



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

---

**Présentée et soutenue par :**

**Christopher JAN**

Le jeudi 7 novembre 2013

**Titre :**

Etude du transfert radiatif dans des plasmas thermiques de mélanges SF<sub>6</sub> - C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> : Application à la simulation de disjoncteurs haute tension

---

ED GEET : Ingénierie des PLASMAS

**Unité de recherche :**

LAPLACE - UMR 5213

**Directeur(s) de Thèse :**

Yann CRESSAULT, Maître de Conférences, Université de Toulouse 3

Alain GLEIZES, Directeur de Recherche au CNRS, Toulouse

**Rapporteurs :**

Pascal ANDRE, Professeur, Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand (LAEPT)

Jean-François COUDERT, Professeur, Université de Limoges (SPCTS)

**Autre(s) membre(s) du jury :**

Dunpin HONG, Professeur, Université d'Orléans (GREMI)

Karim BOUSOLTANE, Chef de Projet, Siemens Transmission et Distribution, Grenoble

## *Remerciements*

Ces travaux de thèse ont été réalisés sous la direction de Yann Cressault que je tiens à remercier pour son soutien et la mise à disposition de ses compétences qui m'a permis de passer au-delà de certaines difficultés techniques rencontrées.

Cette thèse a été co-dirigée par Alain Gleizes que je remercie sincèrement pour son expertise, sa disponibilité et son aspiration à partager ses connaissances. Ces discussions m'ont permis de surmonter de nombreux problèmes techniques majeurs survenus au cours de ces travaux, mais également d'en savoir plus sur de multiples sujets aussi, bien éloignés de la physique des plasmas.

Je souhaite remercier Karim Bousoltane, chef de projet chez Siemens, qui m'a permis de me faire une idée du travail d'un ingénieur de recherche chez Siemens T&D, mais également pour son accueil au sein de cette entreprise.

Je remercie les membres du jury Pascal André, Jean-François Coudert et Dunpin Hong qui ont accepté de rapporter et d'examiner cette thèse ainsi que Georges Zissis pour avoir accepté de présider ma soutenance de thèse.

Au cours de ces travaux j'ai été amené à travailler avec les membres du service R&D de Siemens T&D de Grenoble. Je tiens à remercier en premier lieu Sylvain Nichele et Riadh Fray, pour leurs soutiens et leurs compétences qu'ils n'ont pas hésité à mettre en œuvre lors de mes séjours à Grenoble. Je tiens également à remercier les membres du service R&D, Marc, Vincent, Aurélie, Nesrine, Laetitia, Eric, Gérard et Thierry pour leur accueil chaleureux. Je remercie également, Christophe Descotte pour sa gestion en amont et son accueil. Je tiens également à remercier Rosette Tedesco pour la gestion de mes problèmes administratifs et pour son amabilité.

La majeure partie de ces trois années de thèse se sont néanmoins passées à Toulouse dans la chaleureuse équipe AEPPT du laboratoire LAPLACE. Je remercie dans un premier temps tous les membres permanents de cette équipe, Flavien Valensi, Jean-Jacques Gonzalez, Manitra Razafinimanana, Mathieu Masquère, Philippe Teulet, Pierre Freton, ainsi que mes directeurs, pour leur accueil qui m'a permis de m'intégrer facilement mais également pour les discussions techniques et scientifiques que nous avons pu avoir. Je tiens également à les remercier pour l'opportunité qu'ils m'ont offert de rencontrer nos collègues de Madagascar que je n'oublie pas de remercier pour leur bonne humeur, ça a été un plaisir de les rencontrer. A toute cette équipe s'ajoutent bien sûr tous les stagiaires et thésards, parfois les deux, avec qui j'ai pu manger, boire, discuter, écouter, chanter, réfléchir sur de la spectroscopie atomique, moléculaire, du transfert radiatif à une dimension sur un profil de température fixé et de la méthode des éléments finis, enfin la vie quoi ! Un grand merci à Tommy la fourmi, Zozo le fort, Karina, Vincent, Méline, Zo Alain, Vonjy, Ravo, Dannel, Pascal, Raja, Hadi, Malik, Marine, Jonathan, Djamel, Loïc et Hugui.

Je tiens aussi à remercier et saluer la délégation du midi venue du 3R2 à savoir Estelle, Marc, Romain B., Nicolas, Gaëtan, mais aussi ceux qui ne nous suivaient pas à midi : FX, Jonathan, Philippe, Yu, José, Romain R. et Nicolas.

Je n'oublie pas de remercier mon remède contre la pression de ce long travail, tous les membres du club de boxe française TCBFS. En particulier, merci à Philippe, Michel, Jean-Louis, Frédéric et Damien pour tous ces échanges.

Arrive le meilleur pour la fin... Evidement cette expérience n'aurait jamais eu lieu s'il n'y avait pas eu Elaine, ma mère et Martial, mon père qui sont à l'origine des conditions initiales de ce projet et qui m'ont permis de suivre la voie que je voulais, merci beaucoup, c'était parfait. Je n'oublie pas bien évidemment mon frère Sébastien qui a également influencé les conditions initiales et qui doit avoir une part de responsabilité dans mon intérêt pour la physique, comme d'avoir regardé ensemble quelques séries de science fiction étant plus jeunes.

Pour finir, je remercie le ptit d'avoir supporté mes sautes humeurs, parfois comparables à la traversée d'un champ d'astéroïdes. Félicitations et merci. J'ai pu vous porter vous, mais vous m'avez supporté moi.

**AUTEUR :** Christopher JAN

**TITRE :** Etude du transfert radiatif dans les plasmas thermiques de SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> : Application à la simulation de disjoncteurs haute tension

**DIRECTEURS DE THESE :** Yann CRESSAULT, Alain GLEIZES

**LIEU :** LAPLACE UMR 5213 CNRS, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, Bât. 3R3, 31062 Toulouse Cedex 9

---

**Résumé :**

Dans la décharge électrique observée lors de la séparation des contacts d'un Disjoncteur Haute Tension (DHT) à SF<sub>6</sub>, le rayonnement joue trois rôles principaux. Il constitue d'abord un terme de perte d'énergie dans les zones chaudes de l'arc, ce qui diminue leur température. Ensuite, dans les zones plus froides, l'absorption de ce rayonnement tend à augmenter la température du gaz. Enfin, la part du rayonnement parvenant aux parois en PTFE (polymère dont la chaîne de base est [C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>]<sub>n</sub>) est responsable de son ablation et contribue à la montée en pression qui induit l'auto-soufflage de l'arc et aboutit à la coupure du courant. Dans cette étude nous calculons les flux et la divergence du flux en résolvant l'Equation du Transfert Radiatif (ETR) qui requiert une base de données spectrales de coefficients d'absorption.

Dans une première partie, nous établissons une base de coefficients d'absorption sur près de 300 000 points spectraux (entre 30 nm et 4,5 μm en longueur d'onde), de 300 à 50 000 K, de 1 à 100 bar et différentes proportions de SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>. Nous considérons les continua moléculaires et atomiques ainsi que les raies atomiques pour lesquelles nous traitons les profils élargis en tenant compte des effets de pressions et Doppler ainsi que leurs déplacements.

Dans une seconde partie, nous utilisons cette base de données pour calculer un flux et une divergence de flux de référence sur des profils de température imposés, issus d'une simulation de DHT. Pour des raisons de capacités de stockage et de temps de calcul, l'utilisation de notre base détaillée de données dans les simulations d'arc, n'est pas envisageable. Cette contrainte implique l'utilisation de méthodes approchées qui considèrent le plasma, soit comme isotherme et sphérique dans le cadre de l'utilisation d'un Coefficient d'Emission Nette (CEN), soit comme une succession de corps gris sur plusieurs intervalles spectraux qui mènent à la définition de Coefficients Moyens d'Absorption (CMA). Le nombre d'intervalles spectraux doit alors être très réduit, en général inférieur à 10.

Nous avons donc optimisé une nouvelle base de données de CMA, en comparant les flux et les divergences de flux calculés au moyen de CMA, à nos résultats de référence (300 000 points). L'optimisation a porté à la fois sur le type de moyenne utilisée et sur le nombre d'intervalles. La « moyenne mixte » qui combine la moyenne de Planck à haute température, avec pondération des

raies, et la moyenne normale à basse température, apparaît comme la plus précise. Par ailleurs nos résultats montrent qu'une précision satisfaisante peut être obtenue avec 5 intervalles.

Dans une dernière partie nous étudions, au moyen d'un modèle axisymétrique d'arc stabilisé par parois, l'influence du rayonnement sur la température de l'arc. Nous modélisons le transfert radiatif en utilisant la méthode de l'émission nette et la méthode  $P_1$ . Nous ne constatons aucune différence entre l'utilisation de CMA définis sur 5 intervalles et sur 10 intervalles spectraux avec la « moyenne mixte ». Nous remarquons également que certains intervalles correspondent à un milieu optiquement mince et peuvent être traités par la méthode de l'émission nette ce qui peut simplifier considérablement le temps de calcul dans les modèles.

**AUTOR:** Christopher JAN

**TITLE:** Study of the radiative transfer in SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> thermal plasmas: Application to High Voltage Circuit Breakers.

**THESIS DIRECTORS:** Yann CRESSAULT, Alain GLEIZES

**LABORATORY:** LAPLACE UMR 5213 CNRS, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, Bât. 3R3, 31062 Toulouse Cedex 9

---

***Summary:***

In electrical discharges observed during contacts separation in an SF<sub>6</sub> High Voltage Circuit Breaker (HVCB), radiative transfer plays three main roles. It first constitutes a term of energy loss in hot areas of the arc which decreases their temperature. In colder regions, absorption of radiation tends to heat the gas. Finally, the radiation fraction reaching the PTFE wall (polymer based on the C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> molecule) is responsible for its ablation which contributes to the pressure increase inducing the self-blowing of the arc and ends with the current cutting. In this study we calculate fluxes and divergence of the flux solving the Radiative Transfer Equation (RTE) which requires a spectral data base of absorption coefficients.

In a first part we establish a data base of absorption coefficients over almost 300 000 spectral points (between wavelengths of 30 nm and 4.5 μm), from 300 to 50 000 K, 1 till 100 bar and several proportions of SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>. We consider molecular and atomic continua as well as atomic lines for which we treat profile broadening considering pressure and Doppler effects and their shift.

In a second part, we use this data base to calculate a reference flux and divergence of the flux in imposed temperature profiles from an HVCB discharge simulation. For memory capacity and calculation time reasons, usage of our detailed data base in electric arc simulation is not conceivable. This constrain implies to use approximated methods which consider the plasma either spherical and isothermal in the case of the Net Emission Coefficient (NEC) method, or as a succession of grey body over several spectral intervals which leads to the definition of Mean Absorption Coefficient (MAC). The number of spectral intervals has to be strongly reduced and is usually inferior to 10.

We have optimized a new data base of MAC, comparing fluxes and divergence of the flux calculated with the MAC, to our reference results (300 000 spectral points). This optimization was based on the mean definition as well as on the intervals number. The so called “mixed mean” which combines a Planck average at high temperature, with a weighting for atomic lines, and a normal average at low temperature, appears as the most precise definition. Moreover, our results show that a satisfying precision can be obtained with 5 intervals.

In a last part we study, using an axisymmetric model of a wall stabilized arc, the influence of radiation on the arc temperature. We model radiative transfer using the NEC and P1 methods. We do not observe any difference while using MAC defined over 5 intervals or 10 intervals with the “mixed mean”. We also notice that some intervals corresponding to an optically thin medium can be treated with the NEC method which can significantly simplify models calculation time.

|   |           |
|---|-----------|
| <b>INTRODUCTION GENERALE</b>                                  | <b>2</b>  |
| <b>CHAPITRE I PRESENTATION GENERALE ET ETAT DE L'ART</b>      | <b>9</b>  |
| <b>I.1 Le disjoncteur haute tension</b>                       | <b>10</b> |
| I.1.1 généralités - Principe de fonctionnement                | 10        |
| I.1.2 Développement : expérience ou modélisation              | 12        |
| <b>I.2 Généralités sur l'arc électrique</b>                   | <b>13</b> |
| I.2.1 plasma thermique  | 13        |
| I.2.2 Position du rayonnement                                 | 13        |
| <b>I.3 Lois du rayonnement</b>                                | <b>14</b> |
| I.3.1 Description du rayonnement                              | 14        |
| I.3.1.1 Définition du rayonnement électromagnétique           | 14        |
| I.3.1.2 Origine du rayonnement dans les plasmas               | 14        |
| I.3.1.3 Grandeurs radiatives et unités                        | 15        |
| I.3.2 Equilibre thermodynamique complet (ETC)                 | 16        |
| I.3.3 Equilibre thermodynamique local (ETL)                   | 17        |
| I.3.3.1 L'ETL et ses limites                                  | 17        |
| I.3.3.2 Le rayonnement à l'ETL                                | 18        |
| <b>I.4 Modèles de rayonnement usuels</b>                      | <b>19</b> |
| I.4.1 Résolution exacte de l'ETR                              | 19        |
| I.4.2 Le coefficient d'émission nette                         | 20        |
| I.4.3 Coefficient moyen d'absorption                          | 21        |
| I.4.3.1 Le modèle $P_1$                                       | 21        |
| I.4.3.2 DOM   | 22        |
| <b>I.5 Conclusion</b>   | <b>23</b> |
| <b>CHAPITRE II DESCRIPTION FINE D'UN SPECTRE D'ABSORPTION</b> | <b>25</b> |
| <b>II.1 Introduction</b>                                      | <b>27</b> |
| <b>II.2 Composition du plasma</b>                             | <b>27</b> |
| II.2.1 Cas particulier des molécules $C_3$ , $C_4$ , $C_5$    | 29        |
| II.2.2 Cas particulier de la molécule $S_2F_{10}$             | 30        |
| <b>II.3 Bandes moléculaires</b>                               | <b>31</b> |
| <b>II.4 Continuum moléculaire</b>                             | <b>31</b> |
| II.4.1 Introduction des mécanismes                            | 31        |



|              |   |           |
|--------------|---|-----------|
| II.4.2       | Sections efficaces  | 32        |
| II.4.2.1     | Généralités   | 32        |
| II.4.2.2     | Données expérimentales  | 33        |
| II.4.2.3     | Approximation des données manquantes                                  | 38        |
| II.4.2.3.1   | Molécules hors mélange SF <sub>6</sub> -C <sub>2</sub> F <sub>4</sub> | 38        |
| <b>II.5</b>  | <b>Continuum atomique</b>   | <b>42</b> |
| II.5.1       | Photo-ionisation  | 42        |
| II.5.2       | Photo-détachement   | 44        |
| II.5.3       | rayonnement de freinage   | 45        |
| II.5.3.1     | Rayonnement de freinage électron – ion                                | 45        |
| II.5.3.2     | Rayonnement de freinage électron – atome                              | 46        |
| II.5.4       | Résultats du calcul du continuum d'absorption                         | 46        |
| II.5.4.1     | Détail sur le continuum moléculaire                                   | 46        |
| II.5.5       | Continuum d'absorption atomique                                       | 49        |
| <b>II.6</b>  | <b>Transition lié-lié : les raies atomiques</b>                       | <b>51</b> |
| II.6.1       | Transition entre deux niveaux d'énergie                               | 51        |
| II.6.2       | Niveaux, sous-niveaux   | 51        |
| II.6.3       | Elargissements et déplacements des raies                              | 52        |
| II.6.3.1     | Profils gaussiens   | 52        |
| II.6.3.1.1   | Elargissement naturel   | 52        |
| II.6.3.1.2   | Effet Doppler   | 52        |
| II.6.3.2     | Effets de pression : Profil lorentzien                                | 53        |
| II.6.3.2.1   | Résonance ou Van der Waals  | 54        |
| II.6.3.2.1.1 | Résonance   | 54        |
| II.6.3.2.1.2 | Van der Waals   | 54        |
| II.6.3.2.2   | L'effet Stark   | 55        |
| II.6.3.2.2.1 | Effet Stark quadratique   | 55        |
| II.6.3.2.2.2 | Correction de Griem : interaction avec les ions                       | 56        |
| II.6.3.2.2.3 | Effet Stark quadrupolaire   | 57        |
| II.6.3.3     | Profil de Voigt   | 57        |
| II.6.3.4     | Synthèse des élargissements   | 58        |
| II.6.4       | Méthodes et réduction du temps de calcul                              | 60        |
| II.6.4.1     | Méthode de traitement des raies                                       | 60        |
| II.6.4.2     | Tri des longueurs d'onde  | 61        |
| II.6.4.3     | Profil de Voigt   | 62        |
| II.6.4.4     | Sélection des raies   | 62        |
| II.6.4.5     | Détermination de la valeur du paramètre XLIM                          | 64        |
| <b>II.7</b>  | <b>Spectre détaillé</b>   | <b>66</b> |
| <b>II.8</b>  | <b>Emission nette</b>   | <b>68</b> |
| II.8.1       | Influence du chevauchement des raies                                  | 68        |
| II.8.2       | Résultats   | 72        |

|  |  |            |
|--|--|------------|
| II.8.2.1   | Influence de la pression   | 72         |
| <b>II.9</b>  | <b>Conclusion</b>  | <b>75</b>  |
| <b>CHAPITRE III TRANSFERT RADIATIF ET COEFFICIENTS MOYENS D'ABSORPTION</b> |  | <b>76</b>  |
| <b>III.1</b>   | <b>Introduction</b>  | <b>77</b>  |
| <b>III.2</b>   | <b>Transfert radiatif</b>  | <b>77</b>  |
| III.2.1  | Présentation du modèle   | 77         |
| III.2.2  | Conditions thermodynamiques  | 78         |
| III.2.3  | résultats du modèle 1D sur la base spectrale fine                              | 79         |
| III.2.3.1  | Luminance radiative  | 79         |
| III.2.3.2  | Flux à la paroi  | 80         |
| III.2.3.3  | Divergence de flux   | 82         |
| III.2.3.4  | Détails sur les molécules  | 85         |
| <b>III.3</b>   | <b>Définition des moyennes pour les Coefficients Moyens d'Absorption (CMA)</b> | <b>87</b>  |
| III.3.1  | moyenne naturelle  | 87         |
| III.3.2  | Rosseland  | 88         |
| III.3.3  | Planck   | 88         |
| III.3.4  | Planck modifiée  | 88         |
| III.3.5  | Planck mixte   | 89         |
| III.3.6  | Mixte : Classique (BT) – Planck mixte (HT)                                     | 89         |
| <b>III.4</b>   | <b>Définition de limites de bandes</b>   | <b>90</b>  |
| III.4.1  | Découpage sur 36 intervalles   | 91         |
| III.4.2  | Résultats et sélection de la définition de la moyenne                          | 91         |
| III.4.3  | Réduction du nombre d'intervalles  | 95         |
| III.4.3.1  | Présentation de l'algorithme de sélection des intervalles                      | 95         |
| III.4.3.2  | Résultats  | 97         |
| <b>III.5</b>   | <b>Conclusion</b>  | <b>105</b> |
| <b>CHAPITRE IV MODELE D'ARC STABILISE PAR PAROI</b>                        |  | <b>107</b> |
| <b>IV.1</b>  | <b>Introduction</b>  | <b>108</b> |
| <b>IV.2</b>  | <b>Présentation de l'arc stabilisé</b>   | <b>108</b> |
| IV.2.1   | introduction   | 108        |
| IV.2.2   | Hypothèses   | 109        |
| IV.2.3   | Développement du modèle  | 110        |
| IV.2.3.1   | Effet joule  | 110        |
| IV.2.3.2   | Rayonnement  | 111        |

|             |   |            |
|-------------|---|------------|
| IV.2.3.2.1  | Emission nette  | 111        |
| IV.2.3.2.2  | Méthode $P_1$   | 112        |
| IV.2.3.3    | La méthode des volumes finis  | 112        |
| IV.2.3.3.1  | Résolution d'une équation généralisée   | 112        |
| IV.2.3.3.2  | Les termes sources  | 114        |
| IV.2.3.4    | Conditions aux limites  | 115        |
| IV.2.4      | Coefficients de transport   | 115        |
| <b>IV.3</b> | <b>Mise au point et validation du modèle</b>  | <b>118</b> |
| IV.3.1      | Critère de convergence  | 118        |
| IV.3.2      | Comparaison des résultats   | 118        |
| IV.3.3      | Test préliminaires  | 120        |
| IV.3.3.1    | Effet de la pression  | 120        |
| IV.3.3.2    | Facteur 2 sur l'émission nette  | 122        |
| <b>IV.4</b> | <b>Méthode <math>P_1</math></b>   | <b>123</b> |
| IV.4.1      | Comparaison émission nette – $P_1$  | 123        |
| IV.4.2      | Influence du nombre de bandes   | 124        |
| IV.4.3      | Influence du rayon de plasma  | 126        |
| <b>IV.5</b> | <b>Conclusion</b>   | <b>127</b> |
|             | <b>CONCLUSION GENERALE</b>  | <b>129</b> |
|             | <b>BIBLIOGRAPHIE</b>  | <b>134</b> |
|             | <b>ANNEXE 1 : SECTION EFFICACE DU CONTINUUM D'ABSORPTION DES MOLECULES<br/>O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub></b> | <b>140</b> |

## INTRODUCTION GENERALE

La sécurité des circuits électriques nécessite l'utilisation d'appareils capables d'interrompre le courant dans des conditions normales (coupures nominales) et dans des conditions exceptionnelles correspondant à la création intempestive d'un court-circuit sur la ligne ou dans un système. Dans le cadre de courants alternatifs (AC), la gamme de tension est extrêmement large entre la centaine de VAC et plusieurs centaines de kVAC, et il existe différents principes de coupure suivant les niveaux de tension et de courant. Dans la gamme de basse ou très basse tension ( $< 1\text{kV}$ ), la coupure peut être réalisée sans arc au moyen de composants électroniques, mais ces dispositifs de coupure restent toujours au stade de prototypes. Dans la plupart des cas, la coupure au moyen de disjoncteurs passe par une séparation des contacts qui induit un arc ou une étincelle dès que la tension dépasse quelques dizaines de V. Un disjoncteur doit donc être capable de créer un arc, de supporter le dépôt d'énergie de cet arc et bien sûr d'éteindre cet arc.

Le principe de coupure à basse tension est en général fondé sur un allongement de l'arc ou sur un découpage de cet arc en plusieurs arcs de telle sorte que la tension nécessaire pour maintenir la décharge ou les décharges, soit supérieure à la tension du réseau. A haute et très haute tension ( $>36\text{ kV}$ ), ce principe ne peut pas fonctionner et la coupure est fondée sur la disparition ou l'extinction rapide de l'arc lors du passage naturel au zéro du courant. Cette extinction peut être réalisée de deux façons opposées :

- soit au moyen d'un arc dans une ampoule à vide très poussé, la très basse pression induisant une très forte et rapide diffusion des électrons au moment de l'extinction. Cette technique qui fonctionne bien à moyenne tension s'est développée depuis une vingtaine d'années vers les plus hautes tensions, mais ne dépasse pas à l'heure actuelle les  $64\text{ kV}$  ;
- soit au moyen d'un gaz à haute pression (air ou hexafluorure de soufre,  $\text{SF}_6$ ) ou d'un liquide (huile) permettant un soufflage violent de l'arc et/ou un recouvrement diélectrique très rapide, ces différentes techniques pouvant couvrir le domaine des très hautes tensions.

Depuis la fin des années 70, les disjoncteurs à  $\text{SF}_6$  se sont imposés dans le domaine de la haute et surtout de la très haute tension, avec des évolutions successives. L'intérêt du  $\text{SF}_6$  est multiple et lié à différentes propriétés de cette molécule : c'est un gaz dans les conditions standard et sa température de liquéfaction à une pression de quelques bars est suffisamment basse pour pouvoir être utilisé dans des conditions climatiques sévères (jusqu'à  $-30^\circ\text{C}$  sans problème) ; il ne se décompose pas avant  $1000^\circ\text{K}$  ; c'est un gaz très électronégatif et donc un bon diélectrique à froid (tenue diélectrique environ trois fois meilleure que celle de l'air) ; ses produits de décomposition sont également électronégatifs (présence du fluor) de sorte que lors de l'extinction de l'arc il peut exister une transition très rapide entre l'état plasma relativement bon conducteur et l'état de gaz isolant (capture des électrons pour former des ions négatifs lourds et très peu mobiles) si l'arc est soumis à un refroidissement violent ; après passage de l'arc, le plasma en se

## Introduction générale

refroidissant tend à reformer du SF<sub>6</sub> ; les éventuels sous-produits dont certains sont toxiques peuvent assez facilement être éliminés.

Indépendamment du coût de la synthèse de ce gaz, le SF<sub>6</sub> n'a qu'un seul défaut véritable d'un point de vue sociétal : il a un fort pouvoir de réchauffement global et participe à l'effet de serre. Il est donc dans le collimateur de certains organismes écologiques et son utilisation fait l'objet de critiques et suscite depuis plus de 15 ans des études sur son remplacement total ou partiel. En dépit de nombreuses recherches scientifiques et technologiques, les ingénieurs n'ont pas encore trouvé de substituts intéressants au SF<sub>6</sub> qui reste le gaz idéal pour les disjoncteurs à haute tension. Cette qualité se fait encore plus ressentir lorsque les conditions de coupure sont les plus sévères, c'est-à-dire lorsqu'elles associent la très haute tension du réseau à de très grandes valeurs du courant de court-circuit à interrompre (jusqu'à 100 kA). Pour ces raisons et en dépit des contraintes environnementales, les disjoncteurs à SF<sub>6</sub> continuent non seulement à être produits et vendus, mais font également toujours l'objet de recherche et développement pour améliorer leurs performances.

L'extinction de l'arc lors du passage au zéro du courant dans un disjoncteur à SF<sub>6</sub>, est réalisée au moyen d'un violent soufflage turbulent créé par une différence de pression entre un volume amont et le volume d'évacuation du gaz, via une tuyère isolante en PTFE. Dans les premiers disjoncteurs de ce type, la surpression était essentiellement créée par un système de pistons solidaires du mouvement des contacts qui en se séparant forment un arc électrique. Dès les années 80, les ingénieurs se sont rendu compte que l'arc lui-même pouvait favoriser la montée en pression en bloquant l'écoulement de gaz en phase fort courant, blocage qui pouvait être augmenté en profitant de l'ablation de la buse. Cet effet a été minutieusement étudié et dans les disjoncteurs actuels devant couper des très forts courants, les concepteurs essaient d'associer une ablation optimale de la buse avec un design très fin des différents éléments du disjoncteur (forme des contacts, matériaux de la buse, ajout de PTFE à différents endroits, systèmes de soupape, synchronisation du déplacement des contacts avec l'onde de courant, ...). En couplant ces différents aspects, la montée en pression est d'autant plus élevée que le courant est fort, ce qui est intéressant car on souhaite que la capacité de soufflage augmente avec le courant. Ainsi, alors que le seul pistonnage ne permet d'avoir une surpression maximum que de quelques bars, certains disjoncteurs permettent d'atteindre des surpressions de plusieurs dizaines de bars pour des courants de plusieurs dizaines de kA. Les surpressions de 100 bars, voire plus, sont envisagées pour des applications à très fort courant (disjoncteurs de générateurs de centrales électriques).

Cette présentation montre que la conception et l'optimisation des disjoncteurs ne se limitent pas à des améliorations empiriques mais font intervenir des outils sophistiqués de conception, fondés en particulier sur des modèles numériques permettant de guider les essais expérimentaux indispensables et surtout de minimiser leur nombre car très coûteux. Ces modèles sont multiphysiques et certains sont complémentaires : calcul du champ électromagnétique à froid car le disjoncteur doit tenir la tension nominale en position ouverte ; modèles d'arc en phase fort

courant avec calcul de la pression; modèles d'arc en extinction et étude de la phase post-arc très brève (quelques  $\mu\text{s}$ ) ; modèles pour la phase de recouvrement diélectrique à plus long terme après le passage par zéro, jusqu'à quelques dizaines de ms (fort champ électrique et très faible densité électronique et ionique).

Le groupe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPPT) du Laplace est spécialisé dans la modélisation des arcs de disjoncteurs au  $\text{SF}_6$ , comme en témoignent la récente thèse de (Randrianarivao, 2012) et des papiers publiés depuis près de trente ans. Cette modélisation doit prendre en compte, de la façon la plus réaliste et correcte, les nombreux mécanismes responsables du comportement global du disjoncteur. En particulier, puisque l'ablation des buses en PTFE joue un rôle décisif, il faut tenir compte de l'ablation de ces buses et de la propagation de la vapeur de PTFE dans le plasma. Or le principal mécanisme d'ablation des matériaux environnant l'arc (autres que les contacts métalliques) est le rayonnement issu de cet arc. D'après ce que nous avons dit, le plasma est constitué au départ de  $\text{SF}_6$  pur, mais au fur et à mesure que le courant augmente, l'érosion des buses s'accroît et dans la phase de fort courant, le plasma est constitué d'un mélange de  $\text{SF}_6$  et de vapeur de PTFE dont le monomère de base est la molécule  $\text{C}_2\text{F}_4$ . Des travaux antérieurs (Gentils, 2000) (Zhang, et al., 2002) ont même montré que dans certains cas le plasma est établi pratiquement dans du  $\text{C}_2\text{F}_4$  pur . Un phénomène clé qui intervient dans la modélisation de ce type de disjoncteur est donc le rayonnement et le transfert radiatif dans les mélanges  $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4$ , ce qui constitue l'objet de ce travail.

Depuis de nombreuses années, et de façon complémentaire aux modélisations globales de l'arc, le groupe AEPPPT étudie le rayonnement des plasmas thermiques formés par différents types d'application des arcs électriques. Ces travaux se sont d'abord inspirés de ceux de Lowke (Lowke, 1974) sur le calcul du coefficient d'émission nette (CEN), terme qui permet d'évaluer avec une précision suffisante les pertes radiatives dans les régions les plus chaudes de l'arc. En dépit de l'hypothèse d'un plasma isotherme avancée pour son calcul, le CEN a un grand succès dans la communauté de la modélisation des arcs car, dans de nombreux cas, il est suffisant pour calculer le champ de température dans un arc pour les raisons suivantes :

- les pertes radiatives correspondent au terme principal de pertes d'énergie dans les régions chaudes dont la température résulte souvent d'un bilan entre le terme source (effet Joule) et ce terme de perte. Donc une bonne estimation des pertes radiatives permet de calculer avec précision la température dans les régions chaudes ;
- les propriétés du rayonnement montrent que le bilan radiatif près du centre d'un plasma dépend de la température locale et du rayonnement qui provient des zones proches de ce point. Or dans la région centrale, les gradients de température sont en général faibles de sorte que l'hypothèse de plasma isotherme est souvent bonne ;

## Introduction générale

- la précision estimée du CEN (un facteur 2) est suffisante pour une bonne évaluation de la température : une variation d'un facteur 2 du CEN dans un modèle conduit à une variation de température qui n'excède pas l'incertitude expérimentale ;
- dans les régions externes du plasma pour lesquelles le CEN ne convient pas, le rayonnement devient un terme très minoritaire du bilan d'énergie. La température dans ces régions dépend bien davantage des conditions aux limites et des phénomènes de convection ou de conduction de sorte que l'utilisation du CEN pour ces régions n'a pas d'influence négative.
- Le CEN peut être calculé pour toutes les conditions de plasma, en particulier pour des mélanges de gaz et de vapeurs pour lesquels la nature des espèces a une influence très marquée sur le rayonnement (exemple mélange de gaz et de vapeurs métalliques).

Ces conditions expliquent pourquoi le CEN est encore très souvent utilisé dans les modèles. On peut trouver une étude bibliographique sur le calcul du CEN appliqué à de nombreux gaz et mélanges de gaz et de vapeurs dans des travaux de l'équipe (Cressault, 2001), (Cressault, et al., 2010), (Cressault, et al., 2012). Nous ne reprendrons pas ici cette étude globale et nous nous limiterons aux travaux de la littérature sur des plasmas contenant du SF<sub>6</sub>. Le CEN pour le plasma de SF<sub>6</sub> pur a d'abord été calculé par Liebermann et Lowke (Liebermann & Lowke, 1976), puis par Gleizes et al (Gleizes, et al., 1991) et par Aubrecht (Aubrecht & Gross, 1994). Ce type de calcul a été également appliqué à des mélanges de gaz contenant du SF<sub>6</sub> : SF<sub>6</sub>-vapeurs de Cu (Gleizes, et al., 1993), et SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> (Gleizes, et al., 1991).

Cependant, si le CEN permet de calculer le champ de température dans de nombreuses conditions, il s'avère insuffisant voire inopérant dans quelques cas :

- si les gradients de température près de l'axe sont importants, la précision du CEN diminue ;
- dans un arc enfermé dans une enceinte (exemple lampe à arc) où l'absorption du rayonnement dans les régions froides chauffe le gaz, accélère l'évaporation du mercure et modifie rapidement les propriétés du dispositif ;
- si on s'intéresse au flux de rayonnement qui s'échappe du plasma et qui peut être responsable de l'ablation de matériaux.

Or les arcs de disjoncteurs à SF<sub>6</sub> correspondent aux deux derniers cas : l'arc est enfermé dans une enceinte ; l'ablation des matériaux due au rayonnement du plasma comme dit précédemment, est essentielle dans le fonctionnement du dispositif. Pour ces raisons, d'autres approches du calcul du rayonnement permettant de déduire à la fois le flux radiatif et la divergence de ce flux ont été abordées dans le cas des arcs de SF<sub>6</sub>. Signalons tout d'abord la méthode des caractéristiques partielles proposée par Sevast'yanenko (Soloukhin, 1987) et appliquée au SF<sub>6</sub> par (Raynal & Gleizes, 1995) (Aubrecht & Lowke, 1994). Cette méthode est séduisante et puissante mais



finalement peu utilisée dans les modèles (Vérité, et al., 1995) car lourde à mettre en place et se complique surtout s'il existe des gradients de pression ou si des vapeurs sont ajoutées.

En fait, dans les modèles d'arc, il existe en général deux méthodes de calcul du transfert radiatif que nous détaillerons plus loin : la méthode  $P_1$  et celle des ordonnées discrètes. Mais comme le spectre radiatif qui doit être pris en compte est très étendu (de l'UV très lointain à l'infra-rouge), ces méthodes sont fondées sur une description très simplifiée du spectre qui suppose que le plasma peut être décrit comme un corps gris par intervalles spectraux, le nombre d'intervalles ne devant pas excéder la dizaine. Cela veut dire que dans chacun de ces intervalles (pour une pression et une température données), le coefficient d'absorption est considéré comme constant. Comme la variation spectrale est très compliquée, il faut effectuer des moyennes du coefficient d'absorption. Nous montrerons qu'il existe différentes moyennes possibles ayant chacune leurs limitations et pouvant conduire à des erreurs très importantes si elles ne sont pas utilisées à bon escient. Des travaux de l'équipe AEPPT ont déjà été effectués dans ce domaine (Nahizadeh-Kashani, et al., 2002) dont les plus récents ont constitué la thèse de (Randrianandraina, 2011) sur un plasma de  $SF_6$  pur à basse pression.

Cette thèse se rapporte à cette problématique et a pour objectif principal de proposer et de valider une banque de données de coefficients moyens d'absorption pour des mélanges  $SF_6-C_2F_4$  dans de larges gammes de pression (jusqu'à 100 bars) et de température (jusqu'à 50 kK). La démarche est la suivante :

- prendre en compte tous les mécanismes d'émission et d'absorption de ce rayonnement pour obtenir une description très fine du spectre (sur environ 300 000 points) comme cela a été réalisé par le laboratoire EM2C pour un plasma d'air (Chauveau, 2001) et par Randranandraina et al dans notre équipe (Randrianandraina, et al., 2011), dans toutes les conditions des mélanges  $SF_6-C_2F_4$  ;
- calculer de façon rigoureuse (300 000 points spectraux) le transfert radiatif dans des cas très simples de transfert radiatif plan-plan (1D) avec profil de température imposé. Les résultats servent alors de références ;
- définir des intervalles spectraux et des moyennes de coefficients d'absorption sur ces intervalles en se fondant sur des propriétés du rayonnement ;
- optimiser le nombre d'intervalles et les moyennes utilisées en comparant les résultats du transfert radiatif obtenus en utilisant les coefficients moyens avec les résultats de référence.
- une application à la modélisation d'un arc stabilisé par parois servira d'une approche vers les modélisations globales.

Cette démarche se traduit par la succession logique des différentes parties de cette thèse qui peut se résumer ainsi :

## Introduction générale

Après la présentation dans le chapitre 1 de généralités sur les plasmas et sur le fonctionnement des disjoncteurs à haute tension (DHT), le chapitre 2 sera dédié à la description des spectres d'absorption de plasmas composés de mélanges de  $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4$ . Nous ferons une analyse préliminaire sur les densités d'espèces présentes dans le plasma et calculées à l'équilibre. Nous comparerons ces données en fonction de la pression, de la température et de la proportion des mélanges étudiés. Dans un second temps, nous détaillerons les méthodes utilisées pour la considération du rayonnement du continuum moléculaire puis atomique. Nous détaillerons également le calcul des spectres de raies en tenant compte des divers mécanismes d'élargissement de profil de raie.

Le chapitre 3 sera consacré à l'utilisation d'un modèle de transfert radiatif 1D qui nous permettra d'établir des références de luminances et divergences de flux. Ces références seront établies pour plusieurs profils de température, pressions et proportions de mélange de  $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4$ . Dans une seconde partie de ce chapitre, nous établirons une banque de données de coefficients moyens d'absorption (CMA) adaptée à la modélisation de rayonnement dans les DHT. A cette fin, nous comparerons différentes définitions de moyennes et mettrons en évidence qu'un mélange entre différentes définitions donne des résultats acceptables. La position des limites d'intervalle pour le calcul des CMA est également un paramètre crucial pour la bonne estimation des grandeurs radiatives. Nous avons développé un algorithme d'optimisation de la position de ces bandes que nous présenterons ainsi que les résultats qui en sont issus en comparant les flux aux parois et les divergences de flux aux résultats de références.

Au chapitre 4 nous développerons un modèle d'arc stabilisé par paroi ainsi que la méthode de résolution de Patankar. Nous utiliserons ce modèle afin d'étudier l'influence du rayonnement sur le champ de température calculé. Nous comparerons la méthode de l'émission nette et la méthode  $P_1$  que nous utiliserons avec les banques de CMA précédemment établies.

*Introduction générale*

## Chapitre I    PRESENTATION GENERALE ET ETAT DE L'ART

## I.1 LE DISJONCTEUR HAUTE TENSION

### I.1.1 GENERALITES - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

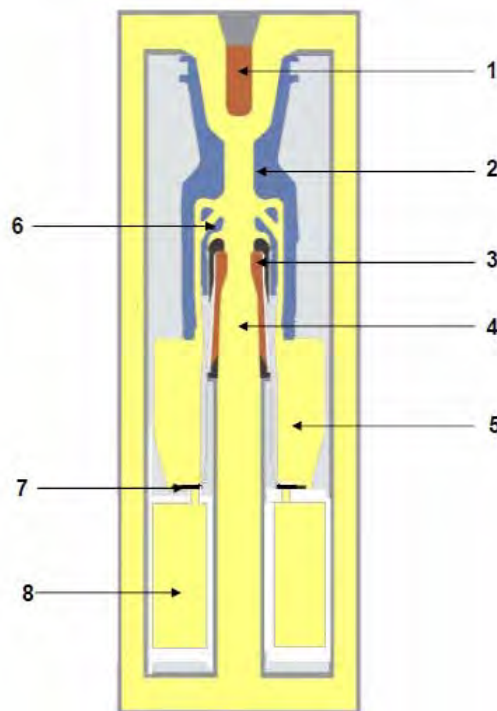
La haute tension électrique est un moyen de minimiser les pertes d'énergie par effet Joule dans les lignes de transmission d'électricité. Effectivement, cette énergie dissipée sous forme de chaleur est proportionnelle au carré de l'intensité du courant, or pour une même puissance électrique, il est possible de faire passer un faible courant sous une haute tension ou un fort courant sous une faible tension. L'utilisation de la haute tension dans les réseaux de distribution d'électricité a donc été préférée pour cette simple raison, et l'augmentation croissante de demande en électricité a fait s'élever les niveaux de tension dans les lignes de transmission. Les taux de pertes par effet joule sur le réseau français sont aujourd'hui compris entre 2 et 3,5 % et représentent 11 TWh par an (RTE, 2013).

Pour des raisons de maintenance ou pour protéger les appareils électriques reliés en amont ou en aval du réseau, il est nécessaire de pouvoir déconnecter les lignes haute-tension du reste du réseau. L'apparition d'un contact entre la ligne et la terre ou l'abatement de la foudre sur une ligne engendrent une augmentation du courant électrique, appelée courant de défaut, qui peut endommager les dispositifs électriques qui lui sont reliés.

Le Disjoncteur Haute-Tension (DHT), qui est l'application de cette étude, est un appareil intégré sur le réseau électrique qui permet de déconnecter la ligne haute-tension du réseau tant dans des conditions normales que lors de la détection de courants de défaut. La Figure 1 représente le schéma de la chambre de coupure d'un DHT à l'état ouvert. Au cœur de celle-ci sont situés deux contacts électriques, l'un est mobile (1) et l'autre fixe (3). Les éléments (2) et (6) sont des tuyères en Polytétrafluoroéthylène (PTFE), un polymère dont la chaîne de base est  $[C_2F_4]$ . La partie (5) constitue un volume d'échange thermique au bout duquel se situent une valve (7) et un volume de gaz (8). La région (4) constitue une des zones d'expansion de l'arc électrique lors de la décharge. A l'état fermé, le DHT est rempli d'hexafluorure de soufre ( $SF_6$ ) à la pression de 6 bar. Ce gaz bénéficie d'une tenue diélectrique particulièrement élevée justifiant son utilisation dans la coupure de courant sous haute tension.

Le principe de fonctionnement d'un DHT est le suivant. Durant un fonctionnement normal, le DHT est à l'état fermé et le courant passe par les contacts permanents qui ne sont pas représentés sur la Figure 1. La première étape de l'ouverture d'un disjoncteur est la déconnection de ces contacts. Le courant passe alors au travers des contacts mobiles qui sont situés au cœur d'une chambre de coupure. Un actionneur déplace le contact mobile (1) afin de le séparer du (3). Au moment de leur séparation, la continuité du courant d'abord réalisée sur une grande surface de contact se limite à une toute petite surface ce qui induit un échauffement local et une fusion

partielle du métal conduisant à un « pont fondu ». La vaporisation du métal s'effectue avec une ionisation partielle du métal et l'arc s'amorce dans la vapeur métallique puis dans le gaz environnant formant un plasma (Vacquié, 2000). Ce plasma peut être vu comme un gaz qui comporte des atomes et molécules, neutres et ionisés, ainsi que des électrons libres. Ce milieu est par conséquent conducteur et relativement chaud puisqu'il peut atteindre, dans ce type de dispositif, des températures de l'ordre 30 000 K. L'arc naissant est entretenu par le courant qui le traverse et chauffe le milieu par effet Joule. Au centre de cet arc, l'énergie est dissipée par divers mécanismes tels que la convection ou la conduction du gaz, mais l'émission d'un rayonnement est le mécanisme prépondérant en termes de perte d'énergie (Vacquié, 2000). Cette émission de rayonnement dissipe la chaleur et tend par conséquent à abaisser sa température. Dans la périphérie de l'arc, la dissipation de la chaleur se fait essentiellement par des mouvements de convection et par la conduction thermique du gaz mais l'absorption du rayonnement par ces régions plus froides constitue un apport de chaleur. Finalement, l'échauffement des parois en PTFE, essentiellement causée par la part de rayonnement thermique qui lui parvient, induit son évaporation (Ruchti & Niemeyer, 1986). Ceci a pour conséquence de rajouter de la matière sous forme de gaz dans la chambre de coupure.



*Figure 1 : Schéma de la chambre de coupure d'un disjoncteur haute-tension (Randrianarivao, 2012)*

L'élévation de la température et l'ablation de la tuyère en PTFE induisent une augmentation très rapide de la pression dans le cœur de la chambre de coupure (Randrianarivao, 2012). En conséquence de cette montée en pression, le gaz du cœur de la chambre de coupure est propulsé via la tuyère (6) vers des volumes d'échange thermique dans lesquels la pression augmente au fur et à mesure que l'arc est entretenu. Du fait que l'électricité est distribuée en régime alternatif (AC)

à la fréquence de 50 Hz, l'intensité du courant passe par zéro toutes les 10 ms. A ce passage du courant par zéro, l'arc cesse d'être entretenu et la pression dans la région de l'arc diminue et devient inférieure à celle dans les volumes d'échanges. Cette différence de pression induit un reflux de gaz froid qui vient éteindre l'arc. Dans le cas où le courant n'est pas coupé au deuxième passage du courant par zéro, la pression continue à augmenter dans le disjoncteur et celui-ci explose.

Les premières générations de disjoncteurs haute-tension fonctionnaient avec des contacts électriques plongés dans l'eau. Ceux-ci ont été remplacés par des disjoncteurs à huile du fait de la meilleure tenue diélectrique des huiles utilisées. Les premiers disjoncteurs à air comprimé sont apparus vers 1930 et sont restés en compétition avec les disjoncteurs à huile jusqu'à l'apparition des disjoncteurs à SF<sub>6</sub> à la fin des années 1970. De nos jours les disjoncteurs à SF<sub>6</sub> restent les plus performants du marché en raison de la stabilité de la molécule de SF<sub>6</sub> et de sa bonne tenue diélectrique. Ce gaz possède néanmoins un fort Pouvoir de Réchauffement Global (PRG) qui est 23 900 supérieur à celui du CO<sub>2</sub>. Bien que des efforts soient menés sur la réduction d'émission de SF<sub>6</sub> par les industriels du secteur du transport d'électricité (CITEPA, 2012), des alternatives au SF<sub>6</sub> sont en voie d'investigation. Les disjoncteurs à vide apparaissent sur le marché des disjoncteurs mais ne sont, à l'heure actuelle, pas suffisamment performants pour intégrer les réseaux à haute-tension.

### **I.1.2 DEVELOPPEMENT : EXPERIENCE OU MODELISATION**

Le besoin croissant en énergie implique une augmentation de la tension dans les réseaux de distribution. Les industriels doivent donc augmenter la tenue en tension des disjoncteurs en développant de nouveaux dispositifs.

Le développement de nouveaux DHT nécessite de connaître précisément l'impact de la modification de divers paramètres tels que la géométrie de la chambre, la composition des matériaux, le gaz utilisé, etc. sur le comportement de l'arc. Dans les DHT, suivant l'intensité de courant qui traverse l'arc, la température peut atteindre 30 000°K et des niveaux de pression de l'ordre de 100 bar. En pratique, les conditions et propriétés locales réelles du plasma sont difficiles voire impossibles à mesurer : dans les disjoncteurs réels, la géométrie et la structure empêchent des mesures spectroscopiques ; dans des maquettes spécifiques préparées pour ce type d'étude, toutes les conditions de l'arc ne sont pas réunies (suppression, soufflage, géométrie) de sorte que les résultats expérimentaux ne correspondent pas exactement aux conditions des DHT.

Le moyen adopté pour palier à ce problème technique est l'utilisation d'outils numériques qui permettent de prédire l'aptitude du dispositif à couper le courant. Ces simulations nécessitent la prise en compte et la modélisation des mécanismes qui régissent le comportement d'un arc électrique. Le manque d'information expérimentale rend la modélisation d'autant plus difficile

que les modèles physiques ne sont pas nécessairement adaptés au traitement de ce type de problème. L'utilisation de modèles requiert également la bonne connaissance des caractéristiques physiques du plasma, telles que ses conductivités électrique et thermique, ou ses propriétés radiatives.

Certains laboratoires disposent de moyens qui permettent de confronter les DHT à des conditions de fort courant ou de forte tension. Ces essais restent les seules validations qui permettent d'affirmer que le dispositif fonctionne et permet de couper le courant dans toutes les conditions requises. Ces tests normatifs ne sont opérés qu'une fois que le dispositif développé est opérationnel. D'un point de vue économique il n'est pas envisageable de baser le développement d'un DHT uniquement sur les études expérimentales. La simulation numérique est, par conséquent, un outil indispensable au développement de nouveaux DHT.

## **I.2 GENERALITES SUR L'ARC ELECTRIQUE**

### **I.2.1 PLASMA THERMIQUE**

Le plasma peut être défini comme étant un mélange gazeux contenant des espèces chimiques (atomes, molécules) neutres et des espèces chargées (ions, molécules ionisées, électrons). Les étoiles et la foudre sont des exemples de plasmas que l'on rencontre dans la nature. On reproduit en laboratoire les conditions de générations d'un plasma en appliquant une tension électrique entre deux électrodes plongées dans un gaz.

Les plasmas sont généralement séparés en deux catégories : les plasmas chauds et les plasmas froids.

- Les plasmas chauds ont des températures de l'ordre de  $10^6$  K pour lesquelles on retrouve les plasmas du cœur des étoiles et les plasmas de fusion comme dans le projet de fusion nucléaire : ITER.
- Les plasmas froids se divisent en deux catégories : les plasmas hors équilibre thermodynamique local (HETL) que l'on retrouve dans les plasmas basse pression (décharges luminescentes des tubes cathodiques ou les décharges à barrière diélectrique) ; les plasmas à l'équilibre thermodynamique local (ETL) aussi appelés plasmas thermiques tels que les arcs électriques.

Nous nous intéresserons à cette dernière catégorie dans le cadre de cette étude.

### **I.2.2 POSITION DU RAYONNEMENT**

Dans un plasma de DHT, le rayonnement joue trois rôles distinctifs. Il constitue une perte d'énergie pour les régions les plus chaudes situées généralement au centre de l'arc (Lowke & Capriotti, 1969)(Lowke, 1969). Le gaz plus froid qui entoure l'arc réabsorbe ce rayonnement, ce



qui constitue un apport de chaleur et a pour effet d'augmenter sa température. Dans les DHT, le rayonnement est aussi principalement responsable de l'ablation des tuyères en PFTE qui joue un rôle dans la détermination du profil de température de l'arc et est essentiel dans le processus d'extinction de l'arc (Ruchti & Niemeyer, 1986),(Zhang, et al., 2002), (Seeger, et al., 2006).

Nous allons maintenant nous intéresser aux lois physiques permettant de décrire le rayonnement électromagnétique d'un tel milieu.

### **I.3 LOIS DU RAYONNEMENT**

#### **I.3.1 DESCRIPTION DU RAYONNEMENT**

##### *I.3.1.1 Définition du rayonnement électromagnétique*

Le rayonnement est un mode de transfert d'énergie pouvant être décrit par deux approches : l'approche ondulatoire et l'approche particulaire. L'approche ondulatoire décrit le rayonnement comme un champ électromagnétique oscillant. L'onde est définie par une fréquence d'oscillation  $\nu$  que l'on peut relier à la longueur d'onde ( $\lambda$ ) via la vitesse de la lumière propre au milieu  $c$  par la relation :

$$c = \lambda \cdot \nu \tag{I.1}$$

Avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le milieu donnée par (I.2) :

$$c = \frac{c_0}{n} \tag{I.2}$$

avec  $c_0 = 2,997\ 924\ 58 \cdot 10^8$  m.s<sup>-1</sup>, la vitesse de la lumière dans le vide et  $n$  l'indice de réfraction du milieu.

L'approche particulaire introduit le concept de photon. Elle permet de décrire les interactions du rayonnement avec les atomes et molécules de manière plus adaptée. Les photons peuvent aussi être définis par une fréquence que l'on relie à leur énergie par la constante de Planck.

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{I.3}$$

avec  $h = 6,626068 \cdot 10^{-34}$  m<sup>2</sup>.kg.s<sup>-1</sup> la constante de Planck

##### *I.3.1.2 Origine du rayonnement dans les plasmas*

Divers mécanismes sont à l'origine du rayonnement dans les plasmas. Les atomes et molécules présents dans un plasma peuvent se trouver dans des états excités suite à un apport d'énergie par collision avec d'autres particules (majoritairement par les électrons). La désexcitation des atomes ou des molécules vers un état de plus basse énergie entraîne l'émission d'un photon. Ces mécanismes donnent lieu aux phénomènes de raies atomiques et de bandes moléculaires. Les mécanismes de recombinaison radiative, d'attachement radiatif et de rayonnement de freinage des électrons constituent ce qui est appelé le continuum atomique. L'appellation continuum est en opposition aux émissions de raies atomiques et de bandes moléculaires. Les raies consistent en de fortes intensités de rayonnement sur de très faibles largeurs spectrales, tandis que le continuum apparaît à partir d'un seuil d'énergie et ne varie que modérément au dessus de ce seuil (cf. chapitre 2). On définit également un continuum moléculaire en considérant les mécanismes de photoionisation, de photodissociation, de photoionisation dissociative et du rayonnement de freinage des électrons.

### *1.3.1.3 Grandeurs radiatives et unités*

La luminance spectrique est une grandeur qui décrit le rayonnement de manière spectrale et directionnelle.

#### *↻ Luminance spectrique*

Considérons un point O de l'espace placé au centre d'une sphère de rayon R. Un émetteur positionné en O rayonne suivant toutes les directions de manière anisotrope. L'énergie rayonnée à la fréquence  $\nu$  suivant une direction  $\vec{r}$ , dans un angle solide  $d\Omega$  et qui traverse une surface  $dS$  est donnée par la luminance spectrique (I.4) qui s'exprime en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{nm}^{-1}$  :

$$d^3\varphi = L_\lambda(\vec{r}, d\vec{\Omega}) d\lambda \cdot d\Omega \cdot dS \cdot \cos\theta \quad (I.4)$$

A partir de cette expression, on peut définir la luminance, le flux, l'émittance et d'autres grandeurs que l'on rencontre dans la littérature.

#### *↻ Luminance*

En intégrant la luminance spectrique sur toutes les fréquences on définit la luminance qui s'exprime en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$  :

$$L(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{\lambda=0}^{\infty} L_\lambda(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\Omega \cdot dS \cdot \cos\theta \cdot d\lambda \quad (I.5)$$

∞ Flux surfacique spectrique

Le flux surfacique, aussi appelé flux de rayonnement, exprimé en  $\text{W.m}^{-2}.\text{nm}^{-1}$  correspond à la puissance radiative qui traverse une surface.

$$\vec{q}_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = \int_{\Omega} L_\lambda(\vec{r}, d\vec{\Omega}) d\Omega \cdot \vec{s} \quad (1.6)$$

∞ Flux de luminance

Le flux de luminance qui s'exprime en  $\text{W}$  correspond à l'énergie totale émise à travers une surface  $S$ . Il est défini par l'expression suivante.

$$\Phi = \iint_{S, \Omega} L(\vec{r}, d\vec{\Omega}) d\vec{\Omega} \cdot d\vec{S} \quad (1.7)$$

A partir des ces définitions fondamentales, nous allons maintenant présenter les conditions thermodynamiques dans lesquelles nous pouvons les utiliser, et comment les utiliser.

