

**UNIVERSITÉ OUAGA I
PROFESSEUR JOSEPH KI-ZERBO**

**École Doctorale
Sciences et Technologies**

**Laboratoire de Matériaux et Environnement
(L.A.M.E)**



N° d'ordre 385

Thèse Présentée

Par KOHIO Nièssan
Pour obtenir le grade de
Docteur de

L'Université Ouaga I Professeur Joseph KI-ZERBO

Option : Sciences Appliquées

Spécialité : Physique des plasmas

Étude des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport des plasmas de mélanges d'air et de vapeur d'eau dans la gamme de température 500K à 12000K : applications aux disjoncteurs basse et moyenne tensions

**Directeur de thèse :
Pr Zacharie KOALAGA**

Soutenue le 12 Février 2016 devant le jury composé de :

Jean KOULIDIATI Professeur Titulaire, Université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO (Président)

Pascal ANDRÉ Professeur Titulaire, Université Blaise Pascal, France (Rapporteur)

El Khaddem KHEDDIOUI Professeur Titulaire, Université Hassan II. Casablanca (Rapporteur)

Frédéric OUATTARA Professeur Titulaire, Université de KOUDOUGOU (Examineur)

François ZOUGMORÉ Professeur Titulaire, Université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO (Examineur)

Zacharie KOALAGA Professeur Titulaire, Université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO (Directeur de Thèse)

DÉDICACE

A DIEU LE TOUT PUISSANT

A la MÉMOIRE DE MON PÈRE

A Ma Mère

A MON épouse Eugéline

A Mes fils Augustin et Ariel

A Mes Frères et Soeurs

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été effectué à l'Université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO au Laboratoire de Matériaux et Environnement(LAME).

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur François ZOUGMORÉ, Professeur titulaire à l'Université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO de m'avoir accueilli dans son Laboratoire. Je tiens également à le remercier de ses précieux enseignements et conseils dont j'ai bénéficié durant tout mon parcours académique et de son optimisme à toute épreuve.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur Zacharie KOALAGA, Professeur titulaire à l'Université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO et Directeur adjoint du laboratoire de matériaux et environnement(LA.M.E), qui a dirigé ce travail de thèse. Je le remercie pour son encadrement, sa disponibilité sans faille et son soutien. Je le remercie également pour son amour du travail bien fait.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Jean KOULIDIATI ; Professeur titulaire à l'université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO d'avoir accepté présider le jury de soutenance de ma thèse.

J'adresse également tous mes remerciements à Monsieur Pascal ANDRÉ, Professeur titulaire à l'Université Blaise Pascal, pour sa présence dans le jury de soutenance et de juger mon travail en tant que rapporteur.

Je tiens également à remercier Monsieur El Khaddem KHEDDIOUI, Professeur Titulaire, Université Hassan II de Casablanca pour l'honneur qu'il me fait de participer au jury de soutenance de ma thèse en sa qualité de rapporteur.

Je remercie Monsieur Frédéric OUATTARA, Professeur titulaire à l'université de KOU-DOUGOU, d'avoir accepté participer au jury de soutenance de ma thèse en temps que examinateur.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Donatien NJOMO, Professeur titulaire à l'université de Yaoundé I et responsable du Laboratoire des Technologies de l'Energie et de l'Environnement (LATEE) pour m'avoir accepté dans son Laboratoire lors de mon séjour à Yaoundé dans le cadre de mes travaux de thèse. Je le remercie aussi pour son soutien, son appui scientifique, ses remarques constructives et pour son grand humanisme.

J'exprime ma reconnaissance au Dr Issa ZERBO, Maitre de conférences à l'université Ouaga I Pr Joseph KI-ZERBO pour son soutien lors de mon inscription en DEA et pour ses encouragements et conseils durant mon travail.

Je remercie beaucoup les Docteurs François OUÉDRAOGO, Martial ZOUNGRANA, Bernard ZOUMA, Raguilignaba SAM, Marcel KÉBRÉ, Telado Luc BAMBARA, Ali DOUMOUNIA, Soumaïla OUEDRAOGO, Dominique BONKOUNGOU et Stanislas SANFO.

J'exprime mes sincères remerciements au Docteur KAGONÉ Abdoul Karim pour son énorme temps qu'il m'a accordé, son soutien, sa constante disponibilité, ses encouragements, ses conseils et ses qualités humaines.

Je remercie également les Doctorants TASSEMBÉDO Sosthène, OUEDRAOGO Jacques, ILBOUDO Jacques Marie, KABORE Karim, DERRA Moumouni, KONFÉ Amadou, TIENDREBEOGO Eloi, BERAMGBOTO Paul, OUBDA Daouda, GUINGANÉ Tous-saint, HIÉ Karim, KABRÉ Sayouba, YAGUIBOU Charles, TAPSOBA Eric et tous mes camarades en DEA pour la parfaite collaboration. Je remercie les ingénieurs KANDIA Faïçal et POUAN Florent et tous ceux qui ont contribué d'une manière ou d'une autre à la réalisation de ce travail de Thèse.

TABLE DES MATIÈRES

<i>Dédicace</i>	V
<i>Remerciement</i>	V
<i>Table des matières</i>	V
<i>Table des figures</i>	IX
<i>liste des tableaux</i>	XIV
<i>liste des symboles</i>	XV
<i>Résumé</i>	XVII
<i>Abstract</i>	1
<i>INTRODUCTION GÉNÉRALE</i>	2
<i>1. DÉFINITIONS ET RAPPELS THÉORIQUES SUR LES PLASMAS</i>	7
1.1 Introduction	8
1.2 Généralités sur l'arc électrique et les plasmas thermiques	8
1.2.1 Historique de l'arc électrique	8
1.2.2 Décharges électriques dans les gaz	9
1.2.3 Définition de l'arc électrique	9
1.2.4 La foudre comme décharge électrique	10
1.3 Rappels théoriques sur le plasma	11
1.3.1 Aspect historique du plasma	11
1.3.2 Caractéristiques du plasma	11
1.3.3 Classification des plasmas	12
1.3.4 Équilibre thermodynamique dans un plasma	13
1.4 Quelques applications des plasmas d'arcs électriques	17

1.4.1	Applications	17
1.4.2	Appareil de coupure	19
1.4.3	Description du disjoncteur	20
1.4.4	Différentes étapes de l'extinction de l'arc électrique	22
1.4.5	Principe de coupure du courant électrique	22
1.4.6	Quelques techniques de coupure du courant par le disjoncteur	23
1.5	Mélange air-vapeur d'eau	29
1.5.1	Composition chimique de l'air	29
1.5.2	Généralités sur le mélange air-vapeur d'eau	29
1.5.3	Humidité relative et humidité absolue	30
1.5.4	Contexte d'étude	30
1.6	Conclusion	31
2.	<i>COMPOSITION D'ÉQUILIBRE ET PROPRIÉTÉS THERMODYNAMIQUES DES PLASMAS DE MÉLANGES D'AIR ET DE VAPEUR D'EAU</i>	32
2.1	Introduction	33
2.2	Modèle de calcul de la composition d'équilibre du plasma	34
2.2.1	Énergie libre d'un gaz ionisé	34
2.2.2	Grandeurs thermodynamiques spécifiques	35
2.2.3	Loi de Dalton ou des gaz parfaits	35
2.2.4	Loi de neutralité électrique	36
2.2.5	Fonctions de partition	36
2.2.6	Applications aux mélanges d'air et de vapeur d'eau	39
2.3	Propriétés thermodynamiques	47
2.3.1	Masse volumique ρ	47
2.3.2	Enthalpie massique (h)	48
2.3.3	Chaleur massique à pression constante (C_P)	49
2.3.4	Vitesse du son dans le plasma (a)	49
2.3.5	Densité d'énergie (De)	50
2.3.6	Flux de puissance (Φ)	51
2.4	Conclusion	51
3.	<i>COEFFICIENTS DE TRANSPORT DES PLASMAS DE MÉLANGES D'AIR ET DE VAPEUR D'EAU</i>	52
3.1	Introduction	53

3.2	Équation de Boltzmann et sa résolution	53
3.2.1	Équation de Boltzmann	54
3.2.2	Résolution de l'équation de Boltzmann	55
3.3	Intégrales de collision	56
3.3.1	Intégrales de collision effectives	56
3.3.2	Intégrales de collision réduites	57
3.3.3	Moyennes pondérées	57
3.4	Classification des potentiels et tables d'intégrales de collision associées	59
3.4.1	Potentiel de Lennard-Jones ou potentiel de Mie	59
3.4.2	Potentiel de Coulomb écranté	60
3.4.3	Potentiel des points centres de répulsion	61
3.4.4	Potentiel de Morse	61
3.4.5	Potentiel exponentiel	62
3.4.6	Potentiel de Hulbert-Hirschfelder	63
3.4.7	Potentiel des sphères rigides	63
3.4.8	Potentiel phénoménologique	64
3.4.9	Potentiel de Stockmayer	64
3.5	Types d'interaction et intégrales de collision	64
3.5.1	Collisions : Neutre-Neutre	64
3.5.2	Collisions : Neutre-Ion	64
3.5.3	Collisions : Électron-Neutre	66
3.5.4	Collisions : chargée-chargée	67
3.6	Applications aux mélanges d'air et de vapeur d'eau	68
3.6.1	Intégrales de collision entre particules : Neutre-Neutre	68
3.6.2	Intégrales de collision entre particules : Électron-Neutre	68
3.6.3	Intégrales de collision entre particules : Neutre-Ion	69
3.6.4	Intégrales de collision entre particules : Chargée-Chargée	69
3.7	Formulation des coefficients de transport	70
3.7.1	Coefficient de conductivité thermique λ	71
3.7.2	Coefficient de conductivité électrique σ	71
3.7.3	Coefficient de viscosité dynamique η	72
3.8	Expressions simplifiées des coefficients de transport	72
3.8.1	Coefficient de conductivité thermique λ	72
3.8.2	Coefficient de conductivité électrique σ	77
3.8.3	Coefficient de viscosité dynamique η	78

3.9	Conclusion	79
4.	<i>RÉSULTATS DE CALCULS DE COMPOSITION D'ÉQUILIBRE ET DES COEFFICIENTS DE TRANSPORT</i>	80
4.1	Introduction	81
4.2	Résultats des calculs de composition d'équilibre et analyses	81
4.2.1	Résultats des calculs de composition des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau	84
4.2.2	Résultats des calculs de composition des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau	97
4.3	Résultats des calculs des coefficients de transport et analyses	102
4.3.1	Résultats des calculs des coefficients de transport des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau	104
4.3.2	Résultats des calculs des coefficients de transport des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau	114
4.4	Conclusion	121
5.	<i>RÉSULTATS DES CALCULS DES PROPRIÉTÉS THERMODYNAMIQUES ET ANALYSES</i>	123
5.1	Introduction	124
5.1.1	Résultats des calculs des propriétés thermodynamiques des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau	126
5.1.2	Résultats des calculs des propriétés thermodynamiques des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau	136
5.2	Résultats des calculs de la densité d'énergie, du flux de puissance et analyses	146
5.2.1	Résultats des calculs de la densité d'énergie et du flux de puissance des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau	146
5.2.2	Résultats des calculs de la densité d'énergie et du flux de puissance des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau	152
5.3	Conclusion	156
5.4	CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES	158
	<i>BIBLIOGRAPHIE</i>	161

TABLE DES FIGURES

1.1	Coupe d'un disjoncteur B.T industriel (Baudoin, 2004)	21
1.2	Les différentes étapes d'un arc de coupure (Baudoin, 2004)	23
2.1	Organigramme simplifié du calcul de composition d'équilibre	46
4.1	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Air à la pression atmosphérique et à l'E.T.L . .	85
4.2	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 1 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	86
4.3	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 2 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	86
4.4	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 3 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	87
4.5	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 4 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	87
4.6	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	88
4.7	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 6 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	88
4.8	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 7 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	89
4.9	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 8 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	89
4.10	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 9 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	90
4.11	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 10 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	90
4.12	Influence de la vapeur d'eau sur la densité numérique de certaines particules : H , H^+ , N , N^+ , N_2 , NO , NO^+ et H_2O	92

4.13	Influence de la vapeur d'eau sur la densité numérique de certaines particules : e^- , O , O^+ , H_2 , O_2 , OH et HO^+	92
4.14	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs du déséquilibre thermique	94
4.15	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs du déséquilibre thermique	94
4.16	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs de la pression	96
4.17	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs de la pression	96
4.18	Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L	97
4.19	Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du mélange dans le cas du plasma artificiel .	98
4.20	Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du mélange dans le cas du plasma artificiel .	99
4.21	Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél 50 dans le cas du plasma artificiel	100
4.22	Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél 50 dans le cas du plasma artificiel	100
4.23	Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél50 dans le cas du plasma artificiel	101
4.24	Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél50 dans le cas du plasma artificiel	101
4.25	Comparaison des résultats de la conductivité électrique de notre étude avec ceux de P. Fauchais	102
4.26	Comparaison des résultats de la conductivité thermique de notre étude avec ceux de P. Fauchais	103
4.27	Comparaison des résultats de la viscosité dynamique de notre étude avec ceux de P. Fauchais	103

4.28	Évolutions en fonction de la température de la conductivité thermique totale et ses quatre composantes du plasma Mél 5 à l'équilibre thermodynamique et à l'E.T.L	105
4.29	Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité électrique . .	108
4.30	Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité thermique . .	108
4.31	Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la viscosité dynamique . . .	109
4.32	Influence de la pression sur la conductivité électrique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	110
4.33	Influence de la pression sur la conductivité thermique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	111
4.34	Influence de la pression sur la viscosité dynamique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	111
4.35	Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité électrique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	112
4.36	Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité thermique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	113
4.37	Influence du déséquilibre thermique sur la viscosité dynamique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	113
4.38	Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité électrique . .	115
4.39	Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité thermique . .	115
4.40	Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la viscosité dynamique . . .	116
4.41	Influence de la pression sur la conductivité électrique	117
4.42	Influence de la pression sur la conductivité thermique	118
4.43	Influence de la pression sur la viscosité dynamique	119
4.44	Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité électrique	120
4.45	Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité thermique	120
4.46	Influence du déséquilibre thermique sur la viscosité dynamique	121
5.1	Comparaison des résultats de la masse volumique de notre étude avec ceux de P. Fauchais et al	124
5.2	Comparaison des résultats de l'enthalpie massique de notre étude avec ceux de P. Fauchais	125
5.3	Comparaison des résultats de la capacité calorifique à pression constante de notre étude avec ceux de P. Fauchais	125
5.4	Évolution en fonction de la température de la masse volumique des plasmas de mélange naturel	128

5.5	Évolution en fonction de la température de l'enthalpie massique des plasmas de mélange naturel	128
5.6	Évolution en fonction de la température de la chaleur spécifique à pression constante des plasmas de mélange naturel	129
5.7	Évolution en fonction de la température de la vitesse du son des plasmas de mélange naturel	129
5.8	Influence de la pression sur la masse volumique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	131
5.9	Influence de la pression sur l'enthalpie massique du plasma Mél 5 à l'E.T.L	131
5.10	Influence de la pression sur la chaleur spécifique à pression constante du plasma Mél 5 à l'E.T.L	132
5.11	Influence de la pression sur la vitesse du son du plasma Mél 5 à l'E.T.L . .	132
5.12	Influence du déséquilibre thermique sur la masse volumique du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique	134
5.13	Influence du déséquilibre thermique sur l'enthalpie massique du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique	134
5.14	Influence du déséquilibre thermique sur la chaleur spécifique à pression constante du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique	135
5.15	Influence du déséquilibre thermique sur la vitesse du son du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique	135
5.16	Évolution en fonction de la température de la masse volumique du plasma de mélange artificiel	136
5.17	Évolution en fonction de la température de l'enthalpie massique du plasma de mélange artificiel	137
5.18	Évolution en fonction de la température de la chaleur spécifique à pression constante du plasma de mélange artificiel	138
5.19	Évolution en fonction de la température de la vitesse du son du plasma de mélange artificiel	138
5.20	Influence de la pression sur la masse volumique du plasma Mél50 à l'E.T.L	139
5.21	Influence de la pression sur l'enthalpie massique du plasma Mél50 à l'E.T.L	140
5.22	Influence de la pression sur la chaleur spécifique du plasma Mél50 à l'E.T.L	140
5.23	Influence de la pression sur la vitesse du son du plasma Mél50 à l'E.T.L . .	141
5.24	Influence du déséquilibre thermique sur la masse volumique du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique	142
5.25	Influence du déséquilibre thermique sur l'enthalpie massique du plasma Mél50 à la pression atmosphérique	143

5.26	Influence du déséquilibre thermique sur la chaleur spécifique du plasma Mél50 à la pression atmosphérique	144
5.27	Influence du déséquilibre thermique sur la vitesse du son du plasma Mél50 à la pression atmosphérique	145
5.28	Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la densité d'énergie du plasma de mélange naturel	147
5.29	Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur le flux de puissance du plasma de mélange naturel	148
5.30	Influence de la pression sur la densité d'énergie du plasma Mél 5 à l'E.T.L	149
5.31	Influence de la pression sur le flux de puissance du plasma Mél 5 à l'E.T.L	150
5.32	Influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie du plasma Mél5 à la pression atmosphérique	151
5.33	Influence du déséquilibre thermique sur le flux de puissance du plasma Mél5 à la pression atmosphérique	151
5.34	Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la densité d'énergie du plasma de mélange artificiel	152
5.35	Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur le flux de puissance du plasma de mélange artificiel	153
5.36	Influence de la pression sur la densité d'énergie du plasma Mél 50 à l'E.T.L	154
5.37	Influence de la pression sur le flux de puissance du plasma Mél 50 à l'E.T.L	154
5.38	Influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique	155
5.39	Influence du déséquilibre thermique sur le flux de puissance du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique	156

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Quelques valeurs de température de l'air et les rapports de mélange saturant correspondants	29
2.1	Valeurs des coefficients a_{ij} pour l'ion NO^+	41
2.2	Matrice de décomposition des espèces chimiques prises en compte dans notre étude	42
4.1	Notation et valeurs des variables x, y et z des différents plasmas étudiés (Kagoné, 2012)	82
4.2	Comparaison des résultats avec ceux de KAGONE et al du plasma formé de 10% air et 90% de vapeur d'eau.	83

LISTE DES SYMBOLES

Symboles	Signification	Unité
m_e	Masse de l'électron	[kg]
m_i	Masse de la particule i	[kg]
T	Température	[K]
T_e	Température de translation des électrons	[K]
T_l	Température de translation des particules lourdes	[K]
T_{ex-at}	Température d'excitation atomique	[K]
$T_{ex-diat}$	Température d'excitation diatomique	[K]
T_{rot}	Température de rotation	[K]
T_{vib}	Température de vibration	[K]
T_d	Température de rosé	[°C]
θ	Paramètre de déséquilibre thermique	
L	Inductance du circuit	[H]
I	Intensité du courant	[A]
H_r	Humidité relative	
H	Humidité absolue	[g.m ⁻³]
Q_{tot}	Fonction de partition totale	
Q_{tr}	Fonction de partition de translation	
$Q_{réact}$	Fonction de partition de réaction	
Q_{int}	Fonction de partition interne	
Q_e	Fonction de partition des électrons	
Q_{vib}	Fonction de partition interne de vibration	
Q_{rot}	Fonction de partition interne de rotation	
E_i	Énergie d'ionisation	[eV]
E_d	Énergie de dissociation	[eV]
ΔE_i	Abaissement de l'énergie d'ionisation	[eV]
P	Pression totale	[Pa]

Symboles	Signification	Unité
P_0	Pression de référence	$[P_a]$
ΔP	Abaissement de la pression	$[P_a]$
Z_i	Nombre de charges électriques de l'espèce chimique i	
λ_D	Longueur de Debye	[m]
e	Charge élémentaire	[C]
V	Volume	$[m^3]$
ρ	Masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
h	Enthalpie massique	$[J.kg^{-1}]$
a	Vitesse du son	$[m.s^{-1}]$
C_p	Capacité calorifique à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
$\rho.a$	Densité d'énergie	$[J.m^{-3}]$
$\rho.h.a$	Flux de puissance	$[W.m^2]$
ΔH_i	Variation d'enthalpie de la réaction chimique i	$[J.mol^{-1}]$
Ω_{ij}	Intégrale de collision des particules i et j	$[m^2]$
σ	Coefficient de conductivité électrique	$[\Omega^{-1}.m^{-1}]$
λ	Coefficient de conductivité thermique	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
η	Coefficient de viscosité dynamique	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
$T.H.T$	Très Haute Tension	
B.T	Basse Tension	
SF_6	Hexafluorure de Soufre	
M.T	Moyenne Tension	
H.T	Haute Tension	
E.T.C	Équilibre Thermodynamique Complet	
E.T.L	Équilibre Thermodynamique Local	
P.T	Plasma Thermique	
T.T.R	Tension Transitoire de Rétablissement	
A.P.I	Abaissement du Potentiel d'Ionisation	

L'objectif de ce travail est la caractérisation théorique des plasmas thermiques de mélanges d'air et de vapeur d'eau dans la gamme de températures allant de 500 K à 12000 K. Il s'est agit de déterminer la composition chimique du plasma de mélange à l'équilibre chimique par la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs. L'influence du taux de vapeur d'eau dans l'air, de la pression et du déséquilibre thermique ont été observé sur la composition. Cette composition chimique a été ensuite utilisée pour déterminer les propriétés thermodynamiques telles que la masse volumique, l'enthalpie massique et la capacité calorifique à pression constante. Ces propriétés thermodynamiques ont permis de déterminer les paramètres très importants pour la modélisation des plasmas d'arcs électriques comme le flux de puissance et la densité d'énergie. Nous avons également utilisé la composition d'équilibre pour déterminer les coefficients de transport tels que le coefficient de conductivité électrique, le coefficient de conductivité thermique et la viscosité dynamique. L'influence de la pression et du déséquilibre thermique a été aussi observée sur ces différents paramètres. Un code de calcul de composition d'équilibre, des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport a été élaboré dans le langage de programmation MATLAB. De cette étude et en faisant un rapprochement des différents résultats, il ressort que l'apport de la vapeur d'eau dans le plasma améliore les performances du disjoncteur dans certaines gammes de températures à condition que la molécule d'eau se dissocie et libère l'atome d'hydrogène. C'est donc l'atome d'hydrogène libre dans le plasma qui améliore les performances du disjoncteur pour la coupure du courant électrique.

Mots clés : Plasma, Composition d'équilibre, Énergie libre de Gibbs, Déséquilibre thermique, Propriétés thermodynamiques, Coefficients de transport.

The aim of this work is the theoretical characterization of air and water vapor mixture plasmas in the temperature range from 500 K to 12 000 K. It is question to determine the chemical composition of the mixture plasma by the method of Gibbs free energy minimization. The influence of the water vapor content in the air, pressure and thermal disequilibrium are observed on the chemical composition. This chemical composition is also used to determine the thermodynamic properties such as the mass density, the specific enthalpy and heat capacity at constant pressure. These thermodynamic properties are important parameters for modeling of plasma and to determine the flow of power and energy density of plasma. We have also used the equilibrium composition to determine the transport coefficient such as the electrical conductivity, the thermal conductivity and the dynamic viscosity. The influence of pressure and thermal disequilibrium are also observed on these different parameters. A code of equilibrium composition calculation, thermodynamic properties and transport coefficient calculation is developed in the MATLAB programming language. From this study and making a rapprochement different results, it appears that the contribution of water vapor in the plasma improves the performance of circuit breaker in certain temperatures ranges, provided that the water molecule dissociates and releases hydrogen atoms. It is therefore the free hydrogen in the plasma which improves the performance of circuit breaker for switching electric current.

Mots clés : Plasma, Equilibrium composition, Gibbs free energy, Thermal disequilibrium, Propriétés thermodynamiques Thermodynamic propreties, Transport coefficient.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le plasma ou quatrième état de la matière est un mélange d'électrons, d'ions et de particules neutres (atomes et molécules), l'ensemble étant électriquement neutre. Il succède aux trois autres états de la matière à savoir : l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. L'arc électrique et les plasmas thermiques ont fait l'objet de plusieurs études théoriques et expérimentales (Koalaga, 1991; Salihou H, 1995; Maouhoub, 1997; Bontemps, 1997; Zouache N, 1997; Vacher, 2001; André P, 2006; Hingana, 2010; Bendjebbar F, 2012; Kagoné, 2012; Bruggeman P, 2013). De nos jours, l'arc électrique a un très vaste champ d'application. Parmi ces applications on a le traitement métallurgique (soudure, réchauffage de bains métalliques, métallurgie extractive...), le traitement ou l'élimination des déchets toxiques, la production de l'électricité (dispositif Tokamak), les lampes et les appareillages de coupure électrique, etc. Les appareillages de coupure électrique tel que le disjoncteur jouent un rôle très important dans les réseaux de transport et de distribution de l'énergie électrique, depuis les différentes centrales de production jusqu'aux utilisateurs. On passe alors d'une tension de l'ordre de $400k$ V (Très Haute Tension : T.H.T) près de la centrale de production de l'énergie électrique à une tension de l'ordre de 400 V (Basse Tension : B.T) qui doit être utilisée sans danger par les personnes (Baudoin, 2004). C'est pourquoi les appareils de coupure basse tension ont un rôle essentiel dans le domaine de la sécurité humaine et matérielle. Ils ont pour but :

- d'assurer la protection automatique du réseau électrique en cas de surcharge ou de court-circuit ;
- de permettre d'effectuer des opérations volontaires sur commande ;
- d'assurer la disponibilité du réseau ainsi que sa sûreté d'emploi.

Si dans la plupart des applications l'arc électrique doit être maintenu le plus longtemps possible, son extinction rapide est recherchée dans les appareils de coupure électrique. L'amélioration des performances et l'optimisation de l'efficacité de ces appareils de coupure passent par une bonne connaissance des phénomènes physico-chimiques mis en jeu lors de la coupure du courant. Le disjoncteur qui est un élément de cette famille, a déjà suscité de nombreuses études théoriques et expérimentales (Koalaga, 1991; Sarrailh, 2008).

Par définition (Sarrailh, 2008), un disjoncteur est un appareil capable d'établir, de supporter et d'interrompre un courant tant dans les conditions normales de fonctionnement que dans les conditions anormales spécifiées du circuit (court-circuit par exemple). Quel que soit le type de réseau électrique, le disjoncteur est un élément de protection indispensable. Il doit permettre de limiter les dégâts occasionnés aux différents appareils électriques lorsqu'un grave défaut apparaît dans le réseau électrique. Plusieurs travaux ont été effectués sur la coupure du courant dans le disjoncteur au moyen de l'arc électrique. Certains ont étudié l'influence de l'érosion des électrodes métalliques sur l'extinction de l'arc électrique (Andanson P, 1979, 1984; Abbaoui M, 1985; Cheminat B, 1985; Ouajji H, 1987) et d'autres ont permis de faire des choix des matériaux des chambres de coupure en comprenant mieux l'importance des vapeurs métalliques et plastiques provenant des parois de la chambre de coupure qui contaminent le plasma lors de la coupure du courant (Abbaoui M, 1991; Koalaga Z, 1993; Abbaoui M, 1993; Leffort A, 1993; Raynaud O, 1995). Pour assurer la coupure du courant électrique, certains disjoncteurs procèdent par allongement rapide de l'arc électrique dans un liquide (huile par exemple) ou dans un gaz plasmagène (air, air comprimé, SF_6 par exemple) tandis que d'autres utilisent le laminage de l'arc entre deux pièces isolantes (solides) (Cheminat, 1989; Koalaga, 1991). A ce jour la majorité des disjoncteurs utilisent le gaz pour l'isolement et la coupure du courant électrique. Lorsqu'il y a un défaut de courant sur le réseau, les contacts du disjoncteur se séparent, l'espace inter-électrode est soumis à un fort champ électrique. La température du milieu devient très élevée; les molécules du gaz sont décomposées puis ionisées et le milieu est alors un plasma dont les différentes propriétés ont une influence capitale sur les performances du disjoncteur pour la coupure du courant électrique. L'air est utilisé dans la coupure en basse tension et l'air comprimé beaucoup plus dans la coupure en moyenne tension. En haute tension, c'est le SF_6 qui est le gaz le plus utilisé par les disjoncteurs à cause de son fort pouvoir de coupure (Leslie, 1971). Cependant, il est avéré que certains produits de décomposition tels que les composés fluorés (Koch, 2003; Sarrailh, 2008; Kagoné, 2012) de ce gaz sont néfastes pour l'environnement en cas d'anomalies telles :

- un défaut d'étanchéité de l'enceinte contenant le SF_6 ;
- un défaut interne résultant de la formation d'arc incontrôlé à l'intérieur de l'enceinte à SF_6 ;
- un incendie externe entraînant une fuite anormale de SF_6 .

Il existe plusieurs domaines de tension dans les réseaux électriques :

- le domaine de la basse tension (B.T) qui concerne les courants de tension inférieure à 1000 V;

- le domaine de la moyenne tension (M.T) qui regroupe les courants dont les tensions sont comprises entre 1000 V et 52000 V ;
- le domaine de la haute tension (H.T) qui concerne les courants dont la tension est supérieure à 52000 V.

Ce travail est une contribution à la caractérisation théorique du plasma de mélange d'air et de vapeur d'eau en basses températures. Il complète celui de Kagoné ([Kagoné, 2012](#)) qui a porté sur le même mélange mais dans la gamme de température allant de 5000 K à 30000 K. La particularité de notre étude est qu'en basses températures pour mieux caractériser les plasmas d'arc électrique, il est nécessaire de prendre en compte plusieurs espèces chimiques notamment les particules polyatomiques et considérer le déséquilibre thermique qui pourrait exister entre la température des électrons et celle des particules lourdes. Cette étude est non seulement, une contribution à l'amélioration de la coupure du courant au moyen de l'arc électrique dans l'air en basse et moyenne tensions, mais aussi elle pourrait constituer une base de données importantes sur la gamme de température allant de 500 K à 30000 K, pour les études hydrodynamiques et pour la modélisation des plasmas pouvant intervenir dans d'autres applications où intervient ce type de mélange gazeux (mélange d'air et de vapeur d'eau). Les raisons principales qui ont guidé notre étude sont les suivantes :

- d'abord dans le domaine basse tension (B.T), ce sont uniquement les disjoncteurs à air qui sont utilisés partout et la vapeur d'eau présente dans l'air atmosphérique a probablement une influence sur les performances de ces disjoncteurs ;
- ensuite, des études antérieures ([Koalaga, 1991](#); [Kagoné, 2012](#)) ont montré que la présence d'atomes d'hydrogène (H) dans le plasma contribue beaucoup à l'amélioration des performances de la coupure du courant au moyens de l'arc électrique ; et la vapeur d'eau non seulement apporte de l'hydrogène au mélange, mais également augmente la rigidité diélectrique de l'air ([Kagoné, 2012](#)) ;
- il y a aussi le fait que la mise en œuvre judicieuse des moyens d'allongement de l'arc électrique dans l'air a permis de rendre l'emploi des disjoncteurs à air particulièrement intéressant jusqu'à des tensions voisines de 20000 V, mais pas encore sur tout le domaine de la moyenne tension. Le principal handicap pour ce type d'appareil pour les tensions plus élevées réside dans leur encombrement conditionné par les dimensions des chambres de coupure et des distances d'isolement dans l'air ([Kagoné, 2012](#)) ;
- enfin, le mélange air-vapeur d'eau est un mélange naturel très présent et très abondant dans l'environnement qui intervient dans beaucoup d'application des plasmas. De plus lors de la coupure du courant dans l'air aucun composé nocif à l'environne-

ment n'est formé. Également d'un point de vue économique l'air présente un avantage indéniable et la source d'approvisionnement est inépuisable. L'objectif de cette étude est de caractériser le plasma thermique d'arc électrique de mélange d'air et de vapeur d'eau dans la gamme de température 500 K à 12000 K. Il s'agira de déterminer successivement :

- la composition chimique du plasma de mélange d'air et de vapeur d'eau, c'est à dire l'évolution des densités des différentes espèces chimiques peuplant le plasma le long de la colonne de l'arc en fonction de la température ;
- les propriétés thermodynamiques ainsi que des paramètres importants pour la modélisation des plasmas d'arcs électriques tels que la densité d'énergie et le flux de puissance du plasma ;
- et les coefficients de transport du plasma.

L'influence de la vapeur d'eau, de la pression et du déséquilibre thermique sur les différentes caractéristiques des plasmas de mélange d'air et de vapeur d'eau est aussi étudiée. Les hypothèses retenues pour cette étude sont les suivantes :

- la composition de l'air est prise à 80% de diazote et 20% de dioxygène ;
- la gamme de température considérée est de 500 K à 12000 K ;
- les différents pourcentages retenus sont des pourcentages volumiques.

Outre l'introduction générale et la conclusion générale, ce mémoire est subdivisé en cinq (5) chapitres. Le premier chapitre présente, d'abord des généralités sur l'arc électrique et le plasma thermique. Ensuite, des applications et la description de différentes techniques de coupure du courant au moyen de l'arc électrique sont aussi présentées. Quelques généralités sur le mélange air-vapeur d'eau sont également abordées. Enfin, ce chapitre situe la présente étude dans son contexte. Nous présentons dans le deuxième chapitre le modèle de calcul de composition chimique du plasma de mélange d'air et de vapeur d'eau à partir des lois thermodynamiques et utilisant la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs. La détermination des propriétés thermodynamiques d'un plasma nécessite la connaissance de sa composition d'équilibre. Nous y présentons les expressions permettant le calcul des propriétés thermodynamiques, de la densité d'énergie et du flux de puissance du plasma.

Dans le troisième chapitre nous nous intéressons aux données et aux équations de bases nécessaires pour le calcul des coefficients de transport du plasma. La détermination des coefficients de transport est basée sur la résolution de l'équation intégral-différentielle de Boltzmann par la méthode approximative de Chapman-Enskog. Le quatrième chapitre présente les résultats de composition d'équilibre et ceux des coefficients de transport suivi

de leurs analyses et interprétations. Le cinquième et dernier chapitre est consacré aux résultats des propriétés thermodynamiques, de la densité d'énergie et du flux de puissance , en tenant compte de l'influence de la pression et du taux de vapeur d'eau dans l'air. Les différents résultats sont également analysés et interprétés.

1. DÉFINITIONS ET RAPPELS THÉORIQUES SUR LES PLASMAS

1.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux définitions et aux rappels théoriques de quelques notions fondamentales nécessaires à la compréhension de certains phénomènes physico-chimiques rencontrés dans les plasmas thermiques. Il prépare le lecteur à mieux appréhender certains concepts fondamentaux développés dans les chapitres suivants. Dans la première partie de ce chapitre, après avoir donné l'historique de l'arc électrique, nous présentons les différents types de décharges électriques. La deuxième partie du chapitre est consacrée à la description du milieu plasma, la notion d'équilibre thermodynamique et les différentes lois qui la gouvernent. La troisième partie passe en revue quelques techniques de coupure des courants en fonctionnement normal ou en cas de courant de défaut et quelques applications des plasmas. La quatrième et dernière partie de ce chapitre présente quelques généralités sur les mélanges air-vapeur d'eau utilisés dans notre étude, définit les humidités absolue et relative et situe la présente étude dans son contexte.

1.2 Généralités sur l'arc électrique et les plasmas thermiques

1.2.1 Historique de l'arc électrique

Certains phénomènes naturels, souvent spectaculaires comme la foudre observés depuis des années mettent en jeu des arcs électriques. Cependant ce n'est qu'en 1803 que Petrov Vasili a créé entre deux électrodes en graphite, à Saint Petersburg le premier arc électrique artificiel (Kagoné, 2012). Il ouvrit alors la porte à un vaste champ d'applications industrielles de l'arc électrique. En effet, le monde industriel a vite compris l'intérêt qu'il pouvait tirer de ce potentiel. Dès 1880 les trois propriétés fondamentales de l'arc électrique étaient connues et mises en application. Ces propriétés sont :

- le flux radiatif intense ;
- la faculté de favoriser des réactions chimiques ;
- et le flux thermique élevé.

L'apparition des théories modernes de la physique telles que la thermodynamique, la mécanique quantique, la physique statistique, alliées à la maîtrise de conceptions industrielles ont permis peu à peu la mise en place de démarches scientifiques conduisant à une meilleure connaissance des propriétés fondamentales de l'arc électrique. On peut citer entre autres, la loi de Paschen, énoncée par le physicien allemand Friedrich Paschen en 1889, indiquant que l'apparition d'un arc électrique dans un gaz, avec un champ électrique de claquage (dit champ disruptif) est une fonction généralement non linéaire du produit

de la pression du gaz et de la distance entre les électrodes divisé par la température du gaz. Ces dernières décennies l'arc électrique a fait l'objet de plusieurs études tant théoriques que expérimentales en étroite collaboration avec les sociétés industrielles pour satisfaire la demande du marché.

1.2.2 Décharges électriques dans les gaz

A l'état naturel, un gaz est un bon isolant électrique et cela est dû au fait qu'il ne contient pas de particules chargées libres, seulement des molécules et des atomes neutres. Mais lorsqu'il est soumis à une tension électrique assez intense, il devient conducteur et les phénomènes complexes qui s'y produisent portent alors le nom de «décharge électrique». Cette décharge électrique présente l'aspect d'une colonne lumineuse dans laquelle les électrons brusquement extraits de la cathode heurtent les molécules et les atomes neutres qu'ils ionisent en provoquant la libération d'autres électrons (Sarrailh, 2008). Près de l'anode une nouvelle accélération due à l'accroissement du champ électrique précipite les électrons vers l'anode, les ions créés suite aux chocs migrent vers la cathode. La puissance dissipée par effet joule dans la décharge apporte l'énergie nécessaire à l'entretien de très hautes températures pouvant atteindre quelques dizaines de milliers de Kelvin dans certains cas. La décharge électrique reste donc maintenue tant que l'énergie apportée par le circuit extérieur reste supérieure à l'énergie que la décharge peut dissiper. Dans le cas contraire la décharge se refroidit et on retrouve le gaz initial par des processus de recombinaison.

1.2.3 Définition de l'arc électrique

On retrouve dans la littérature une multitude de définition de l'arc électrique. On admet généralement que le nom «arc électrique» est une décharge à forte densité de courant dans laquelle les processus thermiques sont dominants. On dit également qu'il est un courant électrique visible dans un milieu isolant (gaz, vide). Lors de l'ouverture ou de la fermeture d'un circuit électrique parcouru par un courant, il apparaît un arc électrique assurant la transition entre les états passant et non-passant. L'arc se crée entre deux surfaces de conducteurs par une ionisation du gaz lorsque la différence de potentiel entre les deux conducteurs devient supérieure à la valeur de la tension correspondant au champ disruptif du gaz inter-électrodes. La décharge ainsi établie limite les surtensions dues aux inductances présentes mais va dégrader les surfaces avec lesquelles elle se trouve mise en contact. On appelle champ disruptif du gaz isolant la valeur limite du champ électrique au delà de laquelle l'arc électrique s'y déclenche. Une fois le gaz ionisé, il se crée un canal

conducteur qui entraîne le reste de la charge présente sur la surface de départ. L'arc se maintient donc, même si les surfaces s'éloignent l'une de l'autre tant que la différence de potentiel reste suffisante. On distingue deux types d'arc électrique selon la forme : les arcs libres et les arcs stabilisés. Un arc libre est un arc instable. Sa forme, son mouvement et sa durée sont très variables. Son instabilité a principalement deux origines :

- le mouvement du spot cathodique ou anodique qui déplace le point d'ancrage de l'arc sur l'électrode ;
- l'absence de certaines contraintes comme dans le cas de la foudre ou de certains disjoncteurs (disjoncteur à air).

Un arc stabilisé est un arc qui garde une géométrie et des caractéristiques stables. La stabilisation des spots cathodiques et anodiques peut dans certains cas être effectuée en donnant une forme appropriée aux électrodes. La stabilisation de la colonne peut se faire grâce à la stabilisation par des parois qui consiste à faire fonctionner l'arc dans un cylindre dont le diamètre est inférieur au diamètre naturel de la colonne d'arc. Les parois peuvent être refroidies par un courant d'eau fraîche. La température de la colonne à sa périphérie est celle de la paroi qui évacue rapidement l'énergie de l'arc.

1.2.4 La foudre comme décharge électrique

Depuis l'aube de l'humanité, la foudre et le tonnerre ont inspiré crainte et émerveillement à l'homme. Ce dernier a longtemps rattaché ces phénomènes à des causes surnaturelles contre lesquelles rien ne peut résister. Ainsi la foudre était associée à la colère des dieux et à la notion de châtiments pour les fautes ou les péchés. On en retrouve des représentations chez tous les peuples et dans toutes les religions (Lago, 2004). Dès l'époque préhistorique, des peintures rupestres décrivent la foudre comme une pierre ou une hache lancée du ciel, détruisant tout sur son passage. Pendant l'antiquité, en Mésopotamie la plus ancienne représentation de la foudre se trouve sur un sceau de la première époque de Babylone datant depuis 2000 ans avant J.C. Elle fut découverte lors des fouilles d'Isin et représente une divinité féminine tenant des éclairs dans ses mains. En Afrique noire, depuis des siècles et aujourd'hui encore la puissance de la foudre est détenue par le "sorcier" du village. De nos jours grâce aux progrès scientifiques, l'on sait que la foudre provient des décharges électriques initiées par un nuage électrisé. Les principaux aspects physiques deviennent assez bien connus notamment les phénomènes précurseurs ainsi que la décharge à proprement parler. Malgré toutes ces avancées scientifiques effectuées au niveau de la connaissance de l'arc de foudre, l'orage reste un phénomène que l'homme ne maîtrise pas

encore. Il essaye donc d'en contrôler et limiter les effets. C'est le cas notamment pour le foudroiement des habitations par l'utilisation de systèmes parafoudres, des disjoncteurs sur les réseaux de distributions, ou encore des systèmes de protections utilisés sur les lignes téléphoniques (Lago, 2004). L'arc de foudre peut aussi être néfaste pour l'aviation, lorsqu'il perturbe l'électronique embarquée ou lorsqu'il impacte la voilure des aéronefs. La foudre est aussi la source majeure d'interférences au niveau des communications radio. Cependant, ses effets sur l'environnement ne sont pas tous aussi néfastes. En effet, elle joue un rôle important dans le maintien de la charge électrique au sol et c'est donc un composant essentiel du circuit électrique global terrestre.

1.3 Rappels théoriques sur le plasma

1.3.1 Aspect historique du plasma

Lorsque le sang est débarrassé de ses globules et plaquettes, persiste un liquide clair que le physiologiste Tchèque Johannes Purkinje (1787-1869) a nommé «plasma». L'emploi du mot «plasma» pour désigner les gaz ionisés date de 1927; on le doit au physicien Américain Irving Langmuir (1881-1957) dont la variété des travaux s'étendait de la chimie des surfaces au phénomène de nucléation dans les nuages pour favoriser les pluies. Il reçut le prix nobel de la chimie en 1932. Langmuir étudia les dispositifs électroniques dont le fonctionnement mettait en jeu des gaz ionisés. La manière dont le transport des électrons et des ions s'effectue dans les gaz ionisés lui rappela le transport des globules rouges et blancs par le plasma sanguin. Il employa donc le terme plasma la première fois en physique par analogie avec le plasma sanguin auquel le gaz ionisé s'apparente visuellement.

1.3.2 Caractéristiques du plasma

Le plasma est un milieu constitué d'un mélange de particules neutres (molécules et atomes), d'ions, d'électrons, des photons émis et absorbés et finalement un champ électromagnétique propre au système et ou appliqué. Un plasma se distingue d'un gaz ordinaire par sa capacité à conduire le courant électrique. Le plasma est un milieu électriquement neutre à l'échelle macroscopique c'est-à-dire que le nombre de charges positives est égale au nombre de charges négatives dans le milieu. Le degré d'ionisation α d'un gaz est donné par la relation $\alpha = \frac{n_i}{n_0 + n_i}$. Dans cette relation n_i représente la densité de particules ionisées et n_0 celle des particules non ionisées dans le gaz. Les gaz ionisés sont classés en deux familles (Kagoné, 2012) :

- les gaz faiblement ionisés pour $\alpha < 10^{-4}$;
- les gaz fortement ionisés pour $\alpha > 10^{-4}$.

Quand le degré d'ionisation α est égal à l'unité, la densité des particules neutres est nulle et on dit que le gaz est totalement ionisé. La transformation d'un gaz en plasma (gaz ionisé) ne s'effectue pas à température constante pour une pression et avec une chaleur latente de changement d'état données, comme pour les autres états, mais il s'agit d'une transformation progressive. Lorsqu'un gaz est suffisamment chauffé, les électrons des couches extérieures peuvent être arrachés lors des collisions entre particules, ce qui forme le plasma. Globalement neutre, la présence de particules chargées donne naissance à des comportements inexistant dans les gaz neutres. La physique des plasmas est la branche de la physique qui étudie les propriétés, la dynamique et les applications des plasmas. Elle s'inspire et approfondit les concepts fondamentaux des autres disciplines (physique atomique, physique quantique, physique statistique, etc.) pour les adapter aux problèmes compliqués, par nature, de l'étude d'un rassemblement disparate de particules chargées et non qu'est le plasma. En effet, comme un plasma est une assemblée de particules différentes en interaction, il est de manière générale difficile de le caractériser. Supposons par exemple que le plasma contienne X espèces, incluant les différents états de charge d'un même atome (ou molécule ou agrégat), il faut pour complètement le décrire, étudier l'évolution de la densité, de la température, de la fonction de distribution dans l'espace et de la vitesses de chaque espèce, au cours de toutes les réactions chimiques, nucléaires, ou collisions qui peuvent y avoir lieu. C'est une tâche quasiment impossible, car même si on peut écrire des équations reliant toutes ces données, il est souvent impossible de les résoudre, même numériquement avec les moyens informatiques actuels. Dès le départ donc, pour simplifier le problème, on répartit les plasmas en plusieurs catégories. Les plasmas de chaque catégorie ont un certain type de comportement propre à leur catégorie.

1.3.3 Classification des plasmas

On distingue trois grandes catégories de plasma : les plasmas chauds, les plasmas thermiques et les plasmas froids. Ces trois catégories de plasma peuvent être regroupées en deux grandes familles à savoir la famille des plasmas naturels qui regroupe les plasmas chauds et la famille des plasmas industriels qui regroupe les plasmas thermiques et les plasmas froids. Les plasmas chauds sont des plasmas de fusion nucléaire et se retrouvent à l'état naturel, composant le soleil, les étoiles et les magnétosphères des planètes. On peut citer en exemple les aurores boréales, les vents solaires, les éclairs (foudre), l'iono-

sphère, etc. La température du plasma de fusion nucléaire est très élevée et peut même atteindre des températures de l'ordre du million de Kelvins dans certains cas (plasma au centre du soleil). Les plasmas thermiques sont des plasmas dans lesquels les électrons, les ions et les particules neutres ont des températures comprises entre 10000 K et 30000 K (Kagoné, 2012). Certains les qualifient comme étant les plasmas dans lesquels les densités électroniques varient entre $10^{20}m^{-3}$ et $10^{26}m^{-3}$ à 10000 K (Baudoin, 2004). Le gaz est alors assez ionisé. C'est généralement le cas de certains plasmas d'arc électrique. Les plasmas thermiques sont le plus souvent en équilibre thermique. Les plasmas froids quant à eux sont, des décharges électriques à faible courant dans les gaz. Les lampes à décharge produisent de la lumière grâce à une décharge électrique dans un gaz (néon, mercure, sodium, halogénures métalliques, etc). Les électrons ont une température supérieure à 1000 K et les particules lourdes ont une température de l'ordre de 300 K. Le gaz est faiblement ionisé avec un taux d'ionisation variant entre 10^{-6} et 10^{-2} . Ce sont des plasmas qui sont généralement hors équilibre thermique.

1.3.4 Équilibre thermodynamique dans un plasma

D'une manière générale, un état d'équilibre thermodynamique est caractérisé par l'absence de toute modification au cours du temps, par l'égalité des variables intensives en tout point du système et le minimum d'une fonction potentiel (Vacher, 2001). Dans le cas des plasmas thermiques, on définit généralement deux états d'équilibre : l'équilibre chimique et l'équilibre thermique. Lorsque ces deux équilibres sont réalisés le plasma est en équilibre thermodynamique. L'équilibre chimique est atteint lorsque la concentration des espèces présentes au sein du plasma n'évolue plus au cours du temps. Chaque réaction chimique directe est compensée par la réaction chimique inverse. L'équilibre thermique est atteint lorsque la température des électrons est égale à celle des particules lourdes et le plasma est alors caractérisé par une seule température T . Le plasma est formé par un mélange d'électrons, d'ions, d'atomes et de molécules. Tout plasma dans un volume dont les dimensions sont sensiblement supérieures à la distance d'écran dite longueur de Debye est électriquement neutre dans sa globalité (Kagoné, 2012). Il existe des plasmas en équilibre et hors équilibre thermodynamique.

1.3.4.1 Équilibre thermodynamique complet (E.T.C)

Dans un milieu à l'équilibre thermodynamique complet (E.T.C), les phénomènes collisionnels et radiatifs sont micro-réversibles. Chaque processus est contrebalancé par son

inverse et une seule température est définie pour caractériser le milieu. Les lois de l'équilibre sont : la loi de Maxwell donnant la distribution des vitesses des particules, la loi de Boltzmann donnant la distribution des états excités, la loi de Saha qui régit l'équilibre entre les processus d'ionisation et de recombinaison, la loi de Guldbreg-Waage qui régit l'équilibre entre la dissociation et la recombinaison moléculaire et la loi de Planck donnant la distribution spectrale du rayonnement.

- Distribution de Maxwell : c'est une loi qui s'applique aux molécules d'un gaz parfait en équilibre thermique. On admet que la distribution d'une des composante spatiale de la vitesse est indépendante des deux autres et que la distribution des vitesses est isotrope. On applique la formule de distribution de Boltzmann aux énergies cinétiques de translation. Le nombre relatif $\frac{dN}{N}$ de molécules dont le module de la vitesse est comprise entre v et $v + dv$ a pour expression :

$$\frac{dN}{N} = 4\pi v^2 \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \quad (1.1)$$

où m est la masse d'une molécule. La vitesse la plus probable, la vitesse moyenne et la vitesse quadratique peuvent être déduite de l'expression ci-dessus.

- Distribution de Boltzmann : dans un système en équilibre à la température T , le rapport des nombres N_1 et N_2 de molécules qui possèdent respectivement les énergies E_1 et E_2 est :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT}\right) \quad (1.2)$$

où g_1 et g_2 sont les poids statistiques, E_1 et E_2 sont respectivement les énergies des deux états. La statistique de Boltzmann est une statistique qui ne reconnaît ni l'indiscernabilité des molécules, ni la quantification des énergies E_i . Elle est une des mécaniques statistiques qui se propose la recherche de l'état le plus probable d'un système formé de molécules identiques en nombre constant N et dont l'énergie totale E est constante. Sachant que $N = \sum_i N_i$, on peut finalement écrire :

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{Q(T)} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (1.3)$$

avec :

$$Q(T) = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (1.4)$$

$Q(T)$ est la fonction de partition de la particule considérée.

- Loi de Saha : c'est une loi qui permet de déterminer le degré d'ionisation d'un milieu en équilibre thermodynamique. Si N_0^z et N_0^{z+1} sont les populations des niveaux

fondamentaux d'un atome et de l'ion correspondant, N_e la densité des électrons, g_0^z , g_0^{z+1} et g_e , leurs poids statistiques respectifs, alors la loi de Saha s'exprime par la relation suivante :

$$\frac{N_e N_0^{z+1}}{N_0^z} = g_e \frac{g_0^{z+1}}{g_0^z} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_\infty^z - \Delta E_\infty^z}{kT} \right) \quad (1.5)$$

Le rapport des populations totales N^z et N^{z+1} relative à tous les niveaux est obtenu à partir de l'équation ci-dessus en substituant les termes g_0^z et g_0^{z+1} par Q^z et Q^{z+1} , les fonctions de partition correspondantes :

$$\frac{N_e N^{z+1}}{N^z} = g_e \frac{Q^{z+1}(T)}{Q^z(T)} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_\infty^z - \Delta E_\infty^z}{kT} \right) \quad (1.6)$$

où $g_e = 2$, m_e est la masse d'un électron et ΔE_∞^z est l'abaissement du potentiel d'ionisation de l'ion de charge $Z.e$.

- Loi de Guldbreg-Waage : cette loi traduit les équilibres de dissociation et de recombinaison existants dans le milieu. Elle s'écrit :

$$\frac{N_A N_B}{N_{AB}} = \left(\frac{2\pi kT m_A m_B}{h^2 m_{AB}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{(Q_{\text{int}})_A (Q_{\text{int}})_B}{(Q_{\text{int}})_{AB}} \exp \left(-\frac{E_d}{kT} \right) \quad (1.7)$$

où N_A , m_A et $(Q_{\text{int}})_A$ sont respectivement la densité numérique, la masse et la fonction de partition interne de la particule A ; N_B , m_B et $(Q_{\text{int}})_B$ sont respectivement la densité numérique, la masse et la fonction de partition interne de la particule B ; N_{AB} , m_{AB} et $(Q_{\text{int}})_{AB}$ sont respectivement la densité numérique, la masse et la fonction de partition interne de la particule AB .

- Loi de Planck : le plasma en équilibre thermodynamique complet doit être un corps dont le facteur d'absorption est égale à l'unité pour toutes les radiations électromagnétiques qu'il reçoit quelque soient la fréquence. Toute enceinte isotherme, fermée à l'exception d'une très petite ouverture joue le rôle d'un tel corps dit corps noir. La densité spectrale du rayonnement $U(\nu, T)$ est la quantité d'énergie électromagnétique par unité de fréquence ν et emprisonnée dans un volume unitaire. Elle s'écrit :

$$U(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left(\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 \right)^{-1} \quad (1.8)$$

h est la constante de Planck, k la constante de Boltzmann et c la célérité de la lumière. La loi de planck peut être exprimée en définissant le pouvoir spectral d'émission du corps noir $\varepsilon(\lambda, T)$ donnant la puissance du rayonnement sortant d'une surface unitaire et dans l'intervalle unitaire de longueur d'onde :

$$\varepsilon(\lambda, T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (1.9)$$

λ est la longueur d'onde.

1.3.4.2 Équilibre thermodynamique local (E.T.L)

Les conditions d'équilibre thermodynamique complet ne sont pas toujours satisfaites dans le cas de certains plasmas. Des écarts à l'équilibre thermique sont traditionnellement rencontrés sur les bords des plasmas où la densité électronique est faible, au proche voisinage des électrodes (gaines cathodique et anodique) et dans les arcs électriques en extinction (André, 1995; Belhaouari, 1997). En effet, il y existe des gradients de densité, de température, des pertes d'énergie par rayonnement. On n'a donc pas un corps noir d'où la non vérification de la loi de Planck. On doit considérer l'équation de transfert radiatif qui tient compte des émissions et absorptions du rayonnement dans le plasma. On a donc imaginé un nouveau concept, celui de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L) où toutes les lois précédentes sont vérifiées à l'exception de celle de Planck. Les collisions électroniques sont très nombreuses et les libres parcours moyens des particules sont inférieurs aux dimensions du plasma et le temps nécessaire à une particule, provenant du sous-système à la température T_1 , pour se mettre en équilibre avec le sous système à la température T_2 (temps de relaxation), est très court. Au niveau local, il y aura donc une micro-réversibilité des processus dus aux collisions mais pas celle des processus de rayonnement. Cependant, lorsque la densité électronique du plasma est suffisamment élevée ($N_e \succ 10^{22} m^{-3}$), les phénomènes collisionnels deviennent prépondérants devant les processus radiatifs et on peut supposer que l'équilibre thermodynamique est établi localement en chaque point du plasma (Hannachi, 2007). Le milieu est alors considéré en équilibre thermodynamique local (E.T.L). Les lois de Maxwell, de Boltzmann, de Saha et de Guldberg-Waage demeurent valables.

1.3.4.3 Critère d'existence de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L) dans un plasma

Un plasma à l'E.T.L doit être dominé par les collisions électroniques ; celles-ci doivent être plus nombreuses que les transitions radiatives. Lorsque la densité électronique augmente, la fréquence des collisions électroniques augmente. Si le plasma est produit par l'intermédiaire d'une méthode électrique (arc très chaud par exemple), les électrons ac-

quièrent de l'énergie dans le champ électrique. Les particules lourdes bénéficient du transfert d'énergie, ce qui a pour effet de diminuer l'écart entre T_e et T_l respectivement la température des électrons et celle des particules lourdes. Si l'écart est faible on peut admettre que l'E.T.L est atteint dans le plasma. La bibliographie nous propose plusieurs critères différents pour atteindre l'E.T.L dans le plasma. Drellishak et al cité par (Koa-laga, 1991; Bussière, 2000) supposent que dans le cas général, un plasma est en équilibre thermodynamique local lorsque les champs électriques (E) externes appliqués sont faibles, et les pressions appliquées supérieures à $0,0410^5 P_a$. Certains des auteurs se basent sur la fréquence des collisions électrons-particules lourdes ou sur la densité N_e des électrons. Ils ont donné des densités numériques critiques au delà desquelles l'E.T.L est réalisé (Bruegeat S, 2004). Griem cité dans les travaux de Koalaga(1991) en se basant sur la densité d'un plasma d'argon pur, propose pour l'E.T.L le critère suivant : $N_e \succ 10^{23}$ électrons par m^3 . Andriessen propose que dans une décharge à basse pression où le champ électrique ne dépasse pas $100V/cm$, on peut en première approximation, considérer l'E.T.L, à l'exception des zones proches des électrodes (Abbaoui M, 1992). Griem et Drawin montrent que dans le cas de l'E.T.L, le taux de collisions électroniques doit être environs dix fois plus important que le taux de transition par émission spontanée sur la plus forte transition de résonance (Koulidiati, 1991).

1.4 Quelques applications des plasmas d'arcs électriques

1.4.1 Applications

Les arcs électriques et les plasmas thermiques (P.T) sont utilisés dans de très nombreux procédés. Dans la plupart des cas ce sont les propriétés thermiques telles que l'enthalpie ou l'énergie interne, la haute température et les transferts d'énergie vers les matériaux dans le volume ou dans les parois des électrodes, qui sont utilisés et mises en avant pour justifier l'utilisation de ces milieux forts consommateurs d'énergie électrique. Certaines des applications sont connues et industrialisées depuis longtemps et d'autres ne sont encore que des idées ou projets scientifiques.

1.4.1.1 Métallurgie

Dans la métallurgie on utilise les fours à arc pour obtenir des températures élevées nécessaires au traitement de l'acier. Le premier à avoir mis en avant l'application des arcs électriques pour le chauffage à haute température est Henri Moissan qui réalisa en 1892 un

four permettant d'atteindre jusqu'à 3500°C (Kagoné, 2012). Les fours à arc sont composés d'un récipient dans lequel repose le métal en fusion et d'électrodes en graphite situées au dessus. Ce récipient qu'il est possible de faire basculer pour recueillir le métal en fusion, dispose d'éléments pour refroidir sa voûte et retenir la chaleur du métal en fusion. La hauteur des électrodes est réglable afin de contrôler la tension de la décharge. Dans le cas des fours à courant continu, il y a une électrode au dessus et une électrode intégrée dans le fond du récipient contenant le métal en fusion. Dans le cas des fours utilisant les tensions triphasées alternatives, les trois électrodes sont au dessus du bain. C'est le four triphasé qui est le plus utilisé de nos jours mais le four à courant continu est en train de prendre le dessus en termes de meilleur chauffage du métal et en terme de rendement. C'est au début du XXIème siècle que sont apparus les premiers fours industriels à arc destinés à fondre un métal primaire (généralement ferrailles) pour obtenir un acier. Depuis cette époque, bien que reposant sur les mêmes principes de base, les fours à arc ont connu un développement industriel important aussi bien du point de vue technologique que du point de vue capacité de production. Le soudage à arc électrique est le plus connu des procédés de soudure. Il existe différentes méthodes de soudage électrique (électrodes enrobées, électrodes fusibles et électrodes non fusibles). La plus utilisé est le soudage à arc électrique avec électrodes enrobées. Lorsqu'on approche l'électrode enrobée des pièces métalliques à assembler, il se crée un arc électrique qui dégage un fort pouvoir calorifique qui provoque la fusion de l'électrode.

1.4.1.2 *Catalyse des réactions chimiques*

Les espèces chimiques présentes dans les plasmas sont réactives et permettent de catalyser des réactions chimiques. Cette propriétés est utilisée dans beaucoup d'applications :

- On a le cas du reformage de l'hydrogène à partir des hydrocarbures.

Le principe du dispositif de reformage est de mélanger les réactifs à l'état gazeux dans un réacteur où on entretient une décharge électrique.

- On peut également obtenir la création de nanotubes de carbone par des procédés plasma.

L'utilisation d'un plasma thermique pour la synthèse de nanoparticules de carbone est un projet novateur (Kagoné, 2012).

- Les décharges à barrières diélectriques peuvent être utilisées pour la synthèse d'ozone.

1.4.1.3 *Traitement de surfaces*

L'utilisation de plasma permet de réaliser les traitement de surface, afin d'obtenir ou améliorer certaines propriétés spécifiques. On peut ainsi solidifier des pièces métalliques, graver avec précision ou déposer des molécules sur des matériaux plastiques pour en modifier les propriétés. On peut citer les exemples suivants :

- rechargement des pièces usées ;
- gravure de semi-conducteur ;
- dépôt de matériaux chimiques sur film plastique ;
- dépôt de couches sur certains matériaux tel que le bois (couches hydrophobes ou hydrophiles).

