevées du nombre de Reynolds.

$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_\mu$	$\sigma_\varepsilon$
1,42	1,68	0,0845	1,39

RNG k- $\epsilon$  est sans doute le modèle le plus proche du modèle k- $\epsilon$  à bas Reynolds préconisé par Delalondre et al. (1994) pour les arcs.

#### **d) Le modèle RSM**

Ce modèle basé sur la résolution d'équations pour chaque composante du tenseur de Reynolds n'a été utilisé qu'extensivement à cause du grand nombre d'entrées, que nous ne connaissions pas, et qui étaient nécessaires. Ce modèle est particulièrement adapté aux écoulements tourbillonnants car il supprime l'isotropie de fait liée au coefficient unique  $\mu_t$ . Pour plus d'informations, on se reportera à la référence (FLUENT 1997).

## **II.4. RAYONNEMENT**

Les valeurs élevées des températures et des gradients rencontrés au niveau des parois internes du réacteur impliquent des transferts radiatifs importants. Un calcul de rayonnement basé sur les facteurs de forme et une répartition de température de parois donnée a permis d'évaluer l'importance relative de ce phénomène. Par conséquent, nous avons inclus ce type de transfert dans le modèle hydrodynamique du réacteur.

### **II.4.1. Evaluation des ordres de grandeur des flux radiatifs dans le réacteur**

Le problème du rayonnement dans le réacteur comprend deux aspects : le rayonnement du gaz et le rayonnement des parois entre elles.

#### **a) Emission et absorption du gaz plasma**

En l'absence de particules solides dans le réacteur, ces phénomènes sont supposés négligeables devant la conduction. Comme dans la grande majorité du réacteur les températures sont inférieures à 10000 K, la puissance radiative est faible (Evans 1967)(Vacqué 1984) et nous faisons l'hypothèse généralement admise du milieu optiquement mince. Cette hypothèse devra être revue lorsque l'injection d'hydrocarbure sera prise en compte dans des travaux futurs, en particulier à cause des particules de carbone solides dont le rayonnement est très important au niveau de température étudié.

#### **b) Rayonnement des parois entre elles**

Les parois du réacteur sont en graphite et il est raisonnable de considérer qu'elles se comportent comme des corps noirs. Les gradients de température de parois sont importants. Afin de vérifier que le rayonnement devait être pris en compte, un calcul analytique a été effectué en partant d'une répartition de température aux parois voisine de celle observée expérimentalement. Le profil choisi le long de la paroi verticale est présenté sur la Figure 19. Pour la surface de graphite du chapeau du réacteur et en sortie, des températures uniformes respectivement de 1013K et 500K ont été utilisées.

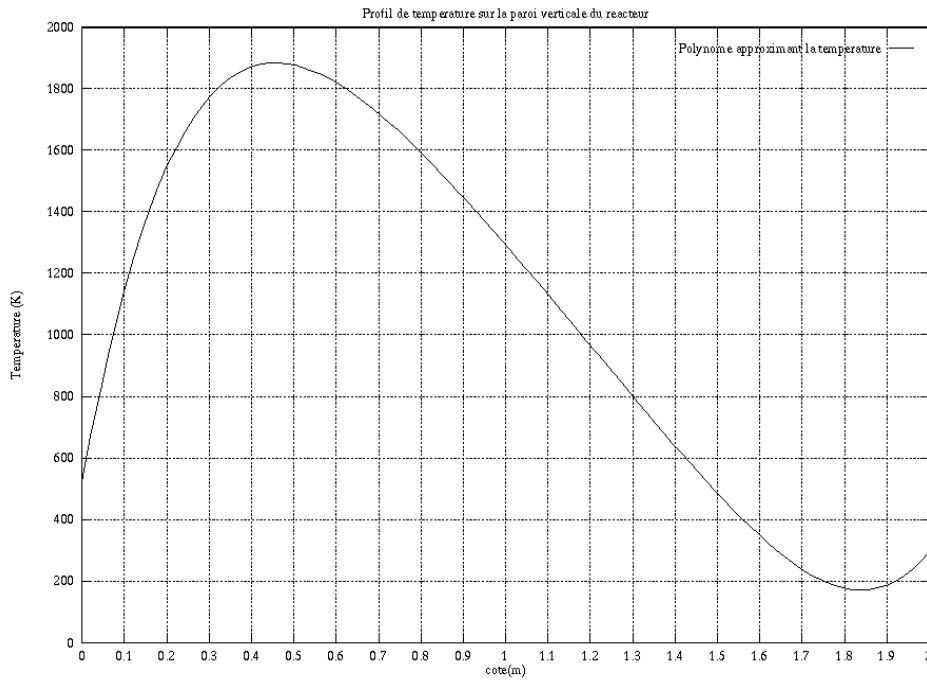


Figure 19 : Profil de température le long de la paroi verticale du réacteur utilisé pour le calcul du rayonnement.

A l'aide des expressions classiques des facteurs de forme de l'intérieur d'un cylindre sur lui-même (Huetz-Aubert 1996), nous avons calculé les flux radiatifs aux parois en fonction de l'abscisse curviligne. Nous supposons que toutes les parois du réacteur ainsi que sa sortie ont un comportement de corps noirs. Ces calculs ont été effectués en utilisant le logiciel SCILAB, « freeware » scientifique mis à disposition par l'INRIA. Plus on augmente la précision du calcul, et plus on se rapproche d'un bilan nul des flux radiatifs aux parois. Les résultats (Tableau 5) correspondent à un calcul effectué avec des surfaces élémentaires de longueur 1mm (une division par 10 de cette longueur induit une division par 10 de l'erreur).

Tableau 5 : Bilan radiatif net sur chaque partie du réacteur et bilan total en kW (convention : puissance émise positive, puissance reçue négative).

	Chapeau graphite (1013K)	ZR1 (1 <sup>er</sup> mètre de réacteur)	ZR2 (2 <sup>ème</sup> mètre de réacteur)	Sortie (500K)	Bilan
Rayonnement net (kW)	-8.2	24.2	-15.8	-0.2	0.05

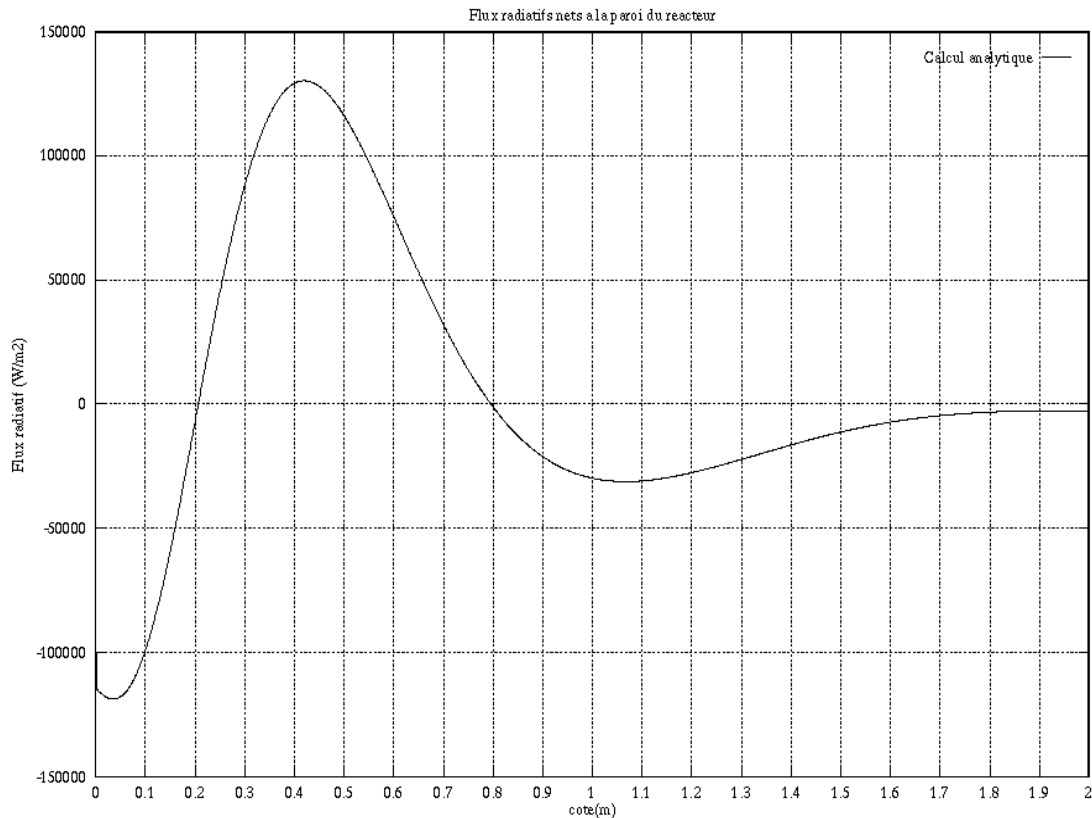


Figure 20 : Flux net radiatif à la paroi verticale correspondant au champ de températures de paroi présenté précédemment.

En comparant les valeurs des flux radiatifs (Figure 20) à celles des flux conductifs aux parois calculées dans le modèle hydrodynamique, on observe qu'elles sont du même ordre de grandeur. Pour cette raison, les transferts d'énergie doivent être pris en compte dans le modèle hydrodynamique du réacteur.

#### II.4.2. Modèles de rayonnement dans FLUENT

Le code de dynamique des fluides FLUENT comprend deux modèles de rayonnement (FLUENT 1997) : la méthode des transferts radiatifs discrets (acronyme anglais : DTRM) et la méthode P-1.

##### a) Le modèle DTRM

Ce modèle est utilisable pour le calcul des transferts radiatifs de surface à surface avec ou sans milieu participant. Pour cette méthode, le gaz est considéré comme un gaz gris. La variation de luminance  $dL$  suivant l'abscisse curviligne élémentaire  $ds$  s'écrit :

$$\frac{dL}{ds} = -aL + \frac{a\sigma T^4}{\pi} \quad (46)$$

où,

- $L$  : luminance ( $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ )  
 $a$  : coefficient d'absorption ( $\text{m}^{-1}$ )  
 $\sigma$  : constante de Stefan Boltzmann ( $5.72.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ )  
 $T$  : température (K).

On intègre l'équation (46) suivant des rayons issus d'un point unique. Pour un rayon, l'intégration donne :

$$L(s) = \frac{\sigma T^4}{\pi} (1 - \exp(-as)) + L_0 \cdot \exp(-as) \quad (47)$$

où  $L_0$  est la luminance à l'origine d'un chemin sur lequel on incrémente.

La source d'enthalpie dans le fluide due au rayonnement est alors calculée en sommant les variations d'intensité le long de chaque rayon tracé à travers chaque volume de contrôle.

La technique de lancer de rayons utilisée dans la méthode DTRM permet de calculer les transferts radiatifs sans calcul explicite des facteurs de forme. La précision de ce modèle dépend principalement du nombre de rayons tracés et du maillage.

Pour une paroi, on intègre l'éclairement provenant du domaine de calcul :

$$q_{rad}^- = \int_{\Omega} L^- d\Omega \quad (48)$$

où,

- $\Omega$  : angle solide hémisphérique  
 $L^-$  : luminance des rayons incidents.

La radiosité (le flux radiatif émis) est calculé comme étant la somme de la part réfléchie de l'éclairement et de la puissance émise d'après la loi de Stefan :

$$q_{rad}^+ = (1 - \varepsilon_p) q_{rad}^- + \varepsilon_p \sigma T^4 \quad (49)$$

où,

- $\varepsilon_p$  : émissivité de la paroi  
 $T$  : température de la paroi

La condition limite de luminance  $L_0$  (à une paroi) est alors :

$$L_0 = q_{rad}^+ / \pi \quad (50)$$

Le flux radiatif net s'écrit :  $q_{rad}^+ - q_{rad}^-$

### b) Le modèle P-1

Le modèle P-1 est le cas le plus simple du modèle plus général P-N, qui est basé sur le développement de la luminance  $L$  en séries orthogonales d'harmoniques sphériques. Ce modèle, qui est plus adapté aux milieux optiquement épais, a été testé mais n'a pas permis d'obtenir des résultats satisfaisants. En effet, avec ce modèle, le coefficient d'absorption ne

peut être inférieur à  $10^{-2}$ . Cette valeur conduit à un plasma avec un fort pouvoir émissif qui rayonne de façon importante sur les parois et on retrouve des résultats voisins de ceux du modèle DTRM avec la même valeur du coefficient d'absorption. Compte tenu du caractère non émissif et non absorbant du milieu gazeux dans le réacteur, le modèle P-1 est inadapté.

#### II.4.3. Choix des paramètres en entrée du modèle DTRM

Des paramètres optimaux permettent d'obtenir la précision voulue, dans les conditions physiques du réacteur, avec un temps de calcul minimum. Ils ont été déterminés grâce à une étude paramétrique. Ils sont de trois types : propriétés radiatives du gaz, conditions aux limites et paramètres gouvernant la précision du modèle.

Il existe des sous-modèles, par exemple pour le calcul des propriétés radiatives du gaz. Nous n'avons pas utilisé ces sous-modèles et nous nous sommes servis de la méthode telle qu'elle est par défaut dans FLUENT.

##### a) Propriétés radiatives du gaz

Comme la méthode DTRM ne prend pas en compte la diffusion de la lumière par les particules de gaz, il faut choisir un seul paramètre : le coefficient d'absorption,  $a$  ( $m^{-1}$ ) de l'équation (46). Pour un milieu optiquement mince, comme dans nos hypothèses, ce coefficient est voisin de zéro.

##### b) Conditions aux limites

L'émissivité doit être définie pour les parois intérieures du réacteur, l'entrée du gaz plasma et la sortie du réacteur. En plus, pour les entrées et sorties, on peut définir un coefficient multiplicatif, permettant de passer de la température à la limite (entrée ou sortie) à la température "vue" par le domaine de calcul.

###### (1) Paroi verticale

Dans le réacteur, elles correspondent au cylindre de graphite gainant l'intérieur. Dans le modèle, cette partie est une paroi conductrice et radiative. L'émissivité a été fixée à 1, ce qui correspond au comportement d'un corps noir, valable pour le graphite.

###### (2) Chapeau du réacteur

A l'intérieur du réacteur, la haut est bouché par un disque de graphite. Dans le modèle, cette partie est une paroi conductrice et radiative, d'émissivité 1.

###### (3) Entrée du gaz plasma

Dans le réacteur, l'injection du gaz plasma se fait par les trois électrodes. Dans le modèle, le réacteur est représenté par un domaine ayant une géométrie axisymétrique et l'injection s'effectue par un espace annulaire disposé sur le cercle des électrodes. Cet espace annulaire est entouré dans sa partie supérieure et sur les côtés par une paroi adiabatique. Compte tenu de la taille réduite de cette partie dans le réacteur réel, et du caractère relativement peu émissif

du gaz plasma aux températures de fonctionnement, nous avons utilisé pour l'ensemble de cette zone, une émissivité nulle.

#### (4) Sortie du réacteur

Pour le réacteur, les deux mètres de cylindre de graphite, débouchent sur une partie métallique de température très inférieure à celle du gaz en sortie. Nous avons supposé que cette partie était non radiative.

### c) Paramètres gouvernant la précision du modèle DTRM

#### (1) Nombre de rayons tracés

Ce paramètre joue un rôle prépondérant pour la précision du résultat. En provenance d'un point P, un rayon est repéré par les angles  $\theta$  et  $\phi$ .

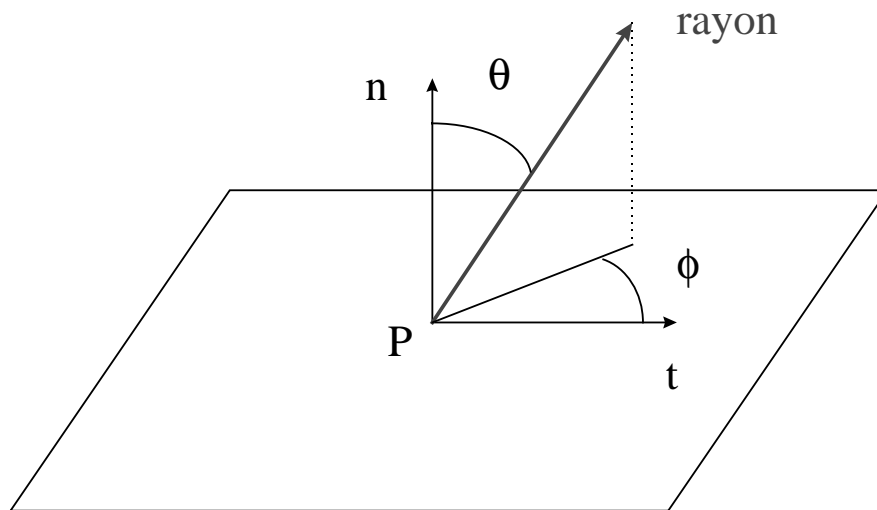


Figure 21 : Définition des angles  $\theta$  et  $\phi$  repérant un rayon depuis un point P sur une surface donnée dans la méthode DTRM; n et t sont respectivement les vecteurs normaux et tangents en P à la surface.

Le nombre de rayons tracés en provenance de chaque point du domaine de calcul dépend du nombre de divisions en  $\theta$  et  $\phi$ .

#### (2) Critère d'arrêt pour la convergence

Entre deux itérations de calcul radiatif, l'erreur normalisée est calculée en utilisant la formule ci-dessous :

$$E = \frac{\sum_{\substack{\text{toutes les} \\ \text{surfaces} \\ \text{radiatives}}} (L_k - L_{k-1})}{\left( \frac{\sigma T^4}{\pi} \right) N} \quad (6)$$

où,



$L_k$  et  $L_{k-1}$  : luminance respectivement à l'itération  $k$  et  $k-1$

$N$  : nombre de surfaces radiatives

Nous avons considéré que le calcul radiatif avait convergé pour  $E < 10^{-8}$ . On peut aussi choisir le nombre d'itérations maximum pour chaque calcul radiatif (au-delà duquel, le calcul radiatif est arrêté même si le critère de convergence n'est pas atteint). Nous avons constaté qu'après 12 itérations en moyenne, le calcul convergeait et le nombre maximum a été fixé à 100.

## II.5. CONDITIONS AUX LIMITES

Après avoir exposé le mode de traitement des conditions limites dans le logiciel FLUENT, nous présentons quelles sont les conditions limites ont été choisies pour modéliser le réacteur d'Odeillo.

### II.5.1. Conditions aux limites dans FLUENT

#### a) Taux de cisaillement aux parois en régime laminaire

Pour résoudre les équations de quantité de mouvement, un modèle de la région voisine des parois est nécessaire. Le gradient de pression est supposé nul à la paroi. Le taux de cisaillement est calculé comme suit :

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{paroi} \approx \mu \frac{\Delta u}{\Delta n} \quad (51)$$

où,

$u$  : composante de la vitesse parallèle à la paroi,

$n$  : coordonnée normale à la paroi.

Les valeurs de  $\Delta u$  et  $\Delta n$  sont déterminées en utilisant les valeurs stockées dans les cellules de calcul adjacentes à la paroi.

#### b) Flux de chaleur à la paroi en régime laminaire

Le flux est déterminé de la manière suivante :

$$\Phi_{paroi} = k \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{paroi} \approx k \frac{\Delta T}{\Delta n} \quad (52)$$

Les valeurs de  $\Delta T$  et  $\Delta n$  sont déterminées en utilisant les valeurs stockées dans les cellules de calcul adjacentes à la paroi.

Alternativement le flux de chaleur ou la température peuvent être spécifiés. Les parois représentant les parois réelles du réacteur ont été définies comme conductrices, et donc aucune de ces valeurs n'étaient spécifiées.

### c) Les zones voisines des parois en régime turbulent

Les écoulements sont modifiés au voisinage des parois. Tout d'abord, la vitesse moyenne est réduite par la condition de non-glissement à la paroi. La turbulence est aussi modifiée mais de façon complexe. Très près de la paroi, la turbulence est amortie mais elle augmente rapidement quand on s'en écarte. La modélisation des zones proches des parois est fondamentale dans la mesure où elles constituent des zones de production de vorticité et de turbulence.

La région voisine de la paroi peut être divisée principalement en trois zones. La plus proche de la paroi, constitue la sous-couche visqueuse : l'écoulement est de type laminaire. On parle de région interne (Cousteix 1989). Loin de la paroi, l'écoulement est pleinement turbulent. C'est la région externe. Dans une zone intermédiaire, appelée région logarithmique, les dissipations visqueuses et turbulentes sont du même ordre de grandeur.

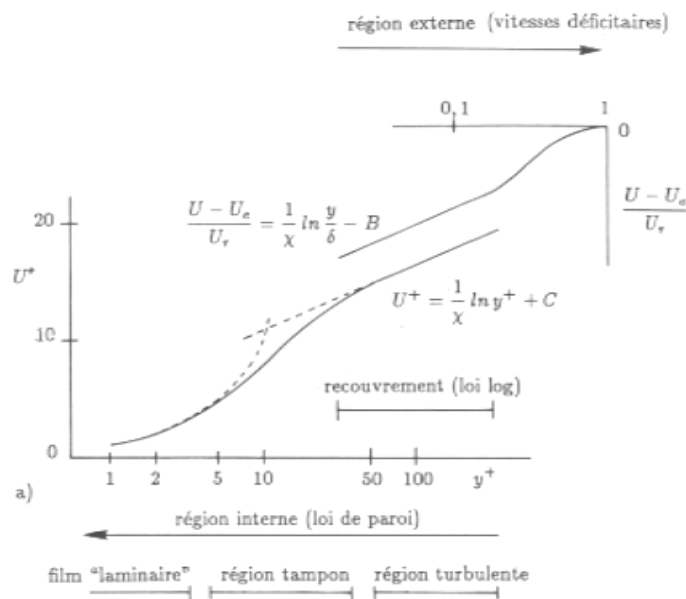


Figure 22 : Profil de vitesse à la paroi pour une couche limite turbulente (Cousteix 1989, p. 200).  $U$  : vitesse parallèle à la paroi,  $y$  : distance à la paroi.  $U^+$  et  $y^+$  vitesse et distance réduites.  $U^+ = U/U_\tau$  avec  $U_\tau = (\tau_p/r)^{1/2}$ ,  $\tau_p$  frottement de paroi.  $y^+ = yU_\tau/\nu$ .

FLUENT comprend deux approches principales pour modéliser la région voisine de la paroi. La première utilise des formules semi-empiriques, appelées fonctions de paroi, permettant de faire la transition entre la zone visqueuse et la zone turbulente. La seconde, que nous désignerons de « modèle à deux couches », résout les équations dans la région visqueuse avec un maillage allant jusqu'à la paroi.

Les fonctions de paroi ont été couramment utilisées et permettent de donner des résultats en épargnant du temps de calcul. Ce modèle est robuste, économique et précis, en particulier pour les écoulements à haut Reynolds. En revanche, pour les bas Reynolds, il présente des faiblesses car les hypothèses sous-jacentes aux fonctions de parois deviennent fausses. Il convient alors d'utiliser le modèle à deux couches.

Les fonctions de paroi standards sont celles qui ont été utilisées avec succès dans un grand nombre d'écoulement industriels, proposées par Launder et Spalding (1974). Ils existent aussi dans FLUENT des fonctions de paroi dites hors équilibre, qui sont un peu modifiées pour prendre en compte d'éventuels effets liés aux gradients de pression. Pour davantage de détails sur les méthodes de modélisation du voisinage des parois, on se reportera à la référence (FLUENT 1997).

### II.5.2. Conditions aux limites choisies pour le modèle de réacteur

Pour davantage de détails sur les conditions limites concernant le rayonnement, on se reportera au paragraphe II.4.3. Les principales conditions limites de notre modèle sont schématisées sur la Figure 23.

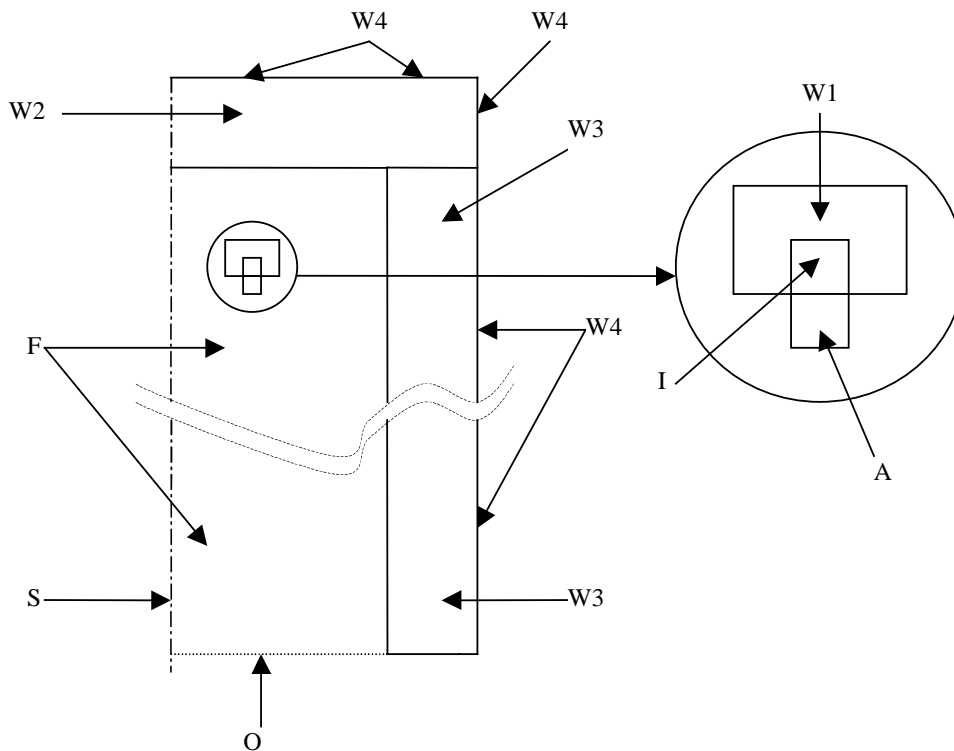


Figure 23 : Schéma du domaine de calcul avec les zones correspondant aux conditions aux limites. W1 : anneau entourant l'entrée de gaz plasma, représentant les électrodes. W2 : paroi horizontale fermant le haut du réacteur (tête). W3 : parois verticales du cylindre comprenant les zones réactives ZR1 et ZR2. W4 : limite correspondant à l'eau de refroidissement des différentes parties isolées i.e. W2 et W3. O : sortie des gaz. S : axe de symétrie du réacteur, I : injection de gaz froid en amont de la zone d'arc (gaz amené à devenir un plasma). A : zone d'arc. F : domaine de calcul fluide (pas une condition limite).

Les caractéristiques des conditions aux limites sont résumées dans le Tableau 6.

Condition limite	$v_r$	$v_z$	$T$	Conductivité thermique	Rayonnement
I	Dépend du débit $\frac{v_r}{v_z} = \tan \alpha$		$T = 293 \text{ K}$		$\varepsilon = 0$
W1	$v_r = 0$	$v_z = 0$	$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$		$\varepsilon = 0$
W2	$v_r = 0$	$v_z = 0$		$k_2$	$\varepsilon = 1$
W3	$v_r = 0$	$v_z = 0$		$k_3$	$\varepsilon = 1$
W4	$v_r = 0$	$v_z = 0$	$T = 293 \text{ K}$		
O	Extrapolée à partir des cellules adjacentes; vitesse normale telle que le bilan de masse soit satisfait				$\varepsilon = 0$
S	$v_r = 0$	$\frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$		$\varepsilon = 0$

Tableau 6 : Caractéristiques principales des différentes conditions aux limites, avec les notations classiques en coordonnées cylindriques.

La paroi du cylindre vertical (W3) et la paroi de la tête sont conductrices mais leur conductivité ne peut être évaluée très précisément. En effet, elles sont constituées de plusieurs couches, de matériaux dont les conductivités ne sont pas toujours connues aux températures qu'ils atteignent dans le réacteur. De plus, le caractère multi-couche induit des phénomènes de ponts thermiques qui rendent difficile l'évaluation des propriétés thermiques de l'ensemble. Ces conductivités feront donc l'objet d'études de sensibilité. Les trois électrodes sont représentées par une fente annulaire (I) dont les parois (W1) sont adiabatiques et non émissives. Les pertes par conduction dans les électrodes dans le réacteur réel ont été otées de la puissance injectée dans le modèle et disparaissent ainsi du bilan thermique global. L'eau de refroidissement des parois (W4) est modélisée comme étant une paroi de température constante.

### II.5.3. La zone d'arc

La cellule A (qui en 3D constituerait un anneau de cellules, cf. Figure 23) constitue l'équivalent d'une condition à la limite pour le reste de l'intérieur du réacteur et dans cette zone des équations modifiées de conservation s'appliquent. En amont de cette zone d'arc, le gaz est froid et provient de la cellule I.

#### a) Equation de la chaleur modifiée

Elle comprend un terme supplémentaire, une source  $S_h$  ( $\text{W.m}^{-3}$ ) :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + S_h \quad (53)$$

En pratique, cette source est une entrée du modèle. Sa valeur est déduite de la puissance électrique introduite dans le réacteur moins les pertes par refroidissement dans les fourreaux et les électrodes. Cette dernière puissance, que nous désignerons par  $P_u$ , est, en première approximation, assimilée à la puissance dissipée dans les arcs car pour des raisons pratiques, il est impossible de modéliser correctement les pertes dans les fourreaux et les électrodes dans la géométrie choisie pour le modèle.

### b) Equations de quantité de mouvement modifiées

Cette modification des équations du mouvement dans la zone d'arc constitue une approche originale. Elle permet d'inclure dans le modèle numérique des écoulements l'influence de la force de Lorentz, dont la valeur théorique est calculée en utilisant la loi de Biot et Savart. Cette méthode simplifiée permet d'éviter des calculs magnétohydrodynamiques irréalisables compte tenu des capacités de calcul à notre disposition. Elle est en outre moins empirique que l'approche préconisée par Gardin et al. (1992).

Les forces de Lorentz qui ont été évaluées dans le chapitre précédent sont moyennées dans le temps et dans l'espace afin d'obtenir une source volumétrique de quantité de mouvement :

$$\vec{S}_{qdm} = \frac{1}{V} \iiint_V \left( \frac{1}{T} \int_0^T \vec{F}(M,t) dt \right) dv \quad (54)$$

où,  $V$  est le volume de l'arc dans le calcul du chapitre précédent.

Ce terme décomposé en sa composante radiale  $S_r$  et axiale  $S_z$  ( $N.m^{-3}$ ) est introduit comme source dans les équations de quantité de mouvement.

Radial :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_r) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2r\mu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right) - \frac{2\mu v_r}{r^2} + S_r \end{aligned} \quad (55)$$

Axial

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_z) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right) + S_z \quad (56)$$

La direction du vecteur source de quantité de mouvement lié au force de Lorentz est indépendante de la valeur efficace du courant. Elle ne dépend que des paramètres géométriques. Pour notre géométrie des électrodes, ce vecteur forme un angle de 65 degrés avec la verticale, ce qui dans une simulation typique conduit à un angle de la vitesse du gaz plasma sortant de A d'environ 50 degrés. Cette valeur peut être comparée favorablement à

celle trouvée de manière empirique, dans un modèle précédent, où l'influence des forces de Lorentz était représentée par une vitesse déviée vers l'extérieur (Ravary et al. 1997).

L'addition du terme source supplémentaire modifie l'écoulement de sorte à avoir une éjection centrifuge caractéristique des systèmes triphasés alternatifs (cf. Figure 24).

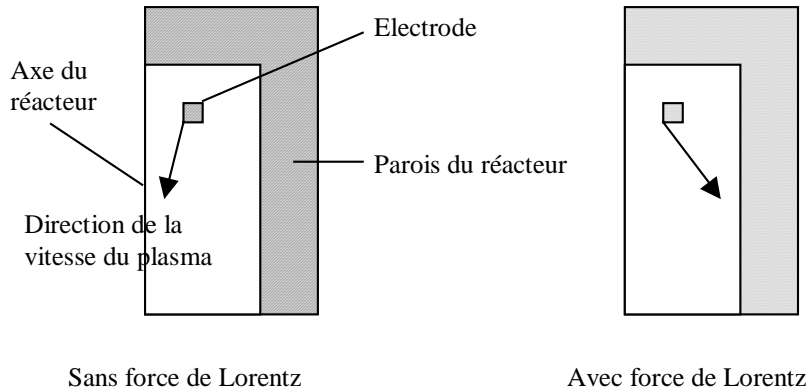


Figure 24 : Schémas représentant la direction de la vitesse du plasma en sortie des torches avec et sans force de Lorentz dans le modèle numérique.

## II.6. METHODES NUMERIQUES

### II.6.1. Aperçu sur les méthodes numériques dans FLUENT

Le modèle hydrodynamique du réacteur a été construit avec la version 4.4 du logiciel FLUENT à maillage structuré. Ce logiciel utilise une méthode numérique de volumes finis pour résoudre les équations de conservation, qui comprend les étapes suivantes :

- Division du domaine de calcul en volumes finis discrets, avec un maillage,
- Intégration des équations sur les volumes finis de manière à construire un système d'équations algébriques pour les valeurs discrètes des inconnues,
- Résolution des équations discrétisées.

Les principales méthodes numériques utilisées par défaut seront brièvement décrites dans ce paragraphe. Il convient toutefois de noter que de nombreuses méthodes alternatives qui peuvent être activées très simplement dans FLUENT, ne seront pas évoquées ici. Pour plus de détails sur les méthodes numériques disponibles dans FLUENT, on se reportera à (FLUENT 1997).

La méthode des volumes finis utilisée par FLUENT provient de Patankar (1980). Le domaine de calcul est divisé en cellules ou volumes de contrôle, permettant de discrétiser les équations. Toutes les inconnues sont stockées au centre des volumes de contrôle selon la procédure dite de "stockage non décalé". Lors du calcul certaines valeurs doivent être évaluées à la frontière des cellules. Une interpolation est alors nécessaire, et peut être réalisée suivant différents schémas, dont celui par défaut en "loi de puissance". FLUENT utilise une résolution séquentielle des équations dans chaque direction de l'espace. Ce processus demande une

équation supplémentaire pour actualiser la valeur de la pression après la résolution des trois équations de mouvement (donnant *a priori* trois pressions). Deux algorithmes qui permettent de relier les champs de vitesses et de pression satisfaisant les équations du mouvement en chaque point sont disponibles : SIMPLE (par défaut) et SIMPLEC. Il convient dans un second temps de faire des itérations jusqu'à un critère d'arrêt de sorte que les résultats satisfassent les équations en tout point. Plusieurs techniques pour accélérer la convergence sont disponibles en particulier la procédure multigrille.

Les équations discrétisées pour une variable  $\Phi$  sont de la forme :

$$A_p \Phi_p = A_s \Phi_s + A_n \Phi_n + A_e \Phi_e + A_w \Phi_w + S \quad (57)$$

où les indices  $s$ ,  $n$ ,  $e$  et  $w$  font référence aux cellules adjacentes au point  $p$ ,  $A$  sont des coefficients incluant la convection et la diffusion de  $\Phi$  et  $S$  un terme source générique.

Le critère d'arrêt basé sur la somme des résidus normalisés sur l'ensemble des points du domaine de calcul s'écrit alors :

$$\left| \frac{\sum_p (A_p \Phi_p - A_s \Phi_s - A_n \Phi_n - A_e \Phi_e - A_w \Phi_w - S)}{\sum_p A_p \Phi_p} \right| < \varepsilon_\Phi \quad (58)$$

Nous avons utilisé pour  $\varepsilon_\Phi$  les valeurs recommandées dans le manuel FLUENT de  $10^{-6}$  pour l'enthalpie et  $10^{-3}$  pour les autres grandeurs.

## II.6.2. Maillage et matériel informatique

Le choix de la finesse du maillage est un problème délicat. Il convient de faire un maillage suffisamment fin pour que les résultats aient une bonne précision. Mais un maillage excessivement fin peut conduire à des temps de calcul incompatibles avec un travail efficace. Certaines règles s'appliquent lors de la construction d'un maillage, en termes de tailles et de formes de cellules, pour limiter les erreurs purement numériques (FLUENT 1997). Une approche pragmatique, utilisée par Njah et al. (1993), consiste à raffiner la grille jusqu'à obtenir des résultats indépendants du maillage. Nous avons suivi cette méthode robuste pour aboutir au maillage du réacteur.

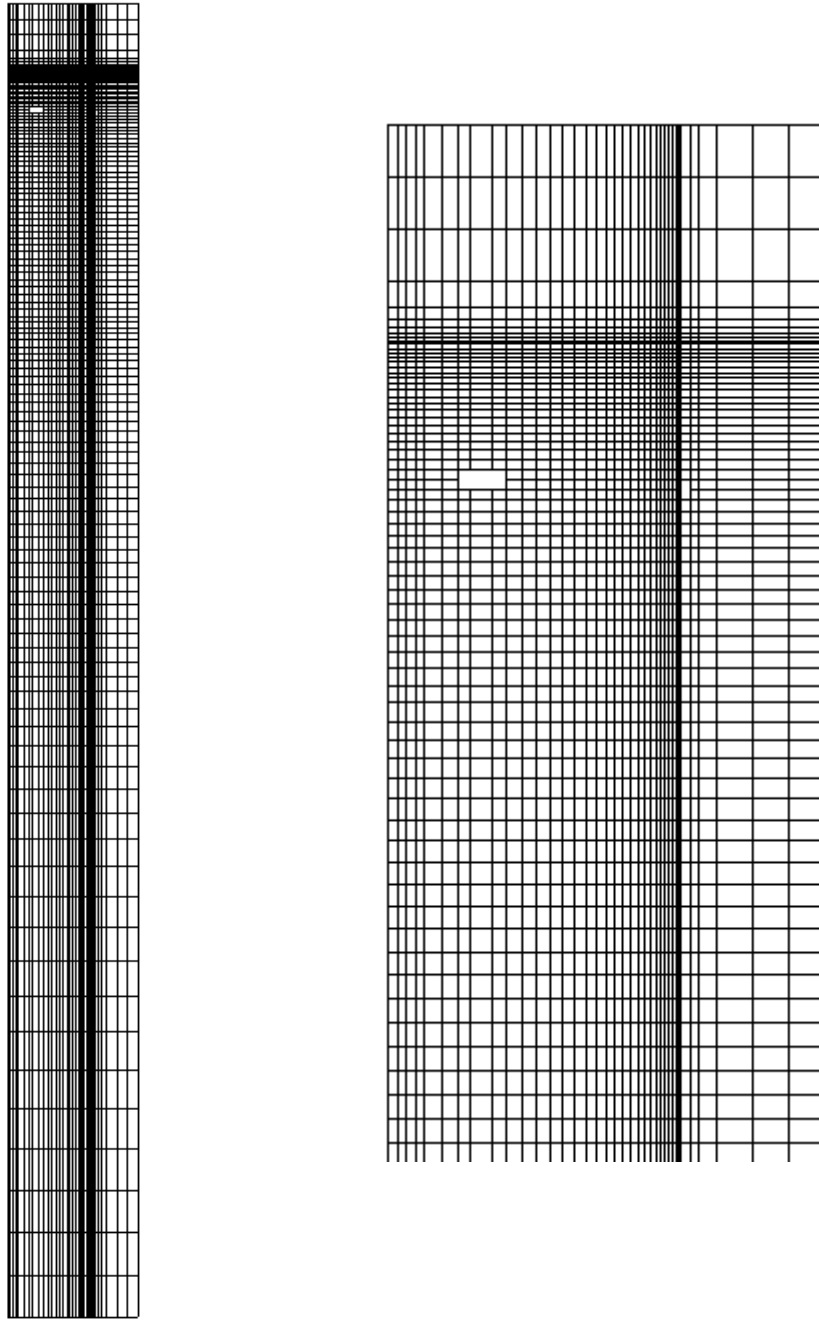


Figure 25 : Maillage du réacteur : à gauche, maillage du réacteur entier (domaine fluide et parois); à droite, zoom sur la partie haute du réacteur au voisinage des électrodes.

Le maillage a été reserré au voisinage des parois car ce sont des zones où les gradients les plus importants sont observables. Dans ces zones, la longueur caractéristique perpendiculaire à la paroi des cellules de calcul vaut environ 1 mm pour la paroi verticale et inférieure à 0,5 mm pour la paroi horizontale. Dans les simulations d'arcs, les auteurs raffinent aussi en général le voisinage immédiat de l'électrode. Nous ne l'avons pas fait car nous nous intéressons plus au comportement global du réacteur et les électrodes ont été modélisées de manière très simplifiée par ailleurs. Le maillage étant structuré, le raffinement à la paroi à un prix : si nous n'avons aucun problème dans le haut du réacteur où il a été fait en sorte d'avoir un maillage très fin dans les deux directions (zone la plus importante : injection du gaz plasma), en queue de réacteur, les cellules de calcul sont très déformées. Toutefois, comme



cette zone est éloignée de la région critique des arcs avec les forts gradients, nous pensons que les conséquences de ce défaut sont faibles. Cette analyse a d'ailleurs été confirmée par la sensibilité faible des résultats à un reserrement du maillage dans la zone de sortie.

Avec la grille présentée ci-dessus et en utilisant un ordinateur HP 9000/S200 (série 770), le temps moyen de convergence était voisin de 8 heures.

## II.7. ETUDES DE SENSIBILITE

Nous avons présenté les principales caractéristiques du code de calcul, ainsi que les conditions aux limites. Il demeure toutefois certains paramètres qui sont connus avec une précision insuffisante et/ou dont il est souhaitable de déterminer l'influence sur le modèle. Nous avons donc procédé à leur étude systématique. Pour la validation du modèle seules les conductivités thermiques des parois et quelques inconnues pour le rayonnement furent le résultat de cette étude. Enfin, des comparaisons entre les modèles de turbulence sont aussi présentées.

Les différentes études de sensibilité présentées ci-après sont basées sur des valeurs typiques de puissance et de débit massique du réacteur.

### II.7.1. Rayonnement

#### a) Coefficient d'absorption

Pour des valeurs du coefficient d'absorption inférieures à  $10^{-5} \text{ m}^{-1}$ , bien que l'absorption du rayonnement reste faible, le terme correspondant à l'émission propre dans l'équation (47) n'est plus négligeable, du fait des températures très élevées du gaz plasma. Ainsi, pour une température du gaz de 6000K et une température de 1000K à la paroi avec un coefficient d'absorption de  $10^{-2} \text{ m}^{-1}$  et  $s = 10 \text{ cm}$ , le terme d'émission du gaz vaut environ  $2,3 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  alors que le terme de la densité de flux échangée aux parois vaut  $1,8 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ .

En conséquence, la paroi reçoit des quantités importantes de rayonnement du gaz et, le flux radiatif est négatif en presque tous les points (cf. Figure 26) – par convention, le flux issu des parois est positif.

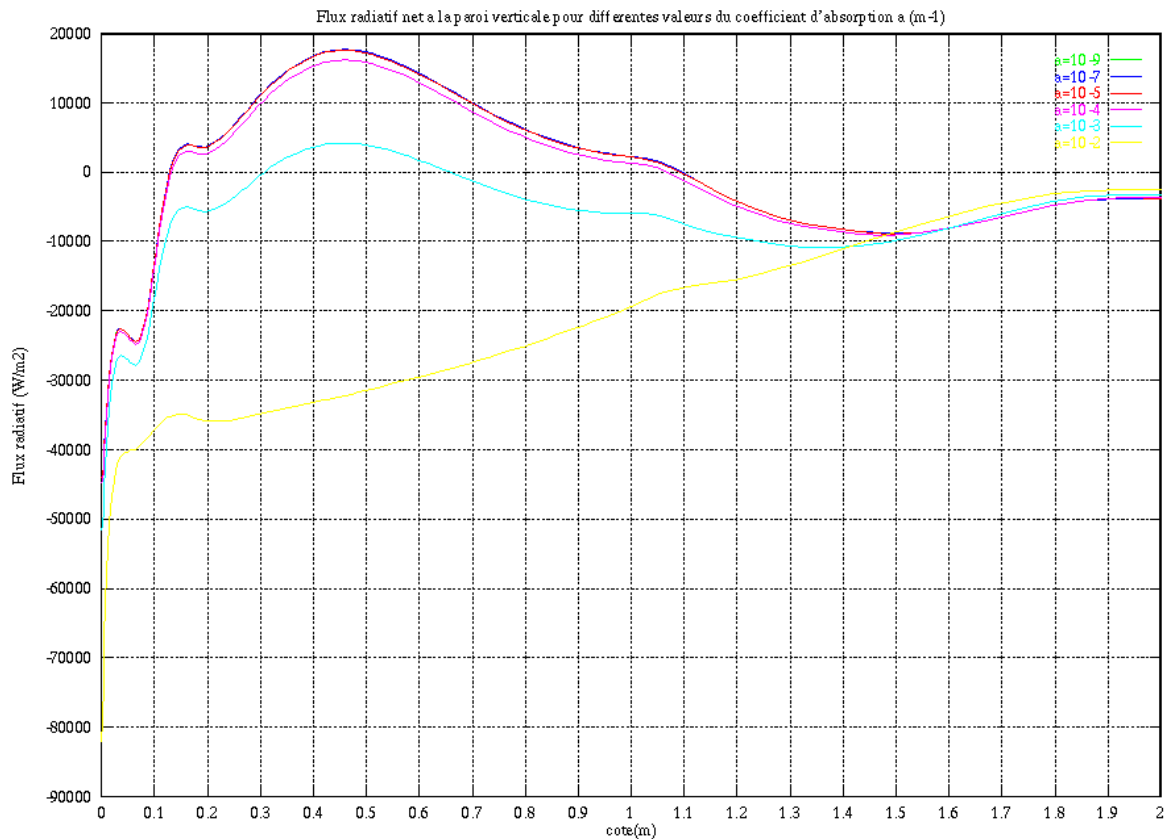


Figure 26 : Etude de l'influence du coefficient d'absorption du gaz sur le flux radiatif net à la paroi verticale

La conséquence de la forte émission du gaz quand le coefficient d'absorption est élevé, est un bilan de chaleur complètement modifié par rapport à celui où le gaz est transparent. Pour  $a = 10^{-2} m^{-1}$ , les transferts thermiques sont augmentés par un rayonnement prépondérant du gaz vers les parois dans ZR1 et au niveau de la tête. Un phénomène analogue est observé expérimentalement quand des particules solides se forment ou sont injectées dans la zone chaude puisque ces particules contribuent à augmenter l'émissivité du gaz. Pour notre milieu gazeux supposé transparent, nous avons choisi un coefficient d'absorption  $10^{-9} m^{-1}$ .

### b) Nombres de divisions en $\theta$ et $\phi$

Nous avons obtenu des résultats satisfaisants en prenant 20 divisions pour chacun des angles. Plus le nombre de divisions est important, meilleure est la précision. Cependant les temps de calcul augmentent aussi de façon significative. Afin de déterminer le nombre de divisions permettant de concilier une bonne précision et un temps de calcul minimum, nous avons effectué une étude paramétrique. En comparant la répartition des flux radiatifs à la paroi (cf. Figure 27), on observe que les courbes sont extrêmement proches les unes des autres et on peut difficilement choisir le nombre de divisions idéal.