### 1.3.2 EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET (ETC)

L'ETC est un état thermodynamique de la matière. Il est réalisé lorsqu'il y a micro-réversibilité des processus physiques opérant dans le milieu étudié. Dans ce type de plasma, les lois de Maxwell-Boltzmann (distribution des vitesses des particules), Saha (équilibre ionique) et de Planck (luminance spectrique rayonnée par un corps noir) peuvent être appliquées.

Les conditions de l'ETC signifie pour le rayonnement que ce qui est émis par un élément de volume est intégralement absorbé en son voisinage. Dans ces conditions, le rayonnement émis par un tel corps dépend uniquement des conditions thermodynamiques à sa surface et correspond à la luminance du corps noir donnée par la loi de Planck.

∞ Loi de Planck

$$L_\lambda^s(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left( e^{\left( \frac{hc}{\lambda k_B T} \right)} - 1 \right)^{-1} \quad (1.8)$$

La loi de Planck (1.8) exprime la luminance spectrique du corps noir en  $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ . Avec  $k_B = 1,38065.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ , la constante de Boltzmann. De la loi de Planck sont dérivées les deux lois de Wien et la loi de Stefan – Boltzmann.

∞ 1<sup>ère</sup> loi de Wien

D'après la loi de Planck, l'intensité spectrale du corps noir admet un maximum pour une longueur d'onde  $\lambda_{max}$ , exprimée en mètre, à la température  $T$  exprimée en Kelvin. La 1<sup>ère</sup> loi de Wien montre que le produit  $\lambda_{max} T$  est une constante (en m.K) :

$$\lambda_{max} T = 2,898. 10^{-3} \quad (I.9)$$

∞ 2<sup>ème</sup> loi de Wien

Elle permet, à partir de la température à la surface du corps noir, de connaître l'ordonnée du maximum de l'émission :

$$M_{\lambda_{max}}^0(T) = B. T^3 \quad (I.10)$$

avec  $B=1,287.10^{-11} \text{ W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

∞ Loi de Stefan – Boltzmann

Celle-ci permet de relier la luminance totale du corps noir à la température de sa surface :

$$M^0(T) = \int_0^{\infty} M_{\lambda}^0(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \pi L_{\lambda}^0(T) d\lambda = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c_0^2 h^3} T^4 ; \text{ soit } L^0(T) = \frac{\sigma_s}{\pi} T^4 \quad (I.11)$$

avec  $\sigma_s = 5,6704.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$  la constante de Stefan

### I.3.3 EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL (ETL)

#### I.3.3.1 L'ETL et ses limites

L'équilibre thermodynamique est un état de la matière pour lequel toutes les particules du milieu sont à la même température. Cette condition est réalisée si les échanges d'énergie au sein du plasma sont dominés par les collisions électroniques en comparaison aux échanges radiatifs et si les phénomènes de diffusion ne sont pas dominants. Dans le cadre de l'étude de plasmas thermiques, cette condition n'est généralement pas vérifiée dans tout le domaine, mais il est cependant vérifié de manière locale dans les régions chaudes. L'équilibre thermodynamique peut être défini dans un élément de volume du plasma pour lequel la température est constante.

Dans ces conditions, les lois de Boltzmann et Saha sont valables localement mais la loi de rayonnement du corps noir n'est plus vérifiée. La détermination des grandeurs radiatives se fait via la résolution de l'Equation du Transfert Radiatif (ETR).

Griem propose un critère de validation de l'ETL (Griem, 1964) qui définit une densité d'électrons critique dans le plasma. Cette définition est, par la suite, affinée par Drawin (Drawin, 1969). Dans le cas où le critère de validation de l'ETL n'est pas respecté, le plasma ne peut plus être décrit en considérant une seule température locale. Dans ce cas, on peut distinguer deux températures, une pour les électrons et une pour les espèces lourdes. La question de la définition de la température des espèces lourdes pause alors un problème compte tenu des différents modes de stockage d'énergie dans de tels systèmes.

L'évaluation d'un modèle à deux températures appliqué aux DHT à SF<sub>6</sub> (Girard, 2000) montre que les écarts à l'ETL durant la phase d'arc n'a pas d'influence décisive sur la détermination de la coupure du courant. C'est cependant durant la phase post-arc, lorsque la Tension Transitoire de Rétablissement (TRR) apparaît entre les contacts mobiles, que la considération d'un modèle à deux températures modifie les résultats de la simulation.

Dans le cadre de ce travail nous considérerons que le plasma est en ETL compte tenu du fait que cette étude porte sur le rayonnement et que son impact est majoritaire durant la phase d'arc à fort courant.

### *1.3.3.2 Le rayonnement à l'ETL*

A l'ETL, la micro-réversibilité des mécanismes radiatifs n'est pas vérifiée, ce qui signifie que tout rayonnement émis n'est pas intégralement réabsorbé en son proche voisinage. Une partie de ce qui est émis par un élément de volume s'en échappe. Dans un milieu émissif, absorbant et non diffusif l'ETR est formulée par l'expression (I.12). Elle permet de déterminer la luminance spectrique du rayonnement en un point  $\vec{r}$  de l'espace suivant la direction  $\mathcal{S}$ .

$$\mathcal{S} \cdot \nabla L_{\lambda}(\vec{r}, \mathcal{S}) = K'(\lambda)(L_{\lambda}^0 - L_{\lambda}) \quad (I.12)$$

$K'(\lambda)$  correspond au coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite du milieu, donné par :

$$K' = K \left( 1 - \frac{(-h\nu)}{2kT} \right) \quad (I.13)$$

où  $K$  est le coefficient d'absorption du milieu. L'ETL nous permet d'utiliser la loi de Kirchhoff (I.14) qui relie le coefficient spectral d'absorption au coefficient d'émission spectral du milieu par la luminance du corps noir. Cette loi permet de s'appuyer sur une base spectrale de coefficients d'absorption ou d'émission pour la résolution de l'ETR.

$$\mathcal{S}(\lambda) = L_{\lambda}^0 K(\lambda) \quad (I.14)$$

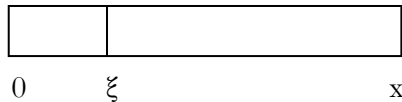
## I.4 MODELES DE RAYONNEMENT USUELS

La particularité du rayonnement, en plus d'avoir une dépendance spatiale et directionnelle, est sa dépendance spectrale. Cette dimension supplémentaire complexifie la résolution de l'équation et, par conséquent, la considération du transfert radiatif dans des modèles 2D ou 3D. La prise en compte du rayonnement dans les modèles de simulation d'arc fait généralement appel à des approximations sur la dimension spatiale et/ou spectrale de l'ETR.

### I.4.1 RESOLUTION EXACTE DE L'ETR

En supposant une géométrie à une dimension, une solution analytique de l'ETR est donnée par (Modest, 2003) sous la forme (I.12). Cette solution permet, en connaissant le coefficient d'absorption d'un milieu à l'ETL, de déterminer sa luminance entre 0 et x comme le montre la Figure 2 ci-dessous

Figure 2 : Schéma de l'espace 1D de longueur x



$$L_{\lambda}(x) = L_{\lambda}(0)e^{-\int_0^x K'(\lambda, \tau) d\tau} + \int_0^x L_{\lambda}^0(\xi)K'(\lambda, \xi)e^{-\int_{\xi}^x K'(\lambda, \tau) d\tau} d\xi \quad (I.15)$$

Cette solution analytique se compose de deux termes. Le premier terme représente l'absorption du rayonnement par le milieu sur le trajet allant de 0 à x. Dans le cas où le coefficient d'absorption est constant sur ce trajet, ce terme correspond pour une fréquence  $\nu$  à une décroissance exponentielle. Le second terme représente la contribution émissive du milieu intégrée sur la longueur x. La solution (I.15) permet une estimation de la luminance pour cette géométrie simplifiée. A deux et trois dimensions la résolution de l'ETR se complexifie considérablement. Pour cette raison d'autres méthodes de résolution sont utilisées.

La complexité des spectres d'absorption des gaz et plasmas ne peut pas, à l'heure actuelle, être intégrée aux codes de simulations dynamiques des arcs. Effectivement ce traitement demanderait des capacités et vitesses de calcul qui ne sont pas accessibles pour des raisons économiques bien que ces moyens existent (CEA.fr, 2010). La nécessité d'effectuer des simplifications s'impose pour cette raison.

Cette solution de l'ETR peut cependant être intégrée dans certains modèles simplifiés. Le modèle de (Randrianandraina, 2011) considère un profil de température fixe et détermine la divergence du flux et le flux radiatif. D'autres modèles considèrent un profil de pression en plus du profil de température (Peyrou, et al., 2012). Avec ce type de modèle, il est possible de calculer le flux

radiatif sur une base spectrale de coefficients d'absorption décrite finement comme cela sera présenté au chapitre 2.

Comme la résolution de l'ETR ne peut se faire rigoureusement dans les modélisations physiques d'arc, il faut simplifier le traitement du transfert radiatif. Habituellement, dans les plasmas thermiques, deux types d'approximation sont utilisés : Le Coefficient d'Emission Nette (CEN) et les Coefficients Moyens d'Absorption (CMA).

#### I.4.2 LE COEFFICIENT D'EMISSION NETTE

Le CEN, exprimé en  $W.m^{-3}.sr^{-1}$ , quantifie un bilan d'énergie radiative entre ce qui est émis et ce qui est absorbé par un élément de volume de plasma supposé isotherme et isotrope. Il est défini pour la première fois en assimilant l'arc à un cylindre isotherme de rayon  $R_p$  (Lowke, 1974). Son expression est alors donnée par :

$$\varepsilon_n = \int_0^{\infty} K'(\lambda, T) L_{\lambda}^0(T) G_{\lambda}(K'(\lambda), R_p) d\lambda \quad (I.16)$$

La fonction  $G_{\lambda}(K'(\lambda), R_p)$  représente l'aspect géométrique du plasma considéré. Pour un cylindre, cette fonction est donnée par la relation :

$$G(\tau) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta e^{-\tau / \sin \theta} d\theta \quad (I.17)$$

avec  $\tau$  l'épaisseur optique qui correspond au produit  $K'(\lambda).R_p$

L'approximation d'un plasma cylindrique a, par la suite, été modifiée en assimilant le plasma à une sphère (Liebermann & Lowke, 1976) ce qui permet un gain de temps de calcul considérable en induisant une erreur de 10% par rapport au cas cylindrique. En considérant le plasma sphérique, la fonction  $G_{\lambda}(K'(\lambda), R_p)$  se réduit à la relation :

$$G(\tau) = e^{-\tau} \quad (I.18)$$

Dans le cadre de cette approximation l'expression du CEN se résume à la relation (I.19).

$$\varepsilon_n = \int_0^{\infty} K'(\lambda, T) L_{\lambda}^0(T) e^{-K'(\lambda)R_p} d\lambda \quad (I.19)$$

En tenant compte de la loi de Kirchhoff, nous remarquons que cette expression se résume à l'intégration sur toutes les longueurs d'onde de l'émissivité du milieu multipliée par un terme d'absorption exponentiel. Ce terme d'absorption dépend non seulement du coefficient d'absorption du milieu mais également d'un paramètre  $R_p$ . Celui-ci est représentatif de la dimension de l'arc et défini en première approximation comme étant la distance au centre de l'arc pour laquelle la température est à 80 % de la température du centre de l'arc.

Cette solution, largement utilisée dans le domaine de la modélisation des arcs, offre une bonne estimation des pertes radiatives dans un plasma thermique. La mise en place du transfert radiatif dans un modèle est rendu extrêmement simple puisque le terme de divergence du flux radiatif qui est intégré dans l'équation d'énergie est donné par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}^* = 4\pi s_{\text{net}} \quad (\text{I.20})$$

L'utilisation de l'émission nette d'un plasma permet une description correcte du centre de l'arc mais ne tient pas compte de l'absorption des régions plus froides. L'absorption du rayonnement par ces couches de gaz environnant augmente leur température et modifie par conséquent les propriétés du plasma. Afin de tenir compte de cette absorption, d'autres modèles de rayonnement sont utilisés dans la simulation des arcs.

### I.4.3 COEFFICIENT MOYEN D'ABSORPTION

L'approximation suivante considère que le plasma est assimilable à une succession de corps gris par intervalles spectraux. Nous supposons ici que le coefficient d'absorption du milieu varie peu sur une certaine gamme spectrale et nous définissons un coefficient moyen d'absorption (CMA) sur cette région du spectre. Les modèles de rayonnement  $P_1$  et DOM, généralement utilisés dans les modèles de DHT, utilisent ensuite les valeurs de CMA.

#### I.4.3.1 Le modèle $P_1$

Cette méthode de résolution fait partie des méthodes aux harmoniques sphériques aussi appelées méthodes  $P_N$ . Elles consistent à définir la luminance comme une fonction sphérique autour d'une position  $\vec{r}$  de l'espace. La luminance peut alors être développée en deux termes indépendants et s'écrire de cette manière (Modest, 2003) :

$$L(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l L_l^m(\vec{r}) Y_l^m(\vec{\Omega}) \quad (\text{I.21})$$



Le terme  $Y_l^m(\vec{r})$  constitue la partie spatiale et  $Y_l^m(\vec{s})$  la partie directionnelle qui s'exprime sous la forme d'harmoniques sphériques :

$$Y_l^m(\vec{r}) = (-1)^{\frac{m+|m|}{2}} \left[ \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \right]^{\frac{1}{2}} e^{im\varphi} P_l^{|m|}(\cos\theta) \quad (I.22)$$

Le nom de  $P_1$  provient de la limite du développement des harmoniques sphériques à  $l = 1$ . La dérivation des équations du  $P_1$  est effectuée dans (Modest, 2003) et mène à l'expression de l'intensité radiative en fonction du rayonnement incident  $G_\lambda(\vec{r})$  et du flux radiatif  $\vec{q}_\lambda(\vec{r})$  de telle sorte que :

$$L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = \frac{1}{4\pi} [G_\lambda(\vec{r}) + 3\vec{q}_\lambda(\vec{r}) \cdot \vec{s}] \quad (I.23)$$

En utilisant cette expression de  $L(\vec{r}, \vec{s})$  dans l'ETR (I.12) et en intégrant sur toutes les directions nous obtenons les deux équations du  $P_1$ .

$$\vec{\nabla} \vec{q}_\lambda(\vec{r}) = [4\pi L_\lambda^0 - G_\lambda(\vec{r})] \vec{K} \quad (I.24)$$

$$\vec{q}_\lambda(\vec{r}) = \frac{-1}{3\vec{K}} \cdot \vec{\nabla} G_\lambda(\vec{r}) \quad (I.25)$$

avec  $\vec{K}$  le coefficient d'absorption moyen.

Ce couple d'équations peut être résolu en utilisant la méthode des volumes finis (Patankar, 1980) en les mettant sous la forme d'une équation généralisée. Cette méthode sera présentée au travers du modèle d'arc stabilisé par parois au chapitre 4. La méthode du  $P_1$  permet une bonne estimation des grandeurs du rayonnement pour des milieux optiquement épais mais donne des résultats erronés pour les milieux optiquement minces.

### 1.4.3.2 DOM

La méthode des ordonnées discrètes consiste en la discrétisation de l'espace en un certain nombre de directions qui permet de déterminer les grandeurs radiatives en un point  $\vec{r}$  en fonction du rayonnement incident suivant ces directions. L'intégration des grandeurs radiatives sur toutes les directions devient une somme pondérée comme le montrent les équations (I.26) et (I.27) pour le flux radiatif et le rayonnement incident.

$$\vec{q}_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = \int_{\Omega} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega \cdot \vec{s} \approx \sum_{i=1}^n \omega_i L_{\lambda,i}(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s} \quad (I.26)$$

$$q_\lambda(\vec{r}) = \int_{\Omega} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega \approx \sum_{i=1}^n \omega_i L_{\lambda,i}(\vec{r}, \vec{s}) \quad (I.27)$$

avec  $\omega_i$  le poids associé à la direction  $i$

La relation (I.24) utilisée dans la méthode  $P_1$  devient :

$$\vec{\nabla} q_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = \left[ 4\pi L_\lambda^s - \sum_{i=1}^n \omega_i L_{\lambda,i}(\vec{r}, \vec{s}) \right] \vec{k} \quad (I.28)$$

Dans cette méthode, les directions sont sélectionnées de manière adéquate suivant la géométrie du système et la précision que l'on souhaite avoir. Plusieurs types de quadratures ont déjà été étudiés comme dans les travaux de (Mishra, et al., 2006). D'autres sont également présentés par Modest (Modest, 2003). Cette méthode est mieux adaptée que le  $P_1$  pour des régions spectrales optiquement minces. Elle apporte une meilleure précision sur l'estimation des grandeurs radiatives mais augmente le temps de calcul des simulations par rapport à la méthode  $P_1$ .

## I.5 CONCLUSION

Ce premier chapitre aura permis, dans un premier temps, de situer cette étude dans son contexte industriel et de présenter l'enjeu du rayonnement dans la modélisation des décharges de DHT. Nous avons également présenté des outils de description du rayonnement sur lesquels nous nous appuyerons dans la suite de ce travail. Nous avons vu que la résolution du transfert radiatif nécessitait une banque de données spectrales de coefficient d'absorption ainsi qu'un modèle de transfert radiatif.



## Chapitre II DESCRIPTION FINE D'UN SPECTRE D'ABSORPTION



## II.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons présenter les théories et la méthode utilisées pour la description du spectre d'absorption d'un plasma. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux densités d'espèces atomiques et moléculaires afin de sélectionner les espèces majoritairement présentes au sein du plasma. Nous comparerons ces données en fonction de la proportion de SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, de la pression et de la température afin de considérer au mieux les espèces majoritaires. Nous détaillerons les phénomènes d'absorption du continuum moléculaire, du continuum atomique et des raies atomique suivis de la méthode de description utilisée. L'effet des bandes moléculaires est négligé dans le cadre de cette étude et sera justifié. Une partie sera consacrée au temps de calcul et aux outils numériques. Nous terminerons ce chapitre en validant nos descriptions spectrales par le calcul et la comparaison du coefficient d'émission nette.

## II.2 COMPOSITION DU PLASMA

La composition chimique d'un plasma varie en fonction du gaz utilisé, de sa température et de la pression. Nous allons observer et discuter de l'évolution de la composition suivant la pression, la proportion de SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et la température.

Les calculs de composition des espèces du plasma s'appuient sur la loi d'action de masse à l'ETL (Godin & Trépanier, 2004). L'équipe AEPPT a développé des codes de calcul permettant d'obtenir la composition de plasmas à l'équilibre en phase gazeuse. Une banque de données a été réalisée pour des proportions massiques de SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> tous les 10%, une gamme de température allant de 300 à 50 000 K et une gamme de pression allant de 1 à 100 bar. Pour tenir compte des pressions élevées, la loi d'état qui est utilisée est la loi des gaz parfaits corrigée des effets du viriel et incluant la correction de Debye-Hückel. Les figures 3 et 4 présentent pour des conditions de 1 et 100 bar, des températures de 300 à 20 000 K, et une proportion massique de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, la densité des espèces constituant le plasma. Pour faciliter la lecture de ces figures, nous avons fait le choix arbitraire de ne représenter qu'une partie des espèces. Seules les espèces dont la densité maximale dépasse les 10<sup>22</sup> m<sup>-3</sup> pour 1 bar et 10<sup>24</sup> m<sup>-3</sup> pour 100 bar sont représentées.

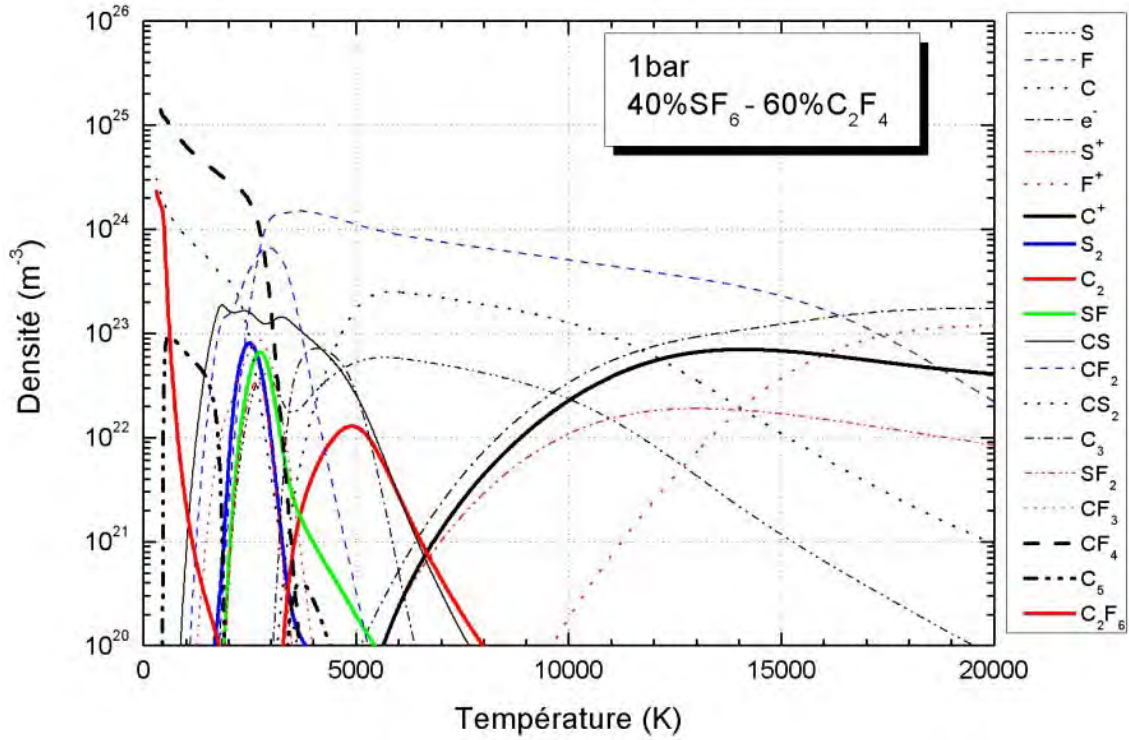


Figure 3 : Densité des espèces pour un plasma de 40 %  $SF_6$  – 60 %  $C_2F_4$  à la pression de 1 bar et des températures de 300 à 20 000 K. Les espèces de densité maximale inférieure à  $10^{22} m^{-3}$  ne sont pas représentées.

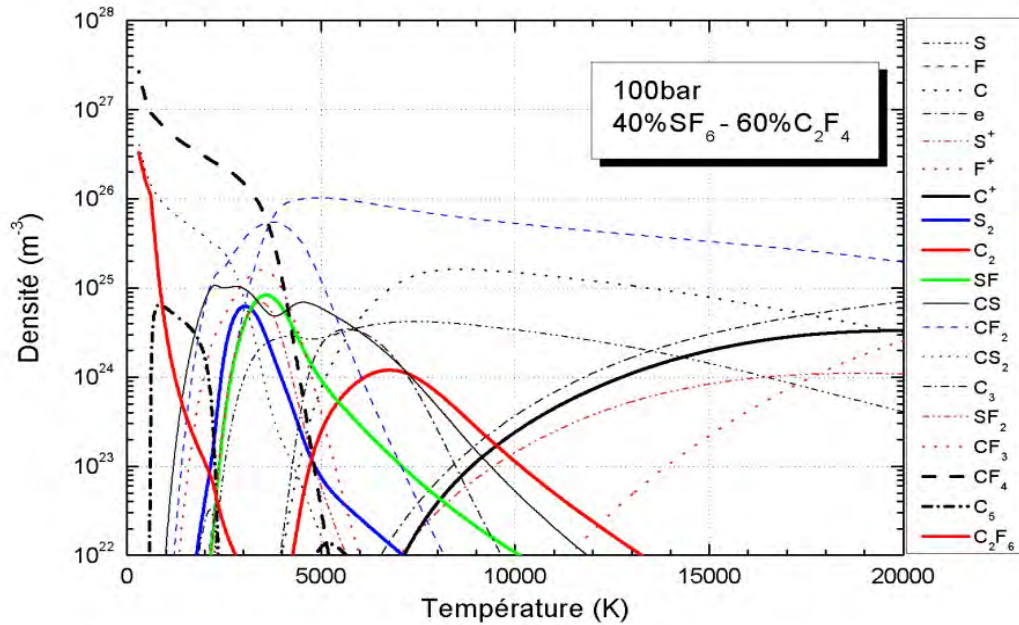


Figure 4 : Densité des espèces pour un plasma de 40 %  $SF_6$  – 60 %  $C_2F_4$  à la pression de 100 bar et des températures de 300 à 20 000 K. Les espèces de densité maximale inférieure à  $10^{24} m^{-3}$  ne sont pas représentées.

Nous constatons dans ce mélange qu'à 300 K, le  $\text{CF}_4$ , le  $\text{CS}_2$  et le  $\text{C}_2\text{F}_6$  sont les espèces majoritaires. Sous l'effet de l'augmentation de la température, l'équilibre chimique se déplace et donne lieu à l'apparition de nouvelles espèces moléculaires. Vers 4000 K, le fluor atomique devient l'espèce la plus présente dans le plasma. A partir de 8000 K les molécules peuvent être considérées comme en proportion négligeable en comparaison aux atomes.

En comparant les densités des espèces à 1 et 100 bar, nous constatons que les espèces présentes sont les mêmes et que la variation de leur densité en fonction de la température est similaire dans les deux cas. Avec l'augmentation de la pression, nous observons un décalage de la dissociation des espèces d'environ 500 à 1000 K vers les hautes températures.

Dans la section II.2.2 nous verrons que les sections efficaces du continuum moléculaire, qui représentent l'absorption du rayonnement pour une seule molécule, ont des amplitudes du même ordre. En considérant que l'absorption du continuum d'une molécule est le produit de sa section efficace par sa densité, nous pouvons juger de l'importance relative de la contribution des molécules en comparant directement leur densité.

En analysant le résultat des calculs de composition en fonction de la pression, de la température et de la proportion de  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{F}_6$ , nous retenons les espèces moléculaires en quantité non négligeable :  $\text{C}_2\text{F}_6$ ,  $\text{C}_2\text{F}_4$ ,  $\text{CF}_4$ ,  $\text{CF}_3$ ,  $\text{CF}_2$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{C}_3$ ,  $\text{C}_4$ ,  $\text{C}_5$ ,  $\text{CS}$ ,  $\text{CS}_2$ ,  $\text{F}_2$ ,  $\text{S}_2$ ,  $\text{SF}_6$ ,  $\text{SF}_5$ ,  $\text{SF}_4$ ,  $\text{SF}_3$ ,  $\text{SF}_2$ ,  $\text{SF}$ ,  $\text{S}_2\text{F}_2$ ,  $\text{S}_2\text{F}_{10}$ .

### II.2.1 CAS PARTICULIER DES MOLECULES $\text{C}_3$ , $\text{C}_4$ , $\text{C}_5$

Comme précisé précédemment, le calcul des densités d'espèce ne tient pas compte des changements de phases. En regardant le diagramme de phase du carbone figure 5 qui est une combinaison des résultats de (Steinbeck, et al., 1985) (Bundy, 1989) effectué par (Zalula, 1997), nous constatons que, pour une pression partielle de ces molécules d'environ 5 bar ( $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  GPa) et des températures inférieures à 4000 K, le carbone se trouve à l'état solide sous forme de graphite. Pour des conditions de pression de 100 bar et à basse température, la majorité des molécules  $\text{C}_3$ ,  $\text{C}_4$  et  $\text{C}_5$  doivent par conséquent se trouver sous forme de graphite. D'autre part, l'analyse après utilisation de l'état des chambres de coupures de DHT n'a montré aucune trace de forme de carbone à l'état solide sous forme de suie ou d'un dépôt de graphite. Par conséquent, nous ne considérerons pas ces molécules dans la suite de cette étude.



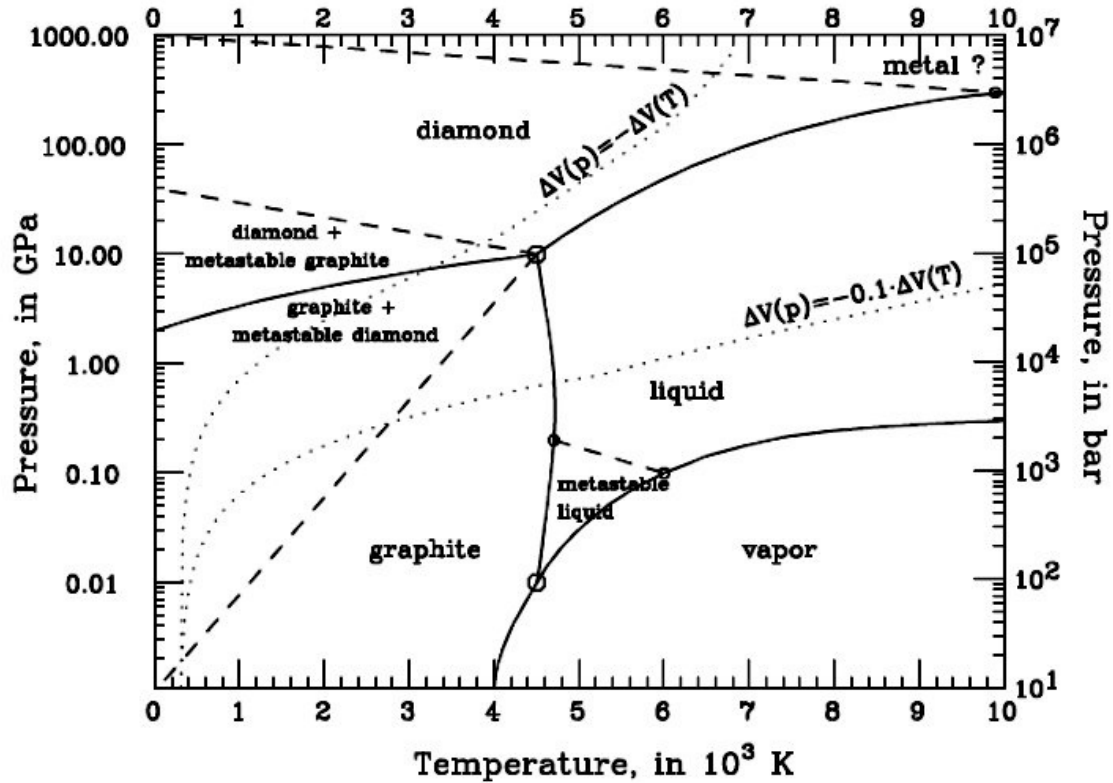


Figure 5 : Diagramme de phase pression-température du carbone (Zalula, 1997)

## II.2.2 CAS PARTICULIER DE LA MOLECULE S<sub>2</sub>F<sub>10</sub>

Le calcul est effectué en faisant l'hypothèse que l'équilibre chimique est atteint. La durée de la décharge n'est cependant pas nécessairement aussi longue qu'il le faudrait pour vérifier cette hypothèse. D'autre part en comparant les énergies de première dissociation indiquées dans le Tableau 1, nous remarquons que la molécule S<sub>2</sub>F<sub>10</sub> est peu stable en comparaison aux SF<sub>6</sub> et SF<sub>4</sub>.

Tableau 1 : Energies mises en jeu pour trois réactions de première dissociation

| Réaction                                   | Energie (eV) |
|--|--------------|
| $S_2F_{10} + h\nu \rightarrow SF_4 + SF_6$ | 0,802        |
| $SF_4 + h\nu \rightarrow SF_3 + F$         | 3,474        |
| $SF_6 + h\nu \rightarrow SF_5 + F$         | 3,995        |

La littérature ne présente pas d'études cinétiques qui nous permettent de vérifier si la molécule S<sub>2</sub>F<sub>10</sub> est présente, tant par des observations que par des constantes de temps de réaction. Compte tenu de la forte densité de cette molécule à basse température, 100 bar et un mélange contenant 80% de SF<sub>6</sub>, nous la considérerons au cours de cette étude.

Nous allons donc considérer les molécules  $C_2F_6$ ,  $C_2F_4$ ,  $CF_4$ ,  $CF_3$ ,  $CF_2$ ,  $C_2$ ,  $CS$ ,  $CS_2$ ,  $F_2$ ,  $S_2$ ,  $SF_6$ ,  $SF_5$ ,  $SF_4$ ,  $SF_3$ ,  $SF_2$ ,  $SF$ ,  $S_2F_2$ ,  $S_2F_{10}$  pour la description du continuum moléculaire d'absorption. Nous considérerons pour la contribution atomique les espèces  $C$ ,  $C^+$ ,  $C^{2+}$ ,  $C^{3+}$ ,  $C^{4+}$ ,  $S$ ,  $S^+$ ,  $S^{2+}$ ,  $S^{3+}$ ,  $S^{4+}$ ,  $S^{5+}$ ,  $F$ ,  $F^+$ ,  $F^{2+}$ ,  $F^{3+}$  et  $F^{4+}$ .

Cette première étape nous a permis de sélectionner les espèces qui nous intéressent pour la contribution aux propriétés radiatives, notamment dans le cas des molécules. Nous allons présenter la méthode de calcul utilisée pour la description des spectres d'absorption.

### **II.3 BANDES MOLECULAIRES**

Le phénomène de bandes moléculaires, comme pour les raies atomiques qui seront détaillées dans la suite de ce chapitre, correspond aux transitions électroniques, vibrationnelles et rotationnelles de la molécule.

Dans un plasma, les atomes ionisés et les neutres sont les espèces majoritaires dans la gamme de pression allant de 1 à 100 bar et de température allant de 5000 K à 50 000 K. Ces espèces, présentes dans la région centrale de l'arc électrique, sont à l'origine d'une forte émission de rayonnement (continuum et des raies atomiques) que nous détaillerons plus loin.

Dans la gamme de température allant de 300 à 5000K, les molécules sont présentes et majoritaires à très basse température. Cependant, à basse température, la part de rayonnement émis est négligeable devant le rayonnement provenant du cœur de l'arc (plusieurs ordres de grandeur (Billoux, 2013)). Les molécules jouent donc essentiellement un rôle dans l'absorption du rayonnement et nous considérons que le continuum moléculaire (photoionisation et photodissociation) joue un rôle beaucoup plus absorbant que les bandes moléculaires dans les configurations d'arc de DHT.

En résumé, dans le cadre de ce travail, nous ne traitons pas les bandes moléculaires compte tenu du faible impact qu'elles peuvent avoir dans le contexte du rayonnement des arcs de DHT.

### **II.4 CONTINUUM MOLECULAIRE**

Le terme de spectre continu est utilisé en opposition au terme de spectre discret ou de spectre de raies. Dans le cas des molécules, il représente l'interaction qu'elles peuvent avoir avec un rayonnement électromagnétique lorsque celui-ci ne modifie pas la structure interne de la molécule (transition électronique, vibrationnelle, ou rotationnelle).

#### **II.4.1 INTRODUCTION DES MECANISMES**

Le continuum moléculaire (CM) résulte des mécanismes de dissociation, d'ionisation, d'ionisation dissociative, et de rayonnement de freinage aussi appelé Bremsstrahlung. Ceux-ci sont quantifiés par le biais d'une section efficace propre à chaque molécule et à chaque phénomène. Le Tableau

2 présente une synthèse de ces mécanismes, des réactions associées et le symbole utilisé pour la section efficace.

Tableau 2 : Mécanismes relatifs au continuum moléculaire.

| Mécanisme                    | Réaction                                   | Symbole de section efficace |
|------------------------------|--|-----------------------------|
| Photodissociation            | $AB + h\nu \rightarrow A + B$              | $\sigma_d$                  |
| Photoionisation              | $AB + h\nu \rightarrow AB^+ + e^-$         | $\sigma_i$                  |
| Photoionisation dissociative | $AB + h\nu \rightarrow A + B^+ + e^-$      | $\sigma_{id}$               |
| Bremsstrahlung inverse       | $AB + e_i^- + h\nu \rightarrow AB + e_f^-$ | $\sigma_B$                  |

Dans la colonne « réaction » présentée dans ce tableau,  $AB$  représente une molécule constituée de deux éléments  $A$  et  $B$ . Le terme  $h\nu$  représente le photon et  $e^-$  un électron. Dans le cas du Bremsstrahlung, les indices  $i$  et  $f$  désignent l'état initial et final de l'électron avant et après la réaction. Le rayonnement de freinage est issu de la perte d'énergie d'un électron lorsqu'il est ralenti par l'interaction avec le potentiel d'une particule. Par conservation d'énergie, il apparaît l'émission d'un rayonnement électromagnétique. Dans le cadre du traitement du continuum moléculaire, l'émission et l'absorption du Bremsstrahlung est négligeable comme observé dans la thèse de (Chauveau, 2001), car lorsque les électrons ont une densité non négligeable, il y a peu de molécules ( $T > 5000K$ ). Nous négligerons donc cette contribution.

Remarque : le rayonnement peut être présenté en émission ou en absorption d'après la loi de Kirchhoff. On peut donc faire intervenir les 3 premières réactions directes de photoabsorption du tableau 2, ou les réactions inverses qui correspondent à l'émission de photons.

## II.4.2 SECTIONS EFFICACES

### II.4.2.1 Généralités

L'absorption du continuum d'une molécule dans un mélange gazeux peut être quantifiée en connaissant ses sections efficaces  $\sigma_d$ ,  $\sigma_i$  et  $\sigma_{id}$  et sa densité en utilisant la relation suivante :

$$K_{CM}(\lambda, T) = \sigma_{tot}(\lambda, T) \times n(T) \quad (I.29)$$

Le terme  $\sigma_{tot}$  représente la somme des sections efficaces des trois phénomènes et s'exprime en unité de surface ( $m^2$ ),  $n(T)$  la densité de la molécule (en  $m^{-3}$ ) et  $K_{CM}(\lambda, T)$  le coefficient d'absorption spectrale (en  $m^{-1}$ ).

En toute rigueur, la section efficace du continuum d'une molécule n'est pas constante avec la température, comme nous le sous-entendons dans la relation (I.29), à cause de la structure électronique de la molécule et du peuplement de niveaux excités lorsque la température croît.

Cependant cette variation peut être considérée comme faible étant donnée la variation de la densité de la molécule  $n$  en fonction de la température. Nous pouvons donc estimer la variation du coefficient d'absorption du continuum moléculaire avec la température par l'évolution de la densité d'espèce  $n(T)$ . En considérant la section efficace d'une molécule dans un gaz à 300 K (qui est souvent la seule donnée disponible dans la littérature), nous pouvons calculer l'absorption du continuum moléculaire avec la relation suivant :

$$K_{CM}(\lambda, T) = \sigma_{tot}(\lambda, 300 K) \times n(T) \quad (I.30)$$

En effectuant la somme des coefficients d'absorption du continuum moléculaire de chaque espèce présente dans le plasma, comme l'indique la relation (I.31), nous déterminons le spectre total d'absorption du continuum moléculaire. Dans cette expression la somme est effectuée sur toutes les molécules  $i$  considérées.

$$K_{CM-TOT}(\lambda, T) = \sum_{i=\text{molécules}} \sigma_{tot,i}(\lambda, 300 K) \times n_i(T) \quad (I.31)$$

Afin de définir cette base de données de coefficient d'absorption du continuum moléculaire, il nous faut dans un premier temps établir une base de données de sections efficaces que nous présentons dans les sections suivantes.

#### *II.4.2.2 Données expérimentales*

Les sections efficaces du continuum moléculaire des molécules suivantes sont accessibles dans la littérature :

- SF<sub>6</sub> (Blechsmidt, et al., 1972), (Holland, et al., 1999), (Christophorou, 2000), (Hitchcock & Van der Wiel, 2001)
- SF<sub>4</sub> (Pradayrol, et al., 1996)
- C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> (Eden, et al., 2004)
- CF<sub>4</sub> (Christophorou, et al., 1996), (Lee, et al., 1977), (Jennifer, et al., 1997)
- C<sub>2</sub>F<sub>6</sub> (Lee, et al., 1977)
- C<sub>2</sub> (Padial, et al., 1985)
- F<sub>2</sub> (Orel, et al., 1980), (Steunenbergh & Vogel, 1956)

Les figures 6 à 12 présentent ces sections efficaces. Une partie de la section efficace du C<sub>2</sub> a été estimée en multipliant par deux la section efficace de photoionization de l'espèce atomique. Nous remarquons un bon raccord entre la section efficace du C<sub>2</sub> et celle estimée. Nous représentons également sur ces figures les seuils de dissociation et d'ionisation de ces molécules par des traits verticaux noirs (en unité de longueur d'onde  $\lambda$ , c'est-à-dire pour une énergie  $E=hc/\lambda$ ). Ils représentent l'énergie minimum théorique à apporter à une molécule pour engendrer une des réactions intervenant dans le continuum d'absorption moléculaire. Ces énergies ont été calculées

sur la base des enthalpies molaires de formation des molécules :  $\Delta_f H^\circ$  (en  $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$ ) à 298,15 K, obtenues dans les tables thermochimiques de Janaf (Chase, et al., 1985). La notation  $^\circ$  indique que les enthalpies sont données dans ces tables pour une pression de 1 bar. Un exemple de calcul de cette énergie (en eV) est donné ci-dessous pour une photo-ionisation dissociative de la molécule  $\text{SF}_6$ .

Exemple :  $\text{SF}_6 + h\nu \rightarrow \text{SF}_5^+ + \text{F} + e^-$

$$E_{\text{réaction}}^{\text{eV}} = \frac{\Delta_f H^\circ(\text{SF}_5^+) + \Delta_f H^\circ(\text{F}) + \Delta_f H^\circ(e^-) - \Delta_f H^\circ(\text{SF}_6)}{e \cdot \mathcal{N}_A} \quad (\text{I.32})$$

avec  $e$ , la charge élémentaire de l'électron et  $\mathcal{N}_A$ , le nombre d'Avogadro. Les réactions de photoabsorption sont explicitées dans chaque figure, par un cadre dans la partie supérieure droite de la figure, avec leurs énergies-seuils respectives (en unités de  $\lambda$ ).

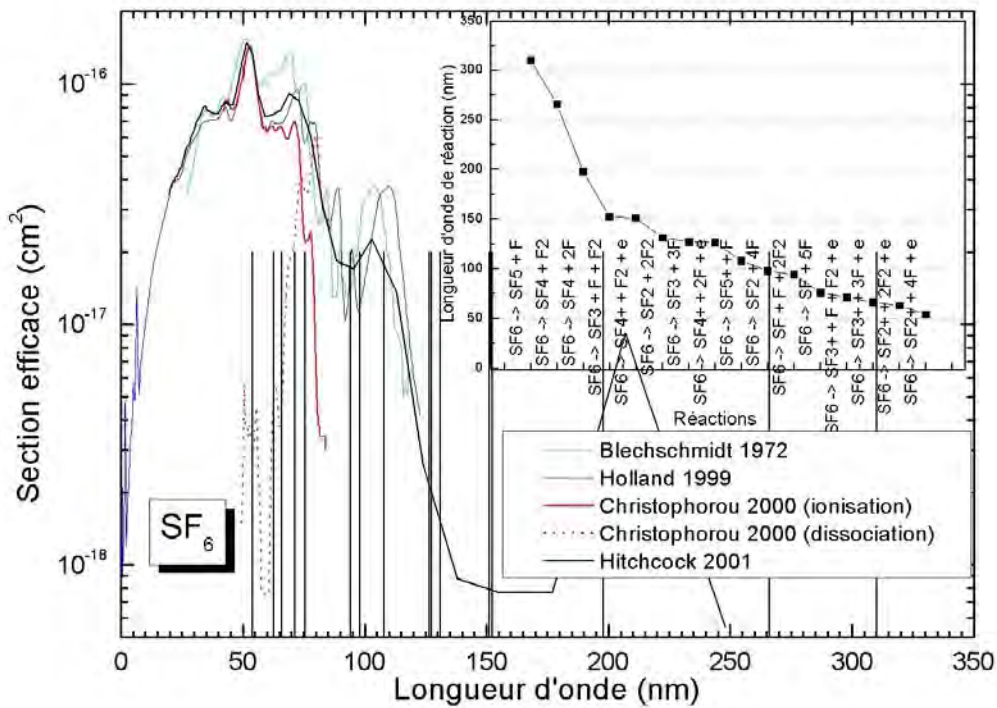


Figure 6 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule  $\text{SF}_6$  et seuil d'énergie des réactions (en nm).

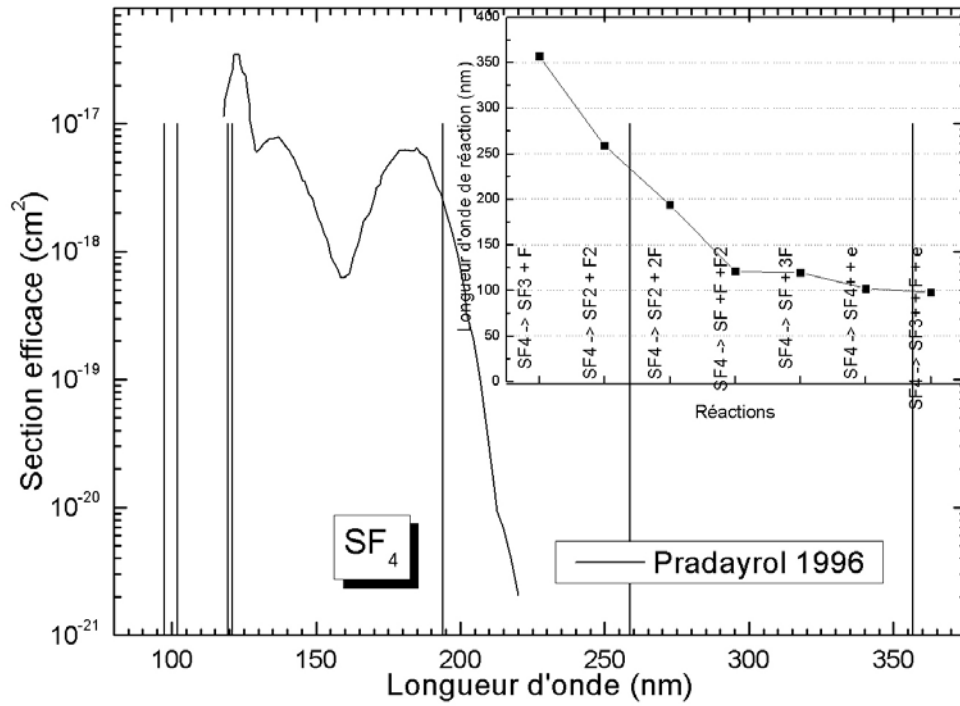


Figure 7 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule SF<sub>4</sub> et seuil d'énergie des réactions (en nm).

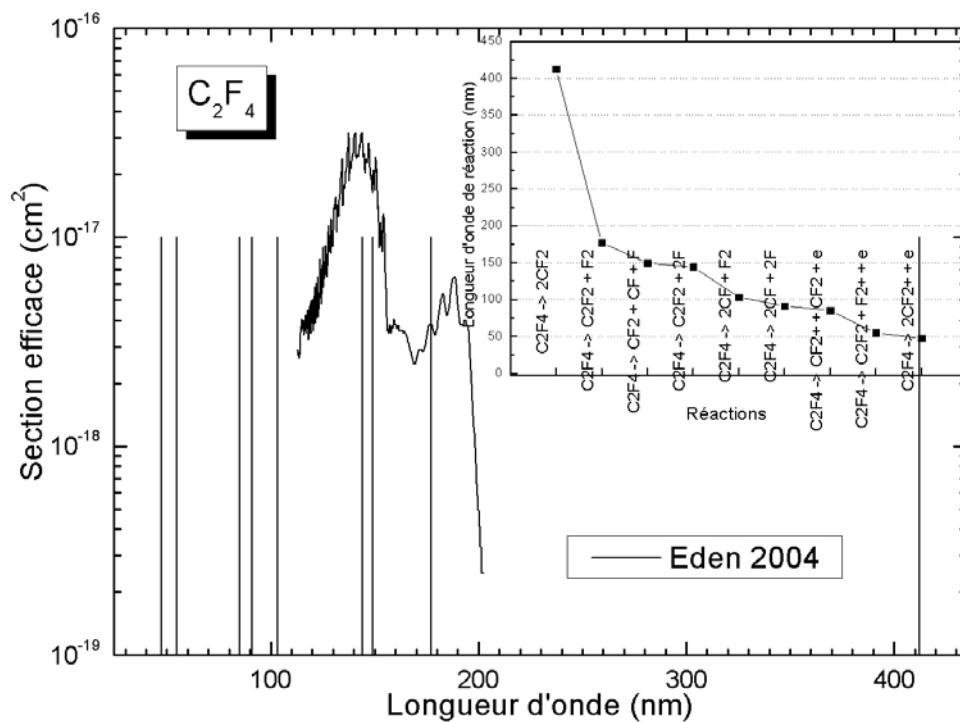


Figure 8 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et seuil d'énergie des réactions (en nm).

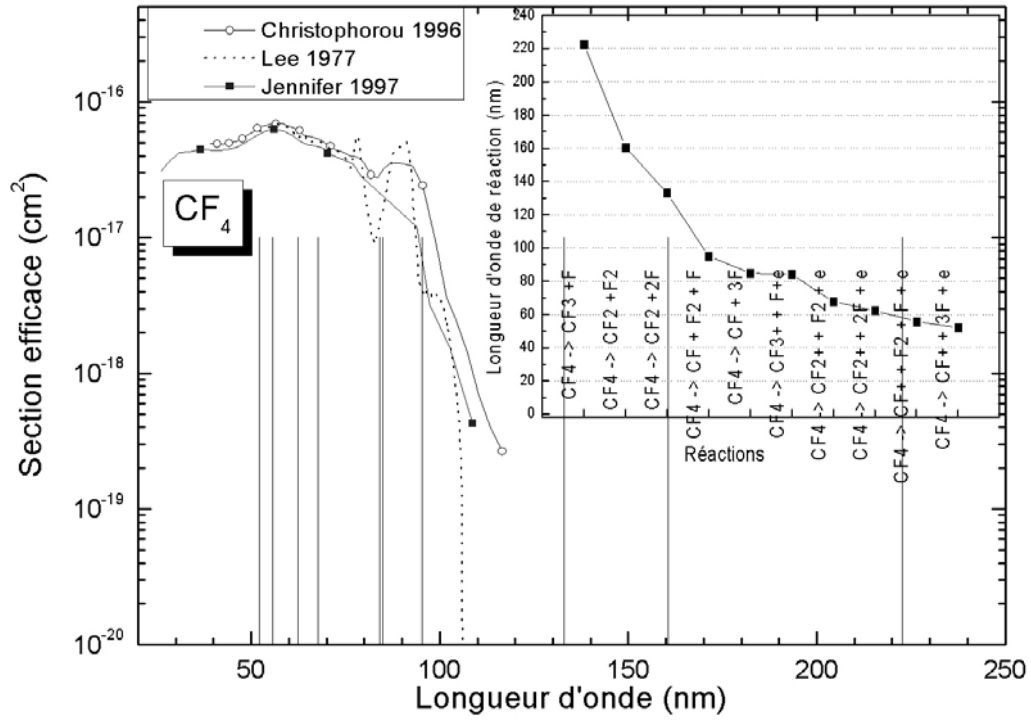


Figure 9 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule  $CF_4$  et seuil d'énergie des réactions (en nm).

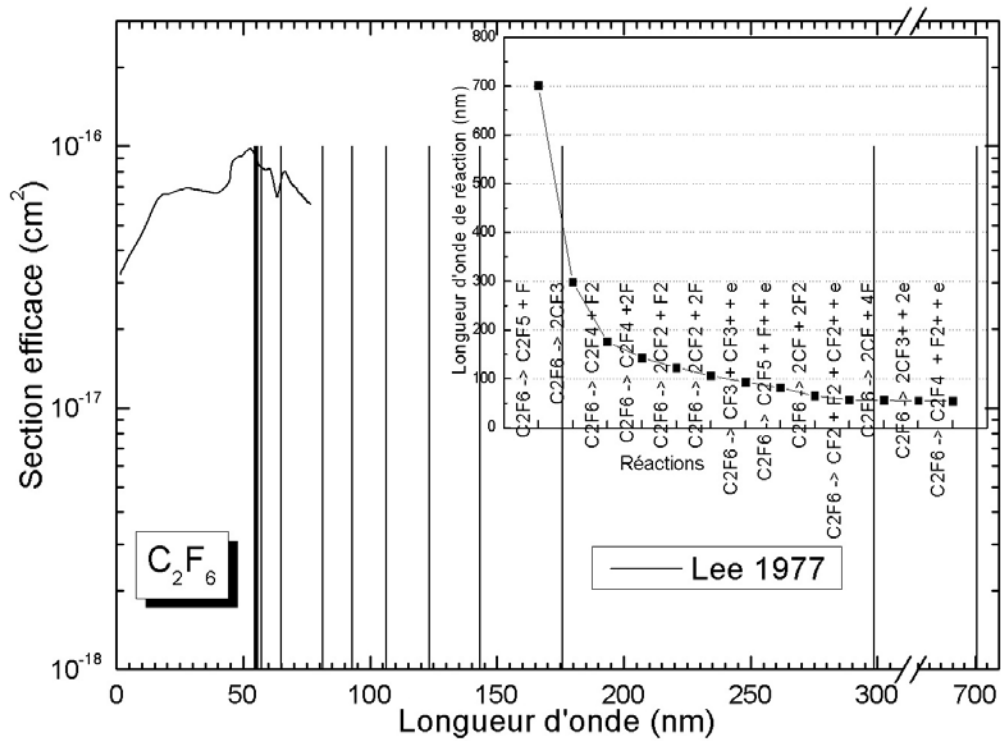


Figure 10 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule  $C_2F_6$  et seuil d'énergie des réactions (en nm).