1.4.1.4 *Dépollution, Traitement de déchets*

Une des utilisations des hautes températures des plasmas est le traitement de déchets afin de limiter la toxicité de certains résidus ou recycler les matières métalliques ou plastiques. Une torche à plasma est un dispositif permettant d'atteindre de très hautes températures. Sa conception trouve son origine dans l'étude de matériaux destinés à protéger les missiles ou les engins spatiaux lors de leur entrée atmosphérique. Aujourd'hui, elles sont utilisées comme solution de traitement pour les déchets dangereux (déchets d'incinération, déchets faiblement radioactifs, poussière, déchets industriels). Pour générer le plasma, on met en contact le gaz avec un arc électrique. Ce dernier étant crée entre deux électrodes (cathode et anode) : c'est le principe de l'arc soufflé.

1.4.2 *Appareil de coupure*

Il existe plusieurs appareillages de coupure du courant électrique. On peut citer entre autres les interrupteurs, les contacteurs, les sectionneurs, les fusibles et les disjoncteurs.

- Les sectionneurs : ils sont avant tous des organes de sécurité utilisés pour ouvrir ou fermer un circuit électrique lorsqu'il n'est pas parcouru par un courant. Ils sont prévus pour isoler, par rapport au reste du réseau, un ensemble de circuits, un appareil, une machine, une section de circuit ou de câble, de permettre aux personnels d'exploitation d'y accéder sans danger. Une fonction complémentaire de protection par fusible est souvent ajoutée pour protéger la ligne d'alimentation. Les sectionneurs ne sont pas faits pour interrompre un courant ; toutefois, certains d'entre eux peuvent être amenés à couper des courants de transfert de barres jusqu'à 1600 A sous 10 à 300 V.
- Les interrupteurs : ce sont des appareils destinés à établir et à interrompre un circuit

dans les conditions normales de charge. Certains interrupteurs sont prévus également pour remplir des fonctions de sectionneurs. Leurs performances sont limitées car, s'ils sont capables d'éliminer les surcharges sur le réseau, ils ne peuvent en aucun cas interrompre un courant de court-circuit. De ce fait, les interrupteurs sont situés en aval des disjoncteurs.

- Les contacteurs : ils sont destinés à ouvrir ou fermer un circuit par l'intermédiaire d'un circuit de commande. Ce dernier est isolé galvaniquement du circuit de puissance, ce qui permet de faciliter la commande à distance d'un récepteur, la commande automatique d'un récepteur et l'utilisation d'une tension de commande différente de celle du circuit commandé. Son rôle est comparable à celui d'un interrupteur, mais il est capable de fonctionner avec des cadences très élevées. Il possède une grande endurance électrique combinée avec une grande endurance mécanique. Ils sont généralement utilisés pour la commande de fours, de moteur à haute tension ou d'équipements industriels divers qui nécessite des manœuvres fréquentes. Ils ne peuvent jamais être utilisés comme sectionneurs et ne restent fermés que si leur bobine de commande est alimentée.
- Les fusibles : placés dans un circuit de distribution de courant électrique, ils ont pour rôle d'interrompre les courants de court-circuit créés en amont, et de limiter les effets sur le réseau situé en aval.
- Les disjoncteurs : ils sont destinés à établir, supporter et interrompre des courants, sous sa tension assignée, dans les conditions normales de service et dans les conditions anormales spécifiées : court-circuit, discordance de phase, surtension provoquée par la foudre, dégradation des surfaces isolantes, rupture mécanique des conducteurs, etc. C'est l'appareil de protection par excellence, capable d'une totale capacité d'intervention sans provoquer de surtension excessive sur le réseau. A un disjoncteur est généralement associé un système de protection, détectant un défaut et donnant des ordres au disjoncteur pour éliminer automatiquement le défaut ou mettre en service un circuit lorsque le défaut présente un caractère fugitif.

1.4.3 Description du disjoncteur

Certains disjoncteurs sont équipés de matériels électroniques permettant de connaître à tout moment leur état : usure, pression du gaz pour la coupure, etc. Cela permet à l'exploitant de programmer des opérations de maintenance et éventuellement de détecter, par les dérives de caractéristiques, un risque de défaillance. Ils peuvent aussi être équipés

des dispositifs de synchronisation de fermeture et d'ouverture pour permettre de manoeuvrer des lignes, des transformateurs, des réactances ou des condensateurs, sans provoquer de surtensions ou de courants d'appels susceptibles d'endommager les composants du réseau. Tous les types de relais et de système de protection peuvent lui être associé, pour assurer dans les meilleures conditions, l'élimination des défauts qui surviennent dans les circuits qu'il protège. Les courants de défaut ou de court-circuit sont détectés par un bloc

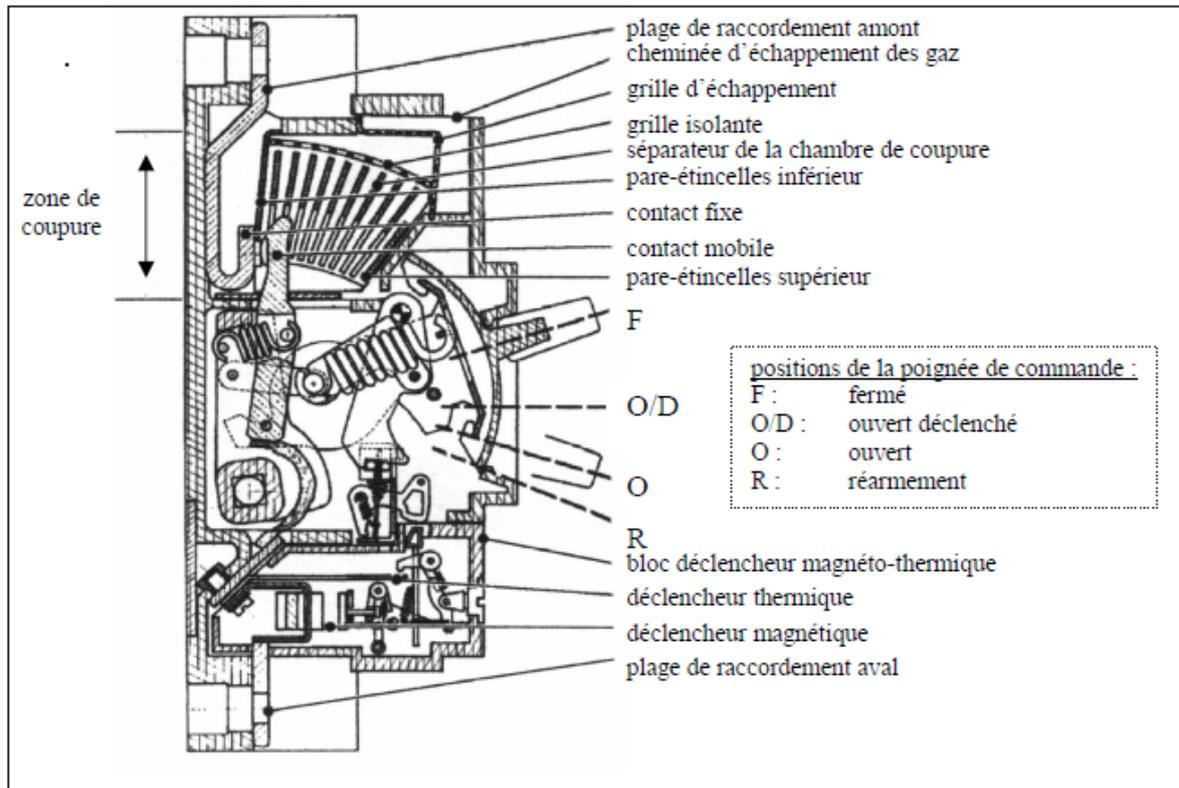


Fig. 1.1 : Coupe d'un disjoncteur B.T industriel (Baudoïn, 2004)

déclencheur magnétothermique (cf. Figure 1.1). En condition de surcharge, c'est l'atteinte d'un échauffement significatif qui provoque le déclenchement grâce à un élément thermo-mécanique : un bilame. Lorsque la surcharge est faible les températures évoluent vers une position d'équilibre thermique. Le calibre nominal du déclencheur est défini par des conditions d'échauffement en régime asymptotique. Le déclencheur peut être compensé pour éviter l'influence de la température ambiante. Pour des surcharges importantes, les échauffements évoluent en régime adiabatique. Le temps de déclenchement est donc fonction de l'état d'échauffement préalable du disjoncteur. En condition de court-circuit, à partir d'un certain seuil de courant, les déclenchements seront assurés en instantanée par un circuit magnétique qui actionne une palette ou un noyau.

1.4.4 Différentes étapes de l'extinction de l'arc électrique

La figure 1.2 (Baudoin, 2004) montre les différentes étapes depuis la création de l'arc électrique jusqu'à son extinction dans le disjoncteur basse tension. Un disjoncteur est un élément essentiel dans un réseau électrique car, en cas d'incident, il interrompt le courant le plus vite et évacue l'énergie stockée dans le réseau. Au centre du disjoncteur se trouvent des électrodes, initialement en contact, parcourues par le courant du réseau (étape 1). Le disjoncteur est calibré de telle sorte que lorsque le courant dépasse une valeur seuil, les électrodes s'écartent. Lorsque les deux électrodes sont encore en contact, elles prennent appui sur les aspérités et les irrégularités de leur surface. Les lignes de courant se concentrent ainsi en un très petit nombre de contacts. Au moment de la séparation des contacts, la totalité du courant I passe d'une électrode à l'autre par des micro-contacts de l'ordre de $10^{-6}mm^2$ (Reynard, 2006). L'effet joule est alors très intense et conduit à une augmentation considérable de la température locale. Le point d'ébullition du métal des électrodes est alors atteint et il se forme des ponts fondus métalliques entre les électrodes. Les zones d'ancrage des ponts sur les contacts sont à une température voisine de la température d'ébullition du métal, ainsi l'émission thermo-ionique est possible. L'environnement des ponts fondus est alors un mélange de gaz ambiant et de vapeurs métalliques. Lorsque les électrodes s'écartent d'avantage, on assiste alors à la rupture des ponts fondus, qui sont soumis à de fortes convulsions et instabilités. Ces ruptures prennent la forme d'explosions et il y a éjection de micro-gouttelettes de métal fondus à la vitesse de 100 à $300m.s^{-1}$ permettant ainsi l'ionisation de l'air puis l'apparition d'un arc électrique (Reynard, 2006) (étape 2). Soumis à des effets électromagnétiques et gazodynamiques, l'arc saute de l'électrode mobile vers l'électrode de commutation (étape 3) et se déplace ensuite jusqu'au fond du boîtier (étape 4 et 5). On retrouve au bout de la cavité des ailettes de refroidissement qui découpent l'arc en petits tronçons et favorisent son extinction (étape 6). Si l'effet thermique est importante, on constate une pollution du plasma par les vapeurs plastiques dues à l'ablation des parois du boîtier (Koalaga, 1991; Reynard, 2006). Le phénomène de coupure ne dure que quelques millisecondes (ms).

1.4.5 Principe de coupure du courant électrique

Quelque soit le type de réseau électrique, couper ou rétablir le courant est une action incontournable. Ce courant peut être un courant de charge ou de défaut. La coupure du courant dans les appareils de coupure exploite la propriété remarquable qu'à l'arc électrique de passer de l'état conducteur (résistance faible) à l'état isolant (résistance

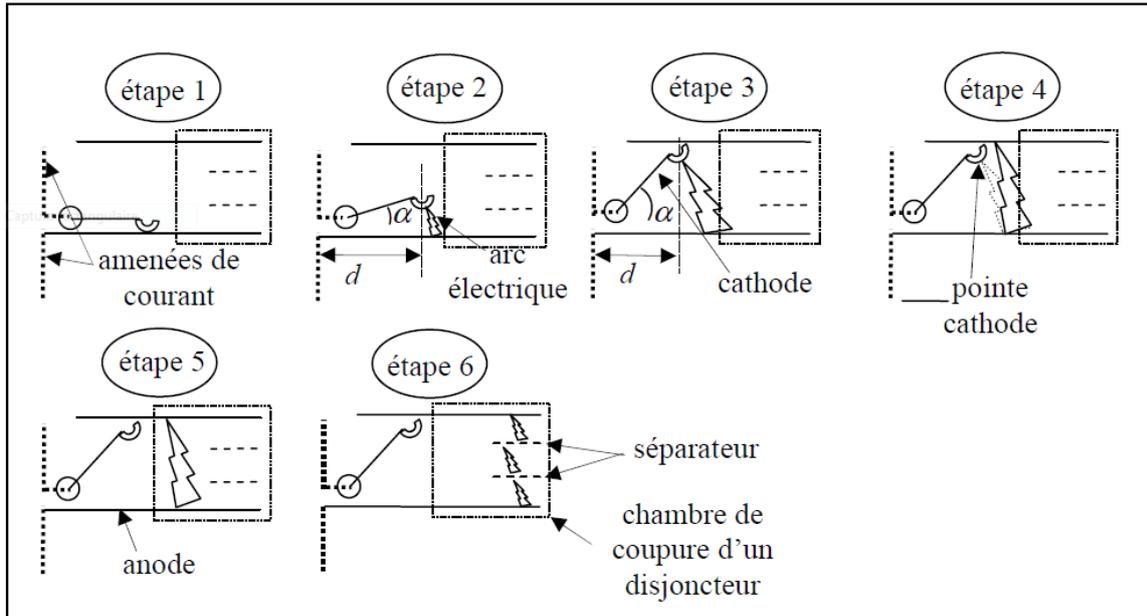


Fig. 1.2 : Les différentes étapes d'un arc de coupure (Baudoin, 2004)

infinie). Elle est obtenue en séparant les contacts dans un gaz (par exemple : air ou SF_6). Après séparation des contacts, le courant continue de circuler dans le circuit à travers un arc électrique qui s'établit entre les contacts. On cherche alors à maîtriser l'arc et l'éteindre le plus rapidement possible. Pour ce faire, on peut par exemple souffler l'arc ou le laminier (Koalaga, 1991). En moyenne tension, celui-ci doit pouvoir interrompre des courants de défaut de plusieurs dizaines de kA (kilo-ampère) et supporter des tensions supérieures (jusqu'à deux fois) à la tension nominale du réseau (1 à 52 kV en moyenne tension).

1.4.6 Quelques techniques de coupure du courant par le disjoncteur

La parfaite maîtrise de l'énergie électrique exige la possession de tous les moyens nécessaires au commande et au contrôle de la circulation du courant électrique depuis les centrales de production jusqu'à l'utilisateur terminal. Cette délicate mission incombe fondamentalement à l'appareillage de coupure électrique. Le rôle de ce dernier consiste à assurer en priorité la protection automatique de ces circuits contre tous les inconvénients venant en perturber le bon fonctionnement ou constituant un danger pour les exploitants et les utilisateurs. Il convient de distinguer la coupure en courant continu et celle en courant alternatif. Dans le cas de la coupure en courant continu le courant doit être forcé à prendre la valeur zéro et il faut obligatoirement dissiper une énergie égale au moins à

l'énergie électromagnétique contenue dans le circuit électrique ($\frac{LI^2}{2}$) (Koalaga, 1991). L est l'inductance du circuit et I la valeur du courant continu. En général, la coupure du courant continu est obtenue de deux façons :

- en accroissant la tension d'arc entre les contacts jusqu'à ce que cette dernière soit supérieure à la f.é.m de la source pour que le courant s'annule ;
- en provoquant une oscillation du courant grâce à des condensateurs, afin de créer un passage par zéro du courant.

Dans le cas de coupure en courant alternatif, le passage naturel du courant par zéro qui intervient à chaque 10 ms en 50 Hz fournit une aide considérable. L'énergie à dépenser est alors minimale mais ne peut être nulle. Après la séparation des contacts, le courant électrique continue de passer à travers un arc électrique qui jaillit entre ces derniers. Cet arc électrique ou plasma est le résultat de l'ionisation des atomes inter-contacts et du flux d'électrons arrachés aux électrodes. Cette ionisation dure tant que la puissance apportée à l'arc sous forme d'effet joule est suffisante pour compenser les pertes d'énergie par conduction, par convection et par rayonnement. Dès que le courant décroît et s'approche de zéro, la puissance dégagée par l'arc devient inférieure à la puissance thermique cédée au milieu environnant. Il se produit un refroidissement de l'arc. On observe alors une baisse des mécanismes d'ionisation et par suite une baisse de la conductance de l'arc. L'arc électrique réalise ainsi automatiquement la synchronisation entre le passage par zéro du courant et la décroissance de sa propre conductance. Toute la difficulté de la coupure réside donc dans la vitesse de variation de cette conductance. Cette vitesse de variation traduit l'aptitude qu'a l'arc de passer, plus ou moins de l'état conducteur à l'état isolant. Les problèmes liés à la coupure du courant alternatif sont les suivants :

- l'appareil de coupure doit pouvoir absorber sans dommage l'énergie dépensée dans l'arc, pendant l'attente du zéro du courant ;
- il existe aussi des possibilités de réallumage thermique et diélectrique dus à des emballements thermiques et donc des risques d'échecs de la coupure.

Notre étude se situe dans le cadre de la coupure du courant alternatif. La coupure du courant par l'arc électrique est un processus qui se fait en trois phases :

- la période d'attente située entre l'ouverture des contacts et le zéro du courant où l'arc électrique est composé d'une colonne de plasma constituée d'ions et d'électrons. Cette colonne est conductrice sous l'effet d'une haute température due à l'énergie dissipée par l'arc. La tension entre ces deux contacts s'appelle la tension d'arc et c'est une composante très importante dans le choix du milieu de coupure, car elle

définit la valeur de l'énergie dissipée ;

- la période d'extinction correspond au moment de passage par zéro du courant, l'arc est éteint, le canal des molécules ionisées est cassé, le milieu redevient isolant et le courant est interrompu ;
- la période post-arc qui détermine la réussite ou l'échec de la coupure. Pour que la coupure soit réussie, il faut que la vitesse de régénération diélectrique soit plus rapide que l'évolution de la tension transitoire de rétablissement (T.T.R), sinon on assiste à un phénomène de réallumage ou réamorçage de l'arc.

1.4.6.1 Coupure du courant par le disjoncteur à air

La technique de coupure dans l'air est une technique qui consiste à un allongement de l'arc électrique dans de l'air à la pression atmosphérique. Cette technique est utilisée dans les disjoncteur à air à la pression atmosphérique, pour lesquels la dépense d'énergie est de l'ordre de grandeur de la moitié de l'énergie électromagnétique emmagasinée dans le circuit électrique à interrompre. Ces appareils sont les plus simples et historiquement les premiers à être mis au point. En effet, l'air à la pression atmosphérique possède une rigidité diélectrique modeste et aucun processus physique particulier ne vient y accélérer la recombinaison des ions et des électrons, de sorte que la constante de temps de dé-ionisation demeure relativement élevée. La constante de temps de déionisation τ est le temps nécessaire à la résistance d'arc pour doubler de valeur en admettant que la vitesse de variation reste constante. Si une constante de temps très faible est nécessaire au bon fonctionnement d'un appareil classique en haute tension, il est en revanche possible de réussir une coupure en basse tension, avec un appareil à constante de temps, relativement élevé (l'ordre de $10\mu s$), pour autant que l'on dispose d'une puissance de refroidissement suffisante afin qu'il ne se produise pas d'emballement thermique après le zéro du courant. Dans le cas de la coupure en basse tension par exemple, on n'a pas besoin d'un grand allongement de l'arc pour que la tension à ses bornes atteigne celle du réseau ; dès lors la puissance que peut lui apporter ce dernier devient inférieure à celle cédée au milieu environnant et «l'arc est condamné à mourir de froid» (Kagoné, 2012). Une constante de temps importante se traduit par l'impossibilité matérielle de provoquer des surtensions de coupure, qualité absolument primordiale pour les réseaux à basse tension. Cela confère à la coupure dans l'air une position de monopole absolu dans le domaine de la basse tension, situation renforcée par la grande simplicité. Le succès remporté en basse et moyenne tension par la coupure du courant dans l'air a incité les constructeurs et les utilisateurs

à envisager une possibilité d'extension vers des tensions supérieures. La mise en œuvre judicieuse des moyens d'allongements de l'arc a permis de rendre l'emploi de ces appareils intéressant jusqu'à des tensions voisines de 20 kV. De nos jours le principal handicap de ces appareils pour des tensions plus élevées réside dans leur encombrement, conditionné par les dimensions des chambres de coupure et des distances d'isolement dans l'air.

1.4.6.2 *Coupure du courant par le disjoncteur à air comprimé*

L'usage de l'air comprimé comme milieu d'extinction de l'arc électrique en basse et moyenne tension a fait son apparition vers 1930 (Kagoné, 2012), à la suite d'un certain nombre d'accidents graves provoqués par des explosions et des incendies de disjoncteur à bain d'huile dont le gigantisme avait atteint son apogée. C'est une technique qui répond avant tout à un souci de sécurité d'emploi. En effet comme tous les gaz sous pression, l'air comprimé possède une rigidité diélectrique élevée et des performances thermiques nettement supérieures à celles de l'air atmosphérique. L'amélioration de ces diverses qualités est directement liée à l'accroissement de la densité moléculaire. En effet la compression réduit les distances inter-moléculaires. Cela contribue à multiplier les collisions entre particules et d'accélérer ainsi les échanges thermiques et les réactions de recombinaison des particules ionisées (déionisation). Du point de vue pratique, tous les disjoncteurs à air comprimé utilisent l'écoulement de ce dernier à travers des tuyères et son échappement à l'air libre. L'arc, centré dans la tuyère et balayé par le courant gazeux, se trouve soumis à un refroidissement très énergétique qui prépare et facilite la désionisation, laquelle se trouve facilitée par les phénomènes de turbulence. En jouant sur la pression et le diamètre des tuyères, il est possible d'obtenir les meilleurs pouvoirs de coupure escomptés. La coupure dans l'air comprimé est surtout utilisée en moyenne tension. Ses inconvénients sont :

- l'entretien du compresseur ;
- le grand bruit de la détente de l'air comprimé lors des manœuvres rend difficiles leurs emplois près des villes.

1.4.6.3 *Coupure du courant par le disjoncteur à huile*

La technique de coupure dans l'huile a fait son apparition lorsque, les puissances demandées allaient de plus en plus croissantes. Il fut nécessaire d'accroître la tension des réseaux électriques. L'idée la plus simple qui vint naturellement en esprit consista à plonger l'arc dans l'huile minérale que l'on utilisait déjà pour isoler les transformateurs. Le résultat fut remarquable car, l'huile décomposée par l'arc libère une quantité importante d'hydrogène

(environ 70%) et c'est donc dans ce gaz que s'effectue la coupure. Or il s'avère que l'hydrogène est un excellent agent d'extinction de l'arc électrique, possédant une faible constante de temps de déionisation, grâce en particulier à ses légendaires propriétés thermiques, d'autant plus efficace que la pression est élevée (Koalaga, 1991; Kagoné, 2012). Dans les premiers disjoncteurs à bain d'huile, on devrait prendre des précautions afin d'éviter les amorçages indésirables. Mais avec l'accroissement des valeurs des tensions et des courants à interrompre, ces appareils deviennent gigantesques, exigeant jusqu'à 20000 litres d'huile par phase en 200 kV. Bien entendu, une fois la coupure terminée, l'hydrogène obtenu par décomposition remonte à la surface pour se répandre dans l'atmosphère et il existe toujours un moment où un mélange détonant est présent sous le couvercle ; si une cause fortuite en provoque l'allumage, c'est l'explosion suivie d'incendie. Cette cause peut être une défaillance en coupure, un amorçage interne ou une projection de métal incandescent. Les derniers appareils utilisaient des quantités d'huile relativement plus faibles, et tout était mis en œuvre pour réduire au maximum les risques liés à la défaillance, aux amorçages et à la projection incandescente. Leur sécurité d'emploi restait donc liée à leur bon état d'entretien, qui peut être assuré que par des démontages périodiques, long et minutieux, ce qui dans les réseaux modernes vient à l'encontre de la nécessité de réduire les opérations de maintenance. La coupure dans l'huile représentait incontestablement la première technique ayant fait appel à un milieu extingueur à faible constante de temps d'arc ; cette propriété lui avait permis de faire face avec succès aux problèmes de l'interruption des courants sous des tensions progressivement croissantes. Malgré les dangers et inconvénients inhérents à la présence d'huile minérale, cette technique a connu une longue période de monopole absolu en haute tension jusque vers 1930. Mais la nécessité d'une maintenance, l'irréversibilité de la décomposition et les risques d'explosion ont entraîné son abandon progressif dans les disjoncteurs.

1.4.6.4 Coupure du courant par le disjoncteur sous vide

La technique de coupure dans le vide est une technique tout à fait originale dont les propriétés d'interruption ont été clairement mises en évidence dès 1920, mais il a fallu pourtant attendre 1950 pour que les premières ampoules à vide soient commercialisées. Cette technique se base sur les propriétés diélectriques du vide. En effet, le vide est un excellent isolant car il ne fournit aucun support (gaz) au passage du courant. Un disjoncteur sous vide produit industriellement fonctionne à une gamme de pression comprise entre 10^{-1} et 10^{-5} P_a (Sarrailh, 2008). A ces pressions les particules de gaz résiduel s'ignorent

largement (le libre parcours moyen de collision entre deux particules est très supérieur aux longueurs caractéristiques de l'ampoule du disjoncteur), ce vide est qualifié de poussé pour une application industrielle. Mais dans la pratique on observe que :

- les vides réels ne sont jamais parfaits ;
- il y a amorçage d'un arc de forte intensité à la séparation des contacts qui entraîne une évaporation des électrodes.

Du fait de la dépression environnante, les vapeurs métalliques sont condensées sur les écrans métalliques disposés d'ailleurs à cet effet. Le milieu constitué de vapeur métallique, à des pressions très éloignées du vide, devient alors propice au passage du courant (claquage) et au développement d'un arc électrique entre les contacts. Cette technique de coupure dépend étroitement des matériaux de contacts et de leurs formes. Les formes des contacts sont étudiées pour empêcher la formation d'arc concentré à fort courant. L'utilisation de la technique de coupure dans le vide se limite à la moyenne et à la basse tension. Les appareils de coupure utilisant cette technique ont à leur avantage l'encombrement réduit, une endurance électrique et l'absence de maintenance (excepté le soudage des contacts). Cette technique est beaucoup plus utilisée en moyenne tension.

1.4.6.5 Coupure du courant par le disjoncteur à hexafluorure de soufre (SF_6)

Le (SF_6) est véritablement devenu aujourd'hui le gaz préféré des constructeurs des appareillages de coupure. Ce choix résulte de la conjonction peu commune d'un ensemble de qualités, s'exerçant à la fois dans les domaines diélectriques et d'extinction de l'arc électrique, qualités qui reposent sur les propriétés chimiques et physiques de ce gaz. Le (SF_6) est un gaz de synthèse obtenu par la réaction directe du fluor sur du soufre à hautes pression et température. Il se présente à la température ordinaire sous forme d'un gaz incolore et inodore. Il possède une densité relativement plus élevée que l'air, du fait de sa masse moléculaire importante. A pression égale, la rigidité diélectrique du (SF_6) est supérieure à celle de la plupart des milieux gazeux connus. Il a une température de dissociation voisine de 2100 K pour laquelle il est pratiquement isolant et où il peut «soutirer» quelques calories à l'arc jusqu'au plus près de son axe. Les électrons libres qui ne croissent vraiment pas qu'au delà de 4000 K vont être rapidement capturés par les atomes de fluor, dû à leur caractère très électronégatif. De ce fait jusqu'à une température de 6000 K, le (SF_6) a une conductance presque nulle. En 1988, la coupure dans le (SF_6) couvrait le domaine de basse et la haute tension (1 à 1000 kV). De nos jours ce gaz présente d'énormes inconvénients dans le domaine de la protection de l'environnement.

Tab. 1.1 : *Quelques valeurs de température de l'air et les rapports de mélange saturant correspondants*

Température de l'air (°C)	-10	-5	0	5	10	15	20	30
Rapport de mélange saturant (g/m^3)	2	3	4.5	6.5	9.5	13	17	30

Lors de la coupure du courant des composés fluorés (FOS_2 , SO_2F_2 ,...) toxiques pour l'environnement se forment (Lago, 2004).

1.5 Mélange air-vapeur d'eau

1.5.1 Composition chimique de l'air

L'air atmosphérique fait parti des matières les plus abondantes de notre environnement immédiat. Il est un mélange de plusieurs gaz. Les principaux constituants de l'air sont : le diazote (78%) et le dioxygène (21%), le reste (1%) étant constitué d'autres gaz dont la vapeur d'eau, le gaz carbonique, l'argon, etc. Dans la basse atmosphère, certains d'entre eux ont une teneur constante. Les teneurs respectives de ces différents gaz varient plus ou moins selon leur nature. Celles du diazote et du dioxygène demeurent remarquablement stables. La vapeur d'eau connaît par contre des variations assez sensibles dans le temps et dans l'espace. La proportion en vapeur d'eau dans l'air caractérise le taux d'humidité.

1.5.2 Généralités sur le mélange air-vapeur d'eau

Bien que l'humidité varie d'une région à une autre et d'une saison à une autre, elle est permanemment présente dans l'air atmosphérique, partout dans le monde. L'air ambiant étant un mélange d'air sec et de vapeur d'eau, un mètre cube d'air ambiant contient toujours quelques mètre cube de vapeur d'eau. Le mélange air-vapeur d'eau est donc un mélange naturel toujours présent dans l'atmosphère terrestre. Mais dans les conditions atmosphériques naturelles, l'air ne peut contenir qu'une quantité limité de vapeur d'eau à une température et du pression données. Comme pour tous les gaz, le seuil de la saturation augmente avec la température. Plus l'air est chaud, plus il peut contenir une grande quantité d'eau sous forme de vapeur. Le tableau.1.1 donne une idée sur la quantité maximale de vapeur d'eau (rapport de mélange saturant) pour quelques températures (Kagoné, 2012) à la pression atmosphérique.

D'après les données inscrites dans ce tableau l'air contient 10 fois de plus d'eau sous forme de vapeur à 30 °C qu'à -5 °C. Quand l'air se refroidit et sa température (T) atteint

une certaine valeur appelée point de rosée (T_d), la vapeur d'eau se condense et forme des gouttelettes d'eau liquide : c'est le principe de la pluie. La température de rosée (T_d) est toujours inférieure à la température de l'air. Plus la température de rosée (T_d) est proche de la température (T) de l'air, plus l'air est humide.

1.5.3 Humidité relative et humidité absolue

Il existe deux grandeurs de mesure pour quantifier l'humidité de l'air à savoir : l'humidité absolue (H) et l'humidité relative (H_r). L'humidité absolue indique la quantité de vapeur d'eau contenue dans un volume d'air donné. Sa valeur se calcule à l'aide de la relation suivante : $H = \frac{m_{\text{vapeur d'eau}}}{V_{\text{air}}}$. L'unité de mesure de l'humidité absolue est le (g/m^3). On appelle l'humidité relative (ou degré d'hygrométrie) le rapport entre la pression partielle de vapeur d'eau contenue dans un gaz (air) (P_v) et la pression de vapeur d'eau maximale possible qui est la pression de saturation (P_s). L'humidité relative est une grandeur sans dimension qui s'exprime en pourcentage. Elle est donnée par la relation suivante : $H_r = \frac{P_v}{P_s(T)} 100$. 100% d'humidité relative correspond à l'air saturé de vapeur d'eau (risque de nuage, pluie, brouillard, rosée, givre) tandis que 0% d'humidité relative correspond à de l'air parfaitement sec.

1.5.4 Contexte d'étude

Les problèmes liés à la qualité et à la sauvegarde de notre environnement font partie aujourd'hui des enjeux majeurs de notre société. Le respect de la qualité de l'air est un sujet urgent que le monde industriel doit intégrer dans ses stratégies présentes et futures. Fort de ce constat cette étude sur les différentes techniques de coupure du courant électrique dans les disjoncteurs montre bien que le sujet est loin d'être clos sur cette problématique. Même si au niveau des basses et moyennes tensions beaucoup d'avancées significatives ont été enregistrées, beaucoup reste encore à faire au niveau des hautes tensions où l'hexafluorure de soufre (SF_6) occupe la grande part du marché mondial. Cependant du point de vue de la protection de l'environnement l'utilisation de l'hexafluorure de soufre (SF_6) constitue une menace non négligeable. Ainsi en 1997 lors du protocole de Kyoto, les principaux pays industrialisés de la planète ont désigné un certain nombre de gaz particulièrement nuisibles pour les changements climatiques. Parmi ces gaz figure l'hexafluorure de soufre. Le (SF_6) fait parti des gaz à effet de serre. Il devient alors nécessaire de limiter voire arrêter son utilisation et de lui trouver un remplaçant. La communauté scientifique se voit ainsi interpellée sur cette problématique à poursuivre les investigations en vue de trouver des

solutions durables. Notre travail se situe dans ce cadre et concerne la coupure du courant électrique par le disjoncteur. Il concerne l'étude théorique de plasmas thermiques d'arc électrique de mélanges d'air et de vapeur d'eau. Cette étude permet d'étudier l'influence de la vapeur d'eau présente dans l'air ambiant sur les caractéristiques du plasma formé lors de la coupure du courant électrique dans le disjoncteur fonctionnant dans cet air. De plus nous considérons des mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau dans lesquels la proportion en vapeur d'eau est nettement supérieure aux proportions pouvant exister naturellement dans l'air ambiant. Ces mélanges artificiels peuvent être obtenus en adjoignant un dispositif d'injection d'eau au disjoncteur pour apporter la vapeur d'eau supplémentaire. Nous étudions aussi l'influence de la pression et du déséquilibre thermique sur les caractéristiques des plasmas de mélanges d'air et de vapeur d'eau. Cette étude pourrait également constituer une base de données très fondamentale pour la modélisation des plasmas d'arcs électriques où intervient ce type de mélange gazeux (mélange air- vapeur d'eau) (Reynard, 2006).

1.6 Conclusion

Des généralités sur l'arc électrique, le plasma et le mélange air-vapeur d'eau et les différentes techniques de coupures ont fait l'objet de ce chapitre. Il situe également notre étude dans le cadre de la coupure du courant au moyen de l'arc électrique. Il convient de noter que malgré la diversité des techniques de coupure du courant aucune n'a dominé les autres sur toute la gamme de tensions. Ce qui montre bien que la recherche dans le domaine de la coupure du courant doit se poursuivre dans le but d'améliorer les techniques déjà existantes ou trouver d'autres techniques de coupure plus performantes et moins polluantes. Ce d'autant plus qu'aujourd'hui le (SF_6) utilisé par presque tous les disjoncteurs en haute tension génère lors de la coupure du courant des composés fluorés néfastes pour notre environnement.

2. COMPOSITION D'ÉQUILIBRE ET PROPRIÉTÉS
THERMODYNAMIQUES DES PLASMAS DE MÉLANGES D'AIR ET
DE VAPEUR D'EAU

2.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de montrer comment se fait la détermination de la composition d'équilibre des plasmas thermiques de mélanges d'air et de vapeur d'eau en E.T.L et hors d'équilibre thermique, dans le cas d'une phase homogène (phase gazeuse) à partir des lois d'équilibre de la thermodynamique. Nous avons également abordé le calcul des propriétés thermodynamiques, de la densité d'énergie et du flux de puissance du plasma. Les calculs sont faits pour une gamme de température des espèces lourdes allant de 500 K à 12000 K et pour différentes valeurs du déséquilibre thermique et de la pression. Le calcul de la composition d'équilibre d'un plasma est la première approche dans la détermination théorique des différentes grandeurs caractéristiques du plasma, à savoir ses propriétés thermodynamiques et ses coefficients de transport. Il fournit les densités numériques des différentes espèces chimiques présentes dans le plasma, ainsi que leur évolution en fonction de la température. Dans cette étude nous considérons que l'air est constitué de 80% de diazote (N_2) et 20% de dioxygène (O_2), les autres constituants ont été totalement négligés (A_r , CO_2 , CH_4 ,...). L'air contient donc des atomes d'azote (N) et d'oxygène (O). La molécule d'eau (H_2O) étant constituée des atomes d'hydrogène (H) et d'oxygène (O), le mélange air-vapeur d'eau est donc constitué uniquement que des atomes H, O et N ; permettant d'obtenir des plasmas de type $H_xO_yN_z$. Les indices x, y et z sont des variables entières ou fractionnaires fonction des proportions du mélange. L'écart entre les énergies cinétiques des particules met souvent le plasma dans un état de déséquilibre thermique. Le plasma dans ce cas est caractérisé par plusieurs températures. Les espèces monoatomiques sont caractérisées par deux températures : la température de translation T_l (température de translation des espèces lourdes) et la température d'excitation électronique T_{ex-at} . Les espèces diatomiques et polyatomiques possèdent quatre températures : la température de translation T_l , la température de rotation T_{rot} , la température de vibration T_{vib} et la température d'excitation électronique diatomique $T_{ex-diat}$ (André, 1995; Vacher D, 2001; Faure, 2012.). Les températures internes (de vibration, de rotation et d'excitation électronique) qui sont à priori comprises entre les deux températures extrêmes T_l et T_e relaxent soit vers la température des électrons (T_e) soit vers la température des particules lourdes T_l (Kagoné, 2012). Plusieurs hypothèses ont été faites sur les relations entre ces différentes températures dont la plus admise est la suivante (André, 1995) :

$$\begin{cases} T_{rot} = T_l \\ T_e = T_{ex-at} = T_{ex-diat} = T_{vib} = \theta T_l \end{cases} \quad (2.1)$$

Le déséquilibre thermique θ dans le plasma est défini par (André, 1997; Vacher D, 2003) :
 $\theta = \frac{T_e}{T_i}$.

2.2 Modèle de calcul de la composition d'équilibre du plasma

A l'équilibre thermodynamique, lorsque l'on veut prendre en compte un grand nombre d'espèces chimiques deux grandes familles de méthodes sont habituellement employées, l'une est basée sur la loi d'action de masse et l'autre sur la minimisation de l'énergie libre de Gibbs (André, 1995). La résolution de la loi d'action de masse utilise les lois de Saha et de Guldberg-Waage (Maouhoud E, 1999; Cressault Y, 2008), tandis que la minimisation de l'énergie libre de Gibbs utilise les multiplicateurs de Lagrange (André, 1995; André P, 1996; Faure G, 1999; Rochette D, 2004; Vacher D, 2008; André P, 2010b; Weizong W, 2014). Cette dernière étant, au niveau numérique, plus puissante (André, 1995). Dans ce travail nous avons utilisé la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs. Cette méthode nécessite la connaissance précise des données thermodynamiques de l'ensemble des espèces chimiques formées à partir des atomes d'hydrogène, d'oxygène et d'azote.

2.2.1 Énergie libre d'un gaz ionisé

L'énergie libre de Gibbs G d'un système, subissant une transformation irréversible à pression et température fixées, diminue (André, 1995; André P, 1996; Cayet S, 1996) :

$$(dG)_{P,T} < 0 \quad (2.2)$$

L'énergie libre de Gibbs établie pour les plasmas multitempératures est donnée par (André, 1995; Vacher, 2001) :

$$G = \sum_{i=1}^M n_i \left[\mu_i^0 + RT_{li} \ln \left(\frac{n_i T_{li}}{\sum_{i=1}^M n_i T_{li}} \right) + RT_{li} \ln \frac{P}{P^0} \right] \quad (2.3)$$

où μ_i^0 est le potentiel chimique spécifique de l'espèce i , n_i la densité numérique de la particule i , T_{li} la température de translation de la particule i , M le nombre total de particules présentes dans le plasma, R la constante des gaz parfaits et P la pression totale dans le plasma. Les seules inconnues de la relation (2.3) sont les potentiels chimiques spécifiques μ_i^0 et les densités numériques n_i des différentes particules pour une pression et une température fixées. Le déséquilibre thermique sera fixé par l'opérateur. Les potentiels chimiques spécifiques sont déterminés à partir des fonctions de partition. D'après la relation (2.2),

les densités numériques n_i à l'équilibre chimique sont celles pour lesquelles l'énergie libre de Gibbs G est minimale (André, 1995; Cayet S, 1996).

2.2.2 Grandeurs thermodynamiques spécifiques

Les propriétés thermodynamiques spécifiques des espèces monoatomiques et diatomiques à savoir, le potentiel chimique spécifique, l'enthalpie spécifique et l'entropie spécifique sont déduites des relations classiques établies dans le cadre de la thermodynamique statistique. Ces grandeurs sont importantes pour le calcul des concentrations des différentes particules présentes dans le plasma. Elles sont calculées à la pression de référence $P^0 = 10^5 P_a$. Elles sont la somme de deux contributions : interne et translationnelle. Le potentiel chimique spécifique de la particule i est donné par :

$$\mu_i^0 = -RT_{li} \ln \left(\frac{Q_{li}}{N_i} \right) - RT_{ex_ati} \ln Q_{inti} + e_i^0 \quad (2.4)$$

L'enthalpie spécifique de la particule i est donnée par :

$$h_i^0 = RT_{ex_ati}^2 \frac{\partial \ln Q_{inti}}{\partial T_{ex_ati}} + \frac{5}{2} RT_{li} + e_i^0 \quad (2.5)$$

L'entropie spécifique de la particule i est donnée par (André, 1995) :

$$S_i^0 = RT_{ex_ati} \frac{\partial \ln Q_{inti}}{\partial T_{ex_ati}} + RT_{li} \frac{\partial \ln \left(\frac{Q_{li}/N_i}{\partial T_{li}} \right)}{\partial T_{li}} + R \ln Q_{inti} + R \ln \left(\frac{Q_{li}}{N_i} \right) \quad (2.6)$$

Dans les relations (2.4), (2.5) et (2.6) R est la constante des gaz parfaits, T_{ex_ati} la température d'excitation atomique de l'espèce chimique i , T_{li} la température de translation de l'espèce chimique i , Q_{inti} la fonction de partition interne de l'espèce chimique i , Q_{li} la fonction de partition de translation de la particule i , N_i le nombre de mole de l'espèce chimique i et e_i^0 l'enthalpie de formation à 300 K et à la pression de référence $P^0 = 10^5 P_a$.

2.2.3 Loi de Dalton ou des gaz parfaits

Cette loi stipule que la pression totale d'un mélange gazeux est la somme des pressions partielles de ses différents composants. Dans ce travail, nous supposons que le plasma dans son ensemble ainsi que chacun de ses constituants se comporte comme un gaz parfait. En tenant compte du déséquilibre thermique et de l'abaissement de la pression dans un plasma, elle s'écrit donc :

$$P - \Delta P = n_e k T_e + k T_{li} \sum_{i=1, i \neq e}^M n_i \quad (2.7)$$

où P est la pression totale en Pascal (P_a), n_i la densité numérique de l'espèce i en m^{-3} , n_e la densité numérique des électrons en m^{-3} , k la constante de Boltzmann, M le nombre d'espèces chimiques peuplant le plasma. T_e est la température de translation des électrons, T_l est la température de translation des particules lourdes. ΔP est l'abaissement de la pression dû aux interactions coulombiennes dans le plasma donné par l'expression suivante (André P, 2002a, 2010b) :

$$\Delta P = \frac{1}{24\pi\epsilon_0\lambda_d} \sum_{i=1}^M Z_i^2 n_i \quad (2.8)$$

où λ_d est la longueur de Debye définie par :

$$\lambda_d^{-2} = \frac{e^2}{\epsilon_0 k} \left[\frac{n_e}{T_e} + \sum_{i=1, i \neq e}^M \frac{n_i Z_i^2}{T_l i} \right] \quad (2.9)$$

2.2.4 Loi de neutralité électrique

C'est une loi qui traduit le fait que le plasma est électriquement neutre à l'échelle macroscopique. Elle s'écrit :

$$n_e - \sum Z_i e \cdot n_{i,z_i} = 0 \quad (2.10)$$

où n_{i,z_i} est la densité numérique de la particule lourde i de charge $Z_i \cdot e$ et n_e celle des électrons.

2.2.5 Fonctions de partition

La notion de fonction de partition est un concept fondamental de la thermodynamique, il s'agit d'une grandeur (généralement sans dimension) qui permet de faire le lien entre les propriétés microscopiques d'un système et ses propriétés thermodynamiques macroscopiques. Les fonctions de partitions sont indispensables au calcul de la composition d'équilibre, des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport du plasma (Hingana, 2010). Le calcul des fonctions de partition pour les particules monoatomiques et diatomiques tient compte de toutes les formes d'énergie présentes dans la particule. L'énergie totale d'une particule i est la somme de son énergie de translation, de son énergie interne et de son énergie de réaction. La fonction de partition totale de cette espèce peut alors s'écrire sous la forme :

$$Q_{tot}^i = Q_{tr}^i \cdot Q_{int}^i \cdot Q_{react}^i \quad (2.11)$$

où Q_{int}^i est la fonction de partition interne de la particule i , Q_{react}^i la fonction de partition de réaction de la particule i et Q_{tr}^i la fonction de partition de translation de la particule

i donnée sous la forme (André P, 1998) :

$$Q_{tr}^i = \left(\frac{2\pi m_i k T_i}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot V = \left(\frac{2\pi m_i k T_i}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{k T_i}{P^0} \quad (2.12)$$

En unité MKSA et à la pression atmosphérique (Belhaouari, 1997), on obtient :

$$Q_{tr}^i = 2.0309 \cdot 10^{61} m_i^{3/2} T_i^{5/2} \quad (2.13)$$

où $m_i(kg)$ est la masse de l'espèce i , $V(m^3)$ son volume et $P(P_a)$ la pression. Les fonctions de partition interne des particules peuvent être déterminées soit à partir de la littérature (par lissage numérique de valeurs tabulées) ou à l'aide des formules que nous exposons ci-dessous. La fonction de partition interne peut être scindée en trois termes :

$$Q_{int}^i = Q_e^i \cdot Q_{vib}^i \cdot Q_{rot}^i \quad (2.14)$$

où Q_e^i , Q_{vib}^i et Q_{rot}^i désignent respectivement les fonctions de partition électronique, vibrationnelle et rotationnelle de l'espèce chimique i .

2.2.5.1 Fonction de partition de réaction

La fonction de partition de réaction d'une espèce chimique i est liée aux énergies mises en jeu lors des réactions chimiques (dissociation, ionisation, ...). Elle est simplement donnée par la relation (Hingana, 2010) :

$$Q_{react}^i = \exp\left(\frac{-E_{ref}^i}{kT}\right) \quad (2.15)$$

où E_{ref}^i est l'énergie de référence de l'espèce en question. Si on prend l'exemple d'un ion atomique une fois chargé A^+ , son énergie de référence $E_{ref}(A^+)$ est simplement donnée par l'énergie d'ionisation de l'atome A . Dans la pratique, les énergies de référence de l'ensemble des espèces chimiques considérées sont fixées égales aux enthalpies de formation à 0 K (Hingana, 2010).

2.2.5.2 Fonction de partition interne des particules monoatomiques

Dans le cas d'une espèce monoatomique, il n'y a pas de niveau de vibration et de rotation. Leurs fonctions de partition internes sont en général calculées et tabulées en

fonction de la température et de l'abaissement du potentiel (l'énergie) d'ionisation (API) mais peuvent également être calculées à partir de la formule suivante (Kagoné, 2012) :

$$Q_{\text{int}} = \sum_{j=0} g_j \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right) \quad (2.16)$$

La sommation porte sur tous les niveaux j de l'atome, de poids statistique g_j et d'énergie d'excitation E_j . Pour que la somme ne soit pas divergente, on se limite à $E_j < E_i - \Delta E_i$, E_i étant l'énergie d'ionisation de la particule i . L'abaissement du potentiel d'ionisation (API), qui limite le nombre de niveaux électroniques à prendre en compte est calculé au moyen de la théorie de Debye-Hückel (Hingana, 2010). On l'exprime en eV de la manière suivante :

$$API(eV) = (r + 1) \times 2.087 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{n_e + \sum_i z_i^2 n_i}{T}} \quad (2.17)$$

où r est le degré d'ionisation de l'espèce chimique considérée ($r = 0$ pour les neutres, $r = 1$ pour les ions une fois chargés,...), z_i est la charge de l'espèce i et n_i est la densité numérique exprimée en m^{-3} .

2.2.5.3 Fonction de partition interne des particules diatomiques

La fonction de partition interne dans le cas des particules diatomiques peut être approximée par le produit de trois fonctions de partition : électronique Q_e , vibrationnelle Q_{vib} et rotationnelle Q_{rot} .

$$Q_{\text{int}} = Q_e \cdot Q_{vib} \cdot Q_{rot} \quad (2.18)$$

A partir un oscillateur harmonique et d'un rotateur rigide, en première approximation, Herzberg (Maouhoub, 1997) propose d'écrire la fonction de partition interne Q_{int} pour l'état électronique n de la particule sous la forme :

$$Q_{\text{int}}(T_l) = \sum_n^{n_{\text{max}}} \frac{kT_l}{hc\beta_n\sigma} \frac{g_n \exp\left(-\frac{E_n}{kT_l}\right)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{hc\omega_n}{kT_l}\right)\right]} \quad (2.19)$$

où g_n , E_n , β_n et ω_n sont respectivement le poids statistique, l'énergie, la constante de rotation et de la constante de vibration de l'état n de la molécule. σ est un facteur de symétrie ($\sigma = 1$ pour une molécule hétéro-nucléaires et $\sigma = 2$ pour une molécule homo-nucléaires). h est la constante de Planck et c la célérité de la lumière. n_{max} est choisi comme l'état électronique d'énergie E_{max} inférieure à l'énergie de dissociation de la molécule considérée. Les grandeurs E_n , β_n et ω_n sont définies par :

$$\omega_n = \omega_e - \chi_e \omega_e \quad (2.20)$$

$$\beta_n = \beta_e - \frac{\alpha_e}{2} \quad (2.21)$$

$$E_n = T_e + \frac{1}{2} \left(\omega_e - \frac{1}{2} \omega_e \chi_e \right) \quad (2.22)$$

Où ω_e , $\omega_e \chi_e$, β_e et α_e sont des constantes spectroscopiques fonction, de l'état de vibration et de rotation pour un état donné dans l'approximation de l'oscillateur harmonique et du rotateur rigide. T_e est l'énergie électronique de l'état considéré. Ce sont des constantes connues et tabulées. Les valeurs de ω_e , $\omega_e \chi_e$, β_e et α_e pour chaque état électronique de certaines particules diatomiques sont données par Herzberg (Kagoné, 2012; Maouhoub, 1997). Pour d'autres particules diatomiques, les valeurs des différentes constantes sont consignées dans les tables de la JANAF (Kagoné, 2012) ou de Rosen (Maouhoub, 1997).

2.2.5.4 Fonction de partition interne des particules polyatomiques

Suivant le type de molécules on utilise deux formules (Belhaouari, 1997). Pour les molécules linéaires :

$$Q_{\text{int}} = \frac{1}{\sigma} \frac{\sum_J (2J+1) \exp\left(-\frac{BJ(J+1)hc}{kT}\right)}{\sum_i \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_i hc}{kT}\right)\right]^{d_i}} \quad (2.23)$$

Pour les molécules non linéaires :

$$Q_{\text{int}} = \frac{1}{\sigma} \frac{\sqrt{\pi} \left(\frac{8\pi^2 c}{h}\right)^3 I_A I_B I_C \left(\frac{kT}{hc}\right)^3}{\sum_i \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_i hc}{kT}\right)\right]^{d_i}} \quad (2.24)$$

Pour les deux cas la molécule est considérée comme rigide et harmonique et la contribution du spin est nul. σ est le nombre de symétrie, d_i le degré de dégénérescence des vibrations de nombre d'onde ω_i , $I_A I_B I_C$ est le produit des moments d'inertie. Les valeurs introduites dans ces deux relations sont données dans les tables de JANAF (Belhaouari, 1997).

2.2.5.5 Fonction de partition des électrons

La fonction de partition des électrons correspond à la dégénérescence de spin ($2S+1$) d'un électron soit (Koalaga, 1991; Cressault, 2001) :

$$Q_e = 2 \quad (2.25)$$

2.2.6 Applications aux mélanges d'air et de vapeur d'eau

La composition du plasma d'arc électrique de mélange d'air et de vapeur d'eau est déterminée à partir de la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs. Elle fournit

les densités numériques du plasma en fonction de la température, de la pression, du déséquilibre thermique et de la proportion relative en vapeur d'eau dans le mélange. Les calculs sont faits pour différentes valeurs de la pression pour une gamme de température des espèces lourdes allant de 500 K à 12000 K, pour différentes valeurs de la proportion en vapeur d'eau, dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L) mais aussi dans l'hypothèse du déséquilibre thermique. Les espèces chimiques prises en compte dans le plasma de mélange air-vapeur d'eau sont :

- les électrons : e^- ;
- les espèces monoatomiques (10) : $H, H^-, H^+, N, N^+, N^{++}, O, O^-, O^+, O^{++}$;
- les espèces diatomiques(18) : $H_2, H_2^-, H_2^+, O_2, O_2^-, O_2^+, N_2, N_2^-, N_2^+, OH, OH^-, OH^+, NH, NH^-, NH^+, NO, NO^-, NO^+$;
- les espèces polyatomiques(11) : $O_3, H_2O, N_2O, NH_3, N_2O_3, N_2O_4, N_2O_5, HNO_2, HNO_3, HO_2, H_2N_2$.

Nous supposons, dans nos calculs que les différents constituants sont à l'état gazeux. Par la suite la densité numérique des électrons est notée n_e et celle des autres particules par leur symbole chimique. A titre d'exemple la densité numérique de l'hydrogène est notée H et celle de l'ion hydrogène H^+ .

2.2.6.1 Détermination des potentiels chimiques spécifiques

La détermination de la composition d'équilibre nécessite au préalable la connaissance des potentiels chimiques spécifiques de l'ensemble des particules peuplant le plasma. Pour les électrons, les particules monoatomiques et diatomiques nous avons exploité la relation liant l'enthalpie spécifique h^0 et l'entropie spécifique s^0 . Cela conduit aux relations suivantes ([André, 1995](#); [Bendjebbar F, 2012](#)) :

$$h^0 = R \left(-\frac{a_1 T^{-2}}{2} - a_2 T^{-1} + a_3 \ln(T) + a_4 T + a_5 \frac{T^2}{2} + a_6 \frac{T^3}{3} + a_7 \frac{T^4}{4} + a_8 \frac{T^5}{5} + a_9 \right) + e^0 \quad (2.26)$$

$$s^0 = R \left(-\frac{a_1 T^{-3}}{3} - \frac{a_2 T^{-2}}{2} - a_3 T^{-1} + a_4 \ln(T) + a_5 T + a_6 \frac{T^2}{2} + a_7 \frac{T^3}{3} + a_8 \frac{T^4}{4} + a_{10} \right) \quad (2.27)$$

où R est la constante des gaz parfaits, T la température et e^0 l'enthalpie de formation. Les coefficients de lissages a_i ($i = 1; 10$) pour chaque particule sont tirés des travaux de F. BENDJEBBAR et al. ([Bendjebbar F, 2012](#)). Les potentiels chimiques spécifiques de chaque espèce chimique sont directement obtenus, pour chaque température T donnée

Tab. 2.1 : Valeurs des coefficients a_{ij} pour l'ion NO^+

e^-	H	O	N
$a_{22} \cdot 0$	$a_{22} \cdot 1$	$a_{22} \cdot 2$	$a_{22} \cdot 3$
+1	0	1	1

par(André, 1995; Bendjebbar F, 2012) :

$$\mu^0 = h^0 - T s^0 \quad (2.28)$$

Quant aux particules polyatomiques les données nécessaires aux calculs de leurs potentiels spécifiques sont tirées des tables de la JANAF (Chase M W, 1985; André, 1995).

2.2.6.2 Formulation du système d'équations

Pour déterminer les concentrations des différentes espèces chimiques nous utilisons la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs du plasma étudié (André P, 2004). Les concentrations des espèces chimiques symbolisées par un point $Y (y_1, y_2, y_3, \dots, y_n)$ doivent satisfaire la neutralité électrique et la conservation du nombre de noyaux dans le plasma. Ces deux conditions peuvent s'écrire :

$$\sum_{i=1}^M a_{ij} y_j = b_j \quad (j = 0, 1, 2, \dots, m) \quad (2.29)$$

où M est le nombre d'espèces chimiques dans le mélange, m est le nombre de types de noyaux différents (électrons compris), a_{ij} est le nombre de noyaux de type j contenu dans l'espèce chimique i , b_j représente le nombre initial de noyaux de type j . Dans nos plasmas, les noyaux de types différents sont au nombre de quatre (4) : e^- , H , O , N . Nous donnons, par exemple, les valeurs a_{ij} de l'ion NO^+ dans le tableau.2.1.

Cet ion est la vingt deuxième espèce chimique (22^{ième}) dans nos programmes. La neutralité électrique est généralement considérée comme établie dans les plasmas d'arc électrique; ce qui se traduit dans nos calculs par $b_0 = 0$. Les matrices de décomposition des autres espèces chimiques sont données dans le tableau 2.2 : L'énergie libre de Gibbs calculée au point $Y (y_1, y_2, y_3, \dots, y_n)$ donne :

$$G(Y) = \sum_{i=1}^M y_i \left(C_i + RT \ln \frac{y_i}{\sum_{k=1}^M y_k} \right) \quad (2.30)$$

Avec

$$C_i = \mu_i^0 + RT \ln \frac{P}{P_0} \quad (2.31)$$

Tab. 2.2 : *Matrice de décomposition des espèces chimiques prises en compte dans notre étude*

Espèces chimiques	a_{ij}	0	1	2	3	Espèces chimiques	a_{ij}	0	1	2	3
e^-	1	-1	0	0	0	NH^- :	21	-1	1	0	1
H :	2	0	1	0	0	NH^+ :	22	1	1	0	1
H^- :	3	-1	1	0	0	NO :	23	0	0	1	1
H^+ :	4	1	1	0	0	NO^- :	24	-1	0	1	1
N :	5	0	0	0	1	NO^+ :	25	1	0	1	1
N^+ :	6	1	0	0	1	O_2 :	26	0	0	2	0
N^{++} :	7	2	0	0	1	O_2^- :	27	-1	0	2	0
O_3 :	8	0	0	3	0	O_2^+ :	28	1	0	2	0
O :	9	0	0	1	0	OH :	29	0	1	1	0
O^- :	10	-1	0	1	0	OH^- :	30	-1	1	1	0
O^+ :	11	1	0	1	0	OH^+ :	31	1	1	1	0
O^{++} :	12	2	0	1	0	H_2O :	32	0	2	1	0
NH_3 :	13	0	3	0	1	N_2O :	33	0	0	1	2
H_2 :	14	0	2	0	0	N_2O_3 :	34	0	0	3	2
H_2^- :	15	-1	2	0	0	HNO_2 :	35	0	1	2	1
H_2^+ :	16	1	2	0	0	HO_2 :	36	0	1	2	0
N_2 :	17	0	0	0	2	N_2O_4 :	37	0	0	4	2
N_2^- :	18	-1	0	0	2	H_2N_2 :	38	0	2	0	2
N_2^+ :	19	1	0	0	2	N_2O_5 :	39	0	0	5	2
NH :	20	0	1	0	1	HNO_3 :	40	0	1	3	1

Les valeurs y_i sont proportionnelles aux densités n_i . Nous devons rechercher le point $Y (y_1, y_2, y_3, \dots, y_M)$ qui minimise la fonction $G (Y)$ et pour lequel les coordonnées y_i satisfont les conditions suivantes :

- les concentrations n_i doivent être positives d'où $y_i \geq 0 \quad \forall i$
- les coordonnées y_i doivent satisfaire la conservation du nombre de noyaux et la neutralité électrique.

Un développement en série de Taylor d'ordre 2 autour du point $Y (y_1, y_2, y_3, \dots, y_n)$ donne :

$$Q(X) = G(Y) + \sum_{i=1}^M \left(\frac{\partial G}{\partial x_i} \right)_{X=Y} (x_i - y_i) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M \sum_{k=1}^M \left(\frac{\partial^2 G}{\partial x_i \partial x_k} \right)_{X=Y} (x_i - y_i) (x_k - y_k) \quad (2.32)$$

Pour prendre en compte les conditions physiques (2.29), on introduit les multiplicateurs de Lagrange π_j . On obtient ainsi la nouvelle fonction $\zeta (X)$:

$$\zeta(X) = Q(X) + \sum_j \pi_j \left(- \sum_i a_{ij} x_i + b_j \right) \quad (2.33)$$

$G(X)$ est alors minimale lorsqu'on a ([André, 1995](#); [Cayet S, 1996](#)) :

$$\frac{\partial \zeta(X)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.34)$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{f_i}{y_i} + RT \left[\frac{x_i}{y_i} - \frac{\sum_k x_k}{\sum_k y_k} \right] - \sum_{j=1}^m \pi_j a_{ij} = 0 \quad (2.35)$$

avec

$$f_i = y_i \left(\mu_i^0 + RT \ln \frac{P}{P^0} + RT \ln \frac{y_i}{\sum_k y_k} \right) \quad (2.36)$$

En utilisant la méthode de Newton-Raphson, on obtient le système d'équation suivant ([Rochette D, 2004](#); [Bendjebbar F, 2012](#)) :

$$\begin{pmatrix} \frac{RT}{n_1} & \dots & 0 & a_{1,0} & \dots & a_{1,3} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \frac{RT}{n_M} & a_{M,0} & \dots & a_{M,3} \\ a_{1,0} & \dots & a_{M,0} & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{1,3} & \dots & a_{M,3} & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta n_1 \\ \dots \\ \Delta n_M \\ \Delta \pi_0 \\ \dots \\ \Delta \pi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\mu_1^0 - RT \ln \frac{n_1}{\sum_i n_i} - RT \ln \frac{P}{P^0} \\ -\sum_{j=0}^3 \pi_j a_{i,j} \\ \dots \\ -\mu_M^0 - RT \ln \frac{n_M}{\sum_i n_i} - RT \ln \frac{P}{P^0} \\ -\sum_{j=0}^3 \pi_j a_{i,j} \\ -\sum_{i=1}^M n_i a_{i,0} + b_0 \\ \dots \\ -\sum_{i=1}^M n_i a_{i,3} + b_3 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

avec $x_i = n_i$. Dans le cas de notre étude, nous avons pris en compte quarante (40) espèces chimiques donc $N = 40$. Le système d'équations (2.37) est donc un système de 44 équations à 44 inconnues, qui sont les nombres de mole des 40 espèces chimiques plus les quatre (4) multiplicateurs de Lagrange.