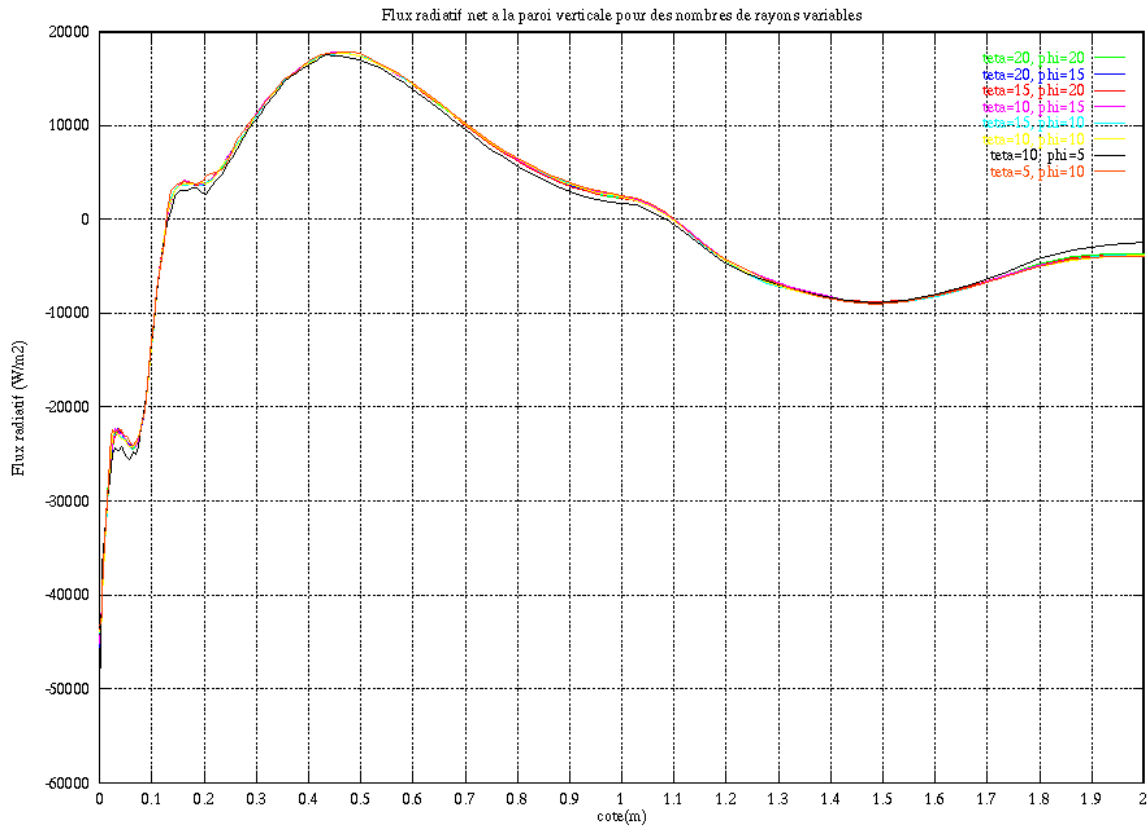


Figure 27 : Comparaison de la répartition des flux radiatifs sur la paroi verticale du modèle pour différentes valeurs du nombre de divisions de  $\theta$  et  $\phi$ .

Si le nombre de divisions pour  $\theta$  et  $\phi$  descend en dessous de 10, l'écart des bilans radiatifs sur l'ensemble du réacteur change de façon sensible. Pour cette raison, nous avons choisi 10 pour chacune de ces valeurs.

### c) Validation des paramètres choisis pour la méthode DTRM

Nous avons utilisé les paramètres du modèle avec les valeurs données plus haut, puis nous avons comparé le résultat de la solution analytique avec celui donné par la méthode DTRM sur le maillage du modèle hydrodynamique, en ne calculant que les transferts radiatifs dans des conditions de température identiques. Les paramètres radiatifs utilisés sont ceux du paragraphe III. Les résultats confirment la validité des paramètres choisis (cf. Figure 28 et Tableau 7).

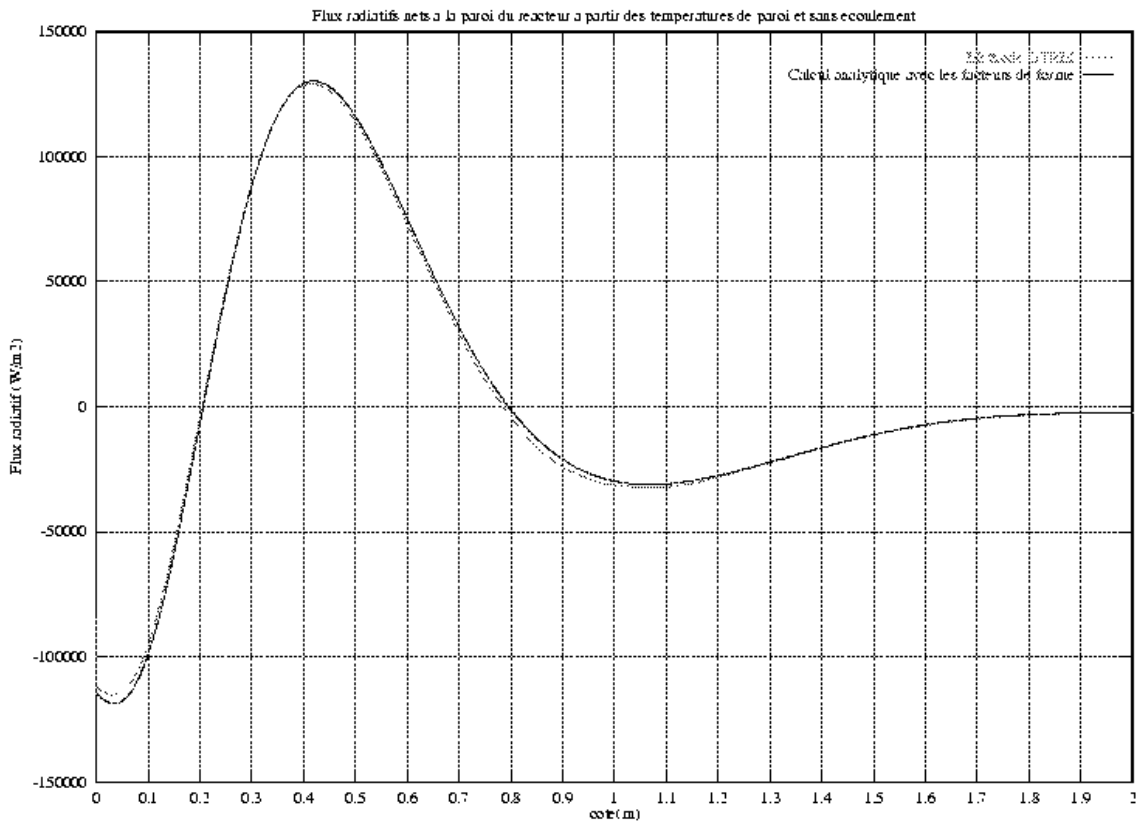


Figure 28 : Comparaison de la répartition des flux radiatifs d'un cylindre rayonnant sur lui-même dans les conditions décrites au paragraphe II.4.1, entre le calcul analytique (trait plein) et la méthode DTRM avec les paramètres du paragraphe II.4.3.

Tableau 7 : Bilans radiatifs nets sur chaque partie du réacteur et bilans totaux en kW (convention : puissance émise positive, puissance reçue négative)

	Chapeau graphite (1013K)	Parois verticales (profil)	Sortie (500K)	Bilan
Calcul analytique	-8.2	8.4	-0.2	0.05
Méthode DTRM	-8.2	7.6	-0.2	-0.83

Compte tenu de l'écart relativement faible, nous avons utilisé les paramètres du paragraphe II.4.3 pour le modèle hydrodynamique global.

#### d) Influence du rayonnement

Nous avons comparé les résultats obtenus avec le modèle hydrodynamique sans rayonnement et avec rayonnement, pour le modèle laminaire. Comme prévu, puisque le rayonnement transfère de l'énergie des parois chaudes vers les parois froides, les températures de paroi ont tendance à s'uniformiser quand on prend en compte le rayonnement (cf. Figure 29), les écarts entre les deux profils sont très importants.

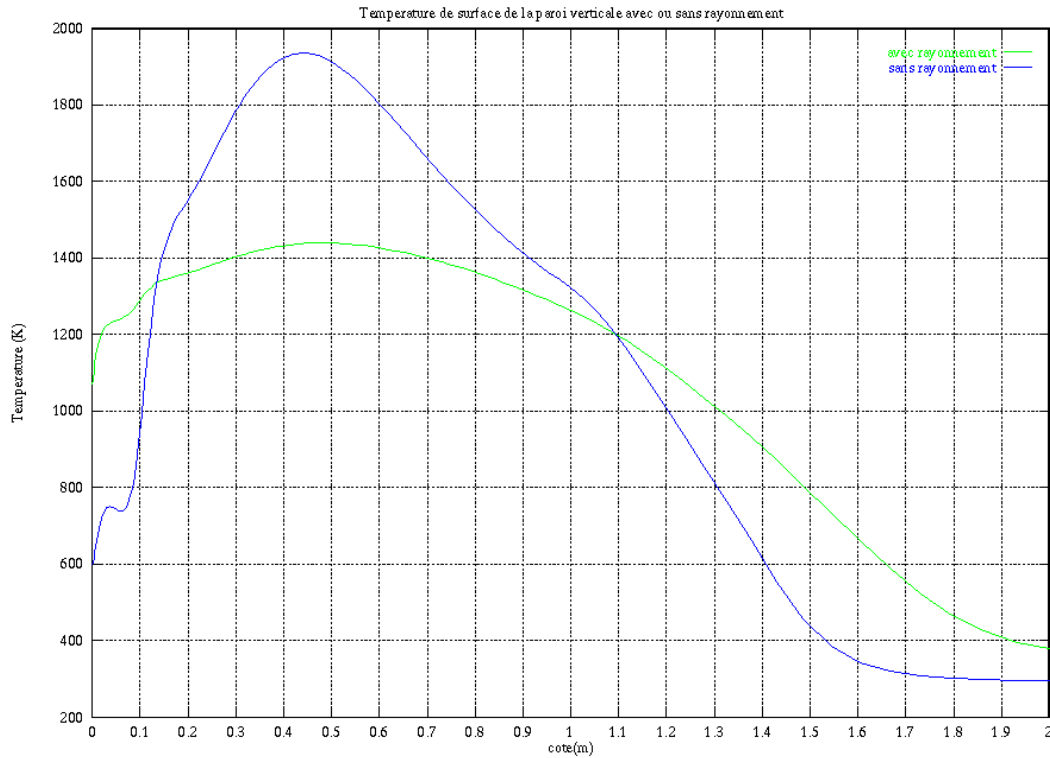


Figure 29 : Comparaison des températures de paroi du modèle sans rayonnement (bleu) et avec rayonnement (vert).

Contrairement à la conduction et à la convection, qui sont des modes de transferts thermiques relativement lents et nécessitant un contact entre les molécules, le rayonnement s'effectue à distance et de façon instantanée (compte tenu de la taille du réacteur) pourvu que les parois concernées aient un angle de vue. Le fait que le flux radiatif soit proportionnel à la différence des puissances de 4 des températures, explique l'efficacité de ce processus dans le cas de notre réacteur où les parois sont très chaudes. Le rayonnement «aplatit» de façon significative la distribution de la température, à la paroi verticale, à cause des échanges d'énergie entre les éléments de paroi, d'autant plus importantes, que les écarts de température sont grands. Ainsi, la température maximale varie de plus de 1900 K à 1400 K et l'écart de température sur les deux mètres de la hauteur du réacteur est réduit d'un tiers. Ces résultats confirment de façon claire que le rayonnement ne peut en aucun cas être négligé dans le modèle du réacteur.

L'uniformisation des températures de paroi s'accompagne d'une uniformisation des flux conductifs (cf. Figure 30). Ce phénomène est logique puisque ce flux est proportionnel à la différence entre la température de la paroi intérieure du réacteur et l'eau de refroidissement. En revanche, il est plus remarquable de constater que la répartition du flux convectif reste sensiblement identique au cas sans rayonnement malgré des répartitions de température très différentes. Ce dernier point s'explique par le fait que la température de paroi étant très inférieure à la température du fluide, une variation de la température de paroi n'aura qu'une faible influence sur la variation de l'écart fluide/paroi. De plus, la variation de la température de paroi s'accompagne de la variation de la température de l'écoulement et donc du gradient dans la couche limite.

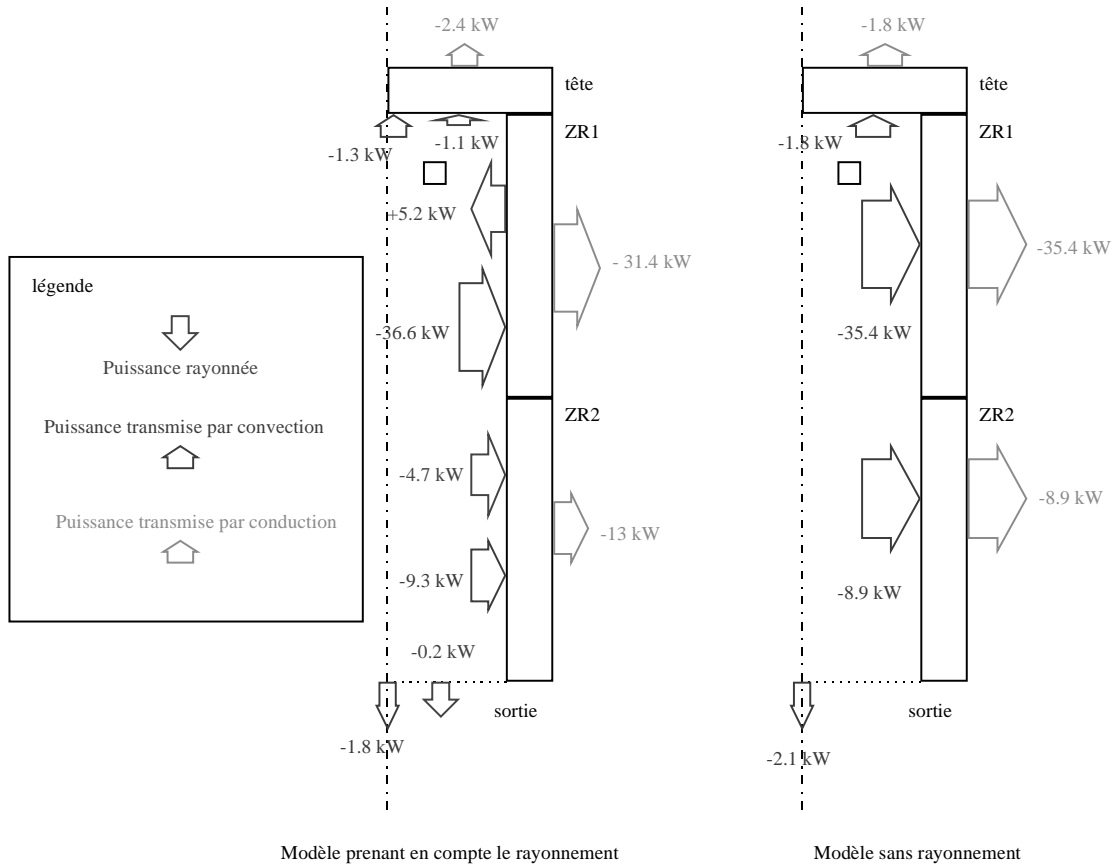


Figure 30: Bilans calorifiques pour le modèle avec rayonnement (gauche) et sans rayonnement (droite).

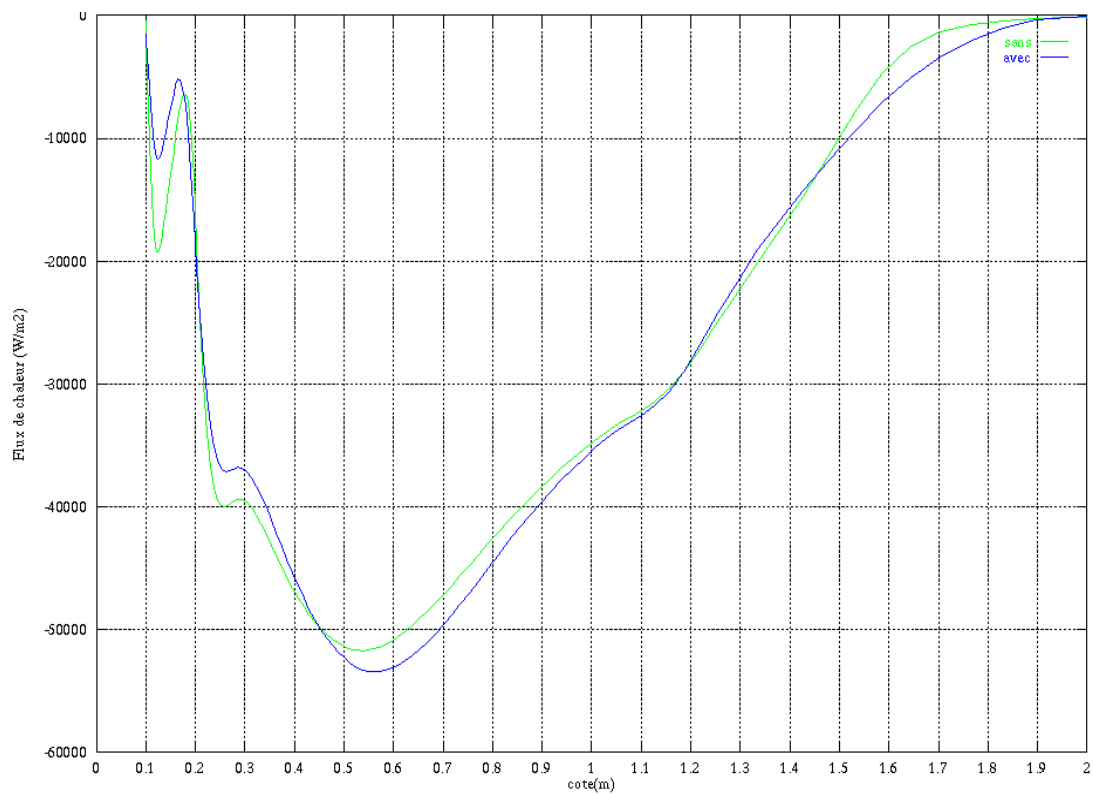


Figure 31 : Comparaison des flux convectifs à la paroi verticale avec (bleu) et sans rayonnement (vert).

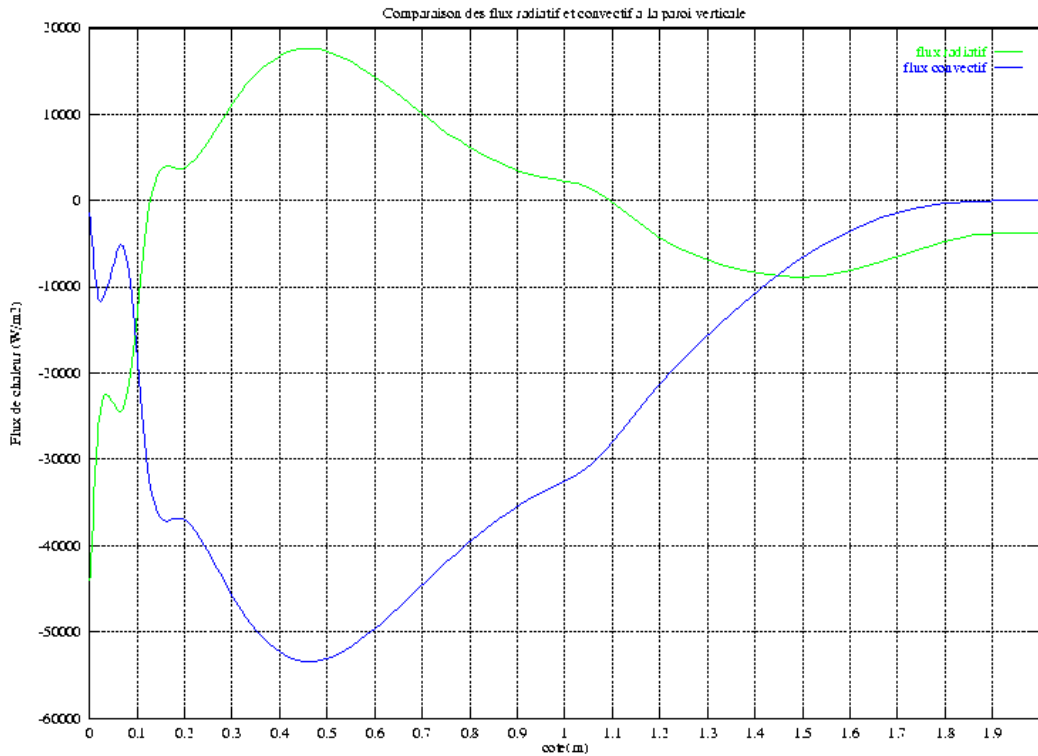


Figure 32 : Répartition des flux convectifs et radiatifs le long de la paroi verticale.

L'influence du rayonnement dans les simulations avec les modèles de turbulence sont du même type que celles décrites précédemment. Toutefois pour les modèles k- $\epsilon$  et RSM, elles sont beaucoup plus marquées. Par exemple la température de paroi peut varier de 6000 K sans rayonnement (valeur irréaliste) à 2000 K avec le rayonnement.

### II.7.2. Conductivités thermiques des parois

Les conductivités des parois ne peuvent être connues avec une grande précision pour deux raisons. D'une part, les parois sont constituées de couches de différents matériaux, de l'intérieur du réacteur vers l'extérieur : graphite massif, feutre de graphite, graphite massif et paroi inox. Ceci implique des phénomènes complexes de résistance de contact. D'autre part, les domaines de températures pour lesquels les propriétés thermiques de ces matériaux sont connues avec précision ne correspondent pas aux conditions opératoires du réacteur. Par conséquent, ces paramètres ne peuvent qu'être identifiés en se basant sur les mesures.

Deux conductivités de paroi interviennent dans les simulations (cf. Tableau 6). La conductivité de la paroi verticale  $k_3$  (de W3) et celle de la paroi du chapeau  $k_2$  (de W2) n'ont pas la même influence sur les résultats. En effet, la première concerne toute la hauteur du réacteur alors que la seconde concerne une partie ayant une surface de contact avec le fluide réduite.

L'ensemble des résultats présentés ci-après concerne les conditions opératoires suivantes :

gaz : azote

puissance utile (dissipée dans les arcs) : 47,3 kW

débit massique : 1,7 kg/s

régime d'écoulement : laminaire.

L'influence de la conductivité de la paroi verticale sur le champ de température est très claire. Une faible valeur de conductivité, c'est-à-dire, une meilleure isolation induit des isothermes beaucoup plus allongées vers la sortie. Le fluide reste chaud plus longtemps (cf. Figure 33).

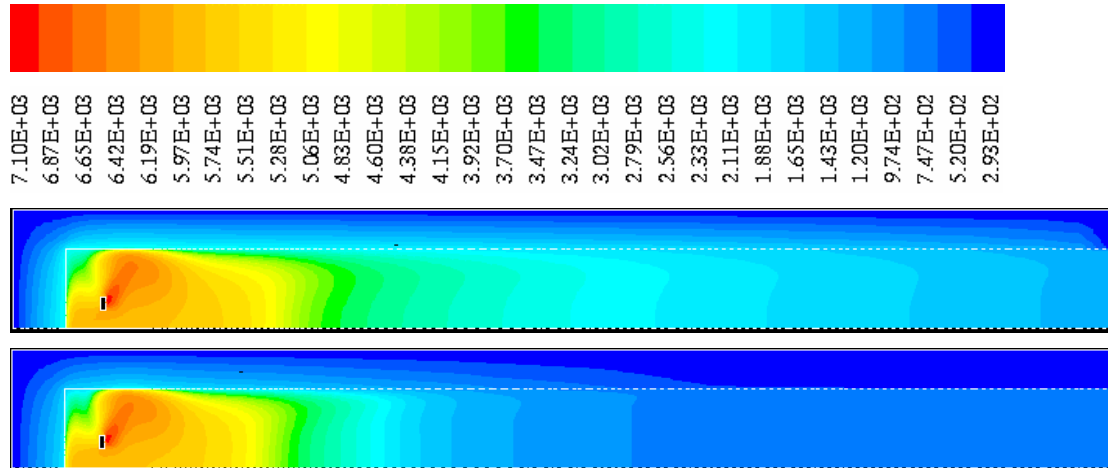


Figure 33 : Champs de température (modèle numérique). Echelle des couleurs en Kelvins. Haut :  $k_3 = 0,5 \text{ W/m.K}$ . Bas :  $k_3 = 1,75 \text{ W/m.K}$ . Modèle de réacteur disposé horizontalement avec les électrodes à gauche et la sortie du réacteur à droite.

L'influence sur la température des parois est aussi très nette (cf. Figure 34). Plus la conductivité est élevée et plus la température maximale à la paroi est basse. Pour les faibles conductivités, une décroissance rapide de la température axiale est observée pour atteindre une valeur voisine de la température fixée par la condition à la limite du domaine (qui correspond pour le réacteur réel à la température de l'eau de refroidissement). En conséquence, le pic de température correspondant au point où le jet chaud plasma rencontre la paroi a tendance à s'accroître. Pour des valeurs comprises entre 0,5 et 1 W/m.K, la température est éloignée de la température extérieure et le léger décrochement observé sur la distribution de température à cet endroit n'est pas physique mais correspond à l'extrapolation faite pour la condition à la limite de sortie ("O" de la Figure 23 et du Tableau 6).

En revanche, l'influence de la conductivité des parois sur le champ de vitesse est négligeable, dans la plage que nous avons explorée.



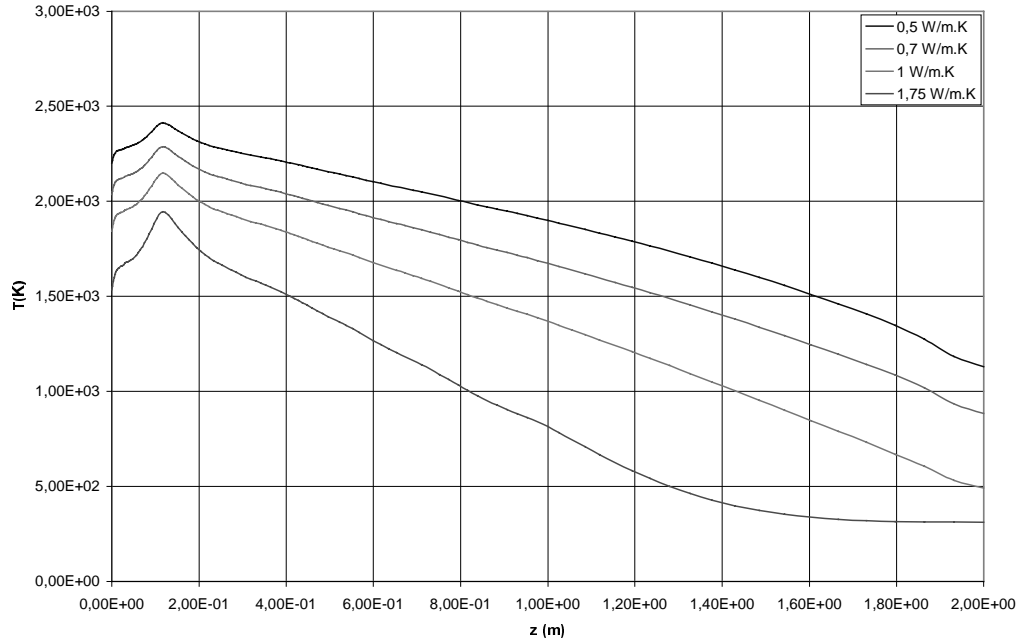


Figure 34 : Répartition de la température (K) à la paroi verticale en fonction de la cote z (m). z = 0 en haut de l'intérieur du réacteur.

Les évolutions des pertes de chaleur aux parois et de l'enthalpie du gaz à la sortie du réacteur en fonction de ces conductivités thermiques sont présentés sur les Figure 35 et Figure 36. Nous avons fait varier les conductivités dans une fourchette autour des valeurs donnant des résultats satisfaisants compte tenu des expériences.

Nous observons que la conductivité de la paroi verticale  $k_3$  a une influence prépondérante sur le bilan thermique du réacteur, comme attendu (cf. Figure 35). Une augmentation de  $k_3$  conduit à des transferts de chaleur plus importants dans ZR1 (premier mètre de paroi verticale) tandis qu'ils diminuent dans ZR2. Nous pouvons expliquer simplement ce phénomène. Quand  $k_3$  augmente les transferts conductifs sont favorisés dans ZR1 et ZR2. Mais ZR1 étant en amont, il dissipe une énergie plus importante. Donc ZR2 dispose de moins d'énergie et les dissipations dans ses parois sont diminuées. L'enthalpie du gaz en sortie et les pertes conductives dans la tête du réacteur varient très peu, ces deux valeurs ne sont touchées qu'indirectement par la conductivité.

## Chapitre II : Modélisation hydrodynamique du réacteur

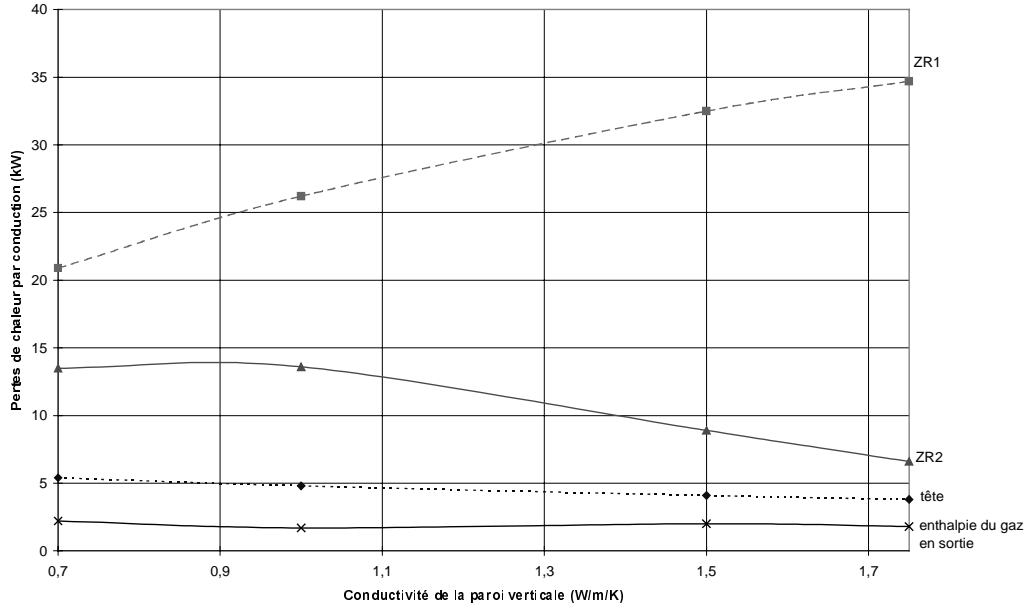


Figure 35 : Pertes de chaleur par conduction pour les différentes parois du réacteur et enthalpie du gaz sortant du réacteur (kW) en fonction de la conductivité de la paroi verticale ( $W/m/K$ ). La conductivité du chapeau est fixée à  $2,5 W/m/K$ .

La conductivité du chapeau  $k_2$  a principalement une influence sur cette partie du réacteur (cf. Figure 36). Ainsi quand  $k_2$  augmente les pertes conductives de la tête font de même. Les pertes de ZR1 principalement et de ZR2 sont modifiées pour compenser.

A travers ces résultats apparaît clairement l'influence prépondérante de la conductivité de la paroi verticale sur les transferts aux parois. Comme pour des raisons pratiques, la conductivité des parois n'est pas connue avec une grande précision, elle jouera le rôle de paramètre libre dans la phase de validation du modèle.

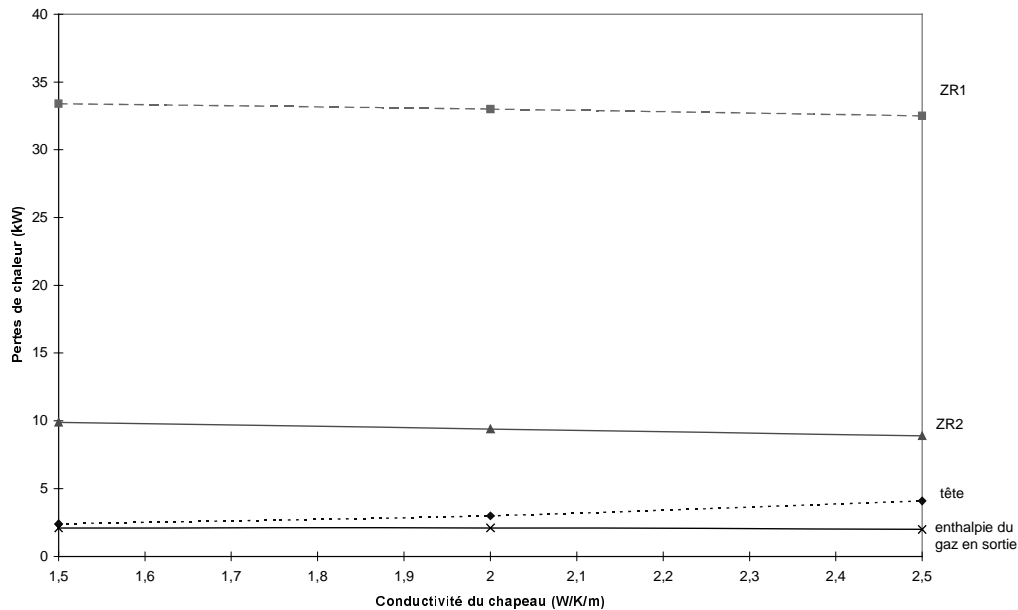


Figure 36 : Pertes de chaleur par conduction pour les différentes parois du réacteur et enthalpie du gaz sortant du réacteur (kW) en fonction de la conductivité de la paroi du chapeau ( $W/m/K$ ). La conductivité de la paroi verticale est fixée à  $1,5 W/m/K$ .

### II.7.3. Composante radiale de la force de Lorentz

La force de Lorentz, qui est prise en compte sous la forme d'une source de quantité de mouvement dans la zone d'arc est connue théoriquement. Néanmoins, nous avons cherché à évaluer l'incidence de la variation de sa direction sur le bilan thermique du réacteur. Quand on fait varier la composante radiale de la source de quantité de mouvement en laissant inchangée la composante axiale, deux modes de fonctionnement sont mis en évidence. Autour d'une valeur critique, qui dépend des conditions générales de la simulation, la transition de l'un à l'autre mode est observée. Ainsi dans le cas présenté sur la Figure 37, on observe qu'au voisinage de  $F_y = 1800 \text{ N/m}^3$ , les répartitions de pertes de chaleur aux parois varient sensiblement : dans ZR1 et la tête, les transferts par conduction à la paroi augmentent tandis que ceux dans ZR2 diminuent. La température à la paroi est modifiée de manière significative (cf. Figure 38), un pic de température apparaissant pour les valeurs de  $F_y$  supérieures à  $1800 \text{ N/m}^3$ .

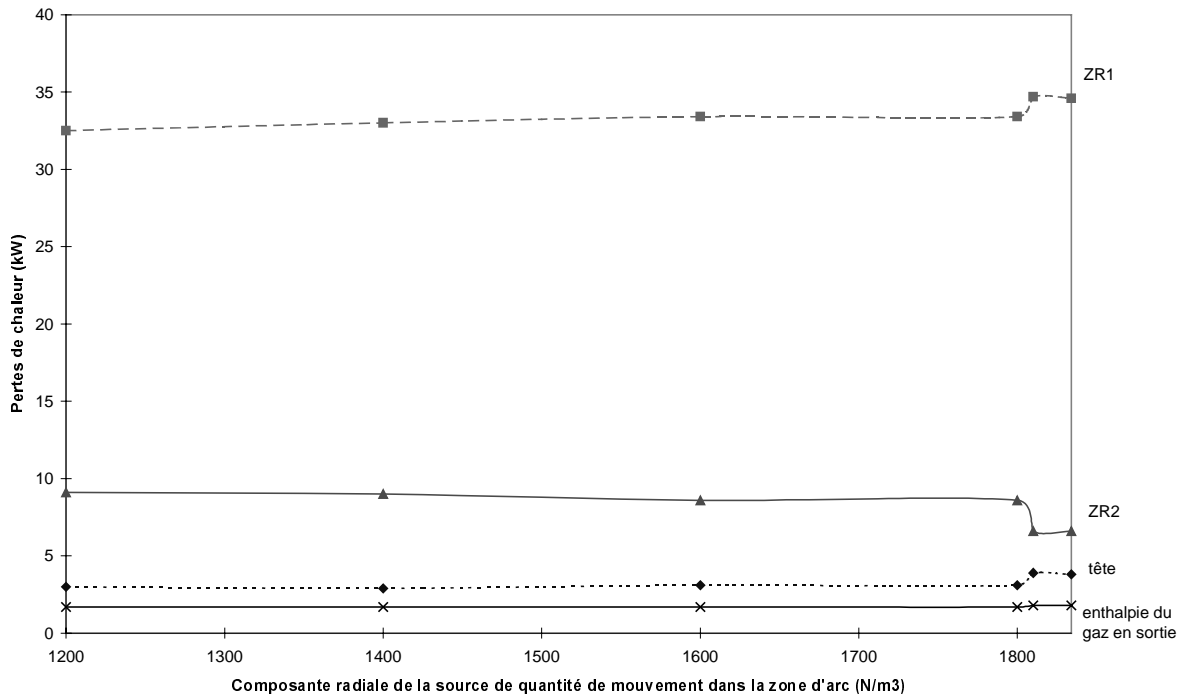


Figure 37 : Pertes de chaleur par conduction pour les différentes parois du réacteur et enthalpie du gaz sortant du réacteur (kW) en fonction de la valeur de la composante radiale de la source de quantité de mouvement de la zone d'arc ( $\text{N/m}^3$ ). La composante radiale est fixe et vaut  $400 \text{ N/m}^3$ . La conductivité de la paroi verticale est fixée à  $1,5 \text{ W/m/K}$  et celle du chapeau à  $2,5 \text{ W/m/K}$ .

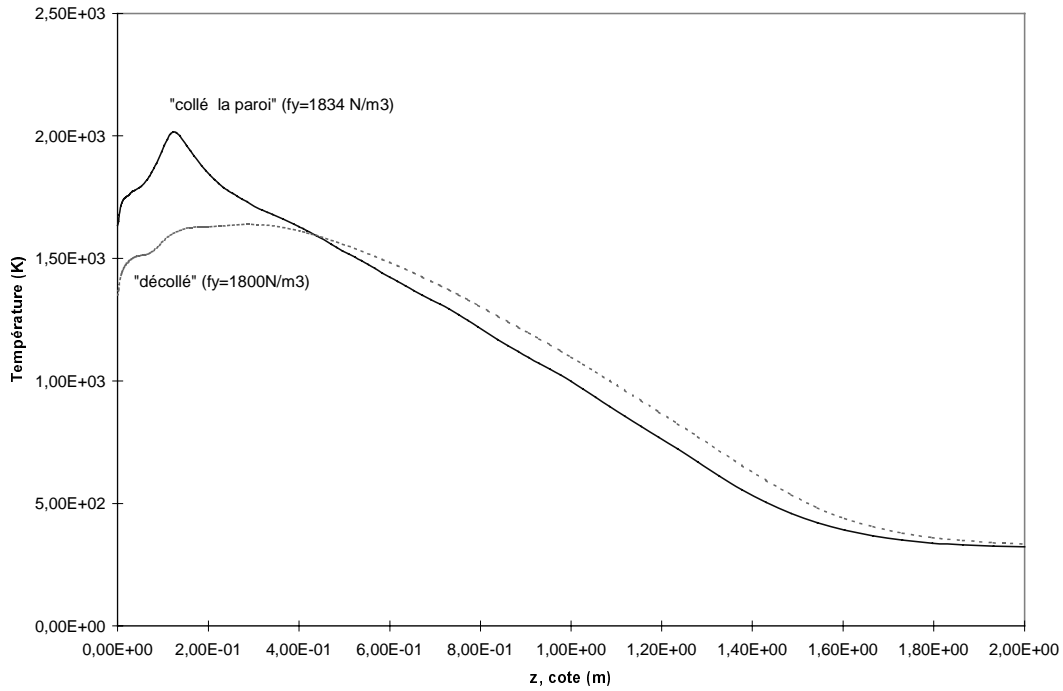


Figure 38 : Températures de la paroi verticale (K) en fonction de la cote z (m). z = 0 en haut à l'intérieur du réacteur. Trait plein : composante y de la force 1834 N/m<sup>3</sup>, pointillés : 1800 N/m<sup>3</sup>.

Ces différences dans le comportement thermique s'explique par deux modes d'écoulement hydrodynamique très distincts. Dans le premier, pour les grandes valeurs de  $F_y$ , le jet de gaz chaud vient heurter la paroi (cf. Figure 39), ce qui explique un pic de température sur la paroi verticale correspondant au point d'impact de ce jet chaud (cf. Figure 38).

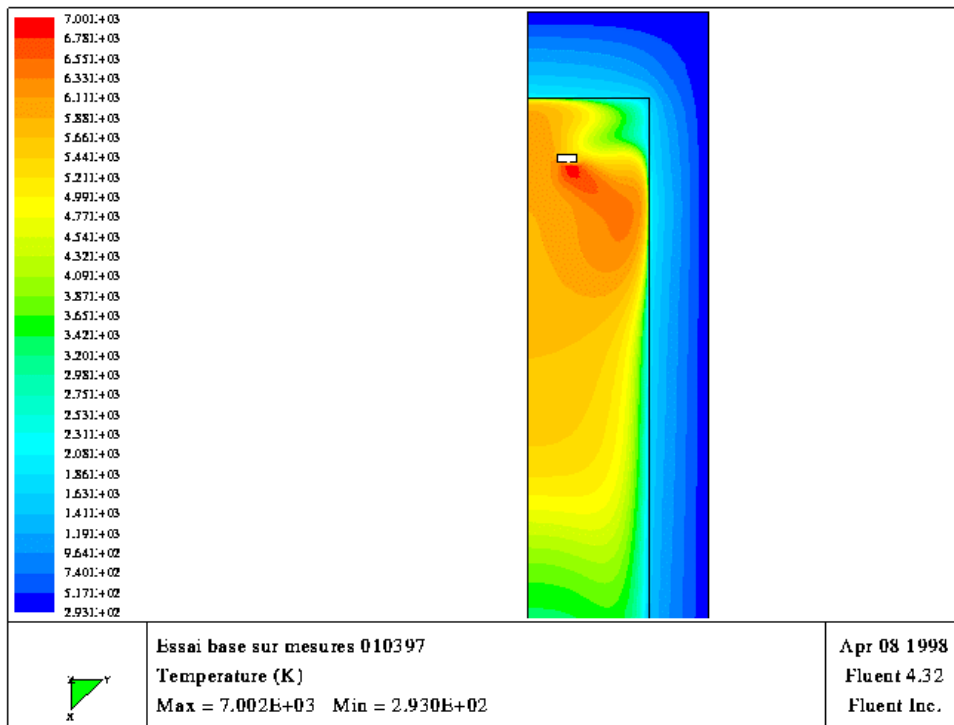


Figure 39 : Isothermes (légende à gauche) dans la partie haute du réacteur pour une composante y de la force de Lorentz de 1830 N/m<sup>3</sup>.

Dans le second mode d'écoulement, pour les valeurs plus faibles de  $F_y$ , le gaz plasma ne possède pas une impulsion suffisante et suit une trajectoire rejoignant rapidement la verticale sans entrer en contact direct avec la paroi (cf. Figure 40), résultant en un profil de température à la paroi plus uniforme (cf. Figure 38).

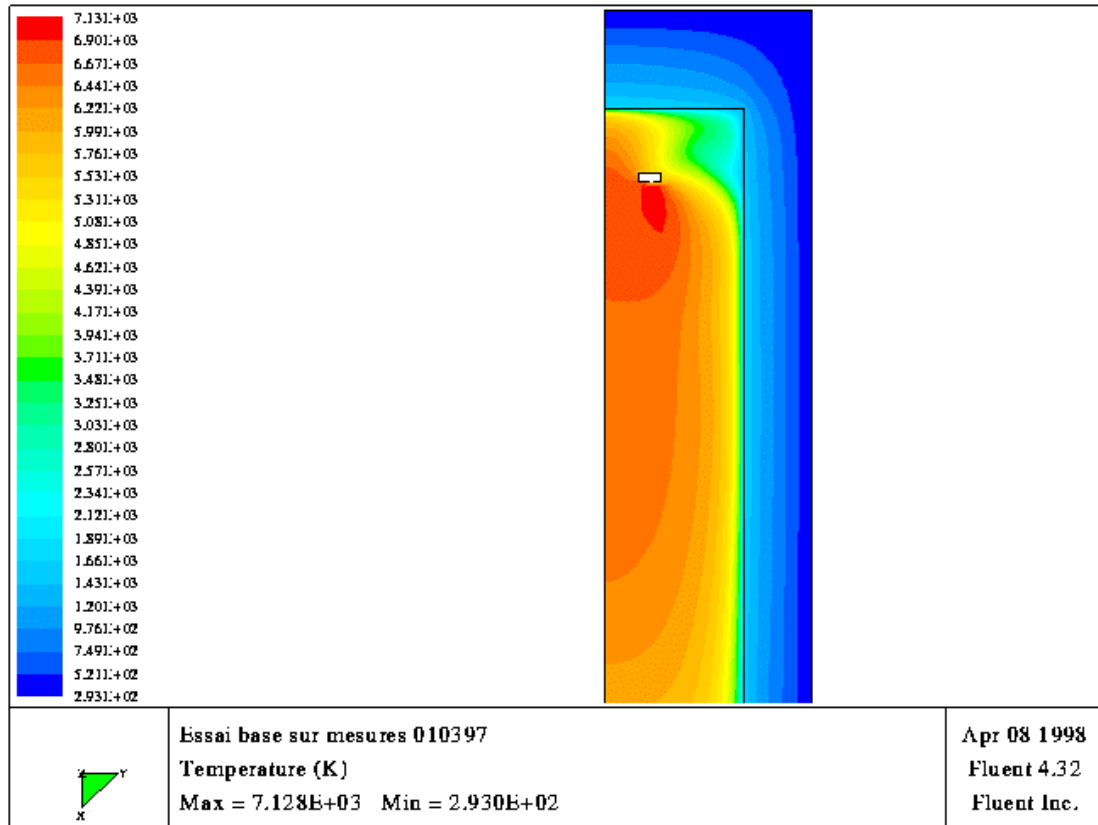


Figure 40 : Isothermes (légende à gauche) dans la partie haute du réacteur pour une composante  $y$  de la force de Lorentz de  $1800 \text{ N/m}^3$ .

#### II.7.4. Influence du régime d'écoulement et du modèle de turbulence

Dans notre modèle, si le rayonnement entre les parois est négligé, le régime d'écoulement et le modèle de turbulence ont une influence considérable (Ravary et al. 1996). La répartition des pertes de chaleur est totalement modifiée, en particulier pour les modèles  $k-\epsilon$  et RSM par rapport aux modèles RNG ou laminaires. Toutes les conditions restant identiques par ailleurs, le modèle  $k-\epsilon$  peut conduire à des températures de paroi aberrantes, résultant d'une surestimation des transferts de chaleur et de quantité de mouvement alors que le modèle laminaire donne des résultats cohérents de ce point de vue.