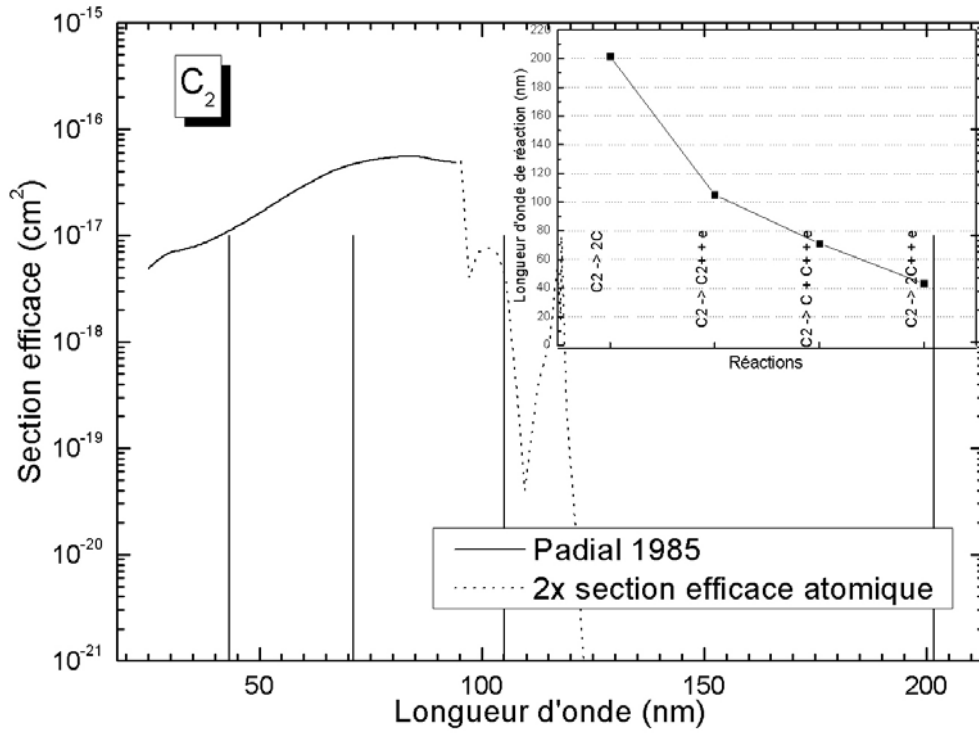


Figure 11 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule  $C_2$  et seuil d'énergie des réactions (en nm).

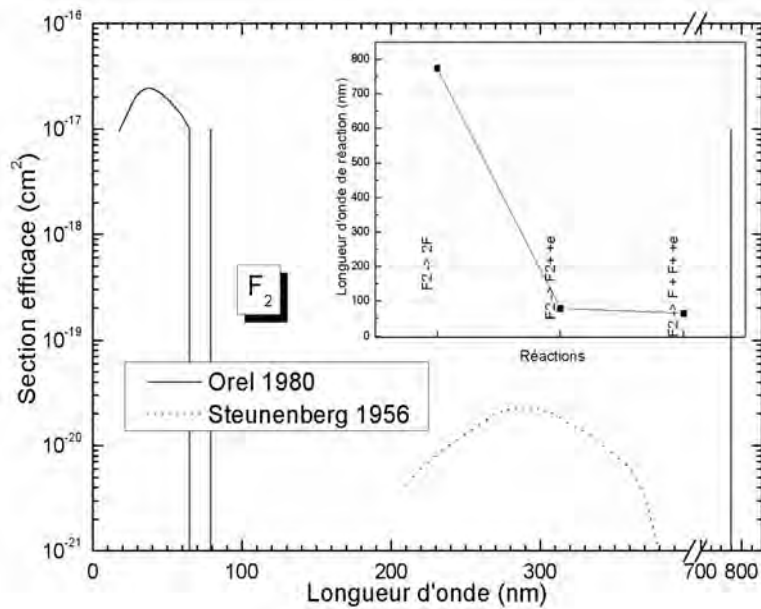


Figure 12 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule  $F_2$  et seuil d'énergie des réactions (en nm).



En observant ces figures nous pouvons faire les remarques suivantes :

- sur chacune de ces figures apparaît une chute de la section efficace à partir d'une certaine longueur d'onde. Lorsque la longueur d'onde d'un photon augmente, l'apport en énergie diminue et passe au dessous du seuil de réaction des dissociations et ionisations. Ces réactions n'ont alors plus lieu et la section efficace tend vers zéro.
- nous remarquons également que les variations des sections efficaces ne sont pas parfaitement en phase avec les seuils de réaction et que certains seuils ne correspondent à aucune variation des sections efficaces. Ceci vient du fait que certaines ionisations ou dissociations ont des taux de réaction relativement faibles, ce qui revient à dire que certaines réactions sont plus aptes à se produire que d'autres.
- nous constatons également que quelle que soit la molécule, les valeurs des sections efficaces évoluent entre  $10^{-18}$  et  $10^{-16}$  cm<sup>2</sup> à haute énergie ou faible longueur d'onde. Il est intéressant de remarquer que ces valeurs ne varient pas sensiblement en fonction de la taille de la molécule (ex., les sections efficaces du F<sub>2</sub> et C<sub>2</sub> qui sont de petites molécules formées que de deux atomes, et celles du C<sub>2</sub>F<sub>6</sub>).

#### *II.4.2.3 Approximation des données manquantes*

Les données présentées dans les figures 7 à 13 ne couvrent pas toutes les molécules sélectionnées dans la section II.2. Pour estimer les sections efficaces manquantes dans la littérature, nous avons mis en place une procédure simplificatrice que nous allons détailler maintenant.

##### **II.4.2.3.1 Molécules hors mélange SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>**

Afin d'étendre nos observations et avant de les généraliser, nous avons effectué une étude bibliographique sur les sections efficaces de molécules qui sont hors du cadre de cette étude :

- O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO (Nahizadeh-Kashani, et al., 2002)
- CO (Henry & McElroy, 1968), (Masuoka & Samson, 1981), (Cairns & Samson, 1965), (Kronebusch & Berkowitz, 1976)
- CO<sub>2</sub> (Henry & McElroy, 1968), (Cairns & Samson, 1965), (Kronebusch & Berkowitz, 1976), (Lawrence, 1971)
- H<sub>2</sub>O (Barfield, et al., 1972), (Kronebusch & Berkowitz, 1976), (Phillips, et al., 1977), (Katayama, et al., 1873)
- CH<sub>4</sub> (Kronebusch & Berkowitz, 1976), (Watanabe & Zelikoff, 1953), (Rustgi, 1964)
- C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> (Watanabe & Zelikoff, 1953), (Lee, et al., 1973), (Schoen, 1962)
- C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (Lee, et al., 1973), (Kameta, et al., 1996), (Mount & Moos, 1978)

A titre d'exemple, nous présentons sur les figures 13 et 14, les sections efficaces des molécules CO et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>. Les autres sections efficaces des molécules listées ci-dessus sont présentées en annexe 1.

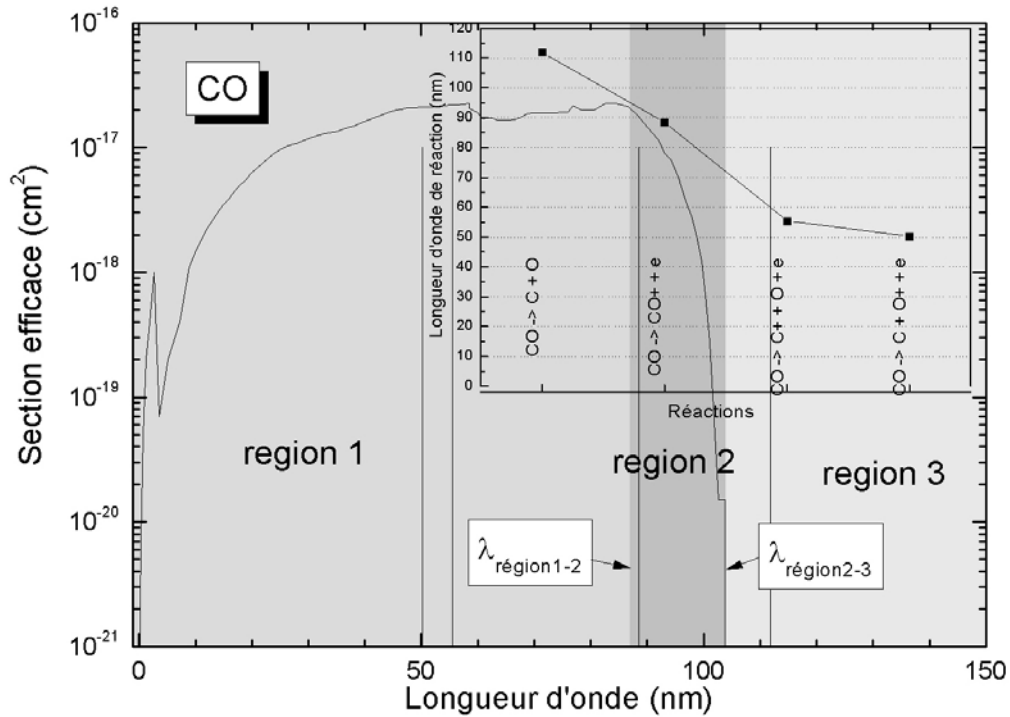


Figure 13 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule CO et seuil d'énergie des réactions (en nm).

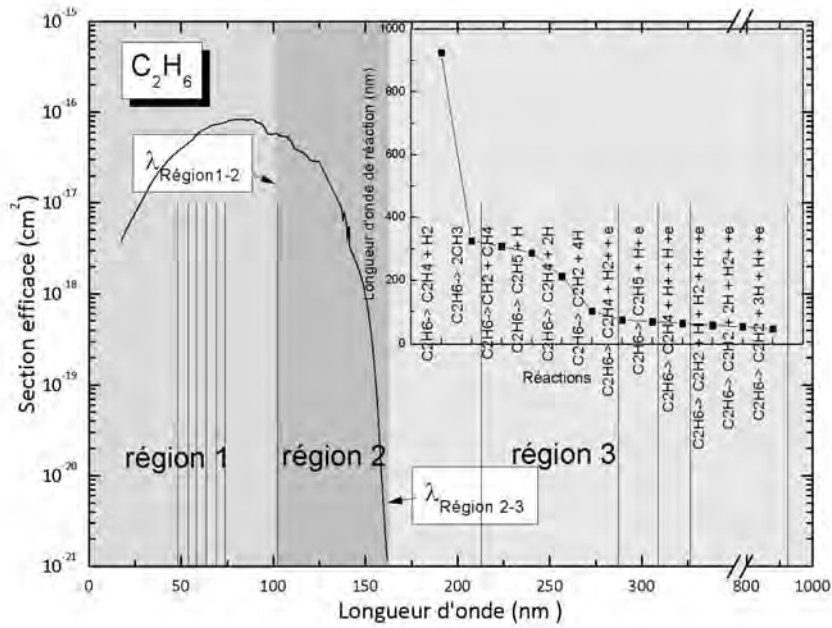


Figure 14 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> et seuil d'énergie des réactions (en nm).

En comparant les sections efficaces entre elles, nous constatons qu'elles atteignent une valeur de  $10^{-21} \text{ cm}^2$  (valeur choisie arbitrairement comme petite) pour une longueur d'onde comprise entre 100 et 225 nm à l'exception du  $\text{F}_2$  pour laquelle cette longueur d'onde est de 380 nm. Nous avons choisi de comparer la longueur d'onde correspondant à la valeur de section efficace de  $10^{-21} \text{ cm}^2$  (notée  $\lambda_{\text{exp}}(10^{-21} \text{ cm}^2)$ ) à la longueur d'onde de la dissociation de plus basse énergie (notée  $\lambda_{\text{dis}}$ ). En faisant le rapport (I.33) de ces deux longueurs d'ondes, nous définissons une variable X.

$$X = \frac{\lambda_{\text{exp}}(10^{-21} \text{ cm}^2)}{\lambda_{\text{dis}}} \quad (\text{I.33})$$

La figure 15 présente ce rapport de longueurs d'onde en fonction des molécules pour lesquelles nous disposons des sections efficaces. Les molécules présentées sur l'axe des abscisses sont triées par ordre croissant du nombre d'atomes qui les composent.

Nous séparons les molécules en deux groupes :

- Les « petites molécules » constituées de deux et trois atomes
- Les « grosses molécules » constituées de quatre atomes et plus

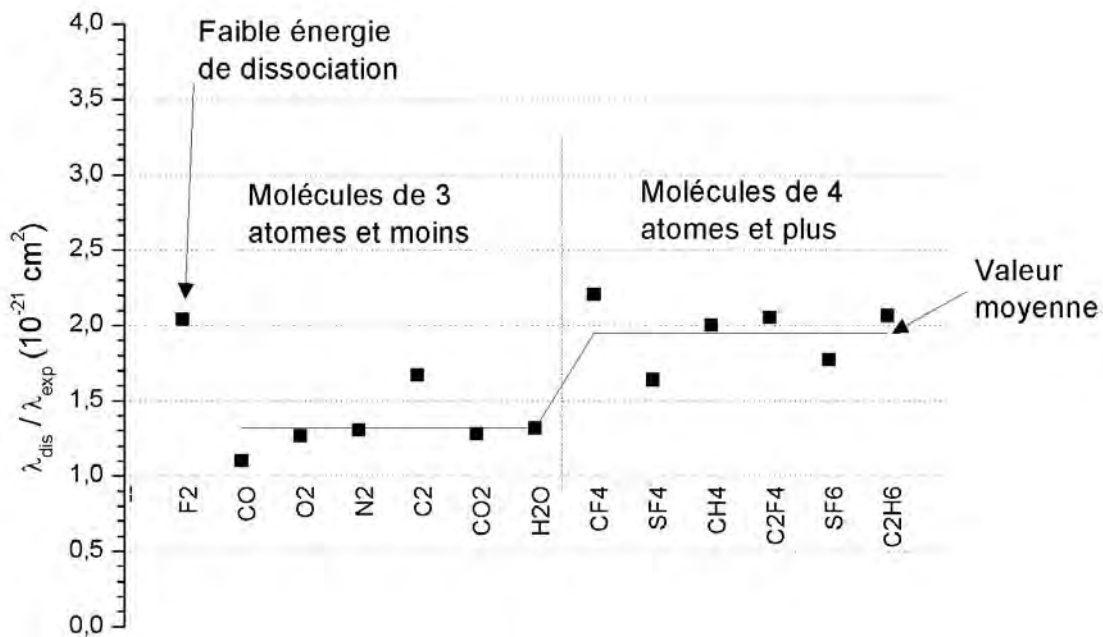


Figure 15 : variable X en fonction de leur molécule associée

Pour les « grosses molécules », nous constatons que les valeurs de X sont comprises entre 1,6 et 2,2 et que la moyenne de X est de 1,95. Pour obtenir une approximation de  $\lambda_{\text{exp}}(10^{-21} \text{ cm}^2)$  des grosses molécules, nous utiliserons la règle suivante :

$$\lambda_{\text{approx}} = \frac{\lambda_{\text{dis}}}{2} \quad (\text{I.34})$$

Pour la valeur de la  $\lambda_{\text{région 1-2}}$ , nous avons considéré la longueur d'onde de la réaction la plus proche.

Pour les petites molécules, nous nous inspirons des molécules dont on dispose des sections efficaces entières. Nous voyons que l'on peut choisir  $\lambda_{\text{approx}} (\sigma = 10^{-21} \text{ cm}^2)$  à environ 20 nm après la longueur d'onde d'ionisation.

En tenant compte de ces approximations, nous parvenons à une approximation des sections efficaces de photo-absorption dont l'exemple du SF est présenté sur la Figure 16.

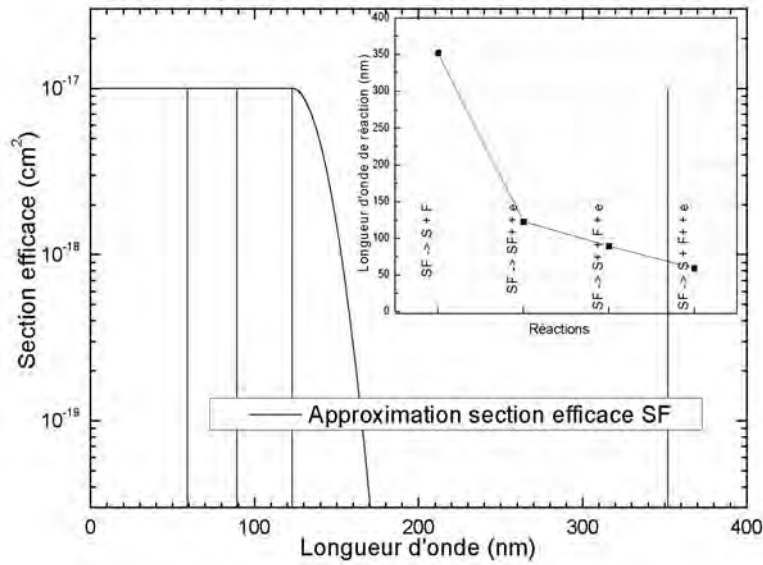


Figure 16 : Approximation de la section efficace de photo-absorption du continuum de la molécule SF

De la même manière nous avons estimé les sections efficaces manquantes en utilisant les valeurs de  $\lambda_{\text{région 1-2}}$  et  $\lambda_{\text{région 2-3}}$  données dans le Tableau 3.

Tableau 3 : Valeur des longueurs d'onde  $\lambda_{\text{région 1-2}}$  et  $\lambda_{\text{région 2-3}}$  pour les molécules  $S_2$ , CS, SF,  $CF_2$ ,  $CS_2$ ,  $SF_2$ ,  $SF_3$ ,  $CF_3$ ,  $S_2F_2$ ,  $SF_5$ ,  $S_2F_{10}$ .

| Molécule | $\lambda_{\text{région 1-2}}$ (nm) | $\lambda_{\text{région 2-3}}$ (nm) |
|----------|------------------------------------|------------------------------------|
| $S_2$    | 132,5                              | 152,5                              |
| CS       | 110                                | 130                                |
| SF       | 122,9                              | 175                                |
| $CF_2$   | 107                                | 133,8                              |
| $CS_2$   | 150                                | 175                                |
| $SF_2$   | 120,4                              | 165,2                              |
| $SF_3$   | 179,6                              | 212,4                              |
| $CF_3$   | 135,2                              | 165                                |

|                                |       |       |
|--------------------------------|-------|-------|
| S <sub>2</sub> F <sub>2</sub>  | 83,7  | 108,6 |
| SF <sub>5</sub>                | 216   | 250   |
| S <sub>2</sub> F <sub>10</sub> | 144,5 | 177,8 |

A partir de cette base de données de sections efficaces et des densités d'espèce, nous pouvons calculer les coefficients d'absorption du continuum moléculaire dans les conditions de pression, de température et de proportion de SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> réalistes que nous souhaitons.

## II.5 CONTINUUM ATOMIQUE

Comme pour le continuum d'absorption moléculaire, les mêmes interactions photon – atome existent et donnent lieu à un continuum atomique. Nous détaillons dans cette section la description des mécanismes de photo-ionisation, de photo-attachement et de rayonnement de freinage, aussi appelé Bremsstrahlung.

### II.5.1 PHOTO-IONISATION

Nous décrivons ce phénomène en utilisant l'expression de son émission ce qui correspond au mécanisme inverse, c'est-à-dire la recombinaison radiative. Il suffit d'utiliser la loi de Kirchhoff pour d'obtenir les valeurs de l'absorption causées par ces mécanismes.

La recombinaison radiative est représentée par la réaction suivante :



$X^{Z+}$  et  $X^{(Z-1)+}$  représentent des espèces atomiques de charge respective  $Z^{+}$  et  $(Z-1)^{+}$ .

Dans cette réaction l'espèce,  $X^{Z+}$  reçoit l'électron  $e^{-}$  qui lui apporte son énergie cinétique  $E_e$  et qui va s'installer dans un puits de potentiel de profondeur  $(E_{plim}^{(Z-1)+} - E_i^{(Z-1)+})$  où  $E_{plim}^{(Z-1)+}$  est l'énergie d'ionisation de l'espèce  $X^{(Z-1)+}$  et  $E_i^{(Z-1)+}$  l'énergie de l'électron dans l'état  $i$ . Ainsi, le photon issu de cette réaction a une énergie donnée par :

$$hc/\lambda = E_{plim}^{(Z-1)+} - E_i^{(Z-1)+} - \Delta E_I(Z^{+}) + E_e \tag{I.36}$$

$\Delta E_I$  représente l'abaissement du potentiel d'ionisation provoqué par l'environnement de l'atome.

Cette réaction induit l'émission d'un rayonnement que l'on peut quantifier par un coefficient d'émission donné par l'expression suivante (Gongassian, 1986) :

$$s_1^{(Z+)}(T) = c_1 \frac{N_e N^{Z+} Z^2}{Q_{Z+}^{(Z+)}(T) \sqrt{T}} \left( 1 - e^{-hc/\lambda k_B T} \right) g_1^{Z+} \xi^{Z-1}(\lambda, T) \tag{I.37}$$

$\xi^{Z-1}(\lambda, T)$  représente le facteur de Biberman-Schluter de l'espèce  $X^{(Z-1)+}$  que l'on obtient par la relation suivante :

$$\xi^{Z-1}(\lambda, T) = \frac{\left(\frac{1}{\lambda}\right)^3 e^{\frac{E_{\infty}^{(Z-1)} - 4E_Z}{k_B T}} \left( \sum_i g_i^{(Z-1)} e^{-\frac{E_i}{k_B T}} \right) \sigma_i(\lambda)}{C_2 Z^2 g_1^{Z+} T \left( e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1 \right)} \quad (I.38)$$

Pour ces deux expressions nous avons :

$N_e$  et  $N^{Z+}$  les densités respectives des électrons et des ions  $X^{Z+}$

$Q_{Z+}^{int}(T)$  la fonction de partition interne de l'ion  $X^{Z+}$  à la température T

$g_1^{Z+}$  et  $g_i^{(Z-1)+}$  les poids statistiques du premier niveau de  $X^{Z+}$  et du niveau i de  $X^{(Z-1)+}$

$E_{\infty}^{(Z-1)+}$  la première limite d'ionisation de l'ion ou de l'atome neutre de charge  $(Z-1)^+$

$\sigma_i(\lambda)$  la section efficace de photo-ionisation du niveau excité i

$C_1$  et  $C_2$  sont les constantes données par les expressions :

$$C_1 = \frac{16\pi \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3}{3c^3 \sqrt{6k_B \pi m_e^3}} \quad (I.39)$$

$$C_2 = \frac{32k_B \pi^2 \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3}{3h^4 c^4 \sqrt{3}} \quad (I.40)$$

Cette méthode ne peut être utilisée qu'à la condition de connaître les valeurs du facteur de Biberman qui ont été calculées dans l'équipe AEPPT (Gongassian, 1986) pour les espèces S, S<sup>+</sup>, S<sup>2+</sup>, F, F<sup>+</sup> et F<sup>2+</sup>. Les travaux de (Hofsaess, 1979) ont fourni ces données pour les espèces C, C<sup>+</sup> et C<sup>2+</sup>. Pour les espèces S<sup>3+</sup>, S<sup>4+</sup>, S<sup>5+</sup>, F<sup>3+</sup>, F<sup>4+</sup>, C<sup>3+</sup> et C<sup>4+</sup> nous décrivons la recombinaison par une approximation hydrogénoïde proposée par (Okuda, et al., 1980) qui définit le coefficient d'émission par l'expression suivante :

$$s_{\lambda}^{Z+}(\nu) = C_3 N_e N^{Z+} \frac{Z^4}{c\sqrt{T}} e^{-\left(\frac{hc + Z\Delta E_c}{\lambda k_B T}\right)} \times S g_1^{Z+} \xi^{Z-1}(\lambda, T) \quad (I.41)$$

avec :

$$S = \sum_i \left[ \frac{g_i^{(Z-1)+} ((Z-1)+)}{(n_i)^{15}} \right] e^{\left( \frac{E_{\infty}^{(Z-1)+} - E_i^{(Z-1)+}}{k_B T} \right)} \quad (I.42)$$

où :

$E_{Ryd}$  est l'énergie de Rydberg qui vaut 13,60569 eV

$n_i$  est le nombre quantique principal du niveau d'énergie  $E_i$

$g_i^{Z+}$  et  $g_i^{(Z-1)+}$  sont les poids statistiques du niveau fondamental et du niveau  $i$  de  $X^{(Z-1)+}$

$C_s = 5.15.10^{-38}$  ( $J.m^4.K^{3/2}.sr^{-1}.s^{-1}$ ) est une constante

Dans cette expression de  $S$ , le premier terme qui consiste en une somme sur les indices  $i$  n'est possible que pour des niveaux de l'espèce  $i$  dont les énergies vérifient la condition :

$$E_i^{(Z-1)+} \geq E_{00}^{(Z-1)+} - \Delta E_{Z+} - \frac{hc}{\lambda} \quad (I.43)$$

Dans le second terme, les valeurs de  $n_1$  et  $n_2$  sont définies par les relations suivantes (Gongassian, 1986) :

$$n_1 = Z^+ \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{h\nu + Z^+ \Delta E_{Z+}}} \quad (I.44)$$

$$n_2 = Z^+ \sqrt{\frac{E_{Ryd}}{Z^+ \Delta E_{Z+}}} \quad (I.45)$$

### II.5.2 PHOTO-DETACHEMENT

Ce mécanisme correspond à l'ionisation d'un ion chargé négativement et son phénomène inverse est appelé attachement radiatif qui consiste en la capture d'un électron lors de son passage au voisinage d'un atome neutre. Cette réaction est décrite par l'équation suivante :



où l'énergie du photon est donnée par :

$$\frac{hc}{\lambda} = E_a + E_e \quad (I.47)$$

$E_e$  représente l'énergie cinétique de l'électron et  $E_a$  l'affinité électronique ou énergie d'attachement de l'atome  $X$ .

Le coefficient d'émission est donné par la relation :

$$s_{\lambda}^{att}(T) = \frac{2hc}{\lambda^3} e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}} N_{X^-}(T) \sigma_{det}(\lambda) \quad (I.48)$$

$N_{X^-}(T)$  est la densité d'ion  $X^-$

$\sigma_{\text{det}}^-(\lambda)$  est la section efficace de photo-détachement de l'ion  $X^-$

### II.5.3 RAYONNEMENT DE FREINAGE

Un électron passant au voisinage d'un atome ou d'un ion émet un rayonnement du fait de l'interaction qu'il a avec le champ électrique d'un atome ou un ion. Cette collision élastique peut être mise sous la forme de l'équation suivante :



L'énergie du photon est alors donnée par :

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{1}{2} m_e (v_f^2 - v_i^2) \quad (I.50)$$

Où  $v_f$  et  $v_i$  sont les vitesses respectives de l'électron dans son état final et initial.

#### II.5.3.1 Rayonnement de freinage électron – ion

Dans le cas où  $Z \geq 1$  dans la l'équation (I.49), le coefficient d'émission de cette réaction s'exprime alors de la manière suivante (Cabannes & Chapelle, 1971) :

$$\epsilon_{\lambda}^{e_i, Z+}(T) = \frac{C_5 Z^2 (N_e N_{Z+})}{T^{\frac{1}{2}}} e^{-\frac{hc}{\lambda k_B T}} \times G^{Z+}(\lambda, T) \quad (I.51)$$

$C_5 = 5.44 \cdot 10^{-52} \text{ (J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{K}^{1/2} \cdot \text{sr}^{-1})$  est une constante

$N_e$  et  $N_{Z+}$  sont les densités des électrons et de l'espèce ionique

$G^{Z+}(\lambda, T)$  est le facteur de Gaunt donnés par la l'intégrale :

$$G^{Z+} = \int g_{ff}(y, \lambda, T) e^{-y} dy \quad (I.52)$$

où :

$$y = \frac{1}{2} \frac{m_e v_f^2}{k_B T} = \frac{1}{2} \frac{m_e v_i^2}{k_B T} - \frac{hc}{\lambda k_B T} \quad (I.53)$$

et :



$$g_{ff}(v_i, v_f) = \frac{\sigma_{ff}(v_i, \lambda)}{\sigma_{ff}^K(v_i, \lambda)} \tag{I.54}$$

$$\sigma_{ff}^K = \frac{64\pi^4 m_e}{3h^6 c \sqrt{3}} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^5 \frac{Z^4 \lambda^3}{c^3 m^3} \tag{I.55}$$

avec :

$\sigma_{ff}$  la section efficace de la transition libre-libre

$\sigma_{ff}^K$  la section efficace de la transition libre-libre de Kramers

$g_{ff}$  le facteur de Gaunt libre-libre hydrogénoïde (Gongassian, 1986)

Dans l'étude de notre plasma, le facteur de Gaunt est obtenu par la méthode quadratique de (Cabannes & Chapelle, 1971) en utilisant les tables de  $g_{ff}$  données par (Grant, 1958).

### II.5.3.2 Rayonnement de freinage électron – atome

Dans le cas où  $Z=0$  dans l'équation (I.49) l'espèce qui interagit avec l'électron est un atome neutre. Les travaux de (Cabannes & Chapelle, 1971) proposent une théorie semi-classique que nous utilisons pour la description du coefficient d'émission du plasma et met ce coefficient sous la forme :

$$\epsilon_{11}^{e\alpha}(T) = C_7 N_e N_X T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} G(\lambda, T) \tag{I.56}$$

$N_e$  et  $N_X$  sont les densités des électrons et des atomes neutres et la constante  $C_7$  est donnée par la l'expression :

$$C_7 = \frac{32}{3c^3} \left( \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{h\nu}{2\pi m_e} \tag{I.57}$$

$G(\lambda, T)$  est l'intégration de la section efficace élastique totale sur une distribution maxwellienne des vitesses électroniques que nous opérons par la méthode de Gauss-Laguerre. Les sections efficaces de collision électron-neutre des atomes de fluor, de soufre et de carbone sont issues de (Robinson & Geltman, 1967).

## II.5.4 RESULTATS DU CALCUL DU CONTINUUM D'ABSORPTION

Dans cette section, nous présentons des résultats du calcul du continuum d'absorption.

### II.5.4.1 Détail sur le continuum moléculaire

Avec les figures 17 à 20 nous présentons différentes contributions au continuum d'absorption pour du  $C_2F_4$  pur à 8 bar et des températures de 300, 1000, 3000 et 4000 K.

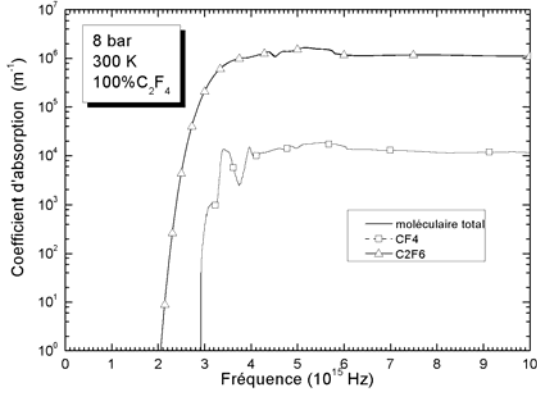


Figure 17 : continuum moléculaire total et des molécules :  $CF_4$  et  $C_2F_6$  à 300 K, 8 bar, pour du  $C_2F_4$  pur.

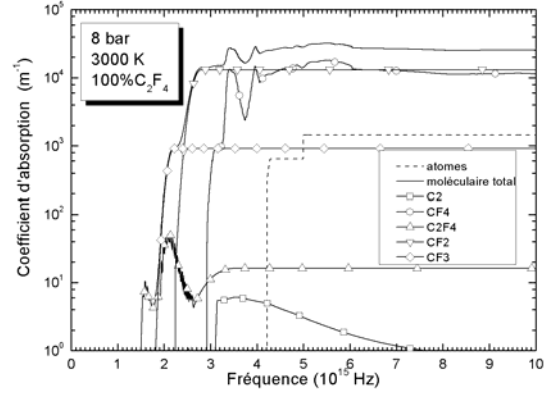


Figure 19 : continuum atomique, moléculaire total et des molécules :  $C_2$ ,  $CF_4$ ,  $C_2F_4$ ,  $CF_2$  et  $CF_3$  à 3000 K, 8 bar, pour du  $C_2F_4$  pur.

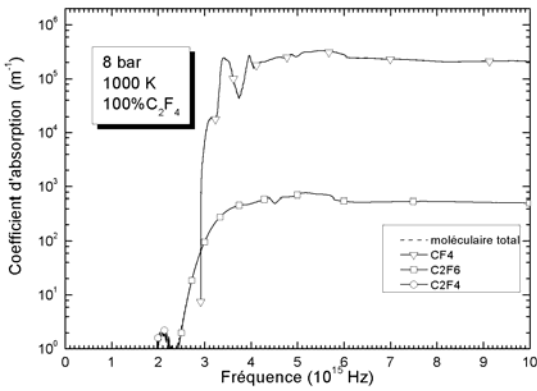


Figure 18 : continuum moléculaire total et des molécules :  $CF_4$ ,  $C_2F_6$  et  $C_2F_4$  à 1000 K, 8 bar, pour du  $C_2F_4$  pur.

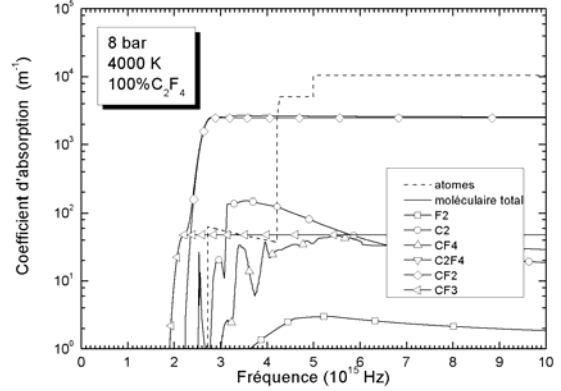


Figure 20 : continuum atomique, moléculaire total et des molécules :  $F_2$ ,  $C_2$ ,  $CF_4$ ,  $C_2F_4$ ,  $CF_2$  et  $CF_3$  à 4000 K, 8 bar, pour du  $C_2F_4$  pur.

En observant ces figures, nous pouvons faire les remarques suivantes :

- à 300 K, la contribution au continuum d'absorption est principalement due à la présence de la molécule  $C_2F_6$ . Rappelons que la molécule  $C_2F_4$ , monomère de base du PTFE, n'est pas très stable et que la composition d'équilibre à basse température donne des molécules plus stables telles que  $C_2F_6$  ou  $CF_4$ . La molécule  $CF_4$ , également présente à cette température mais en proportion moins grande, apporte une contribution cent fois moins importante que le  $C_2F_6$ . Nous pouvons nous attendre à une contribution négligeable du  $CF_4$  sur l'absorption du rayonnement à 300 K.
- à 1000 K, la molécule  $CF_4$  apparaît de loin comme la plus absorbante pour les fréquences supérieures à  $3 \cdot 10^{15}$  Hz. Nous notons néanmoins la contribution des molécules  $C_2F_6$  et  $C_2F_4$  entre 2 et  $3 \cdot 10^{15}$  Hz.

- à 3000 K, nous voyons apparaître les contributions importantes des molécules  $\text{CF}_2$ ,  $\text{CF}_3$  à partir de  $2 \cdot 10^{15}$  Hz. Le  $\text{CF}_4$  joue également un rôle pour les fréquences supérieures à  $3,3 \cdot 10^{15}$  Hz. Nous voyons également apparaître la contribution du continuum atomique mais celle-ci reste encore négligeable à cette température.
- à 4000 K, le continuum atomique devient prédominant pour les fréquences supérieures à  $4,2 \cdot 10^{15}$  Hz en raison de l'ionisation du fluor. Aux fréquences comprises entre  $1,9$  et  $4,2 \cdot 10^{15}$  Hz, les molécules  $\text{CF}_2$  et  $\text{CF}_3$  restent les principales espèces contribuant au continuum d'absorption.
- de manière générale, nous remarquons une diminution de la contribution moléculaire au continuum d'absorption lorsque la température augmente. Les valeurs du coefficient sont de l'ordre de  $10^6 \text{ m}^{-1}$  à 300 K puis diminue avec l'augmentation de la température et sont de l'ordre de  $10^3 \text{ m}^{-1}$  à 4000 K.

Les figures 21 et 22 présentent les contributions au continuum d'absorption pour du  $\text{C}_2\text{F}_4$  pur à 5000 K et les pressions de 8 et 64 bar.

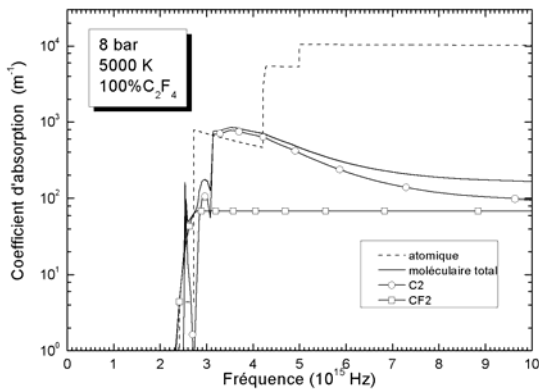


Figure 21 : continuum atomique, moléculaire total et des molécules :  $\text{C}_2$  et  $\text{CF}_2$  à 5000 K, 8 bar, pour du  $\text{C}_2\text{F}_4$  pur.

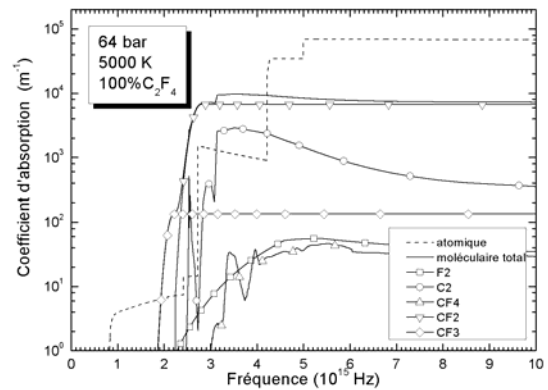


Figure 22 : continuum atomique, moléculaire total et des molécules :  $\text{F}_2$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{CF}_4$ ,  $\text{CF}_2$  et  $\text{CF}_3$  à 5000 K, 64 bar, pour du  $\text{C}_2\text{F}_4$  pur.

Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- à 8 bar, à l'exception de l'influence de la molécule  $C_2$ , nous constatons que l'influence des molécules est négligeable devant la contribution du continuum atomique.
- à 64 bar, le continuum moléculaire reste prédominant entre  $1,9$  et  $4,2 \cdot 10^{15}$  Hz, en raison des molécules  $CF_2$ ,  $CF_3$  et  $C_2$ .

Cette différence entre les deux pressions est due au décalage des dissociations moléculaires vers les hautes températures lorsque la pression augmente, comme nous l'avons observé sur les densités d'espèce à la section (II.2).

### II.5.5 CONTINUUM D'ABSORPTION ATOMIQUE

A plus haute température, les molécules sont majoritairement dissociées et le plasma est constitué d'atomes neutres et d'ions. Nous observons sur la Figure 23 le continuum atomique d'un plasma de  $C_2F_4$  pur à 8 bar pour des températures de 10 000 K à 50 000 K.

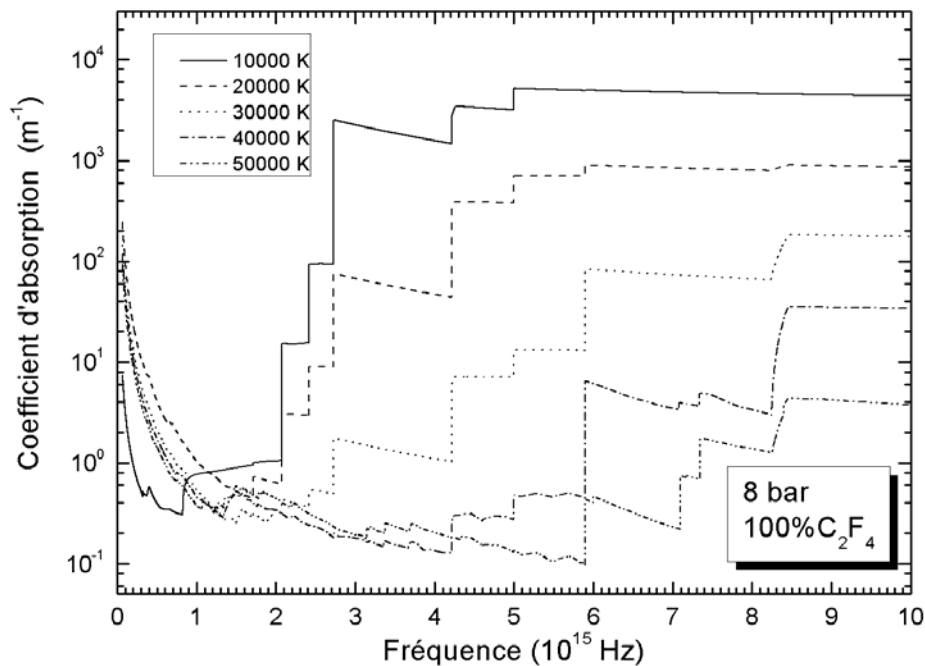


Figure 23 : Continuum atomique du  $C_2F_4$  pur à 8 bar pour des températures de 10 000 à 50 000 K

Aux faibles fréquences nous observons la contribution du rayonnement de freinage des électrons. Nous remarquons que ce phénomène s'amplifie avec l'augmentation de la température et notamment comparé aux températures supérieures. Ceci est provoqué par deux phénomènes :

- à basse température ( $<10\ 000$ K), les espèces majoritairement présentes dans le plasma sont les atomes neutres. Le mécanisme de freinage des électrons par les atomes induit un rayonnement moins intense que lors d'une interaction avec un ion (Cressault, 2001).

- l'augmentation de la température induit une augmentation de la densité des électrons dans le plasma et donc du rayonnement de freinage directement proportionnel à la densité en électrons.

A plus haute fréquence, nous observons des sauts d'absorption provoqués par les mécanismes de photo-ionisation. Nous remarquons que ces contributions ont une tendance à diminuer avec l'augmentation de la température. Ceci est dû au fait que la densité des espèces intervenant dans ces mécanismes diminue avec la température. Effectivement l'augmentation de la température provoque une diminution de la densité de neutres puis des ions une fois ionisés, puis deux fois ionisés ...

La Figure 24 présente les continua d'absorption de plasma de SF<sub>6</sub> pur et de C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur à la pression de 8 bar et des températures de 10 000 K et 30 000 K.

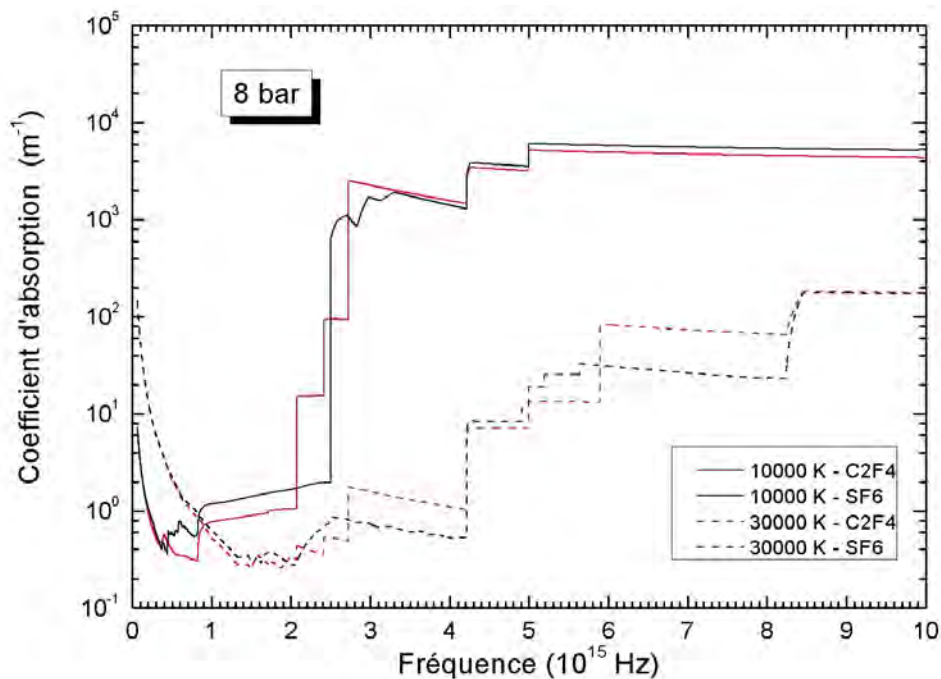


Figure 24 : Continuum atomique pour des plasmas de C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et de SF<sub>6</sub> pur à 8 bar et pour des températures de 10 000 K et 30 000 K.

En observant cette figure nous remarquons que certains sauts d'ionisation se situent aux mêmes fréquences pour les deux compositions. Il s'agit en fait de l'ionisation des atomes de fluor. Les autres sauts correspondent aux ionisations du carbone pour les spectres du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et aux ionisations successives du soufre dans le cas du SF<sub>6</sub>.

Pour le cas du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 8 bar, nous avons donc constaté que le continuum atomique a une influence négligeable au dessous de 4000 K du fait que les atomes ne sont pas présents en proportion considérable à ces températures. Nous avons également remarqué que la contribution moléculaire au continuum d'absorption était de l'ordre de cent fois supérieur à celle du

continuum atomique. Les régions relativement froides des plasmas sont par conséquent des régions où le rayonnement émis par le centre du plasma est considérablement absorbé.

## II.6 TRANSITION LIE-LIE : LES RAIES ATOMIQUES

Les raies atomiques, issues des transitions électroniques au sein des atomes, jouent un rôle prépondérant dans les régions chaudes du plasma. La description du profil des raies atomiques dans un plasma a un impact sur le transfert radiatif. Les précédents travaux effectués dans le groupe ont permis de calculer différents profils de raies en prenant compte des perturbations au voisinage des émetteurs.

### II.6.1 TRANSITION ENTRE DEUX NIVEAUX D'ÉNERGIE

En observant les spectres de gaz ou plasma, de fortes augmentations très localisées du coefficient d'absorption ou d'émission indique la présence de raies atomiques d'absorption ou d'émission. La Figure 25 présente, à titre d'illustration, les spectres d'absorption et d'émission expérimentaux du mercure sur lesquelles on voit clairement l'apparition des raies atomiques.

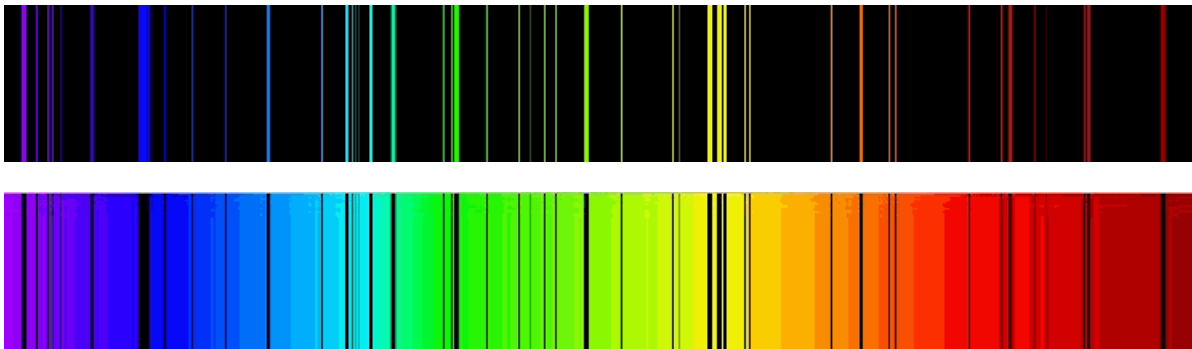


Figure 25 : Spectre d'émission et d'absorption du mercure.

La mécanique quantique montre que les états d'un atome sont quantifiés. Par conséquent, un photon est absorbé avec une certaine probabilité lorsque son énergie correspond à l'énergie de transition entre deux états liés de l'atome. Dans le cas inverse le photon n'est pas absorbé.

### II.6.2 NIVEAUX, SOUS-NIVEAUX

L'observation expérimentale de raies très rapprochées a amené à considérer le spin de l'électron  $\vec{s}$  ainsi que son moment orbital  $\vec{l}$ . Le couplage entre le spin et le moment orbital permet de connaître le moment angulaire total  $\vec{j}$ . Cette théorie permet d'interpréter et de décrire un spectre de raies atomiques. Le moment angulaire total permet également de déterminer le poids statistique aussi appelé dégénérescence d'un niveau atomique donné par :

$$g = 2j + 1 \tag{I.58}$$

avec :

$$J = L + S = \sum_i l_i + \sum_i s_i \quad (I.59)$$

$l_i$  et  $s_i$  étant respectivement le nombre quantique du moment orbital et le nombre quantique de spin de l'électron  $i$ . La dégénérescence est nécessaire à la bonne description d'un spectre de raies puisqu'elle intervient dans les expressions des élargissements présentées par la suite.

### II.6.3 ELARGISSEMENTS ET DEPLACEMENTS DES RAIES

La position d'une raie peut être décrite mathématiquement par une fonction de Dirac positionnée à une longueur d'onde  $\lambda_0$ . Cependant certains phénomènes physiques perturbent les niveaux électroniques et modifient la position et l'allure du profil d'une raie.

#### II.6.3.1 Profils gaussiens

##### II.6.3.1.1 Elargissement naturel

Les prédictions de la mécanique quantique ne permettent pas de déterminer précisément l'énergie d'un niveau d'énergie en raison du principe d'incertitude de Heisenberg. Il en résulte pour l'énergie d'un niveau électronique, soumis à aucune perturbation, une distribution lorentzienne de ce niveau autour d'une énergie moyenne.

Compte tenu des valeurs des élargissements énumérés par la suite, cet effet est considéré comme négligeable.

##### II.6.3.1.2 Effet Doppler

La longueur d'onde d'un photon émis localement n'est fonction que de l'écart en énergie entre les niveaux exacts. Cependant lorsque l'émetteur se déplace en direction de l'observateur, la longueur d'onde mesurée est alors inférieure à celle émise pour une vitesse de déplacement nulle. Dans la situation inverse, la longueur d'onde mesurée sera supérieure à la longueur d'onde nominale. L'écart relatif est donné par la relation :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \pm \frac{v}{c} \lambda_0 \quad (I.60)$$

avec :

$\lambda$  la longueur d'onde observée,

$\lambda_0$  la longueur d'onde correspondant à l'énergie de transition électronique,

$v$  la vitesse de déplacement de l'émetteur, par rapport au récepteur,

$c$  la vitesse de la lumière.

La description des vitesses des particules d'un gaz comprend une composante thermique et une composante de groupe. Dans notre cas, nous supposons que le gaz est au repos, nous ne prenons pas en compte de mouvement de groupe. A l'ETL, nous pouvons d'écrire la distribution des vitesses des particules dans un gaz en utilisant la loi de Maxwell-Boltzmann. Celle-ci conduit à une répartition gaussienne des vitesses des émetteurs et par conséquent des énergies des photons observés. La demi-largeur à mi-hauteur du profil des vitesses est définie ainsi (Pecker-Wimel, 1967) :

$$\delta_D = \lambda_0 \sqrt{\frac{2k_B T \ln(2)}{mc^2}} \quad (I.61)$$

où  $m$  est la masse de l'émetteur (en kg) et  $\delta_D$  (en m)

Le profil de la raie est décrit par (Rahmani, 1989) :

$$P_\lambda^D = \frac{1}{\Delta\lambda_D \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \quad (I.62)$$

avec :

$$\Delta\lambda_D = \frac{\delta_D}{\sqrt{\ln(2)}} \quad (I.63)$$

### II.6.3.2 Effets de pression : Profil lorentzien

L'interaction entre l'émetteur et les particules qui l'entourent donne lieu, en première approximation, à des profils de raie de type lorentzien dont l'expression est donnée par la formule :

$$P_\lambda^L = \frac{1}{\pi} \frac{\delta_L}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \delta_L^2} \quad (I.64)$$

avec  $\delta_L$  la demi-largeur à mi hauteur de la lorentzienne (en m).

Afin de décrire le profil de la raie, il faut déterminer l'élargissement à mi-hauteur  $\delta_L$  pour chacun des phénomènes à l'origine de ce type d'élargissement. Les lois appliquées dépendent du potentiel d'interaction entre l'émetteur et les particules qui le perturbent. Il faut distinguer les cas où les perturbateurs sont chargés ou neutres. Un autre paramètre est le temps de libre vol  $\tau^{lv}$  à comparer à la durée de la collision  $\tau^c$ . Dans le cas où  $\tau^c \gg \tau^{lv}$ , les élargissements et déplacements sont



calculés dans le cadre de l'approximation quasi statique. Dans le cas contraire il s'agit de l'approximation des impacts.

### II.6.3.2.1 Résonance ou Van der Waals

Dans le cas où les deux atomes, émetteur et perturbateur, sont neutres, deux types d'interactions sont possibles mais seulement l'un d'entre eux existe à la fois.

#### II.6.3.2.1.1 Résonance

Lors d'une collision entre deux atomes neutres de même nature, il peut se produire une transition couplée au niveau fondamental et la raie est dite résonnante. Dans le cadre de l'approximation des impacts, ici utilisée pour ce type transition, la largeur à mi-hauteur (Ali & Griem, 1965) est définie de la manière suivante :

$$2\delta_R = 5,48 \times \left(\frac{g_b}{g_h}\right)^{\frac{1}{2}} N_0 \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} \frac{f_{hb}}{\lambda_0} \left(\frac{\lambda_0}{2\pi c}\right)^2 \quad (I.65)$$

avec :

$N_0$  la densité d'atomes au niveau fondamental (en  $m^{-3}$ ),

$g_h, g_b$  les dégénérescences des niveaux haut et bas,

$f_{hb}$  la force d'oscillateur de la transition haut vers bas sans dimension,

$\lambda_0$  la longueur d'onde au centre de la raie (en m)

Ce type d'interaction ne produit pas de déplacement des raies.