2.2.6.3 Méthode numérique

Le principe de la méthode numérique consiste à affecter initialement et arbitrairement des valeurs aux nombres de mole $n_i \quad i \in [1, 40]$ et aux multiplicateurs de Lagrange $\pi_i \quad i \in [0, 3]$. Les valeurs des nombres de mole doivent vérifier les conditions (2.29) c'est à dire :

$$\begin{cases} n_i \geq 0 & \forall i \\ \sum_i^N a_{i,j} n_i = b_j & j = 0, \dots, 3 \end{cases} \quad (2.38)$$

On résout le système d'équations (2.27) et les nouvelles valeurs des nombres de mole et des multiplicateurs de Lagrange sont obtenus par la relation suivante :

$$\begin{cases} n_i = n_i + \lambda \Delta n_i & \forall i \in [1, 40] \\ \pi_j = \pi_j + \lambda \Delta \pi_j & \forall j \in [0, 3] \end{cases} \quad (2.39)$$

Le paramètre de correction λ est la plus grande valeur comprise entre 0 et 1 mais qui satisfait la condition suivante :

$$n_i = n_i + \lambda \Delta n_i > 0 \quad \forall i \in [1, 40] \quad (2.40)$$

Cette étape permet d'éviter les valeurs négatives des nombres de mole qui peuvent apparaître lorsqu'on s'éloigne de la solution. Les nouvelles valeurs des nombres de mole et des multiplicateurs de Lagrange sont utilisées pour un nouveau cycle de calcul. Le critère d'interruption des itérations est fixé par la condition suivante :

$$\Delta n_i < 10^{-15} n_i \quad \forall i \in [1, 40] \quad (2.41)$$

2.2.6.4 Organigramme du calcul de composition

Nous donnons dans la figure 2.1 un organigramme simplifié du calcul de composition d'équilibre :

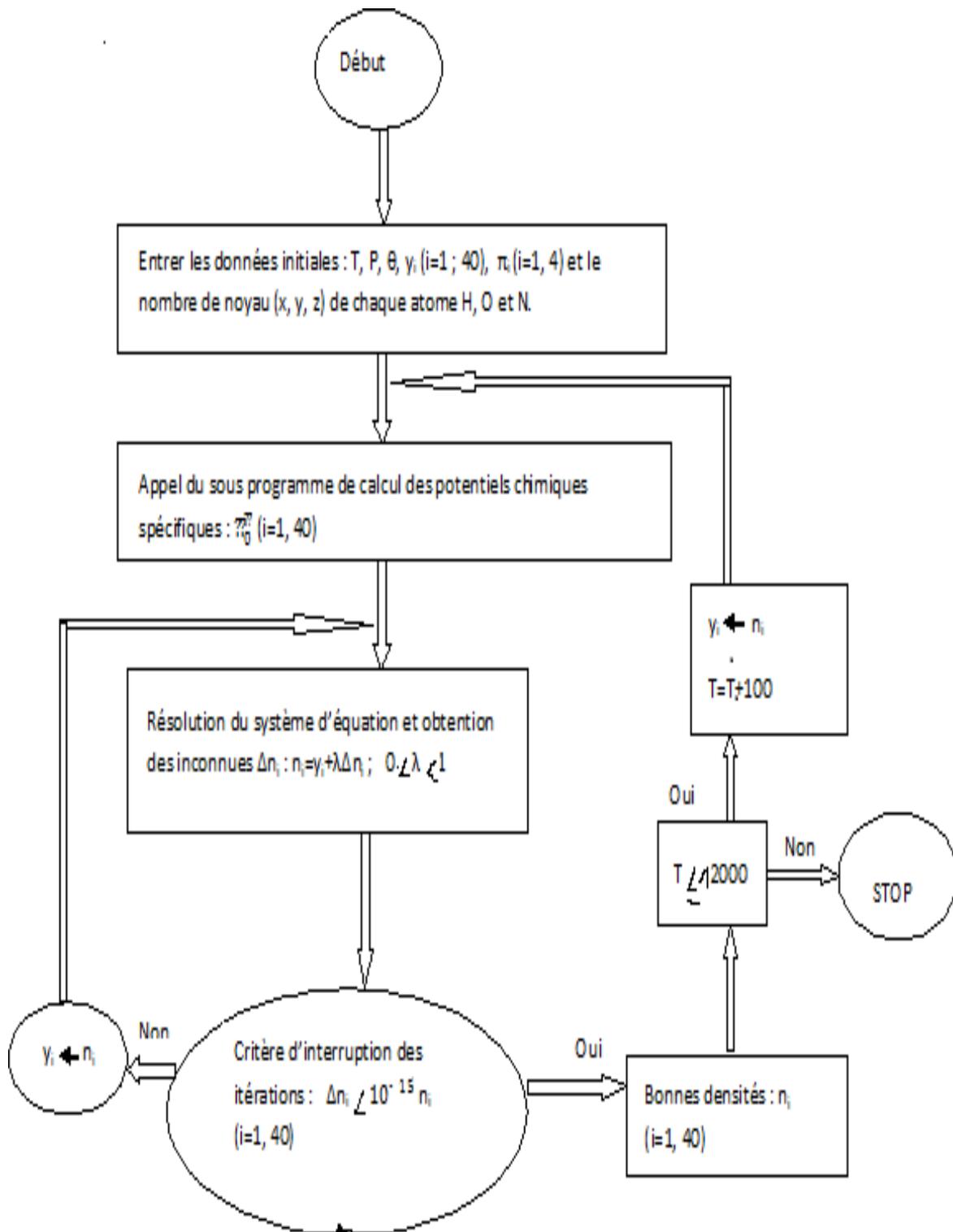


Fig. 2.1 : Organigramme simplifié du calcul de composition d'équilibre

2.3 Propriétés thermodynamiques

Les propriétés thermodynamiques sont très importantes pour la modélisation des plasmas d'arc électrique (Reynard, 2006; Rochette D, 2007; Bussière W, 2008; Mémiaghe S, 2008; Rochette D, 2008; Vacher D, 2008). Les fonctions thermodynamiques retenues sont : la masse volumique (ρ), l'enthalpie massique (h), la chaleur massique à pression constante (Cp) et la vitesse du son dans le plasma (α). Ces propriétés thermodynamiques permettent de déterminer d'autres paramètres importants comme la densité d'énergie ($h.\alpha$) et le flux de puissance ($\rho.h.\alpha$) à travers le plasma, qui peuvent être utilisés pour comparer les performances des plasmas pour l'extinction de l'arc électrique. Dans cette partie nous faisons un rappel théorique des expressions analytiques utilisées pour le calcul des fonctions thermodynamiques du plasma. Il convient de préciser que le calcul des fonctions thermodynamiques est fait à l'E.T.L, c'est à dire que dans les différentes expressions qui sont présentées on a : $T_e = T_i = T$

2.3.1 Masse volumique ρ

La masse volumique ou densité de masse est une grandeur qui intervient dans les équations de la mécanique des fluides. Elle mesure la quantité de masse contenue dans 1 m^3 de plasma et s'exprime en (kg/m^3). En considérant un gaz à l'équilibre thermodynamique constitué de N espèces chimiques de masse m_j en kg et de densité numériques n_j en m^{-3} on a :

$$\rho = \sum_j^N n_j m_j \quad (2.42)$$

où n_j et m_j sont respectivement la densité numérique et la masse de la particule j . Certains auteurs utilisent la formulation :

$$\rho = \frac{MP}{RT} \quad (2.43)$$

où P est la pression totale du plasma et M est la masse molaire moyenne du plasma définie par la relation ci-dessous (Koalaga, 1991) :

$$M = \sum_j x_j M_j \quad (2.44)$$

Dans cette relation x_j est la fraction molaire de la particule j et M_j sa masse molaire. x_j est déterminé par la relation :

$$x_j = \frac{n_j}{\sum_{j=1}^{\nu} n_j} \quad (2.45)$$

Les densités des particules étant des fonctions de la température et de la pression, la densité de masse varie également suivant ces deux paramètres.

2.3.2 Enthalpie massique (h)

A pression constante la quantité de chaleur transférée de l'extérieur vers un système ou d'un système vers l'extérieur est égale à la variation d'enthalpie (ΔH) dudit système. La transformation résultante est dite exothermique dans le cas d'une libération de chaleur ($\Delta H < 0$) et endothermique lorsqu'il s'agit d'une absorption de chaleur ($\Delta H > 0$). Les évolutions des processus thermiques existant dans les plasmas peuvent être exprimées du point de vue thermodynamiques par des quantités d'énergie comme l'enthalpie massique. Raffanel (Koalaga, 1991) écrit l'expression de l'enthalpie sous la forme :

$$h = \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^{\nu} n_i \left[\left(\frac{5}{2} kT + kT^2 \frac{\partial [\ln(Q_{\text{int}})_i(T)]}{\partial T} \right) + (\mu_i - \Delta\mu_i) \right] \quad (2.46)$$

où $(\mu_i - \Delta\mu_i)$ est la différence d'énergie entre le niveau fondamental de chaque espèce i et un niveau de référence commun. Capitelli et al. (Koalaga, 1991; Kagoné, 2012) exprime l'enthalpie massique sous la forme :

$$h = \frac{kT}{\rho} \sum_{i=1}^{\nu} n_i \left[\left(\frac{\partial \ln(Q)_i}{\partial \ln(T)} \right)_{P, n_i} + \varepsilon_i \right] \quad (2.47)$$

avec $(Q)_i$ la fonction de partition de la particule i . Comme les deux expressions (2.46) et (2.47) sont égales on en déduit que :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial \ln(Q)_i}{\partial \ln(T)} \right)_{\text{Capitelli}} = \left(\frac{5}{2} + T \frac{\partial \ln(Q_{\text{int}})_i}{\partial T} \right)_{\text{Raffanel}} \\ (\varepsilon_i)_{\text{Capitelli}} = (\mu_i - \Delta\mu_i)_{\text{Raffanel}} \end{cases} \quad (2.48)$$

D'autres auteurs expriment l'enthalpie massique sous une forme plus simple (Bendjebbar F, 2012) :

$$h = \sum_{i=1}^N \frac{n_i h_i^0 - \Delta h}{n_i m_i} \quad (2.49)$$

où n_i , m_i et h_i^0 sont respectivement la densité numérique, la masse et l'enthalpie spécifique de la particule i . Δh est un terme de correction qui tient compte des particules chargées. Dans l'approximation de Debye-Huckel (André, 1995), il est définie par :

$$\Delta h = \frac{V k T}{6 \pi l_d^3} \quad (2.50)$$

Pour notre étude, nous avons utilisé l'expression (2.49) pour le calcul de l'enthalpie massique.

2.3.3 Chaleur massique à pression constante (C_p)

Par définition, la chaleur spécifique est égale à la quantité d'énergie à apporter par échange thermique pour élever de un degré la température du milieu. Elle représente la capacité d'un système à emmagasiner de la chaleur. Si la transformation thermodynamique du système s'effectue à pression constante, on définit alors la chaleur spécifique C_p à partir de la variation d'enthalpie. Capitelli et al. signalent qu'il n'existe pas de formule analytique pour caractériser la chaleur massique à pression constante (Koalaga, 1991). La principale difficulté réside dans le calcul de la dérivée seconde de la fonction de partition totale et par conséquent de la fonction de partition interne. Elle peut être définie par l'expression :

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P \quad (2.51)$$

Dans la pratique on l'exprime souvent par l'approximation (Hingana, 2010; Kagoné, 2012) :

$$C_p = \frac{h_{T+\Delta T} - h_T}{\Delta T} \quad (2.52)$$

où $\Delta T = 100K$ est l'incrément de température utilisé pour le calcul. Cette approximation ne donne de bons résultats que si le pas de température utilisé lors du calcul de composition est suffisamment petit (Hingana, 2010).

2.3.4 Vitesse du son dans le plasma (a)

C'est la vitesse à laquelle se propage des petites perturbations (ondes ou plus précisément des gradients de température, de concentration et de vitesse) dans un fluide compressible. Elle est définie par la relation suivante (Kagoné, 2012) :

$$a^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S \quad (2.53)$$

où S est l'entropie du système. Hansen (Koalaga, 1991; Kagoné, 2012) montre que :

$$\frac{a^2 \rho}{P} = \gamma \frac{1 + \left(\frac{T}{Z} \right) \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_\rho}{1 + \left(\frac{T}{Z} \right) \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_P} \quad (2.54)$$

où $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ est le rapport de la chaleur massique à pression constante et la chaleur massique à volume constant. Z est la compressibilité du milieu. Hansen (Koalaga, 1991; Rochette, 2002; Kagoné, 2012) fait remarquer que le membre de droite de l'expression

(2.54) est voisin de l'unité. Dans ces conditions on obtient dans le cas des gaz parfaits :

$$a^2 = \gamma \frac{P}{\rho} \quad (2.55)$$

Pour déterminer C_v , nous utilisons une expression proposée par Drellishak et al. (Koalaga, 1991) :

$$\frac{C_v}{R} = \frac{C_p}{R} - \frac{(Z_f + Z_T)^2}{Z_f + Z_T \left(1 - \frac{U\xi}{h}\right)} \quad (2.56)$$

où Z_f est le facteur de compressibilité définie par :

$$Z_f = \frac{P}{\rho RT} \quad (2.57)$$

$$Z_T = \left(\frac{\partial Z_f}{\partial \ln(T)} \right)_P \quad (2.58)$$

$$\xi = \left(\frac{\partial \ln(U)}{\partial \ln(h)} \right)_T \quad (2.59)$$

est un terme introduit par Drellishak et al, en utilisant une transformation jacobienne des coordonnées thermodynamiques. La pression et la température ont été choisies comme variables indépendantes. ξ est une fonction linéaire pour toute température et pour toute pression. U est l'énergie interne massique définie par (Koalaga, 1991) :

$$U = h - PV = h - kT \sum_{j=1}^N \left(\frac{n_j}{\rho} \right) \quad (2.60)$$

Dans cette dernière relation V est le volume massique. Notons que la compressibilité Z et le facteur de compressibilité Z_f sont liés par la relation :

$$Z = M_0 Z_f \quad (2.61)$$

où M_0 est la masse molaire du plasma non dissocié. Leslie et al. (Leslie, 1971), dans leurs travaux sur le plasma de SF_6 ont montré que la vitesse du son pour des températures comprises entre 3.10^3 K et 45.10^3 K peut être approximée par l'expression suivante :

$$a = 0.8 + 1.64 \times 10^{-4} T \left(km/s \right) \quad (2.62)$$

où T est la température du milieu.

2.3.5 Densité d'énergie (De)

La densité d'énergie ou enthalpie par unité de volume caractérise la répartition de l'énergie dans le milieu. Connaissant la densité de masse et l'enthalpie massique on définit la densité d'énergie par l'expression suivante (Koalaga, 1991; Kagoné, 2012) :

$$De = \rho \cdot h \quad (2.63)$$

2.3.6 Flux de puissance (Φ)

Le flux de puissance est un paramètre très important dans la comparaison des performances des plasmas pour l'extinction de l'arc électrique dans les appareils de coupure. Il donne la capacité du plasma à évacuer l'énergie vers le milieu extérieur. Connaissant la densité d'énergie et la vitesse du son dans le plasma on exprime le flux de puissance par l'expression suivante (Koalaga, 1991; Kagoné, 2012) :

$$\Phi = De \cdot a = \rho \cdot h \cdot a \quad (2.64)$$

2.4 Conclusion

Ce chapitre est entièrement consacré à la détermination de la composition d'équilibre, des propriétés thermodynamiques, de la densité d'énergie et du flux de puissance des plasmas de mélanges à diverses proportions d'air et de vapeur d'eau. Les équations et les lois thermodynamiques relatives au calcul de composition d'équilibre du plasma sont données. Les expressions des propriétés thermodynamiques, de la densité d'énergie et du flux de puissance ont été présentées. Le calcul de la composition d'équilibre est basé sur la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs. Elle consiste à développer l'énergie de Gibbs en série de Taylor, puis à travers les multiplicateurs de Lagrange, on prend en compte les lois de neutralité électrique et de conservation du nombre de noyaux. En utilisant la méthode de Newton-Raphson on parvient à un système d'équations dont la résolution permet d'accéder à la composition du plasma et par conséquent aux autres grandeurs considérées. Un programme de calcul de composition et de propriétés thermodynamiques a été élaboré dans le langage MATLAB. Les calculs sont faits pour des températures des espèces lourdes allant de 500 K à 12000 K pour différentes valeurs de la pression et du déséquilibre thermique. Les résultats de calculs de composition d'équilibre, de densité d'énergie et de flux de puissance des différents plasmas de mélanges sont présentés et analysés dans les chapitres 4 et 5.

3. COEFFICIENTS DE TRANSPORT DES PLASMAS DE MÉLANGES D'AIR ET DE VAPEUR D'EAU

3.1 Introduction

Cette partie est consacrée à l'étude des coefficients de transport. Ces paramètres sont très importants pour caractériser les performances du plasma lors de la coupure du courant électrique et pour modéliser les phénomènes de transport au sein du plasma (Koalaga, 1991; Belhaouari, 1997; Bussière W, 2008; Hingana, 2010; Kagoné, 2012). Si on soumet à un gaz des contraintes telles qu'un gradient de concentration, un gradient de vitesse, un gradient de température ou un champ électrique, la réaction du milieu se traduit par l'apparition d'un courant de particules, d'une pression, d'un flux de chaleur ou d'un courant électrique (Hingana, 2010). Dans le cadre de la théorie cinétique des gaz, la réaction du milieu est supposée proportionnelle à l'excitation. Les facteurs de proportionnalité sont les coefficients de transport. Ceux retenus dans cette étude sont : le coefficient de conductivité électrique σ , le coefficient de conductivité thermique λ et le coefficient de viscosité dynamique η . Ils correspondent aux transferts de certaines propriétés physiques à travers le plasma. La viscosité concerne le transport de la quantité de mouvement, les conductivité thermique et électrique sont relatives respectivement au transport de l'énergie thermique et des charges électriques. Il faut aussi noter l'existence d'un transport de masse lié à la diffusion. Le plasma étant un milieu ionisé on peut lui appliquer la théorie cinétique des gaz sous réserve de certaines conditions (Kagoné, 2012). Dans cette théorie les propriétés microscopiques sont décrites par les fonctions de distribution de vitesse $f_i(\vec{r}, \vec{v}_i, t)$. Ces fonctions sont solutions d'une équation intégral-différentielle connue sous le nom d'équation de Boltzmann. Elles sont en outre constamment modifiées par les processus de collision, d'où la nécessité de déterminer les intégrales de collision qui sont fonctions des types d'interaction existantes entre les particules.

3.2 Équation de Boltzmann et sa résolution

La détermination des coefficients de transport est basée sur la résolution de l'équation de Boltzmann en utilisant la méthode approximative de Chapman-Enskog appliquée aux gaz partiellement ou totalement ionisés (André P, 2001; Rat V, 2001, 2002; André P, 2004; Sourd B, 2007; Hingana, 2010). Dans cette partie, nous présentons donc l'équation de Boltzmann ainsi que la méthode utilisée pour sa résolution.

3.2.1 Équation de Boltzmann

Considérons $f_i = f_i(\vec{r}_i, \vec{v}_i, t)$, la probabilité pour qu'une particule i de masse m_i se trouve au point \vec{r}_i avec la vitesse \vec{v}_i à l'instant t . Cette fonction est solution de l'équation de Boltzmann ci-dessous qui rend compte de l'évolution temporelle et spatiale de f_i (Koalaga, 1991).

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}_i} + \frac{\vec{F}_{iex}}{m_i} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{coll} \quad (3.1)$$

$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{coll}$ est un terme lié aux collisions. \vec{F}_{iex} est la force totale due à un champ extérieur agissant sur la particule. Dans le cas où $\left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{coll} = 0$, on est à l'équilibre et les collisions ne modifient plus la fonction de distribution f_i qui devient (Fauchais P, 1994; Rat V, 2001; Sarrailh, 2008) :

$$f_i^0 = n_i \left(\frac{m_i}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m_i \vec{V}_i^2}{2kT} \right) \quad (3.2)$$

f_i^0 est appelée fonction de distribution de Maxwell. m_i et n_i sont respectivement la masse et la densité numérique de la particule i , T la température absolue, k la constante de Boltzmann et \vec{V}_i la vitesse particulière définie par : $\vec{V}_i = \vec{v}_i - \vec{v}_0$ où $\vec{v}_0 = \vec{v}(\vec{r}, t) = \vec{v}_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^N n_i m_i \vec{v}_i$ est la vitesse moyenne de masse ou vitesse de courant. Dans l'expression de \vec{v}_0 , $\vec{v}_i = \frac{1}{n_i} \int \vec{v}_i f_i(\vec{r}, \vec{v}_i, t) d\vec{v}_i$ est la vitesse moyenne de l'espèce chimique i . Le plasma étant un milieu partiellement ou totalement ionisé, il est possible de lui appliquer la théorie cinétique des gaz établie pour les gaz neutres, à condition d'observer un certain nombre d'hypothèses suivantes :

- les collisions inter-particules sont binaires ;
- les forces d'interaction ont une faible portée ;
- la répartition des vitesses hors de la sphère d'interaction a un caractère aléatoire ;
- les fonctions de distribution des vitesses varient très lentement entre deux collisions consécutives.

Dans ces conditions et en supposant que les plasmas d'arc électrique sont des systèmes qui ne sont pas très loin de l'équilibre, l'équation (3.1) peut s'écrire :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}_{iext}}{m_i} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} = \int \int \int (f_i' f_j' - f_i f_j) g_{ij} \cdot b \cdot db \cdot d\varepsilon \cdot d\vec{v}_j \quad (3.3)$$

où f_i^t et f_j^t sont les fonctions de distributions des vitesses relatives aux particules i et j après collision. $g_{ij} = |\vec{v}_i - \vec{v}_j|$ est le module de la vitesse relative de la particule i par rapport à la particule j ; b et ε sont respectivement les paramètres d'impact et angulaire de la collision. Le terme $d\vec{v}_j$ représente l'intégrale triple $\int \int \int dv_{ix} dv_{iy} dv_{iz}$. Le second membre

de l' équation (3.3) représente la variation totale du nombre de particules dans l'état (\vec{r}, \vec{v}_i) sous l'effet des collisions binaires avec toutes les espèces présentes dans le milieu.

3.2.2 Résolution de l'équation de Boltzmann

Plusieurs auteurs ont proposé des solutions approchées de l'équation de Boltzmann. Parmi ces méthodes, la plus utilisée est celle de Chapman et Enskog ([André P, 2004](#); [Hingana, 2010](#); [Kagoné, 2012](#); [Weizong W, 2014](#)) basée sur une technique de perturbation, qui est une méthode d'approximations successives. Chapman et Enskog écrivent la fonction de distribution sous la forme d'une série en ζ à l'ordre n :

$$f_i = f_i^0 + \zeta f_i^{(1)} + \zeta^2 f_i^{(2)} + \dots + \zeta^n f_i^{(n)} \quad (3.4)$$

ζ étant un paramètre de perturbation. Dans ce cas $1/\zeta$ représente la fréquence des collisions. f_i^0 est définie par la relation (3.2). Lorsque ζ est très petit, les collisions sont très fréquentes et le plasma est considéré comme un milieu continu en équilibre local. Les termes d'ordre ≥ 2 sont négligeables, on a donc :

$$f_i = f_i^0 + \zeta f_i^{(1)} \quad (3.5)$$

ou encore :

$$f_i = f_i^0 (1 + \Phi_i) \quad (3.6)$$

avec :

$$\Phi_i = \frac{\zeta f_i^{(1)}}{f_i^0} \quad (3.7)$$

Φ_i est une fonction de perturbation permettant de passer de la distribution de Maxwell-Boltzmann à celle du premier ordre $f_i^{(1)}$. Un calcul détaillé de Φ_i est fait par Hirschfelder et al. ([Kagoné, 2012](#)). Φ_i dépend de grandeurs \vec{A}_i , \vec{B}_i et $\vec{C}_i^{(j)}$ qui sont des fonctions de la vitesse réduite $\vec{\omega}_i(\vec{r}, t) = \vec{V}_i \sqrt{\frac{m_i}{2kT}}$, de la composition n_i et de la température locale. Les grandeurs \vec{A}_i , \vec{B}_i et $\vec{C}_i^{(j)}$ et par conséquent la fonction de perturbation Φ_i peuvent être décomposées en une série de polynôme de Sonine ([Koalaga, 1991](#)).

$$S_n^{(m)}(x) = \sum_{j=0}^m \frac{(-1)^j (m+n)!}{(n+j)! (m-j)! j!} x^j \quad (3.8)$$

avec $m, j \in N$, $x \in R$, $n \in Q^+$. Dans la relation (3.8) x est la vitesse réduite. Le nombre de termes retenus dans la série détermine l'ordre d'approximation du calcul des coefficients de transport ([Koalaga, 1991](#); [Kagoné, 2012](#)). Connaissant Φ_i , on détermine la fonction de distribution f_i et on déduit les coefficients de transport dans l'approximation

souhaitée. Les expressions explicites de \vec{A}_i , $\overline{\vec{B}}_i$ et $\vec{C}_i^{(j)}$ font apparaître des coefficients dits coefficients d'expansion de Sonine a_{im} , b_{im} et $c_{im}^{(h,k)}$ qui sont des combinaisons complexes d'intégrales définies par Hirschfelder (Koalaga, 1991; Kagoné, 2012). Ces dernières peuvent être écrites sous forme de combinaisons linéaires d'un groupe d'intégrales $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ appelées intégrales de collision.

3.3 Intégrales de collision

Les propriétés de transport sont gouvernées par les collisions inter-particulaires qui sont représentées au travers des intégrales de collisions. Ces dernières dépendent des forces d'interaction existant entre les particules. Le calcul des intégrales de collision est fait en considérant quatre (4) catégories d'interaction dans le plasma :

- interaction neutre-neutre ;
- interaction neutre-ion ;
- interaction électron-neutre ;
- interaction chargée-chargée.

3.3.1 Intégrales de collision effectives

Pour une collision entre deux particules i et j , l'intégrale de collision est donnée par :

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{2\pi kT}{\mu_{ij}} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \int_0^\infty \exp(-\gamma_{ij}^2) \cdot \gamma_{ij}^{(2s+3)} \cdot (1 - \cos^l \chi_{ij}) b \cdot db \cdot d\gamma_{ij} \quad (3.9)$$

ou encore

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{kT}{2\pi\mu_{ij}} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \exp(-\gamma_{ij}^2) \cdot \gamma_{ij}^{(2s+3)} \cdot Q_{ij}^l(\varepsilon) \cdot d\gamma_{ij} \quad (3.10)$$

Les paramètres l et s dépendent du nombre de termes retenus dans le développement en polynômes de Sonine. Plus les valeurs de ces paramètres sont élevées plus l'approximation est bonne.

Dans l'expression (3.10) Q_{ij}^l est la section efficace de transport définie par la relation suivante :

$$Q_{ij}^l(\varepsilon) = 2\pi \int_0^\infty (1 - \cos^l \chi_{ij}) b \cdot db = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\varepsilon, \chi_{ij}) (1 - \cos^l \chi_{ij}) \sin \chi_{ij} \cdot d\chi_{ij} \quad (3.11)$$

Dans les trois expressions (3.9) à (3.11), μ_{ij} est la masse réduite des particules i et j en collision et γ_{ij} est la vitesse relative initiale réduite respectivement données par :

$$\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \quad (3.12)$$

$$\gamma_{ij} = g_{ij} \sqrt{\frac{\mu_{ij}}{2kT}} \quad (3.13)$$

avec la vitesse relative de i par rapport à j g_{ij} exprimée par :

$$g_{ij} = \vec{v}_i - \vec{v}_j \quad (3.14)$$

$\sigma(\varepsilon, \chi_{ij})$ est la section efficace différentielle de collision,

$$\varepsilon = (kT \gamma_{ij}^2) \quad (3.15)$$

est l'énergie relative des particules, χ_{ij} est l'angle de déviation des particules i et j lors de la collision. Il est définie par :

$$\chi_{ij}(g_{ij}, b) = \pi - 2b \int_{r_m}^{\infty} \left[1 - \left(\frac{b}{r} \right)^2 - \frac{\varphi(r)}{\frac{1}{2} \mu_{ij} g_{ij}^2} \right]^{-1/2} \frac{dr}{r^2} \quad (3.16)$$

où $\varphi(r)$ est le potentiel d'interaction, r est la distance inter-particule, r_m est la distance minimale d'approche, b est le paramètre d'impact. Le calcul de χ_{ij} et par suite des intégrales de collision nécessite la connaissance du potentiel d'interaction entre les différentes espèces chimiques présentes dans le plasma (électrons, ions, atomes, molécules). Le calcul des coefficients de transport ainsi que les valeurs obtenues dépendent beaucoup de la nature du potentiel d'interaction retenu. Le choix de ce potentiel est déterminé par les particules en présence.

3.3.2 Intégrales de collision réduites

Dans la littérature, certains auteurs utilisent les intégrales de collisions réduites notées : $\Omega^{*(l,s)}$ pour le calcul des coefficients de transport. Elles représentent le rapport entre les intégrales de collision des particules réelles et les intégrales de collision des particules décrites par le modèle des sphères rigides et sont définie par :

$$\Omega_{ij}^{*(l,s)} = \frac{\Omega_{ij}^{(l,s)}}{\Omega_{ij}^{(l,s)} \text{Sphère-Rigide}} \quad (3.17)$$

3.3.3 Moyennes pondérées

Connaissant la section efficace totale de transport, les coefficients de transport peuvent également s'exprimer en fonction des intégrales de collision moyennes notées $\bar{\Omega}^{(l,s)}$ et définie par :

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{4(l+1)}{\pi(s+1)! [2l+1 - (-1)^l]} \int_0^{\infty} \exp(-X) X^{s+1} Q_{ij}^l dX \quad (3.18)$$

avec

$$X = \frac{\varepsilon}{kT} \quad (3.19)$$

ε est l'énergie relative des particules et $Q_{ij}^l(\varepsilon)$ la section efficace totale de transport. Cette intégrale peut être relié aux intégrales de collision réduites et par conséquent aux intégrales de collision des sphères rigides par la relation suivante :

$$\overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = (R_i + R_j)^2 \Omega_{ij}^{*(l,s)} = (R_i + R_j)^2 \frac{\Omega_{ij}^{(l,s)}}{\Omega_{ij}^{(l,s)} Sphère-Rigide}. \quad (3.20)$$

R_i, R_j sont les rayons des particules i et j dans le modèle des sphères rigides. Grâce aux travaux de Hirschfelder et al. ([André P, 2004](#)), une relation de récurrence permet d'accéder aux valeurs supérieures du paramètre s par la relation suivante :

$$\overline{\Omega}_{ij}^{(l,s+1)} = \overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)} + \frac{T}{s+2} \frac{\partial \overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)}}{\partial T} \quad (3.21)$$

Aussi des collisions entre deux espèces peuvent aussi se faire suivant plusieurs courbes de potentiel correspondant à l'état fondamental ainsi qu'aux tous premiers états excités. Dans ce cas Gorse ([Capitelli, 1973](#); [Aubretton J, 1983](#); [Rat V, 2002](#); [Kagoné, 2012](#)) propose une intégrale de collision moyenne définie par l'expression suivante :

$$\left\langle \overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)} \right\rangle = \frac{\sum_n g_n \overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)}}{\sum_n g_n} \quad (3.22)$$

Les intégrales de collision dépendent des angles de déviations χ qui eux même sont fonction des potentiels d'interaction existant entre les particules. Dans notre étude pour déterminer les intégrales de collision plusieurs possibilités sont à notre portée :

- soit par intégration direct de l'équation (3.16), la section efficace total de transport Q_{ij}^l étant connue théoriquement ou expérimentalement. C'est principalement le cas des interactions électrons-neutre,
- soit au moyen des tables lorsque la nature et les données relatives au potentiel d'interaction décrivant les particules sont connues. C'est principalement le cas des collisions neutre-neutre et neutre-ion.
- soit en considérant les particules comme des sphères rigides en collision élastique. Dans ce cas on assimile $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ à $\Omega_{Sphère-Rigide}^{(l,s)}$. C'est le cas où aucune donnée n'est disponible. Ces cas sont souvent rencontrés dans les interactions entre molécules.

3.4 Classification des potentiels et tables d'intégrales de collision associées

La détermination des intégrales de collision nécessite la connaissance des potentiels d'interaction. Dans cette partie, nous distinguons les principaux potentiels d'interaction recensés dans la littérature permettant le calcul des intégrales de collision dont nous donnons parfois les expressions littérales.

3.4.1 Potentiel de Lennard-Jones ou potentiel de Mie

Pour ce type de potentiel, les interactions sont du type dipôle-dipôle, dipôle-quadrupôle, quadrupôle-quadrupôle et la particule neutre qui ne porte pas de charges n'engendre pas de champ coulombien autour d'elle. Cependant, sous l'effet d'un micro-champ ou d'une collision, une réorganisation de la structure interne de l'atome ou la molécule s'effectue. Il apparaît alors un déséquilibre entre les charges de la particule provoquant l'apparition d'un moment dipolaire ou quadrupolaire propre à la particule neutre. A grandes distances la force d'interaction est une force de Van der Waals attractive contrairement aux courtes distances où la forces d'interaction entre deux particules neutres est répulsive et rapidement variable. La forme générale de ce potentiel est la suivante (Rat V, 2008) :

$$\begin{cases} V(r) = \frac{24\varepsilon}{n-6} \left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^n - \frac{n}{6} \left(\frac{\sigma}{r}\right)^6 \right] \\ r_0 = \sigma \cdot \left(\frac{n}{6}\right)^{\frac{-1}{n-6}} \end{cases} \quad (3.23)$$

A partir de ce potentiel les intégrales de collision sont données par Hirschfelder et al. (Kagoné, 2012) en fonction de la température réduite $T^* = \frac{kT}{\varepsilon}$ où ε représente l'énergie attractive maximale et k la constante de Boltzmann. Pour les molécules non sphériques polaires obéissant au potentiel de Lennard-Jones, une valeur approchée de ε peut s'obtenir soit à partir de la température critique T_c ($\varepsilon = 0.77kT_c$), soit à partir de la température d'ébullition T_b ($\varepsilon = 1,15.kT_b$), soit à partir de la température de fusion T_m ($\varepsilon = 1,92.kT_m$).

$$\varepsilon_{ij} = (\varepsilon_i \varepsilon_j)^{\frac{1}{2}} \quad (3.24)$$

Dans la plupart des calculs effectués, la forme la plus utilisée est le potentiel 12 – 6 avec $D_e = 4\varepsilon$ soit :

$$V(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^6 \right] \quad (3.25)$$

Ce modèle tient compte des forces répulsives par le terme $\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12}$ et des forces attractives par le terme $-\left(\frac{\sigma}{r}\right)^6$ Pour un mélange, les paramètres σ et ε sont déterminés par les lois

empiriques suivantes (Rat V, 2008) :

$$\begin{cases} \varepsilon_{ij} = (\varepsilon_i + \varepsilon_j)^{\frac{1}{2}} \\ \sigma_{ij} = \frac{1}{2} (\sigma_i + \sigma_j) \end{cases} \quad (3.26)$$

où

$$\varepsilon_{ij}\sigma_{ij}^6 = (\varepsilon_i\sigma_i^6\varepsilon_j\sigma_j^6)^{\frac{1}{2}} \quad (3.27)$$

Pour les intégrales de collision, on dispose de la formule empirique de Neufeld (Aubretton J, 1983; Kagoné, 2012) :

$$\begin{cases} \bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = r_0 \left[\frac{A}{T^{*B}} + \frac{C}{\exp(D.T^*)} + \frac{E}{\exp(F.T^*)} + \frac{G}{\exp(H.T^*)} + R.T^{*B} \sin(S.T^{*W} - P) \right] \\ T^* = \frac{4kT}{D_e} = \frac{kT}{\varepsilon} \end{cases} \quad (3.28)$$

où les valeurs de A à W sont tabulées en fonction du couple (l, s) ; les trois inconnues étant ε , n et σ . T^* est la température réduite telle que : $T^* = 4kT/D_e$

3.4.2 Potentiel de Coulomb écranté

Il s'agit d'un potentiel de Coulomb, mais muni d'un écran à la distance de Debye λ_D . Cette représentation sous entend que le nombre de particules chargées à l'intérieur de la sphère de Debye est suffisamment grand pour assurer l'écrantage. Le potentiel écranté s'écrit :

$$V(r) = \frac{Z_i Z_j \cdot e^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (3.29)$$

où $Z_i \cdot e$ et $Z_j \cdot e$ sont respectivement les charges des particules i et j .

La longueur de Debye λ_D est définie par :

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k}{e^2}\right)^{1/2} \left[\frac{T}{n_e (1 + \prec Z \succ)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.30)$$

avec $\prec Z \succ = \frac{\sum_i Z_i^2 \cdot n_{i,Z_i}}{n_e}$ où n_{i,Z_i} est la densité numérique de l'ion i de charge $Z_i \cdot e$; n_e est la densité électronique. Ce potentiel est utilisé pour les interactions chargées-chargées. On trouve dans la littérature les données de Mason, Munn et Smith (Mason E A, 1967) qui adoptent un potentiel coulombien écranté à la longueur d'onde de Debye λ_D calculée en négligeant l'écrantage des ions tel que : $\lambda_D = \left(\frac{kT}{4\pi n_e e^2}\right)^{\frac{1}{2}}$, les intégrales de collision en accord avec les résultats de Liboff et Kihara et al. (Kagoné, 2012), s'écrivent sous la forme asymptotique :

$$\Omega_{ij}^{*(l,s)} = \frac{A \ln(BT)}{T^2} \quad (3.31)$$

Dans la pratique, les sources généralement exploitées sont celles issues des données de Preuss et de Liboff (Cressault, 2001). Ce dernier ne différencie pas les potentiels attractifs des potentiels répulsifs.

$$\begin{cases} \bar{\Omega}_{ij}^{(1,s)} = \frac{4b_0^2 [\ln(\Lambda) - \frac{1}{2} - 2\bar{\gamma} + \psi(s)]}{s(s+1)} \\ \bar{\Omega}_{ij}^{(2,s)} = \frac{12b_0^2 (\ln(\Lambda - 1 - 2\bar{\gamma} + \psi(s)))}{s(s+1)} \end{cases} \quad (3.32)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \Lambda = \frac{2\lambda_D}{b_0} \\ b_0 = \frac{Z_i Z_j}{2kT} \\ \psi(s) = \sum_{n=1}^{s-1} \frac{1}{n} \\ \bar{\gamma} = 0,5772 \end{cases}$$

$$\Omega_{ij}^{(1,s)} = \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,s)} \left(\frac{kT}{2\pi\mu_{ij}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad \bar{\Omega}_{ij}^{(2,s)} = 3\bar{\Omega}_{ij}^{(1,s)} - \frac{6b_0^2}{s(s+1)} \quad (3.33)$$

3.4.3 Potentiel des points centres de répulsion

Ce modèle considère les particules en interaction comme des points qui se repoussent où qui s'attirent avec un potentiel de la forme :

$$V(r) = \pm d \cdot r^{-\delta} \quad (3.34)$$

où δ est l'indice de répulsion et d un paramètre caractéristique de l'interaction. Pour $\delta = 4$ on obtient le potentiel de maxwell souvent utilisé pour d'écrire l'interaction entre un ion et une particule neutre. La relation (3.34) prend alors la forme suivante :

$$V(r) = -\frac{Z_i \cdot e^2 \cdot \alpha}{2r^4} \quad (3.35)$$

où $Z_i \cdot e$ est la charge de l'ion i et α la polarisabilité de la particule neutre.

3.4.4 Potentiel de Morse

Dans le cas d'une collision pouvant conduire à un état lié, la forme analytique du potentiel doit avoir au minimum deux termes pour représenter la zone d'attraction à grande distance et de répulsion à courte distance. Outre les potentiels de Stockmayer et de Buckingham, les plus utilisés sont les potentiels de Morse sous la forme (Cressault, 2001; Kagoné, 2012) :

$$V(r) = D_e (1 - \exp(-\beta r + \beta r_m))^2 \quad (3.36)$$

où D_e est la profondeur du puits de potentiel et r_m la distance inter-atomique correspondant à l'équilibre (minimum du potentiel), le potentiel étant nul pour $r_0 = r_m$. L'obtention des intégrales de collision peut se faire soit par les tables de Samoïlov et Tsitelauri appliquant un potentiel de Morse corrigé de telle sorte qu'il devienne infini pour $r < 0,3r_0$ (Kagoné, 2012) soit par celle de Smith et Munn (Kagoné, 2012) utilisant deux paramètres $C = \beta.r_0$ variant de 1 à 20 et $T^* = \frac{kT}{D_e}$ variant de 0,004 à 200. Les trois inconnues à déterminer sont alors : D_e , r_m et β

3.4.5 Potentiel exponentiel

Ce potentiel se met sous la forme :

$$V(r) = \pm V_0 \exp\left(-\frac{r}{\rho}\right) \quad (3.37)$$

avec $\rho = \lambda_D$ la longueur de Debye. Si $V_0 > 0$ il est répulsif et attractif si $V_0 < 0$.

3.4.5.1 Zone répulsive

Pour ce type de potentiel Monchick (Riabov V, 1996; Kagoné, 2012) donne les intégrales de collision suivantes :

$$\begin{cases} \bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{2(l+s)}{(s+1)! [2l+1-(-1)^l]} 8 \left(\frac{\alpha}{B}\right)^2 I^{(l,s)} \\ \alpha = \ln\left(\frac{V_0}{kT}\right) \end{cases} \quad (3.38)$$

Les coefficients V_0 et B sont obtenus expérimentalement, les intégrales $I^{(l,s)}$ sont tabulées (Riabov V, 1996).

3.4.5.2 Zone attractive

A partir des définitions précédentes de α et de $I^{(l,s)}$, Brokaw donne les intégrales de collision sous la forme :

$$\begin{cases} \bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{\alpha}{B}\right)^2 J^{(l,s)} \\ J^{(l,s)} = \frac{16(l+1)}{(s+1)! [2l+1-(-1)^l]} I^{(l,s)} \end{cases} \quad (3.39)$$

Dans ce cas, les deux inconnues sont V_0 et B , les intégrales $J^{(l,s)}$ étant tabulées (Kagoné, 2012).

3.4.6 Potentiel de Hulbert-Hirschfelder

Ce potentiel s'écrit sous la forme (André P, 2007; Rat V, 2008) :

$$V_{HH}(r^*) = \left\{ \ell^{-2\alpha\left(\frac{r^*}{d}-1\right)} - 2\ell^{-\alpha\left(\frac{r^*}{d}-1\right)} + \beta \left(\frac{r^*}{d} - 1\right)^3 \left(1 + \gamma \left(\frac{r^*}{d} - 1\right)\right) \ell^{-2\alpha\left(\frac{r^*}{d}-1\right)} \right\} \quad (3.40)$$

où $r^* = r/\sigma$, r est la distance entre les particules en interaction, σ est sa valeur lorsque $V_{HH}(r^*) = 0$; α , β , γ et d sont des constantes spectroscopiques (André P, 2007).

3.4.7 Potentiel des sphères rigides

Dans ce modèle les particules i et j en interaction sont assimilées à des sphères rigides impénétrables de rayon R_i et R_j . Le potentiel considéré est répulsif et défini par :

$$\begin{cases} V(r) = \infty & \text{si } r < \sigma \\ V(r) = 0 & \text{si } r \geq \sigma \end{cases} \quad (3.41)$$

avec $\sigma_{ij} = R_i + R_j$. Cette méthode n'est pas assez précise. Elle peut induire des erreurs assez importantes sur les valeurs des coefficients de transport (Koalaga, 1991). Par conséquent nous ne ferons appel à ce modèle que si nous ne disposons pas de données sur les particules en interaction. En entourant le modèle des sphères rigides d'une force attractive s'étendant jusqu'à une distance $R\sigma$, on aboutit au modèle des sphères rigides attractives. On a alors comme expression du potentiel :

$$\begin{cases} V(r) = \infty & r < \sigma \\ V(r) = -\varepsilon & \sigma < r < R\sigma \\ V(r) = 0 & r \geq R\sigma \end{cases} \quad (3.42)$$

avec R étant la distance limite de la force attractive. Cette dernière forme du potentiel tient compte des forces de répulsion et d'attraction. Dans le premier cas, les intégrales de collision s'expriment simplement en fonction des rayons des particules en interaction :

$$\bar{\Omega}_{ij\text{Sphère-Rigide}}^{(l,s)} = (R_i + R_j)^2 Q_{tr\text{Sphère-Rigide}}^l = \left[\frac{2l+1 - (-1)^l}{2(l+1)} \right] \pi \bar{\Omega}_{ij\text{Sphère-Rigide}}^{(l,s)} \quad (3.43)$$

$$\Omega_{ij\text{Sphère-Rigide}}^{(l,s)} = \left(\frac{kT}{2\pi\mu_{ij}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{(s+1)! [2l+1 - (-1)^l]}{4(l+1)} \pi \bar{\Omega}_{ij\text{Sphère-Rigide}}^{(l,s)} \quad (3.44)$$

Pour les molécules complexes du type $A_n B_m$, le rayon se calcule à partir de la formule suivante (Cressault Y, 2008) :

$$R_{A_n B_m} = \left(nR_A^3 + mR_B^3 \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.45)$$

3.4.8 Potentiel phénoménologique

Le modèle basé sur le potentiel phénoménologique est défini par :

$$V(x) = D_e \left[\frac{m}{n(x) - m} \left(\frac{1}{x}\right)^{n(x)} - \frac{n(x)}{n(x) - m} \left(\frac{1}{x}\right)^m \right] \quad (3.46)$$

où $x = r/r_e$ et $n(x) = \beta_c + 4x^m$. Pour les interactions neutre-neutres et neutre-ion le paramètre m prend respectivement la valeur 6 et 4. Les paramètres D_e , r_e et β_c donnés par Capitelli et al. (Aubretton J, 2009) sont fonctions de la polarisabilité (α) de la particule neutre.

3.4.9 Potentiel de Stockmayer

Ce type de potentiel est généralement utilisé pour les gaz polaires (Aubretton J, 2009). Il se met sous la forme :

$$V(r) = 4D_e \left[\left(\frac{\sigma_0}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma_0}{r}\right)^6 \right] - \left(\frac{\mu_1 \mu_2}{r^3}\right) \zeta \quad (3.47)$$

où $\zeta = 2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi$, μ_1 et μ_2 sont les moments dipolaires des deux molécules en collision, θ_1 et θ_2 sont les angles d'inclinaison que font les axes des deux dipôles par rapport à la droite joignant les centres des deux molécules, ϕ est l'angle azimutal entre les deux dipôles (Aubretton J, 2009; Kagoné, 2012). Lorsque les deux moments dipolaires tendent vers zéro, $V(r)$ se réduit au potentiel de Lennard-Jones, les intégrales de collision étant alors connues.

3.5 Types d'interaction et intégrales de collision

3.5.1 Collisions : Neutre-Neutre

Ce type d'interaction regroupe les collisions entre atomes, entre atomes et molécules et entre molécules de même ou d'espèces différentes. Dans la littérature plusieurs potentiels existe pour décrire l'interaction entre deux particules neutres (potentiel puissance, exponentiel, de Morse, de Stockmayer, de Buckingham, de HulbertHirschfelder, potentiel de Lennard-Jones) (André P, 2004; Kagoné, 2012).

3.5.2 Collisions : Neutre-Ion

Dans ces types d'interaction deux sortes de processus sont considérés : les collisions purement élastiques et les collisions avec transfert de charge de l'ion vers la particule

neutre. Les intégrales de collision de type viscosité ($l = 2$) s'obtiennent comme dans le cas des interactions purement élastiques. En revanche, pour les intégrales de collision de type diffusion ($l = 1$), lors d'un transfert de charge, il est nécessaire de connaître la section efficace de transfert de charge. Notons toutefois que les deux phénomènes peuvent intervenir simultanément. Si l'on considère la réaction $A + A^+ \rightarrow A + A^+$, l'état final laisse supposer une collision élastique. Mais en réalité le transfert de charge est également possible. Par conséquent lors du calcul des intégrales de collision, il est nécessaire de prendre en compte le processus de transfert de charge dont le rôle est essentiel dans le plasma (André P, 2004; Kagoné, 2012). La section efficace de transfert de charge étant plus importante que la section efficace élastique.

3.5.2.1 Collision élastique

Dans ces types d'interaction, il y'a naissance d'un dipôle induit de moment ($e \cdot \alpha / r^2$) sur la particule neutre. L'interaction peut être caractérisée par le potentiel de Maxwell défini par :

$$V(r) = \frac{-\alpha Z e^2}{4\pi\epsilon_0 r^4} \quad (3.48)$$

Dans ces conditions Tan (Koalaga, 1991) propose comme intégrale de collision :

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{\pi\alpha e^2}{\mu_{ij}} \right)^{\frac{1}{2}} \Gamma\left(s + \frac{3}{2}\right) A^{(l)}(4) \quad (3.49)$$

Les valeurs de $A^{(l)}(4)$ sont tabulées par Kihara et al (Koalaga, 1991), pour $l = 1, 2, 3$. α est la polarisabilité de l'espèce neutre; $\Gamma()$ est la fonction gamma. $A^{(1)}(4) = 0,6547$, $A^{(2)}(4) = 0,3852$ et $A^{(3)}(4) = 0,7166$ (Kagoné, 2012). Les travaux de Kihara et al. (André P, 2004) permettent d'écrire les intégrales de collision sous la forme :

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{4(l+1)}{(s+1)! (2*1+1-(-1)^l)} \sqrt{\frac{4}{kT}} \sqrt{\frac{\alpha Z e^2}{4\pi\epsilon_0}} \Gamma\left(s + \frac{3}{2}\right) A_4^{(l)}. \quad (3.50)$$

3.5.2.2 Collision avec transfert de charge

Pour le transfert de charge, les collisions de type $A - A^+$, durant lesquelles s'effectue un transfert de charge de l'ion vers l'atome ou la molécule, ont des sections efficaces beaucoup plus élevées que celles des collisions élastiques. le transfert de charge revient à dévier la particule (ici l'ion) de $(\pi - \chi)$ avec χ l'angle de déviation dans une collision élastique. Dans ce cas, la section efficace de transport peut s'écrire (Kagoné, 2012) :

$$Q_{tr}^n = 2\pi \left[\int_0^\infty (1 - P_{ex}) (1 - \cos^n \chi) \sin \chi d\chi + \int_0^\infty P_{ex} (1 - \cos(\pi - \chi)) \sin \chi d\chi \right] \quad (3.51)$$

où P_{ex} est la probabilité d'échange de charge et n l'indice de la $n^{ième}$ courbe de potentiel. Cette section efficace est composé de deux termes : le premier représente la section efficace de collision élastique et le second la section efficace de transport de charge. En effet, si n est pair les termes contenant P_{ex} disparaissent et la collision devient parfaitement élastique. Dans le cas où n est impair, l'échange de charge s'effectue, la section efficace de transport étant donnée par Mason ([Kagoné, 2012](#)). Si g est la vitesse relative des particules en collision, n l'indice de la $n^{ième}$ courbe de potentiel, on peut écrire la section efficace de transport sous la forme ([Aubreton J, 1983](#)) :

$$Q_{tr}^n = \frac{1}{2} (A - B \ln(g))^2 \quad (3.52)$$

A et B étant des coefficient exprimés en $\left(\frac{0}{\text{Å}}\right)$ et obtenus expérimentalement ou théoriquement. L'expression des intégrales de collision est donnée par Dalgarno et Devoto ([Aubreton J, 1983](#); [André P, 2010a](#); [Kagoné, 2012](#)). Elle dépend des paramètres A et B :

$$\begin{cases} \pi \bar{\Omega}^{(l,s)} = A^2 - ABX - \left(\frac{BX}{2}\right)^2 + \frac{B\zeta}{2} (BX - 2A) + \frac{B^2}{4} \left(\frac{\pi^2}{6} - \sum_{n=1}^{s+1} \frac{1}{n^2} + \zeta^2\right) + \\ \frac{B}{2} [B(X + \zeta) - 2A] \ln\left(\frac{T}{M}\right) + \left(\frac{B}{2} \ln\left(\frac{T}{M}\right)\right)^2 \\ X = \ln(4R) \\ \zeta = \sum_{n=1}^{s+1} \frac{1}{n} - \bar{\gamma} \end{cases} \quad (3.53)$$

où R est la constante des gaz parfaits en $(erg/mol/K)$, $\bar{\gamma}$ la constante d'Euler ($\bar{\gamma} = 0,5772$), M la masse molaire en g/mol et $\zeta = 0,99784$ pour $s = 1$.

3.5.3 Collisions : Électron-Neutre

Les intégrales de collision effectives pour les interactions électron-neutre sont calculées par intégration directe de l'équation (3.9). En supposant une diffusion isotrope, la section efficace de collision différentielle $\sigma_{ij}^{diff}(\chi, \varepsilon)$ est indépendante de l'angle de déviation χ et de la section efficace de transport $Q_{ij}^{(l)}$ définie par :

$$\begin{cases} Q_{ij}^{(1)}(\varepsilon_r) = 4\pi \sigma_{ij}^{diff}(\varepsilon_r) \\ Q_{ij}^{(2)} = \frac{2}{3} Q_{ij}^{(1)}(\varepsilon_r) \end{cases} \quad (3.54)$$

L'intégration numérique est effectuée par la méthode de Gauss-Laguerre dont l'équation est la suivante :

$$\int_0^{\infty} e^X f(X) dX = \sum_{i=1}^n W_i f(X_i) \quad (3.55)$$

avec (X_i) les zéros du polynôme de Laguerre et W_i les facteurs poids tabulés par Salser et Zucker (Kagoné, 2012) suivant l'ordre d'approximation n . Il suffit de connaître les sections efficaces de transfert de quantité de mouvement ($l = 1$) pour déterminer les intégrales de collision correspondant à ces types d'interactions. Connaissant $\overline{Q}_{1j}^{(1,1)}$ les sections efficaces de transfert pour les valeurs supérieures du paramètre s sont obtenues par la formule de récurrence établie par Hirschfelder et al. (Abbaoui M, 1993; André P, 2010a) définie par :

$$\overline{Q}_{1j}^{(1,s+1)} = \overline{Q}_{1j}^{(1,s)} + \frac{T}{s+2} \frac{\partial \overline{Q}_{1j}^{(1,s)}}{\partial T} \quad (3.56)$$

Nous pouvons ainsi remonter aux intégrales de collision par la relation :

$$\overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)}(T) = \frac{\overline{Q}_{ij}^{(l,s)}(T)}{\pi} \quad (3.57)$$

3.5.4 Collisions : chargée-chargée

Les interactions entre particules chargées sont décrites par le potentiel de Coulomb écranté à la longueur de Debye dont les intégrales de collision sont tabulées en fonction de la température réduite dans les tables de Mason (Mason E A, 1967) et Devoto (Kagoné, 2012). Ce potentiel est défini par :

$$V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_i Z_j e^2}{r} \exp(-r/\lambda_d) \quad (3.58)$$

où e est la charge élémentaire, Z_i le nombre de charge de la particule i , r la distance entre les deux particules et λ_d la longueur de Debye. Devoto (Kagoné, 2012) a établi des formules à partir des sections efficaces de transport de Liboff qui utilise le potentiel de Coulomb écranté en introduisant toutefois une distance L qui caractérise la valeur moyenne de la plus courte distance d'approche comprise entre $\Delta = \frac{Z_i Z_j e^2}{2kT}$ et la longueur de Debye λ_d ($\Delta \leq L \leq \lambda_d$) telle que :

- pour des distances inférieures à L , les interactions sont régies par le potentiel de Coulomb ;
- pour des distances supérieures à L , on utilise le potentiel de coulomb écranté.

$$\overline{Q}^{(1,s)} = \frac{4\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln \left(\frac{2\lambda_d}{b_0} \right) - \frac{1}{2} - 2\gamma + \psi(s) \right] \quad (3.59)$$

$$\overline{Q}^{(2,s)} = \frac{12\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln \left(\frac{2\lambda_d}{b_0} \right) - 1 - 2\overline{\gamma} + \psi(s) \right] \quad (3.60)$$

où $\psi(s) = \sum_{n=1}^{s-1} \left(\frac{1}{n}\right)$, $\psi(1) = 0$, $\overline{\gamma}$ est la constante d'Euler et $b_0 = \Delta$.

3.6 Applications aux mélanges d'air et de vapeur d'eau

Un plasma comportant ν composants est caractérisé par $C_{\nu+2}^2$ (combinaisons) collisions binaires (Koalaga, 1991). Dans ces conditions, nous devons étudier (820) collisions pour le plasma de mélange d'air et de vapeur d'eau où nous avons considéré (40) particules. Il s'avère bien évidemment que l'étude détaillée de chaque collision rendrait le travail très long et très lourd. C'est pourquoi nous exposons les méthodes et les données utilisées sans entrer dans les détails.

3.6.1 Intégrales de collision entre particules : Neutre-Neutre

Nous avons considéré vingt (20) particules neutres : $H, N, O_3, O, NH_3, H_2, N_2, NH, NO, O_2, OH, H_2O, N_2O, N_2O_3, HNO_2, HO_2, N_2O_4, H_2N_2, N_2O_5, HNO_3$. Nous avons utilisé les paramètres du potentiel de Lennard-Jones fournis par André et al. (André P, 2004) et de Cressault et al. (Cressault Y, 2008). Les paramètres du potentiel de Lennard-Jones sont déterminés par les relations suivantes :

$$\varepsilon_{ij} = \sqrt{\varepsilon_{ii}\varepsilon_{jj}} \quad , \quad \sigma_{ij} = \frac{1}{2} (\sigma_{ij} + \sigma_{jj}) \quad (3.61)$$

Pour les molécules complexes, on obtient le paramètre σ_{ij} par la relation suivante (André P, 2002a) :

$$\sigma_{ij} = \sqrt[3]{\sigma_{ii}^3 + \sigma_{jj}^3 + \dots} \quad (3.62)$$

Connaissant les paramètres du potentiel de Lennard-Jones, les intégrales de collision $\overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ sont obtenues par les tables de Klein et Smith (André P, 2004; Klein M, 1968).

3.6.2 Intégrales de collision entre particules : Électron-Neutre

Pour déterminer les intégrales de collision électron-neutre, nous avons utilisé les polynômes d'ajustement issus des travaux de André et al. (André P, 2004) et définis par la relation suivante :

$$\overline{Q}_{1j}^{(1,s)} = a_1 \ln(T) + a_2 + a_3 T + a_4/T + a_5 T^{-2} + a_6 T^{-3} + a_7 T^{-4} \quad (3.63)$$

Les coefficients a_i sont tirés de la même référence. Pour les particules dont les données manquent nous avons utilisé le modèle de polarisabilité et le modèle des sphères rigides (Koalaga, 1991; André P, 2002b)

3.6.3 Intégrales de collision entre particules : Neutre-Ion

Pour les interactions de type $M - M^+$ avec transfert de charge, les sections efficaces de transport sont beaucoup plus importantes. Pour ces types d'interaction les intégrales de collision sont déterminées par la relation de Dalgarno et Devoto (André P, 2010a) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi\bar{\Omega}^{(l,s)} = A^2 - ABX - \left(\frac{BX}{2}\right)^2 + \frac{B\zeta}{2}(BX - 2A) + \frac{B^2}{4}\left(\frac{\pi^2}{6} - \sum_{n=1}^{s+1} \frac{1}{n^2} + \zeta^2\right) + \\ \frac{B}{2}[B(X + \zeta) - 2A] \ln\left(\frac{T}{M}\right) + \left(\frac{B}{2} \ln\left(\frac{T}{M}\right)\right)^2 \\ X = \ln(4R) \\ \zeta = \sum_{n=1}^{s+1} \frac{1}{n} - \bar{\gamma} \end{array} \right. \quad (3.64)$$

où R est la constante des gaz parfaits en ($erg/mol/K$), $\bar{\gamma}$ la constante d'Euler ($\bar{\gamma} = 0,5772$), M la masse molaire en g/mol et $\xi = 0,99784$ pour $s = 1$. Les paramètres A et B sont donnés dans la référence (André P, 2004). Pour les autres interactions de type $(X - Y^+)$, nous avons considéré ces collisions comme étant élastiques, mais la particule chargée induit un dipôle sur la particule neutre lors de la collision. Ces interactions sont décrites par le potentiel de Maxwell :

$$V(r) = \frac{-\alpha Z e^2}{4\pi\epsilon_0 r^4} \quad (3.65)$$

Dans ce cas, les intégrales de collision sont déterminées par la relation suivante :

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{4(l+1)}{(s+1)!(2 * l + 1 - (-1)^l)} \sqrt{\frac{4}{kT}} \sqrt{\frac{\alpha Z e^2}{4\pi\epsilon_0}} \Gamma\left(s + \frac{3}{2}\right) A_4^{(l)} \quad (3.66)$$

Les valeurs de $A^{(l)}(4)$ sont tabulées par Kihara et al (Koalaga, 1991), pour $l = 1, 2, 3$. α est la polarisabilité de l'espèce neutre; Γ est la fonction gamma. $A^{(1)}(4) = 0,6547$, $A^{(2)}(4) = 0,3852$ et $A^{(3)}(4) = 0,7166$ (Kagoné, 2012). Les valeurs des polarisabilités des particules neutres sont données dans les travaux de André et al. (André P, 2004), de (Kreneck, 2008) et ceux de Cressault et al. (Cressault Y, 2008). Pour les espèces chimiques dont les données manquent, nous avons utilisé le modèle des sphères rigides.