L'influence du modèle de turbulence est réduite quand le rayonnement est pris en compte comme nous l'avons fait. La différence, en termes de pertes de chaleur par conduction et de température aux parois, devient si faible qu'il est difficile dans la phase de validation de décider quel modèle choisir (cf. Figure 41 et Figure 42). Les modèles laminaires et RNG donnent des résultats quasiment identiques.

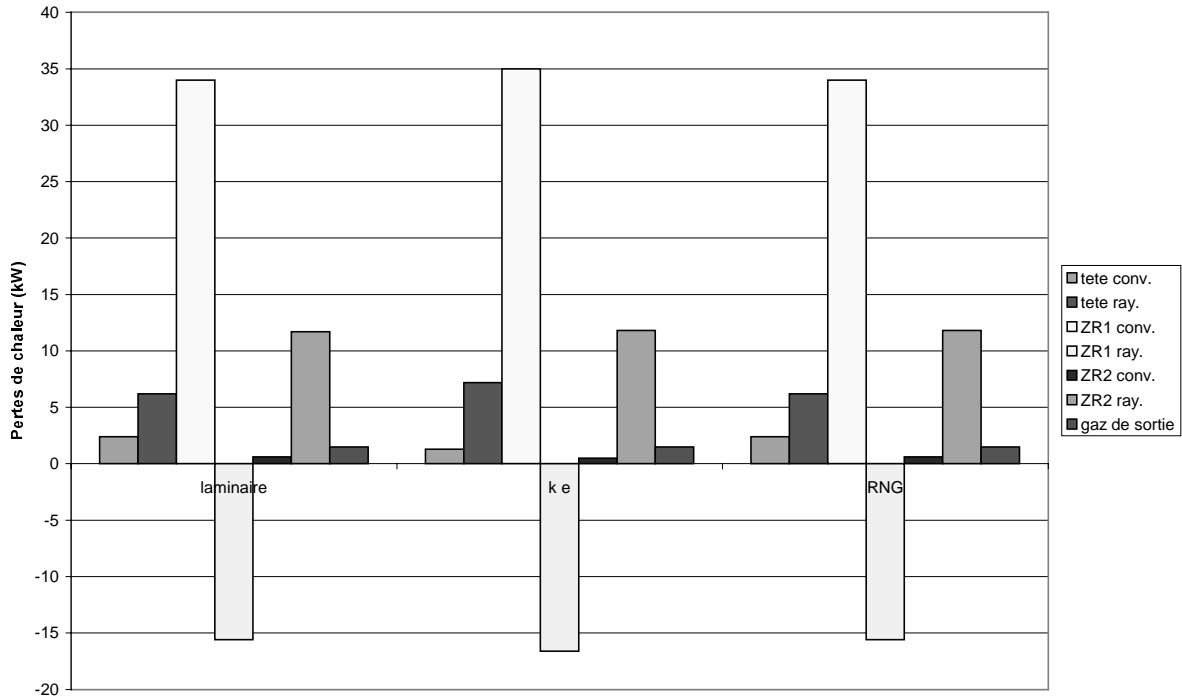


Figure 41 : Répartition des pertes de chaleur (kW) pour trois simulations ne différant que par le modèle de turbulence utilisé (laminaire, k-ε ou RNG). Légende : conv. = échanges convectifs, ray. : échanges par rayonnement. Le signe de l'échange de chaleur est négatif quand l'énergie est transmise vers l'intérieur du réacteur.

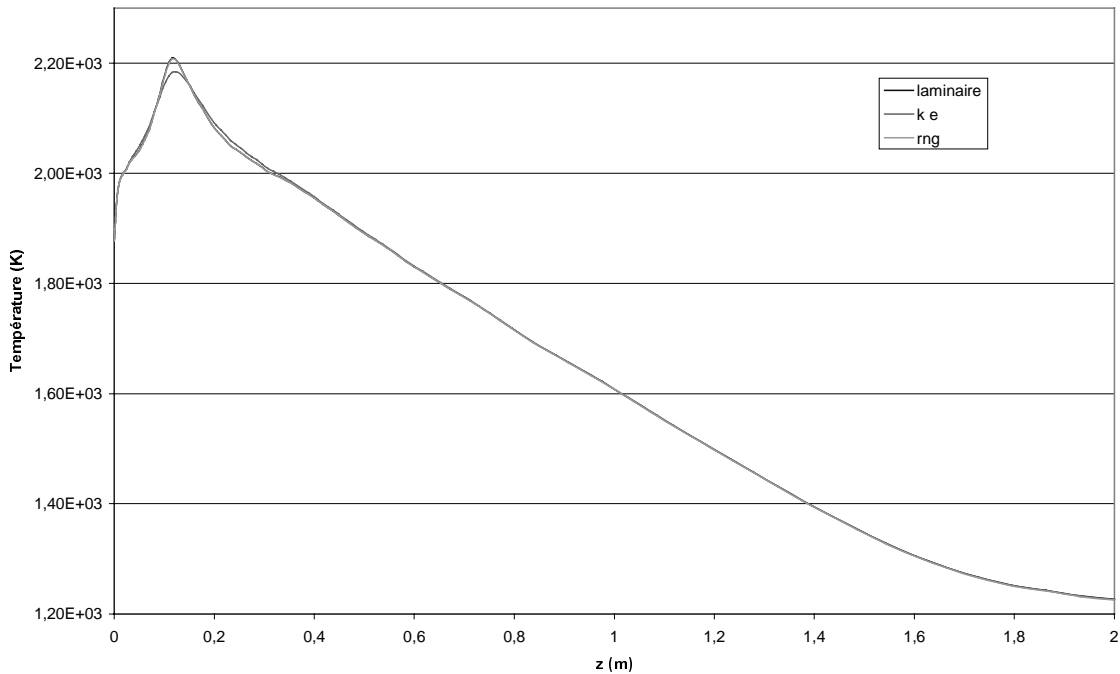


Figure 42 : Températures de la paroi verticale (K) en fonction de la cote z (m). z = 0 en haut à l'intérieur du réacteur pour les modèles laminaire, turbulent k-ε et RNG (tous les autres paramètres restant inchangés).

Comme le modèle RNG est un modèle de turbulence permettant de rendre en compte des zones laminaires, ce résultat semble indiquer que le modèle laminaire est bien adapté. Sinon, le modèle RNG donnerait des résultats plus proches du modèle k-ε et on pourrait conclure à

une turbulence développée. Cette analyse est confirmée par le taux de dissipation turbulente. Ce taux est nul partout sauf dans une petite zone voisine des électrodes. Ainsi sur la verticale où ce taux est maximum pour les deux modèles de turbulence, un pic très étroit est observable (cf. Figure 43). Le maximum est inférieur pour le modèle RNG, qui permet de rendre mieux compte d'une turbulence peu développée.

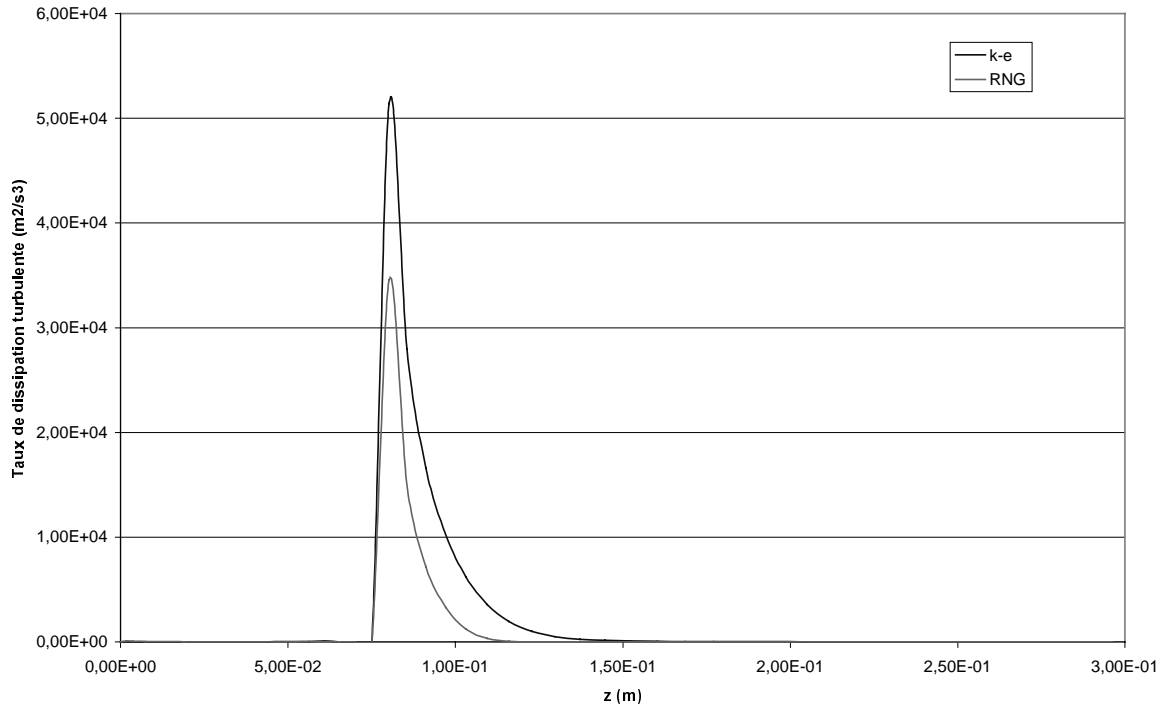


Figure 43 : Taux de dissipation turbulente  $\epsilon$  ( $m^2/s^3$ ) le long d'une verticale à une distance de 6 cm du centre du réacteur, en fonction de la cote  $z$  (m) sur les 30 premiers centimètres à partir du haut du réacteur.

La principale différence entre les résultats en régimes laminaire et turbulent avec le modèle  $k-\epsilon$  est observable sur les pertes thermiques de la tête du réacteur. La quantité de chaleur totale transmise à travers la paroi par conduction est identique dans les deux cas. Par contre, les transferts par convection à la paroi sont plus efficaces avec le modèle turbulent, ce qui est normal. Le modèle laminaire compense en recevant un rayonnement plus important des autres parties du réacteur ("sans rayonnement", la paroi aurait une température inférieure).

Dans le cas turbulent, nous avons vu (cf. p.55), que les lois de paroi peuvent être choisies. Il est tout à fait intéressant de constater que les lois plus élaborées que la loi standard donnent des résultats tendant à se rapprocher du modèle laminaire et RNG, ce qui semble exclure encore plus la validité du modèle  $k-\epsilon$  avec la loi standard de paroi.

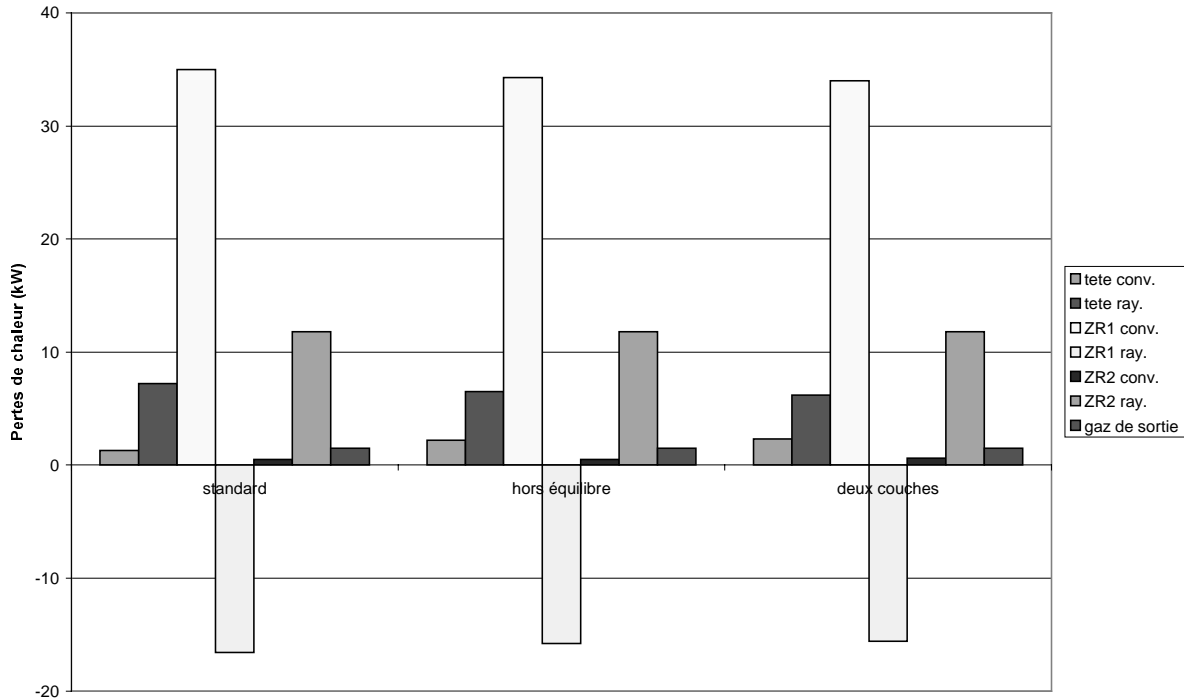


Figure 44 : Répartition des pertes de chaleur (kW) pour trois simulations utilisant le modèle k- $\epsilon$  ne différant que par la loi de paroi utilisée (loi de paroi standard, hors équilibre ou à deux couches). Légende : conv. = échanges convectifs, ray. : échanges par rayonnement. Le signe de l'échange de chaleur est négatif quand l'énergie est transmise vers l'intérieur du réacteur.

Cette étude de sensibilité dans un cas typique de fonctionnement ne permet pas d'exclure totalement tel ou tel modèle. Les résultats sont proches et il semble que le modèle laminaire soit valide. Toutefois, il est impossible de généraliser à toutes les conditions opératoires, notamment quand un gaz froid supplémentaire sera introduit et conduira à une forte augmentation des vitesses d'écoulement.

## II.8. ANALYSE QUALITATIVE DES RESULTATS NUMERIQUES

Le but de cette partie est de décrire les principales caractéristiques du modèle sans mélange. En particulier, nous analyserons l'influence de la nature du gaz plasma, de la puissance utile introduite et du débit de gaz plasma.

### II.8.1. Influence du gaz plasma

Des simulations numériques pour une même puissance et un même débit volumique de gaz plasma ont été effectuées pour trois gaz : l'azote, l'argon et l'hélium.



**a) Caractéristiques des simulations**

La puissance utile dissipée dans les arcs et le débit volumique correspondent à des valeurs habituelles pour le fonctionnement à l'azote : 45 kW et 3 Nm<sup>3</sup>/h. En ce qui concerne les conditions aux limites et en particulier, les conductivités thermiques de parois, elles sont proches des valeurs identifiées pour valider le modèle. Les caractéristiques communes aux trois simulations sont les suivantes (avec les notations sont celles de la Figure 23 et du Tableau 6) :

injection de gaz plasma I, vitesses :  $v_r = - 0,082$  m/s (vers le centre du réacteur),

$$v_z = - 0,306 \text{ m/s,}$$

paroi verticale W3, conductivité :  $k_3 = 1$  W/m.K,

paroi horizontale W2, conductivité :  $k_2 = 5$  W/m.K,

zone d'arc A, source de chaleur :  $S_h = 2,93.10^9$  W/m<sup>3</sup>.

Les entrées qui sont modifiées par l'utilisation de différents gaz plasma sont bien sûr les propriétés physiques de ces gaz, mais aussi l'intensité efficace du courant (la tension efficace est à peu près constante pour un gaz donné). Pour la zone d'arc, on en déduit les valeurs des sources de quantités de mouvement radiales et axiales (cf. Tableau 8).

Tableau 8 : Valeurs des quantités de mouvement radiales et axiales correspondant aux grandeurs électriques efficaces en entrée des simulations numériques.

	Azote	Argon	Hélium
Tension efficace (V)	210	100	130
Intensité efficace (A)	137	289	222
$S_r$ (N/m <sup>3</sup> )	802	3573	2107
$S_z$ (N/m <sup>3</sup> )	373	1664	981

Nous avons vérifié que dans les trois cas, le régime était laminaire en calculant *a posteriori* un nombre de Reynolds moyen (de l'ordre de 40).

**b) Vitesse**

La structure de l'écoulement est comparable dans les trois cas (cf. Figure 45). Pour ces valeurs de puissance et de débit massique, les principales caractéristiques de l'écoulement apparaissent plus clairement pour l'argon.

En amont de la zone d'arc, la condition d'entrée du gaz plasmagène (à température ambiante) est une vitesse imposée de l'ordre de 0,3 m/s dirigée suivant l'axe des électrodes, c'est-à-dire inclinée de 15° vers le centre du réacteur. L'effet des sources de quantité de mouvement de la zone d'arc sur cet écoulement initial est remarquable : le gaz plasma est accéléré en direction des parois. L'échauffement brusque provoqué par la source de chaleur et la dilatation qui en résulte, accélèrent aussi le gaz.

Le plasma centrifugé entraîne le gaz environnant, à la manière des arcs centrifugés dans le réacteur réel. Il en résulte deux vortex de part et d'autre de l'écoulement plasma. Ce

phénomène s'observe classiquement en hydrodynamique dans des configurations comparables avec élargissement brusque. Quand la vitesse est grande dans les simulations, il peut être accentué par la présence de la paroi contre laquelle l'écoulement vient buter, comme ici dans le cas de l'argon. Ces recirculations sont favorables à l'accroissement des temps de séjour si on parvient à introduire les réactifs dans cette zone.

La recirculation inférieure provoque une remontée du gaz au centre du réacteur. Nous pensons que l'aspect de cette remontée, bien verticale et suivant l'axe du réacteur, doit être attribué à une limite de la modélisation bidimensionnelle. En effet, la condition de symétrie S (cf. Tableau 6, p. 57) représentant l'axe impose une vitesse radiale et un gradient radial de vitesse axiale nuls. Dans le réacteur, les effets tridimensionnels doivent conduire à un écoulement différent au voisinage de l'axe. Ceci est d'autant plus vrai que les trois électrodes du modèle sont assimilées dans le modèle à une injection répartie sur un anneau. En particulier, les vitesses orthoradiales qui sont possibles dans le réacteur ne peuvent exister dans le modèle.

Compte tenu de la différence entre la section d'entrée du gaz plasma et celle du réacteur, la vitesse diminue rapidement en aval de l'injection, d'autant plus que le gaz est refroidi.

L'allure générale du champ de vitesses est très différente suivant le gaz plasmagène utilisé (cf. Figure 45). Pour l'argon et l'hélium, l'écoulement est projeté très nettement vers la paroi tandis que cette tendance est moins marquée pour l'azote. La norme de la vitesse résultant du passage dans la zone d'arc dépend principalement de deux facteurs : la source de quantité de mouvement, qui est proportionnelle au carré de l'intensité du courant et la masse volumique du gaz. Ainsi, l'azote qui a une masse volumique comprise entre l'hélium et l'argon est moins centrifugé car la source de quantité de mouvement est très inférieure. En revanche, la norme de vitesse de l'argon immédiatement en sortie de la zone d'arc est inférieure à celle de l'hélium bien que la source de quantité de mouvement soit supérieure parce que son inertie est plus grande.

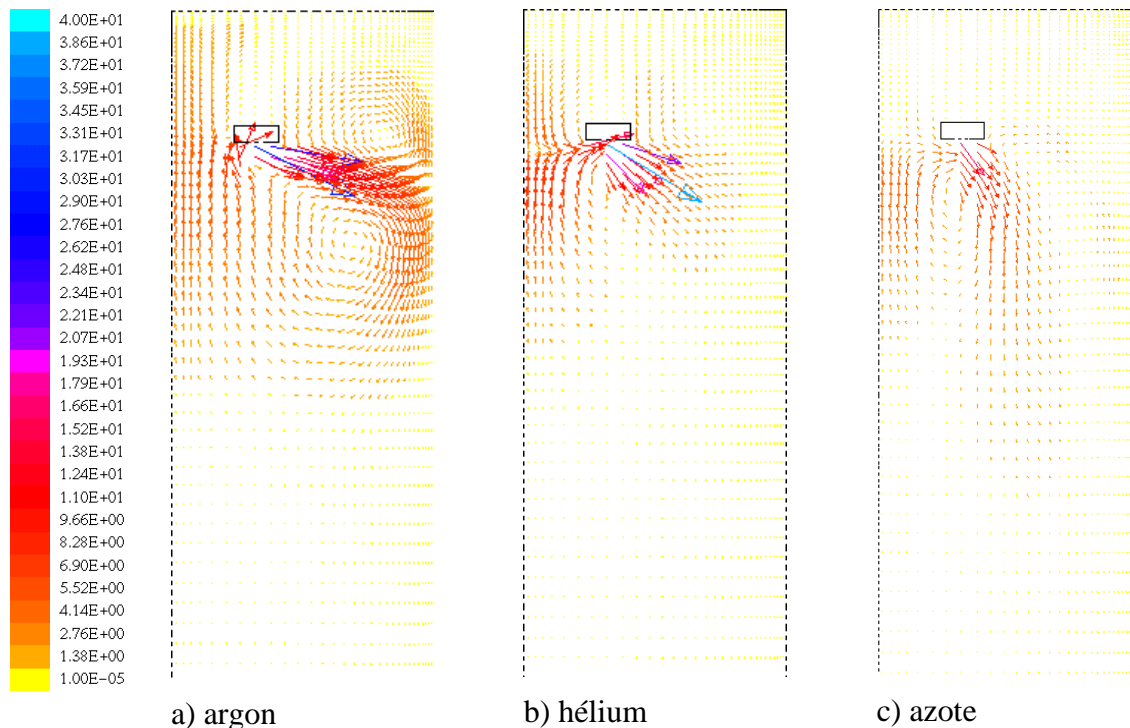


Figure 45 : Vecteurs vitesse dans la partie haute du réacteur. Echelle de vitesse en m/s.

Enfin, l'entraînement du gaz environnant se fait beaucoup plus efficacement pour l'azote et surtout pour l'argon, que pour l'hélium. Les gradients de vitesse sont inférieurs dans les deux premiers cas. En sortie de la zone d'arc, l'hélium possède une viscosité très élevée qui empêche la convection et qui ralentit très fortement l'écoulement (cf. Figure 46).

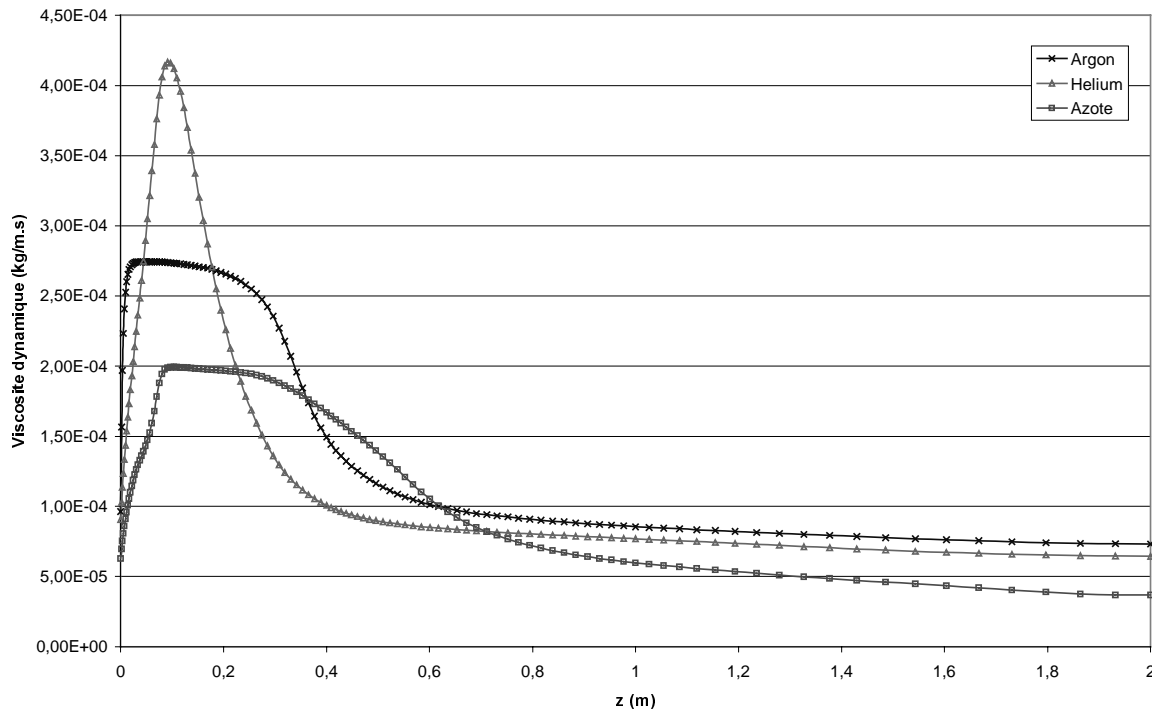


Figure 46 : Viscosité dynamique (kg/m.s) du gaz sur l'axe du réacteur en fonction de la cote z (m) pour différents gaz plasma.

### c) Température

Le débit volumique et la puissance transmise sont identiques pour les trois gaz. Les relations enthalpie volumique ( $J/Nm^3$ ) / température conduisent aux températures maximales suivantes : 19000 K pour l'hélium, 14000 K pour l'argon, 8000 K pour l'azote. Les pertes de chaleur aux parois sont voisines dans les trois cas (cf. Figure 47). Le gradient longitudinal de température (cf. Figure 48) est variable suivant le gaz plasma. A cela, nous voyons deux explications. La première est que le nombre de Reynolds est supérieur dans le cas de l'azote et de l'argon, par conséquent dans ces cas la convection joue un rôle plus important et entraîne le gaz chaud vers le bas. La seconde provient des courbes enthalpie/température : à niveau d'enthalpie volumique comparable, une même baisse de l'enthalpie conduit à une baisse de la température très supérieure pour l'argon et surtout pour l'hélium que pour l'azote.

A cause du gradient de vitesse très grand en sortie de la zone d'arc, pour l'hélium, le jet chaud centrifuge caractéristique n'est pas observable contrairement au cas avec l'argon.

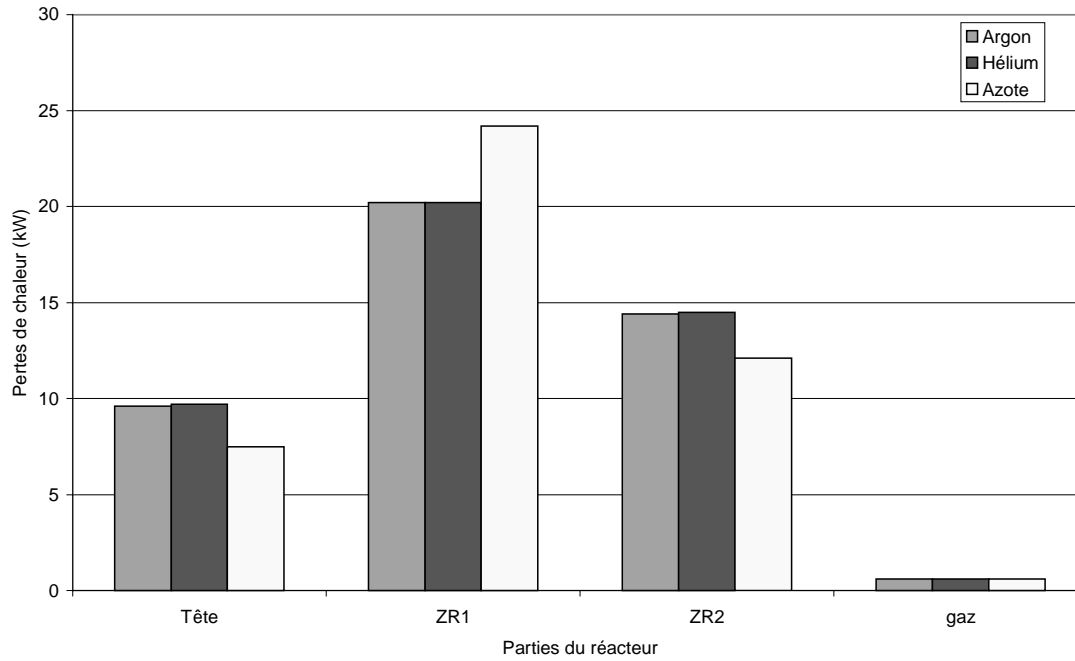


Figure 47 : Pertes de chaleur (kW) dans les différentes parties du réacteur pour différents gaz plasma.

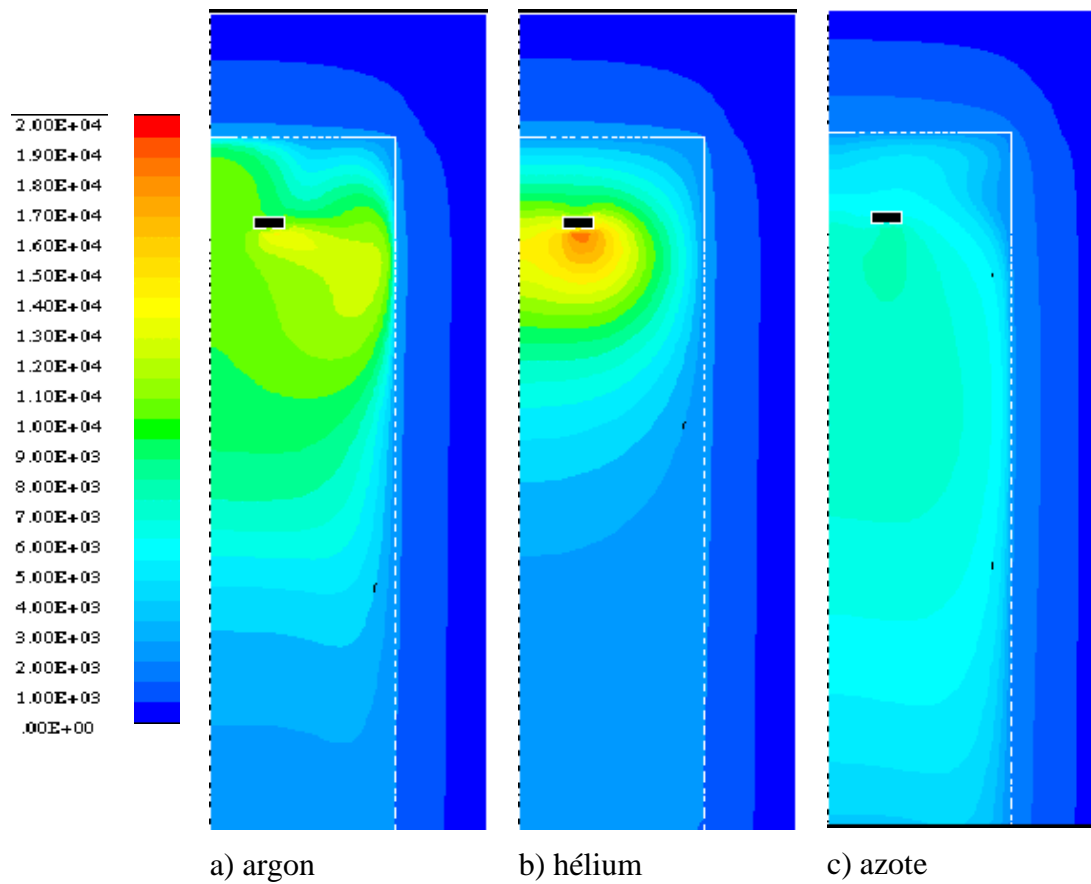


Figure 48 : Champs de température (K) pour différents gaz plasma.

### II.8.2. Influence du débit

En se plaçant dans les conditions opératoires de l'azote du paragraphe précédent (cf. p. 78), nous avons uniquement fait varier le débit de gaz pour analyser l'influence de ce paramètre sur l'écoulement global. Les débits testés sont 2, 3, 4 et 5 Nm<sup>3</sup>/h.

#### a) Vitesse

Bien entendu, l'augmentation du débit volumique conduit à des vitesses moyennes supérieures (cf. Figure 49). Les vortex de part et d'autre de l'écoulement provenant des électrodes s'allongent et sont plus importants. En outre, plus le débit est fort et moins l'inclinaison en direction des parois est marquée. Ceci s'explique par l'importance grandissante des termes d'inertie (la vitesse est inclinée de 15° vers le centre en amont de la zone d'arc), devant la force électromagnétique. Le gaz plasma est moins projeté sur la paroi latérale. Enfin, quand le débit augmente, le milieu est plus homogène. Les gradients de température et par conséquent de propriétés physiques sont moins importants. Ceci implique un meilleur entraînement des gaz environnants et la modification des vortex évoquées plus haut.

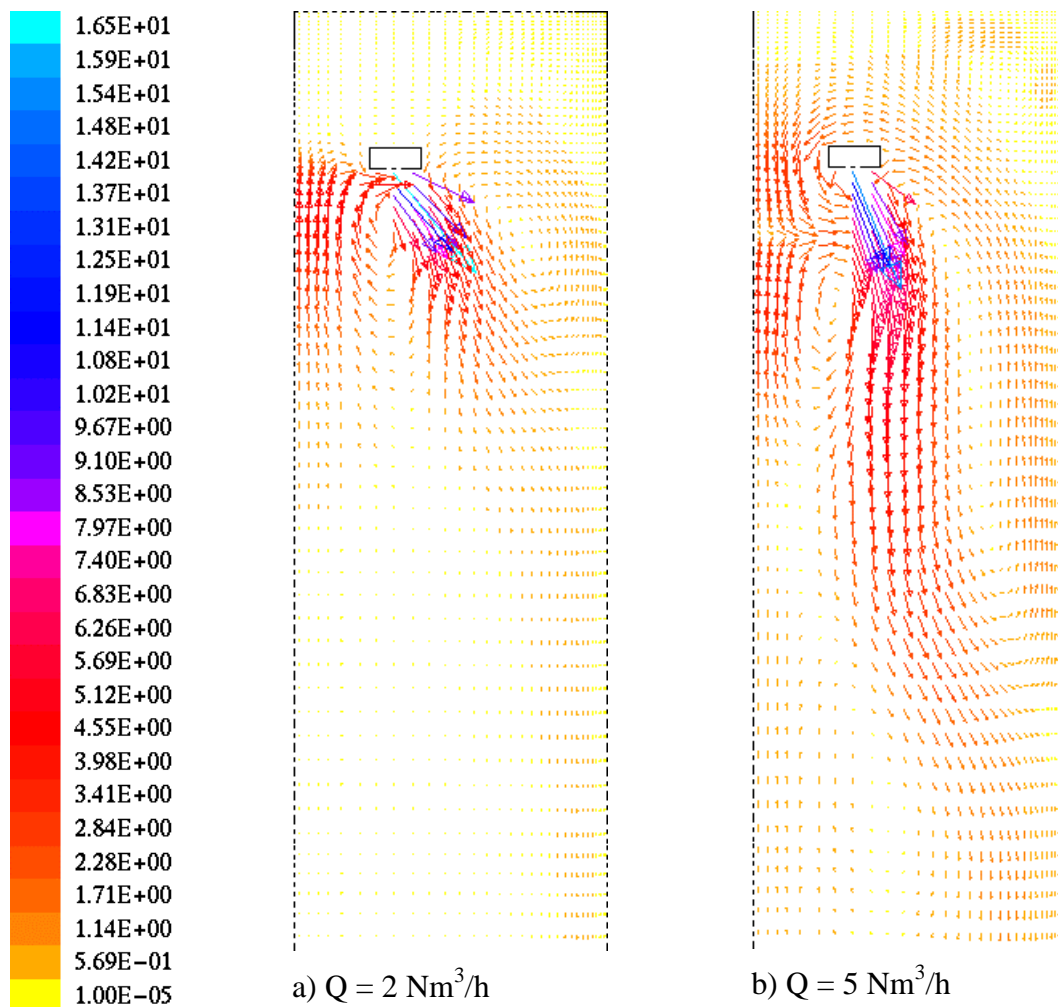


Figure 49 : Champs de vitesse (m/s) dans la partie supérieure du réacteur dans un plasma d'azote pour deux débits volumiques distincts.

Enfin en sortie de la zone d'arc, la vitesse n'est pas proportionnelle au débit volumique (cf. Tableau 9) car la variation d'enthalpie induite par une variation du débit à puissance utile constante implique une variation de température et de masse volumique. Les vitesses respectent la conservation du débit massique.

Tableau 9 : Paramètres caractéristiques en sortie de la zone d'arc du modèle.

Débit volumique (Nm <sup>3</sup> /h)	Température (K)	Norme de la vitesse (m/s)	Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )
2	10100	16,5	0,028
3	7800	14,7	0,037
4	7250	14,5	0,044
5	6950	15,2	0,053

### b) Température

Un faible débit massique à puissance constante permet d'atteindre des températures supérieures au voisinage des électrodes (cf. Figure 50). En revanche, il conduit à des temps de séjour plus long et le gaz chaud est moins bien entraîné par convection vers le bas. Par conséquent, les parties hautes (tête et ZR1) perdent plus d'énergie (cf. Figure 51).

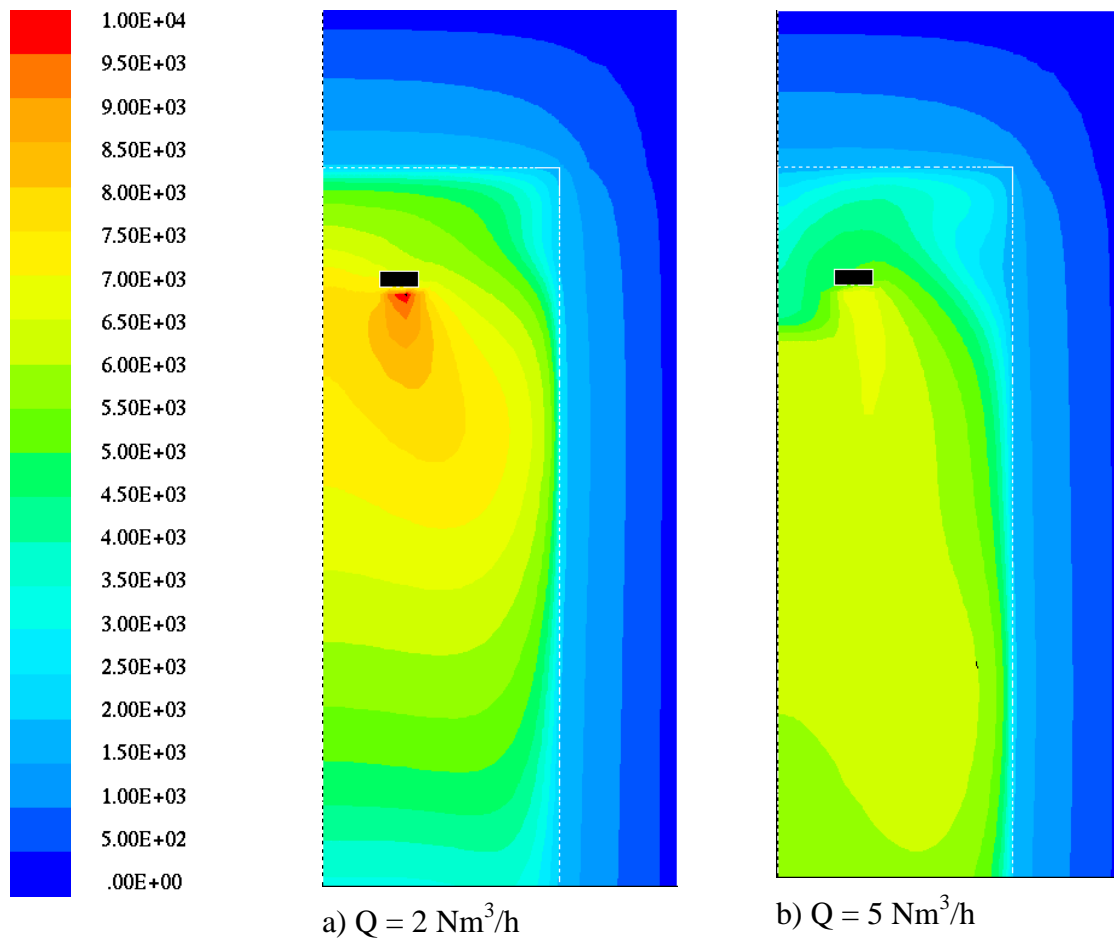


Figure 50 : Champs de température (K) pour deux débits volumiques dans un plasma d'azote.

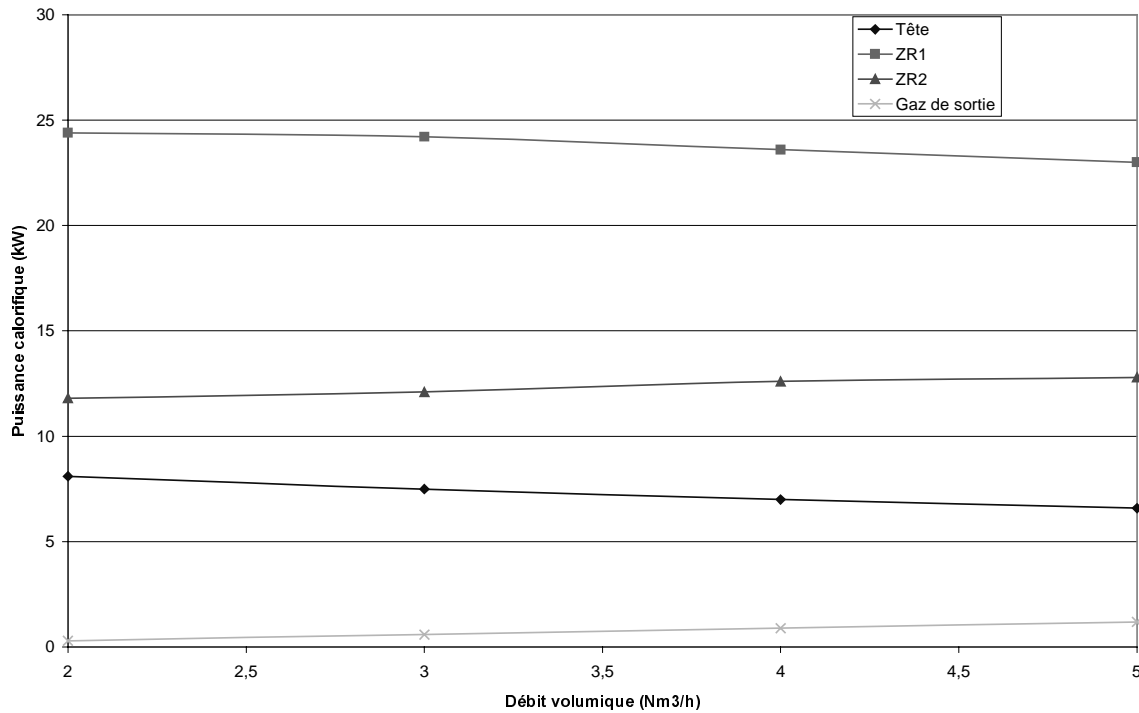


Figure 51 : Pertes de chaleur (kW) dans les différentes parties du réacteur en fonction du débit volumique de gaz plasmagène (Nm<sup>3</sup>/h).

### II.8.3. Influence de la puissance

La simulation de référence utilisée correspond à la simulation avec l'azote comme gaz plasma du paragraphe II.8.1 (p. 78). Toute chose restant égale par ailleurs, nous avons fait varier la puissance utile dissipée  $P_u$  dans les arcs, en supposant les pertes au niveau des électrodes et des fourreaux de l'ordre de 5 kW. En accord avec l'expérience, la tension efficace reste à peu près constante. Les paramètres modifiés sont présentés dans le Tableau 10.

Tableau 10 : Caractéristiques des simulations pour étudier l'influence de la puissance utile.

	$P_u = 25 \text{ kW}$	$P_u = 35 \text{ kW}$	$P_u = 45 \text{ kW (réf.)}$	$P_u = 55 \text{ kW}$
I efficace (A)	69	96	137	151
$S_h \text{ (W/m}^3\text{)}$	$1,63 \cdot 10^9$	$2,48 \cdot 10^9$	$2,93 \cdot 10^9$	$3,58 \cdot 10^9$
$S_y \text{ (N/m}^3\text{)}$	287	517	802	1164
$S_z \text{ (N/m}^3\text{)}$	134	241	373	542

#### a) Vitesse

La puissance utile ne modifie pas de façon importante la structure générale de l'écoulement (cf. Figure 52). Toutefois, au niveau de la zone d'arc, l'augmentation de la puissance entraîne principalement :

- une augmentation de la température du gaz, donc une diminution de la masse volumique : le principe de conservation de la masse conduit à une vitesse supérieure en sortie de la zone d'arc,
- les forces de Lorentz augmentent et par conséquent la déflexion en direction des parois est plus importante.

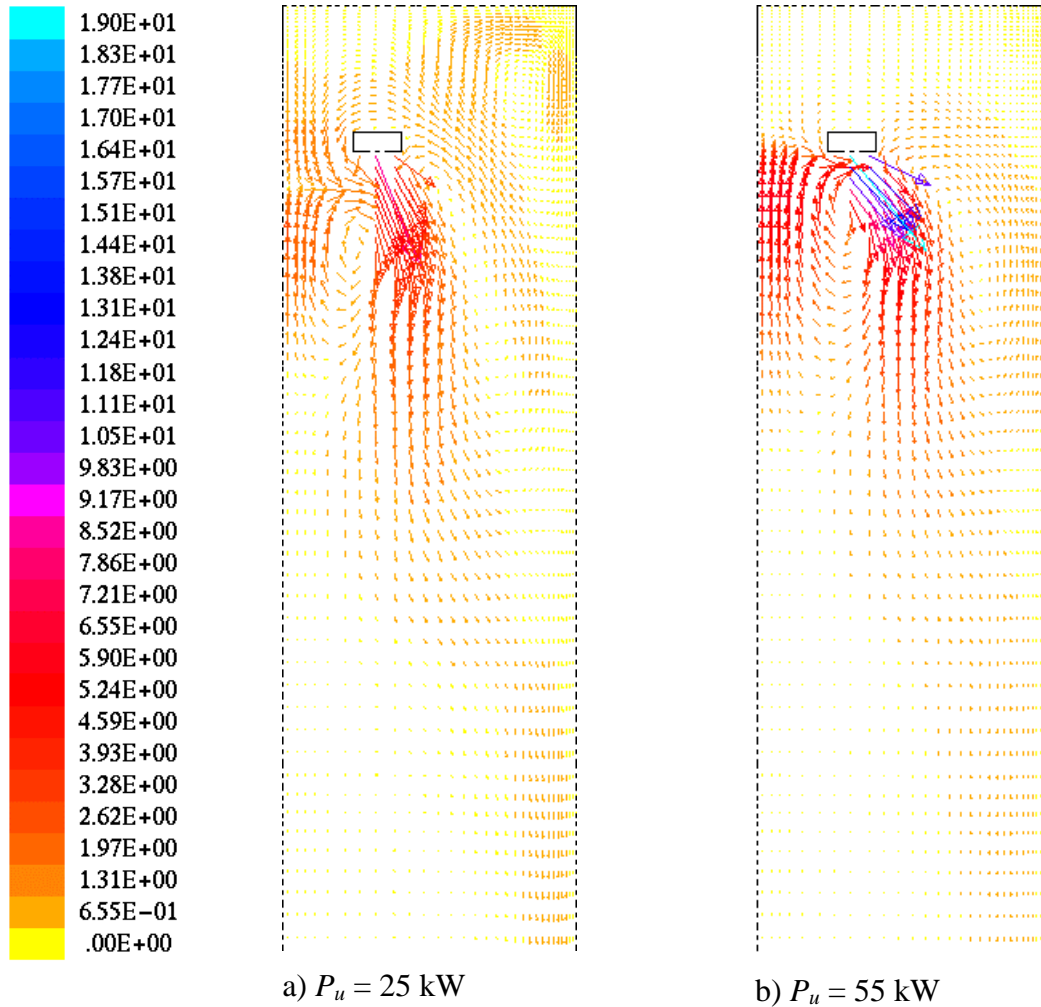


Figure 52 : Champs de vitesse (m/s) dans la partie supérieure du réacteur pour deux puissances utiles distinctes (plasma d'azote).