#### II.6.3.2.1.2 Van der Waals

L'élargissement Van der Waals apparaît dans le cas où l'émetteur et le perturbateur sont deux atomes neutres quelconques et que la transition n'est pas résonnante. Dans le cadre de l'approximation des impacts, les expressions de l'élargissement et du déplacement (Randrianandraina, 2011) sont :

$$2\delta_V = 8,16 \times C_6 \frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{V_0^{\frac{3}{2}}} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I.66)$$

$$\Delta_V = 2,94 \times C_6 \frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{V_0^{\frac{3}{2}}} N_0 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I.67)$$

avec :

$C_6$  la constante d'interaction de Van der Waals (en  $C^2.s.kg^{-1}$ ) donnée par la relation :

$$C_6 = C_{6h} - C_{6b} = \alpha_p \frac{e^2}{h} \left( \overline{r_h^{-2}} - \overline{r_b^{-2}} \right) \quad (I.68)$$

où :

$$\alpha_p = p^{1/2} \frac{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{2}\right)} \quad (I.69)$$

Ici  $p=6$  donc  $\alpha_6 = \frac{3\pi}{8} \approx 11,78$  ,

$N_0$  la densité de perturbateurs neutres (en  $m^{-3}$ )

$\bar{V}_0$  la vitesse relative moyenne entre les deux atomes (en  $m.s^{-1}$ )

$$\bar{V}_0 = \sqrt{8k_B T \frac{m_{em} + m_{per}}{m_{em} m_{per}}} \quad (I.70)$$

avec  $m_{em}$  et  $m_{per}$  les masses respectives de l'émetteur et du perturbateur (en kg)

### II.6.3.2.2 L'effet Stark

Cet effet a pour origine l'interaction entre le champ électrique des particules chargées et les électrons excités sur les orbites de l'atome émetteur.

#### II.6.3.2.2.1 Effet Stark quadratique

Cet effet a pour origine l'interaction entre les atomes ou ions avec des particules, lorsque l'on considère le potentiel en  $r^4$ . Dans le cadre de l'approximation des impacts, les expressions des élargissements et déplacements donné (en m) (Sahal-Bréchet, 1969) sont :

Pour les émetteurs neutres :

$$2\delta_{qd}^n = 11,37 \times C_4^{\frac{2}{3}} V_e^{\frac{1}{3}} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I.71)$$

Pour les émetteurs ionisés :

$$2\delta_{qd}^i = \frac{200,8}{631} \times C_4^{\frac{2}{3}} Z^{\frac{4}{3}} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I.72)$$

Le déplacement, quelle que soit la nature de l'émetteur, est donné par :

$$\Delta_{qd} = 9,94 \times C_4^{\frac{2}{3}} V_e^{\frac{1}{3}} N_e \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \quad (I.73)$$

avec :

$C_4$  la constante d'élargissement Stark donnée (en  $m^4.s^{-1}$ ) par :

$$C_4 = C_{4,h} - C_{4,b} \quad (I.74)$$

et

$$C_{4,b} = \frac{e^2}{8\pi^2 \hbar m_e c^2} \sum_n f_{ni} \lambda_{ni}^2 \quad (I.75)$$

la vitesse moyenne des électrons :

$$V_e = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_e}} \quad (I.76)$$

$N_e$  la densité électronique (en  $m^{-3}$ )

$f_{ni}$  la force d'oscillateur de la transition entre les niveaux n-i,

$\lambda_{ni}$  la longueur d'onde de la transition entre les niveaux n-i (en m)

#### II.6.3.2.2 Correction de Griem : interaction avec les ions

Les effets des électrons jouent un rôle important sur le déplacement des raies et l'élargissement au centre de la raie, tandis que l'influence des ions apparaît essentiellement sur les ailes des profils. (Griem, 1964) propose une correction à apporter aux élargissements Stark quadratiques. Celle-ci est calculée dans le cadre de l'approximation quasi-statique et donné (en m) par :

$$2\delta_G = \delta_{Gd} [1 + 1,75 \times A(1 - \alpha R)] \quad (I.77)$$

$$\Delta_G = \Delta_G + A(1 - \alpha R) \times 2\delta_G \quad (I.78)$$

avec :

$$R = \left( \frac{3}{4\pi \sum_j N_{z_j^+}} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{e^2}{\epsilon_0 k_B T} \left( \sum_j Z_{z_j^+}^2 N_{z_j^+} + N_e \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (I.79)$$

$$A = \left( \frac{4\pi}{3} \sum_j N_{z_j^+} \right) \left( \frac{C_4}{\pi c \delta_Q^i} \right)^{\frac{3}{4}} \left( \lambda \frac{\sum_j Z_{z_j^+} N_{z_j^+}}{\sum_j N_{z_j^+}} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (I.80)$$

$\alpha$  un coefficient qui vaut 0,75 si l'émetteur est neutre et 1,2 si c'est un ion. L'exposant  $n/i$  spécifie si l'émetteur est un atome neutre ou ionisé.

*II.6.3.2.2.3 Effet Stark quadrupolaire*

Cet effet provient du potentiel en  $r^{-3}$  pour des émetteurs neutres ou ionisés en interaction avec des électrons. Les élargissements (Bréchet & Régemorter, 1964) s'expriment (en m) de la manière suivante :

$$2\delta_{qp}^n = 6,05 \cdot 10^{-8} \times (\beta_i - \beta_f) N_e \frac{\lambda_0^3}{2\pi c} \tag{I.81}$$

$$2\delta_{qp}^i = 4,96 \cdot 10^{-8} \times (\beta_i - \beta_f)^{\frac{2}{3}} N_e T^{-\frac{1}{3}} \frac{\lambda_0^3}{2\pi c} \tag{I.82}$$

avec :

$$\beta_f = \left[ \frac{4}{15} (2L + 1) C_{L2L} \right]^{\frac{1}{2}} \overline{r_f^2} \tag{I.83}$$

L est le nombre quantique orbital,

$C_{L2L}$  dépend de L et prend les valeurs :

|           |   |                |                |                 |
|-----------|---|----------------|----------------|-----------------|
| L         | 0 | 1              | 2              | 3               |
| $C_{L2L}$ | 0 | $\frac{4}{15}$ | $\frac{4}{35}$ | $\frac{8}{105}$ |

Le rayon quadratique moyen défini par Sahal–Brechet est donné (en m<sup>2</sup>) par :

$$\overline{r_f^2} = \frac{n^{*2}}{2Z} [5n^{*2} + 1 - 3L(L + 1)] \tag{I.84}$$

Le nombre quantique effectif définit dans la méthode du défaut quantique :

$$n^* = Z \left( \frac{hcR_Z}{E_{lim} - E_n} \right) \tag{I.85}$$

La constante de Rydberg pour un noyau de masse infini :

$$R_Z = \frac{m_e c^4}{h^3 c \times 64\pi s_0^2} = 1,0973 \cdot 10^7 m^{-1} = 13,605 eV \tag{I.86}$$

$E_n$  et  $E_{lim}$  sont respectivement l'énergie du niveau n et l'énergie du seuil d'ionisation

Le déplacement des raies provoqué par l'interaction quadrupolaire et quadratique sont les mêmes, l'expression de ce déplacement est donnée par la relation (I.73).

*II.6.3.3 Profil de Voigt*

La considération de tous les phénomènes d'élargissement résulte en un profil qui est la convolution entre un profil gaussien et un profil lorentzien. Celui-ci est appelé profil de Voigt. L'effet Doppler étant l'unique contribution de forme gaussienne, l'élargissement de Gauss est donné par la relation (I.63). Le produit de convolution de deux lorentziennes donne une lorentzienne avec :

l'élargissement :

$$\delta_{\text{conv}} = \delta_1^L + \delta_2^L \quad (\text{I.87})$$

le déplacement :

$$\Delta_{\text{conv}} = \Delta_1^L + \Delta_2^L \quad (\text{I.88})$$

Le profil de Voigt est donc la convolution entre le profil gaussien de l'effet Doppler et le profil lorentzien global. L'expression du profil de Voigt est :

$$R_{\lambda}^{\text{Voigt}} = \frac{\delta_L^A \ln 2}{\pi^{\frac{3}{2}} (\delta_D^A)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{\left[ \left( \frac{(\lambda - \lambda_0) \sqrt{\ln 2}}{\delta_D^A} - y \right)^2 + \left( \frac{\delta_L^A \sqrt{\ln 2}}{\delta_D^A} \right)^2 \right]} dy \quad (\text{I.89})$$

#### II.6.3.4 Synthèse des élargissements

Les expressions des largeurs à mi-hauteur dépendent des conditions thermodynamiques, et plus particulièrement de la composition et de la température. Nous présentons sur les figures 26 et 27 une synthèse des élargissements de deux raies en fonction de la température pour un plasma de C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur à une pression de 32 bar. Nous avons choisi de présenter une raie de résonance du carbone neutre de longueur d'onde  $\lambda_0 = 165,6928$  nm (figure 26) qui correspond à la transition entre l'état excité 2s<sup>2</sup>p3s, d'énergie 60 352,63 cm<sup>-1</sup> et l'état fondamental 2s<sup>2</sup>p<sup>2</sup>. L'autre raie (figure 27) de longueur d'onde  $\lambda_0 = 172,1012$  nm, correspond à une transition entre l'état 2p<sup>3</sup> (168 729, 53 cm<sup>-1</sup>) et 2sp<sup>2</sup> (110 624, 17 cm<sup>-1</sup>) d'un atome de carbone une fois ionisé.

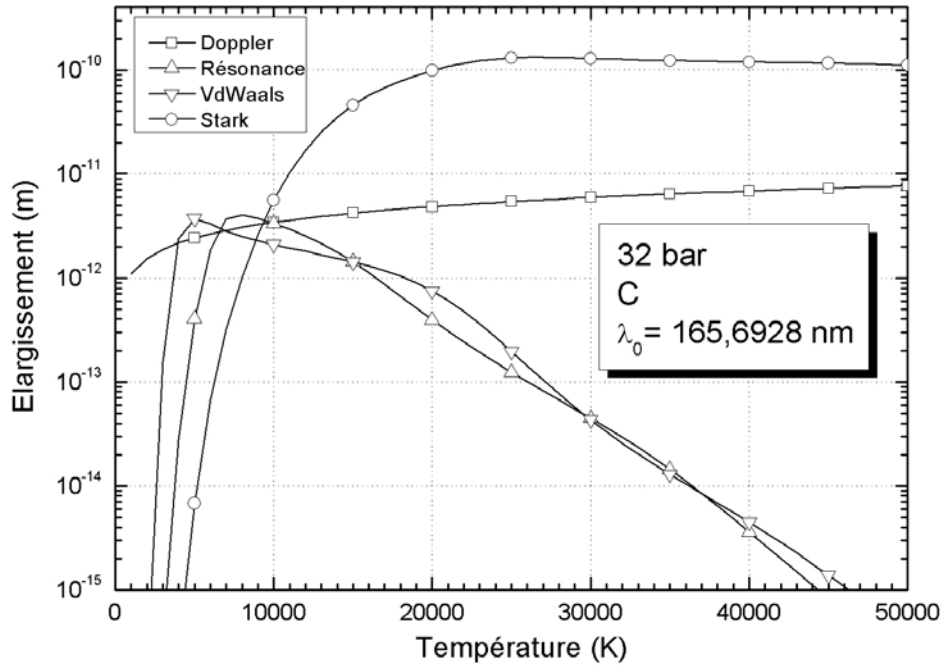


Figure 26 : Elargissements à mi-hauteur provenant des effets Doppler, de résonance, Van der Waals et Stark, d'une raie de carbone neutre à 165, 6928 nm. Les conditions thermodynamiques sont de 32 bar, 100 %  $C_2F_4$ , pour des températures entre 1000 et 50 000 K.

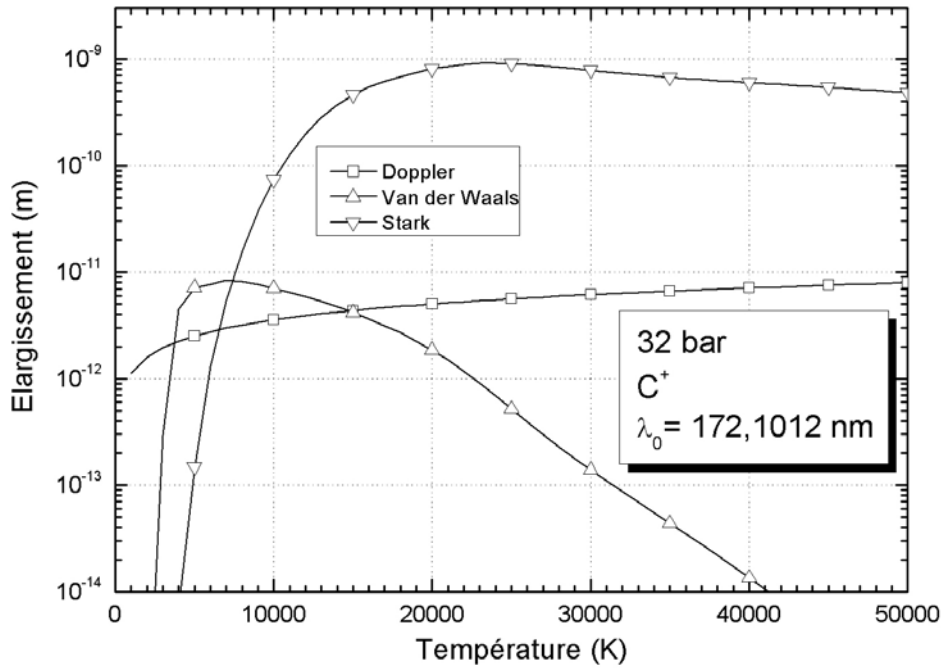


Figure 27 : Elargissements à mi-hauteur provenant des effets Doppler, Van der Waals et Stark, d'une raie de carbone une fois ionisé à 172, 1012 nm. Les conditions thermodynamiques sont de 32 bar, 100 %  $C_2F_4$ , pour des températures entre 1000 et 50 000 K.

En observant ces figures nous pouvons faire les remarques suivantes :

- l'effet Doppler est dominant pour les températures inférieures à environ 3000 K. Nous remarquons la croissance des élargissements Doppler en  $T^{1/2}$  qui vient du fait que cette contribution dépend de la vitesse moyenne des émetteurs.
- à partir de 3000 K les effets de pression deviennent majoritaires compte tenu du fait que la densité en espèces atomiques augmente dans le plasma. Les effets Van der Waals et de résonance atteignent un maximum pour des températures inférieures à 10 000 K puis leurs élargissements diminuent. Compte tenu du fait que ces deux effets sont liés à la densité des espèces atomiques neutres, cette décroissance est liée à la disparition de ces espèces lors de l'augmentation de la température.
- l'effet Stark est prédominant à haute température. Effectivement cet effet est lié aux interactions entre l'émetteur et les particules chargés (électrons et ions) qui sont présentes en majorité à haute température.

## II.6.4 METHODES ET REDUCTION DU TEMPS DE CALCUL

### II.6.4.1 Méthode de traitement des raies

Normalement, pour une valeur de longueur d'onde fixée, il faudrait prendre en compte pour le calcul du spectre l'influence de toutes les raies, mais cela induit un temps de calcul très long. La méthode utilisée dans ce code de description du spectre d'absorption considère en une longueur d'onde  $\lambda^{\text{traitée}}$  l'influence des raies comprises dans un certain intervalle centré sur la valeur de  $\lambda^{\text{traitée}}$ . La largeur de cet intervalle est définie par un paramètre « XLIM ». La Figure 28 est un schéma qui représente des raies du spectre en fonction de la longueur d'onde. La position de la longueur d'onde traitée  $\lambda^{\text{traitée}}$  est située au centre de l'intervalle  $[\lambda^{\text{traitée}} - \text{XLIM}, \lambda^{\text{traitée}} + \text{XLIM}]$ . Les raies prises en compte dans le calcul du coefficient d'absorption  $K_{\text{raie}}(\lambda^{\text{traitée}})$  ont leur centre compris dans cet intervalle, et sont représentées en trait plein, alors que les raies en pointillés, ont leur centre à l'extérieur de l'intervalle et ne sont pas considérées.

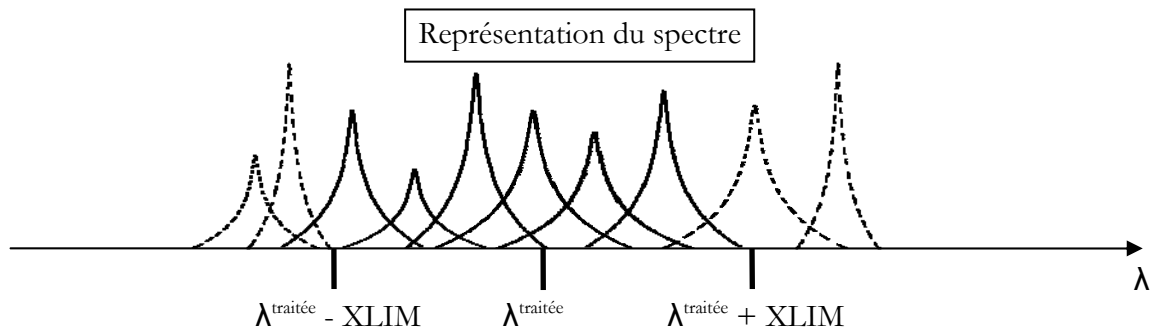


Figure 28 : Schéma représentant en trait continu des raies dont le centre est compris dans l'intervalle  $[\lambda^{\text{traitée}} - \text{XLIM}, \lambda^{\text{traitée}} + \text{XLIM}]$  et en pointillés les raies dont le centre est à l'extérieur de l'intervalle.

Pour savoir quelles raies se trouvent dans cet intervalle, le code compare toutes les longueurs d'onde des raies de la base de données pour toutes les espèces. Lorsque une raie est comprise dans l'intervalle, la valeur de son profil de Voigt  $P_{voigt}(\lambda^{traitee})$  est calculé et multiplié par son absorption. Nous avons donc :

$$K_i(\lambda^{traitee}) = n_b \sigma_{bh} P_{voigt}^{traitee} \quad (I.90)$$

La population de l'état bas de la transition est donnée par :

$$n_b = n_0 \frac{g_b}{g_0} e^{-E_b/k_B T} \quad (I.91)$$

La section efficace d'absorption du photon :

$$\sigma_{bh} = \frac{\pi e_f^2}{m_e c} f_{bh} \quad (I.92)$$

Le paramètre *XLIM* joue sur la précision de description des ailes des profils de raies. Au bout d'une certaine distance *XLIM* par rapport à une longueur d'onde  $\lambda^{traitee}$  l'influence des ailes est négligeable en ce point. Il joue également de manière considérable sur le temps de calcul d'un spectre. Effectivement pour une valeur de *XLIM* = 4500 nm, ce qui revient à considérer toutes des raies en chaque point du spectre et donc une précision maximale, le temps de calcul d'un spectre dépasse les 12 heures. En comparaison, une valeur de *XLIM* de 50 nm permet de définir un spectre en 92 minutes. Nous reviendrons sur la valeur de *XLIM* pour discuter davantage des temps de calcul et de la précision de la description d'un spectre.

#### II.6.4.2 Tri des longueurs d'onde

L'étape du traitement des raies étant la phase la plus coûteuse en temps de calcul, nous avons modifié la procédure de comparaison de la position des raies avec l'intervalle  $[\lambda^{traitee} - XLIM, \lambda^{traitee} + XLIM]$  en imposant des conditions aux limites sur celui-ci. Ceci implique de disposer d'une base de données, non plus triée par espèce, transition et multiplet, comme c'était le cas avant, mais par longueur d'onde.

Cette modification consiste donc à générer un fichier trié en fonction des longueurs d'onde, qui comprend toutes les données nécessaires au traitement des raies de toutes les espèces. Nous avons utilisé l'algorithme « QUICKSORT » pour effectuer ce tri. La description du spectre étant opéré en partant des grandes longueurs d'onde vers les plus petites, nous pouvons définir deux structures :

Une première : garde en mémoire l'indice de la raie de plus grande longueur d'onde comprise dans l'intervalle (extrémité droite du schéma, Figure 28). L'indice est ensuite réutilisé comme



première valeur d'indice de la boucle de comparaison des longueurs d'onde des raies avec l'intervalle.

Une phase intermédiaire : calcul de coefficient  $K_{raie}(\lambda^{traitee})$  en considérant les raies comprises dans l'intervalle.

Une seconde : qui dès que la longueur d'onde de la raie se trouve au-delà de la limite inférieure de l'intervalle (extrémité gauche du schéma), fait sortir de la structure de calcul de  $K_{raie}(\lambda^{traitee})$  pour passer à  $K_{raie}(\lambda^{traitee+1})$ .

Cette simple modification de la structure de comparaison de la position des raies avec l'intervalle de considération des raies a réduit le temps de calcul à 70 % de son temps initial.

#### *II.6.4.3 Profil de Voigt*

La méthode la plus directe pour obtenir la valeur du profil de Voigt, et utilisée jusqu'alors dans le code de description spectrale, est de calculer la valeur de  $P_{voigt}(\lambda^{traitee})$  (I.89) en intégrant directement l'expression du profil de Voigt par la méthode de Simpson. Cette méthode est cependant coûteuse en temps de calcul compte tenu du nombre d'opérations à effectuer pour obtenir la valeur d'un point d'une raie. Ce temps est directement lié au nombre de points décrivant l'intégrale du produit de convolution qui définit le profil de Voigt.

Il existe des algorithmes tels que ceux de (Drayson, 1976), (Letchworth & Benner, 2007) ou (Wells, 1999) et d'autres, qui approximent ce produit de convolution de différentes manières suivant les élargissements gaussiens et lorentziens. Ces méthodes permettent de réduire le nombre d'opérations pour le calcul du profil de Voigt. Nous avons choisi celui de Drayson (Drayson, 1976) compte tenu de sa simplicité de mise en œuvre, sa précision suffisante et de la réduction du temps calcul qu'il induit.

La simple utilisation de cet algorithme, c'est-à-dire sans l'application du tri des longueurs d'onde des raies, réduit le temps de description d'un spectre à 7 % de son temps initial. La cumulation de ces deux modifications a réduit le temps de calcul à 5 % de sa valeur initiale.

#### *II.6.4.4 Sélection des raies*

Afin de réduire davantage le temps calcul d'un spectre, nous avons considéré le fait que suivant la température du plasma, certaines raies ont une influence négligeable tant sur l'absorption que sur l'émission d'un rayonnement. Nous avons par conséquent mis en place une présélection des raies considérées pour chaque température traitée. Cette sélection consiste en deux comparaisons :

- l'émission nette de chaque raie pour un rayon de plasma nul est comparée à l'émission nette totale des raies. La condition de considération d'une raie est que son émission nette doit représenter un minimum de  $10^{-5}$  % de l'émission nette totale des raies.

- le coefficient d'absorption d'une raie est comparé à la somme des absorptions de toutes les raies et la condition de considération est également une contribution minimum de  $10^{-5}$  % de l'absorption totale des raies.

Le temps de calcul d'un spectre dépend maintenant de la température du plasma. La Figure 29 résume les temps de calcul de ces spectres en fonction de la température et pour plusieurs valeurs du paramètre *XLIM*.

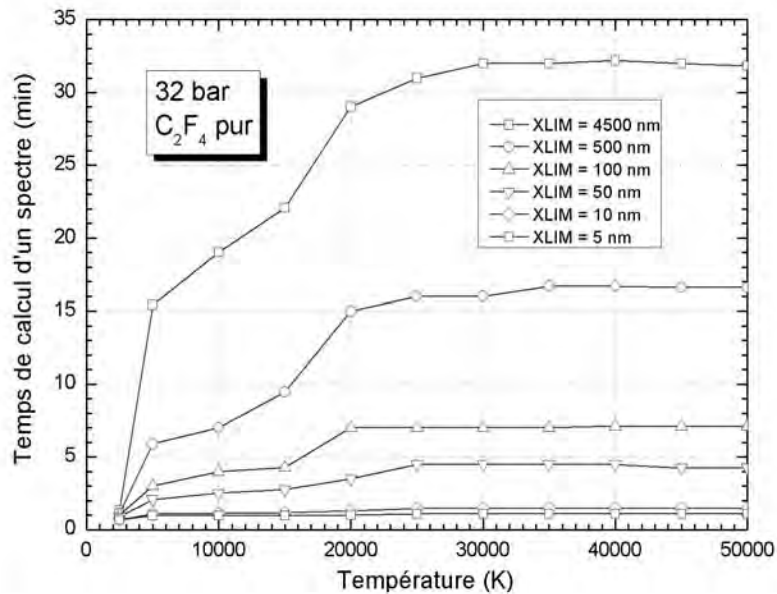


Figure 29 : Temps de calcul d'un spectre en fonction de la température pour plusieurs valeurs de *XLIM*.

Nous voyons sur ces courbes que le temps de calcul augmente avec la température jusqu'aux hautes températures pour lesquelles le temps de calcul parvient à une certaine limite. L'augmentation du temps de calcul est liée au fait que la population des niveaux excités augmente compte tenu de la distribution de Boltzmann, ce qui tend à augmenter le nombre de raies à considérer. A haute température, entre 30 000 et 50 000 K, la limitation du temps de calcul est liée au fait que certaines raies présentes à plus basse température ne sont plus considérées, en raison de notre critère de sélection, et que d'autres provenant des espèces plusieurs fois ionisées apparaissent. Le nombre de raies traitées devient alors relativement constant.

Nous remarquons également l'augmentation du temps de calcul avec la valeur de *XLIM*. En considérant chaque raie sur la totalité du spectre (*XLIM* = 4 500 nm) le temps de description d'un spectre est toujours élevé puisqu'il dépasse les 32 min à très haute température.

#### II.6.4.5 Détermination de la valeur du paramètre XLIM

Nous présentons dans cette section l'influence de la valeur de *XLIM* sur la précision du calcul des spectres. Afin d'évaluer cette précision, nous avons calculé l'émission nette (CEN) du plasma telle que définie au chapitre 1 par la relation (I.19) (nous donnerons plus de détails et de résultats sur ce CEN au §II.8). La validation de spectre par l'utilisation du coefficient d'émission nette est un critère souvent utilisé. Les figures 30 et 31 présentent les émissions nettes calculées pour du  $C_2F_4$  pur à 32 bar. Nous présentons ces résultats en fonction de la température et pour les deux rayons de plasma respectifs  $R_p = 0$  et  $R_p = 5\text{mm}$ . Nous utilisons ici la valeur de 5 mm car il s'agit de l'ordre de grandeur de la dimension des arcs dans les simulations de décharge de DHT.

Nous constatons sur la figure 30 que pour un rayon de plasma nul (ce qui revient à négliger l'autoabsorption), les émissions nettes calculées pour des *XLIM* différents sont quasiment superposées. Les écarts induits par la valeur de ce paramètre sont par conséquent très faibles.

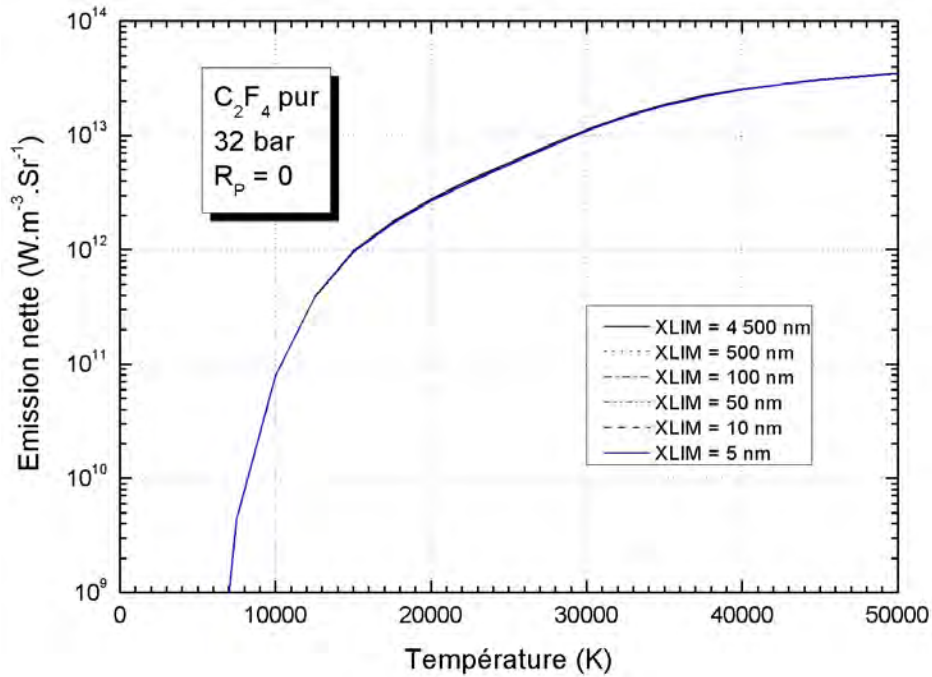


Figure 30 : Emission nette d'un plasma de  $C_2F_4$  pur à 32 bar pour un rayon de plasma nul et plusieurs valeurs du paramètre *XLIM*.

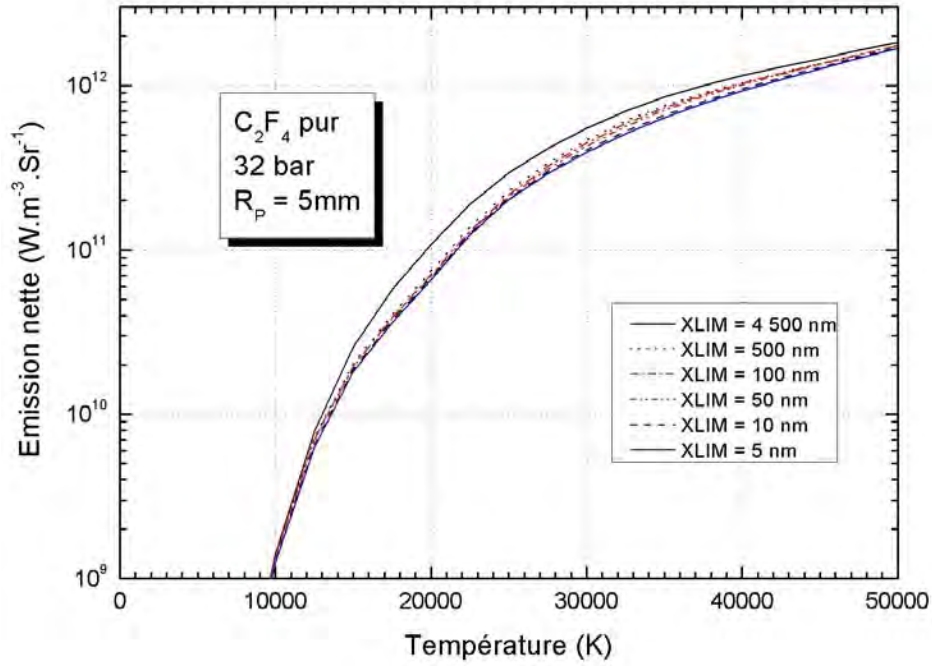


Figure 31 : Emission nette d'un plasma de  $C_2F_4$  pur à 32 bar pour un rayon de plasma de 5 mm et plusieurs valeurs du paramètre XLIM.

Sur la figure 31, les émissions nettes présentent des différences plus importantes. Compte tenu du fort coefficient d'absorption des raies, le rayonnement émis aux fréquences proches de leur centre est absorbé sur de très faibles épaisseurs de plasmas. La différence s'opère par conséquent sur la description des ailes des raies. Ce point sera détaillé davantage dans la section suivante.

En prenant comme référence les spectres décrits avec la considération des raies en chaque point ( $XLIM = 4\,500\text{ nm}$ ), nous avons fait un calcul d'écart relatif à cette émission nette pour les différentes valeurs de XLIM comme le présente la Figure 32.

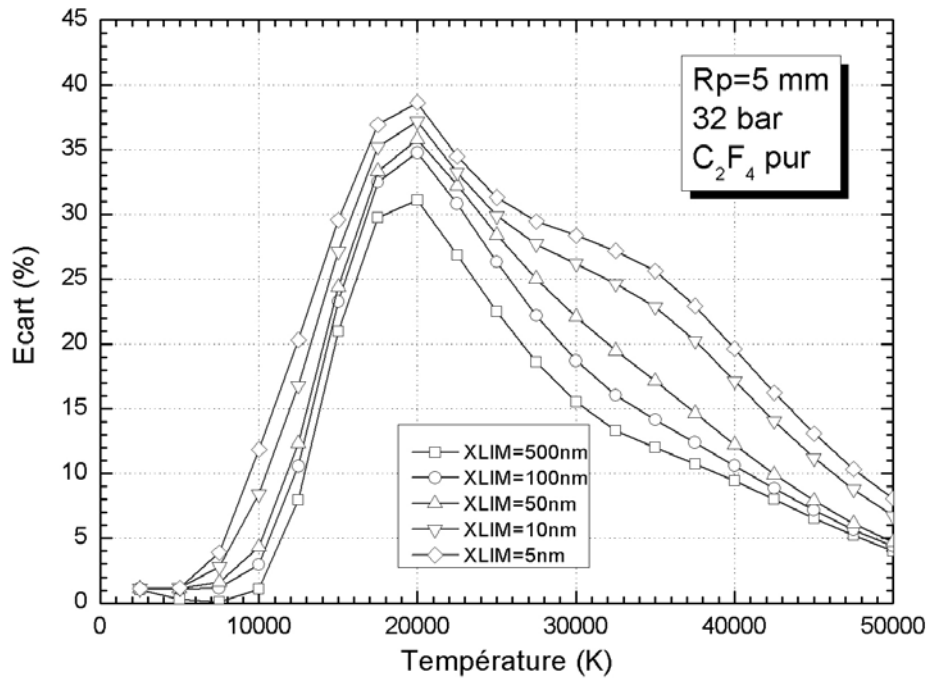


Figure 32 : Ecart relatif à l'émission nette obtenue avec  $XLIM = 4\,500\text{ nm}$  pour un rayon de plasma de 5 mm en comparaison aux autres valeurs de  $XLIM$ . Condition de 32 bar pour du  $C_2F_4$  pur.

Nous constatons sur cette figure que les écarts maximums par rapport à notre référence sont compris entre 30 et 40 % et se situent à la température de 20 000 K. Nous remarquons que ces écarts restent du même ordre de grandeur quelque soit la valeur de  $XLIM$  utilisée.

Compte tenu des temps de calculs et des précisions obtenues en fonction du paramètre  $XLIM$ , nous choisissons une valeur de 50 nm. Celle-ci est un compromis entre la précision et le temps de calcul.

De la manière présentée ci-dessus, nous avons réalisé une banque de données spectrale de coefficient d'absorption pour 9 pressions allant de 1 à 100 bar, 11 proportions de  $SF_6/C_2F_4$  et 498 températures allant de 300 à 50 000 K.

## II.7 SPECTRE DETAILLE

Les travaux précédents sur ce code de description du spectre (Randrianandraina, 2011) avait défini trois pas différents suivant les régions du spectre :

- $10^{-3}$  nm de 300 à 2000 Å
- $10^{-2}$  nm de 2000 à 10200 Å
- $10^{-1}$  nm de 10200 à 45000 Å

L'intégration dans ce code des raies provenant des atomes de carbone neutres et ionisés n'a pas d'influence sur la détermination de ce pas. Cette distribution du pas spectral donne lieu à une bonne description des spectres d'absorption sur 286 802 points.

Les figures 33 à 36 présentent des spectres d'absorption de plasmas en fonction de la fréquence pour des mélanges à 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, 32 bar et pour des températures de 5 000 à 50 000 K. Pour rendre ces figures plus lisibles nous avons représenté les spectres d'absorption en fonction de la fréquence.

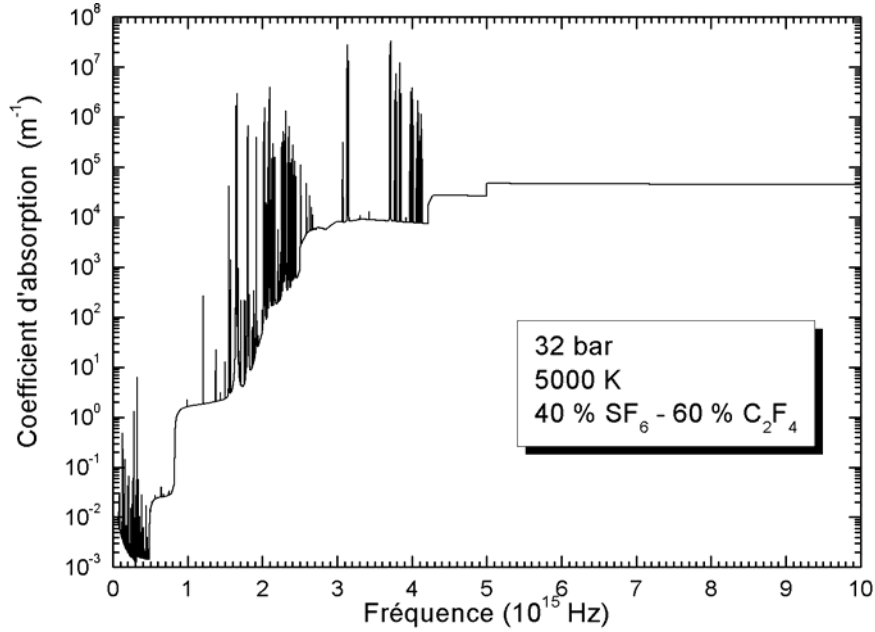


Figure 33 : Spectre d'absorption d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et 5 000 K

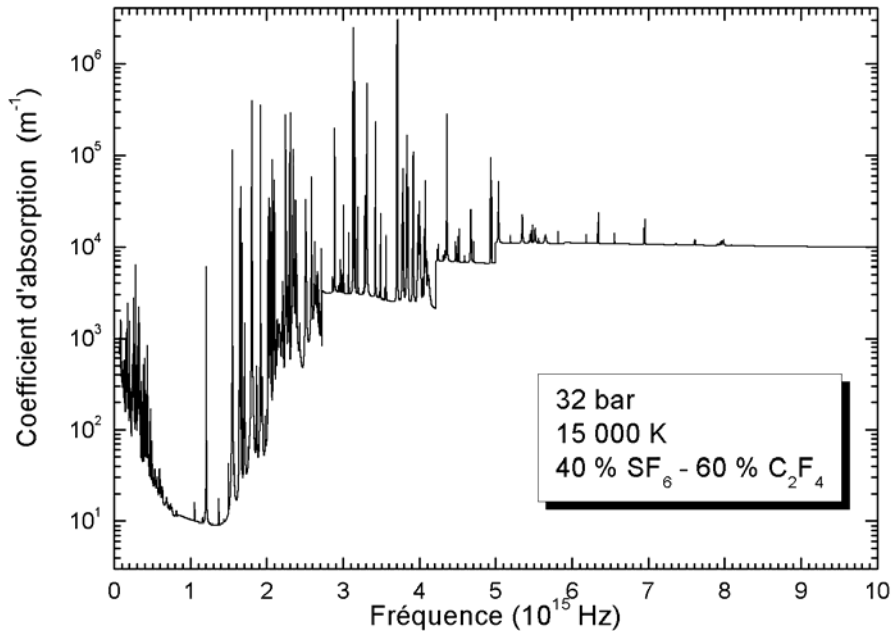
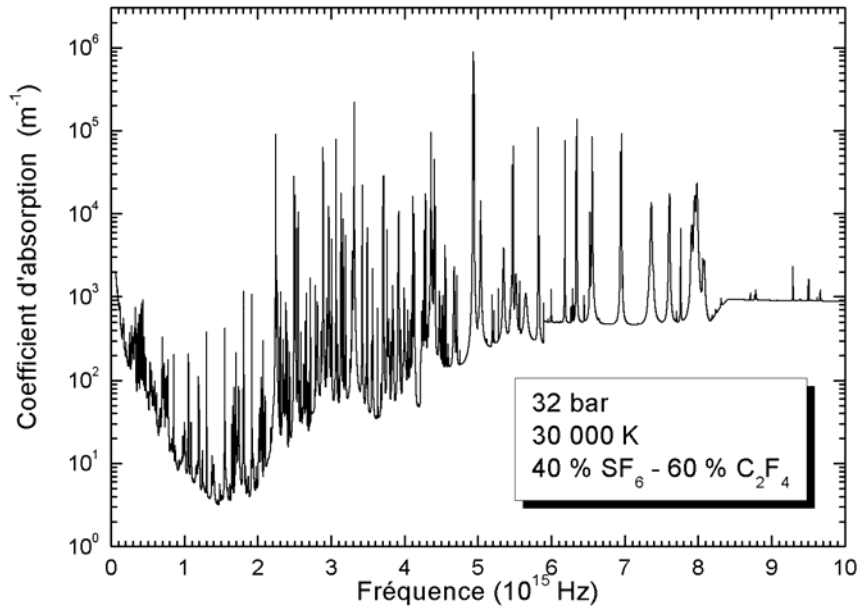
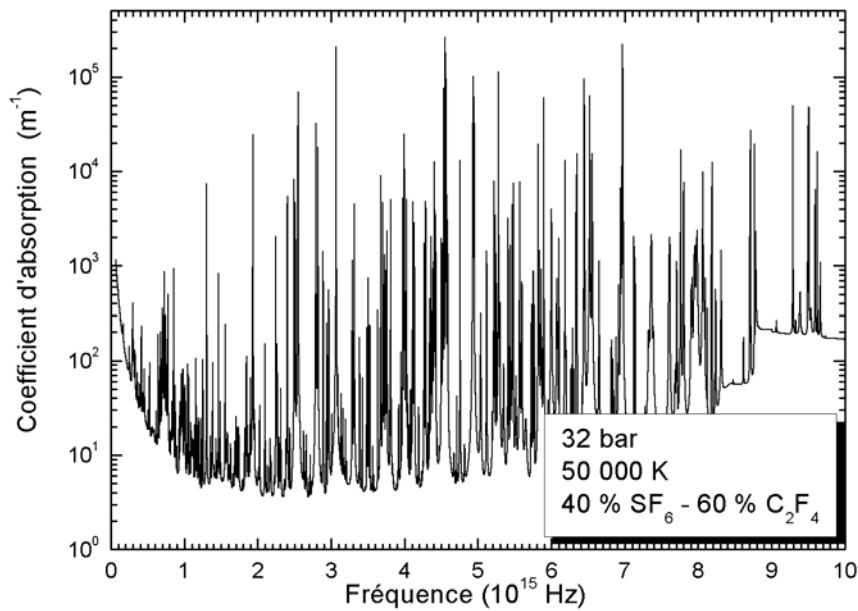


Figure 34 : Spectre d'absorption d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et 15 000 K



*Figure 35 : Spectre d'absorption d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et 30 000 K*



*Figure 36 : Spectre d'absorption d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et 50 000 K*

## II.8 EMISSION NETTE

Le traitement du transfert radiatif via l'utilisation de l'émission nette permet une bonne estimation des pertes d'énergie sous forme de rayonnement dans les régions chaudes de l'arc. Bien que cette méthode ne soit pas adaptée à la considération de l'absorption du rayonnement observé dans les régions plus froides, l'émission nette peut être utilisée également comme un moyen de validation de la description spectrale que nous avons présentée.

### II.8.1 INFLUENCE DU CHEVAUCHEMENT DES RAIES

Comme présenté dans ce chapitre la description des raies atomiques est l'opération la plus coûteuse en temps de calcul. Une méthode plus rapide permettant la considération des raies est d'utiliser l'émissivité des raies en les pondérant par un facteur de fuite compris entre 0 et 1. Ce facteur représente l'atténuation de l'intensité radiative due à l'absorption d'une épaisseur de plasma  $R_p$ . Cette méthode, plus rapide qu'une description spectrale point par point, permet d'estimer l'émission nette d'un plasma mais induit une erreur du fait qu'elle ne considère pas le chevauchement des raies. Cette méthode a été largement utilisée par le groupe AEPPT dans le passé (Cressault, 2001).

En raison de la forte intensité des raies atomiques et de la population des niveaux excités, le rayonnement émis par une transition électronique de type lié-lié peut être réabsorbé après un court trajet dans le plasma. En définissant l'émission nette spectrique par l'expression (I.93), nous constatons que plus une raie est intense, plus son émission nette pour un certain rayon de plasma sera réduite en raison du terme exponentiel.

$$e_{n,\lambda}(R_p) = L_{\lambda}^0 K'(\lambda) e^{-K'(\lambda) R_p} \quad (I.93)$$

La Figure 37 présente le coefficient d'absorption total centré sur un groupement de raies fortement absorbées à 32 bar, 20 000 K et pour un plasma  $C_2F_4$  pur entre  $3,12$  et  $3,16 \cdot 10^{15}$  Hz. Cette figure représente bien le chevauchement des raies, notamment pour les deux raies au centre de la figure.

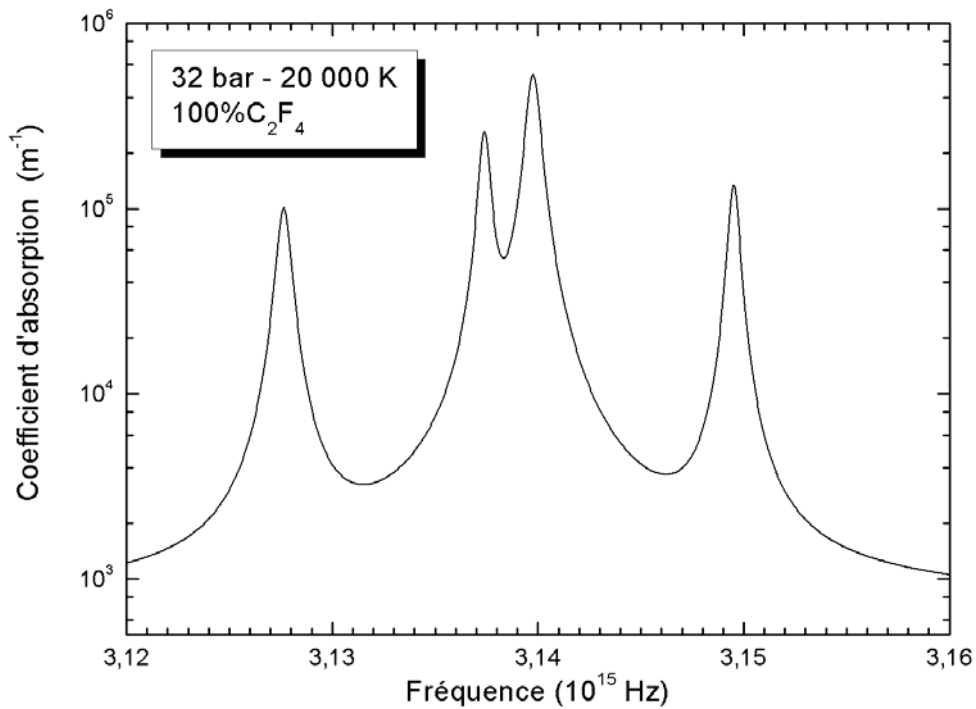


Figure 37 : Coefficient d'absorption total d'un plasma de  $C_2F_4$  pur à 32 bar et 20 000 K entre  $3,12$  et  $3,16 \cdot 10^{15}$  Hz.



La Figure 38 présente l'émission nette spectrique dans les mêmes conditions et la même région spectrale. Nous observons sur cette figure l'évolution de l'émission nette spectrique pour un rayon de plasma nul et trois rayons non nuls de 0,01 mm, 0,1 mm et 1 mm. L'émissivité au centre de la raie la plus intense située autour de  $3,14 \cdot 10^{15}$  Hz est diminuée d'un facteur d'environ 10 pour un rayon de plasma de 0,01 mm et d'un facteur supérieur à  $10^{10}$  pour un rayon de plasma de 0,1 mm. Pour le rayon de plasma de 1 mm, seules les zones relativement éloignées du centre de la raie contribuent à l'émissivité du plasma.

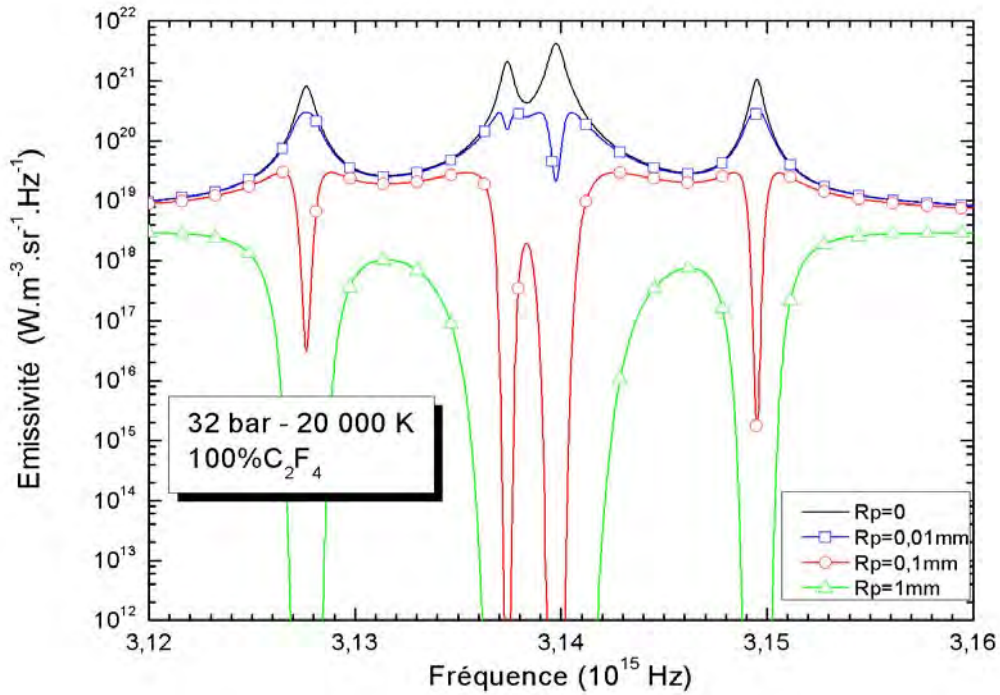


Figure 38 : Emission nette spectrique d'un plasma de  $C_2F_4$  pur à 32 bar et 20 000 K entre  $3,12$  et  $3,16 \cdot 10^{15}$  Hz pour un rayon de plasma nul et trois rayons de plasma de 0,01 mm, 0,1 mm et 1 mm.

Le calcul de l'émission nette avec un facteur de fuite pour la considération des raies ne tient pas compte du chevauchement des ailes des profils. En traitant les raies de manière indépendante comme dans la méthode du facteur de fuite, l'émissivité en une fréquence  $\nu$  est donnée par la somme des émissivités des raies. En prenant un exemple pour deux raies indexées 1 et 2, nous obtenons l'expression de l'émission nette suivante.

$$\epsilon_{\nu} = K_1 \cdot L_{\lambda_1}^0 \cdot e^{-K_1 \cdot R_p} A_1(R_p) + K_2 \cdot L_{\lambda_2}^0 \cdot e^{-K_2 \cdot R_p} A_2(R_p) \quad (I.94)$$

Avec  $L_{\lambda_1}^0$  la valeur de la luminance du corps noir intégrée sur la largeur spectrale de la raie 1.

Dans le cas où  $R_p = 0$ , le facteur de fuite  $\Lambda$  vaut 1.

Avec une description point par point nous obtenons une émission nette donnée par :

$$\epsilon_{\nu} = \int_0^{\infty} [(K_1(\lambda) + K_2(\lambda)) \cdot L_0 \cdot e^{-\Lambda(K_1(\lambda) + K_2(\lambda))}] A_F d\lambda \quad (I.95)$$

Les deux expressions ne sont égales uniquement dans le cas où le rayon de plasma est nul. Dans le cas où le rayon de plasma est non nul, il apparaît une différence entre les deux expressions (I.94) et (I.95) qui vient du chevauchement des profils de raie.

Les figures 39 et 40 montrent les émissions nettes du  $C_2F_4$  pur à 32 et 1 bar en fonction de la température pour un rayon de plasma nul et deux rayons non nuls de 1 mm et 5 cm. Pour les deux pressions, les valeurs de l'émission nette correspondant à un rayon de plasma nul sont équivalentes quelle que soit la méthode de calcul utilisée. Ces figures mettent en évidence, lorsque le rayon de plasma est non nul, l'inégalité entre le calcul effectué avec la méthode du facteur de fuite et celle qui intègre directement le spectre d'absorption décrit finement.

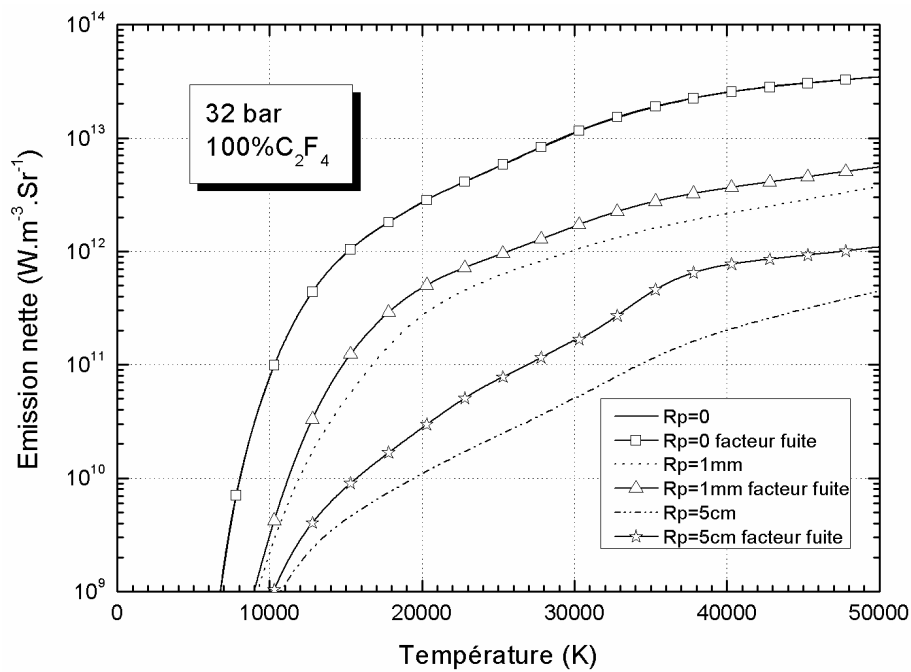


Figure 39 : Emission nette du  $C_2F_4$  pur à 32 bars en fonction de la température pour des rayons de plasma de 0, 1 mm et 5 cm.