3.6.4 Intégrales de collision entre particules : Chargée-Chargée

Les particules chargées sont au nombre de vingt (20) : $e^-, H^-, H^+, N^+, N^{++}$

O^- , O^+ , O^{++} , H_2^- , H_2^+ , N_2^- , N_2^+ , NH^- , NH^+ , NO^- , NO^+ , O_2^- , O_2^+ , OH^- , OH^+ . Dans cette étude, les intégrales de collision correspondants aux interactions chargée-chargée ont été obtenues à partir des expressions (3.59) et (3.60) établies par Devoto (Kagoné, 2012). Ce dernier obtient ces formules à partir des sections efficaces de transport de Liboff qui utilisent le potentiel de coulomb écranté en introduisant toutefois une distance L comprise entre la valeur moyenne de la plus courte distance d'approche $\Delta = \frac{Z_i Z_j e^2}{2kT}$ et la longueur de Debye λ_D ($\Delta = \frac{Z_i Z_j e^2}{2kT} \prec L \prec \lambda_D$), telle que :

– pour des distances inférieures à L , les interactions sont régies par le potentiel de coulomb ;

– pour des distances supérieures à L , on utilise le potentiel écranté.

$$\bar{Q}^{(1,s)} = \frac{4\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln \left(\frac{2\lambda_d}{b_0} \right) - \frac{1}{2} - 2\bar{\gamma} + \psi(s) \right] \quad (3.67)$$

$$\bar{Q}^{(2,s)} = \frac{12\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln \left(\frac{2\lambda_d}{b_0} \right) - 1 - 2\bar{\gamma} + \psi(s) \right] \quad (3.68)$$

où $\psi(s) = \sum_{n=1}^{s-1} \left(\frac{1}{n} \right)$, $\psi(1) = 0$, $\bar{\gamma}$ est la constante d'Euler et $b_0 = \Delta$. Dans la littérature les auteurs sont divisés sur le calcul de la longueur de Debye. Certains auteurs la calcule en tenant compte uniquement de la présence des électrons (Mason E A, 1967) et d'autres, en tenant compte de la présence des électrons et des ions (André P, 1997). Dans cette étude, nous avons choisi de calculer la longueur d'onde de Debye en tenant compte de la présence des électrons et des ions à l'aide de la formule suivante (André P, 1997; Vacher, 2001) :

$$\lambda_D = \left(\varepsilon_0 R \sum_{i=1}^N \frac{T}{Z_i^2 n_i} \right)^{1/2} \quad (3.69)$$

3.7 Formulation des coefficients de transport

Hirschfelder (Koalaga, 1991) formule les vecteurs flux sous la forme d'une somme de termes proportionnels aux gradients de concentration, de pression, de température etc. Les coefficients de proportionnalité étant les coefficients de transport. Nous avons comme coefficients :

- les coefficients de diffusion ordinaire et diffusion thermique pour le flux de masse ;
- le coefficient de viscosité pour le tenseur de pression ;
- le coefficient de conductivité thermique pour le flux de chaleur ;
- le coefficient de conductivité électrique pour la densité de courant.

3.7.1 Coefficient de conductivité thermique λ

Hirschfelder propose pour le vecteur flux de chaleur :

$$\vec{q} = -\lambda' \frac{\partial T}{\partial \vec{r}} + \frac{5}{2} kT \sum n_j \vec{V}_j - nkT \sum \frac{1}{n_j m_j} \cdot D_j^T \cdot \vec{d}_j \quad (3.70)$$

où λ' est défini par :

$$\lambda' = -\frac{5}{4} k \sum_j n_j \left(\frac{2kT}{m_j} \right)^{1/2} a_{j1}(\xi) \quad (3.71)$$

\vec{V}_j est la vitesse de diffusion de l'espèce j définie par :

$$\vec{V} = \left(\frac{n^2}{n_j \rho} \right) \sum_{i=1}^{\nu} m_i \cdot D_{ji} \cdot \vec{d}_i - \frac{1}{n_j m_j} \cdot D_j^T \frac{\partial \ln T}{\partial \vec{r}} \quad (3.72)$$

\vec{d}_j ou (\vec{d}_i) englobe toutes les forces de diffusion dues aux gradients de concentration, de pression et aux forces extérieures F_{jex} , D_j^T est le coefficient thermique de diffusion de l'espèce j . On obtient la conductivité thermique par la relation suivante :

$$\lambda = \lambda' - \frac{k}{2n} \sum_{i,j} \frac{n_i n_j}{D_{ij}(1)} \left[\frac{D_i^T}{n_i m_i} - \frac{D_j^T}{n_j m_j} \right]^2 \quad (3.73)$$

où $D_{ij}(1)$ est le coefficient de diffusion ordinaire D_{ij} défini à l'ordre 1 pour un mélange binaire. D_{ij} et D_i^T s'expriment en fonction des coefficients d'expansion de Sonine $a_{i0}(\xi)$ et $c_{i0}^{(j,i)}(\xi)$.

 3.7.2 Coefficient de conductivité électrique σ

Le plasma étant un gaz partiellement ou totalement ionisé, il existe un phénomène de transport de charge électrique. Si un champ électrique \vec{E} est appliqué, il y'a naissance d'un courant dont la densité \vec{J} est définie par : $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ (σ représente la conductivité électrique). Une étude menée par Devoto dans l'approximation de Chapman-Enskog, fournit pour σ la formule suivante :

$$\sigma = \frac{e^2 n}{\rho kT} \sum_{j=2} \left[n_j m_j Z_j D_{1j} - Z_j \sum_{i=1}^{\nu} n_i m_i Z_i D_{ji} \right] \quad (3.74)$$

où ρ est la masse volumique et Z_j la charge de la particule j . La mobilité des électrons étant beaucoup plus élevées que celles des particules lourdes ($m_e/m_i \ll 1$) on peut en première approximation négliger la contribution des particules lourdes au courant électrique. On a alors :

$$\sigma \cong \frac{e^2 n}{\rho kT} \sum_{j=2} n_j m_j Z_j D_{1j} \quad (3.75)$$

L'indice 1 est relatif aux électrons.

3.7.3 Coefficient de viscosité dynamique η

En exprimant le flux de quantité de mouvement (ou tenseur pression) en terme de fonction de perturbation Hirschfelder écrit :

$$\overline{\overline{P}} = p\overline{\overline{U}} - 2\eta\overline{\overline{S}} \quad (3.76)$$

où $p = nkT$ est la pression d'équilibre ; $\overline{\overline{S}} = \frac{\partial \overline{\overline{v_0}}}{\partial \overline{\overline{r}}}$ est le tenseur des forces de cisaillement et $\overline{\overline{U}}$ est le tenseur unité. η est le coefficient de viscosité qui s'exprime en fonction des coefficients d'expansion de Sonine par :

$$\eta(\xi) = \frac{1}{2}kT \sum n_j b_{j0}(\xi) \quad (3.77)$$

3.8 Expressions simplifiées des coefficients de transport

Les valeurs des coefficients de transport dépendent du nombre de termes retenus dans le développement en polynôme de Sonine (Koalaga, 1991). Devoto a développé des expressions théoriques exactes permettant de calculer les coefficients de transport jusqu'à l'ordre 4 à l'exception du coefficient de viscosité dynamique qui est à l'ordre 2. Notons que les calculs deviennent très compliqués pour les gaz constitués de nombreuses particules dès l'approximation d'ordre 3. Le même auteur montre qu'on peut apporter des simplifications aux expressions des coefficients de transport d'un mélange constitué de ν espèces chimiques dont une des composantes a une masse très faible par rapport à la masse des autres espèces. Un gaz ionisé contient des électrons qui ont une masse beaucoup plus faible par rapport aux autres constituants. Lors d'une collision binaire, électron-particule lourde, seule la quantité de mouvement et la vitesse de la particule lourde reste inchangées. On admet aussi que la variation de la fonction de perturbation (ϕ_i) des espèces lourdes est faible comparée à celle des électrons. Dans ces conditions les propriétés de transport des électrons et des particules lourdes peuvent être traitées indépendamment avec une bonne approximation (Koalaga, 1991).

3.8.1 Coefficient de conductivité thermique λ

Le vecteur flux de chaleur s'écrit sous la forme :

$$\vec{q} = -\lambda_{tot} \frac{\partial T}{\partial \vec{r}} = -(\lambda_{tr} + \lambda_{int} + \lambda_r) \frac{\partial T}{\partial \vec{r}} \quad (3.78)$$

où λ_{tot} , λ_{tr} , λ_{int} , λ_r sont respectivement le coefficient de conductivité thermique total, le coefficient de conductivité thermique de translation, le coefficient de conductivité ther-

mique interne et de réaction. Cette formulation s'explique par le fait qu'une modification de température induit dans le plasma :

- une modification de l'énergie cinétique (terme de translation : λ_{tr}) ;
- une modification de la composition chimique par déplacement des équilibres d'ionisation et de dissociation (terme de réaction : λ_r) ;
- une modification de l'énergie interne de chaque composant due à l'existence de degrés de liberté de vibration, d'excitation et de rotation des particules (terme interne : λ_{int}).

La détermination de la conductivité thermique totale (λ_{tot}) se ramène donc aux calculs de ces trois composantes λ_{tr} , λ_r et λ_{int} . En séparant la contribution des électrons λ_{tr}^e et des particules lourdes λ_{tr}^l , Devoto écrit : $\lambda_{tr} = \lambda_{tr}^e + \lambda_{tr}^l$. λ_{tr}^e n'est pas totalement indépendante des propriétés des particules lourdes. La formule de la conductivité thermique de translation des électrons est donnée par Devoto (Oujji H, 1986; André P, 2004) à l'approximation d'ordre 3 dans la méthode de Chapman-Enskog comme suit :

$$\lambda_{tr}^e = \frac{75}{8} n_e^2 k \cdot \left(\frac{2\pi kT}{m_e} \right)^{1/2} \frac{1}{q^{11} - (q^{12})^2 / q^{22}} \quad (3.79)$$

où m_e et n_e sont respectivement la masse et la densité numérique des électrons. q^{11} , q^{12} et q^{22} s'expriment en fonction des densités numériques des électrons et des particules lourdes et de leurs sections efficaces moyennes de collision. Leurs expressions sont les suivantes :

$$q^{11} = 8\sqrt{2} \cdot n_e^2 \overline{Q}_{ee}^{(2,2)} + 8 \sum_{j=2}^{\nu} n_e n_j \left[\frac{25}{4} \overline{Q}_{ej}^{(1,1)} - 15 \overline{Q}_{ej}^{(1,2)} + 12 \overline{Q}_{ej}^{(1,3)} \right] \quad (3.80)$$

$$q^{12} = 8\sqrt{2} \cdot n_e^2 \left[\frac{7}{4} \overline{Q}_{ee}^{(2,2)} - 2 \overline{Q}_{ee}^{(2,3)} \right] + 8 \sum_{j=2}^{\nu} n_e n_j \left[\frac{175}{16} \overline{Q}_{ej}^{(1,1)} - \frac{315}{8} \overline{Q}_{ej}^{(1,2)} + 57 \overline{Q}_{ej}^{(1,3)} - 30 \overline{Q}_{ej}^{(1,4)} \right] \quad (3.81)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} q^{22} = 8\sqrt{2} \cdot n_e^2 \left[\frac{77}{16} \overline{Q}_{ee}^{(2,2)} - 7 \overline{Q}_{ee}^{(2,3)} + 5 \overline{Q}_{ee}^{(2,4)} \right] + \\ 8 \sum_{j=2}^{\nu} n_e n_j \left[\frac{1225}{64} \overline{Q}_{ej}^{(1,1)} - \frac{735}{8} \overline{Q}_{ej}^{(1,2)} + \frac{399}{2} \overline{Q}_{ej}^{(1,3)} - 210 \overline{Q}_{ej}^{(1,4)} + 90 \overline{Q}_{ej}^{(1,5)} \right] \end{array} \right. \quad (3.82)$$

La sommation porte sur toutes les particules lourdes ($j = 2, \nu$). $j=1$ est relatif à la particule électron. λ_{tr}^l est complètement indépendante des propriétés des électrons car les collisions électrons-particules lourdes ne sont pas prises en compte dans son évaluation. A l'approximation d'ordre 2 de la méthode de Chapman-Enskog, Muckenfuss et Curtiss (Kagoné, 2012) ont proposé une expression simplifiée de ce coefficient qui s'écrit (Hingana,

2010) :

$$\lambda_{tr}^h = 4 \frac{\begin{vmatrix} L_{11} & \dots & L_{1v} & x_1 \\ \dots & & & \dots \\ L_{v1} & \dots & L_{vv} & x_v \\ x_1 & \dots & x_v & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{11} & \dots & L_{1v} \\ \dots & & \dots \\ L_{v1} & \dots & L_{vv} \end{vmatrix}} \quad (3.83)$$

où x_i est la fraction molaire de la particule i , les L_{ij} sont fonctions des intégrales de collision moyennes $\overline{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$, des masses molaires M_i et de la composition. Elles sont données par les expressions suivantes :

$$L_{ij} (i \neq j) = \frac{2x_i \cdot x_j}{\lambda_{ij}} \cdot \frac{M_i \cdot M_j}{(M_i + M_j)^2} \cdot \frac{1}{A_{ij}^*} \left(\frac{55}{4} - 3B_{ij}^* - 4A_{ij}^* \right) \quad (3.84)$$

$$L_{ii} = -4 \frac{x_i^2}{\lambda_{ii}} - \sum_{\substack{k=2 \\ k \neq i}}^{\nu} \left[\frac{2x_i x_k}{\lambda_{ik} \cdot (M_i + M_j)^2 \cdot A_{ik}^*} \left(\frac{15}{2} M_i^2 + \frac{25}{4} M_k^2 - 3M_k^2 \cdot B_{ik}^* + 4M_i M_k \cdot A_{ik}^* \right) \right] \quad (3.85)$$

Les termes A_{ij}^* et B_{ij}^* sont fonctions des intégrales de collisions $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ et sont obtenus par les relations ci-dessous :

$$A_{ij}^* = \overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)} / \overline{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (3.86)$$

$$B_{ij}^* = \left(5\overline{\Omega}_{ij}^{(1,2)} - 4\overline{\Omega}_{ij}^{(1,3)} \right) / \overline{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (3.87)$$

(λ_{ii}) est la conductivité thermique d'un gaz pur et λ_{ij} celle d'un mélange de gaz binaire donné par :

$$\lambda_{ij} = \frac{25}{8} \frac{D_{ij} \cdot P}{A_{ij}^* T} \quad (3.88)$$

où P est la pression du mélange et T la température. D_{ij} est le coefficient de diffusion binaire (ou mutuelle) définie par :

$$D_{ij} = \frac{3}{16\sqrt{\pi}} \cdot \frac{(kT)^{3/2}}{P \cdot \overline{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \cdot \left(\frac{M_i + M_j}{2M_i \cdot M_j} \right)^{1/2} \quad (3.89)$$

Du fait des réactions chimiques (dissociation, ionisation et leur réaction inverse) qui ont lieu dans les plasmas, le transfert d'énergie peut s'effectuer sous la forme d'enthalpie chimique. La conductivité thermique de réaction rend compte des processus non élastiques.

Dans un mélange de gaz comportant ν espèces chimiques ($X^k, k = 1$ à ν) où il se produit μ réactions chimiques on peut écrire :

$$\sum_{k=1}^{\nu} a_{ik} X^k = 0 \quad (3.90)$$

avec : $i = 1$ à μ . a_{ik} est le coefficient stoechiométrique pour l'espèce X^k lors de la $i^{\text{ème}}$ réaction chimique. La conductivité thermique de réaction est calculée au moyen d'une expression de la théorie de Butler et Brokaw (Aubreton J, 1983; Kagoné, 2012). Meador et Staton (Kagoné A K, 2012) montre que cette expression peut être étendue au cas des gaz partiellement ionisés. Dans l'approximation d'ordre 1, l'expression de la conductivité thermique de réaction est donnée par (Hingana, 2010) :

$$\lambda_{react} = - \frac{1}{RT^2} \frac{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1\nu} & \Delta H_1 \\ \dots & & & \dots \\ A_{v1} & \dots & A_{v\nu} & \Delta H_v \\ \Delta H_1 & \dots & \Delta H_v & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} A_{11} & \dots & A_{1\nu} \\ \dots & & \dots \\ A_{v1} & \dots & A_{v\nu} \end{vmatrix}} \quad (3.91)$$

où ΔH_i représente la variation d'enthalpie due à la $i^{\text{ème}}$ réaction chimique. R est la constante des gaz parfaits. Les variations d'enthalpie sont alors dues à des dissociations (ΔH_d) et à des ionisations (ΔH_i). Elles sont calculées de la manière suivante (Koalaga, 1991; Abbaoui M, 1992; Kagoné, 2012) :

– Réaction de dissociation



$$\Delta H_d = E_d + RT \left[2C_p^*(A) - C_p^*(AA) \right] \quad (3.92)$$

ou

$$\Delta H_d = E_d + RT \left[C_p^*(A) + C_p^*(B) - C_p^*(AB) \right] \quad (3.93)$$

où E_d est l'énergie de dissociation.

– Réaction d'ionisation



$$\Delta H_i = E_i + RT \left[C_p^*(A^+) - C_p^*(A) \right] + \frac{5}{2}RT \quad (3.94)$$

où E_i est l'énergie d'ionisation. Dans les expressions (3.92) à (3.94) les termes $C_p^*(i)$ ($i = A, B, AB, A^+$) représentent la dérivée première de la fonction de partition interne de

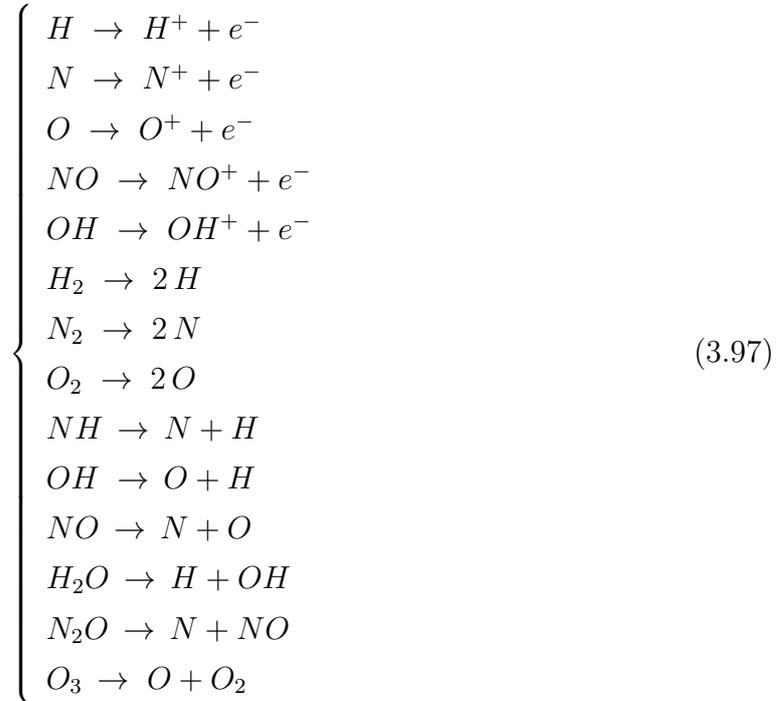
l'espèce i . Dans cette étude, nous avons utilisé l'expression suivante pour déterminer les variations d'enthalpie (André P, 2004) :

$$\Delta H_i = \sum_{j=1}^{\nu} a_{ij} H_j \quad (3.95)$$

où H_j est l'enthalpie spécifique de la particule j . Les termes A_{ij} de l'expression (3.91) sont définis par :

$$A_{ij} = A_{ji} = \sum_{k=2}^{\nu-1} \sum_{l=k+1}^{\nu} \left(\frac{RT}{PD_{kl}} \right) x_k \cdot x_l \left(\frac{a_{ik}}{x_k} - \frac{a_{il}}{x_l} \right) \cdot \left(\frac{a_{jk}}{x_k} - \frac{a_{jl}}{x_l} \right) \quad (3.96)$$

où $i, j = 1$ à μ , P est la pression et D_{ij} définie par l'expression (3.89). Dans ce travail, nous avons considéré quatorze (14) réactions chimiques indépendantes dans les plasmas de mélanges d'air et de vapeur d'eau suivantes :



Le coefficient de conductivité thermique interne exprime le transfert d'énergie lié aux degrés de liberté interne d'excitation, de rotation ou de vibration des atomes ou des molécules. Par extension de la théorie d'Eucken, formulée pour un gaz pur, une expression analytique, à l'ordre 1, de la conductivité thermique interne s'écrit (Aubreton J, 1983; André P, 2004) :

$$\lambda_{\text{int}} = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{(\lambda_{\text{int}})_i}{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{\nu} \frac{D_{ii}}{D_{ij}} \cdot \frac{x_j}{x_i}} \quad (3.98)$$

avec $(\lambda_{\text{int}})_i$, la conductivité thermique interne de la $i^{\text{ième}}$ particule définie par :

$$(\lambda_{\text{int}})_i = \frac{PD_{ii}}{RT} \left(Cp_i - \frac{5}{2}R \right) \quad (3.99)$$

où C_{P_i} est la chaleur massique à pression constante de la $i^{\text{ième}}$ particule donnée par (André P, 2004) :

$$C_{P_i} = \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{5}{2}RT + RT^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln (Q_{\text{int}})_i \right] \quad (3.100)$$

$(Q_{\text{int}})_i$ est la fonction de partition interne de la particule i .

Les termes D_{ij} sont définies par la relation (3.89).

3.8.2 Coefficient de conductivité électrique σ

La conductivité électrique mesure la capacité d'un plasma à conduire le courant électrique. La mobilité des électrons étant supérieure à celle des ions, ce coefficient se calcule généralement en considérant uniquement la contribution des électrons. Le transfert de charge étant principalement dû aux électrons, la conductivité électrique est obtenue à partir du système d'équation linéaire relatif aux collisions entre électrons et particules lourdes, ce qui simplifie considérablement le problème en supprimant le calcul des intégrales de collision entre particules lourdes. Ainsi, la conductivité électrique s'écrit à partir de l'approximation à l'ordre 3 de la méthode de Chapman-Enskog sous la forme (Hingana, 2010; Kagoné A K, 2012).

$$\sigma = \frac{3e^2}{2} n_1^2 \sqrt{\frac{2\pi}{m_1 kT}} \frac{\begin{vmatrix} q^{11} & q^{12} \\ q^{12} & q^{22} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} q^{00} & q^{01} & q^{02} \\ q^{01} & q^{11} & q^{12} \\ q^{02} & q^{12} & q^{22} \end{vmatrix}} \quad (3.101)$$

n_e et m_e sont respectivement la densité numérique et la masse des électrons, les termes q^{ij} sont fonctions des densités numériques et des sections efficaces moyennes de collision des particules. Les termes q^{11} , q^{12} et q^{22} sont définis par les expressions (3.80), (3.81) et (3.82). Les expressions des termes q^{00} , q^{01} et q^{02} sont définies par (Hingana, 2010) :

$$q^{00} = 8n_e \sum_{j=2}^{\nu} n_j \overline{Q}_{ej}^{(1,1)} \quad (3.102)$$

$$q^{01} = 8n_e \sum_{j=2}^{\nu} n_j \left[\frac{5}{2} \overline{Q}_{ej}^{(1,1)} - 3 \overline{Q}_{ej}^{(1,2)} \right] \quad (3.103)$$

$$q^{02} = 8n_e \sum_{j=2}^{\nu} n_j \left[\frac{35}{8} \overline{Q}_{ej}^{(1,1)} - \frac{21}{2} \overline{Q}_{ej}^{(1,2)} + 6 \overline{Q}_{ej}^{(1,3)} \right] \quad (3.104)$$

La relation (3.101) n'est qu'une approximation négligeant l'effet des ions négatifs. En effet, lorsque ces derniers ont capturés l'ensemble des électrons par attachement, ils assurent avec les ions positifs le transport de charge. Toutefois, ce phénomène se produit très souvent à des températures inférieures à 2000 K (Hingana, 2010) pour lesquelles la conductivité électrique peut être supposée nulle. Pour obtenir un courant électrique à des températures si faibles, les électrons doivent se mouvoir principalement dans une direction, ceci pouvant se faire sous l'application d'un champ électrique, exerçant une force sur les électrons pour les diriger dans une direction préférentielle. En l'absence de champ électrique, les électrons sont certes mobiles, mais leur mouvement se fait au hasard. Pour un électron se déplaçant dans une direction, un autre ira dans la direction opposée, le tout sans courant électrique.

3.8.3 Coefficient de viscosité dynamique η

Le coefficient de viscosité dynamique caractérise le transport de la quantité de mouvement à travers le plasma. Il est donc pratiquement indépendant des propriétés des électrons en raison de leur faible masse comparée à celle d'une particule lourde. Nous utilisons l'expression suivante pour l'exprimer (Hingana, 2010) :

$$\eta = - \frac{\begin{vmatrix} H_{11} & \dots & H_{1\nu} & x_1 \\ \dots & & & \dots \\ H_{\nu 1} & \dots & H_{\nu\nu} & x_\nu \\ x_1 & \dots & x_\nu & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{11} & \dots & H_{1\nu} \\ \dots & & \dots \\ H_{\nu 1} & \dots & H_{\nu\nu} \end{vmatrix}} \quad (3.105)$$

où

$$H_{ii} = \frac{x_i^2}{\eta_i} + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^{\nu} \frac{2x_i x_k}{\eta_{ik}} \frac{M_i M_k}{(M_i + M_k)^2} \left(\frac{5}{3A_{ik}^*} + \frac{M_k}{M_i} \right) \quad (3.106)$$

$$H_{ij} = - \frac{2x_i x_j}{\eta_{ij}} \frac{M_i M_j}{(M_i + M_j)^2} \left(\frac{5}{3A_{ij}^*} - 1 \right) \quad (i \neq j) \quad (3.107)$$

avec $A_{ij}^* = \frac{\overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}{\overline{\Omega}_{ij}^{(1,1)}}$;

$$\eta_{ij} = \frac{5}{16} \frac{1}{\overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)}} \sqrt{\frac{kT}{N_a \pi}} \sqrt{\frac{2M_i M_j}{M_i + M_j}}, \quad \eta_i = \frac{5}{16} \frac{1}{\overline{\Omega}_{ii}^{(2,2)}} \sqrt{\frac{kT}{N_a \pi}} \sqrt{M_i}$$

x_i et M_i sont respectivement la fraction molaire et la masse molaire de l'espèce chimique i , N_a est le nombre d'Avogadro et $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$, l'intégrale de collision des particules i et j et ν est le nombre de particules lourdes.

3.9 Conclusion

Ce chapitre présente les bases théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes de transport dans les plasmas thermiques d'arc électrique ainsi que les expressions utilisées pour accéder aux coefficients de transport. La détermination des intégrales de collision est un point délicat pour le calcul des coefficients de transport. Ces intégrales de collision dépendent fortement des interactions existantes entre les particules. Nous avons donc présenté les potentiels d'interaction couramment utilisés par les auteurs dans la littérature et précisé les intégrales de collision retenues pour le calcul des coefficients de transport des plasmas de mélanges d'air et de vapeur d'eau à différent pourcentage de la vapeur d'eau. Comme pour le calcul de la composition d'équilibre, un programme de calcul a été élaboré pour déterminer la conductivité électrique et thermique et la viscosité dynamique. Tout comme les résultats de composition d'équilibre et de propriétés thermodynamiques, les résultats de calcul de coefficients de transport ont été présentés et analysés dans le chapitre 4.

4. RÉSULTATS DE CALCULS DE COMPOSITION D'ÉQUILIBRE ET DES COEFFICIENTS DE TRANSPORT

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons et analysons les résultats des calculs de composition d'équilibre et des coefficients de transport pour différents plasmas du mélange. Pour des raisons de simplification d'écriture, pour la suite nous adopterons la notation indiquée dans le tableau 4.1 pour l'ensemble des plasmas étudiés. Dans ce tableau x , y et z représentent respectivement le nombre initial d'atomes H , O et N . Ces variables x , y et z sont déterminées à partir des pourcentages d'air et de vapeur d'eau dans le mélange. Les détails du calcul de ces variables sont donnés dans les travaux de Kagoné(2012). Notre domaine d'étude s'étend sur une gamme de température des particules lourdes allant de 500 K à 12000 K. L'efficacité de la coupure du courant électrique par le disjoncteur dépend étroitement des caractéristiques thermique et électrique du milieu extincteur. Il convient donc de choisir comme bon milieu extincteur un milieu (plasma) présentant :

- une conductivité thermique élevée ;
- une conductivité électrique faible et variant rapidement avec la température.

4.2 Résultats des calculs de composition d'équilibre et analyses

Dans cette partie, nous présentons les résultats de calcul de composition d'équilibre des différents plasmas étudiés. Pour tester notre code de calcul que nous avons élaboré, nous avons comparé nos valeurs des densités numériques de quelques particules majoritaires avec celles de Kagoné(2012) du plasma de 10% air 90% de vapeur d'eau. Nos résultats sont en bon accord avec ceux de cet auteur comme le confirme le tableau 4.2. La pression est maintenue à la pression atmosphérique et le déséquilibre thermique $\theta = 1$. Nous avons considéré deux points de température : 8000 K et 10000 K. Les erreurs relatives observées variant entre 0% et 12% sont probablement dus à la méthode utilisée pour accéder à la composition d'équilibre dû au fait que nous n'avons pas utilisé les mêmes méthodes et les mêmes données. Notons que nous avons utilisé la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs et cet auteur a utilisé la loi d'action de masse. Nos résultats complètent donc ceux de Kagoné(2012) pour avoir une base de données étendues sur 500 K à 30000 K.

Tab. 4.1 : Notation et valeurs des variables x , y et z des différents plasmas étudiés (*Kagoné, 2012*)

Mélanges	Notation	x	y	z
100% d'air sec	Air	0,0	1,0	4,0
99% d'air et 1% de vapeur d'eau	Mél 1	1,0	20,3	79,2
98% d'air et 2% de vapeur d'eau	Mél 2	1,0	10,3	39,2
97% d'air et 3% de vapeur d'eau	Mél 3	3,0	20,9	77,6
96% d'air et 4% de vapeur d'eau	Mél 4	1,0	5,3	19,2
95% d'air et 5% de vapeur d'eau	Mél 5	1,0	4,3	15,2
94% d'air et 6% de vapeur d'eau	Mél 6	3,0	10,9	37,6
93% d'air et 7% de vapeur d'eau	Mél 7	7,0	22,1	74,4
92% d'air et 8% de vapeur d'eau	Mél 8	5,0	14,0	46,0
91% d'air et 9% de vapeur d'eau	Mél 9	1,0	18,7	72,8
90% d'air et 10% de vapeur d'eau	Mél 10	10,0	23,0	72,0
80% d'air et 20% de vapeur d'eau	Mél 20	10,0	13,0	32,0
70% d'air et 30% de vapeur d'eau	Mél 30	30,0	29,0	56,0
60% d'air et 40% de vapeur d'eau	Mél 40	5,0	4,0	6,0
50% d'air et 50% de vapeur d'eau	Mél 50	10,0	7,0	8,0
40% d'air et 60% de vapeur d'eau	Mél 60	30,0	19,0	16,0
30% d'air et 70% de vapeur d'eau	Mél 70	70,0	41,0	24,0
20% d'air et 80% de vapeur d'eau	Mél 80	20,0	11,0	4,0
10% d'air et 90% de vapeur d'eau	Mél 90	90,0	47,0	8,0
100% de vapeur d'eau	Eau	2,0	1,0	0,0

Tab. 4.2 : Comparaison des résultats avec ceux de KAGONE et al du plasma formé de 10% air et 90% de vapeur d'eau.

	KAGONE	Notre étude	Erreur	KAGONE	Notre étude	Erreur
Espèces chimiques	8000 K	8000 K		10000 K	10000 K	
e^-	2,17E+21	2,18E+21	0,5%	1,69E+22	1,67E+22	1,1%
H	1,72E+23	1,71E+23	0,5%	1,28E+23	1,28E+23	0,0%
H^+	3,74E+20	3,73E+20	0,2%	2,69E+21	2,62E+21	2,6%
N	4,86E+23	4,89E+23	0,6%	4,05E+23	4,05E+23	0,0%
N^+	1,16E+21	1,14E+21	1,7%	1,11E+22	1,11E+22	0,0%
O	2,23E+23	2,22E+23	0,4%	1,67E+23	1,67E+23	0,0%
O^+	4,37E+20	4,17E+20	0,5%	3,11E+21	2,98E+21	0,4%
H_2	1,08E+19	1,20E+19	10%	1,83E+18	2,02E+18	9,4%
N_2	3,20E+22	2,91E+22	12%	1,12E+21	1,08E+21	0,5%
NO	5,68E+20	5,63E+20	0,8%	4,93E+19	5,26E+19	0,5%
O_2	9,26E+18	9,41E+18	1,5%	1,31E+18	1,34E+18	2,9%

Le taux de vapeur d'eau dans l'air ne peut excéder 10% quelque soit l'humidité et quelque soit la région de la planète Terre. Cela nous amène à considérer 10% de vapeur d'eau comme la frontière entre le mélange naturel et le mélange artificiel. Pour étudier l'influence de la vapeur d'eau dans l'air sur la composition du plasma formé dans les disjoncteurs en basse tension fonctionnant à l'air atmosphérique, nous présentons dans un premier temps les résultats de calcul de composition d'équilibre du plasma d'air sec puis celle des plasmas de mélange d'air et de vapeur d'eau où le pourcentage de vapeur d'eau va de 1 à 10% par pas de 1%. Ensuite, pour étendre l'étude au cas d'un mélange artificiel d'air et de vapeur d'eau, nous présentons les résultats de calcul de composition d'équilibre de mélanges d'air et de vapeur d'eau où le pourcentage en vapeur d'eau varie de 10% à 90% par pas de 10%. Le tableau 4.1 donne les valeurs des variables x , y et z qui sont fonctions des proportions du mélange constituant le plasma. Nous rappelons que les différents pourcentages considérés sont volumiques. Le plasma d'arc électrique créé lors de la coupure du courant électrique dans le disjoncteur peut souvent être hors d'équilibre thermique surtout à l'établissement et à l'extinction de l'arc électrique et aussi dans les périphéries de la colonne de l'arc. Pour voir l'influence de ce déséquilibre sur la composition d'équilibre des plasmas étudiés, nous avons aussi effectués le calcul pour trois valeurs du déséquilibre thermique $\theta = 1$; $\theta = 1,2$ et $\theta = 1,5$. La compression de l'air améliore les caractéristiques de coupure dans ce dernier. Pour étudier l'influence de la pression sur les propriétés des plasmas étudiés, nous avons retenu trois valeurs de la pression : $P = 1$ atm, $P = 5$ atm et $P = 10$ atm.

4.2.1 Résultats des calculs de composition des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau

Dans cette partie, nous présentons les résultats de calcul de composition d'équilibre des plasmas de mélanges naturels qu'on peut avoir dans les disjoncteurs en basse tension fonctionnant à l'air naturel. Sur les figures 4.1 à 4.11 nous avons représenté respectivement les compositions d'équilibre des plasmas : Air, Mél.1, Mél.2, Mél.3, Mél.4, Mél.5, Mél.6, Mél.7, Mél.8, Mél.9 et Mél.10. Sur ces différentes figures, sont représentées l'évolution des densités numériques des différentes espèces chimiques du plasma en fonction de la température des espèces lourdes à la pression atmosphérique. On constate que les densités numériques des plasmas de mélange évoluent d'une manière similaire. En examinant les différents résultats, nous distinguons trois phases. La première phase constitue le domaine de températures inférieures à 1500 K ($T < 1500$ K). Dans ce domaine, les espèces chimiques majoritaires sont les molécules : N_2 , O_2 et H_2O . La deuxième phase concerne le domaine de températures comprises entre 1500 K et 6000 K ($1500K < T < 6000K$). Dans cet intervalle les espèces chimiques majoritaires sont les particules neutres : N_2 , O_2 , H_2O , NO , OH , H_2 , N , O et H . La troisième et dernière phase constitue le domaine de température supérieures à 6000 K ($T > 6000$ K). Dans cette gamme, les espèces chimiques majoritaires sont : N , O , H , N^+ , O^+ , H^+ et e^- . L'analyse des courbes montre que la densité numérique des espèces neutres N , O et H dépendent étroitement des proportions initiales du mélange. Dans les basses températures ($T < 5000$ K) on constate que la neutralité électrique dans le plasma est rigoureusement établie entre les électrons (e^-) et les ions NO^+ due au fait que l'énergie d'ionisation de la particule NO est la plus faible. Cela confirme l'hypothèse qu'avait émise Kagoné(2012) concernant l'électro-neutralité en basses températures. Pour les températures supérieures ($T > 5000$ K) c'est l'ionisation des atomes N , O et H qui prennent le relais quant à la production des électrons. La molécule H_2O se dissocie autour de 3000 K. Les particules O_2 , H_2 et OH se dissocient autour de 3500 K. La particule NO se dissocie autour de 5000 K alors qu'il faut attendre une température voisine de 7500 K pour amorcer le processus de dissociation de la molécule N_2 . Sur l'ensemble de ces figures on constate que les espèces polyatomiques : O_3 , H_2O , N_2O , NH_3 , N_2O_3 , N_2O_4 , N_2O_5 , HNO_2 , HNO_3 , HO_2 , H_2N_2 n'apparaissent qu'aux très basses températures et souvent avec des densités très faibles. Ces particules disparaissent rapidement avec la température car leur énergie de dissociation sont les plus faibles. Les espèces électronégatives à savoir les anions H^- , O^- , N_2^- , O_2^- , OH^- , NO^- et H_2^- apparaissent avec des faibles densités ($n_i < 10^{+19}$). Néanmoins ces particules pourraient avoir une influence non négligeable sur

la conductivité électrique car elles captent les électrons et diminuent ainsi leurs mobilités.

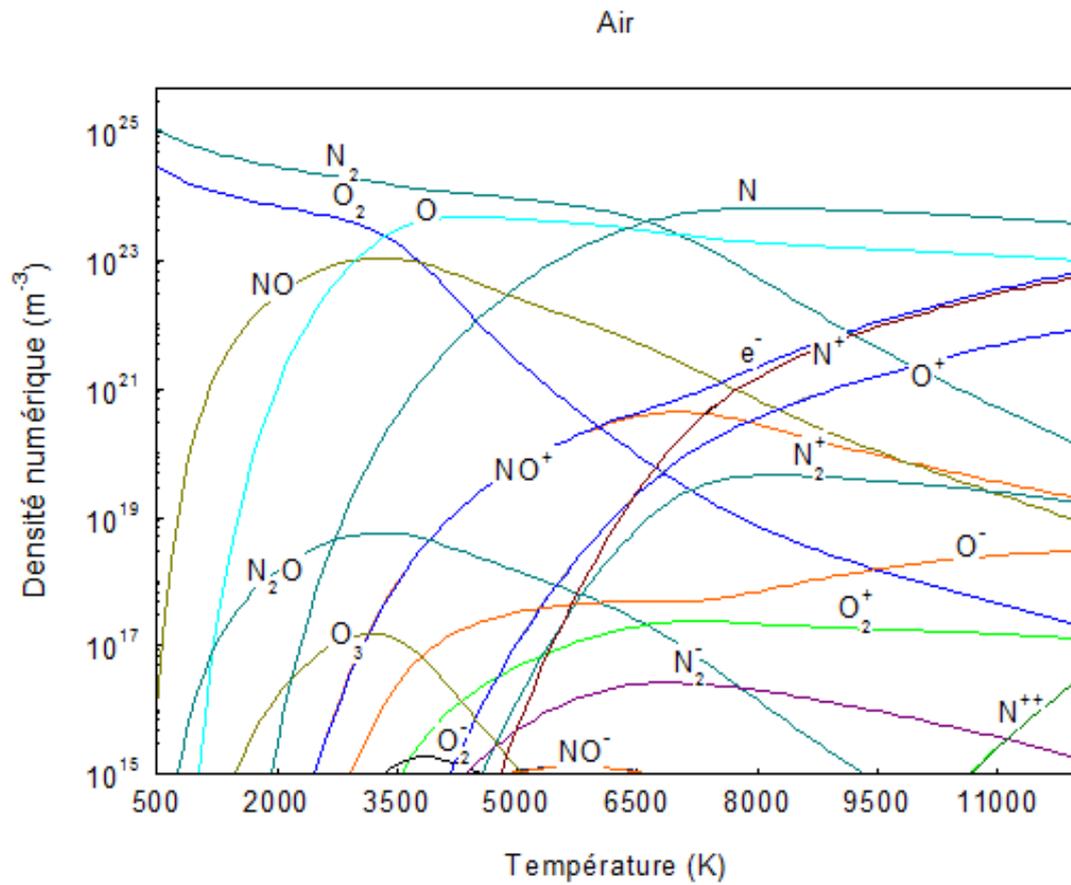


Fig. 4.1 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Air à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

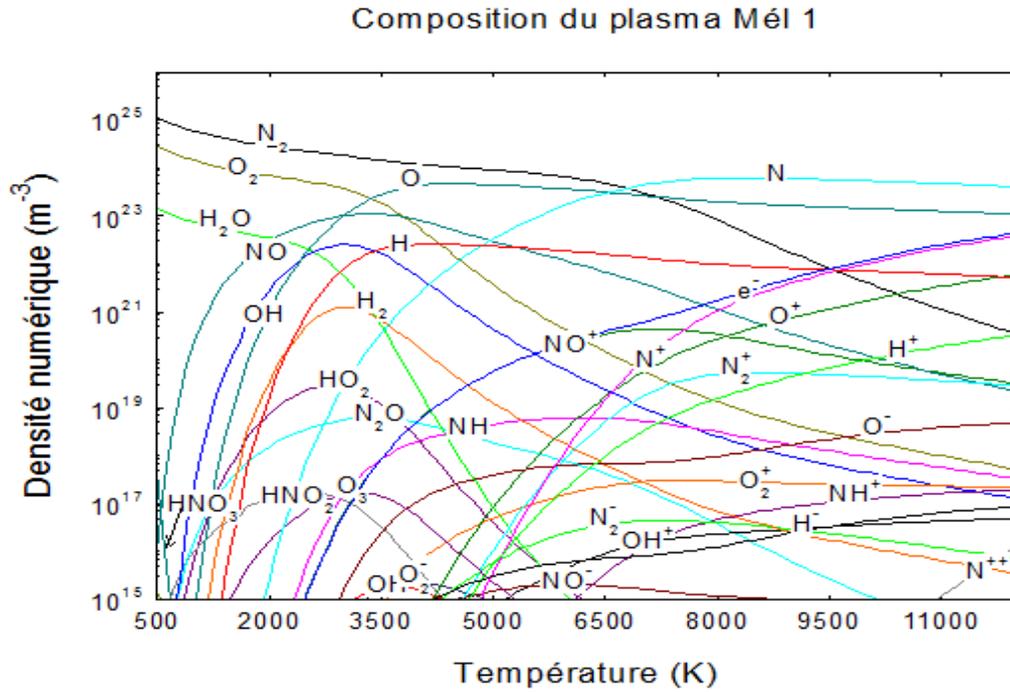


Fig. 4.2 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 1 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

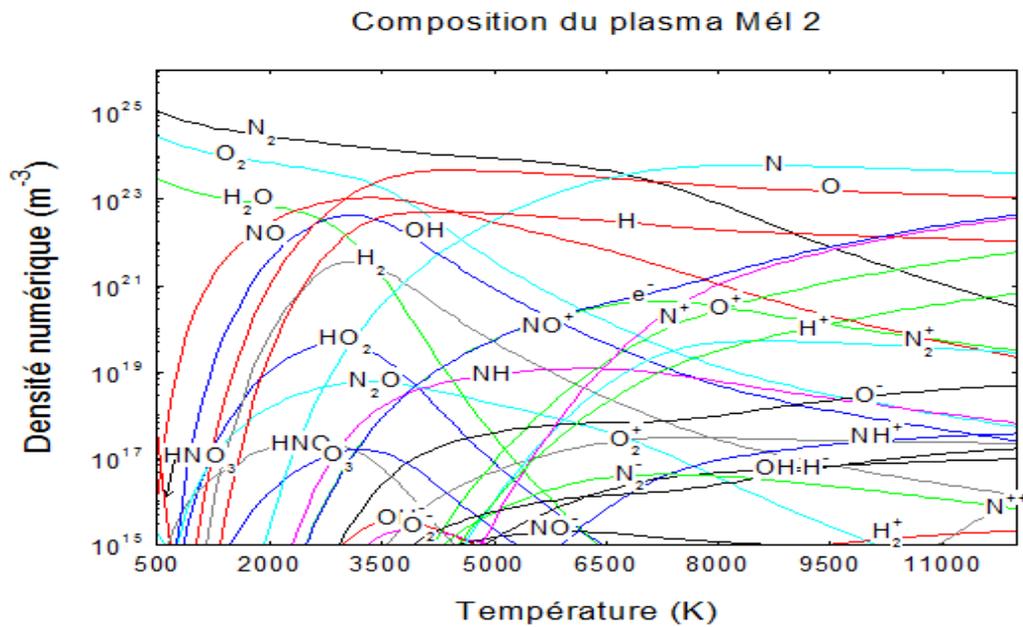


Fig. 4.3 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 2 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

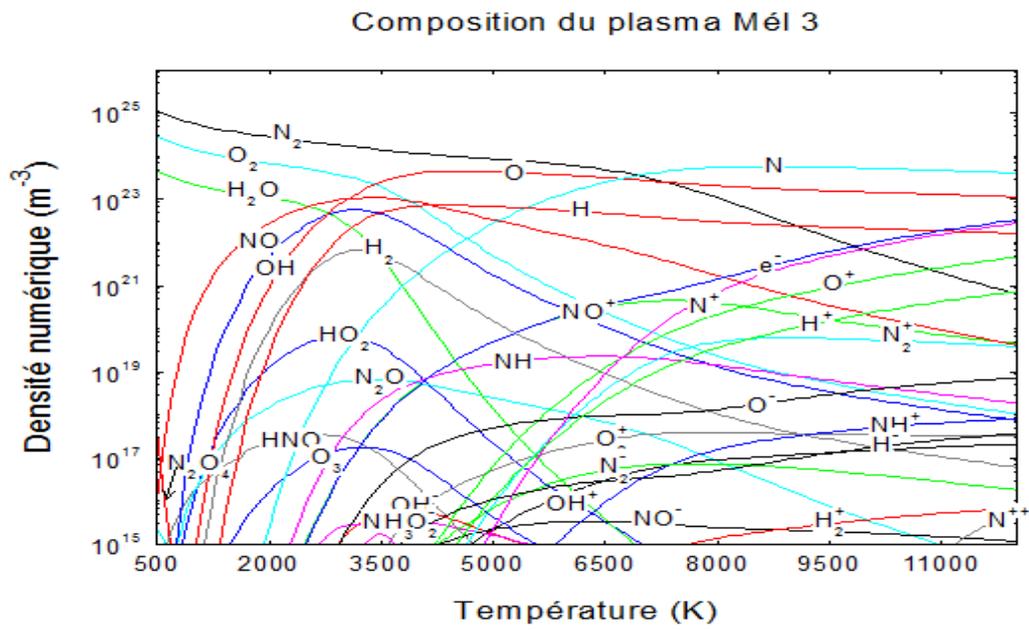


Fig. 4.4 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 3 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

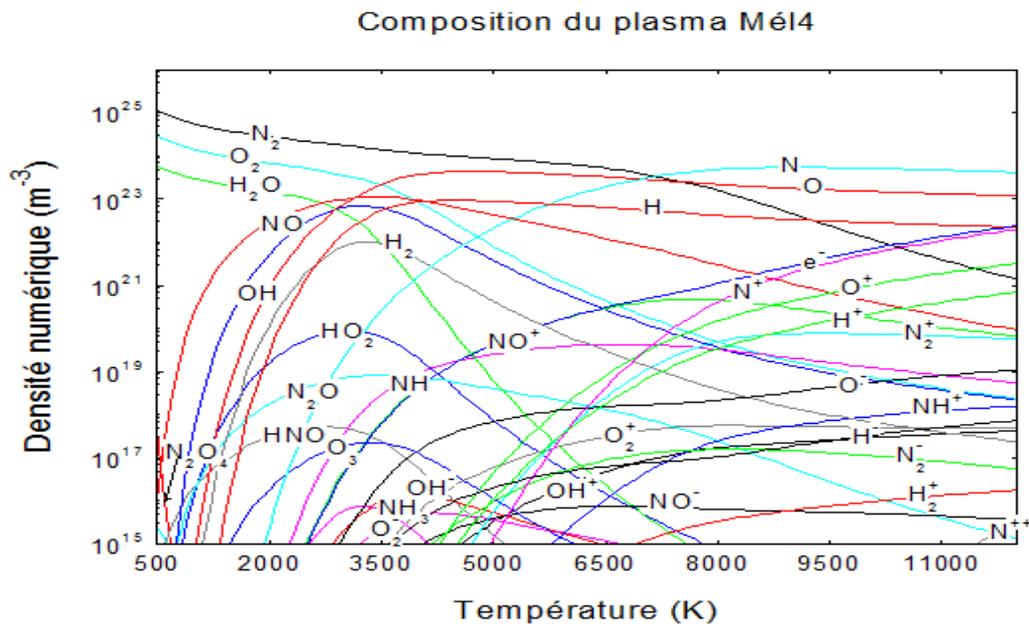


Fig. 4.5 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 4 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

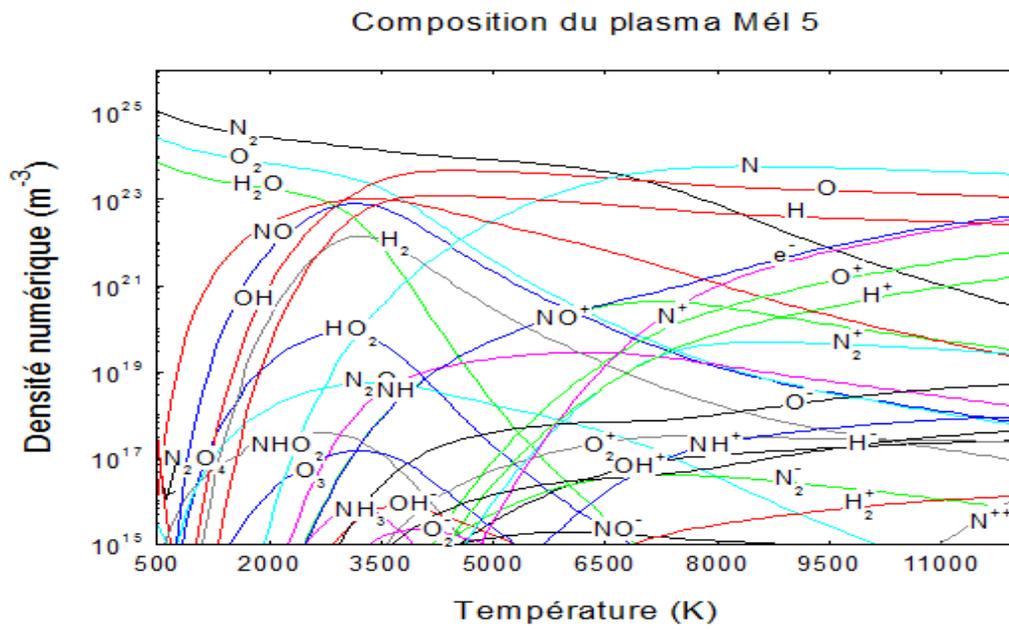


Fig. 4.6 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

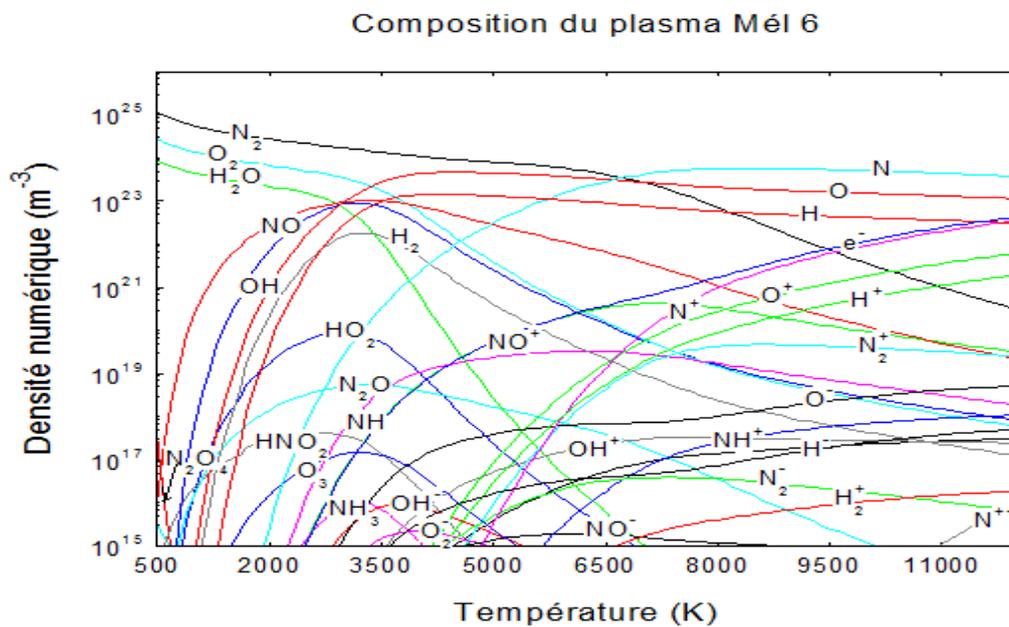


Fig. 4.7 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 6 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

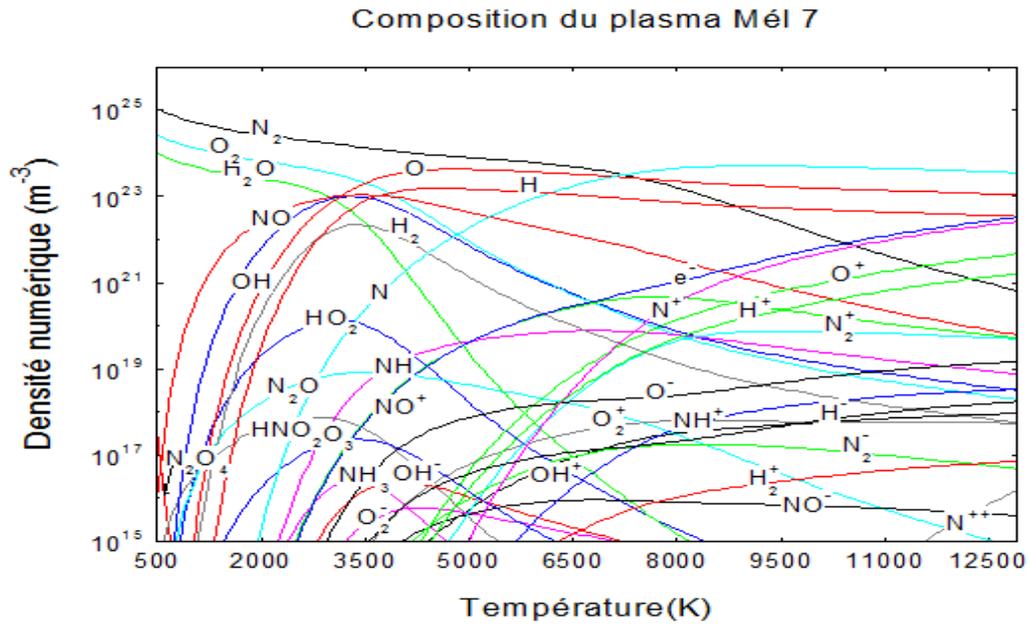


Fig. 4.8 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 7 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

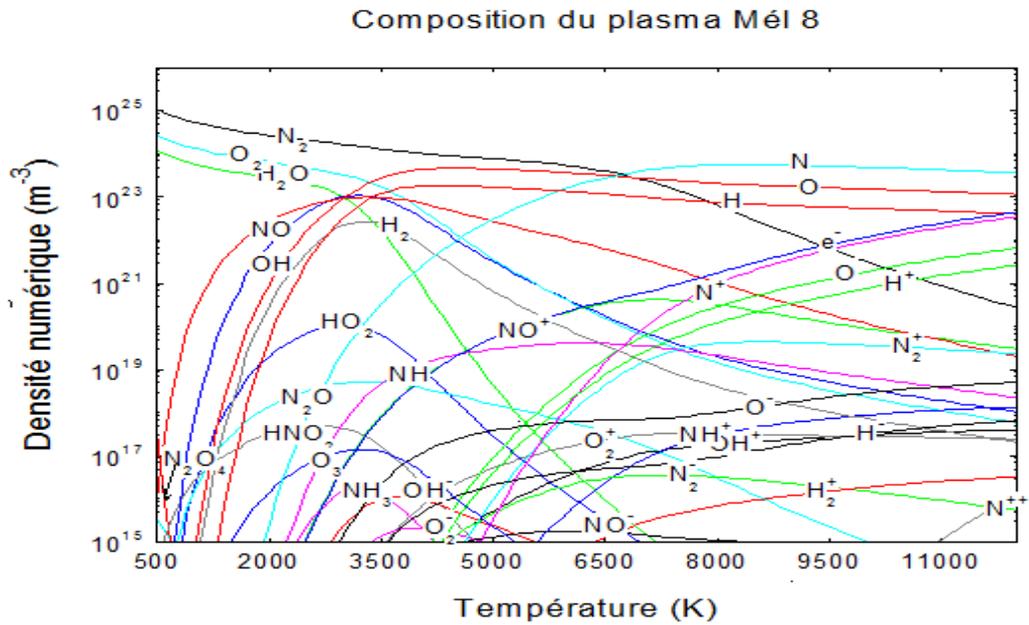


Fig. 4.9 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 8 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

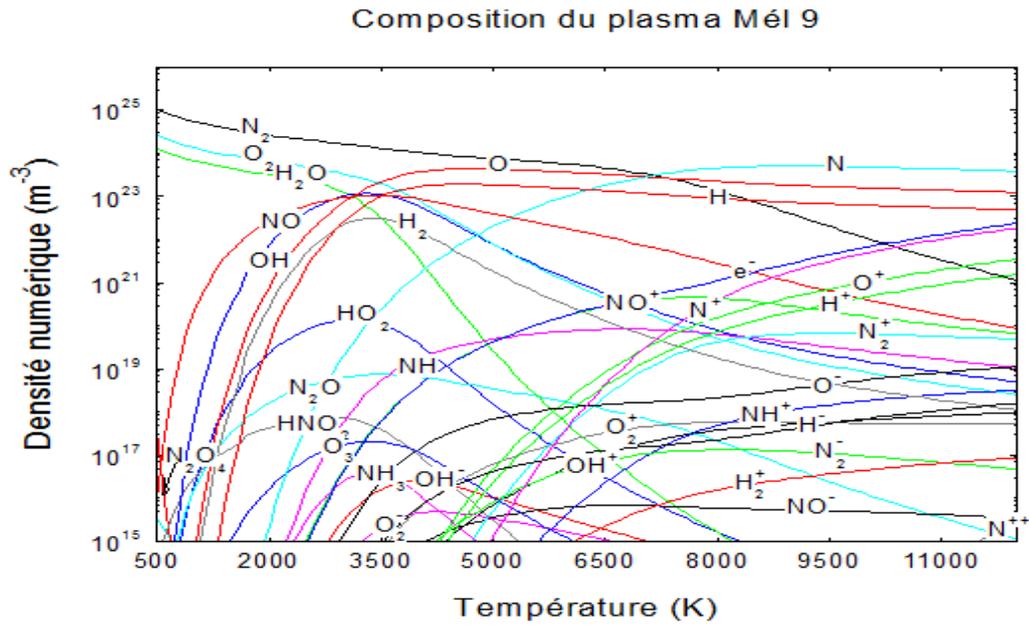


Fig. 4.10 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 9 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

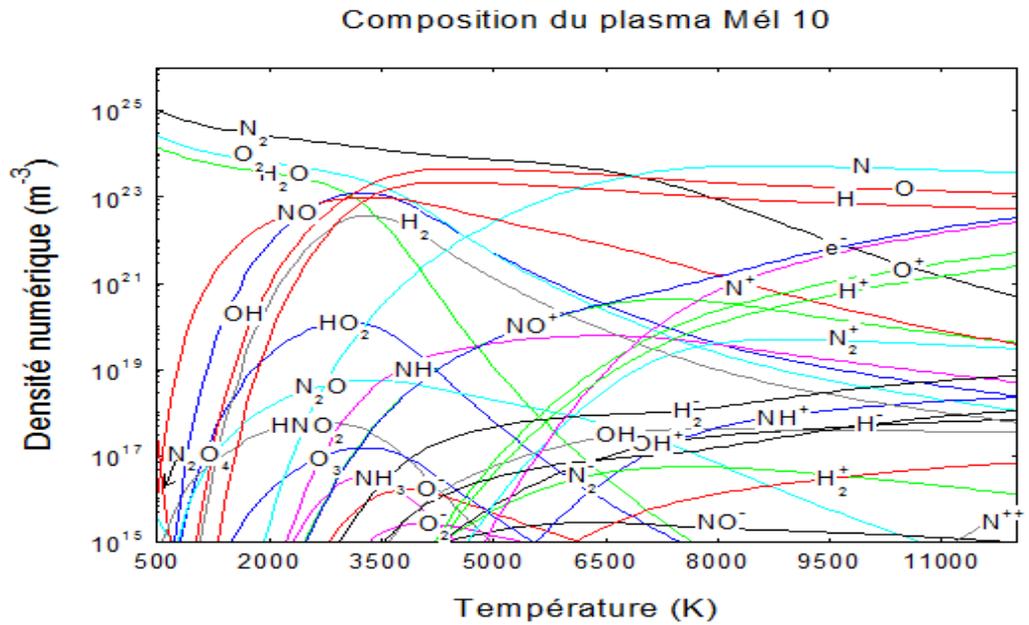


Fig. 4.11 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 10 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

4.2.1.1 *Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la composition du plasma de mélange naturel d'air et de vapeur d'eau*

L'évolution en fonction de la température de certaines particules majoritaires pour différentes valeurs du pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange est donnée sur les figures 4.12 et 4.13. On observe l'influence du pourcentage de la vapeur d'eau sur les densités numériques des espèces chimiques des plasmas de mélange. Nous constatons que les densités numériques des particules neutres ou ionisées contenant l'atome d'hydrogène : H_2O , H_2 , OH , H , OH^+ et H^+ , augmentent avec le pourcentage en vapeur d'eau dans le mélange. Cela est dû à l'apport d'atomes d'hydrogène par la vapeur d'eau dans le mélange. Pour les particules neutres ou ionisées contenant l'atome d'azote comme N_2 , NO , N , NO^+ et N^+ , l'augmentation de la vapeur d'eau entraîne une légère baisse de leurs densités numériques. Quant aux électrons et aux particules oxygénées (O_2 , O , O^+), leurs densités numériques ne varient pratiquement pas quand le taux de vapeur d'eau augmente dans le mélange. D'une manière générale, l'analyse des différentes courbes permet de faire les remarques suivantes :

- les densités numériques des molécules neutres (H_2O , H_2 , OH , N_2 , NO , O_2) décroissent rapidement avec la température. Cette décroissance est liée aux faibles valeurs des énergies de dissociation de ces espèces chimiques.
- l'écart entre les densités numériques des espèces chimiques (H_2 , OH , H) s'accroît pour des températures supérieures à 3000 K ($T > 3000$ K).
- la densité numérique de H croît avec le pourcentage en vapeur d'eau dans le mélange. Cela est dû à la forte proportion de l'atome d'hydrogène dans la molécule d'eau.