### b) Température

Bien sûr l'augmentation de la puissance utile conduit à une augmentation de la température moyenne dans le réacteur (cf. Figure 53). L'enthalpie du gaz de sortie augmente mais l'allure des isothermes n'est pas modifiée de manière importante.



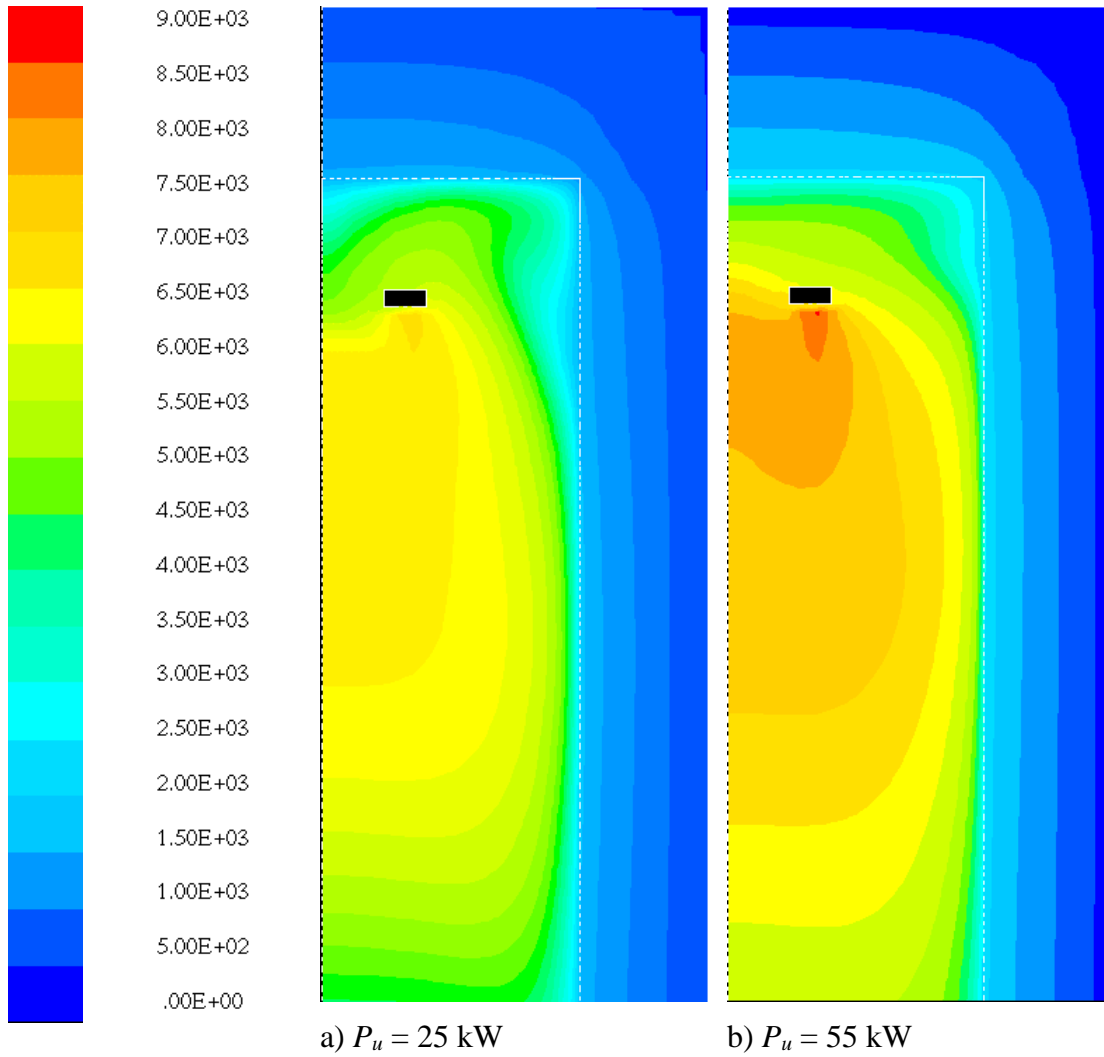


Figure 53 : Champs de température (K) pour des puissances utiles distinctes.

La température de paroi suit l'évolution générale de la température d'écoulement à l'intérieur du réacteur (cf. Figure 54). L'augmentation de la puissance induit alors une modification significative des transferts de chaleur : le rayonnement entre les parois devient de plus en plus important. Alors que pour 25 kW, moins d'un cinquième des transferts s'effectuent par rayonnement, ce mode de transfert atteint presque la moitié du total à 55 kW. Même si le gradient de température le long des parois reste à peu près stable, la loi de Stefan induisant des transferts radiatifs proportionnels à la différence des puissances quatre des températures explique cette tendance. Une conséquence de ce phénomène est que pour les grandes puissances, l'importance relative des pertes dans ZR1 diminue car cette partie est la principale source de rayonnement : entre 25 et 55 kW, elle passe de plus de 60% à 50%.

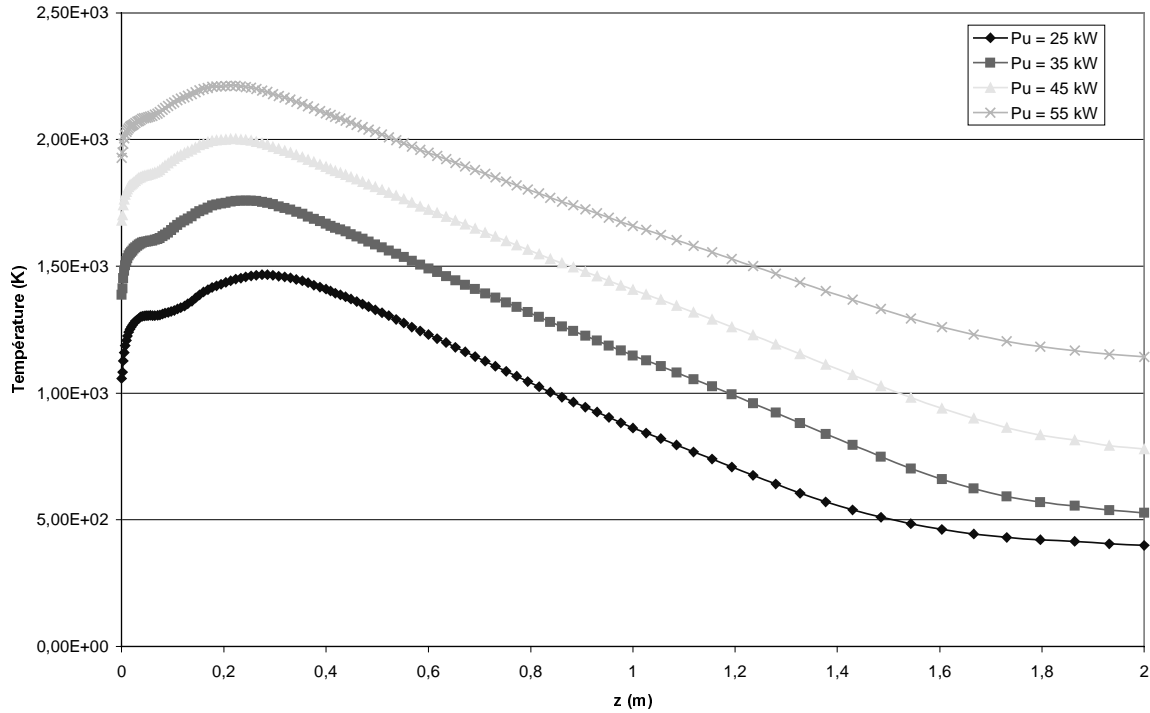


Figure 54 : Profil longitudinal de la température de paroi (K) à la surface intérieure de la paroi verticale.

## II.9. CONCLUSION

Un rapide état de l'art, en matière de modélisation des plasmas thermiques a mis en évidence un certain nombre d'écueils à éviter et de points communs aux différentes études. Ce travail préliminaire a conduit à des choix que nous espérons plus judicieux lors de la construction de notre modèle. Les principales hypothèses de nos simulations ont été justifiées, en se basant sur l'analyse de grandeurs caractéristiques. Le régime d'écoulement et les modèles de turbulence ont fait l'objet d'une analyse détaillée. Le modèle de turbulence RSM a été écarté car son caractère anisotropique ne présentait pas d'intérêt spécifique pour notre étude. En revanche, les trois autres modèles (laminaire,  $k-\epsilon$ , RNG  $k-\epsilon$ ) donnent des résultats très similaires dans des cas de fonctionnement typiques. Cette observation concorde avec la répartition d'énergie de turbulence (quand le calcul est effectué avec un modèle turbulent) et les faibles valeurs des nombres de Reynolds : l'écoulement est pour l'essentiel laminaire. Toutefois, cette conclusion pourra être révisée pour d'autres conditions opératoires (injection de gaz froid, changement de géométrie). Les échanges par rayonnement ont été modélisés en utilisant la méthode DTRM, qui convient bien pour les milieux optiquement fins. Enfin, une méthode originale a permis d'inclure l'influence des termes électromagnétiques, en maintenant les temps de calcul dans des limites raisonnables. Une étude systématique des principaux paramètres opératoires pour les expérimentations (débit et nature du gaz plasma, puissance électrique) ont permis de dégager l'influence du rayonnement, de la composante radiale de la force de Lorentz, de la conductivité thermique des parois, de la nature du gaz plasma et de la puissance électrique sur la structure de l'écoulement, sa température et le profil de température aux parois.



### **III. ETUDE NUMERIQUE DU MELANGE ENTRE LE PLASMA ET LE GAZ FROID**

---

Suivant le produit recherché, en particulier le niveau d'organisation graphitique qui est visé, le craquage de l'hydrocarbure nécessite des températures comprises entre 1500 et 3000 K.

Dès lors, l'ionisation directe des hydrocarbures constituerait une aberration énergétique, dans un dispositif pilote. A pression atmosphérique, l'état plasma, caractérisé par une ionisation des espèces composant la phase gazeuse, est atteint pour une température dépendant de la nature chimique du gaz. Une énergie suffisante pour rompre les liaisons covalentes puis l'énergie liant les électrons aux noyaux est nécessaire. Pour un hydrocarbure, l'énergie d'ionisation est très grande car il faut passer par les réactions successives : dissociation C/H<sub>2</sub>, dissociation d'H<sub>2</sub> en hydrogène atomique et finalement ionisation de l'hydrogène. La température d'ionisation du méthane, par exemple, est voisine de 10 000 K et son enthalpie vaut alors environ 50 kWh par kilogrammes de carbone. Dépenser une telle puissance électrique n'est pas utile dans la mesure où le procédé ne nécessite pas de si hautes températures.

La seule solution économiquement envisageable consiste donc à réaliser un mélange entre le plasma (vecteur d'enthalpie) et l'hydrocarbure en aval de la zone d'arc. Cette technique permet en outre de « régler » la température du procédé en faisant varier les proportions de gaz plasma et de gaz froid. Le problème qui se pose alors est celui de la transmission de l'énergie du plasma au gaz réactif. Ce transfert s'effectuera d'autant mieux que la surface d'échange entre les deux espèces sera grande, c'est-à-dire, que le mélange sera bon.

#### **III.1. ETAT DE L'ART**

##### **III.1.1. Généralités**

Le mélange est un problème complexe, en général mal compris, et commun à différents domaines scientifiques (génie chimique, océanographie, biotechnologies etc...). Cet éclatement entre diverses sciences en rend mal aisée une description synthétique et générale (Ottino 1989, Harnby et al. 1992, Tatterson 1994). La séparation de deux produits peut provenir de nombreux paramètres dont notamment des différences de densité, de vitesse, de tension superficielle et de viscosité. Toute différence de propriétés physiques constitue un obstacle à la mise en contact et au mélange.

L'impact économique du mélange est très important. Pour la seule industrie chimique américaine, dont le chiffre d'affaires était de 700 milliards de dollars en 1990, les pertes financières liés aux problèmes de mélange ont été évaluées à une valeur comprise entre 1 et 10 milliards de dollars (Tatterson 1994). La qualité du mélange peut décider de l'échec ou du succès d'un procédé chimique.

En particulier, le mélange a toujours constitué un obstacle majeur pour l'émergence de procédés chimiques basés sur l'utilisation de plasmas thermiques. Les plasmas ont une viscosité voisine de celle des liquides qui rend leur mélange avec des réactifs gazeux froids problématique. De plus, leurs très hautes températures rendent impossible l'utilisation de dispositif mécanique. Dès lors, on est contraint d'utiliser un procédé de mélange par jet, dont

l'efficacité est tributaire du caractère turbulent de l'écoulement. Or, justement, nous savons que les grandes viscosités rendent difficiles le développement de la turbulence.

A notre connaissance, les premières tentatives pour mettre en contact un plasma et un gaz froid remontent à 1937, quand Kirschstein et Koppelman tentèrent d'éteindre un arc à courant continu par une injection circonférentielle d'air froid. Ils mesurèrent des densités de puissance locales de l'ordre de plusieurs MW/cm<sup>3</sup> au voisinage de l'injection. A partir des années 60, l'intérêt d'un tel résultat en terme énergétique fut relevée. Plusieurs études expérimentales de constriction de longs plasmas d'arc confinés montrèrent que cette technique tendait à augmenter localement les densités énergétiques et à réduire les pertes de chaleur aux parois (Cremers & Hsia 1977, Cremers et al. 1973, Mahan & Cremers 1972). Les auteurs observent une remarquable résistance de la colonne d'arc à toute déformation d'origine hydrodynamique. Ce résultat est confirmé par une étude numérique plus récente pour une configuration voisine (Chen et al. 1980). Le modèle MHD laminaire met en évidence une augmentation de température du plasma au niveau de l'injection et le cœur de l'écoulement résiste à la pénétration du gaz froid, pour la plage de débits explorée.

Le mélange d'un jet plasma libre avec le gaz environnant dépend considérablement de la turbulence. A la sortie d'une torche à plasma, pour des débits faibles, des structures vortex organisées entraînent le gaz environnant (Russ et al. 1994). On a alors des fluctuations de tension réduites et un panache stable. Toutefois, pour des débits plus importants, un déclenchement de la turbulence engendre des structures de tailles très inférieures et les fluctuations augmentent. En provoquant artificiellement des conditions turbulentes, par exemple, par l'insertion en amont de la torche d'une grille, conduit à une amélioration significative du mélange. Plusieurs outils de diagnostics ont été utilisés dans une étude antérieure (Pfender et al. 1991) qui ont conduit à une meilleure connaissance et description des phénomènes fondamentaux régissant un jet plasma libre. Trois zones se distinguent. Immédiatement à la sortie du jet, le gaz environnant s'engouffre sous forme de poches de taille relativement importante. Dans la seconde zone, les tourbillons de plasma et de gaz froid se cassent, avec une rapide décélération de l'écoulement axial correspondant à la transition à la turbulence. La dernière zone est pleinement turbulente. La position de la transition est gouverné par le refroidissement rapide du jet et l'augmentation du nombre de Reynolds qui en résulte.

L'introduction d'un gaz froid dans une torche à induction présente un intérêt dans des procédés variés de synthèse de poudre ou de dépôts de films. Des équipes de l'Université de Sherbrooke au Canada ont étudié expérimentalement et numériquement ce problème pointu (Rahmane et al. 1996, Soucy et al. 1994a et b, Njah et al. 1993a et b). La présence du plasma s'oppose au mélange d'après plusieurs comparaisons avec le cas isotherme. L'importance des processus moléculaires dans les processus de transferts de masse dans les zones de haute température est mise en évidence par l'utilisation de plusieurs gaz avec des coefficients de diffusion très différents (Rahmane et al. 1996). L'injection radiale du gaz froid est plus efficace en termes de mélange que l'injection axiale (Soucy et al. 1994a et b). Dans le cas de l'injection de gaz froid en plusieurs points, la tridimensionnalité de l'écoulement peut jouer un rôle important (Njah et al. 1993a et b). Enfin, Mc Kelliget & N. El-Kaddah (1987) ont étudié l'influence du bobinage dans l'interaction entre un plasma d'induction et des réactifs.

La taille du réacteur d'Odeillo est très supérieure aux dispositifs expérimentaux présentés ci-dessus, ce qui rend toute comparaison difficile et constitue une originalité de notre travail. Toutefois, de l'étude de ces références se dégage plusieurs points qui s'appliqueront à notre problème. Le caractère très visqueux du gaz plasma est un obstacle commun à tous les travaux pour un bon mélange. Il limite la convection et conduit à une pénétration très réduite

du gaz froid dans les zones les plus chaudes. La turbulence joue un rôle déterminant et devra en conséquence être étudiée avec un soin particulier.

### III.1.2. Nombres adimensionnels

Le problème du mélange est très général et se rencontre dans de nombreuses applications. Des études similaires en certains points à la nôtre ont mis en évidence des nombres adimensionnels caractérisant le mélange. Nous présentons ci-après trois approches rencontrées dans la littérature. En génie chimique, pour une injection radiale en un point d'un tube, le rapport des flux de quantité de mouvement est considéré comme l'unique nombre déterminant (Harnby & Edwards 1992) :

$$M_f = \frac{\rho_j V_j^2}{\rho_s V_s^2} \quad (59)$$

avec les indices  $j$  et  $s$  respectivement pour le gaz injecté radialement et l'écoulement principal. En particulier, pour  $M_f < 1,5$  la quantité de mouvement du jet latéral est insuffisante pour sortir de la couche limite du plan de sortie et le jet restera plaqué le long de la paroi du tube.

Dans une étude plus spécifiquement consacrée au mélange d'un plasma avec un gaz froid, Njah et al. (1993b) ont trouvé que le facteur déterminant était le rapport des débits massiques.

Enfin, pour un mélangeur mécanique, Burmester et al. (1993) ont étudié le mélange de deux fluides de viscosités très différentes. Toutefois, dans leur étude, des petites quantités d'un fluide très visqueux sont ajoutées à un écoulement principal turbulent, ce qui constitue en quelque sorte un problème symétrique au nôtre. Les temps de mélange ont été interprétés en se basant sur une analyse dimensionnelle en termes de norme des forces d'inertie du fluide principal par rapport aux forces visqueuses du fluide ajouté. Ils ont montré qu'en dessous d'une valeur critique du nombre de Reynolds de l'écoulement turbulent qui dépend principalement du rapport des viscosités, le mélange est extrêmement lent.

Nous tenterons de mettre nos résultats en regard de ces théories. D'ores et déjà, plusieurs remarques s'imposent, qui rendent notre problème spécifique :

- contrairement à de nombreux problèmes de mélange en génie chimique, les propriétés des fluides mis en contacts ne sont pas figées, au sens, où nous avons une forte dépendance avec la température qui évolue au long du réacteur,
- l'écoulement dans le tube (cylindre intérieur du réacteur) contient des recirculations. L'écoulement s'éloigne donc du régime développé dans de nombreuses zones,
- avec les plasmas, la coexistence de zones laminaires et turbulentes est courante. En outre, suivant les conditions opératoires, les niveaux de turbulence vont varier, ce qui pose des problèmes en termes de choix de modèle.

## III.2. EVALUATION DE L'EFFICACITE DES TRANSFERTS

Dans la configuration où nous nous plaçons dans un premier temps, nous n'avons pas deux espèces chimiques mais une seule, à deux températures différentes (plasma et gaz froid). Nous présentons tout d'abord les critères existant dans le cas où le mélange met en jeu deux espèces chimiques distinctes. Pour évaluer les performances du réacteur, il convient de caractériser le

mélange entre le plasma et le gaz froid, ainsi que la conservation de l'énergie. Nous avons donc établi deux critères complémentaires qui sont présentés dans le second paragraphe.

### III.2.1. Mélange de deux espèces chimiques distinctes

Dans ce cas, on peut définir la concentration  $C$  en un point quelconque d'une espèce A dans une espèce B. Quand cette concentration est partout égale à la concentration moyenne  $C_m$ , on a un mélange homogène. Définir un degré de mélange consiste à caractériser combien et comment la concentration s'écarte de l'état homogène. Deux expressions sont généralement utilisées pour les liquides (Nagata 1975) : l'intensité de ségrégation  $I_s$  et la longueur de ségrégation  $L_s$ .

Considérons une répartition quelconque de concentration, le long d'une direction  $x$  (cf. Figure 55).

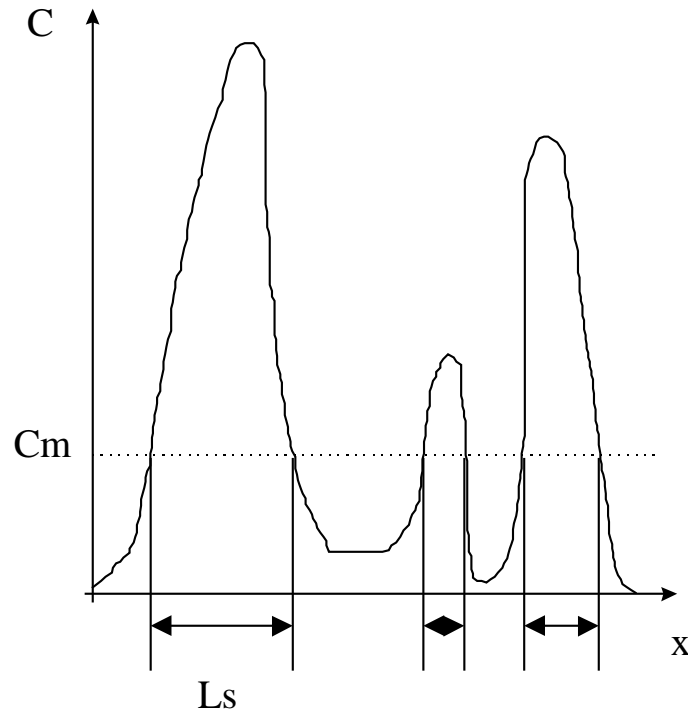


Figure 55 : Répartition de concentration de concentration dans une direction  $x$  et longueur de ségrégation  $L_s$

L'intensité de ségrégation est égale à la variance de la concentration :

$$I_s = \sigma_c^2 = \int_0^L (C(x) - C_m)^2 dx \quad (60)$$

Soit  $L$  la longueur occupée par le fluide. On peut définir la fonction de corrélation, en prenant  $c = C - C_m$  :

$$f(r) = \frac{1}{\sigma_c^2} \int_0^L c(x).c(x+r)dx \quad (61)$$

La longueur de ségrégation vaut alors :

$$L_s = \int_0^L f(r) dr \quad (62)$$

Les deux principaux moteurs du mélange sont la convection et la diffusion. Une évolution classique d'un mélange est présentée par la Figure 56.

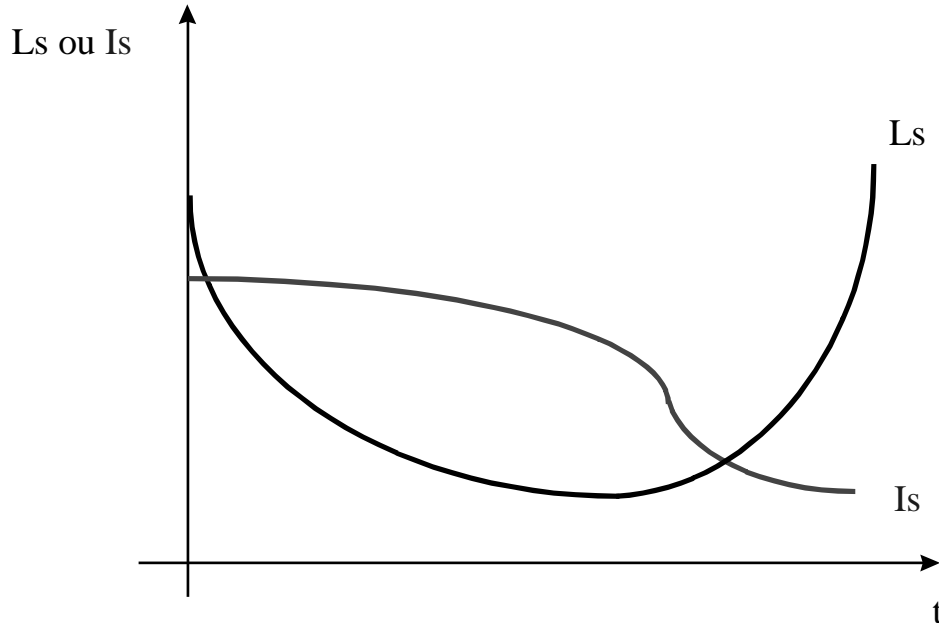


Figure 56 : Evolution classique des valeurs d'intensité et de longueur de ségrégation en fonction du temps.

Dans un premier temps, la convection domine. Les grosses structures se cassent et  $L_s$  diminue. Toutefois les surfaces d'échange restent insuffisantes et pour cette raison, la diffusion est faible : l'intensité de ségrégation varie très peu. Quand la convection a suffisamment divisé les grosses structures, c'est alors la diffusion qui domine, les concentrations s'uniformisent par ce mode : l'intensité de ségrégation diminue tandis que la longueur de ségrégation change de sens de variation.

### III.2.2. Efficacité des transferts dans le réacteur

Notre but est d'établir des critères, qui appliqués aux résultats du modèle numérique, vont permettre d'évaluer l'influence de modifications (conditions opératoires, géométrie), sur les performances du réacteur. D'une part, il faut caractériser le mélange entre le plasma et le gaz froid en termes de transfert d'énergie. D'autre part, il est indispensable d'évaluer la qualité de l'isolation thermique.

Les simulations numériques ont montré que le gaz froid injecté ne rompt jamais l'écoulement principal chaud. Dès lors, l'analyse présentée dans le paragraphe III.2.1, avec deux régimes, convection puis diffusion, ne s'applique pas à notre problème puisque la diffusion est toujours le mode de transfert dominant. Pour cette raison l'intensité et surtout, la longueur de ségrégation ne sont pas les critères les plus adaptés pour évaluer le mélange. En outre, comme l'étude porte sur une espèce chimique unique, la grandeur diffusant ne peut pas être une concentration. En revanche, la température peut être utilisée à cette fin (Ottino 1989).



Il est possible de construire un coefficient basé sur la variance de la température, au lieu de la concentration comme dans la formule (60). Toutefois, à l'usage, ce coefficient s'est avéré peu lisible, dans la mesure où il donnait une indication sur l'homogénéité du mélange mais pas sur le niveau de température. Dans la mesure où la température minimale pour avoir des réactions intéressantes pour notre procédé est de l'ordre de 2000 K, nous avons utilisé pour nos évaluations le pourcentage de gaz injecté initialement froid, dont la température dépasse cette limite, dans une section du réacteur (cf. Figure 57) :

$$P2 = \frac{\dot{m}_{2f}}{\dot{m}_{tf}} \cdot 100 \quad (63)$$

où :

$\dot{m}_{2f}$  : débit massique de gaz initialement froid dont la température excède 2000 K dans la section. Ce débit massique est obtenu en évaluant le débit massique ayant une température supérieure à 2000K dans la section et en lui soustrayant le débit de gaz plasma.

$\dot{m}_{tf}$  : débit massique total de gaz froid initialement introduit.

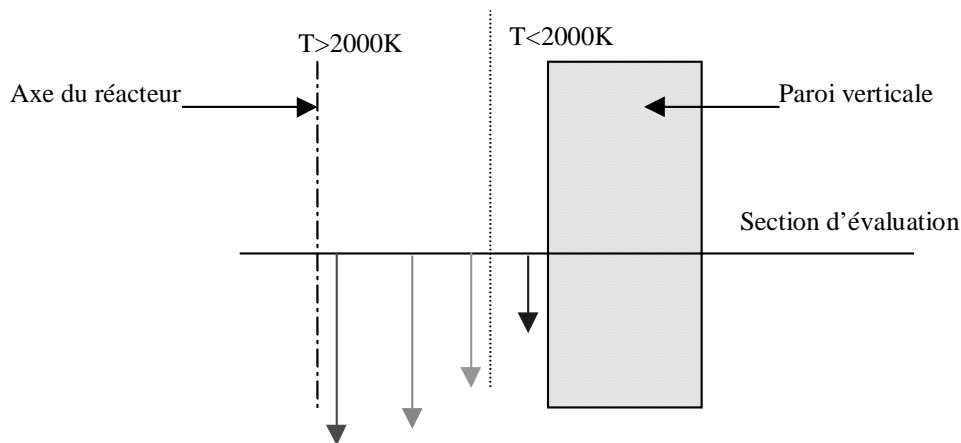


Figure 57 : Schéma d'une coupe verticale du réacteur en aval de l'injection de gaz froid. Les pointillés indiquent l'isotherme 2000 K servant de critère pour l'évaluation du mélange.

Le coefficient permettant d'évaluer l'isolation thermique du réacteur est le rapport du produit de l'enthalpie par le débit massique du gaz de sortie ("puissance" restant en sortie du réacteur) sur la puissance électrique utile introduite dans le réacteur :

$$RP = \frac{\sum_i \dot{m}_i H_i}{P_u} \quad (64)$$

où,

$i$  : numéro de maille,

$\dot{m}_i$  : débit massique traversant la maille  $i$  perpendiculairement à la section considérée,

$H_i$  : enthalpie du gaz traversant la maille  $i$ ,

$P_u$  : puissance utile introduite dans le réacteur (effectivement transmise au plasma).

### III.3. TEST SUR LES CONDITIONS OPERATOIRES

En utilisant la géométrie du réacteur pilote dans sa conception actuelle, de nombreux tests sur diverses conditions opératoires ont été réalisés. Les paramètres testés ont été (toutes les conditions restant égales par ailleurs à un cas test) :

- position de l'injection de gaz froid,
- le nombre de points d'injection,
- débit massique du gaz froid,
- température du gaz froid,
- vitesse du gaz froid (surface d'injection variable),
- orientation de la vitesse d'injection.

Pour chacune de ces simulations, nous avons calculé  $RP$  et  $P2$  dans trois sections du réacteur. Comme l'évolution de ces nombres à l'intérieur du réacteur était similaire dans les différents essais, nous avons comparé les résultats dans la seule section de sortie. Deux paramètres se sont révélés prépondérants dans cette étude : la position de l'injection et le débit de gaz froid.

Le but est de déterminer un optimum en évaluant les résultats obtenus à l'aide des critères définis précédemment. Nous nous sommes ici intéressé aux injections depuis la paroi, qui est un mode qui a été utilisé à de nombreuses reprises lors des expérimentations. Des problèmes numériques ont limité les possibilités de tests sur l'injection axiale et nous présentons ici l'essentiel des résultats sur l'injection radiale.

#### III.3.1. Principales caractéristiques des simulations pour les tests

Pour toutes les simulations, les mêmes conditions pour le plasma d'azote ont été utilisées : puissance  $P_u = 38,3$  kW, débit  $Q_v = 3,6$  Nm<sup>3</sup>/h, intensité efficace  $I = 185$  A. En première approximation, nous supposons que l'intensité efficace reste identique, quel que soit le gaz froid injecté par ailleurs. Dans le réacteur, un refroidissement conduit à une augmentation de la tension et par conséquent, cette approximation est généralement inexacte. Mais elle était nécessaire pour faire une étude systématique numérique sans données expérimentales. Les conditions aux limites du modèle sont identiques à celles du cas de référence pour l'azote du chapitre précédent.

#### III.3.2. Régime d'écoulement

Dans le cas sans mélange, nous avons conclu que le régime de l'écoulement était laminaire. Cette conclusion devait être réexaminée dans le cas de l'addition d'un gaz froid. Pour cela, pour un grand débit de gaz froid, donc une vitesse moyenne grande dans le réacteur, une simulation a été réalisée avec le modèle k- $\epsilon$ . Le tracé des taux de dissipation turbulents montre alors, que comme en l'absence de mélange, l'influence de la turbulence se limite à une zone étroite au voisinage des électrodes. Ce résultat est confirmé par le calcul des nombres de Reynolds. Par conséquent, le modèle laminaire a été utilisé pour ces simulations.

### III.3.3. Analyse qualitative des résultats

L'injection d'un gaz froid radialement dans un écoulement de type plasma a des conséquences bien connues : rétrécissement de la section de passage du plasma et confinement du gaz froid aux parois qui conduit à une amélioration de l'isolation. Le rétrécissement provoque aussi une augmentation de la densité de puissance au niveau de l'injection du gaz froid et le resserrement des isothermes augmentent les transferts par conduction thermique. Ces phénomènes ont été observés dans nos simulations. Nous décrivons ci-après un cas typique de fonctionnement à l'azote, avec 38,3 kW de puissance dissipée dans les arcs et un débit de 3,6 Nm<sup>3</sup>/h. Le débit massique du gaz froid est choisi 9 fois supérieur à celui du plasma et il est introduit par une fente annulaire à la paroi verticale à une hauteur voisine de celle des électrodes.

Pour les mêmes conditions de fonctionnement, les champs de température avec et sans injection de gaz froid à la paroi sont comparés (cf. Figure 58). Dans le haut du réacteur, le gaz froid ne parvient pas à se mélanger au plasma en dépit de la différence des débits relatifs. L'explication apparaît quand on trace la viscosité en fonction du rayon près de l'injection du gaz froid (cf. Figure 59). Dans la zone plasma, la viscosité est environ de  $2 \cdot 10^{-4}$  kg/m.s alors que dans les zones froides, elle est autour de  $10^{-5}$  kg/m.s. Un ordre de grandeur sépare les deux valeurs et la transition brutale correspond à l'interface entre le plasma et le gaz froid, qui ne se mélange pas. Avec un tel écart de viscosité, le plasma s'apparente à un véritable obstacle pour le gaz froid entrant latéralement. Sur la Figure 59, le léger saut de viscosité vers la paroi ( $r = 0,14$  m) correspond à une remontée localisée de la température à cet endroit lié au rayonnement entre parois, qui induit une température à sa surface voisine de 800 K (cf. Figure 62).

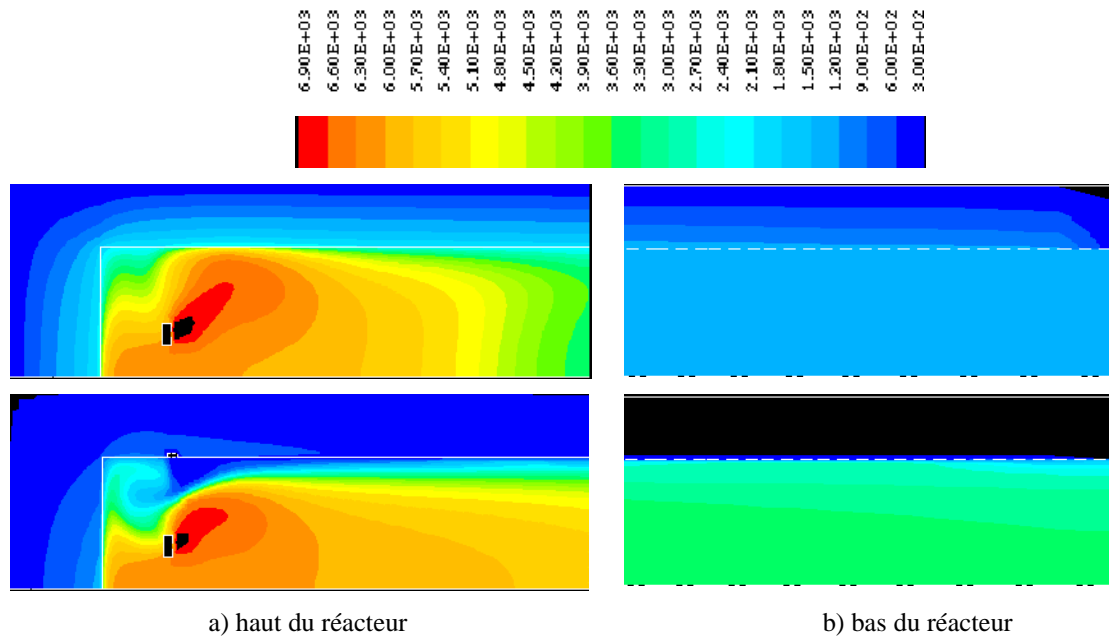


Figure 58 : Champ de température du réacteur (K). En haut : sans injection de gaz froid. En bas : avec injection de gaz froid.

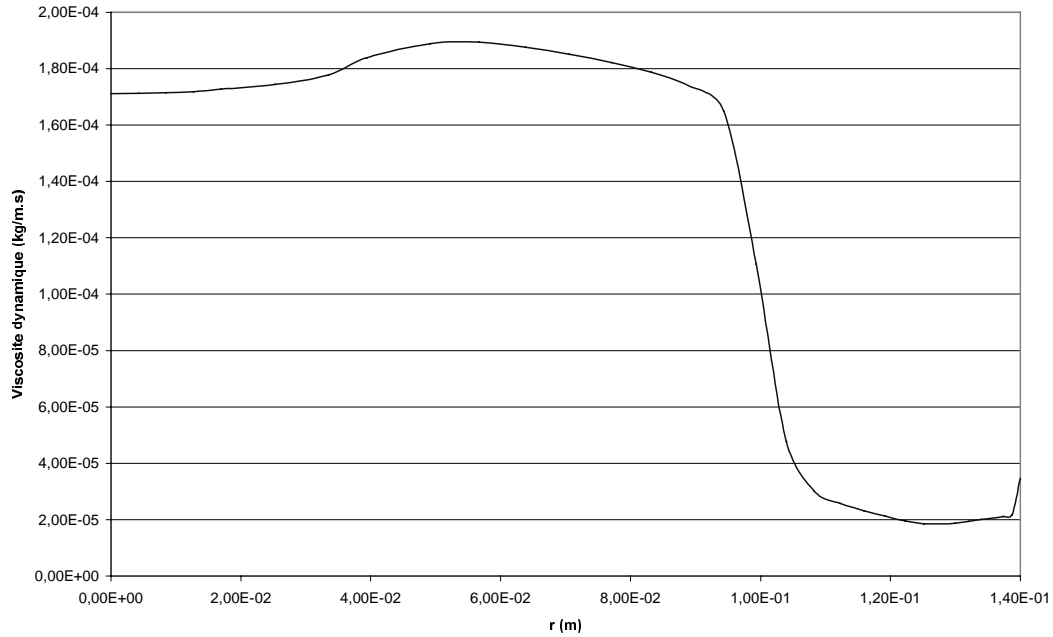


Figure 59 : Répartition radiale de la viscosité dynamique (kg/m.s) 1cm en dessous de l'injection de gaz froid.

Le gaz froid, après avoir buté sur le plasma est essentiellement confiné à la paroi et tandis qu'une autre partie est déviée vers le haut du réacteur. Cette deuxième partie entre dans une recirculation qui favorise un mélange partiel. Cependant, comme nous verrons dans l'analyse des champs de vitesse, l'essentiel du gaz froid s'écoule dans une veine gazeuse le long de la paroi. Cette veine a une conductivité faible, de l'ordre  $10^{-2}$  W/m.K tandis que celle du plasma peut atteindre 5 W/m.K. Par conséquent, le gaz froid forme ainsi une véritable gaine isolante (cf. Figure 60).

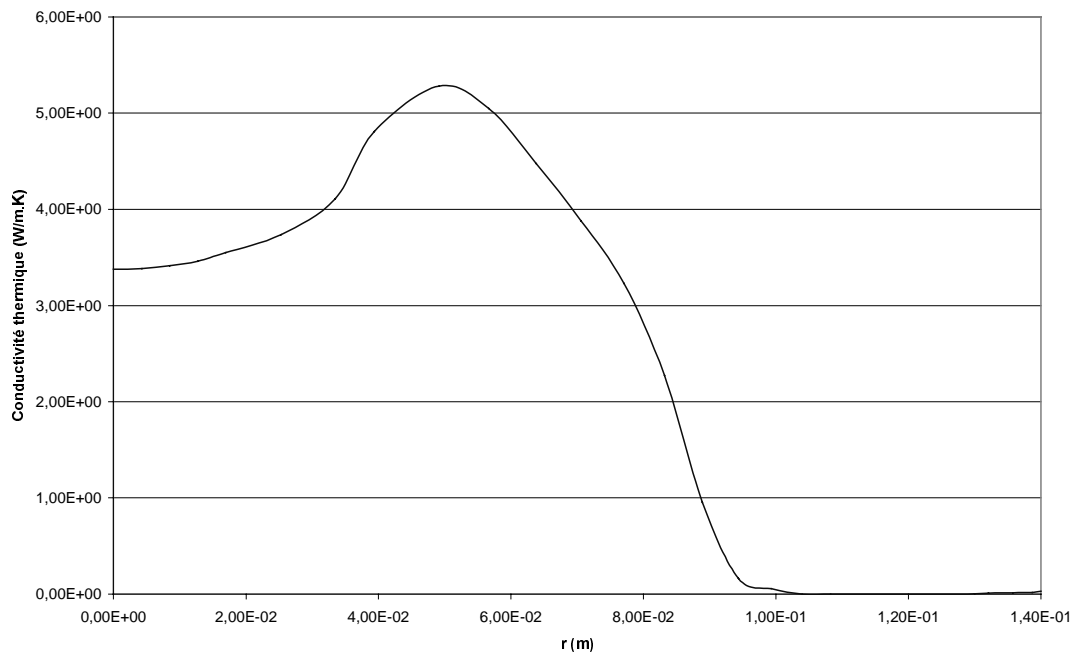


Figure 60 : Conductivité thermique (W/m.K) en fonction de la distance du centre du réacteur (m) 1cm en dessous de l'injection de gaz froid.

La conséquence sur le champ de température (cf. Figure 58) est un allongement très net des isothermes, pour l'injection, qui conduit à une température en sortie du réacteur bien supérieure. La meilleure isolation thermique grâce au gainage par le gaz froid est une température inférieure de la paroi verticale.

L'injection d'un gaz froid modifie de manière très significative la structure de l'écoulement (cf. Figure 61). Le débit supplémentaire induit des vitesses plus importantes. Sans injection, principalement deux recirculations étaient observables de part et d'autre de l'écoulement provenant des électrodes. Avec injection, l'écoulement est beaucoup plus complexe et il dépend de la position de l'entrée du gaz froid. Dans le cas choisi comme exemple, apparaissent des recirculations plus petites, par exemple à la paroi en dessous de l'injecteur : une dépression se crée suivant un phénomène proche de l'effet Coanda, qui va tendre à aspirer le fluide vers la paroi et à accentuer les effets liés à la différence de viscosité exposés plus haut. De plus, la position, la forme et l'intensité des vortex est changée. Le vortex sous le plasma est aplati tandis que celui au-dessus est dévié vers le haut par le jet froid latéral, qui en outre l'alimente partiellement.

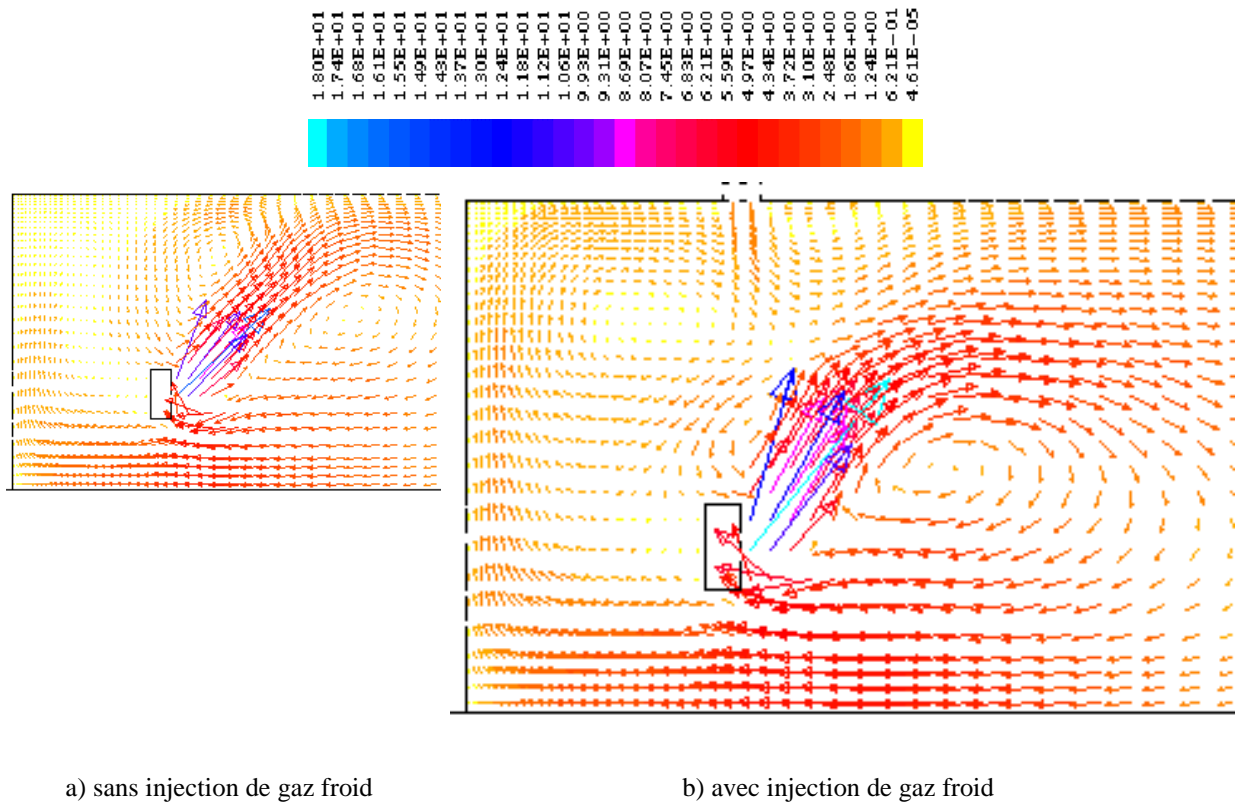


Figure 61 : Comparaison des champs de vitesse au voisinage des électrodes. Echelle de vitesse en m/s.

La surface intérieure de la paroi est très refroidie par l'injection (cf. Figure 62). Grâce au rayonnement, en particulier, celui provenant de la paroi de la tête du réacteur, la température de la paroi est supérieure à celle du fluide froid environnant.