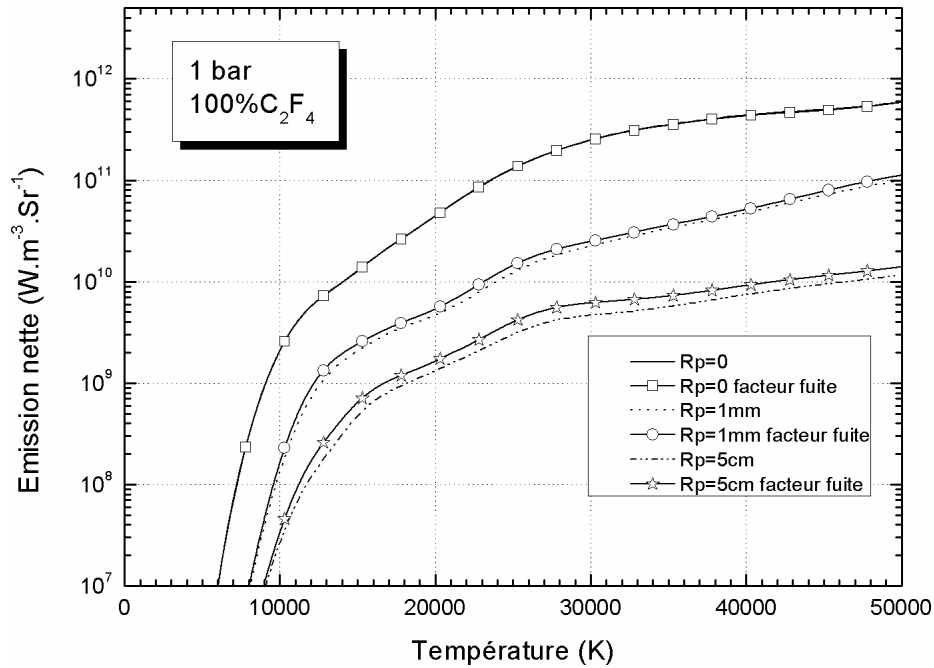


Figure 40 : Emission nette du  $C_2F_4$  pur à 1 bar en fonction de la température pour des rayons de plasma de 0, 1mm et 5cm.

Nous constatons que l'émission nette tend à être surestimée avec la méthode du facteur de fuite. Nous observons également dans le cas à 32 bar que les écarts entre les deux méthodes sont plus importants qu'à une pression de 1 bar. Effectivement, à 1 bar, les effets d'élargissement de pression sont moins importants qu'à 32 bar ce qui induit des profils de raies moins larges et réduit l'impact du chevauchement des raies sur le calcul de l'émission nette.

## II.8.2 RESULTATS

Nous présentons dans cette section le résultat du calcul des émissions nettes réalisé sur la base des spectres décrits finement.

### II.8.2.1 Influence de la pression

Nous présentons sur les figures 41 et 42 les émissions nettes calculées sur la base des spectres fins d'un plasma de  $C_2F_4$  pur pour des pressions de 1, 8, 32, 100 bar et des rayons de plasma de 1 mm et 5 cm. Nous observons pour un rayon de plasma de 1 mm une augmentation de l'émission nette en fonction de la pression de sorte que le rapport des émissions nettes est de l'ordre du rapport des pressions. Effectivement entre 1 et 8 bar le rapport des émissions nettes est de l'ordre de 8 entre 25 000 et 50000 K. Il n'est cependant pas bien respecté à la pression de 100 bar autour de 20 000 K et notamment pour un rayon de plasma de 5 cm. Sur la Figure 41 nous observons effectivement que l'émission nette à 100 bar devient inférieure à celles obtenues aux pressions de 8 et 32 bar.

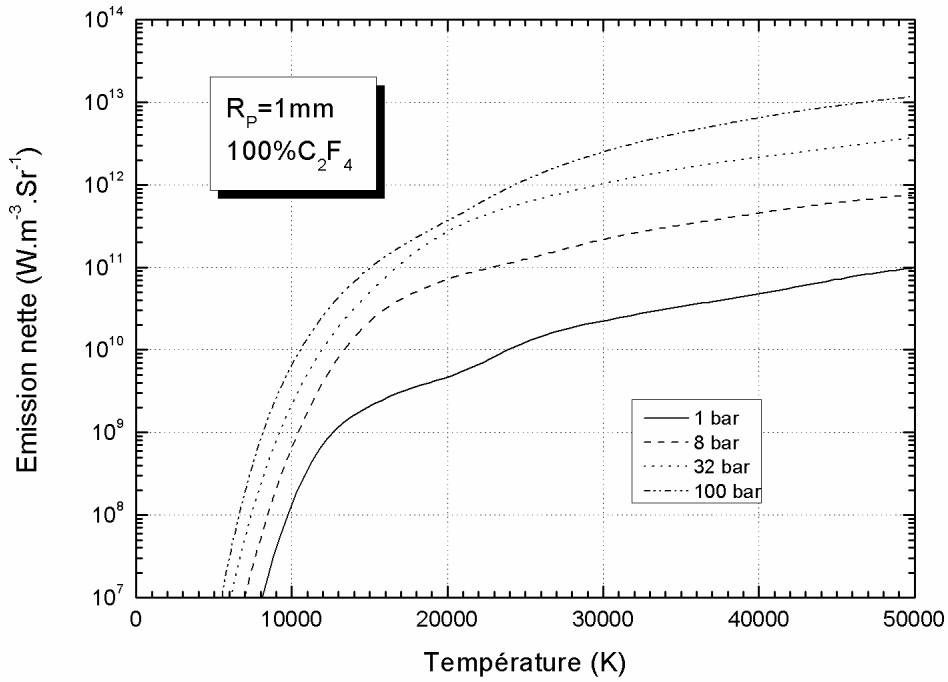


Figure 41 : Emission nette en fonction de la température calculée pour un plasma de  $C_2F_4$  pur à 1, 8, 32 et 100 bar pour un rayon de plasma de 1 mm

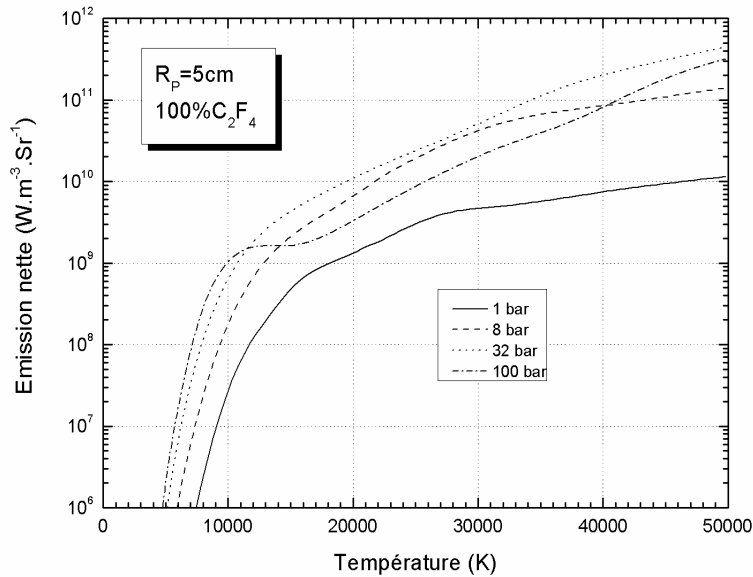


Figure 42 : Emission nette en fonction de la température calculée pour un plasma de  $C_2F_4$  pur à 1, 8, 32 et 100 bar pour un rayon de plasma de 5 cm

A 100 bar, le plasma se rapproche du comportement du corps noir, c'est-à-dire que le coefficient d'absorption est suffisamment élevé pour que le rayonnement émis par un élément de volume soit majoritairement absorbé dans son proche voisinage. Dans le cas d'un corps noir le rayonnement ne dépend que de la température à sa surface alors que l'émission nette a une

dimension volumique. Nous observons, dans ces conditions, la limite de l'utilisation de cette méthode pour le traitement du transfert radiatif pour les très hautes pressions.

## II.9 CONCLUSION

Dans un code de description de spectre d'absorption point par point pré-existant (Randrianandraina, 2011), nous avons implémenté les espèces moléculaires issues de la décomposition du SF<sub>6</sub>, du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et de leur mélange. Nous avons pour cela retenu 18 espèces moléculaires pour lesquelles nous avons soit utilisé les sections efficaces du continuum d'absorption publiées dans la littérature, soit défini une section efficace par similitude, ce dernier point constituant un travail original.

Nous avons également intégré à ce code les contributions des atomes neutres et ionisés de carbone au continuum et aux raies atomiques d'un mélange SF<sub>6</sub>. Nous avons apporté trois modifications dans la structure de traitement des raies atomiques afin d'optimiser les temps de calcul des spectres. Celles-ci consistent en un tri des données des raies en fonction de leur longueur d'onde, en l'utilisation de l'algorithme de Drayson pour le calcul du profil de Voigt et en une présélection des raies en fonction de la température traitée. Nous sommes parvenus à des temps de calcul et une précision suffisamment acceptables pour pouvoir réaliser une banque de données de coefficients d'absorption.

A partir de ces spectres, nous avons calculé l'émission nette des plasmas et nous avons mis en évidence l'intérêt d'une description point par point par rapport à une méthode utilisant un facteur de fuite pour la considération des raies atomiques. Nous avons également mis en évidence la limitation de l'utilisation de l'émission nette à haute pression en raison du fait que le plasma tend, dans ces conditions, à se comporter comme un corps noir.

## Chapitre III TRANSFERT RADIATIF ET COEFFICIENTS MOYENS D'ABSORPTION

## III.1 INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'ETR a la particularité par rapport aux autres équations de transport d'avoir une dépendance spatiale en position et direction ainsi que spectrale. Face à cette complexité, la résolution de cette équation fait souvent appel à des approximations tant sur l'aspect spatial que spectral (coefficient d'émission nette).

Dans ce chapitre nous présenterons un modèle de transfert radiatif 1D de type plan-plan. La simplicité de ce modèle permet notamment de ne pas faire d'approximation spectrale en résolvant l'ETR au moyen de la base spectrale de coefficient d'absorption que nous avons développée au chapitre 2. Les solutions obtenues nous servent alors de références pour une seconde étape décrite dans ce chapitre et destinée à la réalisation d'une banque de données de Coefficients Moyens d'Absorption (CMA) pour la simulation des décharges de DHT. La finalité de cette étude étant la réalisation de cette banque, nous comparerons les solutions de référence à diverses méthodes de calcul de CMA. En considérant l'impact du nombre d'intervalles spectraux définissant les CMA sur les temps de calcul de simulation, nous présenterons un algorithme de sélection des meilleurs intervalles. Nous terminons ce chapitre par une comparaison des flux aux parois et de la divergence de flux pour valider les jeux d'intervalles sélectionnés.

## III.2 TRANSFERT RADIATIF

### III.2.1 PRESENTATION DU MODELE

Un modèle de transfert radiatif permet l'estimation du flux et de la divergence du flux dans un milieu. Le modèle à une dimension (1D) que nous utilisons fait l'hypothèse d'un plasma à l'ETL dont les propriétés ne varient que sur une dimension. Nous considérons la pression constante et la proportion de  $SF_6/C_2F_4$  uniforme. Le profil de température est imposé et évolue uniquement en fonction de la position. Nous supposons aucune diffusion et un indice de réfraction constant ( $n=1$ ). Ce modèle suppose également une absorption totale du flux radiatif aux parois et que celles-ci n'émettent aucun rayonnement.

Ce modèle simplifié permet, suivant les hypothèses que nous effectuons, l'estimation du flux et de la divergence du flux radiatif. Il nous permet, en se basant sur les données spectrales fines des coefficients d'absorption, d'obtenir une référence quant à la dimension spectrale d'une solution de l'ETR. Comme le montre (Randrianandraina, 2011), un modèle à 1D surestime l'absorption du rayonnement dans les régions froides par rapport à un modèle 3D. En utilisant ce modèle nous ne prédirons pas par conséquent les flux et divergence de flux présents dans les arcs réels. Il nous permettra essentiellement de faire une étude comparative entre différentes approches utilisées pour calculer les CMA, et de les différencier en vue d'une optimisation.



Le grand nombre de points décrivant le spectre fin (~300 000) représente effectivement une barrière à la résolution de l'ETR compte tenu du temps de calcul que cela implique mais qui reste acceptable pour ce type de modèle 1D avec profil imposé de température. L'expression présentée au chapitre 1 et réécrite ci-dessous (I.96), donne la luminance d'un milieu à une dimension en un point  $x$  de l'espace après le trajet sur la distance  $[0, x]$  (Modest, 2003).

$$L_{\lambda}(x) = L_{\lambda}(0)e^{-\int_0^x K'(\lambda, \xi) d\xi} + \int_0^x L_{\lambda}^0(\xi)K'(\lambda, \xi)e^{-\int_{\xi}^x K'(\lambda, \tau) d\tau} d\xi \quad (I.96)$$

En supposant que la distance  $[0, x]$  se réduit à un élément d'épaisseur  $\delta x$  à la température  $T$ , sur lequel les grandeurs thermodynamiques ne varient pas, nous pouvons considérer que le coefficient d'absorption et la luminance du corps noir à une longueur d'onde  $\lambda$  reste constants. Dans ces conditions l'expression (I.96) peut s'écrire de la manière suivante :

$$L_{\lambda}(x) = L_{\lambda}(0)e^{-K'(\lambda, T)\delta x} + L_{\lambda}^0(T)[1 - e^{-K'(\lambda, T)\delta x}] \quad (I.97)$$

Cette solution peut facilement être intégrée dans notre modèle numérique compte tenu du fait que l'on peut découper notre espace 1D en un certain nombre de cellules d'épaisseur  $\Delta x$  que l'on assimile à l'élément infinitésimal  $\delta x$ . Nous pouvons ainsi exprimer la solution de notre modèle de la manière suivante :

$$L_{\lambda}(i) = L_{\lambda}(0 - 1)e^{-K'(\lambda, T_i)\Delta x} + L_{\lambda}^0(T_i)[1 - e^{-K'(\lambda, T_i)\Delta x}] \quad (I.98)$$

L'indice  $i$  représente la cellule pour laquelle est calculée la luminance  $L_{\lambda}$ . Pour la première cellule de notre espace 1D, l'intensité  $L_{\lambda}(i-1)$  est nulle compte tenu du fait que nous supposons que la paroi est non émissive. L'expression (I.98) permet de calculer cellule après cellule la luminance suivant un profil de température imposé.

La luminance calculée selon une direction correspond à un flux par unité d'angle solide. Le flux représente l'intégration de la luminance dans toutes les directions ; or à une dimension il n'y a que deux directions. En ajoutant les luminances orientées suivant les deux directions, nous obtenons le flux radiatif par unité d'angle solide dans cette espace. En dérivant ce flux, nous en déterminons une divergence de flux radiatif par unité d'angle solide.

Pour poursuivre cette étude, nous nous appuyerons sur la luminance et la divergence du flux radiatif par unité d'angle solide. Pour cette dernière grandeur, nous utiliserons par abus de langage et pour alléger sa dénomination le terme de divergence de flux.

### III.2.2 CONDITIONS THERMODYNAMIQUES

Pour nous rapprocher des conditions thermodynamiques rencontrées dans les plasmas de DHT, nous avons utilisé les profils de température 1 à 3, présentés Figure 43, issus d'une simulation de

ce type de décharge (Randrianarivao, 2012). Ceux-ci proviennent de plusieurs endroits à l'intérieur des tuyères en PTFE lors d'une phase de fort courant à 57 kA. Nous remarquons sur ces profils une température relativement élevée aux parois (entre 3 000 et 6 000 K). Le profil 4 n'est pas issu d'une simulation de DHT. Sa température maximale est moins élevée que pour les autres profils et les extrémités se trouvent à 300K. Ce type de profil peut correspondre à des régions plus froides du DHT ou à des décharges à plus faible courant. Ce choix de gamme de pression est lié d'une part à la pression de remplissage des disjoncteurs (de l'ordre de 6 bar) et aux valeurs de surpression qui ont été mesurées ou calculées dans des DHT à SF<sub>6</sub> (Reichert, et al., 2012).

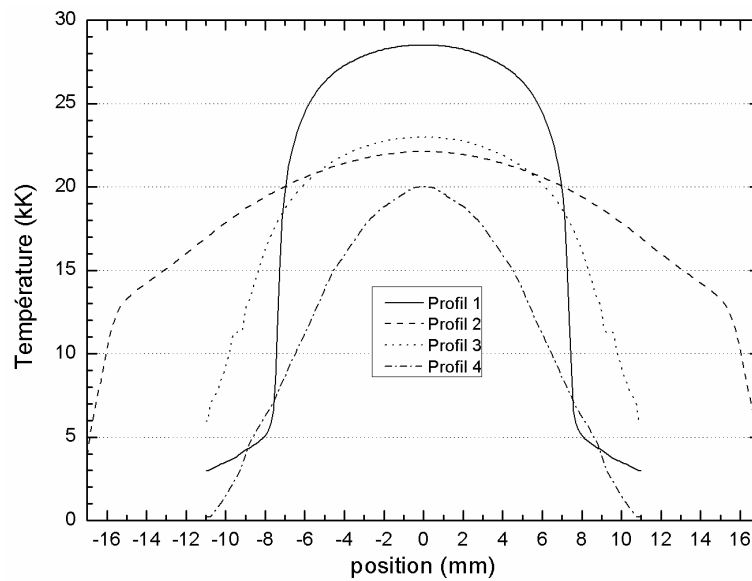


Figure 43 : Quatre profils de température utilisés dans le modèle 1D de transfert radiatif.

L'influence de la pression est étudiée en utilisant les coefficients d'absorption calculés pour les pressions de 8, 32, 64 et 100 bar. Nous considérons également l'influence de la proportion de SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> en utilisant les données calculées dans des conditions de mélange.

### III.2.3 RESULTATS DU MODELE 1D SUR LA BASE SPECTRALE FINE

Dans cette partie nous présentons les résultats de la résolution de l'ETR avec le modèle 1D de transfert radiatif.

#### III.2.3.1 Luminance radiative

Comme nous l'avons présenté ci-dessus, nous utilisons une solution de l'ETR qui donne la luminance radiative pour un certain profil de température. Nous observons sur la Figure 44 les luminances obtenues à partir du modèle pour le profil de température (1) dans un plasma composé de 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> aux pressions de 8, 32, 64 et 100 bar.

Nous observons la luminance évoluer au travers du profil de température, avec une intensité quasi nulle à l'extrémité gauche. Effectivement, l'émissivité d'un gaz aux températures présentes entre -11 et -7,5 mm ( $T < 6\text{kK}$ ) est très faible par rapport à celle du plasma dans les régions chaudes. Nous ne pouvons pas discerner l'évolution de la luminance sur cette échelle, cependant celle-ci est négligeable devant son amplitude sur les quelques millimètres qui suivent. Vers la position -7 mm nous observons une soudaine augmentation de la luminance liée au fait que la température augmente abruptement pour atteindre environ 25 000K à la position -6 mm. La luminance s'accumule au fur et à mesure que nous traversons le plasma jusqu'à un point où l'émission et l'absorption se compensent. La position de ce point dépend d'une compétition entre l'absorption et l'émission du plasma et évolue en fonction de la pression. Cette figure montre que plus la pression augmente plus l'absorption prend de l'importance, ce qui décale le pic de luminance vers les courtes distances.

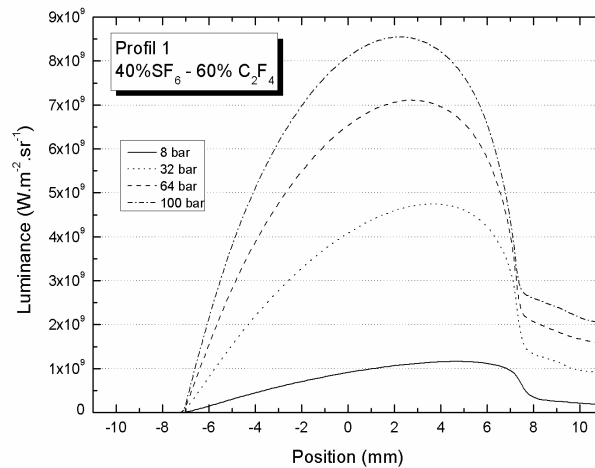


Figure 44 : Luminance en fonction de la position pour le profil de température (1) et un plasma de 40%  $\text{SF}_6$  – 60%  $\text{C}_2\text{F}_4$  aux pressions de 8, 32, 64 et 100 bar.

Dans le cadre du modèle 1D utilisé, nous pouvons assimiler la luminance à l'extrémité droite (position 11 mm), au flux radiatif par unité d'angle solide parvenant à la paroi. Effectivement, comme précisé précédemment, le flux représente l'intégration de la luminance dans toutes les directions, or à une dimension il n'y a que deux directions. Par symétrie, nous pouvons convenir que la luminance calculée dans la direction opposée est nulle à la position 11 mm.

### III.2.3.2 Flux à la paroi

Dans les modèles d'arc de DHT, le flux parvenant aux parois joue un rôle essentiel dans l'estimation de la masse ablatée des tuyères en PTFE. Le modèle 1D que nous utilisons ne permet pas de quantifier l'énergie déposée sur la surface en PTFE mais permet cependant d'observer l'évolution relative du flux en fonction de la proportion de  $\text{SF}_6/\text{C}_2\text{F}_4$ .

La pression dans un DHT est initialement de 6 bar environ lorsqu'il est à l'état fermé. Lors de l'ouverture des contacts, la décharge induit une augmentation très rapide de la pression dans le disjoncteur (Randrianarivao, 2012). Celle-ci varie suivant la puissance injectée dans l'arc qui dépend de la tension ainsi que du courant qui le traverse et naturellement de la position dans la décharge. Nous nous intéresserons plus particulièrement dans la suite de ce chapitre aux pressions de 8 et 64 bar qui sont des niveaux extrêmes de pression lors de la décharge.

Les figures 45 et 46 montrent l'évolution de la luminance aux parois pour les pressions de 8 et 64 bar en fonction de la proportion de  $C_2F_4$  et pour les quatre profils de température.

Nous observons une augmentation systématique de la luminance à la paroi corrélée avec l'augmentation de la proportion en  $C_2F_4$  pour chaque profil de température et pour les deux pressions. Le Tableau 4 présente l'augmentation en pourcents de la luminance à la paroi entre le cas du  $C_2F_4$  pur par rapport au  $SF_6$  pur pour les deux pressions étudiées et les quatre profils de température.

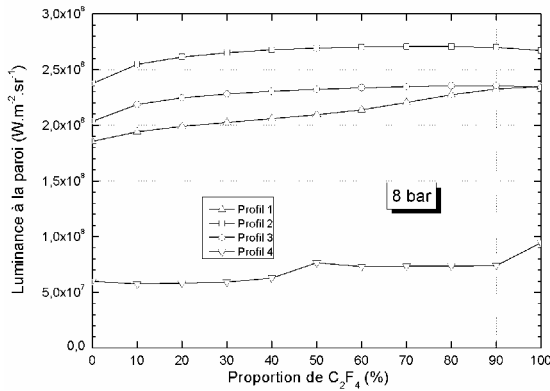


Figure 45 : Luminance à la paroi en fonction de la proportion de  $C_2F_4$  pour les quatre profils de température à 8 bar.

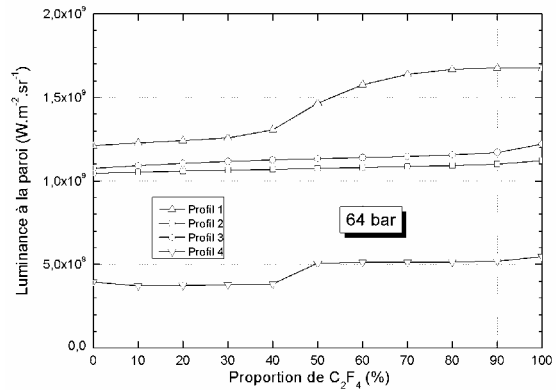


Figure 46 : Luminance à la paroi en fonction de la proportion de  $C_2F_4$  pour les quatre profils de température à 64 bar.

Tableau 4 : Augmentation (en %) entre les luminances aux parois pour du  $C_2F_4$  pur en comparaison au  $SF_6$  pur.

| Pression (bar) | Profil 1 | Profil 2 | Profil 3 | Profil 4 |
|----------------|----------|----------|----------|----------|
| 8 bar          | 21%      | 11%      | 13%      | 36%      |
| 64 bar         | 27%      | 7%       | 11%      | 27%      |

Nous remarquons une augmentation du flux à la paroi liée à l'augmentation de la proportion en  $C_2F_4$  dans la composition du plasma. Cette augmentation est notamment plus marquée pour les profils de température 1 et 4, comme le montrent les figures 45 et 46 et le Tableau 4.

### III.2.3.3 Divergence de flux

A partir du calcul de la luminance, nous calculons la divergence du flux. La divergence du flux radiatif est un bilan entre l'émission et l'absorption du plasma. Lorsque la divergence est positive, le plasma est plus émissif qu'absorbant et une divergence négative indique à l'inverse que le plasma est plus absorbant. Cette grandeur joue un rôle prépondérant dans la détermination de la température de l'arc. Elle est le terme de perte d'énergie le plus important au cœur de l'arc et influence également sur l'échauffement du gaz relativement froid qui entoure l'arc. Les figures 47 à 50 présentent les divergences de flux obtenues sur les quatre profils de température à une pression de 8 bar et pour des compositions de plasma de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur, et un mélange de 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>.

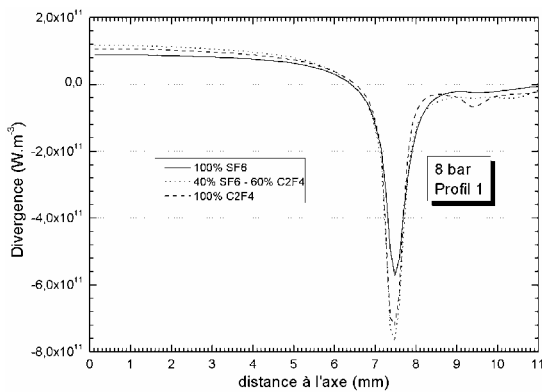


Figure 47 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (1) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 8 bar.

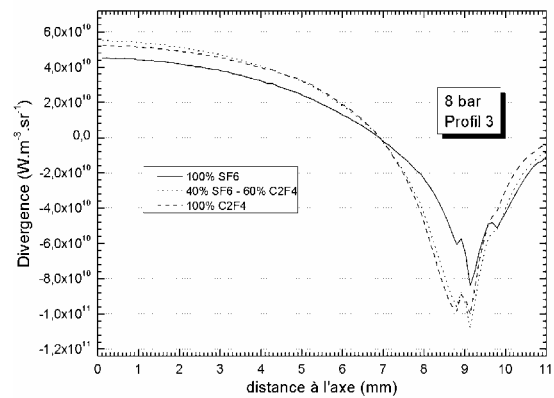


Figure 49 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (3) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 8 bar.

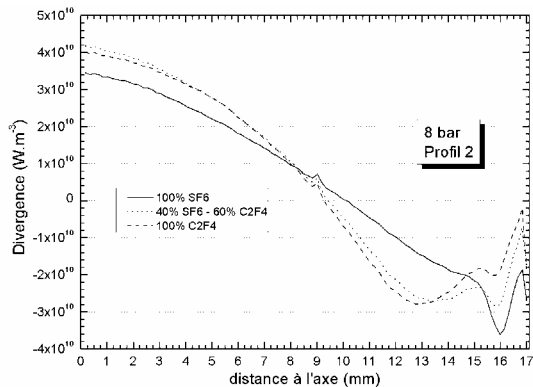


Figure 48 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (2) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 8 bar.

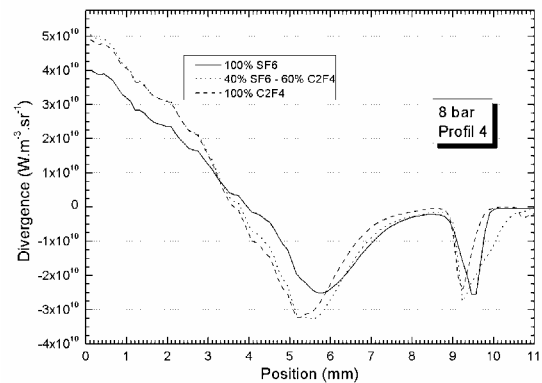


Figure 50 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (4) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 8 bar.

Dans le cas du profil de température (1), nous constatons (figure 47) que la divergence du flux est relativement constante entre 0 et 6 mm, ceci est lié au faible gradient de température au centre du profil. Sur cette région centrale de l'arc, la divergence du flux est positive, ce qui signifie que le

plasma est plus émissif qu'absorbant. Entre 6 et 7,5 mm, la divergence du flux diminue jusqu'à devenir négative, ce qui est caractéristique d'une forte absorption du rayonnement et causé par la chute de température. Aux régions plus lointaines, entre 7,5 et 11 mm, nous observons la divergence du flux remonter et tendre vers zéro ce qui montre que la part de rayonnement absorbée tend vers zéro. Entre 9 et 10 mm, alors que la température se situe entre 5 000 et 3 000 K, nous observons de petites oscillations de la divergence du flux. Celles-ci sont dues à la formation de molécules dont le seuil d'absorption du continuum se situe dans des gammes de fréquence pour lesquelles le rayonnement n'a pas été préalablement absorbé. Le comportement de la divergence du flux décrit ci-dessus est similaire pour les profils de température 2 et 3.

Le profil 4 montre distinctement une zone absorption atomique et une zone d'absorption moléculaire. Entre 3,2 et 8 mm, la divergence est négative ce qui correspond à une absorption plus importante que l'émission. Entre ces deux positions, la température chute de 17 à 7 kK, températures pour lesquelles les molécules sont majoritairement dissociées. Cette absorption est donc d'origine atomique. Entre 8,8 et 11 mm, la température de ce profil chute de 5 kK à 300 K ce qui correspond à des conditions pour lesquelles les molécules sont prédominantes. Or les seuils d'absorption des continua moléculaires et atomiques ne sont pas situés dans les mêmes régions spectrales. Les molécules atténuent, par conséquent, le rayonnement dans sur une région spectrale plus large que les atomes.

Pour chacun des profils, nous constatons également que les compositions contenant du carbone sont plus émissives dans les régions chaudes que pour le SF<sub>6</sub> pur ce qui permet, comme dans l'analyse du flux aux parois, de montrer que le carbone est plus émissif que le soufre ou le fluor.

Nous voyons que les divergences de flux dépendent des profils de température, de la composition du plasma et de l'aspect spectral par les propriétés d'absorption et d'émission. Nous verrons dans la section suivante que la dimension spectrale de cette équation est une des deux principales difficultés lors de la définition des coefficients moyens d'absorption. Nous pouvons également comparer les divergences de flux pour différentes compositions de plasmas. Les figures 51 à 54 présentent les divergences de flux obtenues sur les quatre profils de température à une pression de 64 bar et pour des compositions de plasma de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur, et un mélange de 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>.

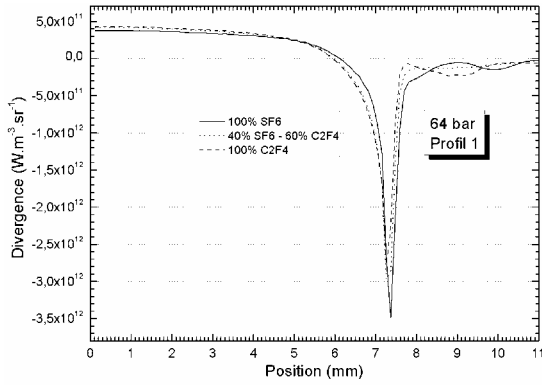


Figure 51 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (1) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> - 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 64 bar.

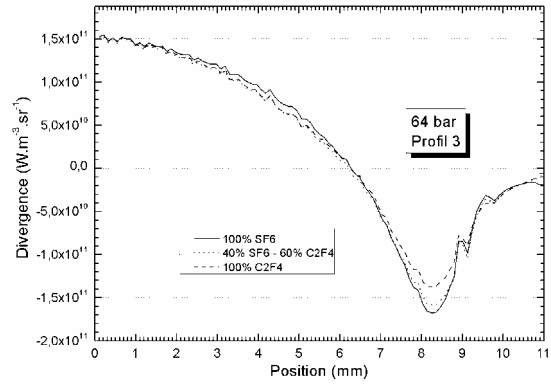


Figure 53 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (3) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> - 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 64 bar.

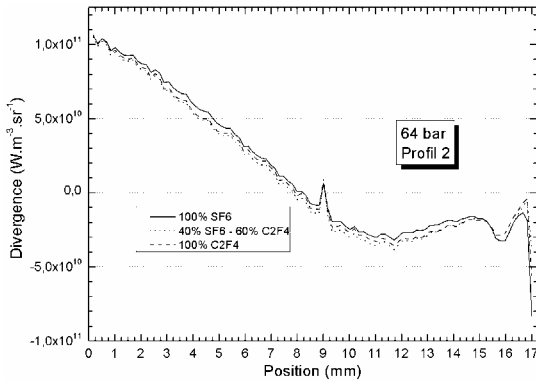


Figure 52 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (é) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> - 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 64 bar.

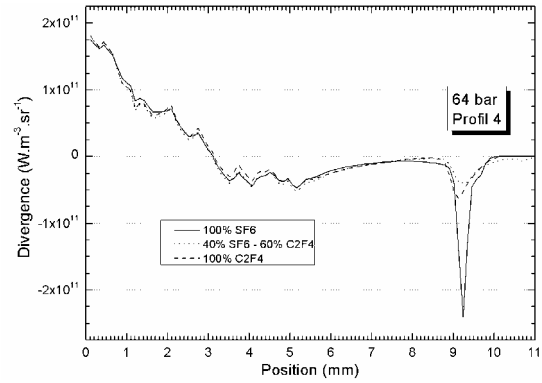


Figure 54 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (4) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> - 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 64 bar.

Nous remarquons pour chaque profil de température que l'écart entre les divergences pour les trois compositions est quasiment négligeable. Nous pouvons néanmoins les distinguer dans les zones d'absorption, notamment sur le profil 1 et 4. Il est effectivement intéressant de remarquer que le SF<sub>6</sub> pur est plus absorbant comme le montre l'amplitude des divergences dans la zone froide du profil de température (4) à 64 bar (Figure 54). Cette plus forte absorption du rayonnement dans le SF<sub>6</sub> pur est à l'origine de l'évolution du flux à la paroi en fonction de la proportion de SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> comme observé dans la section précédente.

Nous avons voulu vérifier cette affirmation en mélangeant les bases de données de SF<sub>6</sub> pur et de C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur. Dans un cas que nous appelons « émission C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> », nous avons considéré la base de données des coefficients d'absorption du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur pour les températures supérieures à 5 kK et des coefficients d'absorption du SF<sub>6</sub> pur au-dessous de cette température. Dans un second cas, « émission SF<sub>6</sub> », nous avons fait l'inverse, c'est-à-dire considérer du SF<sub>6</sub> pur à haute température et du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur au-dessous de 5 kK. Dans le cas « émission C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> », nous bénéficions par

conséquent de l'émission d'un plasma de  $C_2F_4$  pur et de l'absorption du  $SF_6$  et de l'inverse dans le cas « émission  $SF_6$  ».

La figure 55 montre les luminances obtenues au travers du profil 4 pour les bases de données de référence du  $C_2F_4$  pur, du  $SF_6$  pur et les cas « émission  $C_2F_4$  » et « émission  $SF_6$  ». Nous remarquons que les luminances du  $C_2F_4$  de référence et du cas « émission  $C_2F_4$  » sont superposées jusqu'à la position d'environ 8,5 mm et de même pour la référence du  $SF_6$  et le cas « émission  $SF_6$  ». La luminance du  $C_2F_4$  est alors légèrement supérieure à celle du  $SF_6$ . Ceci n'a pas d'effet majeur sur la divergence du flux comme le montre la figure 55, mais joue sur le flux parvenant à la paroi. A partir de 8,5 mm nous observons les luminances se distinguer en raison du mélange de banque de données que nous avons fait. Nous remarquons que le cas de référence du  $C_2F_4$  donne le flux à la paroi le plus important et que le cas de référence du  $SF_6$  donne le flux à la paroi le plus faible. Le cas « émission  $C_2F_4$  » donne le second flux à la paroi le plus faible. Celui-ci considère l'absorption du  $SF_6$  qui est plus importante que dans le cas « émission  $SF_6$  » qui considère l'absorption du  $C_2F_4$  à basse température comme le montrent les courbes de luminance.

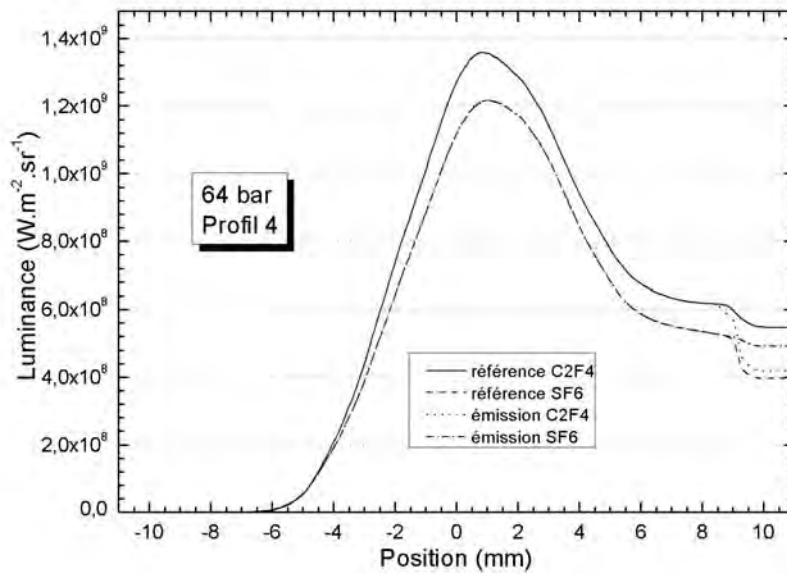


Figure 55 : Luminance obtenue avec le profil 4 à une pression de 64 bar, pour les bases de données de  $SF_6$  pur et  $C_2F_4$  de référence et les cas appelées « émission  $C_2F_4$  » et « émission  $SF_6$  ».

Nous montrons donc que la différence entre les flux à la paroi vient du fait que le  $C_2F_4$  est plus émissif que le  $SF_6$  et également du fait que les molécules de la composition de  $SF_6$  pur ont un effet plus absorbant.

### III.2.3.4 Détails sur les molécules

Nous avons vu dans la section précédente l'évolution de la luminance et de la divergence du flux au travers des quatre profils de température étudiés. Nous avons introduit, en commentant la



figure 50, l'effet d'absorption du continuum moléculaire sur le rayonnement dans les régions froides du plasma. Nous allons détailler cet effet dans la zone froide du profil de température (4) en analysant l'absorption les divergences du flux présentées sur les figures 56 et 57. Celles-ci présentent les résultats de notre modèle 1D pour des proportions massiques respectivement de 90% SF<sub>6</sub> – 10% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur. Pour chacun des cas, nous présentons la divergence de référence obtenue avec la base de données complète de coefficient d'absorption, un résultat où nous avons supprimé l'absorption des molécules, un détail molécule par molécule des espèces influentes sur l'absorption du rayonnement dans le mélange et le résultat d'une compilation de ces molécules.

Dans le cas du mélange 90 % SF<sub>6</sub> – 10 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, la compilation de l'absorption des molécules S<sub>2</sub>, SF, SF<sub>2</sub>, SF<sub>3</sub>, SF<sub>4</sub>, SF<sub>6</sub> et S<sub>2</sub>F<sub>10</sub> montre qu'elles sont les seules, dans ces conditions, à jouer un rôle considérable dans l'absorption du rayonnement. Le détail de la divergence par molécule montre les zones dans lesquelles chacune de ces molécules absorbe le rayonnement dans leur zone d'existence. Nous remarquons que plus nous nous rapprochons de l'extrémité à 11 mm, plus le nombre d'atomes qui constitue les molécules augmente. Nous remarquons que la molécule S<sub>2</sub>F<sub>10</sub> dont nous avons remis en cause l'existence au paragraphe (II.2.2) joue effectivement un rôle dans l'absorption du rayonnement. Son impact apparaît à l'extrémité froide du plasma puisque cette molécule apparaît à basse température dans les calculs de composition. L'effet de cette molécule sur la divergence de référence reste néanmoins faible et modifie le flux parvenant à la paroi de 3,5 % ce qui est relativement faible.

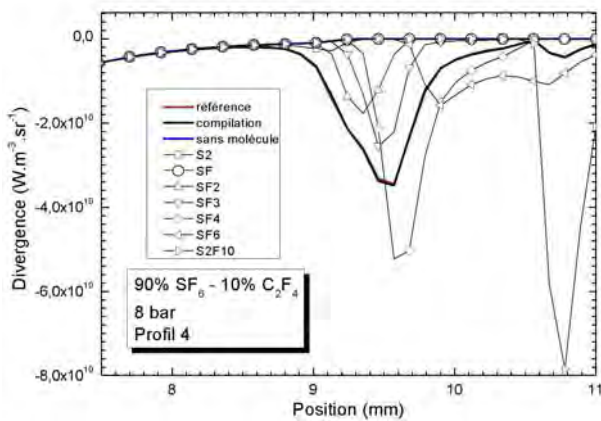


Figure 56 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (4) et une proportions de 90 % SF<sub>6</sub> -10 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 8 bar. Détail des zones d'absorption des molécules S<sub>2</sub>, SF, SF<sub>2</sub>, SF<sub>3</sub>, SF<sub>4</sub>, SF<sub>6</sub> et S<sub>2</sub>F<sub>10</sub>.

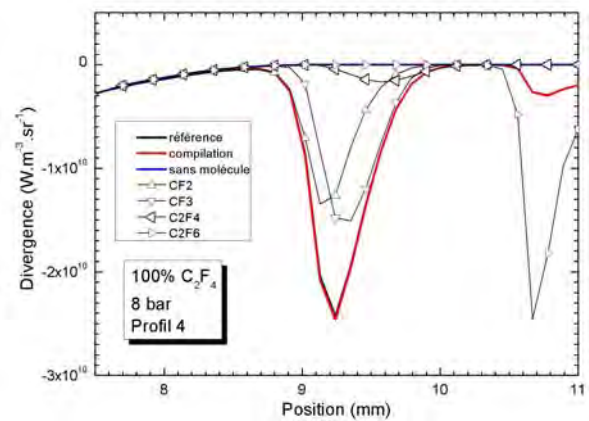


Figure 57 : Divergence du flux radiatif pour le profil de température (4) et une proportions de 90 % SF<sub>6</sub> -10 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 8 bar. Détail des zones d'absorption des molécules CF<sub>2</sub>, CF<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et C<sub>2</sub>F<sub>6</sub>.

Dans le cas du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur, nous remarquons que seules les molécules CF<sub>2</sub>, CF<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et C<sub>2</sub>F<sub>6</sub> ont une influence sur l'absorption du rayonnement dans la zone froide.

Nous pouvons également observer l'impact des molécules sur les figures 58 et 59 qui présentent respectivement la divergence du flux et la luminance du profil 1 pour un plasma de  $C_2F_4$  pur à la pression de 8 bar avec et sans l'absorption des molécules.

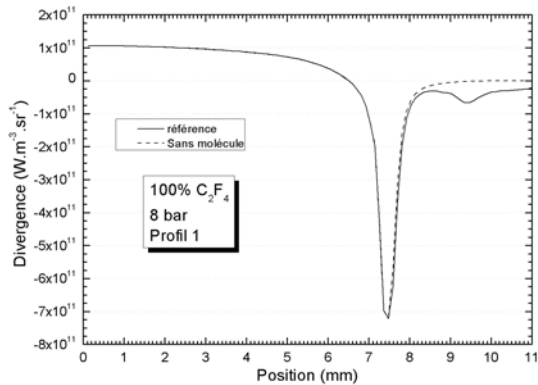


Figure 58 : Divergence du flux radiatif avec et sans les molécules, pour le profil de température (1) et un plasma de  $C_2F_4$  pur à une pression de 8 bar.

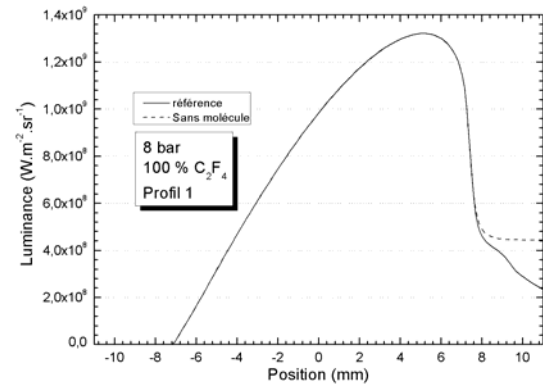


Figure 59 : Luminance avec et sans les molécules, pour le profil de température (1) et un plasma de  $C_2F_4$  pur à une pression de 8 bar.

Nous constatons en observant ces figures que les molécules sont bien à l'origine de l'absorption du rayonnement dans la zone froide de ce profil de température. Nous remarquons également sur la figure 59 que le flux parvenant à la paroi augmente de près de 90 % si l'on ne considère pas l'absorption des molécules.

Comme précisé lors de la présentation du modèle 1D, celui-ci permet d'obtenir une référence de luminance et divergence de flux en utilisant notre base spectrale fine de coefficients d'absorption. La simplicité de ce modèle permet effectivement la résolution de l'ETR en considérant un grand nombre de valeurs. Ce n'est pas le cas pour les modèles de simulation d'arc, comme pour les DHT, qui nécessitent de faire des approximations spectrales et/ou géométriques. Dans la section suivante nous détaillerons une méthode d'approximation spectrale.

### III.3 DEFINITION DES MOYENNES POUR LES COEFFICIENTS MOYENS D'ABSORPTION (CMA)

Dans cette section nous faisons l'approximation que le plasma est assimilable à une succession de corps gris sur plusieurs régions spectrales. Il s'agit de découper le spectre d'absorption ou d'émission du plasma (cf. Chapitre 2) en plusieurs gammes de fréquence (ou longueur d'onde) sur lesquelles on peut faire l'approximation que le coefficient d'absorption est constant pour une température donnée. A l'heure actuelle, cette approximation est acceptée dans les modèles de simulation d'arc de DHT. Elle permet d'utiliser des méthodes de résolution de l'ETR telles que le modèle  $P_1$  et la méthode des ordonnées discrètes qui sont adaptées au transfert radiatif dans les régions chaudes et froides du plasma.

#### III.3.1 MOYENNE NATURELLE

La moyenne naturelle définie par (I.99) sur l'intervalle de fréquence  $[\nu_i, \nu_{i+1}]$  n'est généralement pas utilisée dans le transfert radiatif. Effectivement, l'influence des raies sur cette moyenne augmente considérablement sa valeur. Nous utiliserons cependant cette expression lors de la définition d'une moyenne mixte pour le traitement du continuum moléculaire à basse température.

$$\overline{K}_{\text{Naturel},i} = \frac{1}{\nu_i - \nu_{i+1}} \int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} K^r(\nu) d\nu \quad (\text{I.99})$$

### III.3.2 ROSSELAND

La moyenne de Rosseland (I.100) est la solution de l'ETR dans le cas asymptotique du corps noir. Elle est donc bien adaptée au traitement du rayonnement dans des milieux optiquement épais. Dans notre étude, le milieu n'est considéré comme optiquement épais que pour certaines raies intenses, comme les raies de résonance, et dans des conditions de haute pression.

$$\frac{1}{\overline{K}_{\text{Rosseland},i}} = \frac{\int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} \frac{1}{K^r(\nu)} \frac{dL_{\nu}^0}{dT} d\nu}{\int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} \frac{dL_{\nu}^0}{dT} d\nu} \quad (\text{I.100})$$

### III.3.3 PLANCK

A l'inverse de la moyenne de Rosseland, la moyenne de Planck est la solution de l'ETR dans le cas asymptotique d'un milieu optiquement mince. Ceci signifie que l'absorption du plasma est négligeable et ne correspond pas au cas de notre étude.

$$\overline{K}_{\text{Planck},i} = \frac{\int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} K^r(\nu) L_{\nu}^0 d\nu}{\int_{\nu_i}^{\nu_{i+1}} L_{\nu}^0 d\nu} \quad (\text{I.101})$$

Cette moyenne n'est pas adaptée au traitement des raies, notamment dans le cas des raies de résonance.

### III.3.4 PLANCK MODIFIEE

Afin de réduire l'erreur induite par les raies sur la valeur de la moyenne de Planck, de précédents travaux de l'équipe AEPPT (Cressault & Gleizes, 2005) ont montré que l'utilisation d'un terme minimisant l'impact des raies sur cette moyenne donnait des résultats plus satisfaisants. La moyenne de Planck modifiée présente un terme exponentiel qui comprend un paramètre  $R_p$  représentatif de la dimension du plasma, comme pour le coefficient d'émission nette. Ce terme diminue la valeur de la moyenne pour les fortes valeurs du coefficient d'absorption comme dans le cas des raies.

$$\overline{K_{Planck\ modifié,t}} = \frac{\int_{\nu_t}^{\nu_{t+1}} K^t(\nu) L_p^0 e^{-R^t(\nu)R_p} d\nu}{\int_{\nu_t}^{\nu_{t+1}} L_p^0 d\nu} \quad (I.102)$$

Nous pouvons cependant nous attendre à une erreur lors du traitement des spectres à haute pression. Effectivement le terme en exponentielle pourrait avoir un impact sur des éléments autres que les raies intenses.

Le terme de « moyenne » utilisé dans ce cas est davantage d'ordre sémantique puisque si le spectre d'absorption est constant, la valeur de la moyenne diffère en fonction du rayon de plasma utilisé.

### III.3.5 PLANCK MIXTE

En utilisant une moyenne de Planck que l'on applique au continuum et une moyenne de Planck modifiée aux raies, nous définissons une moyenne de Planck mixte.

$$\overline{K_{Planck\ mixte,t}} = \overline{K_{Planck\ modifié,t}}(raies) + \overline{K_{Planck,t}}(continuum) \quad (I.103)$$

Ainsi, seules les raies intenses subissent l'effet du terme exponentiel de la moyenne de Planck modifiée.

### III.3.6 MIXTE : CLASSIQUE (BT) – PLANCK MIXTE (HT)

Dans les travaux initiaux de (Randrianandraina, 2011) sur le transfert radiatif dans les plasmas de SF<sub>6</sub> pur, le flux sortant obtenu avec les CMA est de l'ordre de deux fois supérieur à celui calculé avec la base spectrale fine de coefficient d'absorption. La raison de cet écart est que les CMA sont trop faibles dans les régions froides. Il suggère l'utilisation d'une moyenne mixte basée sur une moyenne normale pour les températures inférieures à 6000K, une moyenne de Planck modifiée pour les températures supérieures à 10 000 K et une interpolation pour rejoindre les

deux moyennes entre 6000 et 10 000 K. Cette moyenne a donné un meilleur accord avec le flux sortant de référence.

L'inconvénient de cette moyenne est l'interpolation entre les moyennes à 6 000 et 10 000 K. Cette opération est mal adaptée lorsque l'écart entre les deux moyennes est trop important et peut donner lieu à des variations abruptes du CMA au raccord entre la valeur interpolée et la moyenne normale. Ces variations doivent être corrigées pour la bonne utilisation des banques de données car elles sont mal gérées par les logiciels de modélisation.

Nous reprenons cette moyenne mixte en utilisant la moyenne normale calculée sur le continuum moléculaire à basse température et la moyenne de Planck mixte à haute température. Nous avons remplacé l'interpolation par une simple considération sur la valeur supérieure des deux moyennes comme décrit ci-dessous.

Si  $K_{Normal,t}(\text{continuum moléculaire}) > K_{Planck mixte,t}$

alors  $\overline{K_{mixte,t}} = \overline{K_{Normal,t}(\text{continuum moléculaire})}$

Autrement  $\overline{K_{mixte,t}} = \overline{K_{Planck mixte,t}}$

La moyenne normale sur le continuum moléculaire a tendance à être supérieure à la moyenne de Planck mixte à basse température, mais elle diminue avec l'augmentation de la température en raison de la dissociation des molécules ce qui implique que les deux moyennes se croisent et permet d'utiliser cette méthode.

#### III.4 DEFINITION DE LIMITES DE BANDES

La définition des intervalles spectraux sur lesquels nous faisons l'approximation d'un corps gris joue un rôle crucial sur les résultats du transfert radiatif effectué avec des CMA. La modification de la position des intervalles peut fortement modifier les valeurs des flux et divergences de flux. D'autre part, le nombre d'intervalles spectraux utilisé a une forte influence sur le temps de calcul des simulations d'arc. Il est donc préférable de minimiser le nombre de bandes sans altérer la précision du calcul.

La méthode utilisée jusqu'à maintenant pour définir ce découpage s'appuyait sur les variations du continuum d'absorption. Les seuils d'ionisation des atomes et les molécules, induisant de fortes variations du spectre d'absorption, étaient pris comme valeurs limites des intervalles spectraux. Cette méthode se complexifie lorsque le nombre de mélanges à considérer augmente, notamment pour la prise en compte des molécules qui sont nombreuses à basse température. Dans notre étude, nous traitons la proportion massique de SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> tous les 10%, ce qui donne lieu à 11 compositions différentes pour lesquelles nous devons analyser l'évolution du spectre en fonction de la température. La pression n'est pas un paramètre qui influe sur le choix des intervalles puisqu'elle n'a d'impact que sur les températures d'apparition des espèces comme nous l'avons vu

au chapitre 2. D'autre part, pour traiter au mieux l'émission des régions chaudes, nous devons également analyser l'évolution du spectre l'émission en fonction de la température et de la composition du plasma.

Au vu du nombre de paramètres à considérer (température, proportion SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, absorption et émission) nous optons pour le développement d'un algorithme qui définit, suivant certains critères, les meilleurs intervalles spectraux.

### III.4.1 DECOUPAGE SUR 36 INTERVALLES

Le découpage que nous réalisons pour le calcul du jeu de CMA est défini sur 36 intervalles et est présenté Figure 60 avec les continua d'absorption d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar pour des températures allant de 300 à 30 000 K. L'espacement entre les intervalles est plus resserré pour les fréquences au dessous de  $2,7 \cdot 10^{15}$  Hz afin de mieux considérer les fortes variations du continuum moléculaire. C'est à partir de ce jeu de 36 intervalles que sera effectuée une optimisation du nombre d'intervalles, sachant que les modélisateurs souhaitent en général traiter un nombre d'intervalles spectraux inférieur à 10.