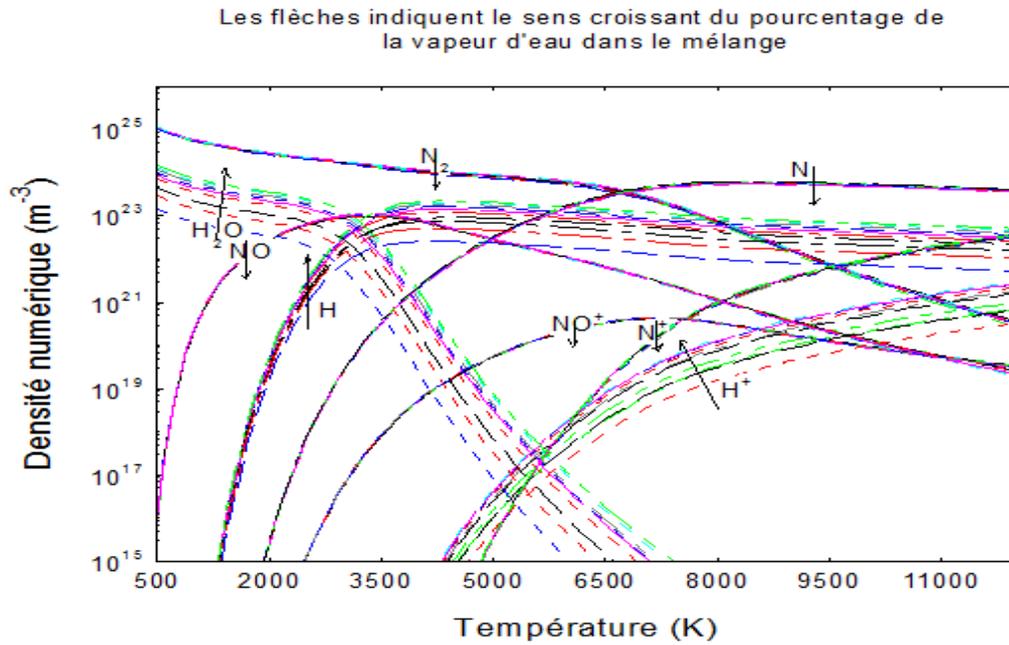


Fig. 4.12 : Influence de la vapeur d'eau sur la densité numérique de certaines particules : H , H^+ , N , N^+ , N_2 , NO , NO^+ et H_2O

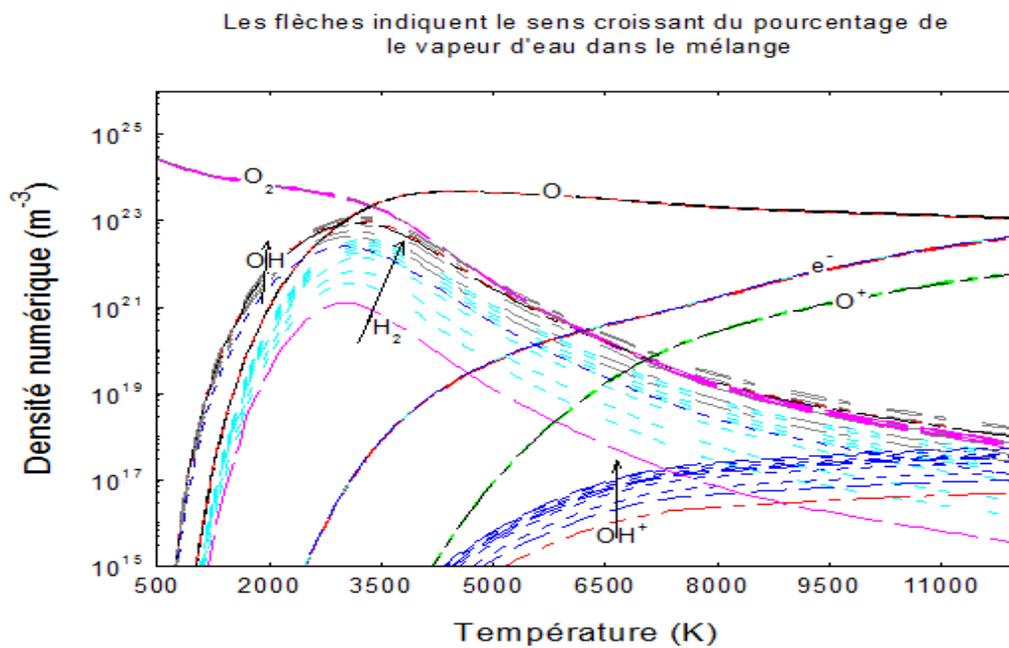


Fig. 4.13 : Influence de la vapeur d'eau sur la densité numérique de certaines particules : e^- , O , O^+ , H_2 , O_2 , OH et HO^+

4.2.1.2 *Influence du déséquilibre thermique sur la composition du plasma Mél 5 dans le cas du plasma naturel*

Les figures 4.14 et 4.15 donnent l'évolution en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 5 pour différentes valeurs du déséquilibre thermique : $\theta = 1, 1,2$ et $1,5$. L'observation des différentes courbes montrent que les densités numériques des particules neutres ($N_2, H_2O, O_2, H_2, OH, NO, N, O$ et H) restent insensibles à la variation du déséquilibre thermique jusqu'à des températures autour de 3000 K. Pour les températures supérieures les densités numériques des particules chargées croient avec le déséquilibre thermique et les densités numériques des particules neutres décroient quand le déséquilibre thermique augmente. On note en générale que pour un même plasma, les densités numériques des différentes particules augmentent avec le déséquilibre thermique pour une valeur de température donnée. Cela s'explique par le fait que la pression étant maintenue constante, une augmentation de θ entraîne une diminution de la température des particules lourdes T_l et d'où la nécessité d'une augmentation de la densité des particules conformément à la loi de Dalton ou loi des gaz parfaits. On remarque également que les réactions de dissociation et d'ionisation ont lieu à des températures des espèces lourdes relativement plus basses pour des valeurs de θ de plus en plus élevées.

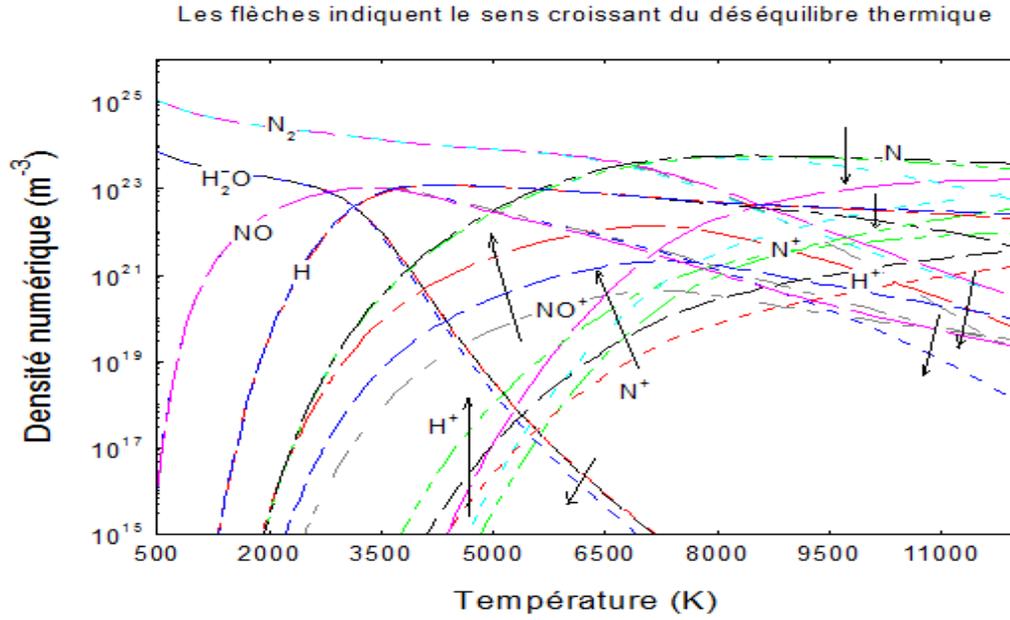


Fig. 4.14 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs du déséquilibre thermique

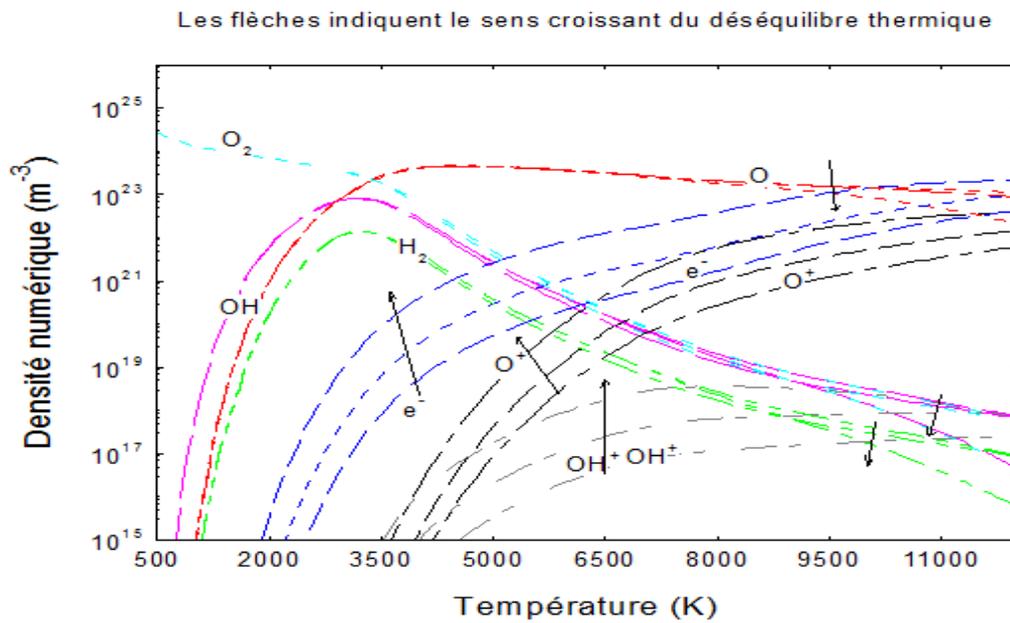


Fig. 4.15 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs du déséquilibre thermique

4.2.1.3 Influence de la pression sur la composition du plasma Mél 5 dans le cas du plasma naturel

Afin d'apprécier l'influence de la pression sur la composition du plasma du mélange, nous avons présenté sur les figures 4.16 et 4.17, l'évolution en fonction de la température des densités numériques de certaines espèces chimiques du plasma Mél 5 pour différentes valeurs de la pression. Nous avons retenu trois valeurs de la pression : $P = 1$ atm, $P = 5$ atm et $P = 10$ atm. Sur chaque figure, les flèches indiquent le sens croissant de la pression. On constate que les densités numériques de toutes les espèces chimiques sont des fonctions croissantes de la pression. Cela s'explique par la loi de Dalton ou loi des gaz parfaits ($P = nkT$). L'énergie moyenne par particule va donc diminuer. Comme les réactions de dissociation et d'ionisation sont des réactions chimiques endothermiques, elles sont difficilement plus réalisables. En effet à une température fixée, lorsque la pression croît il faut nécessairement augmenter les densités numériques conformément à la loi de Dalton. D'une manière générale, en augmentant la pression on retarde les réactions car on défavorise les dislocations qui constituent les réactions de dissociation et d'ionisation au sein du plasma. On peut donc dire que les réactions de dissociation et d'ionisation ont lieu à des températures d'autant plus élevées que la pression augmente. Notons que l'effet du paramètre pression est similaire pour les autres plasmas de mélange naturel.

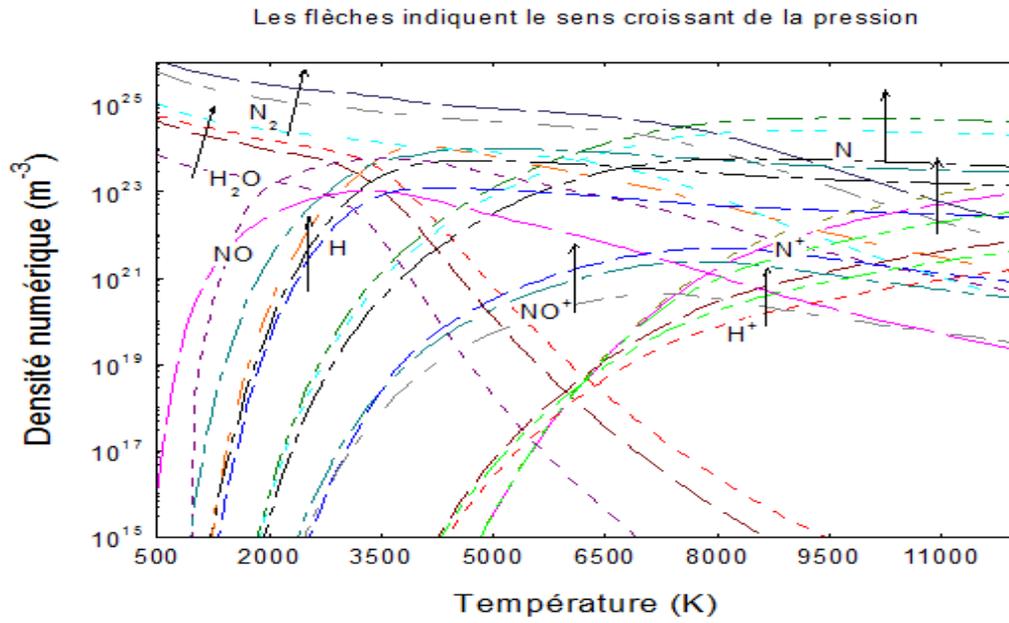


Fig. 4.16 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs de la pression

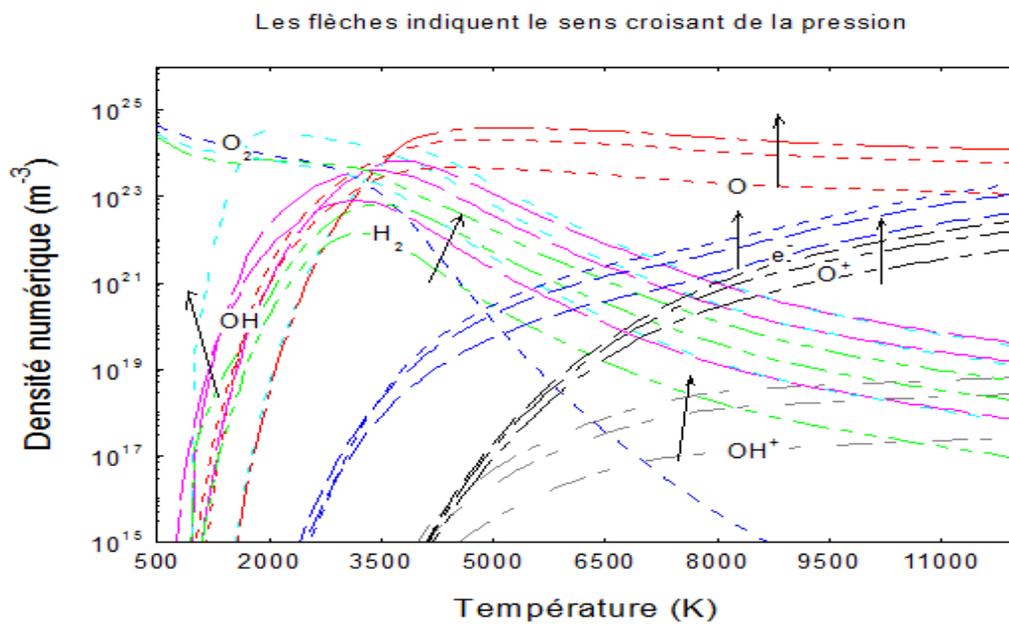


Fig. 4.17 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques majoritaires du plasma Mél 5 pour trois valeurs de la pression

4.2.2 Résultats des calculs de composition des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau

Dans cette seconde partie, nous présentons les résultats des calculs de composition d'équilibre du plasma de mélange air-vapeur d'eau, dans le cas de l'extension de l'étude à un mélange artificiel où on pourrait faire varier le pourcentage en vapeur d'eau jusqu'à 100%. Nous avons calculé la composition d'équilibre du plasma de mélange d'air et vapeur d'eau en partant de 10% de vapeur d'eau jusqu'à 100% de vapeur d'eau par pas de 10%. Pour limiter le nombre de résultats nous avons présenté seulement la composition du plasma Mél 50 sur la figure 4.18. On constate que les conclusions tirées dans le cas des plasmas naturels sont aussi valables pour les plasmas artificiels.

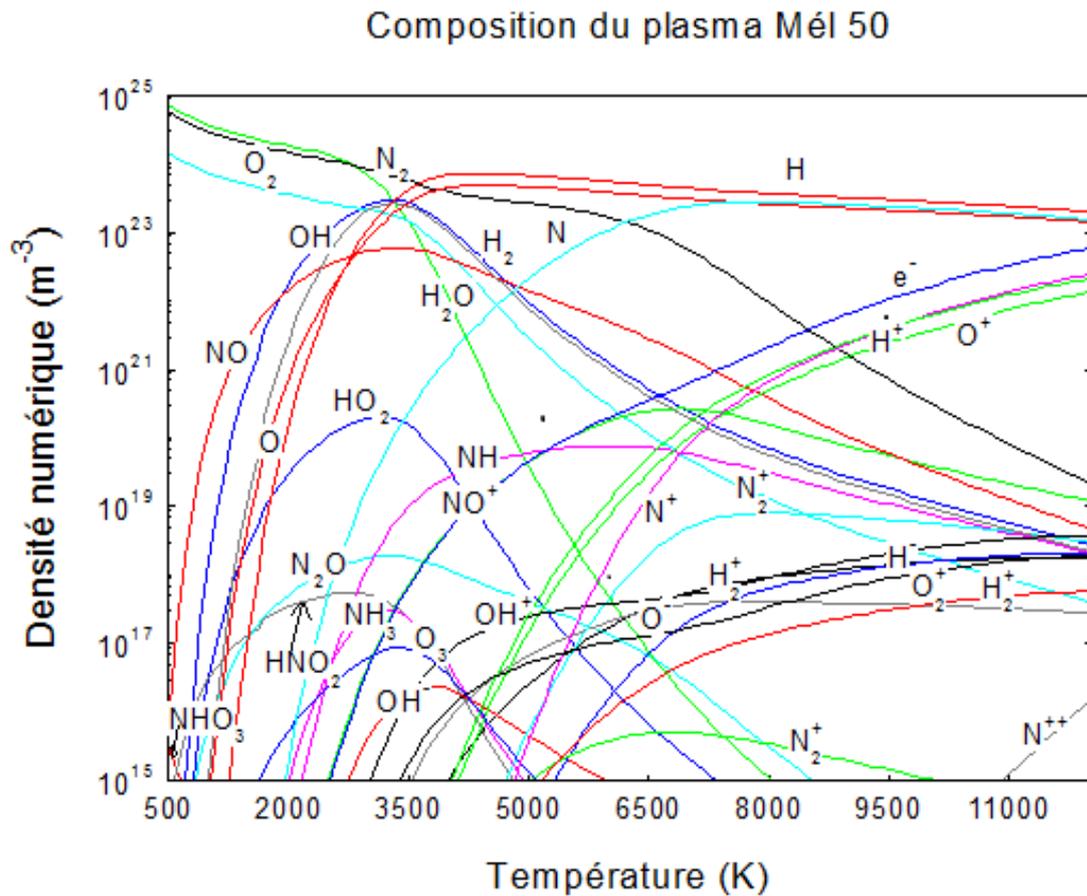


Fig. 4.18 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L

4.2.2.1 Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la composition du plasmas de mélange artificiel d'air et de vapeur d'eau

Pour observer l'influence du pourcentage de la vapeur d'eau sur la composition d'équilibre du plasma du mélange, nous avons représenté sur les figures 4.19 et 4.20 l'évolution en fonction de la température les densités numériques de certaines majoritaires du plasma pour différentes vapeur du pourcentage en vapeur d'eau dans le mélange. On remarque que l'influence du taux de vapeur d'eau sur les densités numériques des espèces chimiques du mélange artificiel est similaire à son influence dans le cas naturel.

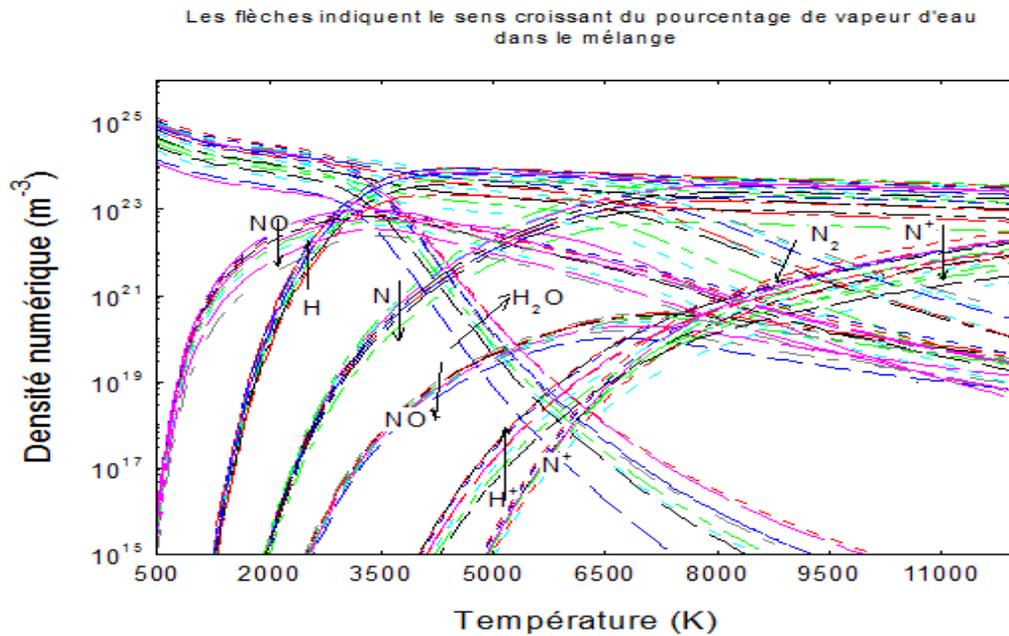


Fig. 4.19 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du mélange dans le cas du plasma artificiel

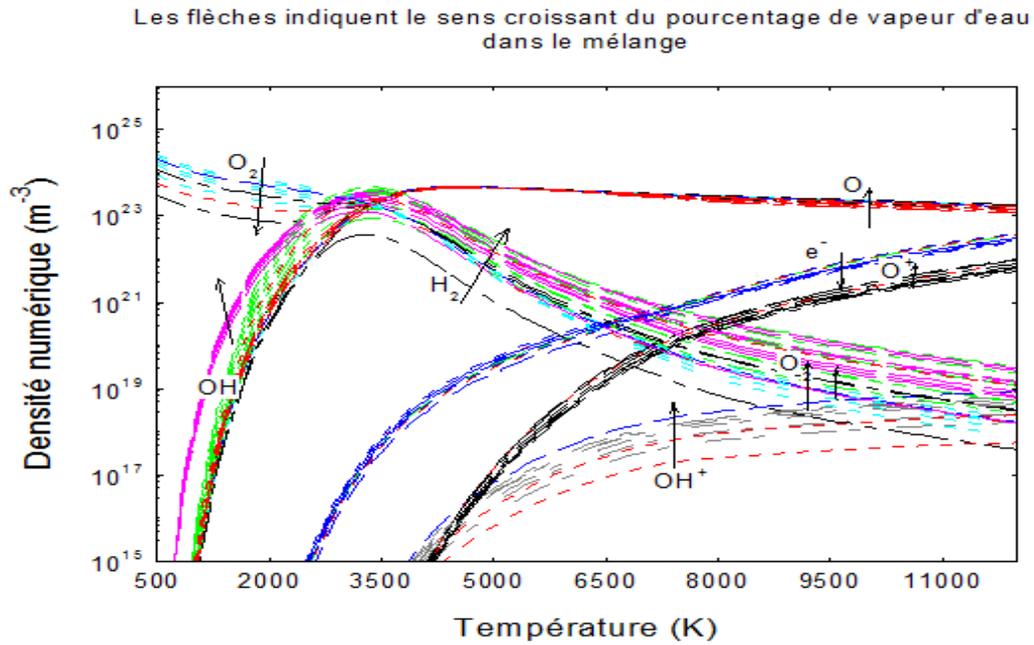


Fig. 4.20 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du mélange dans le cas du plasma artificiel

4.2.2.2 Influence du déséquilibre thermique sur la composition du plasma Mél 50 dans le cas du plasma artificiel

Les figures 4.21 et 4.22 présente l'évolution en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 50 pour différentes vapeurs du déséquilibre thermique : $\theta = 1; 1, 2$ et $1, 5$. On constate que l'influence du déséquilibre thermique sur la composition d'équilibre du plasma Mél 5 (plasma naturel) est similaire à son influence sur le plasma Mél50 (plasma artificiel). Il faut préciser que la similarité est vérifiée pour tous les autres plasmas étudiés.

4.2.2.3 Influence de la pression sur la composition du plasma Mél 50 dans le cas du plasma artificiel

Les figures 4.23 et 4.24 donnent l'évolution en fonction de la température des densités numériques des espèces chimiques du plasma Mél 50 pour différentes vapeurs de la pression : $P = 1 \text{ atm}, 5 \text{ atm}$ et 10 atm . On constate que l'influence de la pression sur la composition d'équilibre du plasma Mél 5 (plasma naturel) est similaire à son influence sur le plasma Mél50 (plasma artificiel). Il faut préciser que la similarité est vérifiée pour tous les autres plasmas étudiés.

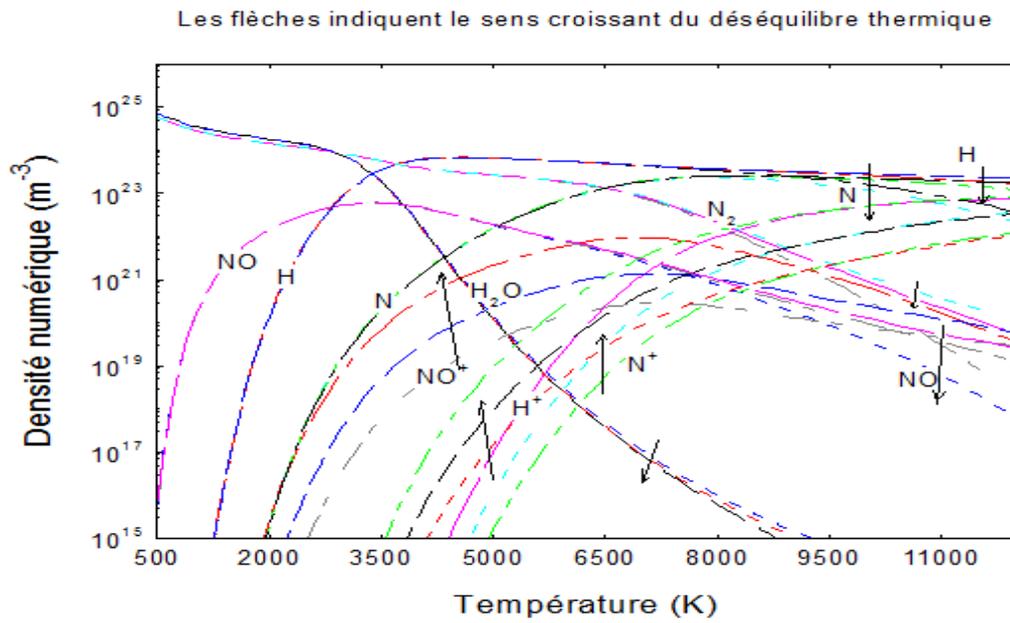


Fig. 4.21 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél 50 dans le cas du plasma artificiel

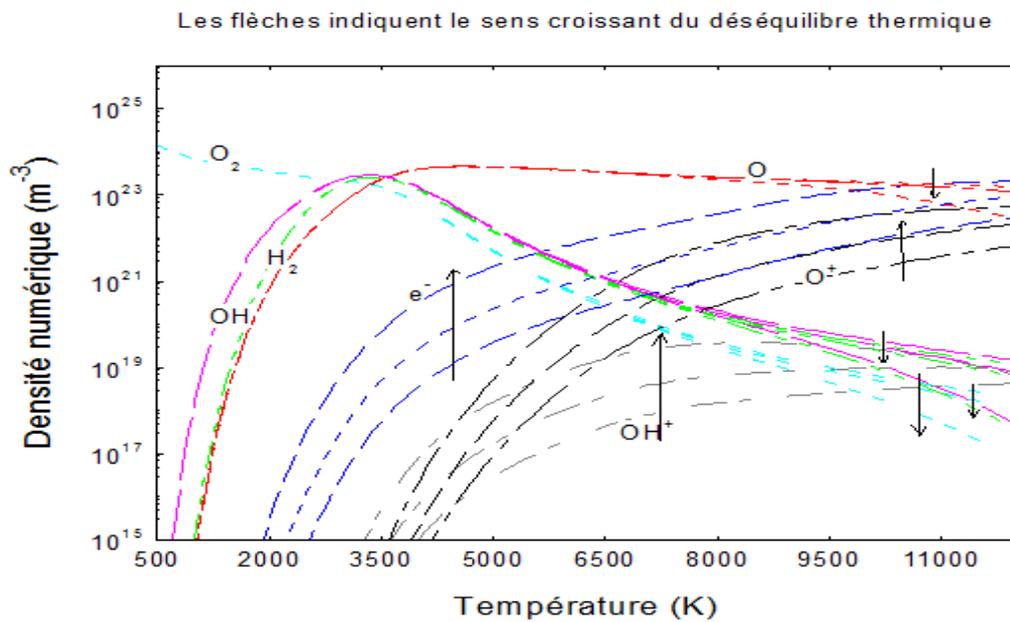


Fig. 4.22 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél 50 dans le cas du plasma artificiel

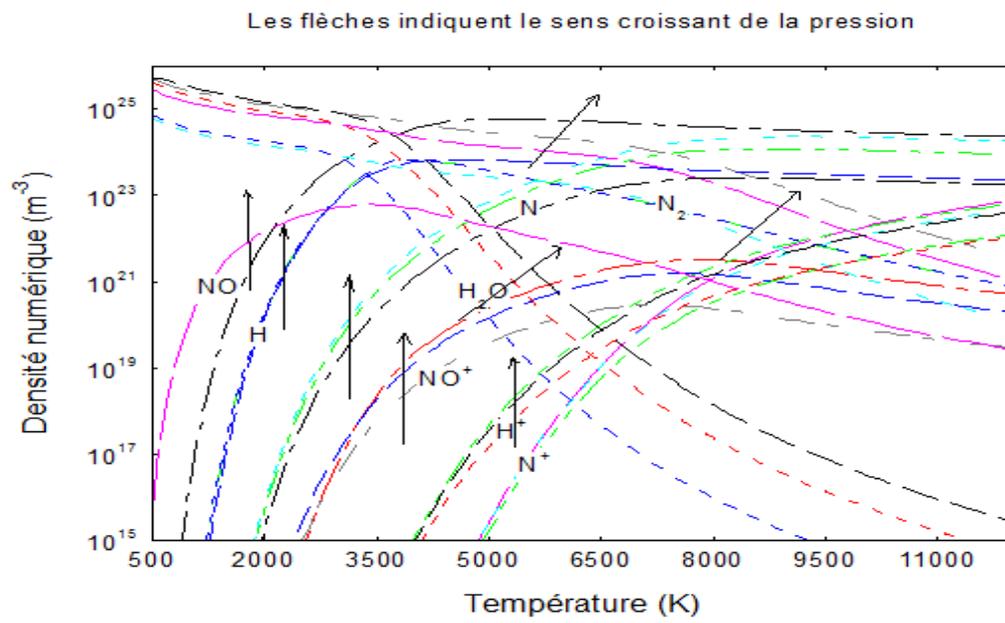


Fig. 4.23 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél50 dans le cas du plasma artificiel

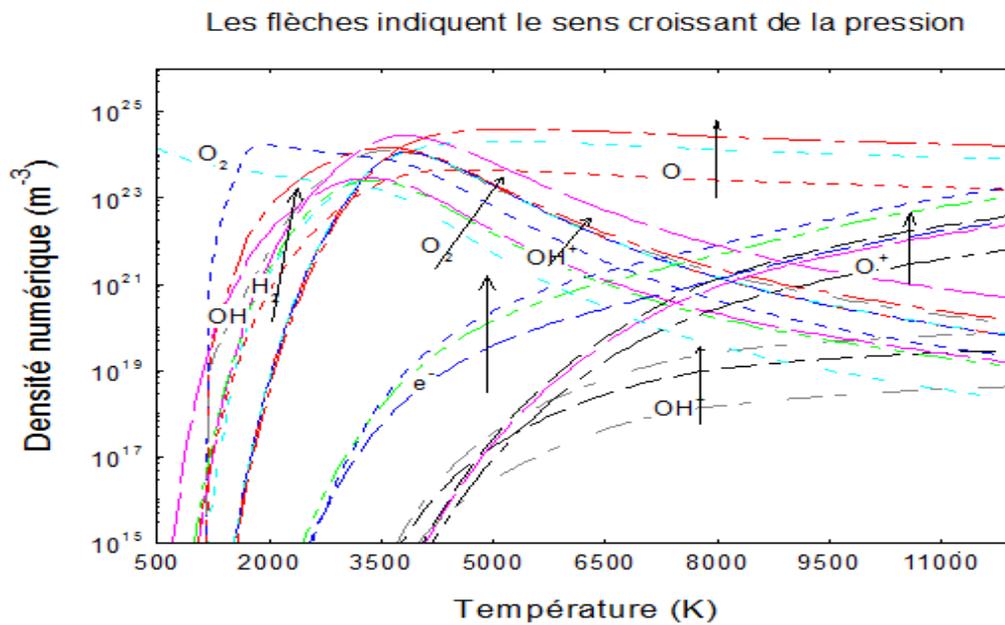


Fig. 4.24 : Évolutions en fonction de la température des densités numériques de certaines particules majoritaires du plasma Mél50 dans le cas du plasma artificiel

4.3 Résultats des calculs des coefficients de transport et analyses

Connaissant les résultats des calculs de composition d'équilibre, on peut alors effectuer le calcul des coefficients de transport tels que le coefficient de conductivité électrique, le coefficient de conductivité thermique et le coefficient de viscosité dynamique. Afin de tester notre programme de calcul, nous avons comparé nos résultats des coefficients de transport avec ceux de P. Fauchais et al(1994) sur les figures 4.25 à 4.27. En observant ces figures, on constate que les deux résultats sont cohérents avec toutefois un petit écart par moment qui pourrait être dû aux données utilisées pour estimer les intégrales de collision qui sont des paramètres fondamentaux pour la détermination des coefficients de transport.

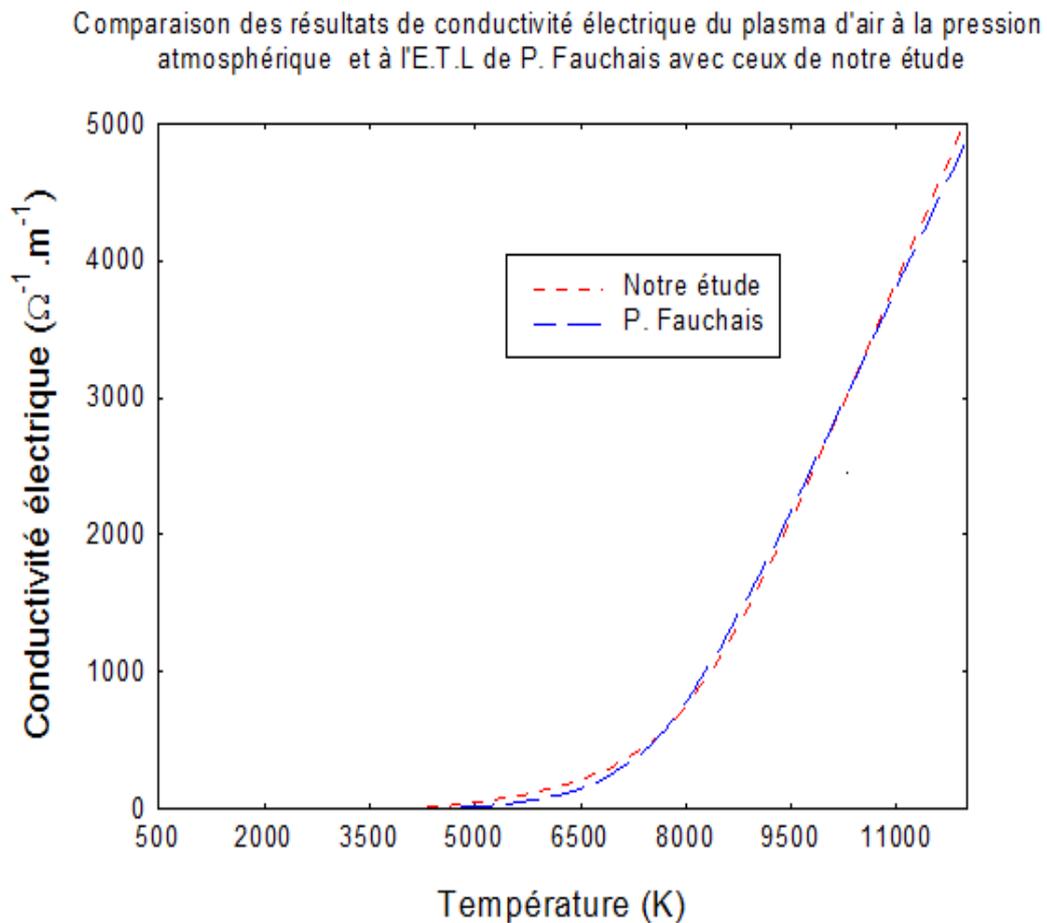


Fig. 4.25 : Comparaison des résultats de la conductivité électrique de notre étude avec ceux de P. Fauchais

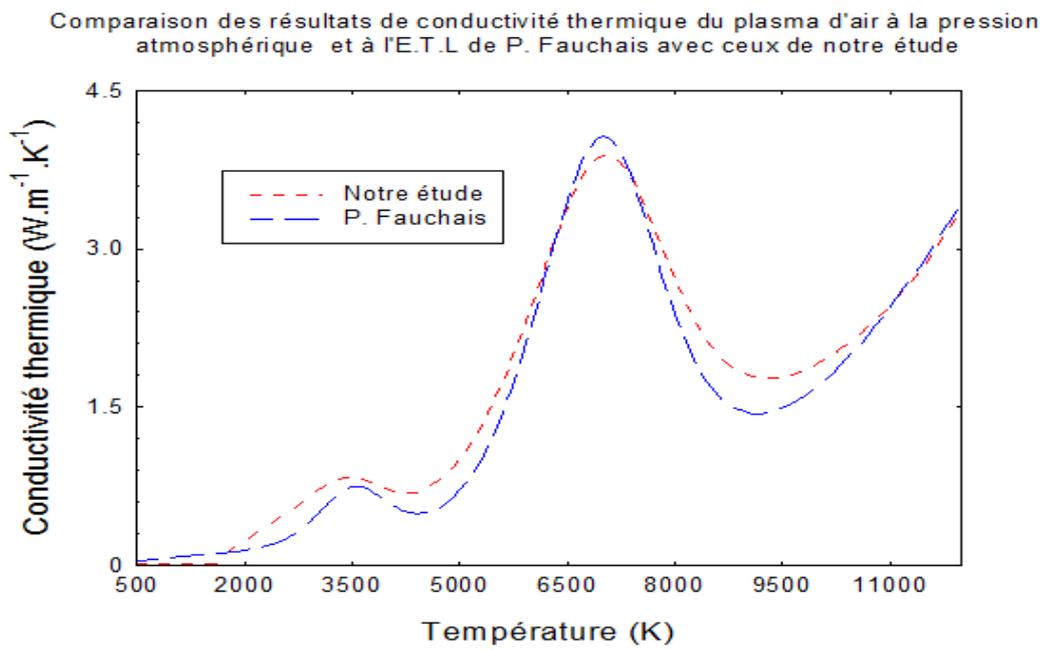


Fig. 4.26 : Comparaison des résultats de la conductivité thermique de notre étude avec ceux de P. Fauchais

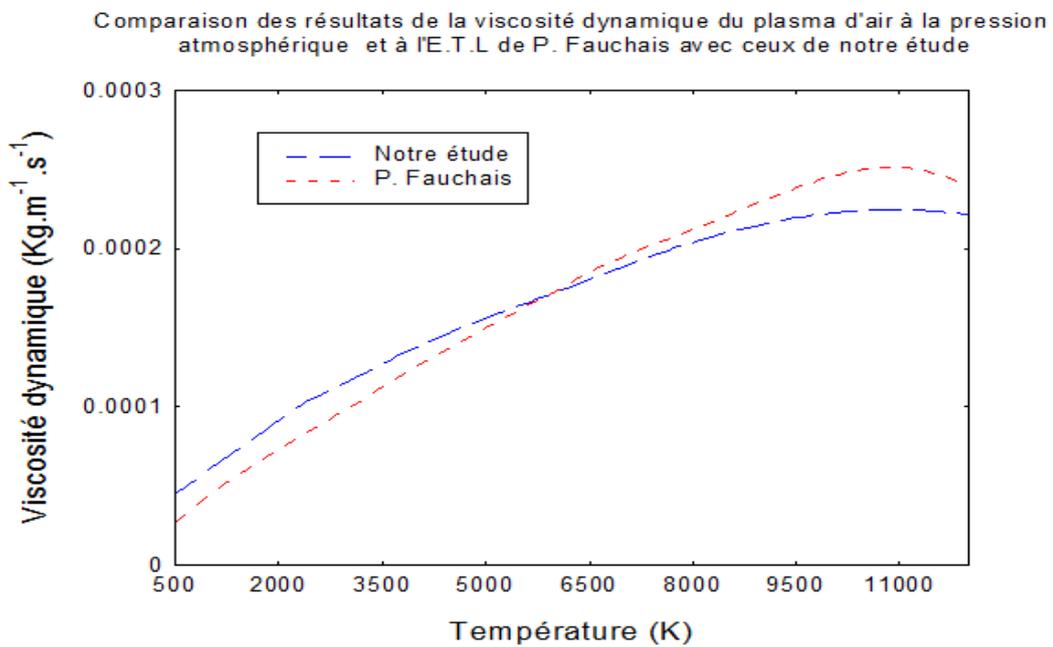


Fig. 4.27 : Comparaison des résultats de la viscosité dynamique de notre étude avec ceux de P. Fauchais

4.3.1 Résultats des calculs des coefficients de transport des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau

Dans cette partie, nous présentons les résultats des calculs de coefficients de transport des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau. La conductivité thermique du plasma est la somme de quatre contributions, à savoir la composante de réaction (λ_{react}), les composantes de translation des électrons (λ_{tre-}) et des particules lourdes (λ_{trl}) et celle liée aux degrés de liberté interne (λ_{int}). Sur la figure 4.28, sont représentées la courbe de la conductivité thermique totale et celles de ses quatre composantes du plasma Mél 5 dans les conditions de l'équilibre thermodynamique local et à la pression atmosphérique. Cette figure donne une idée sur la contribution de chaque composante sur la conductivité thermique totale. L'observation de la figure 4.28 montre que, sur toute la gamme de température, c'est essentiellement la conductivité thermique de réaction et de translation des espèces lourdes qui apportent une part importante à la conductivité thermique totale. Le plasma est alors dominé par les réactions chimiques. Les autres composantes ont une contribution négligeable à la conductivité totale. L'allure de la courbe de conductivité thermique de translation des électrons laisse penser qu'elle sera non négligeable pour des températures supérieures à 12000 K. Quant à la composante interne, elle reste négligeable sur toute la gamme de température.

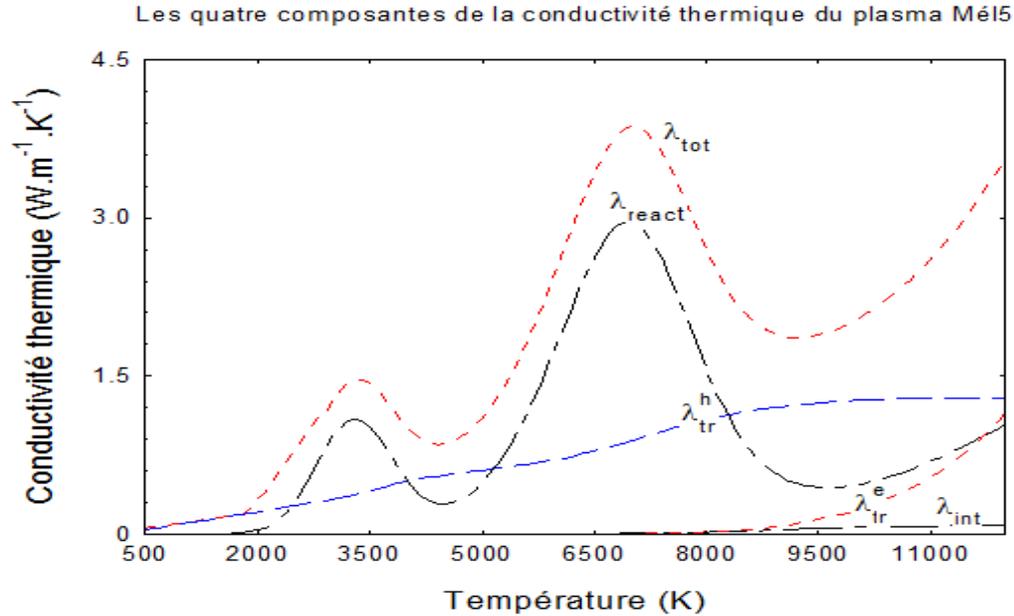


Fig. 4.28 : Évolutions en fonction de la température de la conductivité thermique totale et ses quatre composantes du plasma MEl 5 à l'équilibre thermodynamique et à l'E.T.L

4.3.1.1 Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur les coefficients de transport des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau

L'évolutions, en fonction de la température, du coefficient de conductivité électrique, du coefficient de conductivité thermique totale et du coefficient de viscosité dynamique des plasmas MEl 1, MEl 2, MEl 3, MEl 4, MEl 5, MEl 6, MEl 7, MEl 8, MEl 9 et MEl 10 est représentée respectivement sur les figures 4.29, 4.30 et 4.31. Les variations de la conductivité électrique en fonction de la température sont représentées sur la figure 4.29. L'allure de la conductivité électrique est conforme à celles publiées dans la littérature à savoir des valeurs tendant vers zéro pour les températures inférieures à 4000 K et une forte augmentation pour les températures supérieures. Pour les températures inférieures à 10000 K, les collisions électrons-neutres ont une forte influence sur le comportement de la conductivité électrique. Pour ces températures, la densité électronique varie rapidement suite aux phénomènes d'ionisation (la conductivité électrique est proportionnelle au carré de cette densité dans cette gamme de température). Pour les températures supérieures à 10000 K, la conductivité électrique atteint des valeurs similaires pour la plupart des gaz ou mélanges. Les collisions entre particules chargées régies par l'attraction coulombienne deviennent majoritaires entraînant une densité électronique croissante puis quasi-

constante pour un nombre de collisions sans cesse décroissant. D'une manière générale, les conductivités électriques des plasmas des mélanges d'air et de vapeur d'eau étudié ont des évolutions similaires en fonction de la température. On constate que la conductivité électrique diminue lorsque la vapeur d'eau augmente dans le mélange. Cela s'explique par la faible valeur de l'énergie d'ionisation des molécules NO contenues en quantité moins élevées dans les mélanges contenant plus de valeur d'eau. En témoigne la diminution des densités numériques des particules azotées quand le taux de vapeur d'eau diminue dans le mélange. Nous pouvons donc dire que la valeur d'eau peut contribuer à améliorer les caractéristiques du disjoncteur fonctionnant à l'air atmosphérique. Les variations de la conductivité thermique en fonction de la température sont représentées sur la figure 4.30. Nous retrouvons là encore un comportement de la conductivité thermique classique de la littérature. Les différents pics observés sur les courbes de conductivité thermique, similaires à ceux observés pour la chaleur spécifique à pression constante sont également représentatifs des phénomènes de dissociation des molécules dans un premier temps, puis aux réactions d'ionisation des atomes dans un second temps. Les pics observés autour de 3500 K correspondent essentiellement à la dissociation des molécules O_2 et H_2O et ceux observés autour de 7000 K correspondent uniquement à la dissociation de la molécule de diazote N_2 . Les pics relatifs aux réactions d'ionisation apparaissent à des températures supérieures à 12000 K. L'observation de la figure 4.30 montre que le pic autour de 3500 K augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange et celui autour de 7000 K diminue légèrement quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. Cela s'explique par le fait que l'apport de vapeur d'eau augmente le nombre de molécules qui se dissocient autour 3500 K à savoir les molécules d'eau (H_2O) et diminue le nombre de molécules qui se dissocient autour de 7000 K à savoir les molécules de diazote N_2 . Dans cette gamme de température c'est le plasma Mél 10 (90%air et 10%vapeur d'eau) qui a le pic de dissociation autour de 3500 K le plus élevé et le pic de dissociation autour de 7000 K le plus faible. Des études antérieures menées par plusieurs auteurs (Hertz et Vacquié) (Koalaga, 1991), montrent que la conductivité thermique joue un rôle très important sur la constante de temps d'arc τ . Ainsi l'allure de la courbe $\lambda(T)$ donne des informations sur la qualité des gaz considéré pour la coupure des arcs électriques. L'importance de cette conductivité thermique se manifeste, particulièrement à travers sa composante de réaction $\lambda_R(T)$. A partir de l'étude de plusieurs gaz, Hertz (Koalaga, 1991) propose une relation empirique liant la constante de temps d'arc τ au maximum du coefficient de conductivité thermique de réaction du gaz : $\lambda_R^{\max} \cdot \tau = C^{te}$. Cette relation montre bien le rôle primordial que joue la conductivité thermique de réaction dans la vitesse d'extinction des arcs.

Plus les maxima de λ_R sont importants et plus la durée de vie de l'arc est courte. La valeur maximale du pic de la conductivité thermique observé autour de 3500 K, du plasma contenant 1% de vapeur d'eau est $\lambda = 0,84W.m^{-1}.K^{-1}$. Celle du plasma contenant 10% de vapeur d'eau est $\lambda = 2,27W.m^{-1}.K^{-1}$ soit un écart de $1,43W.m^{-1}.K^{-1}$. Au même moment la valeur maximale du pic de la conductivité thermique observé autour de 7000 K, du plasma contenant 1% de vapeur d'eau est $\lambda = 3,53W.m^{-1}.K^{-1}$. Celle du plasma contenant 10% de vapeur d'eau est $\lambda = 3,46W.m^{-1}.K^{-1}$ soit un écart de $0,07W.m^{-1}.K^{-1}$.

Les variations de la viscosité dynamique en fonction de la température sont représentées sur la figure 4.31. On retrouve la forme caractéristique de la viscosité : une courbe en cloche présentant un maximum (parfois plusieurs maxima) situé à des températures correspondant au phénomène de première ionisation. La viscosité reflète donc la transition d'un plasma neutre ou partiellement ionisé vers un plasma totalement ionisé. Pour mieux comprendre le comportement de la viscosité, il faut également noter que celle-ci varie pour un gaz pur selon $\sqrt{(Masse \cdot Temperature)} / \overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ ce qui donne un rôle primordial aux sections efficaces de transfert de quantité de mouvement. Pour des températures inférieures aux températures de première ionisation, la viscosité du plasma est contrôlée par les collisions entre particules neutres atomiques et moléculaires puis entre particules neutres atomiques uniquement lorsque les molécules se dissocient. Elle augmente alors en \sqrt{T} puisqu'elle dépend très peu des intégrales de collision. Pour des températures supérieures au température de première ionisation (~ 10500 K), c'est-à-dire quand les ions deviennent majoritaires dans le plasma suite aux différentes ionisations, la viscosité diminue en fonction de la température. Cette chute s'explique non seulement par la diminution des diffusions binaires, mais aussi par les interactions entre particules chargées (forces coulombiennes) pour lesquelles les intégrales de collision correspondantes sont nettement plus élevées. Suivant le type de gaz, cette décroissance peut s'amorcer plus tôt en température lorsque les énergies d'ionisation des espèces neutres le constituant sont plus faibles ou beaucoup plus tard pour des énergies d'ionisation plus élevées. La localisation du pic de la viscosité dynamique dépend aussi de la masse des espèces chimiques formant le plasma. L'observation de cette figure montre que, pour des températures inférieures à 10500 K, la viscosité diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange et pour les températures supérieures elle augmente quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. Cela pourrait s'expliquer par le remplacement des molécules de diazote possédant des énergies de dissociation beaucoup plus élevées par des molécules d'eau ayant des énergies de dissociation faibles. Aussi l'apport de la vapeur d'eau augmente les densités des espèces chimiques plus légères.

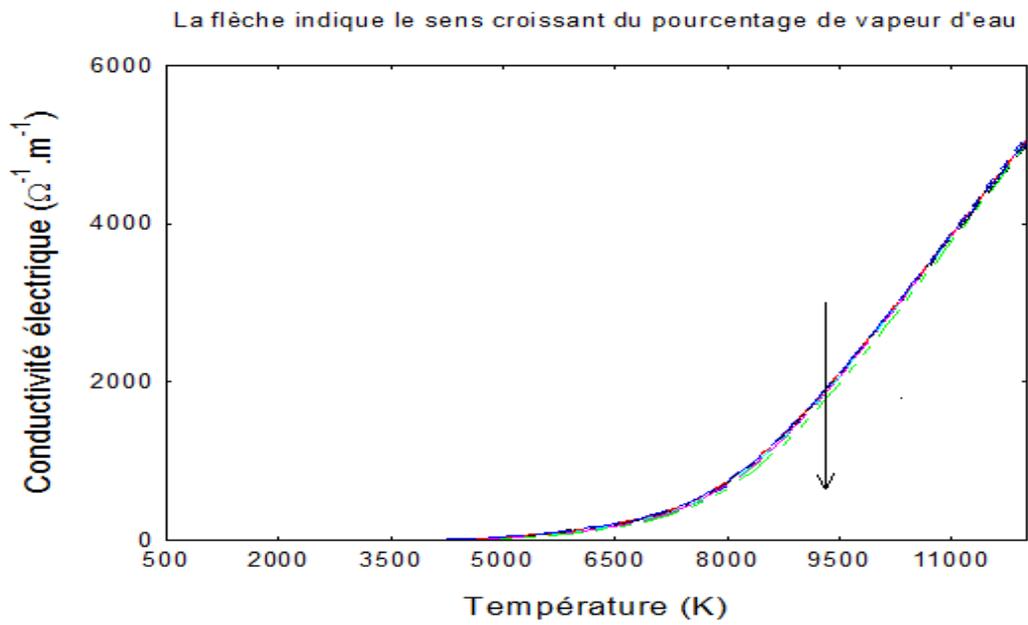


Fig. 4.29 : Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité électrique

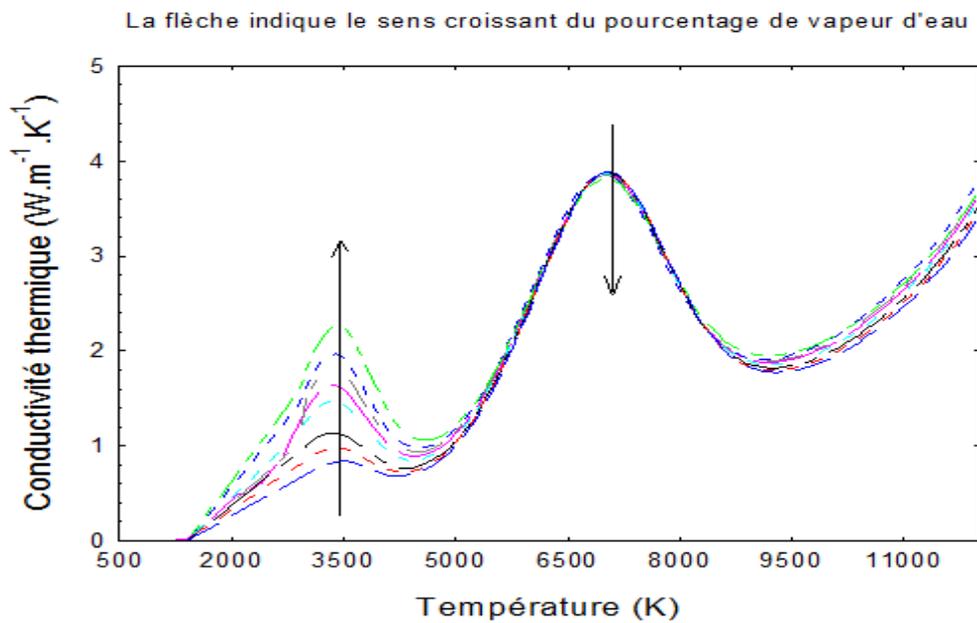


Fig. 4.30 : Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité thermique

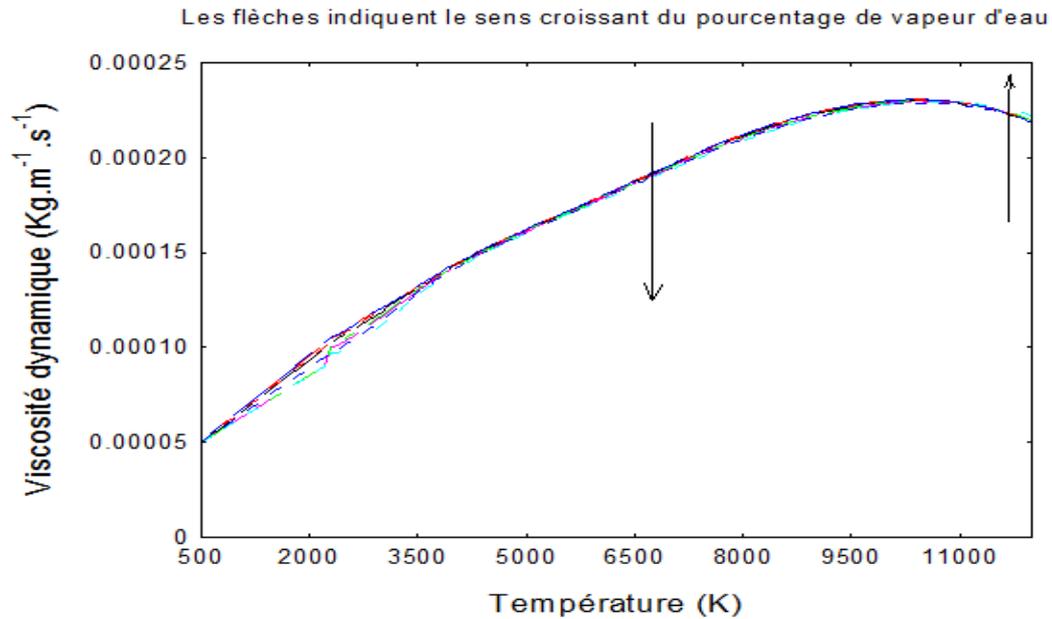


Fig. 4.31 : Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la viscosité dynamique

4.3.1.2 Influence de la pression sur les coefficients de transport des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau

Nous avons reporté sur les figures 4.32, 4.33 et 4.34, l'influence de la pression sur la conductivité électrique, la conductivité thermique et la viscosité dynamique du plasma Mél 5 à l'E.T.L. Nous avons fait le choix de présenter seulement les résultats du plasma Mél 5 afin de réduire le volume des résultats présentés d'autant plus que les coefficients de transport des autres plasmas ont un comportement similaire vis-à-vis de la pression. On constate que la conductivité électrique diminue lorsque la pression augmente. Ce comportement s'explique par l'analyse de la variation de la densité électronique due au fait que les réactions d'ionisation sont réalisées pour des températures plus grandes lorsque la pression augmente. On remarque aussi qu'au très basse température l'influence de la pression est moins perceptible. Les pics de la conductivité thermique se déplacent vers les températures élevées lorsqu'on augmente la pression. Cette translation des pics est due aux déplacements des équilibres chimiques. Le déplacement des pics de dissociation et d'ionisation s'accompagne aussi d'une augmentation de la valeur de conductivité thermique totale. Cette augmentation est due à un accroissement de sa composante de translation. La viscosité dynamique du plasma diminue lorsque la pression augmente pour des températures inférieures à 5000 K ($T < 5000$ K). Au delà de cette température elle est indépendante à

la variation de la pression jusqu'à une température autour de 9000 K puis augmente avec la pression pour les températures supérieures. Ceci est rattaché au déplacement des équilibres chimiques avec l'augmentation de la pression. En effet, les molécules se dissocient à des températures d'autant plus élevées que la pression est importante. Par conséquent, l'augmentation de la densité des espèces neutres entraîne des valeurs plus importantes de la viscosité dynamique et le déplacement vers les hautes températures de son maximum (ou de ses maxima).