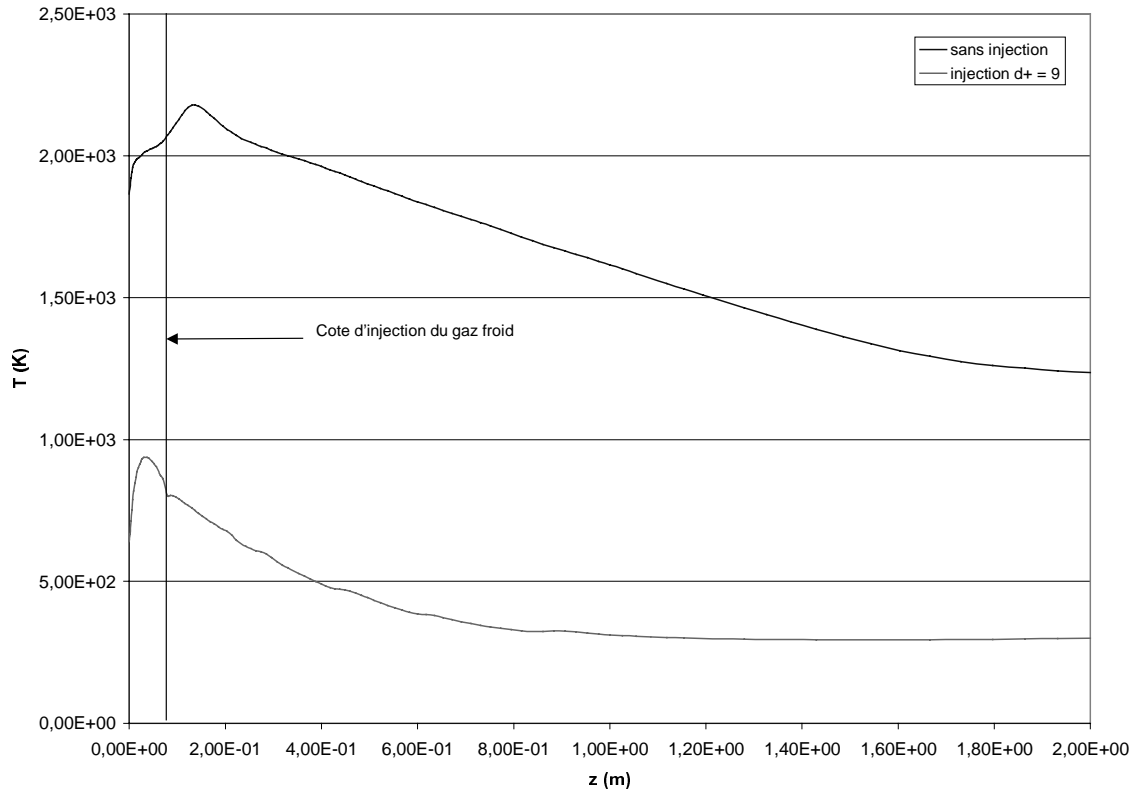


Figure 62 : Température (K) de la surface intérieure de la paroi verticale sans injection de gaz froid et pour un débit massique de gaz froid neuf fois supérieur à celui du gaz plasma.

### III.3.4. Etude de la position d'injection du gaz froid

En conservant la même section d'entrée pour l'injection de gaz froid, nous avons fait varier sa position toute chose restant égale par ailleurs. Pour ces essais, un débit massique de gaz froid trois fois supérieur à celui du plasma a été choisi. La vitesse du gaz froid est purement radiale dirigée vers le centre du réacteur et a une norme de 0,3 m/s. Nous avons appliqué les critères d'évaluation des transferts (cf. III.2.2) aux résultats pour cinq cotes d'injection (cf. Figure 63). Nous n'avons pas testé des valeurs de  $z$  supérieures à 50 cm car plus on descend vers le bas du réacteur et moins on dispose d'énergie. La position idéale (cf. Figure 58), tant pour l'isolation thermique que pour le mélange, est une zone distante de 10 cm environ de la paroi supérieure (chapeau). Rappelons, que l'évaluation des critères présentés sur cette figure est faite dans la section de sortie du réacteur. Plus en amont, le critère de mélange est supérieur mais les pertes à la paroi aboutissent à ces valeurs en sortie. Pour une injection radiale et pour ce débit de gaz froid, le critère de mélange vaut au maximum un peu plus de 50%.

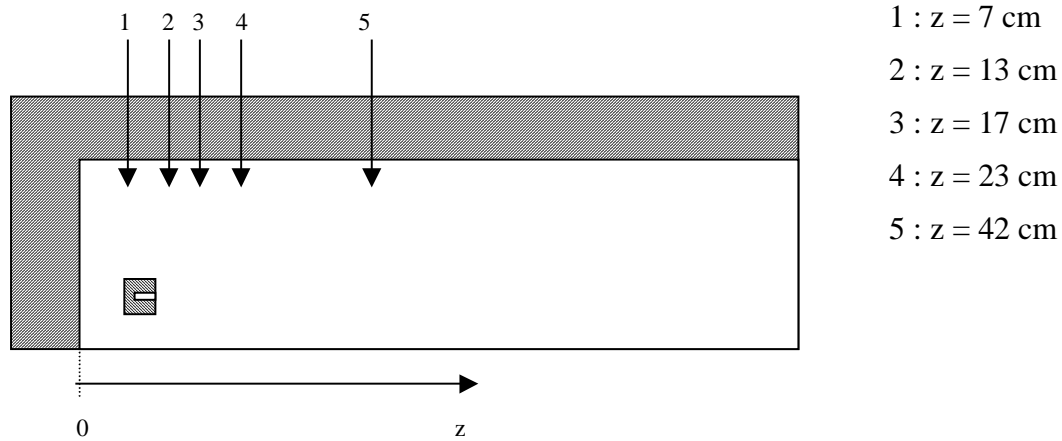


Figure 63 : Schéma du premier mètre du réacteur (horizontal, axe en bas) et disposition des points d'injection testés.

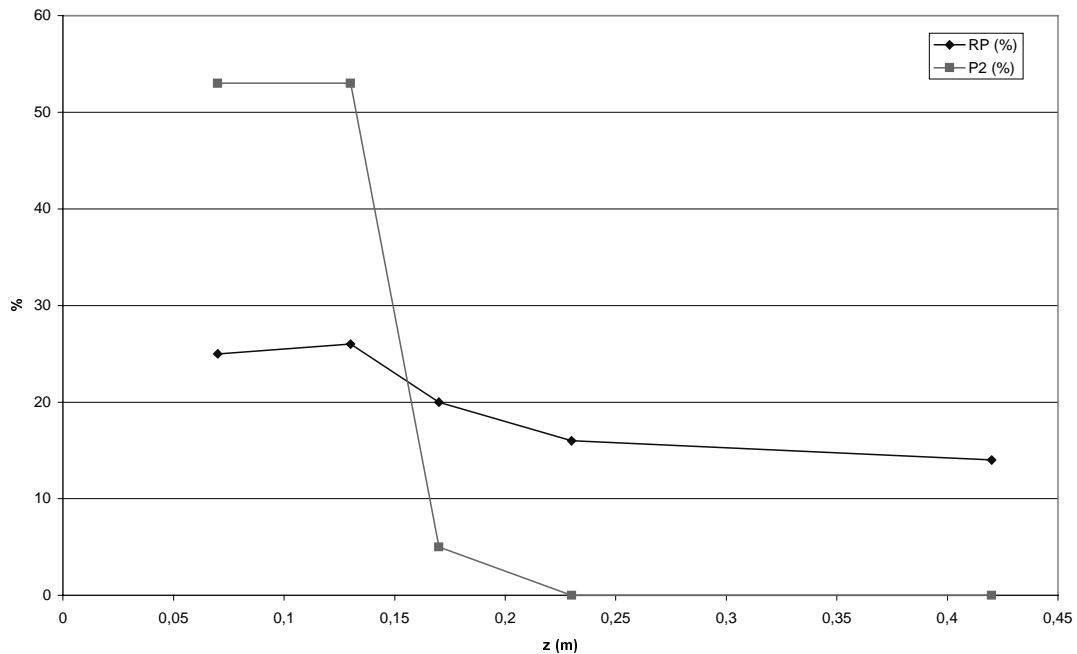


Figure 64 : Evolution des critères d'évaluation des transferts, RP et P2 (%) en fonction de la cote d'injection du gaz froid.

Pour  $z > 15$  cm, une chute importante des performances en terme d'isolation est observable (cf. Figure 64). Cela correspond au niveau au dessous duquel le gaz froid n'isole plus les parties très chaudes, en particulier à l'impact de l'écoulement plasma (cf. Figure 65). Quand l'injection de gaz froid est effectuée trop en aval, l'essentiel de l'énergie est perdue au dessus et le confinement qui s'accompagne de l'allongement des isothermes ne s'applique plus qu'à un gaz déjà très refroidi.

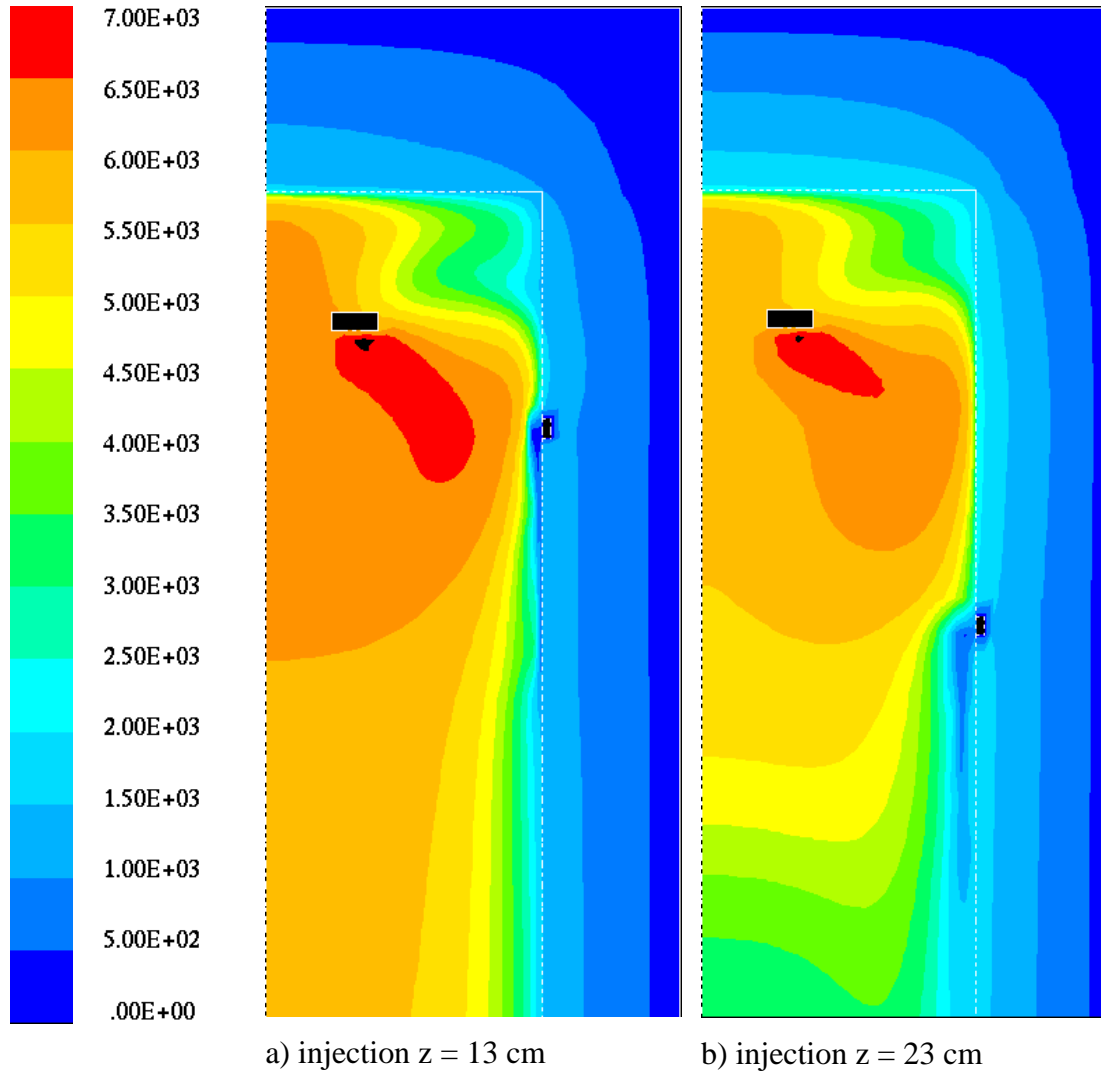


Figure 65 : Champs de température (K) pour deux points d'injection.

### III.3.5. Influence du débit de gaz froid

En accord avec la littérature (Harnby & Edwards 1992, Njah et al. 1993b), le rapport du débit massique de gaz froid sur le débit du plasma s'est révélé un facteur déterminant (cf. Figure 66). La position de l'injection choisie pour cette étude correspond à la zone donnant les meilleurs résultats selon nos critères d'évaluation des transferts :  $z = 13$  cm. L'influence du débit de gaz froid est similaire pour d'autres points voisins de celui choisi.

Quand l'injection est placée dans une position favorable ( $z$  voisin de 10 cm), un maximum pour les critères d'évaluation des transferts RP et P2 est observé au voisinage d'un rapport de débits gaz froid sur plasma de 8. Pour des petites valeurs du débit massique de gaz froid, la gaine froide est peu épaisse et donc une grande partie de l'énergie est perdue aux parois. Pour des valeurs trop grandes, l'isolation reste bonne mais une proportion importante du gaz froid traverse le réacteur sans avoir le temps de se réchauffer.



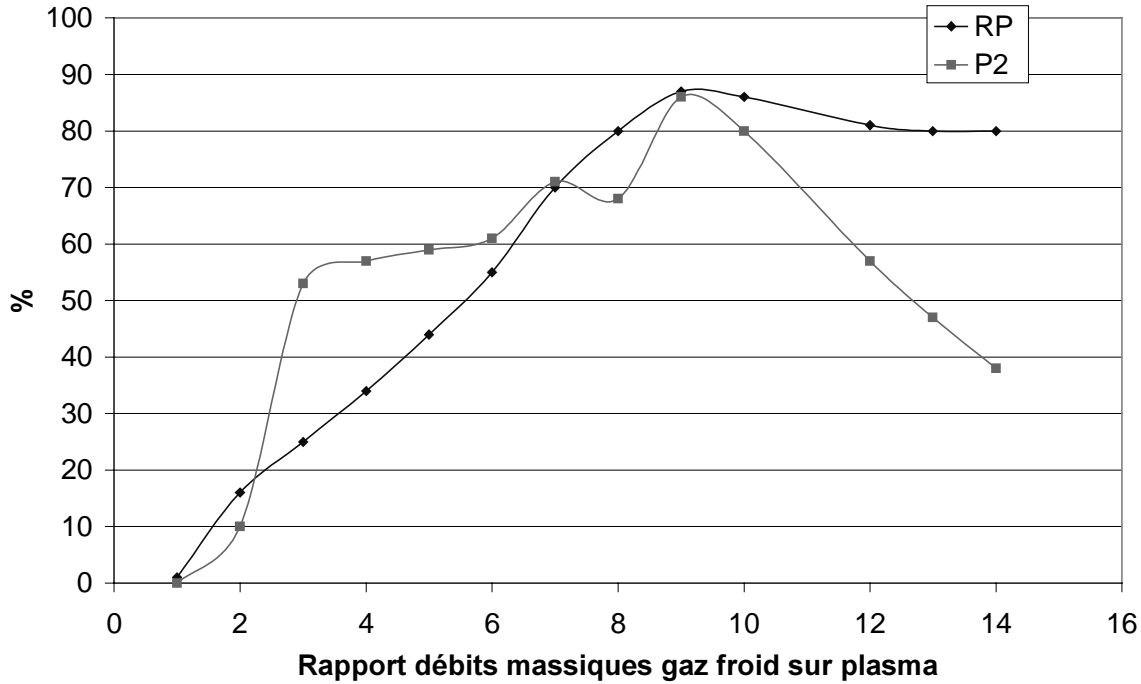


Figure 66 : Evolution des critères d'évaluation des transferts, RP et P2 (%) en fonction du rapport du débit massique de gaz froid sur le débit massique de plasma.

### III.3.6. Influence des autres paramètres

Les autres paramètres qui ont été testés ont généralement une influence beaucoup plus faibles.

En maintenant le débit constant et en augmentant la vitesse du gaz froid, jusqu'à huit fois la vitesse initiale, une légère amélioration en termes de mélange a été observé tandis que les pertes aux parois restaient presque inchangées. L'augmentation de la vitesse favorable aux transferts convectifs explique l'amélioration des transferts mais celle ci se fait dans des proportions faibles en comparaison de l'augmentation du débit par exemple. Aussi, nous considérons que ce paramètre n'a une importance que dans la perspective d'une optimisation très pointue.

La direction de la vitesse d'entrée a une influence très réduite dans les simulations que nous avons réalisées. Il faut toutefois noter que pour une vitesse d'entrée du gaz froid à contre courant, il était impossible de faire converger les simulations et nous ne pouvons donc pas conclure.

Un échantillon d'essais a montré qu'injecter le gaz froid en un nombre plus grand de point n'est pas favorable par rapport à injecter tout ce gaz au point le plus haut. Ce résultat peut s'expliquer par le fait qu'en répartissant le débit de gaz froid en plusieurs points limite l'épaisseur de la veine froide dans le haut du réacteur ainsi que le temps de contact entre les gaz froid et chaud.

La température optimale de l'injection de gaz froid se trouve au voisinage de 700K mais une fois de plus ce paramètre à un impact limité. Nous nous sommes volontairement limité à 1000 K comme température maximale pour nos tests pour des raisons d'applicabilité dans le pilote réel. Il semble que pour des valeurs supérieures à 700 K, le rôle d'isolant de la veine froide n'est plus aussi performant. Le fait que le mélange soit facilité (par rapprochement des

propriétés physiques des gaz chaud et froid) est compensé par des pertes de chaleur supérieures qui viennent prématurément refroidir le gaz chauffé, et donc on n'a pas d'amélioration sensible au delà de cette valeur.

### **III.4. CONCLUSION**

Un rapide état de l'art en matière de mélange entre un plasma et un gaz froid a permis de mettre en évidence les difficultés que cette tâche présentait, principalement du fait de la viscosité extrêmement grande du plasma. Le phénomène de constriction du plasma par un gaz froid injecté radialement est bien connu. La littérature montre en outre que le rapport des débits massiques (plasma/gaz froid) est déterminant.

Le procédé étudié nécessite un transfert énergétique aussi efficace que possible du plasma vers le gaz froid, de sorte que ce dernier atteigne des températures voisines de 2000 K. Nous avons défini deux critères d'évaluation des transferts, l'un mesurant la qualité de l'isolation du réacteur et l'autre basé sur la température atteinte par le gaz froid. Ces critères ont ensuite été utilisés pour évaluer les performances du réacteur, d'après les simulations numériques, pour diverses injections radiales d'un gaz froid de même nature que le gaz plasma. Les deux paramètres importants dégagés sont la position de l'injection et le rapport des débits massiques. Les résultats doivent être pris avec précaution car l'influence de l'injection de gaz froid sur les paramètres électriques n'est pas incluse. Toutefois, à cette réserve près, des valeurs optimales de débits et de cote de l'injection ont été déterminées. La cote est à considérer en relatif par rapport à l'injection du gaz plasma (qui correspond à une zone de 10 cm de longueur immédiatement en-dessous de la zone d'arc). En effet, nous verrons dans le chapitre VI, que le travail de validation a conduit à abaisser la zone d'arcs A par rapport à celle choisie dans ce chapitre. Afin de compléter ce travail, il conviendrait de faire des expérimentations pour valider ces résultats et de tester des modifications de géométrie.

Le mélange est un problème clé pour le procédé : son rendement dépend principalement de la qualité des transferts entre le plasma et le gaz froid réactif. L'injection simple présentée dans ce chapitre possède plusieurs limitations. La plus importante est que l'étude porte sur l'injection d'un gaz froid de même nature que le gaz plasma. Or les transferts sont très différents dans le prototype quand c'est un hydrocarbure qui réagit et se transforme en noir de carbone, avec formation d'hydrogène. Notons que les énergies de réaction et le rayonnement des particules de carbone solides vont bouleverser complètement les résultats obtenus dans cette étude. Une deuxième limitation provient de la non prise en compte de l'influence de l'injection sur les paramètres électriques. Or une variation de la tension induit une variation de puissance et donc de température du plasma, qui n'est pas incluse dans nos simulations.

Pour améliorer l'écoulement, il convient d'augmenter au maximum la surface de contact entre les deux espèces. Pour cela, la turbulence, pour laquelle les transferts convectifs, beaucoup plus efficaces que les transferts diffusifs, dominant, est le régime d'écoulement à provoquer. Pour cela, le moyen le plus simple serait de rompre l'écoulement et de favoriser des vitesses plus grandes par exemple en introduisant un diaphragme ou des obstacles de type "grille". Nous avons commencé à explorer quelques unes de ces pistes au cours d'un travail non présenté dans ce manuscrit mais des problèmes numériques et le manque de temps n'ont pas permis d'approfondir suffisamment le problème, qui demandera une étude spécifique.

## IV. PRESENTATION DU REACTEUR

---

Le principe du réacteur pilote basé à Odeillo consiste à utiliser une assistance électrique, sous forme de plasma d'arc pour apporter l'énergie habituellement fournie par combustion incomplète d'un hydrocarbure. L'idée, dans son principe, n'est pas neuve puisque les premiers brevets déposés par la société CABOT datent d'une trentaine d'années. Cependant, toutes les expériences passées ont été réalisées à une échelle de laboratoire et n'ont jamais connu de développement industriel. Aujourd'hui, avec les importants progrès technologiques, notamment dans le domaine des matériaux, le développement d'un procédé plasma à l'échelle industrielle apparaît techniquement envisageable.

Après une analyse des brevets antérieurs, les choix technologiques qui ont été retenus pour la mise au point du nouveau procédé sont présentés et justifiés. Les principales caractéristiques du réacteur sont décrites.

### IV.1. ANALYSE DES TECHNOLOGIES CONCURRENTES

L'entreprise américaine Cabot, l'un des deux plus importants producteurs mondiaux de noir de carbone a exploré tôt cette voie (Jordan et al. 1967, Jordan 1969). Le dispositif basé sur une torche à induction avait une puissance de 2 kW. Il permettait le traitement de particules de carbone dans un plasma thermique, de sorte à les rendre amorphes. Une autre invention ancienne visait la production de noirs de carbone très structurés par craquage d'un hydrocarbure dans un plasma d'arc (H.K. Orbach 1966). Un hydrocarbure aromatique était introduit dans un arc stabilisé par vortex et était instantanément décomposé en noir de carbone. A l'époque de ces inventions, la technologie plasma était encore peu développée et les considérations environnementales étaient inexistantes. Elles ne débouchèrent pas sur une application industrielle.

Plus récemment en France, une torche à induction HF d'environ 8kW a permis d'obtenir du noir de type noir d'acétylène (Amouroux & Shakourzadeh Boulouri 1984). Toutefois la technologie utilisée, qui n'a permis la production que de très faibles quantités de carbone, n'a jamais connu de développement industriel.

Les principales raisons de ces échecs tiennent à notre sens aux facteurs suivants :

- Les expériences ont été réalisées à une échelle de laboratoire (quelques kW) alors que l'industrie du noir de carbone est une industrie *lourde* dont les puissances unitaires sont de l'ordre du MW.
- Les technologies à induction HF, bien qu'ayant connu d'importants progrès, notamment en Russie, n'apparaissant pas encore suffisamment robustes pour des applications dans le domaine des fortes puissances.

Aujourd'hui, deux technologies concurrentes ont été développées presque simultanément, en Norvège par le groupe norvégien Kvaerner (Lynum 1993), et en France par un consortium dirigé par l'Ecole des Mines de Paris, (Schwob et al. 1994). Contrairement aux expériences passées, ces technologies ont été développées à des échelles intermédiaires entre le laboratoire et le pilote industriel.

La technologie de Kvaerner a été développée en collaboration avec l'organisme de recherche norvégien SINTEF, qui a effectué les premiers essais avec un réacteur d'une puissance de l'ordre de 100 kW. En 1992, une unité pilote de 8 MW a été construite en Suède. D'après nos informations, une usine est en construction au Canada en 1998. En termes de développement industriel, c'est de loin le projet le plus avancé.

Une torche à plasma coaxiale (2) est alimentée en gaz plasma (hydrogène) et en hydrocarbures (3) (cf. Figure 67). Dans la chambre de réaction en aval, un hydrocarbure de même nature peut être introduit à travers les injecteurs (4). En jouant sur les positions et les débits d'injection à ce niveau, les conditions de craquage peuvent être réglées.

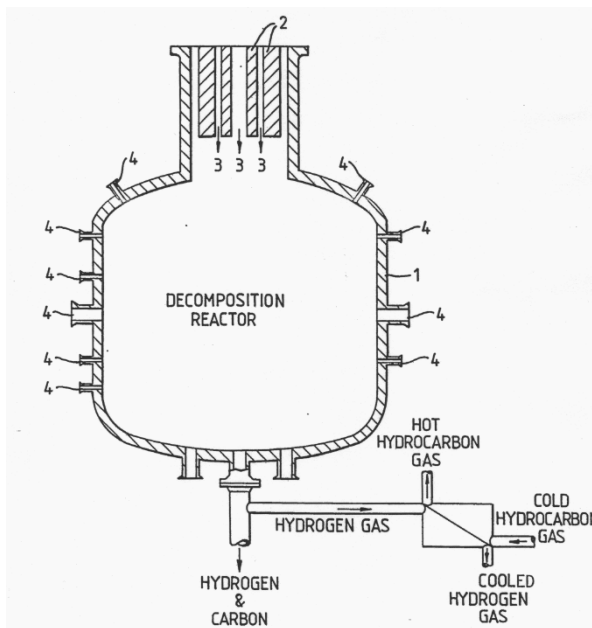


Figure 67 : Schéma du réacteur de craquage de Kvaerner (Lynum 1993).

## IV.2. LES CHOIX TECHNOLOGIQUES

Un consortium dirigé par l'Ecole des Mines de Paris et comprenant : CNRS, EDF, GDF et TIMCAL G+T (ex LONZA) a été initié en 1993. Ce consortium, qui a reçu le soutien de l'Ademe et de l'Anvar a permis la construction d'un réacteur pilote installé à Odeillo. Depuis, ce réacteur a été utilisé pour de nombreuses applications en relation avec le carbone dans le cadre de plusieurs projets financés par des industriels ou de contrats européens.

Le réacteur d'Odeillo dans sa conception actuelle n'a pas été créé *ab initio* pour ce projet. Il résulte de l'évolution d'un réacteur triphasé existant à paroi froide vers un réacteur à paroi chaude.

Le concept de réacteur triphasé alternatif a été initialement développé par Bonet (1973) avec des électrodes métalliques puis il a évolué vers un générateur à électrodes en graphite pour la sphéroïdisation de la chamotte (Mathieu, 1979). Enfin, la caractérisation partielle de l'écoulement et la modélisation de l'interaction plasma-particule a été proposée pour ce même réacteur par Laassouli (1990).

Les principaux choix technologiques qui ont été à l'origine du nouveau procédé reposent sur les considérations suivantes :

1. Electrodes en graphite : le choix du graphite s'est imposé dans l'atmosphère extrêmement réductrice du milieu réactif ainsi que pour l'obtention des produits carbonés d'une grande pureté.
2. Triphasé : c'est une technologie robuste, rustique et qui a fait ses preuves dans de nombreuses applications industrielles de forte puissance. Elle est utilisée depuis longtemps en électrometallurgie et le passage à une échelle industrielle pourra donc se faire plus facilement, avec l'éventuelle expertise des industriels de ce secteur.

3. Arcs libres alternatifs : ils permettent d'avoir une zone plasma étendue. Contrairement aux torches à courant continu qui impliquent de grandes vitesses du plasma, cette technologie permet des temps de séjour beaucoup plus longs pour les réactifs. De plus, le mouvement rapide des arcs est favorable à un environnement homogène et *a priori* a un bon brassage du milieu.
4. Géométrie générale : elle est inspirée de celle des réacteurs utilisés pour la production de noir d'acétylène, qui est l'un des types de noir dont on vise la production. (procédé français PCUK, initialement installé à Lannemezan (64), actuellement exploité par la société SN2A à Berres (13)).

### IV.3. FONCTIONNEMENT DU REACTEUR

#### IV.3.1. Description générale

Le pilote est principalement composé (cf. Figure 68) :

- D'une tête triphasée (3), situé sur la partie supérieure du réacteur, alimentée par une source électrique d'environ 100 kW,
- D'une chambre réactive d'environ 2 mètres de haut (4 et 6),
- D'un filtre de queue (10) permettant la séparation du carbone et de l'hydrogène.

Cette technologie a été brevetée : BF 9301554, EP 0682561, PCT 9400321.

Les principaux gaz utilisés ont été l'argon, l'azote, l'hélium, des hydrocarbures et des mélanges de ces gaz. Les débits moyens sont de l'ordre de quelques Nm<sup>3</sup>/h. La gaz plasma est également réparti entre les trois torches (2). Le gaz est ionisé dans la zone d'arcs, alimentée par le transformateur triphasé.

Avant chaque essai de craquage, une phase de préchauffage du réacteur, d'une durée d'environ une heure est réalisée pour atteindre un équilibre thermique. L'azote est alors généralement utilisée pour des raisons économiques.

Industriellement, le procédé utilisera comme gaz plasma l'hydrogène qui est un sous-produit de la réaction de craquage. Pratiquement, les essais réalisés à Odeillo n'ont pu être conduits avec de l'hydrogène pour les raisons suivantes :

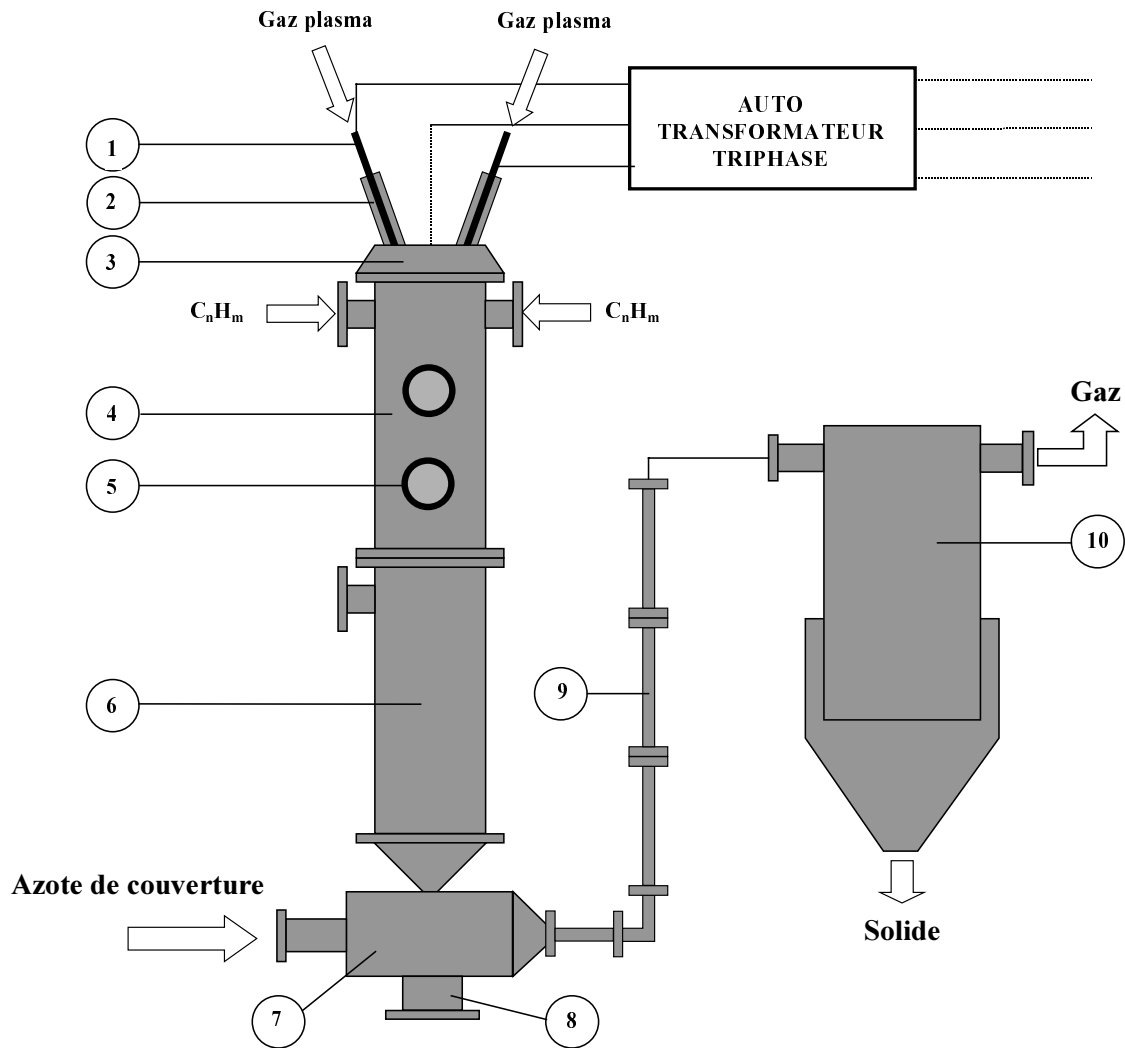
- la source électrique ne permet pas un fonctionnement stable avec l'hydrogène (limitation en puissance),
- pour des raisons de sécurité, il est préférable de diluer l'hydrocarbure dans un gaz neutre.

Dans la phase de craquage, nous avons donc utilisé un gaz inerte, généralement de l'argon, pour empêcher la formation de toute espèce chimique, rédhibitoire pour la réaction de décomposition thermique.

Après une courte période de fonctionnement en gaz inerte pour avoir une atmosphère homogène, l'hydrocarbure est introduit, au voisinage du plasma. Plusieurs points d'injection sont possibles (axialement par le haut, radialement à différentes positions correspondant aux ouvertures) et permettent une grande flexibilité dans le traitement que l'on souhaite faire subir à l'hydrocarbure.

### Chapitre IV : Présentation du réacteur

La décomposition thermique en carbone solide et hydrogène est alors initiée. Les produits s'écoulent vers un mélangeur (7) alimenté par de l'azote de couverture. Les produits sont alors transportés vers des refroidisseurs (9) puis, vers le filtre de queue où les phases solide et gazeuse sont séparées (10).



Numéro	Dénomination	Nombre
1	Electrode graphite	3
2	Torche plasma	3
3	Tête triphasée	1
4	Zone réactive 1 (ZR1)	1
5	Hublot	10
6	Zone réactive 2 (ZR2)	1
7	Mélangeur	1
8	Cendrier	1
9	Refroidisseur	2
10	Filtre à manches	1

Figure 68 : Schéma du procédé avec la dénomination des principales parties constituant le réacteur.

Une vue du réacteur est présentée ci-après (Figure 69).

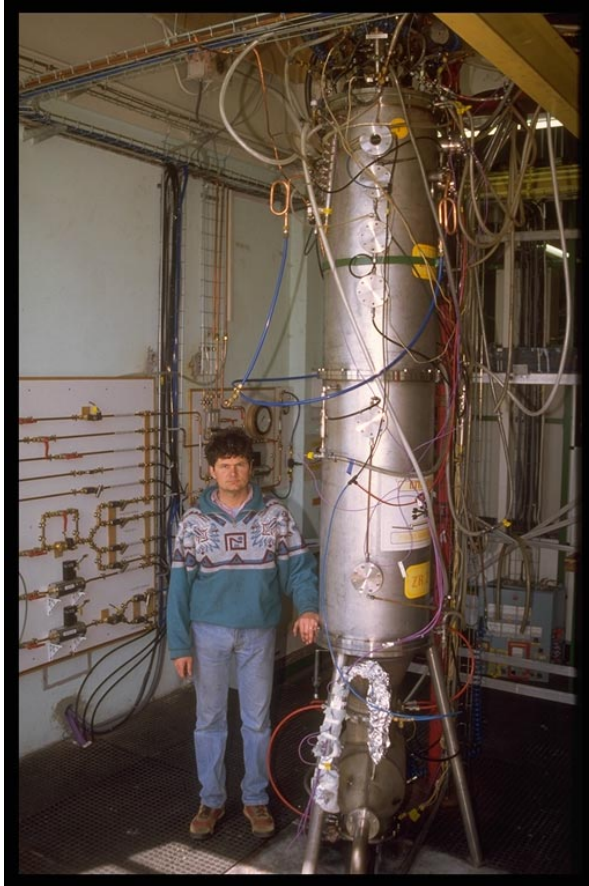
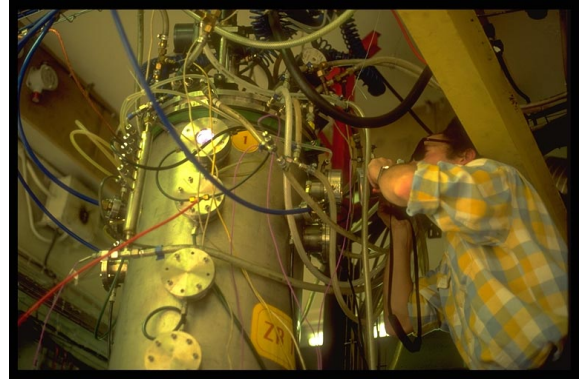
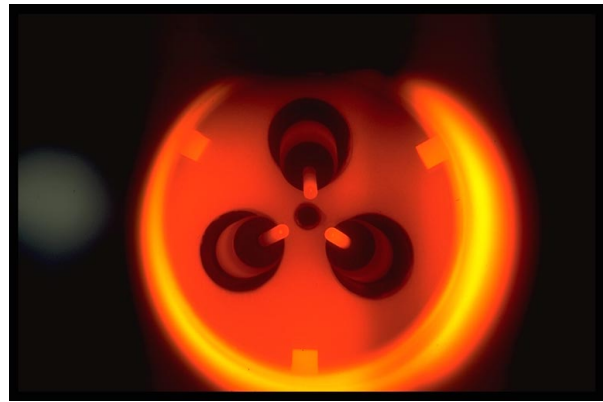


Figure 69 : Vue générale du réacteur



Vue de la partie supérieure du réacteur



Vue de l'intérieur du réacteur (arc arrêté)

### IV.3.2. Description des principaux composants

#### a) Tête triphasée

Elle se compose d'un corps en acier inoxydable refroidi par eau et de trois électrodes en graphite disposées à  $120^\circ$  (cf. Figure 71). L'inclinaison de ces électrodes par rapport à la verticale est de  $15^\circ$ . Chaque électrode est consommable et possède un dispositif d'avance automatique indépendant. L'érosion des électrodes dépend des conditions opératoires, principalement de la densité de courant ( $A/cm^2$ ). En général, dans les conditions de fonctionnement nominales elle est faible, de l'ordre du centimètre par heure. L'amorçage du plasma se fait par contact puis retrait rapide grâce à un système pneumatique. Chaque électrode est alimentée par une phase du courant. Le gaz plasma circule axialement dans l'espace annulaire compris entre les électrodes et les fourreaux porte-électrodes (cf. Figure 70 et Figure 72). L'ensemble est refroidi par eau. Dans les premières versions du réacteur, les parois des fourreaux étaient à simple paroi en acier réfractaire. Avec l'amélioration de l'isolation générale du réacteur, un refroidissement de ces organes s'est imposé. La tête triphasée ferme le réacteur en assurant son étanchéité. Elle peut aussi accueillir un dispositif d'injection de matière première.



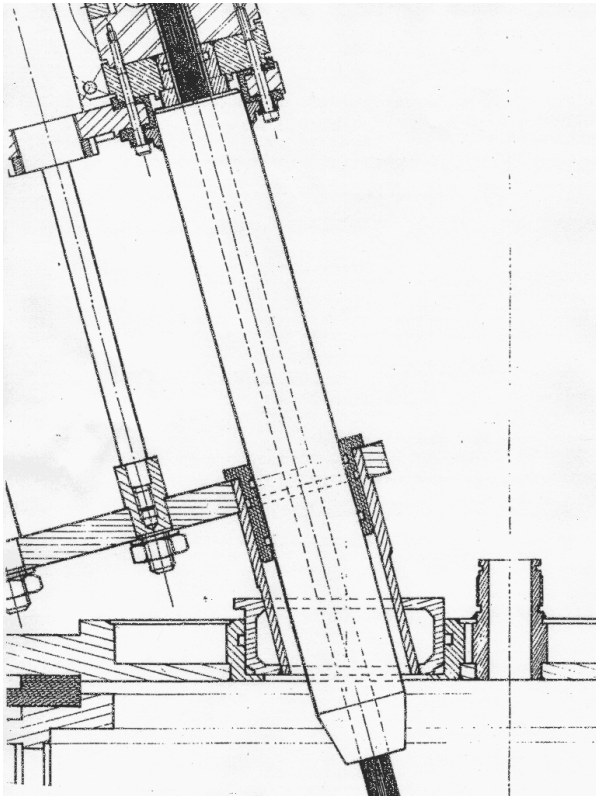


Figure 70 : Vue partielle de la coupe de la tête triphasée (une torche et le chapeau).

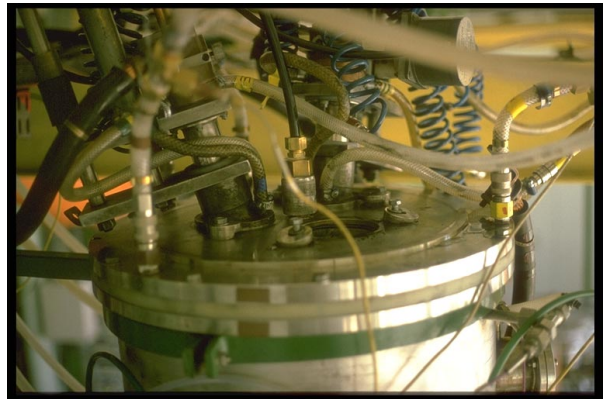


Figure 71 : Photographie de la tête triphasée.

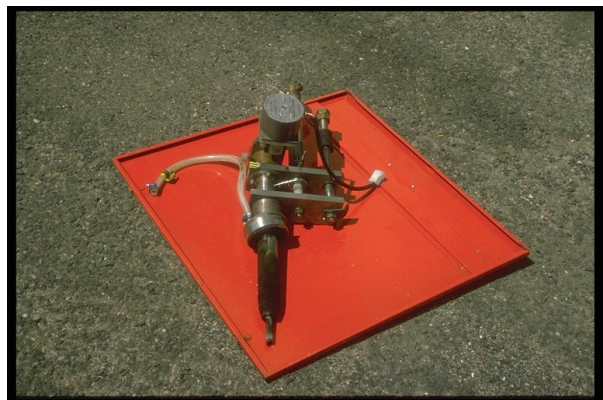


Figure 72 : Une des trois torches à plasma.

### b) Zones réactives

Elles sont constituées de deux cylindres verticaux en acier inox à double paroi refroidie par eau d'un diamètre de 0,4 m environ et d'une longueur de 1 m.

L'intérieur est garni de tubes en graphite et de feutres en graphite (cf. Figure 73). Le cylindre de graphite extérieur et la laine isolante en contact avec la paroi en inox constituent l'isolation initiale, qui a ensuite été améliorée par l'addition d'une nouvelle couche de feutre tenue par un second tube de graphite. Le diamètre intérieur est maintenant de 28 cm. Des dispositifs de visée (cf. Figure 68, (5)) à double paroi équipent le réacteur sur toute sa longueur. Ils peuvent soit servir de points d'injection soit être équipés de hublots pour effectuer des mesures ou simplement pour l'observation visuelle.

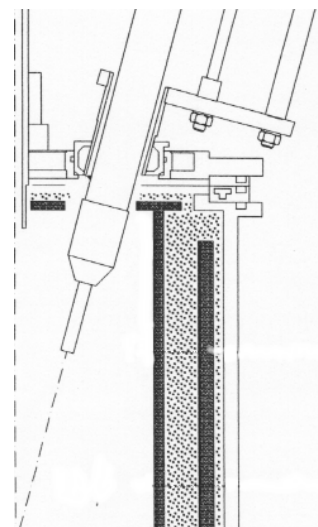


Figure 73 : Coupe du haut du réacteur avec la composition des parois. Noir : graphite.



### c) Mélangeur

Le mélangeur permet de réaliser une injection de gaz (en général l'azote) à la sortie des zones réactives. Le rôle du mélangeur est (cf. Figure 74):

- de refroidir les produits par mélange,
- de transporter les espèces vers le filtre,
- d'inertiser le mélange hydrogène/noirs.

Le mélangeur est constitué d'une enveloppe en acier inox à simple paroi. Seules les brides d'assemblage sont refroidies par eau. Sur la photo ci-contre, on peut aussi noter la position du capteur de pression et de température.

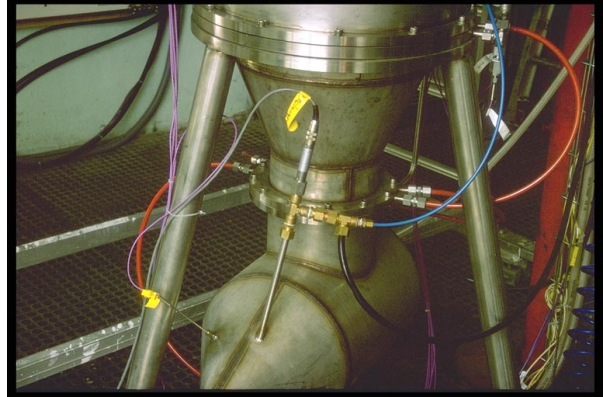


Figure 74 : Mélangeur et cendrier (bas du réacteur).

### d) Refroidisseur

Le rôle du refroidisseur est d'abaisser la température des espèces avant l'entrée dans le filtre, où la température doit être inférieure à 260°C. Il est constitué de quatre cylindres à doubles parois refroidies par eau de 5 cm de diamètre intérieur et 1 m de longueur.

### e) Dispositif de filtration

Il est conçu spécifiquement pour filtrer les particules de noir de carbone. Il a été entièrement réalisé par la société FILTER MEDIA. Ses caractéristiques sont les suivantes (cf. Figure 75) :

Type de filtre : FM5 x 6H10

Surface filtrante : 2,4 m<sup>2</sup>

Tissu : tissu de verre revêtu d'une membrane poreuse en PTFE

Décolmatage : automatique par injection d'azote



Figure 75: Vue de la partie inférieure du filtre à manches.

### IV.3.3. Installation électrique

Chaque électrode est reliée à une phase du régulateur de tension (auto transformateur, cf. Figure 76) en série avec une inductance (cf. Figure 77). Cette inductance introduit un déphasage, entre le courant et la tension de chaque phase, favorable à un réallumage rapide des arcs après le passage du courant à 0. Les trois phases sont reliées à un régulateur de tension qui permet de choisir la tension à vide et d'atteindre différents points de fonctionnement. Le régulateur de tension fait l'interface avec le réseau triphasé du laboratoire (380 V – 266 A), en passant par un contacteur et un sectionneur fusible. L'auto transformateur est connecté suivant un circuit de type triangle.

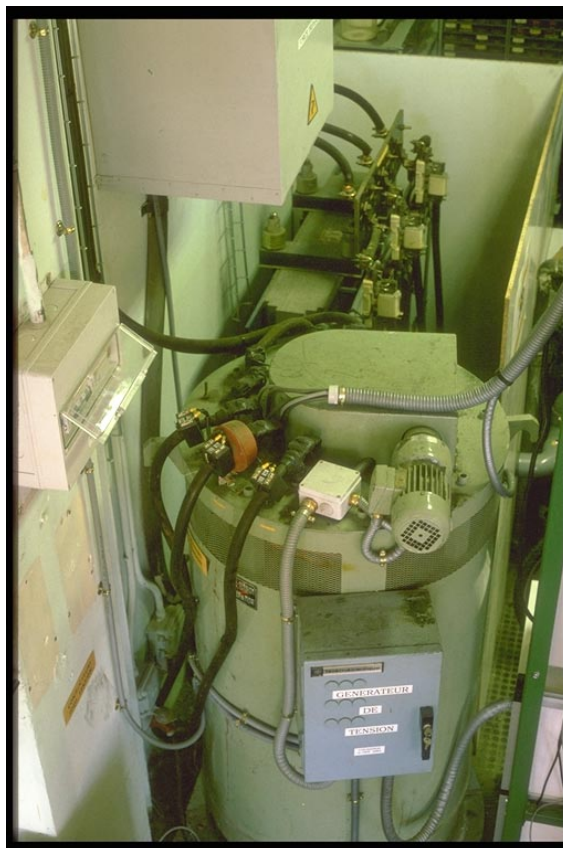


Figure 76: Vue de l'autotransformateur (premier plan) et des selfs (second plan).