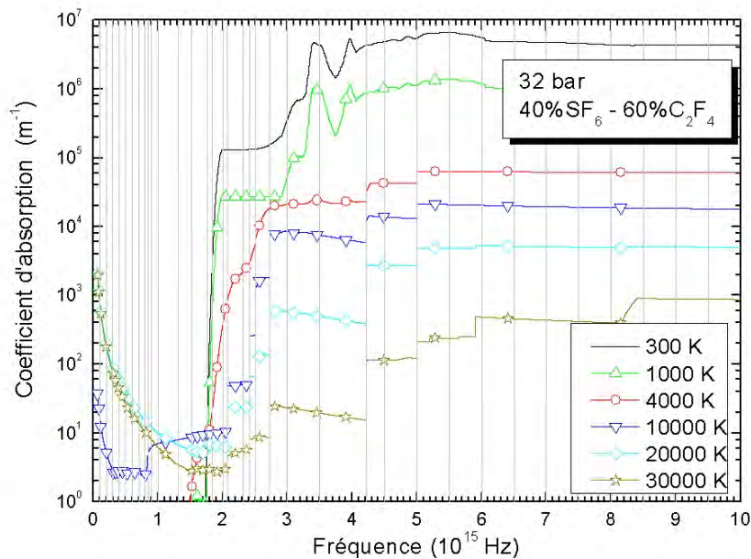


Figure 60 : Présentation du découpage en 36 intervalles spectraux ainsi que des spectres d'absorption du continuum pour un mélange 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et des températures de 300 à 30 000 K.

### III.4.2 RESULTATS ET SELECTION DE LA DEFINITION DE LA MOYENNE

Dans cette section, nous comparons des résultats du transfert radiatif au travers des quatre profils de température. Afin de vérifier la fiabilité de notre découpage et des moyennes utilisées, nous

effectuerons une comparaison des flux aux parois et divergences de flux à différentes pressions et compositions de plasma.

Plusieurs paramètres (définition de la moyenne, découpage spectral, pression, ...) influent sur le résultat de la résolution du transfert radiatif avec des CMA et sur sa cohérence avec la solution de référence. Les paramètres les plus critiques sont la définition de la moyenne et le découpage des intervalles spectraux. Nous commencerons notre optimisation par l'étude de ces deux paramètres puis nous verrons par la suite l'influence de la proportion de  $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4$ , de la pression et du profil de température.

Nous pouvons faire une première comparaison entre les différentes moyennes en calculant la luminance et la divergence du flux avec les moyennes de Rosseland, Planck mixte et mixte pour lesquelles nous utilisons un rayon de plasma de 5 mm, définis sur les 36 intervalles. Les figures 61 à 66 montrent ces résultats en les comparant à la luminance et la divergence du flux de référence pour un plasma de  $\text{C}_2\text{F}_4$  pur à 1, 8 et 64 bar pour le profil de température. Les figures 67 à 69 montrent les divergences de flux pour les profils 2 à 4 dans du  $\text{C}_2\text{F}_4$  pur à la pression de 8 bar.

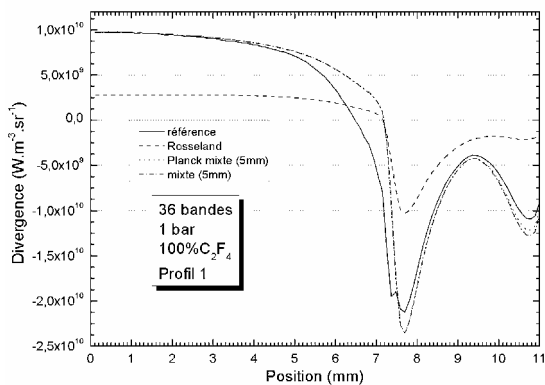


Figure 61 : Divergence calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $\text{C}_2\text{F}_4$  à 1 bar, profil de température 1.

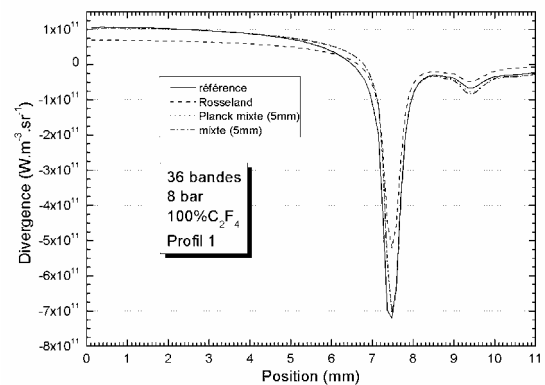


Figure 62 : Divergence calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $\text{C}_2\text{F}_4$  à 8 bar, profil de température 1.

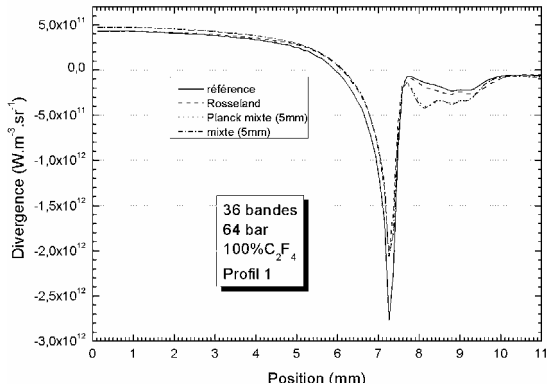


Figure 63 : Divergence calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $C_2F_4$  à 64 bar, profil de température 1.

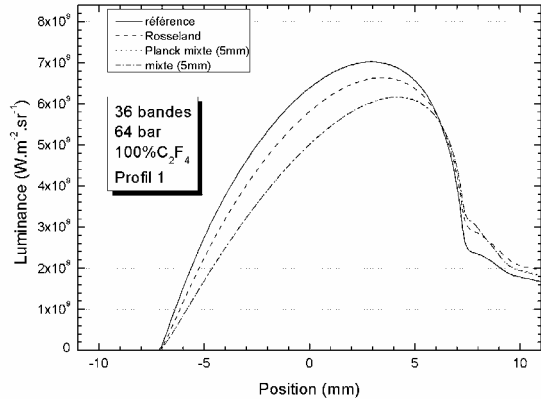


Figure 66 : Luminance calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $C_2F_4$  à 64 bar, profil de température 1.

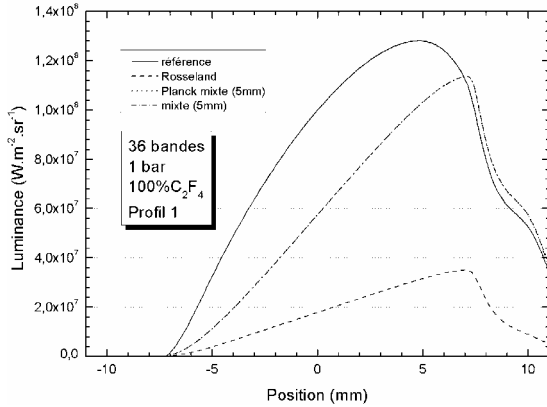


Figure 64 : Luminance calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $C_2F_4$  à 1 bar, profil de température 1.

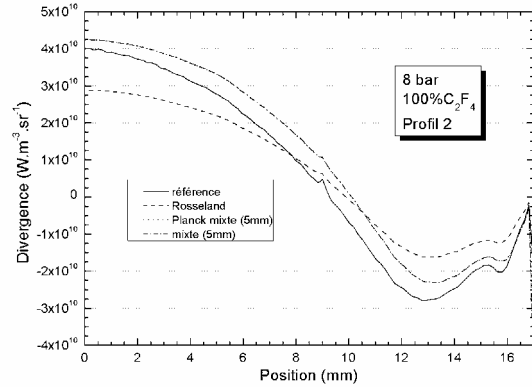


Figure 67 : Divergence calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $C_2F_4$  à 8 bar, profil de température 2.

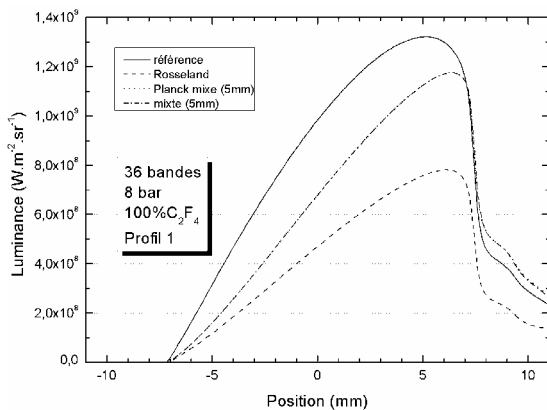


Figure 65 : Luminance calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $C_2F_4$  à 8 bar, profil de température 1.

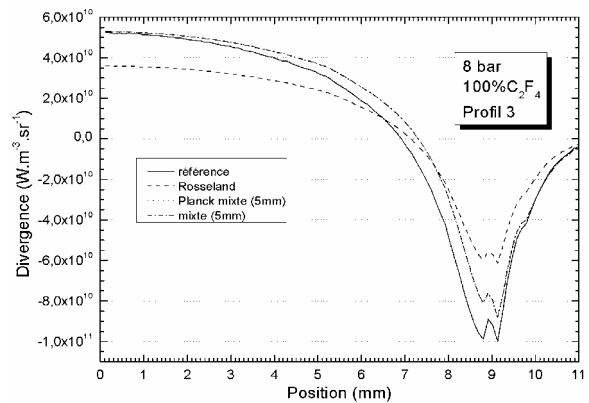


Figure 68 : Divergence calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $C_2F_4$  à 8 bar, profil de température 3.



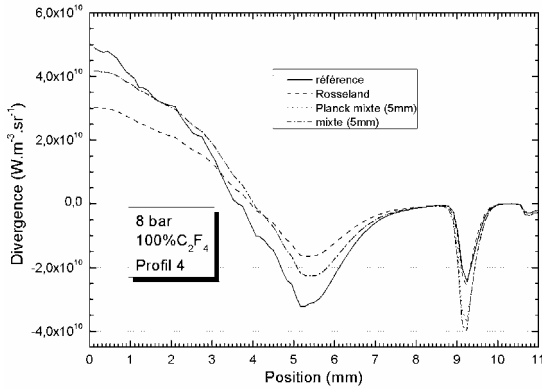


Figure 69 : Divergence calculée avec les CMA de Rosseland, Planck mixte (5mm) et mixte (5mm) sur un découpage en 36 intervalles, et la référence. Plasma de  $C_2F_4$  à 8 bar, profil de température 4.

En observant ces figures nous pouvons faire les remarques suivantes :

- à 1 et 8 bar, les divergences du flux sont en relativement bon accord avec la référence à l'exception de la moyenne de Rosseland. Le résultat obtenu par cette moyenne sous-estime la divergence du flux au centre de l'arc et par conséquent l'amplitude de la divergence est réduite dans la zone d'absorption.
- à 1 et 8 bar, les luminances à la paroi (position 11 mm) des moyennes de Planck mixte et mixte sont relativement identiques et surestiment respectivement la référence de 8 % et 5 % à 1 bar, 16 % et 13 % à 8 bar. La moyenne de Rosseland donne une assez mauvaise estimation de la luminance à la paroi en la sous-estimant de 85 % à 1 bar et 42 % à 8 bar.
- à 64 bar, la divergence obtenue avec la moyenne de Rosseland donne le résultat le plus en accord avec la référence. Les deux autres moyennes donnent de bons résultats mais sont au dessous de la valeur de référence entre les positions 7,5 et 9,5 mm. Les trois moyennes donnent cependant des résultats acceptables.
- à 64 bar, les moyennes mixte, Planck mixte et de Rosseland surestiment respectivement la luminance à la paroi de 15 %, 16 % et 25 %.
- sur les figures 67 à 69 nous constatons les mêmes observations que celles effectuées à 1 et 8 bar pour le profil de température 1. La divergence du flux de la moyenne de Rosseland sous-estime la divergence de référence au centre de l'arc et par conséquent son amplitude dans la zone absorbante.

Les observations faites à 1 et 8 bar montrent que la moyenne de Rosseland donne la moins bonne estimation de la luminance à la paroi et de la divergence de flux alors qu'elle donne la meilleure estimation de la divergence du flux à 64 bar. Ceci est en accord avec l'origine de la définition de la moyenne de Rosseland puisqu'elle représente la solution de l'ETR dans un milieu optiquement épais. A la pression de 64 bar, l'écart de 25% avec la luminance à la paroi de référence est moins important qu'à 8 bar mais reste plus conséquent que pour les deux autres moyennes.

La moyenne de Planck mixte, sur ce découpage en 36 intervalles spectraux, donne une bonne estimation des divergences de flux et luminances à la paroi pour les trois pressions étudiées. Les résultats de (Randrianandraina, 2011) montrent que cette moyenne n'est cependant pas suffisante pour la bonne estimation du flux aux parois en utilisant un découpage spectral en 7 bandes, comme précédemment utilisé dans les modèles de DHT (Reichert, et al., 2012).

La moyenne mixte donne, pour les deux pressions, une bonne estimation de la divergence et la meilleure estimation de la luminance à la paroi.

Il est intéressant de remarquer la faible différence entre les résultats obtenus avec la moyenne Planck mixte et la moyenne mixte à basse température. La pondération de la moyenne de Planck mixte ne s'exprime que très peu sur le découpage spectral utilisé. Effectivement, la fonction de Planck ne varie pas suffisamment entre chaque limite d'intervalle pour faire apparaître une différence notable sur les résultats du transfert radiatif.

D'après nos observations sur la divergence du flux, la luminance à la paroi, et les conclusions de (Randrianandraina, 2011), nous sélectionnons la moyenne mixte comme étant la meilleure pour la définition de CMA.

Nous nous intéressons par la suite à l'écart relatif entre la luminance de référence à la paroi et celle obtenue avec les CMA. Nous comparerons également la divergence du flux de référence avec l'estimation des CMA pour un nombre de bandes réduit. Afin d'évaluer la fiabilité des découpages spectraux, nous effectuerons une étude sur la proportion de SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et en fonction de la pression.

### III.4.3 REDUCTION DU NOMBRE D'INTERVALLES

Comme nous l'avons précédemment signalé, le nombre d'intervalles utilisés pour la réalisation d'une banque de données de CMA a une forte influence sur le temps nécessaire au calcul numérique du comportement d'un arc. Le découpage spectral en 36 intervalles que nous avons proposé dans la section précédente n'est pas adapté à cette utilisation.

Nous allons réduire le nombre d'intervalles en supposant que certains peuvent être regroupés. Nous présentons dans la section suivante l'algorithme que nous avons élaboré pour la réduction du nombre d'intervalles.

#### *III.4.3.1 Présentation de l'algorithme de sélection des intervalles*

L'algorithme a pour objectif de sélectionner un jeu d'intervalles spectraux pour le calcul d'une banque de CMA qui utilise la moyenne mixte définie dans la section III.3.6. La sélection des intervalles s'appuie sur les flux et divergences de flux de référence calculés avec la base spectrale

fine, pour des pressions allant de 8 à 100 bar, tous les mélanges SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et sur les quatre profils de température.

Nous remarquons dans un premier temps l'égalité mathématique suivante :

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2+\Delta} f(\nu) d\nu = \int_{\nu_1}^{\nu_1+\Delta} f(\nu) d\nu + \int_{\nu_1+\Delta}^{\nu_2+\Delta} f(\nu) d\nu \quad (I.104)$$

En définissant  $f(\nu)$  comme le terme au numérateur dans la moyenne de Planck modifiée, et la fonction de Planck, comme le montre l'expression (I.105) nous pouvons aisément à partir des valeurs des intégrales définies sur deux intervalles voisins, connaître le CMA correspondant à ces deux intervalles réunis. Pour cela il nous suffit de mettre en mémoire les valeurs des intégrales utilisées dans les moyennes définies à la section (III.3).

Exemple : Pour la moyenne de Planck modifiée (PM) :

$$(K_1(PM, 1 - 3)) = \frac{(\int_1(\nu_1, 1) \int_1(\nu_2, 3)) \int_1(K^1(\nu)) L_1 \nu^3 \exp(-K^1(\nu) R_{1p}) d\nu}{\int_1(\nu_1, 1)} \quad (I.105)$$

Nous pouvons procéder de la même manière pour la moyenne de Planck non modifiée appliquée au continuum atomique et pour la moyenne normale en utilisant les valeurs des fréquences de limite de bandes. Nous pouvons ainsi regrouper les intervalles voisins et reconstituer la moyenne mixte sur un nouveau découpage. L'utilisation de la relation (I.104) permet d'éviter de recalculer les CMA à partir de la base spectrale fine qui prend un temps considérable. Elle conditionne également l'utilisation de l'algorithme présenté ci-dessous en un temps acceptable. A partir de la base de CMA et des références de flux et divergence de flux nous appliquons l'algorithme suivant :

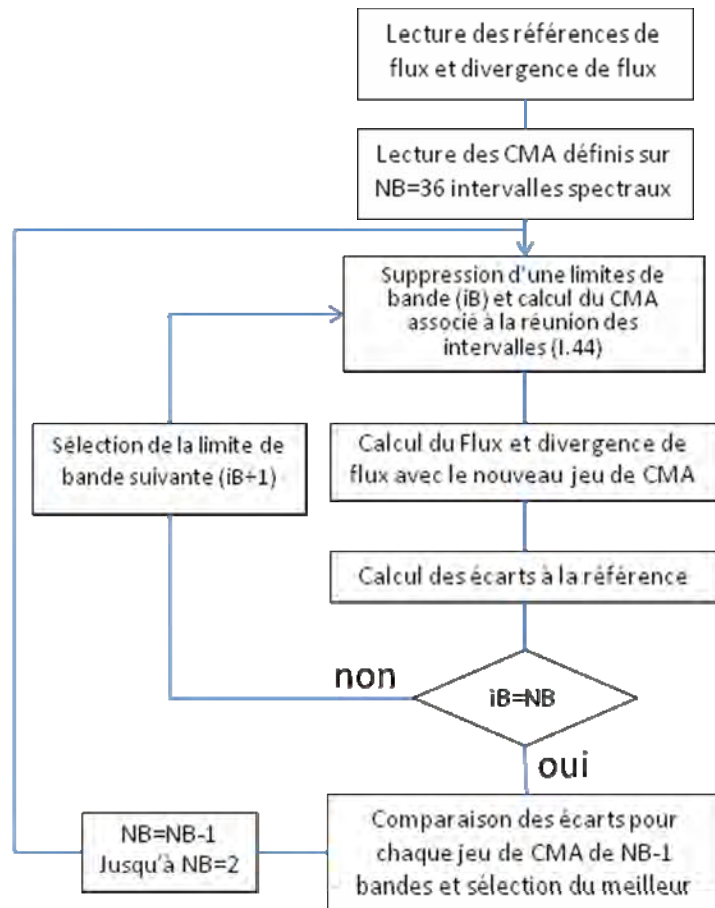


Figure 70 : Algorithme de réduction du nombre d'intervalles spectraux pour le calcul de CMA

Une des difficultés dans cet algorithme est la définition d'une fonction qui discrimine la qualité des jeux d'intervalles. Dans notre cas nous devons minimiser les écarts sur la divergence du flux dans les régions chaudes de l'arc et sur le flux parvenant à la paroi. Pour cela nous calculons pour chaque jeu d'intervalles, un écart relatif à la référence pour chaque pression, composition et profil de température. Nous calculons cet écart par rapport à la divergence du flux sur la demi-longueur des profils et pour le flux sur les dix dernières cellules avant la paroi.

### III.4.3.2 Résultats

Dans cette section nous comparerons les luminances aux parois et les divergences de flux pour plusieurs jeux de bandes, aux valeurs de référence. Nous analyserons les résultats obtenus à partir des quatre profils de température, pour plusieurs proportions de SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> et plusieurs pressions.

En appliquant l'algorithme de sélection des intervalles spectraux, nous remarquons les résultats obtenus avec un découpage en 10 et 5 intervalles spectraux donnés ci-dessous.

$$v_{10 \text{ bandes}} = \{0.066, 0.5, 0.6, 0.8, 0.85, 1, 1.31, 1.52, 1.76, 3, 10\} (10^{15} \text{ Hz})$$

$$v_{5 \text{ bandes}} = \{0.066, 0.8, 1.52, 1.76, 3, 10\} (10^{15} \text{ Hz})$$

Les figures 71 et 72 présentent ces deux jeux d'intervalles spectraux par rapport au spectre continu, alors que les figures 73 et 74 montrent les spectres d'émission pour 3 températures. Les courbes sont tracées pour un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, à 32 bar. Le spectre d'émission est obtenu par l'utilisation de la loi de Kirchhoff.

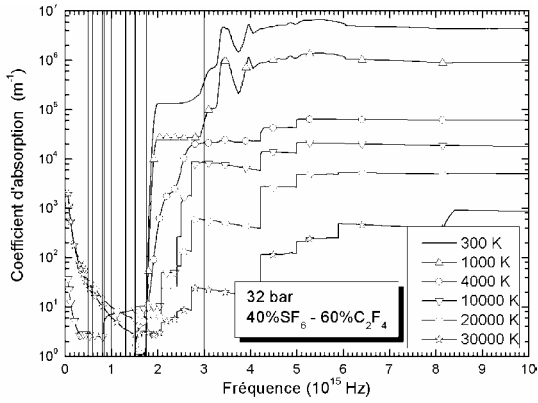


Figure 71 : Coefficient d'absorption du continuum d'un mélange 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et découpage en 10 intervalles spectraux.

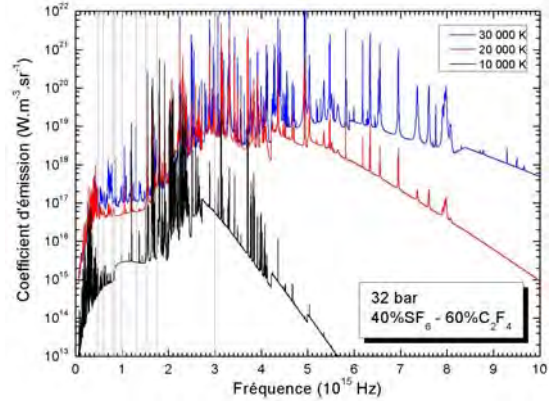


Figure 73 : Coefficient d'émission d'un mélange 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et découpage en 10 intervalles spectraux.

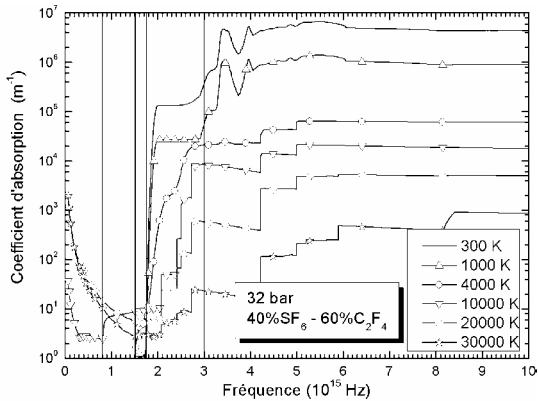


Figure 72 : Coefficient d'absorption du continuum d'un mélange 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et découpage en 5 intervalles spectraux.

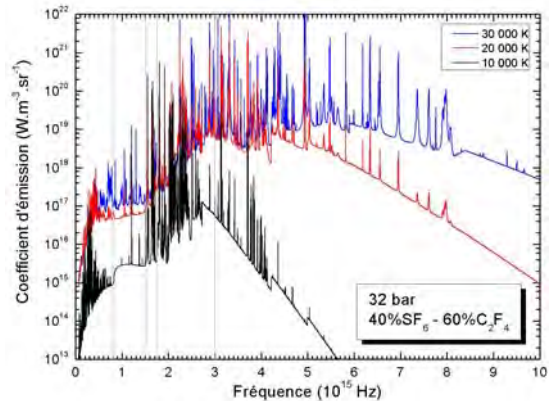


Figure 74 : Coefficient d'émission d'un mélange 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et découpage en 5 intervalles spectraux.

En observant ces figures nous pouvons faire les remarques suivantes :

- pour les deux jeux de bandes, tous les intervalles entre 3.10<sup>15</sup> et 1.10<sup>16</sup> Hz ont été supprimés. L'absorption peut effectivement être considérée comme constante dans cette région spectrale notamment pour les températures inférieures à 10 000 K. En observant les émissivités nous constatons que cette région joue un rôle relativement négligeable à 10 000 K par rapport au comportement aux températures de 20 000 et 30 000 K.

- la bande entre  $1,76$  et  $3.10^{15}$  Hz joue un fort rôle absorbant à basse température comme nous le voyons à  $300$  et  $1000$  K, mais également en émission comme le montrent les émissivités.
- pour les 10 intervalles, un découpage plus fin est attribué à la région qui s'étend de  $0,066$  à  $1,76.10^{15}$  Hz. Comme nous le constatons, l'absorption à basse température est faible dans cette région du spectre et l'émission non négligeable. La bonne description de cette région influera donc sur l'estimation du flux parvenant aux parois.

Nous allons maintenant nous intéresser aux divergences de flux obtenues avec ces deux jeux de CMA. Les figures 75 à 80 présentent la divergence du flux de référence et celles obtenues avec les CMA définis sur les 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Nous présentons les résultats obtenus pour un plasma de  $C_2F_4$  pur à 8 et 64 bar et pour les quatre profils de température. Nous verrons au chapitre 4 au moyen d'un modèle d'arc stabilisé que l'influence d'une erreur de l'ordre d'un facteur 2 sur la divergence du flux a un impact acceptable sur la détermination de la température de l'arc. En observant ces figures nous pouvons faire les remarques suivantes concernant les résultats obtenus avec les découpages en 10 et 5 intervalles :

- quels que soient le profil et la pression, les divergences obtenues avec les 10 et 5 intervalles ont systématiquement les mêmes valeurs.
- pour le profil 1 à 8 bar, les divergences de flux de référence obtenues avec les CMA sont quasi-équivalentes au centre de l'arc. La réduction du nombre d'intervalles induit une surestimation de la divergence autour de la position 6 mm en comparaison aux 36 bandes spectrales. Entre 8,5 et 10 mm, les CMA définis sur 10 et 5 intervalles surestiment l'absorption.
- pour le profil 1 à 64 bar, les divergences obtenues avec les CMA surpassent légèrement, mais de manière négligeable, la divergence de référence jusqu'à la position de 7,5 mm. De la même manière qu'à 8 bar, les résultats obtenus sur 10 et 5 intervalles induisent une plus forte absorption entre 7,5 et 8,5 mm.
- pour les profils 2 et 3 à 8 bar, les divergences obtenues sont plus grandes que la divergence de référence et celles basées sur les 36 bandes. Ces écarts restent néanmoins négligeables et tendent à diminuer à plus basse température.
- pour le profil 2 à 64 bar, les deux nouveaux jeux donnent des résultats équivalents aux 36 bandes à haute température, en surpassant la référence d'environ 40 %. Les 10 et 5 intervalles tendent à être plus précis à partir de 5 mm en comparaison des 36 intervalles.
- pour le profil 3 à 64 bar, les trois jeux de CMA surestiment la divergence de référence de l'ordre de 50 % au centre de l'arc. Les deux nouveaux jeux de bandes induisent cependant une absorption plus importante à basse température, en comparaison aux 36 bandes.

- pour le profil 4 à 8 bar, l'estimation de la divergence de flux est correcte dans la région chaude. Dans la zone d'absorption moléculaire, entre 8,8 et 10 mm, l'amplitude de la divergence est surestimée.

Ces observations nous permettent de constater que les CMA définis sur 5 et 10 intervalles donnent dans certains cas des résultats plus précis que le jeu défini sur 36 intervalles ! L'effet de pondération du CMA qui dépend de la largeur et de la position des intervalles spectraux mais également de la température, intervient dans l'origine de ces écarts. Malgré les écarts observés à basse température sur le profil 1 de température, nous retenons ces deux jeux comme satisfaisants pour l'estimation de la divergence du flux.

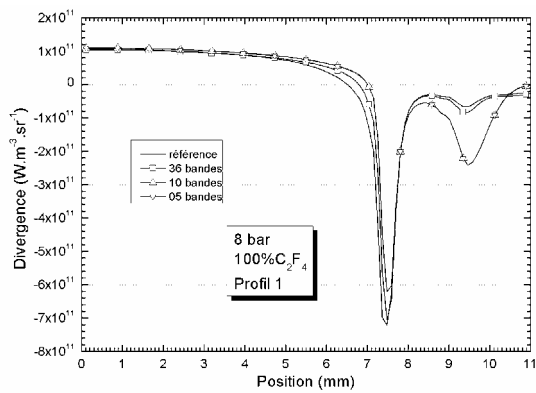


Figure 75 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 8 bar,  $C_2F_4$  pur, profil 1.

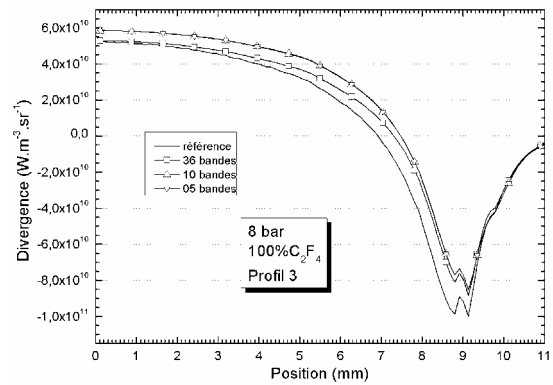


Figure 77 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 8 bar,  $C_2F_4$  pur, profil 3.

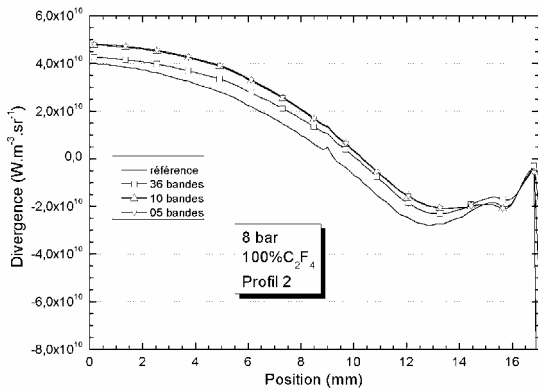


Figure 76 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 8 bar,  $C_2F_4$  pur, profil 2.

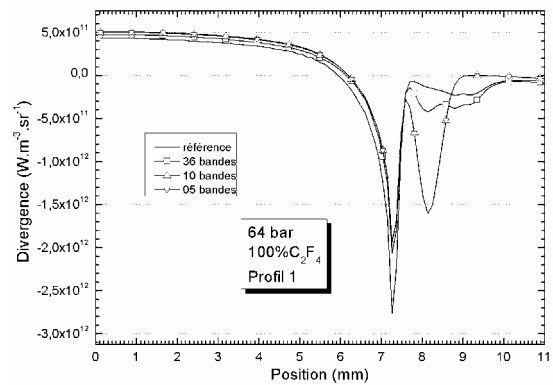


Figure 78 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 64 bar,  $C_2F_4$  pur, profil 1.

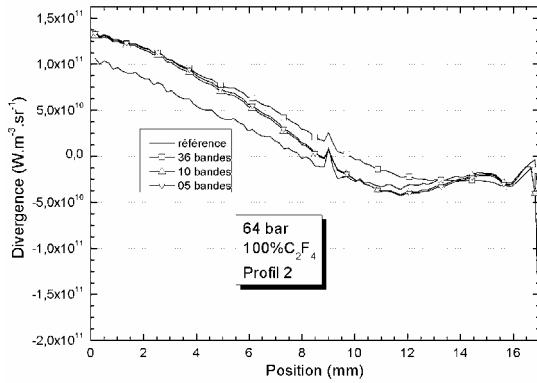


Figure 79 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 64 bar,  $C_2F_4$  pur, profil 2.

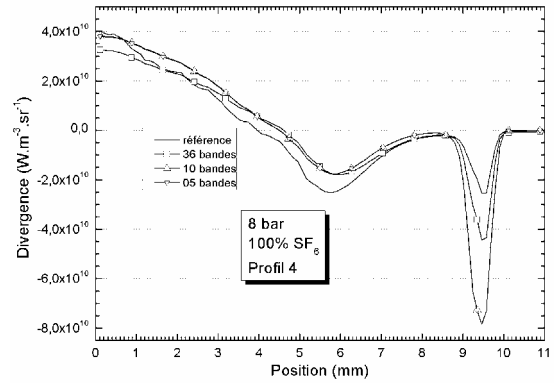


Figure 81 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 8 bar,  $SF_6$  pur, profil 4.

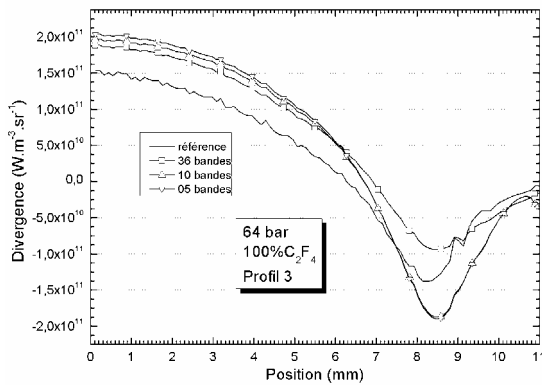


Figure 80 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 64 bar,  $C_2F_4$  pur, profil 3.

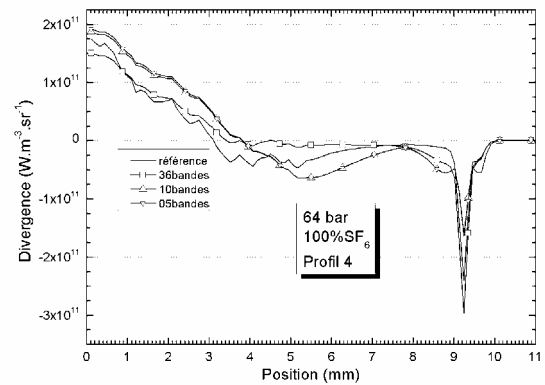


Figure 82 : Divergence du flux de référence, des 36, 10 et 5 intervalles avec la moyenne mixte. Pression 64 bar,  $SF_6$  pur, profil 4.

Nous pouvons, comme dans l'analyse des divergences de référence (§ III.4.2), comparer l'influence de la proportion de  $SF_6/C_2F_4$  sur la résolution de l'ETR avec les CMA. Nous présentons sur les figures 83 et 84 les divergences de flux obtenues avec les CMA définis sur 5 intervalles sur le profil 2. Nous faisons ici une comparaison pour les plasmas de  $SF_6$  pur,  $C_2F_4$  pur et un mélange de 40 %  $SF_6$  – 60 %  $C_2F_4$  aux pressions de 8 et 64 bar.

A 8 bar, nous constatons que l'écart est acceptable compte tenu du fait que le rapport entre les divergences des différentes proportions est nettement inférieur à un facteur 2. A 64 bar, nous observons que la montée en pression diminue l'écart relatif entre les divergences pour les différentes proportions présentées. L'analyse des divergences de flux pour les calculs effectués avec les autres profils de température a montré les mêmes comportements par rapport à la montée en pression et au changement de proportion  $SF_6/C_2F_4$ .



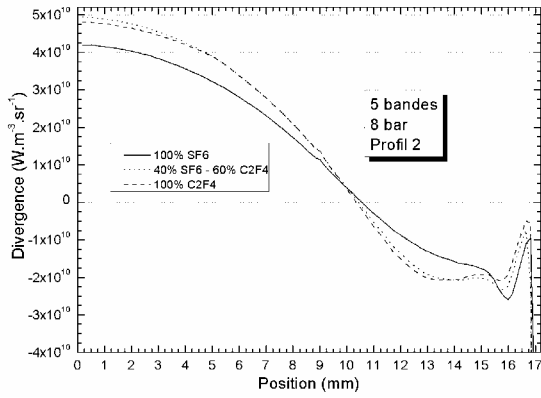


Figure 83 : Divergence du flux calculée avec les jeux de 5 CMA pour le profil de température (2) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 8 bar.

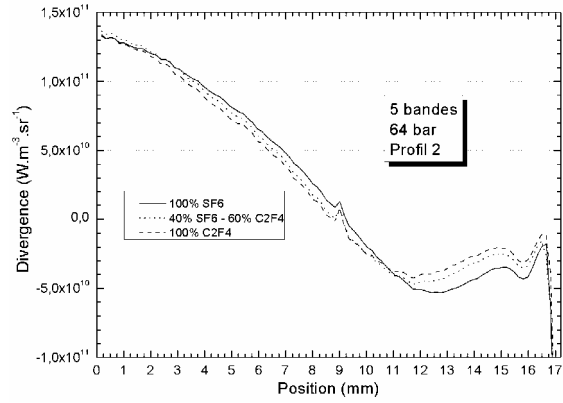


Figure 84 : Divergence du flux calculée avec les jeux de 5 CMA pour le profil de température (2) et des compositions de SF<sub>6</sub> pur, C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et 40% SF<sub>6</sub> – 60% C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à une pression de 64 bar.

Nous nous intéressons maintenant au flux parvenant à la paroi dans notre modèle 1D. Les figures 85 à 92 présentent les écarts relatifs des luminances à la paroi, obtenus à partir des CMA par rapport à la référence. Les figures de gauche montrent l'écart relatif pour les quatre profils de température en fonction de la proportion massique de C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à la pression de 8 bar. Celles de droite représentent l'écart relatif en fonction de la pression : pour le profil 1 avec du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur, pour le profil 2 avec un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, le profil 3 avec du SF<sub>6</sub> pur et le profil 4 pour du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur. Pour calculer ces écarts nous effectuons un simple calcul donné par la relation suivante :

$$Ecart = 100 \times \frac{L_{référence} - L_{CMA}}{L_{référence}} \quad (I.106)$$

En observant ces résultats nous pouvons faire les remarques suivantes pour la variation avec la proportion SF<sub>6</sub>/C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> :

- à 8 bar et le profil 1, la luminance à la paroi est surestimée pour les faibles proportions de C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>. Pour les mélanges contenant moins de 50 % de C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>, les écarts avec la référence sont inférieurs à 10 % ce qui reste acceptable. L'écart maximum atteint les 25 % dans le cas du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur.
- pour les profils 2 et 3 à 8 bar, l'erreur est de l'ordre de 30 à 35 % dans le cas des 36 bandes et est multipliée par un facteur d'environ 2 pour les 5 et 10 intervalles. Ces deux derniers jeux d'intervalles donnent des erreurs qui varient entre 60 et 80 %.
- pour le profil 4 à 8 bar nous obtenons des résultats relativement précis puisque l'erreur est de l'ordre de la dizaine de pourcent à l'exception du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pour les 5 et 10 bandes. Pour ces deux derniers cas, l'erreur sur la luminance à la paroi, donne une erreur d'environ 32 %.

Pour la variation avec la pression nous remarquons que :

- pour les quatre profils de température, l'erreur sur la luminance à la paroi diminue avec l'augmentation de la pression.
- pour les profils 1 et 2, les jeux de 5 et 10 bandes donnent des écarts inférieurs à 7 % à partir de 32 bar respectivement pour du  $C_2F_4$  pur et un mélange de 40 %  $SF_6$  – 60 %  $C_2F_4$ .
- pour le profil 3 dans du  $SF_6$  pur, les écarts sont inférieurs à 10 % pour les pressions supérieures à 64 bar.
- pour le profil 4 dans du  $C_2F_4$  pur, les écarts sont inférieurs à 10 % et 15 % pour les jeux respectifs de 5 et 10 CMA aux pressions supérieures à 32 bar.

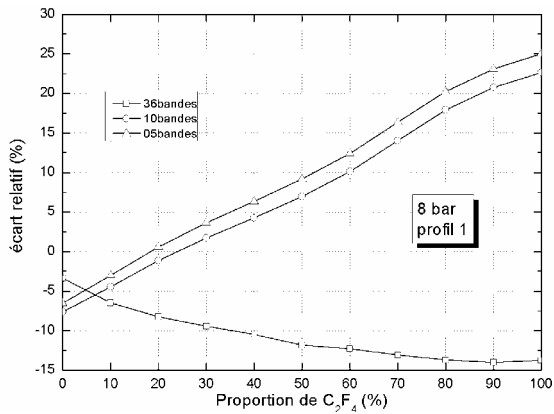


Figure 85 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la proportion massique de  $C_2F_4$  à 8 bar pour le profil 1.

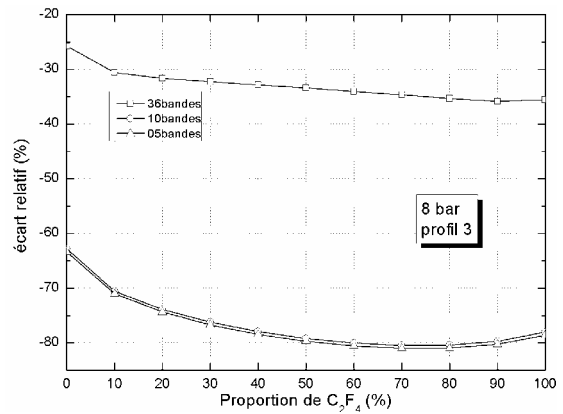


Figure 87 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la proportion massique de  $C_2F_4$  à 8 bar pour le profil 3.

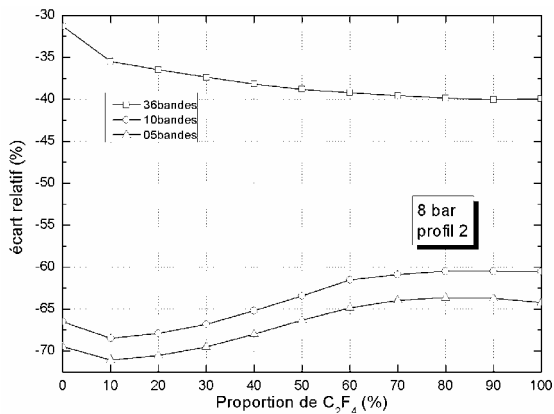


Figure 86 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la proportion massique de  $C_2F_4$  à 8 bar pour le profil 2.

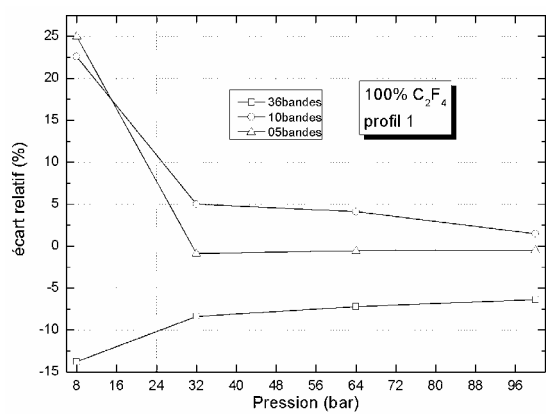


Figure 88 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la pression pour du  $C_2F_4$  pur avec le profil 1.

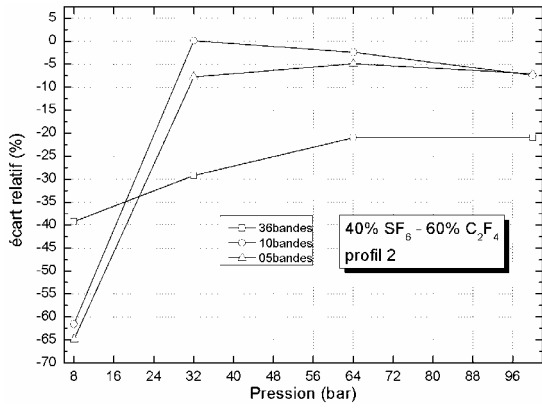


Figure 89 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la pression pour un mélange de 40 %  $SF_6$  -60 %  $C_2F_4$  avec le profil 2.

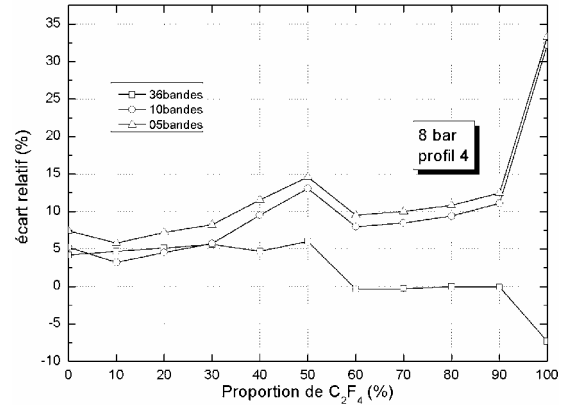


Figure 91 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la proportion massique de  $C_2F_4$  à 8 bar pour le profil 4.

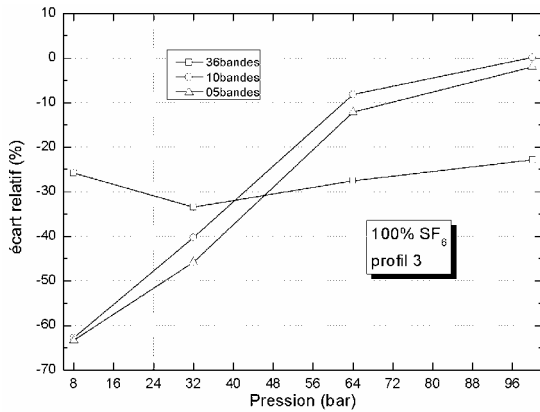


Figure 90 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la pression pour du  $SF_6$  pur avec le profil 3.

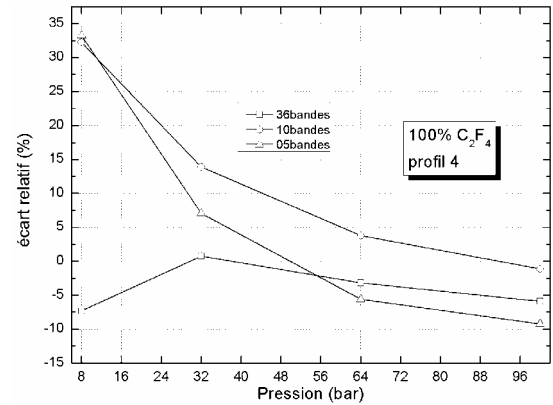


Figure 92 : Ecart relatif du flux à la paroi en fonction de la pression pour du  $C_2F_4$  pur avec le profil 4.

Les résultats illustrés par les figures 85 à 92, montrent tout d'abord que les précisions obtenues sur le flux à la paroi avec les jeux de 5 et 10 bandes sont très similaires et assez différentes de celles déduites du jeu de 36 bandes. Par ailleurs, ce qui est assez surprenant, la précision par rapport aux résultats de référence (obtenu avec près de 300 000 point dans le spectre) n'est pas systématiquement meilleure avec un jeu de 36 bandes qu'avec les jeux avec un nombre beaucoup plus réduit d'intervalles. En particulier les évolutions avec la pression montrent que si en général, le jeu de 36 bandes donne de meilleurs résultats à basse pression (surtout 8 bars) ceci n'est plus vrai dès que la pression atteint ou dépasse une vingtaine de bars.

Par ailleurs, alors que pour la divergence du flux à haute température nous savons estimer la précision acceptable avec les méthodes approchées (un facteur 2), nous n'avons pas d'indication aussi précise sur l'influence de l'erreur sur le flux à la paroi. On peut penser qu'une variation de 25 % a une influence non négligeable sur l'ablation du PTFE entourant l'arc. A basse pression nos résultats en 1D indiquent des erreurs acceptables pour les profils 1 et 4, mais supérieures à

50% pour les profils 2 et 3. Ce résultat ne nous paraît pas catastrophique pour les trois raisons suivantes :

- la précision n'est pas systématiquement mauvaise suivant les profils de température.
- l'effet d'ablation est surtout important à très fort courant donc plutôt à haute pression, quand la précision du flux est bonne.
- les erreurs les plus importantes apparaissent pour les profils de température obtenus à 57 kA (profil 2 et 3) et correspondant à des fortes pressions. L'imprécision à faible pression n'a probablement pas lieu d'être.
- en 3D les valeurs des flux et des divergences sont atténués par rapport aux profils de température choisis, et les erreurs sont plus faibles.

### **III.5 CONCLUSION**

Dans cette section nous avons élaboré trois banques de données de CMA définies sur 36, 10 et 5 intervalles spectraux avec l'utilisation de la moyenne mixte. Nous sommes parvenus à déterminer les 10 et 5 intervalles en utilisant un algorithme développé pour réduire le nombre de bandes spectrales en conservant les meilleurs résultats. Les critères de sélection ont été définis par l'écart minimum avec la divergence du flux au centre du plasma et avec la luminance à la paroi.

A partir des trois jeux de CMA, nous avons calculé les divergences de flux radiatif à travers quatre profils de température, et nous les avons comparées aux références obtenues avec la base spectrale fine pour différentes pressions et proportions de  $SF_6/C_2F_4$ . Nous avons constaté que le jeu défini sur 36 intervalles ne donnait pas systématiquement les résultats les plus proches de la référence. Nous avons remarqué ensuite que les résultats obtenus avec les jeux de 10 et 5 intervalles donnaient des résultats identiques quant à la divergence du flux et en accord avec les valeurs de référence.

La comparaison des luminances permet de discriminer les jeux de 5 et 10 intervalles. Dans certains cas le jeu de 5 bandes donne les résultats les plus précis et dans d'autres celui défini sur 10 bandes donne la meilleure estimation. Les deux jeux donnent des résultats relativement précis sur la luminance à la paroi mais ne permettent pas systématiquement de rendre compte de l'évolution de la variation par rapport à la proportion de  $SF_6/C_2F_4$ . Les jeux de CMA à 5 et 10 intervalles donnent de valeurs très satisfaisantes de flux à la paroi dès que la pression est supérieure à 20 bars. Les éventuelles erreurs à plus basse pression (mais ces erreurs ne sont pas systématiques et dépendent des profils de température) ne semblent pas mettre en cause l'utilisation de cette méthode très approchée fondée sur l'hypothèse d'un corps gris sur un nombre très limité d'intervalles spectraux.



## Chapitre IV MODELE D'ARC STABILISE PAR PAROI

## IV.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons détailler le modèle d'arc stabilisé par parois. Après avoir développé les équations de transport des phénomènes considérés, nous détaillerons la méthode des volumes finis utilisée pour la réalisation de ce modèle.

Dans une seconde partie, nous étudierons l'influence de la pression sur la température de l'arc, et du modèle de transfert radiatif que nous utilisons. Nous présenterons les résultats obtenus avec la méthode  $P_1$  en les comparant aux résultats obtenus en utilisant le coefficient d'émission nette. Puis nous analyserons avec la méthode  $P_1$  l'utilisation des jeux de CMA définis sur 5 et 10 bandes et nous étudierons l'influence du paramètre  $R_p$  qui intervient dans le calcul de la moyenne « mixte ».

## IV.2 PRESENTATION DE L'ARC STABILISE

### IV.2.1 INTRODUCTION

L'expérience de l'arc stabilisé a été mise au point par Maecker (Maecker, 1971) pour étudier le mouvement d'un arc électrique à faible courant (1 A). L'équipe AEPPT a également contribué à l'étude d'un arc dans cette configuration, tant d'un point de vue expérimental que théorique, pour étudier les propriétés de l'arc en état stationnaire et instationnaire (Kafrouni, et al., 1979), (Gleizes, et al., 1991). D'autres travaux ont porté sur l'influence du rayonnement sur la température d'un arc dans du  $SF_6$  (Gleizes, et al., 1992) ou sur la présence de vapeurs métalliques (Gleizes, et al., 1993).

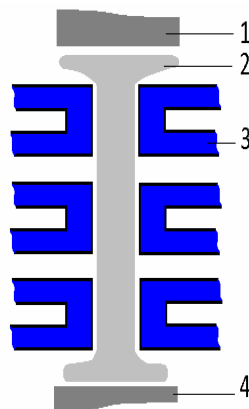


Figure 93 : représentation schématique de l'expérience d'arc stabilisé.

Cette expérience consiste en la génération d'un arc au travers d'un canal de dimension inférieure à la dimension naturelle de l'arc comme le montre la Figure 93. Ce canal est constitué de couronnes de métal, creuses et refroidies (3) (représentées par les éléments bleus) à température

ambiante par un système de circulation d'eau. Il permet de confiner le plasma (2) généré entre deux électrodes (1) et (4) sous la forme d'un cylindre comme le montre le schéma.

Cette expérience a pour avantage de présenter une très bonne reproductibilité des conditions du plasma. Elle a été très utilisée pour des études spectroscopiques fondamentales comme celles portant sur les probabilités de transitions électroniques, le rayonnement du continuum et l'élargissement Stark mais aussi pour la détermination des coefficients de transport des plasmas et l'étude du comportement d'un arc dans cette configuration (Preston, 1977), (Schulz-Gulde, 1971). Elle nous permettra d'observer l'influence de nos données radiatives sur le comportement de l'arc électrique.

## IV.2.2 HYPOTHESES

L'étude expérimentale ou théorique de ce dispositif fait appel généralement aux simplifications suivantes :

**Symétrie du système :** ce dispositif bénéficie d'une symétrie axiale et il est d'usage de faire l'approximation d'une symétrie suivant l'axe  $z$ . Par ailleurs les conditions du plasma ne dépendent pratiquement pas de  $z$ . Ceci permet de simplifier fortement la modélisation de cette décharge à un système 1D axisymétrique.

**ETL :** dans cette expérience, l'équilibre thermodynamique local est généralement accepté. De nombreux travaux ont montré que les conditions d'ETL sont bien établies près de l'axe de l'arc dès que l'intensité du courant est de l'ordre de quelques dizaines d'Ampère. Des écarts à l'équilibre ont été détectés et quantifiés dans les régions externes de ces arcs à cause des phénomènes radiatifs et de la diffusion (Preston, 1977), (Gleizes, et al., 1991). De mêmes pour des arcs à faible courant dans l'argon, un déséquilibre thermique ( $T_e > T_w$ ) a été mis en évidence (Kafrouni, et al., 1979). Pour les arcs stationnaires de  $SF_6$ , la principale cause d'écart à l'équilibre chimique est la démixtion (Vacquié, et al., 1985).

**Régime stationnaire :** nous nous intéresserons à la décharge stabilisée par parois en régime stationnaire ce qui permet notamment de nous rapprocher des conditions de l'ETL. La considération du régime stationnaire permet de s'affranchir de la dépendance temporelle du système étudié, ce qui allège d'autant plus le développement du modèle.

**Écoulement négligeable :** la détermination du champ de température d'un arc dans cette configuration peut être faite en négligeant les écoulements fluides et la convection. La pression est par ailleurs considérée comme constante.

**Champ électrique :** le champ électrique est considéré comme constant et uniforme.

Ce modèle permettra d'observer l'influence du rayonnement sur le champ de température d'un arc.