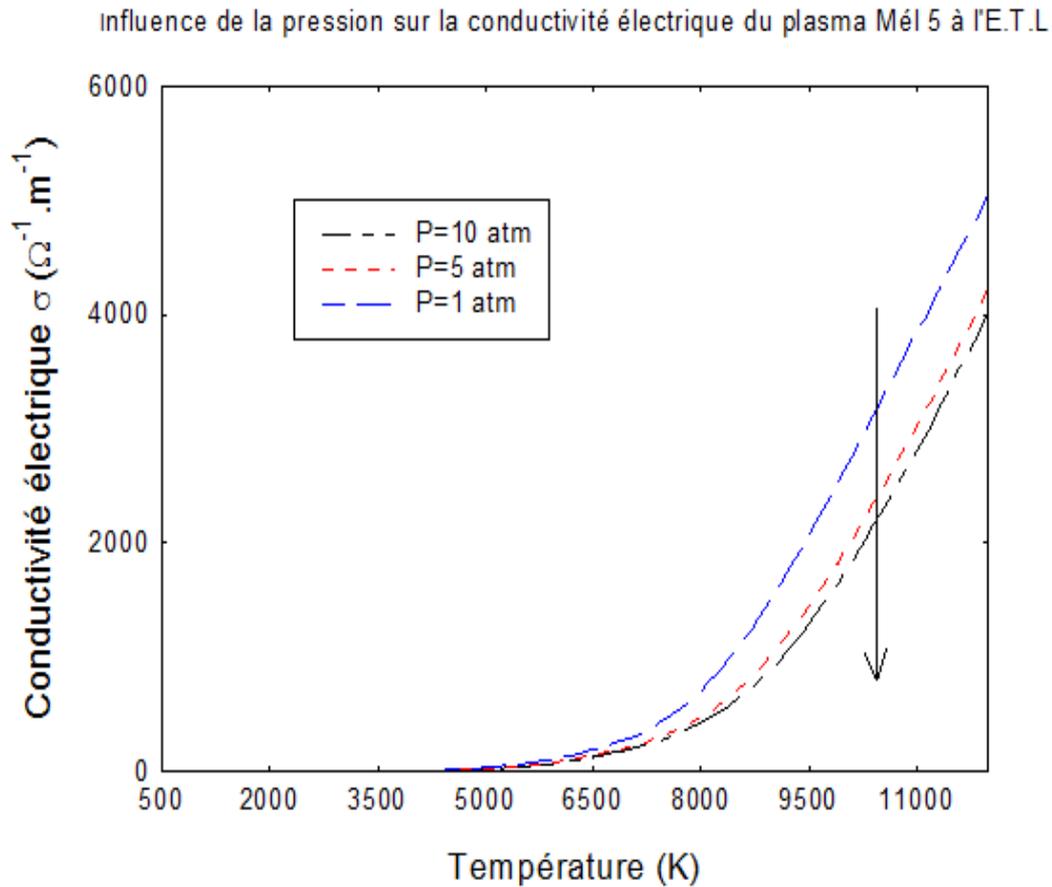


Fig. 4.32 : Influence de la pression sur la conductivité électrique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

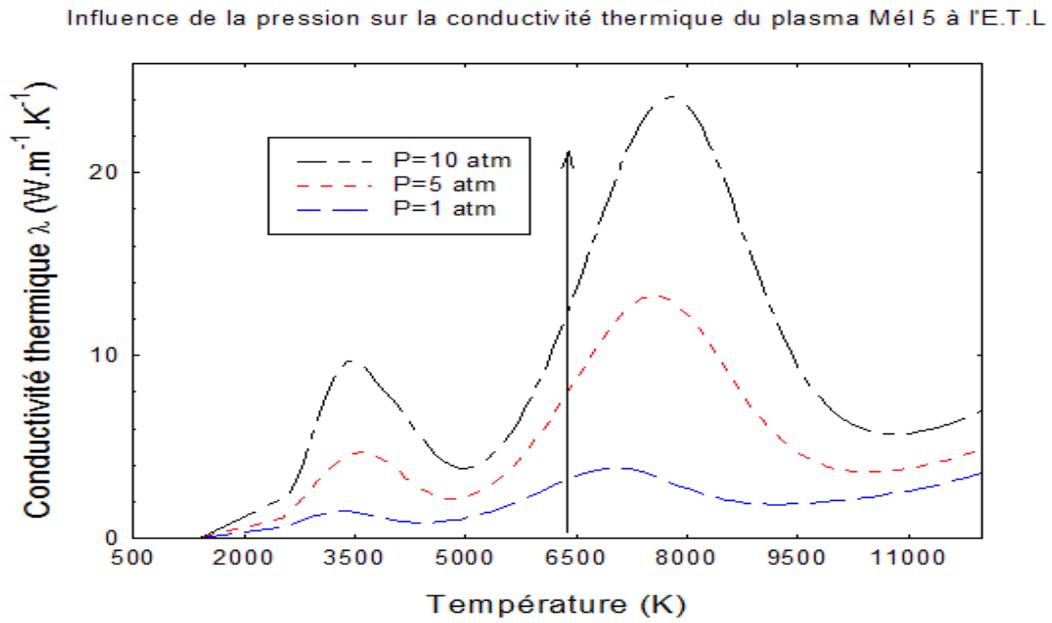


Fig. 4.33 : Influence de la pression sur la conductivité thermique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

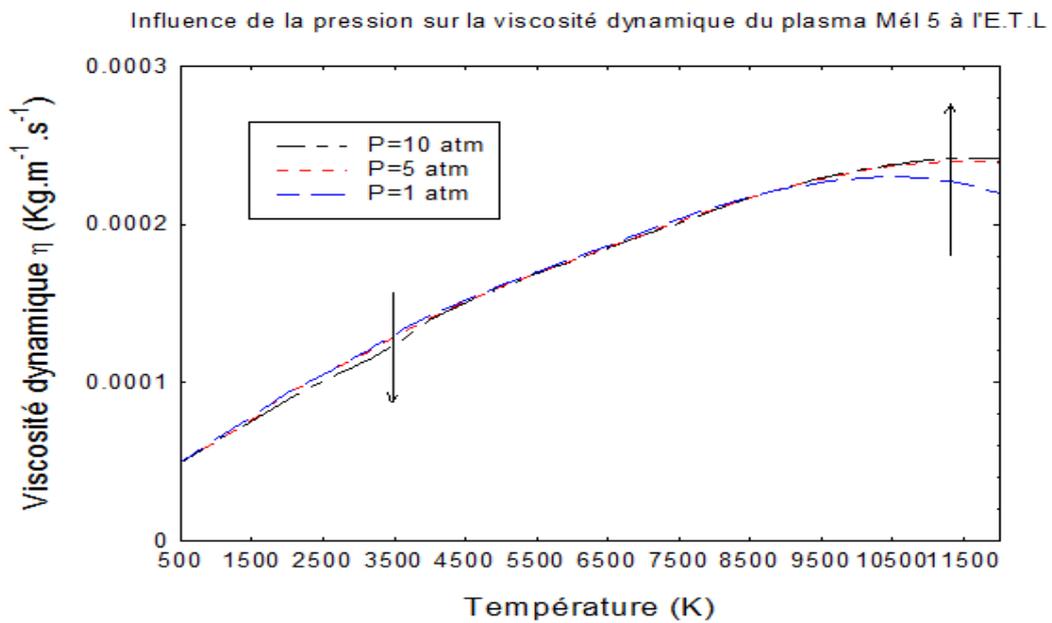


Fig. 4.34 : Influence de la pression sur la viscosité dynamique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

4.3.1.3 Influence du déséquilibre thermique sur les coefficients de transport des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau

Sur les figures 4.35, 4.36 et 4.37 nous observons l'influence du déséquilibre thermique sur la conductivité électrique, la conductivité thermique et la viscosité dynamique du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique. On constate que la conductivité électrique augmente avec le déséquilibre thermique. Cela s'explique par le fait que le transfert d'énergie effectuant par collisions élastiques, l'augmentation de l'écart entre la température des électrons et des particules lourdes favorise les réactions d'ionisation et augmente alors la densité électronique. Les pics de la conductivité thermique diminuent lorsque le déséquilibre thermique augmente et apparaissent à des températures de plus en plus élevées. La viscosité dynamique quant à elle reste insensible à l'augmentation du déséquilibre thermique jusqu'à une température autour de 7000 K puis décroît lorsque le déséquilibre augmente. On note également que le maximum de la viscosité apparaît à des températures de plus en plus basses que lorsque le déséquilibre thermique augmente. Ce comportement s'explique par le fait que l'augmentation du déséquilibre thermique favorise les réactions de dissociation et d'ionisation.

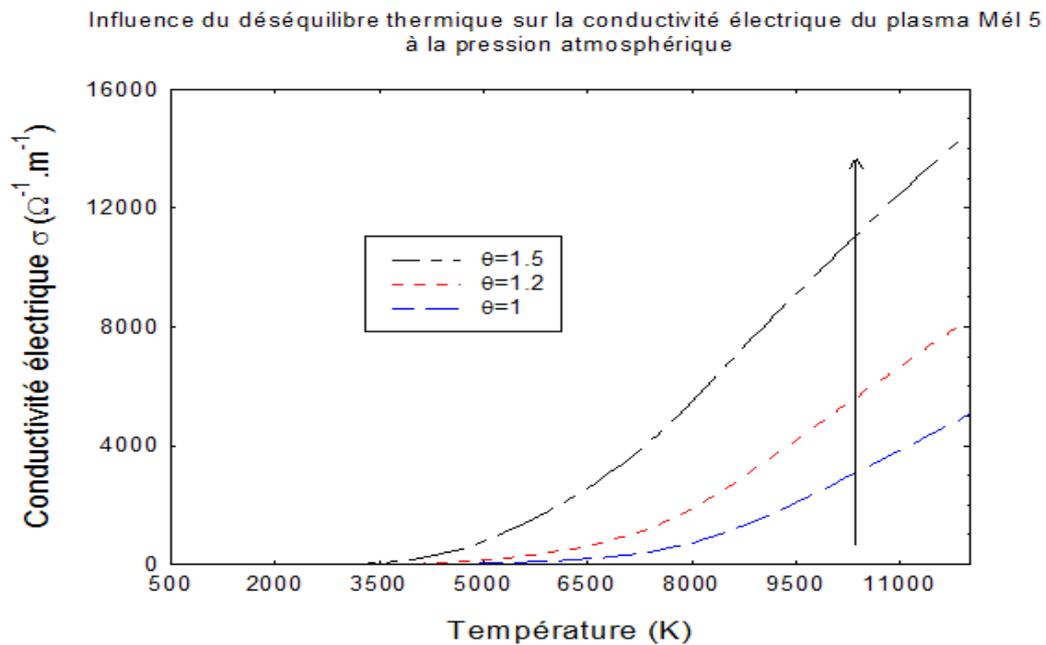


Fig. 4.35 : Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité électrique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

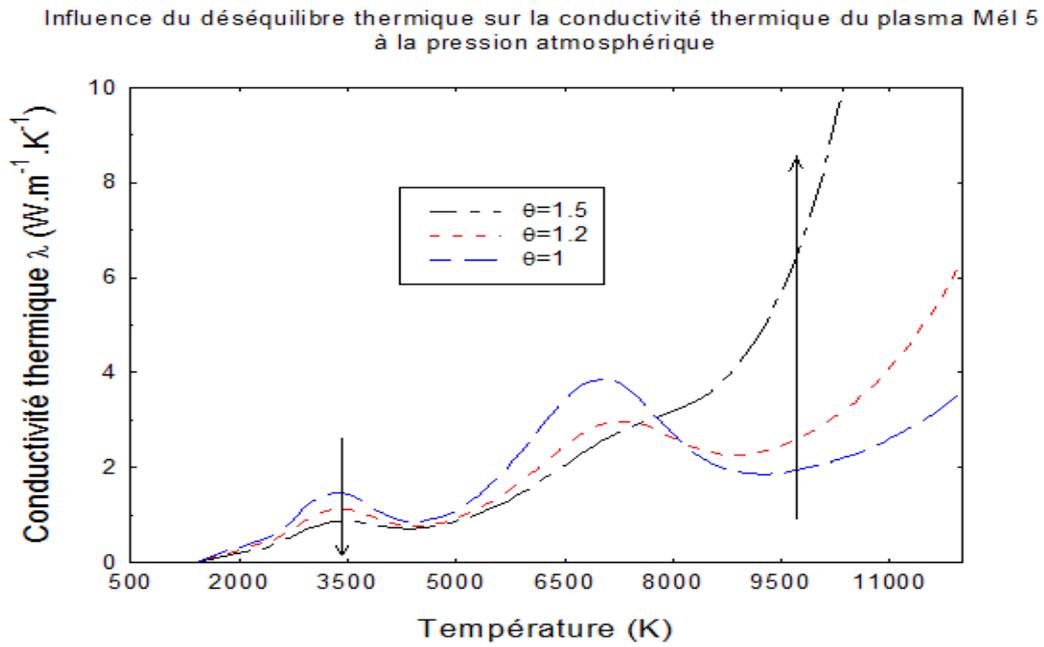


Fig. 4.36 : Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité thermique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

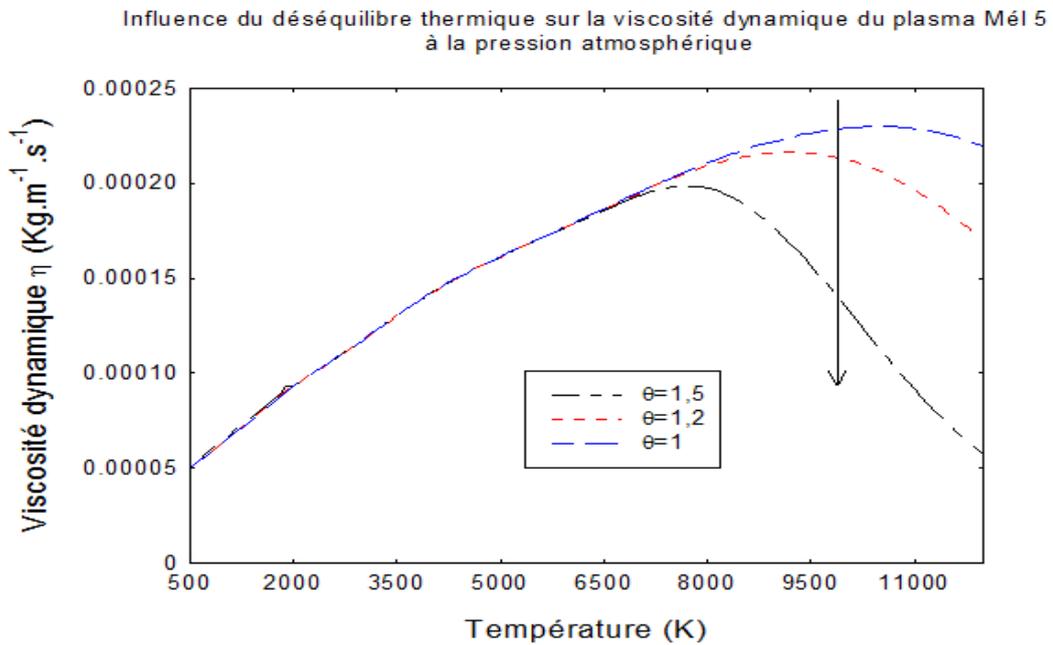


Fig. 4.37 : Influence du déséquilibre thermique sur la viscosité dynamique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

4.3.2 Résultats des calculs des coefficients de transport des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau

Dans cette partie, nous présentons les résultats des calculs des coefficients de transport des plasmas de mélanges d'air et de vapeur d'eau concernant l'extension de l'étude à un mélange artificiel. Dans ce cas nous faisons varier le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange de 10% à 90% par pas de 10%.

4.3.2.1 Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur les coefficients de transport des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau

Nous avons calculé les coefficients de transport du plasma du mélange air - vapeur d'eau en partant de 10% de vapeur d'eau jusqu'à 90% de vapeur d'eau par pas de 10%. Afin de bien voir l'influence de la vapeur d'eau sur les coefficients de transport du plasma de mélange, nous avons représenté sur les figures 4.38, 4.39 et 4.40, les évolutions en fonction de la température des coefficients de transport du plasma de mélange en fonction du pourcentage de vapeur d'eau. On constate que les évolutions en fonction de la température de la conductivité électrique, de la conductivité thermique et de la viscosité dynamique du plasma, pour les différentes valeurs du pourcentage de vapeur sont similaires à celles obtenues dans le cas du plasma naturel. Les conclusions tirées dans le cas du plasma du mélange naturel sont donc valables dans le cas du plasma de mélange artificiel. Mais il faut toute fois noter que le pic de la conductivité thermique observé autour de 3500 K croit d'une manière considérable. De 10% à 90% de vapeur d'eau dans le plasma on passe de $\lambda = 2,27W.m^{-1}.K^{-1}$ à $\lambda = 11,35W.m^{-1}.K^{-1}$. Par contre celui observé autour de 7000 K décroît et passe de $\lambda = 3,80W.m^{-1}.K^{-1}$ à $\lambda = 2,74W.m^{-1}.K^{-1}$.

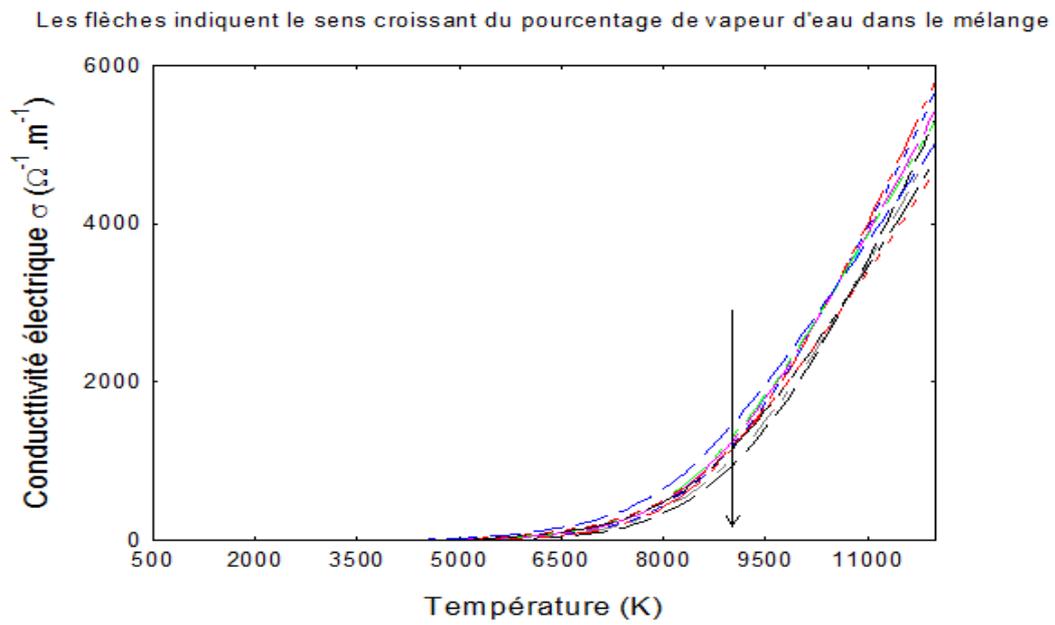


Fig. 4.38 : Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité électrique

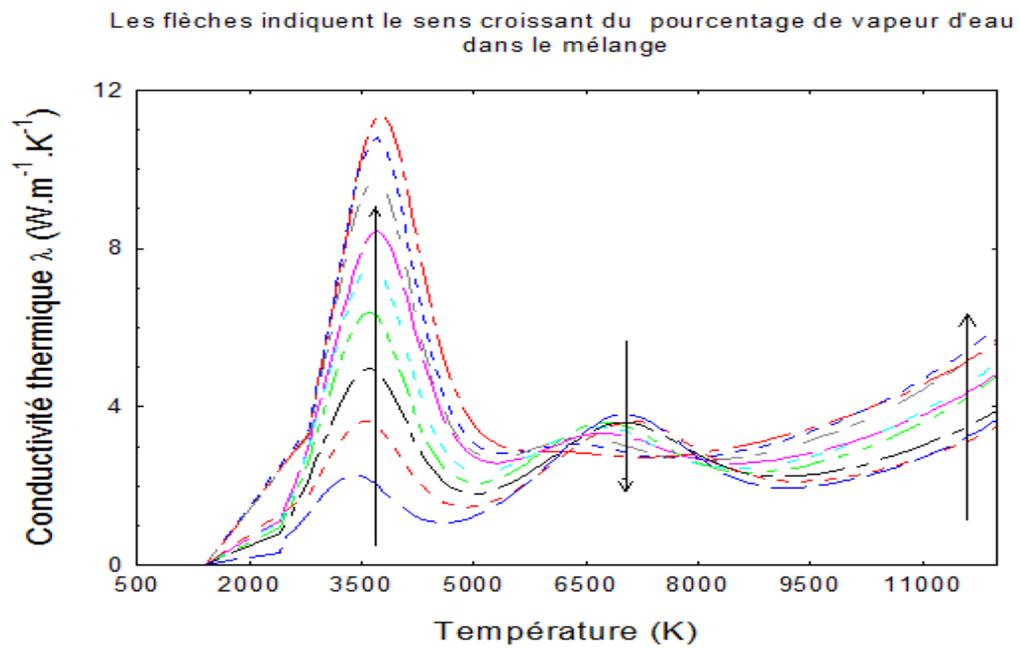


Fig. 4.39 : Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la conductivité thermique

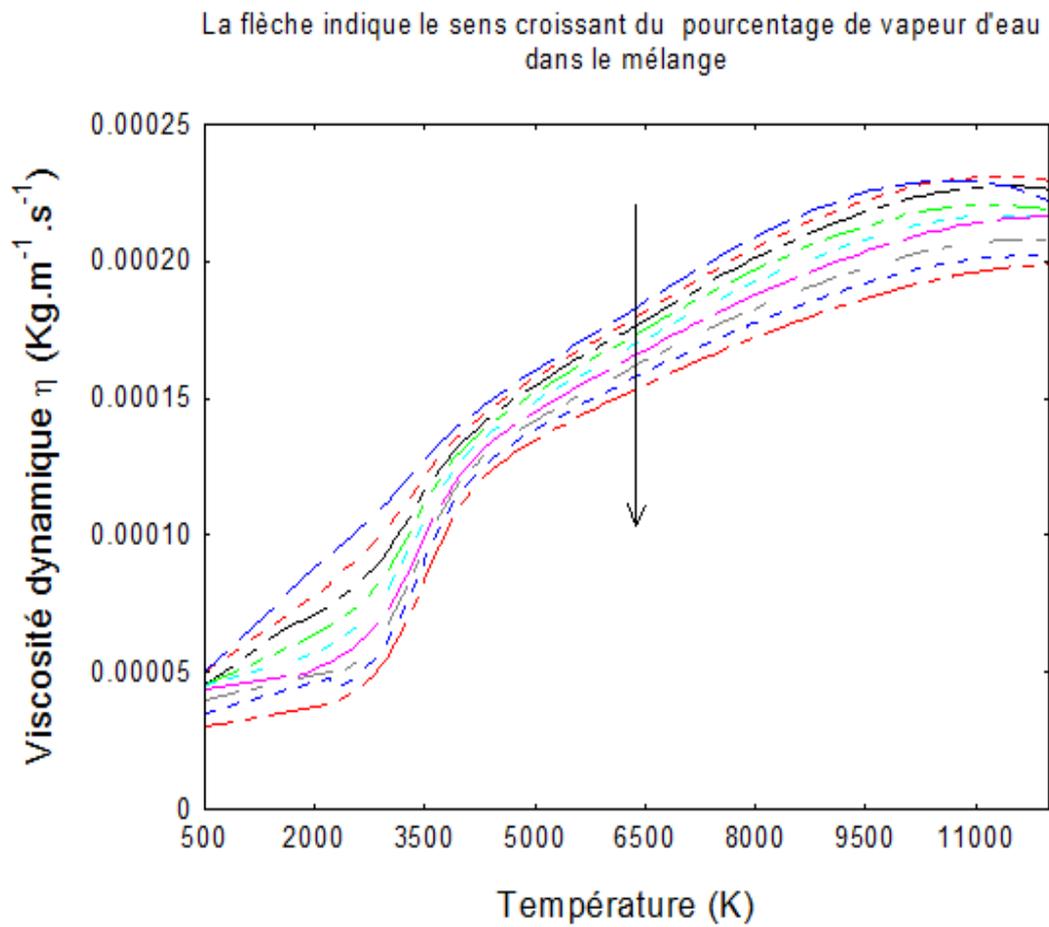


Fig. 4.40 : Influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la viscosité dynamique

4.3.2.2 Influence de la pression sur les coefficients de transport des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau

Les figures 4.41, 4.42 et 4.43 présentent les évolutions, en fonction de température de la conductivité électrique, de la conductivité thermique et de la viscosité dynamique du plasma Mél 50 pour trois valeurs de la pression (P=1 atm, 5 atm et 10 atm). L'influence de la pression sur les coefficients de transport du plasma Mél 50 (mélange artificiel) est similaire à son influence sur ceux du plasma Mél 5 (mélange naturel). De façon générale, la pression a la même influence sur les coefficients de transport de tous les autres plasmas étudiés.

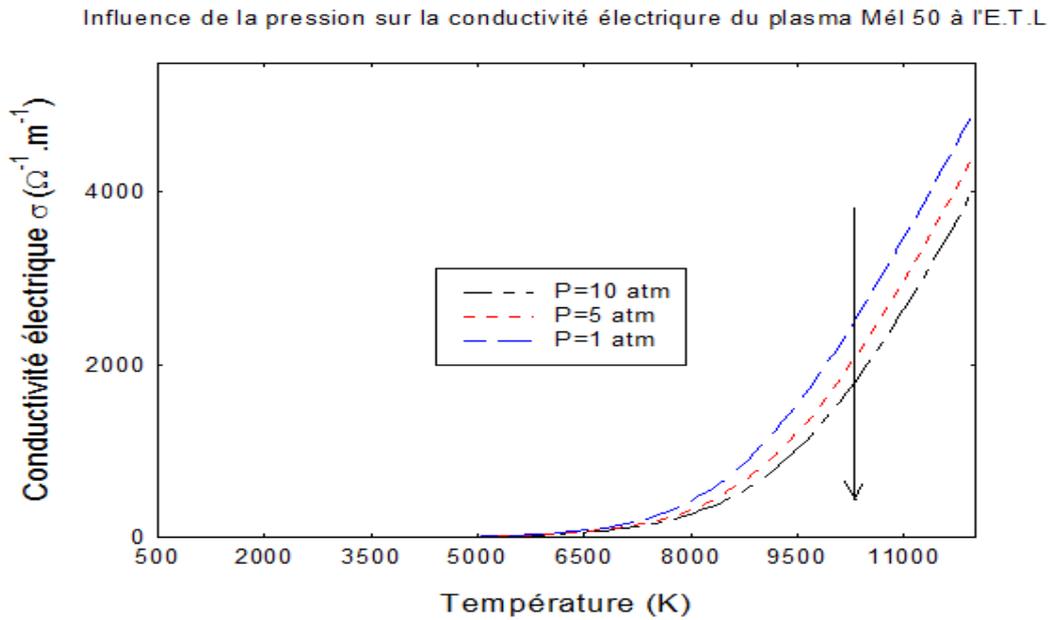


Fig. 4.41 : Influence de la pression sur la conductivité électrique

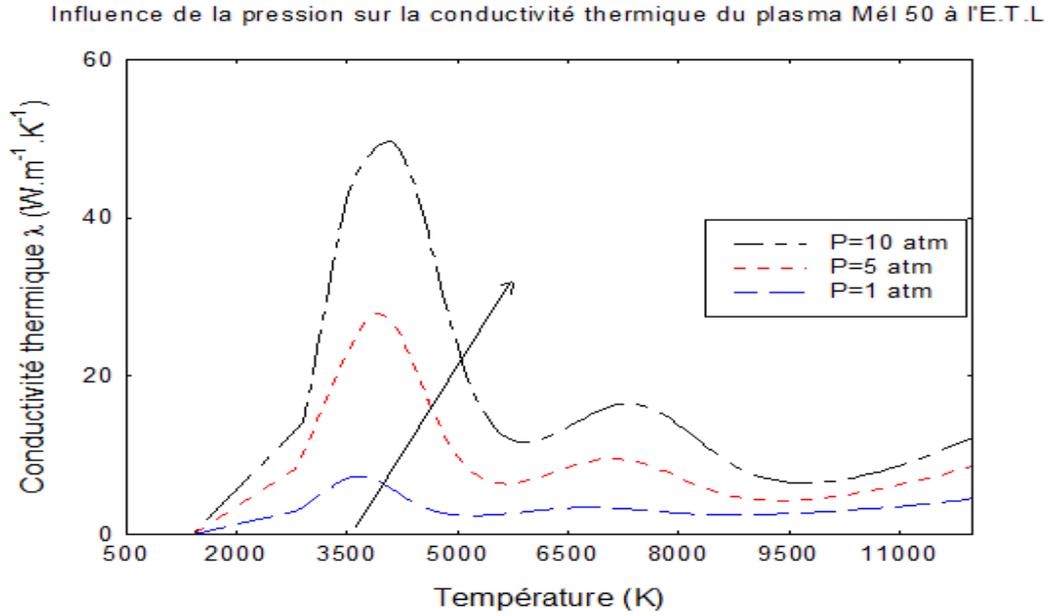


Fig. 4.42 : *Influence de la pression sur la conductivité thermique*

4.3.2.3 Influence du déséquilibre thermique sur les coefficients de transport des plasmas de mélanges artificiel d'air et de vapeur d'eau

Les figures 4.44, 4.45 et 4.46 donnent les évolutions, en fonction de la température des espèces lourdes, des coefficients de transport du plasma Mél 50 pour trois valeurs du déséquilibre thermique θ ($\theta = 1; 1,2$ et $1,5$). L'influence du déséquilibre thermique sur les coefficients de transport du plasma Mél 50 (mélange artificiel) est similaire à son influence sur les coefficients de transport du plasma Mél 5 (mélange naturel). Notons donc que l'influence du déséquilibre thermique sur les coefficients de transport des autres plasmas étudiés est similaire.

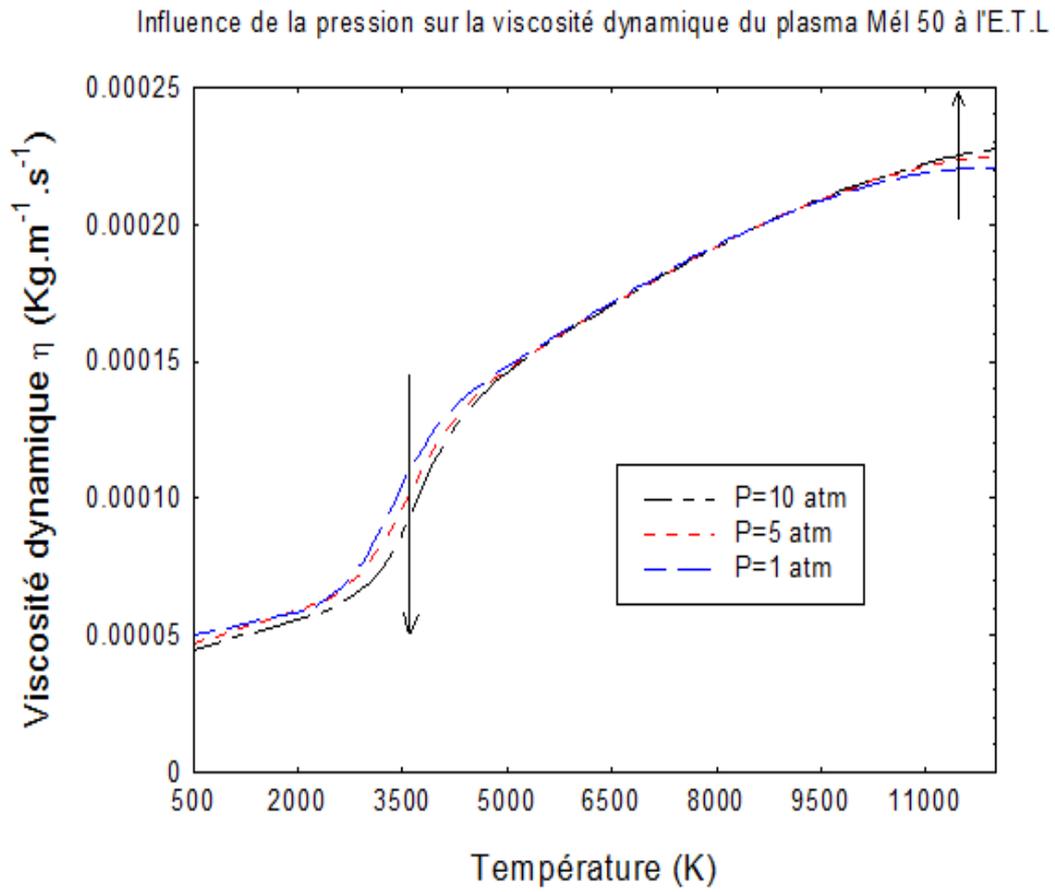


Fig. 4.43 : Influence de la pression sur la viscosité dynamique

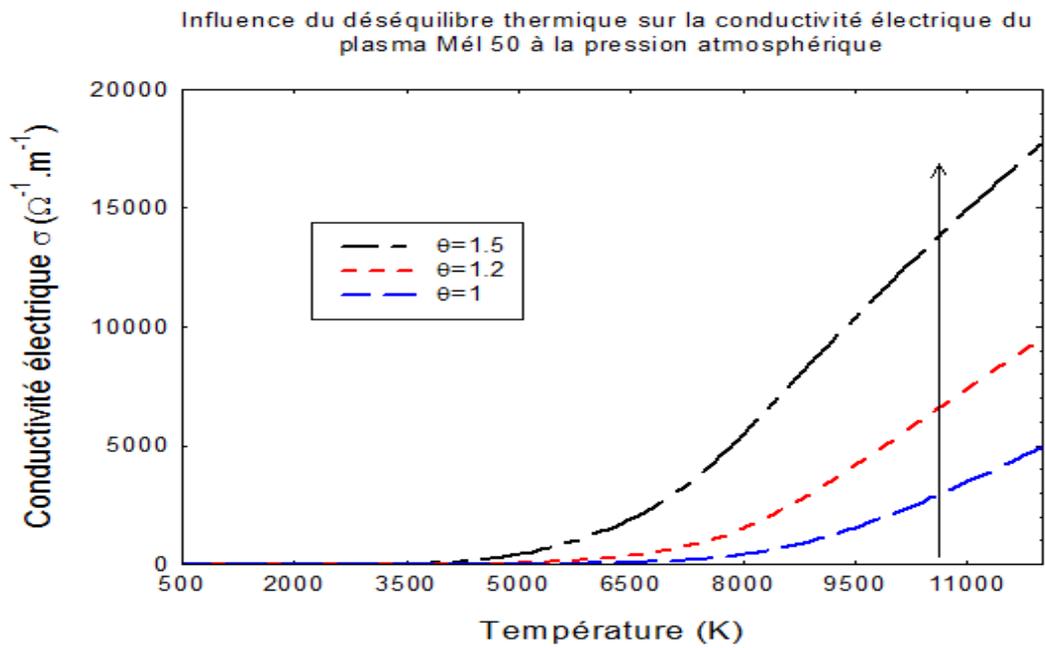


Fig. 4.44 : Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité électrique

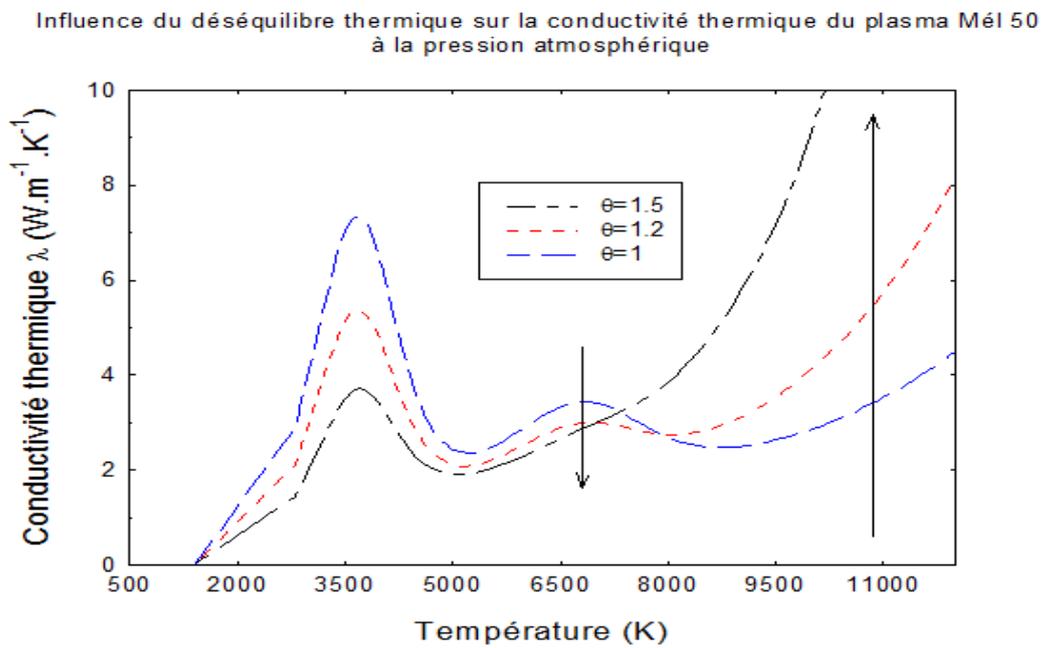


Fig. 4.45 : Influence du déséquilibre thermique sur la conductivité thermique

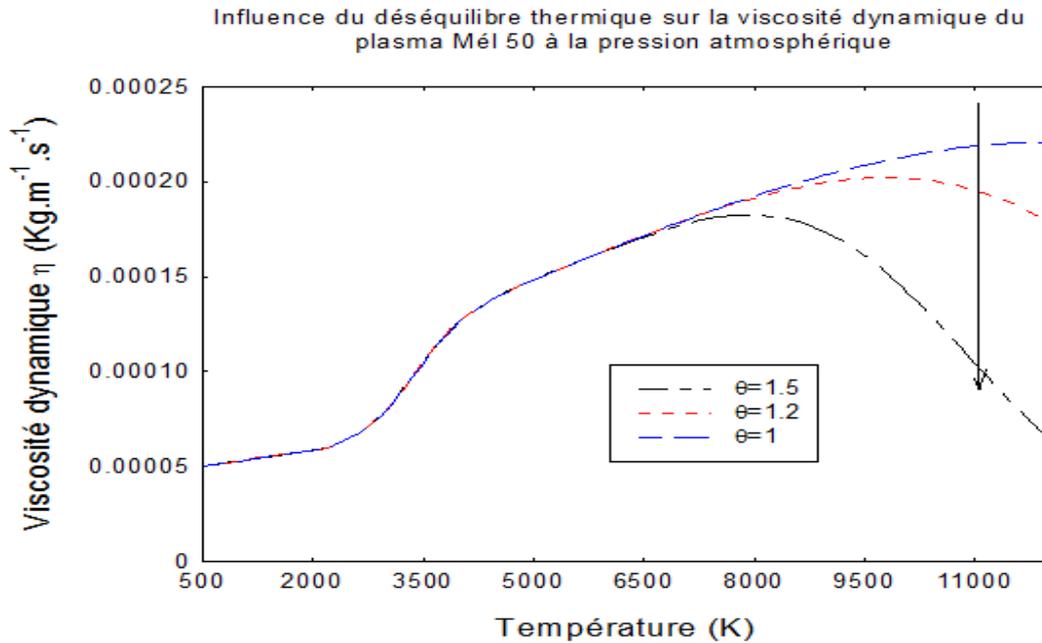


Fig. 4.46 : Influence du déséquilibre thermique sur la viscosité dynamique

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté et interprété les résultats de composition d'équilibre du plasma de mélange d'air et de vapeur d'eau à l'E.T.L et dans un modèle à deux températures où la température des électrons est supposée supérieure à celle des particules lourdes. Il ressort qu'en général les densités numériques des espèces chimiques contenant au moins un atome d'oxygène (O) augmentent avec l'apport de vapeur d'eau tandis que celles contenant des atomes d'azote (N) diminuent lorsque la vapeur d'eau augmente dans le mélange. On note en particulier que l'augmentation du pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange entraîne une augmentation de la densité des atomes d'hydrogène (H). Pour une température donnée, les densités numériques des espèces chimiques augmentent avec la pression. Cela s'explique par la loi des gaz parfaits utilisée dans le calcul de composition. L'augmentation du déséquilibre thermique entraîne une augmentation des densités numériques et favorise les réactions de dissociation et d'ionisation qui ont lieu à des températures de plus en plus basses. Les courbes des résultats des calculs des coefficients de transport montrent des allures bien connues de la littérature. La conductivité électrique diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. Cela pourrait avoir une influence non négligeable sur les performances des disjoncteurs fonctionnant à l'air atmosphérique. L'augmentation de la pression entraîne également une diminution

de la conductivité électrique sur toute la gamme de température. Quant au déséquilibre thermique son augmentation entraîne une augmentation de la conductivité électrique pour une température fixée. Le pic de la conductivité thermique qui apparaît autour de 3500 K augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange tandis que celui qui apparaît autour de 7500 K diminue quand le taux de vapeur d'eau augmente dans le mélange constituant le plasma. Pour les températures supérieures à 9000 K la conductivité thermique augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau. L'augmentation de la pression du mélange entraîne une non seulement un déplacement des pics vers les hautes températures mais aussi une augmentation de leurs amplitudes. L'augmentation du déséquilibre thermique provoque un abaissement de l'amplitude des pics et leur décalage vers les hautes températures. Pour les températures supérieures à 9000 K, la conductivité thermique augmente avec le déséquilibre thermique. Pour les températures inférieures à 10500 K, la viscosité dynamique diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange tandis qu'aux températures supérieures elle augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau. L'influence de la pression est similaire à celle du pourcentage de vapeur d'eau sur la viscosité dynamique. Quant au déséquilibre thermique, son augmentation entraîne un déplacement du pic de la viscosité dynamique vers les basses températures. Nous avons observé des résultats très intéressants pour des températures inférieures à 5000 K. Cela confirme l'importance de cette étude complémentaire à celle de Kagoné([Kagoné, 2012](#)) .

5. RÉSULTATS DES CALCULS DES PROPRIÉTÉS THERMODYNAMIQUES ET ANALYSES

5.1 Introduction

Les propriétés thermodynamiques telles que la densité de masse, l'enthalpie massique, la capacité calorifique à pression constante et la vitesse du son dans le plasma sont très importantes pour modéliser les plasmas d'arc électrique. Nous avons d'abord comparé nos résultats des calculs de la masse volumique, de l'enthalpie massique et de la capacité calorifique à pression constante du plasma formé d'air pur (100% air) avec ceux de P. Fauchais et al. sur les figures 5.1, 5.2 et 5.3. Nous constatons que nos résultats sont en bon accord avec ceux de P. Fauchais et al. On peut noter tout de même quelques écarts. Ces écarts pourraient être dus aux méthodes d'études et aux données utilisées. Cet auteur a par exemple considéré la présence de l'argon dans l'air.

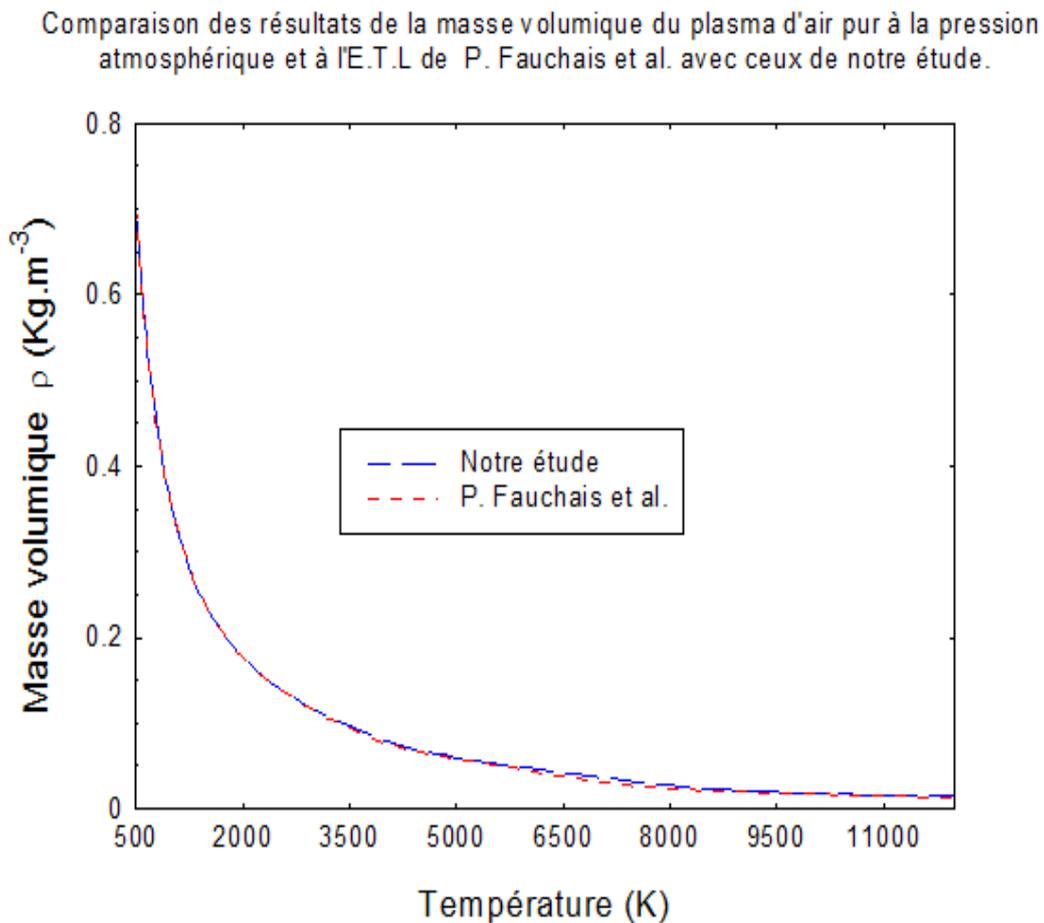


Fig. 5.1 : Comparaison des résultats de la masse volumique de notre étude avec ceux de P. Fauchais et al

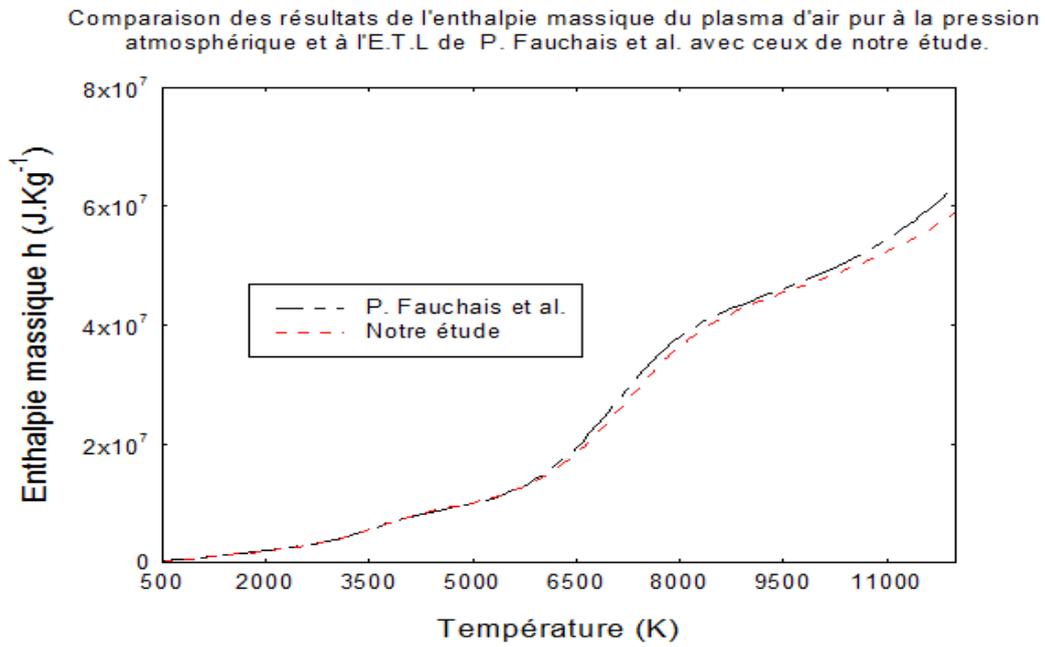


Fig. 5.2 : Comparaison des résultats de l'enthalpie massique de notre étude avec ceux de P. Fauchais

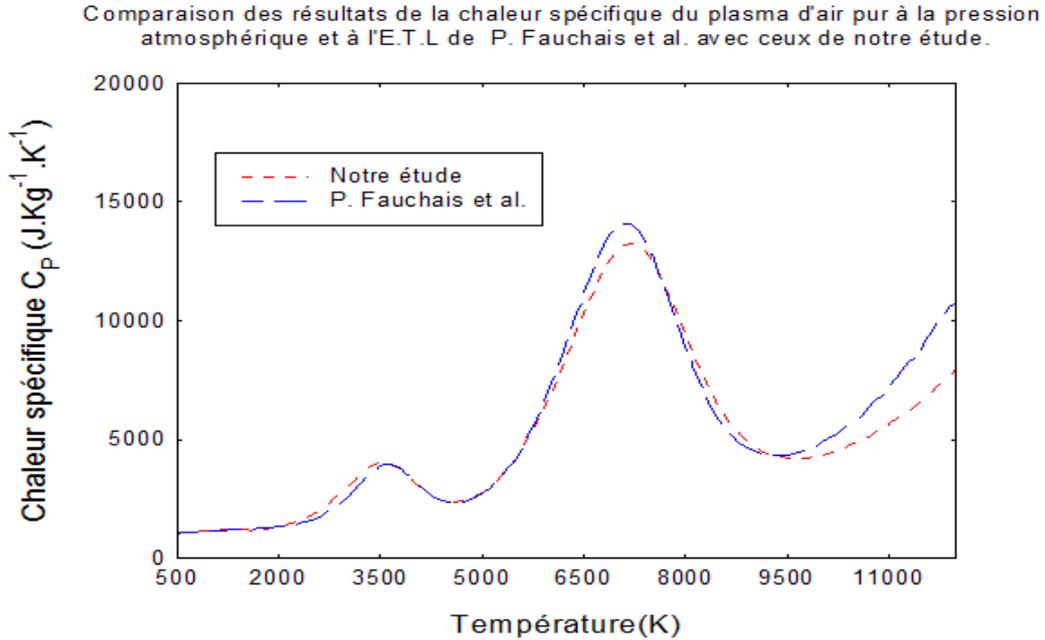


Fig. 5.3 : Comparaison des résultats de la capacité calorifique à pression constante de notre étude avec ceux de P. Fauchais

5.1.1 Résultats des calculs des propriétés thermodynamiques des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau

Dans cette partie, nous présentons les résultats des calculs des propriétés thermodynamiques des plasmas de mélange air-vapeur d'eau concernant l'étude d'un mélange naturel d'air et de vapeur d'eau où on pourrait faire varier le pourcentage en vapeur d'eau jusqu'à 10% de vapeur d'eau dans le mélange. Le pourcentage 10% de vapeur d'eau est un taux limite qu'on ne peut pas dépasser dans l'air atmosphérique quelle que soit l'humidité et quelle que soit la région.

5.1.1.1 influence du pourcentage de vapeur d'eau sur les propriétés thermodynamiques des plasmas de mélanges naturel d'air et de vapeur d'eau

Sur les figures 5.4 à 5.7 sont représentées, les évolutions en fonction de la température de la masse volumique, de l'enthalpie massique, de la chaleur spécifique à pression constante et de la vitesse du son des plasmas Mél 1, Mél 2, Mél 3, Mél 4, Mél 5, Mél 6, Mél 7, Mél 8, Mél 9, Mél 10. L'évolution en fonction de la température de la masse volumique est similaire pour les différents plasmas. Les densités des particules étant des fonctions de la température et de la pression, la masse volumique varie également suivant ces deux paramètres. La décroissance suivant la température s'explique à la fois par l'effet de raréfaction lié à la loi des gaz parfaits (à pression constante le nombre total de particules diminue en $(\frac{1}{T})$) et par la dissociation et l'ionisation des molécules (lorsqu'elles existent dans le milieu) remplacées progressivement à hautes températures par des atomes, des ions et des électrons plus légers. Pour une température donnée, la masse volumique décroît lorsque le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. Ceci est dû à l'augmentation dans le mélange, de la quantité de l'hydrogène dont la masse molaire initial est au minimum douze fois inférieure à celle des autres particules. L'évolution en fonction de la température de l'enthalpie massique est également similaire pour les différents plasmas. On retrouve une allure bien connue de la littérature, à savoir une fonction continue et croissant de la température présentant des phases d'évolution plus ou moins rapides qui correspondent à la réactivité du milieu et plus particulièrement aux phénomènes de dissociation et d'ionisation. On constate également que l'enthalpie varie à l'inverse de la masse volumique : plus le plasma est léger plus les valeurs correspondantes de l'enthalpie sont élevées. On peut donc affirmer que plus le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange plus l'enthalpie augmente pour des températures supérieures à 3000 K. En deçà de cette température la diminution de l'enthalpie s'explique par le fait que pour des tem-

pératures inférieures à 3000 K ($T \prec 3000$), il n'existe pas d'atome d'hydrogène libre dans le plasma car la molécule H_2O n'a pas encore atteint sa température de dissociation. On peut dire que l'augmentation de la quantité d'hydrogène dans le milieu contribue à l'augmentation de l'enthalpie massique du plasma. La chaleur spécifique à pression constante est obtenue par dérivation numérique de l'enthalpie massique. L'évolution en fonction de la température de la chaleur spécifique se déduit donc de celle de l'enthalpie massique. Les pics de la chaleur spécifique correspondent aux brusques variations de l'enthalpie massique du fait des réactions de dissociation et d'ionisation. Le premier pic autour de 3500 K correspond à la dissociation des molécules (H_2O et O_2) principalement et le pic autour de 7500 K correspond à la dissociation de la molécule de diazote (N_2). Les pics associés aux réactions d'ionisation apparaissent à des températures supérieures à 12000 K. Pour des températures inférieures à 6000 K ($T \prec 6000$ K), la chaleur massique augmente avec le pourcentage en valeur d'eau dans le mélange et pour les températures supérieures, la chaleur massique diminue quand le pourcentage en vapeur d'eau augmente. Cela est dû au fait que l'apport de vapeur d'eau augmente la densité des molécules d'eau qui se dissocient autour de 3000 K et à l'opposé cet apport diminue la densité des molécules de diazote qui se dissocient autour de 7500 K. La connaissance de la vitesse de propagation du son dans le plasma est nécessaire à la modélisation des plasmas d'arcs électriques. La vitesse du son dans le plasma croît avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange. On peut dire que la vitesse du son augmente avec la quantité d'atome d'hydrogène dans le mélange. Il faut signaler que la présence des particules lourdes contribue à diminuer la vitesse de propagation du son dans le plasma en basses températures.