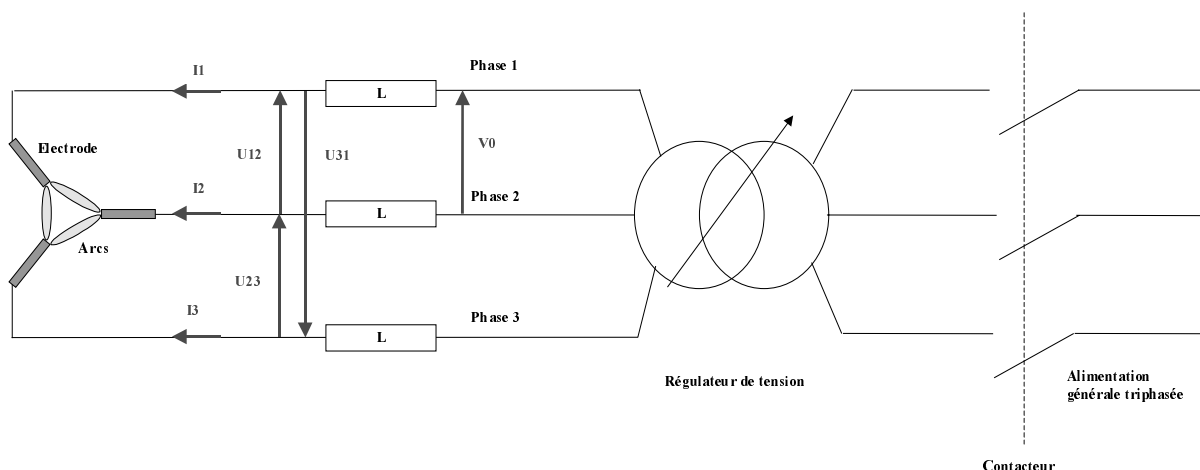


Figure 77 : Schéma de l'installation électrique alimentant le réacteur.

### IV.3.4. Alimentation en fluides

#### a) Eau de refroidissement

Plusieurs circuits de refroidissement par eau permettent de limiter l'échauffement et de préserver le réacteur soumis à des températures intérieures très élevées. Ces circuits indépendants concernent principalement :

- la tête triphasée,
- les électrodes,
- les fourreaux des électrodes,
- les zones réactives 1 et 2,
- les brides entre les zones réactives et entre la zone réactive 2 et le mélangeur,
- le refroidisseur.

Le réglage et la mesure des débits se fait par une batterie de rotamètres avec vannes (cf. Figure 78).

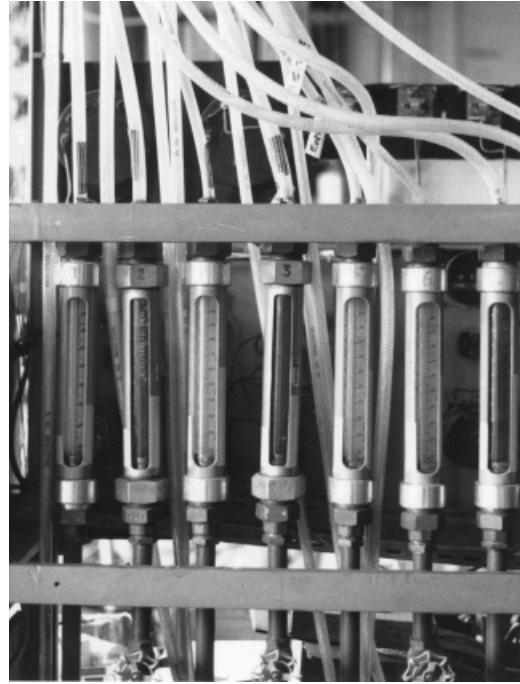


Figure 78 : Banc des rotamètres et vannes d'alimentation en eau

#### b) Gaz

Les gaz (gaz plasmagène, azote de couverture, hydrocarbures) sont conditionnés en bouteilles sous pression puis détendus pour alimenter les circuits :

- démarrage (inertage des électrodes) à l'azote,
- alimentation de la source plasma,
- sécurité (inertage du réacteur), refroidissement et transport des espèces vers le filtre à l'azote,
- injection d'hydrocarbures.

L'ensemble des organes de commande (vannes manuelles, électrovannes, clapets anti-retour, débitmètres massiques) sont assemblés sur une platine (cf. Figure 79).

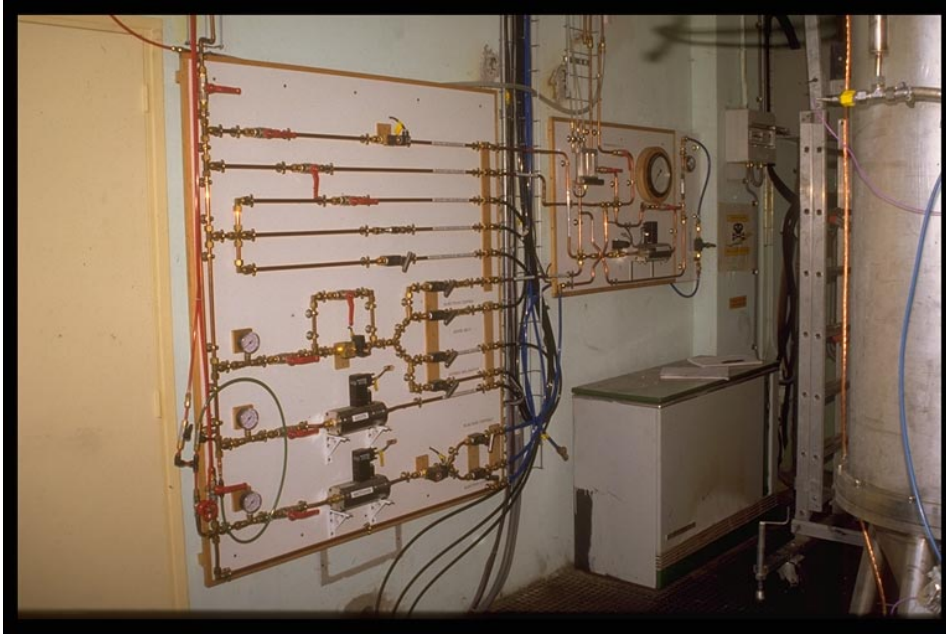


Figure 79 : Platine des circuits de gaz.

Les débits de gaz plasma sont répartis également entre les trois torches grâce à un dispositif de débitmètres en parallèle réglables (cf. Figure 80). L'injection de l'hydrocarbure peut se faire en différents points du réacteur.

#### IV.3.5. Dispositif de sécurité

Compte tenu des risques liés notamment à l'hydrogène et à la source plasma, un important dispositif de sécurité a été mis au point autour de l'expérimentation. Ce dispositif repose sur les points suivants :

- L'ensemble du dispositif est étanche (joints et soudures) et est maintenu en légère suppression en fonctionnement. Les zones chaudes sont refroidies par eau.
- Un important débit d'azote permet de réaliser un inertage des espèces au niveau du mélangeur. Le débit d'azote est ajusté pour toujours maintenir une pression partielle d'azote suffisante pour que le mélange ne soit pas explosif.
- Le filtre est situé à l'extérieur et équipé d'une membrane à explosion.
- Le local est fortement ventilé.
- Un dispositif de sécurité automatique supervise le fonctionnement et permet d'enclencher une procédure de sécurité automatique.

Le dispositif de sécurité automatique repose sur la mesure continue des paramètres suivants (cf. Figure 80) :

- Mesure des températures et des pressions en sortie de mélangeur et en entrée de filtre,
- Mesure des taux d'hydrogène et de méthane à l'intérieur du local et pourcentage par rapport à la limite inférieure d'explosivité (%LIE)
- Mesure des concentrations d'oxygène dans le local et en sortie de filtre,
- Mesure du débit d'azote de couverture.

En cas de détection d'un état anormal ou si l'arrêt manuel d'urgence (coup de poing) est déclenché, l'action simultanée sur les électrovannes conduit à la purge à l'azote de l'ensemble du dispositif, l'arrêt des alimentations en gaz plasma et en hydrocarbures. L'alimentation électrique est aussi coupée.

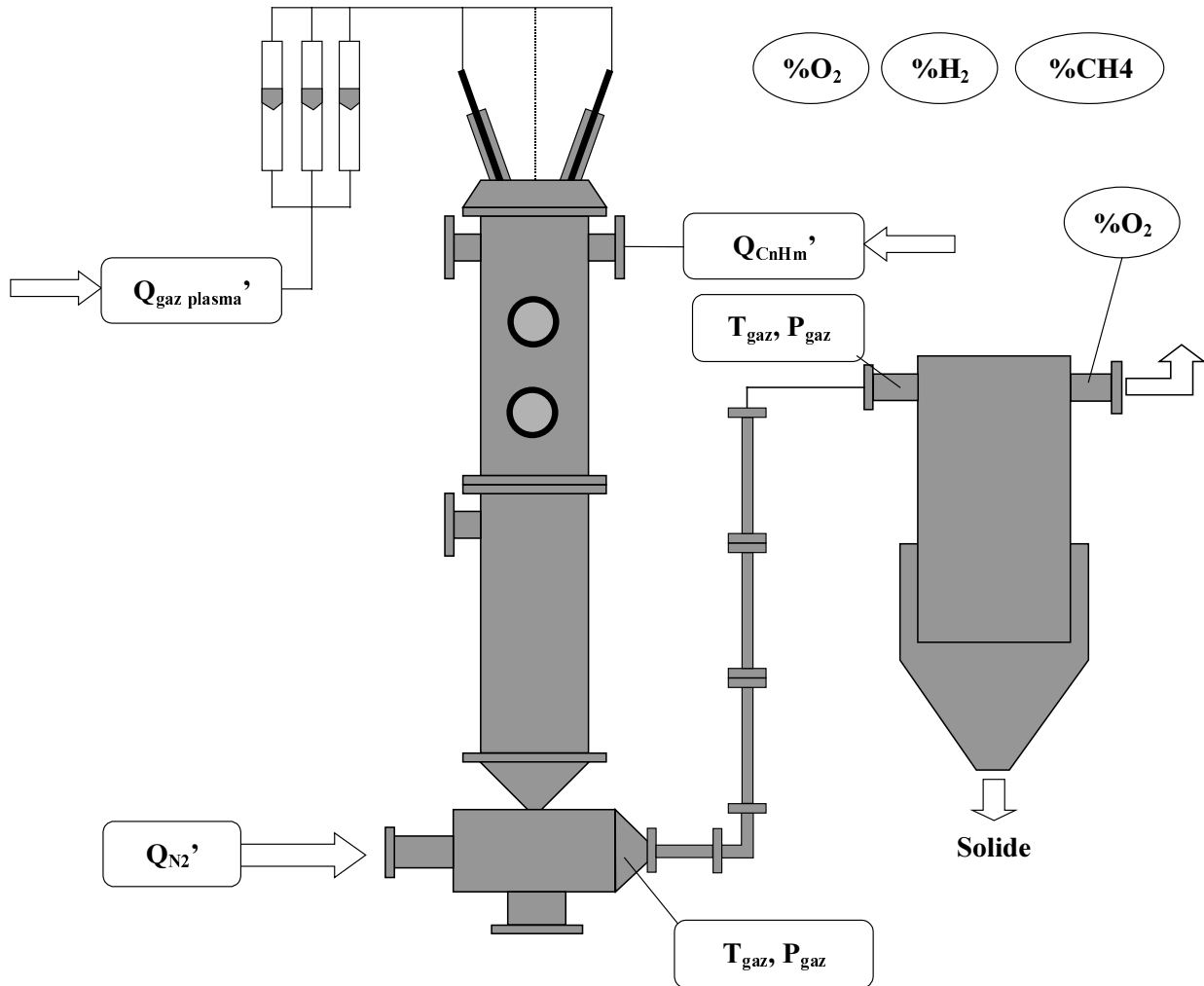


Figure 80 : Principales mesures pour le dispositif de sécurité.

L'ensemble du dispositif de supervision et de sécurité est regroupé dans une armoire murale dont la face avant permet de suivre l'évolution des grandeurs sur lesquelles repose le dispositif de sécurité (indicateurs EURO THERM 842 équipé de deux relais d'alarme). La détection de gaz est assurée par une centrale 4 voies type MSA 92.4 V (3 seuils d'alarme), avec des capteurs de type "oxydation catalytique".

#### IV.4. METROLOGIE

Pour l'essentiel, l'instrumentation permanente du pilote permet de faire des bilans globaux. En outre, des mesures plus pointues (oscilloscope, spectroscopie d'émission, pyrométrie) ont aussi été effectuées ponctuellement et sont décrites dans le chapitre suivant.

#### IV.4.1. Températures

Sur le circuit de refroidissement, 16 thermocouples sont installés pour établir des bilans calorimétriques sur les diverses parties de l'installation. Tous les thermocouples sont de type K (chromel – alumel), gainés acier réfractaire à isolation minérale. Des températures de gaz dans l'écoulement entre le mélangeur et le filtre sont effectuées avec des thermocouples type K. Enfin, cinq mesures de surface réparties sur l'extérieur du réacteur sont réalisées avec des sondes de surface Pt 100.

#### IV.4.2. Débits

Les débits d'eau de chacun des circuits de refroidissement sont mesurés par des rotamètres à flotteur. Les débits de gaz des trois circuits principaux (azote de couverture, hydrocarbure et gaz plasma) sont mesurés par des débitmètres / régulateurs massiques (type 5863 E BROOKS).

#### IV.4.3. Pressions

Deux mesures de pression relative sont réalisées, l'une en sortie mélangeur, l'autre en entrée filtre (cf. Figure 81). Ces mesures sont réalisées par des capteurs / transmetteurs à sortie analogique (KELLER). Des manomètres sont implantés sur chaque circuit d'alimentation de gaz.

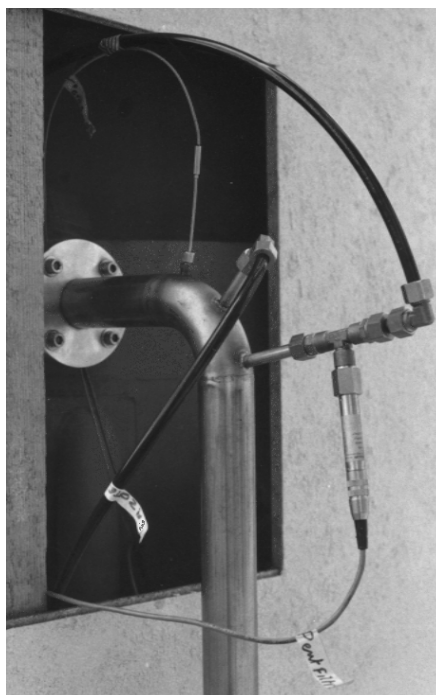


Figure 81 : Mesures de pression et de température en entrée du filtre.

#### IV.4.4. Grandeurs électriques

Ces mesures sont indispensables pour le réglage de la puissance entrante dans le réacteur. En outre, elles permettent de repérer d'éventuelles anomalies ou déséquilibres entre les phases. Les courants de ligne et les tensions de phases (6 mesures au total) ainsi que la tension à vide

sont mesurés (cf. Figure 82). Les sorties sont analogiques après passage dans les convertisseurs adaptés.

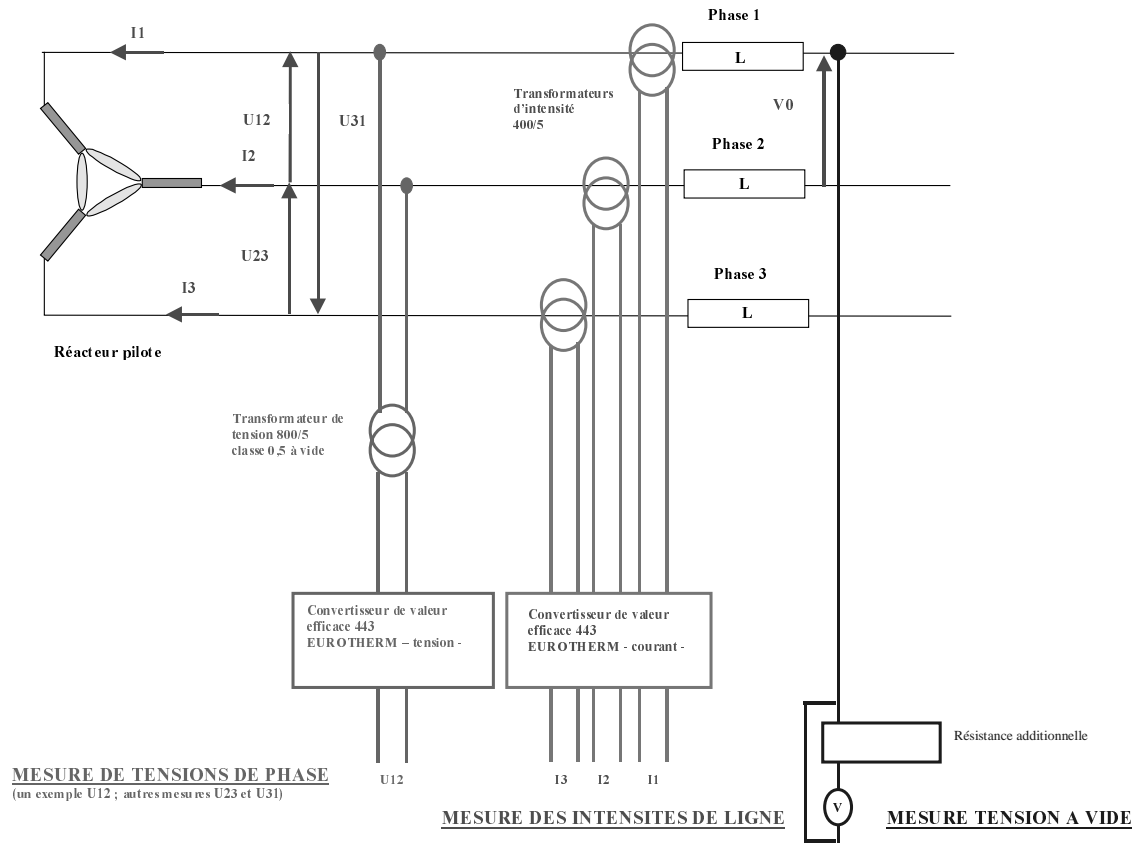


Figure 82 : Schéma de l'instrumentation électrique du pilote.

#### IV.4.5. Acquisition des données

Le système d'acquisition se compose d'un micro ordinateur PC avec microprocesseur 486 / 66 MHz (cf. Figure 83). Cette unité reliée par bus HP-IB à deux boîtes d'acquisition HP 3421 pouvant chacune recevoir 30 voies analogiques (thermocouples, sondes, tensions, courants). La mesure des débits d'eau sur les rotamètres se fait manuellement.



Figure 83 : Système d'acquisition





## V. ANALYSE DU FONCTIONNEMENT DU REACTEUR

Différentes mesures expérimentales ont permis de caractériser le fonctionnement du réacteur pilote : des mesures électriques, des films à la caméra rapide de la zone d'arcs et enfin des mesures de températures (calorimétrie, surface intérieure des parois et température du plasma par spectrométrie d'émission).

### V.1. PARAMETRES ELECTRIQUES

Les mesures électriques sont utiles pour déterminer avec précision la puissance introduite dans le réacteur. Le dispositif décrit au chapitre IV concernait les mesures efficaces d'intensité de ligne et de tension entre phases. Pour effectuer des mesures instantanées, un oscilloscope à plusieurs voies a été branché sur les câbles servant aux mesures efficaces. Grâce à ces dispositifs, le comportement électrique du réacteur a été caractérisé dans différentes conditions de fonctionnement (argon ou azote comme gaz plasma, avec ou sans injection d'hydrocarbure).

#### V.1.1. Etat de l'art

Les publications traitant des oscillogrammes, que nous avons recensées, proposent le plus souvent des moyens de calculer les réactances effectives de fours métallurgiques. Les caractéristiques de l'arc sont évaluées soit sur la base de données expérimentales et de relations semi-empiriques, soit en utilisant des équations intégrales de conservation appliquées à l'arc. Les publications traitant de ce sujet ont été répertoriées et analysées (cf. Tableau 11).

Tableau 11 : Articles traitant de mesures oscilloscopiques sur procédés à arcs et à courant alternatif.

articles	secteur	puissance taille	méthodologie de l'étude	principales conclusions
(Celada 1991)	sidérurgie	four de 6.1m de diamètre, 70 MVA	- décomposition en série de Fourier des grandeurs électriques de l'arc - calcul du déphasage entre 1 <sup>ères</sup> harmoniques de courant et de tension, et de la réactance - étude paramétrique	- un arc induit un déphasage - proposition d'une méthode pour calculer et ajuster en jouant sur divers paramètres la réactance de l'arc
(Chen 1991)	sidérurgie	4 MVA	- modèle de Francis de l'arc & équation du circuit équivalent conduisant à un système d'équations différentielles - étude paramétrique	- avec un modèle de Francis, étude de l'influence de différents paramètres sur le déphasage entre courant et tension
(Lowke 1975)	dispositif de laboratoire	quelques centaines de W	- circuit équivalent & équation d'énergie avec loi d'Ohm pour l'arc - comparaison de ce modèle	- résolution numérique conduisant à des courbes d'intensité et de tension, et des profils de température

			avec l'expérience - détermination des paramètres des modèles de Cassie et Mayr en utilisant ce modèle	- coefficients radiatifs - comparaison avec des modèles semi-empiriques
(Köhle 1993)	sidérurgie	four de 70 à 150 tonnes	- circuit équivalent & modèle de Cassie - calcul de réactance - application à 5 fours	- relation entre la réactance et le temps de fonte - déplacement typique d'un point de fonctionnement
(Larsen 1996)	industrie des alliages de fer & dispositif de laboratoire	30 MVA quelques dizaines de kW	- calcul des caractéristiques courant tension des arcs basé sur un modèle de canal ou sur un modèle MHD	- mise en évidence de l'hystérésis de l'arc - validation sur les grandeurs électriques des modèles

Ces publications, orientées en majorité vers des applications pratiques, mettent l'accent sur le fait que les arcs ne sont pas purement résistifs et qu'ils constituent des éléments non linéaires du circuit. L'évaluation de la réactance des arcs est nécessaire pour un calcul précis de la puissance électrique active dissipée dans un four métallurgique.

Il convient toutefois de noter que le caractère inductif des arcs n'existent que pour les très fortes valeurs d'intensité, de l'ordre du kA. Aussi, si cette spécificité ne devra pas être négligé pour l'installation industrielle de notre procédé, aucun déphasage entre le courant et la tension n'a été observé pour le réacteur pilote.

### V.1.2. Circuit électrique équivalent

Une spécificité du réacteur pilote par rapport à un four métallurgique est que les arcs relient les électrodes entre elles et ne vont pas de l'électrode à un troisième milieu (bain métallique) pouvant jouer le rôle de point neutre. En supposant un circuit triangle parfaitement symétrique et en négligeant les inductances liées aux câbles et au transformateur, le circuit équivalent peut être simplifié (cf. Figure 84).

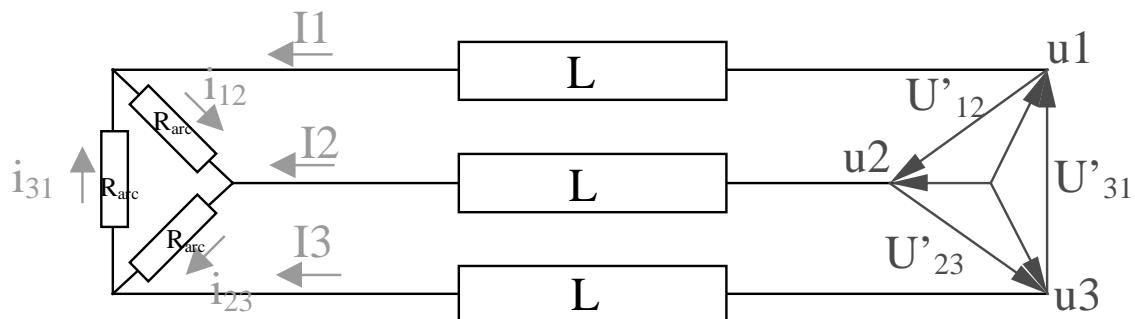


Figure 84 : Schéma électrique équivalent au réacteur. A droite : transformateur, à gauche : schéma équivalent des trois arcs. Au niveau des arcs :  $I$  : intensités de ligne,  $i$  : intensités de phase ; Au niveau de transformateur :  $U'$  : tensions à vide,  $u$  tensions de ligne.

Le diagramme de phase associé au circuit précédent permet de bien visualiser les relations liant les différentes grandeurs électriques (cf. Figure 85).

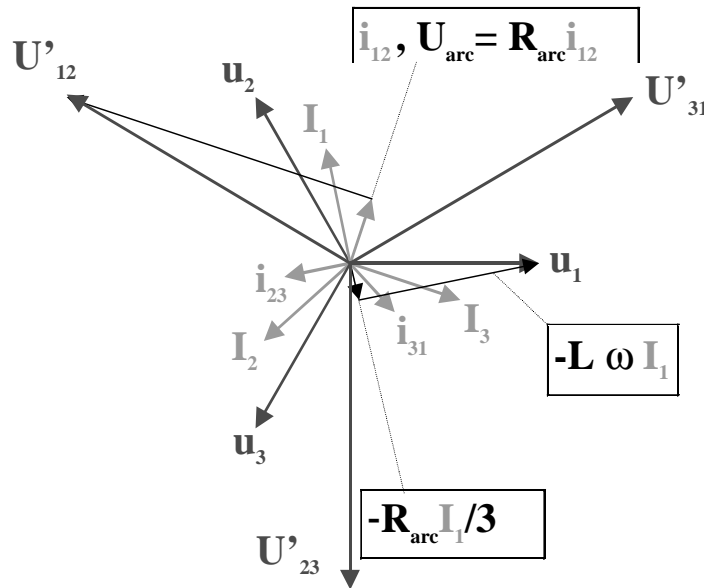


Figure 85 : Diagramme de phase pour le circuit triangle équilibré ( $L\omega/R = 1,6$ ).

### V.1.3. Analyse des grandeurs électriques efficaces

Les tensions et les intensités efficaces constituent les données essentielles pour toute approximation de la puissance électrique dissipée dans le réacteur. Une bonne connaissance de l'influence des paramètres physiques permet de régler le réacteur pilote pour atteindre des points de fonctionnement précis.

#### a) Influence de la nature du gaz plasma

Un grand nombre de mesures ont montré que le fonctionnement sous argon conduit à une forte diminution de la tension efficace (de l'ordre de la moitié) et une augmentation faible de l'intensité par rapport à une atmosphère d'azote, pour des conditions de fonctionnement voisines. Ce résultat rejoint les observations de Haidar & Farmer (1993) qui avaient noté que la chute de tension dans des arcs d'azote étaient environ le double de celle pour l'argon. Cette différence mise à part, le réacteur réagit de façon analogue à la modification des paramètres opératoires décrits dans les paragraphes suivants.

#### b) Influence de la tension à vide

Nous avons tracé les mesures efficaces de tension et d'intensité en fonction de la tension à vide pour l'argon sur la Figure 86. L'évolution est similaire pour l'azote. Les intensités efficaces varient de façon quasi linéaire avec la tension à vide. En revanche, la tension efficace est peu sensible aux variations de tension à vide.

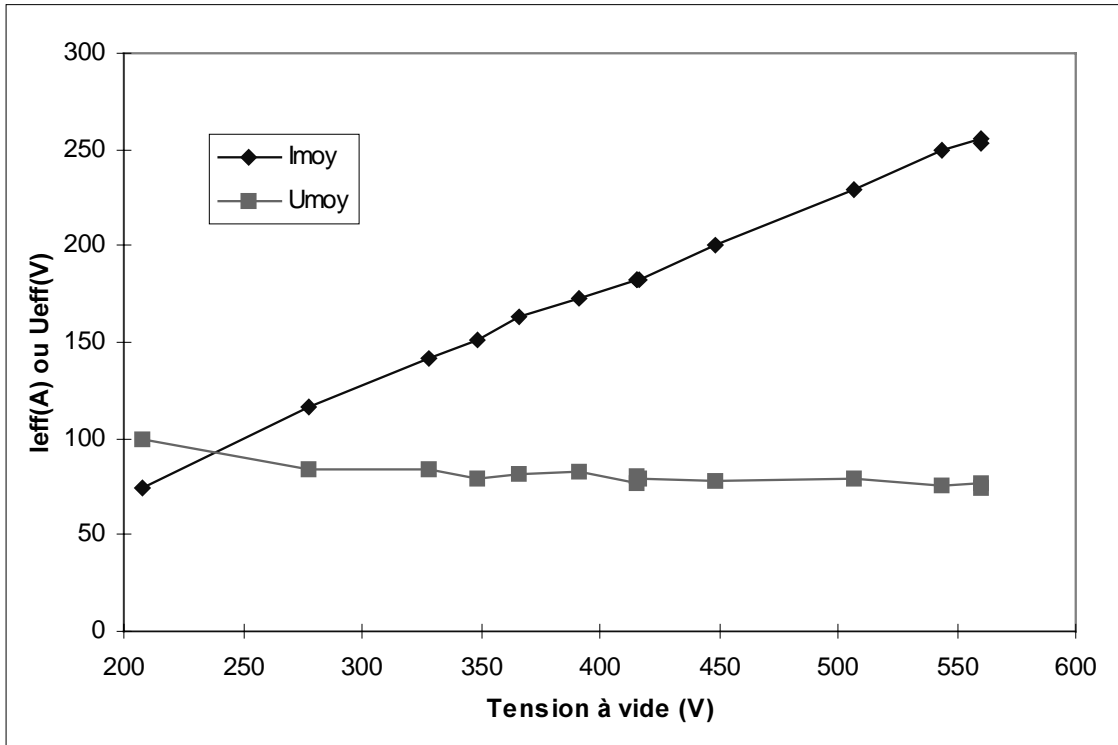


Figure 86 : Evolution caractéristique des tensions efficaces entre phases et des intensités efficaces en fonction de la tension à vide; caractéristiques de l'essai : gaz plasma argon (44l/mn), inductance en série avec les électrodes  $L=3.52$  mH.

Ces observations expérimentales sont en accord avec le diagramme de fonctionnement du réacteur. Pour la source triphasée en série avec les inductances  $L$  (cf. Figure 84), dans un diagramme de phase, on montre que la tension à vide  $U'_{ij}$  ou  $U_0$  est l'hypothénuse d'un triangle dont les deux autres côtés sont la tension  $U$  aux bornes du circuit et  $L\omega^3 I$ . La caractéristique courant tension du générateur est donc une ellipse (cf. Figure 87). Quand on augmente la tension à vide, le point de fonctionnement se déplace avec une amplitude quasiment proportionnelle pour l'intensité tandis que la tension reste presque constante.

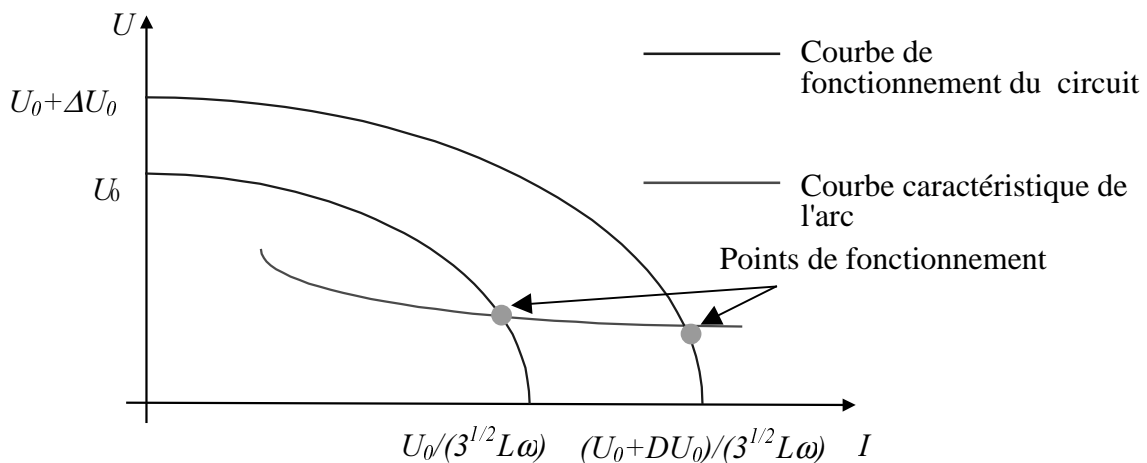


Figure 87 : Déplacement du point de fonctionnement du réacteur en fonction de la tension à vide;  $U_0$  : tension à vide,  $L$  : inductance des bobines en série avec les électrodes,  $\omega$  : pulsation du courant.

**c) Influence de l'inductance en série de chaque électrode**

De même que dans le paragraphe précédent, l'évolution des valeurs efficaces en fonction de l'inductance en série des électrodes s'explique par l'allure du diagramme de fonctionnement du réacteur. C'est ce qui apparaît en comparant le Tableau 12 (tension à vide 550V) et la Figure 88.

Tableau 12 : Valeur de la tension et de l'intensité efficaces pour différentes valeurs de l'inductance en série des électrodes.

inductance (mH)	2.5	3.52	4.48
intensité efficace (A)	300	217	170
tension efficace (V)	250	261	265

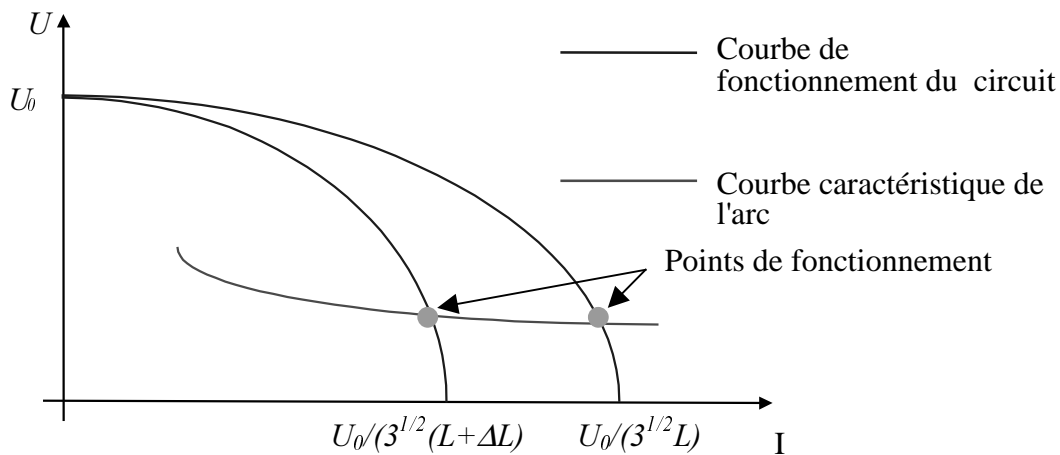


Figure 88 : Déplacement du point de fonctionnement du réacteur en fonction de la valeur de l'inductance en série avec les électrodes;  $U_0$  : tension à vide,  $L$  : inductance des bobines en série avec les électrodes,  $\omega$  : pulsation du courant.

**d) Influence de l'injection d'hydrocarbure**

L'injection d'hydrocarbure et les réactions chimiques qui conduisent au craquage modifient de façon importante le fonctionnement électrique du réacteur (cf. Figure 89). L'intensité efficace est peu modifiée par l'injection de gaz réactif tandis que la tension augmente jusqu'à dépasser le double de celle sans injection. Le courant est imposé par la source et reste donc à peu près identique quelle que soit la charge. Par contre, la résistance du milieu augmente beaucoup quand on introduit un gaz qui absorbe de l'énergie, réduit l'ionisation et la conductivité du milieu.

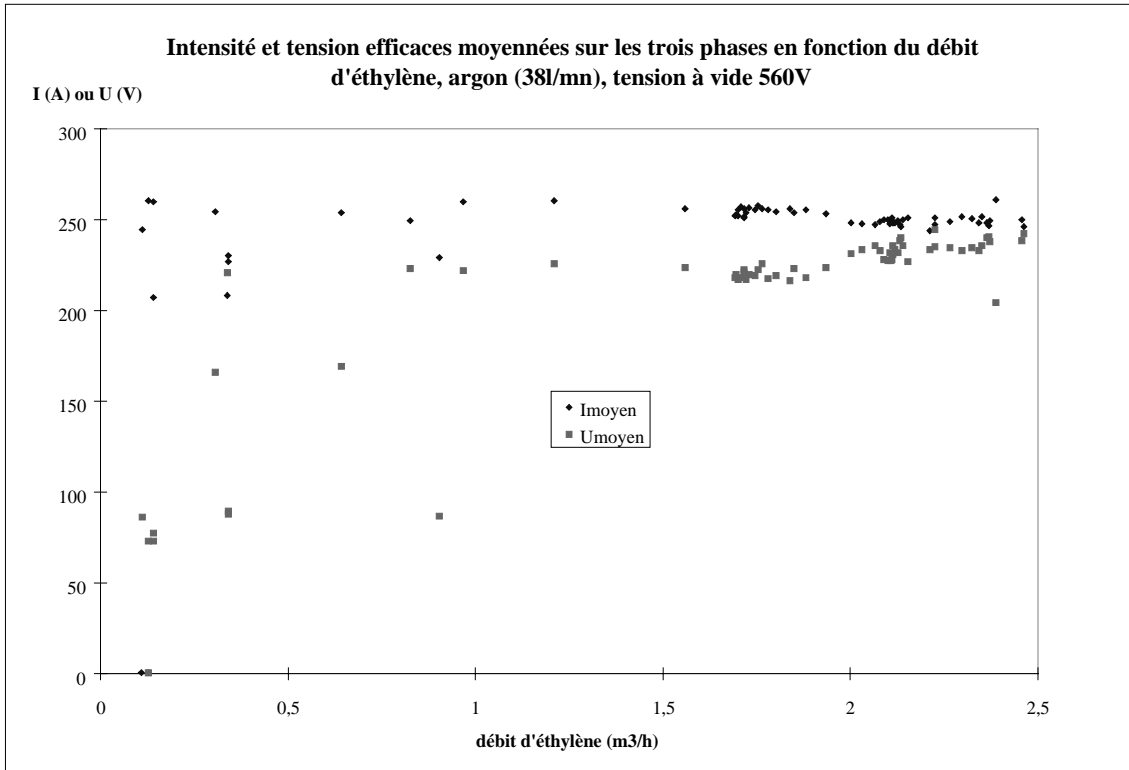


Figure 89 : Evolution des valeurs efficaces moyennées sur les trois phases de tension et d'intensité en fonction du débit d'éthylène; caractéristiques de l'essai : argon (38 l/mm), inductance en série de chaque électrode  $L=3.52\text{mH}$ , tension à vide 560V.

#### V.1.4. Analyse des oscillogrammes

##### a) Nature des mesures

L'un des objectifs principaux des mesures avec l'oscilloscope était de déceler un éventuel déphasage entre le courant et la chute de tension dans les arcs. Les branchements de l'oscilloscope ont été faits de manière à mesurer les intensités de ligne et les potentiels de chaque phase par rapport à un point neutre fixe. Le déphasage entre ces deux mesures est identique à celui entre l'intensité traversant l'arc et la tension entre les phases (voisine de la tension d'arc). Malheureusement, des interférences entre les appareils de mesures ont introduit des erreurs dans la plupart de nos mesures. Le branchement limitant aux maximum ces erreurs consiste à faire les mesures d'intensité en parallèle avec le convertisseur de valeurs efficaces. Dans ce cas, le déphasage est nul. Les autres branchements conduisent à des déphasages erronés. Le déphasage nul est en accord avec la théorie car il est admis que les intensités de l'ordre de 200 A sont trop faibles pour que l'arc ait une réactance. Ce phénomène ne s'observe que pour des valeurs de courant de l'ordre du kA dans la sidérurgie notamment.

##### b) Interprétation générale des oscillogrammes

Un oscilloscope a permis d'effectuer des mesures instantanées de tension et d'intensité avec un pas d'échantillonnage variant entre  $3.33.10^{-4}$  et  $3.33.10^{-5}$  secondes. Ces mesures ont été réalisées dans des conditions de fonctionnement aussi variées que possible : avec l'argon ou l'azote comme gaz plasma, à vide ou en phase de craquage à l'éthylène, ou au méthane. Les

connexions électriques aussi ont varié : réacteur fonctionnant avec ou sans neutre à la terre, avec différentes valeurs d'inductance pour les bobines en série avec les électrodes.

L'ensemble des résultats présente des points communs. Sur la Figure 90, nous avons tracé des oscillogrammes typiques du fonctionnement du réacteur. L'intensité est quasiment sinusoïdale, même si quelques déformations apparaissent parfois au voisinage du passage à zéro. En revanche, la tension présente un tracé de forme rectangulaire, extrêmement perturbé. Ces formes sont celles couramment reportées dans la littérature (Larsen 1996, Jordan 1970). Les instabilités de la tension avaient nécessité la mise en place de filtre pour faciliter les mesures sur des versions antérieures de la torche triphasée d'Odeillo.

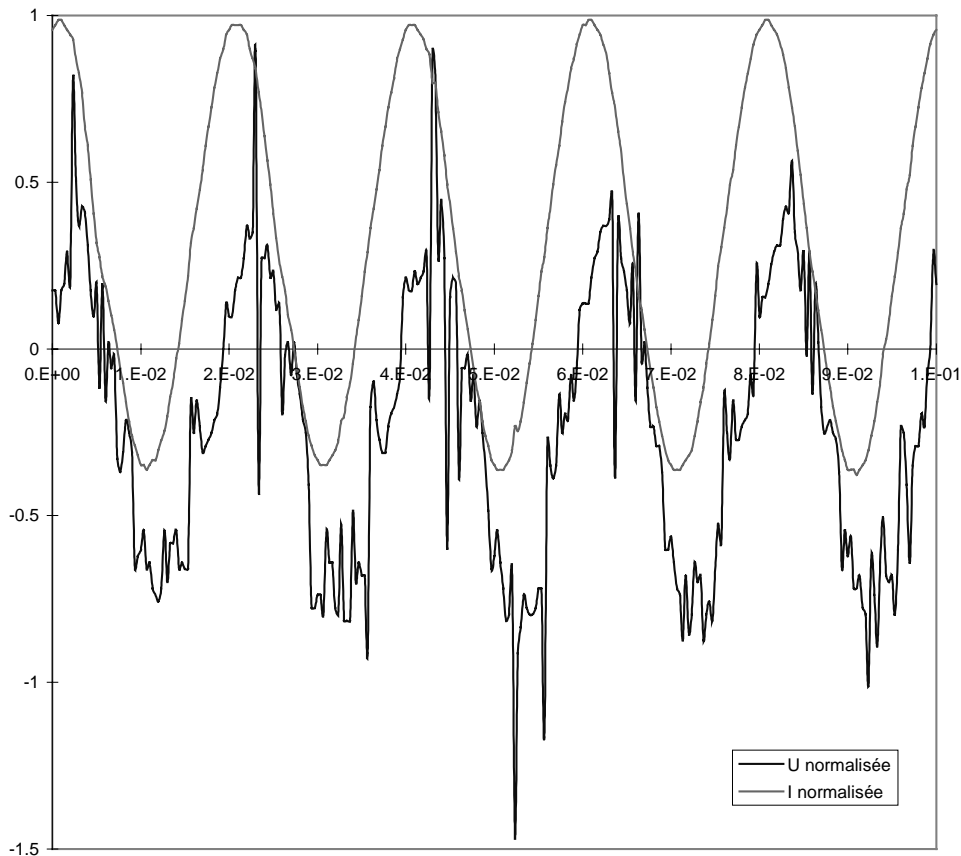


Figure 90 : Oscillogrammes de potentiel de phase et d'intensité de ligne, pour une même phase, normalisées par leur valeur maximale pour une des trois phases ; fonctionnement à vide sous azote ; le décalage des courbes par rapport au zéro s'explique par un offset de l'oscilloscope ; le déphasage apparent est lié à un branchement en série du convertisseur de valeurs efficaces avec l'oscilloscope.

Le courant suit bien dans sa forme la source sinusoïdale et ce quelles que soient les conditions opératoires. La forme de l'oscillogramme du courant est indépendante de la nature du gaz plasma, des débits de gaz, de l'inductance du circuit et de la topologie du circuit de mesure. Il faut toutefois noter qu'une déformation assez sensible est observable au voisinage de zéro quand on injecte un gaz réactif.

La tension s'adapte aux valeurs du courant. Or comme nous verrons sur les films à la caméra rapide, les arcs ont un mouvement chaotique et, des formes et des sections variées. Cette géométrie aléatoire conduit à des caractéristiques électriques de l'arc, en particulier une résistance, extrêmement variables. La tension résultant comporte de nombreuses harmoniques.

En résumé, le courant a une forme imposée par la source et la tension résulte de cette intensité et des variations de l'aspect de l'arc.

### c) Influence de la nature du gaz plasma

La nature du gaz plasma (azote ou argon) n'influence pas les oscillogrammes d'intensité. En revanche, les courbes de tension sont modifiées, comme on peut le remarquer sur les Figure 91 et Figure 92. L'amplitude des variations aléatoires de hautes fréquences semble plus importante dans le cas de l'argon.

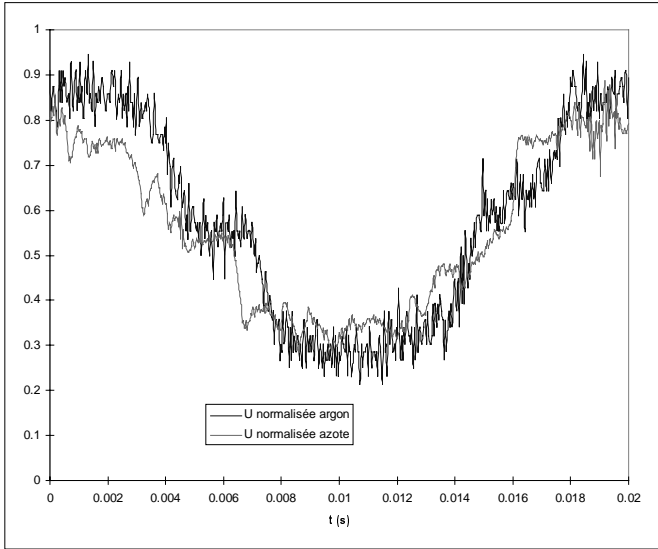


Figure 91 : Oscillogrammes de tension normalisée avec l'azote et l'argon comme gaz plasma.