### IV.2.3 DEVELOPPEMENT DU MODELE

Nous détaillons ici les équations de conservation d'énergie que nous souhaitons considérer. De manière générale, l'équation de conservation d'énergie est donnée par la relation suivante :

$$\rho \frac{dE}{dt} = \nabla \cdot (\kappa \nabla(T)) + S \quad (I.107)$$

$\rho$  représente la masse volumique du milieu,  $\frac{dE}{dt}$  la variation temporelle d'énergie dans le volume considéré. A droite de l'équation, le premier terme représente la diffusion avec  $\kappa$  la conductivité thermique du milieu et  $T$  la température. Le terme  $S$  est utilisé pour symboliser le terme source. Celui-ci représente les apports et pertes d'énergie du volume considéré, autres que la diffusion thermique. Dans le cas de ce modèle il s'agit de l'effet Joule et du terme radiatif.

Compte tenu de l'hypothèse du régime stationnaire le membre de gauche de cette équation est nul. L'équation se résume alors à la relation :

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla(T)) + S = 0 \quad (I.108)$$

Cette équation se présente sous une forme dite généralisée, ce qui permet d'utiliser la méthode Patankar (Patankar, 1980) pour la résoudre, comme nous le verrons par la suite. Nous allons maintenant détailler la considération de l'effet Joule et du rayonnement.

#### IV.2.3.1 Effet joule

L'effet Joule représente l'échauffement d'un milieu lorsqu'il est traversé par un courant électrique. Il dépend de la résistance électrique du milieu et du courant qui le traverse. L'expression de la puissance injectée est donnée localement par :

$$P = \frac{j^2}{\sigma} = \sigma E^2 \quad (I.109)$$

Avec  $j$  la densité de courant par unité de surface,  $\sigma$  la conductivité électrique et  $E$  le champ électrique. Compte tenu du fait que la conductivité électrique de l'arc varie en fonction de la température, le courant qui traverse l'arc n'est pas homogène. Afin de quantifier l'énergie injectée dans le plasma par l'effet Joule, il faut déterminer la densité de courant à travers l'arc. Nous

pouvons utiliser l'hypothèse d'un champ électrique constant et uniforme pour connaître le champ de densité de courant en utilisant la relation :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (I.110)$$

Cette méthode peut être appliquée dans le cadre d'une résolution itérative. En définissant un champ de température initial arbitraire, nous pouvons intégrer un champ de conductivité électrique qui nous permet de connaître la conductance globale du milieu et déterminer le champ électrique.

$$I = \int_S \vec{j} dS = \int_S \sigma E dS = E \int_S \sigma dS \quad (I.111)$$

$$E = \frac{I}{\int_S \sigma dS} = \frac{I}{2\pi \int_0^R \sigma r dr} \quad (I.112)$$

R étant le rayon du plasma défini par la géométrie de l'arc. Les équations ci-dessus présentent le calcul du champ électrique dans le cylindre de section  $S$  que nous considérons. A partir de la détermination de ce champ électrique et du champ de température, nous pouvons par conséquent déterminer le champ de densité de courant  $\vec{j}$  et l'énergie injectée par l'effet Joule en chaque point de l'espace.

#### IV.2.3.2 Rayonnement

Pour tenir compte de l'influence du rayonnement dans l'équation d'énergie, nous utiliserons deux méthodes, l'émission nette et la méthode  $P_1$ .

##### IV.2.3.2.1 Emission nette

Nous avons présenté aux chapitres 1 et 2 l'émission nette et la méthode utilisée pour calculer le coefficient d'émission nette (CEN) donné par la relation (I.19). Comme nous l'avons également introduit au premier chapitre, cette méthode permet d'estimer la divergence du flux radiatif dans les zones chaudes par la relation (I.113) que nous rappelons ci-dessous.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q} = 4\pi \epsilon_N \quad (I.113)$$

La divergence du flux radiatif est le terme de rayonnement qui intègre directement le terme source de l'équation d'énergie par unité de volume. Elle permet une bonne estimation des pertes

radiatives dans la partie chaude de l'arc mais ne considère pas l'absorption dans les régions froides.

#### IV.2.3.2.2 Méthode P<sub>1</sub>

Afin de considérer l'absorption dans les régions froides, nous utilisons la méthode P<sub>1</sub>. Nous calculons la divergence du flux radiatif en développant le couple d'équations défini au chapitre 1 et discrétisé en fonction des intervalles  $i$  qui définissent les CMA  $\overline{k}_i$  établis au chapitre 3.

$$\vec{\nabla} \overline{q}_i(\vec{r}) = [4\pi L_i^0 - G_i(\vec{r})] \overline{k}_i \quad (I.114)$$

$$\overline{q}_i(\vec{r}) = \frac{-1}{3\overline{k}_i} \cdot \vec{\nabla} G_i(\vec{r}) \quad (I.115)$$

Pour résoudre ce couple d'équations nous pouvons intégrer l'expression du flux (I.114) dans la divergence (I.115) pour obtenir la relation suivante :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{-1}{3\overline{k}_i} \cdot \vec{\nabla} G_i(\vec{r}) \right) = [4\pi L_i^0 - G_i(\vec{r})] \overline{k}_i \quad (I.116)$$

Cette expression se présente également sous une forme généralisée et le terme de droite représente alors le terme source.  $G_i(\vec{r})$  est la fonction à déterminer et  $\frac{-1}{3\overline{k}_i}$  le coefficient de diffusion. Nous pouvons également utiliser la méthode de Patankar pour résoudre cette équation et déterminer le flux et la divergence du flux radiatif dans le plasma.

### IV.2.3.3 La méthode des volumes finis

#### IV.2.3.3.1 Résolution d'une équation généralisée

La méthode des volumes finis (Patankar, 1980) est largement utilisée dans le domaine de la modélisation d'écoulement fluide et de dissipation thermique. Elle fournit un moyen de résoudre, par une approche itérative, des équations différentielles mises sous une forme généralisée.

Dans cette méthode, la première étape consiste à découper l'espace considéré en un ensemble d'éléments appelés cellules, ou volumes de contrôle. Cet ensemble constitue un maillage qui peut être régulier ou irrégulier. Dans le cadre de l'établissement d'un modèle 1D, le seul paramètre qui peut être modifié est le pas entre chaque maille. Celui-ci peut être constant comme nous l'avons

utilisé pour ce modèle, ou évoluer en fonction de la position. La Figure 94 représente un maillage à une dimension.

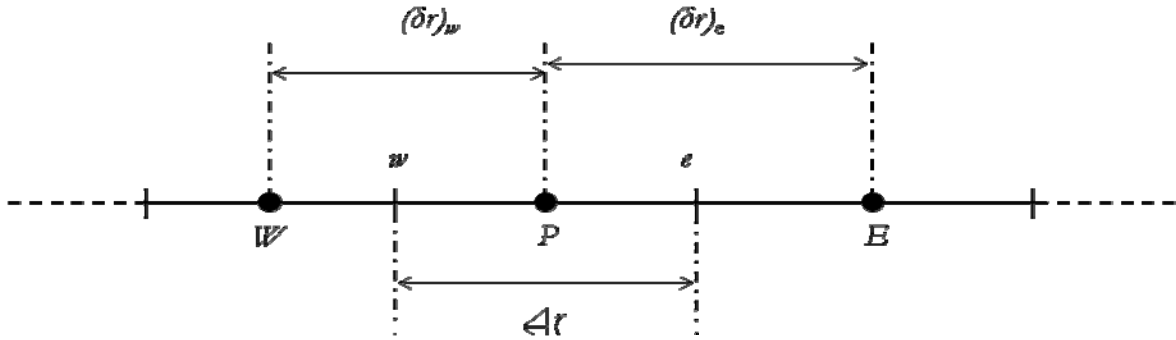


Figure 94 : Schéma représentatif d'un maillage à une dimension.

Sur ce schéma les trois points notés par les lettres capitales W, P et E représentent le centre des cellules. Les lettres utilisées correspondent aux points cardinaux « west » et « east » issus de l'anglais et situés de part et d'autre du point P. Les points notés par les lettres minuscules w et e représentent les interfaces entre l'ouest et l'est de la cellule P.  $\Delta r$  représente l'épaisseur de la cellule P et  $(\delta r)_w$  et  $(\delta r)_e$  les distances respectives entre le centre des cellules W à P et P à E.

Ce maillage nous permet de discrétiser spatialement les équations de conservation que l'on cherche à résoudre. En prenant l'expression d'une équation généralisée sous la forme :

$$\vec{\nabla} \cdot (\Gamma \vec{\nabla} \phi) + S = 0 \quad (\text{I.117})$$

où  $\Gamma$  est le coefficient de diffusion et  $\phi$  la fonction à déterminer, nous pouvons connaître la valeur en P en intégrant l'équation entre w et e. Dans les conditions 1D axisymétrique l'équation (I.117) ne varie que suivant le rayon r et son intégration peut se mettre sous la forme suivante :

$$\int_w^e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) r dr + \int_w^e S r dr = 0 \quad (\text{I.118})$$

En intégrant sur le volume de la cellule, nous pouvons réécrire cette équation sous la forme suivante :

$$r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_e - r \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_w + \overline{S_P} \times \frac{1}{2} (r_e^2 - r_w^2) = 0 \quad (\text{I.119})$$

où  $\overline{S_P}$  représente un terme source moyen sur la cellule P. Nous pouvons développer cette égalité et l'écrire comme ci-dessous :

$$r_E \Gamma_E \frac{\phi_E - \phi_P}{(\partial r)_E} - r_W \Gamma_W \frac{\phi_P - \phi_W}{(\partial r)_W} + \overline{S_P} \times \frac{1}{2} (r_E^2 - r_W^2) = 0 \quad (I.120)$$

Cette expression peut alors être mise sous la forme suivante :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + \dot{h} \quad (I.121)$$

avec les coefficients :

$$a_W = \frac{r_W \Gamma_W}{(\partial r)_W} ; a_E = \frac{r_E \Gamma_E}{(\partial r)_E} \quad (I.122)$$

$$a_P = a_W + a_E \quad (I.123)$$

Les indices en lettre minuscule indiquent qu'il s'agit des valeurs aux interfaces. Nous utilisons une moyenne harmonique entre les valeurs au centre des cellules comme le montre l'expression suivante :

$$\Gamma_W = 2 \times \frac{\Gamma_W \Gamma_P}{\Gamma_W + \Gamma_P} \quad (I.124)$$

Dans le cas de la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur, la fonction  $\phi$  correspond à la température et  $\Gamma$  à la conductivité thermique du milieu. Cette méthode permet d'obtenir une solution à ce type d'équation par itérations successives, en se fixant des conditions aux limites. Un profil de température arbitraire est utilisé pour initialiser le calcul. A chaque itération cette méthode utilise les coefficients de l'itération précédente pour calculer la fonction  $\phi$  qui tend vers une solution stable.

#### IV.2.3.3.2 Les termes sources

Dans ce modèle, le terme source induit par l'effet Joule est donné par :

$$\overline{S_P^{jouis}} = \sigma_P E^2 \quad (I.125)$$

Dans le cadre de l'utilisation du coefficient d'émission nette, le terme de perte d'énergie est donné par :

$$\overline{S_p^{CEN}} = -4\pi\varepsilon_{n,p} \quad (I.126)$$

L'utilisation de la méthode  $P_1$  pour la résolution de l'ETR nécessite elle-même l'utilisation de la méthode de Patankar. De la même manière que présenté au paragraphe précédent, nous mettons l'équation (I.116) sous la forme d'une équation de Patankar (I.121) avec pour coefficients :

$$a_{i,W} = \frac{-T_w}{3k_{i,w}(\partial r)_w} ; a_{i,E} = \frac{-T_e}{k_{i,e}(\partial r)_e} \quad (I.127)$$

La relation (I.123) définissant le coefficient  $a_p$  est toujours vérifiée et l'indice  $i$  indique l'intervalle spectral utilisé. La fonction  $\phi$  à déterminer correspond alors au flux incident  $G_{i,p}(r)$  et le terme source est donné par :

$$\overline{S_{i,p}^{PA}} = (4\pi B_{i,p} - G_{i,p})\overline{k_{i,p}} \quad (I.128)$$

En opérant de cette manière pour toutes les cellules du maillage, nous obtenons une solution pour la fonction  $G$  qui nous permet de déterminer le flux et la divergence du flux avec le couple d'équations (I.114) et (I.115). Les contributions de chaque intervalle sont sommées afin de déterminer la divergence du flux qui constitue alors un terme de perte d'énergie au centre de l'arc et un terme source dans les régions froides.

#### IV.2.3.4 Conditions aux limites

Compte tenu de la symétrie de l'arc stabilisé par parois, nous imposons une dérivée nulle de température sur l'axe. Pour mettre en œuvre cette condition, nous ne calculons pas la température de la cellule au centre du cylindre de plasma. Nous imposons simplement que sa température est égale à celle de sa cellule voisine.

Le refroidissement des parois par un système découlement d'eau à température ambiante nous permet également de fixer la température à la paroi à 300K. Pour cela, lorsque nous calculons la température de la dernière cellule (en contact avec la paroi), nous imposons la conductivité thermique du gaz à celle d'une température de 300K à l'interface  $e$ .

### IV.2.4 COEFFICIENTS DE TRANSPORT

Les équations à résoudre formalisent les phénomènes de diffusion thermique, d'effet joule et de rayonnement. Chacune est constituée d'un coefficient de transport qui représente les propriétés

du milieu et permet de quantifier ces phénomènes et d'obtenir une modélisation qui se rapproche de la réalité.

Nous utilisons ici des coefficients de transport calculés dans l'équipe AEPPT pour les mélanges de SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>. Nous avons également utilisé les données de l'azote (N<sub>2</sub>) pour la validation du modèle. Nous présentons sur les figures 95 et 96 les conductivités électrique et thermique à la pression de 1 bar du N<sub>2</sub>, du SF<sub>6</sub> pur, du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>.

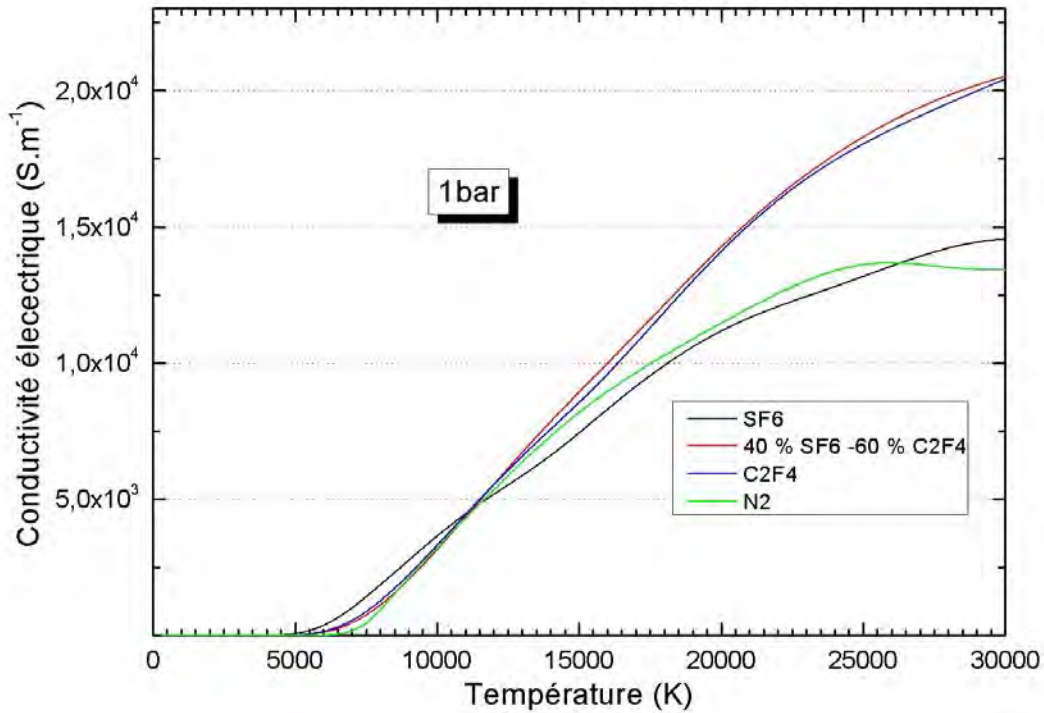


Figure 95 : Conductivité électrique du N<sub>2</sub>, du SF<sub>6</sub> pur, du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> en fonction de la température à 1 bar

L'observation des conductivités électriques de chaque gaz montre que ceux-ci sont très faiblement conducteurs pour des températures inférieures à environ 5 000 K. A partir de cette température la densité électronique devient plus conséquente ce qui a pour effet de rendre le gaz conducteur. Nous constatons sur la figure 95 que la présence de carbone dans le mélange SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> induit une augmentation de la conductivité électrique à haute température.

Nous observons différents pics sur les conductivités thermiques de ces gaz, en particulier pour des températures inférieures à 10 000 K.

Ces pics sont dus à la conductivité thermique de réaction, une des composantes de la conductivité thermique totale, et se situent à des températures pour lesquelles des réactions chimiques (dissociation, ionisation) mettant en jeu de grandes quantités d'énergie, ont lieu. De façon équivalente à ce qui se passe pour la chaleur spécifique à pression constante, ces réactions

se traduisent par des pics situés aux températures de dissociation et d'ionisation des molécules et atomes présents dans le plasma.

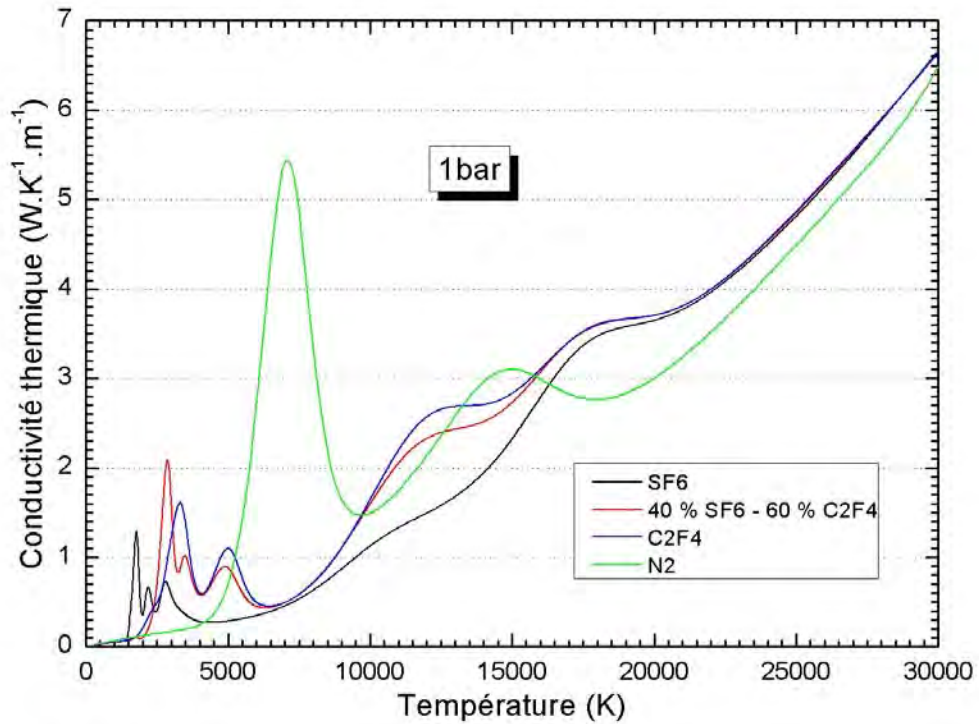


Figure 96 : Conductivité thermique du N<sub>2</sub>, du SF<sub>6</sub> pur, du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> pur et d'un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> en fonction de la température à 1 bar

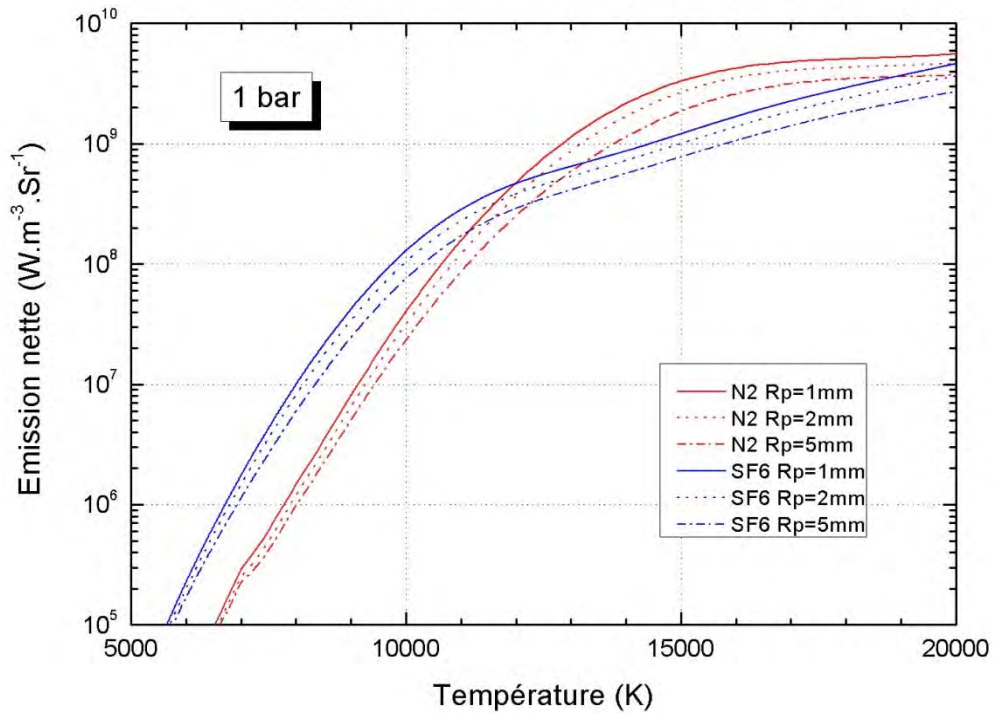


Figure 97 : Emission nette du N<sub>2</sub> et du SF<sub>6</sub> à 1 bar pour des rayons de plasmas de 1, 2 et 5 mm. Traitement des raies atomiques par un facteur de fuite.



La figure ci-dessus présente l'émission nette obtenue via l'utilisation du facteur de fuite pour le traitement des raies.

Nous constatons sur cette figure l'influence du rayon de plasma sur le coefficient d'émission nette comme nous l'avions remarqué au chapitre 2. Le N<sub>2</sub> apparaît plus émissif que le SF<sub>6</sub> entre 12 000 et 20 000 K. Le SF<sub>6</sub> est à l'inverse plus émissif que le N<sub>2</sub> pour des températures inférieures à 12 000 K.

### IV.3 MISE AU POINT ET VALIDATION DU MODELE

#### IV.3.1 CRITERE DE CONVERGENCE

Comme nous l'avons précédemment énoncé la méthode des volumes finis est une méthode itérative qui fait converger le champ de température vers une solution stable. Nous devons définir un critère de convergence pour nous permettre d'affirmer que la solution trouvée au bout d'un certain nombre d'itérations ne varie plus ou de façon négligeable. Nous utilisons le critère suivant :

$$r_{\text{résidu}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n [T(i, j-1) - T(i, j)]^2} < 10^{-5} \text{ K} \quad (\text{I.129})$$

Dans cette expression, nous calculons l'équivalent d'un écart type entre les températures  $T$  calculées à l'itération  $j-1$  et à l'itération suivante  $j$ . L'indice  $i$  correspond à l'indice de la cellule du maillage. La valeur du nombre de cellules  $n$  peut être ajustée pour limiter l'erreur effectuée sur la solution. La valeur limite utilisée pour considérer que le calcul a convergé est de  $10^{-5}$  K

#### IV.3.2 COMPARAISON DES RESULTATS

Afin de vérifier la validité de ce modèle nous comparons les résultats de nos calculs avec ceux présentés dans l'ouvrage (Vacquié, 2000). Nous comparons les profils de température d'un arc stabilisé par paroi traversé par un courant de 40 A à la pression de 1 bar, pour du N<sub>2</sub> et du SF<sub>6</sub> comme le montrent les figures 98 et 99. Ces profils d'arc ont été déterminés en considérant le rayonnement calculé par la méthode de l'émission nette pour trois rayons de plasmas de 0.5, 1 et 2 mm. Les coefficients d'émission nette utilisés dans ces cas ont été calculés via le facteur de fuite (Gleizes, et al., 1991) pour le traitement des raies.

Nous remarquons dans un premier temps que les profils de température calculés avec notre modèle sont en accord avec les résultats présentés dans (Vacquié, 2000). Nous remarquons également l'influence de la valeur du rayon de plasma utilisé pour l'émission nette sur la

température de l'arc. Entre les rayons de 0,5 et 1 mm, l'écart entre les deux profils de température obtenus est quasiment nul. Entre les profils obtenus avec 1 et 2 mm, la différence est de l'ordre de 500 K au centre de l'arc pour le  $N_2$  et de 800 K pour le  $SF_6$ .

Le rayon de plasma de l'émission nette est en général défini par la distance à laquelle la température est 80% de la température au centre. En se basant sur les profils de température de Vacquié, nous avons des rayons de plasma de 0,8 mm pour le  $N_2$  et 1,2 mm pour le  $SF_6$ . Pour le  $N_2$ , nous aurions par conséquent une température comprise entre celles obtenues avec les rayons de 0,5 et 1 mm et pour le  $SF_6$  une température légèrement supérieure à celle obtenue avec le rayon de 1 mm. Les différences observées entre les résultats de notre modèle et ceux présentés par Vacquié peuvent être causées par les différences entre les jeux de propriétés de transport utilisés.

Nous remarquons une différence notable entre les profils de température du  $N_2$  et du  $SF_6$ . Compte tenu du fait que dans les propriétés de transport utilisées, seule la conductivité thermique n'est pas monotone dans une certaine gamme de température, nous en déduisons que celle-ci est responsable de l'allure particulière des profils. Nous remarquons effectivement que le profil de température de l'arc dans le  $N_2$  présente une inflexion autour de la position 1 mm. Celle-ci est provoquée par le pic de conductivité thermique autour de 7 000 K. Dans le  $SF_6$ , nous remarquons des ondulations entre 1,7 et 2 mm également provoquées par les pics de conductivité thermique à basse température.

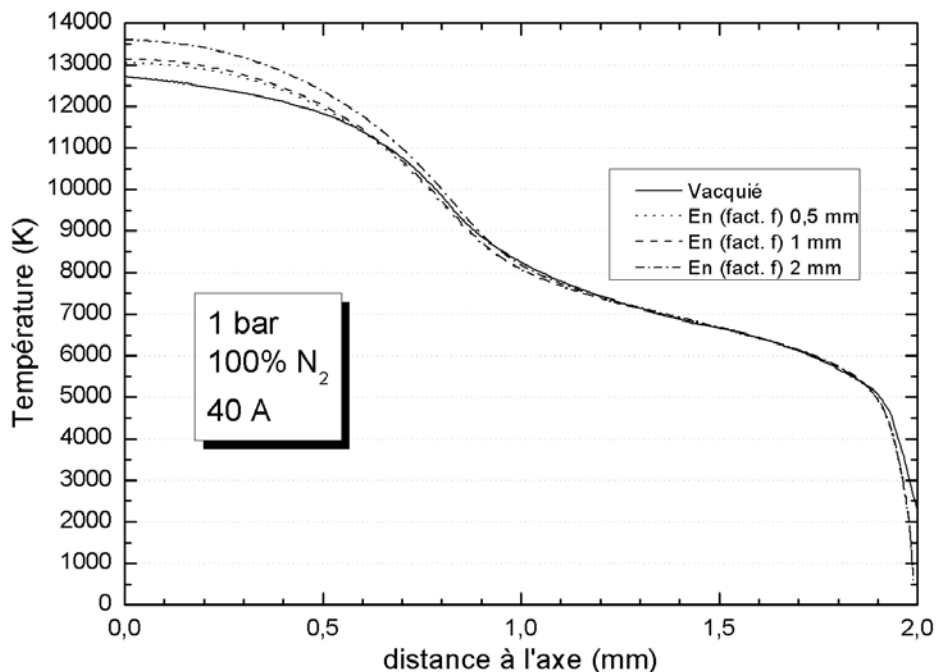


Figure 98: Profils de température d'un arc stabilisé par paroi pour du  $N_2$  à 1 bar et un courant de 40 A. Résultats de (Vacquié, 2000) et de ce modèle.

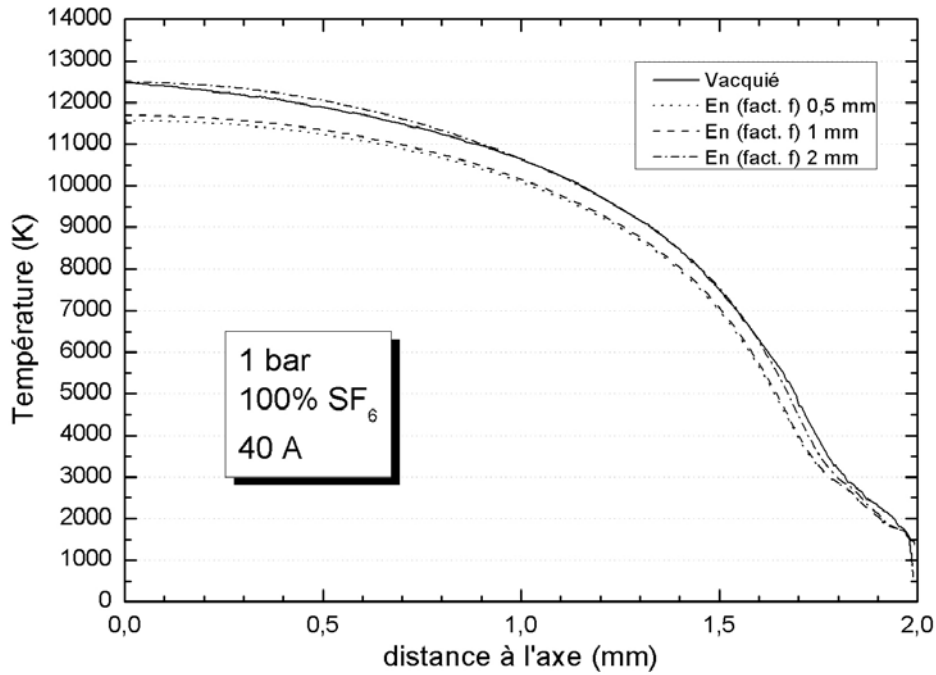


Figure 99 : Profils de température d'un arc stabilisé par paroi pour du SF<sub>6</sub> à 1 bar et un courant de 40 A. Résultats de (Vacquié, 2000) et de ce modèle.

### IV.3.3 TEST PRELIMINAIRES

Afin de nous placer dans des conditions plus proches de celles d'un DHT, nous allons appliquer ce modèle à des pressions supérieures, puis avec un rayon de cylindre de 10 mm et des courants plus importants.

#### IV.3.3.1 Effet de la pression

Nous avons calculé le profil de température d'un arc dans du SF<sub>6</sub> pur traversé par un courant de 40 A pour des pressions de 1, 8 et 32 bar en utilisant l'émission nette calculée avec un rayon de plasma de 1 mm. La figure 100 présente ces profils de température. Nous constatons une diminution de la température avec l'augmentation de la pression sur la majeure partie de l'arc. Entre 1,75 et 2 mm, les trois profils de température se rejoignent et se superposent relativement bien.

La figure 101 présente le terme source de l'effet Joule et de perte radiative correspondant à ces trois profils d'arc. Nous constatons sur cette figure que l'augmentation de la pression réduit l'écart entre ces deux termes. Dans ces arcs, le fait que la température diminue avec l'augmentation de la pression vient du fait que la dissipation d'énergie par rayonnement devient plus efficace.

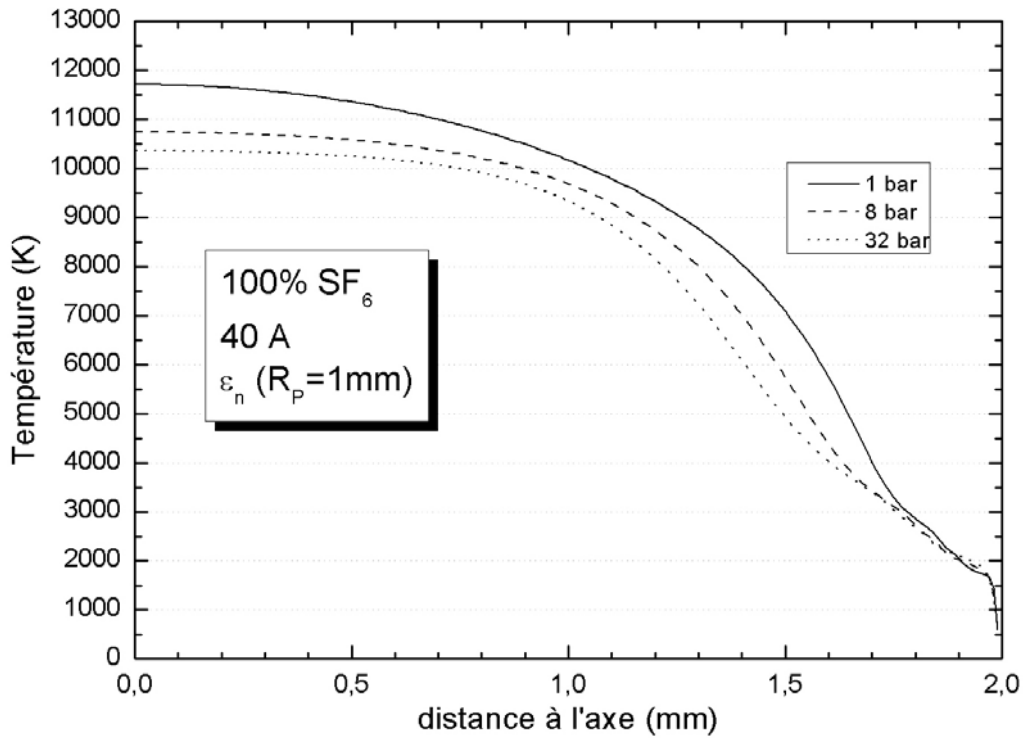


Figure 100 : Profil de température d'un arc stabilisé par paroi pour du SF<sub>6</sub> aux pressions de 1, 8 et 32 bar et un courant de 40 A.

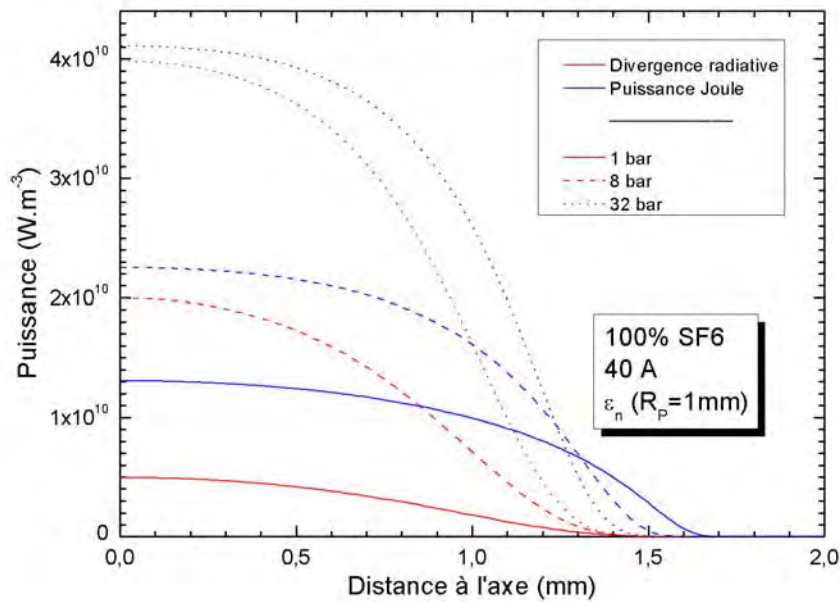
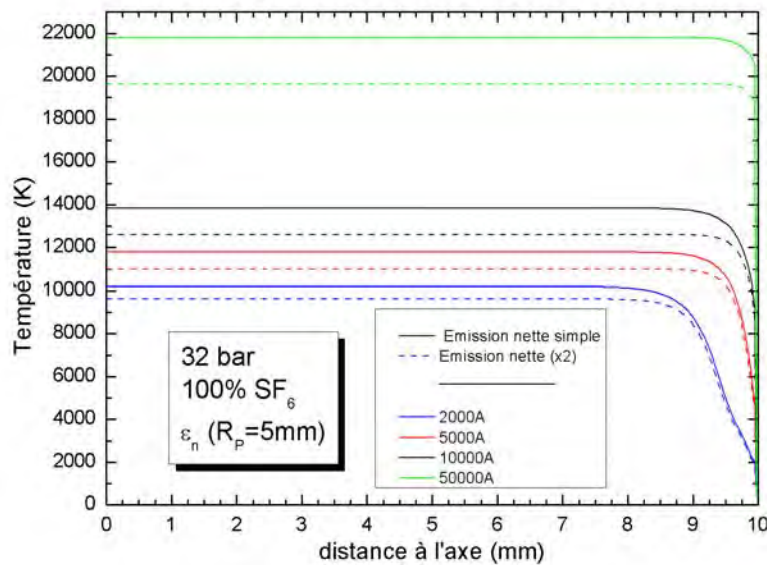


Figure 101 : Comparaison du terme source de l'effet Joule et du terme de perte radiative pour un plasma de SF<sub>6</sub>, trois pressions 1, 8 et 32 bar, pour un courant de 40 A et un rayon de plasma de 1 mm pour l'émission nette

*IV.3.3.2 Facteur 2 sur l'émission nette*

Nous avons préalablement avancé qu'un facteur 2 sur la divergence du flux radiatif dans la région chaude du plasma n'avait pas d'impact significatif sur la détermination de la température. Pour rendre compte de la différence que cela implique sur la valeur de la température, nous avons effectué des calculs à fort courant (2, 5, 10 et 50 kA) pour un rayon de cylindre de 10 mm dans du SF<sub>6</sub> à 32 bar. La figure 102 présente le résultat de ces calculs effectués en utilisant l'émission nette avec un rayon de plasma de 5 mm et pour cette même émission nette que nous avons multipliée par 2.



*Figure 102 : Profils de température d'arc pour des courants de 2, 5, 10 et 50 kA dans du SF<sub>6</sub> 32 bar*

La différence induite par le facteur 2 sur l'émission nette augmente avec la température du centre de l'arc. Nous constatons effectivement une différence de l'ordre de 2000 K pour le cas à 50 kA et de l'ordre de 500 K pour le cas à 2 kA. Ces différences restent acceptables si on les compare aux incertitudes expérimentales sur la mesure de température d'arc. Effectivement (Freton, 2002) présente pour la mesure de température d'un plasma d'une torche de découpe une incertitude de l'ordre de 15 % pour une température de moyenne de 14 300 K. Dans les résultats que nous présentons, ici l'incertitude maximale est de l'ordre de 10 % pour une température d'environ 22 kK.

Nous remarquons sur cette figure que les profils de température sont plats sur la majeure partie de l'arc et que l'épaisseur de la zone froide diminue fortement avec l'augmentation du courant. Le profil plat indique que le terme de perte radiative compense intégralement le terme de chauffage par effet Joule. Dans la section suivante, nous allons utiliser le modèle P<sub>1</sub> pour le traitement du transfert radiatif afin de voir l'influence de l'absorption du rayonnement sur les régions froides.

Nous appliquerons par conséquent des intensités de courant relativement faibles par rapport à celles utilisées dans les simulations de décharges de DHT.

#### IV.4 METHODE $P_1$

Comme précédemment présentée, la méthode  $P_1$  permet de résoudre l'ETR en utilisant des CMA définis avec la moyenne mixte au chapitre 3. Celle-ci permet de considérer l'absorption du rayonnement dans les régions froides du plasma.

##### IV.4.1 COMPARAISON EMISSION NETTE – $P_1$

Nous avons utilisé la méthode  $P_1$  pour calculer le transfert radiatif dans ce modèle d'arc stabilisé. La figure 103 présente les profils de température d'arc obtenus en traitant le transfert radiatif avec l'émission nette et la méthode  $P_1$  pour des courants de 500, 2000 et 5000 A dans du  $SF_6$  à 32 bar, et un rayon effectif de l'arc de 1 cm. Nous avons utilisé un rayon de plasma de 5 mm pour la définition de l'émission nette et de la moyenne mixte. Nous avons ici utilisé les CMA définis sur 5 intervalles spectraux (cf. chapitre 3).

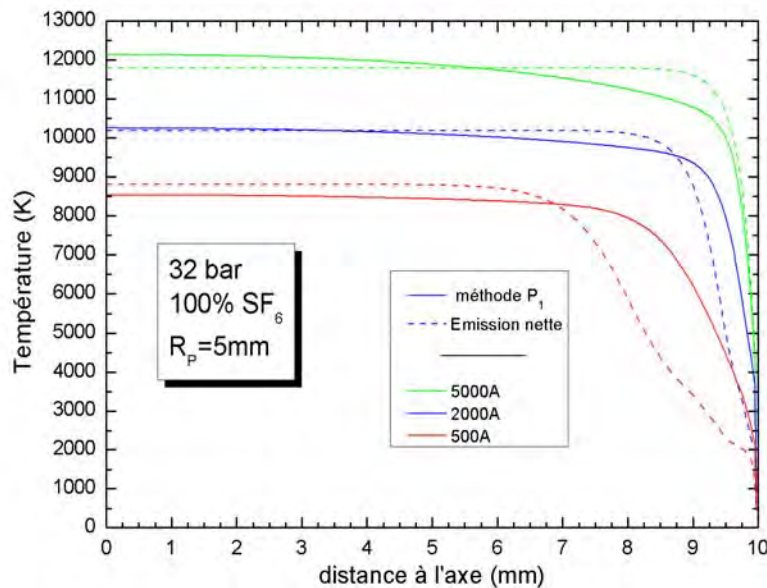


Figure 103 : Profils de température d'arc obtenus avec l'émission nette et la méthode  $P_1$  pour des courants de 500, 2000 et 5000 A dans du  $SF_6$  à 32 bar.

Près de l'axe nous constatons d'abord un assez bon accord entre les résultats obtenus avec les deux méthodes, et cela pour les 3 valeurs de l'intensité. Nous remarquons également un élargissement du rayon de plasma pour les courants de 500 et 2000 A en utilisant la méthode  $P_1$  par rapport à l'émission nette. Cet élargissement a pour effet d'augmenter la densité électronique dans les zones périphériques et d'accroître la conductance de l'arc. Nous avons effectivement

observé une réduction du champ électrique dans l'arc puisque, dans le cas à 500 A, nous avons obtenu un champ de 35 V/cm avec le calcul utilisant l'émission nette et un champ de 20 V/cm pour le cas utilisant la méthode  $P_1$ .

La figure 103 présente, pour les cas présentés ci-dessus, des divergences de flux obtenus avec les deux méthodes de transfert radiatif utilisés. Nous remarquons dans un premier temps, en observant les résultats dans la région chaude, que l'émission nette donne une divergence constante alors que la méthode  $P_1$  fait apparaître un léger gradient, tant sur la température que sur la divergence de flux. Ces gradients induisent par conséquent un transfert d'énergie sous forme de rayonnement et de conduction thermique qui peuvent contribuer à l'élargissement de la région chaude. Nous constatons également, dans le cas de la méthode  $P_1$ , que la divergence de flux devient négative dans la région froide du plasma (entre 9 et 10 mm), ce qui constitue un apport de chaleur et réchauffe le gaz dans cette région.

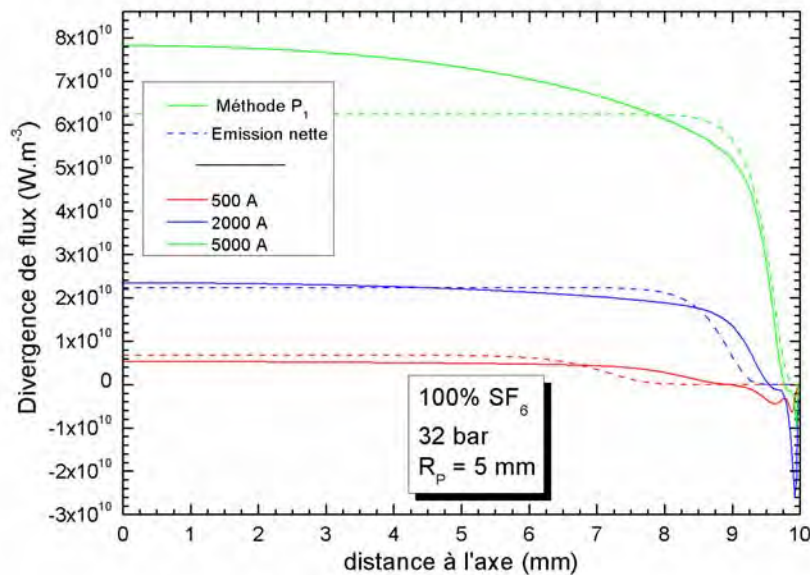


Figure 104 : Divergences du flux radiatif obtenues avec l'émission nette et la méthode  $P_1$ , des courants de 500, 2000 et 5000 A dans du  $SF_6$  à 32 bar.

#### IV.4.2 INFLUENCE DU NOMBRE DE BANDES

Comme nous l'avons montré au chapitre 3, les découpages des spectres en 5 et 10 intervalles donnaient des résultats quasi-identiques sur la divergence du flux au travers des profils de température issus de simulation de décharge de DHT. Les figures 105 à 107 présentent les profils de température obtenus à partir des jeux de CMA définis sur ces deux découpages pour des courants de 500, 2000 et 5000 A, du  $C_2F_4$  pur, du  $SF_6$  pur et un mélange de 40 %  $SF_6$  – 60 %  $C_2F_4$  à 32 bar.

Nous constatons qu'à l'exception du cas SF<sub>6</sub> pur et 500 A, les profils de température sont superposés. L'influence de la réduction du nombre d'intervalles de 10 à 5 n'a pas d'effet sur le calcul du profil de température d'un arc, comme nous pouvions nous y attendre au vu des résultats du chapitre 3. L'écart entre les profils de température du cas SF<sub>6</sub> pur et 500 A reste faible par rapport aux incertitudes expérimentales sur la mesure des températures d'arc.

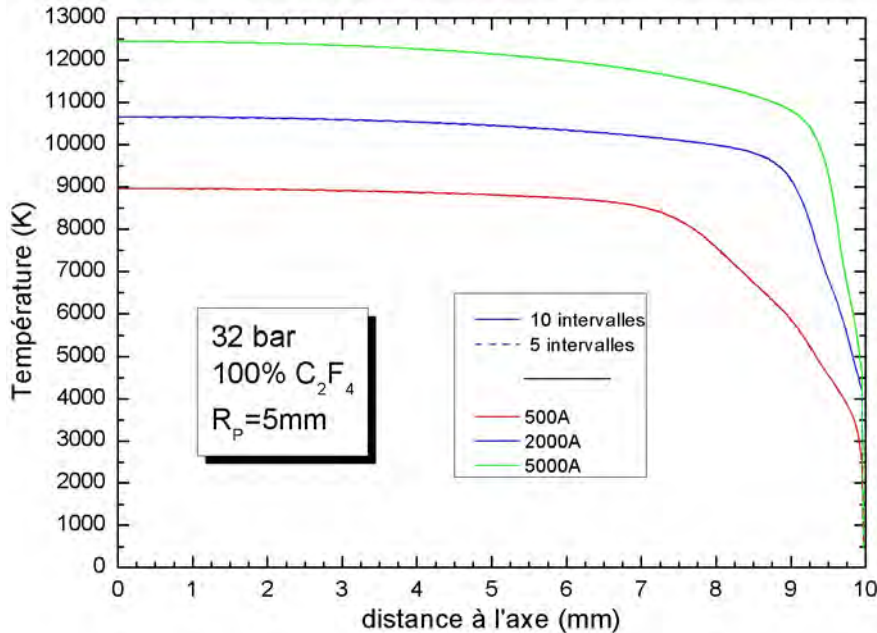


Figure 105 : Profils de température d'arc obtenus avec la méthode P<sub>1</sub> et des CMA définis sur 5 et 10 intervalles pour des courants de 500, 2000 et 5000 A dans du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar.

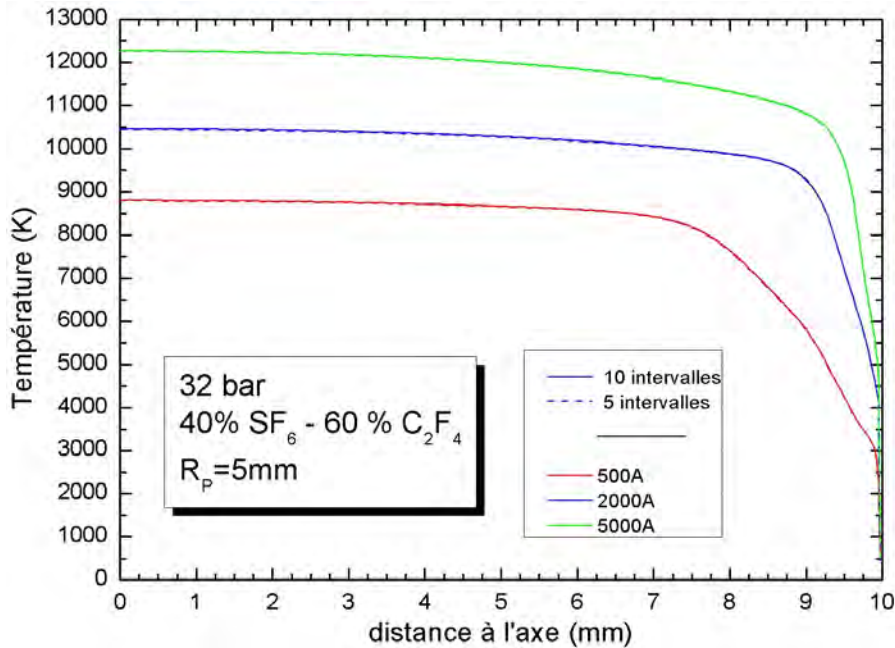


Figure 106 : Profils de température d'arc obtenus avec la méthode P<sub>1</sub> et des CMA définis sur 5 et 10 intervalles pour des courants de 500, 2000 et 5000 A dans un mélange 40 % SF<sub>6</sub> - 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar.



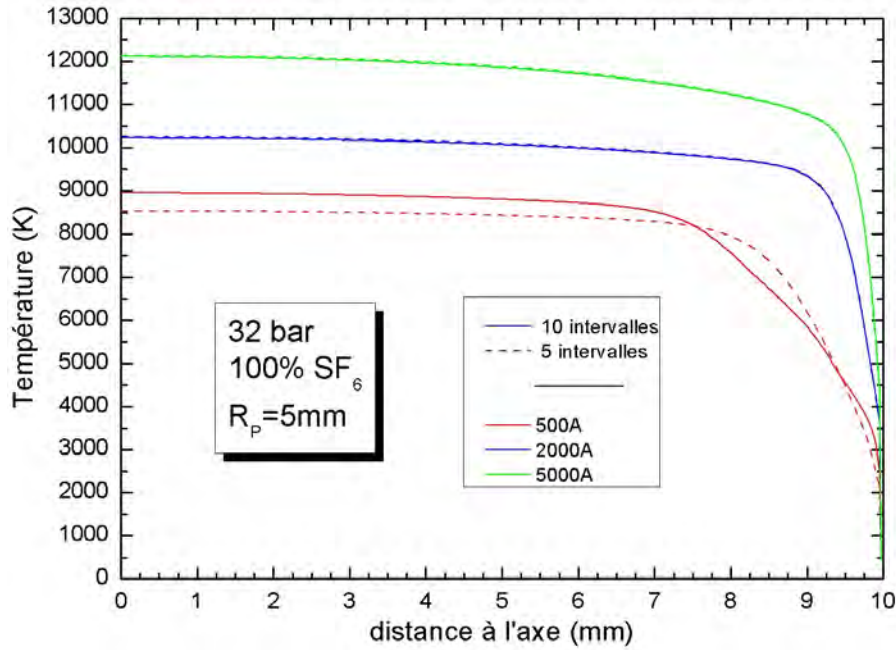


Figure 107: Profils de température d'arc obtenus avec la méthode  $P_1$  et des CMA définis sur 5 et 10 intervalles pour des courants de 500, 2000 et 5000 A dans du SF<sub>6</sub> à 32 bar.

Il est intéressant de remarquer que le profil de température n'évolue que très peu en fonction de la proportion de SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> dans le plasma, ce qui indique, comme nous l'avons vu lors de la présentation des divergences de flux (§ III.2.3.3), que les émissivités de ces deux gaz à haute température sont proches.

#### IV.4.3 INFLUENCE DU RAYON DE PLASMA

Lors de la définition des moyennes pour le calcul des CMA, nous avons introduit une moyenne de Planck modifiée par un terme exponentiel. Celui-ci permet de réduire l'influence des raies sur la valeur des moyennes. Nous présentons sur la figure 108 l'influence du rayon de plasma R<sub>p</sub> utilisé dans la définition du CMA avec la moyenne mixte sur le profil de température d'un arc. Nous avons pour cela utilisé des rayons de plasma de 1 et 10 mm qui sont des valeurs extrêmes. Effectivement, une épaisseur de 1 mm sous-estime largement la zone d'auto-absorption des raies et 10 mm représente le rayon du cylindre utilisé et donc représente la valeur maximale que l'on puisse appliquer. Nous avons utilisé des courants de 500, 2000 et 5000 A dans un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> – 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à la pression de 32 bar.

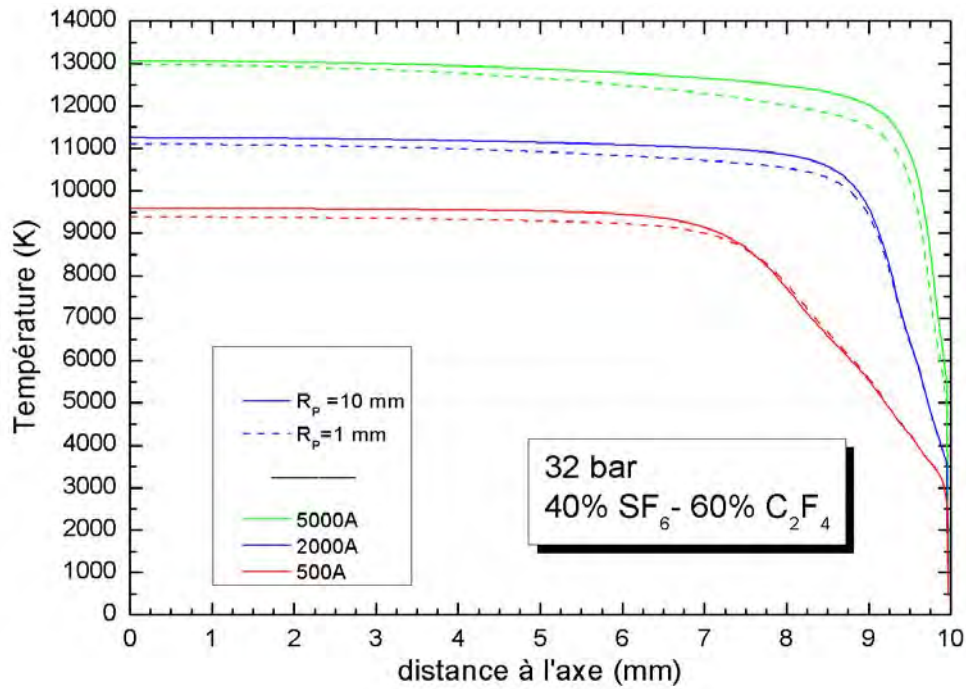


Figure 108 : profils de température obtenus avec les CMA définis avec des rayons de plasma de 1 et 10 mm pour un mélange de 40 % SF<sub>6</sub> - 60 % C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à 32 bar et des intensités de courant de 500, 2000 et 5000 A.