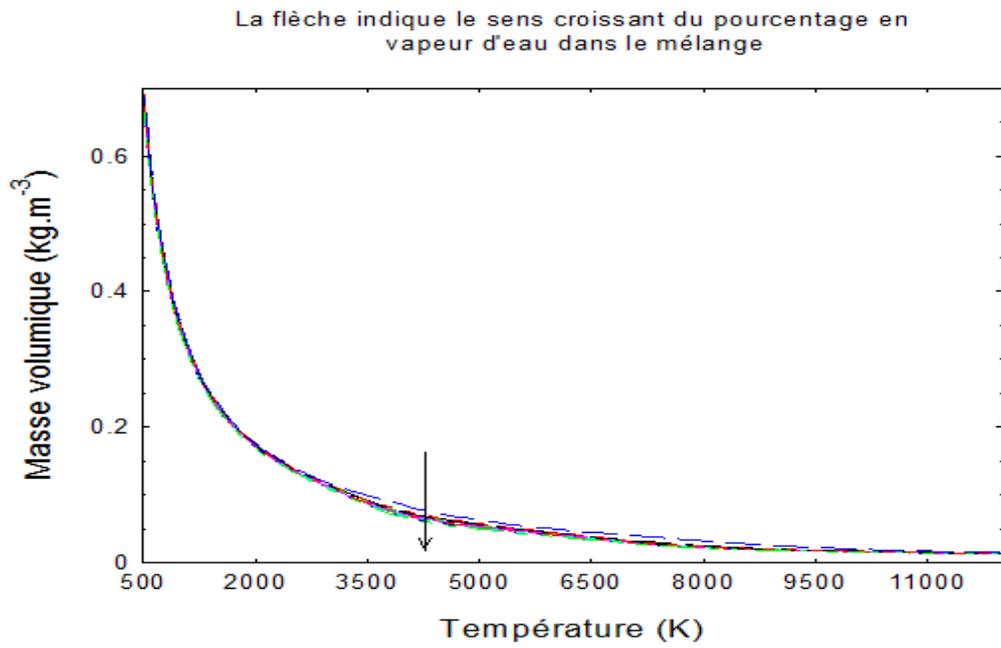


Fig. 5.4 : Évolution en fonction de la température de la masse volumique des plasmas de mélange naturel

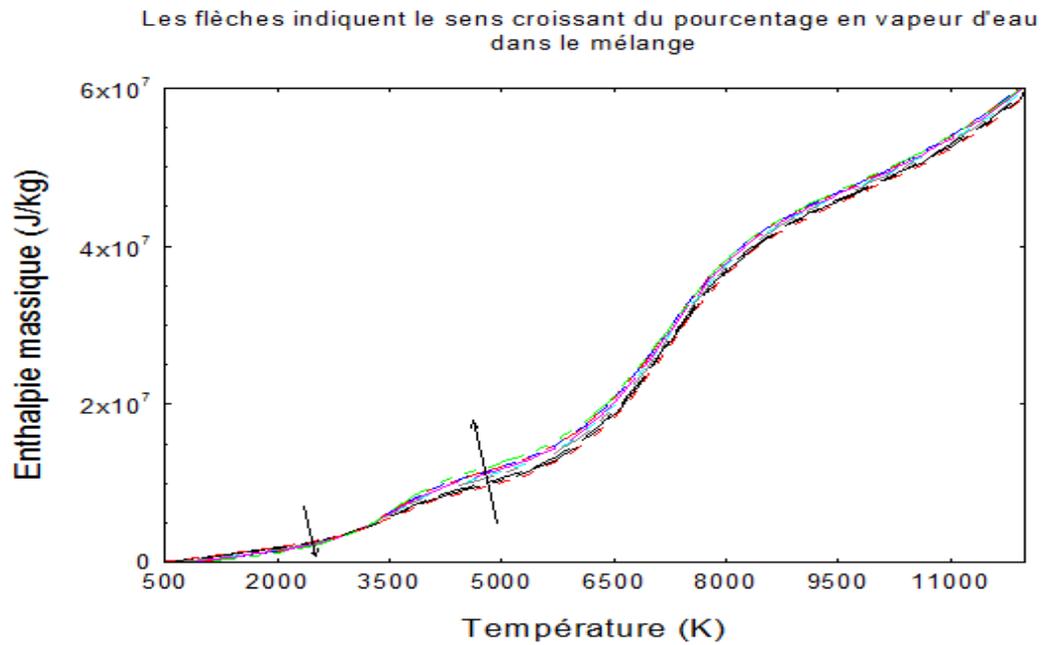


Fig. 5.5 : Évolution en fonction de la température de l'enthalpie massique des plasmas de mélange naturel

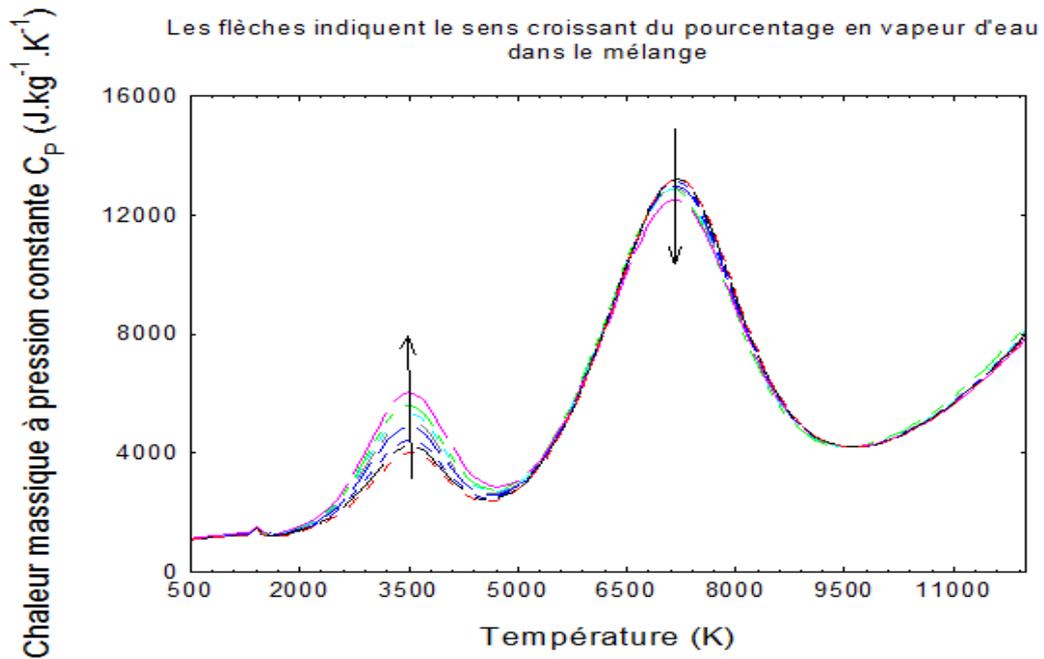


Fig. 5.6 : Évolution en fonction de la température de la chaleur spécifique à pression constante des plasmas de mélange naturel

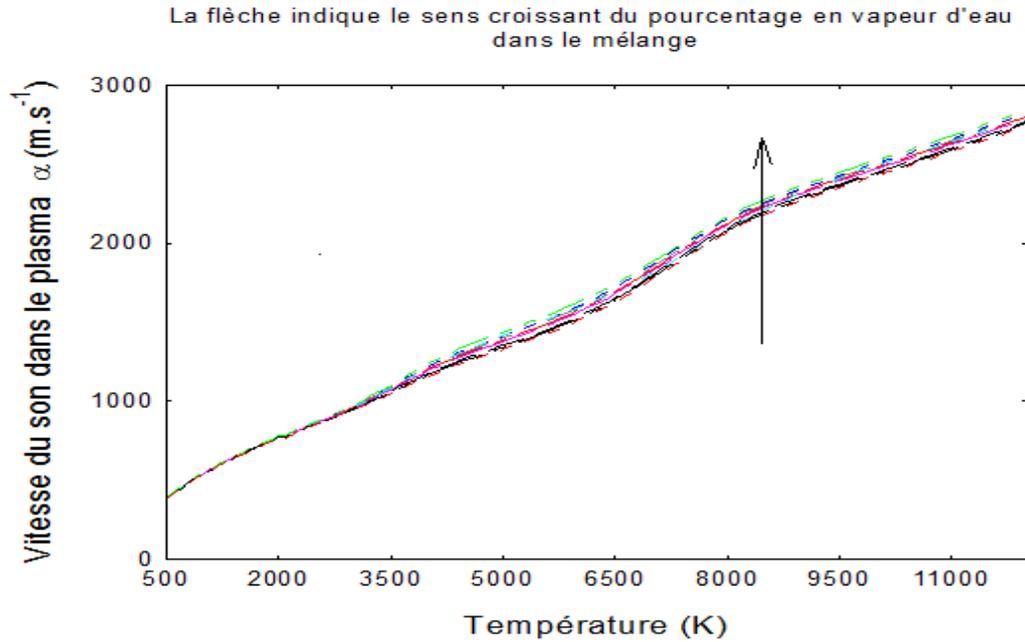


Fig. 5.7 : Évolution en fonction de la température de la vitesse du son des plasmas de mélange naturel

5.1.1.2 Influence de la pression sur les propriétés thermodynamiques

Les figures 5.8 à 5.11 montrent respectivement l'influence de la pression sur la masse volumique, l'enthalpie massique, la chaleur spécifique à pression constante et la vitesse du son du plasma Mél 5 à l'E.T.L. Nous avons choisi de présenter seulement les résultats du plasma Mél 5 afin de réduire le volume des résultats présentés car le comportement des propriétés thermodynamiques des autres plasmas naturels est similaire à celui du plasma Mél 5 vis-à-vis de la pression. Pour une température donnée, la masse volumique du plasma Mél 5 augmente lorsque la pression augmente. Cette augmentation en fonction de la pression s'explique non seulement par l'augmentation des densités numériques des espèces chimiques du milieu mais aussi par des réactions chimiques (dissociation et ionisation) qui se réalisent à plus hautes températures. Pour une température donnée, nous constatons que l'enthalpie massique du plasma diminue lorsque la pression augmente. Lorsque la pression augmente, les différentes réactions de dissociation et d'ionisation se produisent à des températures de plus en plus élevées. Autrement dit, pour une température donnée l'augmentation de la pression entraîne une augmentation de la masse volumique et par suite une diminution de l'enthalpie massique du plasma. L'enthalpie massique et la masse volumique varient en sens inverse lorsque la pression augmente. Lorsque la pression augmente, on observe un déplacement des pics de la chaleur spécifique à pression constante du plasma vers les hautes températures et un abaissement de l'amplitude des pics. Ce comportement s'explique par des phénomènes de dissociation et d'ionisation retardés conformément à la loi d'action de masse. En effet, ces réactions étant endothermiques l'enthalpie n'augmente qu'après leur réalisation, d'où l'abaissement des pics de la capacité calorifique à pression constante.

Quant à la célérité du son dans le plasma, on constate qu'elle diminue lorsque la pression augmente.

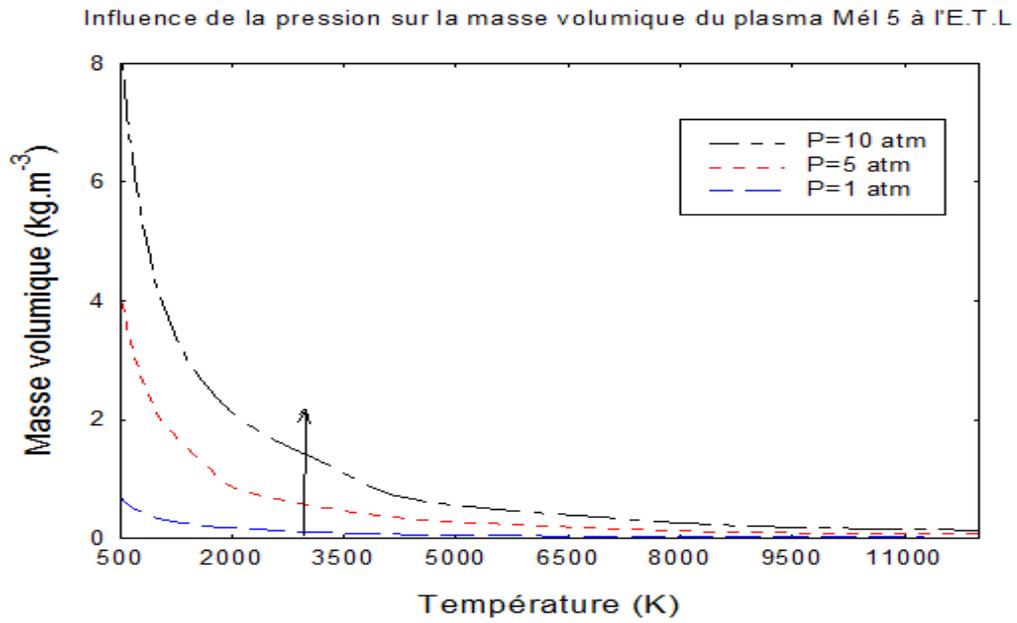


Fig. 5.8 : Influence de la pression sur la masse volumique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

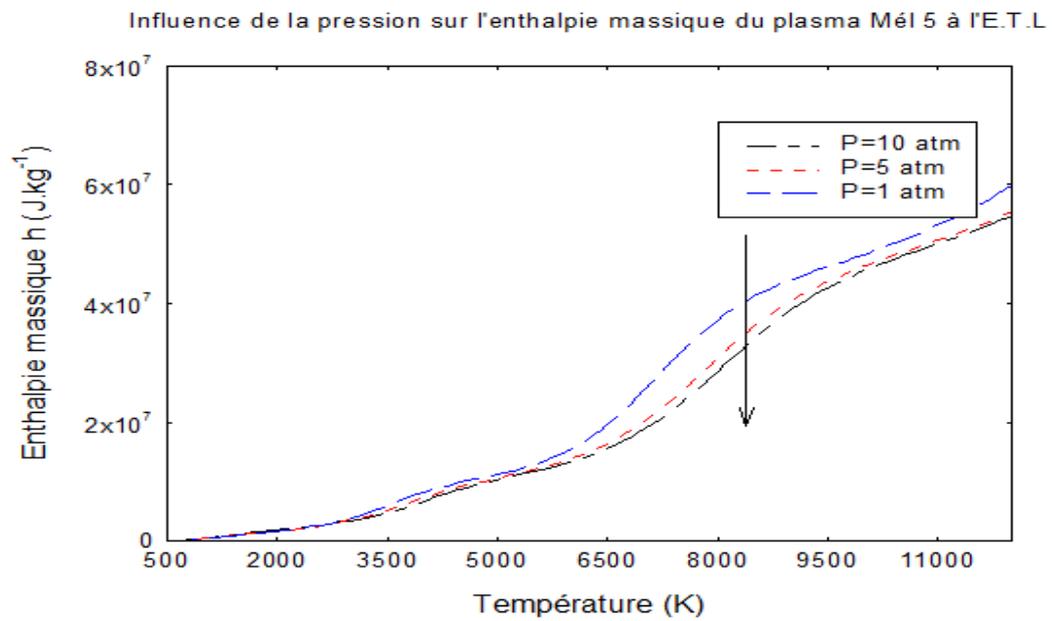


Fig. 5.9 : Influence de la pression sur l'enthalpie massique du plasma Mél 5 à l'E.T.L

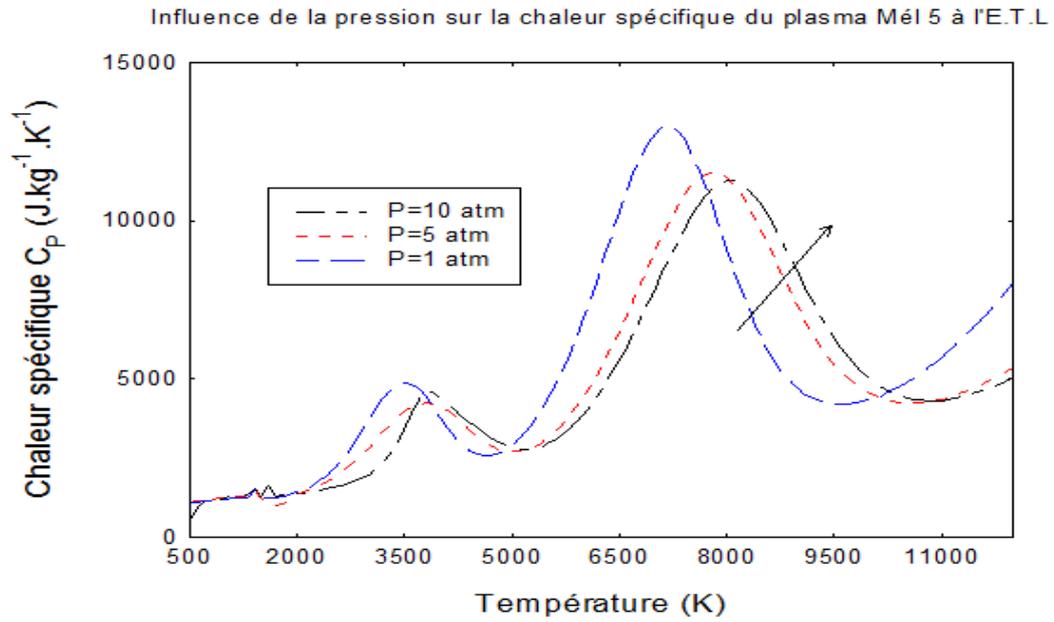


Fig. 5.10 : Influence de la pression sur la chaleur spécifique à pression constante du plasma Mél 5 à l'E.T.L

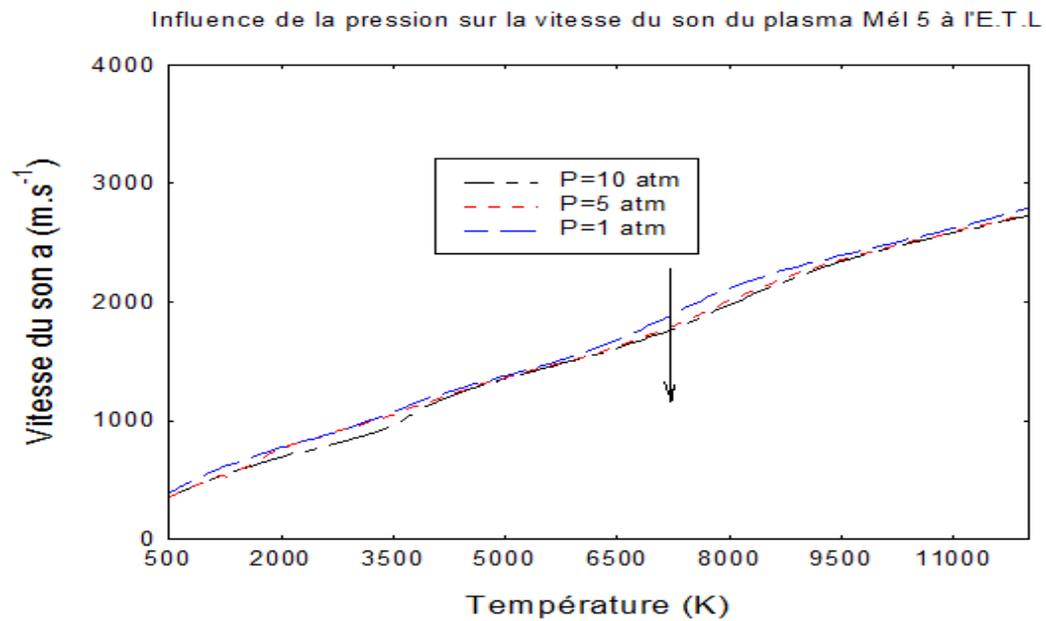


Fig. 5.11 : Influence de la pression sur la vitesse du son du plasma Mél 5 à l'E.T.L

5.1.1.3 Influence du déséquilibre thermique sur les propriétés thermodynamiques

Les figures 5.12 à 5.15 montrent le comportement de la masse volumique, de l'enthalpie massique, de la chaleur spécifique et de la vitesse du son du plasma Mél5 par rapport au paramètre de déséquilibre thermique à la pression atmosphérique. Nous avons considéré trois valeurs du déséquilibre thermique $\theta = 1 ; 1,2$ et $1,5$. La masse volumique du plasma Mél5 reste presque insensible à la variation du déséquilibre thermique jusqu'à une température autour de 9000 K, puis décroît légèrement lorsque le déséquilibre thermique augmente. Cela s'explique par le fait que l'écart entre la température des électrons et des particules lourdes favorise les réactions de dissociation et d'ionisation. L'enthalpie massique reste également presque insensible à la variation du déséquilibre thermique en basses températures et augmente aux températures supérieures lorsque le déséquilibre thermique augmente. Cela est dû au fait que l'enthalpie varie à l'inverse de la masse volumique. On constate que le pic autour de 3000 K reste presque insensible au variation du déséquilibre thermique mais, on observe un déplacement des pics de la chaleur spécifique du plasma Mél5 avec l'augmentation du déséquilibre thermique lié aux déplacements vers les basses températures des équilibres des différentes réactions de dissociation et d'ionisation. La vitesse du son quant à elle, reste aussi presque insensible à la variation du déséquilibre thermique en basses températures et croît aux températures supérieures lorsque le déséquilibre augmente. Notons que l'influence du déséquilibre thermique sur les autres plasmas de mélange naturels est similaire à son influence sur le plasma Mél 5.

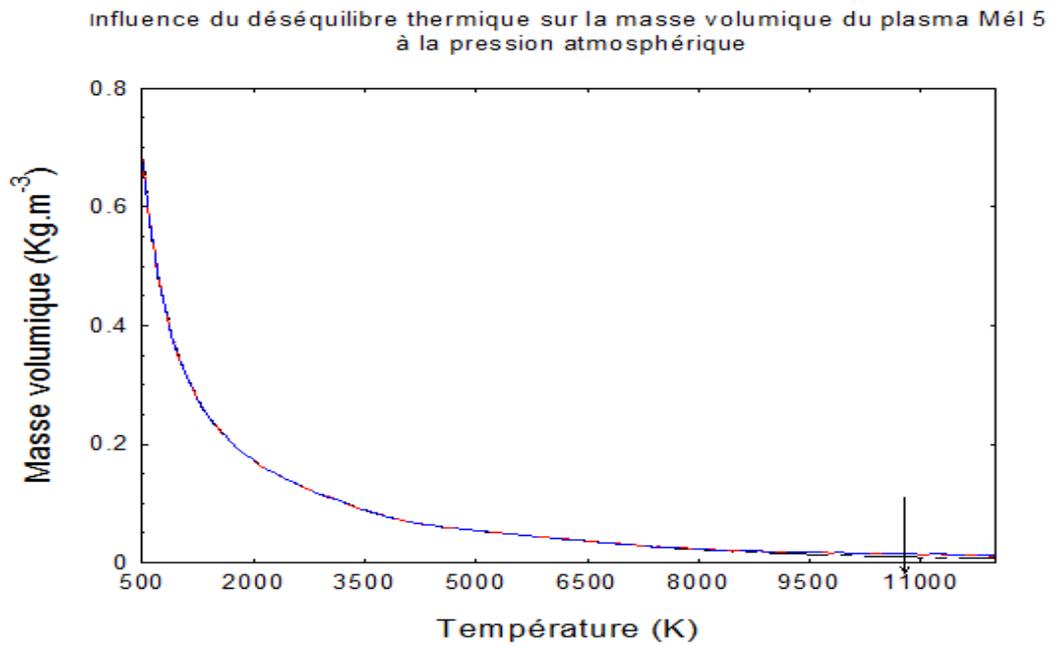


Fig. 5.12 : Influence du déséquilibre thermique sur la masse volumique du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique

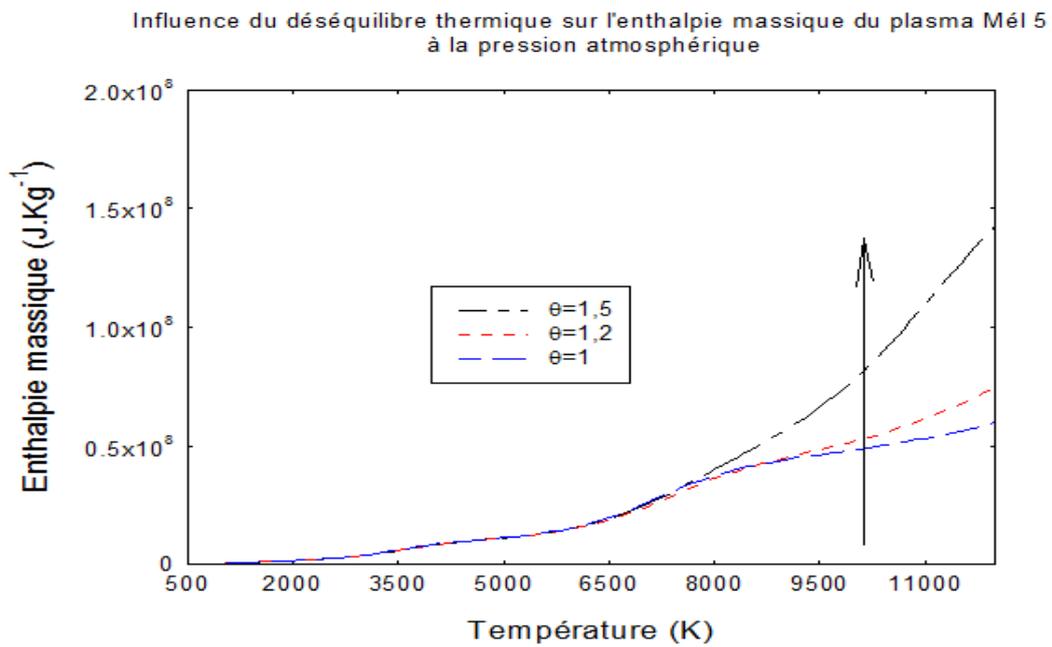


Fig. 5.13 : Influence du déséquilibre thermique sur l'enthalpie massique du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique

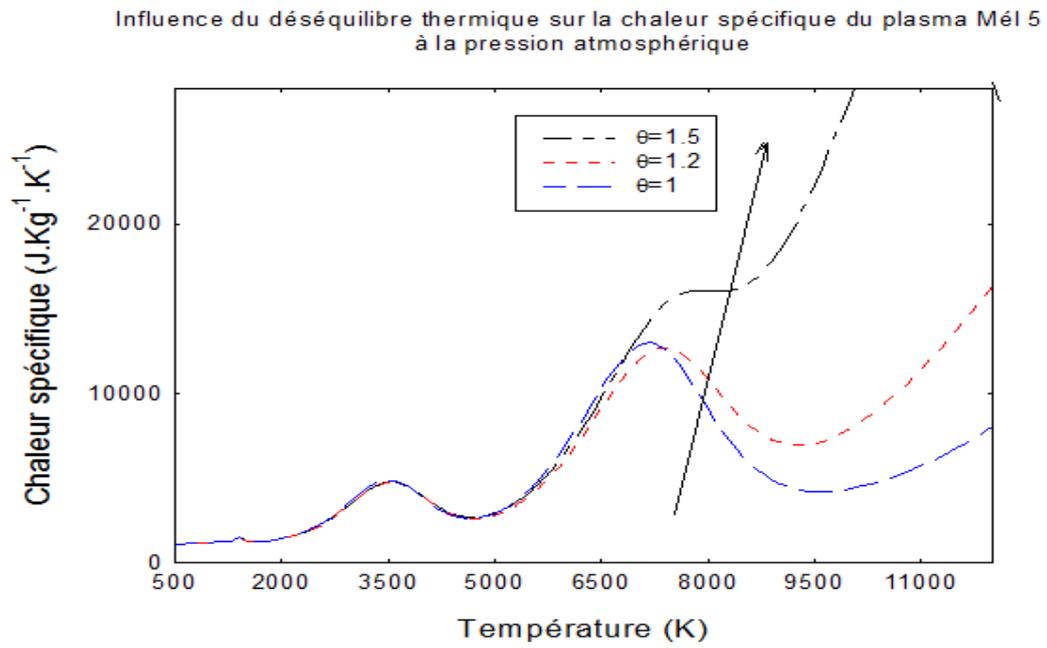


Fig. 5.14 : *Influence du déséquilibre thermique sur la chaleur spécifique à pression constante du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique*

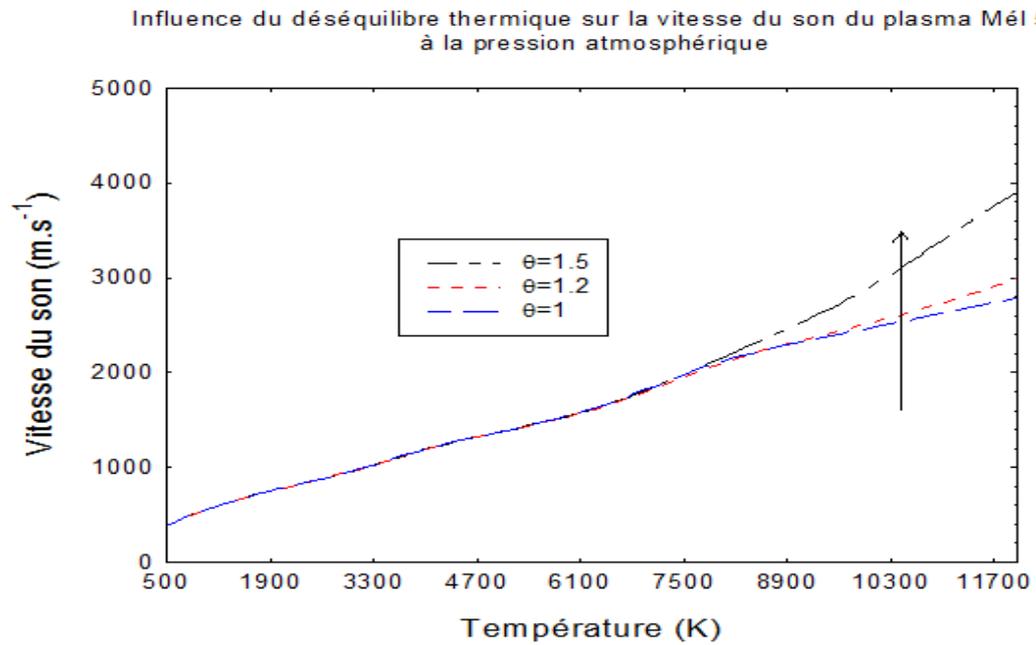


Fig. 5.15 : *Influence du déséquilibre thermique sur la vitesse du son du plasma Mél 5 à la pression atmosphérique*

5.1.2 Résultats des calculs des propriétés thermodynamiques des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau

Dans cette partie, nous présentons les résultats des calculs des propriétés thermodynamiques des plasmas de mélange air-vapeur d'eau concernant l'extension de l'étude à un mélange artificiel d'air et de vapeur d'eau où on pourrait faire varier le pourcentage de vapeur d'eau jusqu'à 90% de vapeur d'eau dans le mélange.

5.1.2.1 Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur les propriétés thermodynamiques des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau

Nous avons représenté Sur les figures 5.16 à 5.19 les évolutions en fonction de la température de la masse volumique, de l'enthalpie massique, de la chaleur spécifique à pression constante et de la vitesse du son des plasmas Mél 10, Mél 20, Mél 30, Mél 40, Mél 50, Mél 60, Mél 70, Mél 80, Mél 90. En observant ces différentes figures, on constate que l'influence du pourcentage en vapeur d'eau sur les propriétés thermodynamiques du plasma de mélange artificiel est similaire à son influence sur celles du plasma du mélange naturel.

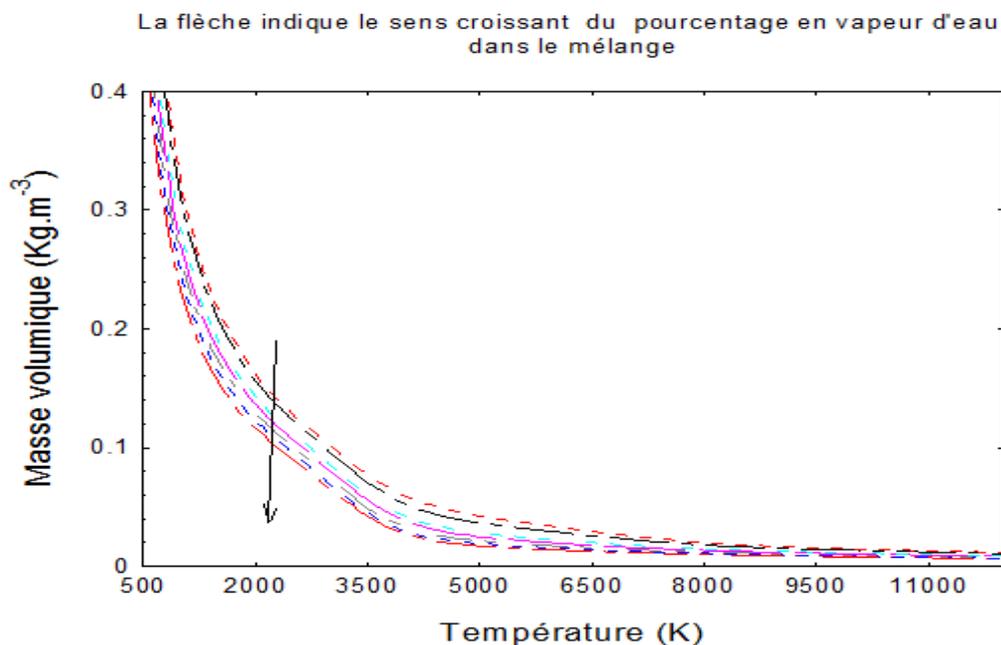


Fig. 5.16 : Évolution en fonction de la température de la masse volumique du plasma de mélange artificiel

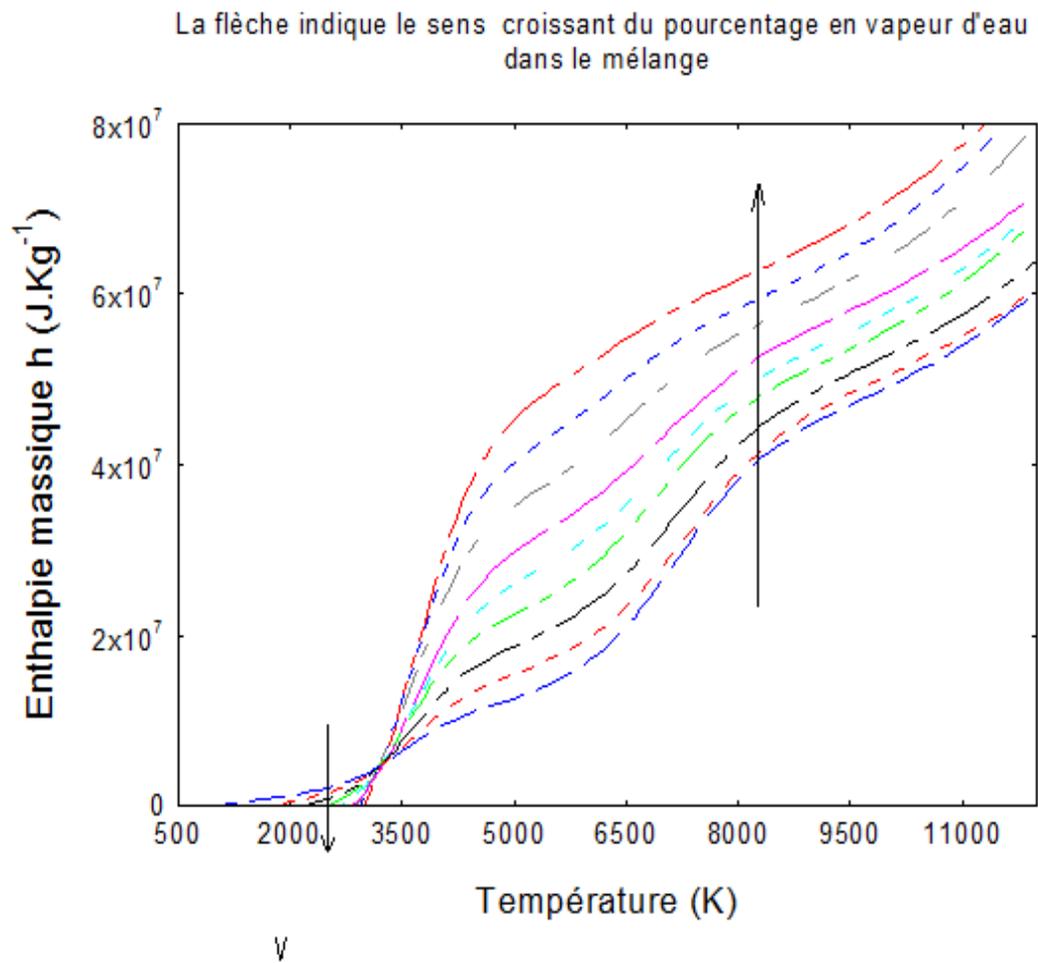


Fig. 5.17 : *Évolution en fonction de la température de l'enthalpie massique du plasma de mélange artificiel*

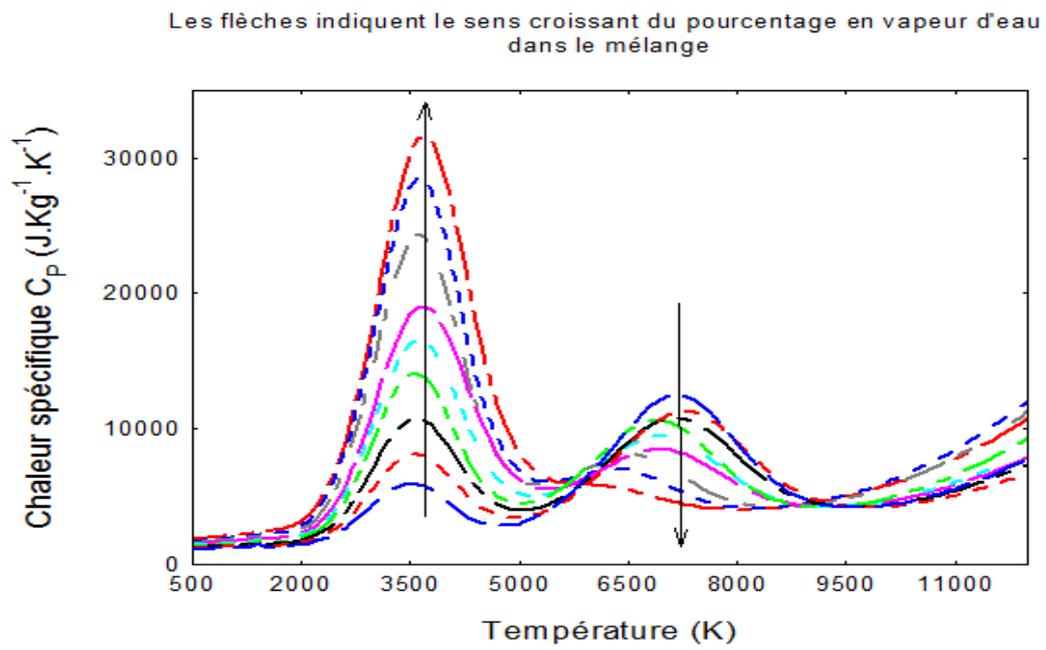


Fig. 5.18 : Évolution en fonction de la température de la chaleur spécifique à pression constante du plasma de mélange artificiel

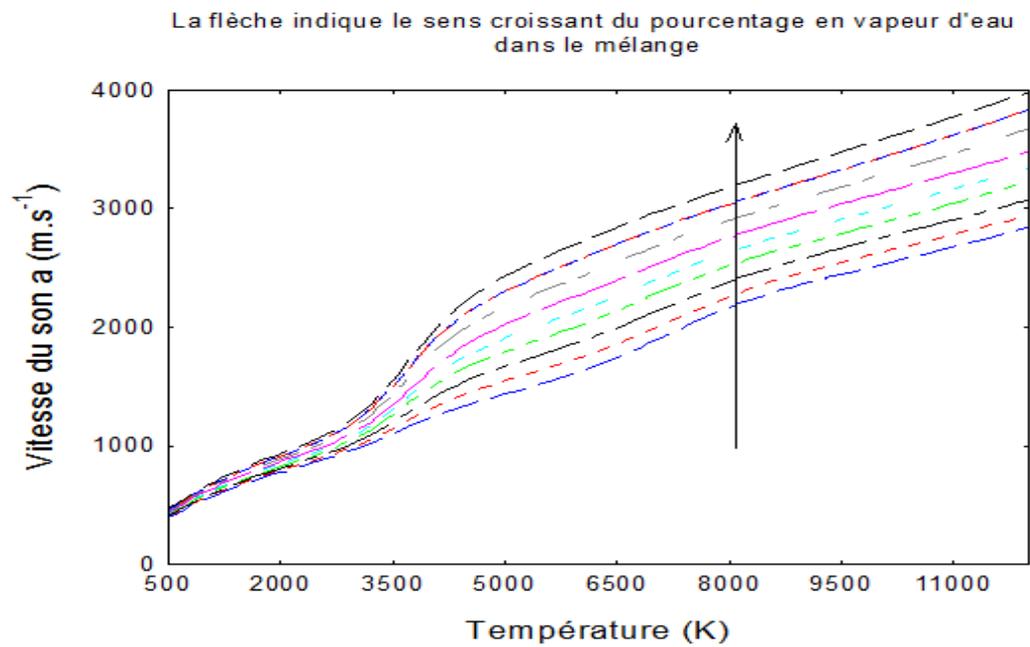


Fig. 5.19 : Évolution en fonction de la température de la vitesse du son du plasma de mélange artificiel

5.1.2.2 Influence de la pression sur les propriétés thermodynamiques

L'influence de la pression sur la masse volumique, l'enthalpie massique, la chaleur spécifique à pression constante et la vitesse du son du plasma Mél50 à l'E.T.L est représentée sur les figures 5.20 à 5.23. Nous avons choisi de présenter seulement les résultats du plasma Mél50 afin de réduire le volume des résultats présentés d'autant plus que le comportement des propriétés thermodynamiques des autres plasmas artificiel est similaire à celui du plasma Mél50 vis-à-vis de la pression. En observant les différentes figures, on constate que l'influence de la pression sur les propriétés thermodynamiques du plasma artificiel est identique à son influence sur celles du plasma naturel.

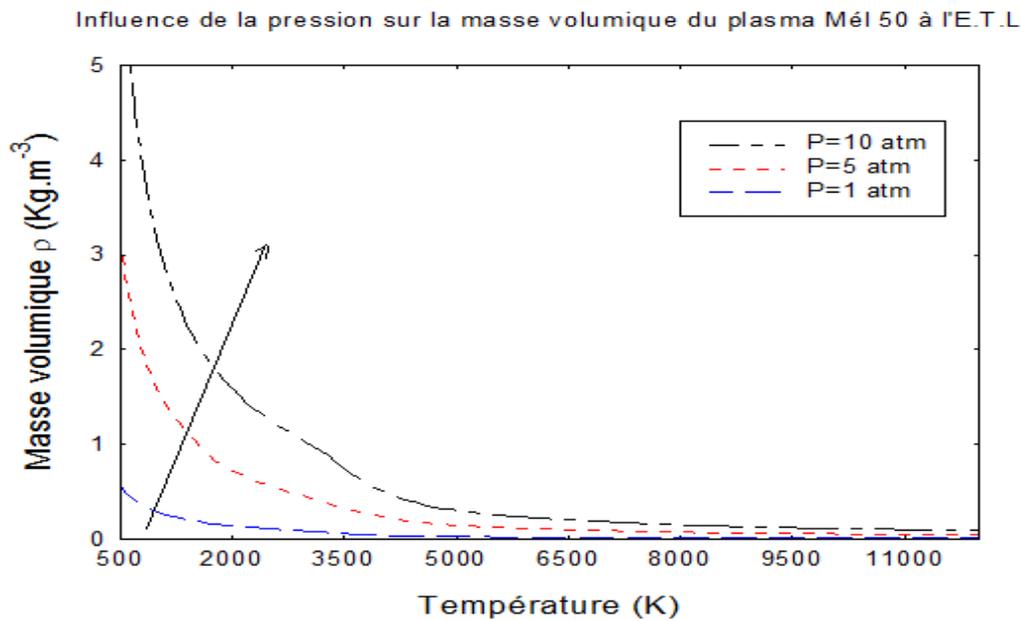


Fig. 5.20 : Influence de la pression sur la masse volumique du plasma Mél50 à l'E.T.L

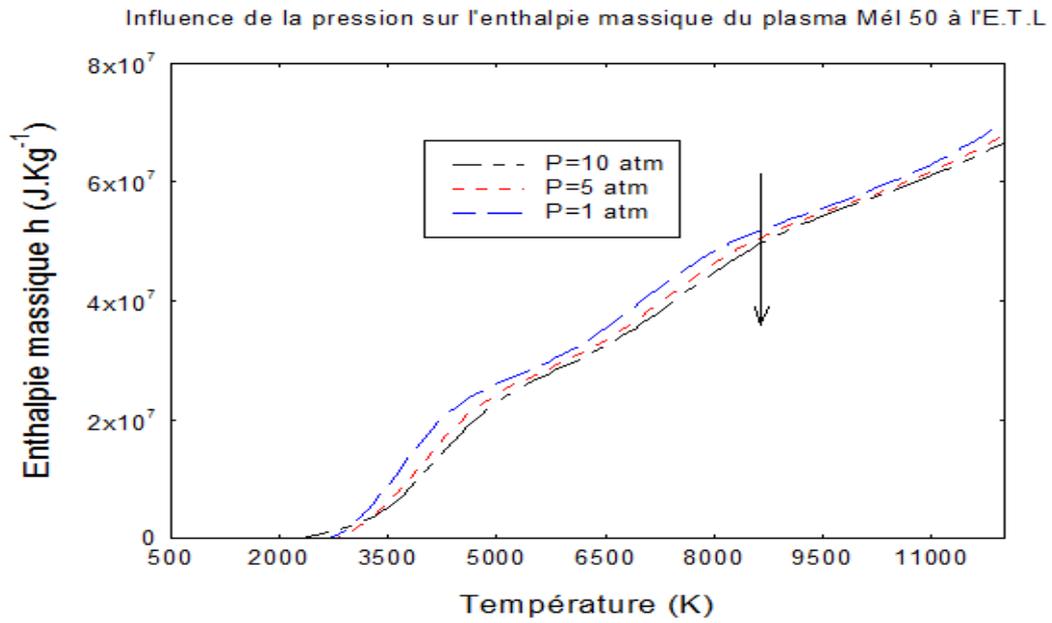


Fig. 5.21 : Influence de la pression sur l'enthalpie massique du plasma Mél50 à l'E.T.L

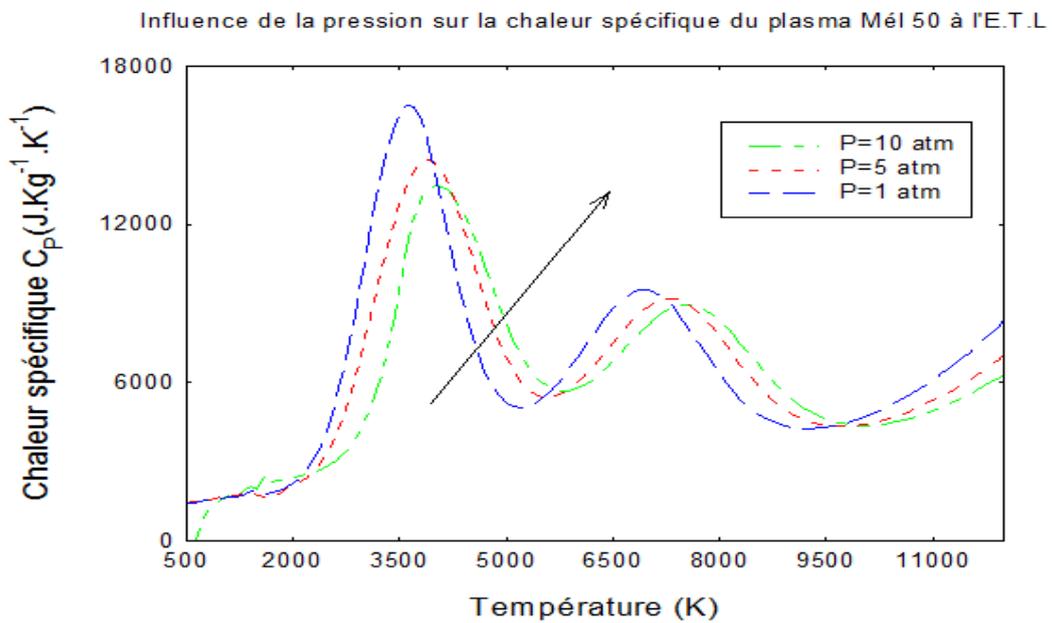


Fig. 5.22 : Influence de la pression sur la chaleur spécifique du plasma Mél50 à l'E.T.L

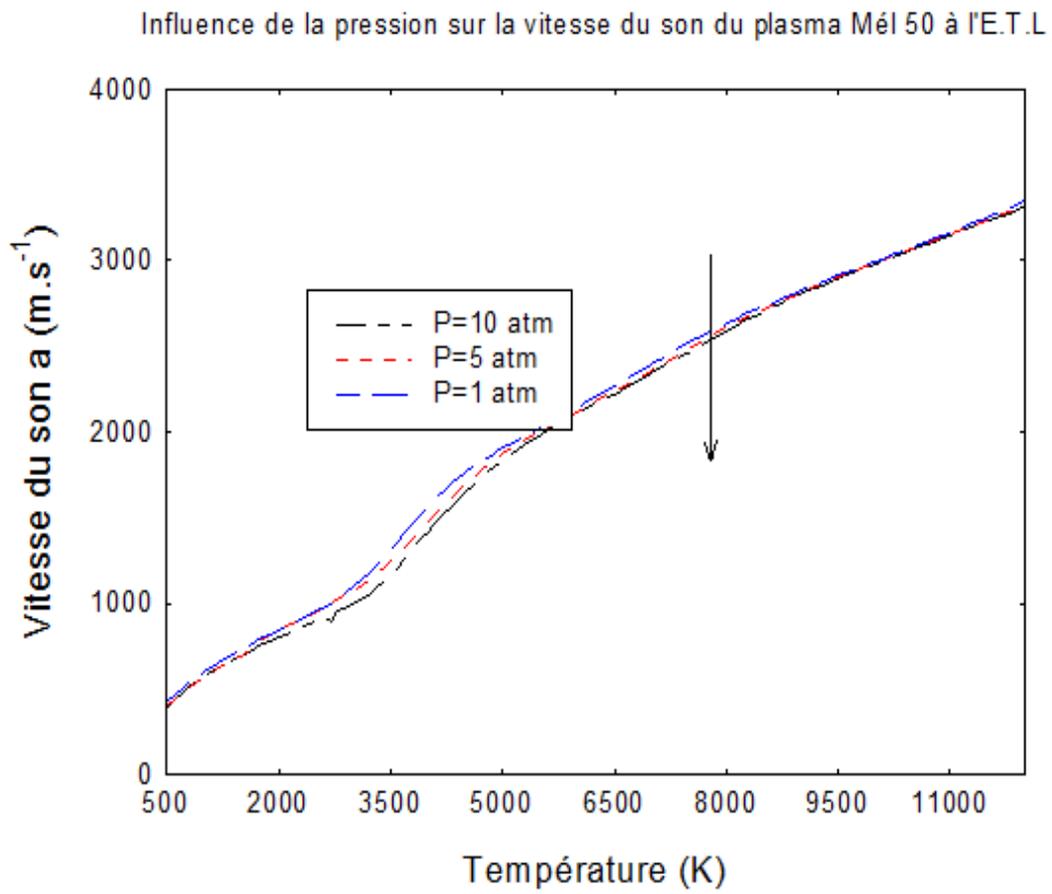


Fig. 5.23 : Influence de la pression sur la vitesse du son du plasma Mél50 à l'E.T.L

5.1.2.3 Influence du déséquilibre thermique sur les propriétés thermodynamiques

Sur les figures 5.24 à 5.27 on observe l'influence du déséquilibre thermique sur la masse volumique, l'enthalpie massique, la chaleur spécifique à pression constante et la vitesse du son du plasma Mél50 à l'E.T.L. Nous avons choisi de présenter seulement les résultats du plasma Mél50 afin de réduire le volume des résultats présentés d'autant plus que le comportement des propriétés thermodynamiques des autres plasmas artificiel est similaire à celui du plasma Mél50 vis-à-vis du déséquilibre thermique. En observant les différentes figures, on constate que l'influence du déséquilibre thermique sur les propriétés thermodynamiques du plasma artificiel est identique à son influence sur celles du plasma naturel.

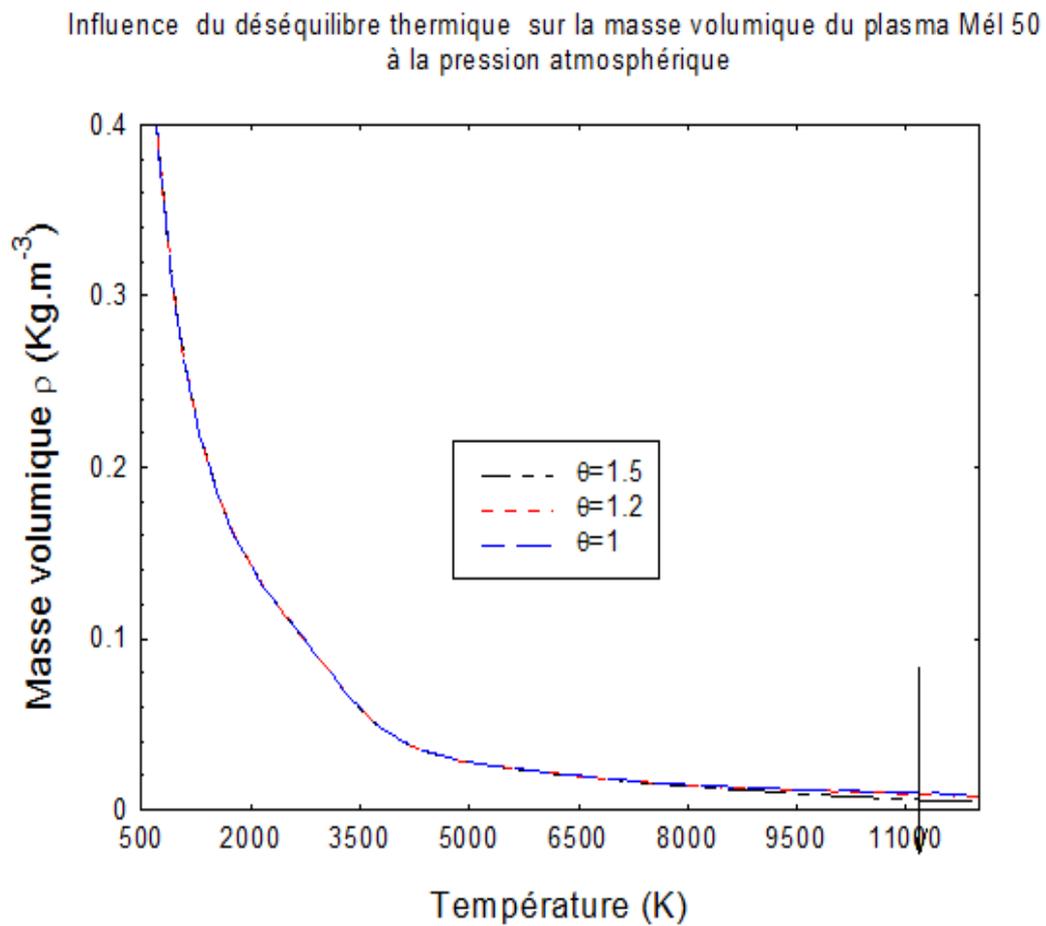


Fig. 5.24 : Influence du déséquilibre thermique sur la masse volumique du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique

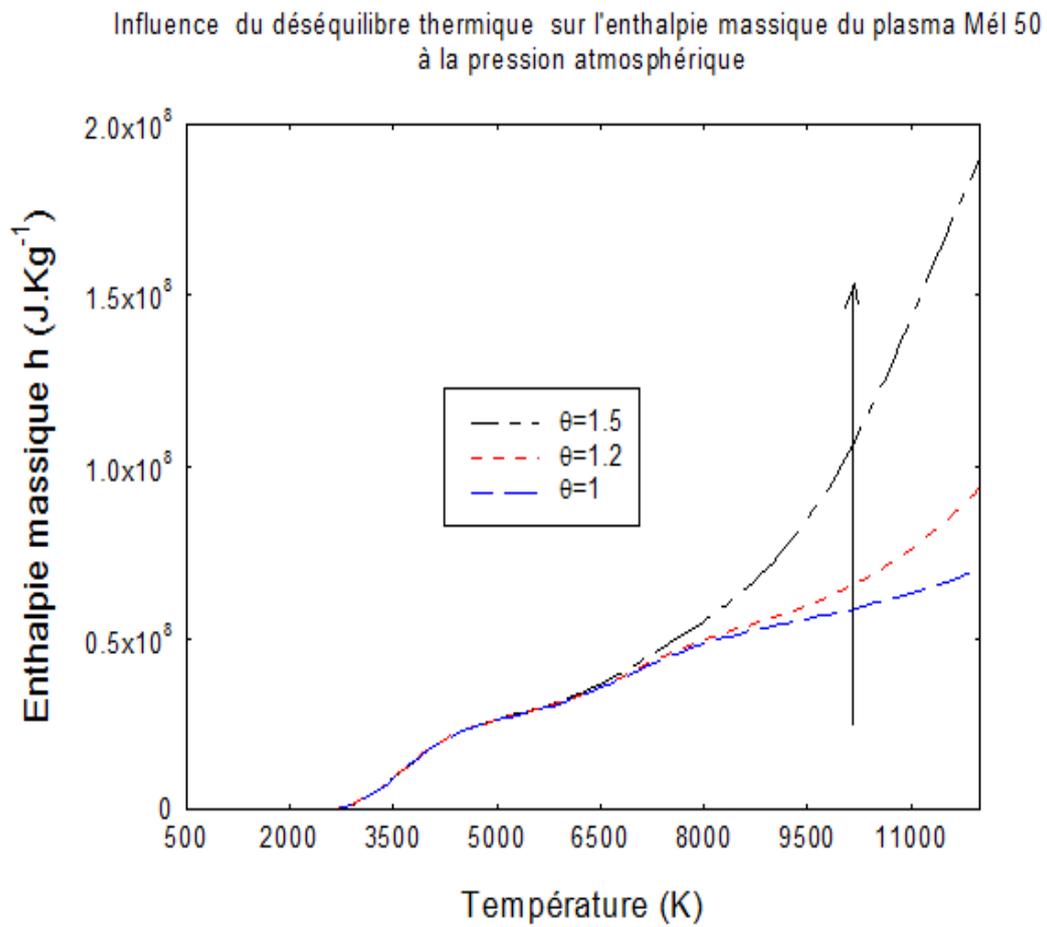


Fig. 5.25 : Influence du déséquilibre thermique sur l'enthalpie massique du plasma Mél50 à la pression atmosphérique

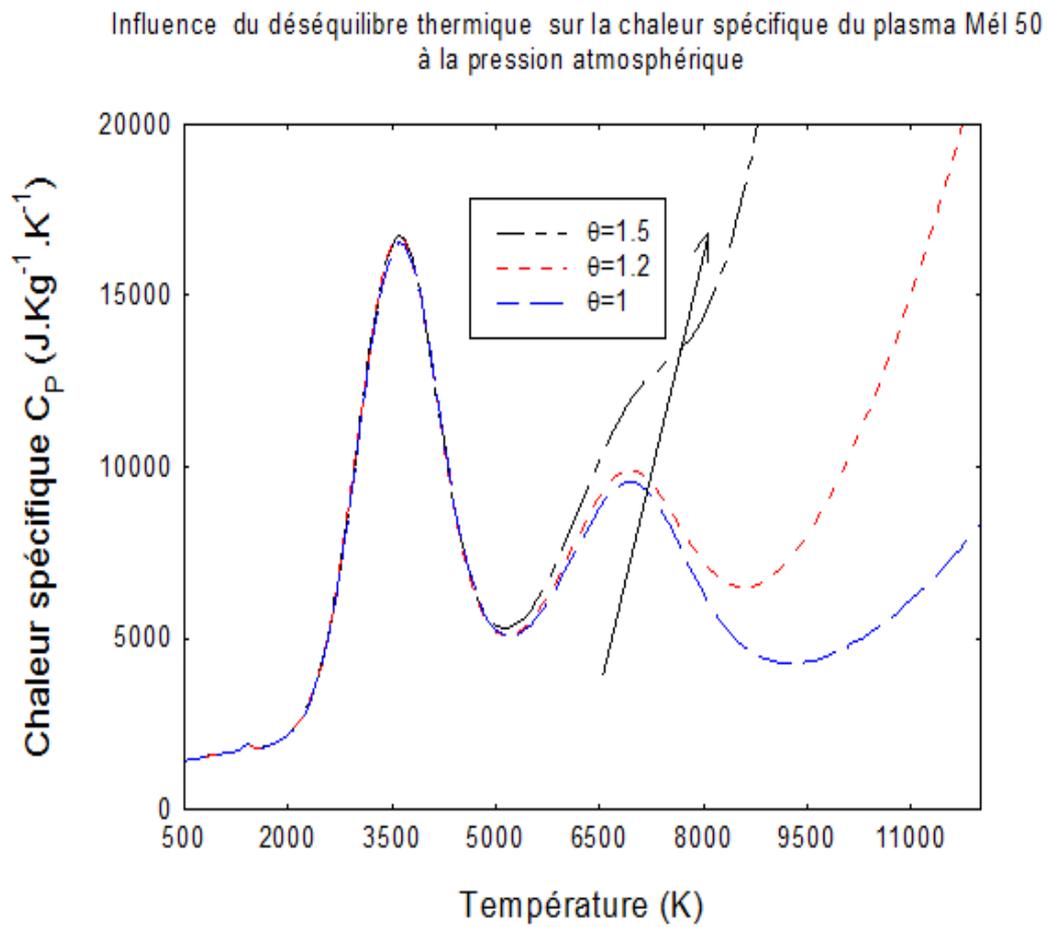


Fig. 5.26 : *Influence du déséquilibre thermique sur la chaleur spécifique du plasma Mél50 à la pression atmosphérique*

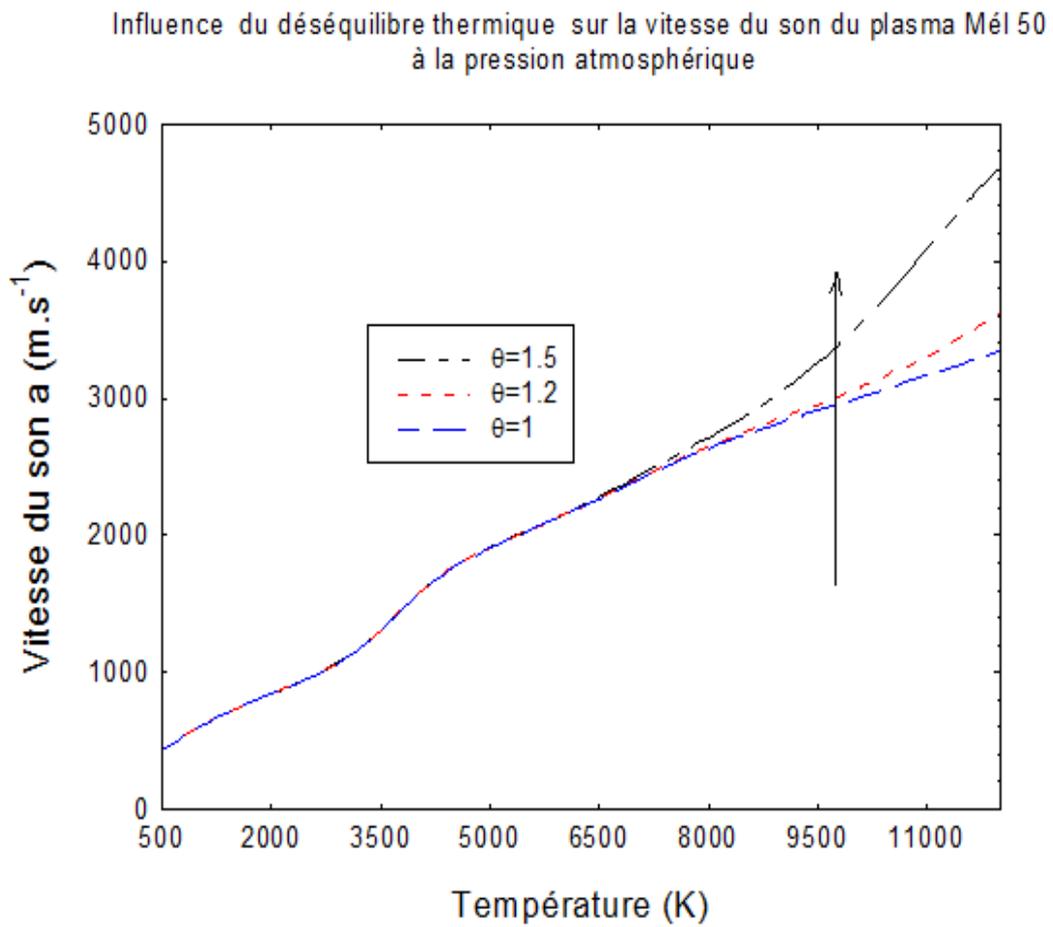


Fig. 5.27 : *Influence du déséquilibre thermique sur la vitesse du son du plasma Mél50 à la pression atmosphérique*

5.2 Résultats des calculs de la densité d'énergie, du flux de puissance et analyses

Connaissant les propriétés thermodynamiques du plasma, il est possible de déterminer des paramètres très importants pour la modélisation des plasmas d'arc électrique tels que la densité d'énergie et le flux de puissance. Ces paramètres ont été calculés aussi bien pour des mélanges naturels que pour des mélanges artificiels.