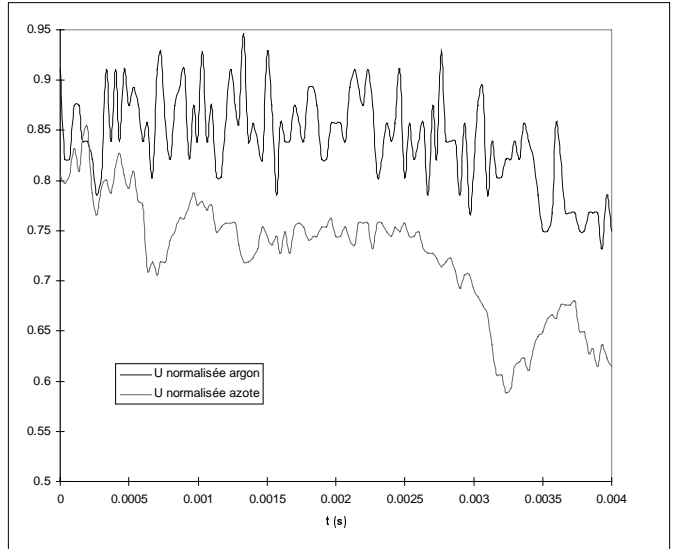


Figure 92 : Oscillogrammes de tension normalisée avec l'azote et l'argon comme gaz plasma (détail).

### d) Influence de l'injection de gaz réactif

La Figure 93 permet d'apprécier l'influence de l'injection d'un gaz réactif dans le réacteur. La courbe d'intensité est déformée au voisinage du passage à zéro mais elle reste régulière, on observe peu de bruit de hautes fréquences. Pour l'oscillogramme de tension, l'amplitude des perturbations de haute fréquence augmente beaucoup, particulièrement quand la tension a atteint son palier, c'est-à-dire quand l'arc est établi. Dans les phases d'extinction et d'allumage de l'arc, la présence de gaz réactif modifie peu la tension tandis que l'oscillogramme d'intensité change d'aspect.

La forme des courbes, en particulier au passage du courant à zéro, se rapproche des formes généralement observés dans les fours sidérurgiques triphasés, dans lesquels, l'extinction et le réallumage de l'arc crée un sorte de palier d'intensité au voisinage de zéro. Le passage du courant à zéro se décompose comme suit :

1. la tension devient insuffisante : l'arc s'éteint,
2. en l'absence d'arcs, le courant traversant les électrodes concernées est nul. La chute de tension aux bornes de l'inductance s'annule donc, et permet une augmentation de la tension entre les électrodes,
3. cette tension augmente jusqu'à la valeur critique permettant à l'arc de s'amorcer.



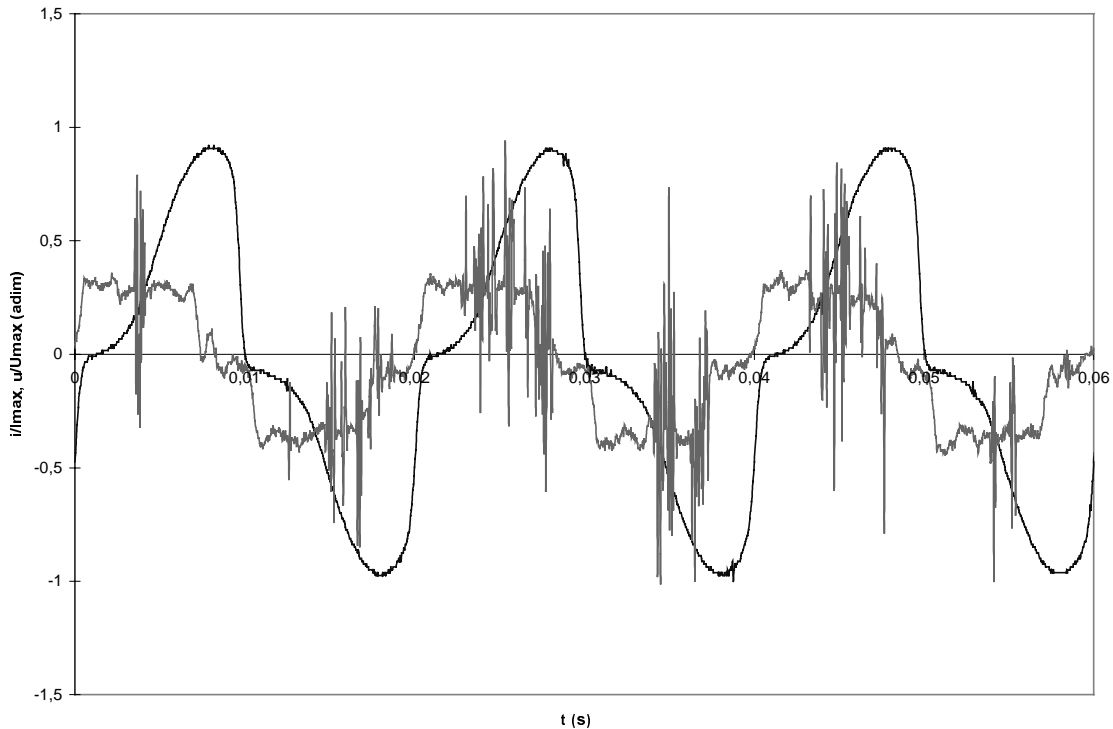


Figure 93 : Oscillogrammes de potentiel de phase et d'intensité de ligne, pour une même phase, centrées et normalisées par leur valeur maximale pour une des trois phases ; fonctionnement avec injection d'éthylène sous argon ; branchement correct : la mesure de courant est en parallèle avec le convertisseur de valeurs efficaces (déphasage presque nul).

### V.1.5. Analyse de Fourier des intensités et tensions instantannées

Les transformées de Fourier de la plupart des courbes d'intensité et de tension ont été effectuées. Les différentes conditions opératoires ne modifient pas fondamentalement les résultats. Les spectres comportent plus de fréquences dans le cas de l'azote que pour l'argon.

Bien que l'intensité soit quasiment sinusoïdale, des harmoniques sont aussi trouvées mais leur niveau est plus de vingt fois inférieure à celui de la tension (cf. Figure 94 et Figure 95). Cette différence ainsi que les valeurs absolues sont très voisines de celles mesurées par Larsen (1996). Les harmoniques impaires dominent en général. A noter dans le spectre de l'intensité, la présence de la troisième harmonique qui est caractéristique des systèmes triphasés fonctionnant avec un déséquilibre (Celada 1991). La présence d'harmoniques paires témoignent d'une dissymétrie dans le fonctionnement entre les deux demies périodes.

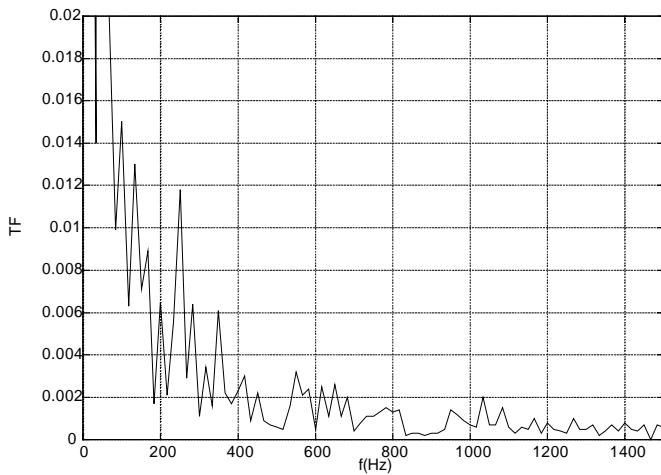


Figure 94 : Transformée de Fourier de l'intensité pour l'azote, adimensionnée avec la valeur de l'harmonique 50 Hz (valeur 1 en 50 Hz)..

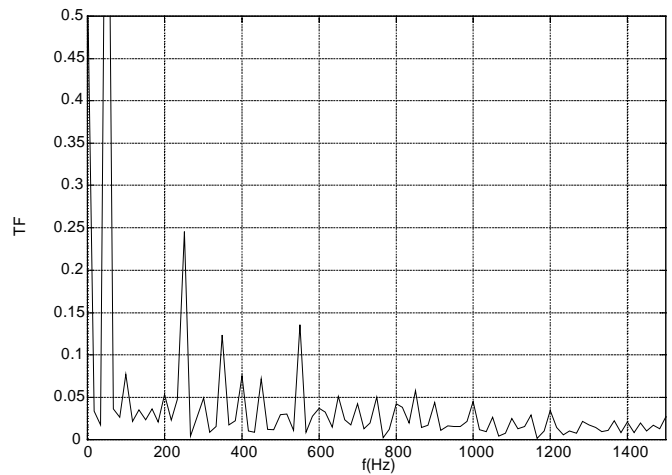


Figure 95 : Transformée de Fourier de la tension pour l'azote, adimensionnée avec la valeur de l'harmonique 50 Hz (valeur 1 en 50 Hz)..

Un comportement très remarquable accompagne l'injection d'hydrocarbure et le craquage. Le spectre de la tension n'est quasiment pas modifié tandis que celui d'intensité suit une évolution caractéristique. L'importance des harmoniques croît régulièrement avec le temps d'injection jusqu'à obtenir un spectre avec des pics très marqués (cf. Figure 96). Ce phénomène est lié à la déformation de la courbe d'intensité mais nous n'avons pas d'explications pour ce spectre très particulier. L'absence d'harmoniques 3N confirme que le circuit formé par les arcs est de type triangle.

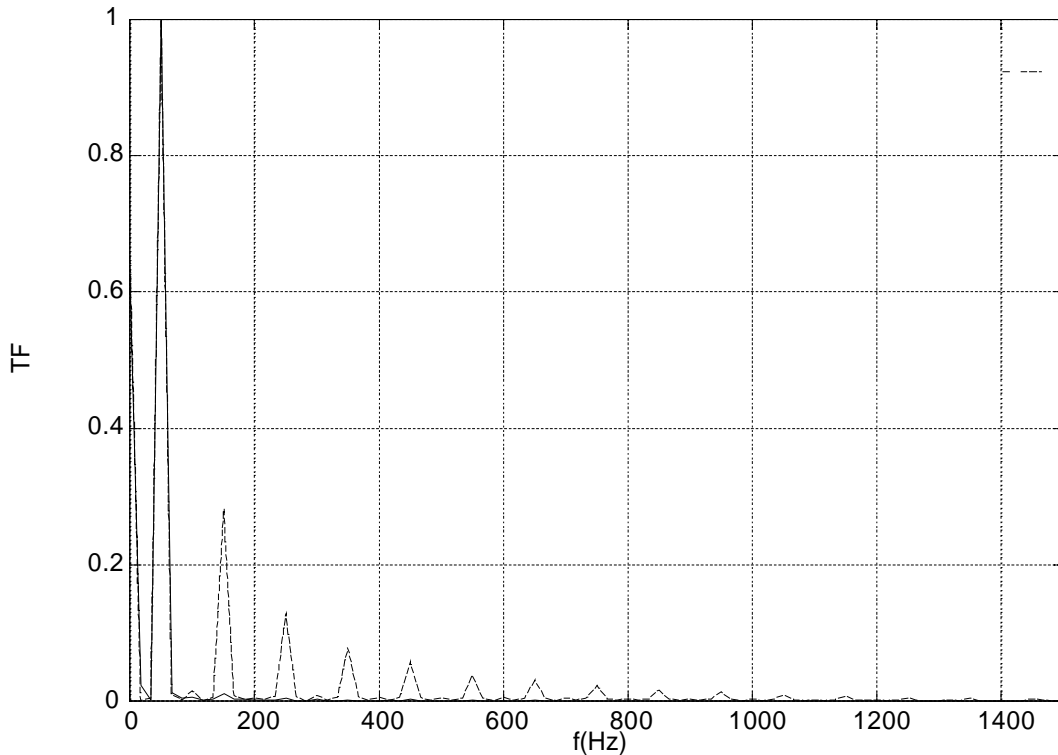


Figure 96 : Spectre de Fourier pour l'intensité de courant à l'argon seul (trait plein) et à l'argon avec injection d'hydrocarbure (pointillés).

## V.2. ANALYSE DES FILMS OBTENUS PAR CAMERA RAPIDE

Le comportement des arcs dans un système triphasé est très mal connu car les dispositifs utilisant cette technologie ne permettent généralement pas d'observations visuelles. Pour le réacteur pilote, il a été possible de viser les trois électrodes et à notre connaissance, c'est la première fois que de tels films ont été réalisés et publiés.

### V.2.1. Etat de l'art sur la visualisation des arcs

L'essentiel des observations utilisant la photographie ou la prise par caméra rapides se focalisent sur un arc unique. Haidar et Farmer (1993) ont caractérisé qualitativement le comportement d'arcs d'azote et d'argon au cours d'expériences de mesures de températures. Des observations sur des arcs de four métallurgiques à courant continu ont permis d'établir des relations entre la longueur et le rayon des arcs et de mettre ces résultats en regard d'une théorie (Bowman 1994). Le pied d'arc d'une torche à plasma fonctionnant à pression atmosphérique a été filmé avec une caméra rapide du même type que celle utilisée dans cette étude (Minoo et al. 1994) et plusieurs modes de fonctionnement ont pu être distingués en fonction du champ magnétique et du débit de l'écoulement tourbillonnaire du gaz. Des sauts discontinus entraînant l'arc dans une direction opposée à celle imposée par le champ magnétique ont été observés.

Afin d'identifier les mécanismes les plus importants des arcs et d'évaluer leurs propriétés géométriques et électriques, des films ont été réalisés avec une caméra rapide pour un four pilote de 150 kW avec deux électrodes alimentées en courant alternatif (Veillette & Simard 1984). L'arc s'allume entre une électrode et un bain métallique. Les films permettent de décomposer assez finement l'évolution d'un arc au cours d'une demie période. Le diamètre de l'arc augmente avec le courant et le pied d'arc se déplace vers le bord de l'électrode. La caméra rapide a aussi servi pour l'observation d'arcs de forte intensité (6 kA) caractéristique de la sidérurgie (Bowman et al 1969, Jordan & al. 1970). Les auteurs ont en particulier noté que quand l'électrode était anode, l'arc avait une forme très diffuse.

Les publications sur l'observation des arcs par des dispositifs optiques sont essentiellement qualitatifs. Souvent, cette observation est associée à des mesures spectrométriques et électriques et permet de dégager des lois empiriques liant les caractéristiques géométriques de l'arc à d'autres mesures.

### V.2.2. Dispositif expérimental

Nous tenons à remercier Mr Porquerel de la Société Européenne de Propulsion (SEP), qui a réalisé les films qui ont servi à cette étude.

Afin de viser la zone des arcs, le bas du réacteur a été démonté (cf. Figure 97). Deux filtres optiques de densité neutre 0,9 et 0,7 ont été disposés sur l'objectif de la caméra rapide de marque "Nac", avec des films couleur de sensibilité 400 ASA. Ce dispositif permet d'obtenir une projection dans un plan horizontal des trois électrodes et des arcs et par conséquent uniquement des déplacements radiaux et orthoradiaux.

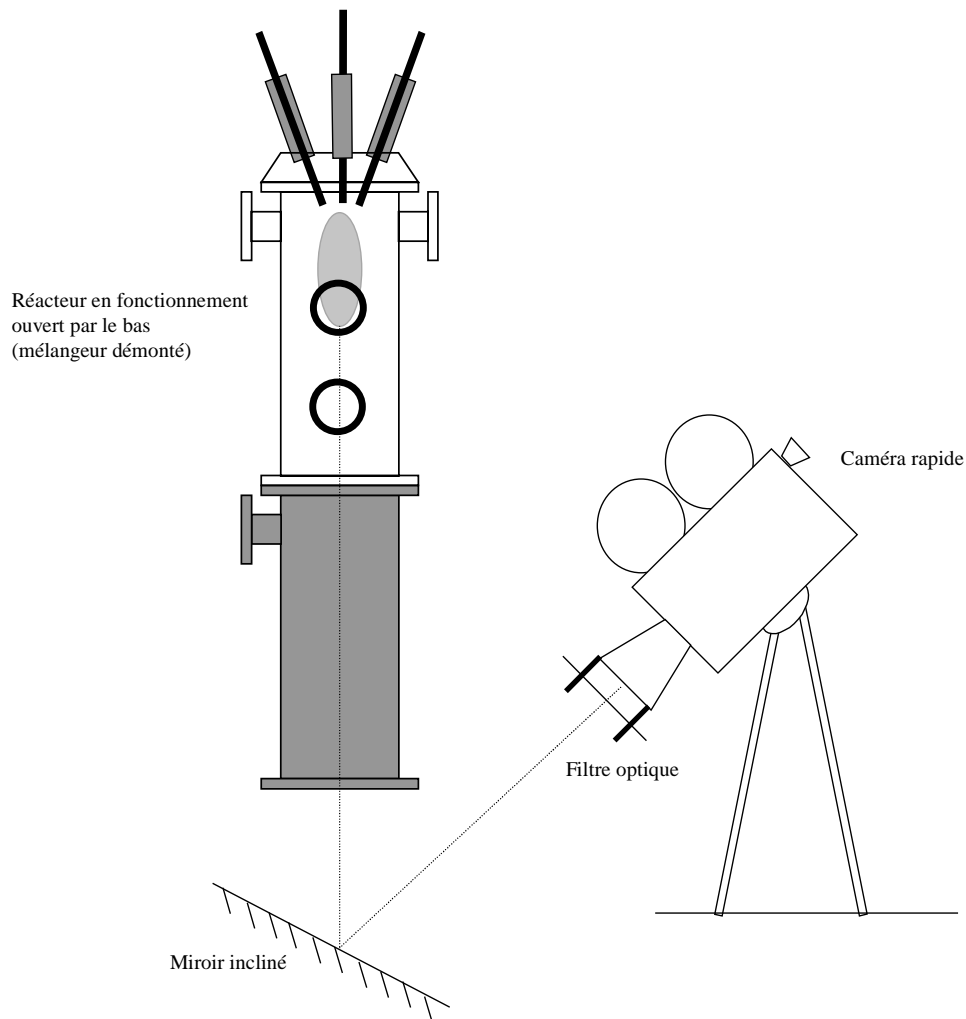


Figure 97 : Schéma du dispositif pour la réalisation du film de la zone d'arcs.

### V.2.3. Description des films

Cinq films ont été tournés, chacun d'eux ayant une durée réelle de l'ordre de la seconde : deux en fonctionnement à l'azote, deux à l'argon (ces quatre films sans injection d'hydrocarbure) et un film en fonctionnement avec injection d'éthylène par une canne disposée en dessous des électrodes. La cadence des prises de vue est 7000 images par seconde. A cette vitesse, on obtient 140 images par période du courant et deux images consécutives sont séparées par 140  $\mu$ s. Le temps d'exposition est de 20  $\mu$ s. Les électrodes utilisées au cours de ces essais avaient un diamètre de 1 cm. Dans tous les cas, un mouvement centrifuge des arcs est observable.

### a) Fonctionnement à l'azote

Les trois électrodes apparaissent comme trois disques très lumineux de couleur jaune très clair (cf. Figure 98). Un nuage lumineux violet d'une surface voisine de la section du réacteur les entoure. L'éclairement des électrodes est homogène sur toute sa surface visible et varie peu. Les arcs sont de luminosité à peine inférieure à celle des électrodes. Ils s'apparentent à des filaments de 1 à 2 mm de diamètre.



Figure 98 : Cliché à la caméra rapide des trois électrodes (fonctionnement à l'azote).

Les arcs ont des mouvements rapides et aléatoires : même à la vitesse de prises de vue choisie, il est presque impossible de suivre le mouvement des arcs et le film donne l'impression de discontinuités. plusieurs arcs partant dans différentes directions peuvent être couramment observés.

La forme des arcs est très tortueuse et leur longueur excède souvent la distance séparant les électrodes. Parfois des arcs semblent se refermer sur la même électrode.

### V.2.4. Fonctionnement à l'argon

Les électrodes sont beaucoup moins lumineuses (cf. Figure 99). Leur couleur varie entre le blanc, aux points d'accrochage des arcs et le marron, qui peut être très sombre, sur leur partie la plus froide. Dans la mesure où les mêmes filtres optiques ont été utilisés, la température des électrodes à l'argon semble inférieure. Le point d'accrochage des arcs sur l'électrode est beaucoup plus lumineux que le reste.



Figure 99 : Cliché à la caméra rapide des trois électrodes (fonctionnement à l'argon).

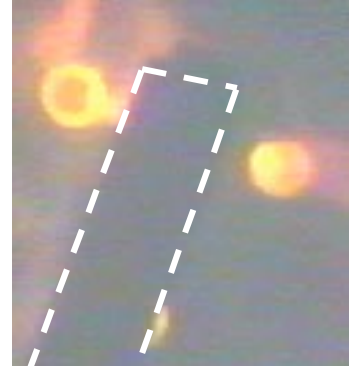
L'arc et les électrodes se détachent très bien d'un fond uniformément noir : on n'observe pas du tout l'aspect nébuleux, diffus caractéristique de l'azote.

Les arcs sont beaucoup plus épais en moyenne que pour l'azote. Comme Haidar & Farmer (1993), on observe que la taille de la région d'accrochage de l'arc aux électrodes (eux remarquaient ce phénomène pour l'anode) est beaucoup plus petite dans l'azote que dans l'argon.

Le séquençement des événements est très limpide et très régulier. Un seul arc à la fois la plupart du temps, se forme entre deux électrodes, grossit et se déplace de manière centrifuge, jusqu'à son extinction. Dans les périodes intermédiaires, on observe un arc finissant de s'éteindre tandis qu'un arc est en train de se déclencher : on alors coexistence de deux arcs. La rotation du pied d'arc, dans le même sens en général, est très régulière. Les allumages et extinctions suivent la périodicité du courant.

### V.2.5. Injection d'éthylène

La canne en graphite servant à l'injection de l'hydrocarbure gêne la visibilité (cf. Figure 100). Les électrodes conservent un éclairage non uniforme mais leurs couleurs sont plus vives et varient de l'orange foncé dans les zones les plus froides au jaune. Une lumière diffuse de couleur jaune orangée entoure les électrodes et crée un éclairage contrastant avec le fonctionnement à l'azote seul. Cette lumière provient de l'émission propre des particules solides de carbone issues du craquage. Les arcs sont beaucoup plus diffus mais ont un comportement similaire à celui pour l'argon seul.



La caméra rapide a été déclenchée précisément à l'instant de l'injection. Au cours du film, la formation de noir refroidissant en aval du plasma induit une fumée noire qui occulte progressivement les électrodes jusqu'à les faire disparaître.

Figure 100 : Cliché à la caméra rapide des trois électrodes (fonctionnement à l'argon avec injection d'éthylène). La lance en graphite servant à l'injection a été délimité par des pointillés blancs..

### V.2.6. Analyse du mouvement des arcs

#### a) Fonctionnement à l'azote

En fonctionnement à l'azote, le comportement des arcs est très complexe, voire aléatoire. Au point que pour certaines séquences du film à la caméra rapide, il est difficile de suivre la succession des événements et de la mettre en regard des variations de courant. Toutefois, en moyenne, on observe que la périodicité des extinctions et allumages des arcs suit les grandeurs électriques.

#### b) Fonctionnement à l'argon

L'analyse du mouvement des arcs est dans ce cas beaucoup plus simple. Généralement un arc à la fois apparaît puis disparaît en suivant une évolution assez uniforme. Bien sûr, on s'écarte parfois de la situation « idéale » et des déséquilibres entre les électrodes sont visibles : deux électrodes semblent plus chaudes, les arcs sont plus épais entre elles et se maintiennent plus longtemps.

Sur une période du courant (20 ms), six arcs apparaissent entre paires d'électrodes dans un ordre identique (cf. Figure 101) et chaque électrode s'éteint deux fois par période, en accord avec les oscillogrammes d'intensité (courant de phase sinusoïdal).

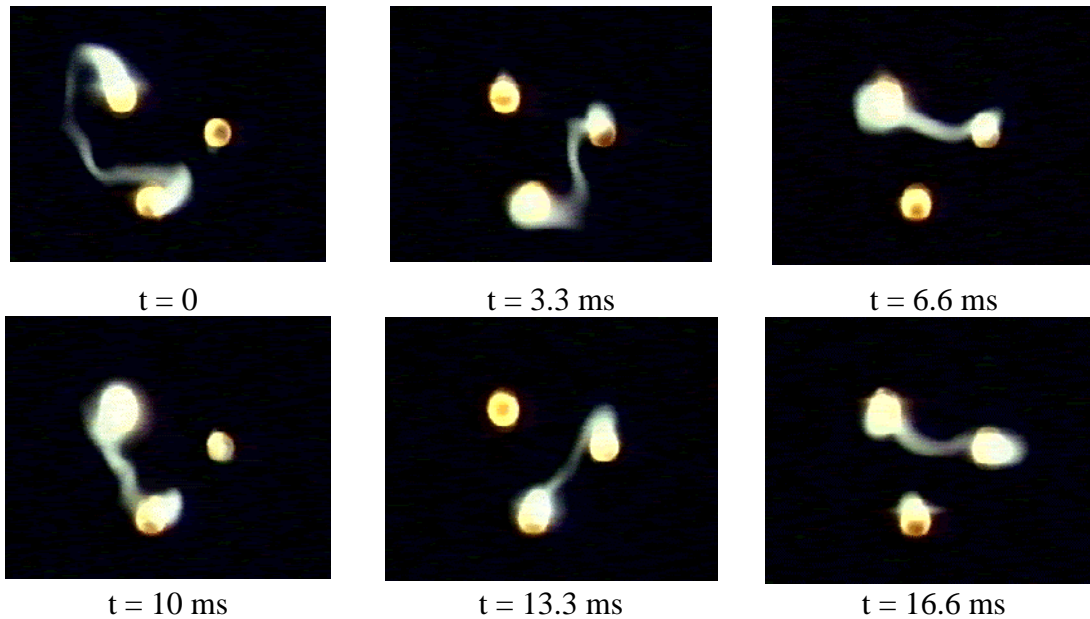


Figure 101 : Décomposition d'une séquence du film de 20 ms.

Chaque électrode se comporte successivement comme cathode et comme anode et le mouvement schématique des électrons correspond à la Figure 103. Dans les périodes intermédiaires entre chacun des évènements décrits dans le schéma, on observe souvent la coexistence de deux arcs (cf. Figure 102). Cette alternance d'un arc ou deux arcs peut s'expliquer en comparant les tensions entre les électrodes à la tension d'amorçage d'un arc.



Figure 102 : Période intermédiaire avec deux arcs.

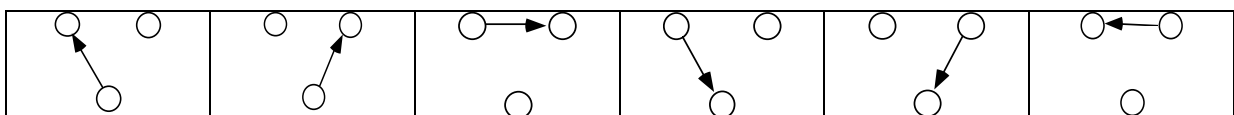


Figure 103 : Mouvement des électrons au cours d'une période du courant (flèche de l'anode vers la cathode).

La succession des allumages et extinctions des arcs apparaît comme la superposition de deux rotations de même sens à 50 tours par seconde et déphasée de  $\pi$  (cf. Figure 104).

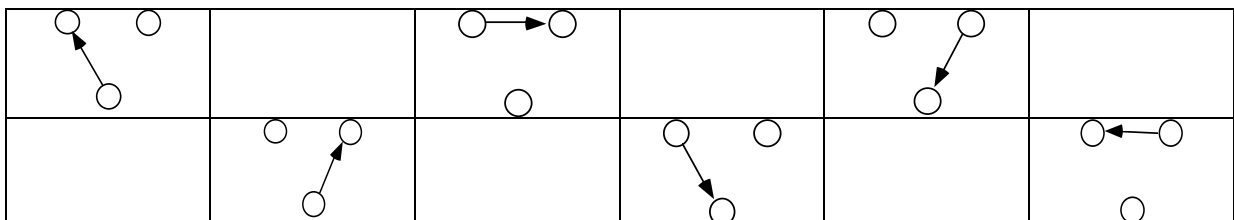


Figure 104 : Mouvement des électrons comme superposition de deux rotations.

Dans la première rotation, la succession des arcs tourne dans le même sens que le mouvement entre électrodes des arcs alors que dans la seconde ils sont opposés. Le sens de rotation change si on échange deux phases.

Les films permettent de décomposer plus finement l'évolution d'un arc unique entre son allumage et son extinction (cf. Figure 105). On observe que l'arc se déforme prenant une forme en « S », il s'allonge et s'écarte en moyenne du centre du réacteur. Cette évolution est assez générale mais certaines séquences montrent l'arc s'en écartant nettement : l'arc peut alors rester quasiment immobile entre son allumage et son extinction, voire dans certains cas se rapprocher du centre du réacteur.

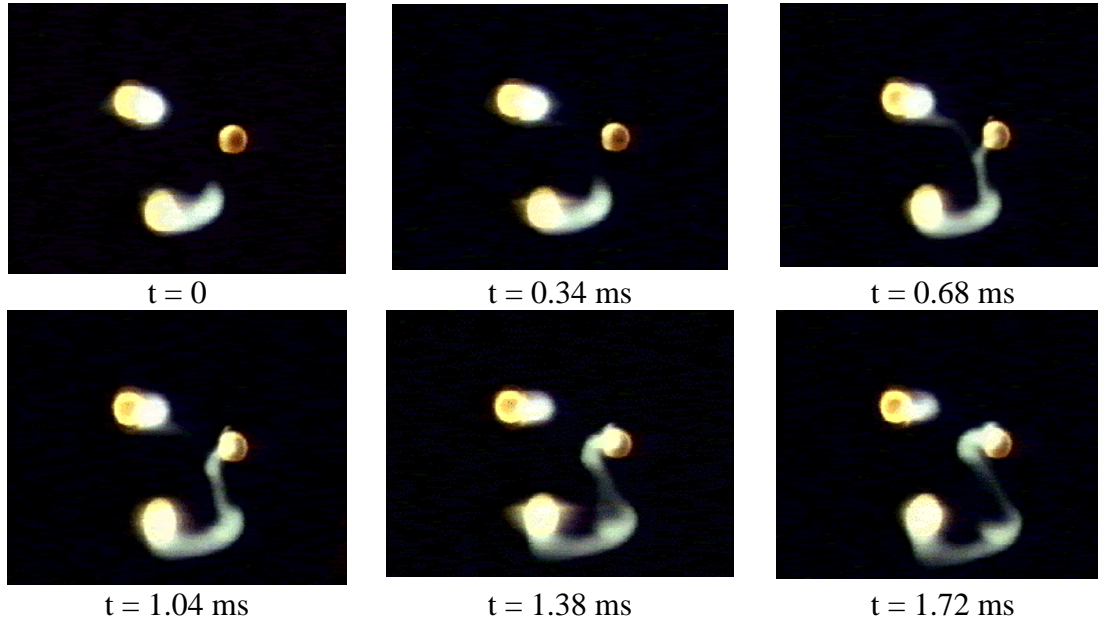


Figure 105 : Décomposition de l'évolution d'un arc.

Dans la mesure où l'arc est la principale source de chaleur et où par son mouvement, il entraîne le gaz environnant, ces déplacements vont avoir une influence importante sur les transferts de masse et chaleur dans le réacteur.

### V.3. MESURES DE TEMPERATURE

Les mesures de température de l'eau de refroidissement font partie de l'instrumentation permanente du pilote. En revanche, plusieurs campagnes utilisant des dispositifs plus pointus (spectroscopie et pyrométrie) ont été effectuées pour estimer les températures dans le réacteur. Nous ne rappelons ici que les grands principes de ces mesures qui ont été effectuées par F. Fabry dont une partie de la thèse de doctorat porte sur la métrologie du pilote (Fabry 1998).

#### V.3.1. Températures de l'eau de refroidissement

Pour effectuer des bilans calorimétriques, des thermocouples ont été placés en entrée et sortie des circuits de refroidissement des différentes parties du réacteur. Ces thermocouples sont de type K et on a une incertitude de mesure de 2,5 °C dans le domaine des mesures effectuées sur le réacteur.

Les valeurs sont transmises au système d'acquisition et enregistrées en continu. Ainsi, il est possible d'étudier l'évolution des pertes calorifiques dans les différentes parties (cf. Figure 106).



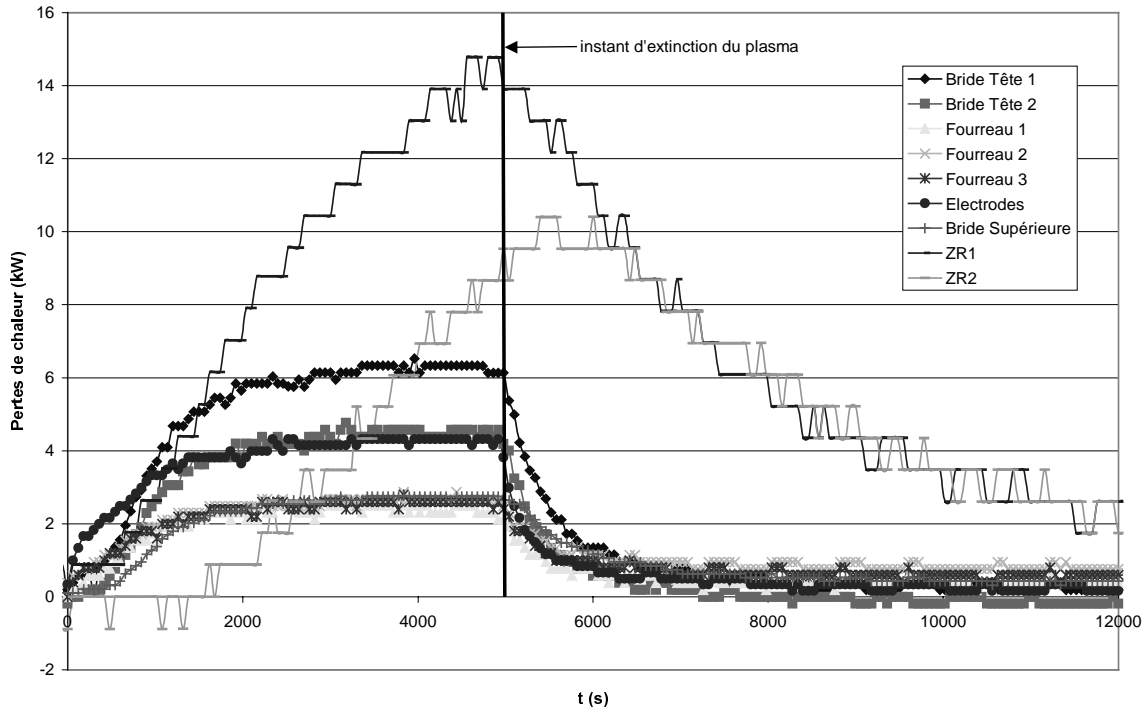


Figure 106 : Pertes de chaleur (kW) dans les différentes parties du réacteur en fonction du temps de fonctionnement ( $t = 0$  à l'allumage du réacteur). Les conditions opératoires sont celles du cas test 1 (CT1) du chapitre VI.

Ce type de mesure permet de suivre l'évolution thermique du réacteur. Les parties hautes atteignent le plus rapidement l'équilibre. Approximativement, les électrodes atteignent un régime stationnaire en 25 mn et pour les fourreaux, la tête et la bride supérieure, il faut à peine plus de temps. En revanche, après 30 mn, la température de l'eau de refroidissement de ZR2 n'est toujours quasiment pas affecté par la mise en route du réacteur. Après 1h30 de fonctionnement, ZR1 semble proche de son état stationnaire tandis que ZR2 ne l'a pas encore atteint puisque les pertes continuent d'augmenter après l'extinction du plasma. Nous verrons que ce fait a une importance dans la confrontation des résultats expérimentaux avec les simulations. Bien entendu, le transitoire après l'arrêt du réacteur est beaucoup plus rapide pour les éléments de petites tailles (électrodes, fourreaux, brides) que pour les parois des zones réactives.

Les mesures calorimétriques donnent une bonne idée des proportions de chaleur perdues dans chaque partie à l'équilibre thermique (cf. Figure 107). Ainsi près de 20% du total de la puissance électrique est perdue dans les fourreaux et les électrodes. La tête perd aussi une part comparable. Enfin, ZR1 qui a une grande surface de contact avec le fluide de la zone chaud dissipe près du tiers de l'énergie introduite. A noter que l'énergie restant dans l'enthalpie du gaz de sortie est de l'ordre du kW.

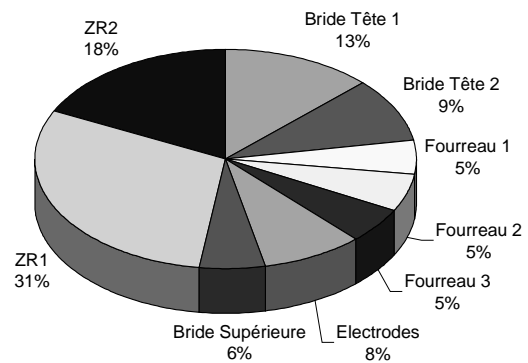


Figure 107 : Répartition des pertes après 1h20mn (CT1).

Enfin il est à noter que la répartition des pertes de chaleur est extrêmement sensible à toute modification de la conception du réacteur. Ce fait a été mis en évidence lors d'améliorations et de changements d'isolants.

### V.3.2. Mesures par pyrométrie et spectroscopie

Les mesures ont été réalisées sans injection d'hydrocarbure. L'intérieur du réacteur a été visé à travers cinq hublots désignés par H1, H2, H3, H4 et H5 de cote respectivement 17, 32, 52, 82 et 120 cm en prenant l'origine la surface intérieure du chapeau en graphite.

Pour la spectroscopie d'émission, la lumière émise par le plasma est analysée par un monochromateur. Le détecteur est une matrice de 1024x256 photodiodes avec une résolution spectrale de 0,029 nm. L'évaluation de la température de rotation du plasma thermique utilise la bande 516,611 nm de la molécule  $C_2$  (Bousrih et al. 1995).

Les températures des parois de graphite ont été mesurées par pyrométrie. Deux dispositifs ont été utilisés. Le premier était un pyromètre à disparition de fil chaud, à réglage visuel dont la précision n'est pas connue exactement.

Le second était un pyromètre multi-longueur d'ondes (1-spot MWP) développé à l'Institut des Matériaux et des Procédés d'Odeillo (Bertrand et al. 1998). Sa précision est évaluée à 1%. Dans les deux cas, la présence du plasma perturbait la mesure. Pour cette raison, les températures ont été déterminées immédiatement après l'extinction de l'arc.

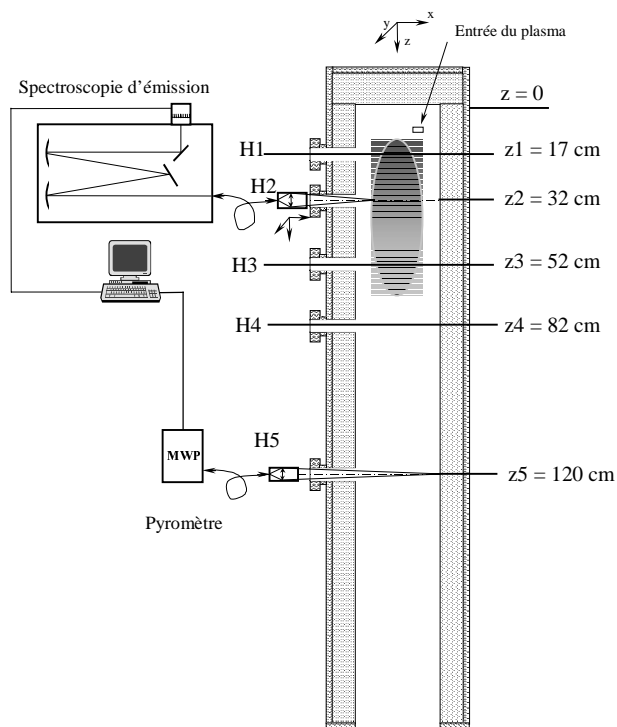


Figure 108 : Dispositif expérimental pour les mesures par pyrométrie et spectroscopie (Fabry et al.1998).

## **VI. CONFRONTATION DES ETUDES THEORIQUES AUX EXPERIMENTATIONS**

---

La confrontation des travaux théoriques et expérimentaux concerne deux points : d'une part, l'évaluation des forces de Lorentz avec les films à la caméra rapide et d'autre part, le modèle hydrodynamique avec les mesures de température. Ce travail a débouché sur un modèle hydrodynamique en accord satisfaisant avec les mesures calorimétriques et de températures de paroi dont nous disposons dans deux cas tests.

### **VI.1. COMPARAISON DES FILMS A LA CAMERA RAPIDE ET DU CALCUL DES FORCES DE LORENTZ**

Après un bref rappel sur les résultats théoriques et expérimentaux ainsi que leurs limitations, nous présentons les points d'accord. Dans un dernier paragraphe, les écarts, qui concernent principalement le fonctionnement avec l'azote comme gaz plasma, et des raisons possibles pour les expliquer, sont énoncés.

#### **VI.1.1. Rappels**

Au chapitre I, un calcul des forces de Lorentz en fonction du temps, s'exerçant sur les points d'un arc, dues au reste du circuit proche (électrodes et deux autres arcs), a été proposé. Ses principales hypothèses étaient les petits déplacements des arcs et l'assimilation des arcs à des conducteurs solides. La configuration "triangle" du circuit a été étudiée plus en détails car elle correspondait mieux aux observations visuelles. L'influence des paramètres géométriques et l'analyse des résultats ont été données. La force est en moyenne centrifuge et dirigée vers le bas, elle dépend du point de l'arc considéré et de l'instant. Elle a une période égale à une demie période du courant. Enfin, nous avons tenté d'évaluer la déflexion de l'arc qui pouvait résulter de cette répartition des forces de Lorentz. Ce dernier travail a été plus qualitatif que quantitatif par manque de connaissance sur les propriétés de l'arc, en particulier, son coefficient de traînée dans le gaz environnant et les mécanismes de son accrochage aux électrodes.

Au chapitre V, les films à la caméra rapide (7000 images/s) pour différentes conditions opératoires ont été présentés. Ils donnent une projection de l'évolution périodique des trois électrodes et des arcs dans un plan horizontal mais aucune information sur les déplacements axiaux. Dans le cas de l'azote, les interprétations étaient très difficiles car le mouvement et les déformations étaient erratiques. En revanche, dans le cas de l'argon, il a été possible de suivre les amorçages et les déformations des arcs. La succession des événements étaient régulières et en accord avec la fréquence du courant. En général, l'évolution d'un arc est la suivante : il s'amorce (alors qu'un autre arc peut encore être visible, en train de s'éteindre), il se déforme prenant une forme de "S" et il est centrifugé. Parfois, néanmoins, l'arc s'écarte beaucoup de cette évolution typique : il peut alors rester quasiment immobile.

### VI.1.2. Limitations des analyses théorique et expérimentale

La comparaison entre la théorie et l'expérience ne peut être que qualitative, principalement pour deux raisons.

La première raison provient de la difficulté à calculer la déformée de l'arc. Un calcul théorique a permis d'évaluer, de manière rigoureuse, les forces électromagnétiques s'exerçant entre les arcs, en considérant une géométrie simplifiée du problème. Cette géométrie statique, qui suppose des déformations faibles des arcs, devra certainement être révisée pour devenir dynamique dans un travail d'approfondissement à venir. De plus, comme il est expliqué au chapitre I (paragraphe I.4.5), déduire de ces forces la déformée des arcs n'est pas un problème trivial. En effet, il convient de connaître le coefficient de traînée de l'arc ainsi que de caractériser les mécanismes qui maintiennent en contact l'arc et l'électrode. A notre connaissance, ces problèmes n'ont pas fait l'objet d'analyses fondamentales, dont les résultats pouvaient être utilisés pour décrire le déplacement des arcs.

La seconde raison provient de l'information seulement partielle obtenue expérimentalement. Le film par caméra rapide ne permet d'accéder qu'à une projection de la déformée de l'arc dans un plan horizontal. Cette projection peut être trompeuse sur la forme tridimensionnelle de ce dernier.

### VI.1.3. Points d'accord

La comparaison qualitative reste néanmoins favorable principalement sur trois points : l'évolution centrifuge des arcs, leur déformée et la périodicité des phénomènes.

Le premier point est sans doute le plus important en termes de transfert de masse et de chaleur dans le réacteur. Le mouvement des arcs, observé par caméra rapide, est nettement centrifuge en moyenne. Les films montrent généralement que les arcs sont projetés en direction des parois, quel que soit le gaz plasma et même lors de l'injection de l'éthylène. Cela correspond bien à la force radiale moyenne théorique. Le caractère répulsif de la force électromagnétique pour les systèmes alternatifs triphasés est connu (Larsen 1994, Gardin 1992) et a fait l'objet d'observation visuelle dans les fours sidérurgiques utilisant cette technologie. Les arcs suivent bien une évolution telle que celle prédit qualitativement à partir des forces de Lorentz (cf. Figure 110) : leur longueur augmente et cette expansion s'accompagne d'un mouvement d'ensemble en direction des parois.

Deuxièmement, la forme des arcs (ou du moins sa projection dans un plan horizontal), en particulier pour l'argon, est généralement en accord avec la déflexion pouvant résulter du champ de force le long d'un arc. En particulier, les arcs en "S" peuvent très bien s'expliquer par une force perpendiculaire à l'arc changeant de signe en passant d'une électrode à l'autre (cf. Figure 110). De plus, cette force qui est maximale près des électrodes peut être à l'origine de la rotation du point d'accrochage de l'arc : ne pouvant physiquement pas se détacher de l'électrode, le pied

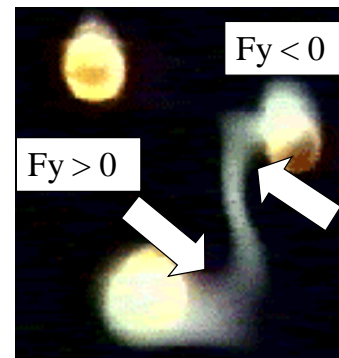


Figure 109 : Image de forme typique d'arc en « S » pour l'argon ( $F_y$ , notations du chapitre I).

d'arc pour compenser la force de Lorentz ne peut que suivre la circonférence de l'électrode et entrer dans une rotation. Le sens de cette rotation est en accord avec le sens des forces (cf. Figure 109).

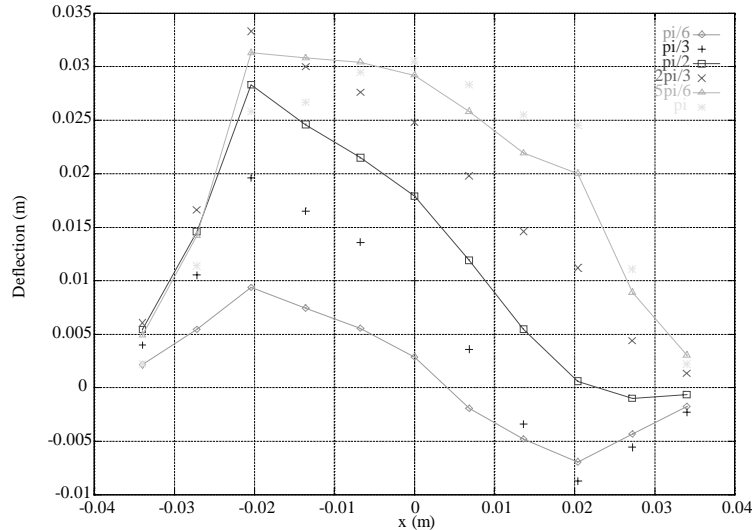


Figure 110 : Déflexion estimée à partir des forces de Lorentz et d'hypothèses sur le coefficient de traînée de l'arc (cf. chapitre I).