Nous constatons sur cette figure que l'influence du paramètre R<sub>p</sub> est faible puisque elle n'excède pas les 200 K dans la région chaude. Elle est cependant légèrement supérieure (de l'ordre de 500 K) pour un courant de 5000 A autour de 9 mm. Cet écart reste cependant faible comme nous l'avons précédemment remarqué.

## IV.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle d'arc stabilisé par parois que nous avons développé. Nous avons pour cela introduit les phénomènes pris en compte : la diffusion thermique par conduction, l'effet Joule et le rayonnement. Nous avons également présenté rapidement la méthode des volumes finis afin de détailler la méthode de résolution utilisée. Nous avons comparé les résultats de ce modèle aux résultats présentés dans l'ouvrage (Vacquie, 2000) et nous avons constaté une bonne cohérence pour des simulations d'arc dans du N<sub>2</sub> et du SF<sub>6</sub> à 1 bar et pour un courant de 40 A.

Nous avons par la suite évalué l'influence de la pression sur le profil de température d'un arc dans du SF<sub>6</sub> traversé par un courant électrique de 40 A. Nous avons constaté une baisse de la température lors de l'augmentation de la pression. Une analyse des termes source par effet joule et de perte par rayonnement a montré que la quantité d'énergie perdue sous forme de rayonnement tend à compenser l'énergie apportée par effet Joule lorsque la pression augmente ce qui diminue l'échauffement du gaz et par conséquent la température du plasma.

Afin d'observer l'influence de l'absorption du rayonnement dans les régions froides sur la température de l'arc, nous avons utilisé la méthode P<sub>1</sub> et les CMA que nous avons établis au

chapitre 3 parla définition de la moyenne mixte. Nous avons constaté un élargissement de la région chaude de l'arc lors de l'utilisation de cette méthode en comparaison à l'émission nette. L'élargissement de la zone chaude a également induit une diminution notable du champ électrique dans l'arc. Une comparaison entre les profils de température obtenus avec les jeux de CMA définis sur 5 et 10 intervalles spectraux (cf. chapitre 3) ont montré une différence très faible, confirmant que dans la majorité des cas, le jeu de CMA avec 5 intervalles était suffisant à fort courant.

## CONCLUSION GENERALE

## Conclusion générale

Ce travail de thèse a été réalisé essentiellement au sein du groupe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques du laboratoire LAPLACE à Toulouse, en collaboration étroite avec la société Siemens. L'objectif principal était d'établir une banque de données fiable, permettant de calculer, avec une précision suffisante et un temps de calcul non prohibitif, le transfert radiatif dans les modèles d'arc de disjoncteur au SF<sub>6</sub>, en présence de vapeurs de PTFE représentées par le monomère de base qui est du C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>. La démarche suivie dans cette thèse s'est inspirée des travaux antérieurs mais récents du groupe AEPPT qui avaient été développés dans la thèse de (Randrianandraina, 2011) portant sur des plasmas de SF<sub>6</sub> pur à pression atmosphérique. Les différentes étapes de cette démarche peuvent être résumées ainsi : détermination du spectre fin du rayonnement du plasma sur une large plage spectrale (de 50 nm à quelques μm) et une gamme étendue de température (de 300 à 50 000 K) ; calculer à partir de ces spectres le coefficient d'émission nette de ces plasmas ; définir un nombre limité d'intervalles spectraux à l'intérieur desquels on pourrait considérer que le plasma se comporte comme un corps gris, donc pour lesquels on pourrait définir un coefficient moyen d'absorption (CMA) ; calculer ces coefficients moyens en comparant différentes définitions ; utiliser ces CMA pour calculer le transfert radiatif dans des cas très simples où le profil de température est imposé ; enfin comparer les résultats de ce calcul approché du transfert radiatif (avec les CMA) au calcul réalisé en utilisant la description fine du spectre, pour valider et optimiser le nombre d'intervalles et le calcul des CMA.

Même si cette démarche était dès le départ assez clairement identifiée, cette thèse ne se limite pas à une extension numérique du travail réalisé lors de la thèse de Randrianandraina. En effet, un travail original a d'abord été réalisé pour déterminer les sections efficaces de photoabsorption de toutes les molécules polyatomiques présentes dans le plasma à basse température. Ce travail était nécessaire pour tenir compte correctement de la présence de la vapeur de PTFE ; il a consisté en une étude bibliographique complétée d'une méthode de calcul des sections efficaces fondée sur des analogies d'évolution en fonction de la longueur d'onde des photons. L'extension des données de base, par rapport au SF<sub>6</sub> pur, s'est également poursuivie par la prise en compte des raies et du continuum liés à la présence de carbone à haute température.

La deuxième grande originalité de cette thèse concerne la définition des coefficients moyens. Au-delà des définitions traditionnelles (moyenne normale, moyenne de Planck, moyenne de Rosseland), nous avons testé une moyenne de Planck modifiée tenant compte de l'auto absorption des raies à travers une dimension de plasma, qui avait déjà été introduite dans des travaux antérieurs du groupe AEPPT, mais surtout nous avons introduit deux nouveautés : un coefficient mixte qui couple à la fois une moyenne de Planck pour le continuum et une moyenne de Planck modifiée pour les raies ; une méthode permettant de calculer automatiquement une moyenne normale à basse température et une moyenne mixte à haute température, assurant une continuité entre les deux séries de valeurs (ce qui n'était pas le cas auparavant puisqu'il existait

## Conclusion générale

une zone arbitraire de raccordement entre les séries de valeurs qui ne donnait pas entièrement satisfaction).

L'extension vers les hautes pressions n'est pas triviale et a permis de montrer que la moyenne de Rosseland, rejetée par Randrianandraina, pouvait être intéressante, conformément au domaine de définition de cette moyenne (pour les milieux très absorbants) et à des résultats récents de la littérature sur des plasmas d'air (Peyrou, et al., 2012). Par ailleurs, le fait de traiter un grand nombre de paramètres (pression, température, proportions des gaz) a conduit à effectuer de très longs calculs pour obtenir les spectres fins (300 000 points environ par spectre) dont le temps calcul a été très fortement optimisé par rapport aux méthodes antérieures.

La troisième grande originalité de ce travail est relative à l'optimisation du nombre d'intervalles en se fondant sur les différences entre calcul « exact » (avec 300 000 points spectraux) et calculs approchés (moins de 10 valeurs de CMA) pour plusieurs profils de température (dont certains sont issus de modèles 3D d'arc de disjoncteur (Randrianarivao, 2012)), ces différences portant à la fois sur la divergence du flux radiatif près du centre et sur le flux radiatif à la paroi. Un des résultats les plus surprenants est que pour les forts courants, un jeu de 5 intervalles spectraux seulement semble suffisant pour calculer avec une précision convenable le transfert radiatif. Nous avons ainsi montré qu'il n'est pas nécessaire de tenir compte de tous les seuils d'énergie correspondant à l'ionisation des espèces atomiques (neutres et ions) comme cela avait été fait précédemment.

Enfin, par rapport à la démarche et aux objectifs initiaux, nous avons ajouté au dernier chapitre une modélisation simplifiée d'arc correspondant sensiblement aux conditions d'un arc stabilisé par parois. Cette étape a permis de tester la méthode  $P_1$  couramment utilisée dans les modèles physiques pour traiter le transfert radiatif. Les différents résultats obtenus pour des intensités de courant relativement élevées (même si elles n'atteignent pas les valeurs des arcs de disjoncteur à haute tension) ont conduit aux conclusions analogues à celles déduites des calculs avec profils imposés de température : validation de la divergence du flux dans les régions chaudes ; précision suffisante avec un jeu de 5 intervalles de CMA.

Nous disposons maintenant d'une banque de données permettant le calcul du transfert radiatif dans des plasmas d'arc de  $SF_6-C_2F_4$  avec les méthodes de coefficient d'émission nette, la méthode  $P_1$  et la méthode des ordonnées discrètes, qui sont les trois méthodes les plus couramment utilisées dans les modèles d'arc, les deux dernières étant fondées sur la connaissance préalable des coefficients moyens d'absorption. Quelles sont les limites de précision ou d'utilisation de notre banque de données ? D'un point de vue de la description fine des spectres, nous avons négligé le rôle des bandes de rotation et de vibration des molécules, en particulier des molécules diatomiques. Ce rôle est double, en émission et en absorption. En émission, si la température dans les régions chaudes est suffisamment élevée (10 000K ou plus), il est facile de montrer que l'émission des régions froides en périphérie du plasma où se trouvent les molécules, est

## Conclusion générale

négligeable devant l'émission des régions chaudes (voir en particulier (Billoux, 2013) pour d'autres types de plasma thermiques). Par ailleurs, lors du passage par zéro du courant où le plasma est nettement plus froid, le rayonnement joue un rôle négligeable par rapport à celui des autres mécanismes de transfert d'énergie (convection, conduction turbulente). En absorption, les molécules vont surtout agir dans le VUV (Billoux, 2013) et leur influence est alors masquée par les fortes valeurs du coefficient d'absorption du continuum. Nous pensons donc que le fait de ne pas considérer les bandes de vibration et de rotation n'est pas préjudiciable à nos résultats ; par ailleurs nous avons la conviction que le calcul de ces composantes moléculaires constituerait un travail gigantesque pour lequel il manque beaucoup de données et que « le jeu n'en vaut pas la chandelle » pour l'application des arcs de disjoncteurs à SF<sub>6</sub>.

Dans notre travail nous avons fait l'hypothèse que le plasma est en ETL et que la composition était celle de l'équilibre. Est-ce que cela correspond à la réalité ? Remarquons tout d'abord que la très grande majorité des modèles d'arc de disjoncteur est fondée sur cette hypothèse, et que dans les rares cas où des écarts à l'équilibre ont été pris en compte (Girard, 2000), l'influence de ces écarts n'a pas été trouvée décisive. Cette hypothèse d'ETL est d'autant plus valable que la pression est élevée, ce qui est le cas dans l'application considérée. A haute température, il est admis que les conditions de plasma sont très proches de l'ETL. A basse température et en particulier dans les régions externes il peut exister des écarts à l'équilibre avec une température électronique (T<sub>e</sub>) supérieure à la température du gaz (T<sub>g</sub>). Comme le rôle radiatif des régions externes est l'absorption par les molécules, il suffirait alors, dans un éventuel modèle à deux températures, de considérer pour les régions externes, uniquement la température du gaz. A notre avis, la principale source d'erreur provient de la composition chimique dans les régions froides (T < 3000 K) et en particulier la présence de molécules dont la densité est donnée par les lois de l'équilibre : il n'est pas sûr que dans un disjoncteur réel la cinétique chimique de formation de ces molécules soit suffisamment rapide pour assurer cet équilibre. Mais, comme à fort courant la constante de temps d'évolution des grandeurs électriques est de l'ordre de la ms (la durée totale de l'arc est de l'ordre de 10 ms), la cinétique chimique est en général plus rapide (Belhaouari, et al., 1998).

La validation essentielle de notre banque de données est basée sur la comparaison entre « calcul exact » et calculs approchés (avec les CMA) sur des profils imposés à 1D. Or le calcul 1D tend à surestimer les effets d'émission et d'absorption du rayonnement par rapport à la réalité d'une géométrie compliquée (car le profil de température choisi correspond approximativement à un diamètre de l'arc donc à une direction couvrant à la fois la région la plus chaude et la valeur la plus froide, alors qu'il existe beaucoup d'autres directions à prendre en compte dans le transfert radiatif). Il serait donc intéressant de valider nos jeux de données (avec 5, 7 ou 10 intervalles par exemple) dans des modèles 3D d'arc de disjoncteur. Cette validation permettrait en outre de mieux définir le niveau de précision nécessaire sur le flux radiatif à la paroi. En effet, des travaux antérieurs (confirmés ici) ont montré qu'une précision d'un facteur 2 sur la divergence du flux (ou

## Conclusion générale

sur le coefficient d'émission nette) est suffisante par rapport à la précision des mesures de température. En revanche nous ne savons pas quelle est l'influence d'une variation sensible du flux radiatif à la paroi sur l'ablation des matériaux et donc sur le comportement global de l'arc. On peut s'attendre à ce qu'une erreur de 50% soit trop élevée.

Enfin, dans les perspectives directes de cette thèse, le calcul de coefficients moyens d'absorption réalisé pour des mélanges  $\text{SF}_6\text{-C}_2\text{F}_4$ , pourra être appliqué à de nombreux autres plasmas thermiques pour affiner en particulier le calcul de l'absorption dans les régions tièdes ou froides entourant le plasma.



## BIBLIOGRAPHIE

- Ali, A. W. & Griem, H. R., 1965. theory of Resonance Broadening of Spectral Lines by Atom-Atom Impacts. *Physical Review*, Volume 140, p. A1044.
- Aubrecht, V. & Gross, B., 1994. Net emission coefficient of radiation of SF<sub>6</sub> arc plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 27, p. 95.
- Aubrecht, V. & Lowke, J. J., 1994. Calculations of radiation transfer in SF<sub>6</sub> plasmas using the method of partial characteristics. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 27, p. 2066.
- Barfield, W. D., Koontz, G. D. & Huebner, W. F., 1972. Fits to new calculations of photoionization cross sections for low-Z elements. *JQSRT*, Volume 12, pp. 1409-33.
- Belhaouari, J. B., Gonzalez, J. J. & Gleizes, A., 1998. Simulation of a decaying SF<sub>6</sub> arc plasma: hydrodynamic and kinetic coupling study. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 31, p. 1219.
- Billoux, T., 2013. *Élaboration d'une base de données radiative pour des plasmas de type C<sub>w</sub>H<sub>x</sub>O<sub>y</sub>N<sub>z</sub> et application au transfert radiatif pour des mélanges Air, CO<sub>2</sub> et CO-H<sub>2</sub>*, Toulouse: Université Toulouse Paul Sabatier.
- Blechs Schmidt, D. et al., 1972. The optical spectra of gaseous and solid SF<sub>6</sub> in the extreme ultraviolet and soft X-ray region. *Chemical Physics Letters*, Volume 14, pp. 33-6.
- Boulos, M. I., Fauchais, P. & Pfender, E., 1994. *Thermal Plasmas Fundamentals and Applications Volume 1*. New York: Plenum Press.
- Bréchet, S. & Régemorter, H. V., 1964. Elargissement des raies spectrales par chocs. *Annales d'astrophysique*, Volume 27, p. 432.
- Bundy, F. P., 1989. Pressure-temperature phase diagram of elemental carbon. *Physica A*, Volume 156, pp. 169-178.
- Cabannes, F. & Chapelle, J., 1971. *Spectroscopic plasma diagnostic in reaction under plasma conditions*. New York: Venugopalan.
- Cairns, R. B. & Samson, J. A. R., 1965. Absorption and Photoionization cross sections of CO<sub>2</sub>, CO, Ar, and He at intense solar emission lines. *Journal of Geophysical Research*, pp. 99-104.
- CEA.fr, 2010. <http://www.cea.fr/defense/tera-100-premier-supercalculateur-europeen-petaf-42713>. [En ligne].
- Chase, M. W. et al., 1985. *JANAF thermochemical tables third edition*. U.S. National Bureau of Standards éd. s.l.:Journal of Physical and Chemical References.
- Chauveau, S., 2001. *Constitution de bases de données spectroscopiques relatives à un plasma d'air. Applications au calcul de transferts radiatifs*, Cachan: Thèse de doctorat de l'Ecole Centrale de Paris.
- Christophorou, L. G., 2000. Electron interactions with SF<sub>6</sub>. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Volume 25, p. 267.
- Christophorou, L. G., Olthoff, J. K. & Rao, M. V. V. S., 1996. Electron interaction with CF<sub>4</sub>. *J. Phys. Chem.*, Volume 25, p. 1341.
- CITEPA, 2012. <http://www.citepa.org/fr/pollution-et-climat/polluants/effet-de-serre/hexafluorure-de-soufre>. [En ligne].
- Cressault, Y., 2001. *Propriétés des plasmas termiques dans des mélanges argon-hydrogène-cuivre*, Toulouse: université de Toulouse Paul Sabatier.
- Cressault, Y. & Gleizes, A., 2005. Mean absorption coefficient for CO<sub>2</sub> thermal plasmas. *4th Intern. Conf. on Computational Heat and Mass Transfer*, Volume II, p. 1307.

- Cressault, Y., Gleizes, A. & Riquel, G., 2012. Properties of argon-aluminum thermal plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 45, p. 265202.
- Cressault, Y., s.d. *Rapport interne*, Toulouse: AEPPT.
- Cressault, Y., Rouffet, M. E., Gleizes, A. & Meillot, E., 2010. Net emission of Ar-H<sub>2</sub>-He thermal plasmas at atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 43, p. 335204.
- Drawin, H. W., 1969. Validity Conditions for Local Thermodynamic Equilibrium. *Z. Physik*, Volume 228, pp. 99-119.
- Drayson, S. R., 1976. Rapid computation of the Voigt Profile. *JQSRT*, Volume 16, p. 611.
- Eden, S. et al., 2004. Electronic excitation of tetrafluoroethylene C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>. *Chemical physics*, Volume 297, pp. 257-69.
- Freton, P., 2002. *Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène, Modélisation - expérience*, Toulouse: Université de Toulouse Paul Sabatier.
- Gentils, F., 2000. *Etude optique et spectroscopique d'un arc de disjoncteur industriel à auto-pistonnage dans l'hexafluorure de soufre (SF<sub>6</sub>) : caractérisation de l'ablation de la tuyère en téflon*, Orléans: Université d'Orléans.
- Girard, R., 2000. *Modélisation bi-dimensionnelle d'un arc de SF<sub>6</sub> en extinction, en déséquilibre thermique et chimique*, Toulouse: Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier.
- Gleizes, A., Cressault, Y. & Teulet, P., 2010. Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours. *Plasma Sources Science and Technology*, Volume 19.
- Gleizes, A., Gonzalez, J. J., Liani, B. & Raynal, 1993. Calculation of net emission coefficient of thermal plasmas in mixtures of gas with metallic vapour. *J Phys. D: appl. Phys.*, Volume 26, p. 1921.
- Gleizes, A., Gonzalez, J. J., Liani, B. & Raynal, G., 1993. Calculation of net emission coefficient of thermal plasmas in mixtures of gas with metallic vapour. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 26, p. 1921.
- Gleizes, A., Gonzalez, J. J., Razafinimanana, M. & Robert, T., 1992. Influence of radiation on temperature field calculation in SF<sub>6</sub> arcs. *Plasma Sources Sci.Technol.*, Volume 1, p. 135.
- Gleizes, A. et al., 1991. Cooling and chemical kinetics in a wall-stabilized SF<sub>6</sub> arc in extinction. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 24, p. 1333.
- Gleizes, A., Rahmani, B., Gonzalez, J. J. & Liani, B., 1991. Calculation of net emission coefficient in N<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub>, and SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> arc plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 24, p. 1300.
- Gleizes, A., Sakalis, I., Razafinimanana, M. & Vacquié, S., 1987. Decay of wall stabilized arcs in SF<sub>6</sub>-N<sub>2</sub> mixtures. *Journal of applied Physics*, Volume 61, p. 510.
- Godin, D. & Trépanier, J. Y., 2004. A Robust and Efficient Method for the Computation of Equilibrium Composition in Gaseous Mixtures. *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, 24(3), pp. 447-73.
- Gongassian, M., 1986. *Etude théorique du rayonnement émis par un plasma d'hexafluorure de soufre*, Toulouse: université de Toulouse Paul Sabatier.
- Grant, I. P., 1958. *M.N.R.A.S.*, Volume 118, p. 241.
- Griem, H. R., 1964. *Plasma Spectroscopy*. s.l.:Academic Press.
- Henry, R. J. W. & McElroy, M. B., 1968. photoelectrons in planetary atmospheres, in the atmospheres of venus and mars. *j. geophys. res.*
- Hitchcock, A. P. & Van der Wiel, M. J., 2001. Absolute oscillator strengths (5-63 eV) for photoabsorption and ionic fragmentation of SF<sub>6</sub>. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, Volume 12, p. 2153.
- Hofsaess, D., 1979. Photoionization cross sections calculated by the scaled Thomas-Fermi method (hv<50 eV). *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 24(4), p. 286.
- Holland, D. M. P. et al., 1999. A study of the absolute photoabsorption cross section and the photoionization quantum efficiency of sulphur hexafluoride from the ionization

- threshold to 420 Å. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Data*, Volume 25, p. 4823.
- Jennifer, W. A., Burton, G. R. & Brion, C. E., 1997. Quantitative spectroscopic studies of the valence-shell electronic excitation of freons (CFCl<sub>3</sub>, CF<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>, CF<sub>3</sub>Cl, and CF<sub>4</sub>) in the VUV and soft X-ray regions. *Chemical Physics*, Volume 221, pp. 151-68.
- Kafrouni, H., Bagneux, J. M., Gleizes, A. & Vacquié, S., 1979. Temporal changes of particle densities and temperatures in a decaying arc discharge. *JQSRT*, Volume 21, p. 457.
- Kameta, K. et al., 1996. Photoabsorption, Photoionisation, and neutral-dissociation cross sections of C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> and C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> in the extreme-uv region. *Journal of Electron Spectroscopy and related phenomena*, Volume 79, p. 391.
- Katayama, D. H., Huffman, R. E. & O'Bryan, C. L., 1873. Absorption and Photoionization cross sections for H<sub>2</sub>O and D<sub>2</sub>O in the vacuum ultraviolet. *J. chem. phys*, Volume 59, p. 4309.
- Kronebusch, P. L. & Berkowitz, J., 1976. Photodissociative ionization in the 21-41 eV region: O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO, NO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>. *Int. J. of Mass Spectrometry and Ion Phys.*, Volume 22, p. 283.
- Lawrence, G. M., 1971. Photodissociation of CO<sub>2</sub> to Produce CO(a 3Π). *J. Chem. Phys.*, Volume 56, p. 3435.
- Lee, L. C., Carlson, R. W., Judge, D. L. & Ogawa, M., 1973. The absorption cross sections of N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, NO, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> and C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> from 180 to 700 Å. *JQSRT*, Volume 13, pp. 1023-31.
- Lee, L. C., Phillips, E. & Judge, D. L., 1977. Photoabsorption cross sections of CH<sub>4</sub>, CF<sub>4</sub>, CF<sub>3</sub>Cl, SF<sub>6</sub>, and C<sub>2</sub>F<sub>6</sub> from 175 to 770 Å. *the journal of Chemical Physics*, Volume 67, pp. 1237-46.
- Letchworth, K. L. & Benner, D. C., 2007. Rapid and accurate calculation of the Voigt function. *JQSRT*, Volume 107, p. 173.
- Liebermann, R. W. & Lowke, J. J., 1976. Radiation emission coefficients for sulfur hexafluoride arc plasmas. *JQSRT*, Volume 16, pp. 253-264.
- Lowke, J. J., 1969. A relaxation method of calculating arc temperature profiles applied to discharges in sodium vapor. *JQSRT*, Volume 9, pp. 839-854.
- Lowke, J. J., 1974. Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficient for radiation losses. *JQSRT*, Volume 14, pp. 111-122.
- Lowke, J. J. & Capriotti, E. R., 1969. Calculation of temperature profiles of high pressure electric arcs using the diffusion for radiation transfer. *JQSRT*, Volume 9, pp. 207-236.
- Maecker, H. H., 1971. Principles of Arc Motion and Displacement. *Proceeding of the IEEE*, Volume 59, p. 439.
- Masuoka, T., 1981. Dissociative and double photoionization of CO from threshold to 90 Å. *The Journal of Chemical Physics*, Volume 74, p. 1093.
- Masuoka, T. & Samson, J. A. R., 1981. Dissociative and double photoionization of CO from threshold to 90 Å. *J chem phys*, Volume 74, p. 1093.
- Mishra, S. C., Roy, H. K. & Misra, N., 2006. Discrete ordinate method a new and a simple quadrature scheme. *JQSRT*, Volume 101, pp. 249-262.
- Modest, M. F., 2003. *Radiative Heat Transfer*. second edition éd. s.l.:Academic Press.
- Mount, G. H. & Moos, H. W., 1978. Photoabsorption cross sections of methane and ethane. *The astrophysical journal*, Volume 224, p. L35.
- Nahizadeh-Kashani, Y., Cressault, Y. & Gleizes, A., 2002. Net emission coefficient of air thermal plasmas. *J phys. D: Appl. Phys.*, Volume 35, p. 2925.
- Nakata, R. S., Watanabe, K. & Matsunaga, F. M., 1965. *Science of light*, Volume 14.
- Okuda, S. et al., 1980. Spectroscopic Approach to the Analysis of High Current Arcs in SF<sub>6</sub>. *IEEE Trans. Plasma. Sc.*, Volume PS-8, p. 395.
- Orel, A. E., Rescigno, T. N., McKoy, B. V. & Langhoff, P. W., 1980. Photoexcitation and ionization of F<sub>2</sub>. *J. Chem. Phys.*, Volume 72, p. 1265.

- Padial, N. T., Collins, L. A. & Schneider, B. I., 1985. Photoionization of ground-state molecular carbone C2. *Astrophysical Journal*, pp. 369-74.
- Patankar, S. V., 1980. *Numerical heat transfer and fluid flow*. s.l.:Hemisphere Publishing Corporation.
- Patankar, S. V., 1980. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. s.l.:Hemisphere Publishing Corporation.
- Pecker-Wimel, C., 1967. *Introduction à la spectroscopie des plasmas*. Paris : Dunod.
- Peyrou, B. et al., 2012. Radiative properties and radiative transfer in high pressure thermal air plasmas. *J. Phys. D*, Volume 45.
- Phillips, E., Lee, L. C. & Judge, D. L., 1977. Absolute photoabsorption cross sections for H2O and D2O from 180-790 Å. *JQSRT*, Volume 18, pp. 309-13.
- Pradayrol, C. et al., 1996. Absorption coefficients of SF6, SF4, SOF2 and SO2F2 in the vacuum ultraviolet. *Journal de Physique III*, Volume 6, pp. 603-12.
- Preston, R. C., 1977. Spectroscopic of a plasma temperature and radiation standard based on a wall-stabilized arc. *JQSRT*, Volume 18, pp. 337-60.
- Rahmani, B., 1989. *Calcul d'émission nette du rayonnement des arcs dans le SF6 et les mélanges SF6-N2*, Toulouse: université Toulouse Paul Sabatier.
- Randrianandraina, H. Z., 2011. *Amélioration des méthodes de calcul de transfert radiatif dans des plasmas thermiques : application au SF6*, Toulouse: Thèse de doctorat de l'université Paul Sabatier.
- Randrianandraina, H. Z., Cressault, Y. & Gleizes, A., 2011. Improvements of radiative transfer calculation for SF6 thermal plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 44, p. 194012.
- Randrianarivao, D., 2012. *Modélisation des écoulements dans un disjoncteur haute tension*, Toulouse: université de Toulouse Paul Sabatier.
- Raynal, G. & Gleizes, A., 1995. Radiative transfer calculation in SF6 arc plasmas using partial characteristics. *Plasma Sources Sci. Technol.*, Volume 4, p. 152.
- Reichert, F., Gonzalez, J.-J. & Freton, P., 2012. Modelling and simulation of radiative energy transfert in high-voltage circuit breakers. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 45.
- Robinson, E. J. & Geltman, S., 1967. Single- and Double-Quantum Photodetachment of Negative Ions. *Physical Review*, Volume 153, p. 4.
- RTE, 2013. [http://clients.rte-france.com/lang/fr/visiteurs/vie/vie\\_perte\\_RPT.jsp](http://clients.rte-france.com/lang/fr/visiteurs/vie/vie_perte_RPT.jsp). [En ligne].
- Ruchti, C. B. & Niemeyer, L., 1986. Ablation controlled Arcs. *IEEE Trans. Plasma Sc.*, Volume 14, pp. 423-34.
- Rustgi, O. P., 1964. Absorption Cross Sections of Argon and Methane between 600 and 170 Å. *J. opt. soc. am.*, Volume 54, p. 464.
- Sahal-Bréchet, S., 1969. Théorie de l'élargissement et du déplacement des raies spectrales sous l'effet des chocs avec les électrons et les ions dans l'approximation des impacts. *Astron. & Astrophys.*, Volume 1, p. 91.
- Schoen, R. I., 1962. Absorption, Ionization, and Ion-Fragmentation Cross Sections of Hydrocarbon Vapors under Vacuum-Ultraviolet Radiation. *The journal of chemical physics*, Volume 37, p. 2032.
- Schulz-Gulde, E., 1971. Resonance Probabilities for Sulfur Lines from Wall-stabilized Arc Measurements. *Z. Physik*, Volume 245, p. 308.
- Seeger, M., Tepper, J., Christen, T. & Abrahamson, J., 2006. Experimental study on PTFE ablation in high voltage circuit-breaker. *J. Phys D*, Volume 39, pp. 5016-5024.
- Soloukhin, R. I., 1987. *Handbook of radiative heat transfer in high-temperature gases*. s.l.:Hemisphere publishing corporation.
- Steinbeck, J. et al., 1985. A model for pulsed laser melting of graphite. *Journal of Applied Physics*, Volume 58, p. 4374.
- Steunenberg, R. K. & Vogel, R. C., 1956. The Absorption Spectrum of Fluorine. *J. chem. phys.*, Volume 24, p. 901.
- Vacquié, S., 2000. *L'arc électrique*. s.l.:Eyrolles : Sciences et techniques de l'ingénieur.

- Vacquié, S., Gleizes, A. & Kafrouni, H., 1985. Measurements of electron density in a SF6 arc plasma. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Volume 18, p. 2193.
- Vérité, J. C. et al., 1995. Arc modelling in SF6 circuit breakers. *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, Volume 142, p. 189.
- Watanabe, K. & Zelikoff, M., 1953. Absorption Coefficient of Water Vapor in the Vacuum Ultraviolet. *J. opt. soc. am.*, Volume 43, p. 753.
- Wells, R. J., 1999. Approximation to the Voight/Faddeeva function and its derivatives. *JQSRT*, Volume 62, p. 29.
- Zalula, J. M., 1997. *On Graphite Transformations at High Temperature and Pressure Induced by Absorption of the LHC Beam*, s.l.: CERN.
- Zhang, J. L. et al., 2002. Computational Investigation of Arc Behavior in an Auto-Expansion Circuit Breaker Contaminated by Ablated Nozzle Vapor. *IEE transaction on plasma science*, 30(2), p. 706.



## ANNEXE 1 : SECTION EFFICACE DU CONTINUUM D'ABSORPTION DES MOLECULES O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>

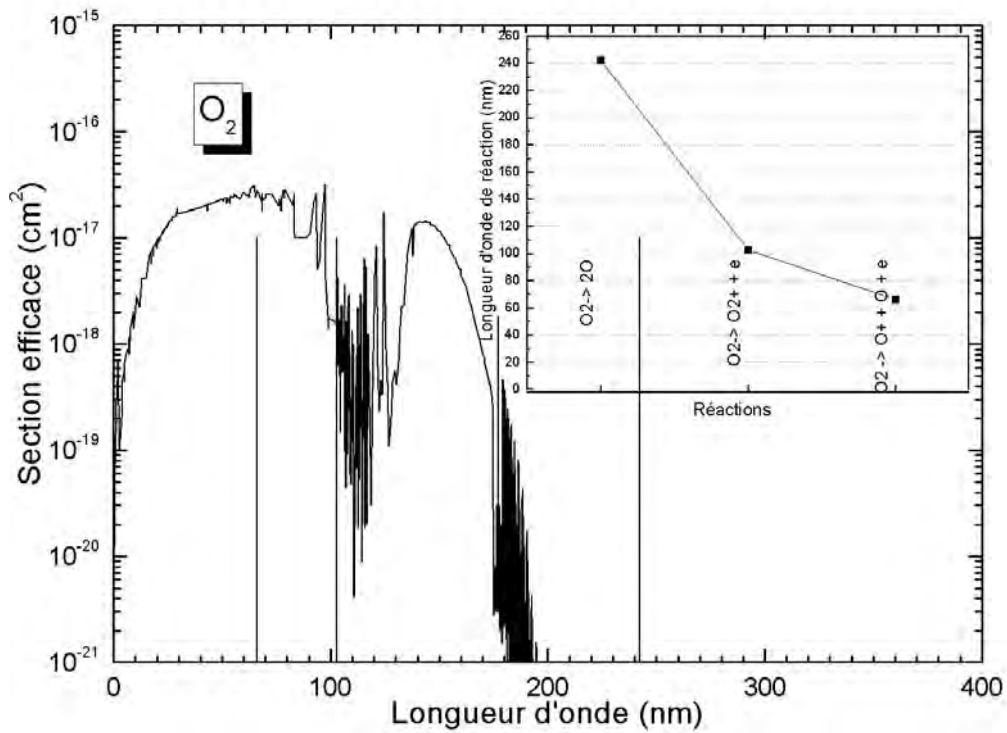


Figure 109 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule O<sub>2</sub> et seuil d'énergie des réactions (en nm).

Annexe 1 : Section efficace du continuum d'absorption des molécules O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>

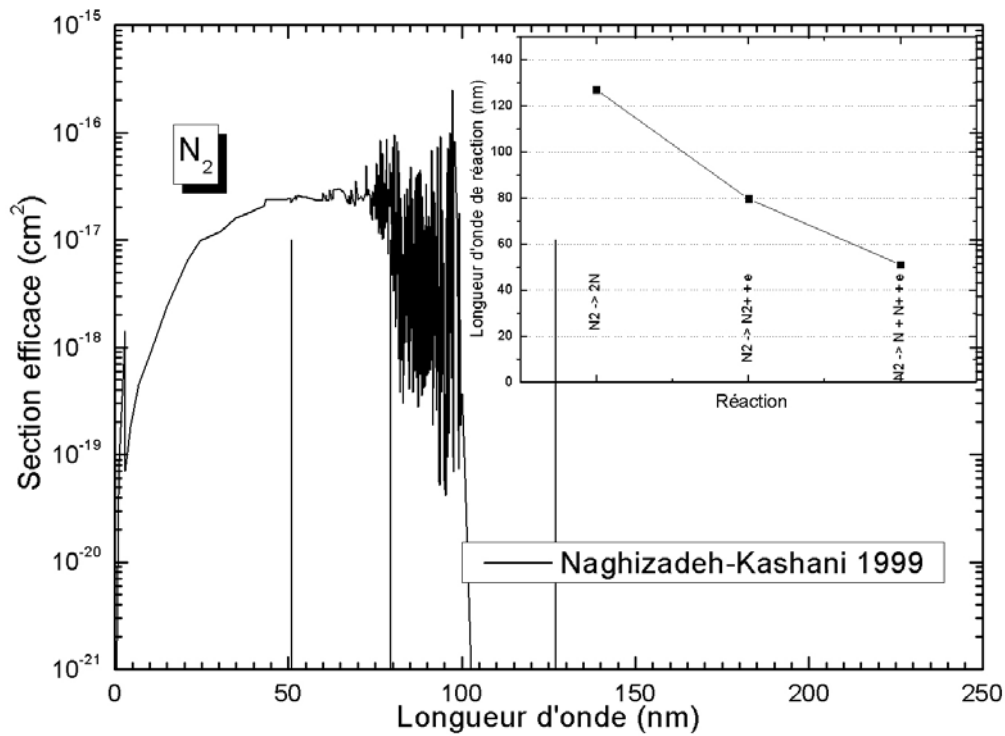


Figure 110 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule  $N_2$  et seuil d'énergie des réactions (en nm).

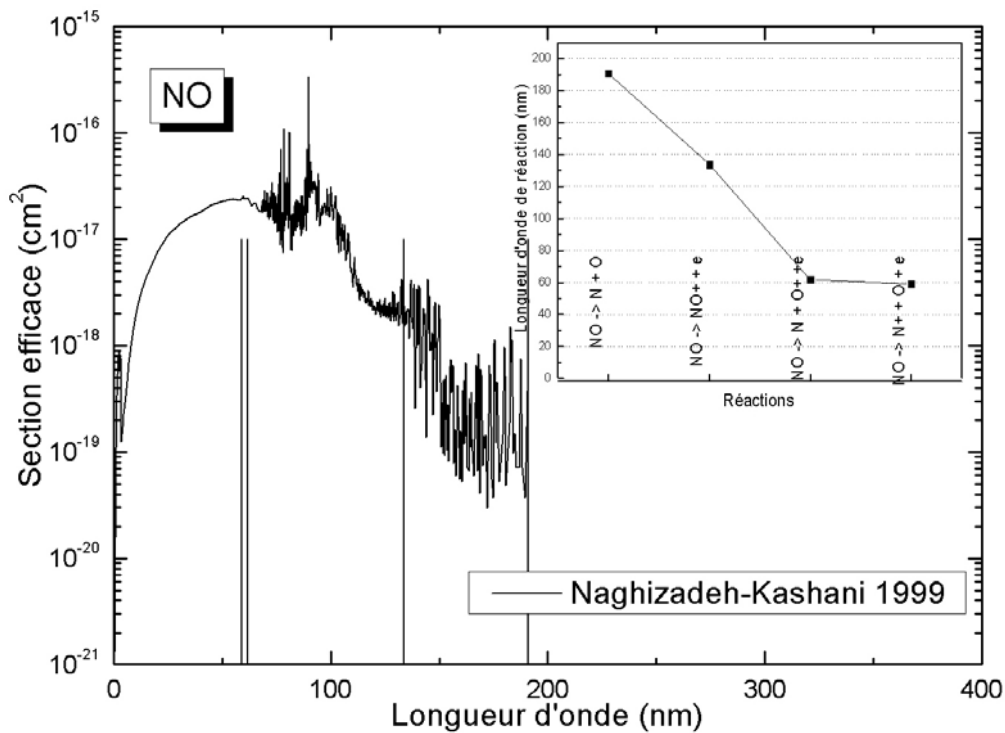


Figure 111 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule  $NO$  et seuil d'énergie des réactions (en nm).



Annexe 1 : Section efficace du continuum d'absorption des molécules O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>

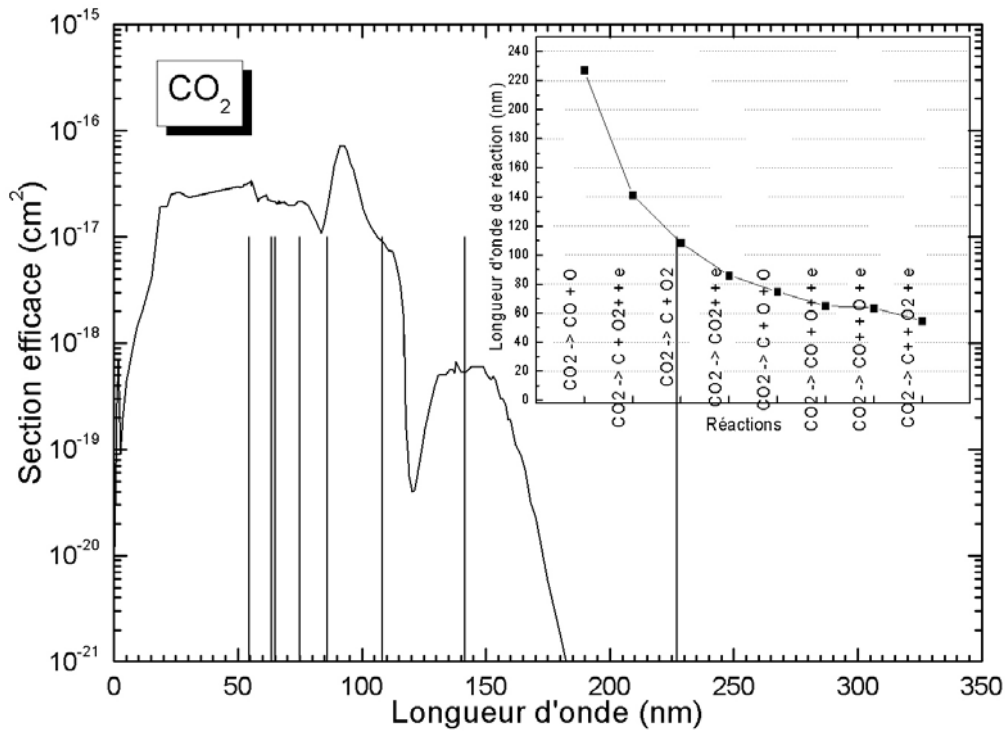


Figure 112 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule NO<sub>2</sub> et seuil d'énergie des réactions (en nm).

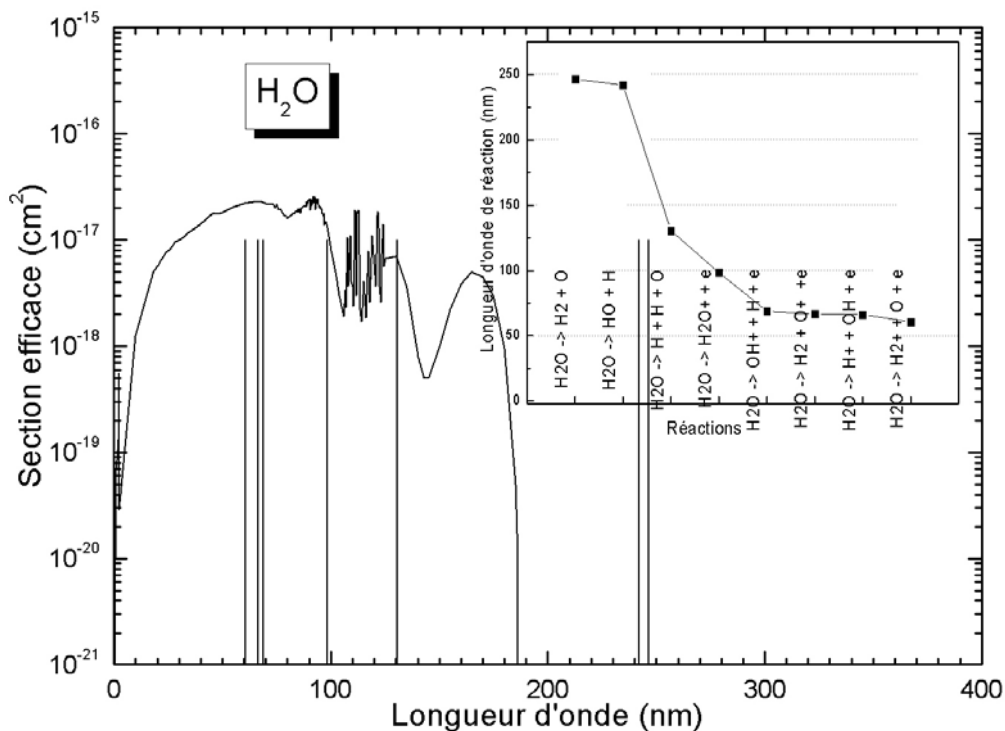


Figure 113 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule H<sub>2</sub>O et seuil d'énergie des réactions (en nm).

Annexe 1 : Section efficace du continuum d'absorption des molécules O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>

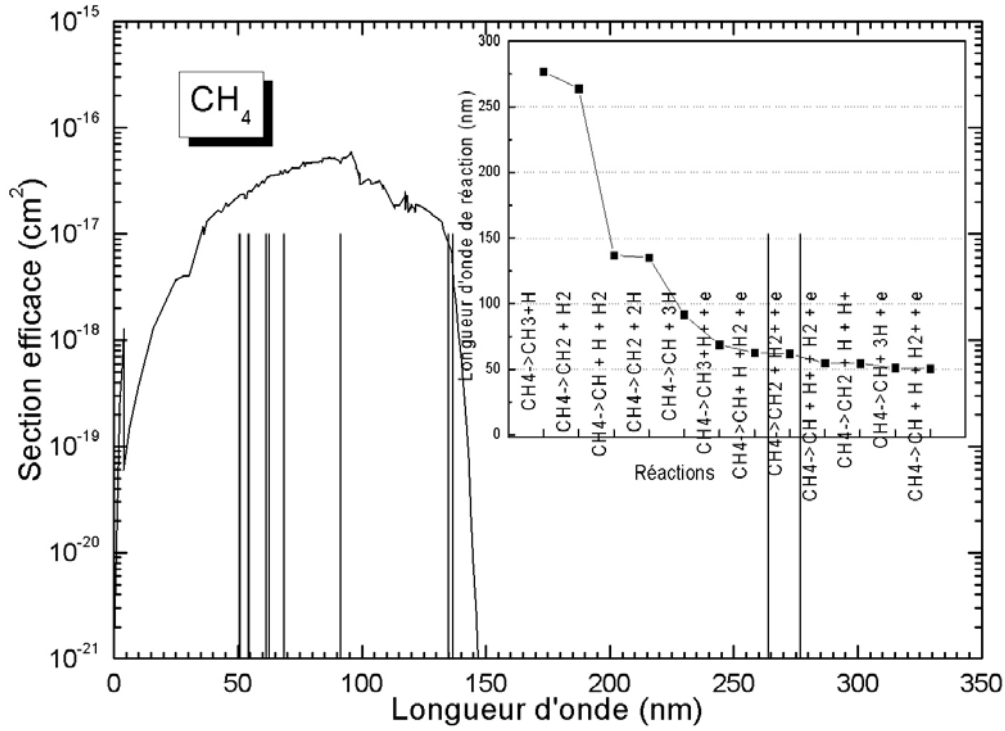


Figure 114 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule CH<sub>4</sub> et seuil d'énergie des réactions (en nm).

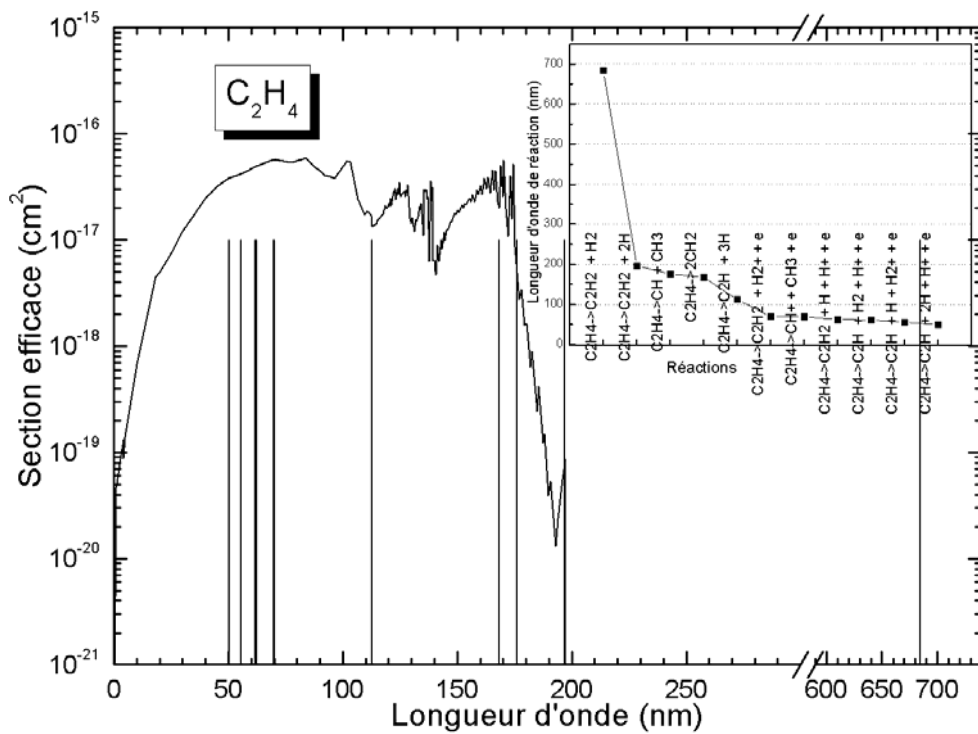


Figure 115 : Section efficace du continuum d'absorption de la molécule C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> et seuil d'énergie des réactions (en nm).



**AUTHOR :** Christopher JAN

**TITRE :** Study on radiative transfer in thermal plasma mixtures of SF<sub>6</sub> - C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>: Application to high voltage circuit – breaker simulation.

**PhD DIRECTORS :** Yann Cressault et Alain Gleizes

**LOCATION AND DATE OF THE DEFENDING :** LAPLACE, 118 route de Narbonne, 31062 cedex 9 Toulouse, Thursday the 7<sup>th</sup> of November 2013

---

**Summary :** High voltage current switching is operated by SF<sub>6</sub> High Voltage Circuit Breakers (HVCB). While the electrical contacts separate, the current continuity is preserved by the generation of a thermal plasma of the electrical arc type. Radiative transfer has three major effects in these systems: Cooling down the hot regions by radiation emission, heating the cold gas surrounding the arc and ablating the PTFE ([C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>]<sub>n</sub>) walls. Consideration of the radiative transfer requires a fine description of absorption spectra of the plasma (~300 000 points in frequency). Numerical simulation of these discharges is widely used for new HVCB development and the consideration of radiative transfer in such models uses approximated methods. These ones are based on low resolution absorption spectra description (~10 points) defined by Mean Absorption Coefficients (MAC). This work presents:

- An original method for the generation of a data base of MAC, considering molecular and atomic continua and atomic lines for mixtures of SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> at temperatures from 300 K to 50 000 K and pressures from 1 to 100 bars.
- Results of a 1D radiative transfer model, obtained with the fine spectral data base and with the utilization of MAC defined by various mean definitions (Planck, Rosseland, “mixed”, ...) over various sets of spectral intervals are presented. Influence of the mean definition and the number of intervals on the flux and the divergence of the flux are highlighted.
- The development of a wall stabilized arc model solving the considered equations with the finite volume method. This one allows a comparison of the net emission method with the P<sub>1</sub> method which considers radiative absorption of cold regions, as well as a comparison between MAC sets defined by different sets of spectral intervals using an iterative method.

---

**Key words :**

|  |                     |                             |
|--|---------------------|-----------------------------|
| High voltage circuit breakers                            | Absorption spectra  | Mean Absorption Coefficient |
| Thermal Plasma   | Molecular Continuum | Stabilized Arc              |
| SF <sub>6</sub> - C <sub>2</sub> F <sub>4</sub> Mixtures | Radiative Transfer  | Finite Volume Method        |

---

**ED GEET :** Ingénierie des PLASMAS

**ENTITLED AND ADDRESS OF THE LABORATORY :** LAPLACE (UMR 5213), 118 route de Narbonne, 31062 Cedex 9, TOULOUSE

**AUTEUR :** Christopher JAN

**TITRE :** Etude du transfert radiatif dans des plasmas thermiques de mélanges SF<sub>6</sub> - C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> : Application à la simulation des disjoncteurs haute tension

**DIRECTEURS DE THESE :** Yann Cressault et Alain Gleizes

**LIEU ET DATE DE SOUTENANCE :** LAPLACE, 118 route de Narbonne, 31062 cedex 9 Toulouse, le jeudi 7 novembre 2013

---

**Résumé :** La coupure du courant au travers des lignes haute tension est effectuée au moyen de Disjoncteur Haute Tension (DHT) à SF<sub>6</sub>. Lors de la séparation des contacts électriques la continuité du courant est assurée par la formation d'un plasma thermique de type arc électrique. Le transfert radiatif a trois effets majeurs dans ces dispositifs : le refroidissement des zones chaudes par émission d'un rayonnement, le réchauffement du gaz froid en périphérie par absorption du rayonnement et l'ablation des parois en PTFE ([C<sub>2</sub>F<sub>4</sub>]<sub>n</sub>). La considération du transfert radiatif nécessite une description fine des spectres d'absorption du plasma (~300 000 points en fréquence). La simulation numérique de ces décharges est largement utilisée dans le cadre du développement de nouveaux DHT et la considération du transfert radiatif dans ces modèles utilise des méthodes approchées. Ceux-ci se basent sur une description des spectres d'absorption de faible résolution (~10 points) en définissant des Coefficients Moyens d'Absorption (CMA). Ce travail présente :

- Une méthode originale permettant la création d'une base de données de CMA, comprenant le continuum moléculaire et atomique et les raies atomiques pour des mélanges de SF<sub>6</sub>-C<sub>2</sub>F<sub>4</sub> à des températures de 300 à 50 000 K et des pressions de 1 à 100 bar.
- Les résultats d'un modèle de transfert radiatif en 1D, obtenus avec la base spectrale fine et l'utilisation des CMA définis avec différentes moyennes (Planck, Rosseland, « mixte », ...) et sur plusieurs jeux d'intervalles. L'influence de la moyenne et du nombre d'intervalles sur le flux et sa divergence sont mis en évidence.
- Le développement d'un modèle d'arc stabilisé par parois résolvant les équations considérées par la méthode des volumes finis. Celui-ci permet une comparaison entre la méthode de l'émission nette et la méthode P<sub>1</sub> qui tient compte de l'absorption du rayonnement des zones froides, mais également une comparaison entre des jeux de CMA définis sur des intervalles spectraux différents par une méthode itérative.

---

**Mots clés :**

|   |                       |                                |
|---|-----------------------|--------------------------------|
| Disjoncteur haute tension                               | Spectre d'absorption  | Coefficient moyen d'absorption |
| Plasma thermique  | Continuum moléculaire | Arc stabilisé                  |
| Mélange SF <sub>6</sub> - C <sub>2</sub> F <sub>4</sub> | Transfert radiatif    | Méthode volumes finis          |

---

**ED GEET :** Ingénierie des PLASMAS

**INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE :** LAPLACE (UMR 5213), 118 route de Narbonne, 31062 Cedex 9, TOULOUSE