5.2.1 Résultats des calculs de la densité d'énergie et du flux de puissance des plasmas de mélanges naturels d'air et de vapeur d'eau

Nous avons d'abord présenté les résultats des calculs de la densité d'énergie et du flux de puissance du plasma de mélange naturel d'air et de vapeur d'eau.

5.2.1.1 Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance

Pour mieux apprécier l'influence de la vapeur d'eau sur la densité d'énergie et le flux de puissance, nous avons fait varier le taux de vapeur d'eau dans le mélange de 1% à 10% par pas de 1% . Les figures 5.28 et 5.29 présentent respectivement l'évolution en fonction de la température la densité d'énergie et le flux de puissance des plasmas Mél 1, Mél 2, Mél 3, Mél 4, Mél 5, Mél 6, Mél 7, Mél 8, Mél 9 et Mél 10 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L. La densité d'énergie dans le plasma définie par le produit $\rho.h$ représente l'enthalpie volumique. La variation de la densité d'énergie est liée aux variations de la masse volumique et de l'enthalpie massique. On constate que la densité d'énergie diminue lorsque le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans les domaines de températures inférieures à 3000 K ($T < 3000$ K) et supérieures à 7000 K ($T > 7000$ K). Quant au domaine de températures comprises entre 3000 K et 7000 K ($3000K < T < 7000$ K), la densité d'énergie augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange constituant le plasma. Le flux de puissance est l'une des caractéristiques importantes pour la modélisation des plasmas d'arcs. Le flux de puissance ou flux d'enthalpie définie par le produit $\rho.h.a$ détermine la capacité de transport de l'énergie du plasma à travers les surfaces d'échappement de la chambre de coupure du disjoncteur. La figure 5.29 montre que le flux de puissance diminue pour les températures inférieures à 3000 K ($T < 3000$ K) et supérieures à 7000 K ($T > 7000$) et augmente pour des températures comprises entre 3000 K et 7000 K ($3000K < T < 7000$ K), quand le pourcentage de vapeur d'eau

augmente dans le mélange. Nous pouvons donc affirmer que la présence de l'hydrogène neutre dans le plasma contribue à l'augmentation de la densité d'énergie et du flux de puissance du plasma.

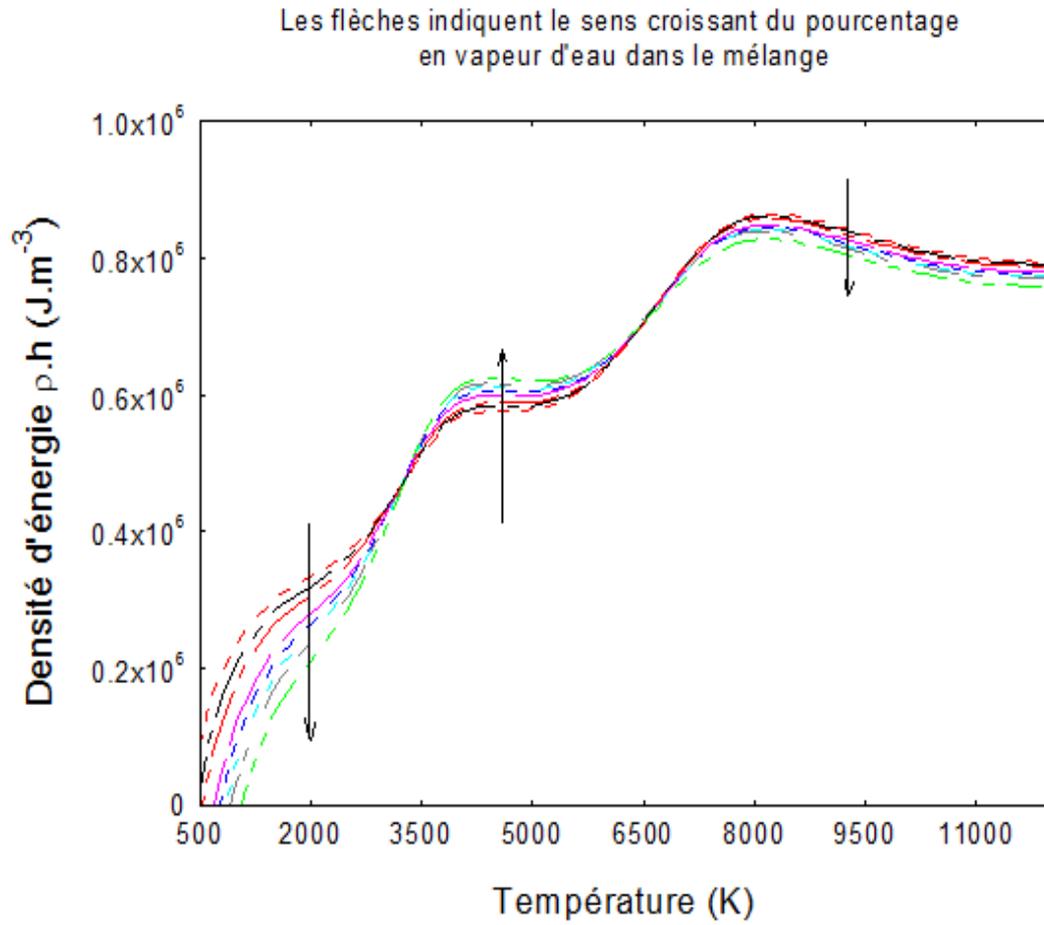


Fig. 5.28 : *Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la densité d'énergie du plasma de mélange naturel*

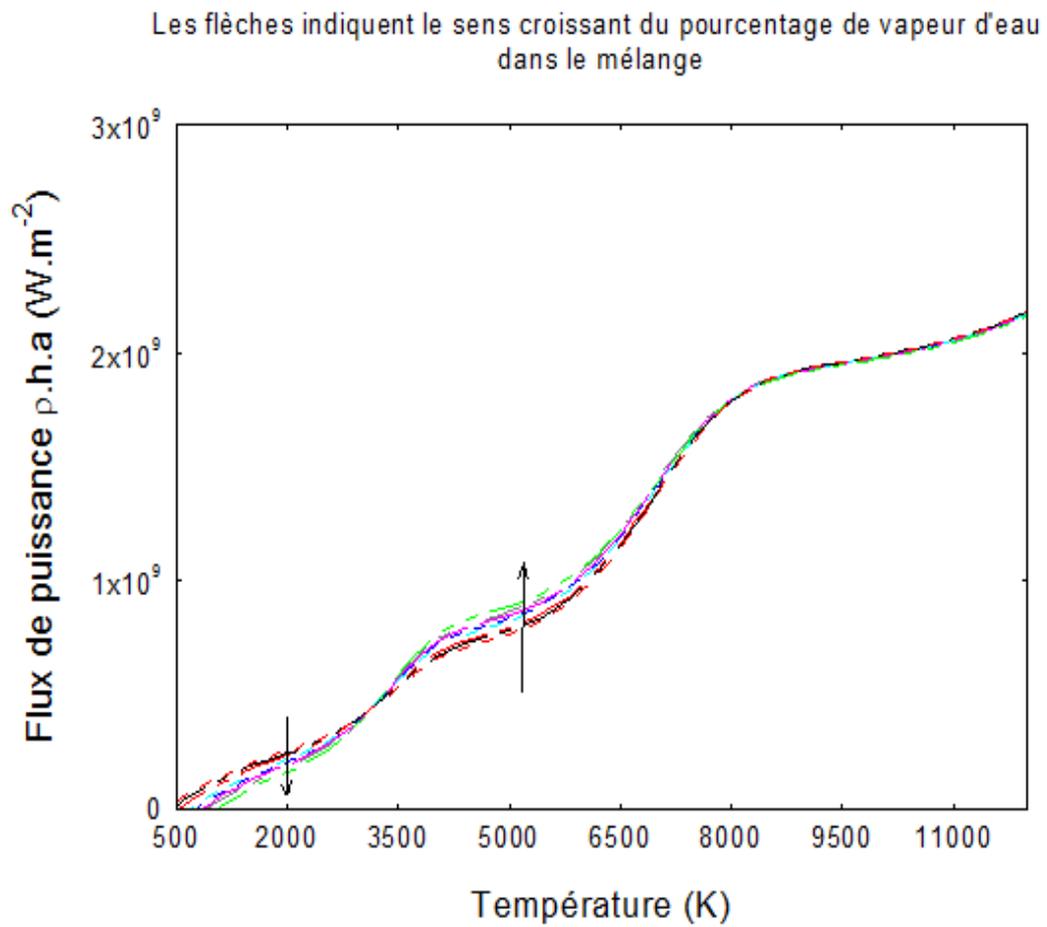


Fig. 5.29 : Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur le flux de puissance du plasma de mélange naturel

5.2.1.2 Influence de la pression sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance

Les figures 5.30 et 5.31 donne l'influence de la pression sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance du plasma Mél 5. Pour une température donnée, on constate que l'augmentation de la pression entraîne une augmentation de la densité d'énergie du plasma. On remarque également que le flux de puissance du plasma augmente lorsque la pression du mélange augmente.

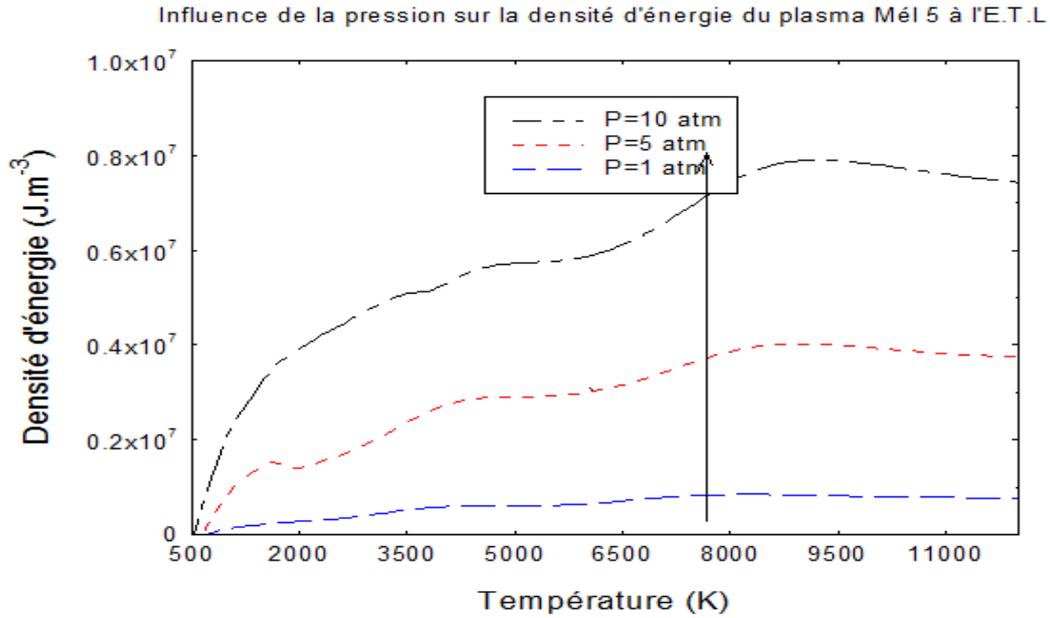


Fig. 5.30 : Influence de la pression sur la densité d'énergie du plasma Mél 5 à l'E.T.L

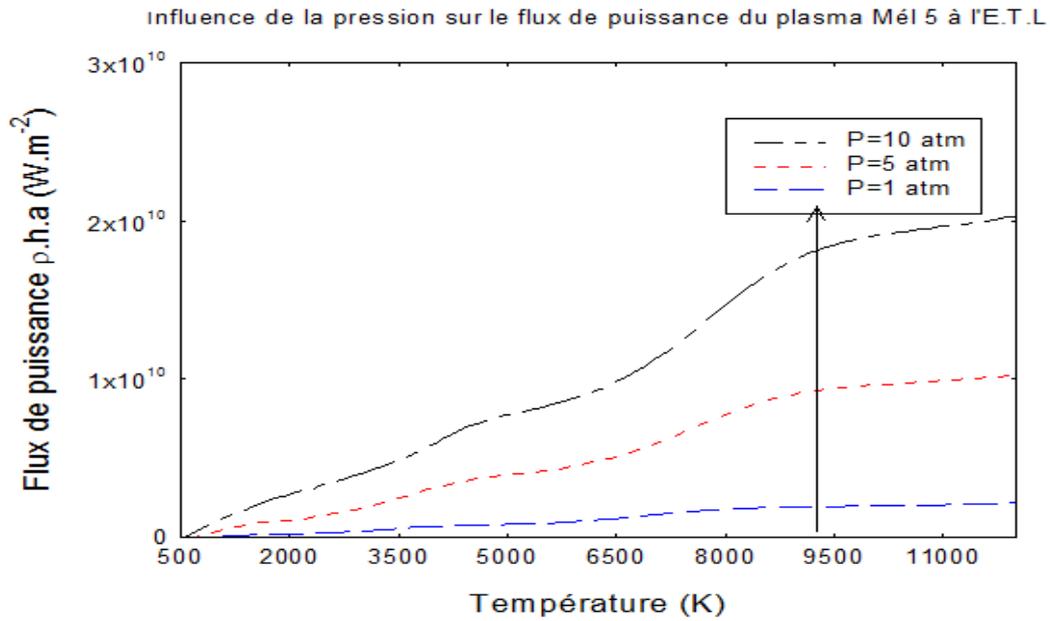


Fig. 5.31 : Influence de la pression sur le flux de puissance du plasma Mél 5 à l'E.T.L

5.2.1.3 Influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance

Les figures 5.32 et 5.33 montrent respectivement l'influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance du plasma Mél 5. En observant les différentes courbes, on constate que la densité d'énergie reste quasiment insensible à l'augmentation du déséquilibre thermique pour des températures inférieures à 5000 K ($T < 5000$ K) et augmente avec le déséquilibre thermique pour les températures supérieures. On remarque que le flux de puissance reste également presque insensible aux basses températures ($T < 5000$ K) et augmente avec le déséquilibre thermique pour les températures supérieures.

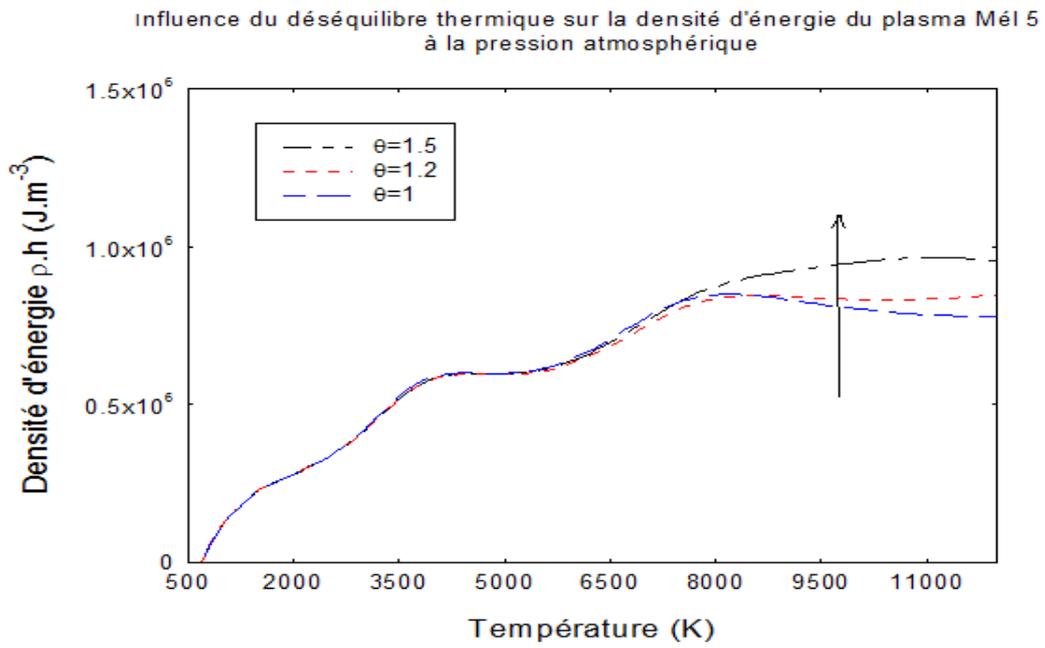


Fig. 5.32 : Influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie du plasma Mél5 à la pression atmosphérique

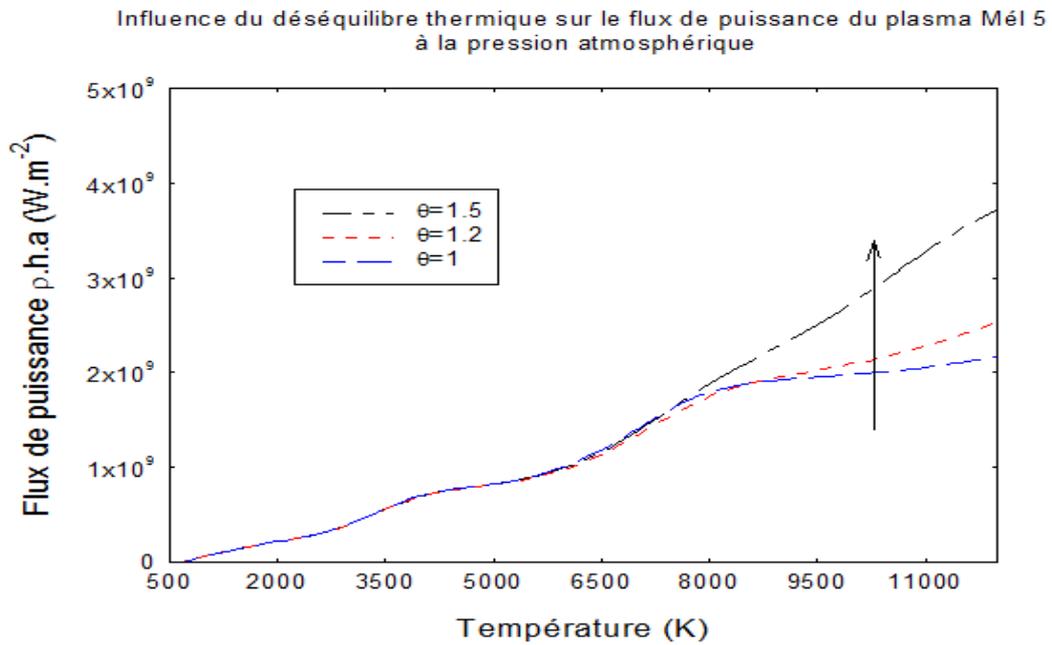


Fig. 5.33 : Influence du déséquilibre thermique sur le flux de puissance du plasma Mél5 à la pression atmosphérique

5.2.2 Résultats des calculs de la densité d'énergie et du flux de puissance des plasmas de mélanges artificiels d'air et de vapeur d'eau

Dans cette partie, nous avons représenté les résultats des calculs de la densité d'énergie et du flux de puissance dans le cas de mélange artificiel.

5.2.2.1 Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance de puissance

Nous avons fait varier le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange de 10% à 90% par pas de 10% pour observer son influence sur ces deux paramètres. L'influence de la vapeur d'eau sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance des plasmas Mél 10, Mél 20, Mél 30, Mél 40, Mél 50, Mél 60, Mél 70, Mél 80 et Mél 90 à la pression atmosphérique et à l'E.T.L est donnée sur les figures 5.34 et 5.35. L'influence du pourcentage en vapeur d'eau sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance du plasma du mélange dans le cas artificiel est similaire à son influence sur ces paramètres dans le cas de mélange naturel.

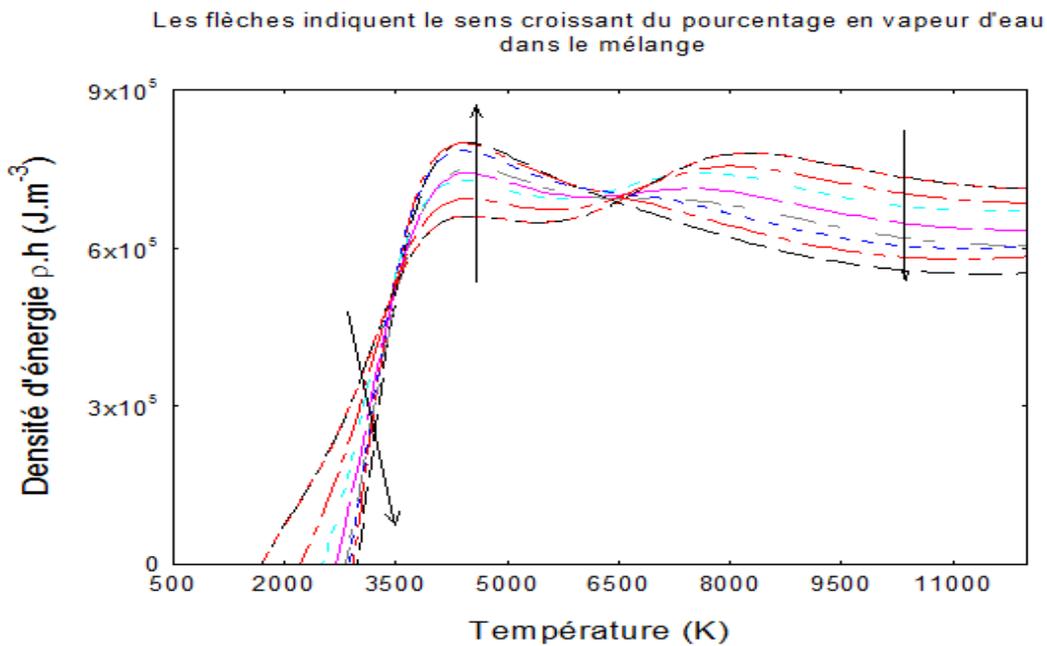


Fig. 5.34 : Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur la densité d'énergie du plasma de mélange artificiel

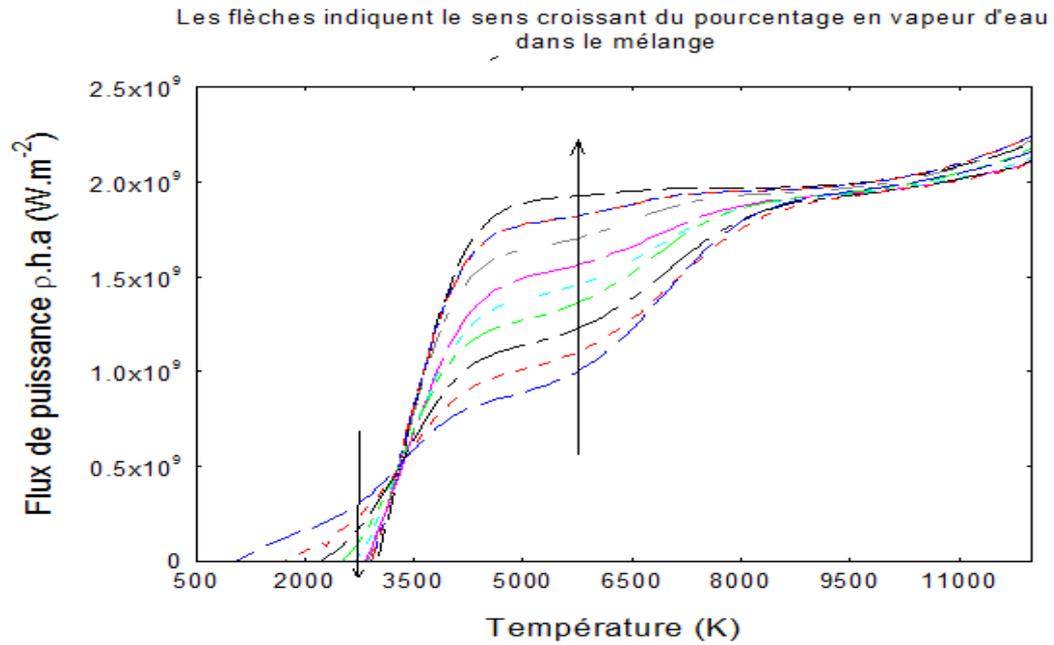


Fig. 5.35 : *Influence du pourcentage de vapeur d'eau sur le flux de puissance du plasma de mélange artificiel*

5.2.2.2 Influence de la pression sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance

Les figures 5.36 et 5.37 montrent respectivement l'influence de la pression sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance du plasma Mél 50 à l'E.T.L. On constate que l'influence de la pression sur les paramètres du plasma Mél 5 et Mél 50 sont similaires. Les remarques faites sur l'influence de la pression sur les paramètres de ces plasmas sont aussi valables sur les paramètres des autres plasmas étudiés.

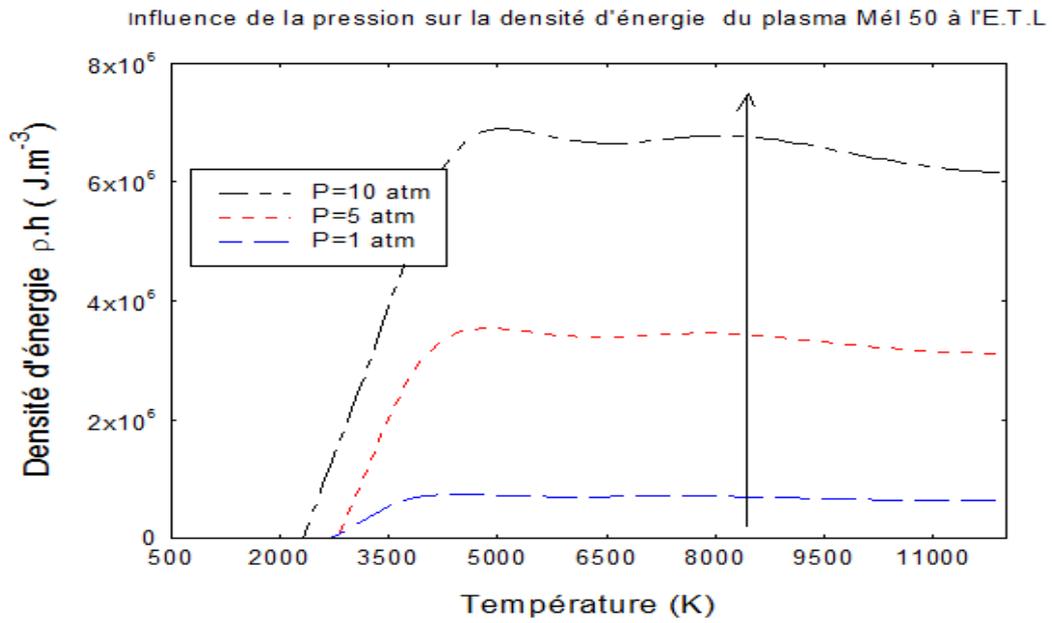


Fig. 5.36 : Influence de la pression sur la densité d'énergie du plasma Mél 50 à l'E.T.L

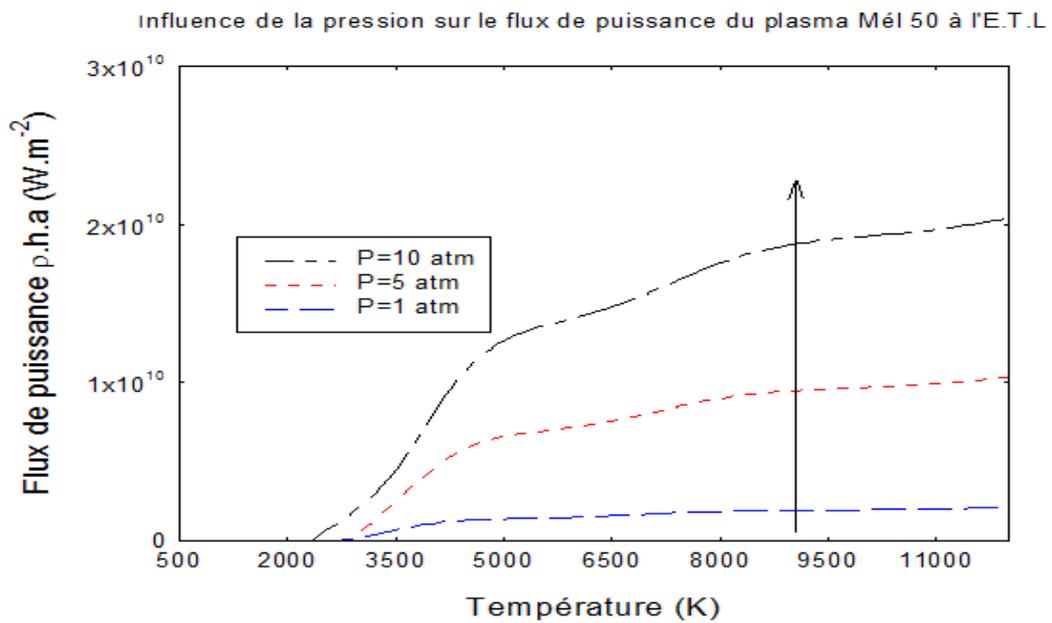


Fig. 5.37 : Influence de la pression sur le flux de puissance du plasma Mél 50 à l'E.T.L

5.2.2.3 Influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance

L'influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance du plasma Mél 50 est représenté sur les figures 5.38 et 5.39. On constate que l'influence du déséquilibre thermique sur les paramètres du plasma Mél 5 et Mél 50 sont similaires. Les remarques faites sur l'influence de la pression sur les paramètres de ces plasmas sont aussi valables sur les paramètres des autres plasmas étudiés.

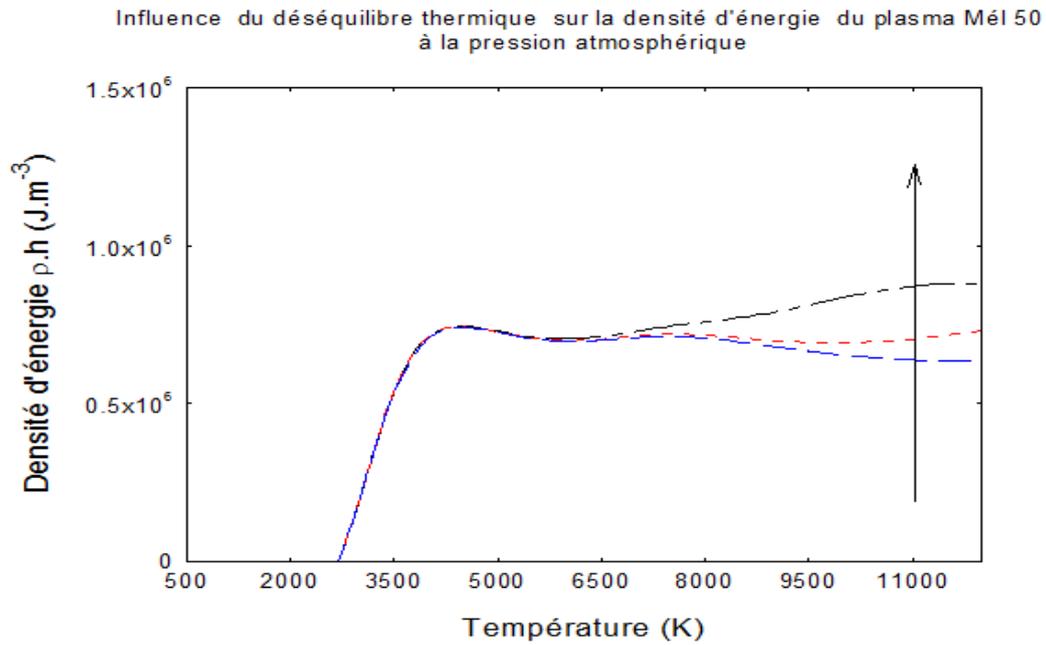


Fig. 5.38 : Influence du déséquilibre thermique sur la densité d'énergie du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique

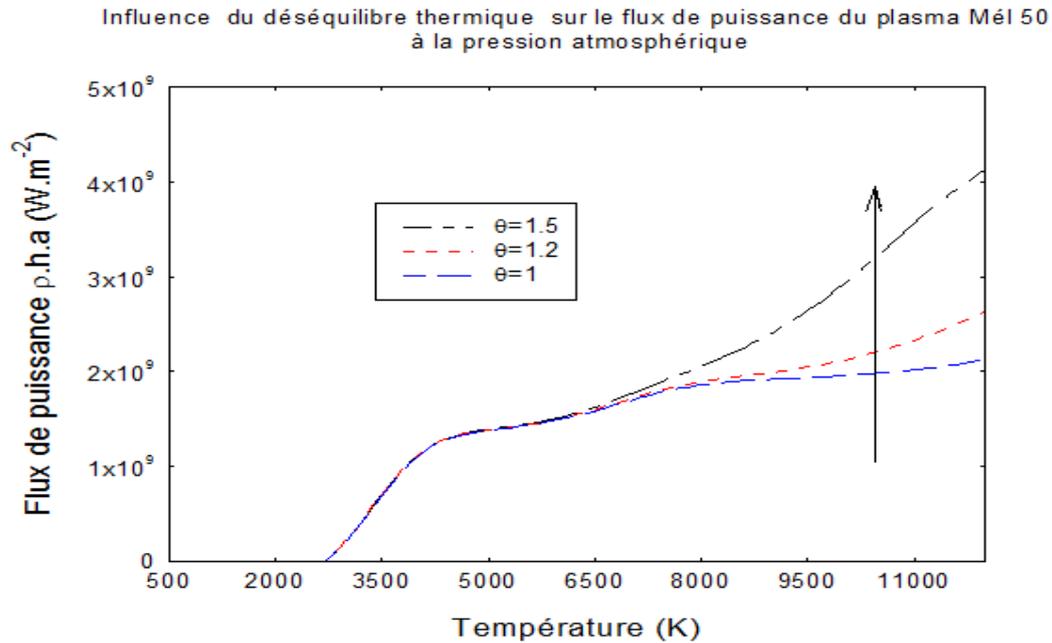


Fig. 5.39 : Influence du déséquilibre thermique sur le flux de puissance du plasma Mél 50 à la pression atmosphérique

5.3 Conclusion

Dans ce cinquième et dernier chapitre nous avons présenté et analysé les résultats des propriétés thermodynamiques du plasma de mélanges d'air et de vapeur d'eau. Les courbes des résultats des calculs des propriétés thermodynamiques montrent également des allures bien connues de la littérature. La masse volumique décroît lorsque le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. Pour une température donnée, elle augmente lorsque la pression augmente. La masse volumique reste insensible pour des températures inférieures à 9000 K mais pour des températures supérieures elle diminue lorsque le déséquilibre thermique augmente. L'enthalpie massique diminue pour des températures inférieures à 3500 K, quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange et augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau pour les températures supérieures. L'enthalpie massique reste invariable jusqu'à une température autour de 3500 K, puis diminue quand la pression augmente. Elle reste également invariable à l'augmentation du déséquilibre thermique en basses températures, puis augmente avec le déséquilibre thermique pour des températures supérieures à 7500 K. Le pic de la chaleur spécifique à pression constante qui apparaît autour de 3500 K augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange et celui autour de 7500 K diminue quand le pourcentage de vapeur

d'eau augmente dans le mélange. L'augmentation de la pression entraîne un déplacement des pics vers les hautes températures et un léger abaissement de leurs amplitudes. La chaleur spécifique à pression constante reste pratiquement invariable jusqu'à une température autour de 6000 K, puis augmente avec le déséquilibre thermique. La vitesse du son augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange. L'augmentation de la pression du mélange entraîne une diminution de la vitesse du son. Elle demeure pratiquement insensible au déséquilibre thermique pour des températures inférieures à 7500 K, puis augmente avec le déséquilibre thermique θ . Pour des températures inférieures à 3000 K et supérieures à 7000 K la densité d'énergie diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. Pour des températures comprises entre l'intervalle $[3000K \quad 7000K]$ la densité d'énergie augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange. L'augmentation de la pression entraîne une augmentation de la densité d'énergie du plasma. Elle est pratiquement invariable au déséquilibre thermique pour des températures inférieures à 7500 K, puis augmente avec le déséquilibre thermique. Quant au flux de puissance, il se comporte parfaitement de la même manière et suivant les mêmes intervalles que la densité d'énergie du plasma.

5.4 CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

L'objectif du travail de thèse était la caractérisation théorique des plasmas thermiques de mélanges d'air et de vapeur d'eau par la détermination de la composition chimique, les coefficients de transport, les propriétés thermodynamiques, la densité d'énergie et le flux de puissance. Des codes de calculs dans le langage de programmation MATLAB ont été élaborés afin de calculer ces différentes grandeurs physiques.

Dans le premier chapitre, nous avons passé en revue quelques généralités sur les plasmas d'arcs électriques et leurs applications. Ce qui a permis de situer la présente étude dans son contexte.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté la méthode de détermination de la composition d'équilibre des plasmas de mélanges d'air et de vapeur d'eau. Notre étude couvre le domaine de température allant de 500 K à 12000 K. L'étude est faite dans les conditions de l'équilibre thermodynamique local (l'E.T.L) mais aussi dans un modèle à deux températures où θ désigne le déséquilibre thermique. Le calcul de la composition d'équilibre est basé sur la méthode de minimisation de l'énergie libre de Gibbs. Les valeurs de la pression du mélange utilisées dans nos calculs sont : 1 atm, 5 atm et 10 atm ; celles du déséquilibre thermique θ utilisées sont : 1 ; 1, 2 et 1, 5. La composition d'équilibre constitue une base de données importantes pour la détermination des propriétés thermodynamiques. Les fonctions thermodynamiques retenues sont : la densité de masse, l'enthalpie massique, la chaleur spécifique à pression constante et la vitesse du son dans le plasma. Ces propriétés ont permis de déterminer des paramètres très importants pour la modélisation des plasmas d'arcs électriques tels que la densité d'énergie et le flux de puissance du plasma. Notons que le calcul des propriétés thermodynamiques a été fait en supposant un équilibre thermique, c'est-à-dire la température des électrons est égale à celle des particules lourdes.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté le formalisme de calcul des coefficients de transport à savoir la conductivité électrique, la conductivité thermique et la viscosité dynamique. Le calcul de ces coefficients de transport est basé sur la résolution de l'équation intégral-différentielle par la méthode de Chapman-Enskog. La partie la plus délicate est la détermination des intégrales de collisions correspondant à chaque type d'interaction.

Dans le quatrième, nous avons présenté et discuté les résultats des calculs de composition d'équilibre et des coefficients de transport. Le chapitre cinq est consacré aux résultats des propriétés thermodynamiques ainsi que des paramètres tels que la densité d'énergie et le flux de puissance. Des résultats du calcul de la composition d'équilibre, il ressort

qu'aux basses températures ($T < 5000$ K) l'électro-neutralité est établie entre les électrons et l'ion NO^+ ; pour des températures supérieures les ions (N^+ , O^+ et H^+) prennent le relais. En général les densités numériques des espèces chimiques contenant les atomes d'hydrogène augmentent avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange tandis que celles des espèces chimiques contenant des atomes d'azote diminuent quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. En particulier la densité numérique de l'hydrogène augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le plasma. Par ailleurs des études antérieures (Koalaga, 1991; Kagoné, 2012) ont déjà montré que, dans le cas de la coupure du courant électrique, plus la densité de l'hydrogène est élevée, plus le plasma présente de bonnes performances d'extinction de l'arc et donc de la coupure du courant électrique. L'augmentation de la proportion de vapeur d'eau dans l'air pourrait donc être intéressante pour la coupure de l'arc électrique.

Des résultats du calcul des coefficients de transport, on constate que la conductivité électrique et la viscosité dynamique diminue avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange. Quant à la conductivité thermique, le pic autour de 3500 K lié à la dissociation de la molécule d'oxygène (O_2) et d'eau (H_2O) augmente considérablement avec le pourcentage de vapeur d'eau tandis que celui autour de 7000 K lié à la dissociation de la molécule d'azote (N_2) diminue légèrement quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. L'augmentation de la pression du mélange entraîne une diminution de la conductivité électrique, un déplacement des pics de la conductivité thermique vers des hautes températures lié au déplacement des réactions de dissociation et d'ionisation. Elle entraîne aussi un déplacement du maximum de la viscosité dynamique vers les hautes températures lié également au déplacement des réactions de dissociation et d'ionisation. On note que, l'augmentation du déséquilibre thermique entraîne une augmentation de la conductivité électrique et thermique. Elle entraîne par ailleurs, le déplacement du maximum de la viscosité dynamique vers les basses températures lié au déplacement des réaction d'ionisation vers les basses températures. L'influence de la pression et du déséquilibre thermique sur les coefficients de transport du plasma artificiel est identique à celle sur le plasma naturel.

Des résultats du calcul des propriétés thermodynamiques, il ressort que la masse volumique du plasma diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. Pour des températures inférieures à 3000 K ($T < 3000$) K, l'enthalpie massique diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange et pour des températures supérieures à 3000 K ($T > 3000$) K l'enthalpie massique augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau. On note que la chaleur spécifique à pression constante se

comporte comme la conductivité thermique vis-à-vis de l'augmentation du pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange, à savoir que le pic autour de 3500 K augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau et celui autour de 7000 K diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange. La vitesse du son quant à elle, augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau. L'augmentation de la pression entraîne une augmentation de la masse volumique, une diminution de l'enthalpie et un déplacement des pics (avec un léger abaissement des maxima) de la chaleur spécifique à pression constante vers les hautes températures. La vitesse du son quant à elle diminue quand la pression du milieu augmente. L'augmentation du déséquilibre thermique a un effet moins important sur les propriétés thermodynamiques en basses températures, mais pour les températures supérieures, on constate que la masse volumique diminue légèrement quand le déséquilibre thermique augmente. L'enthalpie massique, la chaleur spécifique à pression constante et la vitesse du son augmentent avec le déséquilibre thermique dans les hautes températures. L'influence de la pression et du déséquilibre thermique sur les propriétés thermodynamiques du plasma artificiel est identique à celle sur le plasma naturel.

La connaissance des propriétés thermodynamiques permet de déterminer des paramètres très importants tels que la densité d'énergie et le flux de puissance. Il ressort des résultats obtenus que :

- la densité d'énergie diminue quand le pourcentage de vapeur d'eau augmente pour des températures inférieures à 3000 K et supérieures à 7000 K. Pour des températures comprises entre $[3000K; 7000K]$, la densité d'énergie augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau dans le mélange. Le flux de puissance diminue lorsque le pourcentage de vapeur d'eau augmente pour des température inférieures à 3000 K et augmente avec le pourcentage de vapeur d'eau pour des températures supérieures à 3000 K ;
- la densité d'énergie ainsi que le flux de puissance du plasma augmente lorsque la pression augmente ;
- le déséquilibre thermique a une influence négligeable sur la densité d'énergie et sur le flux de puissance en basses températures, mais contribue à l'augmentation de ces deux paramètres lorsqu'on évolue vers les hautes températures.

En faisant un rapprochement des différents résultats théoriques obtenus, on constate de cette étude théorique que la vapeur d'eau naturelle à une influence positive sur les caractéristiques (conductivité électrique et thermique) et par intervalle sur la densité d'énergie ($T < 3000$ K et $T > 7000$ K) et le flux de puissance ($T > 3000$ K) à condition que la molécule d'eau se dissocie. C'est donc l'hydrogène libre dans le plasma qui améliore les performances des disjoncteurs pour la coupure du courant électrique. La baisse de la

conductivité électrique, l'augmentation considérable du pic de la conductivité thermique autour de 3500 K, la baisse de la densité d'énergie dans le domaine de température inférieure à 3000 K et supérieure à 7000 K et l'augmentation du flux de puissance pour des températures supérieures à 3000 K lorsque le pourcentage de vapeur d'eau augmente dans le mélange sont la preuve. Ces caractéristiques pourraient avoir une influence non négligeable sur la performance des disjoncteurs en basses et moyennes tensions fonctionnant à l'air ambiant. Notons que cette influence positive de la valeur d'eau est aussi constatée dans le cas des plasmas de mélanges artificiels où les proportions de vapeur d'eau sont les plus élevées entraînant ainsi un accroissement considérable de pic de la conductivité thermique observé autour de 3500 K. Cependant, il est clair que ces résultats théoriques à eux seuls ne sont pas suffisants pour trancher définitivement sur ce sujet. Il faudrait prendre en compte les points suivants :

- l'influence des autres constituant de l'air tels que les gaz rares, le méthane et les poussières que nous avons négligés dans cette étude ;
- le plasma formé à l'intérieur du disjoncteur est contaminé par les vapeurs métalliques (vapeur de cuivre, d'argent etc...) à cause de l'érosion des électrodes et cela pourrait avoir une influence sur les caractéristiques des plasmas formés dans ces disjoncteurs qu'il faut également prendre en compte. Il faut aussi prendre en compte l'influence des vapeurs plastiques dues à l'ablation des parois du disjoncteur ;
- dans cette étude, nous avons privilégié les valeurs tabulées des intégrales de collision qui diffèrent souvent selon des auteurs alors qu'elles ont une très grande influence sur les propriétés de transport du plasma. Une étude sur l'influence des intégrales de collision sur les coefficients de transport de ces plasmas étudiés s'avère nécessaire ;
- un modèle à deux températures dans le calcul des coefficients de transport et des propriétés thermodynamiques doit être entrepris pour étudier l'influence du déséquilibre thermique sur ces différents paramètres ;
- le calcul du coefficient d'émission nette pourra permettre d'apprécier son influence sur le transfert d'énergie au sein du plasma ;
- une étude expérimentale doit être entreprise pour confirmer les résultats théoriques obtenus.

Ces différents points ci-dessus énumérés constituent nos perspectives de recherche.

BIBLIOGRAPHIE

- Abbaoui M, Cheminat B, Andanson P. 1985. Influence de la nature du métal sur la conductivité d'un plasma argon-métal. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **18**, L159–L165.
- Abbaoui M, Cheminat B. 1991. Determination of the characteristics of an Electric Arc Plasma Contaminated by vapors from insulator. *Plasma Sciences*, **19**.
- Abbaoui M, Koalaga Z, Lefort A. 1992. Propriétés thermodynamiques et de transport des plasmas issus de la vaporisation des isolant PTFE et PE. *J. Phys. IJI France 2 (1992) 455-472*, **2**, 455–472.
- Abbaoui M, Koalaga Z, Lefort A. 1993. Composition et coefficient de transport de matériaux plastiques (Polymères). *Can .J*, **71**.
- Andanson P, Lefort A. 1984. Calculation of electrode erosion by vaporisation of the cathode spot. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **17**, 2377–2386.
- Andanson P, Lefort A, Roche J. 1979. The erosion of electrical contacts under the effect of high-intensity electric arc. *J. Phys. D : Phys*, **12**.
- André, P. 1995. *Etude de la composition et des propriétés thermodynamiques des plasmas thermiques à l'équilibre et hors d'équilibre thermodynamique*. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal (France).
- André, P. 1997. Numerical method and composition at and out of chemical equilibrium in multitemperature plasma. Application to a nitrogen plasma. *Plasma Phys*, **37**, 23–40.
- André P, Aubreton J, Barinov Y Elchinger M F Fauchais P Faure G Kaplan V Lefort A Rat V Shkol'nik S. 2002a. Theoretical study of column of discharge with liquid non-metallic (tap water) electrodes in air at atmospheric pressure. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **35**, 1846–1854.

- André P, Brunet L. 2001. Theoretical computation of the electrical conductivity and thermal plasma-Application to plasma torch design of an electrothermal Launcher. *IEEE, transaction on plasma Science*, **29**.
- André P, Brunet L, Bussière W Caillard J Lombard J M Picard J P. 2004. Transport coefficients of plasmas consisting of insulator vapours Application to PE, POM, PMMA PA66 and PC. *Eur. Phys. J. Appl. Phys*, **25**, 169–182.
- André P, Aubreton J, Clain S Dudeck M Duffour Eand Elchinger M F Izrar B Rochette D Touzani R Vacher D. 2010a. Transport coefficients in thermal plasma. Applications to Mars and Titan atmospheres. *Eur. Phys. J. D*, **57**, 227–234.
- André P, Brunet L, Duffour E Lombard J M. 2002b. Composition, pressure and thermodynamic properties calculated in plasma formed in insulator vapours of PC and POM at fixed volume. *Eur. Phys. J. AP*, **17**, 53–64.
- André P, Barinov Y, Faure G Kaplan V Shkol'nik S. 2006. Aquisition and modeling of a spectrum of in a non thermal equilibrium thermal plasma formed in air with water. *High temperature material processes*, **10**, 239–252.
- André P, Koalaga Z. 2010b. Composition of a thermal plasma formed from PTFE with copper in non-oxidant atmosphere. Part I : definition of a test case with the SF6. *Material Processes*, **14**, 279.
- André P, Lefort A. 1996. Composition and thermodynamic properties of ablated vapours of PMMA, PA6-6, PETP, POM and PE. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **29**, 1963–1972.
- André P, Lefort A. 1998. The influence of thermal disequilibrium on a plasma consisting of insulator vapours. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **31**, 717–729.
- André P, Ondet J, Pellet R Lefort A. 1997. The calculation of monatomic spectral lines intensities and composition in plasma out of thermal equilibrium ; evaluation of thermal disequilibrium in ICP torches. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **30**, 2043–2055.
- André P, Bussière W, Rochette D. 2007. Transport Coefficients of Ag-SiO₂ Plasmas. *Plasma Chem Plasma Process*, **27**, 381–403.
- Aubreton J, Fauchais P. 1983. Influences des potentiels d'interaction sur les propriétés de transport des plasmas thermiques : Exemple d'application le plasma argon hydrogène à la pression atmosphérique. *Revue phys. Appli*, **18**, 51 – 66.

- Aubretton J, Elchinger M F, Vinson J M. 2009. Transport coefficient in water plasma. *Plasma Chem Plasma Process*, **29**, 149–171.
- Baudoin, F. 2004. *Contribution à la modélisation d'arc électrique dans les appareils de coupure basse tension*. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal (France).
- Belhaouari, J B. 1997. *Modélisation de l'extinction d'un arc de SF6 hors d'équilibre thermodynamique local*. Ph.D. thesis, L'Université Paul Sabatier Toulouse III (France).
- Bendjebbar F, André P, Benebakkar M Rochette D Flazi S Vacher D. 2012. Plasma Formed in Argon, Acid Nitric and Water Used in Industrial ICP Torches. *Plasma Sciences and Technology*, **14**.
- Bontemps, F G. 1997. *Spectroscopie moléculaire : calcul de spectres, mesure de température de vibration et de rotation dans les plasmas thermiques*. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal (France).
- Brugeat S, Coitout H. 2004. Effects of CO2 molecules upon and argon thermal plasma. *Eur. Phys. J. Appl. Phys*, **28**, 187–195.
- Bruggeman P, Brandenburg R. 2013. . Atmospheric pressure discharge filaments and microplasmas. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **46**, 28pp.
- Bussière, W. 2000. *Mesure des grandeurs (T, Ne, P) au sein des plasmas d'arc des fusibles en moyenne tension*. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal (France).
- Bussière W, Rochette D, Velleaud D Latchimy T Gelet J L Gentils F Perez Quesada J C Rambeaud T André P. 2008. Experimental study of HBC fuses working at short and medium pre-arcing times. *J. Physic D : Appl. Phys.*, **41**, 13p.
- Capitelli, M. 1973. Transport coefficients of high-temperature nitrogen. *The physics of fluids*, **16**.
- Cayet S, Dudeck M. 1996. Equilibre chimique dans les mélanges gazeux en déséquilibre thermique. *J. Phys. III France*, **6**, 403–420.
- Chase M W, Davies C A, Downey Frurip D J Mcdanold R A Syverud A N. 1985. Janaf thermodynamic table third edition. *J. Phys and Chem. Ref. Data*, **14**.
- Chemnat, B. 1989. Influence de l'ablation des parois sur les caractéristiques d'un arc électrique laminé. *Phys. Appl*, **24**, 277–284.

- Cheminat B, Andanson P. 1985. Conduction in an electric arc column contaminated by copper vapour. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **18**, 2183 – 2192.
- Cressault, Y. 2001. *Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges Argon-Hydrogène-Cuivre*. Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier (CPAT).
- Cressault Y, Hannachi R, Teulet P h Gleizes A Gonnet J P Battandier J Y. 2008. Influence of metallic vapours on the properties of air thermal plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol*, **17**, 9pp.
- Fauchais P, Boulos M I, Pfender E. 1994. *Thermal plasmas*. Fundamentals and applications. Volume 1.
- Faure, G. 2012.. Partition fonction for diatomique molecules in plasma out of Thermal equilibrium. *Plasma Sciences and Technology*, **14**.
- Faure G, André P, Lefort A. 1999. Theoretical calculation of composition, atomic and molecular spectral lines in Ar-SF6 plasma out of thermal equilibrium. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **32**, 2376–2386.
- Hannachi, R. 2007. *Etude expérimentale et propriétés radiatives d'un plasma thermique induit par impact laser à la surface de milieux aqueux H2O - CaCl2/ MgCl2 /NaCl*. Ph.D. thesis, Université de Toulouse, France.
- Hingana, H. 2010. *contribution à l'étude des propriétés des plasmas à deux températures : application à l'argon et l'air*. Ph.D. thesis, Université Toulouse III-Paul Sabatier (France).
- Kagoné, A K. 2012. *Caractérisation théorique de plasmas thermiques d'arc électrique de mélanges d'air et de vapeur d'eau : application au disjoncteur basse et moyenne tension*. Ph.D. thesis, Université de Ouagadougou (BURKINA FASO).
- Kagoné A K, Koalaga Z, Zougmore F. 2012. Calculation of air-water vapor mixtures thermal plasmas transport coefficients. *IOP Conf. Series : Materials Science and Engineering*, **29**.
- Klein M, Smith F J, Res J. 1968. Nat. Bureau Stand. *A Phys. Chem.* **72A**, **359**.
- Koalaga, Z. 1991. *Contribution à l'étude expérimentale et théorique des plasmas d' arcs électriques laminés*. Ph.D. thesis, Université Clermont Fd, France.

- Koalaga Z, Abbaoui M, Lefort A. 1993. Calcul des propriétés Thermodynamiques des plasmas d'isolants $C_\alpha H_\beta O_\gamma N_\delta$. *J. Phys. 26. Appl. Phys*, **26**, 393–403.
- Koch, D. 2003. *Propriétés et utilisation du SF6 dans les appareils MT et HT*. Cahier technique NO 188.
- Koulidiati, J. 1991. *Étude spectroscopique des molécules carbonées diatomiques : Application au diagnostic des plasmas d'hydrocarbures*. Ph.D. thesis, Université D'ORLEANS, France.
- Kreneck, P. 2008. Thermophysical properties of H₂O-Ar plasmas at temperature 400 K - 50000 K and pressure 0,1 MPa. *Plasma chem. Plasma process*, **28**, 107–122.
- Lago, F. 2004. *Modélisation de l'interaction entre un arc et une surface : application au foudroiement d'un aéronef*. Ph.D. thesis, Université de Toulouse, France.
- Lefort A, Parizet M J, Jellouli S Bessege R. 1993. Heat Transfert from in an Electric Arc to Insulating wall. *IEEE Transaction on Plasma Sciences*, **21**.
- Leslie, Frost S, Richard Liebermann W. 1971. Composition and transport properties of SF₆ and their use in a simplified enthalpy flow arc model. *IEEE*, **59**.
- Maouhoub, E. 1997. *à l'étude de l'influence de la molécule de CO₂ sur un plasma de mélange Ar-CO₂ .Etude expérimentale de la répartition radiale des températures dans un plasma Ar-CO₂*. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal (France).
- Maouhoud E, Coitout H, Parizet M J. 1999. Excitation temperature measurements in an argon-CO₂ Thermal plasma. *IEEE Transactions on plasma Sciences*, **27**.
- Mason E A, Munn R J, Smith F J. 1967. *Phys. Fluids*, **10**.
- Mémiaghe S, Bussière W, Rochette D Touzani R André P. 2008. Pre-arcing times in HBC fuse for high fault currents. Comparison between simulation and experiment. *High temperature material processes*, **12**, 354–364.
- Ouajji H, Cheminat B, Andanson P. 1986. Composition and conductivity of a copper-air plasma. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **19**, 1903–1916.
- Ouajji H, Cheminat B, Andanson P. 1987. Model of an electric arc column in the presence of copper vapour. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **20**, 635–638.

- Rat V, Murphy A B, Aubreton J Elchinger M F Fauchais P. 2008. Treatment of non-equilibrium phenomena in thermal plasma flows. *J. Phys. D :Appl. Phys*, **41**, 28pp.
- Rat V, André P, Aubreton J Elchinger M F Fauchais P Lefort A. 2001. Transport properties in a two-temperature plasma : Theory and application. *PHYSICAL REVIEW E*, **64**.
- Rat V, André P, Aubreton J Elchinger M F Fauchais P Vacher D. 2002. Transport coefficients including diffusion in a two-temperature argon plasma. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **35**, 981–991.
- Raynaud O, Picard J P, Parizet M J. 1995. Rotational temperature determined from C2 molecular band spectra in thermal argon plasma interacting with insulating materials. *Spectroscopy letters*, **28**, 1007–1014.
- Reynard, L. 2006. *Modélisation tridimensionnelle de l'amorçage de l'arc électrique dans un disjoncteur basse-tension*. Ph.D. thesis, École centrale de Lyon, France.
- Riabov V, Vladimir. 1996. Approximate calculation of transport coefficients of Earths and Mars atmospheric dissociating gases. *Journal of thermophysic and Heat transfer*, **10**.
- Rochette, D. 2002. *Modélisation et simulation de la décharge d'arc électrique dans un fusible moyenne tension*. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal.
- Rochette D, Bussière W, André P. 2004. Composition enthalpy, and Vaporisation temperature calculation of Ag-SiO₂ plasma with air in the temperature range from 1000 K to 6000K and for pressure included between 1 50 bars. *Plasma chemistry and plasma processing*, **24**.
- Rochette D, Touzani R, Bussière W. 2007. Numerical study of the short pre-arcing time in high breaking capacity fuses via an enthalpy formulation. *Journal of physics D : Applied Physics*, **40**, 4544– 4551.
- Rochette D, Clain S, Gentils F. 2008. Numerical investigations on the pressure wave absorption and the gaz cooling interacting in porous filter, during and internal arc fault in a medium voltage cell. *IEEE transactions on power delivery*, **23**.

- Salihou H, Abbaoui M, Lefort A Auby R. 1995. Determination of the power lost by conduction into the cathode at low current arc. *J. Phys. D : Appl. Phys*, **28**, 1883–1887.
- Sarrailh, P. 2008. *Modélisation et simulation de la phase post-arc d'un disjoncteur sous vide*. Ph.D. thesis, Université de Toulouse (France).
- Sourd B, André P, Aubreton J Elchinger M F. 2007. Influence of the Excited States of Atomic Nitrogen N(2D) and N(2P) on the Transport Properties of Nitrogen. Part I : Atomic Nitrogen Properties. *Plasma Chem Plasma Process*, **27**, 35–50.
- Vacher, D. 2001. *Détection, en temps réel, d'éléments métalliques présents dans les rejets atmosphériques industriels par torche à plasma à couplage inductif*. Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal.
- Vacher D, Faure G, André P. 2001. Thermodynamic considerations and optical emission diagnostics of a N₂/O₂ mixture and inductively coupled air plasma. *Spectrochimica Acta Part B*, **56**, 309–330.
- Vacher D, Silva M L D, André P Faure G Ducdeck M. 2008. Radiation from an equilibrium CO₂-N₂ plasma in [250 - 850 nm] spectral region : I . Experiment. *Plasma sources Sci. Technol*, **17**, 8p.
- Vacher D, Andre P. 2003. Real-time analysis of CuO by inductively coupled plasma emission without external calibration. *Spectrochimica Acta Part B*, **58**, 443–456.
- Weizong W, Mingzhe R, Yi W. 2014. Transport coefficient of high temperature SF₆-He mixtures used in switching application as an alternative to pure SF₆. *Plasma chemistry and plasma processing*, **34**, 899–916.
- Zouache N, Lefort A. 1997. Amorçage d'une décharge dans le vide entre deux électrodes d'argent ou des alliages argent-nickel. *J Phys. III France*, **7**, 719–737.