Enfin, la périodicité des évènements, des déformées qui correspond précisément à la périodicité du courant électrique confirme l'origine électromagnétique des forces gouvernant la zone d'arcs.

#### VI.1.4. Ecarts entre les expérimentations et le calcul théorique

La comparaison précédente concernait principalement l'argon. Pour l'azote, les films montrent une évolution très complexe qui se compare moins facilement à l'évaluation des forces de Lorentz. Toutefois, même si le rapprochement n'est pas aussi évident, le comportement global de la zone d'arcs avec la centrifugation reste vraie. Nous pensons que les écarts sont liés aux hypothèses qui ne permettent pas de rendre compte de toute la physique du phénomène. En particulier, l'hypothèse des petites déflexions, l'écoulement gazeux du plasma autour des électrodes et les phénomènes d'accrochage devraient être étudiés plus en détails. Néanmoins, globalement, les résultats du calcul des forces de Lorentz se comparent favorablement aux observations à la caméra rapide.

### VI.2. VALIDATION DU MODELE NUMERIQUE D'ÉCOULEMENT

Les mesures dont nous disposons pour la validation des simulations des écoulements étaient les mesures de température de paroi et les pertes calorimétriques. Aucune mesure de spectroscopie n'a été effectuée quand le réacteur avait atteint le régime stationnaire et nous n'avons donc pas pu utiliser ces résultats.

Les mesures pyrométriques, en particulier, celles au pyromètre multi longueur d'ondes sont plus précises que l'évaluation des pertes calorimétriques. En effet, une estimation des

incertitudes sur cette dernière mesure a abouti à une valeur de 20 %. La validation à partir des mesures pyrométriques a été privilégiée. Au cours de notre travail de validation, trois paramètres se sont révélés décisifs dans le modèle : la position de la zone d'arc, la valeur de la force de Lorentz et la conductivité thermique des parois.

La zone d'arc dans le modèle transmet au fluide dans la cellule de calcul correspondant, l'énergie électrique et les forces de Lorentz, évaluées dans le chapitre I. Cette approximation a, en outre nécessité, de moyenniser dans le temps et l'espace, des forces qui ont été calculées en trois dimensions et avec un courant alternatif. Comme cette zone est un modèle d'une réalité, beaucoup plus complexe, sa position est précise est difficile à estimer. Lors de la validation, sa position a été défini en se basant sur la température maximum à la paroi. Sa cote a alors correspondu avec le bout des électrodes.

En ce qui concerne la force de Lorentz, des approximations importantes ont été effectuées lors du calcul théorique, dont la plus critiquable est sans doute l'approximation des petits déplacements. Nous pensons que cette hypothèse conduit à surrévaluer les forces électromagnétiques. Avec les forces résultant du calcul, la répartition de température était correct. Toutefois, une réduction de la valeur de la composante radiale de la source de quantité de mouvement a permis d'améliorer sensiblement cette distribution au regard des mesures par pyrométrie.

Le principal paramètre libre était les conductivités des parois. Nous avons déjà présenté l'étude de sensibilité concernant les conductivités thermiques de la paroi supérieure et de la paroi verticale au chapitre II. La conductivité de la paroi verticale est le paramètre auquel les simulations sont le plus sensibles. Les conductivités équivalentes obtenues sont réalistes si on considère les matériaux utilisées dans le réacteur.

Deux cas tests expérimentaux ont été utilisés. Après avoir décrit leurs principales caractéristiques, nous présentons les étapes, basées sur l'étude des trois familles de paramètres évoquées précédemment qui ont conduit à un modèle en bon accord avec les mesures.

### VI.2.1. Description des cas tests expérimentaux

Deux fonctionnements du réacteur en régime stationnaire, sans injection d'hydrocarbure et avec l'azote comme gaz plasma ont servi à la validation. Le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique du réacteur est d'environ une heure et demie. Les principales caractéristiques des cas tests ( CT1 et CT2) sont données dans le Tableau 13.

Tableau 13 : Caractéristique des cas tests pour la validation.

	Cas test 1 (CT1) Date : 21/03/1997	Cas test 2 (CT2) Date : 28/04/98
Débit de gaz plasma, azote (Nm <sup>3</sup> /h)	3	3,6
Instant des mesures après démarrage (s)	7920	10080
Intensité efficace (A)	165	205
Tension efficace (V)	190	200
Puissance utile (kW)	40,5	54,7
Type de pyromètre	Multi-longueur d'ondes	Disparition de filament

Avec ces données, nous avons déterminé les principales entrées de notre modèle à savoir les termes sources de quantité de mouvement et de chaleur dans la zone d'arc ainsi que les conditions limites de vitesse.

### VI.2.2. Position de la zone d'arc

Une première incertitude concerne la position de la zone d'arc à adopter. Dans un premier temps, nous l'avons disposée à une cote correspondant approximativement au passage annulaire entre l'électrode et le fourreau dans lequel le gaz plasma arrive (cf. Figure 111).

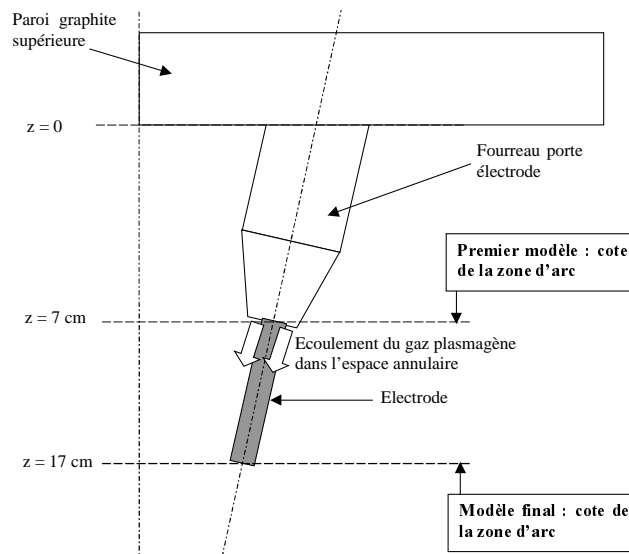


Figure 111 : Schéma d'une des trois torches dans la partie supérieure du réacteur avec la correspondance entre les cotes réelles et les cotes utilisées dans le modèle initial et après validation.

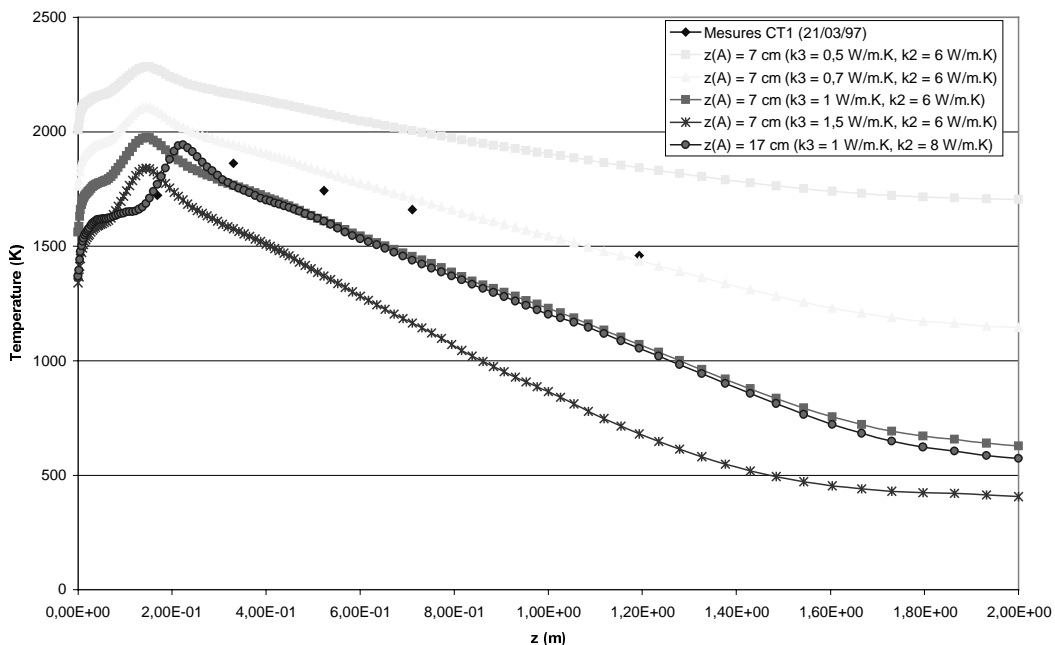


Figure 112 : Profils longitudinaux de température sur la paroi verticale (CT1). Mise en évidence de l'importance de la cote de la zone d'arc.

Cette position correspondait à l'entrée du gaz plasma qui avait été utilisée alors que l'influence des forces de Lorentz étaient incluses différemment dans le modèle. La cote de la zone d'arc était alors  $z(A) = 7 \text{ cm}$  ( $z = 0$  surface intérieur du chapeau). Quelles que soient les valeurs de conductivité des parois, le maximum de température était décalé vers le haut (cf. Figure 112). Le bout des électrodes est plus bas que cette première position de la zone d'arc, environ 10 cm. En prenant  $z(A) = 17 \text{ cm}$ , le maximum de température a une cote en meilleur accord avec l'expérience. Cette cote est retenue pour les simulations présentés dans les paragraphes suivants.

### VI.2.3. Approximation de la force de Lorentz

Nous avons vu que la force de Lorentz est en accord qualitatif avec les films à la caméra rapide. Toutefois, les hypothèses du calcul rendent les résultats quantitativement peu exacts compte tenu de la complexité réel de l'écoulement et des déplacements des arcs. D'autant plus que le fait de moyenner le résultat du calcul dans le temps et dans l'espace fait perdre des informations qui peuvent modifier de façon importante l'influence sur l'écoulement.

Au vu des confrontations à l'expérience, il semble que la composante radiale force de Lorentz soit surestimée. Ce fait peut s'expliquer partiellement par l'hypothèse de calcul des petits déplacements de l'arc. En diminuant la valeur du terme source radial, le profil de température se rapproche de celui mesuré par pyrométrie. Rappelons que l'hypothèse des petits déplacements des arcs conduit vraisemblablement à une surestimation de la force magnétique (cf. I.4.5).

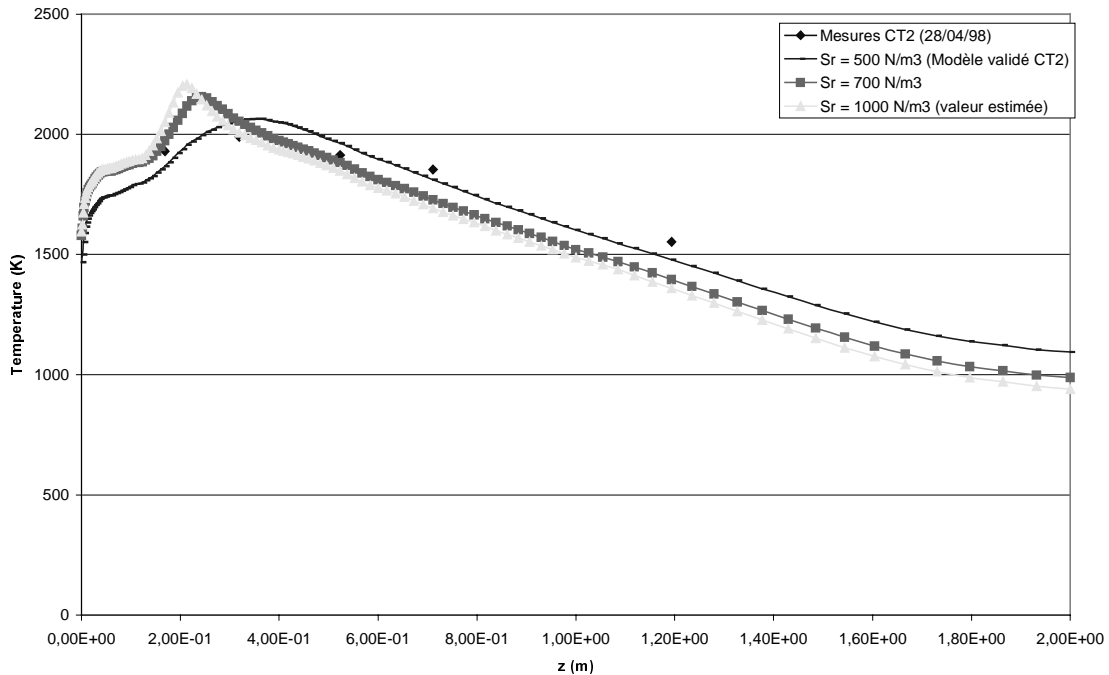


Figure 113 : Profils longitudinaux de température à la paroi pour différentes valeurs du terme source radial de quantité de mouvement  $k_3 = 0,9 \text{ W/m.K}$ ,  $k_2 = 12 \text{ W/m.K}$ .

La valeur estimée par le calcul était  $S_r = 1000 \text{ N/m}^3$  et celle donnant les résultats en bon accord avec les mesures est de  $500 \text{ N/m}^3$ . Il semble que l'important pour un meilleur accord entre l'expérience et la simulation soit d'être dans un régime où le jet plasma est décollé de la



paroi latérale (cf. II.7.3). Notons toutefois que sans modifier la force de Lorentz pour aboutir au décollement de la paroi, l'accord était déjà satisfaisant.

En conservant les mêmes valeurs des conductivités aux parois, la valeur  $S_r = 500 \text{ N/m}^3$  permet aussi d'avoir de bons résultats pour les pertes de chaleur dans les deux cas tests, dans la mesure où ils restent dans la limite de l'incertitude de la mesure. On observe néanmoins que le modèle tend à surestimer les pertes de chaleur dans le second mètre de réacteur (ZR2). Cette surestimation peut partiellement s'expliquer par le fait que le temps pour atteindre l'équilibre thermique dans le bas du réacteur est supérieur. Or pour CT1, nous avons noté que ZR2 n'avait probablement pas atteint son régime stationnaire à l'instant des mesures (juste avant l'extinction du plasma cf. V.3.1.) et de laisser fonctionner le réacteur plus longtemps aurait certainement conduit à des pertes plus importantes dans cette partie.

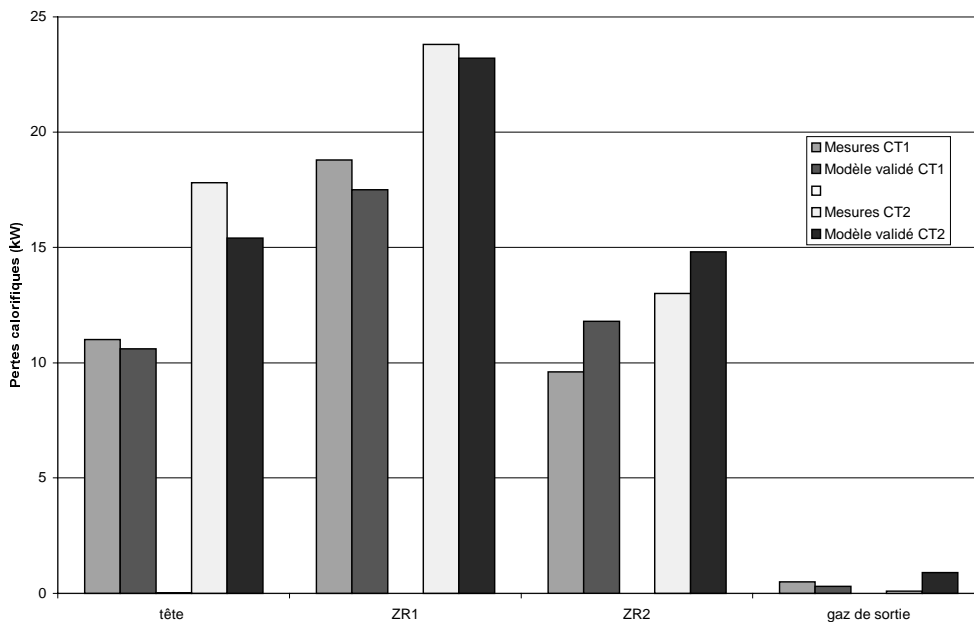


Figure 114 : Pertes de chaleur dans les différentes parties du réacteur pour les deux cas tests. Comparaison du modèle avec l'expérience.

#### VI.2.4. Conductivités des parois

Les valeurs de conductivités thermiques choisies dans les paragraphes VI.2.2 et VI.2.3, résultent d'une étude paramétrique du type de celle présentée au chapitre II. Un aperçu de ce travail a été donné sur la Figure 112. Après avoir rappelé les principaux résultats du chapitre II qui ont servi de base à la détermination des conductivités utilisées dans le modèle, nous abordons le problème de la dépendance de la conductivité des parois avec la température.

La principale raison pour laquelle il est difficile d'estimer la conductivité réelle des parois est leur caractère multicouche. La conductivité  $k_2$ , de la paroi horizontale supérieure, aussi appelée chapeau dans le chapitre II, a une influence moins sensible sur les pertes thermiques et sur la température aux parois, que la conductivité de la paroi verticale. Toutefois, elle a une influence importante sur la perte de la tête et elle a été utile pour ajuster les pertes du modèle dans cette zone. La valeur finale attribuée pour cette partie, autour de  $10 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , est réaliste

puisque le chapeau est constitué uniquement de graphite (dont la conductivité a cet ordre de grandeur) et d'inox.

Une variation de la conductivité de la paroi verticale,  $k_3$ , peut modifier de manière très significative la répartition des pertes aux parois. Une augmentation de sa valeur conduit à un transfert de pertes conductives de ZR2 vers ZR1. Elle entraîne aussi une baisse de la température moyenne de la paroi verticale : c'est en utilisant ce degré de liberté qu'il a été possible d'atteindre le niveau de température adéquat. La conductivité finale pour le modèle validé, voisine de  $1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ , est aussi plausible. En effet, cette paroi est constituée de cylindres de graphite et de feutre isolant dont la conductivité est donnée dans le Tableau 14.

Le modèle avec les valeurs précédentes, tend à sous estimer les températures de paroi pour le cas test CT1 (cf. Figure 115). Ce problème peut s'expliquer par la dépendance de la conductivité des parois en fonction de la température, dont la loi exacte n'est pas connue. En effet, 200 K séparent en moyenne les mesures pyrométriques de CT2 et CT1. Or une tel écart correspond, dans les plages de température qui nous intéressent, à une variation de 0,1 à 0,2 W/m.K de la conductivité du feutre graphite qui est un des principaux matériaux constituant la paroi verticale (cf. Tableau 14). En abaissant la conductivité de 0,1 W/m.K, la courbe coïncide pratiquement avec les valeurs expérimentales. En outre, cette dépendance avec la température serait plutôt favorable à une meilleure répartition des pertes de chaleur, puisqu'elle conduirait à une diminution des pertes dans les zones froides et donc ZR2.

Tableau 14 : Conductivité du feutre de graphite RVG de la paroi verticale en fonction de la température (source : documentation Carbone Lorraine).

T (°C)	500	800	1100	1400	1600	1900	2200
k (W/m.K)	0,214	0,254	0,318	0,429	0,530	0,824	1,298

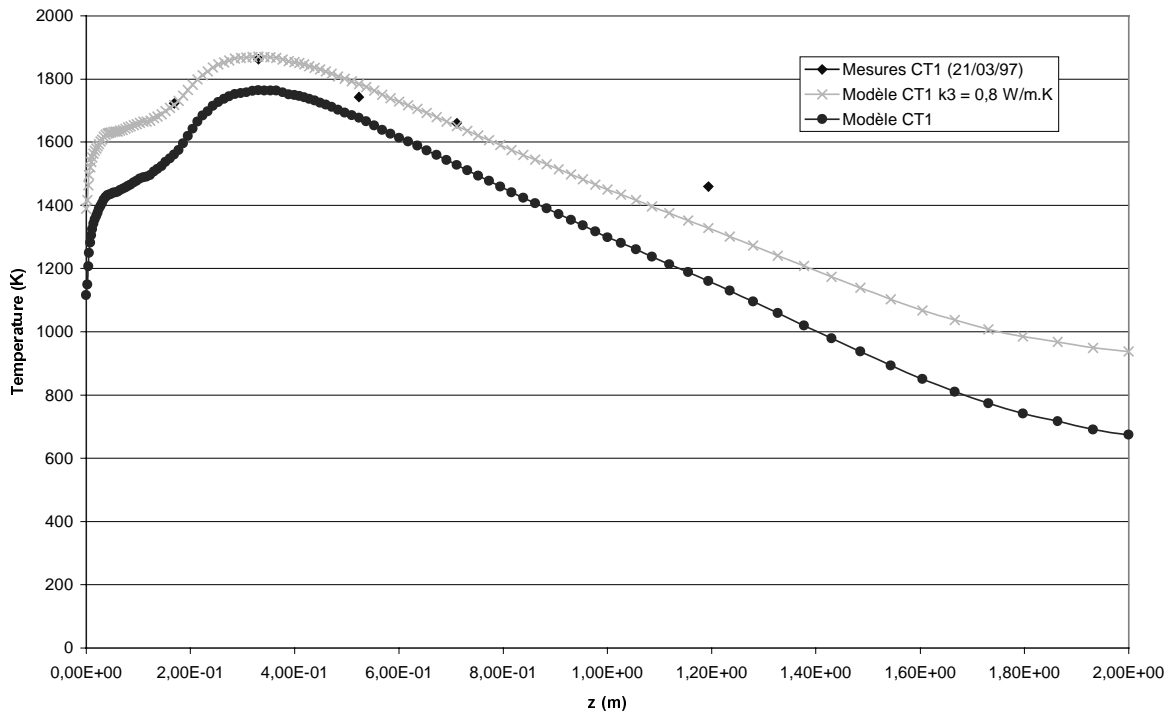


Figure 115 : Profil longitudinal de température pour CT1.

### VI.3. CONCLUSION

Qualitativement, un accord satisfaisant existe entre les images des films à la caméra rapide et l'évaluation des forces de Lorentz le long des arcs. Généralement les formes et les évolutions des arcs correspondent à ce que permet d'extrapoler la théorie, même si cette théorie est très simplifiée et ne permet par conséquent pas de couvrir tous les cas. Les forces trouvées numériquement peuvent donc servir de base, au moins pour un ordre de grandeur, pour les inclure dans le modèle hydrodynamique.

Dans ce modèle, après avoir choisi une position cohérente pour la zone d'arc, les résultats étaient satisfaisants et une réduction de la composante radiale de la force de Lorentz a permis d'obtenir encore un meilleur accord avec les mesures expérimentales. Le principal paramètre pour valider le modèle a été la conductivité de la paroi verticale. Cette conductivité a une influence prépondérante sur la répartition des pertes thermiques et sur la distribution de température aux parois. En outre, la dépendance de la conductivité de la paroi avec la température semble avoir une grande importance et il semble nécessaire d'inclure cette variation dans le modèle pour obtenir des résultats plus précis. Nous pensons que les performances du modèle pourraient être améliorées significativement par la détermination de cette dépendance. Une autre erreur dans le modèle est introduite quand  $P_u$ , qui sert au calcul de la puissance introduite, est assimilé en première approximation à la puissance dissipée dans l'arc, alors qu'en fait, c'est la puissance totale moins les pertes aux fourreaux et aux électrodes (cf. II.5.3.a). Le modèle sera prochainement confronté à des résultats de spectrométrie d'émission. Dans l'état actuel, le modèle offre une approximation cohérente des transferts de chaleur et de masse et dans le réacteur et apparaît comme un outil fiable pour les futurs développements du réacteur.



## CONCLUSION

---

Un nouveau procédé plasma de fabrication de noirs de carbone par craquage d'hydrocarbure est en cours de développement et a débouché sur la construction d'un réacteur pilote. La caractérisation du pilote a été entreprise en analysant deux aspects en parallèle : la physico-chimie et l'hydrodynamique. Cette thèse concerne le second point. Pour améliorer les performances du réacteur, une meilleure compréhension des transferts de masse et de chaleur était nécessaire. Une modélisation du réacteur a donc été entreprise pour répondre à ce besoin.

Un modèle magnétohydrodynamique complet aurait demandé des temps de calcul prohibitifs, compte tenu de la taille du réacteur. Inversement, nous avons montré que les termes électromagnétiques ne pouvaient être négligés et qu'ils jouaient un rôle moteur pour l'écoulement. Ce fait a été confirmé par les films à la caméra rapide. Face à cette situation, une approche, que nous pensons originale, a été proposée : les forces de Lorentz dans un système d'arcs triphasé ont été évaluées, séparément dans une géométrie simplifiée, puis incluses sous forme de termes sources de quantité de mouvement, dans le modèle hydrodynamique global.

Les forces de Lorentz pour un système triphasé ont été calculées sur la longueur d'un arc, en prenant en compte l'influence des autres arcs et des électrodes. Deux configurations ont été étudiées, en basant nos calculs sur l'hypothèse des petits déplacements des arcs. Dans la première, les trois arcs convergent vers un point dans un circuit « étoile » et avant ce travail de thèse, on pensait que le gaz gainant les électrodes conduisait à une telle géométrie. Cette configuration s'est avérée extrêmement instable dans le cas de notre réacteur et les films obtenus par caméra rapide ont confirmé qu'elle n'était quasiment jamais observable. En revanche, la seconde configuration, où les arcs joignent directement les électrodes, dans un circuit de type « triangle » apparaît communément sur les images. Les principales caractéristiques des forces de Lorentz sur un arc ont été décrites, en particulier, leur direction moyenne centrifuge et dirigée vers le bas. Une étude de sensibilité a permis d'évaluer l'influence des trois paramètres géométriques principaux que sont la longueur des électrodes, la distance les séparant et leur inclinaison. Ces résultats pourront donner des tendances utiles lors de la conception d'un dispositif industriel. Enfin, nous avons tenté de déterminer la déformation d'un arc soumis à un tel champ de forces. Ce travail s'est heurté à un manque de connaissance théorique sur la nature électrique et mécanique de l'arc et les résultats obtenus sont purement qualitatifs.

Un modèle numérique de l'ensemble du réacteur a été développé à partir du code commercial FLUENT et les calculs précédents de forces électromagnétiques ont servi pour modéliser la zone d'arc. L'influence des forces magnétiques est confinée à une petite zone, dans laquelle les équations de conservation sont modifiées pour transmettre la puissance électrique et les forces de Lorentz aux fluides. Le rayonnement entre les parois a été pris en compte. Plusieurs modèles de turbulence ont été testés. Dans ces simulations bidimensionnelles et stationnaires, les termes turbulents étaient négligeables sur une grande majorité du domaine de calcul. Le modèle laminaire a donc été utilisé dans la plupart des cas. Enfin, l'influence des principaux paramètres de réglage (nature du gaz plasma, débit et puissance électrique) sur l'hydrodynamique et la thermique du réacteur a été étudiée numériquement.

Une première application du modèle a consisté à tester l'injection latérale d'un gaz froid, de même nature chimique que le gaz plasmagène. Après une analyse bibliographique sur le sujet, des critères pour évaluer la qualité des transferts entre le plasma et le gaz froid ont été définis et différents modes d'injection ont été testés. Comme attendu, le mélange s'effectue très mal à

## Conclusion

cause de la différence des propriétés très importantes entre les deux fluides. En particulier, la grande viscosité réduit toute possibilité de convection qui est le mode de transfert le plus efficace. En revanche, le gaz froid améliore significativement l'isolation thermique des parois. Les paramètres importants qui ont été identifiés sont le débit et la position de l'injection.

L'analyse expérimentale du comportement du pilote a été basée sur trois types de mesures : des mesures électriques, des films par caméra rapide des arcs et des mesures de température. L'influence des conditions opératoires a été mise en évidence aussi bien sur les mesures efficaces que instantanées de courant et de tension. Les films par caméra rapide (7000 images/s) des trois électrodes en fonctionnement ont fait avancer significativement la compréhension des phénomènes dans la zone d'arc. Pour un fonctionnement à l'azote, les arcs sont très fins et se déclenchent de manière assez aléatoire. Avec l'argon, les arcs sont plus épais et leur mouvement est régulier et périodique. Dans tous les cas, un mouvement général centrifuge est observable. Enfin, les caractéristiques globales du réacteur ont été apportées par des mesures de températures de paroi et de pertes calorimétriques.

La confrontation entre la théorie et l'expérimentation s'est faite suivant deux axes. Le premier, qualitatif, a concerné les déformations et les déplacements des arcs observés à la caméra rapide et le calcul des forces de Lorentz. L'accord est satisfaisant, notamment en ce qui concerne les formes en « S » caractéristiques du système, elles trouvent une explication plausible dans un champ de force radial avec des signes opposés aux électrodes. Toutefois, le calcul avec des hypothèses simplificatrices ne permet pas de rendre compte de tous les phénomènes, dont certains sont très complexes et des séquences de films s'écartent de nos résultats théoriques. Le second axe de la confrontation est quantitatif : les mesures des températures de paroi et de pertes calorimétriques ont été comparées aux résultats du modèle hydrodynamique. Malgré le caractère macroscopique et les approximations importantes qui ont été faites (par exemple, la géométrie bidimensionnelle, la modélisation simplifiée de la zone d'arcs) pour le modèle, les résultats sont satisfaisants. Nous pensons avoir abouti à un modèle assez simple et robuste pour une utilisation future dans des tâches d'optimisation du procédé.

Dans l'optique d'une amélioration de ces travaux, plusieurs voies peuvent être évoquées. Concernant le calcul des forces de Lorentz, par une discrétisation spatiale des trois arcs et un calcul itératif, il serait possible de prendre en compte la déformation induite par ces mêmes forces. Mais en amont, un travail théorique de fond est indispensable pour mieux cerner les mécanismes d'accrochage de l'arc aux électrodes et la résistance à la déformation de l'arc. Dans la région des électrodes, outre les phénomènes cathodiques et anodiques très complexes, une approche moins macroscopique de la loi de Biot et Savart est sans doute nécessaire. En ce qui concerne le modèle hydrodynamique, en gardant le niveau de complexité dans des limites raisonnables pour une utilisation pratique, la détermination d'une loi liant les conductivités thermiques des parois à la température semble devoir améliorer significativement ces performances. Pour ce faire, un travail expérimental supplémentaire est nécessaire afin de collecter un plus grand nombre d'informations sur le comportement thermique du réacteur. De plus, quelques expérimentations sont nécessaires pour vérifier la pertinence des premiers résultats incluant une injection latérale de gaz froid. Bien entendu, la modélisation du procédé complet de craquage implique la prise en compte des réactions chimiques et la présence de particules solides, qui modifient fondamentalement les transferts thermiques.

Enfin, ce travail constitue un point de départ pour plusieurs applications. L'outil développé pourra servir à explorer l'efficacité de solutions pour améliorer les transferts entre le plasma et le gaz réactif, tout en veillant à limiter les pertes thermiques. Pour augmenter le mélange, les dispositifs visant à provoquer la turbulence devront être testés numériquement : obstacles,

## *Conclusion*

diaphragmes, grilles... Toute action favorisant une meilleure convection sera bénéfique pour optimiser un procédé, dans lequel actuellement, à cause des vitesses faibles et de la viscosité élevée du plasma, le régime d'écoulement laminaire domine. Une autre application particulièrement intéressante du modèle hydrodynamique concerne l'aide au dimensionnement à une échelle industrielle du procédé. Notamment, les effets d'échelle en termes de transferts de chaleur pourront être analysés : influence sur la répartition des différents modes de transferts dans le réacteur (conduction, convection et rayonnement), évolution des pertes aux parois et de l'efficacité énergétique avec la taille et la puissance électrique.

## *Conclusion*



## BIBLIOGRAPHIE

---

**J.A. Bakken** ; Modelling of fluid flow, heat transfer and diffusion in arcs *High Temp. Chem. Processes*, 3, 1994.

**I.I. Beilis & A.Y. Seval'nikov** ; Column of an atmospheric-pressure electric arc *High Temp.*, 29, 5, 1991.

**P. Bertrand, M. Ignatiev, I. Smurov & G. Flamant** ; Temperature monitoring during plasma-rc welding and cladding, *TPP5 Proceedings*, St Petersburg, 13-16 juillet 1998.

**M.S. Benilov** ; A kinetic derivation of multifluid equations for multispecies non equilibrium mixtures of reacting gases *Phys. Plasma*, 4 (3), 1997.

**D. Bershader & R. Landshoff** ; Magneto hydrodynamics *Handbook of fluid dynamics*, V. L. Streeter, Mc Graw Hill, 1961.

**R. Berton** ; *Magnétohydrodynamique*. Collection Physique Fondamentale et Appliquée, Masson, 1991.

**C. Bonet** ; Thèse de doctorat numéro 8262, Université de Perpignan, 27 avril 1973.

**S. Bousrih, E. Ershov-Pavlov, S. Megy & J.-M. Baronnet** ; Hydrogen/Argon Plasma Jet with Methane Addition, *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 15, (2), 1995.

**B. Bowman** ; Properties of arcs in dc furnaces, 52<sup>nd</sup> *Electric Furnace Conference Proceeding*, ISS/AIME, Nashville, USA, 1994.

**B. Bowman, G.R. Jordan & F. Fitzgerald** ; The physics of high current arcs, *Journal of the Iron and Steel Institute*, 1969.

**J. Celada** ; Power input to the electric arc furnace *Iron & Steelmaker*, 18, 2, 1991.

**D.M. Chen, K.C. Hsu, C.H. Liu & E. Pfender** ; The effects of cold gas injection on a confined arc column *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. PS-8, 4, Dec. 1980.

**D.M. Chen, K.C. Hsu & E. Pfender** ; Two temperature modeling of an arc plasma reactor *Plasma Chem. Plasma Process.*, 1, 3, 1981.

**Q.P. Chen & P.P. Biringer** ; The influence of arc constants on the characteristics of arc furnaces *electrowärme international*, 49, B4, 1991.

**P. Conraux** ; Etude des phénomènes électromagnétiques présents dans une torche à plasma *Thèse INPG*, Grenoble, 1989.

**P. Conraux, G. Meunier, F. Kassabji & M. Moneuse** ; Computation of electromagnetic phenomena appearing in a plasma torch *IEEE Trans. Magnetics*, 24, 1, 1988.

**J. Cousteix** ; Turbulence et couche limite *Cepadues-Editions*, 1989.

## Bibliographie

**C.J. Cremers & H.S. Hsia** ; Thermal behavior of confined arcs with local fluid constriction Heat & Mass Transfer Source Book Wiley, N.Y., 1977.

**C.J. Cremers, H.S. Hsia & J.R. Mahan** ; Downstream conditions in a constricted arc with radial injection *IEEE Transactions on Plasma Science*, PS 1, 1973

**C. Delalondre, S. Zahrai & O. Simonin** ; Turbulence modelling in electric arc *Collection des notes internes DER EDF*, HE-44/94/020A, 1994.

**D.L. Evans & R.S. Tankin** ; Measurement of emission and absorption of radiation by an argon plasma *The Physics of Fluids*, 10, 10, 1967.

**F. Fabry** ; Deuxième rapport intermédiaire relatif à l'article numéro 3 au contrat d'association n°E 26/L11-7C 6968-AEE 1674 établie entre CNRS, ARMINES, TIMCAL, EDF et GDF, 1996.

**F. Fabry, B. Ravary, P. Bertrand, J.M. Badie, L. Fulcheri, G. Flamant & I. Smurov** ; Comparison of experimental and theoretical temperature distribution in a plasma pilot reactor for carbon black production, *TPP5 Proceedings*, St Petersburg, 13-16 juillet 1998.

**H.G. Fan & Y.W. Shi** ; Numerical simulation of the arc pressure in gas tungsten arc welding *Journal of Materials Processing Technology*, 61, 1996.

**P. Fauchais** ; La modélisation des plasmas thermiques, *Ann. Chim. Fr.*, 8, 1983.

**P. Fauchais, A. Vardelle, J.F. Coudert & B. Pateyron** ; Plasma spraying extractive and metallurgy : comparisons between mathematical modelling and measurements and between application and development *Pure & Appl. Chem.*, 57, 9, 1985.

**FLUENT INC.** ; FLUENT User's guide V4.4, 1997.

**L. Fulcheri & Y. Schwob** ; From methane to hydrogen, carbon black and water *Int. J. Hydrogen Energy*, 20, 3, 1995.

**P. Gardin, C. Soide, A. Dez & I. Guillaume** ; Use of physical and numerical simulation methods to characterize gas flow in trielectrode arc furnace *Ironmaking & Steelmaking*, 19, 4, 1992.

**R.V. Giles, J.B. Evett & Cheng Liu** ; Fluid mechanics & hydraulics, Schaum's outline series theory and problems *Mc Graw Hill*, 1994

**I.S. Gradshteyn & I.M. Ryzhik** ; Table of integrals, series and products *Academic press*, 1980.

**J. Grey & P.F. Jacobs** ; Experiments on Turbulent Mixing in a Partially Ionised Gas, *AIAA Journal*, 2, 3, 1964.

**J. Haidar & A.J.D. Farmer** ; Temperature measurements for high-current free burning arcs in nitrogen, *J. Phys. D. : Appl. Phys.* 26, 1993.

## Bibliographie

**N.J. Holt, J.A. Bakken & R. Jensen** ; Numerical computation of heat transfer in a 300 kW plasma reactor *High Temp. Chem. Processes*, 2, 1993.

**K.C. Hsu & E. Pfender** ; Two-temperature modeling of the free-burning, high-intensity arc *J. Appl. Phys.* 54 (8), 1983b.

**K.C. Hsu, K. Etemadi, & E. Pfender** ; Study of the free-burning high-intensity argon arc *J. Appl. Phys.* 54 (3), 1983a.

**M. Huetz-Aubert** ; Rayonnement thermique des matériaux opaques in *Techniques de l'Ingénieur, Traité d'Energétique B1*, 1996

**G.R. Jones & M.T.C. Fang** ; The physics of high-power arcs *Rep. Prog. Phys.*, 43, 1980.

**G.R. Jordan, B. Bowman & D. Wakelam** ; Electrical and photographic measurements of high power arcs *J. Phys. D. : Appl. Phys.*, 3, 1970.

**M.E. Jordan** ; Process for production of highly amorphous carbon black, Brevet US Patent 3,431,074, 1969.

**M.E. Jordan, H.M. Cole, V. Walpole, W.G. Burbine & al.** ; Carbon black product and method of preparation thereof, Brevet US Patent 3,342,554, 1967.

**V.D. Khait** ; A channel model for an electric arc and the minimum power principle *High Temp.*, 17, 5, 1979.

**L. E. Kalikhman** ; *Elements of magnetogasdynamics*. W. B. Saunders, 1967.

**G. Kirschtein & F. Koppelman** ; Der elektrische Lichtbogen in schnellströmenden Gas part I *Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken*, vol. XVI, 3, Springer Berlin, 1937.

**G. Kirschtein & F. Koppelman** ; Der elektrische Lichtbogen in schnellströmenden Gas part II *Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens-Werken*, vol. XVI, 1, Springer Berlin, 1937.

**S. Köhle, M. Knoop & R. Lichterbeck** ; Lichtbogenreaktanzen von Drehstrom-Lichtbogenöfen *electrowärme international*, 51, B4, 1993.

**A. Laassouli** ; Thèse de doctorat, numéro 105C, Université de Perpignan, 22 juin 1990.

**H.L. Larsen** ; AC electric arc models *Dr. Ing. Thesis*, 1996.

**H.L. Larsen & J.A. Bakken** ; A time dependent numerical model for an AC electric arc *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> European Congress on Thermal Plasma Processes*, Aachen, Germany, VDI Berichte, 1994.

**H.L. Larsen** ; Channel model for AC electric arc *SINTEF report*, STF34 A93113, metallurgy, 1993.

## Bibliographie

- J.J. Lowke, P. Kovitya & H.P. Schmidt** ; Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25, 1992
- J.J. Lowke, R.L. Zollweg & R.W. Liebermann** ; Theoretical description of AC arcs in mercury and argon *J. Appl. Phys.*, 46, 2, 1975.
- S. Lynum** ; System for the production of carbon black, Brevet WO 93/20153, PCT/NO93/00057, 5 avril 1993.
- J.R. Mahan & C.J. Cremers** ; The confined discharge plasma generator with local fluid constriction *Transactions of the ASME*, Dec. 1972.
- A.C. Matthieu** ;Thèse de docteur ingénieur, Université de Limoges, 17 juillet 1979.
- J.W. McKelliget & N. El-Kaddah** ; Theoretical prediction of the effect of coil gas configuration on gas mixing in an inductively coupled plasma torch *Mat. Res. Soc. Symp.*, 98, Materials Research Society, 1987.
- J.W. McKelliget & J. Szekely** ; A mathematical model of the cathode region of a high intensity carbon arc *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 16, 1983.
- H. Minoo, A. Arsaoui, A. Bouvier & L. Jestin** ; Arc cathode root movements of a plasma generator at atmospheric pressure stabilized by a magnetic field and gas vortex flow, *Collection des notes internes DER EDF*, HE26/94/020, 1994.
- M. Mitchner & C.H. Kruger Jr.** ; Partially ionized gases *J. Wiley & Sons*, 1973.
- L. Msika, C. Delalondre & O. Simonin** ; Modélisation d'un arc transféré dans l'azote à pression atmosphérique *Collection des notes internes DER EDF*, HE-44/92.24, 1992.
- S. Nagata** ; Mixing. Principles and applications *Kodansha Ltd.*, Tokyo, 1975.
- Z. Njah, J. Mostaghimi & M. Boulos** ; Mathematical modelling of the 3-D mixing in an induction plasma reactor *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36, 16, 1993a.
- Z. Njah, J. Mostaghimi, M. Fahgri & M. Boulos** ; Study of 3D mixing of a cold jet in an induction plasma reactor *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36, 16, 1993b.
- H.K. Orbach** ; Brevet US Patent 3,288,696, 1966.
- S. Patankar** ; Numerical Heat Transfer & Fluid Flow *Hemisphere Publishing Corp.*, Washington DC, 1980.
- H. Pfeiffer, F.N. Fett & H.J. Bebber** ; Model development for free burning AC plasma jets *electrowärme international*, 47, B3, 1989.
- E. Pfender, J. Fincke & R. Spores** ; Entrainment of cold gas into thermal plasma jets *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 11, 4, 1991.

## Bibliographie

- A. Plessl** ; The flow mechanism in a bent rotating arc *Appl. Phys.* 21, 1980.
- L.P. Podenok, V.D. Shimanovich, L.I. Sharakovsky & O.I. Yas'ko** ; Turbulent flows with electric arc *High Temp. Chem. Processes*, 3, 1994.
- W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling & B.P. Flannery** ; Numerical recipes in Fortran, The art of scientific computing *Cambridge University Press*, 1992
- M. Rahmane, G. Soucy & M.I. Boulos** ; Diffusion phenomena of a cold gas in a thermal plasma stream *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 16, 1996.
- Y.P. Raizer** ; Deviation of missing relation for channel model of arc without recourse to minimum voltage principle *High Temp.*, 10, 6, 1992.
- Y.P. Raizer** ; Channel arc model *High Temp.*, 17, 5, 1978.
- S. Ramakrishnan, A.D. Stokes & J.J. Lowke** ; An approximate model for high-current free-burning arcs *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 11, 1978.
- J.D. Ramshaw & C.H. Chang** ; Computational Fluid Dynamics Modelling of Multicomponent Thermal Plasmas *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 12, 3, 1992.
- B. Ravary, L. Fulcheri, F. Fabry & G. Flamant** ; Analysis of the behavior of the arcs in a 3 phase AC plasma reactor ISPC 13 Symposium Proceedings, 1, 18-22 août 1997, Beijing, China, 1997.
- S. Russ, P.J. Strykowski & E. Pfender** ; Mixing in plasma and low density jets *Experiments in Fluids*, 16, 1994.
- W. Sakai, F. Nakashio & T. Takahashi** ; Thermal decomposition of propane in an argon plasma jet *Proc. 1<sup>st</sup> Chem. Eng. Congr.*, Kyoto, Japon, 10-14 oct. 1972
- M. Sakulin** ; Ein modell für den dynamischen Wechselstromlichtbogen und seine Anwendung zur Simulation von Lichtbogenöfen *Fachberichte Hüttenpraxis Metallweiterverarbeitung*, 20, 3, 1982a.
- M. Sakulin** ; A dynamic electric arc model under considerations of variable pressure conditions *Modelling and Simulation International Conference*, AMSE, 1982b.
- M. Sakulin** ; A model for computer-aided simulation of electric arcs *AMS 81 Conference*, 1981.
- S.S. Sazhin, M. Makhlof & T. Ishii** ; Solutions of magnetohydrodynamic problems based on conventional fluid dynamic code *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 21, 1995a.
- S.S. Sazhin** ; Modelling of plasma processes based on the commercial computation fluid dynamics code (CFD) package FLUENT *Proceedings of 22<sup>nd</sup> International Conference on Phenomena in Ionized Gases* Stevens Institute of Technology, 4, 1995b.

## Bibliographie

- Y. Schwob, F. Fischer, L. Fulcheri & P. Willemez** ; Brevet WO 97/17908, PCT/EP94/00321, 1997.
- D.A. Scott, P. Kovitya & G.N. Haddad** ; Temperatures in the plume of a dc plasma torch *J. Appl. Phys.*, 66 (11), 1989.
- K. Shakourzadeh Bolouri & J. Amouroux** ; Procédé et appareil de fabrication de noir de carbone à partir d'hydrocarbures, Brevet BF 2562 902, 17 avril 1984.
- L.I. Sharakowsky, A. Marotta, A.M. Essiptchouk & R. Karvelis** ; On the velocity of magnetically driven arcs *ISPC 13 Symposium Proceedings*, Beijing, China, 18-22 août 1997
- O. Simonin, C. Delalondre & P.L. Viollet** ; Modelling in thermal plasma and electric arc column *Pure & Appl. Chem.*, 64, 5, 1992.
- G. Soucy, J.W. Jurewicz & M.I. Boulos** ; Mixing study of the induction plasma reactor. Part I : Axial injection mode *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 14, 1, 1994.
- G. Soucy, J.W. Jurewicz & M.I. Boulos** ; Mixing study of the induction plasma reactor. Part II : Radial injection mode *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 14, 1, 1994.
- S. Vacquié** ; Etude des transferts. Rayonnement, diffusion et conduction thermique in : Club EDF Arc Electrique 'L'arc électrique et ses applications' tome 1, *Editions du CNRS*, 1984.
- P. Veillette & D. Simard** ; Electric arc characterization using high speed cinematography and spectroscopy, *42<sup>nd</sup> Electric Furnace Conference Proceeding, ISS/AIME*, (1984), 42, 1985.
- J. Uhlenbusch** ; Miscellaneous arc devices *Physica* 82C, 1976.
- R. Westhoff & J. Szekely** ; A model of fluid, heat flow and electromagnetic phenomena in a nontransferred arc plasma torch *J. Appl. Phys.* 70 (7), 1 Oct. 1991.
- H.-M. Wu, G.F. Carey & M.E. Oakes** ; Numerical simulation of AC plasma arc thermodynamics *Journal of Computational Physics* 112, 1994.
- S. Zahrai, C. Delalondre, O. Simonin & D. Andersson** ; Three dimensional simulations of transient high intensity electric arcs *Collection des notes internes DER EDF*, HE-44/93.17, 1996.